

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт солнечно-земной физики  
Сибирского отделения Российской академии наук**

**На правах рукописи**

**Шиховцев Артем Юрьевич**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ЗЕМНОЙ  
АТМОСФЕРЫ И УСЛОВИЙ КОРРЕКЦИИ СОЛНЕЧНЫХ  
ИЗОБРАЖЕНИЙ**

**Специальность 01.03.03 – физика Солнца**

**Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**



**Научный руководитель –  
Доктор физико-математических наук,  
Ковадло П.Г.**

**Иркутск – 2016**

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	4
Глава 1. Оптическая нестабильность земной атмосферы и качество изображения	11
1.1 Оптические телескопы и качество изображения.....	11
1.2 Разрешение оптических телескопов.....	14
1.3 Режимы атмосферных течений. Тurbулентность атмосферных течений.....	16
1.4 Описание атмосферной турбулентности, структурная характеристика показателя преломления воздуха .....	19
1.5 Работа адаптивных оптических систем в турбулентных условиях земной атмосферы.	
Параметры адаптивных оптических систем.....	22
Глава 2. Исследование атмосферных неоднородностей различных масштабов.....	31
2.1 Формирование моделей турбулентности.....	32
2.2 Связь оптической нестабильности земной атмосферы со скоростью ветра и пульсациями температуры .....	38
2.3 Энергетический спектр атмосферной турбулентности. Гипотеза «замороженной» турбулентности.....	43
2.4 Деформации формы энергетических спектров неоднородностей в атмосферных течениях.....	45
2.5 Энергетические спектры атмосферных неоднородностей температуры в широком диапазоне масштабов.....	52
2.6 Физическая основа способа исследования переноса энергии по спектру в широком диапазоне масштабов.....	55
2.7 Энергетические спектры атмосферных неоднородностей в горном пограничном слое атмосферы.....	57
2.8 Атмосферная турбулентность при различных параметрах воздушного потока.....	59
2.9 Энергетические спектры турбулентности микромасштабной области.....	64
2.10 Вертикальный спектр атмосферных неоднородностей.....	72
2.11 Объяснение наблюдаемой формы спектра атмосферной турбулентности.....	75
2.12 Композитный спектр атмосферной турбулентности .....	80
2.13 Исследование структурных функций и дисперсионных функций.....	86
2.14 Методика оценки фоновых характеристик оптической нестабильности земной атмосферы.....	91

2.15 Методика оценки турбулентных характеристик и пространственный спектр неоднородностей свободной атмосферы.....	95
Глава 3. Результаты астроклиматических исследований .....	99
3.1 Распределение крупномасштабной оптической нестабильности земной атмосферы над территорией России .....	99
3.2 Распределение оптической нестабильности земной атмосферы различных высотных уровней .....	104
3.3 Кинетическая энергия течений и оптическая нестабильность земной атмосферы.....	108
3.4 Связь поля ветра и температуры.....	112
3.5 Распределение структурной характеристики показателя преломления воздуха и радиуса атмосферной когерентности.....	115
3.6 Вклад различных атмосферных слоев в суммарную величину оптической нестабильности атмосферы.....	118
3.7 К расчету профиля турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха	120
3.8 Продолжительность солнечного сияния над территорией Сибири.....	123
3.9 Рассеянный атмосферный свет и оптическая нестабильность земной атмосферы.....	125
Глава 4. Результаты эмпирических исследований турбулентных и оптических характеристик в месте расположения Байкальской астрофизической обсерватории и Саянской солнечной обсерватории .....	128
4.1 Исследования характеристик атмосферной турбулентности в месте расположения Большого солнечного вакуумного телескопа.....	130
4.2 Исследование качества солнечных изображений и атмосферной турбулентности в месте расположения Большого солнечного вакуумного телескопа.....	137
4.3 Астроклимат Саянской солнечной обсерватории. Сравнительный анализ астропунктов.....	147
Заключение.....	153
Список использованных источников.....	156
Приложения.....	169

## Введение

Исследования грануляции фотосферы, а также солнечных пятен, являющихся одним из основных проявлений солнечной активности, условий их возникновения и эволюции представляют собой одну из фундаментальных задач современной физики Солнца. Именно с активными областями связаны такие проявления солнечной активности как солнечные вспышки, эruptionи солнечных волокон, корональные выбросы масс. Знание информации о физической природе явлений различных масштабов на Солнце является необходимым для понимания связи между мелкомасштабными и крупномасштабными структурами, а также для представления наиболее правдоподобной модели генерации и диффузии магнитных потоков, движений различных масштабов, возникновения и разрушения солнечных пятен [1].

Известно, что наблюдения являются источником первичной информации, обеспечивая, основу исследований. Современные задачи наблюдательной астрофизики, такие как, изучение тонкой структуры Солнца требуют получения разрешения порядка 0,1 угловой секунды и лучше, а в идеале приближения к дифракционному пределу разрешения оптического инструмента. К тонкой структуре Солнца можно отнести совокупность образований с масштабами менее 1500 км, прежде всего светлые и темные образования в тени и полутиени пятна, межгранульные промежутки, уярчания в межгранульных промежутках и грануляцию. Повышение информативности телескопов наземного базирования является важной фундаментальной проблемой современной физики, возникающей в процессе тонкоструктурных наблюдений Солнца.

Разрешающая способность и эффективность работы солнечного телескопа в целом определяются продолжительностью солнечного сияния и оптической нестабильностью земной атмосферы (ОНЗА). Под ОНЗА понимается набор турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха  $n$  по лучу зрения. Неоднородности  $n$  в канале распространения волны, возникающие из-за атмосферной турбулентности, вызывают такие эффекты, как дрожание, мерцание и размытие внутренней структуры изображений, понижая их информативность. Особенно эти эффекты проявляются для солнечных телескопов, в условиях развитой атмосферной турбулентности в дневное время. Известно, что из-за влияния земной турбулентной атмосферы солнечные телескопы наземного базирования имеют разрешение не лучше 1 угловой секунды. Разрешение порядка и лучше 0,1 угловой секунды для наземных солнечных телескопов можно обеспечить, только с помощью применения систем адаптивной оптики (АО).

Разработка и внедрение системы АО, особенно для солнечного телескопа (работающего в условиях дневной турбулентности) – это всегда длительный трудоемкий процесс, в котором важное место занимают вопросы теории дифракции световых волн на атмосферных неоднородностях, качества информации о трехмерной структуре и временных вариациях мелкомасштабной турбулентности атмосферы в конкретном пункте расположения инструмента и др. При этом специфика коррекции солнечных изображений при помощи адаптивной системы состоит в том, что необходимо не только стабилизировать случайные смещения изображения, как целого (дрожания), но и корректировать геометрию отдельных фрагментов изображения и их яркость. Все крупные обсерватории мира оснащаются сложными комплексами приборов для текущего мониторинга характеристик оптической нестабильности земной атмосферы и, основанной на этих данных, последующей коррекции изображений. В последние годы идет широкое внедрение систем АО в уже работающие астрономические (солнечные и звездные) телескопы. При этом уникальные астрономические телескопы РФ получают новые информационные возможности, увеличивается их эффективность. Настоящая работа является развитием данного направления. Результаты изучения особенностей оптической нестабильности атмосферы, с точки зрения возможностей коррекции турбулентных искажений изображений, могут быть использованы при создании системы АО в проектах современных крупноапертурных телескопов. Например, эти результаты используются при проектировании адаптивной системы нового крупного солнечного телескопа (КСТ), диаметр главного зеркала 3 м.

Поскольку параметры систем АО определяются не только техническими характеристиками самого телескопа, но также и структурными особенностями и временными вариациями турбулентности, то эффективная коррекция солнечных изображений возможна только в пунктах с низким уровнем турбулентной энергии. Последнее позволяет увеличить эффективность использования систем АО и снизить требования к отдельным элементам АО, а также упростить программные алгоритмы коррекции изображений. Поиск таких мест является одной из проблем современной наблюдательной астрономии. Помимо интегральных характеристик оптической нестабильности при разработке систем АО необходима информация об турбулентности отдельных атмосферных слоев. Например, знание высот наиболее турбулизированных слоев необходимо для мультиспиральных систем АО, применяемых для исправлений искажений волнового фронта в большем поле зрения.

При этом проблема заключается в отсутствии данных о пространственном распределении характеристик мелкомасштабной турбулентности (в том числе ОНЗА) в

оптически активных слоях атмосферы. Прямые измерения оптических характеристик проводятся в рамках отдельных исследовательских программ и для ограниченных территорий с помощью различных инструментов, как правило, обладающих фильтрующими особенностями. Это является следствием того, что применяемые инструменты для оценки астроклиматических параметров преимущественно имеют малые размеры апертур.

Таким образом, для определения статистик оптической нестабильности атмосферы, качества изображений возникает потребность в разработке методики численной оценки характеристик мелкомасштабной атмосферной турбулентности, в т.ч. оптической нестабильности земной атмосферы, по доступным глобальным архивам данных, накопленных за длительные промежутки времени. В данной работе развит подход к параметризации мелкомасштабных турбулентных характеристик с использованием информации о крупномасштабных «энергонесущих» атмосферных неоднородностях. А именно в оценке следующих основных параметров оптической нестабильности земной атмосферы: структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха  $C_n^2$ , ее интегрального значения в «оптически активном слое» атмосферы  $\int_0^H C_n^2 dz$ , радиуса атмосферной когерентности, определяющего размер когерентной площадки в атмосфере, изопланатического угла и времени когерентности атмосферной турбулентности. Полученная информация о параметрах оптической нестабильности земной атмосферы позволяет выбрать способ коррекции солнечных изображений или отдельных его фрагментов и рассчитать параметры адаптивных оптических систем различного порядка.

### **Цель и задачи**

В диссертационной работе, исходя из практических потребностей наблюдательной астрономии и необходимости определения и прогнозирования качества изображений для различных территорий, поставлена цель: исследовать оптическую нестабильность земной атмосферы и ее связь с атмосферной турбулентностью в широком диапазоне масштабов. В соответствии с целью сформированы задачи:

1. Исследовать формы и деформации энергетических спектров атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов для разных условий.
2. Разработать методику оценки характеристик оптической нестабильности, определяющих разрешающую способность солнечных телескопов, основанную на спектральных особенностях атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов по накопленным данным сети метеорологических радиозондовых станций.

3. Исследовать пространственную структуру оптической нестабильности земной атмосферы для выбора расчетным способом пунктов с высоким качеством изображений для установки солнечных крупноапertureных телескопов наземного базирования, а также для определения параметров адаптивных оптических систем.

**Методы исследования.** Решение поставленных задач осуществлялось с помощью экспериментальных и теоретических методов исследований.

Экспериментальные исследования оптических и турбулентных характеристик атмосферы осуществлялись с помощью ультразвуковой метеостанции «МЕТЕО-2», а также датчика Шака-Гартмана адаптивной оптической системы Большого вакуумного телескопа и дифференциального монитора дрожания изображений.

Теоретические исследования осуществлялись в рамках спектральных методов исследований атмосферной турбулентности, подходов, применяемых при решении задач, связанных с распространением оптических волн в турбулентной атмосфере, а также при оптимизации адаптивных оптических систем. В работе используются положения теории турбулентности, а также теории формирования оптических изображений.

#### **На защиту выносятся следующие положения:**

1. Разработана методика, основанная на спектральных особенностях турбулентности в широком диапазоне масштабов, которая позволяет численно оценивать параметры оптической нестабильности земной атмосферы, применяемые при проектировании и подстройки адаптивных оптических систем коррекции солнечных изображений.

2. Установлено, что в высокочастотной части фонового энергетического спектра турбулентности, в диапазоне адаптации солнечных изображений, в атмосферном пограничном слое образуется «ступенька», где спектральная плотность пульсаций зависит от частоты в степени, изменяющейся от минус 5/3 до плюс 2.

3. По результатам экспериментальных и численных исследований установлено, что в месте расположения Саянской солнечной обсерватории среднее качество изображения для длины волны 0,5 мкм в утренние часы составляет 1,6 угловой секунды, в дневное время – 2,2 угловой секунды. Получено, что уровни сопряжения адаптивных оптических систем коррекции солнечных изображений, учет которых необходим для расширения корректируемого поля зрения солнечного телескопа, располагаются на высотах 1 и 10 км.

4. По результатам спектральных исследований оптической нестабильности земной атмосферы выявлены и рекомендованы новые пункты с высокими астроклиматическими показателями для строительства солнечных телескопов: отдельные изолированные вершины

северной части Мадагаскара, восточной части Австралии, южной части Аравийского полуострова; для территории России – Алданского нагорья и юга Читинской области.

### **Научная новизна**

1. Выполнено исследование формы фоновых энергетических спектров атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов в зависимости от параметров крупномасштабных атмосферных неоднородностей, в том числе в области оптической нестабильности земной атмосферы (с масштабами сопоставимыми с диаметром апертуры оптических инструментов). По результатам исследований показано, что интенсивность фоновой мелкомасштабной турбулентности в свободной атмосфере и пограничном слое определяется энергией низкочастотных компонент турбулентности и тем, как организованы атмосферные течения.
2. Впервые разработана методика расчета характеристик оптической нестабильности земной атмосферы, основанная на спектральных особенностях турбулентности в широком диапазоне масштабов. В частности, методика позволяет численно оценивать астроклиматические характеристики и параметры при создании оптимальных адаптивных оптических систем для наземных крупных солнечных телескопов (в месте расположения Саянской солнечной обсерватории и Байкальской астрофизической обсерватории).
3. Впервые получено пространственное распределение по территории земного шара радиуса атмосферной когерентности, определяющего разрешающую способность наземных телескопов, на основе спектральных особенностей турбулентности в широком диапазоне масштабов. Выполнено комплексное астроклиматическое исследование по территории России, которое включает: продолжительность солнечного сияния, уровень рассеянного света, оптическую нестабильность земной атмосферы (в том числе отдельных оптически активных слоев) и ее сезонные особенности. По результатам исследований определены новые пункты с высоким качеством изображения и повторяемостью ясного неба.
4. Приведены результаты исследований статистических характеристик качества изображения в месте расположения Саянской солнечной обсерватории по результатам применения спектральной методики, анализа более ранних наблюдений, описанных в приложениях к бюллетеню «Солнечные данные. Магнитные поля солнечных пятен», а также наблюдений, выполненных с помощью дифференциального монитора дрожания изображений.

**Достоверность результатов, представленных в диссертации, обеспечивается:**

- использованием широкого статистического набора данных наблюдений,
- применением апробированных численных методов, в том числе спектрального анализа,

- подтверждением на качественном и количественном уровне полученных результатов диссертационной работы выводами, сделанными ранее другими авторами, в том числе, по результатам наблюдений, выполненных с помощью разных инструментов,
- согласованием результатов с современными представлениями о распространении оптических волн и методах оценки дрожания и качества изображений в турбулентной атмосфере,
- согласованием с результатами собственных экспериментальных наблюдений в месте расположения Байкальской астрофизической обсерватории и Саянской солнечной обсерватории.

Результаты, которые получены в ходе работы и вынесены на защиту, обсуждались на научных семинарах, публиковались в рецензируемых журналах и докладывались на российских и международных конференциях.

### **Научная и практическая значимость работы**

Научная значимость работы состоит в том, что была определена форма фонового спектра турбулентности в широком диапазоне масштабов и ее деформации в зависимости от различных параметров воздушного потока. Исследования спектральных особенностей атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов позволили разработать методику расчета оптической нестабильности земной атмосферы. Применение этой методики позволяет получать модели вертикальных изменений структурной характеристики показателя преломления воздуха для конкретных пунктов, и на этой основе рекомендовать новые астропункты с высоким качеством изображения.

Практическая значимость состоит в том, что полученные результаты были использованы для расчета оптической нестабильности атмосферы, что важно для выбора мест с высоким качеством изображений для строительства астрономических обсерваторий, а также для оценки возможности коррекции изображений, как уже существующих адаптивных оптических систем, так и при их проектировании. Это позволяет сэкономить значительные средства при строительстве новых обсерваторий и модернизации уже существующих. Полученные результаты могут быть применены для оптимизации адаптивных оптических систем, в том числе для их перестройки под различные атмосферные условия. В частности, результаты исследований использованы в техническом задании крупного солнечного телескопа (КСТ).

### **Апробация работы**

Основные результаты исследований, представленные в диссертации, докладывались на Международной Байкальской молодежной научной школе по фундаментальной физике (БШФФ 2009) «Гелио- и геофизические исследования» (Иркутск, 2009), III Всероссийской

астрономической конференции «Небо и Земля» (Иркутск, 2011), Международной Байкальской молодежной научной школе по фундаментальной физике «Взаимодействие полей и излучения с веществом» (Иркутск 2011), XVIII Международном симпозиуме «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (Иркутск, 2012), Международной Байкальской молодежной научной школе по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде» (Иркутск 2013), Всероссийской конференции по солнечно-земной физике, посвященной 100-летию со дня рождения В.Е. Степанова (Иркутск, 2013), Международной научной конференции «Турбулентность и волновые процессы» (Москва, 2013), XX Международном симпозиуме «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (Новосибирск, 2014).

**Личный вклад автора** заключается в участии в экспериментальных исследованиях атмосферной турбулентности, выполненных в различное время на Большом солнечном вакуумном телескопе и Саянской солнечной обсерватории; в обработке экспериментально полученных данных и данных различных архивов. Все представленные результаты в настоящей диссертационной работе получены автором самостоятельно или при непосредственном участии в коллективе соавторов.

