МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
ИНСТИТУТ ЛАЗЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Немцева Анна Викторовна

Распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере в режиме слабых и сильных флуктуаций интенсивности и адаптивная коррекция излучения при неполном фазовом сопряжении

Специальность 1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

доктор физико-математических наук, профессор
Макаров Владимир Анатольевич

доктор физико-математических наук
Стариков Федор Алексеевич

Москва – 2026

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Введение 4

Глава 1. Современное состояние теории распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере и его адаптивная фазовая коррекция 15

1.1. Теория атмосферной турбулентности Колмогорова-Обухова 15

1.2. Режимы распространения оптической волны в турбулентной атмосфере 19

1.2.1. Режим слабых сцинтилляций излучения 19

1.2.2. Режим сильных сцинтилляций излучения 24

1.3. Адаптивная коррекция оптического излучения в турбулентной атмосфере 36

1.3.1. Принцип работы адаптивной системы коррекции оптического излучения 36

1.3.2. Эффективность адаптивной фазовой коррекции оптического излучения .. 42

1.3.3 Число Штреля и осевая интенсивность излучения в турбулентной атмосфере при частичной адаптивной фазовой коррекции 48

1.4. Интегральные параметры оптического излучения в турбулентной атмосфере 54

1.5. Исследования интегральных параметров атмосферной турбулентности по недиагональной компоненте корреляционной функции градиентов фазы излучения 58

1.5. Выводы к главе 1 59

Глава 2. Корреляции градиентов фазы оптической волны в турбулентной атмосфере 60

2.1 Квазиоптическое приближение волнового уравнения 60

2.2 Численная модель и ее верификация 62

2.3 Корреляционная функция градиентов фазы излучения при наличии слабых сцинтилляций в однородной атмосфере 66

2.4. Корреляционная функция градиентов фазы в режиме сильных сцинтилляций излучения в однородной атмосфере 71

2.5 Корреляционная функция градиентов фазы поля излучения в стратифицированной атмосфере 77

2.6 Выводы к главе 2 81

Глава 3. Адаптивная фазовая коррекция оптического излучения в задаче наблюдения астрономических объектов 83

3.1. Адаптивная фазовая коррекция излучения наблюдаемой звезды в условиях углового анизопланатизма атмосферы 84

3.2. Адаптивная фазовая коррекция излучения наблюдаемой звезды в условиях фокусного анизопланатизма атмосферы 91
3.2.1. Эксперимент по наблюдению звезды в схеме с ЛОЗ 91
3.2.2. Расчетная оценка эффективности коррекции излучения наблюдаемой звезды в схеме с ЛОЗ 94
3.3 Выводы к главе 3. 96
Глава 4. Фокусировка лазерного излучения в турбулентной атмосфере при неполном фазовом сопряжении 98
4.1 Идеальный опорный источник 99
4.1.1. Адаптивная фазовая коррекция лазерного и опорного излучения 103
4.1.2. Полуэмпирические оценки числа Штреля лазерного излучения на приемнике 108
4.1.3. Оценка чисел Штреля скорректированных лазерного и опорного пучков по доли мощности излучения в дальней зоне 111
4.1.4. Оценка чисел Штреля скорректированных лазерного и опорного пучков по корреляционным параметрам остаточной фазы излучения 113
4.1.5. Оценки осевой интенсивности лазерного излучения на приемнике 120
4.2. Лазерная опорная звезда 122
4.2.1. Адаптивная фазовая коррекция лазерного излучения с учетом эффекта конуса в схеме с ЛОЗ 124
4.2.2. Оценки осевой интенсивности лазерного излучения на приемнике в схеме с ЛОЗ 128
4.3 Выводы к главе 4 129
Заключение 131
Список сокращений 134
Список литературы 141

Введение

Распространение оптического излучения (как пучка лазерного излучения, так и света от астрономических объектов – звезд) в атмосфере сопровождается существенным влиянием атмосферной турбулентности. Теоретические подходы к описанию атмосферных неоднородностей базируются на положениях теории локально однородной и изотропной турбулентности А.Н. Колмогорова и А.М. Обухова [1, 2, 3, 4], приведшей к известному закону «двух третей» Обухова-Коррсина [5, 6]. Теория справедлива для условий развитой турбулентности, которая характеризуется большими числами Рейнольдса (порядка 10^4). Режим развитой турбулентности в воздушных потоках возникает при неравномерном нагреве атмосферных слоев, особенно вблизи поверхности Земли. В связи с возникновением больших вертикальных градиентов скорости потоков воздуха, а также наличием ветра, слои воздуха перемешиваются, что приводит к возникновению турбулентных вихрей. При больших числах Рейнольдса более крупные вихри распадаются на более мелкие.

Развитая турбулентность характеризуется процессом каскадной передачи кинетической энергии от вихря наибольшего размера к вихрям все меньшего масштаба [7]. Зарождение каскада энергии происходит на масштабе L_0, который называется внешним масштабом турбулентности. Передача кинетической энергии от крупноразмерных вихрей к меньшим происходит практически без потерь до тех пор, пока силы вязкости среды не начнут преобладать над силами инерции. В этом случае кинетическая энергия вихря переходит в тепло и каскад распадается. Такой процесс происходит в вихрях наименьшего масштаба l_0, который именуется как внутренний масштаб турбулентности.

Теория однородной и изотропной турбулентности устанавливает законы, характеризующие случайные изменения скорости турбулентных пульсаций течения, а также флуктуации температуры среды на характерных масштабах *r*, лежащих в пределе инерционного интервала, когда $l_0 \ll r \ll L_0$. Результаты можно применять также для описания флуктуаций плотности и показателя преломления среды. Последние, в свою очередь, существенно влияют на характер распространения оптических волн в атмосфере.

Случайная рефракция световой волны на флуктуациях показателя преломления воздуха приводит к возникновению искажений волнового фронта излучения, что снижает качество изображений астрономических объектов при их наблюдении с помощью наземных телескопов, а также приводит к уширению диаграммы направленности лазерного пучка, распространяющегося в атмосфере.

Теоретические подходы к описанию процесса распространения лазерного пучка в турбулентной атмосфере интенсивно изучаются еще с 1960-х годов. Описание взаимодействия излучения со случайной средой базируется на теории волновой оптики. Применение аппарата статистической радиофизики позволяет развить теорию и получить ряд аналитических и численных результатов, описывающих статистические параметры поля излучения в конце атмосферной трассы.

В основе теории распространения волн в атмосфере лежат исследования, проведенные представителями сформировавшихся в 1960-70 годах научных школ. Представители московской научной школы В.И. Татарский, С.М. Рытов, А.С. Гурвич, А.С. Монин, А.М. Яглом, В.И. Кляцкин с коллегами внесли весомый вклад в развитие методов решения уравнений эволюции поля излучения и его статистических моментов, развили спектральный подход к описанию статистики флуктуаций излучения в турбулентной атмосфере, а также провели ряд теоретических и экспериментальных исследований распространения оптических волн в режиме слабых и сильных сцинтилляций излучения [8, 9, 10, 11, 12, 13]. Исследования В.П. Кандидова и сотрудников его лаборатории О. Г. Косаревой, В. И. Леденева, С. А. Шленова, и др. внесли значительный вклад в развитие методов численного моделирования процесса распространения лазерных пучков в атмосфере, в изучение эффектов самовоздействия и дисперсии лазерных импульсов в турбулентной среде, в частности филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов, а также в разработку некоторых методов коррекции нелинейных искажений лазерных пучков [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20].

Исследования томской научной школы под руководством В.Е. Зуева были направлены на развитие не только аналитических и численных моделей атмосферы и распространения в ней излучения, но и на изучение более прикладных и практических аспектов атмосферной оптики, нацеленных на разработку комплекса экспериментальных методик измерений параметров атмосферы на базе крупных установок и обсерваторий. Работы В. Л. Миронова, А. С. Банаха, В. П. Лукина, В. В. Покасова, А. А. Землянова и др. [21, 22, 23, 24, 25] заложили основы комплексного подхода к изучению распространения оптических волн в атмосфере с учётом не только атмосферной турбулентности, но и молекулярного поглощения атмосферными газами и аэрозольного рассеяния излучения, развили методы дистанционного зондирования атмосферы и навигации. Такие исследования были необходимы для разработок лазерных локаторов и лидаров, оптических зондов, а также лазерных спектрометров. Обширный ряд исследований В. В. Колосова, В. В. Дудорова, В. П. Аксенова, Ю. Э. Гейнца, Ф. Ю. Канева с коллегами был посвящен разработке аналитических и численных моделей процессов взаимодействия оптических

волн с атмосферой (в том числе в условиях самомодуляции), а также изучению возможностей адаптивной фазовой коррекции излучения в различных условиях [26, 27, 28, 29, 30, 31, 32].

Обширные, как фундаментального, так и прикладного характера исследования были проведены зарубежными учеными, а именно Д. Фридом, Д. Гринвудом, А. Исимару, С.Ф. Клиффордом, Д. Стробеном, Д. У. Гудменом, Р. К. Фьюгейтом, Р. Фойем, А. Лэйбери, Р. К. Тайсоном, Дж. У. Харди, Л. Эндрюсом, Р. Филлипсом, А.В. Токовининым и др. [[33, 34], 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41]. В них проводились оценки интегрального влияния турбулентности на параметры оптических волн, анализ влияния сильно протяженных трасс на свойства лазерных пучков в условиях многократного рассеяния излучения, разработкам новых методик компенсации турбулентных искажений адаптивными методами. Кроме того, были сформулированы общие требования к пространственному и временному разрешению адаптивных систем.

Отдельный интерес представляют исследования режимов флуктуаций интенсивности (или сцинтилляций) лазерных пучков в турбулентной атмосфере. Режим слабых сцинтилляций, реализуемый на достаточно коротких атмосферных трассах, исследован более подробно, поскольку в этом случае уравнения распространения, описывающие эволюцию комплексного поля излучения и его статистических моментов, удается решить приближенными аналитическими методами [8, 11]. Обширный ряд результатов был получен с применением теории возмущений [8, 11, 42]. Границы применимости таких методов исследовались как теоретически, так и экспериментально [43, 44].

С другой стороны**,** на протяженных приземных трассах наблюдается режим сильных сцинтилляций излучения, который к настоящему времени изучен менее детально. При многократной случайной рефракции пучка излучения на неоднородностях среды его распределение фазы становится нерегулярным, в нем образуются винтовые дислокации, а пучок распадается на отдельные пятна (спеклы) [39]. В таком режиме метод возмущений не может применяться при решении уравнений распространения. Поэтому ряд статистических параметров излучения в конце такой трассы был получен на основе диаграммных техник, а также путем решения уравнений в вариационных производных [8]. Разрабатывались и полуэмпирические теории [45], однако их применение было ограничено конкретными условиями эксперимента.

В последнее время ряд работ посвящен исследованиям статистики более частных, аномальных явлений, возникающих в условиях сильных сцинтилляций излучения [46, 47, 48]. В недавних работах [49, 50, 51] исследовалось поведение «хвостов» функции плотности

вероятности интенсивности при распространении оптической волны на большие расстояния в турбулентной среде. Было показано, что вероятность аномально больших всплесков интенсивности существенно выше оценок, сделанных на основе гауссовой статистики комплексной огибающей поля волны [52]. До сих пор многие вопросы и особенности статистики флуктуаций излучения оптических волн, в том числе и лазерных пучков, в режиме сильных сцинтилляций в атмосфере остаются открытыми.

Тем не менее, к настоящему времени уже накоплен достаточно большой объем результатов, посвященных режимам распространения, как когерентного лазерного излучения, так и некогерентных оптических волн в турбулентной атмосфере. Кроме того, сформированы подходы к описанию интегрального влияния атмосферной турбулентности на статистические параметры излучения в конце трассы. Накопленные результаты представляют большой интерес для актуальных на сегодняшний день приложений, связанных с передачей лазерного сигнала вдоль горизонтальных трасс (в атмосферных оптических линий связи) [53, 54], а также при передаче лазерного излучения на удаленные приемники, с Земли вдоль вертикальных атмосферных трасс [55, 56, 57].

В рамках таких приложений турбулентность атмосферы может существенно ухудшить оптическое качество передаваемого лазерного сигнала. Для борьбы с негативным влиянием турбулентности применяется линейная адаптивная оптика, позволяющая корректировать фазу искаженного в турбулентной атмосфере пучка излучения в режиме реального времени [33, 34, 58, 59, 60, 61]. Первые идеи о компенсации оптических неоднородностей атмосферы были высказаны Х. Бэбкоком [62] и В. П. Линником [63]. Основным элементами многих адаптивных систем являются адаптивное деформируемое зеркало, датчик волнового фронта и блок управления [59, 64]. Первый из них во многом определяет возможности работы адаптивной системы [65, 66, 67].

Адаптивное зеркало изменяет форму своей поверхности так, чтобы при отражении фазовые искажения пучка были скомпенсированы. Одним из основных требований к таким зеркалам является возможность компенсации максимального количества аберраций минимальным числом управляющих приводов зеркала. Для осуществления коррекции требуется информация об искажениях фазы пучка, которую можно получить на основе данных датчика волнового фронта. Достаточно часто в системах адаптивной оптики, работающих в атмосфере, используется датчик волнового фронта Шака-Гартмана с линзовым растром [68]. На такой растр направляется излучение с приемной апертуры системы и если размер микролинз достаточно мал, то по положению фокальных пятен можно определить матрицу локальных градиентов фазы излучения, на основании которой восстанавливается волновой фронт пучка излучения с искажениями. После этого блок

управления обеспечивает подачу соответствующих сигналов на приводы зеркала. Таким образом, адаптивная система позволяет компенсировать искажения фазы пучка в режиме реального времени.

Весомый вклад в разработку технологий адаптивной оптики, а также в исследования требований к основным элементам адаптивных систем внесли В. Г. Тараненко, О. И. Шанин, В. П. Лукин, Б. В. Фортес, В. И. Шмальгаузен, М. В. Воронцов, А. В. Кудряшов с коллегами [58, 66, 69, 70, 71, 72]. Для того чтобы выставить требования к адаптивной оптике или оценить саму возможность ее применения в конкретных условиях, необходимо найти интегральные параметры, влияющие на средние характеристики излучения в турбулентной среде. Среди них параметр Фрида r_0, определяющий характерный масштаб пространственной когерентности оптической волны; дисперсия Рытова σ_R^2, равная дисперсии логарифма флуктуаций интенсивности (сцинтилляций) излучения после прохождения турбулентной трассы [11]. Внешний масштаб турбулентности L_0 – введенный в рамках колмогоровской модели характерный максимальный размер вихря [35], с которого начинается энергетический каскад и который определяет общий (глобальный) наклон волнового фронта излучения [73]. Стоит отметить, что определение этих параметров, кроме существенного прикладного аспекта, имеет и фундаментальное значение для исследований сложных неравновесных систем.

Существует достаточно широкий спектр современных методов и подходов к измерению интегральных параметров турбулентности, все они обладают своими достоинствами и ограничениями [74]. Достаточно важное место занимают оптические методы, основанные на измерениях градиентов фазы оптической волны и их корреляционных функций. Для этого используются элементы адаптивной оптики, в частности, датчик волнового фронта Шака-Гартмана, что очень практично: оптическая система используется для изучения той оптически неоднородной среды, с которой она и предназначена «бороться». Например, широко распространенная DIMM-методика для определения параметра Фрида построена на анализе дисперсии разности наклонов фазы в двух разделенных некоторым интервалом субапертурах датчика волнового фронта Шака-Гартмана, т.е. фактически на анализе диагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы [75]. Ограничением методики является то, что в ней упускается информация о внешнем масштабе турбулентности, поскольку она не позволяет учесть низкочастотную часть спектра флуктуаций турбулентных неоднородностей. Поэтому вызывает интерес изучение недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы, поскольку в режиме слабых сцинтилляций это дает возможность определить независимо и параметр Фрида, и внешний масштаб турбулентности [76].

Представляет интерес и другой вопрос: можно ли определить с ее помощью дисперсию Рытова? Важным также является изучение поведения недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы при переходе к режиму сильных сцинтилляций, который также имеет фундаментальное значение для понимания физики процессов и представляет особую трудность для адаптивной оптики.

После определения интегральных параметров, описывающих пространственные характеристики излучения в атмосфере, можно сформулировать требования к пространственному разрешению элементов адаптивной оптической системы – датчика волнового фронта и адаптивного зеркала. Или же оценить саму возможность применения имеющейся адаптивной системы в конкретных условиях атмосферы. При передаче лазерного излучения с Земли на удаленные приемники работа адаптивных систем во многих случаях строится на принципе фазового сопряжения, который требует формирования опорного излучения, сопряженного лазерному пучку, и коррекции его фазы с помощью адаптивного зеркала (в задачах наблюдения за астрономическими объектами имеется только один «опорный» пучок).

Фактически опорное излучение несет информацию об оптических неоднородностях на интересующей трассе, поэтому опорный источник в идеале должен формироваться на месте приемника лазерного пучка. Но в реальности опорный источник часто отличается от идеального, например, в случае формирования лазерных опорных звезд (ЛОЗ) [77, 78]. При этом, во-первых, угловая координата ЛОЗ неизвестна (ввиду проблемы неопределенности глобального наклона волнового фронта принимаемого опорного излучения), а во-вторых, ЛОЗ «зажигается» на сравнительно небольшом расстоянии от поверхности Земли (например, в случае рэлеевской ЛОЗ) [33, 34].

Работа адаптивного зеркала также является неидеальной: волновой фронт опорного излучения после прохождения слоя атмосферы и отражения от адаптивного зеркала содержит остаточные фазовые искажения. При внесении с помощью такого зеркала предыскажений в лазерный пучок и последующей его фокусировке на приемник фазовое сопряжение будет неидеальным, неполным. Кроме того, в реальных системах исходящий лазерный пучок сам по себе тоже содержит фазовые неоднородности, которые накапливаются в оптическом тракте лазерного источника [34]. Все это снижает эффективность передачи лазерной энергии на приемник. Вопрос установления закономерностей и связей между энергетическими параметрами лазерного излучения на приемнике, расположенном на значительном расстоянии от приемо-передающей системы, а также параметрами корректируемого опорного и лазерного излучения в плоскости адаптивной системы, во многом остается открытым и представляет интерес для изучения.

Актуальность работы, главным образом, определяется:

- необходимостью усовершенствования и расширения методов и подходов к определению интегральных параметров турбулентности при распространении оптических волн в атмосфере (параметра Фрида, дисперсии Рытова) с использованием недиагональной компоненты матрицы корреляций градиентов фазы излучения в режиме слабых и сильных сцинтилляций;
- необходимостью определения влияния неидеальности фазового сопряжения на эффективность адаптивной коррекции излучения в задачах наблюдения за астрономическими объектами и передачи лазерной энергии в атмосфере.

Цель диссертационной работы – определение корреляционных функций градиентов фазы электрического поля лазерного излучения оптического диапазона при различных режимах его распространения в турбулентной атмосфере и определение влияния неполного фазового сопряжения, связанного с неидеальностью опорного источника и неидеальностью работы адаптивного зеркала, на качество адаптивной фазовой коррекции оптического излучения.

Для выполнения цели работы необходимо решить следующие **задачи**:

1. Разработка и верификация численной модели распространения пучка лазерного излучения в турбулентной атмосфере в условиях как слабых, так и сильных сцинтилляций с учетом конечности внешнего масштаба турбулентности.

2. Теоретическое и численное исследование матрицы корреляций градиентов фазы излучения в режиме слабых и сильных сцинтилляций в однородной и стратифицированной турбулентной атмосфере.

3. Исследование влияния неидеальности опорного источника излучения ввиду углового и фокусного анизопланатизма атмосферы на уровень адаптивной фазовой коррекции излучения в задаче наблюдения естественной звезды.

4. Моделирование адаптивной фазовой коррекции лазерного излучения в турбулентной атмосфере в условиях неидеального фазового сопряжения в схеме с идеальным опорным источником и с лазерной опорной звездой.

Объектом исследования является пучок монохроматического лазерного излучения оптического диапазона, который распространяется в турбулентной атмосфере. **Предметом исследования** являются статистические свойства градиентов фазы пучка излучения после прохождения турбулентной атмосферы, а также параметры излучения, характеризующие уровень его адаптивной фазовой коррекции при неполном фазовом сопряжении.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

1. Впервые в численном эксперименте исследована недиагональная компонента корреляционной функции градиентов фазы оптического излучения в турбулентной атмосфере и показано, что она описывается решением линеаризованного уравнения для логарифма комплексной амплитуды электрического поля в нулевом порядке теории возмущений в случае распространения монохроматического лазерного излучения в однородной и стратифицированной турбулентной атмосфере при любом внешнем масштабе турбулентности в режиме слабых сцинтилляций излучения (дисперсия Рытова $\sigma_R^2 \leq 0.5$).

2. Впервые в численном эксперименте найдена связь между параметром Фрида и дисперсией Рытова по положению максимума в радиальном распределении недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы монохроматического излучения видимого диапазона при его распространении в турбулентной атмосфере в режиме слабых сцинтилляций ($\sigma_R^2 \leq 1$).

3. Впервые определены границы выполнимости аналитической зависимости недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы излучения от корреляционной функции комплексной амплитуды электрического поля излучения, полученной в приближении гауссовой статистики комплексной амплитуды поля излучения при его распространении в турбулентной атмосфере в режиме сильных сцинтилляций ($\sigma_R^2 > 1$).

4. При фокусировке пучка лазерного излучения оптического диапазона на удаленный приемник через турбулентную атмосферу в схеме неполного фазового сопряжения с идеальным опорным источником впервые определена связь между числом Штреля излучения на приемнике и числами Штреля лазерного и опорного пучков с учетом остаточных искажений фазы обоих пучков после их адаптивной коррекции.

Теоретическая значимость работы состоит во вкладе результатов исследования в развитие теоретических представлений о режимах распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере. Определены границы применимости нулевого порядка теории возмущений для описания недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы излучения в режиме слабых сцинтилляций. Также определены границы применимости гауссовой статистики комплексного поля излучения в режиме сильных сцинтилляций.

Практическая значимость состоит в том, что полученные результаты позволяют усовершенствовать и расширить комплекс по определению основных параметров турбулентности как в режиме слабых сцинтилляций (дисперсия Рытова), так и в режиме сильных сцинтилляций излучения (параметр Фрида). Кроме того, полученные результаты уже находят применение в астрономических наблюдениях через турбулентную атмосферу с помощью наземных телескопов, а также в широком круге лазерных приложений в атмосфере с адаптивной оптикой и искусственными лазерными опорными звездами.

Методология диссертационного исследования включает в себя аналитическое и численное моделирование, а также натурный эксперимент по адаптивной коррекции излучения в схеме с лазерной опорной звездой.

Задача о распространении пучка лазерного излучения, излучения от естественных звезд и излучения от искусственных лазерных опорных звезд в турбулентной атмосфере решается методом численного моделирования путем интегрирования параболического уравнения для комплексной огибающей электрического поля излучения. Уравнение решается методом расщепления по направления и физическим процессам. Линейная рефракция излучения в турбулентной атмосфере описывается в приближении марковского случайного процесса: непрерывная протяженная турбулентная трасса моделируется цепочкой δ–коррелированных фазовых экранов, на каждом из которых происходит скачок фазы комплексной огибающей поля излучения. Средние характеристики излучения в конце трассы получаются методом статыспытаний (методом Монте-Карло).

Моделирование адаптивной фазовой коррекции излучения с использованием гибкого деформируемого зеркала осуществляется путем разложения случайной фазы излучения по полиномам Цернике. Неполная коррекция фазы моделируется снижением необходимого количества полиномов Цернике.

В задаче наблюдения и адаптивной коррекции излучения звезды результаты численного моделирования сопоставляются с данными эксперимента, проводимого для условий ночного наблюдения.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При распространении монохроматического лазерного излучения видимого диапазона с плоским волновым фронтом в однородной и стратифицированной турбулентной атмосфере при любом внешнем масштабе турбулентности в случае слабых сцинтилляций (дисперсия Рытова $\sigma_R^2 \leq 0.5$) недиагональная компонента Q_{xy} корреляционной функции градиентов фазы электрического поля излучения описывается в нулевом порядке теории возмущений решением линеаризованного

уравнения для логарифма его комплексной амплитуды. При этом связь σ_R^2 с параметром Фрида r_0 определяется соотношением $\sigma_R^2 \approx 0.4(r^*/r_0)^{5/3}$, где r^* – положение максимума в радиальном распределении Q_{xy}.

2. При распространении монохроматического лазерного излучения видимого диапазона с плоским волновым фронтом в однородной и стратифицированной турбулентной атмосфере в случае сильных сцинтилляций ($\sigma_R^2 > 1$) полученная в работе в приближении гауссовой статистики комплексной амплитуды поля аналитическая зависимость недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы от корреляционной функции комплексной амплитуды поля излучения выполняется при $r<r_0$, где r – расстояние между точками, в которых измеряется корреляция, а r_0 – параметр Фрида.

3. При наблюдении естественной звезды наземным телескопом в моностатической схеме фазового сопряжения с рэлеевской лазерной опорной звездой, формируемой на высоте 3-5 км с использованием лазера на длине волны 0.55 мкм, в условиях высокого пространственного и временного разрешения адаптивной оптической системы число Штреля достигает значения 0.1 при параметре Фрида r_0=6 см для данной длины волны.

4. При наблюдении естественной звезды наземным телескопом при любой величине внешнего масштаба турбулентности адаптивная фазовая коррекция высших аберраций излучения наблюдаемой звезды и наклонов волнового фронта излучения соседней опорной звезды, отстоящей на угловом расстоянии, на порядок величины превышающем угол изопланатизма атмосферы, позволяет достичь дифракционного качества изображения наблюдаемой звезды с угловой ошибкой ее положения, не превышающей ее дифракционного размера при значении параметра Фрида r_0=6 см для длины волны излучения 0.55 мкм.

5. При фокусировке лазерного излучения оптического диапазона на удаленный приемник через турбулентную атмосферу в схеме неполного фазового сопряжения с идеальным опорным источником число Штреля на приемнике, при его значении большем 0.03, равно произведению чисел Штреля лазерного пучка с остаточными нескорректированными аберрациями фазы и опорного пучка с остаточными турбулентными искажениями фазы.

Достоверность результатов численного моделирования обеспечивается высокой точностью соответствия расчетной корреляционной функции комплексной амплитуды поля лазерного излучения с плоским волновым фронтом, распространяющегося в

турбулентной атмосфере, аналитическому выражению, полученному для плоской волны, как в условиях слабых, так и сильных сцинтилляций с учетом конечности внешнего масштаба турбулентности. Результаты расчета числа Штреля излучения наблюдаемой естественной звезды находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными при ночном наблюдении звезд с использованием адаптивной оптической системы.

Личный вклад. Изложенные в диссертации результаты получены автором лично или в соавторстве при ее непосредственном участии. Автором проведены теоретические и численные исследования, адаптированы и усовершенствованы численные модели, реализованы программные коды, проведено численное моделирование, обработаны результаты расчетов. Обсуждение результатов и подготовка публикаций проводилась совместно с руководителями и соавторами.

Апробация работы. Материалы, представленные в диссертации, были доложены автором лично в рамках устных выступлений на следующих 10 российских и международных конференциях: 20th, 21st, 22nd International Conference Laser Optics ICLO (Санкт-Петербург, 2022, 2024, 2026 г.), XXIX, XXX и XXXI Международные симпозиумы «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (г. Томск, 2022, г. Москва, 2023, г. Санкт-Петербург, 2024 г.), XIX, XX, XXI Научно-технические конференции «МОЛОДЕЖЬ В НАУКЕ» (г. Саров, 2021 г., 2022 г., 2023 г.), XXX рабочая группа «Аэрозоли Сибири» (г. Томск, 2023). Промежуточные результаты работы докладывались на научных семинарах кафедры Общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ им М.В. Ломоносова.

Публикации. Результаты диссертации опубликованы в 18 печатных работах: 6 статей в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих «Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова»; в 1 патент РФ на изобретение; 4 статьи в Сборниках Трудов конференций, индексируемые в Scopus и РИНЦ; 6 тезисов в Сборниках Трудов конференций, индексируемых в Scopus и РИНЦ; 1 программа для ЭВМ.

Объем, структура и краткое содержание диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав текста с результатами и выводами и списка литературы. Работа содержит 163 страницы, включает 49 рисунков, 1 таблицу и 296 библиографических ссылок.

Глава 1. Современное состояние теории распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере и его адаптивная фазовая коррекция

1.1. Теория атмосферной турбулентности Колмогорова-Обухова

Интерес к изучению особенностей распространения оптических волн в турбулентной атмосфере возник на рубеже 60-70х годов прошлого столетия и совпал с периодом переоснащения новых крупных наземных телескопов в СССР и за рубежом [79, 80, 81, 82], а также с созданием в 1960 г. оптического квантового генератора света – лазера, и открытием новых возможностей его применения в атмосфере: от лазерной локации удаленных объектов до систем оптической связи [83].

У истоков развития теории локально однородной и изотропной турбулентности стоят работы А.Н. Колмогорова и А.М. Обухова. Их труды базируются на представлениях общей теории развития турбулентного течения, сформулированной в 1876–1883 О. Рейнольдсом, который ввел количественную характеристику степени турбулизации потока – число Рейнольдса [84]. Образование турбулентного течения в воздушных потоках обусловлено неравномерным нагревом атмосферных слоев, особенно вблизи поверхности Земли и возникновением профилей скорости с большими вертикальными градиентами, а также наличием ветра. Это приводит к перемешиванию слоев и возникновению крупномасштабных вихрей с характерным размером L_0, который известен как внешний масштаб турбулентности. Если число Рейнольдса на масштабах L_0 велико, вихри становятся нестабильными и под влиянием сил инерции распадаются на более мелкие. Причем передача кинетической энергии от наиболее крупноразмерных турбулентных вихрей к вихрям меньшего масштаба происходит каскадно и практически без потерь. Такой переход наблюдается вплоть до вихрей с характерным размером l_0, известным как внутренний масштаб турбулентности. Начиная с этого момента, число Рейнольдса приближается к единице, силы вязкого трения начинают доминировать над силами инерции, что приводит к диссипации кинетической энергии вихрей [85].

Процесс каскадной передачи кинетической энергии от больших вихрей к меньшим в условиях развитой турбулентности был описан Ричардсоном в 1922 г. [86]. В 1935 году Дж. Тейлор ввел понятие об однородной и изотропной турбулентности, как о среде со статистическими параметрами, инвариантными относительно индивидуальных характеристик потока [87]. После чего основополагающие работы А. Н. Колмогорова [1, 2] заложили базис для формирования теории локально изотропной турбулентности. На основе гипотез подобия и концепции каскадной передачи энергии, были установлены законы

масштабирования, характеризующие случайные изменения скорости турбулентного движения на характерных масштабах r, лежащих в пределе инерционного интервала $l_0 \ll r \ll L_0$. Фундаментальное значение приобрел «закон 2/3», который гласит, что средний квадрат разности скоростей в двух точках, находящихся на расстоянии r друг от друга, пропорционален величине $r^{2/3}$.

Развитие теории А. Н. Колмогорова применительно к флуктуациям пассивной скалярной величины, а именно поля температуры в турбулентном потоке, получило в работах А. М. Обухова [3, 5]. На основе уравнения спектрального баланса А. М. Обухов показал, что в инерционном интервале спектральная плотность кинетической энергии единицы массы жидкости пропорциональна $\kappa^{-5/3}$, где $\kappa \sim \frac{1}{r}$ – волновое число, r – линейный размер турбулентного вихря. Это утверждение известно как «закон 5/3».

Позже в работе С. Коррсина [6] спектры флуктуаций температуры турбулентного потока были исследованы более детально для широкого диапазона волновых чисел. Подход А.Н. Колмогорова и А.М. Обухова был расширен на другие пассивные скаляры, такие как концентрация и плотность, которые, в свою очередь определяют случайные изменения показателя преломления среды.

Сформированный теоретический базис позволил описывать статистические свойства пространственных флуктуаций случайного поля показателя преломления $\tilde{n}(\boldsymbol{r})$ в условиях развитой турбулентности в инерционном интервале масштабов в терминах структурной функции:

$$D_n(r) = \left\langle \left[\tilde{n}(\boldsymbol{r}_1, z_1) - \tilde{n}(\boldsymbol{r}_2, z_2) \right]^2 \right\rangle = C_n^2 \left(r^2 + z^2 \right)^{\mu+2}, \qquad (1.1)$$

где угловые скобки $\langle \ldots \rangle$ означают усреднение по времени, C_n^2 – структурная характеристика показателя преломления, характеризующая силу турбулентных флуктуаций, $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, $z = z_1 - z_2$.

Степенная зависимость (1.1) подразумевает, что в пределах инерционного интервала флуктуации $\tilde{n}$ обладают статистической однородностью и изотропностью [11]. В случае спектра Колмогорова-Обухова-Коррсина величина $\mu = 2/3$. Соотношение (1.1) нашло подтверждение в ряде экспериментальных и теоретических исследований статистических параметров пассивных скалярных величин [4, 12, 88, 89, 90].

Статистический подход к описанию флуктуационных свойств показателя преломления турбулентной среды дал толчок к развитию теоретических исследований влияния таких флуктуаций на характер распространения электромагнитных волн. В основе

теории распространения оптических волн в турбулентной атмосфере, а также развития методов адаптивной коррекции оптического излучения лежат труды таких ученых как В. И. Татарский, Л. А. Чернов, А. М. Яглом, В. Е. Зуев, С. М. Рытов, В. И. Кляцкин, А. Исимару, В. А. Банах, А. С. Гурвич, В. П. Кандидов, В. И. Шмальгаузен, Д. Фрид, Д. Стробен, Д. Гудмен, Р. К. Тайсон и др. Результаты их исследований можно найти в следующих монографиях и статьях [8, 9, 10, 19, 23, 39, 40, 91, 92, 93]. С момента изобретения лазера в 1960 году исследования влияния атмосферы на характер распространения оптических волн стало важной задачей, представляющей существенный научный и прикладной интерес.

Влияние атмосферной турбулентности на пространственные характеристики лазерного пучка выражается в его случайном блуждании, распаде на отдельные пятна (спеклы) и уширении поперечной диаграммы направленности излучения. Классический подход к описанию влияния случайных флуктуаций показателя преломления на характеристики оптических волн в атмосфере базируется на использовании аппарата статистической радиофизики, основы которого заложены в работах В. И. Татарского, С. М. Рытова [8, 11].

Описание пространственной статистики флуктуаций показателя преломления турбулентной среды основывается на рассмотрении турбулентного течения как процесса со стационарными приращениями. Характеристики турбулентного потока в точке с координатами $\boldsymbol{r} = (x, y, z)$, такие как температура, давление, плотность и значение показателя преломления $n(\boldsymbol{r})$, не являются постоянными, но достаточно медленно меняются со временем. В этом смысле пространственная статистика показателя преломления n описывается для флуктуационной составляющей $\tilde{n}(\boldsymbol{r}) = n(\boldsymbol{r}) - n_0(\boldsymbol{r})$, где $n_0(\boldsymbol{r})$ – среднее значение. В силу эргодичности случайных изменений величины $\tilde{n}(\boldsymbol{r})$ можно записать корреляционную функцию флуктуаций показателя преломления в виде:

$$B_n(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) = \left\langle \tilde{n}(\boldsymbol{r}_1, z_1)\tilde{n}(\boldsymbol{r}_2, z_2) \right\rangle_M, \tag{1.2}$$

где индекс M означает усреднение по ансамблю случайных реализаций турбулентного поля.

В силу локальной однородности случайного поля $\tilde{n}(\boldsymbol{r})$ корреляционная функция (1.2) может быть представлена через трехмерный спектр мощности $\Phi_n(\boldsymbol{\kappa})$ в виде:

$$B_n(\boldsymbol{r}) = \iiint \exp(i\boldsymbol{\kappa}\cdot\boldsymbol{r})\Phi_n(\boldsymbol{\kappa})d^3\boldsymbol{\kappa}, \tag{1.3}$$

$$\Phi_n(\boldsymbol{\kappa}) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \iiint \exp(-i\boldsymbol{\kappa}\cdot\boldsymbol{r})B_n(\boldsymbol{r})d^3\boldsymbol{r}, \tag{1.4}$$

где $\boldsymbol{\kappa} = (\kappa_{x,}\kappa_{y,}\kappa_z)$ – трехмерный вектор пространственных частот.

В случае локально изотропной турбулентности соотношения (1.3) и (1.4) преобразуются к следующим:

$$B_n(r) = \frac{4\pi}{r}\int_0^\infty \sin(\kappa r)\Phi_n(\kappa)\kappa d\kappa, \tag{1.5}$$

$$\Phi_n(\kappa) = \frac{1}{2\pi^2\kappa}\int_0^\infty \sin(\kappa r)B_n(r)rdr. \tag{1.6}$$

Спектр Колмогорова-Обухова-Коррсина имеет вид:

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2\kappa^{-11/3}, \tag{1.7}$$

который характерен для диапазона пространственных частот, лежащих в инерционном интервале: $2\pi/L_0 < \kappa < 2\pi/l_0$.

Характерный вид спектра (1.7) приведен на рисунке 1.1 (сплошной линией).

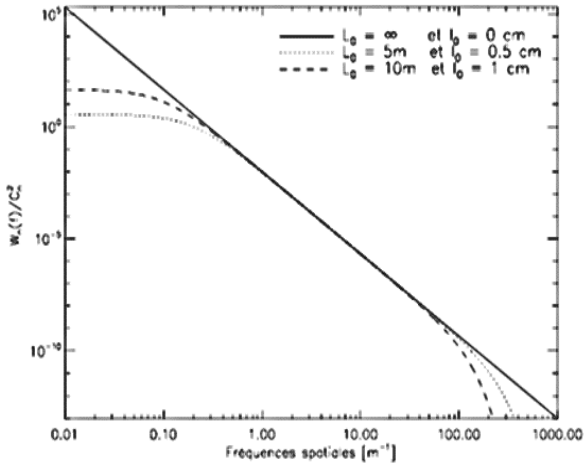


Рисунок 1.1 – Характерный вид спектра Колмогорова-Обухова-Коррсина (сплошная линия), и спектра фон Кармана (пунктир и штрих) [94]

В спектре (1.7) не учитываются эффекты конечности внутреннего и внешнего масштабов турбулентности, что приводит к расходящимся интегралам при $\kappa \to 0$ а также к неясности затухания спектра при $\kappa \to \infty$. Тем не менее, для спектра (1.7) был получен ряд важных интегральных параметров, имеющих ключевое значение в теории распространения оптических волн в турбулентной атмосфере, а также приложений адаптивной оптики.

Особенности поведения спектра (1.7) при больших и малых значениях частот κ удалось преодолеть благодаря некоторым модификациям (1.7) [15, 95, 96, 97]. Наиболее распространенной из них является модель пространственного спектра фон Кармана, которая имеет вид [95]:

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2\left(\kappa^2 + \kappa_0^2\right)^{-11/6}, \tag{1.8}$$

где $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ – наименьшая пространственная частота спектра, определяемая конечным внешним масштабом турбулентности L_0. Характерный вид спектра приведен на рисунке 1.1 пунктиром и штрихом.

1.2. Режимы распространения оптической волны в турбулентной атмосфере

Теория распространения оптического излучения в турбулентной среде с учетом вида спектра $\Phi_n(\kappa)$ получила свое дальнейшее развитие. Ряд результатов был получен в приближении геометрической оптики [98], однако при таком подходе длина рассматриваемых трасс сильно ограничена, поскольку с ростом длины трассы существенными оказываются эффекты дифракции излучения. Поэтому в работе будут рассматриваться результаты, полученные в рамках волновой теории света, позволяющей учитывать, как дифракцию, так и рефракцию излучения на неоднородностях показателя преломления среды.

1.2.1. Режим слабых сцинтилляций излучения

На относительно коротких трассах, в условиях слабой турбулентности реализуется режим слабых флуктуаций интенсивности излучения (или режим слабых сцинтилляций). В этом случае уравнение распространения может быть решено приближенными методами, такими как метод малых и метод плавных возмущений.

Метод малых возмущений, или борновское приближение, основан на предположении о том, что флуктуации показателя преломления среды оказывают слабое влияние на распространяющуюся оптическую волну [8, 11, 39, 99]. Уравнение Гельмгольца, описывающее эволюцию комплексного поля монохроматического светового излучения в среде, имеет вид [11]:

$$\nabla^2 E + k^2 n^2 E = 0 \qquad (1.9)$$

где $E(x, y, z)$ – комплексное электрическое поле в случае линейной поляризации излучения (или одна из векторных компонент при произвольной поляризации поля), $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения. Здесь $n = n(x, y, z) = \sqrt{\varepsilon(x, y, z)}$, где ε – диэлектрическая проницаемость среды, содержащая как среднюю $\varepsilon_0(x, y, z)$, так и флуктуирующую $\tilde{\varepsilon}(x, y, z)$ части.

В методе возмущений флуктуации $\tilde{\varepsilon}(x,y,z)$ считаются достаточно слабыми, а поле E ищется в виде ряда по степеням $\tilde{\varepsilon}(x,y,z)$. Ряд теории возмущения представляет собой разложение рассеянного поля E по кратности рассеяния: $E - E_0 = E_1 + E_2 + \ldots$, где E_0 – поле волны, удовлетворяющее (1.9) при $\tilde{\varepsilon}(x,y,z)=0$, E_1 – однократно рассеянное поле, которое линейно относительно $\tilde{\varepsilon}(x,y,z)$, E_2 – двукратно рассеянное поле, порожденное E_1 и т.д. Первый порядок теории возмущения описывает однократно рассеянное поле волны в среде (борновское приближение).

Полагая, что $E = E_0 + E_1$, получить решение уравнения (1.9) можно в виде свертки функции Грина и источника, описывающим неоднородности среды в линейном приближении. Важными параметрами, определяемыми в рамках использования метода малых возмущений, являются относительная величина флуктуаций логарифма амплитуды поля излучения $\chi = \ln(A/A_0)$ или флуктуации уровня, где $A = |E|$, и изменение фазы $\varphi_1 = \varphi - \varphi_0$. В приближении слабого рассеяния волны $\ln(A/A_0) \approx A_1/A_0$.

Статистические свойства величины χ описываются в терминах корреляционной функции $B_\chi(\boldsymbol{r})$. Для монохроматического излучения с исходно плоским волновым фронтом, распространяющегося в однородной ($C_n^2 = const$) и изотропной турбулентности со спектром флуктуаций показателя преломления (1.7), получено аналитическое выражение для дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды поля излучения $\sigma_\chi^2 = B_\chi(0)$ в виде [39]:

$$\sigma_\chi^2 = 0.31 k^{7/6} L^{11/6} C_n^2, \qquad (1.10)$$

где L – длина трассы.

Метод малых возмущений требует малости величины A_1/A_0. Вопрос установления границ применимости такого приближения исследовался в ряде работ 1950х годов. Так в одной из них было показано, что такое приближение хорошо совпадает с экспериментом при $\sigma_\chi^2 \sim 0.1$ [39]. С другой стороны, было показано [8], что режим многократного рассеяния наступает, когда $\sigma_\chi^2 > 0.3$.

В отличие от метода малых возмущений метод плавных возмущений (МПВ или метод Рытова) требует малости флуктуаций логарифма амплитуды поля излучения, что расширяет возможности его применения с ростом σ_χ^2. Впервые метод был предложен С.М. Рытовым при решении задачи дифракции света на ультразвуковой волне [100]. После метод был применялся А. М. Обуховым для решения задач статистической физики [101].

Метод Рытова применяется при решении параболического уравнения квазиоптики, которое можно получить из (1.9). В МПВ учитываются флуктуации оптической волны на неоднородностях среды с характерным размером, превышающем длину волны излучения, когда уже существенны эффекты многократного рассеяния, поскольку рассеянные волны распространяются практически в том же направлении, что и первичная волна. Параболическое уравнение можно получить с учетом квазистационарного приближения распространения в среде узконаправленного монохроматического пучка излучения при условии малости длины волны излучения по сравнению с характерными масштабами неоднородностей среды. Тогда эволюция медленно меняющейся комплексной амплитуды огибающей $\Psi(\boldsymbol{r})$ ($E(\boldsymbol{r}) = \Psi(\boldsymbol{r})\exp(ikn_0 z)$) в (1.9), описывается уравнением вида:

$$2ik\frac{\partial\Psi}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\Psi + 2k_0^2\tilde{n}^2\Psi = 0\,. \qquad (1.11)$$

Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор, $\tilde{n}$ (x,y,z) – функция, описывающая флуктуации показателя преломления среды.

Можно перечислить ряд некоторых других приближенных методов, применяющихся при решении уравнения (1.11), таких как метод диаграмм [39] и локальный метод плавных возмущений [102, 103], в котором может быть явно учтена неоднородность трассы распространения излучения.

Остановимся на подходе МПВ. МПВ позволил С.М. Рытову получить уравнение для эволюции введенной им комплексной фазы ϕ излучения, которая связана с комплексной амплитудой поля как $\Psi(\boldsymbol{r}) = \Psi_0(\boldsymbol{r})\exp(i\phi(\boldsymbol{r}))$, откуда $\phi = \ln(\Psi/\Psi_0)$. Причем в ϕ учитывается как отклонение фазы от регулярного набега *kz* в отсутствие неоднородностей, так и уровень $\chi = \ln(\Psi/\Psi_0)$ [11]. Решение уравнения (1.11), записанного для комплексной фазы ϕ, ищется в виде ряда $\phi = \phi_0 + \phi_1 + \ldots$, причем первая поправка имеет порядок малости, определяемый корнем из дисперсии флуктуаций диэлектрической проницаемости среды σ_ε, вторая – порядок σ_ε^2 и т.д. В рамках первого приближения, изменения ϕ_1 на поперечных расстояниях порядка λ должны быть малыми по сравнению с σ_ε, что требует условия плавности изменения ϕ_1 (в связи с этим метод получил название метода плавных возмущений). Первое приближение МПВ позволило получить выражения для флуктуаций логарифма амплитуды и фазы оптической волны, а также средние значения этих величин, их корреляционные функции, дисперсии, а также структурную функцию фазы с учетом спектра $\Phi_n(\kappa)$.

Кроме того, в первом приближении МПВ было получено выражение для дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды (аналогично (1.10)), откуда также можно получить выражение для дисперсии флуктуаций логарифма интенсивности поля излучения, известное в литературе как дисперсия Рытова [33, 34, 39]:

$$\sigma_R^2 = 4 \cdot \sigma_\chi^2 = 1.23 k^{7/6} L^{11/6} C_n^2 . \qquad (1.12)$$

Величина σ_R^2 имеет фундаментальное значение в теории распространения оптических волн в турбулентной атмосфере, поскольку служит количественной мерой для определения режима распространения волны в случайной среде. Известно, что при $\sigma_R^2 \le 1$ применимо приближение слабых сцинтилляций, когда флуктуациями амплитуды излучения волны можно пренебречь. Напротив, с ростом флуктуаций амплитуды (или интенсивности) поля излучения на сильно протяженных трассах наблюдается режим сильных сцинтилляций излучения, когда величина $\sigma_R^2 > 1$.

Развивая МПВ, В. И. Татарский получил явные выражения для структурных функций логарифма амплитуды и фазы с учетом плавно меняющегося профиля $C_n^2(z)$, а также выражения для пространственных спектров флуктуаций амплитуды и фазы волны, известные как формулы Татарского [8]. Следует отметить, что в работе [104] некоторые из перечисленных статистических параметров были получены локальным методом малых возмущений. Также в [8] было получено, что в режиме слабых сцинтилляций логарифм комплексной амплитуды поля излучения подчиняется гауссову распределению вероятностей, а сама интенсивность имеет логнормальное распределение с «тяжёлыми» хвостами, соответствующими редким, но значительным отклонениям интенсивности от среднего значения.

В целом, полученные методами возмущений результаты легли в основу ряда монографий и статей, в которых проводился дальнейший анализ статистики флуктуаций поля оптического излучения в атмосфере, в том числе с применением спектрального анализа. Кроме того, развитие астрономических наблюдений и лазерных систем связи и зондирования атмосферы способствовало изучению свойств оптических волн в атмосфере в рамках конкретных прикладных задач. В работах [42, 105] применение спектрального подхода, позволило получить упрощенные выражения для среднего поля излучения, интегральные выражения для структурных функций поля, логарифма амплитуды и фазы, а также связь модуляционной передаточной функции (modulation transfer function) со структурной функцией поля с учетом плавности изменения структурной характеристики показателя преломления C_n^2 на трассе. Разработанный подход был развит на случай реалистичных трасс, где было необходимо учесть дрожание источника, воздействие

аэрозолей и молекул на пути распространения пучка излучения. Влияние таких эффектов на функцию взаимной когерентности, или парную корреляционную функцию (ПКФ) комплексной огибающей поля учитывалось в виде различных модификаций модуляционной передаточной функции. Кроме того, в режиме слабых сцинтилляций простые интегральные зависимости индекса мерцаний (относительной дисперсии флуктуаций интенсивности) с учетом профиля $C_n^2(z)$ были получены в предельных случаях полностью когерентного и некогерентного источника излучения, а также для источника, частично когерентного во времени. Влияние размера источника на индекс мерцаний также исследовалось в монографии [8], где было показано, что индекс мерцаний снижается с увеличением углового размера источника.

Стоит отметить результаты, изложенные в монографии А. Исимару [106]. В ней был сформирован единый теоретический аппарат для описания как однократного, так и многократного рассеяния излучения в атмосфере, а также изложены практические методы расчёта характеристик лазерного излучения в реальных условиях. Часть результатов была посвящена вопросам применения МПВ для описания распространения сферических волн в турбулентной атмосфере, исследовалось распространение ограниченного гауссова пучка в атмосфере, анализировалось влияние расходимости пучка и его начального размера на уровень флуктуаций интенсивности излучения. Следует отметить, что многие результаты также были получены на базе спектрального представления случайных функций.

В монографии [10] подытоживаются результаты, полученные для режима слабых сцинтилляций излучения, приводятся расчёты дисперсии и структурных функций фазы. На базе полученных результатов развиваются и полуэмпирические подходы, позволяющие описать переход от режима слабых сцинтилляций к сильным.

Существенную роль при решении уравнения распространения (1.11) и получающихся из него уравнений для моментов поля излучения сыграло приближение δ-коррелированности флуктуаций показателя преломления среды $\tilde{n}$ вдоль оси направления распространения z. Такой подход составляет суть марковского приближения случайного процесса рефракции оптической волны на неоднородностях среды [8, 107, 108]. Ряд замкнутых уравнений для статистических моментов комплексного поля излучения был успешно получен с учетом следующих допущений: отсутствие деполяризации излучения, обратного рассеяния излучения, учет параболического приближения распространения волны (1.11), δ-коррелированность $\tilde{n}$ по z. В рамках таких приближений были получены уравнения для среднего поля излучения, а также ПКФ комплексного поля, ПКФ поля четвертого порядка. В [109] решение первого из них описывало затухание среднего поля волны в направлении распространения z, причем постоянная затухания была определена с

учетом высотного профиля $C_n^2(z)$. Кроме того, в работе [110] было учтено влияние внешнего масштаба турбулентности при выводе ПКФ поля излучения. Приближенные методы решения уравнений для моментов поля более высоких порядков позволили подтвердить результаты, полученные МПВ в режиме слабых сцинтилляций.

Таким образом, метод Рытова (МПВ) позволил достаточно детально исследовать статистические параметры оптических волн в режиме слабых сцинтилляций излучения. Границы применимости МПВ исследовались также в некоторых работах [8, 43], где было показано, что область применения первого приближения МПВ ограничена значением $\sigma_\chi^2 < 0.6$. С ростом флуктуаций амплитуды уже наблюдалось расхождение результатов эксперимента с теорией, что объяснялось неприменимостью первого приближения МПВ при решении уравнения распространения. В одной из работ это наблюдалось при σ_χ^2=0.8.

1.2.2. Режим сильных сцинтилляций излучения

Сильные флуктуации интенсивности излучения, или ее логарифма, могут наблюдаются при распространении лазерных пучков вдоль приземных трасс длиной в несколько сотен метров или же при наблюдении звезд в условиях сильной турбулентности. Величина дисперсии Рытова σ_R^2 в этом случае превышает 1. Режим распространения оптических волн в условиях сильных сцинтилляций экспериментально был исследован в одной из первых работ [44]. Там же впервые был обнаружен эффект насыщения сцинтилляций с ростом длины трассы и параметра C_n^2.

Ряд результатов для режима сильных сцинтилляций был получен М. Е. Грачевой и А. С. Гурвичем. Упрощенный анализ уравнений для функции когерентности поля второго и четвертого порядка позволил исследовать режим сильных сцинтилляций с точки зрения соотношений подобия. Границы применимости МПВ в таком режиме описывались характерными масштабами, на которых сцинтилляции интенсивности становились значительными. В частности, в [44] было показано экспериментально, что применимость метода МПВ в условиях сильных сцинтилляций нарушается, когда относительная дисперсия флуктуаций интенсивности равна 3. На основе соотношений подобия для функции когерентности четвертого порядка в режиме сильных сцинтилляций проводились оценки масштабов корреляции, характеризующих расстояние между яркими спеклами в плоскости наблюдения [111]. В целом, соотношения подобия позволили упорядочить многочисленные экспериментальные результаты, полученные на основе измерений индекса мерцаний интенсивности в пучке, корреляционных функций флуктуаций

интенсивности и спектров флуктуаций интенсивности в зависимости от геометрии пучка и величины внутреннего масштаба турбулентности [10].

В работах В. И. Татарского метод возмущений совместно с итеративными методами был применен для описания сильных сцинтилляций излучения при решении уравнения распространения [8]. Полученные выражения позволили прийти к качественным оценкам среднего квадрата флуктуаций логарифма амплитуды поля излучения (флуктуаций уровня). Теоретически полученная В.И. Татарским зависимость для флуктуаций уровня достаточно хорошо описывала эффект насыщения, наблюдаемый в эксперименте [44] с ростом расстояния и параметра C_n^2 в области $\sigma_R^2 > 1$.