## ГЛАВА 1

### Оптическая нестабильность земной атмосферы и качество изображения

#### 1.1 Оптические телескопы и качество изображения

Для наблюдения космических источников света широко используют такие астрономические приборы как оптические телескопы, собирающие и фокусирующие электромагнитное излучение оптического диапазона. Источники света могут быть точечными или протяженными. Под точечным светящимся объектом при телескопических наблюдениях понимают источник бесконечно малого углового размера. Примером таких астрономических объектов являются звезды. Когда при наблюдениях можно различить тонкую структуру изображения источник света называют протяженным. При этом изображение всего объекта будет определяться совокупностью точечных некогерентных источников света. Примером протяженного космического источника света является Солнце.

Основной характеристикой качества изображения является функция рассеяния точки  $h(x', y')$  [50, 70], которая описывает зависимость распределения интенсивности  $I'$  от координат  $(x', y')$  в плоскости изображения оптической системы. При этом часто предполагается, что оптическая система изопланатична и линейна. В изопланатичной системе aberrации по выбранному полю постоянны, и для любой точки объекта функция рассеяния точки в плоскости изображения является неизменной. В такой оптической системе при смещении точки объекта ее изображение смещается на пропорциональную величину. Линейность системы означает, что значения интенсивности в точках объекта соответствуют определенным значениям интенсивности в сопряженных точках изображения.

Зная функцию  $h(x', y')$  можно найти изображение любого объекта  $I'(x', y')$ , если известна функция рассеяния для каждой его точки. Каждая точка объекта  $I(x, y)$  изображается оптической системой в виде функции  $h(x' - rx, y' - ry)$ , где  $r$  – масштаб увеличения. А функция изображения представляет собой сумму этих изображений

$$I'(x', y') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) h(x' - rx, y' - ry) dx dy \text{ или } I'(x', y') = I(x, y) \otimes h(x', y').$$

Для оценки качества изображения применяют следующие характеристики функции рассеяния точки:

- а) полную ширину функции рассеяния точки на уровне половины ее максимума;
- б) безразмерное число Штреля  $St$ , которое представляет собой отношение центральной интенсивности функции рассеяния точки  $h(0)$  к центральной интенсивности функции Эйри

$h_0(0)$  [158]. Этот критерий характеризует распределение энергии между центральным максимумом и кольцами в световом поле. На рис. 1 показаны функции  $h(x')$  и  $h_0(x')$ , стрелками указаны максимумы  $h(x')$  и  $h_0(x')$  соответственно.

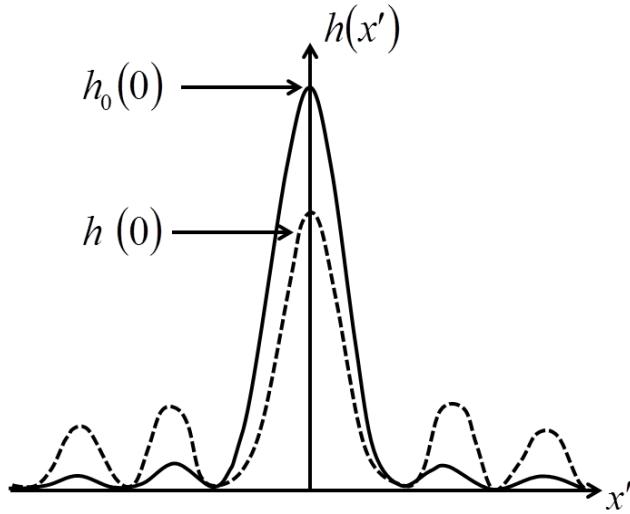


Рис. 1 – Функция  $h(x')$  и число Штреля

Значения числа Штреля находятся в пределах  $0 \leq St \leq 1$ . Если число Штреля принимает значение  $St = 1$ , то изображение имеет дифракционное разрешение. Стоит сказать, что в практике при значениях числа  $St \geq 0,8$  влияние аберраций на изображение не существенно, поскольку уменьшение максимума функции рассеяния на 20 % слабо заметно [64].

в) величину энергии, заключенной в круге с заданным радиусом.

В другом подходе для описания изображения используют преобразование Фурье. При этом изображение представляют не в виде совокупности точек, а виде совокупности гармонических периодических решеток, интенсивность которых описывается функцией  $I(x_\theta) = a \cos(2\pi f((x \cos \theta + y \sin \theta) - b))$ , где  $a$  – амплитуда,  $f_x$  и  $f_y$  – пространственные частоты,  $\theta$  – угол ориентации относительно оси  $x$ ,  $b$  – начальный сдвиг. В результате Фурье преобразования функции рассеяния точки  $h(x', y')$  можно получить

$$\tilde{h}(x', y') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(x', y') \exp(-2\pi i(f_x x' + f_y y')) dx' dy',$$

где  $\sim$  – знак Фурье преобразования.

Фурье преобразование функции рассеяния точки  $\tilde{h}(x', y')$  называется оптической передаточной функцией  $D(f_x, f_y)$ , которая определяет передачу структуры объекта оптической системой в зависимости от пространственных частот. Оптическая передаточная функция является

комплексной величиной  $D(f_x, f_y) = T(f_x, f_y) \exp(i\phi(f_x, f_y))$ , где  $T(f_x, f_y)$  – модуляционная передаточная функция или частотно-контрастная характеристика (ЧКХ),  $\phi(f_x, f_y)$  – фазовая передаточная функция или частотно-фазовая характеристика (ЧФХ). Зависимость контраста изображения гармонической решетки от ее частоты определяется ЧКХ.

В общем случае контраст изображения представляет собой численный критерий качества изображения, который определяется выражением:  $C' = (I'_{\max} - I'_{\min})/(I'_{\max} + I'_{\min})$ , где  $I'_{\max}$  и  $I'_{\min}$  – максимальная и минимальная яркость изображения соответственно. При условии что  $I'_{\max} = I'_{\min}$ , контраст изображения нулевой, а если  $I'_{\min} = 0$ , то контраст изображения называется абсолютным,  $C=1$ . При этом, можно говорить о том, что чем контрастнее получаемое изображение, тем с большей степенью вероятности можно различить тонкую структуру изображения, например, солнечную грануляцию, межгранулярные промежутки, поры и т.д. При телескопических наблюдениях Солнца контраст изображения удобнее связать со средней яркостью  $\bar{I}'$  и переменной яркостью изображения  $I'$ , как схематически показано на рис.2. В этом случае контраст изображения определяется относительной величиной перепада яркости:  $C' = (I' - \bar{I}')/\bar{I}'$ .

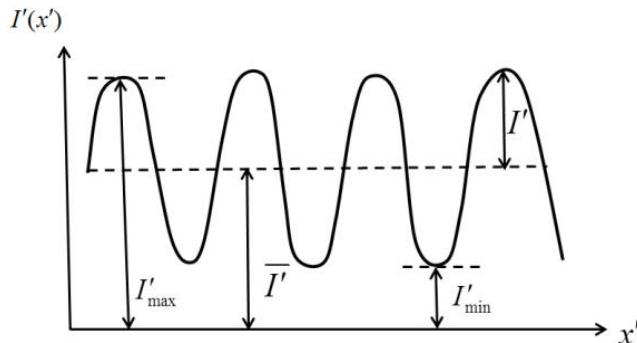


Рис. 2 – Яркость и контраст изображения

Учитывая, что перепады яркости гармонического объекта (рис.2) определяются в виде  $a' = I' - \bar{I}'$  и  $a = I - \bar{I}$  соответственно,  $\text{ЧКХ} = a'/a = (I' - \bar{I}')/(I - \bar{I})$ . При этом, если средняя яркость гармонического объекта  $\bar{I}$  равна средней яркости его изображения  $\bar{I}'$ , то частотно-контрастная характеристика будет определяться выражением  $\text{ЧКХ} = C'/C$ . В турбулентной атмосфере частотно-контрастная характеристика имеет вид  $\text{ЧКХ} = \exp(-0,5D_\phi(f\lambda F/D))$ , где  $D_\phi$  – структурная функция фазы,  $f = \sqrt{f_x^2 + f_y^2}$ ,  $F$  – фокусное расстояние,  $D$  – диаметр телескопа [17]. Таким образом, контраст изображения

определяется параметрами самого телескопа и структурной функцией фазы. Атмосферные фазовые неоднородности описываются выражением  $D_\phi = 6,88 \left(r/r_0\right)^{5/3} \left(1 - Q(r/D)^{1/3}\right)$ , где  $r$  – пространственный масштаб,  $r_0$  – радиус атмосферной когерентности. При короткой световой экспозиции, когда структуру атмосферной турбулентности можно считать замороженной  $Q = 1$  и  $D_\phi = 6,88 \left(r/r_0\right)^{5/3} \left(1 - (r/D)^{1/3}\right)$ . Качество короткоэкспонированных изображений не зависит от изменений общих углов наклона светового фронта. При изменении общего наклона волнового фронта центр изображения сдвигается, однако это не оказывает никакого влияния на функцию рассеяния точки. При длинной световой экспозиции  $Q = 0$ , а  $D_\phi = 6,88 \left(r/r_0\right)^{5/3}$ . В этом случае изменения общих наклонов волнового фронта приводят к уширению (размытию) функции рассеяния точки. Основываясь на характерных периодах изменений атмосферной турбулентности, можно считать, что изображения, полученные с выдержкой более 0,01 с являются изображениями с длинной световой экспозицией [17].

## 1.2 Разрешение оптических телескопов

Одной из основных характеристик телескопа является его разрешение. Разрешение определяется способностью телескопа разделить два объекта в изображении, т.е. тем минимальным расстоянием или тем минимальным углом между двумя свящающимися точками, которое или который может быть разрешенным оптической системой.

На разрешение оптических телескопов накладываются несколько ограничений. С точки зрения квантовой механики это квантовая природа фотонов [46, 52]. В работе [52] квантовый предел разрешения определен на основе принципа неопределенности Гейзенберга. Средняя квадратическая ширина светового пятна в фокальной плоскости определяется соотношением  $\Delta x \geq \lambda / 4\pi$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения.

Однако, даже в идеальной оптической системе телескопа, в которой отсутствуют дефекты и аберрации, невозможно получить стигматическое изображение точечного источника. В классической оптике минимальный размер различимого объекта ограничен дифракцией излучения и несколько меньше длины световой волны. При этом изображение любого точечного источника монохроматического света представляет собой дифракционную картину, в которой центральное светлое пятно, называемое диском Эйри, окружено чередующимися светлыми и темными кольцами. Такая структура изображения является следствием корпускулярно-волновой природы света. Размер дифракционного пятна  $\Delta x$  в фокальной плоскости определяется длиной волны регистрируемого излучения  $\lambda$ , диаметром апертуры

телескопа  $D$  и фокусным расстоянием оптической системы  $F$ :  $\Delta x \approx 0,61\lambda F/D$ . Соответствующее линейному разрешению  $\Delta x \approx 0,61\lambda F/D$  угловое разрешение определяется выражением вида  $\beta_1 \approx 1,22\lambda/D$ . Этот параметр носит название критерия Релея, согласно которому изображения двух близлежащих одинаковых источников света различимы, если центральный максимум дифракционной картины от одного источника совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другого источника.

При наблюдении астрономических источников света с помощью телескопов наземного базирования разрешение изображений определяется набором турбулентных неоднородностей показателя преломления по лучу зрения. Показатель преломления воздуха – это физическое свойство среды представляющее собой отношение между скоростью света в вакууме и скоростью света в воздухе. Преломление лучей света в неоднородной земной атмосфере приводит к кажущемуся смещению наблюдаемого положения источника излучения от истинного положения, а также к искажению результатов измерения расстояния до источника. Это явление называется рефракцией света, а угол отклонения между видимым и истинным положением источника световых волн называется углом рефракции. Поскольку показатель преломления воздуха обладает спектральной зависимостью, то угол рефракции для разных участков электромагнитного спектра различен. С этим обстоятельством, например, связано редкое явление зеленого луча, когда обычно на закате Солнца, последняя видимая точка его диска окрашивается в зеленый цвет. Это явление возможно в условиях практически полного штиля при наблюдении над ровным краем горизонта.

В зависимости от расстояния между излучателем и приемником световых волн различают несколько видов рефракции. Если излучатель света находится далеко за пределами атмосферы, а приемник расположен на земной поверхности либо вблизи нее, то говорят об астрономической рефракции. Когда излучатель и приемник света находятся в пределах атмосферы, то такую рефракцию называют атмосферной или земной рефракцией [68]. Если излучатель света находится на поверхности, а приемник в пределах атмосферы или за ее пределами, то такая рефракция называется фотограмметрической рефракцией.

Атмосферная турбулентность приводит к пульсациям во времени угла рефракции, поэтому принято различать регулярную (нормальную) и случайную виды рефракции. Среднее значение по времени угла рефракции, зависящее от метеорологических условий, соответствующих плавным изменениям показателя преломления, называется регулярной рефракцией. Длительно существующие (до нескольких часов) устойчивые отклонения угла рефракции от его среднего значения при данном зенитном угле называются аномальной

рефракцией. Изменения угла рефракции приводят к рефракционной расходимости или сходимости – изменению угла между лучами, исходящими от разных краев диска Солнца. При этом атмосфера может в среднем воздействовать как рассеивающая линза, что приводит к уменьшению яркости диска Солнца, либо как собирающая линза, что приводит к уярчанию диска Солнца и уменьшению его угловых размеров.

Изменение угла рефракции, обусловленное относительно мелкомасштабными турбулентными вариациями показателя преломления, пространственные масштабы которых находятся в пределах от сантиметров до нескольких десятков метров, называется случайной рефракцией. Атмосфера в этом случае может быть представлена как среда, состоящая из целого спектра турбулентных воздушных «линз» с различным показателем преломления. Хотя пульсации показателя преломления воздуха имеют малые значения, но их куммулятивный эффект значительно изменяет характеристики оптического излучения и искажает волновой фронт (поверхность, на всех точках которой волна имеет одинаковую фазу). В начальный момент «идущий» от Солнца волновой фронт не искажен и является плоским. При распространении в земной атмосфере форма волнового фронта искажается из-за воздействия атмосферной турбулентности. При этом разрешение объектов, наблюдаемых через атмосферную турбулентность, понижается более чем на порядок по сравнению с дифракционным разрешением до величины  $\beta_2 \approx 0,98\lambda/r_0$ , где  $r_0$  – радиус когерентности атмосферы, который определяется распределением структурной характеристики показателя преломления воздуха по лучу зрения [96]. Критерий качества изображения  $\beta_2$  определяет полную ширину функции рассеяния точки на уровне половины ее максимума. Искажения волнового фронта приводят к дрожанию, мерцанию, изменению и размытию внутренней структуры получаемых изображений астрономических объектов, в т.ч. Солнца.

Существует несколько путей для того чтобы получить изображения космических источников света с высоким разрешением. Наиболее очевидным путем является размещение телескопов на орбите Земли. Разрешение изображений, полученных с помощью телескопов такого типа, является дифракционным. Однако, стоимость создания, размещения на орбите и обслуживания таких телескопов очень высока. Кроме того, представляется проблематичным модифицировать телескопы такого класса. Альтернативный путь к достижению высокого разрешения – телескопы наземного базирования с применением адаптивных оптических систем, которые корректируют турбулентные искажения формы волнового фронта и, таким образом, минимизируют влияние земной атмосферы. При этом для качественных телескопических наблюдений и эффективной работы адаптивных оптических систем

необходимо знать информацию о трехмерном распределении характеристик атмосферной турбулентности. Кроме того, современный уровень развития адаптивных оптических систем требует выбора мест расположения телескопов с наименьшим уровнем энергии атмосферной турбулентности [40].

### **1.3 Режимы атмосферных течений. Турбулентность атмосферных течений**

Медленные течения воздуха носят упорядоченный характер, при котором все частицы в некотором тонком слое движутся с одинаковой скоростью. Траектории частиц совпадают с линиями тока и не пересекаются между собой. При этом слои, на которые можно условно разделить течение, скользят друг по другу. При переходе от одного слоя к другому скорость изменяется постепенно и непрерывно в результате молекулярной вязкости. Такие течения называются ламинарными течениями [79].

При сравнительно больших скоростях и размерах атмосферные течения имеют турбулентный характер. При этом частицы воздуха движутся по хаотическим траекториям в т. ч. и поперек потока. Последнее обеспечивает интенсивное перемешивание воздуха.

Критерием перехода от ламинарного состояния к турбулентному режиму течения служит безразмерное число Рейнольдса  $Re = VL/\gamma$ , где  $V$ ,  $L$  – характерные масштабы скорости и длины,  $\gamma$  – кинематическая вязкость. С физической стороны число  $Re$  характеризует относительную роль сил инерции и молекулярной вязкости течения. Силы инерции, роль которых состоит в пространственном переносе количества движения, способствуют возникновению турбулентных неоднородностей в воздушном потоке. Силы вязкости, напротив, сглаживают эти неоднородности. При больших числах Рейнольдса преобладает действие инерционных сил.

Режим течения становится турбулентным, когда число  $Re$  превышает некоторое критическое значение этого числа  $Re_{kp}$ . Проблема смены режимов течений в основном была исследована в ограниченном пространстве (трубы, каналы и т.д.). При этом известно, что значения числа  $Re_{kp}$  зависят от вязкости газа, его плотности и геометрических размеров. В цилиндрических трубах характерные критические значения  $Re_{kp} \sim 2300$ , для течений в некруглых трубах  $Re_{kp}$  имеет меньшую величину  $\sim 500$ . Стоит отметить, что развитое турбулентное течение в этом случае устанавливается при  $Re > 2800$ , а при  $2300 < Re < 2800$  в одном и том же сечении ламинарный режим течения может переходить к турбулентному режиму и наоборот. Таким образом, при  $Re < 2300$  режим течения носят упорядоченный

ламинарный характер. Для потоков, проходящих по трубам, изогнутым в виде змеевика значения  $Re_{kp}$  больше, чем для прямых труб [65]. Вероятно, что и для атмосферных вихревых течений (криволинейных течений), значения  $Re_{kp}$  по величине больше, чем для прямолинейных течений. Стоит сказать, что применительно к атмосфере число Re в значительной степени неопределенно из-за трудности оценки масштабов течений в целом. В качестве примера масштабов течений можно привести расстояние от земной поверхности до уровня максимальной скорости ветра или высоту тропопаузы.

Оценим число Рейнольдса для атмосферных течений. При характерных скоростях воздушных течений порядка  $V = 1 \text{ м / с}$ , пространственных масштабах неоднородностей  $L > 1,5 \text{ м}$  и кинематической вязкости воздуха  $\gamma = 15 * 10^{-6} \text{ м}^2 / \text{с}$  [69], числа Рейнольдса  $Re \geq 10^6$ . Поэтому атмосферные течения имеют преимущественно турбулентный режим. И лишь на масштабах меньших, чем несколько сантиметров можно ожидать, что воздушные течения имеют квазиламинарный характер. В практике считают, что воздушные течения являются турбулентными, когда среднее квадратическое отклонение пульсаций скорости превышает пороговое значение критической скорости, за которое обычно принимают величину 0,05 или 0,1 м/с [68].

Турбулентность – сложное явление и оказывается нелегко дать такое определение, которое охватит все присущие ему основные свойства и характерные особенности. В 1937 г. Карман и Тэйлор определили турбулентность следующим образом [110]: «Турбулентность – это неупорядоченное движение, которое в общем случае возникает в жидкостях, газообразных или капельных, когда они обтекают непроницаемые поверхности или же когда соседние друг с другом потоки одной и той же жидкости следуют рядом или проникают один в другой». При этом атмосферную турбулентность необходимо рассматривать как принципиально трехмерное нестационарное явление, в котором вследствие разрушения крупных вихрей создается непрерывный спектр пульсаций в диапазоне масштабов: от наибольших, обусловленных граничными условиями рассматриваемого течения, до наименьших, обусловленных вязкой диссипацией [73]. Турбулентные мелкомасштабные пульсации поддерживаются величиной потока энергии от самых крупных атмосферных неоднородностей, возникших из-за неустойчивости среднего течения. В турбулентном течении турбулентность в классическом смысле с передачей энергии от самых крупных атмосферных неоднородностей к мелким неоднородностям существует с [23]:

- так называемой «странный турбулентностью», представляющей собой иерархию крупных вихрей с передачей энергии от меньших вихрей к более крупным вихрям;

- долгоживущими самоорганизованными структурами, также поддерживаемые обратной передачей энергии;
- внутренними волнами, возникающими при устойчивой стратификации и вращении, взаимодействующие с турбулентностью.

Особенностями атмосферной турбулентности также является ее многомасштабность, определяемая геометрическими размерами атмосферы, широким набором воздействующих сил и физических механизмов взаимодействия турбулентных неоднородностей. Кроме того, земная атмосфера имеет слоистую и неоднородную структуру. В связи с этим атмосферную турбулентность в пространстве необходимо рассматривать в поле изменений средних величин по высоте и по горизонтали.

## **1.4 Описание атмосферной турбулентности, структурная характеристика показателя преломления воздуха**

Атмосферные течения охватывают широкий спектр неоднородностей различных масштабов и носят изменчивый, турбулентный характер, который обуславливает сильную изменчивость метеорологических и оптических величин во времени и пространстве. Параметры таких течений в каждый данный момент времени можно рассматривать как случайные величины. Количественное описание процессов в таких случаях целесообразно проводить по отношению к осредненным характеристикам, т.е. пользоваться статистическими методами исследования.

При статистическом усреднении в поведении случайных процессов обычно обнаруживаются некоторые закономерности, которые в малой степени зависят от индивидуальных особенностей случайных процессов. В классической теории вероятностей случайной величиной называется такая величина, которая не зависит от какого-либо параметра и в результате неоднократных воспроизведений опыта в неизменных внешних условиях принимает различные значения. Для полного определения случайной величины в теории вероятностей достаточно знать функцию ее распределения, т.е. функциональную зависимость между значением случайной величины и вероятностью ее появления. Из-за сложности определения вида, своей громоздкости и сложности оперирования характеристиками, зависящими от многих аргументов, функции распределения применяются только в специальных случаях. При решении большинства практических задач, связанных с турбулентностью, пользуются только основными статистическими характеристиками, описываемые моментами распределений (начальные, центральные и смешанные). Для

рассматриваемого эмпирического ряда произвольной величины  $U$  (скорости ветра, температуры и т.д.) первый начальный момент представляет собой среднее арифметическое значение

$$\bar{U} = \sum_{i=1}^m U_i. \text{ Эта величина является неслучайным параметром процесса и определяет значение}$$

наблюдаемой величины в распределении, вокруг которого происходит рассеяние величин рассматриваемой реализации. В турбулентном потоке конкретная реализация, полученная в ходе эксперимента, при индентичных внешних условиях осуществляется с некоторой степенью вероятности, при этом среднее значение величины представляет собой среднее по множеству реализаций, образующих статистический ансамбль. Поскольку при исследовании атмосферных течений получение средней по ансамблю величины практически сопряжено со сложностью осуществления множества опытов при неизменных внешних условиях, то обычно используют приближение эргодической гипотезы, согласно которому осреднение проводится по пространству или времени. Это приближение справедливо в случае стационарного процесса, если статистические характеристики, полученные при осреднении по достаточно длительному интервалу времени  $\Delta t \rightarrow \infty$  одной реализации равны статистическим характеристикам, полученных при осреднении по множеству реализаций в данный момент времени с вероятностью сколь угодно близкой к единице [21]. Заметим, что реальные поля температуры и скорости ветра в общем случае не являются эргодическими, так как получаемые средние значения зависят от времени. Учитывая выше сказанное, практически временной интервал осреднения выбирается исходя из следующих соображений. Во-первых, интервал осреднения не должен быть слишком коротким, для того чтобы полученное среднее значение было репрезентативным и не зависело от времени, а характерный период пульсации должен быть много меньше периода осреднения. Во-вторых, период осреднения не должен быть слишком большим, чтобы не сгладились важные изменения анализируемой величины и полученное среднее значение оставалось практически постоянным. В последнем случае характерное время изменения осредненного поля должно значительно превышать период осреднения.

Кроме начальных моментов для описания атмосферных турбулентных течений широко используют центральные моменты, которые также являются неслучайными характеристиками отклонений наблюдающихся величин от их средних значений. Центральный момент связи двух различных сечений процесса в теории вероятностей называется автокорреляционной функцией, которая определяет насколько хорошо наблюдаемый сигнал «помнит» свое исходное состояние. В случае если сечения реализации совпадают, то второй момент – это дисперсия

$\sigma_U^2 = m^{-1} \sum_{i=1}^m (U_i - \bar{U})^2$ , которая характеризует разброс наблюдаемых величин около некоторого

среднего значения. По значению дисперсии скорости воздушного потока можно судить о величине удельной турбулентной энергии. Если известно, что рассматриваемые величины распределены по нормальному закону, то для полной характеристики процесса достаточно знать среднее значение величины и ее дисперсию.

В статистике выделяют особые функции (процессы), свойства которых остаются практически постоянными во времени – стационарные функции (процессы) нескольких типов: в узком и широком смысле. Стационарным процессом в узком смысле (строго стационарным процессом) называется процесс, когда функция плотности вероятности распределения инвариантна относительно сдвига от начала отсчета. При этом неизменность среднего значения (математического ожидания) и дисперсии во всех сечениях стационарного процесса значительно упрощает исследование случайных процессов. Такие процессы выделены в класс стационарных процессов в широком смысле. Строго стационарные процессы являются стационарными в широком смысле, обратное утверждение неверно. В нестационарных процессах осреднение по всей временной реализации не имеет смысла. В этом случае необходимо отдельно рассматривать, как правило, нелинейное общее изменение средней скорости и относительно быстро меняющиеся пульсации.

Для статистического описания турбулентных течений А.Н. Колмогоров ввел и использовал структурную функцию показателя преломления воздуха (температуры, скорости ветра). Структурной функцией показателя преломления воздуха называется среднее значение квадрата приращений  $D_{nn} = \overline{(n(r + r_1) - n(r_1))^2}$ , где  $n$  – показатель преломления,  $r_1$  – начальная координата точки,  $r$  – расстояние между двумя рассматриваемыми точками. Преимущество использования этих функций по сравнению, например, с корреляционными функциями заключается в следующем. При малых значениях аргумента  $r$  длинноволновые возмущения не окажут существенного влияния на разность  $(n(r + r_1) - n(r_1))$  и она может оказаться стационарной функцией времени. Показано, что на небольших расстояниях ( $l \ll r \ll L$ ) при структурная функция  $D_{nn}$  подчиняется зависимости «2/3»:  $D_{nn} = C_n^2 r^{2/3}$ , где  $C_n^2$  – структурная характеристика пульсаций показателя преломления [24]. Величина  $C_n^2$  представляет собой один из наиболее известных параметров атмосферной оптической нестабильности и определяет дрожание изображений или, по-другому говоря, дисперсию углов прихода света  $\sigma_a^2$  на апертуре телескопа. На рис. 3 показаны зависимости вариаций углов прихода от интенсивности

атмосферной турбулентности на горизонтальной трассе распространения света жирной линией – для плоской электромагнитной волны, тонкой линией – для сферической волны. Для плоской волны [25, 72] дрожание изображения определяется выражением  $\sigma_a^2 = 2,84D^{-1/3} \sec \alpha \int_0^H C_n^2(z) dz$ , где  $\alpha$  – зенитный угол, на горизонтальной трассе  $\sigma_a^2 = 2,84D^{-1/3}C_n^2L$ , где  $L$  – длина трассы.

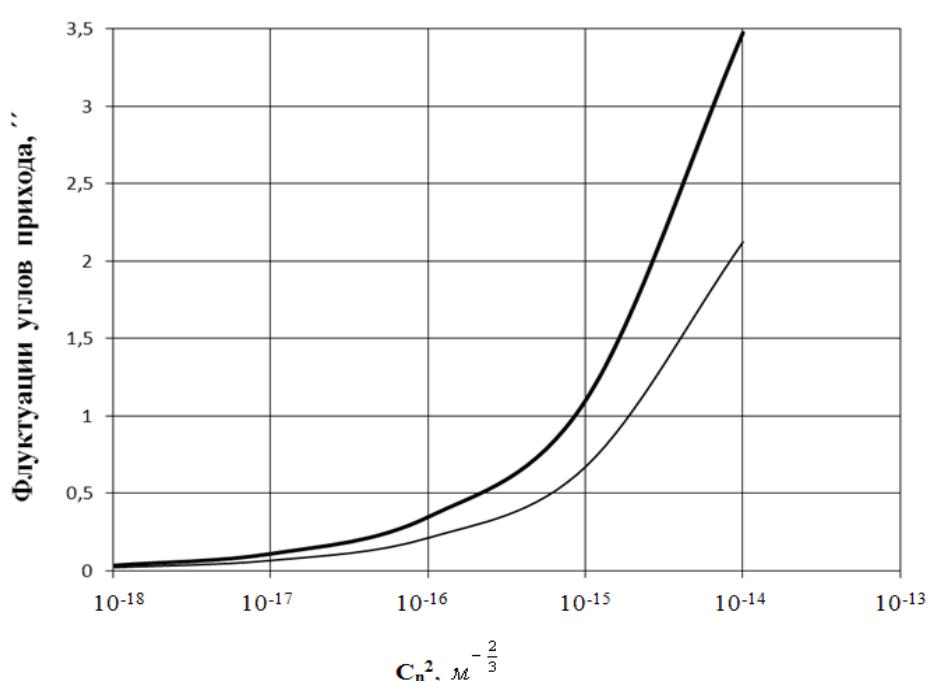


Рис. 3 – Зависимость флюктуаций углов прихода света от величины структурной характеристики пульсаций показателя преломления на горизонтальной трассе

Для сферической волны дрожание изображения имеет меньшую амплитуду, чем для плоской волны и на горизонтальной трассе определяется следующим выражением:  $\sigma_a^2 = 1,06D^{-1/3}C_n^2L$ .

## 1.5 Работа адаптивных оптических систем в турбулентных условиях земной атмосферы. Параметры адаптивных оптических систем

В общем спектре атмосферных неоднородностей оптическая нестабильность земной атмосферы соответствует микромасштабному диапазону турбулентности: от нескольких сотен метров до нескольких см. Причиной возникновения оптической нестабильности служит наличие пространственного градиента показателя преломления воздуха и динамическая турбулентность. На рис. 4 схематически изображен спектральный диапазон оптической нестабильности земной атмосферы. Спектральное положение этого диапазона определяется

атмосферными условиями работы оптических инструментов. С одной стороны размером апертуры современных телескопов, который сопоставим с внешним масштабом атмосферной турбулентности  $L$ . С другой стороны мельчайшими атмосферными неоднородностями показателя преломления воздуха по лучу зрения, которые определяют внутреннюю структуру изображения.

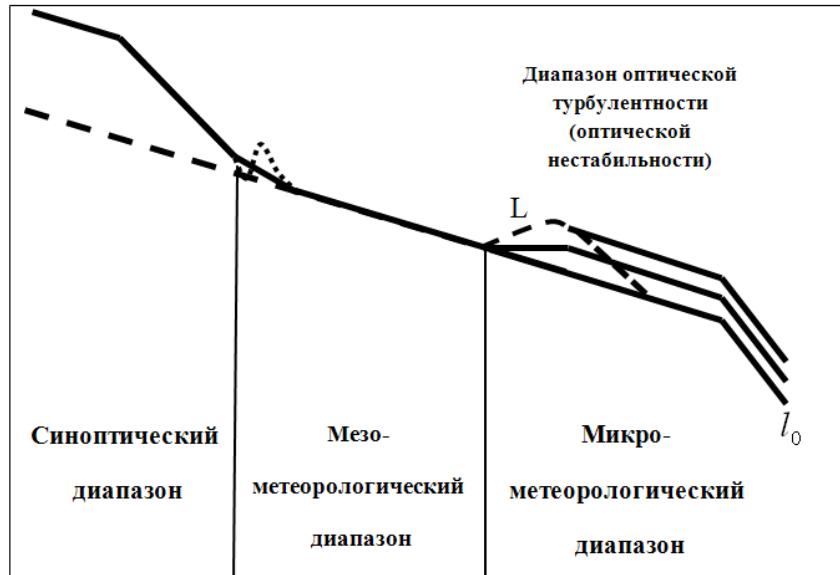


Рис. 4 – Оптическая нестабильность атмосферы в общем спектре атмосферных течений

Внутренний масштаб турбулентности на рисунке обозначен  $l$ . Диапазон оптической нестабильности земной атмосферы лежит в пределах так называемого микрометеорологического диапазона атмосферной турбулентности. В крупномасштабном диапазоне обычно выделяют мезометеорологический диапазон и синоптический диапазон атмосферных неоднородностей. Представленные диапазоны будут рассмотрены ниже.

К основным характеристикам турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха и, таким образом, оптической нестабильности земной атмосферы относятся радиус атмосферной когерентности  $r_0$ , угол изопланатизма  $\theta_0$  и время когерентности  $\tau_0$ . Перечисленные параметры показаны на рис. 5 а). На рис. 5 а) области атмосферной с радиусом  $r_0$ , располагающиеся на разной высоте над приемной апертурой телескопа, показаны в виде овалов. Радиус когерентности в турбулентных условиях земной атмосферы можно отождествить с характерным размером диаметра телескопа, который имеет дифракционное разрешение. При этом на границе области когерентности число Штреля составляет 0,37, а дисперсия фазы для круговой апертуры размером  $r_0$  равна  $1\text{рад}^2$ .

При телескопических наблюдениях  $r_0$  ассоциируется с качеством изображения («seeing») и определяет полную ширину функции рассеяния точки на уровне половины максимума функции рассеяния точки  $\beta_2 \approx 0,98\lambda / r_0$ . Величина  $r_0$  определяется степенью развитости турбулентных течений и высотным профилем структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха  $C_n^2(z)$ :  $r_0 = \left( 0.423k^2 \sec \alpha \int_0^H C_n^2(z) dz \right)^{-3/5}$ , где  $z$  – высота уровня,  $H$  – высота «оптически активной атмосферы»,  $\alpha$  – зенитный угол (зависимость  $r_0(\alpha)$  показана на рис.5),  $\lambda$  – длина волны,  $k = 2\pi / \lambda$  – волновое число.