Выходя за рамки метода теории возмущений, В.И. Татарский использовал также математические методы квантовой теории поля [8]. Диаграммный метод, а также аппарат вариационных производных позволили учитывать в режиме сильных сцинтилляций многократное рассеяние и нелинейное взаимодействие излучения со средой. В частности, диаграммный метод позволил описывать различные эффекты при сильных сцинтилляциях излучения с использованием лестничных, кольцеобразных, пересекающихся диаграмм. Применение таких методов для описания статистики оптических волн в атмосфере дало большое количество результатов. В частности, было показано значительное нарушение пространственной и временной когерентности поля излучения в режиме сильных сцинтилляций, что выражается в резком уменьшении радиуса когерентности, существенном искажении волнового фронта излучения и образованием глубоких флуктуаций и спекл-структуры в пучке. Было также показано, что в условиях сильных сцинтилляций излучения комплексная амплитуда поля излучения подчиняется гауссовой статистике.

Важно остановиться на последнем из выводов, связанном с приближением гауссовой статистики флуктуаций комплексного поля излучения и характеристик среды распространения. В [112] с учетом приближения гауссовой статистики флуктуаций $\tilde{n}$, а также δ-коррелированности $\tilde{n}$ вдоль направления распространения были получены уравнения, описывающие эволюцию в турбулентной среде среднего поля и ПКФ комплексного поля излучения в параксиальном приближении. В работе удалось получить решения таких уравнений для исходно плоской волны, которые хорошо согласовывались с решениями, полученными в рамках МПВ для случая слабых флуктуаций, а также были справедливы и для случая сильных сцинтилляций излучения. В другой работе [113] было показано, что при сильных сцинтилляциях модуль комплексной огибающей подчиняется распределению Райса (Рэлея-Райса), которое порождается гауссовой статистикой самого комплексного поля. Важность результата состоит в том, что гауссово распределение

комплексного поля позволяет использовать аппарат теории вероятностей, в том числе центральную предельную теорему при решении уравнений для статистических моментов поля излучения, а также другие теоремы, справедливые в этом случае.

Отдельно стоит отметить вклад в развитие теории распространения оптических волн в условиях как умеренных, так и сильных сцинтилляций, в том числе на локационных трассах, таких ученых как В. Е. Зуев, В. А. Банах, В. В. Покасов, В. Л. Миронов и других сотрудников научной школы Института оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН.

Под руководством В. А. Банаха проводились первые экспериментальные исследования по распространению пространственно-ограниченных лазерных пучков в турбулентной атмосфере, исследованы свойства таких пучков с условиях сильных флуктуаций интенсивности, определена пространственно-временная структура флуктуаций интенсивности частично когерентного лазерного излучения [23].

В работе [114] для условий сильной турбулентности была исследована зависимость относительной дисперсии флуктуаций интенсивности от параметров турбулентности и размеров источника и приёмной апертуры. В условиях сильных флуктуаций в случае когерентного источника был обозначен двумасштабный характер корреляционной функции интенсивности излучения. Ближний (мелкий) масштаб связан с радиусом пространственной когерентности поля, дальний (крупномасштабный) – определяется параметрами трассы распространения. В другой работе [115] было установлено, что с уменьшением начальной когерентности источника флуктуации интенсивности излучения в конце трассы уменьшаются. Свойственный когерентному излучению двумасштабный характер пространственной корреляции флуктуаций интенсивности в плоскости приемника нарушается при переходе к частично-когерентному источнику излучения. В случае некогерентного источника проявляется одномасштабность пространственной корреляционной функции флуктуаций интенсивности. Снижение уровня сцинтилляций излучения с уменьшением степени его когерентности в [116] объяснялось тем, что частично когерентный пучок представляется суперпозицией множества независимых оптических волн (мод излучения). При прохождении через турбулентную среду эти моды рассеиваются атмосферой независимо друг от друга, и на приемнике происходит их некогерентное сложение. Это приводит к «сглаживанию» пиков интенсивности излучения и устранению мелкомасштабных флуктуаций за счет усреднения.

В [117] были получены временные спектры флуктуаций интенсивности лазерного излучения на основе принципа Гюйгенса–Кирхгофа, обобщённого для плавно неоднородных сред. В предельных случаях слабых и сильных флуктуаций интенсивности для коэффициента временной корреляции были получены простые приближённые

аналитические выражения. Там же было показано, что в условиях сильных флуктуаций вид спектра определяется метеорологическими турбулентными условиями и не зависит от дифракционного размера передающей апертуры и от фокусировки излучения.

В [118] исследовалось влияние внутреннего масштаба турбулентности на степень флуктуаций интенсивности некогерентного источника. Было показано, что учет внутреннего масштаба турбулентности приводит к увеличению относительной дисперсии сильных флуктуаций интенсивности некогерентного излучения. При этом дисперсия флуктуаций интенсивности зависит от соотношения между внутренним масштабом турбулентности и радиусом когерентности плоской волны. Результаты, представленные в [115, 116, 118] вошли в диссертационную работу [119], где было проведено комплексное теоретическое исследование статистических характеристик частично когерентного излучения в турбулентной атмосфере.

Отдельно следует отметить результаты, содержащиеся в монографии А. С. Гурвича, А. И. Кона, В. Л. Миронова, С. С. Хмелевцова [10]. В работе были установлены зависимости структурной функции фазы и дисперсии флуктуаций фазы излучения от структурной постоянной показателя преломления, длины трассы распространения, параметров излучения, размера апертуры пучка и масштабов турбулентности. Теоретические зависимости были подтверждены экспериментальными измерениями на атмосферных трассах разной длины и в различных метеорологических условиях. Также анализировалось влияние атмосферной турбулентности на пространственную и временную когерентность лазерного излучения. В результате были установлены количественные связи между степенью нарушения когерентности и параметрами турбулентности, получены аналитические выражения для функций когерентности разных порядков, проанализировано влияние геометрии пучка и параметров трассы распространения на когерентные свойства излучения. Отдельное внимание уделялось исследованию зависимости дефокусировки пучка в атмосфере от длины трассы, характеристик турбулентности и начальных параметров излучения в условиях сильной турбулентности.

Отдельная глава монографии посвящена результатам исследований флуктуаций логарифма интенсивности поля излучения в ограниченных пучках. В случае, когда дифракционный размер пучка существенно превышает радиус первой зоны Френеля, дисперсия и коэффициент корреляции логарифма интенсивности поля излучения совпадает с аналогичными величинами для неограниченно плоской и сферической волн. Отдельное внимание уделялось также случаю распространения волн вдоль наклонных трасс. В этом случае асимптотику для коэффициентов пространственной корреляции флуктуаций интенсивности удалось получить только для предельных случаев исходно плоской волны и

сферической волны из-за высокой сложности расчета для ограниченных лазерных пучков. В монографии [10] также развиваются исследования статистических параметров излучения при сильных сцинтилляциях с точки зрения соотношений подобия, о которых уже говорилось ранее. В другой работе [120] в численных исследованиях было показано, что влияние профиля структурной характеристики показателя преломления $C_n^2(z)$ на флуктуации амплитуды волны проявляется больше для сферических волн, чем для плоских

Следует также отметить ряд результатов, полученных в работах [25, 121, 122, 123]. В них - были разработаны математические модели, позволяющие количественно оценить статистические характеристики флуктуаций амплитуды и фазы излучения лазерного пучка при его распространении через турбулентную атмосферу в различных режимах; - получены аналитические выражения, связывающие характеристики флуктуаций поля излучения с параметрами атмосферной турбулентности, такими как структурная характеристика показателя преломления, внутренний и внешний масштабы турбулентности в режиме слабых и сильных сцинтилляций; - проведены детальные исследования влияния геометрии пучка и длины волны излучения на величину и характер флуктуаций интенсивности; - исследованы эффекты мерцания при анализе уравнений для функции когерентности четвертого порядка; - предложены способы определения параметров атмосферной турбулентности, в частности внутреннего масштаба турбулентности.

Следует также остановиться на результатах некоторых зарубежных работ, посвященных особенностям распространения оптического излучения в режиме сильных сцинтилляций.

В монографии [38] решалась задача о распространении оптических волн с режиме сильных сцинтилляций применительно к вопросам дистанционного зондирования атмосферы (в том числе зондирования в условиях плотной атмосферы с сильной турбулентностью), лазерной локации и лазерной связи, восстановления параметров турбулентности по флуктуациям регистрируемого оптического сигнала. Исследования имели важное прикладное значение для развития систем оптической связи, лазерной локации и в целом для задач астрономических наблюдений.

В другой работе [124] в эксперименте исследовался эффект насыщения сцинтилляций излучения пучка He-Ne лазера, распространяющегося вдоль трасс длиной до 1 км. Было показано, что насыщение наступает для значений $\sigma_\chi^2 > 0.3$ с проявлением мелкомасштабной спеклованной структуры в пучке. При дальнейшем росте сцинтилляций был зафиксирован эффект супернасыщения, когда величина σ_χ^2 начинает уменьшаться. Для теоретического описания явления учитывался только первый порядок теории возмущений,

применяемый как на случай линейного роста флуктуаций интенсивности при малых значениях σ_χ^2, так и в условиях насыщения с некоторым ростом σ_χ^2.

В работе [125] численно была исследована статистика сильных флуктуаций интенсивности излучения за случайным фазовым экраном, а также при распространении излучения в случайно неоднородной протяженной среде. Статистические моменты интенсивности описывались обычными (для фазового экрана) и континуальными интегралами фейнмановского типа (для неоднородной среды). В режиме сильных сцинтилляций исследовано асимптотическое поведение таких интегралов Для случая фазового экрана получена связь статистических моментов интенсивности *N*-ого порядка с индексом мерцаний. Также были получены выражения для среднего квадрата относительных флуктуаций интенсивности излучения и определены пространственные масштабы, характеризующие поведение корреляционной функции флуктуаций интенсивности. Показано, что разработанный подход применим для моментов интенсивности невысокого порядка (при не слишком больших значениях *N*). Также в работе с применением аппарата континуальных интегралов Фейнмана было подтверждено, что при глубоком насыщении сцинтилляций комплексная амплитуда поля соответствует гауссовой статистике.

В [126] развиваются другие методы исследования режима сильных сцинтилляций. Статистические моменты флуктуаций интенсивности ее логарифма представляются в виде асимптотических рядов, что позволяет корректно учитывать сильные флуктуации излучения. При разложении используется приближение марковского случайного процесса взаимодействия волны со средой, а также предположение о гауссовой статистике флуктуаций показателя преломления среды. Такой подход позволил определить моменты интенсивности 2, 3 и 4 порядка. Полученные теоретические результаты хорошо согласовались с данными численных экспериментов как в режиме глубокого насыщения, так и в промежуточной области насыщения.

В работе [127] исследования флуктуаций интенсивности поля излучения проводились на основе трехмерной модели с использованием фазовых экранов. Случайная среда моделировалась с помощью набора двумерных тонких гауссовых экранов с заданным спектром. В работе подробно обсуждаются детали и ограничения модели, при этом основное внимание уделяется степенным спектрам флуктуаций показателя преломления турбулентной атмосферы. В численном эксперименте учитывается влияние внутреннего и внешнего масштабов турбулентности. Демонстрируется, что по мере увеличения интенсивности излучения в распределениях начинают формироваться каустики и интерференционные полосы. Для условий более сильной турбулентности кластеризация

ярких областей начинает отражать крупномасштабную структуру среды. То есть мелкие спеклы составляют более крупные структуры, размер которых определяется внешним масштабом турбулентности. В ходе моделирования были также получены значения дисперсии флуктуаций интенсивности, соответствующие экспериментальным наблюдениям при внутреннем масштабе турбулентности порядка 10 см. Кроме того, в работе анализируется влияние внешнего масштаба турбулентности на флуктуации интенсивности: учет конечности внешнего масштаба турбулентности подавляет низкочастотные флуктуации и снижает максимальную дисперсию флуктуаций интенсивности.

В другой работе [128] аналитически решается уравнение для четвёртого момента поля излучения, распространяющегося в среде со случайными неоднородностями. В работе получены асимптотические выражения для спектра и индекса мерцаний, определены условия развития сильных флуктуаций в зоне Френеля, изучены среднеквадратичные флуктуации фазы при различных режимах.

В статье [129] проводится численное исследование распространения сферической волны от точечного источника через трёхмерную случайную среду. Для чисто степенного спектра, для степенного спектра с учетом внутреннего масштаба турбулентности, а также для гауссова спектра флуктуаций показателя преломления среды были получены дисперсии флуктуаций интенсивности излучения и пространственные спектры флуктуаций интенсивности. Показано, что учет внутреннего масштаба турбулентности в спектре приводит к росту дисперсии флуктуаций интенсивности излучения, причем такое влияние проявляется сильнее для сферических волн.

В работе [130] было получено выражение для плотности вероятности сильных флуктуаций интенсивности излучения в турбулентной среде. В работе решается так называемый «логнормальный парадокс» — расхождение между теоретически предсказанным (релеевским) и экспериментально наблюдаемым (близким к логарифмически нормальному) распределениями флуктуаций интенсивности. Улучшение согласия теории с экспериментом с ростом сцинтилляций было достигнуто за счёт учёта флуктуаций мнимой части диэлектрической проницаемости среды, отвечающей за хаотическое поглощение излучения.

В статье [131] отражены результаты, полученные на основе эвристической модели флуктуаций интенсивности излучения при его распространении в слабо неоднородной среде. Модель основана на гипотезе о том, что мелкомасштабные флуктуации интенсивности излучения модулируются крупномасштабными флуктуациями. Согласно модели, результирующая дисперсия флуктуаций интенсивности выражается через

соответствующие члены, учитывающие отдельно крупномасштабные и мелкомасштабные флуктуации. В работе проводится модификация метода Рытова путем использования функции пространственно-частотного амплитудного фильтра в условиях сильных флуктуаций. В результате получены выражения для дисперсии флуктуаций интенсивности плоской и сферической волн, которые выполняются при умеренных и сильных сцинтилляциях. В работе также показано согласие результатов такой модели с ранее полученной аналитикой в условиях слабых сцинтилляций. Кроме того, оценивается роль внутреннего масштаба турбулентности при использовании в модели модифицированного спектра флуктуаций показателя преломления среды. Также исследуется поведение ковариационной функции интенсивности излучения плоской и сферической волн. В условиях сильной турбулентности подтверждается двумасштабное поведение ковариации интенсивности в условиях сильных флуктуаций: мелкомасштабные флуктуации определяются радиусом пространственной когерентности поля, а остаточный корреляционный «хвост» — размером диска рассеяния, который определяет минимальный размер крупномасштабного вихря, отвечающего за кластеризацию спеклованной картины излучения.

Эти, а также ряд других результатов, были собраны в монографии 2001 года [132], в которой описанный подход был расширен на случай гауссова пучка. Также в монографии была подробно проанализирована роль внутреннего и конечности внешнего масштабов турбулентности в режиме сильных сцинтилляций, исследовано влияние на эффект сцинтилляций усреднения сигнала на приемных апертурах конечного размера. Кроме того, в монографии рассматривался случай реального гауссова пучка, для которого учитывался эффект блуждания пучка и его вклад в сцинтилляции интенсивности излучения. В монографии также решались некоторые практические задачи: исследовалась статистика замираний в системах лазерной связи, а также сцинтилляции возвращаемых волн в лазерных радарах. В более поздней работе [133] продолжались исследования в рамках разработанной эвристической модели, оценивалось влияние эффектов анизотропии турбулентности на характер сцинтилляций излучения, рассчитывались статистические параметры пучков в условиях неколмогоровской модели спектра, рассматривались эффекты усиления обратного рассеяния в условиях сильных сцинтилляций.

Следует также остановиться на результатах некоторых работ, проведенных за последние 15 лет в области исследования сильных сцинтилляций оптических волн в атмосфере. Р. Х. Алмаев и А. А. Суворов провели ряд теоретических исследований, посвящённых сильным флуктуациям оптических волн в случайно-неоднородных средах. В статье [134] для режима сильных сцинтилляций получены асимптотические выражения для

второго статистического момента интенсивности в рамках квазиоптического приближения. Проанализировано поведение относительной дисперсии флуктуаций интенсивности излучения в зависимости от длины трассы и соотношения структурных функций флуктуаций действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости среды. Показано, что насыщение относительной дисперсии флуктуаций интенсивности к единице не происходит при превышении внешнего масштаба турбулентности над максимальным радиусом корреляций интенсивности. В другой работе [135] на основе решения параболического уравнения получено аналитическое выражение для плотности вероятности сильных флуктуаций интенсивности излучения, распространяющегося в случайной ослабляющей среде. Проведено сравнение с экспериментальными данными. Показано, что согласие между теорией и экспериментом во всём диапазоне изменения интенсивности достигается при совместном учёте влияния малого случайного ослабления лазерного излучения и действия аддитивного шума приемника при регистрации излучения, особенно в условиях замираний.

В работе [136] был развит «кумулянтный» метод решения задачи распространения излучения в случайно-неоднородной среде. С использованием фейнмановского представления функции Грина параболического уравнения в общем виде были получены интегральные выражения для статистических моментов комплексной амплитуды поля лазерного пучка. Основное достижение работы заключается в том, что учёт в рамках «кумулянтного» метода процессов многократного рассеяния излучения на случайных неоднородностях диэлектрической проницаемости среды позволяет получить выражения для статистических моментов интенсивности с точностью, достаточной для восстановления логнормальной функции распределения интенсивности, которая наблюдалась в эксперименте.

Отдельно стоит отметить некоторые результаты, полученные учеными В. П. Аксеновым, В. В. Дудоровым, В. В. Колосовым. В работе [137] в трехмерном численном моделировании выполнено сравнение функций плотности вероятностей флуктуаций интенсивности гауссова пучка и пучка, обладающего орбитальным угловым моментом (вихревого пучка), в зависимости от положения точек наблюдения в поперечной плоскости. В работе предложена аналитическая модель функции распределения плотности вероятности флуктуаций интенсивности, а именно «дробное экспоненциальное» распределение. Модель описывала закон распределения мгновенных значений интенсивности излучения в режимах сильных сцинтилляций и насыщения. Преимущество модели заключалось в отсутствии стремления в бесконечность функции распределения при малых значениях интенсивности в условиях, когда индекс мерцаний превышает единицу,

что наблюдалось для классических моделей гамма-гамма и логнормального распределений, но не наблюдалось в эксперименте и расчете.

В другой работе [138] в численном моделировании показано, что при произвольных значениях расстояния распространения, дисперсии Рытова, профиля пучка и анализируемой координаты в поперечном сечении пучка функция плотности вероятности интенсивности излучения полностью определяется индексом сцинтилляций (мерцаний интенсивности) и самой средней интенсивностью. В численном эксперименте было подтверждено, что в случае умеренных и слабых флуктуаций интенсивности, характеризующихся индексом мерцания, меньшим единицы, функция плотности вероятности флуктуаций интенсивности определяется гамма-распределением. Для случая сильных флуктуаций, когда гамма-распределение расходится при замираниях интенсивности, предложенное «дробное экспоненциальное» распределение хорошо аппроксимировало результаты численного эксперимента, проведённого для пучков произвольного типа и для более широкого диапазона турбулентных трасс, чем в более ранней работе. Таким образом, в работе было продемонстрировано, что предлагаемый подход является универсальным для лазерных пучков любой геометрической структуры в широком диапазоне атмосферных условий.

Следует отметить некоторые результаты, полученные группой ученых под руководством М. А. Воронцова. В работе [46] проводился эксперимент по анализу параметров лазерного излучения, которое распространялось по достаточно протяженной приземной трассе (149 км). На такой трассе был реализован режим сильных сцинтилляций излучения. В работе исследовалась ситуация отклонения статистических параметров пучка в конце протяженной трассы от классической теории Колмогорова-Обухова. Подобные эффекты уже наблюдались в некоторых более ранних работах [139, 140, 141]. В самой работе исследуется нормированная дисперсии флуктуаций интенсивности. Результаты экспериментов показали, что для протяженных расстояний распространения статистика флуктуаций поля волны не всегда может описываться приближением однородной и изотропной турбулентности. В большинстве экспериментов измеренные дисперсии флуктуаций интенсивности в 2-4 раза превышали соответствующие значения, полученные аналитически и на основе численного моделирования в рамках классической модели турбулентности Колмогорова-Обухова. В условиях эксперимента также наблюдались аномально большие всплески мощности излучения. Такие аномалии объяснялись наличием крупномасштабной динамики градиента температур, локальными климатическими изменениями на трассе и формированием когерентных макроструктур в воздухе, которые не учитываются в стандартных моделях спектрах турбулентности. Возникновение таких

«гигантских всплесков» связывалось с эффектом «захвата» лазерного пучка узкими стратифицированными слоями воздуха с резким изменением показателя преломления воздуха, что аналогично действию волновода в атмосфере. Случайные пространственно-временные флуктуации таких слоев нарушают этот эффект, что порождает кратковременные высокоинтенсивные вспышки на приемнике.

Работа [46] включала в себя результаты, полученные для менее протяженной приземной трассы (7 км). Для такой трассы было отмечено отсутствие гигантских всплесков мощности излучения, меньший размер спеклов в распределениях интенсивности, поведение спектров флуктуаций интенсивности описывалось теорией Колмогорова-Обухова. Также отмечалось менее выраженное нарушение гипотезы Тейлора о «замороженной» турбулентности [8], в отличие от трассы на 149 км. В целом результаты исследований показывают, что на реальных сильно протяженных трассах условия однородности и изотропии турбулентности могут нарушаться. В одной из работ [142] также подчеркивается, что такие эффекты приводят к образованию отчетливых, почти горизонтально выровненных слоев атмосферы со своей статистикой флуктуаций показателя преломления.

Гигантские всплески интенсивности в условиях сильных сцинтилляций исследовались и в трехмерном численном моделировании в работе [47]. В ней подробно анализируются их энергетические характеристики (амплитуды всплесков превышали средний уровень интенсивности в 15-25 раз) и их протяженность (до нескольких километров). Показано, что вероятность таких всплесков интенсивности значительно выше ранних теоретических предсказаний, однако для их исследования в численном эксперименте требуется большая выборка случайных реализаций атмосферы размером около 10^4-10^5 реализаций. В другой работе [143] обсуждалось использование высокоинтенсивных спеклов для эффективной передачи лазерного сигнала на большие расстояния при синхронизации работы лазера с моментами возникновения таких спеклов. При этом ожидание необходимой реализации турбулентной трассы может занять несколько секунд. В работе показано, что в случае оптимальной реализации в среде создаются эффективные удлиненные линзы, фокусирующие излучение в высокоинтенсивные спеклы с размером существенно меньше дифракционного предела.

Статистические свойства ярких спеклов в условиях сильных сцинтилляций теоретически исследовались и в [48]. В работе подчеркивается, что гамма-гамма распределение, предложенное в работах [131, 132] является полуэвристической теорией. В работе было представлено строгое аналитическое доказательство того, что на больших дистанциях распространения (в режиме насыщения сцинтилляций) комплексная амплитуда

поля излучения лазерного пучка асимптотически подчиняется гауссовой статистике. Из этого следует, что флуктуации мгновенной интенсивности излучения подчиняются пуассоновской статистике (то есть отрицательному экспоненциальному закону) в пределах дифракционного пятна. Этот результат был получен с использованием диаграммного метода при глубоком пересуммировании рядов стохастической теории возмущений. Причем авторы также ввели малый параметр, который позволяет определять границу применимости гауссовой статистики и ее нарушения при учете поправок более высокого порядка. Также в работе показано, что пространственная структура и профиль отдельных ярких спеклов определяются поперечной парной корреляционной функцией, масштаб которой для спектра Колмогорова-Обухова убывает с расстоянием z по закону $z^{-3/5}$.

Ряд работ последних лет посвящен более детальному исследованию функции плотности вероятности интенсивности оптической волны, распространяющейся в атмосфере [49, 50, 51]. В работах исследуется поведение «хвостов» функции плотности вероятности, отвечающих за моменты интенсивности высоких порядков, которые, в свою очередь, отвечают за возникновение высокоинтенсивных спеклов. Было продемонстрировано, что вероятность аномально больших флуктуаций интенсивности существенно выше оценок, сделанных на основе гауссовой статистики комплексной огибающей поля излучения. Установлен вид хвостов функции плотности вероятности, которые описываются «растянутыми» экспонентами. При этом в работе были найдены значения показателей экспоненты для классического колмогоровского спектра при произвольном режиме сцинтилляций, включающем слабые и умеренные флуктуации интенсивности, и отдельно при сильных сцинтилляциях. Также подчеркивается, что данные «хвосты» полностью воспроизводятся и сохраняют свои степенные показатели в условиях сильно стратифицированной атмосферы. Кроме того, в работах были получены явные выражения для характерного размера высокоинтенсивных спеклов и их интегральной мощности. Показано, что пространственный профиль отдельного яркого всплеска определяется ПФК комплексной огибающей поля.

Таким образом, к настоящему времени получены достаточно обширные результаты в области исследований режимов флуктуаций оптических волн в турбулентной атмосфере. Можно сказать, что для описания режима слабых сцинтилляций излучения уже сформировался единый теоретический подход, основанный на решении уравнений распространения излучения с применением теории возмущений. Однако, вопросы определения границ применимости того или иного порядка теории возмущений до сих пор представляют интерес для изучения. В то же время теоретические модели описания режима сильных сцинтилляций и насыщения сцинтилляций, а также исследования статистики

флуктуаций интенсивности и поля излучения в таком режиме до сих пор продолжают свое развитие.

1.3. Адаптивная коррекция оптического излучения в турбулентной атмосфере

1.3.1. Принцип работы адаптивной системы коррекции оптического излучения

Теоретические и численные исследования режимов флуктуаций оптических волн в атмосфере неразрывно связаны с вопросами коррекции таких искажений методами адаптивной оптики. Атмосферная турбулентность приводит к существенным искажениям как изображений астрономических объектов в задачах наблюдения, так и лазерных пучков, распространяющихся в атмосфере. Следует также учитывать искажения лазерного пучка, возникающие в результате неоднородностей В оптическом тракте лазерного источника также существует множество факторов, влияющих на качество пучка излучения. Паразитные наклоны и аберрации высоких порядков могут быть обусловлены механическими вибрациями, тепловыми неоднородностями, нагревом элементов, разъюстировкой оптических схем, неоднородностями в лазерном резонаторе и в активной среде лазера, а также аберрациями, возникающими при изготовлении крупногабаритной оптики [34]. Адаптивные методы успешно используются для коррекции таких искажений [144, 145, 146, 147] в режиме реального времени.

Идея использования адаптивной оптики для компенсации атмосферных искажений впервые была предложена в 1953 году американским астрономом Х. Бабкоком (H. Babcock) [62]. Он предложил использовать управляемые оптические элементы с обратной связью для компенсации атмосферных искажений волнового фронта. В 1957 году В.П. Линник в работе [63] также высказал принципиальную идею о возможности компенсации атмосферных неоднородностей при астрономических наблюдениях с использованием зеркальных устройств с составной или сплошной деформируемой поверхностью. Однако элементы, необходимые для функционирования адаптивных оптических систем (АОС), были созданы только в 1970-х годах. После этого данное направление получило дальнейшее развитие. В 1978 году Дж. Харди (J. Hardy) и его коллеги спроектировали первую систему адаптивной оптики для коррекции атмосферных искажений [148, 149]. Первые опубликованные результаты по успешной адаптивной коррекции излучения были достигнуты именно в астрономии, например, в Европейской южной обсерватории [150].

В основе теоретических подходов, применяемых для описания работы АОС в атмосфере, лежат результаты, полученные в рамках теории распространения волн в случайно-неоднородных средах. Среди теоретических исследований особое место

занимают работы Д. Фрида [35, 93, 151, 152], в которых была проведена параметризация оптических систем с точки зрения уровня фазовых флуктуаций в оптической волне, впервые введен радиус пространственной когерентности атмосферы (параметр Фрида), а также определены понятия короткой и длинной экспозиции при регистрации случайных оптических сигналов. Важными были исследования Д. Гринвуда [36, 37], в которых было введено понятие частоты Гринвуда, которая определяет минимальные требования к быстродействию АОС. Эти исследования позволили сформулировать необходимые требования к пространственному и временному разрешению работы элементов АОС.

Работа АОС основывается на свойствах линейности, взаимности и квазистационарности среды распространения оптического излучения. Согласно принципу взаимности, комплексная амплитуда поля элементарной сферической волны в точке приема равна комплексной амплитуде встречной волны при зеркальной перестановке источника и приемника, что математически выражается в симметрии функции Грина случайной среды [153]. Этот принцип выполняется как для свободного пространства, так и для неоднородной турбулентной среды, что служит основой принципа работы АОС, компенсирующей влияние атмосферных искажений.

Уже в первые годы развития адаптивной оптики было принято подразделять адаптивную коррекцию по типу применяемых методов: методов формирования обращённой волны с применением нелинейной оптики [154, 155] и методов, основанных на прямом исправлении элементами АОС аберраций волнового фронта излучения – линейная адаптивная коррекция [33, 34, 58, 69, 70]. Методы коррекции оптических волн на основе формирования обращённого волнового фронта достаточно интенсивно развивались, однако ввиду их сложной технической реализации для ряда приложений в АОС широко начал использоваться алгоритм фазового сопряжения [156]. Суть принципа фазового сопряжения состоит в том, что искаженный волновой фронт, после прохождения неоднородной среды, попадает на адаптивное деформируемое зеркало (ДЗ) [33, 34]. Качество адаптивной фазовой коррекции излучения во многом определяется характеристиками ДЗ [66, 67]. Возможность компенсации максимального количества оптических аберраций излучения является одним из основных требований к работе ДЗ [34]. В соответствии с информацией о неоднородностях волнового фронта падающего излучения поверхность ДЗ воспроизводит набор некоторых пространственных базисных функций. При воспроизведении набора таких функций создается поверхность, фазосопряженная падающему волновому фронту излучения. В качестве таких функций могут выступать функции отклика ДЗ, представляющие собой профили деформации отражающей поверхности корректора, вызванные управляющим воздействием на один изолированный привод при нулевых

сигналах на всех остальных приводах. Общий изгиб поверхности ДЗ в линейном приближении описывается как суперпозиция деформаций от каждого индивидуального привода [147].

Поверхность ДЗ может также аппроксимироваться ортонормированным базисом полиномов Цернике [157, 158]. Полиномы Цернике – это полиномы, ортогональные на круге единичного радиуса. Радиальная часть полинома может быть получена из формулы следующего вида для четных $(n-m)$:

$$R_n^m(\rho) = \sum_{k=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^k \cdot (n-k)!}{k! \cdot \left(\frac{n+m}{2}-k\right)! \cdot \left(\frac{n-m}{2}-k\right)!} \rho^{n-2k} \qquad (1.13)$$

где n – степень полинома,

m – параметр угловой зависимости ($n \geq m$),

ρ – нормированное расстояние от центра апертуры ($0 \leq \rho \leq 1$).

Для нечетных $(n-m)$ радиальные полиномы $R_n^m(\rho)$ тождественно равны нулю.

С учетом угловой составляющей ψ ($0 \leq \psi \leq 2\pi$), полиномы принимают вид:

$$Z_n^m(\rho,\psi) = R_n^m(\rho)\cos(m\psi) \text{ – четные полиномы;}$$

$$Z_n^{-m}(\rho,\psi) = R_n^m(\rho)\sin(m\psi) \text{ – нечетные полиномы.}$$

Одно из преимуществ использования полиномов Цернике при разложении волнового фронта заключается в том, что каждый полином представляет собой форму классической аберрации: поршень (постоянная фаза), наклоны, дефокус, астигматизм и т.д. Известно, что при разложении волнового фронта с аберрациями, подчиняющимися колмогоровской статистике, наибольший вклад имеют аберрации низших порядков – наклоны волнового фронта по осям x и y. На рисунке 1.2 представлен набор коэффициентов, полученных при разложении волнового фронта пучка излучения, прошедшего турбулентную трассу по первым 45 полиномам Цернике (без аберрации поршень). Первые 14 из них показаны на рисунке. Видно, что с ростом порядка полинома его вклад в разложение снижается.

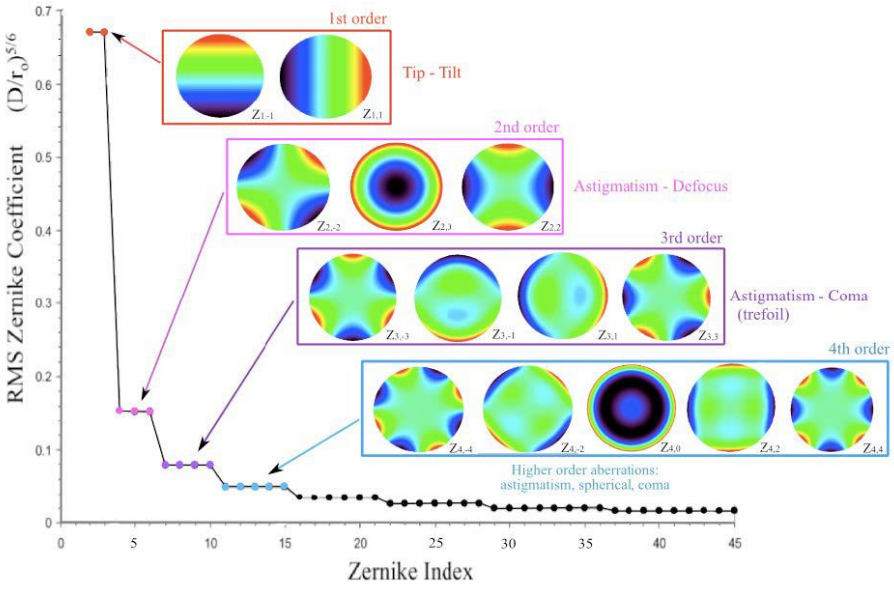


Рисунок 1.2 – Коэффициенты при разложении волнового фронта пучка, прошедшего турбулентную трассу с колмогоровской статистикой, по первым 45 полиномам Цернике (без аберрации поршень) [159]

Другим составным элементом АОС является датчик волнового фронта (ДВФ) излучения. ДВФ – это прибор, который позволяет получить информацию о форме волнового фронта излучения. ДВФ Шака-Гартмана [68, 160] широко применяется как в АОС в составе телескопов, так и в лазерных системах. В ДВФ Шака-Гартмана (рисунок 1.3) излучение проходит через растр микролинз. Плоскость линзового растра оптически сопряжена с плоскостью адаптивного зеркала. В случае плоского волнового фронта фокальные пятна от микролинз располагаются на оптической оси каждой из линз. В случае искаженного волнового фронта фокальное пятно смещается. В случае, когда размер линз растра достаточно мал, смещение фокальных пятен пропорционально локальному градиенту фазы излучения на каждой микролинзе. Матрица локальных градиентов фазы обрабатывается блоком управления АОС, что позволяет восстановить искаженный волновой фронт излучения. На основании такой информации ДЗ воспроизводит поверхность волнового фронта излучения с заданной пространственной точностью.

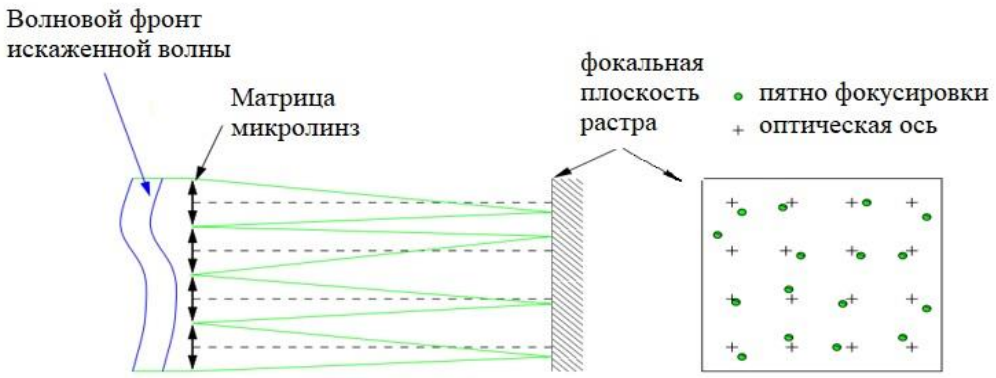


Рисунок 1.3 – Принцип работы ДВФ Шака-Гартмана

Для получения информации об искажениях на интересующей турбулентной трассе используется опорное излучение [33, 34]. В задачах наблюдения в качестве опорного может использоваться свет непосредственно от наблюдаемой звезды, излучение соседней звезды при наличии слабого сигнала от наблюдаемой, искусственные опорные источники излучения – лазерные опорные звезды (ЛОЗ), а также более сложные конфигурации из нескольких опорных источников излучения [33, 34, 41, 59, 70]. При передаче лазерного излучения на удаленный приемник в качестве опорного может использоваться отраженный от приемника сигнал, свет от яркой звезды в случае слабого отраженного сигнала от приемника или ЛОЗ.

В случае, когда корректируемая и опорная волны проходят одни и те же атмосферные неоднородности, уровень коррекции излучения будет определяться в основном возможностями адаптивной системы. В сценарии, когда оптические пути опорного и корректируемого излучения разнесены в пространстве на некоторый угол (например, в случае коррекции наблюдаемой звезды по опорному излучению от другой звезды), возникает дополнительная ошибка коррекции, обусловленная угловым анизопланатизмом атмосферы [33, 34, 59]. Если пути находятся в пределах изопланарной области, то есть угловое расстояние между ними минимально, корректируемая и опорная волны проходят практически через одни и те же оптические неоднородности атмосферы. В этом случае коррекция излучения будет эффективной. Величина соответствующего углового расстояния равна углу изопланатизма атмосферы [33].

Техника ЛОЗ [33, 34, 77, 161, 162, 163, 164] позволяет формировать искусственный опорный источник излучения максимально в направлении наблюдаемой звезды или в направлении пучка лазерного излучения, распространяющегося до удаленного приемника. Это позволяет минимизировать проблему углового анизопланатизма атмосферы. Для формирования ЛОЗ используется вспомогательный лазерный источник. Рэлеевская ЛОЗ

формируется в атмосфере на основе рэлеевского рассеяния лазерного излучения на молекулах воздуха [33, 34]. Высота «зажигания» рэлеевской ЛОЗ над поверхностью Земли ограничена 20 км из-за убывания эффективности рэлеевского рассеяния с увеличением высоты. Формирование ЛОЗ в поглощающем натриевом слое на высоте 90-100 км позволяет достичь компенсации слоя атмосферы большей протяженности. Генерация таких ЛОЗ основана на резонансном возбуждении атомов натрия в слое, который сформировался в мезосфере Земли в результате метеоритного распада [165].

Известно, что применение техники ЛОЗ связано с некоторыми проблемами. Одной из них является проблема определения глобального наклона волнового фронта излучения [33, 34, 77]. В моностатической схеме с ЛОЗ вспомогательный лазерный пучок, формирующий ЛОЗ, и излучение от ЛОЗ, перехваченное телескопом системы, проходят через один и тот же атмосферный оптический «клин». Наклон такого «клина» остается неизвестен, как и информация об угловой координате формирования ЛОЗ. Существуют различные подходы к решению этой проблемы [26, 165, 166, 167, 168, 169]. Один из них заключается в том, чтобы корректировать наклоны излучения на трассе по опорному излучению от другой естественной звезды. В то время как излучение от ЛОЗ будет нести информацию о высших аберрациях корректируемого атмосферного слоя. Однако нужно учитывать, что в идеале опорная естественная звезда должна обладать достаточной яркостью, а также находиться в пределах изопланарной области.

С другой стороны, при формировании ЛОЗ в приземных слоях атмосферы существенным становятся эффекты фокусного анизопланатизма атмосферы, а именно эффекта конуса от ЛОЗ. На рисунке 1.4 показана схема, демонстрирующая данное явление.

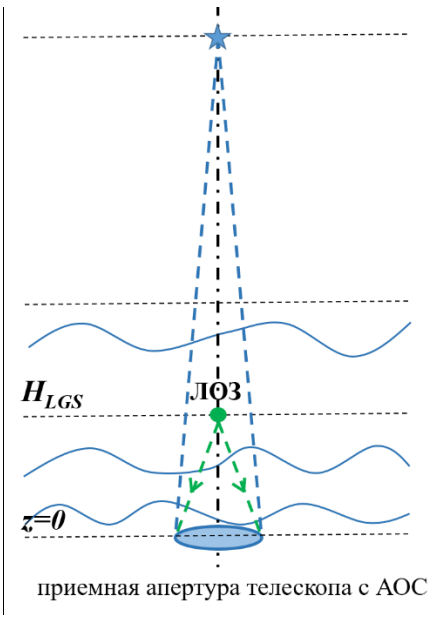


Рисунок 1.4 – Эффект конуса от ЛОЗ при наблюдении звезды

Суть эффекта конуса состоит в том, что опорное излучение, распространяющееся от ЛОЗ к телескопу системы, несет в себе информацию об атмосферных искажениях, находящихся лишь в пределах конуса (заштрихованная область), высота которого равна высоте ЛОЗ – H_{LGS}, а диаметр основания равен диаметру приемной апертуры телескопа. Информация о турбулентных искажениях за пределами этого конуса не содержится в регистрируемом опорном излучении от ЛОЗ. Поэтому атмосферные искажения за пределами конуса не могут быть скомпенсированы даже при идеальной работе элементов АОС [33, 34]. Такая проблема актуальна как для задач наблюдения звезд, так и при фокусировке пучка лазерного излучения с Земли на удаленные приемники, расположенные на расстоянии значительно выше H_{LGS}.

1.3.2. Эффективность адаптивной фазовой коррекции оптического излучения

Рассмотренные в предыдущем разделе эффекты анизопланатизма атмосферы, связанные с неидеальностью опорного источника излучения, вместе с пространственными и временными ограничениями работы элементов АОС могут существенно снизить эффективность коррекции как излучения наблюдаемых объектов, так и лазерных пучков, распространяющихся в атмосфере. К настоящему моменту проведены достаточно обширные исследования, касающиеся вопросов анализа и повышения эффективности коррекции излучения адаптивными системами.

В первую очередь стоит отметить результаты, полученные в лаборатории когерентной и адаптивной оптики Института Оптики атмосферы и океана им. В. Е Зуева такими учеными как С.С. Хмелевцов, В. Л. Миронов, В. В. Покасов, В. П. Лукин и их коллегами. В лаборатории изначально развивалось научное направление, связанное с анализом динамических и спектральных характеристик адаптивных оптических систем, проводились теоретические оценки эффективности фазовой коррекции излучения [69, 170, 171, 172, 173]. Интенсивно разрабатывались оригинальные отечественные проекты адаптивных телескопов. Были установлены предельно допустимые временные задержки в адаптивных системах, которые обеспечивают заданный уровень коррекции. В работе [174] были предложены и экспериментально проверены алгоритмы модовой коррекции излучения, учитывающие специфику атмосферной турбулентности. Эти алгоритмы позволили частично компенсировать искажения в условиях умеренной и слабой турбулентности, однако имели ограничения в условиях сильных флуктуаций интенсивности излучения. В работе также было показано, что при условиях, когда радиус когерентности оптической волны становится меньше радиуса первой зоны Френеля,

флуктуации интенсивности начинают существенно влиять на точность измерений фазы волны.

Ряд работ [175, 176, 177] был посвящен разработке корректоров наклонов и адаптивной коррекции низших аберраций оптического излучения. Качество коррекции наклонов в эксперименте характеризовалось долей энергии излучения в круге фиксированного радиуса. В работах также исследовалась эффективность коррекции аберраций как при сильной, так и при слабой турбулентности. В других исследованиях [178, 179, 180] были разработаны различные схемы коррекции излучения и теоретически обоснованы различные алгоритмы функционирования адаптивных систем. Эффективность коррекции излучения описывалась спектральной плотностью мощности случайных смещений энергетического центра тяжести изображения до и после коррекции излучения.

Отдельно стоит остановиться на развитии математического аппарата, используемого в задачах численного моделирования распространения оптических волн в атмосфере и их адаптивной коррекции. В работах [181, 182, 183] численно исследовались возможности коррекции АОС как маломощного, так и мощного лазерного излучения в атмосфере с учетом нелинейных эффектов. Турбулентная среда представлялась набором тонких фазовых экранов, δ-коррелированных вдоль направления распространения волны. Каждая цепочка экранов, заменяющих турбулентный слой, случайна, а средние по времени параметры поля излучения в конце турбулентной трассы получались методом Монте-Карло [184]. В промежутках между экранами учитывалась дифракция излучения. Такой подход отражает главную суть метода расщепления по физическим процессам, который был изложен в работе [185] применительно к решению параболического уравнения распространения. Развитие методов быстрого преобразования Фурье в задачах трехмерного численного моделирования позволило существенно повысить эффективность расчетной модели [186]. С использованием такого подхода в работе [187] была проведена модификации алгоритма расщепления при решении параболического уравнения распространения волны, что позволило увеличить быстродействие вычислительных алгоритмов и расширить область применения метода при численном решении задач дифракции и распространения волн, включая стохастические нелинейные задачи атмосферной оптики. В ряде других работ [188, 189, 190] оценивалась погрешность метода расщепления при вычислении статистических моментов поля излучения, а также обсуждались модификации метода, повышающие точность и быстродействие алгоритмов, реализуемых на ЭВМ.

Метод Монте-Карло (метод статистических испытаний) применялся впервые при численном моделировании дифракции стохастических волн на тонком слое анизотропной

ионосферы [191]. В работах В.П. Кандидова модель фазовых экранов была развита в рамках решения задач линейной и нелинейной статистической оптики [192]. В работе [16] было проведено обоснование процедуры Монте-Карло для исследования статистики световых полей в условиях нелинейно-оптического взаимодействия со средой, а также адаптивной коррекции излучения. Там же обсуждалась адекватность модели цепочки фазовых экранов сплошной среде [193], а также подробно анализировались условия ее применимости при решении задач нелинейной оптики. В работе [194] исследовалось также влияние продольной корреляции между фазовыми экранами на точность расчетного моделирования.

Следует отдельно отметить вклад в развитие теоретических и экспериментальных методов адаптивной коррекции излучения В. П. Лукина. В монографии [69] были рассмотрены основные принципы адаптивной фазовой коррекции флуктуаций оптических волн при распространении в атмосфере, описывалась общая идеология построения оптических систем для задач улучшения качества формируемого изображения и фокусировки оптических пучков, в том числе в условиях самовоздействия излучения.

В работе [195] обсуждались численные модели гибких зеркал с различным расположением пьезоприводов, проводились оценки точности воспроизведения гибким адаптивным зеркалом полиномов Цернике, излагалась теория теплового самовоздействия излучения. Также проводилась оптимизация геометрии расположения приводов зеркал для минимизации остаточных ошибок коррекции. Обсуждались и алгоритмы фазовой коррекции излучения, а также ограничения фазового сопряжения в условиях сильного теплового «размытия» пучка. Отмечалось, что эффективность коррекции излучения в условиях сильной турбулентности может быть значительно снижена ввиду наличия дислокаций волнового фронта излучения.

В другой работе [196] изучалось влияние частичной компенсации атмосферных искажений АОС в крупных телескопах, работающих в видимом и ИК диапазоне. Авторы показали, что при частичной коррекции распределение интенсивности излучения в плоскости изображения (или функция рассеяния точки) имеет две компоненты: широкое размытое низкоинтенсивное крыло и узкий центральный керн, угловой размер которого ограничен исключительно дифракционным пределом телескопа. Уровень коррекции излучения оценивался по профилям функции рассеяния точки, а также числом Штреля [197, 198]. Было продемонстрировано, что даже при коррекции низших аберраций можно наблюдать в изображении дифракционный керн с пиковой интенсивностью на порядок выше значения в отсутствии коррекции. В работе также были детально сопоставлены три вида корректоров: модальные (на основе полиномов Цернике), зональные (ДЗ с гауссовой функцией отклика приводов) и сегментированные. Аналитически и численно было

показано, что применение биморфных зеркал, которые воспроизводят до 30 полиномов Цернике целесообразно и эффективно для ближнего и среднего ИК-диапазонов, тогда как для видимого диапазона требуются системы, воспроизводящие намного большее число полиномов для коррекции высших аберраций атмосферы.

Монография [161] посвящена теоретическим основам и алгоритмам использования ЛОЗ для астрономических телескопов. В ней проводится подробный теоретический анализ эффективности коррекции излучения с двумя типами ЛОЗ: рэлеевской и натриевой. В монографии обсуждаются проблемы измерения общего наклона волнового фронта излучения в схеме с ЛОЗ. Методами математического моделирования анализируется эффективность коррекции наклонов в схемах с несколькими ЛОЗ, анализируются алгоритмы оптимальной линейной фильтрации флуктуаций фазы излучения, рассматривается схема с двумя ЛОЗ с разной длиной волны для определения общего наклона волнового фронта излучения за счет пространственного разнесения опорных источников. Обсуждаются методы атмосферной томографии, позволяющей восстановить трехмерную структуру оптических неоднородностей атмосферы по нескольким ЛОЗ, а также эффективность работы мультисопряженных адаптивных систем, в которых используется несколько деформируемых зеркал, корректирующих различные турбулентные слои атмосферы, что позволяет существенно расширить поле зрения, доступное для коррекции.

В работе [199] проведен анализ динамических характеристик адаптивных систем при коррекции турбулентных неоднородностей. Проводятся аналитические расчеты числа Штреля для модели активного зеркала-корректора с применением теории распространения оптических волн в случайно-неоднородных средах. В работе получена связь достижимой величины числа Штреля с погрешностью, обусловленной частотой работы ДВФ и влиянием размера апертуры оптической системы, с учетом параметра Фрида и скорости ветра.

Результаты, полученные в другой научной лаборатории под руководством В.И. Шмальгаузена, также представляют интерес для рассмотрения. В монографиях [58, 200] были изложены основные принципы построения адаптивных оптических систем, рассмотрены различные системы фокусировки излучения. Отдельно исследованы возможности градиентных методов, методов апертурного зондирования, реализуемых в системах адаптивной коррекции. В монографиях изложена теория биморфных пьезоэлектрических зеркал, дано математическое описание процесса деформации зеркал, проведена оптимизация расположения электродов зеркала для эффективной компенсации классических оптических аберраций. Отдельно рассматривается адаптивная компенсация теплового самовоздействия излучения, а также принципы цифрового управления в АОС.

Под руководством и при участии В.И. Шмальгаузена велись активные работы по созданию ключевых компонентов адаптивных систем, в частности корректоров волнового фронта. Проводился теоретический анализ и проектирование гибких и биморфных пьезоэлектрических зеркал для компенсации атмосферных искажений, изучались динамические функции отклика биморфных зеркал для точного управления профилем отражающей поверхности [201]. Отдельно в работе [202] рассматривались вопросы эффективности работы АОС в атмосфере при модальной коррекции искажений с точки зрения интерференционного критерия, уровня среднеквадратичной ошибки коррекции фазы излучения. В работе также проводится оценка необходимого числа приводов зеркала для достижения требуемой точности коррекции.

Проводились также исследования адаптивной коррекции изображений в условиях анизопланатизма для моделей слоистой атмосферы при наблюдении протяженных объектов [203]. Кроме того, в работах [204, 205] были предложены методы использования ДВФ (например, датчика Шака-Гартмана) для оценки параметров и структуры атмосферной турбулентности. В работе [206] была экспериментально исследована адаптивная фокусировка излучения на диффузно рассеивающие объекты в условиях нелинейной рефракции, а также внедрены методы адаптивной оптики в лазерную интерферометрию, что позволило снизить влияние нестабильности среды на точность измерений [207].

Работы О. И. Шанина и др. были сфокусированы на прикладных инженерно-физических аспектах, математическом моделировании управляемых зеркал [208], особенностях алгоритмов коррекции наклонов волнового фронта излучения [209].

В работах А.В. Кудряшова с соавторами [210, 211] были проведены расчетные и экспериментальные исследования эффективности коррекции низших оптических аберраций (дефокусировка, астигматизм, кома) биморфными пьезоэлектрическими зеркалами, обсуждались вопросы повышения качества лазерного пучка на выходе из оптического тракта системы с применением различных типов адаптивных зеркал [212, 213, 214], а также представлены результаты исследований возможностей адаптивных систем, работающих в условиях сильной турбулентности, в том числе и быстрых адаптивных систем [215, 216, 217]. Последний вопрос подробно обсуждался и в других работах [218, 219]. В работах [220, 221] были численно исследованы алгоритмы коррекции излучения адаптивным зеркалом, в том числе с применением нового базиса для воспроизведения аберраций волнового фронта излучения с колмогоровской статистикой турбулентности. В обзоре [147] систематизируется многолетний опыт управления лазерным излучением методами линейной и нелинейной адаптивной оптики.

Эффективность коррекции излучения линейными адаптивными системами характеризуется, как правило, остаточными искажениями волнового фронта излучения. Известно, что качество волнового фронта можно характеризовать, измеряя параметр PV (peak-to-value), который равен амплитуде аберраций волнового фронта и среднеквадратичное отклонение (СКО) σ волнового фронта пучка от плоского. В условиях статистической независимости аберраций общую ошибку коррекции на выходе из оптической системы можно представить как сумму $\sigma^2 = \sum_i \sigma_i^2$, где σ_i^2 – дисперсия фазы излучения, обусловленная вкладом *i*-й остаточной аберрации оптической системы [33, 34].

Вклад эффектов анизопланатизма атмосферы также можно оценить теоретически. Дисперсия остаточного волнового фронта, обусловленная угловым анизопланатизмом двух атмосферных трасс по всем аберрациям (σ_A^2) и только по наклонам (σ_{TA}^2), будут равны [33]:

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^{5/3}, \tag{1.14}$$

$$\sigma_{TA}^2 = \left(\frac{\theta}{\theta_T}\right)^{5/3}, \tag{1.15}$$

где θ_0 – угол изопланатизма атмосферы с учетом всех оптических аберраций, θ_T – изокинетический угол или угол изопланатизма атмосферы с учетом только наклонов волнового фронта излучения [33, 34].