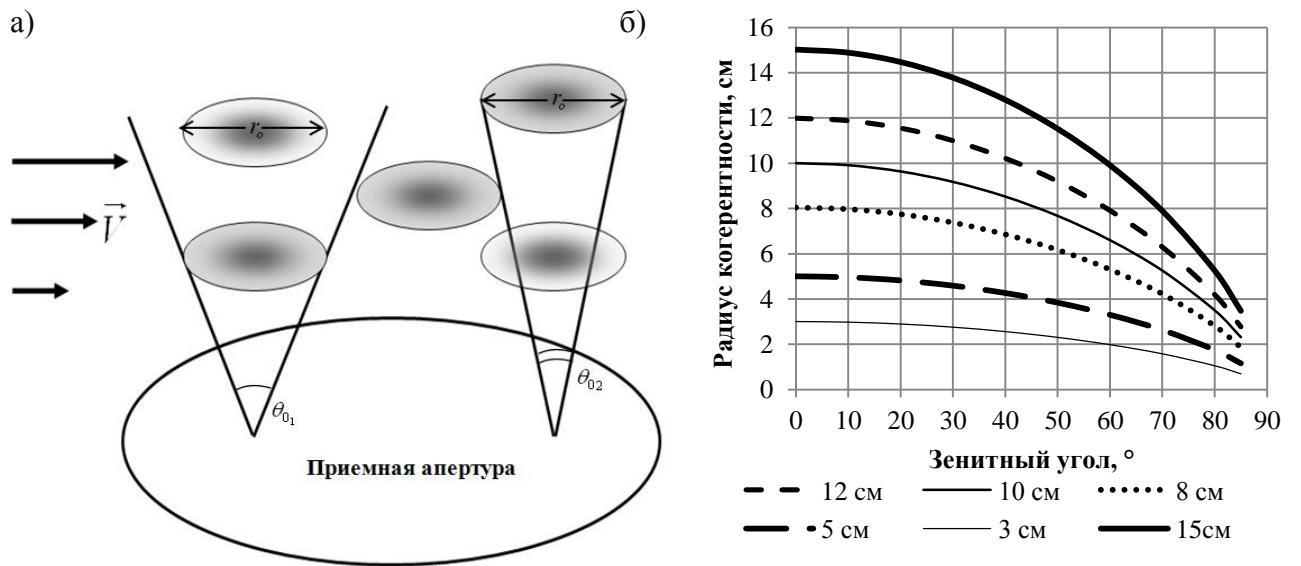


Рис. 5 а) Параметры оптической нестабильности атмосферы, б) зависимость радиуса когерентности от зенитного угла

Величина  $\int_0^H C_n^2(z) dz$  характеризует набор пульсаций показателя преломления воздуха

$n'(z)$  по лучу зрения. Поскольку интенсивность атмосферной турбулентности изменяется с высотой, то также изменяются интегральные значения радиуса когерентности и значения радиуса когерентности в отдельных атмосферных слоях. Эти вопросы становятся особенно актуальными при использовании мультиспиральных адаптивных оптических систем. Зависимость радиуса когерентности от длины волны света приводит к тому, что  $r_0$  полученного изображения в инфракрасной области спектра выше, чем  $r_0$  видимой области спектра электромагнитного излучения. Например, при  $\lambda = 0,39$  мкм  $r_0 = 4$  см, при  $\lambda = 0,76$

мкм  $r_0 = 9$  см,  $\lambda = 5$  мкм  $r_0 = 85$  см. Радиус когерентности в турбулентной атмосфере не является постоянной величиной, а зависит от времени и пространственных координат. Влияние пульсаций показателя преломления на характеристики оптического излучения зависит от отношения диаметра пучка и радиуса когерентности  $d_{\text{п}} / r_0$ . При  $d_{\text{п}} \ll r_0$  градиент показателя преломления одинаков по сечению пучка и он отклоняется целиком. При  $d_{\text{п}} \gg r_0$  турбулентные неоднородности показателя преломления отклоняют разные элементы пучка по различным направлениям. При  $d_{\text{п}} \sim r_0$  атмосферные турбулентные неоднородности действуют как линзы, которые переформировывают волновой фронт.

Следующий параметр, угол изопланатизма – это максимальный угол, при котором разность фаз между двумя близкими источниками света минимальна:

$$\theta_0 = \left( 2.91k^2 \sec^{8/3} \alpha \int_0^H C_n^2(z) z^{5/3} dz \right)^{-3/5}. \quad \text{Области когерентности с одинаковым радиусом } r_0, \text{ но}$$

располагающиеся на разной высоте, имеют различные углы изопланатизма. Величина изопланатического угла  $\theta_0$  определяет размер корректируемого поля зрения классической адаптивной системой, в котором может быть достигнуто дифракционное разрешение изображения. Угол изопланатизма  $\theta_0$ , при прочих равных условиях, с одной стороны, зависит от размера неоднородности показателя преломления (в данном случае от величины  $r_0$ , здесь под этим термином понимается однородная когерентная ячейка, типа солитона или вихря) и от расстояния ее расположения до плоскости апертуры телескопа. С другой стороны, угол изопланатизма  $\theta_0$  зависит от преломляющих свойств неоднородности показателя преломления, т.е. от интенсивности пульсаций плотности воздуха в заданном слое. При указанных условиях неизвестной остается функциональная зависимость размера неоднородности показателя преломления  $r_0$  от расстояния ее расположения до апертуры. Если предполагать, что размер неоднородности показателя преломления в виде когерентной структуры определяется энергией ее движения, тогда можно оценивать зависимость ее характерного размера от высоты в пограничном слое и в слое свободной атмосферы по изменению средней величины кинетической энергии пульсаций скорости ветра с высотой. При этом большие значения угла изопланатизма отражают тот факт, что наибольший вклад в искажение изображений вносит турбулентность нижних слоев атмосферы, и наоборот.

Одной из важных задач адаптивной оптики является расширение корректируемого поля зрения. Для расширения поля зрения, применяют системы многосопряженной адаптивной

оптики. В основе этого метода лежит коррекция турбулентных искажений волнового фронта несколькими адаптивными зеркалами, сопряженными с различными высотными наиболее оптически активными слоями атмосферы. Количество адаптивных зеркал и датчиков волнового фронта определяется профилем атмосферной турбулентности, наличием атмосферных слоев с интенсивной турбулентностью. Поэтому важной проблемой коррекции является информация о трехмерном распределении турбулентности в оптически активном слое атмосферы.

Еще одним важным параметром адаптивной оптической системы является требуемая полоса рабочих частот. Известно, что временная задержка работы адаптивной системы должна быть много меньше, чем время переноса турбулентных неоднородностей показателя преломления через лучу зрения. Затраченное время адаптивной системы на коррекцию волнового фронта складывается из времени получения информации о форме волнового фронта, времени вычисления управляющих воздействий на адаптивное зеркало и времени работы зеркала. Временные вариации характеристик атмосферной турбулентности определяют время когерентности  $\tau_0$ . При этом характеристики атмосферной турбулентности изменяются в широком диапазоне частот, с максимальными значениями до  $10^4$  Гц. Время когерентности определяет временной промежуток, за который поверхность волнового фронта может считаться неизменной. Представим, что в атмосферном течении имеется только одна турбулентная область движущаяся со скоростью  $V$  или, что турбулентность «собрана» в некоторый однородный слой. В этом случае время когерентности – это время перемещения этой области или слоя на величину  $r_0$ . Но поскольку атмосфера состоит из множества турбулентных неоднородностей и слоев, движущихся с различными скоростями  $\vec{V}(h)$ , то  $\tau_0$  зависит от пространственного распределения характеристик атмосферной турбулентности, и в основном от  $V(z) = \bar{V}(z) + V'(z)$ . Время когерентности можно определить следующим образом:

$$\tau_0 = 0,057 \lambda^{6/5} \left( \int_0^H C_n^2(z) V^{5/3}(h) dz \right)^{-3/5} \quad \text{или} \quad \tau_0 = 0.314 r_0 / V_0, \quad \text{где}$$

$$V_0 = \left( \int_0^\infty C_n^2(z) V^{5/3}(z) dz / \int_0^\infty C_n^2(z) dz \right)^{3/5} \quad - \quad \text{средняя пульсационная скорость воздушного течения}$$

[142,143,144]. При более коротких значениях времени когерентности адаптивные оптические системы должны работать быстрее и затрачивать меньше времени на анализ формы волнового фронта и на отправку сигнала к устройству коррекции формы волнового фронта. Все три

представленных параметра оптической нестабильности атмосферы определяются набором пульсаций показателя преломления  $n'$  по лучу зрения.

Для компенсации турбулентных искажений изображений широко применяют системы адаптивной оптики (АО). С помощью систем АО теоретически возможно получить изображения с дифракционным разрешением, а на практике приблизиться к нему. Основными элементами в типовой адаптивной оптической системе служат: устройство регистрации формы волнового фронта и устройство воздействия на форму волнового фронта. Для эффективной коррекции турбулентных искажений волнового фронта адаптивные оптические системы должны обладать минимальным набором определённых параметров. В работе [48] предложены следующие параметры, которым должны удовлетворять АОС: число степеней свободы адаптивной системы, требуемая полоса частот и параметры самого телескопа. Причем параметры и эффективность работы элементов используемых адаптивных оптических систем преимущественно определяются пространственной структурой и динамикой оптической нестабильности земной атмосферы.

Одним из наиболее популярных устройств, используемых для определения формы волнового фронта, является датчик волнового фронта Шака-Гартмана (ДВФ). Датчик такого типа, например, используется в адаптивной оптической системе Большого солнечного вакуумного телескопа (БСВТ). В ДВФ Шака-Гартмана исходный параллельный пучок света разделяется с помощью набора микролинз (линзлета) на несколько пучков. При этом каждая микролинза фокусирует отдельные участки волнового фронта. В фокальной плоскости наблюдается совокупность пятен, положения которых определяется локальным наклоном волнового фронта каждой микролинзы (рис.6). Так если падающий волновой фронт – плоский, то положения каждого светового пятна симметричны друг другу, а центры тяжести занимают постоянное (начальное) положение, определяемое геометрией инструмента (рис.6 слева). Если волновой фронт имеет общий наклон, то наблюдается одинаковое по полю смещение положений центров тяжести пятен (рис.6 в центре). Искаженный волновой фронт вызывает пропорциональное форме фронта случайное распределение отклонений центров тяжести пятен от исходных положений (рис.6 справа). Измеряя положения центров тяжести каждого пятна для каждой субапертуры, вычисляют среднюю форму волнового фронта. Точность определения формы локальных наклонов волнового фронта и общей формы фронта определяется степенью изрезанности поверхности волнового фронта. При этом количество субапертур можно ориентировочно оценить по соотношению  $M_C \approx (D/r_0)^2$ . Для устранения искажений волнового фронта используют зональные, модальные и сегментированные корректоры

(зеркала). Такие устройства имеют ограниченное число степеней свободы, т.е. способны воспроизводить форму искажений волнового фронта с определенной точностью. В адаптивных системах наиболее используемым является модальный корректор волнового фронта. У такого типа корректора функции отклика совпадают с аналитическим представлением искажений волнового фронта. Как показано в [131], эффективность работы модального корректора может быть оценена по дисперсии остаточных искажений в фазе скорректированной волны, определяемой относительным диаметром апертуры телескопа:  $\sigma_{Nu}^2 = C_{Nu} (D/r_0)^{5/3}$  (где  $D$  – диаметр апертуры телескопа,  $r_0$  – радиус когерентности,  $Nu$  – число скорректированных aberrаций,  $C_{Nu}$  – коэффициенты пропорциональности). Коэффициенты  $C_{Nu}$  определяют относительный вклад искажений волнового фронта различных порядков. Значения  $C_{Nu}$  приведены в таблице 1 [48].

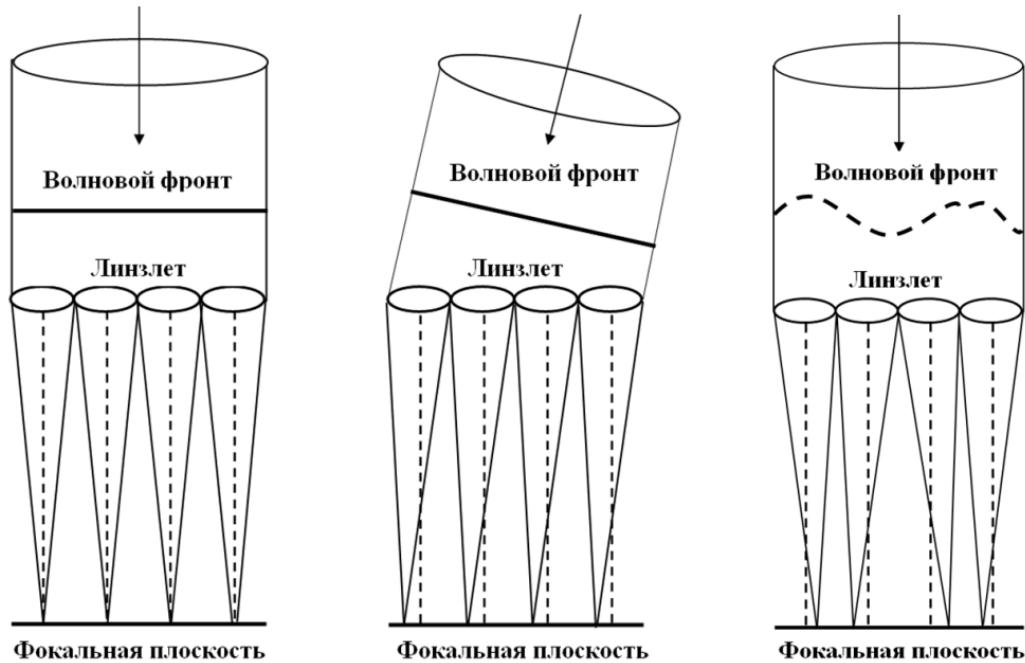


Рис. 6 – Форма волнового фронта и датчик волнового фронта Шака-Гартмана

Известно, что структурная функция фазы в предположении справедливости модели турбулентности Колмогорова имеет форму  $D_\phi(r) = 6,88 (r/r_0)^{5/3}$ . На круговой апертуре диаметром  $D$  дисперсия искажений фазы определяется следующим соотношением  $\sigma_\phi^2 = 1,03(D/r_0)^{5/3}$ . При этом, когда диаметр круговой апертуры равен радиусу когерентности  $r_0$ , дисперсия фазы оказывается равной  $1 \text{ рад}^2$ .

Таблица 1. Коэффициенты относительного вклада искажений волнового фронта различных порядков, где  $Nu$  – число скорректированных аберраций,  $C_{Nu}$  – коэффициенты пропорциональности.

$Nu$	1	3	6	10	15	21
$C_{Nu}$	1,03	0,134	0,065	0,041	0,028	0,021

При отсутствии коррекции амплитуда искажений формы волнового фронта определяется величиной оптической нестабильности земной атмосферы. При компенсации постоянной компоненты волнового фронта ( $Nu = 1$ ), так называемого поршня, дисперсия фазы по величине равна 1,03. По-другому говоря, поршень не вносит вклада в величину  $\sigma_{Nu}^2$ . При компенсации постоянной компоненты и наклонов волнового фронта ( $Nu = 3$ ), остаточный уровень искажений определяется коэффициентом  $C_3 = 0,134$ . При этих условиях дисперсия остаточных искажений составляет около 10 % от исходной величины  $\sigma_{Nu=1}^2$ . При числе скорректированных аберраций  $Nu = 6$ , что соответствует компенсации постоянной компоненты, наклонов и квадратичных аберраций  $C_6 = 0,065$ . Для большого числа скорректированных аберраций коэффициенты можно оценить по приближенной формуле  $C_{Nu} \approx 0,2944 Nu^{-\sqrt{3}/2}$ .

Точность, с которой деформируемое зеркало воспроизводит форму волнового фронта, определяется количеством актиоаторов  $N_{акт}$  и расстоянием между ними  $r_s$ :  $\sigma_\varphi^2 = a_1 (r_s / r_0)^{5/3}$ , где  $\sigma_\varphi^2$  – остаточная дисперсия фазы,  $a_1$  – постоянный коэффициент, значение которого изменяется от 0,349 до 0,28 и зависит от выбранного типа зеркала, расстояние между актиоаторами  $r_s^2 = D^2 / N_{акт}$ ,  $N_{акт}$  – число актиоаторов. Учитывая это, выражение

$$\sigma_\varphi^2 = a_1 \left( \frac{r_s}{r_0} \right)^{5/3} \text{ можно записать в виде } \sigma_\varphi^2 = a_1 \left( \sqrt{\frac{1}{N_{акт}}} \frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \text{ или } N_{акт} = \left( \frac{1}{\sigma_\varphi^2} a_1 \right)^{6/5} \left( \frac{D}{r_0} \right)^2. \text{ Для}$$

того, чтобы получить изображение с хорошим качеством остаточная дисперсия фазы должна быть по величине меньше чем  $1 \text{ rad}^2$ . Принимая во внимание, что  $a_1 = 0,3$  минимальное число актиоаторов деформируемого зеркала окажется равным  $N_{акт} = 0,24(D/r_0)^2$ . Если допустить что аберрации, создаваемые атмосферной турбулентностью, являются результатом случайных гауссовых процессов, то число Штреля можно представить в экспоненциальном виде  $St = \exp(-\sigma_\varphi^2)$  [144]. Используя выражение  $\sigma_\varphi^2 = 1,03(D/r_0)^{5/3}$ , можно оценить число Штреля на границе изопланатической зоны (при  $D = r_0$ ):  $St = 0,37$ . Учитывая это,

количество актиоаторов, которое должно иметь деформируемое зеркало будет определяться следующим выражением:  $N_{akm} = \left( \ln\left(\frac{1}{St}\right) \right)^{-6/5} a_1^{6/5} \left( \frac{D}{r_0} \right)^2$ . Представленные соотношения позволяют определить оптимальные параметры адаптивных оптических систем для конкретных условий турбулентной атмосферы. Таким образом, для определения параметров таких систем необходима информация о характеристиках мелкомасштабной атмосферной турбулентности.

## ГЛАВА 2

# ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБОВ

Для изучения атмосферных неоднородностей различных масштабов широко применяется спектральный анализ, разделяющий временные ряды на различные частотные составляющие. Перед тем как приступить к спектральному анализу атмосферных процессов, рассмотрим основы формирования атмосферных течений. В рамках классической физики предполагается, что структура и динамика атмосферной турбулентности объективно описываются уравнениями движения атмосферы в форме Навье-Стокса [6], которые являются выражением второго закона Ньютона. Основной движущей силой в атмосфере Земли является сила барического градиента (Н/кг). Характерные значения горизонтального барического градиента в атмосфере составляют от 1 до 3 гПа / 100 км. При таких значениях горизонтального барического градиента скорость геострофического ветра  $V_g = \frac{1}{2\rho\omega_z} \frac{\partial P}{\partial n}$

широте  $45^{\circ}$  изменяется от 10 м/с до 30 м/с. В процессах формирования крупномасштабных атмосферных вихрей большую роль играет сила Кориолиса. Эта сила не вызывает движения, но изменяет его направление. В атмосферных течениях, масштабы которых более нескольких сотен км, ускорение Кориолиса велико по сравнению с относительным ускорением [13]. Динамика таких течений во многом определяется силой барического градиента и силой Кориолиса. Средние масштабы атмосферных течений, около 100 км, характеризуются тем, что сила Кориолиса, сила барического градиента и сила инерции по величине имеют приблизительно одинаковый порядок. Для относительно мелкомасштабных течений, менее 10 км, влияние силы Кориолиса пренебрежимо мало. В установлении движения воздуха также важную роль играют силы трения. Применительно к атмосфере большее значение имеют силы трения, которые порождаются изменением скорости ветра с высотой.