Известно также аналитическое выражение для оценки остаточной ошибки коррекции волнового фронта излучения ввиду эффекта конуса в схеме с ЛОЗ [33, 34]:

$$\sigma_{cone}^2 \approx \left(\frac{D}{d_0}\right)^{5/3}, \tag{1.16}$$

где d_0 – это характерный диаметр приемной или передающей апертуры системы, в пределах которой СКО искажений фазы излучения, вызванных эффектом конуса, равно 1 рад. Согласно [33, 222], параметр d_0 при длине волны излучения 0.5 мкм можно оценить как:

$$d_0 = \left\{ k^2 \left[0.057 \mu_0^+ \left(H_{LGS}\right) + 0.500 \frac{\mu_{5/3}^- \left(H_{LGS}\right)}{H_{LGS}^{5/3}} - 0.452 \frac{\mu_2^- \left(H_{LGS}\right)}{H_{LGS}^2} \right] \right\}^{-3/5}, \tag{1.17}$$

где H_{LGS} – высота формирования ЛОЗ, $\mu_m^- \left(H_{LGS}\right) = \int_0^{H_{LGS}} dz C_n^2 \left(z\right) z^m$ и $\mu_m^+ \left(H_{LGS}\right) = \int_{H_{LGS}}^{\infty} dz C_n^2 \left(z\right) z^m$.

С другой стороны, в работе [157] было показано, что для колмогоровского спектра

флуктуаций показателя преломления среды остаточная ошибка коррекции излучения первыми N полиномами Цернике при N>10 выражается как:

$$\sigma_{temp}^2 \approx 0.2944 \cdot N^{-\sqrt{3}/2} \left(D / r_0 \right)^{5/3} \tag{1.18}$$

Тогда с учетом (1.14), (1.16), (1.18) суммарную ошибку коррекции можно записать как [34]:

$$\sigma_{\varphi-tot}^2 = \sigma_{fit}^2 + \sigma_A^2 + \sigma_{cone}^2 . \tag{1.19}$$

Следует отметить, что помимо перечисленных эффектов вклад в суммарную ошибку оказывают также эффекты, связанные с недостаточной быстротой коррекции фазовых искажений АОС – σ_{temp}^2, с ошибками восстановления волнового фронта с помощью ДВФ – σ_{WFS}^2, тепловым расплыванием лазерного пучка в атмосфере – σ_{bloom}^2 и др. [34]. Однако, в рамках настоящего исследования данные эффекты рассматриваться не будут.

1.3.3 Число Штреля и осевая интенсивность излучения в турбулентной атмосфере при частичной адаптивной фазовой коррекции

Остаточные ошибки фазовой коррекции излучения адаптивной системой приводят к снижению качества изображения астрономических объектов при их наблюдении, а также к расплыванию и блужданию пучка лазерного излучения в атмосфере, что снижает средний уровень лазерного сигнала на приемнике излучения в задачах лазерной связи в атмосфере. Одним из распространенных параметров, характеризующих относительную качество пучка излучения в дальней зоне является Штреля [197, 198]. Число Штреля определяется как отношение максимальной интенсивности (или яркости) оптического излучения в дальней зоне пучка с аберрациями к той же величине в отсутствие оптических аберраций излучения. При усреднении по времени (в условиях длительной экспозиции) или при статистическом усреднении по случайным реализациям аберраций системы максимум в распределении интенсивности излучения будет располагаться на оптической оси в плоскости фокусировки излучения [223]. Поэтому число Штреля однозначно связано с величиной осевой интенсивности излучения в плоскости фокусировки излучения.

На сегодняшний день поиск оценок энергетических параметров излучения и числа Штреля в конце турбулентной трассы является актуальной задачей ввиду активного применения лазерных систем для зондирования атмосферы оптическим излучением [224], локации объектов с использованием лазеров с целью борьбы с космическим мусором [225, 226, 227], в задачах лазерной связи. В рамках последних фокус внимания лежит в области

создания устойчивых к помехам наземных атмосферных оптических линий связи на горизонтальных трассах, а также лазерной связи в открытом космосе и передачи информации посредством ретрансляторов с Земли вдоль вертикальных атмосферных трасс [53, 54, 55, 56, 228, 229].

Число Штреля лазерного сигнала на приемнике излучения можно записать как:

$$St = \frac{J\left(x=0, y=0\right)}{J_{\max}\left(x=0, y=0\right)}, \tag{1.20}$$

где $J\left(x, y\right)$ и $J_{\max}\left(x, y\right)$ – распределения интенсивности лазерного излучения на приемнике для пучка с аберрациями и для пучка в отсутствии искажений, $\left(x, y\right)$ – угловые координаты в плоскости приемника изучения.

Известно несколько аппроксимаций числа Штреля с учетом остаточных аберраций излучения. Однако, большинство из них справедливо в условиях малых остаточных искажений фазы.

Согласно [198], число Штреля можно записать как:

$$St = \frac{1}{\pi^2}\left|\int_0^1\int_0^{2\pi} e^{i\varphi(\rho,\psi)}\rho d\rho d\psi\right|^2, \tag{1.21}$$

где $\varphi\left(\rho, \psi\right)$ – искажения фазы в радианах.

Раскладывая (1.21) в ряд, можно получить:

$$St \approx \left|1 + i\left\langle\varphi\right\rangle - \frac{1}{2}\left\langle\varphi^2\right\rangle\right|^2 = 1 - \sigma_\varphi^2. \tag{1.22}$$

Такая аппроксимация справедлива в приближении слабых остаточных фазовых искажений, когда σ_φ<0,6 рад.

Марешалем [58, 198] при σ_φ<0,5 рад была получена следующая аппроксимация:

$$St \geq \left(1 - \frac{1}{2}\sigma_\varphi^2\right)^2. \tag{1.23}$$

Оценки (1.22), (1.23) справедливы при достаточно малых значениях σ_φ, поэтому наибольшее распространение получила «расширенная аппроксимация Марешаля» вида [33, 198]:

$$St = \exp\left(-\sigma_\varphi^2\right). \tag{1.24}$$

Из (1.24) с учетом ($\sigma_{\varphi-tot}^2 = \sigma_{fit}^2 + \sigma_A^2 + \sigma_{cone}^2$) следует, что число Штреля пучка можно записать как произведение каждой из компонент, учитывающих ту или иную аберрацию системы, при условии их статистической независимости [34]:

$$St = \exp\left(-\sigma_{fit}^2\right)\exp\left(-\sigma_A^2\right)\exp\left(-\sigma_{cone}^2\right). \quad (1.25)$$

Аппроксимация (1.25) широко используется для оценки числа Штреля с учетом влияния как пространственных, так и временных эффектов на оптическое качество пучка излучения [230, 231, 232, 233].

Следует отметить, что в случае частичной адаптивной фазовой коррекции пространственное распределение интенсивности излучения в плоскости фокусировки пучка будет иметь характерный вид, представленный на рисунке 1.5. Пучок будет содержать две компоненты: центральный яркий керн, отвечающий скомпенсированной адаптивным зеркалом компоненте и имеющий угловой размер порядка дифракционного, и низкоинтенсивное крыло, отвечающее некомпенсированной компоненте и зависящее от параметров остаточных искажений фазы. Аппроксимация (1.24) характеризует вклад только дифракционной компоненты поля излучения.

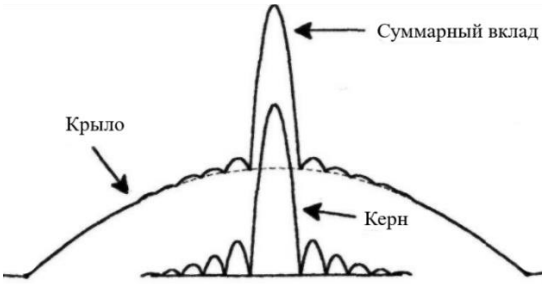


Рисунок 1.5 – Характерное распределение интенсивности излучения в пучке в дальней зоне в условиях частичной фазовой коррекции [33]

Вопрос оценки числа Штреля при наличии остаточных фазовых искажений рассматривался также в работе [234]. В ней число Штреля записывается как:

$$St = \exp\left(-\sigma_\varphi^2\right) + \frac{\sigma_\varphi^2}{N}, \quad (1.26)$$

где N – число областей корреляции на апертуре пучка.

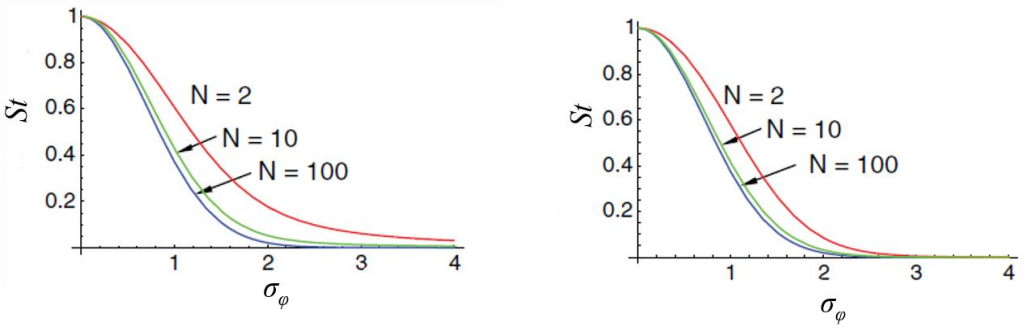
Выражение (1.26) получено без учета вида корреляционной функции. Оценка числа Штреля в случае гауссовой корреляционной функции $B_\varphi(\rho) = \exp\left(-\rho^2/l_c^2\right)$ при $\sigma_\varphi \le 0.8$ имеет вид:

$$St = \exp\left(-\sigma_\varphi^2\right)\left[1 + \frac{\sigma_\varphi^2}{N}\cdot\exp\left(\frac{\sigma_\varphi^2}{4}\right)\right]. \quad (1.27)$$

В случае аберраций, вызванных турбулентностью, подчиняющейся колмогоровской статистике, было получено другое выражение:

$$St = \exp\left(-\sigma_\varphi^2\right)\left[1+\frac{\sigma_\varphi^2}{N}\cdot\exp\left(\frac{\sigma_\varphi^2}{9}\right)\right]. \qquad (1.28)$$

Зависимости (1.27) и (1.28) приведены на рисунке 1.6.



а) б)

Рисунок 1.6 – Зависимости числа Штреля *St* от σ_φ для различного числа областей корреляции на апертуре пучка в случае корреляционной функции для гауссовой (а) и колмогоровской (б) статистики искажений фазы [234]

Таким образом, в работе [234] продемонстрирована возможность оценки числа Штреля на основе корреляционного анализа случайных аберраций волнового фронта излучения.

Известна также другая аналитическая оценка числа Штреля по значениями структурной функции остаточной нескорректированной фазы пучка $D_\varphi(\rho)$ [235, 236]:

$$St = \frac{8}{D^2}\int_o^D O_{ap}(\rho)\cdot\exp\left(-\frac{1}{2}D_\varphi(\rho)\right)\rho d\rho, \qquad (1.29)$$

где D – диаметр апертуры системы,

$O_{ap}(\rho) = \frac{2}{\pi}\left[\arccos(\rho/D) - (\rho/D)\sqrt{1-(\rho/D)^2}\right]$ – оптическая передаточная функция телескопа системы.

В работе [235] продемонстрировано сравнение расчёта с такой оценкой (рисунок 1.7) для нескорректированных аберраций турбулентной атмосферы с корреляционной функцией фазы, отвечающей статистике фон Кармана:

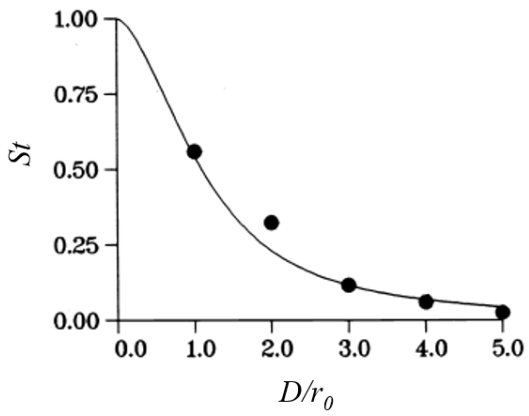


Рисунок 1.7 – Числа Штреля *St* при различном D/r_0, полученные аналитически (сплошная кривая) и в расчете (маркеры) при L_0/D=10 [235]

Оценка числа Штреля в случае колмогоровского спектра флуктуаций фазы также была проведена в [237]. Число Штреля может быть связано с радиусом когерентности атмосферы ρ_0 для усредненного изображения астрономического объекта в виде:

$$St \approx \left(1+\left(\frac{D}{\rho_0}\right)^2\right)^{-1}. \qquad (1.30)$$

Однако, такая оценка может быть использована только в случае отсутствия коррекции излучения.

Для широкого круга приложений более информативной и актуальной является оценка средней или максимальной интенсивности излучения лазерного излучения на удаленном приемнике. В работе [238] в пренебрежении рэлеевским рассеянием излучения на молекулах среды, а также при отсутствии нелинейных эффектов, предлагается способ оценки средней интенсивности лазерного излучения в плоскости фокусировки в виде:

$$\left\langle J(\lambda)\right\rangle = \frac{P}{\left[\theta(\lambda)L\right]^2}\exp\left[-\gamma(\lambda)L\right], \qquad (1.31)$$

где P – мощность лазерного пучка, L – длина трассы распространения, $\gamma(\lambda)$ – коэффициент ослабления излучения на единице длины трассы.

Величина $\theta(\lambda)$ – эффективная угловая расходимость лазерного пучка по уровню 0.8 от полной мощности излучения на приемнике – вычисляется по формуле:

$$\theta(\lambda) = \left\{\left[4.42\cdot\left(K\lambda/D\right)^{5/3} + 37.1\cdot\lambda^{-1/3}C_n^2\left(h_0\right)X_{eff}\right]^{6/5} + 33\cdot D^{-1/3}C_n^2\left(h_0\right)X_{eff}\right\}^{1/2}, \qquad (1.32)$$

где $K=\theta_0/\theta_{дифр}$ – параметр, характеризующий оптическое качество исходящего лазерного пучка, θ_0 – начальная расходимость лазерного пучка на выходе из системы, $\theta_{дифр}$ – дифракционный предел расходимости излучения, $X_{eff}=LW(\Delta h/h)$ – эффективная длина наклонной трассы, $W(\Delta h/h)$ – поправочный коэффициент [238].

Первый член в (1.32) учитывает вклад дифракции в эффективную расходимость $\theta(\lambda)$, второй и третий члены – вклад турбулентного уширения и блуждания пучка относительно оптической оси. Преимущество оценки по формулам (1.31) и (1.32) заключается в том, что в ней учитывается эффект ослабления пучка в атмосфере за счет поглощения и рассеяния излучения, недифракционное качество исходящего лазерного пучка, а также блуждание и уширение пучка вследствие влияния турбулентной атмосферы. Однако, в [238] отмечается, что оценка справедлива лишь для довольно ограниченных условий: при высоте 5 – 50 м излучающей апертуры системы над Землей и дальности L до 10 – 15 км. Последнее условие

делает ее неприменимой в условиях передачи лазерного сигнала на достаточно большие расстояния, например, на заатмосферные приемники излучения.

Для приложений лазерной связи больший интерес представляет информация о максимальной (или осевой) интенсивности излучения на удаленном приемнике.

В работе [239] предлагается оценка интенсивности излучения на оптической оси J_0 в конце турбулентной трассы длиной L в виде:

$$J_0 = \left(\frac{6.28 \cdot P}{M^4 + 2.9\left(R/r_0\right) + \left(\pi R \theta_{jitter}/\lambda\right)^2} \right) \cdot \left(\frac{R}{L\lambda} \right)^2 \cdot \exp\left(-\gamma L\right), \qquad (1.33)$$

где R – радиус передающей апертуры системы,

θ_{jitter} – угол расходимости, связанный с дрожанием лазерного пучка [33].

M^2 – параметр, характеризующий оптическое качество исходящего лазерного излучения,

r_0 – параметр Фрида [33].

В условиях сильной турбулентности формула (1.33) преобразуется к виду:

$$J_0 = 2.17 \cdot P \cdot \left(\frac{\rho_0}{L\lambda} \right)^2 \exp\left(-\gamma L\right). \qquad (1.34)$$

В [239] оценка (1.33) сравнивается с расчетом в условиях когерентного и некогерентного сложения лазерных пучков в атмосфере при различных условиях турбулентности (рисунок 1.8).

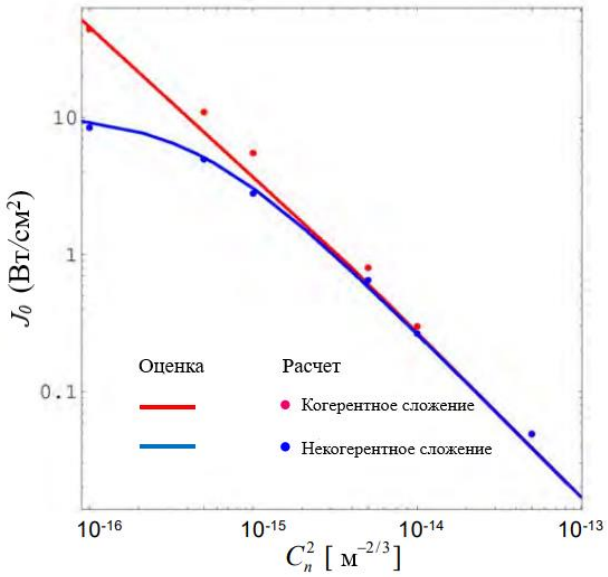


Рисунок 1.8 – Осевая интенсивность J_0, полученная с использованием оценки (1.33) и напрямую из расчета [239]

Как видно, в (1.33) учитывается частичная фазовая коррекция исходящего лазерного излучения (за счет параметра M^2), а также вклад турбулентных искажений на трассе распространения пучка. Однако, в условиях частичной коррекции турбулентных искажений, например, в схеме неполного фазового сопряжения с опорным пучком такая оценка не может быть использована.

В ходе обзора результатов научных исследований, связанных с анализом эффективности фазовой коррекции излучения в атмосфере, можно отметить, что до сих пор представляют интерес исследования эффективности адаптивной коррекции излучения в условиях анизопланатизма атмосферы, остаточных искажений фазы ввиду нескомпенсированного атмосферного слоя как в задачах наблюдения, так и при фокусировке лазерных пучков в атмосфере, а также в связи с ошибками коррекции АОС искажений лазерного излучения на выходе из оптического тракта системы. В то же время для приложений, связанных с передачей лазерного сигнала с Земли на удаленные приемники излучения, актуальными являются вопросы оценки максимального уровня сигнала на приемнике с учетом перечисленных ошибок коррекции излучения.

1.4. Интегральные параметры оптического излучения в турбулентной атмосфере

Использование адаптивных методов коррекции оптического сигнала в атмосфере сопряжено еще с одной актуальной задачей. Основные характеристики работы АОС (такие как пространственное разрешение и быстродействие) должны соизмеряться с некоторыми интегральными величинами, характеризующими пространственные особенности и временные изменения параметров самой атмосферной трассы.

Развитый статистический подход к описанию атмосферной турбулентности позволил учитывать пространственное влияние турбулентности на поведение оптической волны в атмосфере с помощью интегральных параметров [33, 34]. Среди них параметр Фрида r_0 [35] – радиус пространственной когерентности атмосферы, введенный в рамках колмогоровской модели; внешний масштаб турбулентности L_0 – характерный максимальный размер вихря, с которого начинается энергетический каскад и который определяет общий (глобальный) наклон волнового фронта излучения [73]; и введенная в разделе 1.3 дисперсия Рытова σ_R^2 (1.11), характеризующая уровень флуктуаций интенсивности оптической волны.

Методы оценки дисперсии Рытова связаны в основном с измерением дисперсии флуктуаций интенсивности лазерного пучка, прошедшего турбулентную трассу в режиме

слабых сцинтилляций излучения. Некоторые работы, в которых эта величина определяется из экспериментальных данных, уже обсуждались в разделе 1.3.

Д. Фрид [35, 93, 151, 152] на основе анализа структурной функции фазы плоской оптической волны, проходящей слой турбулентной атмосферы, ввел понятие радиуса когерентности атмосферы, который определяется как диаметр круглой области в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, в пределах которой среднее квадратичное отклонение волнового фронта, обусловленное прохождением волны через толщу атмосферы, равно 1 радиану. Для исходно плоского волнового фронта излучения в условиях однородной атмосферы, когда $C_n^2 = const$, параметр Фрида равен:

$$r_0^{-5/3} = 0.423 k_0^2 z C_n^2, \tag{1.35}$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны излучения, z – длина трассы.

В условиях стратифицированной атмосферы, характеризуемой высотным профилем структурной характеристики показателя преломления $C_n^2(z)$, параметр Фрида определяется как [33]:

$$r_0^{-5/3} = 0.423 k_0^2 \int_0^z d\zeta C_n^2(\zeta). \tag{1.36}$$

Величина параметра Фрида связана с другим измеряемым параметром качества изображения астрономических объектов. В литературе он известен как «параметр атмосферного видения» или «seeing» и определяется как размер изображения точечного источника света, наблюдаемого через атмосферу регистрирующей аппаратурой, настроенной на определенную длину волны. Связь параметра видения ε и параметра Фрида выражается как: $\varepsilon = 0.981(\lambda/r_0)$. Поэтому в некоторых литературных источниках методики определения параметра Фрида неразрывно связывают с определением параметра ε.

Вопрос определения параметра Фрида (и параметра ε) в астрономии и в задачах распространения лазерного пучка в атмосфере является центральным [240, 241, 242, 243, 244, 245, 246], поскольку вместе с внешним масштабом турбулентности L_0 он определяет радиус пространственной корреляции поля излучения и, соответственно, размер пятна фокусировки излучения.

Существует несколько способов оценки параметра Фрида. Одна из простых методик заключается в измерении дисперсии дрожания изображения звезд [247]. Однако такая методика связана с неизбежным влиянием дрожания как фотоприемника излучения, так и приемной апертуры телескопа, что приводит к появлению паразитного глобального наклона волнового фронта, который искажает данные измерения. Преодолеть такую

проблему удалось благодаря развитию методики DIMM (Differential Image Motion Monitor), основанной на определении дисперсии разности градиентов фазы излучения в двух разнесенных субапертурах линзового растра. Если размер линз растра достаточно мал по сравнению с размером фазовых неоднородностей регистрируемой оптической волны, то градиенты фазы излучения пропорциональны локальным наклонам волнового фронта излучения. Градиенты фазы можно вычислить по положению фокальных пятен в плоскости фокусировки линзового растра. Само положение пятна определяется положением центроида (центра тяжести) изображения в каждой субапертуре. Идея методики DIMM впервые была изложена в работах [93, 248] (1960 г., 1975 г.). Модификации такой методики были представлены в более поздних работах [75] и [249]. Доказавшая свою эффективность DIMM-методика к началу 2000 г. повсеместно использовалась при проектировке крупных обсерваторий по всем миру [250, 251, 252].

В работе [253] анализируются проблемы, связанные с применением DIMM-методики. В частности, автор проводит перерасчет коэффициентов для продольного и поперечного направлений дрожаний центроидов, уточняя тем самым методику [75]. В статье также демонстрируется, что методика DIMM работает как пространственный фильтр, полностью упуская информацию о низкочастотной части спектра, связанной с внешним масштабом турбулентности L_0. Однако в работе получено, что в крупных наземных телескопах учет конечности L_0 (спектр фон Кармана) приводит к сужению углового размера изображения по полувысоте относительно случая колмогоровского спектра с бесконечным L_0. Этот факт можно использовать для получения информации о параметре L_0 и r_0 совместно с DIMM-методикой на основе измерений на двух длинах волн. Однако в этом случае точность методики может быть снижена из-за недостаточной экспозиции изображения в случае слабого сигнала, а также сама методика становится более громоздкой ввиду необходимости проведения дополнительных измерений.

В другой работе [254] рассматривается дополнительное использование многоапертурного сцинтилляционного датчика (MASS – Multi-Aperture Scintillation Sensor) совместно с DIMM-методикой. Методика позволяет одновременно измерять астрономическую видимость и высотный профиль турбулентности. Комбинация измерений двух величин: сцинтилляций (с помощью MASS) и дрожаний локальных наклонов волнового фронта (DIMM-метод) повышает точность таких измерений. Однако более точные результаты получаются в режиме слабых сцинтилляций, в то время как для более плохих условий наблюдения требуется корректировка результатов на основе полуэмпирических подходов на базе численного моделирования.

В статье [74] анализируются основные преимущества и недостатки основных методик измерения параметров r_0 и ε, а также рассматриваются различные модификации DIMM-методики. Одними из них являются RINGSS-методика (Ring-Image Next Generation Scintillation Sensor) [255], и FASS-методика (Full-Aperture Scintillation Sensor) [256], в которых за счет использования кольцевых апертур повышается точность измерения сцинтилляций интенсивности на различных высотах, что в целом повышает точность оценок параметров r_0 и ε в условиях сильной турбулентности. В SHIMM-методике (Shack-Hartmann Image Motion Monitor) используется как двуапертурная маска для реализации DIMM-измерений, так и датчик волнового фронта Шака-Гартмана, что позволяет минимизировать искажения, вызванные дробовым шумом и эффектами флуктуаций интенсивности излучения [257].

Отдельно стоит отметить работы [258, 259, 260], в которых классический ДВФ Шака-Гартмана используется как устройство для измерения интегральных параметров турбулентности, а также высотного профиля C_n^2. Методики основаны на анализе дифференциальных (разностных) алгоритмов обработки локальных наклонов фазы.

Способам оценки внешнего масштаба турбулентности посвящен ряд других работ [73, 261]. В одной из них [261] для оценки L_0 проводится анализ корреляционных функций полиномов Цернике низшего порядка при разложении волнового фронта расходящегося лазерного пучка, прошедшего изотропную турбулентную среду. В работе отмечаются ограничения метода: при росте градиента температур в среде возникает анизотропия крупномасштабных неоднородностей, что приводит к расхождению оценок внешнего масштаба турбулентности вдоль разных пространственных направлений и требует строгого соблюдения условий изотропии. В работе [262] предложена и экспериментально верифицирована методика одновременной оценки структурной характеристики C_n^2 и L_0 по измерениям волнового фронта коллимированного пучка с помощью ДВФ. Метод основан на разложении волнового фронта излучения по полиномам Цернике в пределах приемной апертуры и анализе диагональных элементов ковариационной матрицы коэффициентов. Кроме того, в работе впервые был представлен алгоритм численного моделирования для измерения поперечной составляющей скорости ветра на трассе. Однако в условиях астрономических наблюдений и кольцевых приемных апертур телескопа могут возникнуть дополнительные трудности при использовании метода. В режиме сильных сцинтилляций ошибки восстановления волнового фронта излучения из-за отсутствия пятен в гартманограмме также снижают точность измерений.

В работе [263] было получено выражение для дисперсии дрожания изображения заатмосферного объекта в фокальной плоскости телескопа. В выражении учитываются

величины r_0 и L_0, а также размер самой апертуры телескопа. Следует отметить, что в случае стратифицированного атмосферы в качестве L_0 берется эффективный внешний масштаб турбулентности, который вычисляется с учетом зависимости C_n^2 от высоты. Таким образом, используя предлагаемое соотношение, можно оценить величины r_0 и L_0, проводя измерения на апертурах разного размера. Однако метод не получил большого распространения ввиду громоздкости самой системы измерений, по сравнению с методикой DIMM.

В другой работе [264] был изложен метод, основанный на анализе пространственной структурной функции скорости ветра, измеренной содаром. В зависимости от разноса точек наблюдения в инерционном и энергетическом интервалах структурная функция описывается разными соотношениями. Точка перегиба на зависимости структурной функции от разноса точек наблюдения в степени 2/3 определяет значение внешнего масштаба динамической турбулентности. В обзорах [73, 265] оцениваются преимущества и недостатки существующих методов определения внешнего масштаба турбулентности.

1.5. Исследования интегральных параметров атмосферной турбулентности по недиагональной компоненте корреляционной функции градиентов фазы излучения

Следует уделить отдельное внимание результатам последних работ, посвященных исследованию компонент матрицы корреляций градиентов фазы излучения, поскольку такой подход открывает новые возможности для определения интегральных параметров оптического излучения в турбулентной атмосфере.

В недавней работе 2024 г. [76] был предложен новый метод определения параметра Фрида r_0, основанный на анализе недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы излучения. Результат измерения, в отличие от DIMM-методики, не зависит от размера микролинз растра и нечувствителен к наличию глобального наклона волнового фронта излучения. Метод также позволяет по известному значению r_0 определить внешний масштаб турбулентности L_0 с использованием диагональных компонент матрицы. Предлагаемый метод прошел проверку в лабораторном эксперименте в условиях павильонной турбулентности колмогоровского типа [219], а также в натурных экспериментах на вертикальной и горизонтальных атмосферных трассах [266].

В работе 2025 г. [267] был найден вид недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы поля излучения в режиме слабых сцинтилляций. Такая компонента была получена аналитически в приближении нулевого порядка теории возмущений. В ходе исследования была также обнаружена возможность определения

дисперсии Рытова по положению характерного максимума в радиальном распределении Q_{xy}.

1.5. Выводы к главе 1

Таким образом, к настоящему времени получены достаточно обширные результаты при исследовании статистических параметров лазерных пучков (и в целом оптических волн) в турбулентной атмосфере. Исследованы режимы распространения излучения в условиях слабых и сильных сцинтилляций, проведены экспериментальные и теоретические исследования эффективности адаптивной коррекции излучения, в том числе и лазерных пучков в атмосфере, разработаны методы оценки интегральных параметров турбулентности, имеющие как фундаментальное, так и прикладное значение для задач адаптивной оптики. Тем не менее, результаты недавних исследований открыли новые возможности для изучения режимов распространения оптических волн в атмосфере, а также методов определения интегральных параметров турбулентности на основе анализа недиагональной компоненты матрицы корреляций градиентов фазы излучения. Кроме того, ввиду развития технологий лазерной связи в атмосфере с использованием АОС актуальными являются оценки энергетических параметров лазерного излучения на приемнике в условиях неидеальной коррекции излучения адаптивной системой.

.

Глава 2. Корреляции градиентов фазы оптической волны в турбулентной атмосфере

В данной главе излагаются результаты расчетно-теоретического исследования недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы монохроматического лазерного излучения, распространяющегося в атмосфере при различных режимах сцинтилляций излучения. Корреляционна функция градиентов фазы φ имеет вид $Q_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r}) = \left\langle \partial_{\alpha_1}\varphi(\boldsymbol{r}_1)\partial_{\beta_2}\varphi(\boldsymbol{r}_2)\right\rangle$, где $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, $\boldsymbol{r}_1 = (x_1, y_1)$, $\boldsymbol{r}_2 = (x_2, y_2)$, α и β принимают значения x и y, а угловые скобки означают статистическое усреднение. Компоненты Q_{xx} и Q_{yy} являются диагональными элементами матрицы корреляций, а Q_{xy} – недиагональной. Использование таких компонент позволяет из данных эксперимента извлечь информацию о важных интегральных параметрах турбулентной атмосферы: параметре Фрида r_0 и внешнем масштабе турбулентности L_0 [76]. При теоретическом анализе недиагональной компоненты Q_{xy} была обнаружена возможность определения дисперсии Рытова при распространении излучения в атмосфере в условиях слабых сцинтилляций [267]. Теоретические результаты были получены при решении уравнения распространения плоской оптической волны в однородной атмосфере ($C_n^2 = const$) в нулевом порядке теории возмущений. Однако, достаточность использования нулевого приближения для теоретического описания процесса нуждается прежде всего в расчетной проверке.

Исследовать теоретически недиагональную компоненту Q_{xy} в режиме сильных сцинтилляций, когда $\sigma_R^2 > 1$, с помощью теории возмущений невозможно. Однако с учетом гауссовой статистики комплексной огибающей поля излучения [112, 113] для поиска компоненты в таком режиме можно применить аппарат теории вероятностей, и теоремы, справедливые для такой статистики.

Наконец, представляет интерес расчетно-теоретически рассмотреть поведение компоненты Q_{xy} в условиях стратифицированной атмосферы, что актуально для исследований свойств атмосферы при наблюдении звезд наземным телескопом и анализе лазерного излучения, распространяющегося вдоль вертикальных атмосферных трасс.

Основные результаты, которые будут представлены в данной главе, опубликованы в следующих статьях [268, 269, 270].

2.1 Квазиоптическое приближение волнового уравнения

Численный эксперимент распространения пучка монохроматического лазерного излучения видимого диапазона с плоским волновым фронтом в турбулентной атмосфере

проводится путем решения волнового уравнения в параболическом приближении распространения излучения. Поскольку характерные масштабы задачи, а именно, длина трассы, размеры апертуры пучка излучения и масштаб неоднородностей среды значительно превышают длину волны излучения λ, эволюция электрического поля излучения будет описываться в терминах его комплексной амплитуды, или комплексной огибающей Ψ, которая характеризует поле на масштабах, превышающих λ. Временные и дисперсионные эффекты в модели учитываться не будут, длительность волнового импульса достаточно велика, поэтому форма импульса и его спектр не претерпевают заметных изменений в процессе распространения в среде. В этом случае комплексная амплитуда поля излучения запишется в виде: $\Psi(x,y,z)=\left|\Psi(x,y,z)\right|\exp\left(i\varphi(x,y,z)\right)$. В расчетах рассматривается лазерный пучок малой интенсивности. Поэтому нелинейные эффекты, наведенные в среде мощным лазерным излучением, в модели учитываться не будут. Эффекты молекулярного и аэрозольного рассеяния излучения в воздухе в рамках исследования также не учитываются. Оптическая волна, проходящая турбулентную атмосферу, остается линейно поляризованной [39].

В этом случае эволюция Ψ будет описываться уравнением вида:

$$i\frac{\partial\Psi}{\partial z}+\frac{1}{2k_0}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\Psi+k_0\tilde{n}\Psi=0\,, \qquad (2.1)$$

которое уже было приведено в главе 1.

Численное исследование статистических характеристик излучения в конце трассы со случайным трехмерным распределением флуктуационной части показателя преломления среды $\tilde{n}(x,y,z)$ будет включать следующие этапы:

- задание граничного условия $\Psi_{ini}=\Psi(x,y,z=0)$,

- решение уравнения (2.1) и нахождение $\Psi(x,y,z)$ в плоскости регистрации излучения с учетом случайного распределения $\tilde{n}(x,y,z)$,

- вычисление корреляционных функций огибающей поля волны $\Psi(x,y,z)$ и градиентов ее фазы.

Поскольку огибающая $\Psi(x,y)$ в плоскости регистрации представляет собой случайное поле, последний этап подразумевает процедуру усреднения параметров излучения по ансамблю случайных реализаций $\tilde{n}(x,y,z)$: уравнение (2.1) решается методом Монте-Карло, или методом статистических испытаний [184].

При решении уравнения (2.1) для одной реализации поля $\tilde{n}(x,y,z)$ процесс распространения излучения описывается как серия последовательных актов его рефракции на турбулентных неоднородностях, то есть как марковский случайный процесс [11].

Развитием такого подхода является модель фазовых экранов, которая получила широкое распространение в задачах линейной и нелинейной оптики [16]. Среда с непрерывным распределением $\tilde{n}(x,y,z)$ заменяется цепочкой бесконечно тонких фазовых экранов, расположенных перпендикулярно направлению распространения пучка z. В этом случае при решении уравнения (2.1) проводятся последовательные преобразования огибающей Ψ: учитывается свободная дифракция поля волны на слое между экранами Δz_l, после чего добавляется фазовый множитель, который соответствует набегу фазы, приобретаемому волной на слое Δz_l. Описанный подход отражает суть метода расщепления по физическим процессам, который широко применяется при решении уравнений типа (2.1) [185, 187].

2.2 Численная модель и ее верификация

Остановимся подробнее на этапах интегрирования уравнения (2.1). Свободная дифракция излучения на слое Δz_k описывается уравнением (2.1) при n=0, которое решается методом конечных разностей с использованием разностной схемы Ладагина [271]. Использование такой схемы позволяет обеспечить нулевую амплитудную ошибку и фазовую погрешность четвертого порядка при интегрировании оператора дифракции. В конечно-разностной форме уравнение (2.1) при $\tilde{n}$=0 решалось методом прогонки [272] с использованием технологии параллельного программирования Open MP для ускорения процесса вычислений [273].

Статистика флуктуаций показателя преломления среды описывалась спектром фон Кармана [95]:

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \left(\kappa^2 + \kappa_0^2\right)^{-11/6}, \qquad (2.2)$$

где $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, L_0 – внешний масштаб турбулентности.

Двумерный спектр флуктуаций фазы на экране, заменяющем слой Δz, будет иметь вид:

$$\aleph_\varphi(\kappa_\perp) = 2\pi k_0^2 \Delta z \Phi_n(\kappa_\perp, 0), \qquad (2.3)$$

где $\kappa_\perp^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2$.

Случайное поле фазы на экране генерируется путем фильтрации гауссова псевдослучайного поля, передаточная функция фильтра определяется спектром (2.2) и (2.3). В этом состоит суть спектрального метода генерации фазового экрана [16]. Такой метод позволяет формировать фазовые экраны с внешним масштабом турбулентности $L_0 \le N/2$, где N — поперечный размер расчётной области (размер экрана). При значениях внешнего

масштаба $L_0>N/2$ низкочастотная часть спектра (2.2) не воспроизводится корректно ввиду периодичности процедуры обратного преобразования Фурье, применяемой при генерации экрана спектральным методом. В ряде расчетно-теоретических работ рассматриваются различные методы воспроизведения низкочастотной части спектра (2.2) [235, 274, 275]. В работе применялся метод субгармоник [275], позволяющий сгущать узлы расчетной сетки в плоскости волновых векторов $\left(\kappa_x, \kappa_y\right)$ вблизи нулевой гармоники. Именно эта часть пространственного спектра отвечает за воспроизведение больших значений L_0. Операция сгущения происходит итеративно: на каждой итерации в спектр добавляются дополнительные 32 субгармоники с приращениями в три раза меньше предыдущих.

Фазовый экран, генерируемый спектральным методом и методом субгармоник, фактически представляет собой комплексное поле [16], реальная и мнимая части которого статистически независимы. Поэтому комплексная огибающая поля $\Psi_{l+1}(x,y)$ после прохождения экрана, учитывающего слой Δz_l, получается из предыдущей $\Psi_l(x,y)$ в 4 этапа: 1 – учет дифракции излучения на первом полушаге $\Delta z_l / 2$, 2 – учет набега фазы за счет влияния турбулентности $\Psi_{l+1/2}(x,y) = \Psi_{l+1/2}(x,y) \cdot \exp\left[i \cdot \mathrm{Re}\left(\varphi_{\Delta z_l}(x,y)\right)\right]$, 3 – учет дифракции на втором полушаге $\Delta z_l / 2$, 4 – учет турбулентного слоя $\Psi_{l+1}(x,y) = \Psi_{l+1}(x,y) \cdot \exp\left[i \cdot \mathrm{Im}\left(\varphi_{\Delta z_l}(x,y)\right)\right]$.

Цепочка экранов подбиралась таким образом, чтобы при распространении волны между экранами эффекты дифракции пучка были невелики, а дисперсия фазы на экране, заменяющем слой Δz, не превышала 1 рад². Наименьший масштаб пространственных неоднородностей на экране, то есть внутренний масштаб турбулентности, в численной модели определялся поперечным шагом расчётной сетки. В конце турбулентной трассы регистрировался профиль комплексной огибающей $\Psi(x,y)$. При повторном решении уравнения (2.1) для случайных реализаций турбулентной трассы методом Монте-Карло формировалась выборка из случайных значений $\Psi(x,y)$, которая использовалась для дальнейшей обработки расчета. Типичный размер выборки составлял 300-700 реализаций в зависимости от быстроты усреднения искомых параметров.

Оценка точности воспроизведения статистики фон Кармана численной моделью представляет собой отдельную важную задачу. Корреляционная функция фазы на тонком фазовом экране для спектра фон Кармана с конечным L_0 уже была получена аналитически [16, 194, 276]:

$$B_\varphi(r) = \sigma_\varphi^2 \frac{2^{1/6}}{\Gamma(5/6)} \left(\kappa_0 r\right)^{5/6} \mathrm{K}_{5/6}\left(\kappa_0 r\right) \tag{2.4}$$

$$\sigma_\varphi^2 = 2.4\pi^2 k_0^2 \kappa_0^{-5/3} 0.033\left(C_n^2 \Delta z\right), \tag{2.5}$$

где r – расстояние между двумя точками экрана, $\Gamma(-)$ – гамма-функция, $\mathrm{K}_\nu(-)$ – функция Макдональда, σ_φ^2 – дисперсия флуктуаций фазы на экране.

Для вертикальной неоднородной трассы, моделируемой совокупностью фазовых экранов, в выражении (2.5) используется интеграл $\int_0^z C_n^2(\xi)\,d\xi$ вместо $C_n^2 \Delta z$ [277].

С другой стороны, в расчете корреляционную функцию фазового экрана, который представляет собой комплексное поле, можно вычислить напрямую на дискретной сетке статистическим усреднением величины:

$$B\left(r_{pq}\right) = B\left(\sqrt{p^2+q^2}\cdot h\right) = \left\langle \varphi(n+p, m+q)\cdot \varphi^*(n,m)\right\rangle, \tag{2.6}$$

где h – шаг расчетной сетки в плоскости XOY, n, m – индексы расчетной сетки, соответствующие направлениям OX и OY.

Структурная функция фазы на экране связана с корреляционной функцией следующим образом:

$$D_\varphi(r) = 2\left(B_\varphi(0) - B_\varphi(r)\right). \tag{2.7}$$

Структурная функция для цепочки из δ-коррелированных по z экранов будет выражаться как сумма структурных функций отдельных экранов:

$$D_\varphi^{num}\left(r\right) = \sum_{l=1}^{M} D_{\varphi_l}^{num}\left(r\right), \tag{2.8}$$

где M – число фазовых экранов на трассе.

На рисунке 2.1 представлены структурные функции, полученные численно для цепочки экранов, сгенерированных спектральным методом и методом субгармоник с различным числом итераций при параметре Фрида r_0=6 см и различном L_0. На рисунке продемонстрировано стремление расчетных структурных функций аналитике, полученной на основе (2.4) и (2.7), с ростом числа итераций субгармоник.

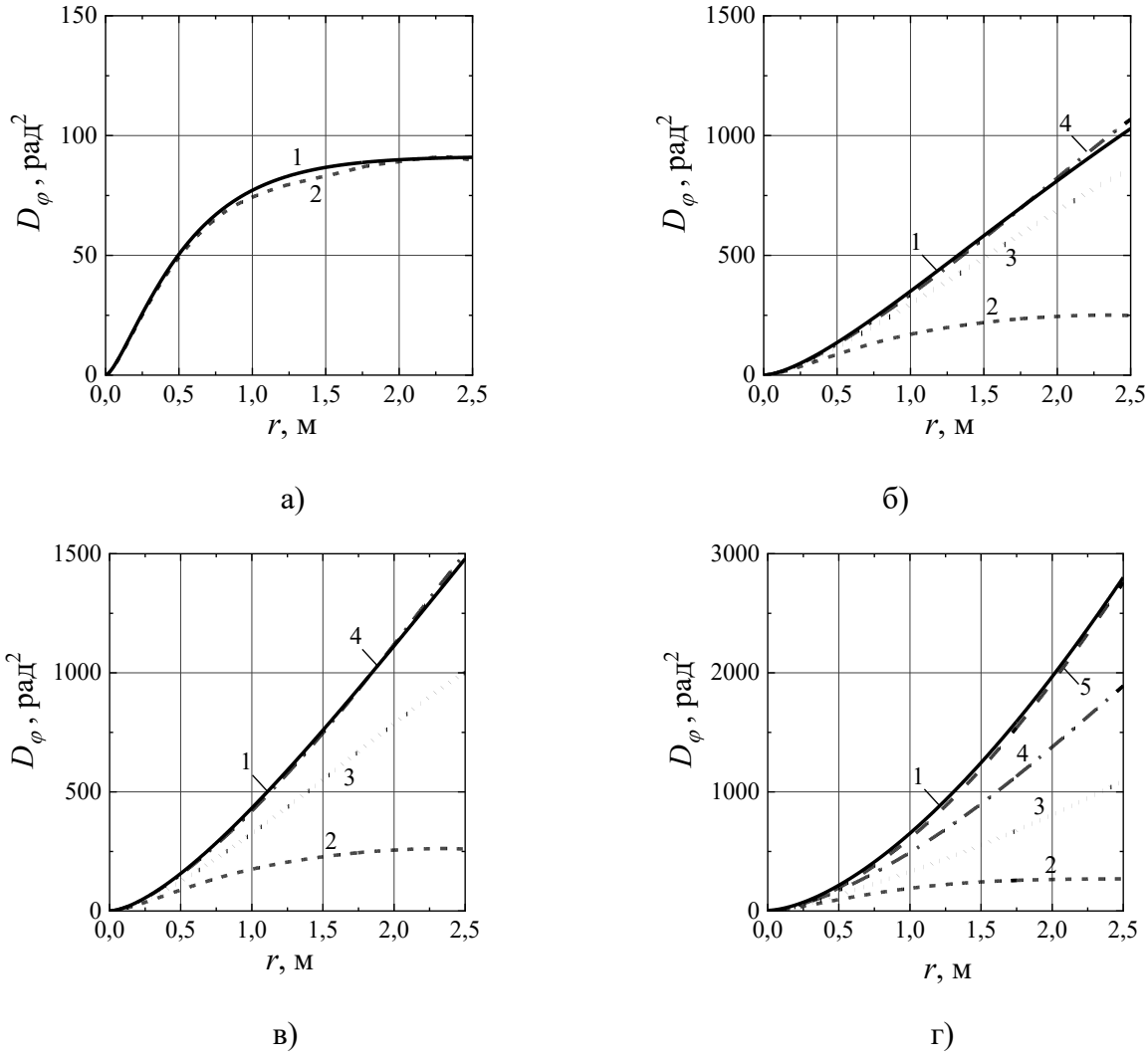


Рисунок 2.1 – Структурные функции фазы, полученные аналитически (1) и в расчете для цепочки фазовых экранов с использованием спектрального метода (2), с использованием метода субгармоник для одной итерации (3), двух итерациях (4) четырех итерациях (5) субгармоник при L_0, равном 2.56 м (*а*), 20 м (*б*), 40 м (*в*), 1000 м (*г*). Параметры r_0=6 см и λ=0.55 мкм

Дополнительный метод оценки точности воспроизведения в модели статистики фон Кармана основан на вычислении парной корреляционной функции (ПКФ) комплексной огибающей поля излучения:

$$F\left(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2,z\right)=\left\langle \Psi(\boldsymbol{r}_1,z)\Psi^{*}(\boldsymbol{r}_2,z)\right\rangle \tag{2.9}$$

где $\boldsymbol{r}_1=\left(x_1,y_1\right)$, $\boldsymbol{r}_2=\left(x_2,y_2\right)$.

Для статистически однородной и изотропной турбулентности ПКФ (2.9) зависит только от расстояния между двумя точками поля $r=\left|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2\right|$ [11]. В этом случае для спектра фон Кармана (2.2) уравнение для ПКФ поля, выведенное из параболического уравнения (2.1), может быть решено аналитически с учетом приближения δ-коррелированности флуктуаций $\tilde{n}$ по *z*:

$$\left\langle \tilde{n}\left(\boldsymbol{r}_1, z\right)\tilde{n}\left(\boldsymbol{r}_2, 0\right)\right\rangle \to \delta\left(z\right)C_n^2 A\left(\boldsymbol{r}\right) \tag{2.10}$$

где величина $A\left(\boldsymbol{r}\right)$ определяется двумерным спектром флуктуаций $\tilde{n}$ [11].

Для спектра турбулентности фон Кармана при малости параметра r/L_0 для однородной и изотропной турбулентности функция $A\left(\boldsymbol{r}\right)$ может быть приведена к виду [76] (см. также [278]):

$$A\left(r\right) = const - 1.457r^{5/3} + 1.173\left(\frac{2\pi}{L_0}\right)^{1/3} r^2 . \tag{2.11}$$

Откуда для исходно плоской волны ПКФ поля будет выражаться как [76]:

$$F\left(r\right)/F\left(0\right) = \exp\left\{-3.44\left(\frac{r}{r_0}\right)^{5/3}\left[1 - 1.485\left(\frac{r}{L_0}\right)^{1/3}\right]\right\}. \tag{2.12}$$

В численном эксперименте при распространении лазерного пучка с исходно плоским волновым фронтом ПКФ (2.9) можно получить из серии зарегистрированных случайных распределений $\Psi(x, y)$ в конце турбулентной трассы. После чего провести сравнение такой ПКФ с аналитическим выражением (2.12).

2.3 Корреляционная функция градиентов фазы излучения при наличии слабых сцинтилляций в однородной атмосфере

Рассмотрим режим слабых сцинтилляций излучения, когда $\sigma_R^2 \le 1$. В [267] было проведено аналитическое исследование недиагональной компоненты матрицы корреляций градиентов фазы поля излучения в таком режиме в однородной атмосфере ($C_n^2 = \text{const}$). Подход, используемый при нахождении такой компоненты основан на анализе уравнения для логарифма комплексной огибающей поля излучения, которое можно получить из (2.1) ([8], см. Главу 1):

$$\frac{\partial \ln\Psi}{\partial z} - \frac{i}{2k_0}\nabla^2 \ln\Psi - \frac{i}{2k_0}\left(\nabla \ln\Psi\right)^2 - ik_0\tilde{n} = 0 . \tag{2.13}$$

где $\nabla = \left(\partial x, \partial y\right)$ – оператор градиента.

Для величины $\eta=\ln(\Psi/\Psi_0)$, где Ψ_0 — решение уравнения (2.1) при $\tilde{n} = 0$ с известным начальным профилем огибающей, уравнение (2.13) сводится к:

$$\frac{\partial \eta}{\partial z} - \frac{i}{2k_0}\nabla^2\eta - \frac{i}{k_0}\nabla \ln\Psi_0 \nabla\eta = ik_0\tilde{n} + \frac{i}{2k_0}\left(\nabla\eta\right)^2 . \tag{2.14}$$

Корреляционную функцию градиентов фазы можно найти, если пренебречь нелинейным членом в уравнении (2.14). Это означает, что уравнение (2.14) решается в приближении нулевого порядка теории возмущений. С учетом этого для исходно плоской волны был найден аналитический вид недиагональной компоненты Q_{xy}:

$$Q_{xy}(x,y) = -0.957 \frac{1}{r^{1/3} r_0^{5/3}} \left[1 + f_2(\xi)\right] \frac{xy}{r^2}, \tag{2.15}$$

где функция f_2 определяется как [267]:

$$f_2(\xi) = -3\Gamma\left(\frac{11}{6}\right) \mathrm{Re}\left[\left(\frac{\xi}{i}\right)^{7/6} {}_1F_1\left(\frac{1}{6}, 3, i\xi\right)\right], \tag{2.16}$$

$$\xi = \frac{k_0 r^2}{4z} = \frac{0.9}{\left(\sigma_R^2\right)^{6/5}} \left(\frac{r}{r_0}\right)^2. \tag{2.17}$$

В (2.17) величина σ_R^2

$$\sigma_R^2 = 1.23 C_n^2 k_0^{7/6} z^{11/6} \tag{2.18}$$

есть дисперсия Рытова, определяющая режим распространения исходно плоской волны при $C_n^2 = const$ [33]. Функция f_2 (ξ) равна нулю при ξ=0 и стремится к 1 при ξ→∞. Следует отметить, что компонента (2.15) не зависит от параметра L_0.

Параметр Фрида для такой трассы [33]:

$$r_0^{-5/3} = 0.423 k_0^2 z C_n^2. \tag{2.19}$$

Исследование поведения недиагональной компоненты $Q_{xy}(r)$, полученной в нулевом приближении теории возмущений, важно провести в условиях численного эксперимента. Дело в том, что сходимость теории возмущений может быть немонотонной и неоднородной по r, поэтому влияние более высоких порядков по сравнению с нулевым порядком теории возмущений может оказаться существенным.

Постановка численного эксперимента схематично изображена на рисунке 2.2. Пучок монохроматического лазерного излучения с исходно плоским волновым фронтом распространяется вдоль горизонтальной турбулентной трассы ($C_n^2 = \mathrm{const}$). Распределение поля излучения, характеризуемое комплексной огибающей $\Psi(x,y)$ в конце трассы, будет определяться начальным профилем $\Psi_{ini} = \Psi(x, y, z=0)$, эффектами дифракции и случайной рефракции на неоднородностях среды. Эволюция $\Psi(x,y)$ описывается уравнением (2.1), которое решается методом, изложенном в разделе 2.1.