Для исследований атмосферной турбулентности из уравнений Навье-Стокса, описывающих все течения, обычно выделяют среднее течение  $\bar{V}$  и более короткопериодные турбулентные (пульсационные) течения  $V'$ . При этом построить на основе уравнений движения модель турбулентности, воспроизводящую течения всех возможных масштабов, на практике является трудной задачей. Основной сложностью является то, что полученная при осреднении по Рейнольдсу, система уравнений движений оказывается незамкнута, т.е. количество неизвестных, входящих в систему уравнений, больше чем количество уравнений. Основная

задача при решении этой системы сводится к получению основанных на физических соображениях или на эмпирических результатах дополнительных соотношений замыкания между статистическими моментами полей метеорологических элементов. Эти дополнительные соотношения носят название полуэмпирических гипотез или моделей турбулентности. Фактически, должны быть определены величины  $\overline{u'^2} = \sigma_u^2$ ,  $\overline{v'^2} = \sigma_v^2$ ,  $\overline{w'^2} = \sigma_w^2$ , а также  $\overline{u'v'}$ ,  $\overline{v'w'}$ ,  $\overline{u'w'}$  через средние характеристики течений, где  $\sigma_u$ ,  $\sigma_v$ ,  $\sigma_w$  – средние квадратические отклонения проекций скорости ветра на оси абсцисс, ординат и аппликат,  $u', v', w'$  – пульсации составляющих скорости соответственно. Для модельных расчетов характеристики оптической нестабильности также необходимы дополнительные соотношения замыкания, связывающие характеристики мелкомасштабных и крупномасштабных неоднородностей.

В результате длительных исследований структуры и динамики турбулентности, направленных на установление зависимостей между тензором турбулентных напряжений и средними характеристиками потока и на построение соотношений замыкания было получено множество различных полуэмпирических гипотез турбулентности, наиболее значимые рассмотрены ниже.

## 2.1 Формирование моделей турбулентности

Представления об атмосферной турбулентности формировались в результате теоретических расчетов, численного моделирования, эмпирических исследований структуры и динамики атмосферы и в контексте общей теории турбулентности. До 1941 г. формировались представления о турбулентных движениях и вводились основные понятия и гипотезы.

В 1877 г. для описания переноса количества движения Ж. Буссинеск выдвинул гипотезу о том, что турбулентные напряжения  $\tau_{ij} = -\rho u_i' u_j'$  определяются изменчивостью осредненной скорости. Например,  $xz$ -составляющую турбулентного напряжения можно определить следующим образом:  $\tau_{xz} = -\rho \overline{u'w'} = K \frac{d\bar{u}}{dz}$ , где  $\rho$ ,  $u'$ ,  $w'$ ,  $K$  – соответственно плотность, пульсации горизонтальной и вертикальной составляющих скорости воздушного потока и коэффициент турбулентного обмена. Анализ этого соотношения позволяет говорить об отсутствии строгой связи между турбулентным напряжением и градиентом средней скорости потока  $\frac{d\bar{u}}{dz}$ , неизвестное  $\tau$  заменяется новым неизвестным  $K$ . Поэтому эта гипотеза требует

знания адекватной информации, описывающей зависимость коэффициента турбулентного обмена в рассматриваемой среде. Наиболее простое предположение о величине  $K$  – это ее постоянство. Это предположение неплохо выполняется только в нескольких случаях: либо в свободной атмосфере, либо в безграничном пространстве, либо вдали от подстилающей поверхности. Таким образом, введение коэффициента турбулентности во многих случаях не облегчает задачу исследования структуры турбулентных течений из-за необходимости задания зависимости  $K$ . Кроме того, градиентное представление турбулентных напряжений неприменимо в областях с малыми сдвигами скорости (ось симметричного канала, верхняя часть пограничного слоя).

В 1922 г. Л. Ричардсон предложил качественную модель турбулентности, схематически показанную на рис. 6 [140]. В этой модели развитая турбулентность представляет собой «иерархию» вихрей различных порядков, в которой вихри данного порядка возникают за счет потери устойчивости более крупных вихрей, заимствуют у них энергию, и в свою очередь, теряя устойчивость, порождают более мелкие вихри следующего порядка. В результате устойчивого распада крупномасштабных турбулентных вихрей возникает прямой каскад энергии. А энергия наиболее крупных вихрей, получаемая непосредственно из среднего течения, передается течениям все меньших масштабов. При этом размер самых крупных вихрей определяется так называемым внешним масштабом турбулентности  $L$ . При больших числах Рейнольдса  $Re = VL/\gamma$  размер наиболее крупных вихрей соответствует размеру потока. Процесс дробления вихрей происходит до тех пор, пока не возникнут столь малые вихри, что их число Рейнольдса не будет превышать  $Re_{kp}$ . Такие вихри являются устойчивыми образованиями и не распадаются на более мелкие вихри. При этом, чем больше число Рейнольдса, тем более мелкие вихри могут возникнуть в течении. Таким образом, процесс дробления не может продолжаться бесконечно долго. Расходя энергию на преодоление молекулярной вязкости, вихри смешиваются с окружающей средой, и их энергия диссирирует в тепло. Минимальный масштаб вихрей соответствует так называемому внутреннему масштабу турбулентности  $l_0$ . При развитой турбулентности область диссипации отделена от крупных энергосодержащих вихрей инерционным диапазоном  $L \gg r \gg l_0$ , в котором энергия передается каскадным образом без существенных потерь. Кроме того, Ричардсон был первым, кто попытался численно решить уравнения гидродинамики. Попытка оказалась неудачной по некоторым причинам: неполнота начальных данных (эта проблема актуальна и сегодня), несовершенство конечно-разностных численных схем, излишняя сложность интегрируемых уравнений, описывающих движения всех масштабов. В 1940 г. был предложен принцип

упрощения уравнений гидродинамики – асимптотическое «квазигеострофическое приближение, позволяющее отфильтровывать из решений уравнений движения несущественные для предсказаний погоды [55].

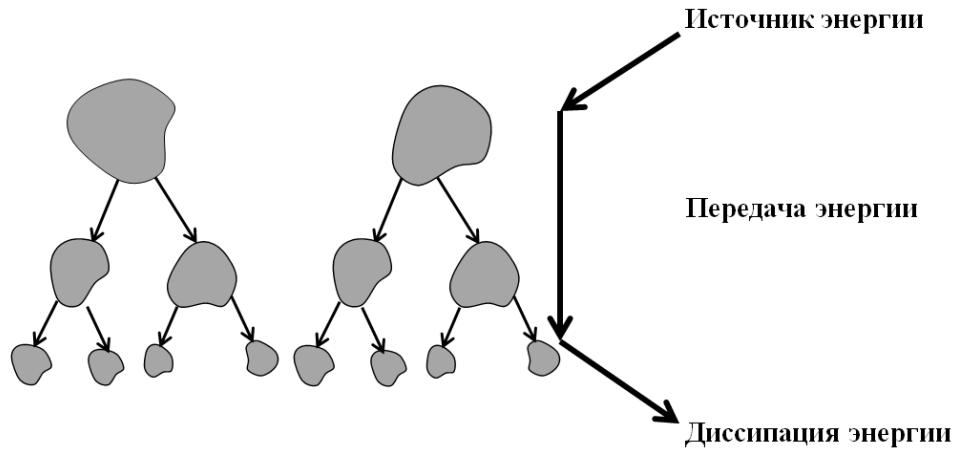


Рис. 6 – Схема дробления турбулентных неоднородностей

В 1924 г. Фридманом А.А. и Келлером Л.В. [111] на основе уравнений движения жидкости и газа был предложен метод построения соотношений, выражающих статистические моменты распределений младших порядков через моменты старших порядков. Оказалось, что полученные этим методом соотношения всегда содержат неизвестные статистические моменты более высоких порядков и являются не замкнутыми.

В 1925 г. Л. Прандтлем была предложена гипотеза, основанная на введении пути перемешивания, о зависимости между коэффициентом турбулентного обмена и турбулентным напряжением [137]:  $\tau_{xz} = -\rho \overline{u'w'} = \rho K \frac{d\bar{u}}{dz} = \rho l' \overline{w'} \frac{d\bar{u}}{dz}$ . Предполагалось, что длина пути перемешивания  $l'$  в турбулентном течении аналогична длине свободного пробега молекул в кинетической теории газов и определяет путь, который проходит элемент жидкости, прежде чем он смешается с прочими частицами и передаст им количество движения. Допустив, что пульсации вертикальной скорости по величине близки к пульсациям продольной компоненты

скорости, в работе [137] турбулентное напряжение определено в виде:  $\tau_{xz} = \rho l^2 \frac{d\bar{u}}{dz} \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right|$ , где  $l$

представляет собой некоторую новую длину пути перемешивания, которая уже не является случайной величиной. Поскольку количество движения всегда передается от слоев, двигающихся с большей скоростью потока к слоям, двигающимся сравнительно более

медленно, то  $\tau_{xz}$  всегда должно иметь тот же знак что и  $\frac{d\bar{u}}{dz}$ . Для выполнения этого условия  $\tau_{xz}$

определяется не  $\left(\frac{d\bar{u}}{dz}\right)^2$ , а  $\frac{d\bar{u}}{dz} \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right|$ . Это представление оправдывается с хорошей точностью для

расчета как турбулентности около подстилающей поверхности (в общем случае: в трубе, канале, вдоль пластины), так и свободной турбулентности. Недостатком этой гипотезы является то, что в точках максимума и минимума скорости воздушного потока турбулентные напряжения отсутствуют. Позднее для устранения этого недостатка Прандтль предложил

считать, что множитель  $\left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right|$  пропорционален  $\sqrt{\left(\frac{d\bar{u}}{dz}\right)^2 + l_1^2 \left(\frac{d^2 \bar{u}}{dz^2}\right)^2}$ , где  $l_1^2$  – новая неизвестная

длина пути перемешивания. Таким образом, модификация выражения для турбулентного

напряжения приобрела вид:  $\tau_{xz} = \rho l^2 \frac{d\bar{u}}{dz} \sqrt{\left(\frac{d\bar{u}}{dz}\right)^2 + l_1^2 \left(\frac{d^2 \bar{u}}{dz^2}\right)^2}$ . Тейлор предположил, что путь

перемешивания должен существовать для вихря скорости  $l_\Omega$ , а не для количества движения.

Для двумерного потока неизвестный тензор рейнольдсовых напряжений  $\tau_{ij} = -\rho u_i u_j$ , входящий в систему осредненных по Рейнольдсу уравнений определяется в виде:

$$\frac{d\tau}{dz} = \rho l_\Omega^2 \frac{d\bar{u}}{dz} \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2}.$$

Как и модель Прандтля, так и модель Тейлора не решают полностью вопрос о связи между напряжениями Рейнольдса и полем средней скорости, поскольку вводится новая неизвестная величина – длина пути перемешивания.

Для определения пути перемешивания Карман предложил гипотезу о локальном кинематическом подобии, основанную на теории размерностей:  $l = -l \frac{d\bar{u}}{dz} / \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2}$ , где  $l$  – универсальная постоянная. Эта гипотеза заключается в том, что поля пульсаций скорости в окрестностях каждой точки развитого турбулентного течения (за исключением вязкого подслоя) подобны друг другу и различаются лишь масштабами длины и времени.

В 1926 г. Л. Ричардсон [141] установил еще одну важную эмпирическую зависимость в турбулентном течении, основанную на представлениях о каскадной передаче энергии в спектре. В развитом турбулентном течении в широком диапазоне масштабов эффективный коэффициент диффузии примеси пропорционален размеру этого облака в степени четыре трети. Этот результат очень важен, поскольку указывает на существование некоторых простых общих закономерностей в структуре и динамике турбулентности в широком диапазоне масштабов.

В начале 40 г. XX века в теории турбулентности начали формироваться математическая база и теоретические основы турбулентности: например, модель трехмерной турбулентности Колмогорова, первая модель рейнольдсовых напряжений Ротта, демпфирующий множитель ван Дриста. В 1951 году первая модель рейнольдсовых напряжений была предложена Роттом. Эта модель была попыткой теоретического осмысления турбулентности, не пригодная для непосредственных расчетов характеристик турбулентности. Первая дифференциальная модель переноса рейнольдсовых напряжений, использующаяся для расчетов была сформулирована 70-х гг В. Лаундером, Г. Рис и В. Роди [119]. В 1956 ван Дрист предложил использовать так называемый демпфирующий множитель  $D = \left(1 - \exp\left(-\frac{yV_*}{\Lambda\gamma}\right)\right)^2$ , для учета вязкого подслоя вблизи стенки и описания пульсации. В этой формуле  $y$  – расстояние до стенки,  $V_*$  – динамическая скорость,  $\Lambda$  – безразмерный коэффициент равный 26.

Основой современного описания трехмерной атмосферной турбулентности является модель Колмогорова, разработанная в 1941 году [41]. В рамках представлений этой модели полагается, что в течениях с большими числами Рейнольдса  $Re$  можно выделить два характерных масштаба: так называемые внешний и внутренний масштаб турбулентности. При этом на масштабах много меньших внешнего масштаба статистический режим мелкомасштабной локально-изотропной турбулентности однозначно определяется средней скоростью диссипации энергии, кинематической вязкостью и самим масштабом рассматриваемой неоднородности. Допущено, что скорость диссипации энергии является константой для заданного течения и характеризует поток энергии, передающейся через инерционный интервал до диссипативных масштабов.

Вторым важным предположением в рамках представлений теории Колмогорова является, то что статистические характеристики пульсаций скорости в инерционном интервале не зависят от внешнего масштаба и кинематической вязкости. Тем не менее, статистический режим мелкомасштабной турбулентности зависит от характера осреднённого течения, а именно от величины потока энергии от самых крупных структур к самым малым турбулентным неоднородностям. Такие предположения согласно теории размерностей, приводят к предсказанию спектра энергии турбулентности в инерционном интервале, описываемого выражением:  $E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}$ , где  $C$  – безразмерная константа,  $\varepsilon$  – скорость диссипации энергии. В другом подходе для описания зависимости энергии турбулентности от масштаба используют структурные функции второго порядка  $D_{vv} = C_*(Re)(\varepsilon r)^{\frac{2}{3}} \left(r\varepsilon^{\frac{1}{4}}\gamma^{-\frac{3}{4}}\right)^{C_2/\ln Re}$ ,

$C_*(Re) = C_0 + C_1 / \ln Re$ . В этом случае константа  $C_*$  в этом спектре [81] зависит от числа Рейнольдса, а значит от степени развитости турбулентности.

Как уже указывалось, зависимость  $E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}$  имеет место быть, если рассматриваемые масштабы неоднородностей находятся в пределах  $l \ll r \ll L$ , где  $l$ ,  $L$  – внутренний и внешний масштабы неоднородностей. В атмосфере внешний масштаб определяется характером основного течения и способом генерации атмосферной турбулентности. Характерные значения внешнего масштаба турбулентности по порядку величины находятся от нескольких метров до сотен метров. В астрономических наблюдениях определение внешнего масштаба важно для оценки качества изображений, поскольку апертуры некоторых телескопов могут иметь большие размеры, чем внешний масштаб  $L$ . Спектральная зависимость турбулентности в более крупномасштабной части (при  $r > L$ ) может существенно отличаться от турбулентности Колмогорова.

Начиная с 60-х гг XX века, началось интенсивное использование и развитие моделей турбулентности для замыкания уравнений Рейнольдса. В результате продолжительных эмпирических и теоретических исследований сформировалось более сотни различных полуэмпирических гипотез турбулентности. Из всего созданного многообразия моделей можно выделить несколько основных групп: а) алгебраические модели; б) модели с одним дифференциальным уравнением; в) модели с двумя дифференциальными уравнениями; г) модели, не использующие гипотезу Буссинеска. Применения различных гипотез турбулентности для расчета характеристик большинства турбулентных движений показали, что создание единой гипотезы на основе осредненных уравнений Рейнольдса является сложной задачей. Поэтому в последнее время при решении задач, связанных с турбулентностью, все большее внимание уделяется альтернативным методам моделирования: например, методу прямого численного моделирования и методу моделирования крупных вихрей. В прямом численном методе решаются нестационарные уравнения Навье-Стокса с очень мелким шагом по времени на мелкой пространственной сетке. Метод крупных вихрей занимает промежуточное положение между методом прямого численного моделирования и моделями, использующими осредненные уравнения по Рейнольдсу. Метод прямого численного моделирования и метод крупных вихрей на сегодняшний день ограничены из-за их вычислительной трудоемкости.