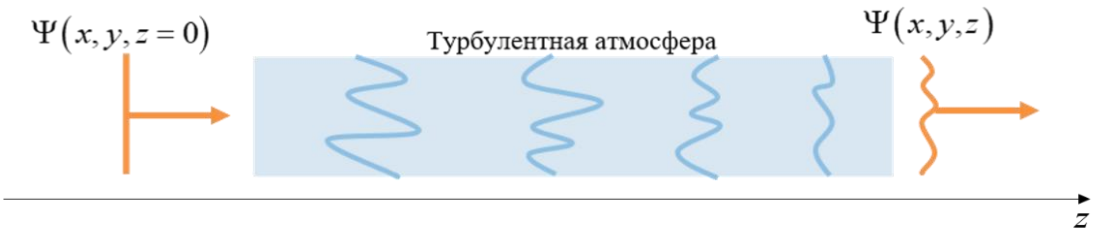
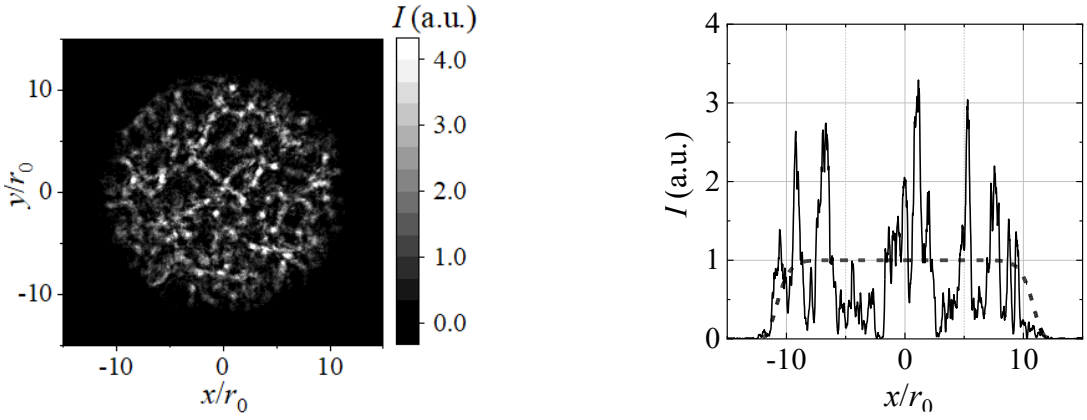


Рисунок 2.2 – Схема распространения пучка излучения с исходно плоским волновым фронтом вдоль однородной турбулентной трассы ($C_n^2 = \text{const}$)

В численном эксперименте лазерный пучок с длиной волны λ=0.55 мкм ограничен круглой диафрагмой диаметра $D>>r_0$, то есть размер диафрагмы значительно превышает характерный пространственный масштаб турбулентных неоднородностей, поэтому влияние конечности апертуры пучка на его приосевые пространственные статистические характеристики минимально. Это позволяет моделировать режим распространения бесконечно плоской волны в атмосфере. Срез распределения квадрата амплитуды поля $I = |\Psi|^2$ (который имеет размерность интенсивности излучения в Вт/см^2) по координате y=0 при z=0 показан на рисунке 2.3 б) штрихом. На периферии пучка профиль интенсивности спадает по супергауссовому закону.



а) б)

Рисунок 2.3 – Распределение интенсивности поля излучения $I = |\Psi|^2$ (а) и профиль $I(x)$ при y=0 (б) – сплошная линия – в плоскости регистрации при $\sigma_R^2 = 1$, r_0= 13 см и L_0=20 м. Штрих – профиль $I(x)$ при z=0

В численном эксперименте длина турбулентной трассы и параметр C_n^2 подбирались таким образом, чтобы обеспечить величину дисперсии Рытова (2.18) на трассе меньше 1 при соответствующем значении r_0 (2.19). Внешний масштаб турбулентности L_0=20 м. Характерное распределение $I = |\Psi|^2$ и его профиль при y=0 в плоскости регистрации показаны на рисунке 2.3.

ПКФ (2.9) рассчитывалась с усреднением по случайным распределениям поля $\Psi(x, y)$ в конце трассы. Распределение, полученное в расчете, нормировалось и сравнивалось с аналитическим выражением (2.12). Такое сравнение для конкретных параметров σ_R^2, r_0 и L_0 показано на рисунке 2.4. В численной модели в дополнение к спектральному методу генерации фазовых экранов использовался метод субгармоник с числом итераций от 4 до 8. Объем выборки при усреднении составлял 300-500 реализаций.

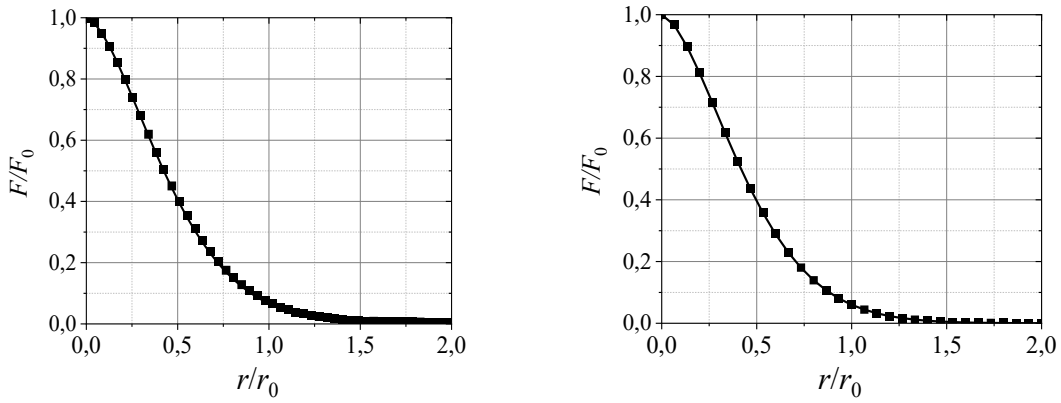


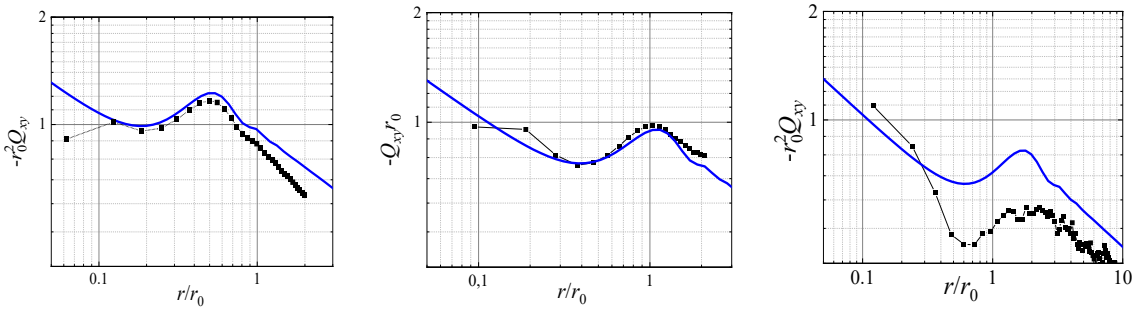
Рисунок 2.4 – Нормированная ПКФ комплексной огибающей поля как функция безразмерного параметра r/r_0 для σ_R^2 = 0.14, r_0= 5.7 см (а), σ_R^2 = 0.5, r_0= 3.75 см (б), L_0= 20 м. Сплошная линия – аналитическое выражение (2.12), заполненные квадраты – численные данные

Как видно из рисунка 2.4, результаты расчета хорошо сходятся с аналитикой, что указывает на адекватный учет влияния турбулентных неоднородностей в расчетной модели. Перейдём к анализу поведения компоненты $Q_{xy}(r)$.

В ходе численного эксперимента недиагональная компонента находилась в результате усреднения по ансамблю случайных реализаций атмосферы, причем градиенты фазы излучения находились из выражения:

$$\nabla\varphi = -i\frac{\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*}{2|\Psi|^2}. \qquad (2.20)$$

Сравнение результатов расчета с аналитикой показано на рисунке 2.5. На рисунке представлена безразмерная величина $-r_0^2 Q_{xy}$ в зависимости от нормированного расстояния r/r_0 на линии $x=y$. Можно сразу отметить достаточно хорошее согласие между численными данными и аналитической зависимостью (2.15), однако при σ_R^2 >0.5 расчет уже расходится с аналитикой.



а) б) в)

Рисунок 2.5 – Произведение $-r_0^2Q_{xy}$ на линии $x = y$ как функция r/r_0 для σ_R^2 = 0.14, r_0= 5.69 см (а), для σ_R^2 = 0.5, r_0= 3.75 см (б), для σ_R^2 = 1, r_0= 3.75 см (в), L_0= 20 м. Сплошная линия – выражение (2.15), квадраты – результаты расчета с усреднением.

Особенность недиагональной компоненты Q_{xy} проявляется в наличии максимума, который можно увидеть на рисунке 2.5. В случае исходно плоской волны для однородной трассы устанавливается однозначная связь между относительным положением максимума r^*/r_0 и дисперсией Рытова σ_R^2 в виде [267]:

$$\sigma_R^2 = 0.43\left(r^*/r_0\right)^{5/3}. \qquad (2.21)$$

На рисунке 2.6 представлена зависимость (2.21), а также результаты расчета дисперсии Рытова по положению максимума в $-r_0^2Q_{xy}\left(r/r_0\right)$, которые отлично согласуются с данными, полученными на основе аналитической зависимости (2.15).

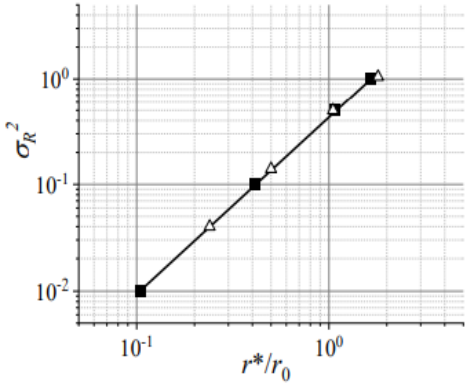


Рисунок 2.6 – Зависимость σ_R^2 от расстояния r^*, на котором наблюдается максимум в радиальном распределении недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы Q_{xy}. Квадраты –прогноз из (2.15) на линии x=y, треугольники — результаты численного моделирования, сплошная линия – зависимость $\sigma_R^2 = 0.43\left(r^*/r_0\right)^{5/3}$

В целом, на основании численных наблюдений можно прийти к выводу, что приближение нулевого порядка теории возмущений для корреляционной функции градиентов фазы излучения хорошо описывает результаты численного эксперимента вплоть до σ_R^2 = 0.5.

Полученные результаты говорят о том, что нулевое приближение теории возмущений является представительным и воспроизводит основные особенности поведения недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы. Влиянием более высоких порядков теории возмущений при теоретических исследованиях можно пренебречь.

2.4. Корреляционная функция градиентов фазы в режиме сильных сцинтилляций излучения в однородной атмосфере

При распространении оптической волны вдоль достаточно протяженных приземных трасс искажения волны накапливаются и могут существенно возмущать ее амплитуду. Когда величина дисперсии Рытова $\sigma_R^2 > 1$, характер распространения волны постепенно переходит от режима слабых сцинтилляций к сильным. В этом случае в поперечном распределении $\left|\Psi(x,y)\right|^2$ наблюдаются яркие спеклы, амплитуда которых существенно выше среднего по апертуре значения $\overline{\left|\Psi(x,y)\right|^2}$, а распределение фазы излучения имеет нерегулярный характер.

Как было показано в [8], при больших значениях σ_R^2 комплексную огибающую Ψ можно рассматривать как сумму многих слагаемых, возникающих в результате дифракции на случайных флуктуациях показателя преломления среды. В ряде работ было показано, что комплексная огибающая Ψ имеет гауссову статистику в соответствии с центральной предельной теоремой [112, 113]. ПКФ F в приближении гауссовой статистики была найдена в [112, 128]. В таком приближении корреляционная функция градиентов фазы $Q_{\alpha\beta}$ может быть выражена в терминах корреляционной функции комплексной огибающей F.

Учитывая связь градиентов фазы и огибающей поля в виде (2.20), корреляционную функцию градиентов фазы $Q_{\alpha\beta}$ можно выразить следующим образом:

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{4}\left\langle \frac{-i\left(\Psi^*\partial_\alpha\Psi - \Psi\partial_\alpha\Psi^*\right)}{\left|\Psi(\boldsymbol{r}_1)\right|^2} \cdot \frac{-i\left(\Psi^*\partial_\beta\Psi - \Psi\partial_\beta\Psi^*\right)}{\left|\Psi(\boldsymbol{r}_2)\right|^2} \right\rangle =$$

$$= \frac{1}{4}\left\langle \frac{J_\alpha(\boldsymbol{r}_1) J_\beta(\boldsymbol{r}_1)}{\left|\Psi(\boldsymbol{r}_1)\right|^2 \left|\Psi(\boldsymbol{r}_2)\right|^2} \right\rangle, \qquad (2.22)$$

где $J_\alpha = -i\left(\Psi^*\partial_\alpha\Psi - \Psi\partial_\alpha\Psi^*\right)$, $J_\beta = -i\left(\Psi^*\partial_\beta\Psi - \Psi\partial_\beta\Psi^*\right)$.

Статистическое среднее (2.22) можно выразить через интеграл [279]:

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{4}\int_0^\infty dtds\left\langle \varepsilon \cdot J_\alpha(\boldsymbol{r}_1) J_\beta(\boldsymbol{r}_1)\right\rangle, \tag{2.23}$$

где нормализующий множитель:

$$\varepsilon = \exp\left[-t\left|\Psi(\boldsymbol{r}_1)\right|^2 - s\left|\Psi(\boldsymbol{r}_2)\right|^2\right] \tag{2.24}$$

Дальнейший вывод подразумевает нормировку $F(0)=1$.

Для вычисления среднего значения (2.23) можно использовать теорему Вика [280]. Теорема гласит, что если случайное поле $f(r)$ имеет гауссову статистику, то среднее значение произведения $f(r_1)f(r_2)...$ равно сумме слагаемых, в которых произведение $f(r_1)f(r_2)...$ заменяется произведением парных средних значений, таких как $\langle f(r_1)f(r_2)\rangle\langle f(r_3)f(r_4)\rangle...$. При этом нужно рассмотреть все возможные варианты пар. В этом смысле, теорема Вика является чисто комбинаторной.

Для последующего анализа вводим средние значения с дополнительным множителем (2.24), включенным в функцию плотности вероятности огибающей Ψ. Такие средние значения можно обозначить с помощью нижних скобок:

$$\left\langle \varepsilon \cdot \mathrm{B}\right\rangle = Z\left\lfloor \mathrm{B}\right\rfloor, \tag{2.25}$$

где $Z = \langle\varepsilon\rangle$ — поправка к нормализующему множителю, B – функция случайных полей Ψ, Ψ* и их градиентов.

Введение дополнительного множителя (2.25) в плотность вероятности по-прежнему приводит к гауссовому распределению вероятностей для Ψ. Поэтому средние значения, обозначенные нижними скобками, также подчиняются теореме Вика.

Чтобы соотнести средние значения $\lfloor \mathrm{B}\rfloor$ и $\langle \mathrm{B}\rangle$ необходимо разложить экспоненту ε в выражении $\langle \varepsilon \mathrm{B}\rangle$, а затем использовать теорему Вика. Применяя эту процедуру к средним значениям $\left\langle \varepsilon \Psi_1 \Psi_2^*\right\rangle$, $\left\langle \varepsilon \left|\Psi_2\right|^2\right\rangle$, величины $\left\lfloor \Psi_1 \Psi_2^*\right\rfloor$ и $\left\lfloor \left|\Psi_2\right|^2\right\rfloor$ сводятся к геометрическим прогрессиям, все члены которых выражаются в терминах предыдущих средних значений. Здесь и далее будут использоваться обозначения $\Psi_1 = \Psi(r_1)$ и $\Psi_2 = \Psi(r_2)$.

Суммирование геометрических прогрессий приводит к системе уравнений:

$$\left\lfloor \left|\Psi_2\right|^2\right\rfloor = 1 - tF\left\lfloor \Psi_1\Psi_2^*\right\rfloor - s\left\lfloor \left|\Psi_2\right|^2\right\rfloor \tag{2.26}$$

$$\left\lfloor \Psi_1\Psi_2^*\right\rfloor = F - t\left\lfloor \Psi_1\Psi_2^*\right\rfloor - sF\left\lfloor \left|\Psi_2\right|^2\right\rfloor \tag{2.27}$$

Уравнения (2.26), (2.27) сводятся к:

$$\left\lfloor \left|\Psi_2\right|^2\right\rfloor = \frac{1 + t\left(1-F^2\right)}{1 + t + s + ts\left(1-F^2\right)} \tag{2.28}$$

$$\left\lfloor \Psi_1 \Psi_2^* \right\rfloor = \frac{F}{1+t+s+ts\left(1-F^2\right)} \tag{2.29}$$

Аналогично можно найти:

$$\left\lfloor \left|\Psi_1\right|^2 \right\rfloor = \frac{1+s\left(1-F^2\right)}{1+t+s+ts\left(1-F^2\right)}, \tag{2.30}$$

меняя местами в (2.28) t и s.

В то же время

$$Z(t,s) = \left\langle \exp\left[-t\left|\Psi(\boldsymbol{r}_1)\right|^2 - s\left|\Psi(\boldsymbol{r}_2)\right|^2 \right] \right\rangle. \tag{2.31}$$

Тогда частные производные от (2.31) по переменным t и s будут иметь вид:

$$\frac{\partial \ln Z}{\partial t} = -\left\lfloor \left|\Psi_1\right|^2 \right\rfloor \tag{2.32}$$

$$\frac{\partial \ln Z}{\partial s} = -\left\lfloor \left|\Psi_2\right|^2 \right\rfloor \tag{2.33}$$

Решая систему уравнений (2.32), (2.33) с учетом (2.28) и (2.30), можно получить:

$$Z = \frac{1}{1+t+s+ts\left(1-F^2\right)}. \tag{2.34}$$

Причем постоянная интегрирования задается условием $Z(0,0)=1$.

Аналогично можно найти компоненты с производными от огибающей Ψ:

$$\left\lfloor \partial_\alpha \Psi_1 \Psi_2^* \right\rfloor = \partial_\alpha F - s\partial_\alpha F\left\lfloor \left|\Psi_2\right|^2 \right\rfloor = \frac{1+t}{1+t+s+ts\left(1-F^2\right)}\partial_\alpha F \tag{2.35}$$

$$\left\lfloor \Psi_1 \partial_\alpha \Psi_2^* \right\rfloor = -\partial_\alpha F + t\left\lfloor \left|\Psi_1\right|^2 \right\rfloor \partial_\alpha F = -\frac{1+s}{1+t+s+ts\left(1-F^2\right)}\partial_\alpha F \tag{2.36}$$

$$\left\lfloor \partial_\alpha \Psi_1 \Psi_1^* \right\rfloor = \left\lfloor \Psi_1 \partial_\alpha \Psi_1^* \right\rfloor = -s\left\lfloor \Psi_1^* \Psi_2 \right\rfloor \partial_\alpha F = -\frac{sF}{1+t+s+ts\left(1-F^2\right)}\partial_\alpha F \tag{2.37}$$

$$\left\lfloor \partial_\alpha \Psi_1 \partial_\beta \Psi_2^* \right\rfloor = -\partial_\alpha \partial_\beta F + t\left\lfloor \partial_\alpha \Psi_1 \Psi_1^* \right\rfloor \partial_\beta F = -\partial_\alpha \partial_\beta F - \frac{tsF\partial_\alpha F \partial_\beta F}{1+t+s+ts\left(1-F^2\right)} \tag{2.38}$$

Таким образом, выразив все «новые» парные корреляционные функции через известные и используя теорему Вика, можно переписать выражение (2.23) в виде:

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\int_0^\infty\int dtdsZ\left(\left\lfloor \Psi_1 \Psi_2^* \right\rfloor\left\lfloor \partial_\alpha \Psi_1^* \partial_\beta \Psi_2 \right\rfloor - \left\lfloor \Psi_1^* \partial_\beta \Psi_2 \right\rfloor\left\lfloor \partial_\alpha \Psi_1 \Psi_2^* \right\rfloor\right). \tag{2.39}$$

При этом $\left\lfloor J_\alpha \right\rfloor = 0$ согласно (2.37).

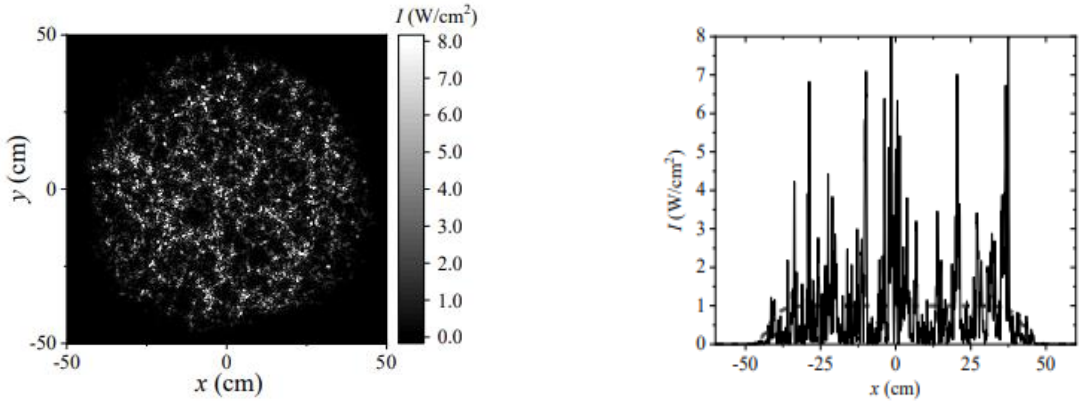
Подставляя найденные выражения в (2.39), можно найти связь между ПКФ $Q_{\alpha\beta}$ и ПКФ F огибающей поля Ψ в виде:

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\int\int_0^{\infty} dtdsZ^2\left(\partial_\alpha F\partial_\beta F - F\partial_\alpha\partial_\beta F\right) = \frac{1}{2}\ln\left(1-F^2\right)\partial_\alpha\partial_\beta \ln F\,. \qquad (2.40)$$

Важно отметить, что выражение (2.40) справедливо как для однородной, так и для стратифицированной атмосферы.

Дальнейшая задача состоит в проверке границ применимости гауссова приближения огибающей поля излучения и, соответственно, полученного в таком приближении выражения (2.40). Это можно осуществить в условиях численного эксперимента с лазерным пучком. Постановка численного эксперимента для условий однородной атмосферы уже была описана в разделе 2.3. В данном случае отличие лишь в том, что на трассе будут реализованы условия, когда σ_R^2 >1.

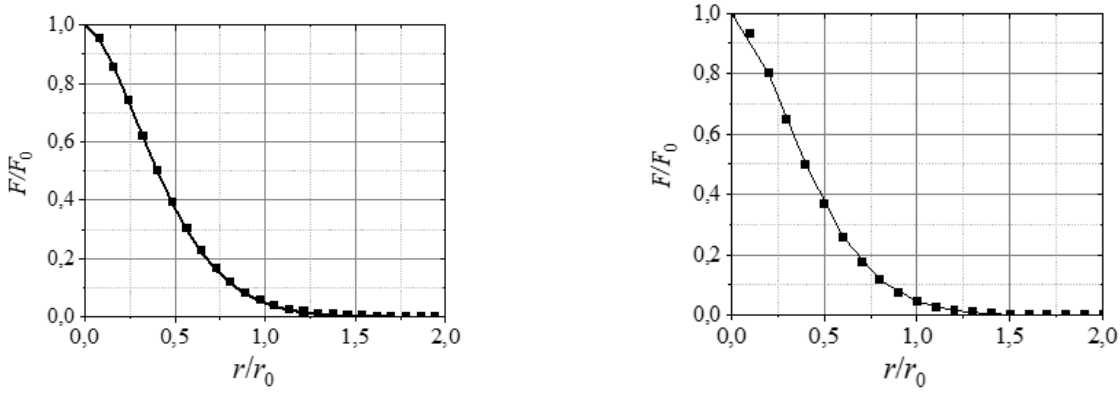
На рисунке 2.7 представлено характерное распределение $I = |\Psi|^2$ в конце трассы для условий сильных сцинтилляций излучения, когда $\sigma_R^2 \approx 6$.



а) б)

Рисунок 2.7 – Распределение интенсивности поля излучения $I = |\Psi|^2$ в плоскости регистрации (а) и его профиль (б) по оси *x* при *y*=0 (б) – сплошная линия – при σ_R^2 =5.73, r_0=0.62 см. Пунктирная линия – профиль интенсивности, который наблюдался бы в отсутствие турбулентности.

Видно, что в пучке проявляются высокоинтенсивные спеклы, характерные для режима сильных сцинтилляций интенсивности излучения. Сравнение аналитического выражения (2.12) и ПКФ, полученной численно для конкретных значений параметров σ_R^2, r_0 и L_0 = 20 м, показано на рисунке 2.8. Видно, что с ростом σ_R^2 расчет отлично совпадает с аналитикой, что говорит о высокой точности воспроизведения режима сильных сцинтилляций излучения в модели.

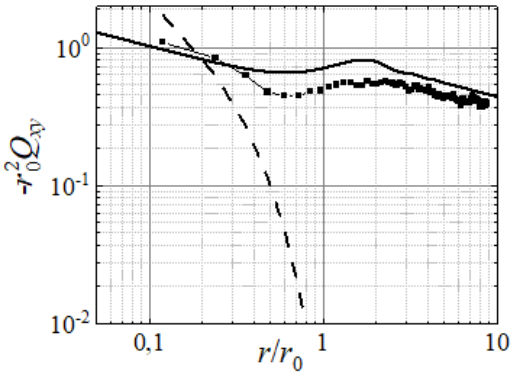


а) б)

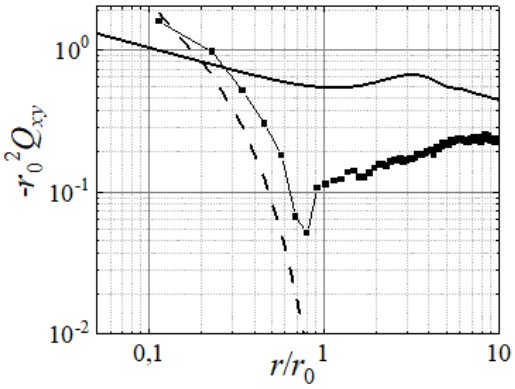
Рисунок 2.8 – Нормированная ПКФ комплексной огибающей как функция r/r_0 для $\sigma_R^2 = 3$, r_0=0.77 см (а) и для σ_R^2=5.73, r_0=0.623 см (б). Сплошная линия – аналитическое выражение (2.12), заполненные квадраты – численные данные

Теперь перейдем к анализу поведения компоненты $Q_{xy}(r)$ при распространении пучка излучения с исходно плоским волновым фронтом в атмосфере в режиме сильных сцинтилляций. На рисунке 2.9 недиагональная компонента (2.15), вычисленная в режиме слабых сцинтилляций изображена сплошной линией. Пунктирная линия представляет выражение (2.40), полученное для гауссовой статистики Ψ. Видно, что с увеличением σ_R^2 расчетный профиль Q_{xy} сначала ближе к аппроксимации для случая слабых флуктуаций, а затем стремится к (2.40).

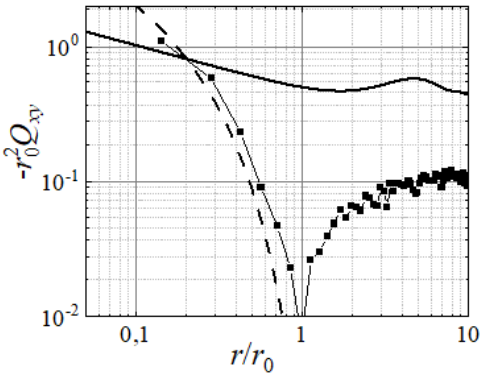
Из рисунка видно хорошее согласие между теорией и численными результатами при максимальном значении σ_R^2 и расстояниях $r \lesssim r_0$. Однако для больших r согласие нарушается. Это несоответствие можно объяснить следующим образом. ПКФ комплексной огибающей Ψ быстро затухает с увеличением расстояния r в области, где $r \gtrsim r_0$, согласно (2.12). Кроме того, поправки к корреляционной функции четвертого порядка Ψ, нарушающие гауссовость, затухают как степень r [281]. Поэтому гауссовость нарушается для $r \gtrsim r_0$, что согласуется с численными расчетами.



а)



б)



в)

Рисунок 2.9 – Произведение $-r_0^2 Q_{xy}$ на линии $x = y$ как функция r/r_0 для σ_R^2 = 1.05, r_0= 2.94 см (а), для σ_R^2 = 3, r_0= 0.77 см (б), σ_R^2 = 5.73, r_0= 0.62 см (в), L_0= 20 м. Сплошная линия – выражение (2.15), штрих – аналитика (2.40), квадраты – результаты расчета с усреднением

Из рисунка 2.9 б), в) видно, что недиагональная компонента Q_{xy} стремится к аналитике, полученной в рамках нулевого приближения теории возмущений, на больших расстояниях между точками наблюдения, когда $r >> r_0$. Эта особенность согласуется с расчетами, представленными в [282]. В работе было показано, что поправки на возмущение

к приближению нулевого порядка остаются небольшими при больших r даже при значительной величине дисперсии Рытова σ_R^2.

С другой стороны, можно также отметить, что в режиме сильных сцинтилляций распределение $Q_{xy}(r)$ имеет минимум при расстоянии корреляции $r \approx r_0$. Эта особенность позволяет дополнительно оценивать параметр Фрида из наблюдаемых данных в режиме сильных сцинтилляций излучения.

2.5 Корреляционная функция градиентов фазы поля излучения в стратифицированной атмосфере

Численное исследование поведения компоненты Q_{xy} в стратифицированной атмосфере представляет особый интерес по следующей причине. В случае однородной атмосферы структурная характеристика показателя преломления C_n^2 является постоянной величиной, что позволяет установить однозначную связь из (2.18) и (2.19) между дисперсией Рытова и параметром Фрида в виде:

$$\sigma_R^2 = 2.91\left[\frac{z}{k_0 r_0^2}\right]^{5/6}. \qquad (2.41)$$

Этот факт позволил найти зависимость (2.21) таких параметров от положения максимума r^* в распределении (2.15). В случае, когда $C_n^2 \neq \text{const}$, определение компоненты Q_{xy} аналитически сильно усложняется. При этом явно связать величины r_0 и σ_R^2 уже не представляется возможным. Однако, используемая численная модель, которая уже успешно верифицирована в условиях однородной трассы позволяет исследовать компоненту Q_{xy} численно в условиях стратифицированной атмосферы.

Теперь пучок лазерного излучения распространяется с поверхности Земли (z=0) вдоль вертикальной трассы длиной 30 км вертикально вверх. Профиль структурной характеристики показателя преломления $C_n^2(z)$ на трассе описывался моделью [10], согласно которой с ростом координаты z над уровнем Земли величина C_n^2 снижалась на несколько порядков. Характерный вид профиля при $C_{n0}^2 = 2 \cdot 10^{-15}$ см$^{-2/3}$ представлен на рисунке 2.10.

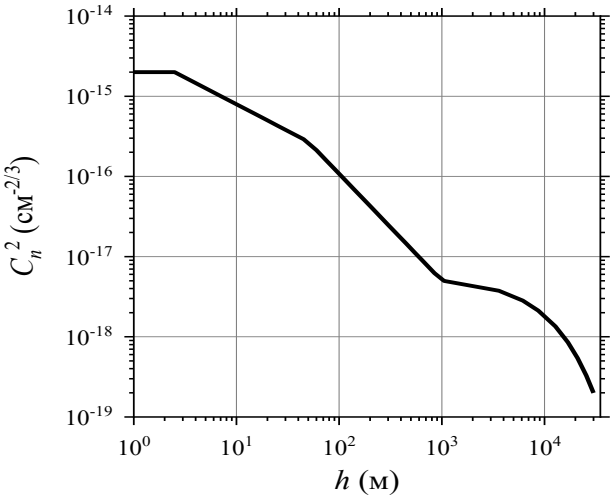


Рисунок 2.10 – Профиль $C_n^2(z)$ до высоты 30 км [10]

Приземное значение C_{n0}^2 варьировалось, а величины r_0 и σ_R^2 на трассе рассчитывались в соответствии с выражениями [33, 8, 283]:

$$r_0^{-5/3} = 0.423k_0^2 \int_0^z d\zeta C_n^2(\zeta), \tag{2.42}$$

$$\sigma_R^2 = 2.25k_0^{7/6} z^{5/6} \int_0^z d\zeta (1-\zeta/z)^{5/6} C_n^2(\zeta). \tag{2.43}$$

Верификация модели в случае стратифицированной атмосферы проводилась вышеописанным методом: путем сравнения ПКФ комплексной огибающей поля, полученной численно (2.9) и аналитически (2.12).

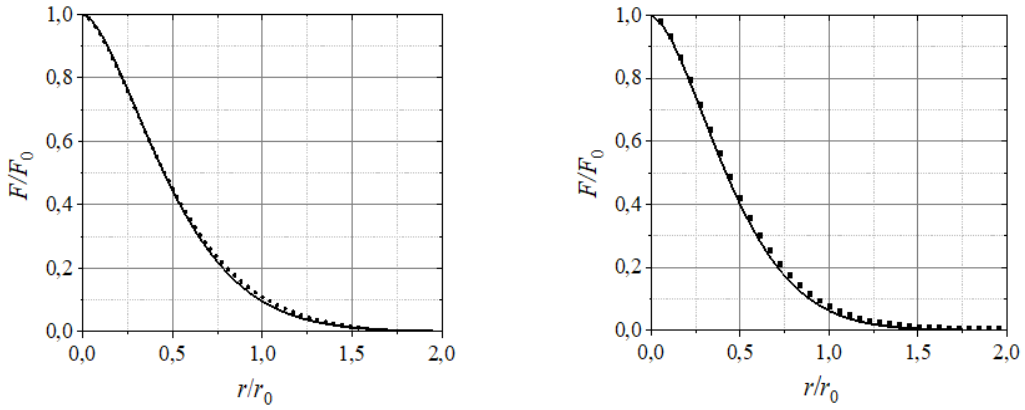


Рисунок 2.11 – Нормированная ПКФ комплексной огибающей Ψ при σ_R^2 =0.5, r_0=50 см (а), σ_R^2 =5.9, r_0=4.5 см (б). Штриховая линия – аналитическое выражение (2.12), сплошная линия – расчет на стратифицированной трассе с усреднением

Как и в случае однородной трассы, в численной модели наблюдалась достаточно высокая точность воспроизведения статистики и основных параметров турбулентной трассы. Это можно видеть из данных, представленных на рисунке 2.11.

На рисунке 2.12 представлены радиальные срезы компоненты Q_{xy} для стратифицированной трассы в режиме, когда σ_R^2 <1. Здесь же изображена аналитическая зависимость (2.15) для однородной атмосферы при том же значении дисперсии Рытова. Видно, что расчет для стратифицированной атмосферы качественно повторяет аналитику, полученную для однородной трассы. В расчете обнаруживается максимум функции $-r_0^2 Q_{xy}\left(r/r_0\right)$, причем его положение достаточно близко к наблюдаемому в однородной атмосфере. Для значений σ_R^2 =0.5 и более ошибка аппроксимации в нулевом приближении уже существенна, однако положения максимумов в расчете и в аналитике достаточно близки друг к другу.

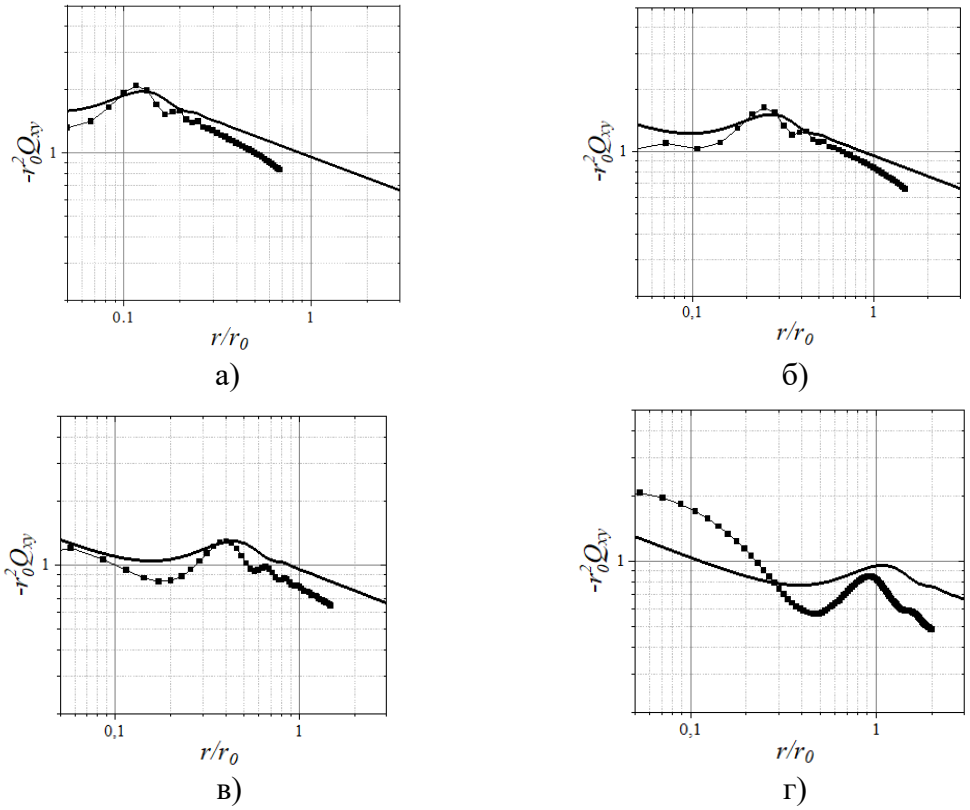


Рисунок 2.12 – Произведение $-r_0^2 Q_{xy}$ на линии $x = y$ как функция r/r_0 для стратифицированной атмосферы при σ_R^2 =0.01, r_0=170 см (*а*), σ_R^2 =0.05, r_0=100 см (*б*), σ_R^2 =0.1, r_0=49 см (*в*), σ_R^2 =0.5, r_0=20 см (*г*): маркеры – расчет, сплошная линия – аналитическое выражение (2.16) для однородной атмосферы при том же значении σ_R^2

Зависимость $\sigma_R^2(r^*)$, где r^* – положение максимума, показана на рисунке 2.13. Видно, что результаты расчета для стратифицированной трассы достаточно хорошо

описываются выражением (2.21), полученным для однородной атмосферы. Это свидетельствует об универсальности подхода к определению σ_R^2 из анализа профиля недиагональной компоненты Q_{xy} в условиях слабых сцинтилляций излучения.

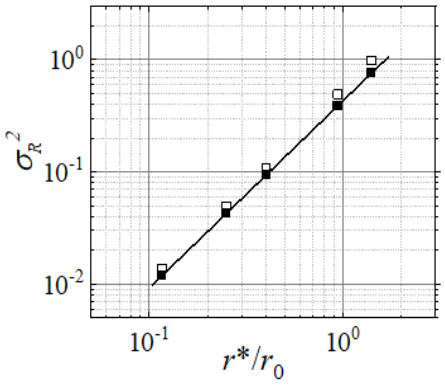
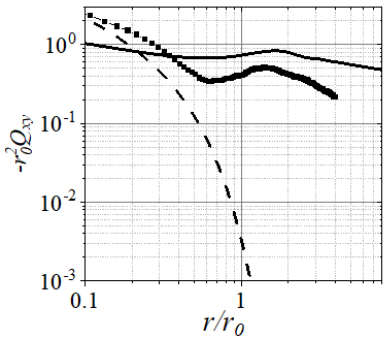


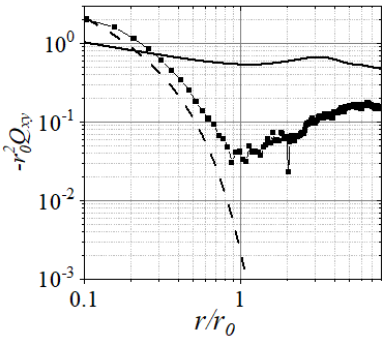
Рисунок 2.13 – Зависимость σ_R^2 от r^*, при котором наблюдается максимум корреляционной функции Q_{xy}, в случае однородной (темные маркеры) и стратифицированной (светлые маркеры) атмосферы

Теперь рассмотрим случай сильных сцинтилляций излучения в стратифицированной атмосфере, когда $\sigma_R^2 > 1$. Как видно из результатов расчетов, представленных на рисунке 2.14, с ростом σ_R^2 расчетная кривая постепенно «отрывается» от аналитической кривой (2.15) для слабых сцинтилляций и приближается к аналитической кривой (2.40). Кроме того, аналогично случаю однородной трассы, при больших σ_R^2 гауссова статистика огибающей поля Ψ справедлива при $r < r_0$. Начиная с расстояния $r \sim r_0$, наблюдается нарушение гауссовой статистики и расчетная кривая при $r >> r_0$ стремится к теоретическому пределу для слабых сцинтилляций.

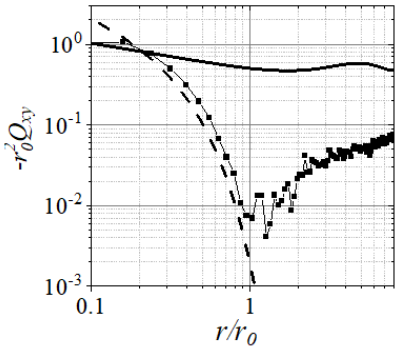
Поведение компоненты Q_{xy} с ростом σ_R^2 демонстрирует наличие минимума при $r \approx r_0$. Это также подтверждает универсальность оценки параметра Фрида по минимуму в радиальном распределении $Q_{xy}(r)$ в режиме сильных сцинтилляций.



а)



б)



в)

Рисунок 2.14 – Произведение $-r_0^2Q_{xy}$ на линии $x = y$ как функция r/r_0 для стратифицированной атмосферы при σ_R^2 = 1, r_0= 13 см (а); σ_R^2 = 3, r_0= 6.8 см (б) и σ_R^2 =5.9, r_0= 4.5 см (в) в расчете (маркеры). Сплошная линия – аналитика (2.15) при тех же σ_R^2, штриховая линия – аналитика (2.40)

2.6 Выводы к главе 2

Проведено исследование поведения недиагональной компоненты корреляционной функции градиентов фазы Q_{xy} монохроматического лазерного излучения видимого диапазона с плоским волновым фронтом при различных режимах его распространения в турбулентной атмосфере, характеризуемых величиной дисперсии Рытова σ_R^2.

1. Построена расчетная модель, основанная на численном решении волнового уравнения в параболическом приближении для комплексной амплитуды электрического

поля излучения при его распространении в атмосфере в приближении линейного взаимодействия со средой, характеризуемой спектром турбулентности фон Кармана при конечном внешнем масштабе турбулентности.

2. Проведена верификация такой модели на основе расчета парной корреляционной функции комплексной амплитуды (огибающей) поля излучения и ее сравнения с аналитическим выражением, полученным для спектра фон Кармана с конечным внешним масштабом турбулентности. Показано, что статистика флуктуаций огибающей поля излучения воспроизводится в модели с хорошей точностью как при слабых, так и при сильных сцинтилляциях излучения в однородной и стратифицированной турбулентной атмосфере.

2. При распространении монохроматического лазерного излучения видимого диапазона режиме слабых сцинтилляций излучения в однородной и стратифицированной турбулентной атмосфере при любом внешнем масштабе турбулентности в расчете доказано, что нулевое приближение теории возмущений описывает поведение недиагональной компоненты Q_{xy} до значений дисперсии Рытова $\sigma_R^2 \leq 0.5$. В расчете установлено наличие характерного максимума в радиальном распределении $Q_{xy}(r)$, что подтверждает теоретические предсказания. По положению максимума можно определить значение σ_R^2 с достаточно высокой точностью.

3. При распространении монохроматического лазерного излучения видимого диапазона в режиме сильных сцинтилляций в однородной и стратифицированной турбулентной атмосфере исследованы границы применимости гауссовой статистики комплексной огибающей электрического поля излучения. В расчете показано, что аналитическая зависимость недиагональной компоненты Q_{xy} от корреляционной функции комплексной огибающей электрического поля излучения, полученная в приближении гауссовой статистики, справедлива при $r \leq r_0$, где r – расстояние между точками, в которых измеряется корреляция, r_0 – параметр Фрида. Получено также, что при $r > r_0$ гауссовость статистики нарушается, при этом с ростом дисперсии Рытова $\sigma_R^2 > 1$ расчет стремится к теоретическому пределу для слабых сцинтилляций.

4. В режиме сильных сцинтилляций излучения как для однородной, так и для стратифицированной турбулентной атмосферы обнаружена особенность поведения радиального распределения $Q_{xy}(r)$. С ростом σ_R^2 в распределении наблюдается характерный минимум при $r \approx r_0$. Это позволяет дополнительно оценивать параметр Фрида при дисперсии Рытова σ_R^2, существенно превышающей единицу.

Глава 3. Адаптивная фазовая коррекция оптического излучения в задаче наблюдения астрономических объектов

Интегральные параметры атмосферной турбулентности, определению которых была посвящена глава 2, задают требования к пространственным характеристикам адаптивных оптических систем. Работу адаптивной системы коррекции лазерного излучения можно апробировать в задачах наблюдения естественных звезд наземным телескопом. Это особенно актуально при исследованиях ошибок коррекции излучения, вызванных эффектами углового и фокусного анизопланатизма атмосферы при использовании в схеме коррекции искусственного опорного источника – лазерной опорной звезды (ЛОЗ) [33, 34, 77, 162]. Такой яркий опорный источник используется в случае, когда наблюдаемая звезда дает слабый световой сигнал, поэтому измерить волновой фронт ее излучения достаточно затруднительно.

Известно, что техника ЛОЗ сопряжена с проблемой неопределенности глобального наклона волнового фронта излучения [33, 166]. ЛОЗ формируется с использованием вспомогательного лазерного пучка, направляемого с Земли, поэтому из-за оптического клина атмосферы угловое положение ЛОЗ будет неизвестно. В этом случае наклоны волнового фронта излучения могут быть скорректированы с использованием другой яркой естественной звезды, используемой в качестве опорной, которая будет расположена не некотором угловом расстоянии от наблюдаемой. При значительном угловом расстоянии между звездами существенным будет эффект углового анизопланатизма атмосферы. Такая проблема исследовалась в ряде работ [284, 285, 286, 287], в которых анализировался уровень взаимной корреляции наклонов волнового фронта излучения от двойных звёзд. Однако, вопрос точной оценки угловой ошибки изображения звезды при коррекции наклонов излучения по другой опорной звезде при существенном угловом анизопланатизме атмосферы до сих пор остается актуальным ввиду разнообразия практических ситуаций. Именно эта задача будет решена в первой части главы.

Другая проблема при использовании ЛОЗ связана с эффектом фокусного анизопланатизма атмосферы, который проявляется в возникновении эффекта конуса. Эффект в большей степени характерен для рэлеевской ЛОЗ, поскольку она формируется в приземном слое атмосферы [33, 34]. Суть эффекта состоит в том, что при наблюдении естественных звезд адаптивная система корректирует только те искажения, которые находятся в пределах «конуса», высота которого равна высоте формирования ЛОЗ. В схеме с рэлеевской ЛОЗ эффективность коррекции излучения будет определяться высотой ЛОЗ, а также возможностями самой адаптивной системы. В случае идеального временного и

высокого пространственного разрешения адаптивной системы [218, 219] представляет интерес оценка влияния такого эффекта на качество коррекции излучения наблюдаемых звезд, как в натурном эксперименте, так и в расчете.

Основные результаты данной главы опубликованы в статьях [277, 288].

3.1. Адаптивная фазовая коррекция излучения наблюдаемой звезды в условиях углового анизопланатизма атмосферы

Основная цель исследования состоит в оценке угловой ошибки положения наблюдаемой звезды при коррекции наклонов по опорному излучению от другой естественной звезды, находящейся на угловом расстоянии, существенно превышающем угол изопланатизма атмосферы при варьировании внешнего масштаба турбулентности. Схема задачи представлена на рисунке 3.1. Две естественные звезды 1 и 2 наблюдаются через наземный телескоп. Угловое расстояние между звездами α = 10 угловых секунд (угл. сек.) или 48.5 мкрад. В численном эксперименте излучение от каждой из звезд имеет плоский волновой фронт перед прохождением слоя атмосферы, поскольку звезды формируются на достаточно большом расстоянии. Излучение от звезд регистрируется круглой приемной апертурой телескопа диаметром *D*. Далее оно проходит через адаптивную систему и фокусируется линзой для построения изображения звезд в дальней зоне.

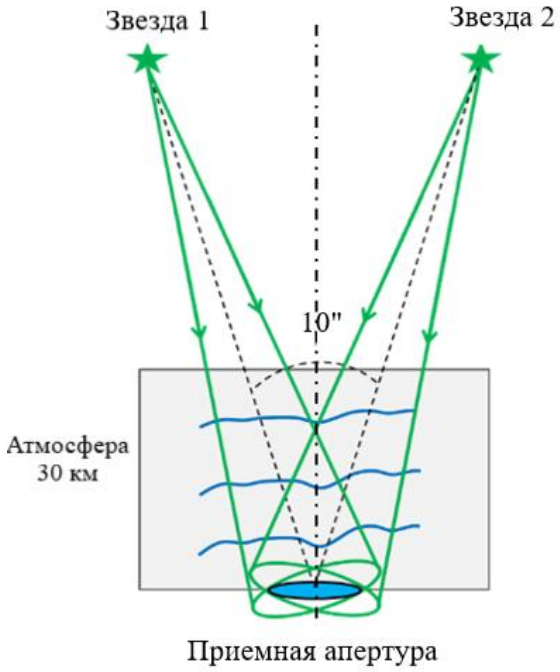


Рисунок 3.1 – Схема задачи по коррекции излучения наблюдаемой звезды в условиях углового анизопланатизма атмосферы

В расчете используется высотная модель структурной характеристики показателя преломления воздуха $C_n^2(z)$ [10], профиль которой изображен на рисунке 2.10. В приземном слое $C_{n0}^2 = 2\cdot10^{-15}$ см$^{-2/3}$, что отвечает ночным наблюдениям на равнинной местности. Расчеты распространения излучения звезд проводятся с использованием численной модели распространения монохроматического излучения в турбулентной атмосфере, которая была описана в главе 2. Длинноэкспозиционные изображения звезд находились при многократном решении уравнения (2.1) для различных реализаций турбулентной трассы. Важно отметить, что в расчетной модели за счет использования метода субгармоник величина внешнего масштаба турбулентности L_0 изменялась в достаточно широком диапазоне от нескольких метров до единиц километров (см. рисунок 2.1), что позволяло приблизиться в модели к пределу колмогоровской турбулентности, когда $L_0 \to \infty$.

Угол изопланатизма атмосферы θ_0 характеризует угловой размер, в пределах которого искажения фазы излучения можно считать коррелированными с учетом всех оптических аберраций атмосферы, в то время как изокинетический угол θ_T – область корреляции только наклонов волнового фронта излучения по осям *x* и *y*.

В случае колмогоровского спектра параметры θ_0 и θ_T определяются как [33]:

$$\theta_0 = \left(2.914 k^2 \left(\sec\zeta\right)^{8/3} \int_{h_0}^{h_{max}} C_n^2(\xi)\,\xi^{5/3} d\xi \right)^{-3/5}, \qquad (3.1)$$

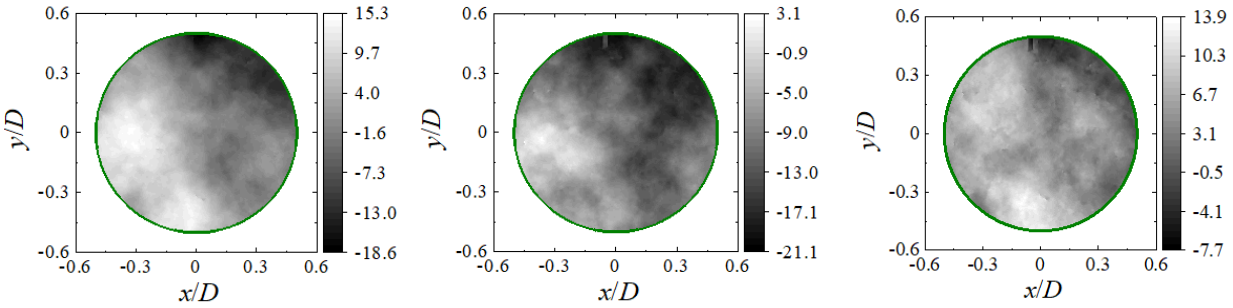
$$\theta_T = \left(0.668 k^2 D^{-1/3} (\sec\zeta)^3 \int_{h_0}^{h_{max}} C_n^2(\xi)\,\xi^2 d\xi \right)^{-1/2}, \qquad (3.2)$$

где ζ - зенитный угол, h_0 - высота приёмной апертуры телескопа над поверхностью Земли, h_{max} – высота верхней границы атмосферы.

В расчетах λ = 0.55 мкм, ζ=0°, D = 100 см, h_0 = 3 м, h_{max} = 30 км. Для такой трассы значения r_0 = 6 см, θ_0 = 0.6 угл. сек. и θ_T = 2.13 угл. сек. Моделируемые условия соответствуют ситуации, когда угловое расстояние между звездами существенно больше угла изопланатизма и изокинетического угла атмосферы, то есть $\alpha > \theta_T$ и $\alpha >> \theta_0$. В этом случае трассы, по которым распространяется излучение от двух звезд обладают высокой степенью анизопланатичности, по крайней мере с учетом всех оптических аберраций (наклоны + высшие аберрации).

На рисунке 3.2 показаны распределения фазы излучения в плоскости приемной апертуры телескопа от каждой из звезд и их разности для одной реализации турбулентной

трассы за вычетом наклонов оптических осей от вертикального направления на +5 и -5 угл. сек. Для выбранной реализации атмосферной трассы максимальный перепад фазы на апертуре, или параметр *PV* равнялся 33.9 рад и 24.2 рад соответственно для звезд 1 и 2, в то время как для разности фаз *PV* = 21.6 рад. Следует отметить, что *PV* их разности (рисунок 3.2 в) сравним с *PV* для каждой из фаз по отдельности, что говорит о высокой степени анизопланатичности искажений, приобретенных излучением на двух трассах. Тем не менее, из рисунка 3.2 можно отметить, что распределения фазы излучения от двух звезд в целом напоминают друг на друга. Этот факт позволяет предположить наличие некоторой изопланатичности двух трасс по низшим аберрациям излучения.



а) б) в)

Рисунок 3.2 – Распределения фазы излучения (в рад) на приемной апертуре телескопа при наблюдении звезды 1 (а), звезды 2 (б) и разность фаз (в)

На рисунке 3.3 а) и б) построены изображения звезд 1 и 2. Они смещены на угол +5 угл. сек. и -5 угл. сек. от оптической оси по направлению *x*. Видно, что в изображениях присутствует значительное количество спеклов, угловой размер изображений существенно превышает дифракционный θ_{dif} = 0.28 угл. сек., где $\theta_{dif} = 2.44\lambda/D$.

Проведем количественный анализ влияния эффекта углового анизопланатизма атмосферы на качество коррекции излучения наблюдаемой звезды. Если предположить, что яркость звезды 2 мала настолько, что измерить ее волновой фронт не представляется возможным, то для ее коррекции можно использовать яркую опорную звезду 1. На рисунке 3.3 в) показано изображение звезды 2 при фазовой коррекции её излучения по всем аберрациям от звезды 1 при одной реализации атмосферы. В этом случае после прохождения адаптивного зеркала излучение звезды 2 приобретёт фазу, которая представлена на рисунке 3.2 в). Видно, что в изображении сохраняется большое количество спеклов, так же, как и в случае отсутствия коррекции (рисунок 3.3. б). При усреднении угловой размер скорректированного изображения звезды 2 по уровню 95% энергии, как и в случае без коррекции, составляет примерно 6 угл. сек. Такая ситуация наглядно отражает эффект анизопланатизма двух атмосферных трасс по всем аберрациям: совершенно

неэффективно использовать опорное излучение от звезды 1 для коррекции всех аберраций излучения звезды 2.

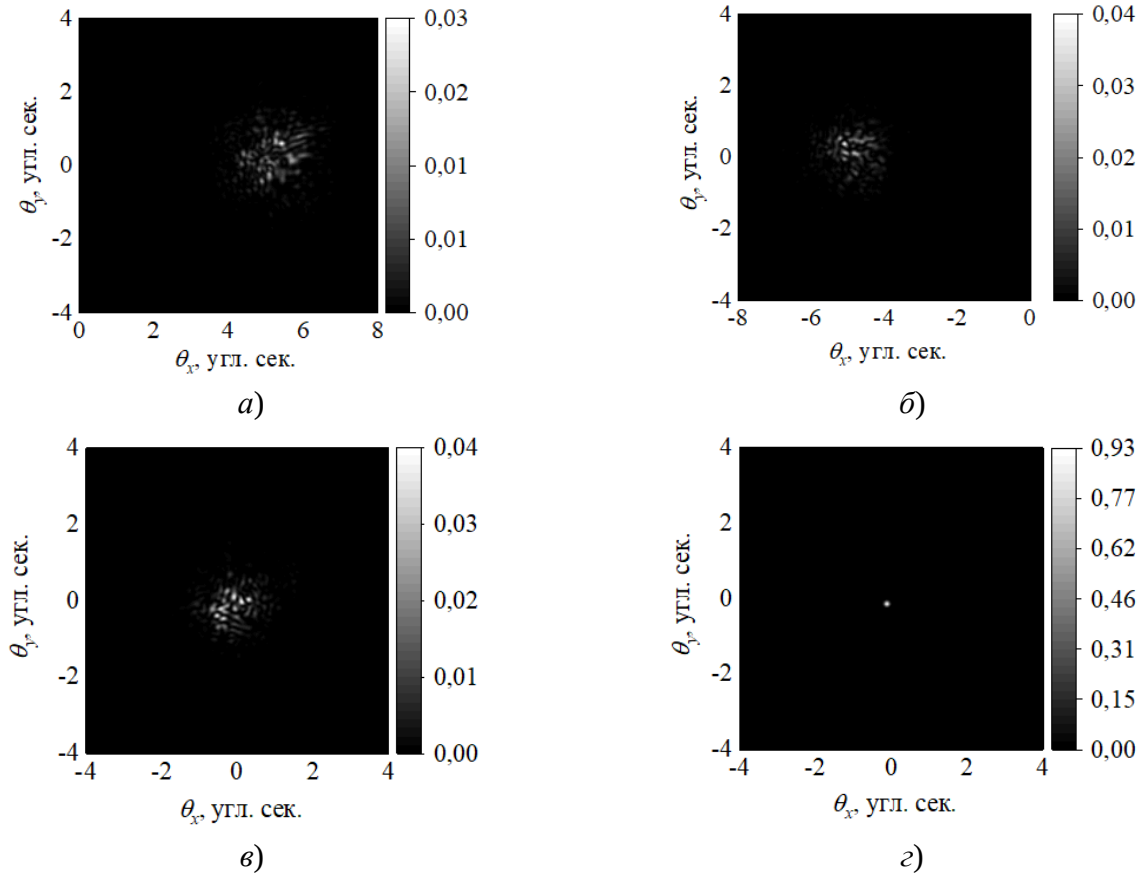
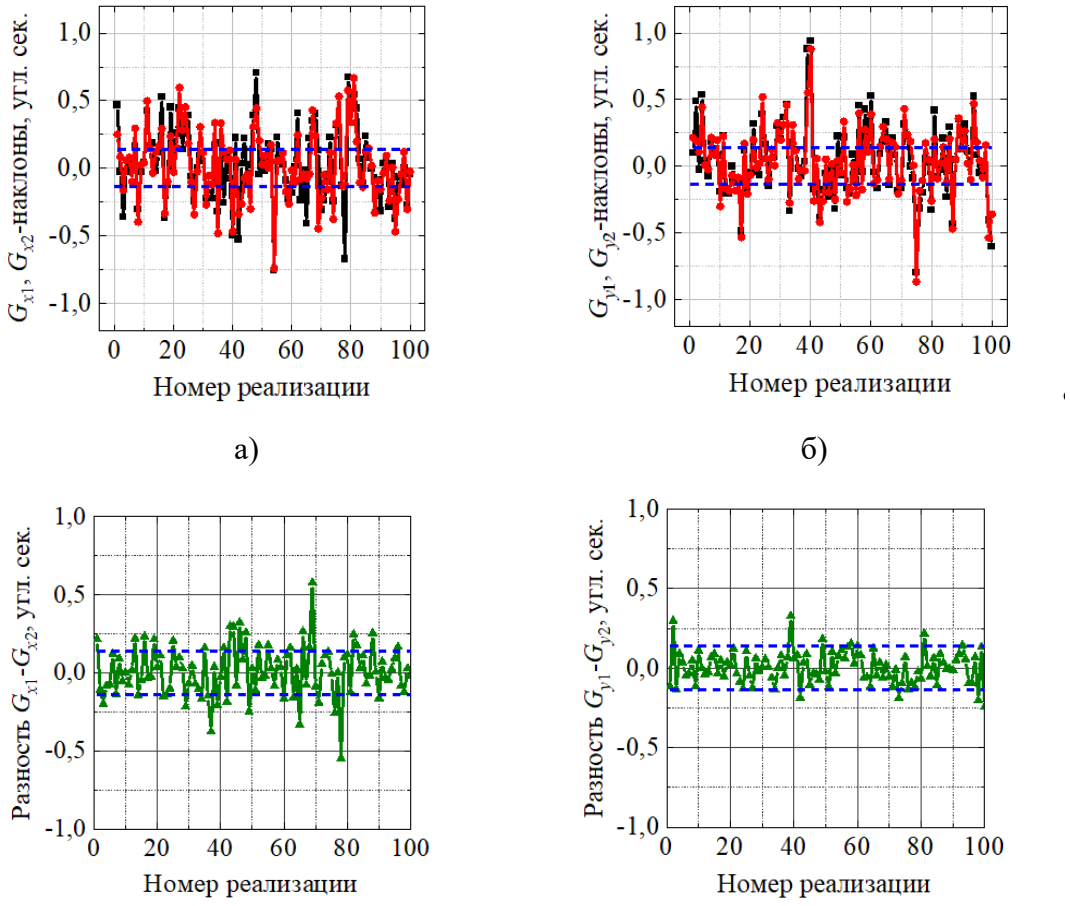


Рисунок 3.3. Распределения интенсивности излучения в дальней зоне звезд 1 (*а*) и 2 (*б*) без коррекции, излучения звезды 2 при фазовой коррекции по опорной звезде 1 (*в*) и при фазовой коррекции звезды 2 по её высшим аберрациям и наклонам от звезды 1 (*г*) при одной реализации атмосферной трассы

Рассмотрим другой сценарий коррекции. Коррекцию излучения звезды 2 можно осуществить в схеме с ЛОЗ. Причем в расчете можно пренебречь эффектом конуса от ЛОЗ, поскольку предполагается, что она формируется на высоте 90 км (натриевая ЛОЗ) в моностатической схеме коррекции, то есть точно в направлении наблюдаемой звезды [161]. В этом случае высшие аберрации излучения звезды 2 будут идеально скорректированы. В то время как аберрация наклон будет корректироваться по опорному излучению от звезды 1. Такая ситуация для одной реализаций атмосферы представлена на рисунке 3.3 г). Здесь показано изображение звезды 2 при фазовой коррекции по всем ее высшим аберрациям и наклонам волнового фронта излучения от звезды 1. В этом случае качество изображения звезды 2 существенно повышается и приближается к дифракционному, однако центр тяжести изображения звезды отклонен от оптической оси на разность двух наклонов (разностный волновой фронт изображен на рисунке 3.2 в). Таким образом, ошибка углового анизопланатизма атмосферы будет характеризоваться степенью неопределенности угловой

координаты звезды 2, которая определяется степенью корреляции наклонов излучения звезд 1 и 2.

Наклоны волнового фронта излучения звезд можно определить по центру масс их изображений. Угловые координаты таких наклонов от звёзд 1 и 2, а также их разности для 100 случайных реализаций атмосферы показаны на рисунке 3.4. Пунктиром обозначен уровень, соответствующий половинному дифракционному углу $0.5\theta_{dif}$ =0.14 угл. сек. Видна достаточно высокая степень корреляции наклонов как по направлению *x*, так и по *y*. Кроме того, максимальный перепад фазы разностного наклона для большинства реализаций близок к величине углового размера дифракционного изображения наблюдаемой звезды (то есть лежит в пределах области, обозначенной пунктиром на рисунке 3.4 в), г). Этот факт уже указывает на наличие корреляции между наклонами от двух звёзд, несмотря на значительное превышение углового расстояния между ними над теоретическим значением угла изопланатизма.

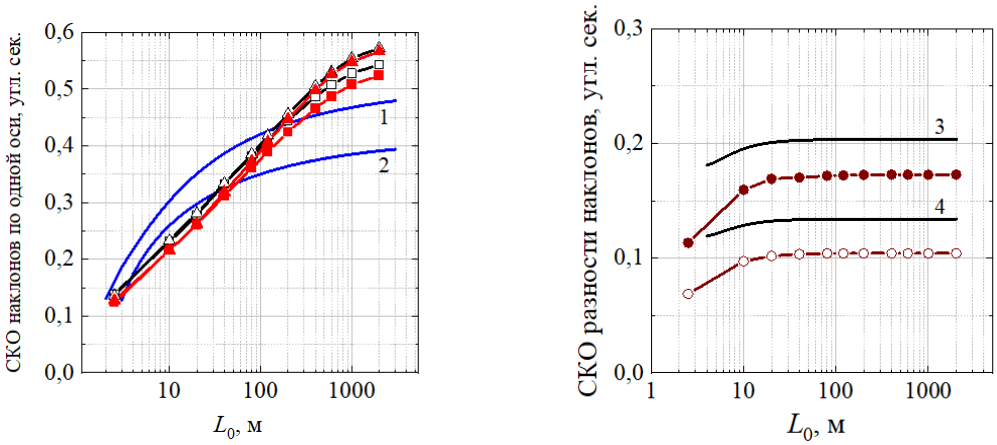


а) б)

в) г)

Рисунок 3.4 – Координаты наклонов (а, б) звезды 1 (квадраты) и звезды 2 (круги) и их разность по двум осям (в, г) для 100 случайных реализаций турбулентной атмосферы

На рисунке 3.5 а) показаны СКО наклонов волнового фронта σ_{x1}, σ_{x2} и σ_{y1}, σ_{y2} по осям *x* и *y* для звёзд 1 и 2 при различном внешнем масштабе турбулентности. В численном эксперименте величина варьировалась от 2.5 м до 2000 м. Зависимости $\sigma_{x1}(L_0)$, $\sigma_{y1}(L_0)$ и $\sigma_{x2}(L_0)$, $\sigma_{y2}(L_0)$ растут с ростом L_0, причем для конкретного L_0 $\sigma_{x1} \approx \sigma_{y1}$, $\sigma_{x2} \approx \sigma_{y2}$, что подтверждает свойство изотропности турбулентности в численной модели.



а) б)

Рисунок 3.5 – СКО наклонов волнового фронта звезд 1 и 2 по осям *x* и *y* (а) и СКО разности наклонов по осям *x* и *y* (б) в расчёте (кривые с маркерами) и из аналитических оценок (кривые без маркеров) при различных значениях L_0. Пустые маркеры: квадраты – σ_{x1}, треугольники - σ_{y1}, круги - $\sigma_{\Delta y}$. Заполненные маркеры: квадраты - σ_{x2}, треугольники - σ_{y2}, круги - $\sigma_{\Delta x}$. Аналитические зависимости: 1 - σ_S, 2 - σ_L, 3 - $\sigma_{\Delta x}$, 4 - $\sigma_{\Delta y}$

На рисунке 3.5 а) также показаны аналитические зависимости [222, 289]. Согласно [222], выражение для СКО наклона волнового фронта при $\eta = D/L_0 \ll 1$ имеет вид:

$$T = T_S \approx \left[\frac{6.08\mu_0}{D^{1/3}} \left(1 - 1.42\eta^{1/3} + 3.70\eta^2 - 4.01\eta^{7/3} + 4.21\eta^4 - 4.00\eta^{13/3}\right) \right]^{1/2}, \qquad (3.4)$$

где $\mu_0 = \int_0^\infty C_n^2(\xi)\, d\xi$, причем интегрирование ведётся по рассматриваемой вертикальной трассе. Выражение (3.4) выведено в пренебрежении дифракцией излучения и при условии, что l_0=0, а L_0 не зависит от *z*.

В [73] предложена другая формула оценки СКО углового дрожания изображения звезды в фокальной плоскости телескопа:

$$T = T_L \approx \left[3.23 R^{-1/3} r_0^{-5/3} k^{-2} \left(1 - 2^{-1/6} \left(\kappa_0^* R\right)^{1/3}\right) \right]^{1/2}, \qquad (3.5)$$

где $r_0 \approx \left(k^2 \int_0^\infty C_n^2(\xi) d\xi \right)^{-3/5}$, $\left(\kappa_0^*\right)^{-1} = \left(\int_0^\infty C_n^2(\xi) \kappa_0^{1/3} d\xi \Big/ \int_0^\infty C_n^2(\xi) d\xi \right)^{-3}$, $R = 50$ см – эффективный радиус гауссовой апертуры, $\kappa_0^* = 2\pi / L_0^*$, L_0^* – эффективный внешний масштаб турбулентности, который в модели равняется L_0.

Выражение (3.5) выведено при условии $\left(\kappa_0^* R\right)^{-1} \gg 1$ для экспоненциальной модели спектральной плотности показателя преломления [73].

В силу изотропности турбулентности СКО наклонов волнового фронта по двум взаимно перпендикулярным осям будет одинаковым и будет равняться $\sigma_S = T_S / \sqrt{2}$ и $\sigma_L = T_L / \sqrt{2}$. Из рисунка 3.5 а) можно констатировать качественное согласие расчёта с аналитикой, с ростом L_0, как и в колмогоровской теории турбулентности, расчётные зависимости выходят на плато.

На рисунке 3.5 б) представлены зависимости СКО разностного наклона волнового фронта излучения двух звёзд по двум взаимно перпендикулярным направлениям *x* и *y* в зависимости от внешнего масштаба турбулентности L_0. Аналитическое выражение для оценки СКО разности наклонов $\sigma_{\Delta x}$ и $\sigma_{\Delta y}$ дается в [33]. Видно, что расчётные кривые качественно согласуются с аналитикой. При $L_0 > 10$ м СКО разности наклонов волнового фронта в 1.8 раза больше по оси углового разноса звёзд *x*, чем в перпендикулярном направлении *y* [222]. Также можно отметить, что расчётные значения меньше оценок на 20–30 %.

В расчете было получено, что СКО разностного наклона $\sigma_\Delta = \sqrt{\sigma_{\Delta x}^2 + \sigma_{\Delta y}^2} \approx 0.2$ угл. сек., что в 1.4 раза меньше полного угла дифракционной расходимости излучения на апертуре (0.28 угл. сек.). Причем величина σ_Δ есть СКО наклонов волнового фронта от звезды 2 после их адаптивной коррекции с использованием наклонов от звезды 1. Таким образом показано, что адаптивная фазовая коррекция высших аберраций излучения наблюдаемой звезды и наклонов волнового фронта излучения соседней опорной звезды, отстоящей на угловом расстоянии, существенно превышающем угол изопланатизма атмосферы, позволяет достичь дифракционного качества изображения наблюдаемой звезды с угловой ошибкой ее положения, не превышающей ее дифракционного размера при любой величине внешнего масштаба турбулентности.

3.2. Адаптивная фазовая коррекция излучения наблюдаемой звезды в условиях фокусного анизопланатизма атмосферы

Фокусный анизопланатизм атмосферы проявляется в схеме с рэлеевской ЛОЗ в виде эффекта конуса. В настоящем разделе будет проведена оценка влияния такого эффекта на качество коррекции излучения звезды в условиях высокого временного и пространственного разрешения АОС. Результаты эксперимента сравниваются с расчетом, в котором пространственное и временное разрешение работы системы идеальны. Коррекция излучения проводится таким образом, что ошибка при коррекции аберраций «наклон» в схеме с ЛОЗ не учитывается. Однако, в натурном эксперименте следует учитывать, что неопределенность угловой координаты ЛОЗ при ее формировании в атмосфере вспомогательным лазерным пучком может повлиять на уровень коррекции высших аберраций излучения. В численном эксперименте ЛОЗ формируется в моностатической схеме точно в направлении наблюдаемой звезды. Сравнение расчета с экспериментом позволит оценить, существенна ли ошибка коррекции высших аберраций излучения в условиях неопределенности угловой координаты ЛОЗ в атмосфере. Кроме того, представляет интерес оценка общего влияния эффекта конуса от ЛОЗ на качество изображения звезды в условиях высокого уровня коррекции излучения АОС.

3.2.1. Эксперимент по наблюдению звезды в схеме с ЛОЗ

В эксперименте естественные звезды наблюдаются наземным телескопом в условиях ночной турбулентности на равнинной местности. Высота формирования ЛОЗ составляет 3-6 км. Для коррекции изображений звезд используется быстродействующая АОС с высоким пространственным и временным разрешением [218, 219].

На рисунке 3.6 показана схема эксперимента по наблюдению звезды. Система состоит из 3 компонентов: телескоп (I) с апертурой диаметром D=100 см, система формирования рэлеевской ЛОЗ (II), АОС (III). Лазер 1 работает в импульсном режиме генерации и используется для формирования ЛОЗ в атмосфере. Излучение имеет линейную поляризацию, длина волны генерации 0.55 мкм. Длительность лазерного импульса составляет 10 нс, частота следования импульсов 15 кГц. Средняя за период мощность излучения – 50 Вт. Лазерный пучок перестраивается телескопом 2, расширяется, отражается от зеркала 3 и направляется на корректор наклонов 5, после чего фокусируется в атмосферу с помощью телескопа 6. ЛОЗ формируется в моностатической схеме, поскольку оптические оси лазера, формирующего ЛОЗ, и АОС совмещены за счет

использования зеркала 4. В приосевой области зеркала есть небольшая круглая область с просветляющим покрытием, пропускающим излучение лазера 1. Опорное излучение ЛОЗ – это излучение лазера, рассеянное в атмосфере в обратном направлении. Оно регистрируется приемной апертурой телескопа 6, после чего направляется в АОС (III). Основные элементы АОС также представлены на рисунке. Волновой фронт излучения от ЛОЗ восстанавливается с помощью ДВФ, после чего из него вычитается дефокусировка, соответствующая расстоянию от телескопа системы до ЛОЗ. С использованием восстановленной гартманограммы ДВФ также вычитается средний наклон волнового фронта излучения от ЛОЗ.

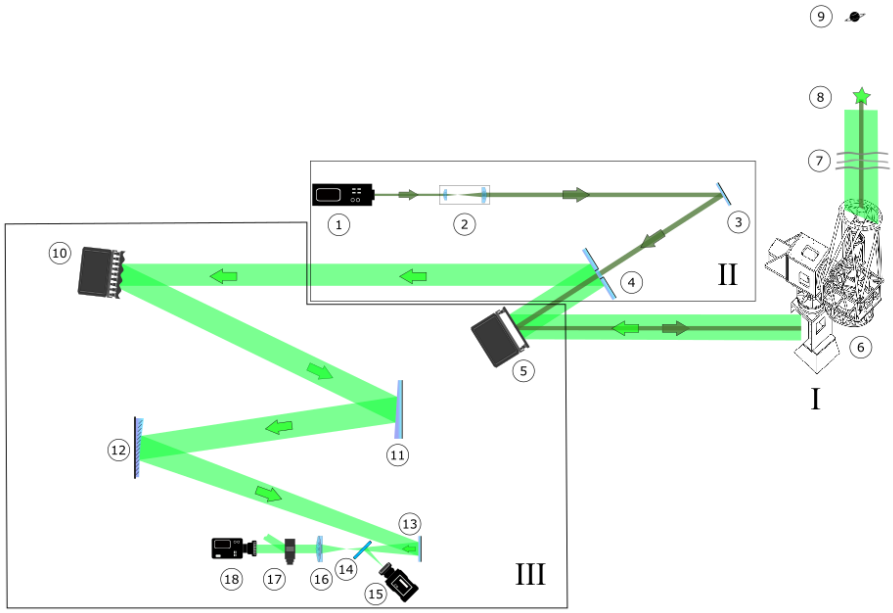


Рисунок 3.6 – Оптическая схема системы компенсации оптических искажений при наблюдении естественных звезд: 1 – лазер; 2 – телескоп; 3 – поворотное зеркало; 4 –зеркало с просветляющим покрытием; 5 – пьезоэлектрический корректор наклонов; 6 – выходной телескоп; 7 – атмосферная турбулентность; 8 – рэлеевская ЛОЗ; 9 – астрономический объект; 10 – пьезоэлектрическое толкательное адаптивное зеркало; 11, 13 – поворотные зеркала; 12 – параболическое зеркало; 14 – делительное зеркало; 15 – ПЗС-камера; 16 – линза; 17 – акустооптический фильтр; 18 – ДВФ Шака-Гартмана

Известно, что спектр турбулентных флуктуаций атмосферы достигает частот в несколько сотен герц [41]. Рассматриваемая АОС имела ширину полосы частот в замкнутом цикле 2.25 кГц, что позволяло эффективно корректировать флуктуации атмосферы в режиме реального времени [218, 219, 290]. Такое быстродействие сопровождалось уменьшаем времени накопления опорного сигнала на ДВФ, что порождало низкое значение сигнал/шум в схеме регистрации. Проблема решалась с использование электронно-оптического преобразователя (ЭОП) для усиления слабого опорного сигнала, который размещался между акустооптическим фильтром (АОФ) и ДВФ. АОФ использовался для

стробирования регистрируемого опорного сигнала от ЛОЗ. Такая система позволила формировать ЛОЗ на высоте 3 – 6 км от телескопа, протяжённостью 1 – 2 км.

На основе информации из ДВФ осуществляется коррекция искажений волнового фронта излучения от ЛОЗ адаптивным зеркалом. После чего скорректированное излучение звезды перестраивается в дальнюю зону для построения изображения на ПЗС-камере. По распределению интенсивности излучения на камере анализируется уровень адаптивной фазовой коррекции излучения. При этом изображение удерживается на оптической оси благодаря использования корректора наклонов 5 в петле обратной связи с датчиком 15.

На рисунке 3.7 показаны изображения наблюдаемых звезд Арктур (α Волопаса, HIP 69673, угол места 49°) и Вега (α Лиры, HIP 91262, угол места 71°) в схеме с рэлеевской ЛОЗ до и после коррекции, а также их профиль по оси θ_x=0. Распределения нормированы на максимальное значение интенсивности. Параметр Фрида составил r_0=4 см и r_0=6 см соответственно. Ширина полосы турбулентных искажений фазы излучения составила около 50 Гц [291]. Видно, что яркость корректируемого изображения возрастает, при этом угловой размер изображения уменьшается.

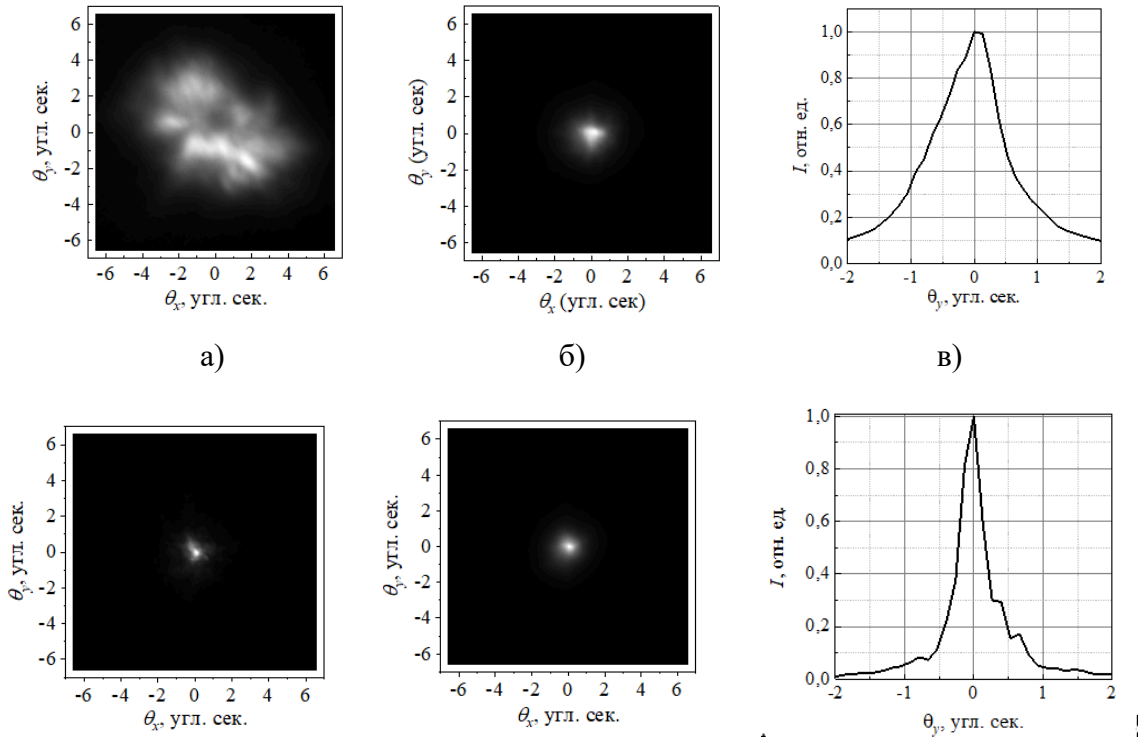
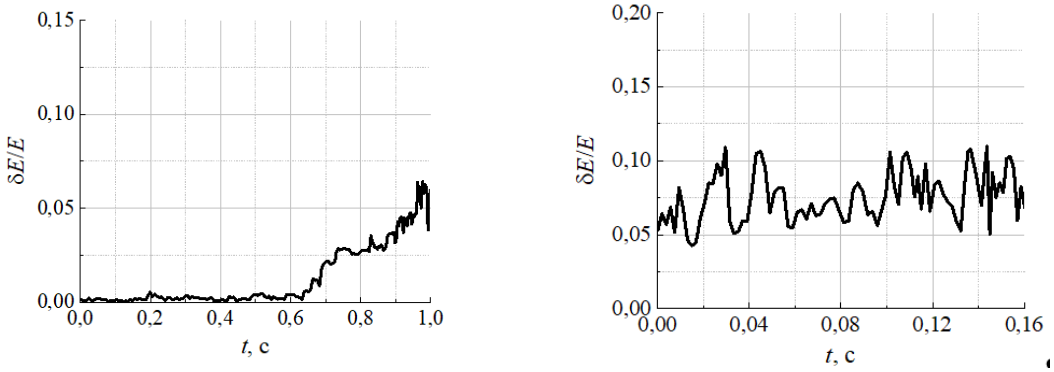


Рисунок 3.7 – Усредненные изображения звезды Арктур до (а) и после (б) коррекции и звезды Вега до (г) и после (д) коррекции и их профили по оси θ_x=0 (в) и (е) соотвественно

По профилям интенсивности излучения, представленных на рисунках 3.7 в), г), видно, что в изображениях звезд после коррекции выделяется высокоинтенсивный керн и низкоинтенсивное крыло. На рисунке 3.8 показана динамика доли энергии излучения звезд

в диафрагме дифракционного размера при их наблюдении после включения адаптивной коррекции. На рисунке 3.8 а) коррекция излучения начинается при t=0.63 с.



а) б)

Рисунок 3.8 – Динамика доли энергии излучения в диафрагме дифракционного размера $\delta E/E$ для звезды Арктур (а) и звезды Вега (б)

Из данных рисунка 3.8. видно, что после включения коррекции звезд значения доли энергии в диафрагме дифракционного размера $\delta E/E$ составляют 0.04 и 0.08 при параметре Фрида r_0 =4 см и 6 см соответственно.

3.2.2. Расчетная оценка эффективности коррекции излучения наблюдаемой звезды в схеме с ЛОЗ

С другой стороны, оценить уровень коррекции излучения наблюдаемых звезд с учетом эффекта конуса от рэлеевской ЛОЗ можно в условиях численного моделирования. Схема численного эксперимента по наблюдению естественной звезды при ее коррекции по опорному излучению от рэлеевской ЛОЗ представлена на рисунке 3.9.

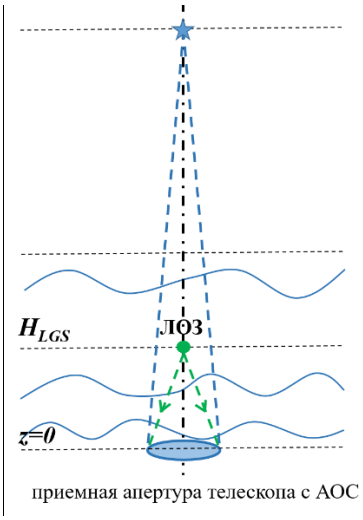


Рисунок 3.9 – Схема наблюдения звезды при ее коррекции по опорному излучению от рэлеевской ЛОЗ

Наблюдаемая звезда формировалась на значительном расстоянии от приемной апертуры телескопа, поэтому можно считать, что волновой фронт излучения звезды при попадании в слой атмосферы является плоским. Диаметр апертуры телескопа D=100 см. Длина волны излучения λ=0.55 мкм. Рэлеевская ЛОЗ формировалась в приземном слое атмосферы на высоте от 3 до 20 км и представляла собой точечный источник света с длиной волны 0.55 мкм. Опорное излучение от ЛОЗ после прохождения слоя атмосферы (высота слоя 30 км) регистрировалось приемной апертурой телескопа системы.

Численное моделирование распространения монохроматического излучения от наблюдаемой звезды и от ЛОЗ осуществлялось путем интегрирования параболического уравнения (2.1) для комплексной амплитуды поля излучения. Подробное описание модели уже давалось в главе 2. Стоит отметить, что влияние большого внешнего масштаба турбулентности при моделировании не учитывалось. В расчете величина L_0=2,5 м и составляла половину размера счетной области в плоскости XOY.

В расчете была реализована адаптивная коррекция излучения в условиях идеального временного и пространственного разрешения АОС. В этом случае поверхность адаптивного зеркала точно воспроизводила форму волнового фронта излучения от ЛОЗ. После чего это же зеркало использовалось для коррекции излучения наблюдаемой звезды. Идеальное временное разрешение достигалось в расчете следующим образом: при расчете распространения излучения от наблюдаемой звезды и опорного излучения от ЛОЗ использовалась одна и та же цепочка фазовых экранов в рамках одной реализации атмосферы. Усредненные (длинноэкспозиционные) изображения звезды получались при статистическом усреднении корректируемого изображения звезды по случайным реализациям фазовых экранов. Для таких усредненных изображений находились числа Штреля скорректированного излучения звезд, согласно выражению:

$$St = \frac{\left\langle I\left(\theta_x = 0, \theta_y = 0\right)\right\rangle}{I_{\max}\left(\theta_x = 0, \theta_y = 0\right)} \tag{3.8}$$

где $I\left(\theta_x = 0, \theta_y = 0\right)$ – текущая интенсивность излучения на оптической оси в дальней зоне, $I_{\max}\left(\theta_x = 0, \theta_y = 0\right)$ – максимально возможная ее величина в отсутствие искажений волнового фронта излучения. В данном случае $\left(\theta_x, \theta_y\right)$ – угловые координаты в плоскости фокусировки излучения звезды.

На рисунке 3.10 черными маркерами показаны числа Штреля наблюдаемой звезды при различной высоте формирования ЛОЗ. Аналогом числа Штреля в эксперименте являлась величина доли энергии излучения в диафрагме дифракционного размера $\delta E/E$.

Экспериментально измеренные значения $\delta E/E$ при наблюдении звезд Вега и Арктур отмечены красными маркерами. Видно, что полученные в эксперименте результаты отлично согласуются с результатами расчетов числа Штреля при формировании ЛОЗ на высоте 3-5 км в условиях идеального пространственного и временного разрешения АОС. Следует отметить, что высшие аберрации от ЛОЗ в расчете корректировались идеально, ошибка, вызванная неопределенностью наклона ЛОЗ, отсутствовала (поскольку она формировалась точно в направлении наблюдения звезды). Хорошее совпадение расчета и эксперимента свидетельствует о том, что неопределенность угловой координаты ЛОЗ в условиях реального эксперимента слабо сказывается на коррекции высших аберраций излучения.

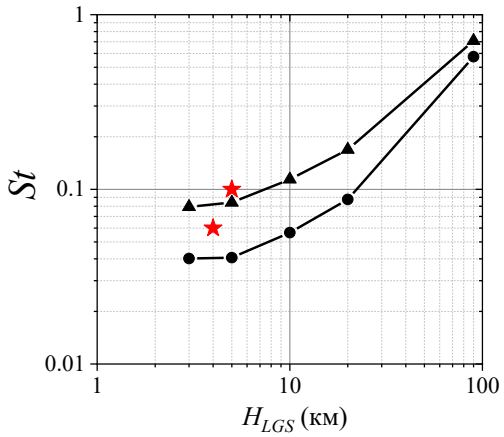


Рисунок 3.10 – Расчетная зависимость числа Штреля при наблюдении звезды от высоты зажигания ЛОЗ при r_0 =5.5 см (круги) и 7.3 см (треугольники) и экспериментальное значение $\delta E/E$ для двух наблюдаемых звезд (звезды)

Согласно рисунку 3.10 можно также сделать общий вывод: в расчете и в эксперименте продемонстрировано, что при ночных наблюдениях естественной звезды наземным телескопом на равнине при параметре Фрида 6 см число Штреля может достигать уровня 0.1 в моностатической схеме фазового сопряжения с рэлеевской ЛОЗ, формируемой на высоте 3 – 5 км.

3.3 Выводы к главе 3.

1. Проведено расчетное исследование влияния углового анизопланатизма атмосферы на качество адаптивной фазовой коррекции наклонов излучения наблюдаемой звезды по опорному излучению от другой звезды, находящейся на заданном угловом расстоянии от наблюдаемой. Высшие аберрации излучения наблюдаемой звезды корректируются идеально. Показано, что адаптивная фазовая коррекция высших аберраций излучения наблюдаемой звезды и наклонов волнового фронта излучения от соседней

опорной звезде, отстоящей от наблюдаемой на угловое расстояние, на порядок превышающее угол изопланатизма атмосферы, позволяет достичь дифракционного качества изображения наблюдаемой звезды с угловой ошибкой ее положения, не превышающей ее дифракционного размера при любой величине внешнего масштаба турбулентности и параметре Фрида 6 см для длины волны излучения 0.55 мкм.

2. Проведено исследование влияния неопределенности угловой координаты положения рэлеевской ЛОЗ, формируемой в атмосфере с использованием лазерного излучения на длине волны 0.55 мкм в моностатической схеме на высоте 3-5 км, на эффективность коррекции высших аберраций излучения в задаче наблюдения звезд наземным телескопом. Сравнение результатов эксперимента и расчета, в котором ЛОЗ формировалась точно в направлении звезды, показало, что неопределенность угловой координаты ЛОЗ в эксперименте не сказывается на качестве коррекции высших аберраций излучения.

3. Исследовано влияние эффекта конуса от ЛОЗ на качество коррекции излучения наблюдаемой звезды в условиях высокого пространственного и временного разрешения адаптивной системы. Получено, что при наблюдении естественной звезды наземным телескопом на равнине при параметре Фрида 6 см (для длины волны излучения 0.55 мкм) число Штреля может достигать уровня 0.1 в моностатической схеме фазового сопряжения с рэлеевской ЛОЗ, зажигаемой на высоте 3 – 5 км. Результат подтвержден как в натурном, так и в численном эксперименте.

Глава 4. Фокусировка лазерного излучения в турбулентной атмосфере при неполном фазовом сопряжении

На сегодняшний день лазерные системы широко используются в задачах локации заатмосферных объектов, борьбы с космическим мусором, подзарядке солнечных батарей [225, 226, 227, 292]. Особое внимание также уделяется вопросам лазерной связи в открытом космосе, когда оптический сигнал передается с Земли вдоль протяженных вертикальных атмосферных трасс [55, 56, 228, 229]. Вместе с этим активно развиваются технологии создания устойчивых к помехам наземных атмосферных оптических каналов связи [53, 54]. Адаптивная оптика успешно используется, как при формировании узконаправленного пучка излучения на выходе из оптического тракта лазерной системы, так и для коррекции турбулентных искажений при фокусировке пучка в атмосфере [144, 146, 147]. В случае высокого временного разрешения АОС на первый план выходят пространственные ограничения работы элементов АОС, в частности недостаточное пространственное разрешение деформируемого зеркала. В этом случае коррекция излучения адаптивной системой, работающей по принципу фазового сопряжения, будет неидеальной даже в том случае, если сам опорный источник будет идеальным. Следует отметить, что такой сценарий фазового сопряжения по сути будет аналогичен случаю неполной коррекции излучения наблюдаемой звезды адаптивным зеркалом в условиях анизопланатизма атмосферы (когда опорный источник неидеален), который уже был рассмотрен в главе 3.

В данной главе будет дан ответ на вопрос, имеющий большое практическое значение: каким образом ошибка коррекции, вызванная неидеальным пространственным разрешением адаптивного деформируемого зеркала, повлияет на энергетические параметры лазерного излучения в конце турбулентной трассы? Известно, что средняя интенсивность излучения в дальней зоне связана с угловой расходимостью излучения. В одной из работ была предложена полуэмпирическая оценка эффективной расходимости излучения [238] с учетом дифракции, турбулентного уширения и блуждания пучка в атмосфере. Превышение исходной расходимости лазерного излучения над дифракционным пределом на выходе из оптического тракта системы также учитывалось. Однако подход был ограничен приземными и слабонаклонными турбулентными трассами, а также конкретными условиями турбулентности. Похожий подход использовался в другой работе для оценки осевой интенсивности лазерного излучения в конце трассы [239]. Однако, оба подхода не дают возможности учитывать неидеальный уровень коррекции турбулентных искажений опорного пучка на трассе.

Число Штреля оптического излучения – параметр, который однозначно связан с величиной яркости (или интенсивности) излучения на оптической оси в плоскости дальней зоны. Поэтому его оценка позволяет напрямую получить искомую величину осевой интенсивности излучения на удаленном приемнике. Существующие подходы к определению числа Штреля основаны на приближенных аппроксимациях [230, 231]. Другие методы используют оптическую передаточную функцию системы (и турбулентной атмосферы) для оценки данного параметра [235, 236]. Однако, следует учитывать, что в условиях частичной коррекции излучения, в его угловом распределении выделяется как скомпенсированная (дифракционная) компонента поля излучения, так и остаточная (нескомпенсированная) [33]. В этом смысле поиск связи числа Штреля и осевой интенсивности излучения и параметров остаточной нескорректированной фазы пучка имеет как практическое, так и фундаментальное значение.

Наконец, как уже было отмечено в главе 3, большое распространение получили искусственные опорные источники излучения – ЛОЗ. Потому отдельный интерес представляет исследование энергетических характеристики лазерного излучения в конце трассы в схеме с ЛОЗ.

Результаты главы опубликованы в статье [293] и в патенте № 2834203 [294].

4.1 Идеальный опорный источник

В настоящем разделе исследуется эффективность адаптивной фазовой коррекции лазерного излучения, фокусирующегося на удаленный приемник в турбулентной атмосфере в схеме фазового сопряжения с опорным пучком. Отличительной особенностью исследования является то, что рассматривается одновременное влияние фазовых искажений двух типов: исходных неоднородностей фазы в исходящем лазерном пучке и искажений, обусловленных влиянием турбулентности атмосферы, причем оба типа искажений корректируются лишь частично.

Схема задачи показана на рисунке 4.1. Пучок лазерного излучения с длиной волны $\lambda \approx 1$ мкм фокусируется с Земли на заатмосферной приемник излучения $П$ вдоль вертикальной трассы. Лазерный пучок на выходе из системы (в плоскости $z=0$) уже имеет недифракционное качество ввиду наличия в нем остаточных искажений фазы. При фокусировке на приемник пучок проходит слой турбулентной атмосферы и приобретает дополнительные искажения. Влияние турбулентной атмосферы учитывается до высоты 30 км, затем излучение распространяется в вакууме.

Лазерный пучок фокусируется в атмосфере в схеме адаптивного фазового сопряжения с идеальным опорным источником [153]. Такой источник формируется в месте расположения приемника излучения. Опорная волна распространяется от приемника *П* вертикально вниз, проходя через те же оптические неоднородности.

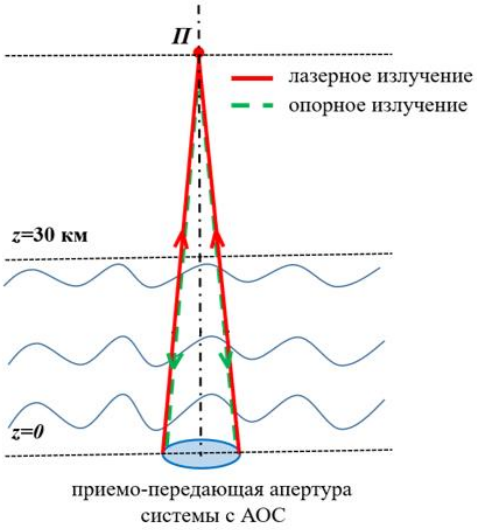


Рисунок 4.1 – Фокусировка лазерного пучка на приемник в схеме фазового сопряжения с идеальным опорным источником

Упрощенная схема АОС для коррекции турбулентных искажений регистрируемого опорного излучения и коррекции начальных искажений фазы пучка лазерного излучения представлена на рисунке 4.2. Коррекция турбулентных искажений регистрируемого опорного излучения осуществляется АОС 1. Опорное излучение с искажениями регистрируется приемной апертурой системы и направляется на гибкое адаптивное деформируемое зеркало (ДЗ 1). Отражаясь от ДЗ 1, излучение попадает на светоделительную пластину. Часть излучения направляется на датчик волнового фронта Шака-Гартмана (ДВФ 1). Информация с ДВФ 1 используется в блоке управления БУ 1 для восстановления поверхности волнового фронта опорного пучка с искажениями. На основе такой информации БУ 1 подает управляющие сигналы на ДЗ 1 для осуществления коррекции таких искажений. Поверхность ДЗ 1 воспроизводит волновой фронт опорного пучка с заданной точностью. Контроль уровня коррекции опорного излучения, отражающегося от ДЗ 1, проводится по распределению интенсивности излучения скорректированного опорного пучка в плоскости фокусировки линзы Л 1 на фотоприемнике Ф 1. Далее при фиксированном уровне коррекции опорного пучка на ДЗ 1 направляется лазерный пучок, который в идеале должен иметь плоский волновой фронт. При отражении от ДЗ 1 волновой фронт лазерного пучка приобретает предыскажения, после чего пучок с предыскажениями фокусируется на приемник так, как показано на

рисунке 4.1. Поскольку временная задержка работы элементов АОС не учитывается, лазерная и опорная волны проходят через одни и те же оптические турбулентные неоднородности среды, в рамках одной реализации атмосферной трассы. Поэтому, если поверхность ДЗ 1 идеально воспроизводит волновой фронт опорного пучка, то предыскажения в лазерном пучке после отражения от такого зеркала будут полностью скомпенсированы на трассе, согласно принципу взаимности [153].

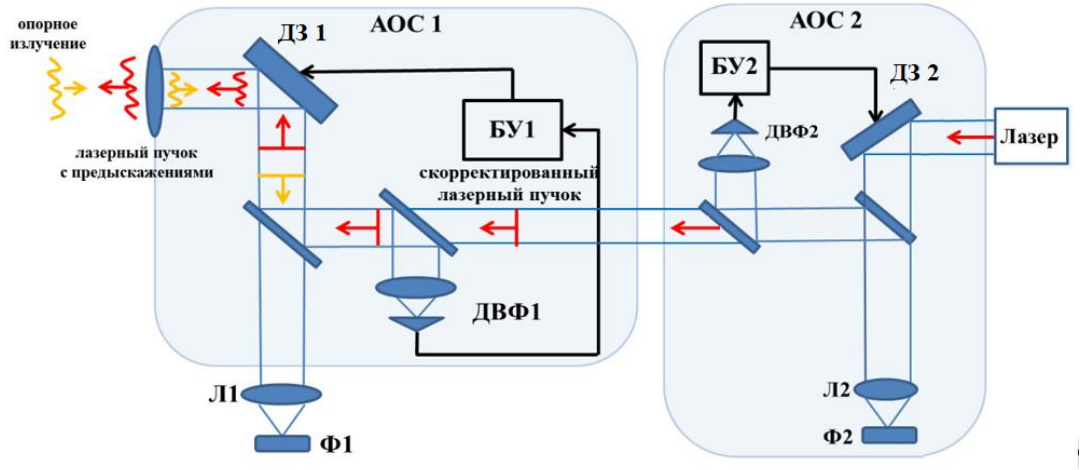


Рисунок 4.2 – Схема АОС для коррекции исходных искажений лазерного пучка и турбулентных искажений опорного пучка по принципу фазового сопряжения

АОС 2, изображенная на рисунке 4.2, предназначена для коррекции исходных искажений фазы лазерного пучка, приобретенных им в оптическом тракте лазерного источника. Ее работа также основана на принципе фазового сопряжения, однако в качестве опорного излучения используется непосредственно пучок лазерного излучения с искажениями. Ввиду неидеальной работы обеих АОС остаточные искажения лазерного излучения на выходе из адаптивной системы, а также нескорректированные турбулентные искажения на трассе ввиду неполной коррекции опорного приведут к снижению интенсивности излучения на приемнике.

Распространение как лазерного, так и опорного излучения в турбулентной атмосфере описывается уравнением (2.1). Интенсивность лазерного пучка достаточно мала, поэтому в уравнении распространения можно учитывать только линейное взаимодействие излучения со средой. При решении уравнения (2.1) для комплексной огибающей Ψ электрического поля лазерного излучения, начальные условия задавались для координаты z= 3 м на приемо-передающей апертуре лазерной системы (в плоскости ближней зоны). Комплексная огибающая поля в плоскости приемо-передающей апертуры имела вид:

$$\Psi(x,y)=\Psi_0\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}\right)^4\exp\left(-\frac{ik\left(x^2+y^2\right)}{2L}\right)\times\exp\left(i\varphi(x,y)\right)\exp\left(-i\psi(x,y)\right) \quad (4.1)$$

где Ψ_0 – амплитуда поля излучения,

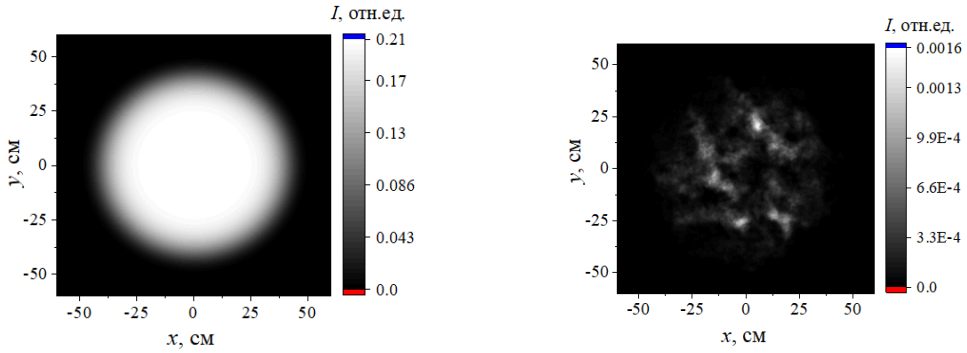
ω_0 – эффективный радиус пучка,

L – расстояние до приемника излучения,

$\varphi(x,y)$ – частично скорректированная случайная фаза исходящего лазерного пучка,

$\psi(x,y)$ – фазовые предыскажения в плоскости передающей апертуры системы, воспроизводимые адаптивным зеркалом для коррекции турбулентных искажений на трассе.

Распределение интенсивности поля излучения (квадрат комплексной огибающей) в плоскости передающей апертуры изображено на рисунке 4.3 а). Параметр ω_0 =45 см.



а) б)

Рисунок 4.3 – Распределение интенсивности излучения $I(x,y)=\left|\Psi(x,y)\right|^2$ исходящего лазерного пучка (а) и опорного пучка для трассы с r_0= 9 см (б) в плоскости передающей апертуры z= 3 м

Уравнение (2.1) для начальных условий (4.1) решалось методом расщепления по физическим процессам, который подробно был описан в главе 2. Случайное распределение комплексного поля излучения в конце трассы $\Psi(x,y)$ – это единичная реализация случайного поля. При многократном решении уравнения (2.1) методом Монте-Карло формировалась выборка, по которой проводился дальнейший анализ параметров излучения. Средняя интенсивность лазерного излучения в плоскости приемника $J(x,y)=\left\langle\left|\Psi(x,y,z=L)\right|^2\right\rangle$ рассчитывалась как среднее по случайным реализациям атмосферы, в силу эргодичности случайного процесса.

Эволюция комплексной огибающей поля опорного излучения, распространяющегося от опорного источника, расположенного на месте приемника, аналогично описывалась уравнением (2.1). Длина волны опорного излучения λ≈1 мкм.

Излучение проходило через вакуум, а затем, интегрирование (2.1) по координате z осуществлялось от 30 км до 3 м. Пример случайного распределения $\left|\Psi\left(x,y\right)\right|^2$ в плоскости приемо-передающей апертуры системы z= 3 м показан на рисунке 4.3 б). Анализ характеристик фазы и поля опорного излучения также проводился в условиях статистического усреднения.

Рассматривалось две атмосферные трассы, моделирующие ночные и дневные условия турбулентности. Приземное значение структурной характеристики показателя преломления среды C_{n0}^2 равнялось $2\cdot10^{-15}$ см$^{-2/3}$ и $6\cdot10^{-15}$ см$^{-2/3}$ для профиля $C_n^2\left(z\right)$ [10]. Параметр Фрида r_0= 9 см и 4.7 см для длины волны излучения $\lambda\approx1$ мкм соответственно.

4.1.1. Адаптивная фазовая коррекция лазерного и опорного излучения

Фазовые искажения $\varphi\left(x,y\right)$ исходящего лазерного пучка моделировались следующим образом:

$$\varphi\left(x,y\right)=\varphi_0\left(x,y\right)\cdot f\left(x,y\right), \tag{4.2}$$

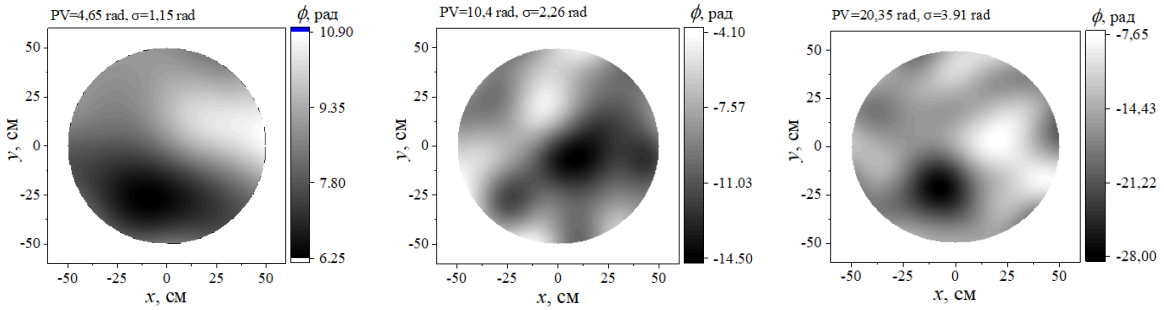
где $\varphi_0=const$ – амплитуда фазовых неоднородностей, $f\left(x,y\right)$ – двумерное случайное поле, разыгрываемое в пределах апертуры пучка с гауссовой корреляционной функцией вида:

$$\left\langle f\left(r_1\right),f^*\left(r_2\right)\right\rangle=\exp\left[-\left(r_1-r_2\right)^2\cdot\left(\frac{1}{l_c^2}-\frac{1}{2a^2}\right)\right], \tag{4.3}$$

где $r_1=\left(x_1,y_1\right)$, $r_2=\left(x_2,y_2\right)$, $a=D/2$ – радиус пучка, l_c – длина корреляции фазы.

Амплитуда фазы φ_0 и среднее число неоднородностей на поперечном сечении пучка $\xi=\sqrt{2}a/l_c$ подбирались таким образом, чтобы величина угловой расходимости θ_0 нескорректированного лазерного пучка превышала дифракционный предел в 2, 5 и 10 раз. Расходимость измерялась по уровню доли мощности в пучке P/P_{tot}=0,84 в плоскости дальней зоны.