Спектр разрешаемых масштабов турбулентного течения, по порядку величины, используя теорию размерностей, можно оценить по отношению характерного внешнего масштаба турбулентности  $L$  и масштаба Колмогорова  $l_k$ :  $L/l_k \sim Re^{3/4}$ . Соответственно

полное число пространственных степеней свободы и размер пространственной сетки, необходимой для разрешения масштабов неоднородностей в широком диапазоне длин волн по порядку величины определяются выражением  $(L/l_\kappa)^3 \sim Re^{9/4}$ . При увеличении числа Рейнольдса отношение интегрального временного масштаба  $\tau_{int}$  к минимальному масштабу  $\tau_\kappa$ , определяющего число шагов по времени, увеличивается как  $\tau_{int}/\tau_\kappa \sim Re^{1/2}$ . Размер пространственно-временной сетки таким образом зависит от числа  $Re^{11/4}$ . Поэтому из-за вычислительной трудоемкости широкое применение этих методов при самых оптимистических прогнозах для решения сложных задач гидротермодинамики ожидается только в конце нынешнего столетия [149].

Единственное предположение, которое вводится в прямом численном моделировании заключается в том, что турбулентные течения адекватно описываются уравнениями Навье-Стокса. Поэтому расчет характеристик турбулентных течений производится путем численного решения уравнений Навье-Стокса и в настоящее время этот метод применяется лишь для турбулентных течений с относительно низкими числами Рейнольдса.

При моделировании турбулентные течения можно разделить на крупные неоднородности и мелкомасштабные возмущения посредством той или иной операции. Этот математический метод называется методом моделирования крупных вихрей. Как правило, разделение производится путем «фильтрации» рассматриваемого ряда только от коротковолновых турбулентных неоднородностей путем усреднения. Эта операция приводит к системе уравнений, содержащей средние значения произведений скоростей, пульсации скоростей и тензор турбулентных напряжений. При таком подходе перенос тепла и количества движения крупномасштабными неоднородностями учитывается точно, а эффект мелкомасштабных неоднородностей моделируется. Поскольку для мелкомасштабной турбулентности с высокой степенью выполняется предположения однородности и изотропности, то задача построения такой модели оказывается более простой, чем построение моделей для системы осредненных уравнений по Рейнольдсу, в которых необходимо знание информации спектра турбулентности в широком диапазоне масштабов.

## **2.2 Связь оптической нестабильности земной атмосферы со скоростью ветра и пульсациями температуры**

Тонкоструктурные наблюдения характеристик атмосферной турбулентности в основном имеют эпизодический характер и преимущественно выполнены в пограничном слое

атмосферы, толщина которого варьирует от нескольких десятков м до нескольких сотен м. Полученные ряды данных в ходе наблюдений, как правило, небольшой продолжительности. Это препятствует получить статистически значимую информацию об атмосферной турбулентности в мелкомасштабном пространственном диапазоне. Для исследования характеристик атмосферной мелкомасштабной турбулентности одна из задач заключается в нахождении определенных физических закономерностей и установлении соответствующих численных соотношений между характеристиками разных пространственных или частотных диапазонов. Такие связи могут дать возможность оценить оптическую нестабильность земной атмосферы и качество изображений для большой территории по осредненным метеорологическим характеристикам. Например, в работе [126] для описания профиля пульсаций показателя преломления используется негидростатическая мезомодель, основанная на параметризации турбулентного режима через длину перемешивания и градиент потенциальной температуры. Один из подходов оценки астроклиматических условий заключается в нахождении корреляционных связей между характеристиками качества изображения и характеристиками крупномасштабных атмосферных полей. Например, изучению метеорологических условий формирования астроклиматата уделяется большое внимание в работах [77, 78, 82, 83, 86, 89, 126, 146]. Рассмотрим подход оценки качества изображения, основанный на анализе изменений средней скорости ветра на высотном уровне около 12 км (200 мбар) [86, 89, 146]. Основной гипотезой в подходе [146] является то, что профиль атмосферной турбулентности преимущественно определяется высотным максимумом скорости ветра, положение которого в среднем соответствует изобарическому уровню 200 мбар. В [146] показано, что скорость ветра на высоте 200 мбар связана со средней пульсационной составляющей скорости  $V_0$  зависимостью вида:  $V_0 = aV_{P=200 \text{ мбар}}$ , где  $a = 0,4$  с точностью около 20 %. На рис. 7 показаны зависимости  $V_0$  от скорости ветра на уровне 200 мбар, крестиками – для обсерватории Параналь ( $24^{\circ}37' \text{ ю.ш.}, 70^{\circ}24' \text{ з.д.}$ ), маркерами круглой формы – для южной обсерватории Джемини (Серро Пачон ( $30^{\circ}14' \text{ ю.ш.}, 70^{\circ}44' \text{ з.д.}$ )). Прямой линией показана зависимость  $V_0 = aV_{P=200 \text{ мбар}}$ , где  $a = 0,4$ . Анализ рис. 7 показывает, что связь  $V_0$  и скорости ветра на изобарическом уровне 200 мбар не является функциональной. Стоит сказать, что коэффициент  $a$  зависит от географического положения места наблюдений и формально является аналогом коэффициента турбулентности. Физический смысл коэффициента  $a = V_0 / V_{P=200 \text{ мбар}}$  заключается в том, что он характеризует степень возмущенности воздушного потока и, таким образом, является вероятностной величиной.

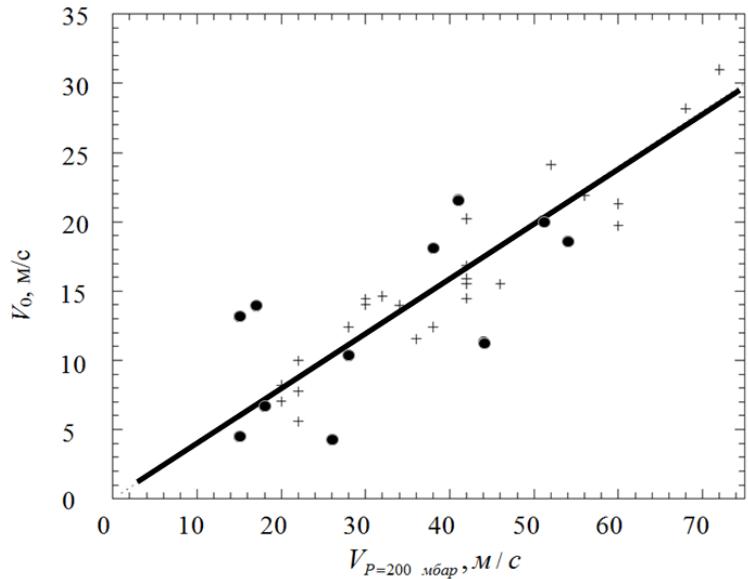


Рис. 7 – Зависимости  $V_0$  от  $V_0 = aV_{P=200 \text{ мбар}}$  для обсерваторий Параналь и Серро Пачон

Исследования, выполненные для мексиканской национальной астрономической обсерватории Сан-Педро Мартир ( $31^{\circ}02' \text{с.ш.}$ ,  $115^{\circ}27' \text{з.д.}$ ) за 2001 г. подтвердили линейную зависимость между  $V_0$  и  $V_{P=200 \text{ мбар}}$ , но коэффициент пропорциональности в этом случае оказался равным  $a = 0,56$  (рис. 8).

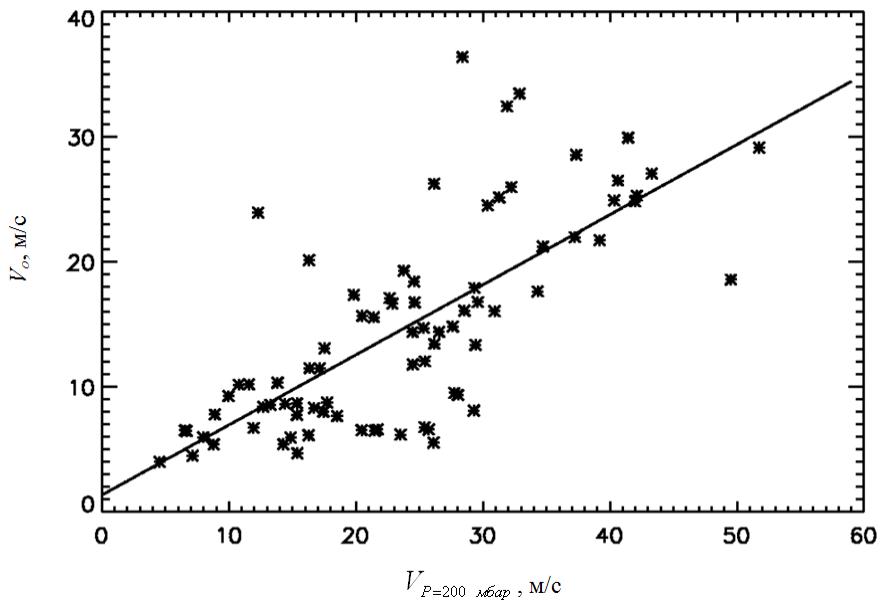


Рис. 8 – Зависимость  $V_0$  от  $V_0 = aV_{P=200 \text{ мбар}}$  для обсерватории Сан-Педро Мартир

Результаты исследований зависимости  $V_0$  от скорости ветра различных высотных уровней атмосферы для обсерватории Тейде ( $28^{\circ}18' \text{с.ш.}$ ,  $16^{\circ}30' \text{з.д.}$ ) оказались следующими. Анализ полученных рядов «seeing» всего оптически активного слоя атмосферы, а также

пограничного слоя и свободной атмосферы не показал значимой корреляции между «seeing» и скоростью ветра на высоте 200 мбар  $V_{P=200 \text{ мбар}}$ ; «seeing» и приземной скоростью ветра  $V$ , «seeing» пограничного слоя и приземной скоростью ветра.

Собственные исследования зависимости характеристик оптической нестабильности атмосферы от скорости ветра показали следующее. На рис. 9 представлена зависимость приземных значений структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха от приземной скорости ветра при ясном небе.

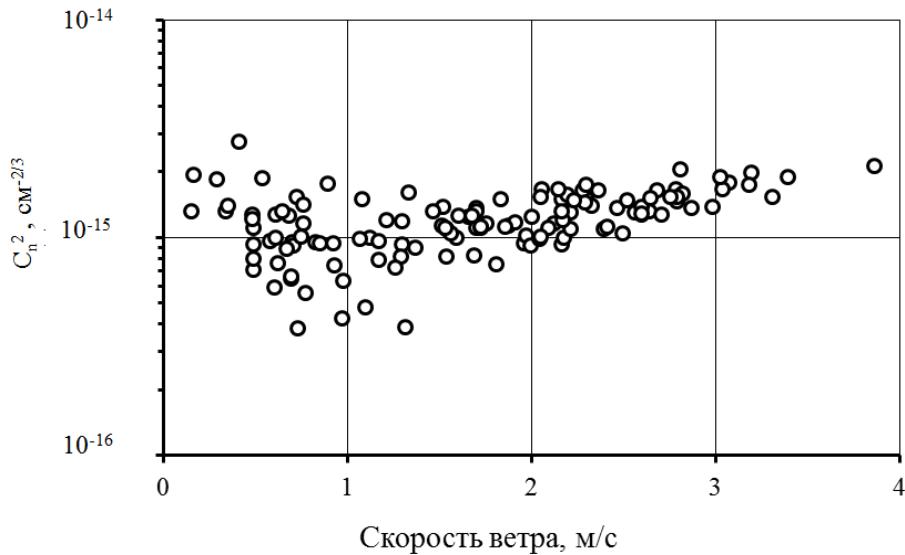


Рис. 9 – Зависимость структурной характеристики пульсаций показателя преломления т от скорости ветра

Метеорологические измерения метеорологических параметров проводились на нижней площадке около БСВТ с 20 минутным усреднением при помощи акустической метеостанции «МЕТЕО-2», установленной на уровне 4 м [14]. Измерения проводились с 17 по 31 марта 2010 года. Результаты анализа рис. 9 показывают, что величина структурной характеристики пульсаций показателя преломления слабо зависит от средних приземных значений скорости ветра. Структурная характеристика пульсаций показателя преломления может принимать большие значения во всем представленном диапазоне приземных скоростей ветра: от 0 до 4 м/с. Также была исследована зависимость структурной характеристики пульсаций показателя преломления от среднего квадратического отклонения скорости ветра. На рис. 10 показана зависимость структурной характеристики пульсаций показателя преломления от среднего квадратического отклонения приземной скорости ветра, полученная по тем же результатам измерений. Анализ рис. 10 показывает, что  $C_n^2 \approx 10^{-15} \sigma_v$  с точностью  $R^2 = 0,65$ , где  $R^2$  – коэффициент детерминации.

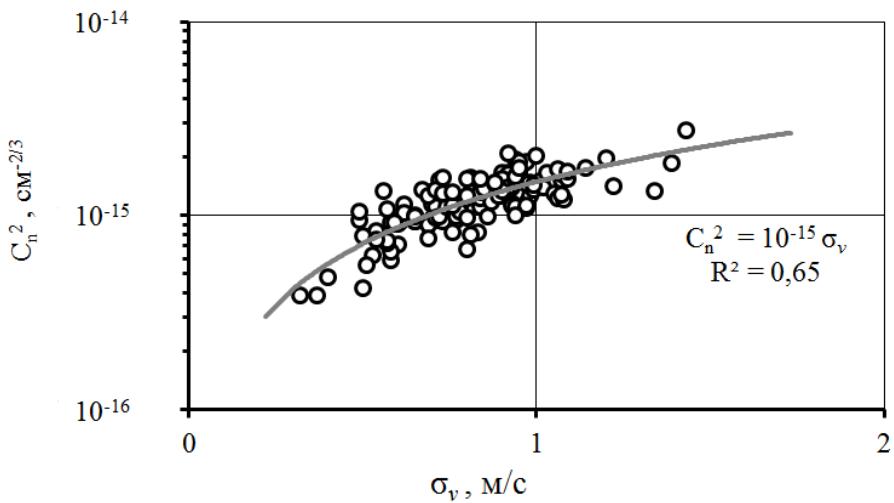


Рис. 10 – Зависимость структурной характеристики пульсаций показателя преломления от среднего квадратического отклонения приземной скорости ветра

Исследования рядов прямых измерений пульсаций углов прихода света (Новосибирск), характеризующих степень ОНЗА, а также рядов пульсаций показателя преломления, оцененных по межсуюточным разностям температуры из сетевых радиозондовых данных в слое атмосферы порядка 20 км, показали их высокую синхронизацию с коэффициентом корреляции 0,6 – 0,95 [5, 32]. Для расчета пульсаций показателя преломления использовалась информация о давлении, средней температуре и дисперсии температуры. Рассчитанные значения пульсаций показателя преломления не являются характеристиками мелкомасштабной турбулентности, а лишь отражают энергетические свойства крупномасштабных неоднородностей термических и барических полей. Оценка пульсаций углов прихода света выполнена за период 1961 – 1963 г, пульсаций показателя преломления – за период 1960 – 1970 г.

На рис. 11 показаны средние сезонные изменения пульсаций углов прихода света и пульсаций показателя преломления воздуха. По оси абсцисс обозначены сезоны года, по оси ординат слева – пульсации углов прихода в угловых секундах дуги, справа – пульсации показателя преломления в %. Жирная линия представляет собой интегральные средние сезонные значения пульсаций показателя преломления, тонкие линии обозначают среднюю сезонную динамику пульсаций углов прихода света на разных зенитных расстояниях (в зените 0°, 20°, 45° и 70°). Коэффициенты корреляции имеют значения: для 0° – 0,91, для 20° – 0,88, для 45° – 0,86 и для 70° – 0,70.

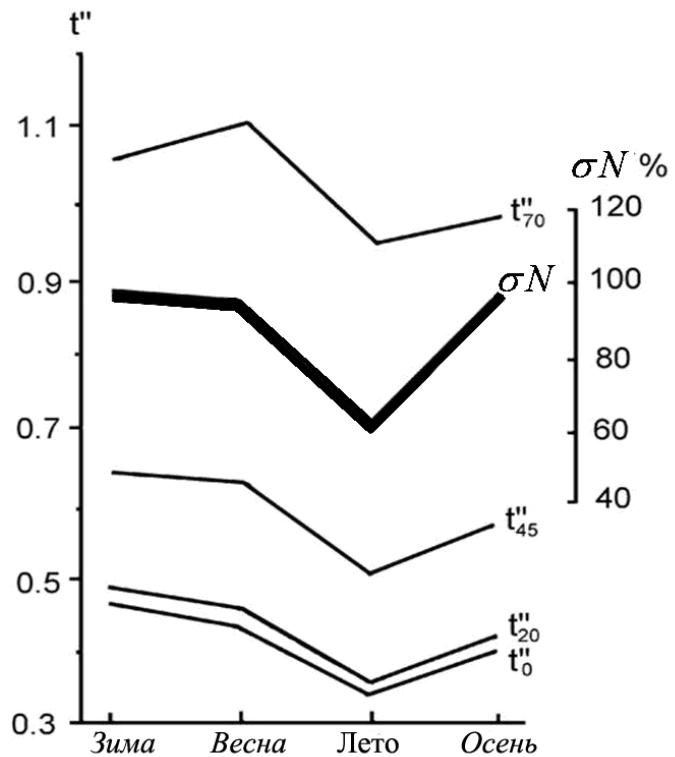


Рис. 11 – Изменение углов прихода света на апертуру телескопа на разных зенитных расстояниях и оптической нестабильности земной атмосферы по сезонам

### 2.3 Энергетический спектр атмосферной турбулентности. Гипотеза «замороженной» турбулентности

Для оценки характеристик оптической нестабильности земной атмосферы представляют интерес как интегральные величины, характеризующие некоторые средние свойства течений, так и характеристики атмосферных неоднородностей. При этом один из важных вопросов – это взаимодействие турбулентных неоднородностей различных масштабов. Сложность состоит в том, что неоднородности воздушных течений охватывают широкий диапазон масштабов: от квазидвумерных синоптических образований до диссипативных квазиламинарных структур. При этом необходимо знать, каким образом мелкомасштабная турбулентность связана с крупными «энергонесущими» структурами. Наиболее точный метод исследования статистических особенностей атмосферной турбулентности, включающей в себя как мелкие, так и крупные масштабы заключается в получении и анализе спектральных кривых изменчивости метеорологических полей. Для статистического описания осредненных турбулентных свойств атмосферы, в том числе и параметров оптической нестабильности атмосферы, представляется возможным использовать фоновый спектр атмосферной

турбулентности в широком диапазоне масштабов, который является уже не случайной характеристикой процесса. Фоновый спектр атмосферной турбулентности можно определить как характерную зависимость распределения энергии турбулентности по различным частотам, которая справедлива для некоторых средних условий. Поэтому точное определение формы спектра и его амплитуды в широком диапазоне масштабов представляет важную задачу.