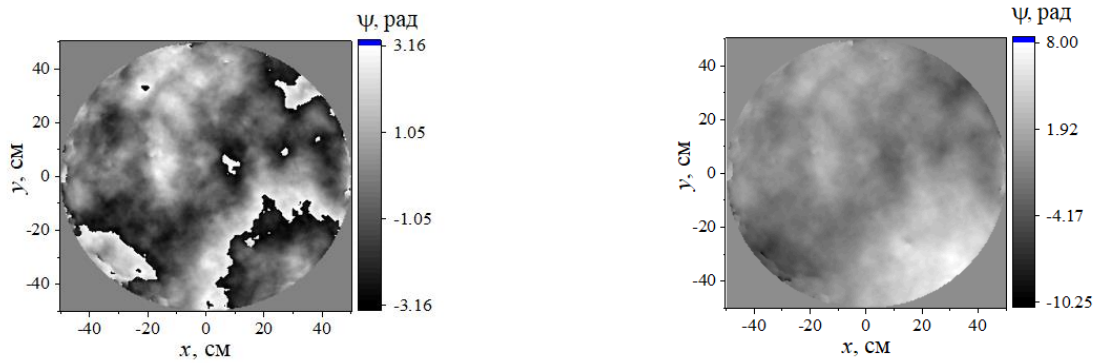
Примеры случайных искажений фазы лазерных пучков с различным значением θ_0 продемонстрированы на рисунке 4.4. Здесь же показаны параметр PV и СКО волнового фронта σ.



а) б) в)

Рисунок 4.4 – Случайные распределения $\varphi(x, y)$ для лазерных пучков с исходной угловой расходимостью $2\theta_{dif}$ (а), $5\theta_{dif}$ (б) и $10\theta_{dif}$ (в)

Пучок опорного излучения регистрировался приемо-передающей апертурой системы (z = 3 м). Распределение фазы опорного пучка $\psi(x, y)$ для одной из случайных реализаций турбулентной трассы показано на рисунке 4.5. При регистрации излучения опорного пучка максимальный перепад неоднородностей фазы в пределах апертуры превышал 2π, что приводило к возникновению разрывов при восстановлении фазы $\psi(x, y)$ из комплексного поля $\Psi(x, y)$. Для их устранения использовался локальный метод развертки фазы, описанный в [295]. Видно, что незначительные ошибки, вызванные неоднозначностью результата восстановления в областях винтовых дислокаций фазы [296], остаются на периферии пучка. Однако такие ошибки не оказали существенного влияния на результаты дальнейших расчетов.



а) б)

Рисунок 4.5 – Случайные распределения фазы $\psi(x, y)$ опорного пучка в плоскости приемо-передающей апертуры для трассы с r_0= 9 см до (а) и после (б) процедуры развертки

В работе моделировалась работа АОС в режиме идеального временного разрешения. Пространственная ошибка адаптивной коррекции как лазерного, так и опорного излучения моделировалась следующим образом: поверхность адаптивного деформируемого зеркала аппроксимировалась конечным набором базисных функций – полиномов Цернике [157].

При коррекции волнового фронта пучка с аберрациями $W(\rho,\varphi)$ поверхность деформируемого зеркала $W_{apr}(\rho,\varphi)$ аппроксимировалась следующим образом:

$$W_{apr}(\rho,\varphi)=\sum_{i=1}^{N} C_i \cdot Z_i(\rho,\varphi), \tag{4.4}$$

где C_i – коэффициент при i-м полиноме при разложении волнового фронта пучка $W(\rho,\varphi)$, (ρ,φ) – полярные координаты, N – число полиномов Цернике.

Пространственная ошибка коррекции излучения характеризовалась значением СКО σ остаточного волнового фронта $W_{res}(\rho,\varphi)=W(\rho,\varphi)-W_{apr}(\rho,\varphi)$:

$$\sigma^2=\left\langle W_{res}-\bar{W}_{res}\right\rangle^2. \tag{4.5}$$

Таким образом, уровень коррекции определялся числом полиномов Цернике, используемых при разложении. Качество коррекции лазерного и опорного пучков характеризовалось числами Штреля St_L и St_R соответственно, которые рассчитывались по распределениям интенсивности излучения пучков в дальней зоне (в плоскости фокусировки на фотоприемники Ф 1 и Ф 2 на рис. 4.2):

$$St=\frac{\left\langle I\left(\theta_x=0,\theta_y=0\right)\right\rangle}{I_{\max}\left(\theta_x=0,\theta_y=0\right)} \tag{4.6}$$

где $I(x=0,y=0)$ – текущая осевая интенсивность излучения в дальней зоне, $I_{\max}(x=0,y=0)$ – максимально возможная ее величина в отсутствие искажений фазы пучка, (x,y) – координаты в плоскости фокусировки лазерного и опорного пучков.

При усреднении число реализаций варьировалось от 500 до 1500. Примеры изображений опорного пучка в дальней зоне при различном уровне коррекции представлены на рисунке 4.6.

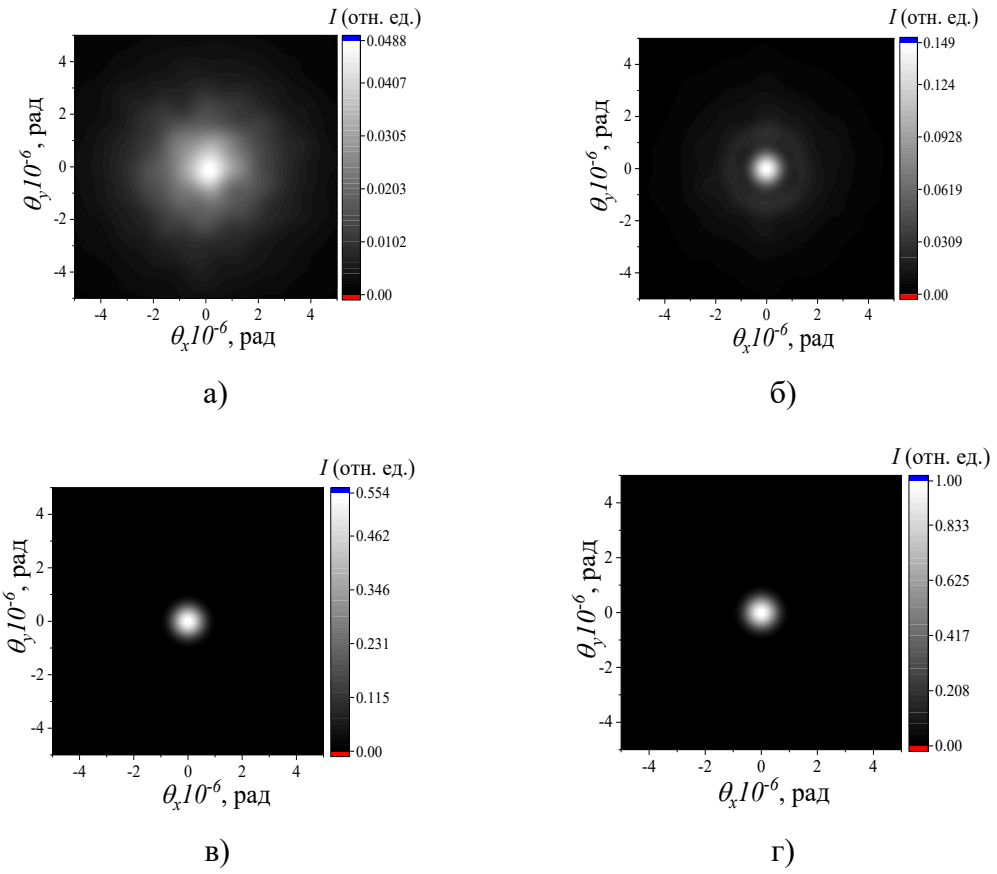


Рисунок 4.6 – Усредненые изображения опорного пучка в дальней зоне при его фазовой коррекции первыми N полиномами Цернике: N=0 (*а*), N=6 (*б*), N=36 (*в*), идеальная коррекция (*г*)

На рисунке 4.7 показаны срезы интенсивности $I(\theta_x, \theta_y=0)$, которые нормированы на величину $I_{max}=I(\theta_x=0, \theta_y=0)$ для каждого уровня коррекции. Вариант ideal на рисунке 4.7 соответствует дифракционному качеству пучка. С улучшением уровня коррекции все больше проявляется структура дифракционных колец, которая связана со скомпенсированной компонентой поля излучения [33]. При умеренном уровне коррекции излучения хорошо видна структура двух угловых масштабов в пучке: центрального керна дифракционного размера и низкоинтенсивного крыла, связанного с нескомпенсированной компонентой поля излучения. Видно, что доля энергии излучения в крыле снижается при увеличении числа полиномов N, используемых при коррекции.

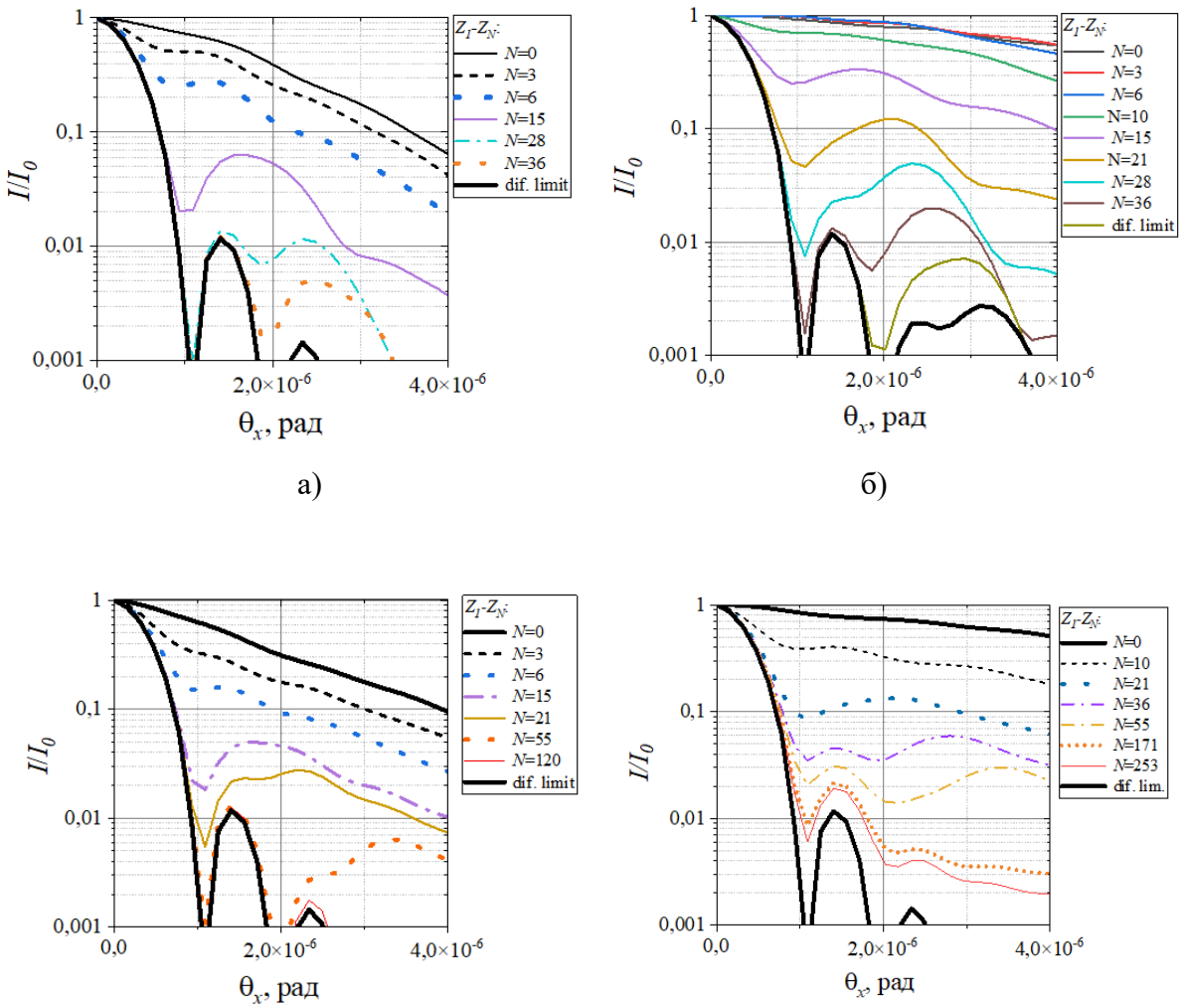


Рисунок 4.7 – Нормированные срезы угловых распределений $I(\theta_x)/I_0$ при θ_y=0 лазерных пучков с $\theta_0=2\theta_{dif}$ (*а*), $5\theta_{dif}$ (*б*), $10\theta_{dif}$ (*в*) и опорного пучка для трассы с r_0=9 см (*г*) при их коррекции первыми *N* полиномами Цернике

На рисунке 4.8 числа Штреля лазерного и опорного пучков показаны при соответствующих значениях СКО σ_L и σ_R. Каждый маркер соответствует сценарию коррекции пучка с использованием фиксированного числа полиномов Цернике. Пунктир соответствует известной аппроксимации $St=\exp(-\sigma^2)$, полученной в приближении малости остаточной ошибки σ [198].

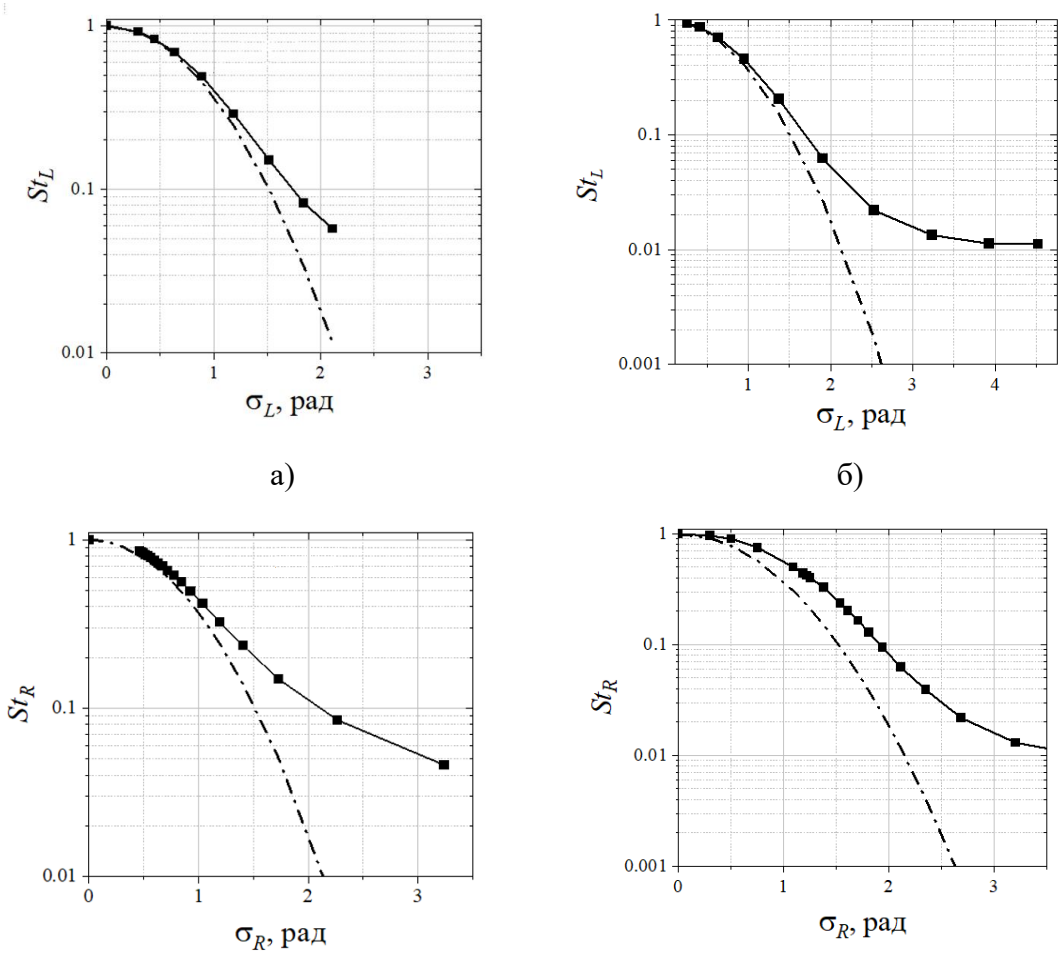


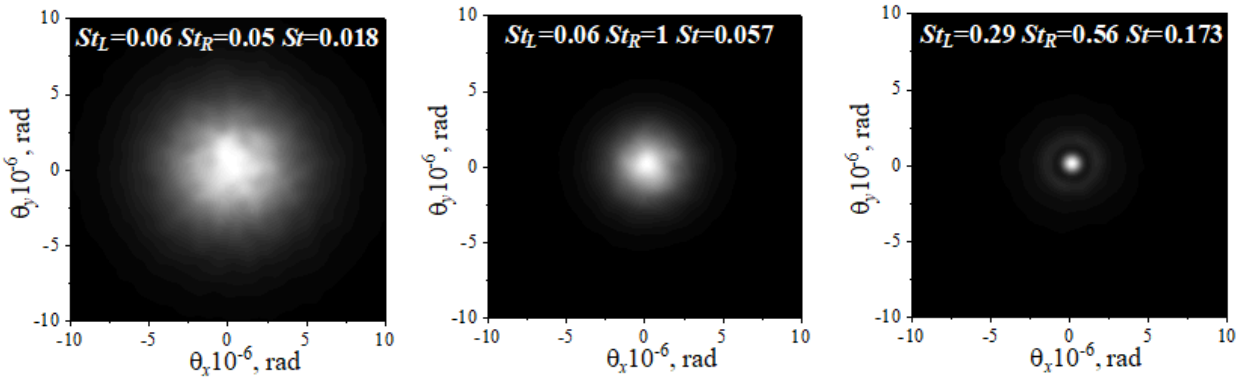
Рисунок 4.8 – Числа Штреля скорректированных лазерных пучков с $\theta_0=5\theta_{dif}$ (а), $10\theta_{dif}$ (б) и опорного пучка для трасс с r_0=9 см (в), r_0=4.7 см (г)

Видно, что аппроксимация лежит ниже расчета, однако ошибка не превышает двух при σ<1.5 рад. При низком уровне коррекции, когда σ>2 рад, числа Штреля ниже 0.1. При этом ошибка аппроксимации $St=\exp(-\sigma^2)$ составляет более 2.5 раз. В то же время при значениях σ≈0.5 рад СКО фазы пучков от плоскости Δ≈λ/13. В соответствии с критерием Марешаля [198], в этом случае достигается высокий уровень коррекции пучков, при этом число Штреля больше или равно 0.8.

4.1.2. Полуэмпирические оценки числа Штреля лазерного излучения на приемнике

Проанализируем результаты, полученные в ходе численного эксперимента фокусировки лазерного пучка на приемник в условиях частичного фазового сопряжения. На рисунке 4.9 показаны распределения интенсивности излучения на приемнике и соответствующие значения чисел Штреля St_L, St_R и St для трассы с r_0=9 см. Результаты

приведены для лазерного пучка с начальным уровнем расходимости $\vartheta_0=5\vartheta_{dif}$. Распределения отображаются в угловых координатах (θ_x, θ_y) в радианах (rad) в плоскости приемника.

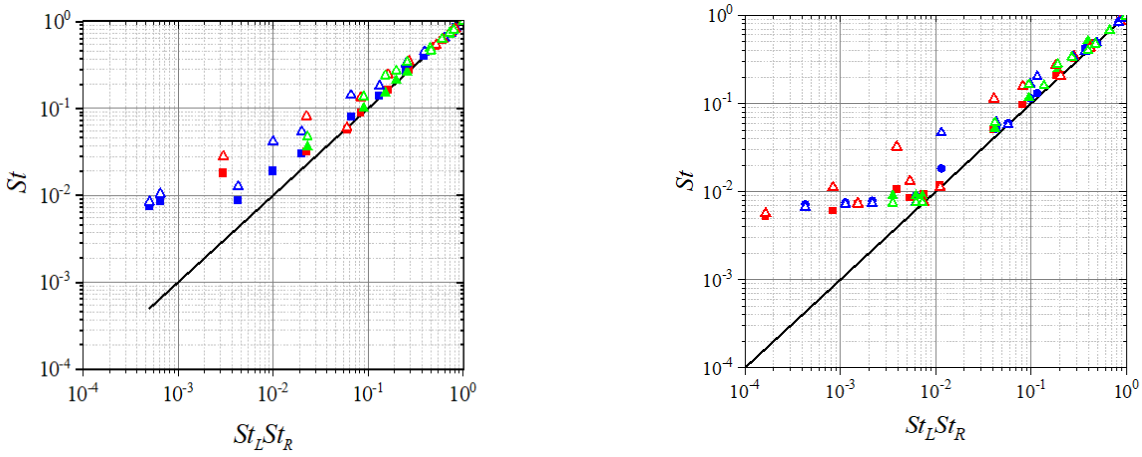


а) б) в)

Рисунок 4.9 – Распределения интенсивности лазерного пучка на приемнике в случае, когда: коррекция турбулентных искажений и искажений лазерного пучка отсутствует (а), турбулентные искажения полностью скомпенсированы, а коррекция лазерного пучка отсутствует (б), проведена частичная коррекция турбулентных искажений и искажений лазерного пучка (в)

Компенсация фазовых искажений обоих пучков сопровождается снижением расходимости и повышением доли мощности излучения вблизи оптической оси. Однако в расчетах было отмечено, что с увеличением ϑ_0 выигрыш от коррекции опорного пучка проявляется все меньше. Для нескорректированных пучков с $\vartheta_0=2\vartheta_{dif}$, $5\vartheta_{dif}$, и $10\vartheta_{dif}$ в условиях идеальной коррекции опорного пучка наблюдалось увеличение числа Штреля St соответственно в 13, 2.8 и 1.4 раза относительно сценария отсутствия коррекции обоих пучков при параметре Фрида r_0=9 см. Те же значения для трассы с r_0=4.7 см. составили 50, 10 и 3 раза.

В ходе численного эксперимента уровень коррекции пучков, как и чисел Штреля St_L и St_R, варьировался в широком диапазоне значений. В расчете было установлено, что, начиная с определенного уровня коррекции, выполняется связь чисел Штреля в виде: $St \approx St_L \cdot St_R$. Такая связь при различных сценариях коррекции отражена на рисунке 4.10 для двух турбулентных трасс. Здесь числа Штреля St, полученные напрямую из расчета, сравниваются с величиной произведения ($St_L \cdot St_R$). Видно, что для чисел Штреля $St_L \cdot St_R$ больше значений 0.01 – 0.03, выполняется связь $St \approx St_L \cdot St_R$. При более низких значениях произведение лежит ниже расчета.



а) б)

Рисунок 4.10 – Числа Штреля лазерного пучка на приемнике при параметре Фрида r_0=9 см (а) и r_0=4.7 см (б): заполненные маркеры – расчет, пустые маркеры – формула (4.9), прямая – произведение $St_L \cdot St_R$

Полученное в численном эксперименте соотношение чисел Штреля:

$$St \approx St_L \cdot St_R \tag{4.7}$$

отражает тот факт, что в условиях, когда $St_L \cdot St_R$>0.03, можно применить аппроксимацию чисел Штреля в виде:

$$St_L St_R \approx \exp\left(-\sigma_L^2\right)\exp\left(-\sigma_R^2\right). \tag{4.8}$$

С учетом статистической независимости аберраций исходящего лазерного пучка и турбулентных искажений в опорном пучке общая ошибка суммируется, что и отражает связь числа Штреля St на приемнике с произведением $St_L \cdot St_R$. В условиях низкого уровня коррекции такая связь не выполняется, однако определить число Штреля на приемнике, когда $St_L \cdot St_R$<0.01, можно на основе другой полуэмпирической оценки.

Число Штреля связано с расходимостью излучения следующим образом: $St \approx \vartheta_{dif}^2 / \vartheta^2$. При частичной коррекции излучения необходимо учесть вклад в ϑ как недифракционной расходимости лазерного пучка, так и влияние турбулентного слоя. Расходимость ϑ можно записать в виде: $\vartheta^2 \approx \vartheta_{dif}^2 + \delta\vartheta_L^2 + \delta\vartheta_R^2$, где $\delta\vartheta_L^2 = \vartheta_L^2 - \vartheta_{dif}^2$ и $\delta\vartheta_R^2 = \vartheta_R^2 - \vartheta_{dif}^2$, а ϑ_L и ϑ_R – расходимости исходящего лазерного пучка и опорного пучка. Тогда, учитывая, что $St_L \approx \vartheta_{dif}^2 / \vartheta_L^2$ и $St_R \approx \vartheta_{dif}^2 / \vartheta_R^2$, можно получить соотношение:

$$St \approx \frac{St_L St_R}{St_L + St_R - St_L St_R}. \tag{4.9}$$

На рисунке 4.10 оценка (4.9) показана пустыми маркерами. Видно, что в области St<0.03 она лежит ближе к расчету в отличие от произведения $St_L \cdot St_R$, а также хорошо сходится с расчетом при высоких значениях $St_L \cdot St_R$. Наибольшая ошибка аппроксимации

(4.9) наблюдается при умеренном уровне фазовой коррекции, когда $0.03<St_L \cdot St_R<0.1$. Именно в этой промежуточной области происходит образование двух угловых масштабов в корректируемых пучках, что нарушает однозначную связь числа Штреля и расходимости пучка, используемую при выводе выражения (4.9).

4.1.3. Оценка чисел Штреля скорректированных лазерного и опорного пучков по доли мощности излучения в дальней зоне

В разделе 4.1.2. числа Штреля скорректированных пучков рассчитывались напрямую из распределений интенсивности излучения в плоскости фокусировки. При этом, согласно определению (4.6), для расчета числа Штреля требовалось знать уровень интенсивности излучения в дальней зоне в условиях его идеальной коррекции. На практике уровень коррекции как лазерного, так и опорного пучков ограничен возможностями работы адаптивной системы, поэтому получить пучок дифракционного качества и рассчитать число Штреля напрямую из (4.6) весьма затруднительно. В связи с этим большой интерес представляет поиск способов косвенной оценки чисел Штреля скорректированных пучков.

Один из подходов заключается в том, что число Штреля излучения можно связать с величиной доли мощности излучения в пучке в дальней зоне, попадающей в диафрагму дифракционного размера.

Рассмотрим две оценки числа Штреля частично скорректированного пучка:

$$St_{0.5} \approx \frac{1}{0.5} \cdot \mathrm{PIB}(\theta_{dif_0,5}) \qquad (4.10)$$

и

$$St_{0.84} \approx \frac{1}{0.84} \cdot \mathrm{PIB}(\theta_{dif_0,84}) . \qquad , \qquad (4.11)$$

В (4.10) и (4.11) величина $\mathrm{PIB} = P(\theta)/P_{tot}$ есть доля мощности в пучке в дальней зоне, которая попадает в диафрагму с угловым размером θ и известна в литературе как power-in-the-basket.

Угловой размер $\theta = \theta_{dif_0.5}$ в (4.10) соответствует расходимости дифракционно-ограниченного пучка, определенной по уровню $P(\theta)/P_{tot} = 0.5$. Аналогично, величина $\theta = \theta_{dif_0.84}$ в (4.11) соответствует расходимости дифракционно-ограниченного пучка, определенной по уровню $P(\theta)/P_{tot} = 0.84$.

На рисунке 4.11 представлена зависимость $\mathrm{PIB}(\theta)$ для дифракционно-ограниченного лазерного пучка. Пунктиром и штрихом обозначены уровни, когда

$P/P_{tot} = 0.5$ и $P/P_{tot} = 0.84$. Для пучка с апертурой D=100 см уровень дифракционной расходимости $\theta_{dif_0.5}$=0.45 мкрад и $\theta_{dif_0.84}$=0.75 мкрад.

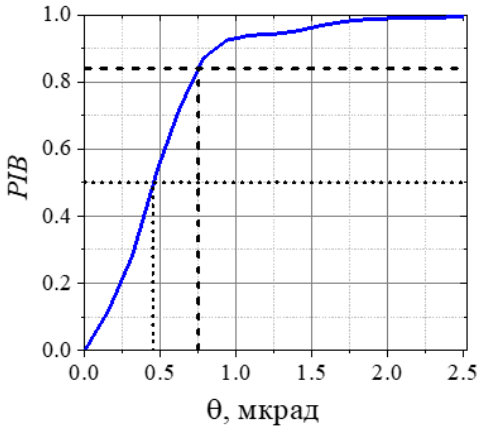
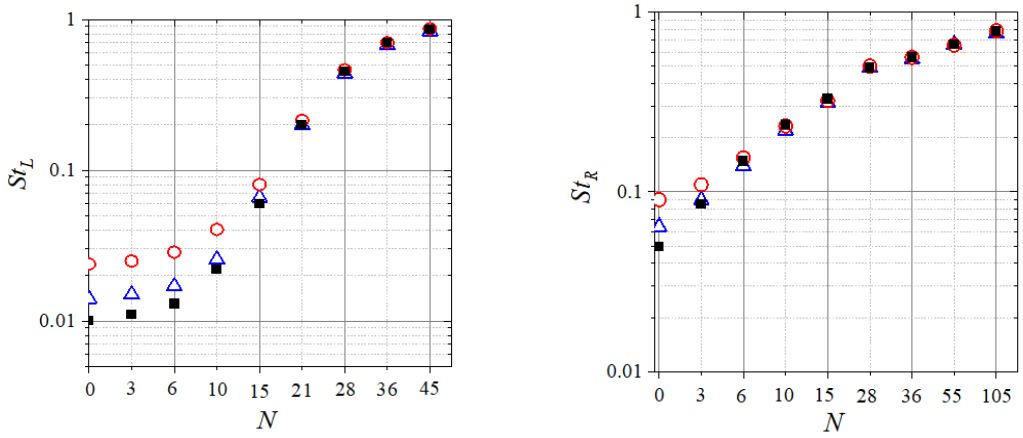


Рисунок 4.11 – Зависимость $PIB(\theta)$ для дифракционно-ограниченного пучка с апертурой D=100 см

Зависимости $PIB(\theta) = P(\theta)/P_{tot}$ были найдены для скорректированных лазерного и опорного пучков при усреднении по случайным реализациям фазы. Эти значения использовались для определения чисел Штреля при различном уровне фазовой коррекции, согласно по формулам (4.10) и (4.11).

На рисунке 4.12 оценки числа Штреля скорректированных лазерного и опорного пучков сравниваются с результатами, полученными в расчете, при различном уровне фазовой коррекции. Значения представлены в логарифмическом масштабе.



а) б)

Рисунок 4.12 – Числа Штреля лазерного пучка с $\theta_0=10\cdot\theta_{dif}$ (а) и опорного пучка на трассе с r_0=9 см (б), полученные численно (квадраты) и из оценок (4.10) – треугольники, (4.11) – круги – при различном уровне коррекции пучков первыми N полиномами Цернике

Как видно из рисунка 4.12, при низком уровне фазовой коррекции оценки лежат несколько выше расчетных значений. Ошибка оценок снижается с ростом уровня

коррекции пучков. При этом оценка (4.10) дает более точные значения чисел Штреля, нежели чем (4.11). В расчетах было получено, что максимальная ошибка оценки (4.10) не превышает 20%, 36% и 30% соответственно для пучков с $\theta_0=5\cdot\theta_{dif}$ и $10\cdot\theta_{dif}$ и для опорного пучка для трассы с r_0=9 см соответственно.

4.1.4. Оценка чисел Штреля скорректированных лазерного и опорного пучков по корреляционным параметрам остаточной фазы излучения

Полуэмпирическая оценка чисел Штреля скорректированных пучков (4.10) достаточно хорошо описывает результаты расчета. Однако, точно измерить величину $P(\theta)/P_{tot}$ в эксперименте достаточно затруднительно, особенно в случае опорного пучка. В изображении опорного пучка в дальней зоне, как правило, присутствуют помехи, связанные с фоновой засветкой сигнала, а также шумами аппаратуры, что может привести к ошибкам в измерении полной мощности P_{tot} полезного сигнала. Кроме того, в условиях частичной коррекции излучения представляет интерес исследовать более детально угловое распределение интенсивности излучения, в котором содержится как скомпенсированная, так и нескомпенсированная компоненты поля.

Это можно сделать, исходя из следующих соображений. После адаптивной коррекции комплексную огибающую поля излучения в ближней зоне можно записать как:

$$\Psi(\boldsymbol{r}) = \Psi_0(\boldsymbol{r})\exp\left(i\varphi(\boldsymbol{r})\right), \tag{4.12}$$

где $\Psi_0(\boldsymbol{r}) = \left|\Psi\left(\boldsymbol{r}\right)\right| = const$ – амплитуда поля, $\varphi(\boldsymbol{r})$ – остаточное нескорректированное распределение фазы пучка.

Положим в (4.12) $\Psi_0(\boldsymbol{r}) = const$ для определенности, поскольку неоднородность амплитуды поля оказывает более слабое влияние на картину излучения в дальней зоне по сравнению с неоднородностью фазы. Пусть величина $\varphi(\boldsymbol{r})$ в (4.12) распределена по нормальному закону с нулевым средним. Тогда ПКФ комплексной огибающей поля будет иметь вид:

$$\begin{aligned} F(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2) &\equiv \left\langle \Psi(\boldsymbol{r}_1)\Psi^*(\boldsymbol{r}_2)\right\rangle = I_0\left\langle \exp[i\varphi(\boldsymbol{r}_1) - i\varphi(\boldsymbol{r}_2)]\right\rangle = \\ &= I_0\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\left\langle\varphi^2(\boldsymbol{r}_1)\right\rangle + \left\langle\varphi^2(\boldsymbol{r}_2)\right\rangle - 2\left\langle\varphi(\boldsymbol{r}_1)\varphi(\boldsymbol{r}_2)\right\rangle\right)\right], \end{aligned} \tag{4.13}$$

где $I_0 = \left|\Psi_0\right|^2$.

Положим также, что распределение $\varphi(\boldsymbol{r})$ является статистически однородным и обладает гауссовой корреляционной функцией:

$$\left\langle \varphi(\boldsymbol{r}_1)\varphi(\boldsymbol{r}_2)\right\rangle = \sigma^2 \exp\left(-x'^2/l_x^2 - y'^2/l_y^2\right), \tag{4.14}$$

где $\boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2 = (x', y')$,

l_x и l_y – длины корреляции фазы по осям *x* и *y*, которые определяют пространственный масштаб неоднородностей фазы.

Тогда из (4.13) с учетом (4.14) для ПКФ получаем:

$$F(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2)=F(\boldsymbol{r}')=I_0 \exp\left[-\sigma^2\left(1-\exp\left\{-\frac{x'^2}{l_x^2}-\frac{y'^2}{l_y^2}\right\}\right)\right]. \tag{4.15}$$

Видно, что ПКФ (4.15) с учетом того, что $I_0 = const$, также не зависит от $\boldsymbol{r}$, т.е. поле является статистически однородным. В условиях частичной фазовой коррекции поле, описываемое ПКФ (4.15), в неявном виде содержит нерассеянную компоненту (с дифракционной расходимостью на апертуре пучка) и рассеянную компоненту излучения, расходимость которой зависит от σ, l_x и l_y.

Можно выделить обе компоненты явно, учитывая, что ПКФ рассеянной компоненты должна стремиться к 0 при $\boldsymbol{r}'\to\infty$. Поскольку ПКФ (4.15) меняется от I_0 при $\boldsymbol{r}'=0$ до $I_0 \exp(-\sigma^2)$ при $\boldsymbol{r}'\to\infty$, то ее можно записать в следующем виде:

$$F(\boldsymbol{r}')=F_d(\boldsymbol{r}')+F_{sc}(\boldsymbol{r}'), \tag{4.16}$$

где

$$F_d(\boldsymbol{r}') = I_0 \exp\left[-\sigma^2\right] \text{ и} \tag{4.17}$$

$$\begin{aligned} F_{sc}(\boldsymbol{r}')&=I_0 \exp\left\{-\sigma^2\left[1-\exp\left(-\frac{x'^2}{l_x^2}-\frac{y'^2}{l_y^2}\right)\right]\right\} - I_0 \exp\left(-\sigma^2\right) = \\ &= I_0 \exp\left(-\sigma^2\right)\left\{\exp\left[\sigma^2 \exp\left(-\frac{x'^2}{l_x^2}-\frac{y'^2}{l_y^2}\right)\right]-1\right\} \end{aligned} \tag{4.18}$$

являются соответственно ПКФ нерассеянного (с дифракционной расходимостью) и рассеянного полей.

Тогда распределения интенсивности излучения нерассеянного и рассеянного полей в плоскости ближней зоны соответственно равны:

$$I_d(\boldsymbol{r})=F_d(\boldsymbol{r}'=0)=I_0 \exp(-\sigma^2), \tag{4.19}$$

$$I_{sc}(\boldsymbol{r})=F_{sc}(\boldsymbol{r}'=0)=I_0\left[1-\exp(-\sigma^2)\right]. \tag{4.20}$$

Возникает вопрос, каким образом распределены эти компоненты в дальней зоне и каково будет число Штреля?

Угловой спектр когерентного излучения можно определить как [58, 198]:

$$q(\theta_x,\theta_y)=\frac{1}{\lambda^2}\left|\iint_S \Psi(x,y)\exp\left[-ik(\theta_x x+\theta_y y)\right]dxdy\right|^2, \qquad (4.21)$$

где S – поперечная область локализации пучка.

С помощью формулы (4.21) можно найти угловой спектр нерассеянного излучения, подставляя в неё в качестве Ψ квадратный корень из (4.17).

Угловой спектр частично когерентного излучения определяется статистическим усреднением (4.21) [58, 198], то есть:

$$q(\theta_x,\theta_y)=\frac{1}{\lambda^2}\iint \mathbf{dr}\iint \mathbf{dr}'F(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\exp\left[-ik(\theta_x x'+\theta_y y')\right], \qquad (4.22)$$

Интеграл (4.22) можно упростить, сделав пределы интегрирования по $\boldsymbol{r}'$ бесконечными. Тогда получим в итоге:

$$q(\theta_x,\theta_y)=\frac{1}{\lambda^2}S\int_{-\infty}^{\infty}dx'\int_{-\infty}^{\infty}dy'F(x',y')\exp\left[-ik(\theta_x x'+\theta_y y')\right], \qquad (4.23)$$

где S – площадь апертуры пучка. Данное упрощение выполняется тем лучше, чем меньше радиусы корреляции l_x и l_y по сравнению с размерами пучка.

Тогда, подставляя ПКФ (4.18) в (4.23), можно вычислить угловой спектр рассеянной компоненты поля излучения. Угловое распределение интенсивности излучения в дальней зоне будет равно сумме угловых распределений, полученных от (4.21) и (4.23).

У рассеянной компоненты (4.18) в общем случае длины корреляции могут зависеть от σ. При $\sigma^2<<1$, раскладывая в ряд оба слагаемых экспоненты в (4.18), можно получить:

$$F_{sc}(\boldsymbol{r}')\simeq I_0\sigma^2\exp\left\{-\frac{x'^2}{l_x^2}-\frac{y'^2}{l_y^2}\right\}, \qquad (4.24)$$

т.е. длины корреляции равны l_x и l_y и не зависят от σ.

В противоположном случае, при $\sigma^2>>1$, если разложить в ряд внутреннюю экспоненту в первом слагаемом (4.18) и пренебречь вторым слагаемым, получаем:

$$F_{sc}(\boldsymbol{r}')\simeq I_0\exp\left[-\sigma^2\left\{\frac{x'^2}{l_x^2}+\frac{y'^2}{l_y^2}\right\}\right]. \qquad (4.25)$$

В этом случае практически вся плотность потока излучения относится к рассеянной компоненте. Длины корреляции рассеянного излучения здесь равны l_x/σ и l_y/σ.

Если апертура пучка прямоугольная с размерами D_x и D_y, то угловой спектр нерассеянной компоненты с учетом (4.17) принимает вид:

$$q_d(\theta_x,\theta_y)=\frac{1}{\lambda^2}\left|\int_{-D_x/2}^{D_x/2}\int_{-D_y/2}^{D_y/2}\Psi(x,y)\exp\left[-ik(\theta_x x+\theta_y y)\right]dxdy\right|^2 = \\ = I_0\exp\left(-\sigma^2\right)\left(\frac{D_xD_y}{\lambda}\right)^2\operatorname{sinc}^2\left(\frac{kD_x\theta_x}{2}\right)\operatorname{sinc}^2\left(\frac{kD_y\theta_y}{2}\right), \tag{4.26}$$

откуда число Штреля нерассеянного излучения – осевая интенсивность, нормированная на максимально возможную (при σ=0) – равно:

$$St_d = \exp\left(-\sigma^2\right), \tag{4.27}$$

как и предсказывает теория [33, 198].

Угловое распределение интенсивности излучения и число Штреля рассеянного излучения при $\sigma^2<<1$ определяются подстановкой (4.24) в (4.23). Откуда можно получить:

$$q_{sc}(\theta_x,\theta_y)=I_0\pi\sigma^2\left(\frac{D_xD_yl_xl_y}{\lambda^2}\right)\exp\left[-\left(\frac{kl_x\theta_x}{2}\right)^2-\left(\frac{kl_y\theta_y}{2}\right)^2\right], \tag{4.28}$$

$$St_{sc}=\pi\sigma^2\frac{l_xl_y}{D_xD_y}. \tag{4.29}$$

Суммируя (4.27) и (4.29), число Штреля при $\sigma^2<<1$ будет равно:

$$St=St_d+St_{sc}\approx\exp\left(-\sigma^2\right)+\pi\sigma^2\frac{l_xl_y}{D_xD_y}. \tag{4.30}$$

Видно, что рассеянная компонента дает тем меньший вклад в полное число Штреля (4.30), чем мелкомасшабнее флуктуации фазы.

При $\sigma^2>>1$ угловой спектр и число Штреля рассеянного излучения определяем, подставляя (4.25) в (4.23):

$$q_{sc}(\theta_x,\theta_y)=I_0\pi\left(\frac{D_xD_yl_xl_y}{\lambda^2\sigma^2}\right)\exp\left[-\left(\frac{kl_x\theta_x}{2\sigma}\right)^2-\left(\frac{kl_y\theta_y}{2\sigma}\right)^2\right]. \tag{4.31}$$

Отсюда

$$St_{sc}=\pi\frac{l_xl_y}{\sigma^2D_xD_y}. \tag{4.32}$$

Тогда число Штреля при $\sigma^2>>1$:

$$St=St_d+St_{sc}\approx\exp\left(-\sigma^2\right)+\pi\frac{l_xl_y}{\sigma^2D_xD_y}. \tag{4.33}$$

При $l_x=l_y=l$ и $D_x=D_y=D$ (т.е. квадратном статистически однородном пучке) получим более простые соотношения при $\sigma^2<<1$ и $\sigma^2>>1$ соответственно:

$$St = St_d + St_{sc} \approx \exp\left(-\sigma^2\right) + \pi\left(\sigma\frac{l}{D}\right)^2, \tag{4.34}$$

$$St = St_d + St_{sc} \approx \exp\left(-\sigma^2\right) + \pi\left(\frac{1}{\sigma}\frac{l}{D}\right)^2. \tag{4.35}$$

В случае круглой апертуры пучка диаметром D необходимо перейти к полярным координатам (ρ, φ). Угловой спектр нерассеянной компоненты (4.21) будет представлять собой картину Эйри. Рассеянную компоненту можно выразить аналогично из (4.23), подставляя (4.24), (4.25) при $l_x = l_y = l$. Опуская детальный вывод, число Штреля при $\sigma^2 << 1$ будет равно:

$$St = St_d + St_{sc} \approx \exp\left(-\sigma^2\right) + 4\sigma^2\frac{l^2}{D^2}, \tag{4.36}$$

и при $\sigma^2 >> 1$:

$$St = St_d + St_{sc} \approx \exp\left(-\sigma^2\right) + 4\frac{l^2}{\sigma^2 D^2}. \tag{4.37}$$

Таким образом, анализ углового спектра частично скорректированного пучка в приближении гауссовой статистики остаточной фазы излучения позволяет прийти в случаях квадратной и круглой апертуры к выражениям (4.34) – (4.37) справедливых для предельных случаев, когда $\sigma^2 << 1$ и $\sigma^2 >> 1$.

В условиях широкого диапазона изменения числа Штреля пучка удобно подобрать такую аппроксимацию, которая давала бы хорошее согласие с расчетом, как в условиях низкого уровня коррекции, когда $\sigma^2 >> 1$, так и в условиях эффективного фазового сопряжения, когда $\sigma^2 \leq 1$. На основе полученных соотношений можно преобразовать вид зависимости $St(\sigma, l)$, и получить аппроксимацию чисел Штреля в виде:

$$St \simeq \exp\left(-\sigma^2\right) + \pi\frac{l_x l_y}{S}\cdot\frac{\sigma^2}{1 + 2\sigma + \sigma^4}, \tag{4.38}$$

где S – введенная выше площадь области локализации пучка, которая будет одинакова в условиях фазового сопряжения для лазерного и опорного пучков, в плоскости ближней зоны на приемо-передающей апертуре системы.

Корреляционные параметры фазы можно получить из вычисленной приближенно корреляционной функции фазы $\langle\varphi(\boldsymbol{r}_1)\varphi(\boldsymbol{r}_2)\rangle$ для серии случайных остаточных волновых фронтов лазерного и опорного пучков.

Случайные распределения фазы лазерного пучка представляют собой статистически однородное и изотропное случайное поле. Численное моделирование распространения опорного пучка в турбулентной атмосфере также проводилось в рамках модели локально

однородной и изотропной турбулентности [8]. Поэтому корреляционная функция фазы $B_\varphi(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2)=\langle\varphi(\boldsymbol{r}_1)\varphi(\boldsymbol{r}_2)\rangle$ будет зависеть лишь от расстояния $r'=|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2|$ между двумя точками в пределах апертуры пучка.

В связи с этим можно провести вычисление корреляционной функции фазы пучков вдоль одного направления, например, вдоль направления *x*. На численной сетке фаза пучка $\varphi(x,y)$ заменяется дискретным распределением $\varphi(n,m)$, где n и m – целые числа. Тогда корреляционная функция, вычисленная на дискретной сетке, усредненная по случайным реализациям фазы, будет иметь следующий вид:

$$B_\varphi(r')=B_\varphi(qh)=\left\langle\frac{1}{\left(N_{1/2}-q+1\right)}\sum_{n=1}^{N_{1/2}-q+1}\left(\varphi\left(n,N_{1/2}\right)-\overline{\varphi}\right)\cdot\left(\varphi\left(n+q,N_{1/2}\right)-\overline{\varphi}\right)\right\rangle \qquad (4.39)$$

где $\overline{\varphi}$ – среднее значение фазы пучка в пределах апертуры,

$\langle\ldots\rangle$ – статистическое усреднение по случайным реализациям фазы пучка,

$N_{1/2}=N/2$, N – число узлов на сетке по оси *x*,

h – шаг сетки.

Величина СКО σ вычисляется из (4.39) при $B_\varphi(r'=0)$.

Для лазерного и опорного пучков полученные в условиях статистического усреднения функции $B_\varphi(r')$ можно аппроксимировать гауссовой корреляционной функцией, причем для однородных и изотропных случайных полей $l_x=l_y=l$:

$$B_\varphi(r')=\sigma^2\exp\left(-r'^2/l^2\right). \qquad (4.40)$$

На рисунке 4.13 сплошными линиями представлены корреляционные функции фазы для лазерного пучка с расходимостью $\theta_0\approx10\theta_{dif}$, и опорного пучка (трасса с r_0=9 см), полученные численно из (4.39) при фазовой коррекции пучка первыми *N* полиномами Цернике. Аппроксимации центральной области расчетной корреляционной функции гауссовой функцией (4.40), из которой определялись СКО σ и радиус корреляции фазы *l* при различном уровне фазовой коррекции пучков, обозначены пунктиром. Видно, что корреляционные функции, полученные численно, достаточно хорошо аппроксимируются гауссовой корреляционной функцией. С улучшением качества коррекции пучка профили $B_\varphi(r')$ сужаются, причем значение $B_\varphi(r'=0)$ также уменьшается, что указывает на уменьшение среднего размера и амплитуды фазовых неоднородностей в пучке.

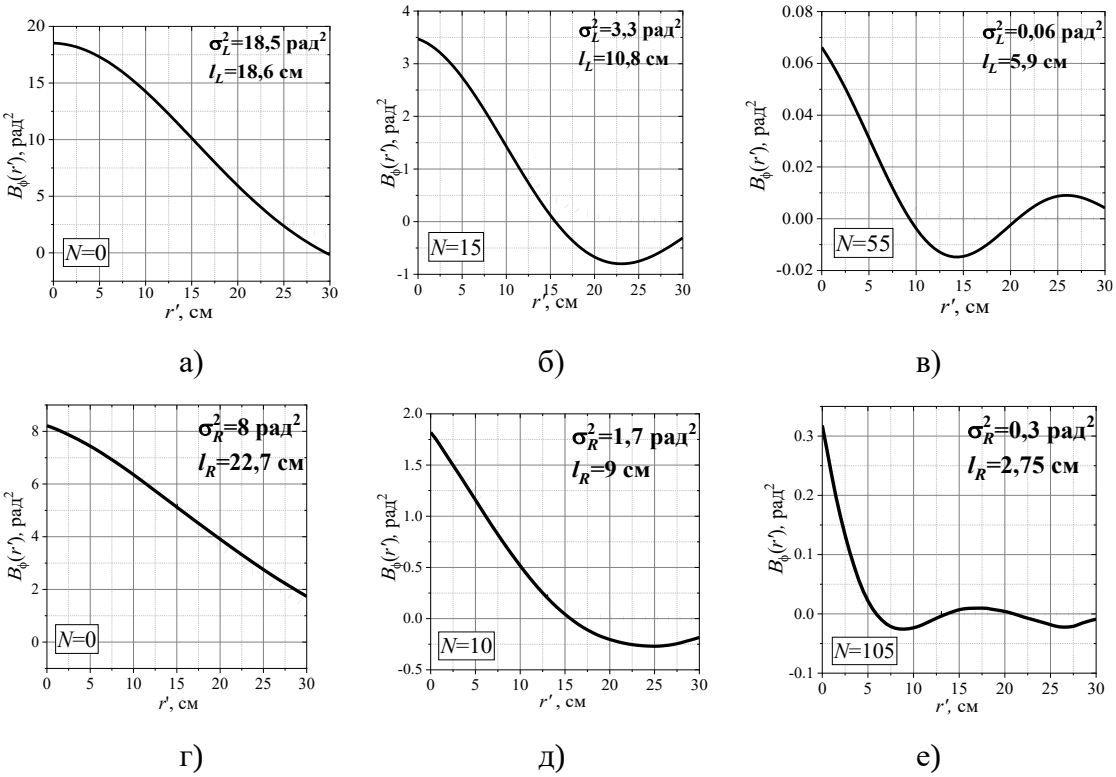
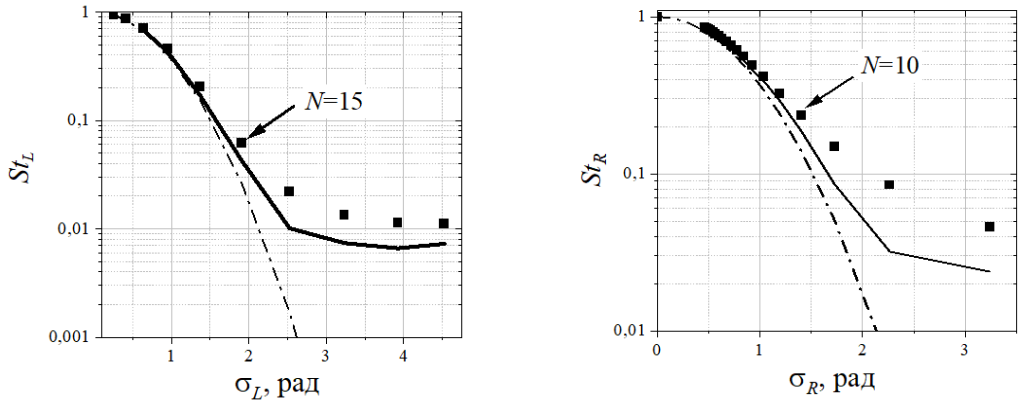


Рисунок 4.13 – Корреляционные функции, рассчитанные для лазерного пучка с расходимостью $\theta_0 \approx 10\theta_{dif}$ (а)-(в) и опорного пучка для трассы с r_0=9 см (г)-(д), – сплошные линии, и их аппроксимации гауссовыми корреляционными функциями (пунктир) при коррекции пучка первыми N полиномами Цернике

На рисунке 4.14 представлены значения числа Штреля в дальней зоне при различном уровне коррекции лазерного пучка с $\theta_0 \approx 10\theta_{dif}$ и опорного пучка (r_0=9 см). Аппроксимация (4.38) сравнивается с точным расчетом числа Штреля (4.6). Зависимость $St = \exp\left(-\sigma^2\right)$ отражает вклад скомпенсированной компоненты поля излучения. Видно, что такая оценочная зависимость является применимой, когда отношение апертуры пучка к длине корреляции фазы $D/l \geq 10$. Это же условие можно получить из (4.34) или (4.36), когда при σ=1 рад второе слагаемое будет много меньше первого. Для пучка с круглой апертурой можно записать $4e\left(l/D\right)^2 << 1$, откуда получаем $\left(D/l\right)^2 >> 4e \approx 10$. Для выполнения этого условия достаточно, чтобы D превышало l на порядок величины.



а) б)

Рисунок 4.14 – Числа Штреля лазерного пучка с $\theta_0 \approx 10\theta_{dif}$ (а) и опорного пучка для трассы r_0=9 см (б) при различном уровне фазовой коррекции: маркеры – расчет, сплошная линия – оценка из выражения (4.38), штрих-пунктирная линия – оценка из выражения $St = \exp\left(-\sigma^2\right)$

Как следует из рисунка 4.14, при низком уровне коррекции пучков учет вклада нескомпенсированной компоненты поля излучения в (4.38) позволяет получить значения числа Штреля достаточно близкие к расчету, которые расходится с ним не более чем в 1.5-2 раза в области низких *St*. С улучшением уровня коррекции точность оценки (4.38) не снижается.

4.1.5. Оценки осевой интенсивности лазерного излучения на приемнике

Рассмотренные в п. 4.1.3 и 4.1.4 способы оценок чисел Штреля скорректированных пучков могут быть применены для нахождения энергетических параметров излучения на приемнике. Осевую интенсивность излучения на приемнике $J_0 = J(x=0, y=0)$ можно оценить на основе выражений (4.7), (4.9), связывающих числа Штреля скорректированных пучков и число Штреля на приемнике излучения. Используя простую связь числа Штреля *St* на приемнике и J_0, в виде:

$$J_0 \approx St \cdot J_{\max}, \tag{4.41}$$

где $J_{\max} = \dfrac{P}{L^2\lambda^2} S$ – предельная величина интенсивности лазерного излучения, S – площадь приемо-передающей апертуры системы, P – мощность лазерного излучения, можно получить две оценки:

$$J_0 \approx St_L St_R \cdot J_{\max}, \tag{4.42}$$

$$J_0 \approx \frac{St_L St_R}{St_L + St_R - St_L St_R} \cdot J_{\max}. \qquad (4.43)$$

Числа Штреля в (4.42) и (4.43) можно оценить, либо по доли мощности излучения в скорректированном пучке в дальней зоне, либо по корреляционным параметрам остаточной нескорректированной фазы излучения.

На рисунке 4.15 в логарифмическом масштабе представлены значения осевой интенсивности излучения на приемнике при различном уровне фазовой коррекции, как собственных искажений лазерных пучков, так и турбулентных искажений опорного пучка для трассы с r_0=9 см. Квадратами показаны значения $\langle J_0 \rangle$, полученные в численном эксперименте с усреднением. Поскольку они отложены по оси абсцисс, расчетные значения лежат на прямой $x=y$. Круги и треугольники соответствуют численным оценкам (4.42) и (4.43). В них использовались числа Штреля скорректированных пучков, которые были получены с использованием оценки (4.10), то есть по доли мощности излучения в пучке в дальней зоне, попадающей в диафрагму дифракционного размера. Значение $J_{\max} = 4.2 \cdot 10^{-4}$ Вт/см^2.

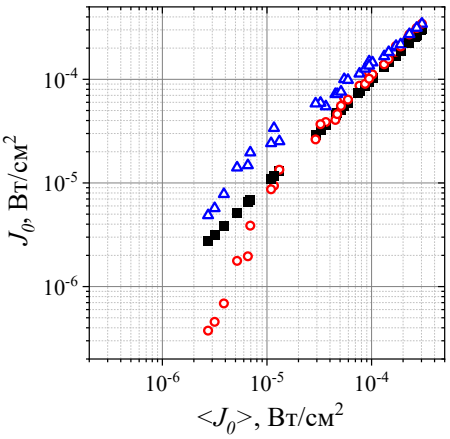


Рисунок 4.15 – Осевая интенсивность лазерного излучения на приемнике: квадраты – результаты расчета, круги – оценка (4.42), треугольники – оценка (4.43); числа Штреля скорректированных пучков получены на основе (4.10)

Как видно из рисунка 4.15 оценка (4.42) достаточно близка к расчету при значениях $J_0 \geq 10^{-5}$ Вт/см^2, что соответствует числам Штреля на приемнике $St \geq 0.024$. При более низком уровне коррекции, расхождение оценки с расчетом увеличивается с уменьшением J_0. В то же время оценка (4.43) достаточно близка к расчету во всем диапазоне изменения J_0, при этом ошибка оценки лежит в интервале от 7 % до 100%.

На рисунке 4.16 расчеты осевой интенсивности излучения на приемнике сравниваются с результатами оценок (4.42) и (4.43), в которых числа Штреля

скорректированных пучков вычисляются на основе корреляционного анализа остаточных после коррекции волновых фронтов излучения по формуле (4.38).

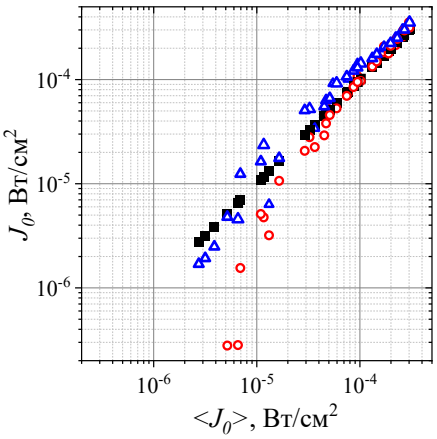


Рисунок 4.16 – Осевая интенсивность лазерного излучения на приемнике: квадраты – результаты расчета, круги – оценка по формуле (4.42), треугольники – оценка по формуле (4.43) при различном уровне фазовой коррекции лазерного и опорного пучков; числа Штреля скорректированных пучков получены на основе (4.38)

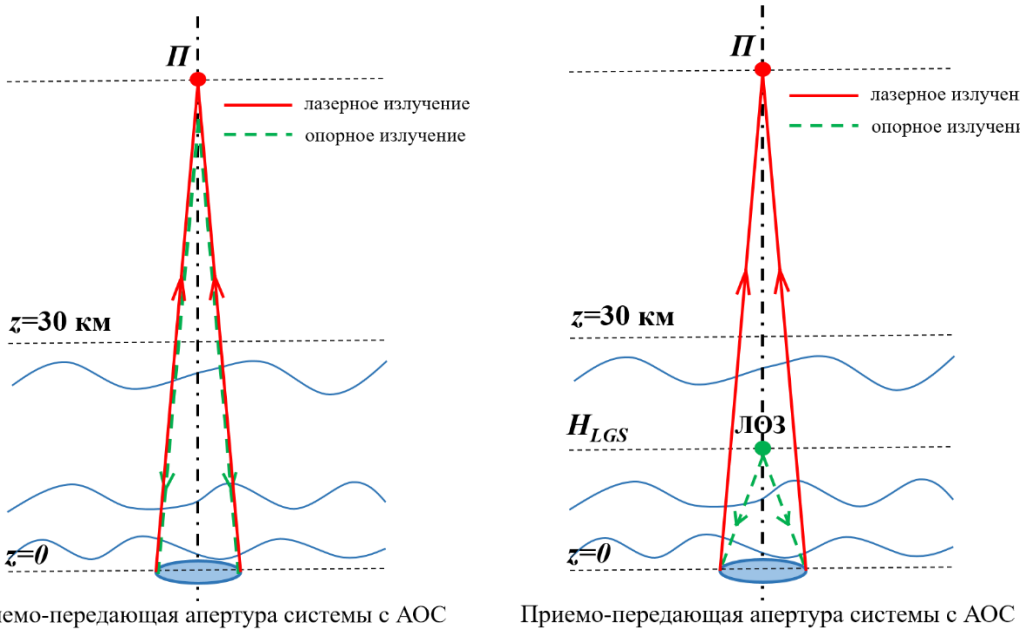
Аналогично, при значениях осевой интенсивности $J_0>10^{-5}$Вт/см^2, или при $St \approx St_R St_L \geq 0.024$, оценка по формуле (4.42) дает практически совпадающие с детальным расчетом значения осевой интенсивности излучения, а при достаточно малых St оценка лежит ниже расчетных значений. Оценка интенсивности по формуле (4.43) завышает расчетные значения (но не более чем в 2 раза) при $2\cdot10^{-5}$ Вт/см^2<J_0<$1\cdot10^{-4}$ Вт/см^2, то есть при умеренных St, зато при St<0.05 близка к расчетным значениям.

4.2. Лазерная опорная звезда

Идеальный опорный источник позволяет получить информацию о всех турбулентных неоднородностях, встречающихся на пути распространения лазерного пучка с Земли до приемника излучения. На практике реализовать схему с идеальным опорным источником достаточно затруднительно в случае, например, заатмосферного приемника излучения. В условиях реального эксперимента чаще реализуется техника формирования ЛОЗ в нижних слоях атмосферы (рэлеевская ЛОЗ) и в слое мезосферы (натриевая ЛОЗ), что позволяет обеспечить коррекцию искажений приземного слоя атмосферы [33, 34, 161]. В главе 3 уже рассматривалось влияние эффектов углового и фокусного анизопланатизма атмосферы в задаче наблюдения звезды, а также освещалась проблема неопределенности глобального наклона волнового фронта излучения от ЛОЗ. В настоящем разделе будет рассмотрено влияние эффекта конуса от ЛОЗ, а также влияние неидеальной работы

адаптивной системы на качество коррекции лазерного излучения, фокусирующегося на приемник.

Схема коррекции излучения при фазовом сопряжении с идеальным опорным пучком (схема 1) показана на рисунке 4.17 а). Исследуемая схема с ЛОЗ (схема 2) показана на рисунке 4.17 б). Лазерная опорная звезда формируется как точечный источник света между приемником и приемо-передающей апертурой адаптивной системы в моностатической схеме. Верхняя граница атмосферы находится на высоте 30 км. В расчетах рассматривается рэлеевская ЛОЗ, расположенная на высоте H_{LGS} от 3 до 10 км. Кроме того, дополнительно в расчете реализуется схема с натриевой ЛОЗ, формируемой на высоте H_{LGS}=90 км.



а) *б*)

Рисунок 4.17 – Фокусировка лазерного пучка на удаленный приемник (П) в схеме фазового сопряжения с идеальным опорным источником – схема 1 (*а*) и в схеме с ЛОЗ – схема 2 (*б*)

Расчет распространения излучения от ЛОЗ до приемо-передающей апертуры системы, а также расчеты фокусировки лазерного пучка на приемник в условиях частичного фазового сопряжения осуществлялись с использованием численной модели, описанной в разделе 2.1. Высотный профиль $C_n^2(z)$ описывался моделью [10], приземное значение C_n^2 равнялось $2\cdot10^{-15}$ см$^{-2/3}$ (профиль $C_n^2(z)$ показан на рисунке 2.10), что соответсвовало ночным условиям турбулентности. Параметр Фрида r_0=9 см. Длина волны опорного излучения от ЛОЗ $\lambda\approx1$ мкм.

4.2.1. Адаптивная фазовая коррекция лазерного излучения с учетом эффекта конуса в схеме с ЛОЗ

При фокусировке лазерного пучка с Земли на приемник излучения в схеме фазового сопряжения с ЛОЗ возникает дополнительная ошибка коррекции, связанная с нескомпенсированными слоями атмосферы, находящимися за пределами конуса, основанием которого является приемная апертура адаптивной системы, а высота равна H_{LGS}, как показано на рисунке 4.17 *б*). В этом случае в оценках осевой интенсивности излучения (4.42) и (4.43) такой эффект можно учесть следующим образом. Введем дополнительный множитель ξ, который будет отражать различие между числом Штреля St_I на приемнике в схеме с идеальным опорным источником (схема 1) и числом Штреля на приемнике St_{II} в схеме с ЛОЗ (схема 2). Определим параметр ξ как:

$$\xi = \frac{St_I}{St_{II}} \tag{4.44}$$

где St_I – число Штреля лазерного пучка на приемнике в схеме 1,

St_{II} – число Штреля лазерного пучка на приемнике в схеме 2.

При этом значения St_I и St_{II} на приемнике будут соответствовать таким сценариям, при которых уровень коррекции опорного пучка в схеме 1 (St_{R1}) будет равен уровню коррекции опорного излучения от ЛОЗ в схеме 2 (St_{R2}), то есть когда $St_{R1} \approx St_{R2}$. На рисунке 4.18 приведены примеры таких пар сценариев. Первая пара – сценарии а) и б). Сценарий а) реализован в схеме 1, когда числа Штреля скорректированного лазерного пучка и пучка от идеального опорного источника равны: St_L=0.46 и St_{R1}≈0.3 соответственно. Сценарий б) реализован в схеме 2 с ЛОЗ, формируемой на высоте 10 км, при этом числа Штреля скорректированного лазерного излучения и излучения от ЛОЗ: St_L=0.46 и St_{R2}≈0.3. Параметр ξ=2.7 в этом случае. Случаи в) и г) соответствуют сценариям коррекции, когда St_L=1 и St_{R1}=St_{R2}=1, то есть идеальному фазовому сопряжению в схеме 1 (в) и в схеме 2 (г). В этом случае параметр ξ≈6.

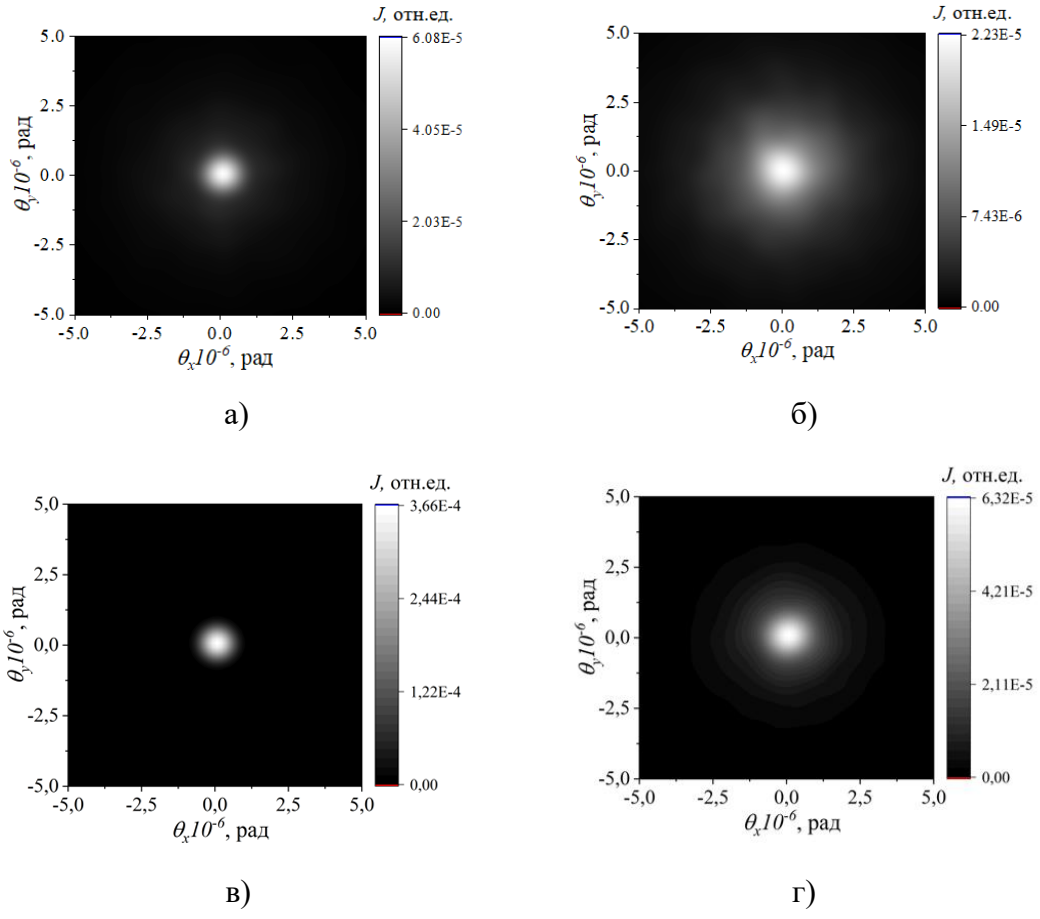


Рисунок 4.18 – Распределения интенсивности лазерного излучения на приемнике в схеме 1 (а), (в) и в схеме 2 (б), (г) в условиях частичной коррекции лазерного и опорного пучков

Исходя из определения параметра ξ, когда $St_{R1} \approx St_{R2}$, оценки (4.42) и (4.43), справедливые для схемы 1, преобразуются к следующим:

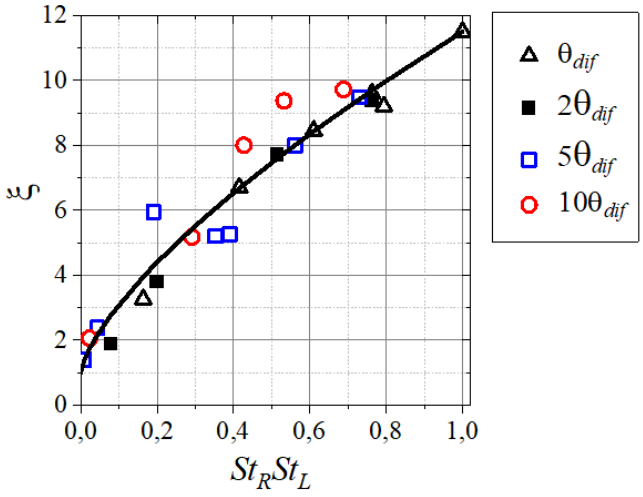
$$J_0 = \frac{St_R St_L}{\xi} \cdot J_{\max}, \tag{4.45}$$

$$J_0 = \frac{1}{\xi} \frac{St_R St_L}{St_R + St_L - St_R St_L} \cdot J_{\max}, \tag{4.46}$$

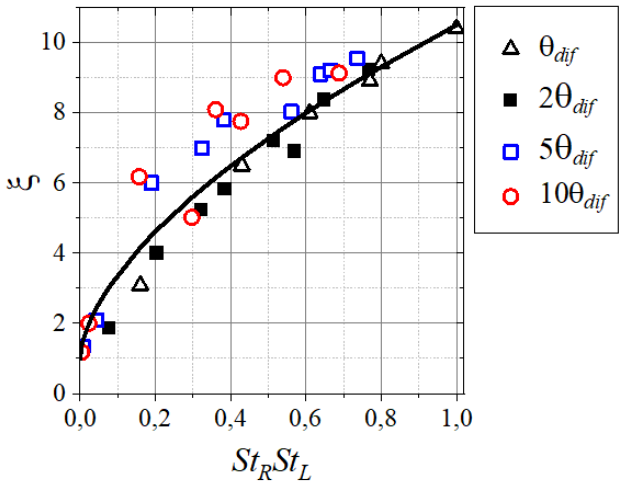
где J_0 – осевая интенсивность лазерного излучения на приемнике в схеме 2.

Согласно (4.44), значения параметра ξ в схеме 1 и схеме 2 можно найти из данных численного эксперимента при различных сценариях частичной фазовой коррекции как исходных искажений лазерного излучения, так и турбулентных искажений опорного излучения (идеального – в схеме 1 и ЛОЗ – в схеме 2). В расчетах высота ЛОЗ варьировалась и составляла 3, 5 и 10 км над поверхностью Земли. Для каждого уровня коррекции фиксировались числа Штреля скорректированных пучков, а именно St_L и St_{R1} в схеме 1 и St_{R2} в схеме 2. После чего по распределениям интенсивности излучения на приемнике рассчитывались числа Штреля St_I и St_{II} и соответствующий параметр ξ, согласно (4.44).

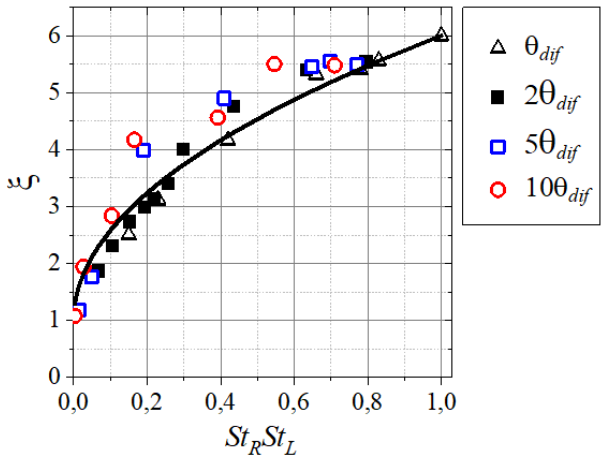
На рисунке 4.19 маркерами представлены значения параметра ξ, полученные в расчете при различных сценариях фокусировки на приемник лазерного пучка с начальной угловой расходимостью θ_0, изменяющейся от $\theta_{дифр}$, до $10\theta_{дифр}$.



а)



б)



в)

Рисунок 4.19 – Значения параметра ξ, полученные в расчете (маркеры), и аппроксимация (4.47) (сплошная кривая) в схеме с ЛОЗ, формируемой на высоте 3 км (*а*), 5 км (*б*), 10 км (*в*)

Каждый маркер соответствует паре сценариев, реализованных в схеме 1 и в схеме 2 в условиях частичной коррекции опорного и лазерного пучков. Для каждой такой пары сценариев $St_{R1} \approx St_{R2} = St_R$, при этом уровень коррекции исходящего лазерного пучка St_L в двух подобранных сценариях одинаков. Результаты представлены для ЛОЗ, формируемых на различной высоте H_{LGS}, в зависимости от величины произведения $St_R St_L$.

Как можно заметить, при $St_R St_L \to 1$ параметр ξ для всех рассматриваемых пучков достигает максимума ($\xi_{\max}$), который соответствует сценарию идеального фазового сопряжения полностью скорректированного лазерного пучка опорному пучку в схеме 1 и схеме 2. В этом случае эффект конуса в наибольшей степени влияет на величину числа Штреля на приемнике. Также можно заметить, что при $St_R St_L \to 0$ параметр $\xi \to 1$. То есть при низком уровне коррекции лазерного и опорного излучения, эффект конуса от ЛОЗ практически не сказывается на уровне числа Штреля на приемнике, поскольку $St_I \approx St_{II}$.

Расчетные значения ξ можно аппроксимировать функцией, аргументом которой будет величина произведения $St_R St_L$, в которой учитывается неидеальность фазовой коррекции как лазерного, так и опорного пучков. Такая функция должна удовлетворять двум условиям: $\xi(0) = 1$ и $\xi(1) = \xi_{\max}$. В качестве такой функции рассмотрим аппроксимацию вида:

$$\xi = 1 + (\xi_{\max} - 1) \cdot \left(St_R St_L \right)^{\eta}. \qquad (4.47)$$

Причем, параметры η и $\xi_{\max}$ в (4.47) можно найти из численного эксперимента. Значения таких параметров представлены в таблице для ЛОЗ, формируемых на различной высоте.

Таблица – Значения параметров η и $\xi_{\max}$ при различной высоте формирования ЛОЗ

H_{LGS}, км	η	$\xi_{\max}$
3	0.7	11.5
5	0.6	10.5
10	0.5	6

В расчетах также проводилась оценка влияния эффекта конуса в схеме с натриевой ЛОЗ, формируемой на высоте 90 км. Значение $\xi_{\max}$=1,2, что указывает на то, что эффектом конуса в такой схеме можно пренебречь, как и предсказывает теория [33]. В схеме с рэлеевской ЛОЗ видно, что предложенная аппроксимация обладает универсальностью: для

лазерных пучков с различной начальной расходимостью θ_0 ошибка аппроксимации не превышает 50 %.

4.2.2. Оценки осевой интенсивности лазерного излучения на приемнике в схеме с ЛОЗ

Используя оценки (4.45), (4.46), можно найти значения осевой интенсивности лазерного излучения на приемнике в схеме с рэлеевской ЛОЗ с учетом параметра ξ, а также в схеме с натриевой ЛОЗ. На рисунке 4.20 в логарифмическом масштабе представлены значения осевой интенсивности излучения на приемнике в условиях различного уровня коррекции как опорного пучка от ЛОЗ, так и лазерных пучков с различной начальной расходимостью θ_0. Квадратами показаны значения осевой интенсивности излучения на приемнике $<J_0>$, полученные в расчете с усреднением. Круги и треугольники соответствуют численным оценкам (4.45) и (4.46), значение $J_{\max} = 4.2 \cdot 10^{-4}$ Вт/см^2. В схеме с рэлеевской ЛОЗ эффект конуса учитывался за счет параметра ξ, который находился на основе аппроксимации (4.47). Причем числа Штреля лазерного пучка St_L и пучка от ЛОЗ St_R находились из корреляционного анализа волновых фронтов скорректированных пучков в соответствии с (4.38). В схеме с натриевой ЛОЗ параметр $\xi = \xi_{\max} = 1$.

Как видно из рисунка 4.20, в схеме с рэлеевской ЛОЗ, формируемой на различной высоте, оценка (4.45) лежит к расчету ближе, нежели чем (4.46) при значениях $J_0 \geq 2 \cdot 10^{-5}$ Вт/см^2 или при $St \geq 0.05$. При $J_0 < 2 \cdot 10^{-5}$ Вт/см^2, расхождение оценки (4.45) с расчетом увеличивается с уменьшением J_0. Оценка (4.46) в основном завышает расчетные значения (но не более чем в 2 раза), при этом в области $St < 0.05$ она лежит ближе к расчету, чем (4.45). Видно также, что в схеме с натриевой ЛОЗ точность оценки не снижется в случае пренебрежения эффектом конуса.

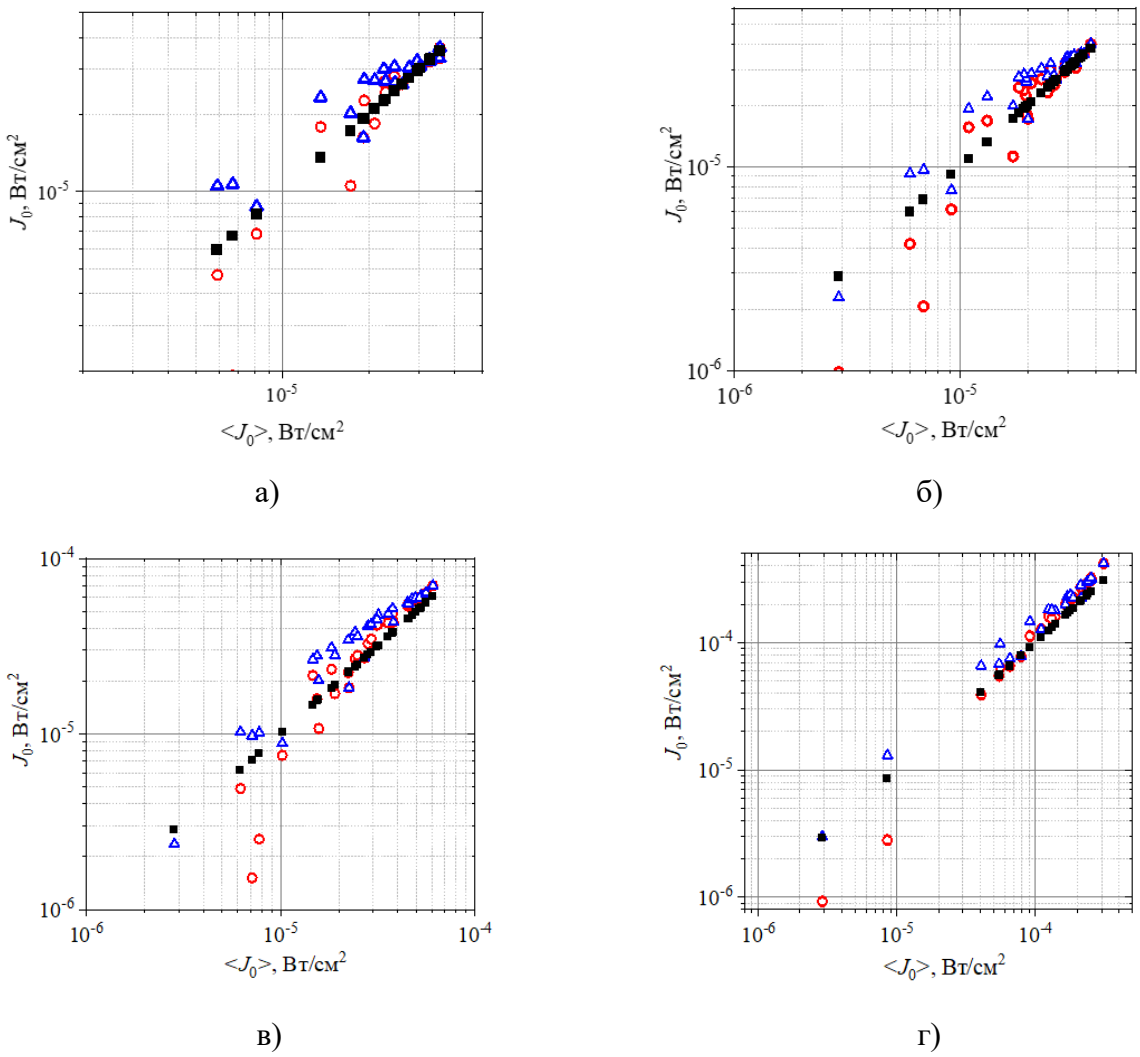


Рисунок 4.20 – Осевая интенсивность лазерного излучения на приемнике: квадраты – результаты расчетов, круги – оценка (4.45), треугольники – оценка (4.46) при различных сценариях коррекции пучков в схеме с ЛОЗ, формируемой на высоте 3 км (а), 5 км (б), 10 км (в) и 90 км (г)

Таким образом, в схеме с ЛОЗ учет эффекта конуса в виде дополнительного множителя позволяет оценить с достаточно хорошей точностью влияние нескомпенсированного слоя атмосферы на уровень максимального лазерного сигнала на приемнике. При реализации рассмотренной схемы коррекции на практике соотношения позволят оценить величину лазерного сигнала на приемнике в условиях частичной коррекции пучков в схеме с ЛОЗ, формируемой на заданной высоте.

4.3 Выводы к главе 4

В настоящей главе проведено расчетное исследование эффективности фокусировки лазерного излучения с Земли на удаленный приемник в турбулентной атмосфере в схеме фазового сопряжения лазерного пучка (λ≈1 мкм) опорному пучку. Рассматриваются две

схемы фазового сопряжения: с идеальным опорным источником, который представляет собой точечный источник света на приемнике излучения, и с лазерной опорной звездой (ЛОЗ), формируемой в моностатической схеме коррекции. В двух таких схемах исследуется связь энергетических параметров лазерного излучения в плоскости приемника и параметров лазерного и опорного пучков, неидеально корректируемых адаптивной системой на Земле. Качество коррекции излучения характеризуется числами Штреля, а также уровнем интенсивности лазерного излучения на оптической оси в плоскости приемника. В ходе исследования получены следующие результаты:

1. Число Штреля St лазерного излучения на приемнике определяется как произведение $St=St_L\ St_R$, где St_L – число Штреля лазерного пучка с остаточными нескорректированными аберрациями фазы, а St_R – число Штреля опорного пучка с остаточными турбулентными искажениями фазы, измеренные в плоскости адаптивной системы. Соотношение выполняется при $St \geq 0.03$.

2. Числа Штреля лазерного пучка St_L и опорного пучка St_R с остаточными аберрациями фазы можно оценить с использованием корреляционных параметров фазы пучков: длины корреляции и среднеквадратичного отклонения фазы от среднего значения. В оценке учитывается как вклад скомпенсированной, так и нескомпенсированной компонент поля излучения. Способ позволяет получить искомые значения чисел Штреля с ошибкой, не превышающей 2.5 раз для широкого диапазона уровня коррекции излучения.

3. На основе двух соотношений, связывающих числа Штреля излучения на приемнике с числами Штреля скорректированных пучков: $St \approx St_L St_R$ и $St \approx St_L St_R / \left(St_L + St_R - St_L St_R \right)$, развит подход к определению осевой интенсивности лазерного излучения на приемнике в условиях частичной фазовой коррекции как турбулентных искажений опорного пучка, так и исходных искажений лазерного пучка. При использовании двух оценок искомое значение интенсивности излучения можно определить с ошибкой, не превышающей двух, в широком диапазоне чисел Штреля.

4. При использовании полученных оценок осевой интенсивности лазерного излучения на приемнике в схеме с рэлеевской ЛОЗ эффект конуса от ЛОЗ можно учесть в виде дополнительного множителя. Для такого множителя найдена аппроксимация с использованием чисел Штреля скорректированных лазерного пучка и опорного пучка от ЛОЗ. С использованием предложенной аппроксимации точность оценок искомой величины осевой интенсивности излучения на приемнике не снижается.

Заключение

В работе проведено комплексное исследование особенностей распространения пучка лазерного излучения оптического диапазона в турбулентной атмосфере с учетом линейного взаимодействия излучения со средой. В работе получены следующие результаты, имеющие как фундаментальное, так и прикладное значение.

1. Разработана расчетная модель распространения пучка монохроматического излучения оптического диапазона (пучка лазерного излучения) в турбулентной атмосфере, основанная на численном решении волнового уравнения в параболическом приближении, описывающего эволюцию комплексной амплитуды поля излучения в турбулентной атмосфере с колмогоровским спектром и конечным внешним масштабом турбулентности.

2. Проведено исследование недиагональной компоненты матрицы корреляций градиентов фазы Q_{xy} электрического поля лазерного излучения видимого диапазона с исходно плоским волновым фронтом при различных режимах его распространения в турбулентной атмосфере. Уровень флуктуаций интенсивности (сцинтилляций) излучения после прохождения атмосферы в плоскости его регистрации характеризовался дисперсией Рытова σ_R^2. В режиме слабых ($\sigma_R^2 \le 1$) и сильных ($\sigma_R^2 > 1$) сцинтилляций излучения проведена верификация расчетной модели. В режиме слабых сцинтилляций ($\sigma_R^2 \le 0.5$) установлено, что в однородной атмосфере недиагональная компонента Q_{xy} описывается в нулевом порядке теории возмущений решением линеаризованного уравнения для логарифма комплексной амплитуды электрического поля излучения. При этом установлено, что по положению максимума r^* в радиальном распределении $Q_{xy}(r)$ можно определить значение σ_R^2 с достаточно высокой точностью, используя следующее соотношение: $\sigma_R^2 \approx 0.4(r^*/r_0)^{5/3}$, где r_0 – параметр Фрида.

2. В режиме сильных сцинтилляций излучения ($\sigma_R^2 > 1$) для однородной и стратифицированной атмосферы в численном эксперименте исследованы границы применимости гауссовой статистики комплексной огибающей электрического поля излучения. Полученная в приближении такой статистики аналитическая связь недиагональной компоненты Q_{xy} с корреляционной функцией комплексной огибающей электрического поля излучения выполняется при $r \le r_0$, где r – расстояние между точками, в которых измеряется корреляция. На больших расстояниях r между точками наблюдения гауссовость статистики нарушается и расчет стремится к теоретическому пределу для слабых сцинтилляций.

3. Исследована недиагональная компонента Q_{xy} при распространении лазерного излучения видимого диапазона с исходно плоским волновым фронтом в

стратифицированной атмосфере. При σ_R^2<1 подтверждена возможность определения дисперсии Рытова по характерному максимуму в радиальном распределении $Q_{xy}(r)$, а также показано что компонента Q_{xy} описывается в нулевом порядке теории возмущений решением линеаризованного уравнения для логарифма комплексной амплитуды электрического поля излучения при $\sigma_R^2 \le 0.5$, как и в однородной атмосфере. При σ_R^2>1 результаты численного эксперимента постепенно приближаются к аналитике для сильных сцинтилляций, полученной в приближении гауссовой статистики комплексной огибающей поля излучения, на расстояниях $r \le r_0$, после чего при $r > r_0$ наблюдается нарушение гауссовой статистики и стремление расчета к теоретическому пределу для слабых сцинтилляций, как и в случае однородной атмосферы.

4. Проведено исследование эффективности адаптивной фазовой коррекции излучения наблюдаемого с Земли астрономического объекта – естественной звезды – в схеме фазового сопряжения с опорным источником, который является неидеальным ввиду углового анизопланатизма атмосферы. Рассмотрен сценарий адаптивной коррекции наклонов излучения наблюдаемой звезды по опорному излучению от другой звезды, отстоящей на угловое расстояние от наблюдаемой, существенно превышающее угол изопланатизма атмосферы. Высшие аберрации излучения от наблюдаемой звезды корректируются идеально. Показано, что в этом случае при параметре Фрида 6 см (λ=0.55 мкм) при любом внешнем масштабе турбулентности достигается дифракционное качество изображения наблюдаемой звезды с угловой ошибкой положения центра тяжести изображения звезды, не превышающей ее дифракционного размера.

5. Проведено исследование влияния фокусного анизопланатизма атмосферы на качество адаптивной коррекции излучения звезды, наблюдаемой наземным телескопом. В расчете и в эксперименте была реализована схема адаптивного фазового сопряжения с искусственным опорным источником – рэлеевской лазерной опорной звездой (ЛОЗ), формируемой в моностатической схеме на высоте 3-5 км над Землей с использованием лазера на длине волны 0.55 мкм. Получено, что в такой схеме при ночных наблюдениях на равнине при параметре Фрида 6 см число Штреля излучения звезды может достигать уровня 0.1. Результат подтвержден как в натурном, так и в численном эксперименте.

6. Проведено расчетное исследование эффективности фокусировки лазерного излучения (λ≈1 мкм) с Земли на удаленный приемник в турбулентной атмосфере в схеме неидеального фазового сопряжения с опорным пучком. Рассматриваются два типа опорных источников: идеальный опорный источник – точечный источник света на приемнике излучения – и ЛОЗ, формируемая в моностатической схеме. Качество коррекции излучения характеризуется числом Штреля. Исследуется влияние неполной адаптивной фазовой

коррекции как исходных искажений лазерного излучения, так и турбулентных искажений опорного излучения на уровень лазерного сигнала на приемнике. Качество коррекции излучения характеризуется числом Штреля, которое измеряется как в плоскости адаптивной системы (при коррекции искажений лазерного и опорного пучков), так и в плоскости приемника лазерного излучения. Показано, что в схеме с идеальным опорным источником в условиях неполной адаптивной фазовой коррекции излучения число Штреля St лазерного излучения на приемнике определяется как произведение числа Штреля лазерного излучения St_L с остаточными нескорректированными аберрациями фазы, и числа Штреля опорного излучения St_R с остаточными турбулентными искажениями фазы, то есть $St=St_L St_R$. Соотношение выполняется при $St \geq 0.03$.

7. Найдено, что числа Штреля лазерного St_L и опорного St_R излучения можно оценить с использованием корреляционных параметров их остаточной фазы после адаптивной коррекции, а именно длины корреляции фазы и среднеквадратичного отклонения фазы от плоскости. В этом случае учитывается вклад в число Штреля двух компонент поля излучения: скомпенсированной (дифракционной) и нескомпенсированной (остаточной). Такой подход позволяет получить искомые значения чисел Штреля с ошибкой, не превышающей 2.5 раз в широком диапазоне изменения чисел Штреля.

8. На основе двух соотношений, связывающих числа Штреля излучения на приемнике с числами Штреля корректируемых пучков, измеряемых в адаптивной системе, а именно $St \approx St_L St_R$ и $St \approx St_L St_R / \left(St_L + St_R - St_L St_R \right)$, в схеме с идеальным опорным источником и в схеме с ЛОЗ развит подход к определению осевой интенсивности лазерного излучения на приемнике. Причем числа Штреля St_L и St_R можно найти из корреляционного анализа волновых фронтов корректируемого лазерного и опорного излучения. При использовании такого подхода искомое значение интенсивности излучения можно определить с ошибкой, не превышающей двух, в широком диапазоне уровня коррекции излучения.

Список сокращений

DIMM	Differential Image Motion Monitor
MASS	Multi-Aperture Scintillation Sensor
RINGSS	Ring-Image Next Generation Scintillation Sensor
FASS	Full-Aperture Scintillation Sensor
SHIMM	Shack-Hartmann Image Motion Monitor
АОС	адаптивная оптическая система
АОФ	акустооптический фильтр
БУ	блок управления
ДВФ	датчик волнового фронта
ДЗ	деформируемое зеркало
Л	линза
ЛОЗ	лазерная опорная звезда
ПКФ	парная корреляционная функция
Ф	фотоприемник
ЭОП	электронно-оптический преобразователь

Благодарности

Благодарю своего научного руководителя и наставника доктора физико-математических наук Федора Алексеевича Старикова за неоценимую помощь, поддержку и терпение, за неугасимый интерес к решению новых задач, которым он делился со мной на протяжении всей нашей совместной работы. Я благодарна судьбе за возможность работать с ним.

Благодарю своего руководителя – доктора физико-математических наук, профессора Владимира Анатольевича Макарова за отзывчивость, такт, сопровождение работы, мудрые советы и безотказную помощь в решении любых вопросов.

Выражаю большую благодарность сотруднику научно-теоретической лаборатории Института лазерно-физических исследований (ИЛФИ) ВРФЯЦ-ВНИИЭФ кандидату физико-математических наук Владимиру Александровичу Богачеву, который взял надо мной шефство еще на 3 курсе бакалавриата. Совершенно точно можно утверждать, что во многом этой работы не было бы без его помощи, советов и полезной критики. Благодарю кандидата физико-математических наук Михаила Валерьевича Волкова, а также весь коллектив теоретического отдела ИЛФИ за готовность всегда помочь и словом, и делом. Благодарю коллектив экспериментаторов ИЛФИ, специалистов по адаптивной оптике, под руководством кандидата физико-математических наук Михаила Олеговича Колтыгина, упорный труд которых дал возможность сравнить результаты моих расчетов с реальной жизнью.

Отдельные слова благодарности выражаю докторам физико-математических наук, членам-корреспондентам РАН Игорю Валентиновичу Колоколову и Владимиру Валентиновичу Лебедеву, сотрудникам Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау. Их колоссальный опыт, широчайший научный кругозор, глубина понимания физики и человеческая отзывчивость позволили существенно повысить уровень результатов проделанной работы.

Благодарю сотрудников кафедры Общей физики и волновых процессов МГУ докторов физико-математических наук, профессоров Ольгу Григорьевну Косареву и Андрея Борисовича Савельева-Трофимова, кандидатов физико-математических наук Ольгу Анатольевну Шутову и Андрея Андреевича Коновко за доброжелательное внимание к работе, профессионализм и большую помощь в решении любых вопросов.

Благодарю преподавателей Саровского Физико-Технического Института (СарФТИ) НИЯУ МИФИ Петра Германовича Кузнецова, Нелли Леонтьевну Телякову, Александру

Витальевну Лебедеву, Татьяну Вячеславовну Юфереву. И всех тех, кто прошел со мной 6 лет интересной и непростой учебы.

Отдельно хочу выразить благодарность ушедшему от нас ученому-наставнику доктору физико-математических наук Евгению Евграфовичу Мешкову, первооткрывателю неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, за возможность заниматься научными исследованиями в Лаборатории Гидродинамических неустойчивостей СарФТИ НИЯУ МИФИ.

Выражаю благодарность дорогим учителям Лицея № 15 в г. Саров, которые привили мне дисциплину и любовь к учебе и естественным наукам! Благодарю свою семью и друзей за поддержку и веру в то, что все получится!

Список публикаций по теме диссертации в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук:

А1. Богачев В. А., Немцева А. В., Стариков Ф. А. Формирование изображения звезды при влиянии углового анизопланатизма в турбулентной атмосфере // Журнал технической физики. — 2024. — Т. 94. — № 6. — С. 827–837. – Импакт-фактор 0.989 (РИНЦ) / 1.27 п.л. / Вклад соискателя: усовершенствование и верификация численной модели распространения пучка оптического излучения в турбулентной атмосфере с учетом большого внешнего масштаба турбулентности, расчетное моделирование распространения оптического излучения от естественных звезд в турбулентной атмосфере, помощь в интерпретации расчетных результатов угловой ошибки положения наблюдаемой звезды при коррекции ее наклонов по другой опорной звезде/ EDN: NVVJKV.

А2. Bogachev V. A., Nemtseva A. V., Starikov F. A. Radiation intensity estimation in the adaptive phase conjugation scheme with a laser guide star // *Atmospheric and Oceanic Optics*. – 2024. – vol. 37. – S1. – P. S31–S37. Импакт-фактор 0,7 (JIF) / 0.41 п.л. / Вклад соискателя: проведение расчетного исследования адаптивной фазовой коррекции лазерного излучения в турбулентной атмосфере при его фокусировке на приемник в схеме неполного фазового сопряжения с лазерной опорной звездой, поиск численных оценок числа Штреля и осевой интенсивности излучения на приемнике в такой схеме / EDN: QSMTRN.

А3. Гаранин С. Г., Благонравов В. К., Богачев В. А., Верещагин А. А., Волков М. В., Глухов М. А., Гук Д. Е., Климов А. Н., Колтыгин М. О., Кудряшов А. В., Кузин Р. С., Куликов С. М., Минеев И. В., Немцева А. В., Никитин А. Н., Рукосуев А. Л., Стариков Ф. А. Адаптивная оптическая система для компенсации атмосферной турбулентности с рэлеевской лазерной опорной звездой // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. — 2025. — Т. 523. — № 8. — С. 44–53. – Импакт-фактор 0.402 (РИНЦ) / 0.59 п.л. / Вклад соискателя: проведение расчетного исследования эффективности фазового сопряжения в задаче наблюдения естественной звезды в схеме с лазерной опорной звездой при высоком пространственном и временном разрешении адаптивной системы, расчет чисел Штреля излучения наблюдаемой звезды, сопоставление расчета с экспериментом / EDN: QKVUOG.

А4. Богачев В. А., Колоколов И. В., Лебедев В. В., Немцева А. В., Стариков Ф. А. Корреляции градиентов фазы световой волны, распространяющейся в турбулентной среде в режиме слабых сцинтилляций // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2026. — Т. 123. — № 8. — С. 526–533. Импакт-фактор 0.353 (РИНЦ) / 0.47 п.л.

/ Вклад соискателя: проверка справедливости нулевого порядка теории возмущений в режиме слабых сцинтилляций излучения в численном эксперименте в однородной турбулентной атмосфере / EDN: LSQVKO.

А5. Немцева А. В., Стариков Ф. А. Корреляции градиентов фазы оптической волны в стратифицированной турбулентной атмосфере // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2026. — Т. 123. — № 11–12. — С. 857–864. Импакт-фактор 0.353 (РИНЦ) / 0.353 п.л. / проверка справедливости нулевого порядка теории возмущений в режиме слабых сцинтилляций излучения и гауссовой статистики комплексного поля излучения в режиме сильных сцинтилляций в численном эксперименте в стратифицированной турбулентной атмосфере / EDN: JSBQZH.

А6. Bogachev V. A., Kolokolov I. V., Lebedev V. V., Nemtseva A. V. and Starikov F. A. Phase correlations of a strongly scintillating light wave propagating through a turbulent medium; Physical Review E. – 2026. — vol. 114. – p. 034133. Импакт-фактор 2.5 (JIF) / 0.55 п.л. / Вклад соискателя: участие в интерпретации теоретических результатов, проверка справедливости гауссовой статистики комплексного поля излучения в численном эксперименте в однородной турбулентной атмосфере / DOI: 10.1103/c3q7-t5tm.

Патенты

А7. Патент № 2834203 C1 Российская Федерация, МПК G01J 1/10 (2006.01). Способ оценки осевой интенсивности лазерного излучения (варианты) / Немцева А. В., Богачёв В. А., Стариков Ф. А. ; заявитель и патентообладатель Российская Федерация, от имени которой выступает Государственная корпорация по атомной энергии "Росатом" (Госкорпорация "Росатом") (RU), Федеральное государственное унитарное предприятие "Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики" (ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ") (RU). № 2024122112; заявл. 02.08.2024; опубл. 04.02.2025, бюл. № 4. Текст : электронный // Google Patents. – URL: https://patents.google.com/patent/RU2834203C1 (дата обращения: 12.10.26). EDN: PJUFDS.

Статьи в сборниках трудов конференций

А8. Немцева А. В., Богачев В. А., Стариков Ф. А. Адаптивная фазовая коррекция лазерного излучения при неидеальном фазовом сопряжении / 19-я научно-техническая конференция «Молодежь в науке» // Сборник докладов. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2021. EDN: EXCVLS

A9. Nemtseva A. V., Bogachev V. A., Starikov F. A. Adaptive phase correction of laser beam under conditions of incomplete phase conjugation in turbulent atmosphere. *Proc. SPIE* **12341**, 123411D 1-4, 2022. DOI: 10.1117/12.2644979

A10. Немцева А. В., Богачев В. А., Стариков Ф. А. Оценка интенсивности лазерного излучения на удаленном приемнике при неидеальном фазовом сопряжении / 20-я научно-техническая конференция «Молодежь в науке» // Сборник докладов. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2022. EDN: IQLGFH.

A11. Nemtseva A. V., Bogachev V. A., Starikov F. A. Estimation of laser intensity at the remote receiver under conditions of incomplete phase conjugation in turbulent atmosphere. *Proc. SPIE* **12780**, 127801F 1-4, 2023. DOI: 10.1117/12.2690981.

Тезисы докладов на конференциях

A12. Nemtseva A. V., Bogachev V. A., Starikov F. A. Adaptive phase correction of laser beam under conditions of incomplete phase conjugation / 20th Int. conference Laser Optics ICLO 2022, St. Petersburg, June 20-24, 2022, Technical Program, WeR4-18, p.28.

A13. Немцева А. В., Богачев В. А., Стариков Ф. А. Оценка интенсивности лазерного излучения на удаленном приемнике при неидеальном фазовом сопряжении // XXIX Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» // Материалы симпозиума. Томск, 2023. С. A383-A386. ISBN 978-5-94458-196-9.

A14. Немцева А. В., Богачев В. А., Стариков Ф. А. Влияние внешнего масштаба турбулентности на изопланатизм по наклонам волнового фронта / Сборник тезисов докладов «Аэрозоли Сибири»: тезисы докладов XXX конференции Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2023. ISBN 978-5-94458-199-0

A15. Богачев В. А., Немцева А. В., Стариков Ф. А. Формирование изображения звезды методами адаптивной оптики при влиянии углового анизопланатизма в турбулентной атмосфере / XXX Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» // Материалы симпозиума. Томск: Издательство ИОА СО РАН. 2024. EDN: ZTPCDN.

A16. Немцева А. В., Богачев В. А., Стариков Ф. А. Оценка интенсивности лазерного излучения на удаленном приемнике в схеме фазового сопряжения с искусственным опорным источником / XXX Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана» // Материалы симпозиума. Томск: Издательство ИОА СО РАН, 2024. EDN: YBZAFB.

A17. Колоколов И. В., Лебедев В. В., Стариков Ф. А., Богачев В. А., Немцева А. В. Теория возмущений для фазовых корреляций световой волны, распространяющейся в

турбулентной среде // Материалы Всероссийской научной конференции «Триггерные эффекты в геосистемах». – Коломна, 2026. EDN: XKNOQE.

Программы для ЭВМ

А18. Немцева А. В., Богачев В. А., Стариков Ф. А. Программа для моделирования фазового экрана. Св. о гос. рег. программы для ЭВМ № 2024613450 (13.02.2024). EDN: QXYXMG.

Список литературы

1 Kolmogorov A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds' numbers // Doklady Akademii Nauk SSSR. – 1941. – V. 30. – P. 301–305.

2 Kolmogorov A. N. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence // Doklady Akademii Nauk SSSR. – 1941. – V. 32. – P. 16–18.

3 Obukhov A. M. On the energy distribution in the spectrum of a turbulent flow // Doklady Akademii Nauk SSSR. – 1941. – V. 32. – P. 22–24.

4 Frisch U. Turbulence: The Legacy of A. N. Kolmogorov. – Cambridge University Press, 1995.

5 Obukhov A. M. The structure of the temperature field in a turbulent flow // Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geogr. Geofiz. – 1949. – V. 13. – № 1. – P. 58–96.

6 Corrsin S. On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in isotropic turbulence // Journal of Applied Physics. 1951. V. 22. – № 4. – P. 469–473.

7 Monin A. S. and Yaglom A. M. Statistical Fluid Mechanics, Volume II: Mechanics of Turbulence. – NY: Dover Publications, 2007.

8 Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967.

9 Яглом А. М., Татарский В. И. Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн: Труды Международного коллоквиума. – М.: Наука, 1967.

10 Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1976.

11 Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В.И. Принципы статистической радиофизики. Т. 4. Распространение волн в случайных средах. М.: Наука, 1978.

12 Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. – М.: Наука, 1967.

13 Кляцкин В. И., Татарский В. И. О приближении параболического уравнения в задачах распространения волн в среде со случайными неоднородностями // ЖЭТФ. – 1970. Т. 58. – № 3. – С. 624–634.

14 Кандидов В. П., Леденев В. И. Численное моделирование случайного поля диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы // Вестник МГУ. Сер. 3: Физика, астрономия. – Т. 23. – № 1. – 1982. – С. 3–8.

15 Кандидов В. П., Криндач Д. П., Митрофанов О. А., Попов В. В. Адаптивная система фазовой компенсации нелинейных искажений светового пучка при тепловом самовоздействии // Оптика атмосферы и океана. – 1990. – Т. 3. – № 12. – С. 1286-1293.

16 Кандидов В. П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // УФН. –1996. – Т. 166. – № 12. – С. 1309–1338.

17 Кандидов В. П., Тамаров М. П. Дисперсия сверхкороткого лазерного импульса в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. – 1996. – Т. 9. – № 5. – С. 634–641.

18 Кандидов В. П., Тамаров М. П., Шленов С. А. Влияние внешнего масштаба атмосферной турбулентности на дисперсию смещений центра тяжести лазерного пучка // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11. – № 1. – С. 27-33.

19 Кандидов В. П., Косарева О. Г., Тамаров М. П., Броде А., Чин С. Л. Зарождение и блуждание филаментов при распространении мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 29. – № 1. – С. 73–77.

20 Чекалин С. В., Кандидов В. П. От самофокусировки световых пучков — к филаментации лазерных импульсов // УФН. – 2013. – Т. 183. – № 2. – С. 133–152.

21 Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. – М.: Радио и связь, 1981.

22 Банах В. А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. – Новосибирск: Наука, 1986.

23 Зуев В. Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы: монография. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1988. — 270 с.

24 Лукин В. П. Исследование флуктуаций фазы оптических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере: диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.05 / В. П. Лукин; Томский государственный университет им. В. В. Куйбышева. – Институт оптики атмосферы СО АН СССР. – Томск, 1975.

25 Миронов В. Л., Лукин В. П., Покасов В. В., Хмелевцов С. С. Флуктуации фазы модулирующего колебания оптической несущей при распространении в турбулентной атмосфере // Изв. АН СССР. Радиотехника и электроника. – 1973. – Т. 18. – № 3. – С. 502–507.

26 Канев Ф. Ю., Лукин В. П. Адаптивная оптика. Численные и экспериментальные исследования. – Томск: Изд-во Института оптики атмосферы, 2005. 249 с.

27 Дудоров В. В., Колосов В. В., Филимонов Д. А. Алгоритм формирования бесконечных турбулентных фазовых экранов для моделирования долговременных лазерных экспериментов в атмосфере //Изв. Томск. Политехн. Университета. – 2006. – Т. 309. – № 8. С. 85-89.