При этом исследования атмосферных турбулентных течений могут выполняться в двух различных режимах: когда измерительное устройство движется в пространстве вместе со средой или когда измерения характеристик турбулентности проводятся в точке пространства в течение длительного времени.

Для того чтобы оценить пространственную структуру атмосферной турбулентности по точечным измерениям используют обычно гипотезу «замороженной» турбулентности Тейлора. Согласно представлениям этой гипотезы, в условиях сравнительно слабой турбулентности по отношению к среднему течению, эволюция в пространственной структуре выделенных турбулентных возмущений при их перемещении через фиксированную точку может быть такой незначительной, что их структура практически не искажается и является «замороженной». Поэтому изменения наблюдаемой величины в точке определяются только пространственными турбулентными неоднородностями, переносимыми через нее со средней скоростью ветра.

Экспериментальные исследования в пограничном слое атмосферы, выполненные в работе [57], показывают, что гипотеза Тейлора выполняется до характерных размеров турбулентных неоднородностей порядка 1 км. Существенные ошибки в результате применения этой гипотезы могут быть допущены при рассмотрении турбулентных пульсаций сравнимых по энергии с энергией среднего потока. Такая ситуация может наблюдаться в сильных конвективных условиях или в синоптическом диапазоне неоднородностей [166]. Так для вихрей синоптических масштабов гипотеза Тейлора выполняется с меньшей точностью. Скорости перемещения макротурбулентных вихрей (циклоны, антициклоны) в пространстве отличаются от скорости так называемого ведущего потока [22]. Данные наблюдений [22] показывают, что скорость перемещения барических систем оказывается пропорциональной скорости ведущего потока на уровне 500 гПа (или 700 гПа), но может не совпадать с ней. Коэффициент переноса, определяется отношением скорости перемещения барической системы к скорости ведущего потока.

По данным [22] для диапазона с характерными средними скоростями ветра от 15 до 20 м/с на уровне 700 гПа коэффициент переноса можно принять равным 0,7 – 0,8. Это указывает

на то, что барические образования движутся медленее, чем ведущий поток. При малых скоростях среднего потока  $< 10$  м/с, коэффициент переноса больше единицы. Это указывает на то, что скорость перемещения барических образований больше скорости ведущего потока. Таким образом, на основе представленного графика можно ожидать, что при ослаблении западно-восточного переноса вероятность повторяемости более быстрых циклонов возрастает. Для построения точных соотношений между пространственными и частотными спектрами требуется знать энергию и структуру барических образований, а также зависимости энергетических механизмов обмена между неоднородностями различных масштабов.

Тем не менее, достоинством этой гипотезы является то, что ее применимость по отношению к средним характеристикам течения, а не к отдельным пульсациям, вполне оправдана [54]. Исходя из этих соображений, возможно, оценить пространственные масштабы пульсаций фонового частотного спектра, используя эту гипотезу.

Рассмотрим пространственные и частотные границы спектра атмосферных неоднородностей (ветра и температуры). Как в области больших масштабов, так и в области малых масштабов пространственные спектры атмосферных неоднородностей ограничены. Максимальный масштаб атмосферных неоднородностей определяется геометрическими размерами планеты Земля и должен быть меньше длины экватора  $\lambda_{\max} < 40000$  км. Минимальный масштаб турбулентной неоднородности можно оценить из соотношения:

$$\lambda_{\min} \approx \left( \frac{\gamma^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}}, \text{ при типичных значениях кинематической вязкости } \gamma \text{ и скорости диссипации}$$

энергии  $\varepsilon$ ,  $\lambda_{\min} \approx 0,1$  см [6]. Используя гипотезу Тейлора, можно приблизительно оценить соответствующие временные периоды частотных спектров:  $T(\lambda_{\max}) < 1$  месяца,  $T(\lambda_{\min}) \approx 10^{-4}$  с. Представленные оценки показывают, что частотные спектры должны быть ограничены в области высоких частот. В низкочастотной области,  $T(\lambda_{\max}) > 1$  месяца, частотные спектры не имеют конечных временных пределов и их невозможно связать с пространственными спектрами. Частотные спектры в этой области соответствуют накопленной ситуационной повторяемости определенных конфигураций метеорологических полей в конкретном пункте.

## **2.4 Деформации формы энергетических спектров неоднородностей в атмосферных течениях**

С целью сравнения энергии турбулентности в высокочастотном и низкочастотном диапазонах, нами были получены и исследованы энергетические спектры атмосферной турбулентности. Для расчета энергетических спектров турбулентности пульсаций скорости

ветра в широком диапазоне частот были использованы осредненные за 10 минутный интервал данные измерений за полный 2008 г на высотной метеорологической мачте (ВММ) ИЭМ НПО “Тайфун” в г. Обнинск., данные представлены в широком доступе на электронном ресурсе: [105].

Результаты расчетов показаны на рис. 12 для разных высот: 8 м – непрерывной линией, 121 м – тонкой линией с круглыми маркерами, 301 м – жирной линией соответственно [40]. Жирной непрерывной линией с маркерами круглой формы отмечен широко известный энергетический спектр пульсаций горизонтальной скорости ветра, полученный Ван-дер-Ховеном по данным 125 метровой метеорологической мачты в Брукхавене [159]. На рисунке по оси ординат отложены спектральная плотность удельной энергии пульсаций скорости ветра, которая имеет размерность  $[m^2 c^{-2} \Gamma \eta^{-1}] = [m^2 c^{-2} \Gamma \eta^{-1} \kappa g \kappa g^{-1}] = [\kappa g \text{ м } c^{-2} m \kappa g^{-1} \Gamma \eta^{-1}] = [H \text{ м } \kappa g^{-1} \Gamma \eta^{-1}] = [\text{Дж } \kappa g^{-1} \Gamma \eta^{-1}]$ , по оси абсцисс отложены частоты. Вертикальными прямыми обозначен доверительный интервал при 5 % уровне значимости, которые заключают в себе среднее значение спектральной плотности энергии с вероятностью  $100(1 - 0,05)\% = 95\%$ . Считая что, спектральные плотности энергии имеют  $\chi^2$ -распределение с числом степеней свободы  $DOF$  можно оценить пределы доверительных границ [19, 20]. При числе степеней свободы  $DOF = 40$ , которое определяется из ряда годовой продолжительности, нижние и верхние пределы доверительного интервала соответственно определяются  $0,68 \overline{E(f)}$  и  $1,6 \overline{E(f)}$  [19, 20]. Наклонными прямыми линиями на рисунке обозначены зависимости спектральной плотности энергии пульсаций скорости  $E(f)$  от частоты  $f$  в степени «- 5/3» и «- 2/3» соответственно, пунктирной прямой – зависимость  $E(f) \sim f^{-3}$ . Анализ энергетических спектров, полученных для разных высот в атмосферном пограничном слое и при различной средней скорости ветра, позволяет сделать следующие выводы. Прежде всего, заметим, что спектр Ван-дер-Ховена, полученный для высоты 125 м в Брукхавене близок по энергетике к спектру, рассчитанному для уровня 301 м во всем представленном диапазоне частот. При этом частотная зависимость  $E(f) \sim f^{-3}$  наблюдается в диапазоне от  $4,7 \cdot 10^{-6}$  Гц (60 ч) до  $1 \cdot 10^{-5}$  Гц (28 ч). Применяя гипотезу замороженности, можно оценить, что частотный диапазон от  $4,7 \cdot 10^{-6}$  Гц до  $1 \cdot 10^{-5}$  Гц соответствует пространственным масштабам от 1800 км до 850 км при средней скорости ветра  $\bar{V} = 8,5 \text{ м/с}$  [40]. В более высокочастотной части спектры подчиняются зависимости  $E(f) \sim f^{-5/3}$ .

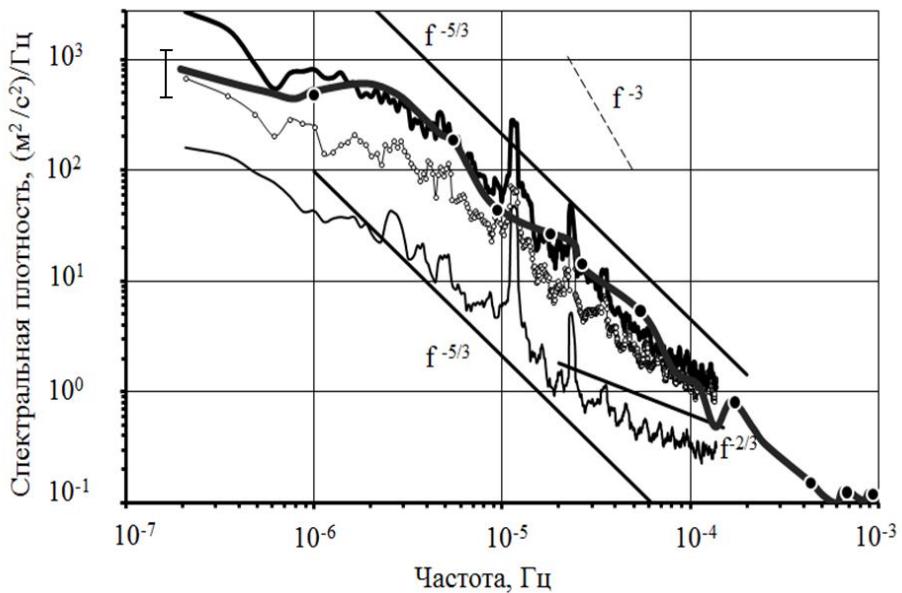


Рис. 12 – Фоновые спектры пульсаций скорости ветра для разных высот

Анализ энергетических спектров, полученных в г.Обнинске для нижележащих высот 121 м и 8 м, показывает, что в низкочастотном диапазоне зависимость  $E(f) \sim f^{-3}$  не проявляется [40]. Средняя скорость ветра соответственно составляет 5, 9 м/с и 1,9 м/с для высот 121 м и 8 м. Спектр фактически может быть аппроксимирован зависимостью  $E(f) \sim f^{-5/3}$  в диапазоне частот от  $2,3 \cdot 10^{-6}$  Гц (120 ч) до  $3,1 \cdot 10^{-5}$  Гц (9 ч), при средней скорости ветра 1,9 м/с, пространственные масштабы этого диапазона соответственно лежат в пределах от 830 км до 60 км. На высоких частотах форма энергетического спектра отклоняется от зависимости  $E(f) \sim f^{-5/3}$  в сторону увеличения энергии пульсаций. На высоте 121 м в высокочастотном диапазоне спектральная плотность удельной энергии пульсаций скорости убывает пропорционально частоте в степени «-1», на высоте 8 м – пропорционально частоте в степени «-2/3». Стоит также отметить, что амплитуда колебаний увеличивается с высотой и средней скоростью ветра. Минимальной энергией в широком диапазоне частот обладают неоднородности на высоте 8 м. Таким образом, форма фонового спектра турбулентности зависит от высоты и скорости ветра. И на данном высотном уровне при определенной величине средней скорости ветра форма фонового спектра будет аналогична форме спектра другого высотного уровня при тех же параметрах воздушного течения [40]. Наибольшие отличия амплитуд представленных энергетических спектров пульсаций скорости наблюдаются в наиболее высокочастотной и низкочастотных диапазонах. Это должно быть учтено при построении картины перемешивания в спектре турбулентности в широком диапазоне частот и, в частности, для масштабов оптической нестабильности.

В свободной атмосфере ситуация иная, энергетические спектры неоднородностей в этом слое отличны от спектров, полученных в пограничном слое атмосферы. Обычно под свободной атмосферой понимают слой, расположенный выше слоя трения [74], т.е. атмосферный слой, удаленный от подстилающей поверхности и ее влияния. В [129, 130] при численном анализе данных авиаизмерений температуры и составляющих скорости ветра с 1975 по 1979 гг. в диапазоне широт от  $30^\circ$  до  $50^\circ$  с.ш. в верхней тропосфере и нижней стратосфере в преобладающем направлении восток-запад, были получены турбулентности (рис.13). По оси абсцисс отложены длины волн (волновые числа) атмосферных неоднородностей, по оси ординат – спектральные плотности удельной энергии турбулентности.

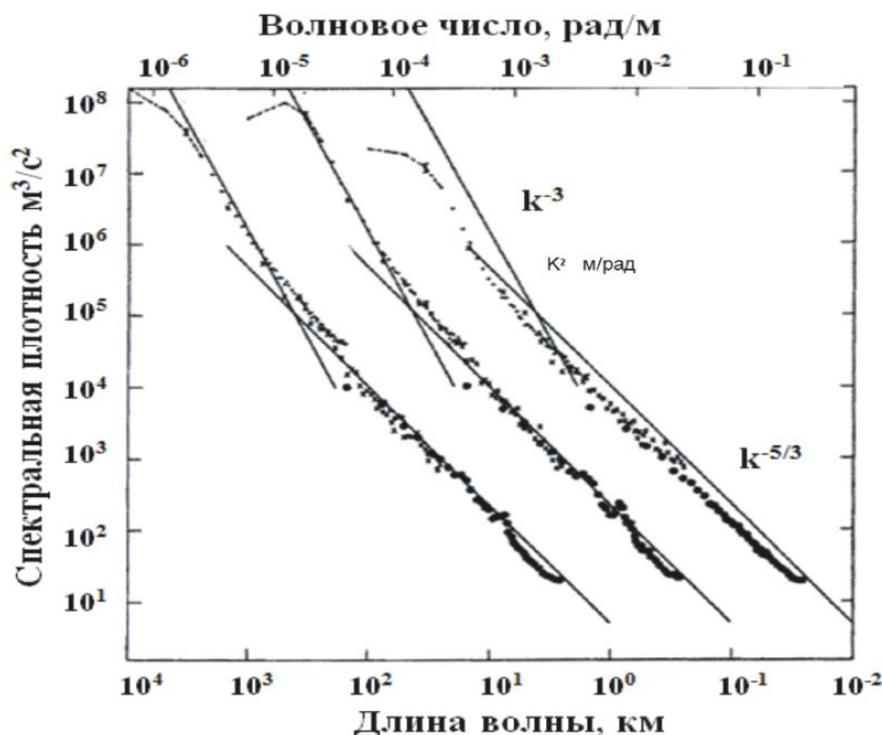


Рис. 13 – Пространственные энергетические спектры Настрома-Гейджа

Поскольку диапазон пространственных масштабов и диапазон спектральных амплитуд охватывают несколько порядков, то спектры представлены в билогарифмических координатах.

На рис. 13 спектры изменений меридиональной составляющей скорости ветра и потенциальной температуры сдвинуты на один и два порядка вправо от спектра изменений зональной составляющей скорости ветра соответственно. Спектр аппроксимирован авторами двумя участками:  $E(k) \sim k^{-3}$  – для масштабов от 3000 км до 800 км (от  $2,1 \cdot 10^{-6}$  рад/м до  $7,9 \cdot 10^{-6}$  рад/м) и  $E(k) \sim k^{-5/3}$  – от 600 км до 2 км (от  $10^{-5}$  рад/м до  $3 \cdot 10^{-3}$  рад/м). При характерной скорости воздушного потока  $V = 10$  м /с пространственные масштабы синоптических неоднородностей (от 3000 км до 800 км) соответствуют частотному диапазону

от  $3,3 \cdot 10^{-6}$  Гц (85 ч) до  $1,25 \cdot 10^{-5}$  Гц (22 ч). Переходная зона от зависимости  $E(k) \sim k^{-3}$  к зависимости  $E(k) \sim k^{-5/3}$  находится вблизи радиуса деформации Россби и охватывает диапазон масштабов от 800 км до 600 км. В [91] приведен энергетический спектр неоднородностей горизонтальной составляющей скорости ветра в свободной атмосфере, полученный по данным самолетных измерений над Тихим океаном для высот около 9,5 км. Измерения выполнены за период с 8 февраля 1994 г. 20.37 UTC по 9 февраля 1994 г. 00.02 UTC. Начальные координаты полета:  $21^{\circ}10'N$ ,  $160^{\circ}20'W$ , конечные координаты полета:  $20^{\circ}30'$  с.ш.,  $176^{\circ}10'$  з.д.. Сравнение этого спектра [91] со спектром Настрома-Гейджа показывает, что спектр также аппроксимируется двумя степенными зависимостями  $E(k) \sim k^{-3}$  – в крупномасштабном диапазоне и  $E(k) \sim k^{-5/3}$  – в мезомасштабном диапазоне.