28 Лукин В. П., Канев Ф. Ю., Кулагин О. В. Возможность совместного использования техники адаптивной оптики и нелинейно-оптического обращения волнового

фронта для компенсации турбулентных искажений // Квантовая электроника. — 2016. — Т. 46. — № 5. — С. 481–486.

29 Асанов С. В., Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Игнатьев А. В., Матвиенко Г. Г., Морозов В. В., Тарасенкова А. П. Прогноз распространения интенсивного лазерного излучения ближнего и среднего спектрального ИК диапазонов при работе на наклонных высотных атмосферных трассах. 2016. Оптика атмосферы и океана. Т. 29. - № 3. – С. 167-176.

30 Аксенов В. П., Дудоров В. В., Колосов В. В., Филимонов Г. А. Статистика модового состава вихревых матричных пучков при распространении в атмосфере // Международный научно-исследовательский журнал. 2018. – Т. 78. - № 12. – С. 51-56.

31 Аксенов В. П., Дудоров В. В., Колосов В. В. Атмосферная сингулярная оптика: от дислокаций волнового фронта до синтеза вихревых лазерных пучков // Оптика атмосферы и океана. — 2019. — Т. 32. – № 9. — С. 792–798.

32 Апексимов Д. В., Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Кабанов А. М., Матвиенко Г. Г., Ошлаков В. К. Управление характеристиками множественной филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе // Оптика атмосферы и океана. — 2019. — Т. 32. — № 9. — С. 717–725.

33 Hardy J. W. Adaptive optics in astronomical telescopes. – NY: Oxford University Press, 1998.

34 Tyson R. K. Principles of Adaptive Optics. – Boca Raton: CRC Press, 2010.

35 Fried D. L. Limiting resolution looking down through the atmosphere // J. Opt. Soc. Am. 1966. – V. 56. – № 10. – P. 1380–1384.

36 Greenwood D. Bandwidth specification for adaptive optics systems // J. Opt. Soc. Am. – 1977. – V. 67. – № 3. – P. 390–393.

37 Greenwood D., Fried D. L. Power spectra requirements for wave-front-compensative systems // J. Opt. Soc. Am. – 1976. – V. 66. – P. 193–206.

38 Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах: Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование. – М.: Мир,1981.

39 Strohbehn J. W. Laser Beam Propagation in the Atmosphere. – NY: Springer-Verlag, 1978.

40 Goodman J. W. Statistical Properties of Laser Speckle Patterns // Laser Speckle and Related Phenomena / ed. J. C. Dainty. – Berlin: Springer Verlag. – 1975. – P. 9–75.

41 Andrews L. C. Laser Beam Propagation Through Random Media. – Bellingham, WA: SPIE Press, 2005.

42 Lutomirski R. F., Yura H. T. Propagation of a finite optical beam in an inhomogeneous medium // Appl. Opt. – 1971. – V. 10. – № 7. – P. 1652–1658.

43 Писарева В. В. О границах применимости метода «плавных» возмущений в задаче о распространении излучения через среду с неоднородностями // Акустический журнал. – 1960. – Т. 6. – № 1. – С. 87–91.

44 Грачева М. Е., Гурвич А. С. Флуктуации интенсивности света при распространении в турбулентной атмосфере // Изв. ВУЗов. Сер. Радиофизика. – 1965. – Т. 8. – № 5. – С. 717-724.

45 Andrews L. C., Phillips R. L., Hopen C. Y., and Al-Habash M. A. Theory of optical scintillation // J. Opt. Soc. Am. A. – 1999. – V. 16. – № 5. – P. 1417-1429.

46 Vorontsov M. A., Gudimetla V. S. R., Carhart G. W., Weyrauch T. et al. Comparison of Turbulence-Induced Scintillations for Multi-Wavelength Laser Beacons Over Tactical (7 km) and Long (149 km) Atmospheric Propagation Paths // Proceedings of the Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference (AMOS). – 2011. – Maui: HI.

47 Lachinova S. L., and Vorontsov, M. A. Giant irradiance spikes in laser beam propagation in volume turbulence: analysis and impact // Journal of Optics. – 2016. – V. 18. – № 2. 025608.

48 Kolokolov I., Lebedev V., Lushnikov P., Statistical properties of a laser beam propagating in a turbulent medium. Phys. Rev. E. – 2020. V. 101. – № 4, 042137.

49 Колоколов И. В., Лебедев В. В. Вероятность высоких интенсивностей световой волны, распространяющейся в турбулентной атмосфере // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2023. – Т. 118. – № 4. – С. 234–239.

50 Колоколов И. В., Лебедев В. В. Экстремальные флуктуации интенсивности излучения в турбулентной атмосфере // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2024. – Т. 120. – № 11–12. – С. 850–855.

51 Колоколов И. В., Лебедев В. В. Статистика высоких интенсивностей света, распространяющегося в турбулентной среде // Успехи физических наук. – 2025. – Т. 195. – № 11. – С. 1179–1198.

52 Колоколов И. В., Лебедев В. В. Экстремальные флуктуации интенсивности излучения в турбулентной атмосфере // Письма в ЖЭТФ. — 2024. — Т. 120. – № 11. — С. 844–849.

53 Jiang Y., Ma J., Tan L., Yu S., and Wenhe D. Measurement of optical intensity fluctuation over an 11.8 km turbulent path. // Opt. Express. – 2008. – V. 16. – № 10. – P. 6963-6973.

54 Karpathakis S. F. E., Dix-Matthews B. P., Gozzard D. R., and Schediwy S. W. High-bandwidth coherent optical communication over 10.3km of turbulent air // Appl. Opt. – 2023. – V. 62. – № 23. P. G85–G89.

55 Alonso A., Reyes M., and Sodnik Z., Performance of satellite-to-ground communications link between ARTEMIS and the Optical Ground Station // Proc. SPIE. – 2004. – V. 5572, P. 372–383.

56 Rose T. S., Rowen D. W., LaLumondiere S.D., Werner N.I., at al. Optical communications downlink from a low-earth orbiting 1.5U CubeSat // Opt. Express. – 2019. – V. 27. – № 17. P. 24382–24392.

57 Spencer M. F., Santasri B.-P., Fuerbach A., Riviere N., Toselli I., van Iersel M., Watson E. A. Applications of Lasers for Sensing and Free Space Communications: introduction to the feature issue // Appl. Opt. – 2023. – V. 62. – № 23. P. ALS1-ALS4.

58 Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И. Принципы адаптивной оптики. – М.: Наука, 1985.

59 Больбасова Л. А., Лукин В. П. Адаптивная оптика: учебное пособие. – Томск: Изд-во ТГУ, 2021.

60 Glindemann S., Hippler A. Adaptive Optics on Large Telescopes // Experimental Astronomy. – 2000. – V. 10. – № 1. – P. 5–47.

61 Lee J. H., Lee S. E., and Kong Y. J. Performance Prediction of a Laser-guide Star Adaptive Optics System for a 1.6 m Telescope // Curr. Opt. Photon. – 2018. – V. 2. – № 3 p. 269-279.

62 Babcock H. W. Atmospheric Seeing and the Possibility of its Correction // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 1953. – V. 65. – № 386. – P. 229–236.

63 Линник В. П. О возможности компенсации атмосферных искажений при астрономических наблюдениях // Оптика и спектроскопия. – 1957. – Т. 2. – № 3. С. 401-402.

64 Ермолаева Е. В., Зверев В. А., Филатов А.А. Адаптивная оптика: учебное пособие. – Санкт-Петербург: НИУ ИТМО, 2012.

65 Freeman R. H., and Pearson J. E. Deformable mirrors for all seasons and reasons // Appl. Opt. 1982. V. 21, № 4, P. 580–588.

66 Тараненко В. Г., Шанин О. И. Адаптивная оптика. – М.: Радио и связь, 1990.

67 Рябова Н. В., Захаренков В. Ф. Активная и адаптивная оптика в крупногабаритных телескопах // Оптико-механическая промышленность. – 1992. – № 6. – С. 5–32.

68 Shack R. V., Platt B. C. Production and use of a lenticular Hartmann screen // J. Opt. Soc. Am. – 1971. V. 61. – № 5. P. 656–661.

69 Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. – Новосибирск: Наука, 1986.

70 Лукин В. П., Фортес Б. В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.

71 Коняев П. А. Компьютерное моделирование адаптивной оптики для атмосферных лазерных систем // Автометрия. – 2012. – Т. 48. – № 2. – С. 12–19.

72 Кудряшов А. В. Методы адаптивной оптики для управления излучением лазеров средней мощности: дис. д-ра физ.-мат. наук: 01.04.21 / МГУ им. М. В. Ломоносова. – Шатура, 2002.

73 Лукин В. П. Внешний масштаб турбулентности и его влияние на флуктуации оптических волн // Успехи физических наук. – 2021. – Т. 191. – №3. – С. 292–317.

74 Tokovinin A. The elusive nature of "seeing" // Atmosphere. – 2023. – V. 14. – № 11. – 1694.

75 Sarazin M. and Roddier F. The ESO Differential Image Motion Monitor // A&A. – 1990. – V. 227. – P. 294-300.

76 Bogachev V. A., Kolokolov I. V., Lebedev V. V., and Starikov F. A. Matrix of Correlations of Gradients of the Phase of the Light Wave as a Way to Measure the Principal Parameters of Turbulence // JETP Letters. – 2024. – V. 120. № 8. P. 573-579.

77 Foy R. Chapter on Adaptive Optics. In: Optics in Astrophysics, ed. by R. Foy, F.C. Foy. Dordrecht: Springer, 2006. P. 123–145.

78 Fugate R. Q. Laser beacon adaptive optics // Optics & Photonics News. – 1993. V. 4. – №6. – P. 14-19.

79 Степанов А. В., Абалакин В. К., Семёнова Г. В., Толбин С. В. Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук. Фрагменты истории // Наследие и современность. — 2020. — Т. 3. – № 3. — С. 49–59.

80 Рылов В. С. Создание Специальной астрофизической обсерватории АН СССР // Академик Б.П. Константинов. — Л.: Наука. – 1985. — С. 122–124.

81 Parker B. Stairway to the Stars. The Story of the World’s Largest Observatory. – NY: Springer, 1994.

82 West M. J. A gentle rain of starlight: the story of astronomy on Mauna Kea. – Waipahu, Hawaii: Island Heritage Pub, 2005.

83 Клиффорд С. Ф., Грачёва М. Е., Гурвич А. С. и др. Распространение лазерного пучка в атмосфере, под ред. Д. Стробена. – М.: Мир, 1981.

84 Винниченко Н. К., Пинус Н. З., Шметер С. М., Шур Г. Н. Турбулентность в свободной атмосфере. – Ленинград: Гидрометеоиздат, 1968.

85 Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. – Москва: Наука, 1986.

86 Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Часть 2: Механика турбулентности М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы. – 1967. — 720 с.

87 Soifer V. A., Korotkova O., Khonina S. N., Shchepakina E. A. Vortex beams in turbulent media: review // Computer Optics. – 2016. – V. 40. – № 5. – P. 605-624.

88 Monin A. S. The structure of atmospheric turbulence. Theory of Probability & Its Applications. – 1958. – V. 3. – № 3. – P. 266-296.

89 Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. – М.: Радио и связь, 1981.

90 Chertkov M., Falkovich G., Kolokolov I., et al., Normal and anomalous scaling of the fourth-order correlation function of a randomly advected passive scalar // Phys. Rev. E. – 1995. – V. 52. – № 5. – P. 4924-4941.

91 Чернов Л. А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. – М.: АН СССР, 1958.

92 Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. – Новосибирск: Наука, 1986.

93 Fried D. L. Differential angle of arrival: theory, evaluation and measurement feasibility // Radio Sci. – 1975. – V. 10. – № 1. P. 71-76.

94 Schwartz N. Precompensation of turbulence effects by adaptive optics: application to free-space optics: Ph.D. dissertation. – Université Nice-Sophia Antipolis, 2009.

95 von Kármán, T. Progress in the Statistical Theory of Turbulence // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. – 1948. V. 34. – № 11. P. 530–539.

96 Hill R. J. Spectra of fluctuations in refractivity, temperature, humidity, and the temperature-humidity co-spectrum in the inertial and dissipation ranges // Radio Science. – 1978. – V. 13. – № 6. – P. 953-961.

97 Andrews L. C. An analytical model for the refractive index power spectrum and its application to optical scintillations in the atmosphere // J. Mod. Opt. – 1992. – V. 39. – № 9. – P. 1849-1853.

98 Bergmann P. G. Propagation of Radiation in a Medium with Random Inhomogeneities // Phys. Rev. – 1946. – V. 70. – № 7-8. – P. 486–492.

99 Татарский В. И. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. – М.: АН СССР, 1959.

100 Рытов С. М. Дифракция света на ультразвуковых волнах // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1937. – № 2. – С. 223–259

101 Обухов А. М. О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. – 1953. – № 2. – С. 155-165.

102 Прохоров А. М., Бункин Ф. В., Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Распространение лазерного излучения в случайно-неоднородных средах // УФН. – 1974. – Т. 114. – № 3. – С. 415–456.

103 Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах. – М.: Наука, 1975.

104 Прохоров А. М., Бункин Ф. В., Гочелашвили К. С., Рытов С. М., Татарский В.И. Состояние теории распространения волн в случайно-неоднородных средах // УФН. – 1970. – Т. 102. – № 1. – С. 3–42.

105 Feizulin, Z. I., & Kravtsov, Y. A. Broadening of a laser beam in a turbulent medium // Radiophysics and Quantum Electronics. – 1967. – V. 10. № 1. P. 33–35.

106 Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование. – М.: Мир, 1981.

107 Кляцкин В. И., Татарский В. И. Приближение диффузионного случайного процесса в некоторых нестационарных статистических задачах физики // ЖЭТФ. – 1970. – Т. 58. № 3. – С. 618–629.

108 Barabanenkov Yu. N., Kravtsov Yu. A., Rytov S. M., Tamarskii V. I. Status of the theory of propagation of waves in a randomly inhomogeneous medium // Sov. Phys. Usp. – 1971. – V. 13. № 5. – P. 551–575.

109 Fante R. L. Intensity fluctuations of an optical wave in a turbulent medium: Effect of source coherence // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1975. – V. 23. № 12. – P. 1143–1148.

110 Fante R. L. Wave propagation in random media: a systems approach // Progress in Optics. – 1985. – V. 22. – P. 341–398.

111 Gochelashvily K. S., Shishov V. I. Scintillation of light in a turbulent medium // Optica Acta. – 1971. – V. 18. – № 10. – P. 767–777.

112 Tatarskii V. I. Light Propagation in a Medium with Random Refractive Index Inhomogeneities in the Markov Random Process Approximation // ZhETF. – 1969. – V. 56. – P. 2107.

113 Mercier R. P. Diffraction by a Screen Causing Large Random Phase Fluctuations // Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. – 1962. – V. 58, Pt. 2. – P. 382–400.

114 Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. Сильные флуктуации потока некогерентного излучения в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика. — 1981. — Т. 24. № 6. – С. 703–708.

115 Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. Флуктуации интенсивности частично когерентного светового пучка в турбулентной атмосфере // Оптика и спектроскопия. — 1983. — Т. 54. № 6. – С. 1054–1059.

116 Банах В. А., Булдаков В. М. Влияние начальной степени пространственной когерентности светового пучка на флуктуации интенсивности в турбулентной атмосфере // Оптика и спектроскопия / АН СССР. – Ленинград: Наука. 1983. – Т. 55. – № 5. – С. 707–712.

117 Банах В. А., Миронов В. Л. Спектры временных флуктуаций интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2. – № 10. – С. 2163–2171.

118 Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. Влияние внутреннего масштаба турбулентности на сильные флуктуации интенсивности некогерентного излучения // Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. – Томск: Том. фил. СО АН СССР. – 1986. – Ч. 3. – С. 145–149.

119 Булдаков, В. М. Флуктуации частично когерентного оптического излучения в турбулентной атмосфере: диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.05 / В.М. Булдаков. – Томск, 1984. – 144 с.

120 Миронов В. И., Патрушев Г. Я., Тузова С. И. Распространение радиоволн в неоднородной атмосфере с учётом турбулентности // Изв. вузов. Сер. «Радиофизика». – 1974. – Т. 17. – № 1. – С. 94–104.

121 Кон А. И., Миронов В. Л., Носов В. В. Флуктуации центров тяжести световых пучков в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Сер. «Радиофизика». – 1974. – Т. 17. № 10. – С. 1501–1511.

122 Лукин В. П., Миронов В. Л., Покасов В. В., Хмелевцов С.С. Флуктуации фазы оптических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере // Изв. АН СССР. Сер. «Радиотехника и электроника». – 1975. – Т. 20. – № 6. – С. 1164–1170.

123 Миронов В. Л. Исследование флуктуаций поля лазерного пучка в турбулентной атмосфере: автореф. дис. д-ра физ.-мат. наук: 01.04.03 «Радиофизика» / В.Л. Миронов. — Томск. – 1979. – 36 с.

124 Clifford S. F., Ochs G. R., and Lawrence R. S. Saturation of optical scintillation by strong turbulence // J. Opt. Soc. Am. – 1974. – Т. 64. – № 2. – P. 148-154.

125 Zavorotnyi V. U., Klyatskin V. I., Tatarskii V. I. Strong fluctuations of the intensity of electromagnetic waves in randomly inhomogeneous media // ZhETF. – 1977. – T. 73. – № 2. – P. 481–497. [Sov. Phys. JETP. – 1977. – T. 46. – № 2. – P. 252].

126 Dashen R., Wang G.-Y., Flatté S.M. and Bracher C. Moments of intensity and log intensity: new asymptotic results for waves in power-law media // J. Opt. Soc. Am. A. – 1993. – T. 10. – № 6. – P. 1233–1242.

127 Martin J. M., and Flatté S. M. Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-D random media // Appl. Opt. – 1988. – T. 27. – № 11. – P. 2111–2126.

128 Shishov V. I. Strong scintillations of a plane wave in a medium with Gaussian spectrum of inhomogeneities // Radiophys. Quantum Electron. – 1988. – T. 31. – № 8. – P. 667–673.

129 Martin J. M., and Flatté, S. M. Simulation of point-source scintillation through three-dimensional random media // J. Opt. Soc. Am. A. – 1990. – T. 7. – № 5. – P. 838–847.

130 Алмаев Р. Х., Суворов А. А. Распределение вероятностей интенсивности электромагнитной волны в области сильных флуктуаций // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 52. – № 2. – С. 718–722.

131 Andrews L. C., Phillips R. L., Hopen C. Y., and Al-Habash M. A. Theory of optical scintillation // J. Opt. Soc. Am. A. – 1999. – V. 16. – № 6. – P. 1417–1429.

132 Andrews L. C., Phillips R. L., Hopen C. Y. Laser Beam Scintillation with Applications. – Bellingham: SPIE Press, 2001.

133 Andrews L. C., Beason M. K. Laser Beam Propagation in Random Media: New and Advanced Topics. Bellingham: SPIE Press, 2023.

134 Алмаев Р. Х., Суворов А. А. О насыщении флуктуаций интенсивности излучения в слабопоглощающей турбулентной атмосфере // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. – 2008. – Т. 44. – № 3. – С. 360–370.

135 Алмаев Р. Х., Суворов А. А. Плотность вероятности сильных флуктуаций интенсивности лазерного излучения в слабо поглощающей случайной среде // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – № 1. – С. 88–94.

136 Алмаев Р. Х., Суворов А. А. «Кумулянтный» метод решения задач распространения волн в случайных средах // Оптика атмосферы и океана. – 2010. – Т. 23. – № 7. – С. 531–535.

137 Аксенов В. П., Дудоров В. В., Колосов В. В. Распределение вероятностей сильных флуктуаций интенсивности вихревых лазерных пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. – 2018. – Т. 31. – № 5. – С. 349–354.

138 Aksenov V. P., Dudorov V. V., Kolosov V. V., Venediktov V. Y. Probability distribution of intensity fluctuations of arbitrary-type laser beams in the turbulent atmosphere // Optics Express. – 2019. – V. 27. – № 17. – P. 24705–24716.

139 Bernard W. A., Welsh B. M., Roggemann M. C., and Feldmann R. J., Atmospheric turbulence characterization of a low-altitude long horizontal path // Image Propagation through the Atmosphere. C. Dainty and L.R. Bissonnette Eds. 1996. Bellingham, Wash.: SPIE. – V. 2828. – P. 198–209.

140 Perlot N., Giggenbach D., Henniger H., Horwath J., Knapek M., and Zettl K. Measurements of the beam-wave fluctuations over a 142 km atmospheric path // Proc. SPIE 6304, Free-Space Laser Communications VI. – 2006. – V. 6304. – P. 63041O-1–63041O-12.

141 Hughes W. M., Holmes R. B. Pupil-plane imager for scintillometry over long horizontal paths // Appl. Opt. – 2007. – V. 46. – № 29. – P. 7099–7109.

142 Lovejoy S., Tuck A. F., Hovde S. J., and Schertzer D. (2008). Do stable atmospheric layers exist? – Geophysical Research Letters. – V. 35. – № 1. – L01802.

143 Lushnikov P. M., Vladimirova N. Strong fluctuations of wave intensity in a turbulent medium // JETP Letters. – 2018. – V. 108. – № 10. – P. 571–576.

144 Belmonte A., Kahn J. M. Capacity of coherent free-space optical links using atmospheric compensation techniques // JETP Letters. – 2009. – V. 17. – № 4. – P. 2763–2773.

145 Kotov A. V., Perevalov S. E., Starodubtsev M. V., Zemskov R. S., Alexandrov A. G., Galaktionov I. V., Kudryashov A. V., Samarkin V. V., Soloviev A. A. Adaptive system for correcting optical aberrations of high-power lasers with dynamic determination of the reference wavefront // Quantum Electronics. – 2021. – V. 51. – № 7. – P. 593–596.

146 Roberts L. C., Meeker S. R., Tesch J., Shelton J. C., Roberts J. E., Fregoso S. F., Troung T., Peng M., Matthews K., Herzog H., Rodriguez J. Performance of the adaptive optics system for Laser Communications Relay Demonstration’s Ground Station 1 // Appl. Opt. – 2023. – V. 62. – № 23. – P. G26–G36.

147 Гаранин С. Г., Стариков Ф. А. Нелинейная и линейная адаптивная оптика для коррекции лазерных пучков // УФН. – 2026. – Т. 196. – № 3. – С. 303–329.

148 Hardy J. W., Feinlieb J., Wyant J. C. Real-Time Phase Correction of Optical Imaging Systems // Proc. Top. Meeting. – University of Colorado, Boulder, USA. – 1974. – P. TH-Bl.

149 Hardy J. W. Active optics: A new technology for the control of light // Proceedings of the IEEE. – 1978. – V. 66. – № 6. – P. 651–697.

150 Merkle F. The VLT adaptive optics prototype system // Messenger. – 1989. – V. 58. – P. 1–9.

151 Fried D. L. Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion // J. Opt. Soc. Am. – 1965. – V. 55. № 11. – P. 1427–1435.

152 Fried D. L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures // J. Opt. Soc. Am. – 1966. – V. 56. – № 10. – P. 1372–1379.

153 Лукин В. П., Чарноцкий М. И. Принцип взаимности и адаптивное управление параметрами оптического излучения // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9. – № 5. – С. 952–958.

154. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. – М.: Наука, ГРФМЛ, 1985.

155. Беспалов В. И., Пасманик Г. А. Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы. – М.: Наука, 1985.

156 Лукин В. П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики // Успехи физических наук. – 2014. – Т. 184. – № 6. – С. 599–640.

157 Noll R. L. Zernike polynomials and atmospheric turbulence // J. Opt. Soc. Am. – 1976. – V. 66. – № 3. – P. 207–211.

158 Mahajan V. N. Zernike Circle Polynomials and Optical Aberrations of Systems with Circular Pupils // Appl. Opt. – 1994. – V. 33. – № 34. – P. 8121–8124.

159 Ross C. J. A. Next generation adaptive optics: Ph.D. dissertation / Dept. of Physics, Dalhousie University. – Halifax, Nova Scotia, 2020.

160 Hartmann J. Z. Über die Bestimmung der Wellenlänge des Röntgenstrahles durch Interferenz [On the determination of the wavelength of X-rays by interference] // Z. Instrument. – V. 1. – № 1. – P. 33–97.

161 Больбасова Л. А., Лукин В. П. Адаптивная коррекция атмосферных искажений оптических изображений на основе искусственного опорного источника. – М.: Физматлит, 2012.

162 Foy R., Labeyrie A. Feasibility of adaptive telescope with laser probe. Astron. Astrophys. – 1985. – V. 152. – № 2. – P. L29-L31.

163 Лукин В. П., Фортес Б. В. Сопоставление предельной эффективности различных схем формирования лазерных опорных звёзд // Оптика атмосферы и океана. – 1997. – Т. 10. – № 1. – С. 56–68.

164 Лукин В. П. Проблемы использования лазерных опорных звёзд для астрономических телескопов наземного базирования // Оптика атмосферы и океана. – 1999. – Т. 12. – № 10. – С. 981–989.

165 Devaney N. Review of astronomical adaptive optics systems and plans // Proc. SPIE. – 2007. – V. 6584. – 658407. – P. 658407–658419.

166 Foy R., Migus A., Biraben F., Grynberg G., McCullough P.R., Tallon M. The polychromatic artificial sodium star: A new concept for correcting the atmospheric tilt // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. – 1995. – V. 111. – P. 569–578.

167 Лукин В. П., Фортес Б. В. Распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере при наличии ветрового сдвига // Оптика атмосферы и океана. – 1997. – Т. 10. – № 1. – С. 56–63.

168 Belen'kii M. S. Tilt Angular Anisoplanatism and a Full-Aperture Tilt-Measurement Technique with a Laser Guide Star // Appl. Opt. – 2000. – V. 39. – № 33. – P. 6097–6108.

169 Больбасова Л. А., Лукин В. П. Возможности адаптивной оптической коррекции наклонов волнового фронта при использовании сигналов от традиционной и полихроматической лазерной опорной звезды // Оптика атмосферы и океана. – 2022. – Т. 35. – № 10. – С. 871–877.

170 Лукин В. П. Об эффективности компенсации фазовых искажений оптических волн // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4. – № 4. – С. 923–927.

171 Lukin V. P., Zuev V. E. Dynamic characteristics of optical adaptive systems // Appl. Opt. – 1987. – V. 26. – № 1. – P. 139–144.

172 Lukin V. P. Efficiency of some correction systems // Opt. Lett. – 1979. – V. 4. – № 1. – P. 15–17.

173 Лукин В. П., Миронов В. Л. Динамические характеристики адаптивных оптических систем // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12. – № 9. – С. 1959–1962.

174 Ботыгина Н. Н., Емалеев О. Н., Лукин В. П. Эксперименты по модовой коррекции искажений оптических волн // Атмосферная нестабильность и адаптивный телескоп: сборник статей. – Ленинград: Наука, 1988. – С. 22–24.

175 Антошкин Л. В., Емалеев О. Н., Лукин В. П. Пьезокерамический корректор наклонов волнового фронта // Приборы и техника эксперимента. – 1988. – № 5. – С. 211–212.

176 Лукин В. П. Эффективность коррекции общих наклонов и дефокусировки волнового фронта // Оптика атмосферы и океана. – 1989. – Т. 2. – № 6. – С. 563–572.

177 Антошкин Л. В., Ботыгина Н. Н., Емалеев О. Н., Лукин В. П. Эффективность коррекции изображения при управлении общими и локальными наклонами волнового фронта // Оптика атмосферы и океана. – 1995. – Т. 8. – № 10. – С. 1472–1479.

178 Антошкин Л. В., Ботыгина Н. Н., Емалеев О. Н., Лукин В. П. Адаптивная оптическая система для коррекции искажений изображения // Оптика атмосферы и океана. – 1989. – Т. 2. – № 6. – С. 621–627.

179 Лукин В. П. Многоэлементная система коррекции изображения // Оптика атмосферы и океана. – 1990. – Т. 3. – № 12. – С. 1235–1243.

180 Antoshkin L. V., Lukin V .P., Botygina N. N., Emaleev O. N., Potanin S. F. Experiments on the adaptive image formation // Proc. SPIE. – 1993. – V. 1968. – P. 319–326.

181 Зуев В. Е., Коняев П. А., Лукин В. П. Минимизация атмосферных искажений оптических волн методами адаптивной оптики // Изв. вузов. Физика. – 1985. – № 11. – С. 6–29.

182 Лукин В. П., Коняев П. А., Миронов В. Л. Эффективность применения адаптивных оптических систем в условиях самовоздействия излучения в атмосфере // Изв. АН СССР. Серия физ. – 1985. – Т. 49. – № 3. – С. 536–540.

183 Коняев П. А., Лукин В. П., Фортес Б. В. Фазовая коррекция нелинейных искажений когерентного пучка // Оптика атмосферы и океана. – 1988. – Т. 1. – № 4. – С. 71–75.

184 Шрейдер Ю Метод статистических испытаний (Метод Монте - Карло). – М.: Физматгиз, 1959.

185 Fleck J. A., Jr., Morris J. R., and Feit M. D. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere // Appl. Phys. – 1976. – V. 10 – № 2. – P. 129–160.

186 Sziklas E. A., Siegman A. E. Mode calculations in unstable resonators with flowing saturable gain. II. Fast Fourier Transform method // Appl. Opt. – 1975. – V. 14. – № 8. – P. 1874–1889.

187 Коняев П. А. Модификация метода расщепления для численного решения квазиоптических задач // VI Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. – Ч. III. – Томск: ИОА СО АН СССР, 1981.

188 Konyaev P. A., Lukin V. P. Thermal distortions of focused laser beams in the atmosphere // Appl. Opt. – 1985. – V. 24. – № 3. – P. 415–421.

189 Macaskill C., Ewart T.E. Computer simulation of two-dimensional random wave propagation // IMA Journal of Applied Mathematics. – 1984. – V. 33, № 1. – P. 1–15.

190 Spivack M., Uscinski B.J. The split-step solution in random wave propagation // Journal of Computational and Applied Mathematics. – 1989. – V. 27. – № 3. – P. 349–361.

191 Buckley R. Diffraction by a random phase-changing screen: A numerical experiment // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. – 1975. – V. 37. – № 10. – P. 1431–1442.

192 Кандидов В. П. Исследование статистики оптических полей в нелинейных средах методом Монте-Карло // Известия АН СССР. Серия физическая. – 1983. – Т. 47. – № 8. – С. 1583–1589.

193 Ерухимов Л. М., Урядов В. П. О частотной корреляции флуктуаций радиоволн за хаотическими экранами // Изв. вузов. Радиофизика. – 1968. – Т. 11. – № 12. – С. 1852–1863.

194 Тамаров М. П. Модель фазовых экранов и её применение в задачах распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере : диссертация кандидата физико-математических наук : 01.04.21 / М. П. Тамаров. — Москва, 1999.

195 Лавринова Л. Н., Лукин В. П. Адаптивная коррекция тепловых и турбулентных искажений лазерного излучения деформируемым зеркалом. – Томск: Изд-во Института оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН, 2008.

196 Lukin V. P., Fortes B.V. Partial phase correction of turbulent distortions in telescope AST-10 // Applied Optics. – 1998. – V. 37. – № 21. – P. 4561–4568.

197 Strehl K. Über Luftschlieren und Zonenfehler // Zeitschrift für Instrumentenkunde. – 1901. – Bd. 22. – S. 213–221.

198 Born M., and Wolf E. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. 5th rev. ed. – Oxford: Pergamon Press, 1975.

199 Лукин В. П. Требования к динамическим характеристикам систем адаптивной оптики // Квантовая электроника. – 2022. – Т. 52. – № 7. – С. 652–660.

200 Воронцов М. А., Корябин А. В., Шмальгаузен В. И. Управляемые оптические системы. — М.: Наука, 1988.

201 Kudryashov A. V., and Shmalhausen V. I. Semipassive bimorph flexible mirrors for atmospheric adaptive optics applications // Optical Engineering. – 1996. – V. 35 – № 11. – P. 3064–3073.

202 Воронцов М. А., Корябин А. В., Шмальгаузен В.И. Эффективность адаптивных оптических систем в условиях турбулентной атмосферы // Изв. вузов. Радиофизика. — 1984. – Т. 27 – № 3. – С. 284–293.

203 Шмальгаузен В. И., Яицкова Н. А. Адаптивная коррекция изображения в условиях анизопланатизма для модели слоистой атмосферы // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11. – № 4. – С. 364–370.

204 Андреева М. С., Ирошников Н. Г., Корябин А. В., Ларичев А. В., Шмальгаузен В. И. Использование датчика волнового фронта для оценки параметров атмосферной турбулентности // Автометрия. – 2012. – Т. 48. – № 2. – С. 103–111.

205 Iroshnikov, N. G., Koryabin, A. V., Larichev, A. V., Shmalhausen, V.I., and Andreeva, M. S. 2012. Estimation of atmospheric turbulence parameters with wave front sensor data. Proc. SPIE, 8696, 86960B.

206 Васильев А. А., Воронцов М. А., Кудряшов И. А., Шмальгаузен В. И. Адаптивная фокусировка излучения на диффузно рассеивающий отражатель в условиях нелинейной рефракции // Квантовая электроника. – 1987. – Т. 14. – № 9. – С. 1735–1736.

207 Воронцов М. А., Пруидзе Д. В., Шмальгаузен В. И. Методы адаптивной оптики в интерферометрии // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9. – № 7. – С. 1366–1373.

208 Шанин О. И. Адаптивные оптические системы в импульсных мощных лазерных установках. – М.: Техносфера, 2012.

209 Шанин О. И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная адаптивная оптика. М.: Техносфера, 2013.

210 Kudryashov A. V., and Shmalhausen V. I. Semipassive bimorph flexible mirrors for atmospheric adaptive optics applications // Optical Engineering. – 1996. – V. 35. – № 11. – P. 3064–3073.

211 Dainty J. C., Koryabin A. V., Kudryashov A. V. Low-order adaptive deformable mirror // Applied Optics. – 1998. – V. 37. – № 21. – P. 4663–4668.

212 Vorontsov M. A., Izakson G. M., Kudryashov A. V., Kosheleva G. A., Nazarkin S. I., Suslov Yu. F., Shmalgauzen V. I. Adaptive cooled mirror for the resonator of an industrial laser // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1985. – V. 15. – № 7. – P. 888.

213 Cherezova T. Yu., Kaptsov L. N., Kudryashov A. V. CW industrial rod YAG:Nd^{3+} laser with an intracavity active bimorph mirror // Applied Optics. – 1996. – V. 35. – № 15. – P. 2554–2561.

214 Kudryashov A. V., Samarkin V. V. Control of high power CO_2 laser beam by adaptive optical elements // Optics Communications. – 1995. – V. 118. – № 3-4. – P. 317–322.

215 Рукосуев А. Л., Кудряшов А. В., Лылова А. Н., Самаркин В. В., Шелдакова Ю. В. Адаптивная оптическая система для коррекции волнового фронта в реальном времени // Оптика атмосферы и океана. – 2015. – Т. 28. – № 2. – С. 189–195.

216 Kudryashov A., Rukosuev A., Nikitin A., Galaktionov I., Sheldakova J. Real-time 1.5 kHz adaptive optical system to correct for atmospheric turbulence // Optics Express. – 2020. – V. 28. – № 25. – P. 37546–37552.

217 Рукосуев А. Л., Никитин А. Н., Галактионов И. В., Шелдакова Ю. В., Кудряшов А. В. Адаптивная оптика реального времени для коррекции лазерного излучения в условиях сильной турбулентности // Компьютерная оптика. – 2024. – Т. 48. – № 4. – С. 529–535.

218 Рукосуев А. Л., Белоусов В. Н., Никитин А. Н., Шелдакова Ю. В., Кудряшов А. В., Богачев В. А., Волков М. В., Гаранин С. Г., Стариков Ф. А. Быстрая адаптивная оптическая система для коррекции волнового фронта лазерного излучения, искаженного атмосферной турбулентностью // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50. – № 8. – С. 707 – 709.

219 Белоусов В. Н., Богачев В. А., Волков М. В., Гаранин С. Г., Кудряшов А. В., Никитин А. Н., Рукосуев А. Л., Стариков Ф. А., Шелдакова Ю. В., Шнягин Р. А. Исследования пространственно-временных характеристик искаженного турбулентностью лазерного излучения при его динамической фазовой коррекции в адаптивной оптической системе // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – № 11. – С. 992 – 999.

220 Ягнятинский Д. А., Кузнецов А. П. Новый аберрационный базис колмогоровских волновых фронтов для улучшения фокусировки лазерного излучения при модальной коррекции // Известия вузов. Радиофизика. — 2025. — Т. 68, № 10. — С. 879–899.

221 Ягнятинский Д. А., Кузнецов А. П. Использование главных компонент поперечных аберраций волнового фронта в модельно-ориентированных алгоритмах управления для адаптивной оптики // Оптика и спектроскопия. — 2026. — Т. 134, № 2. — С. 194–206.

222 Sasiela R. J. Electromagnetic Wave Propagation in Turbulence: Evaluation and Application of Mellin Transforms. – Berlin: Springer-Verlag, 1994.

223 Mahajan V. N. Strehl ratio for primary aberrations in terms of their aberration variance // J. Opt. Soc. Am. – 1983. – V. 73. – № 6. – P. 860–861.

224 Thomas B., David G., Anselmo C., Cariou J.-P., Miffre A., Rairoux P. Remote sensing of atmospheric gases with optical correlation spectroscopy and lidar: first experimental results on water vapor profile measurements // Appl. Phys. B. – 2013. – V. 113. – № 2. – P. 265–275.

225 Travouillon T., d’Orgeville C., Bennet F. // Scientific American. – 2021. – V. 324. – № 4. – P. 39-43.

226 Esmiller B., Jacquelard C., Eckel H.-A., and Wnuk E. Space debris removal by ground-based lasers: main conclusions of the European project CLEANSPACE // Appl. Opt. – 2014. – V. 53. – № 31. – P. I45–I54.

227 Scharring S., Lorbeer R., Kästel J., and Riede W. Laser-based Space Debris Mitigation in the Low Earth Orbit // Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C). – OSA Technical Digest. – Optica Publishing Group, 2019. – Paper CM3C.2.

228 Dix-Matthews B. P., Karpathakis S. F. E., and Schediwy S. W. Atmospheric turbulence characterization with simultaneous measurement of phase, angle of arrival, and intensity in a retroreflected optical link // Opt. Lett. – 2023. – V. 48. – № 21. – P. 5519–5522.

229 Jang H., Song H., and Jang H. Evaluation of daylight background noise for satellite-to-ground free-space optical communication during daytime operation // Photonics Res. – 2025. – V. 13. – № 9. – P. 2630–2640.

230 Roberts L. C. J., Perrin M. D., Marchis F., Sivaramakrishnan A., Makidon R. B., Christou J. C., Macintosh B. A., Poyneer L., van Dam M. A., Troy M. Is that really your Strehl ratio? // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering. – 2004. – V. 5490. – P. 504–515.

231 Oksenhendler T. Single-shot complete spatiotemporal Strehl ratio metrology of ultrashort laser pulses – theory. – 2020. – arXiv:2005.11159 [physics.optics].

232 Gavel D. T., Olivier S. S. Simulation and analysis of laser guide star adaptive optics systems for the eight to ten meter class telescopes // Proc. SPIE. – 1994. – V. 2201 (Adaptive Optics in Astronomy). – P. 295.

233 Shellan J. B. Phased-array performance degradation due to mirror misfigures, piston errors, jitter, and polarization errors // J. Opt. Soc. Am. A. – 1985. – V. 2. – № 4. – P. 555–567.

234 Sheppard C. J. R. Maréchal condition and the effect of aberrations on Strehl intensity // Optics Letters. – 2014. – V. 39. – № 8. – P. 2354–2357.

235 Herman B. L., Strugala L.A. // Method for inclusion of low-frequency contributions in numerical representation of atmospheric turbulence. – 1990. – SPIE. – V. 1221. – P. 183-192.

236 Valley G. C. Long- and short-term Strehl ratios for turbulence with finite inner and outer scales // Appl. Opt. – 1979. – V. 18. – № 7. – P. 984–987.

237 Yura H. T. Short-term average optical-beam spread in a turbulent medium // J. Opt. Soc. Am. – 1973. – Vol. 63. – № 5. – P. 567–572.

238 Башкин А. С., Безноздрев В. Н., Пирогов Н. А. Об эффективности прохождения излучения различных лазеров через приземную турбулентную атмосферу // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – № 1. – С. 31-36.

239 Sprangle P., Peñano J., Hafizi B. Beam Combining and Atmospheric Propagation of High Power Lasers. – Washington: Naval Research Laboratory, 2011.

240 Babcock H.W. Instrumental Recording of Astronomical Seeing // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 1963. – V. 75. – № 425. – P. 1–8.

241 Roddier F. The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy // Progress in Optics. – 1981. – Vol. 19. – P. 281–376.

242 Racine R., Salmon D., Cowley D., Sovka J. Mirror, Dome, and Natural Seeing at CFHT // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 1991. – V. 103. – P. 1020–1032.

243 Rengaswamy S., Ravindra B., Prabhu K. Measurement of astronomical seeing using long exposure solar images // Solar Physics. – 2019. – V. 294. – № 5. – P. 53.

244 Ren D., Zhao G., Zhang X., Dou J., Chen R., Zhu Y., Yang F. Multiple-Aperture-Based Solar Seeing Profiler // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 2015. – V. 127. – № 955. — P. 870–879.

245 Unni C. V., Rengaswamy S., Ravindra B., Sankarasubramanian K., Sridharan R., Suresh T., Prabhu K. Seeing Measurements with the Merak Hα Telescope // Solar Physics. – 2021. – V. 296. – № 4. – Art. 65.

246 Zhu L., Zhang H., Zhang L., Duan X., Lu X., Liu Y., Li X., Sun G., Weng N. Astronomical Seeing and Ground-Level Optical Turbulence at Delingha Observatory on the Northern Tibetan Plateau // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2023. – V. 525. – №3. – P. 3236–3247.

247 Brandt P. N., Mauter H. A., and Smartt R. Day-time seeing statistics at Sacramento Peak Observatory // Astronomy and Astrophysics. – 1987. – V. 188 – № 1. – P. 163–168.

248 Stock J., and Keller G. The Seeing and the Quality of Images in Large Telescopes. In G. P. Kuiper & B. M. Middlehurst (Eds.), Stars and Stellar Systems. – 1960. V. 1: Telescopes (p. 138). Chicago: University of Chicago Press.

249 Vernin, J., Muñoz-Tuñón, C. Measuring Astronomical Seeing: the DA/IAC DIMM // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 1995. – V. 107. – № 709. – P. 265–272.

250 Wood P. R., Rodgers A. W., and Russell K.S. Measuring astronomical seeing at the Anglo-Australian Telescope: thermal effects on image stability // Publications of the Astronomical Society of Australia. – 1995. – V. 12. – № 1. – P. 97–105.

251 Sagar R., Stalin C. S., Pandey A. K., Srivastava Y. C., Pandey J. C., Mohan V. Evaluation of Devasthal Site for Optical Astronomical Observations // Astronomy & Astrophysics Supplement Series. – 2000. – V. 144. – P. 49–362.

252 Ehgamberdiev S. A., Baijumanov A. K., Ilyasov S. P., Sarazin M., Tillayev Y. A., Tokovinin A. A. and Ziad A. The astroclimate of Maidanak Observatory in Uzbekistan // Astronomy & Astrophysics Supplement Series. – 2000. – V. 145. – P. 293–304.

253 Tokovinin A. From Differential Image Motion to Seeing // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 2002. – V. 114. – № 800. – P. 1156–1166.

254 Kornilov V., Tokovinin A., Shatsky N., Voziakova O., Potanin S., and Safonov B. Combined MASS-DIMM instruments for atmospheric turbulence studies // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2007. – V. 382. – № 3. – P. 1268–1278.

255 Tokovinin A. Measurement of turbulence profile from defocused ring images // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2021. – V. 502. – № 1. – P. 794–808.

256 Guesalaga A., Ayancán B., Sarazin M., Wilson R.W., Perera S., and Le Louarn M. FASS: A turbulence profiler based on a fast, low-noise camera // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2021. – V. 501. – № 2. – P. 3030–3045.

257 Griffiths R., Osborn J., Farley O., Butterley T., Townson M. J., and Wilson R. Demonstrating 24-hour continuous vertical monitoring of atmospheric optical turbulence // Optics Express. – 2023. – V. 31. – № 4. – P. 6730–6740.

258 Антошкин Л. В., Лавринов В. В., Лавринова Л. Н., Лукин В. П. Дифференциальный метод в измерении параметров турбулентности и скорости ветра датчиком волнового фронта // Оптика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 21. – № 1. – С. 75–80.

259 Ковадло П. Г., Шиховцев А. Ю., Копылов Е. А., Киселев А. В., Русских И. В. Исследование оптических атмосферных искажений по данным измерений датчика волнового фронта // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2020. – Т. 63. – № 11. – С. 109–114.

260 Potanin S. A., Kornilov M. V., Savvin A. D., Safonov B. S., Ibragimov M. A., Kopylov E. A., Nalivkin M. A., Shmagin V. E., Huy L. X., Thao N. T. A Facility for the Study of Atmospheric Parameters Based on the Shack–Hartmann Sensor // Astrophysical Bulletin. – 2022. – Vol. 77. – № 2. – P. 214–221.

261 Андреева М. С., Корябин А. В., Куликов В. А., Шмальгаузен В. И. Определение характерных масштабов турбулентности с использованием расходящегося лазерного пучка // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. – 2011. – № 6. – С. 131–134.

262 Андреева М. С., Ирошников Н. Г., Корябин А. В., Ларичев А. В., Шмальгаузен В. И. Использование датчика волнового фронта для оценки параметров атмосферной турбулентности // Автометрия. – 2012. – Т. 48. – № 2. – С. 103–111.

263 Больбасова Л. А., Ковадло П. Г., Лукин В. П., Носов В. В., Торгаев А. В. Особенности дрожания изображения оптического источника в случайной среде с конечным внешним масштабом // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 25. – № 10. – С. 845–851.

264 Капегешева О. Ф., Красненко Н. П., Стафеев П. Г., Шаманаева Л. Г. Оценка внешнего масштаба динамической турбулентности по результатам акустического зондирования атмосферы // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 9/2. – С. 254–256.

265 Гладких В. А., Невзорова И. В., Одинцов С. Л. Методические аспекты определения внешних масштабов турбулентности // Успехи современного естествознания. – 2018. – № 5. – С. 64–70.

266 Стариков Ф. А. Адаптивная оптика и новый способ измерения основных параметров турбулентности : приглашённый доклад / Ф. А. Стариков // Международная конференция «Физика.СПб/2025», г. Санкт-Петербург, 20–24 октября 2025 г. – Санкт-Петербург, 2025.

267 Kolokolov I. V., Lebedev V. V., and Starikov F. A. Correlations of the phase fluctuations in the presence of weak scintillations // J. Opt. Soc. Am. A. – 2025. – V. 42. – № 11. – P. 1654–1666.

268 Богачев В. А., Колоколов И. В., Лебедев В. В., Немцева А. В., Стариков Ф. А. Корреляции градиентов фазы световой волны, распространяющейся в турбулентной среде в режиме слабых сцинтилляций // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2026. — Т. 123. — №8. — С. 526–533

269 Bogachev V. A., Kolokolov I. V., Lebedev V. V., Nemtseva A. V. and Starikov F. A. Correlations of the phase gradients of the light wave propagating in a turbulent medium in the regime of strong scintillations; Physical Review E. – 2026. V. 114. – p. 034133.

270 Немцева А. В., Стариков Ф. А. Корреляции градиентов фазы оптической волны в стратифицированной турбулентной атмосфере // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2026. — Т. 123. — № 11–12. — С. 858–863.

271 Ладагин В. К. О численном интегрировании квазиоптического уравнения // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. – 1985. – Т. 19. – № 1. – С. 19–25.

272 Калиткин Н. Н. Численные методы. – Санкт-Петербург: БХВ-Петербург, 2014.

273 Антонов А. С. Параллельное программирование с использованием технологии OpenMP: учебное пособие / А. С. Антонов ; Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский вычислительный центр. — Москва : Издательство Московского университета, 2009.

274 Lane R. G., Glindemann A., and Dainty J. C. Simulation of a Kolmogorov phase screen // Waves in Random Media. – 1992. – V. 2. – № 3. – P. 209–224.

275 Johansson E. M., and Gavel D. T. Simulation of stellar speckle imaging // Proceedings of SPIE. 1994. – V. 2200. – Amplitude and Intensity Spatial Interferometry II. – P. 372–383.

276 Тамаров М. П. Модель фазовых экранов и её применение в задачах распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере : диссертация кандидата физико-математических наук : 01.04.21. — Москва, 1999.

277 Богачев В. А., Немцева А. В., Стариков Ф. А. Формирование изображения звезды под влиянием углового анизопланатизма в турбулентной атмосфере // Журнал технической физики. — 2024. — Т. 94. — №6. — С. 827–837.

278 Skipetrov S. E., and Chesnokov S. S. Effect of the outer scale of turbulence on the resolution of an imaging system operating in the atmosphere // Atmospheric and Oceanic Optics. – 1997. – V. 10 – № 7. – P. 786–793.

279 Демидович Б. П. Сборник задач и упражнений по математическому анализу : учебное пособие для вузов. — М.: АСТ: Астрель, 2009.

280 Wick G. C. The Evaluation of the Collision Matrix // Physical Review. – 1950. – V. 80. – № 2. – P. 268–272.

281 Masnev N. G. Intensity Correlations of a Light Beam Propagating in a Turbulent Medium // Pis'ma v ZhETF. – 2026. – V. 123. – № 3–4. – P. 170–176.

282 Kolokolov I. V., and Lebedev V.V. Perturbation theory for phase correlations of a light wave propagating in a turbulent medium. Physical Review E. – 2026. – V. 113. – № 5. – P. 054117.

283 Spencer M. F. Limitations of the Deep-Turbulence Problem. In OSA Imaging and Applied Optics Congress 2021 (3D, COSI, DH, ISA, pcAOP), article PW3F.1. Optica Publishing Group (formerly OSA).

284 Beck J. R., and Bos J. P. Atmospheric wavefront sensing for free-space optical communication: limitations and trade-offs. 2020. In Proceedings of SPIE. – 11506. – 115060N.

285 Pugh C. J., Lavigne J.-F., Bourgoin J.-P., Higgins, B. L., and Jennewein T. Free-space quantum key distribution with entangled photons over 144 km // Advanced Optical Technologies. – 2020. – V. 9. – № 5. – P. 263–274.

286 Alaluf D., and Perdigues Armengol J. M. Ground-to-satellite optical links: how effective is an uplink Tip/Tilt pre-compensation based on the satellite signal? // CEAS Space Journal. – 2022. – V. 14. – № 2. – P. 227–238.

287 Cockram M., Rey N. M., Gilling A., and Alaluf D. Using observational data of double stars to assess the feasibility of tip-tilt retrieval on the downlink signal for uplink pre-compensation in free space optical communications. – 2023. In Proceedings of SPIE. – 12777. – 127774E.

288 Гаранин С. Г., Благонравов В. К., Богачев В. А., Верещагин А. А., Волков М. В., Глухов М. А., Гук Д. Е., Климов А. Н., Колтыгин М. О., Кудряшов А. В., Кузин Р. С., Куликов С. М., Минеев И. В., Немцева А. В., Никитин А. Н., Рукосуев А. Л., Стариков Ф. А. Адаптивная оптическая система для компенсации атмосферной турбулентности с рэлеевской лазерной опорной звездой // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. — 2025. — Т. 523. — С. 44–53.

289 Lukin V. P., Nosov V. V., and Torgaev A. V. Features of optical image jitter in a random medium with a finite outer scale // Applied Optics. – 2014. – V. 53. – № 10. – P. B196–B204.

290 Bogachev V. A., Volkov M. V., Guk D. E., Koltygin M. O., Kudryashov A. V., Kuzin R. S., Rukosuev A. L., Starikov F. A., Shnyagin R. A., and Shtylev A. S. Registration and analysis of laser beam wavefront using a Shack-Hartmann sensor under conditions of artificial pavilion turbulence // Proceedings of SPIE. – 2023. – V. 12780. – P. 127800V.

291 Волков М. В., Богачев В. А., Стариков Ф. А., Шнягин Р. А. Численные исследования динамической адаптивной фазовой коррекции турбулентных искажений излучения и оценка их временных характеристик с помощью датчика Шэка-Гартмана // Оптика атмосферы и океана. – 2021. – Т. 34. – №7. – С. 547–554.

292 Thomas B., David G., Anselmo C., et al. Remote sensing of atmospheric gases with optical correlation spectroscopy and lidar: first experimental results on water vapor profile measurements // Applied Physics B. – 2013. – V. 113. – № 2. – P. 265–275.

293 Bogachev V. A., Nemtseva A. V., Starikov F. A. The intensity estimation of radiation in the adaptive phase conjugation scheme with a laser guide star // Atmospheric and Oceanic Optics. – 2024. – Vol. 37. – No. 1. – P. S31–S37.

294 Патент № 2834203 C1 Российская Федерация, МПК G01J 1/10 (2006.01). Способ оценки осевой интенсивности лазерного излучения (варианты) / Немцева А. В., Богачёв В. А., Стариков Ф. А. : заявитель и патентообладатель [Российская Федерация, от имени которой выступает Государственная корпорация по атомной энергии "Росатом" (Госкорпорация "Росатом") (RU), Федеральное государственное унитарное предприятие "Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики" (ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ") (RU)]. № 2024122112; заявл. 02.08.2024; опубл. 04.02.2025, бюл. № 4. Текст : электронный // Google Patents. – URL: https://patents.google.com/patent/RU2834203C1 (дата обращения: 12.10.26).

295 Esseling M. Photorefractive Optoelectronic Tweezers and Their Applications. – Springer International Publishing, Switzerland, 2015.

296 Ghiglia D. C., and Pritt, M. D. Two-Dimensional Phase Unwrapping: Theory, Algorithms, and Software. – New York: Wiley-Interscience, 1998.