На горизонтальных трассах, частично охватывающих горные регионы, энергетические спектры неоднородностей скорости ветра обладают характерными особенностями. В [120] показано, что на масштабах более 500 км спектральная плотность удельной энергии неоднородностей скорости воздушного потока пропорциональна частоте в степени « $-2,2$ ». На рис. 14 представлены спектры зональной компоненты  $u$  и меридиональной компоненты  $v$  скорости воздушного потока в билогарифмических координатах. Спектры получены по данным авиаполетов, выполненных на авиалайнере Боинг 747 на маршрутах между Чикаго ( $41^{\circ}59'$  с.ш.,  $87^{\circ}54'$  з.д.), Лос-Анжелес ( $33^{\circ}56'$  с.ш.,  $118^{\circ}24'$  з.д.), Гаваи ( $21^{\circ}20'$  с.ш.,  $157^{\circ}55'$  з.д.) в течение осени – зимы 1973 – 1974 г. [120]. Представленные спектральные кривые в диапазоне от 2,5 до 2500 км статистически обеспечены 26 рядами данных ветра, длина каждого ряда около 3 часов. Значения спектральных плотностей энергии горизонтальных составляющих скорости воздушного потока определены по данным с временным разрешением 5 с и осреднены в 17 диапазонах волновых чисел. Причем спектральные интенсивности в первых двух диапазонах не осреднены в пространстве волновых чисел, все остальные являются средними значениями по двум или более спектральным диапазонам. Спектральные кривые как зональной компоненты так меридиональной компоненты скорости воздушного потока в диапазоне длин волн менее 500 км имеют одинаковую зависимость  $E(k) \sim k^{-5/3}$ . Отклонение формы спектра неоднородностей скорости ветра от зависимости  $E(k) \sim k^{-3}$  в этом случае может быть связано с разрушением крупномасштабных «энергонесущих» структур на горизонтальных трассах, охватывающих горные регионы. Численные модели высокого разрешения общей циркуляции атмосферы и прогноза погоды также показывают, что форма спектра атмосферных

неоднородностей описывается двумя зависимостями:  $E(k) \sim k^{-3}$  – в синоптическом диапазоне масштабов и  $E(k) \sim k^{-5/3}$  – в мезомасштабном диапазоне [113,114,115,147,152].

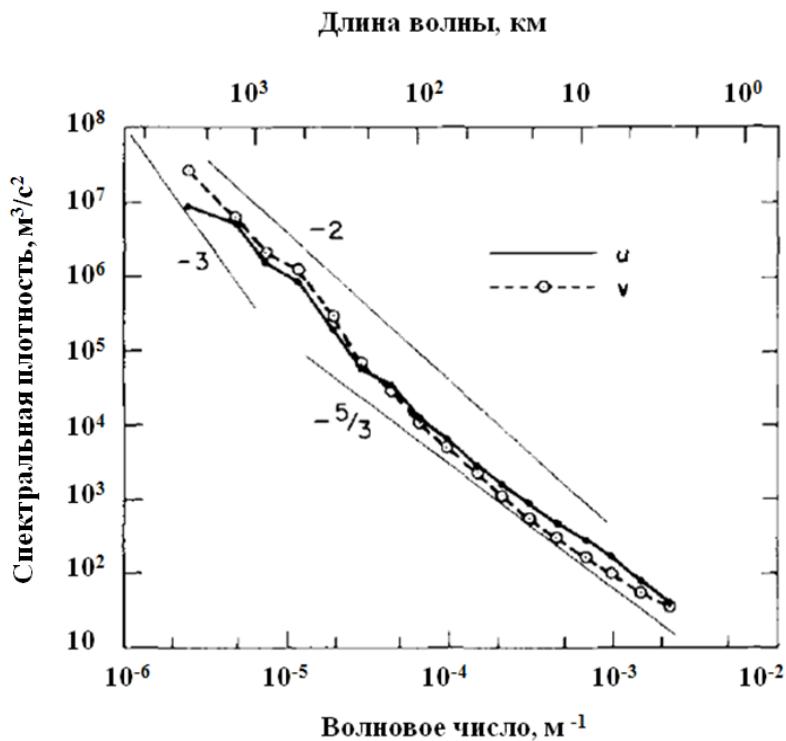


Рис. 14 – Пространственные спектры зональной компоненты  $u$  и меридиональной компоненты  $v$  скорости воздушного потока

В астрономических наблюдениях важным оказывается исследовать сезонные изменения оптической нестабильности земной атмосферы. Полученная информация о сезонных изменениях оптической нестабильности земной атмосферы должна быть сопоставлена с прочими астроклиматическими характеристиками, например, прозрачностью атмосферы и солнечным сиянием. Это обуславливает необходимость исследования фоновых спектров для разных сезонов года. На рис. 35 показаны фоновые энергетические спектры пульсаций скорости, полученные за летний период 2008 г. (июнь – август), для различных высот: непрерывной кривой – для 301 м, точечной кривой – для 121 м, непрерывной кривой с маркерами – для 8 м. Фоновые спектры пульсаций скорости, полученные за зимний период 2008 г. (январь, февраль, декабрь) показаны на рис. 36 для различных высот: непрерывной кривой – для 301 м, точечной кривой – для 121 м, непрерывной кривой с маркерами – для 8 м.

На рис. 15 и рис. 16 по оси ординат отложены значения спектральной плотности пульсаций скорости ветра, по оси абсцисс – значения частот. Спектры получены в диапазоне от 168 ч ( $1,65 \cdot 10^{-6}$  Гц) до 2 ч ( $1,38 \cdot 10^{-4}$  Гц). Из анализа этих спектров можно заключить, что спектральная плотность удельной энергии пульсаций скорости ветра не является постоянной

величиной. Значения спектральной плотности энергии пульсаций, особенно для крупномасштабных неоднородностей, зависят от высоты наблюдений. При удалении от подстилающей поверхности происходит увеличение уровня турбулентной кинетической энергии во всем спектре.

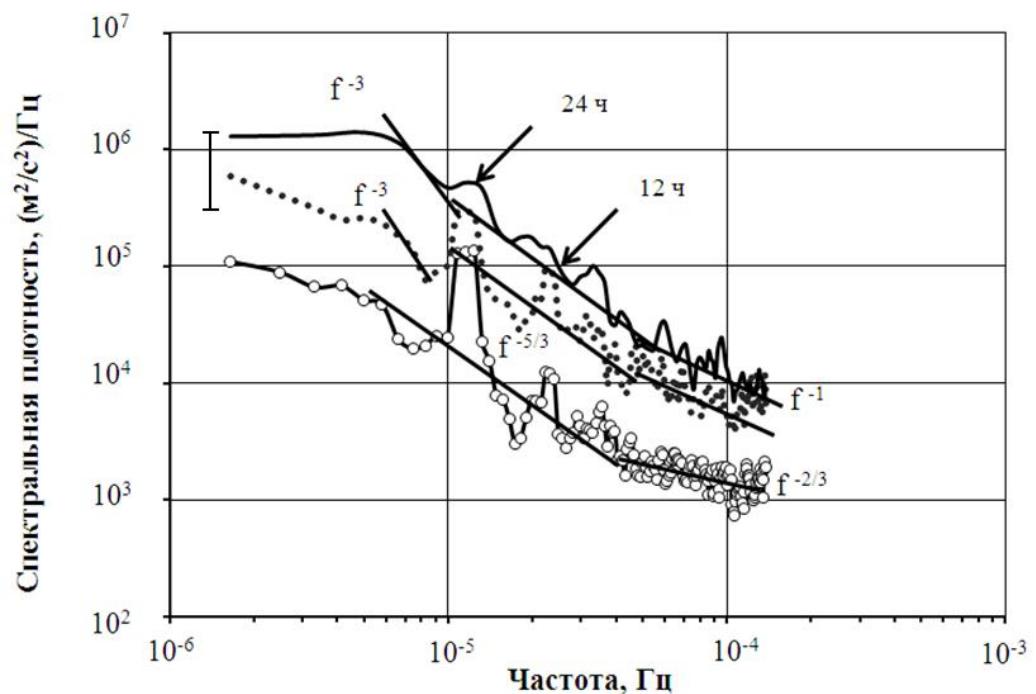


Рис. 15 – Энергетические спектры пульсаций скорости ветра в летний сезон

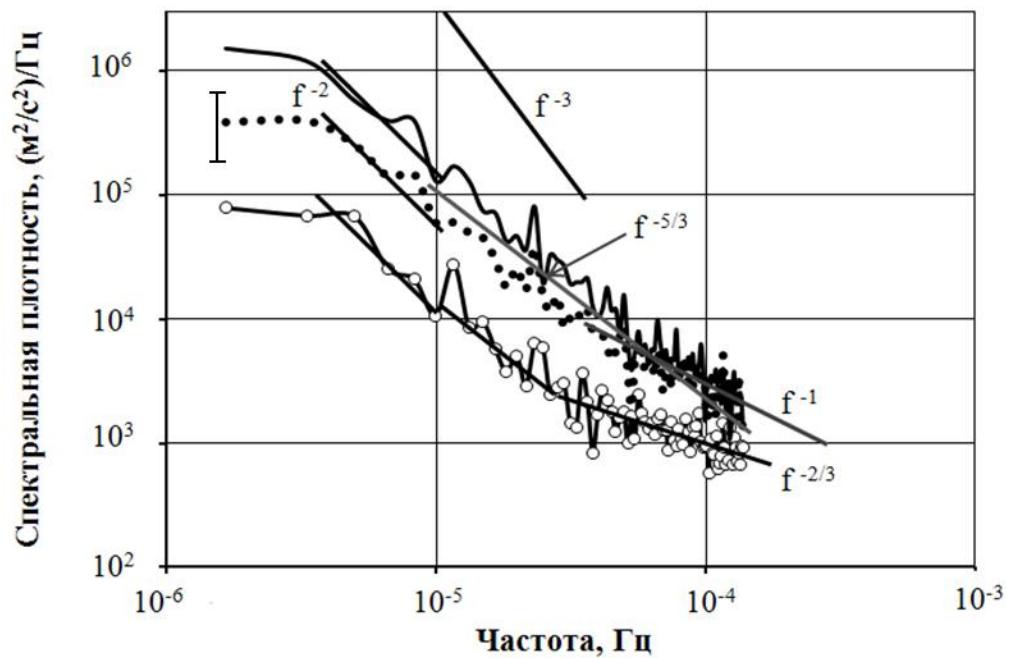


Рис. 16 – Энергетические спектры пульсаций скорости ветра в зимний сезон

В высокочастотной части представленных спектров на уровне 8 м и 121 м воздушный поток теряет свою устойчивость. Для высоты 121 м спектральная плотность удельной энергии пульсаций в этом диапазоне изменяется по закономерности  $E(f) \sim f^{-1}$ . При этом на уровне 8 м спектральная плотность удельной энергии пульсаций зависит от частоты в степени « $-2/3$ ». Закономерности  $E(f) \sim f^{-1}$  и  $E(f) \sim f^{-2/3}$  связаны с конвективной неустойчивостью атмосферы, спектральный эффект которой сильнее выражен в летний сезон для всех трех высот. При этом основной особенностью спектров является то, что в низкочастотном диапазоне летом спектральная плотность энергии имеет зависимость  $E(f) \sim f^{-5/3}$  в широком диапазоне частот, а в зимний сезон  $E(f) \sim f^{-2}$  для всех трех высот. Вероятно, это связано с тем, что в зимний сезон вихревая составляющая скорости воздушного потока увеличивается.

## 2.5 Энергетические спектры атмосферных неоднородностей температуры в широком диапазоне масштабов

Для спектральной параметризации характеристик оптической нестабильности земной атмосферы требуется знать форму фонового спектра температурных неоднородностей, а также ее изменение с высотой. С этой целью были проанализированы температурные ряды, полученные по данным высотной метеорологической мачты г. Обнинска за полный 2008 г. На рис. 17 показаны энергетические спектры неоднородностей температуры в синоптическом и мезометеорологическом диапазонах в билогарифмических координатах.

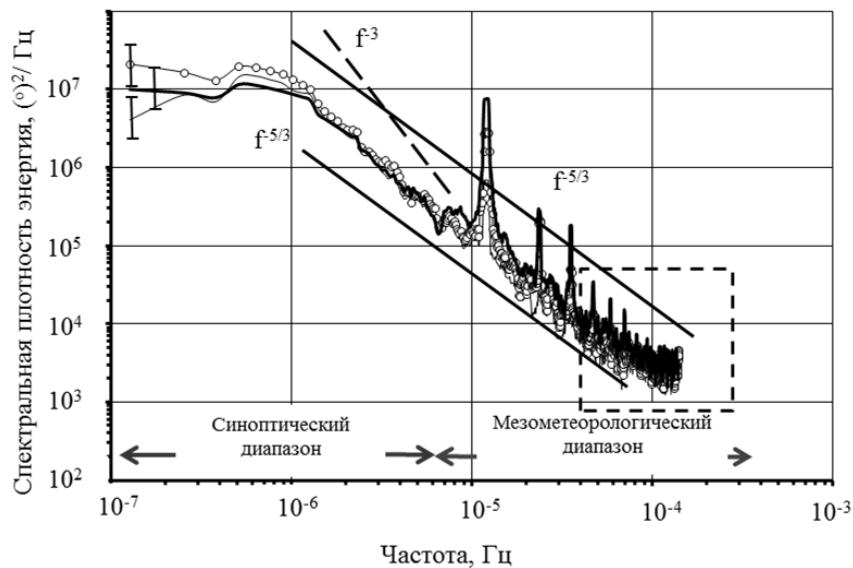


Рис. 17 – Фоновые энергетические спектры температурных неоднородностей для различных высот

По оси абсцисс отложены частоты, по оси ординат – спектральные плотности энергии неоднородностей температуры. Энергетические спектры неоднородностей температуры для высот 301 м, 121 м и 2 м обозначены тонкой непрерывной линией, тонкой линией с маркерами круглой формы и жирной линией соответственно. Прямыми линиями обозначены степенные зависимости  $E(f) \sim f^{-3}$  и  $E(f) \sim f^{-5/3}$  соответственно. Врезкой на рис. 17 показаны энергетические спектры переходного диапазона от низкочастотных мезометеорологических неоднородностей к высокочастотным атмосферной мезометеорологическим неоднородностям (рис. 18).

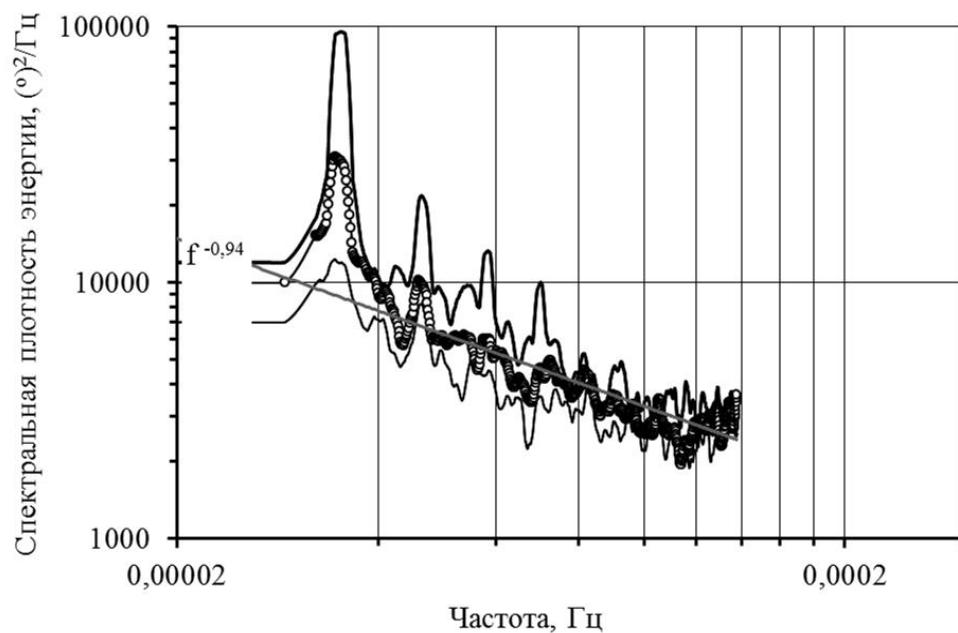


Рис. 18 – Энергетические спектры температурных мезонеоднородностей

В фоновых спектрах неоднородностей температуры в мезометеорологической области спектральная плотность удельной энергии пропорциональна частоте в степени « $-5/3$ ». В синоптической области наклон спектра круче, чем « $-5/3$ ». Удельную энергию мезомасштабных неоднородностей анализируемых фоновых спектров, например для частоты  $f = 10^{-4}$  можно определить следующим образом:  $2 \cdot 10^{-3} (\text{°})^2 / \Gamma \cdot 10^{-4} \Gamma = 0,2 (\text{°})^2$ . Несмотря на то, что энергия мезомасштабных неоднородностей составляет доли  $(\text{°})^2$  иногда могут наблюдаться энергичные короткоживущие мезомасштабные неоднородности [107, 108]. В высокочастотной спектральной плотности удельной энергии атмосферных мезометеорологических неоднородностей зависит от частоты степени « $-1$ ».

Анализ энергетических спектров показывает, что для всех трех высот фоновые спектры температурных неоднородностей фактически сливаются в одну кривую. Это позволяет

говорить о квазиуниверсальной форме зависимости энергии от масштаба (частоты) атмосферной неоднородности.

Энергетические спектры пульсаций температуры также были получены в свободной атмосфере для изобарического уровня 500 гПа по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis за период с 1984 по 2013 г. На рис. 19 показаны осреденные за этот период энергетические спектры пульсаций температуры воздуха для различных точек земного шара.

Анализ рис. 19 показывает, что при спектральной плотности энергии пульсаций температуры  $> 300 (^{\circ})^2/(1/\text{ч})$  при  $f = 0,01 \text{ 1/ч}$  в частотном диапазоне от  $0,083 \text{ 1/ч}$  до  $0,01 \text{ 1/ч}$  энергетические спектры имеют наклон « $-3$ ». При спектральной плотности энергии пульсаций температуры  $< 100 (^{\circ})^2/(1/\text{ч})$  при  $f = 0,01 \text{ 1/ч}$  спектральный наклон определяется показателем степени « $-1,66$ » (« $-5/3$ »). Для частот ниже  $0,0033 \text{ 1/ч}$  энергетические спектры насыщаются, это связано с тем, что характерное время жизни синоптических атмосферных вихрей ограничено временными рамками 5 – 7 суток.

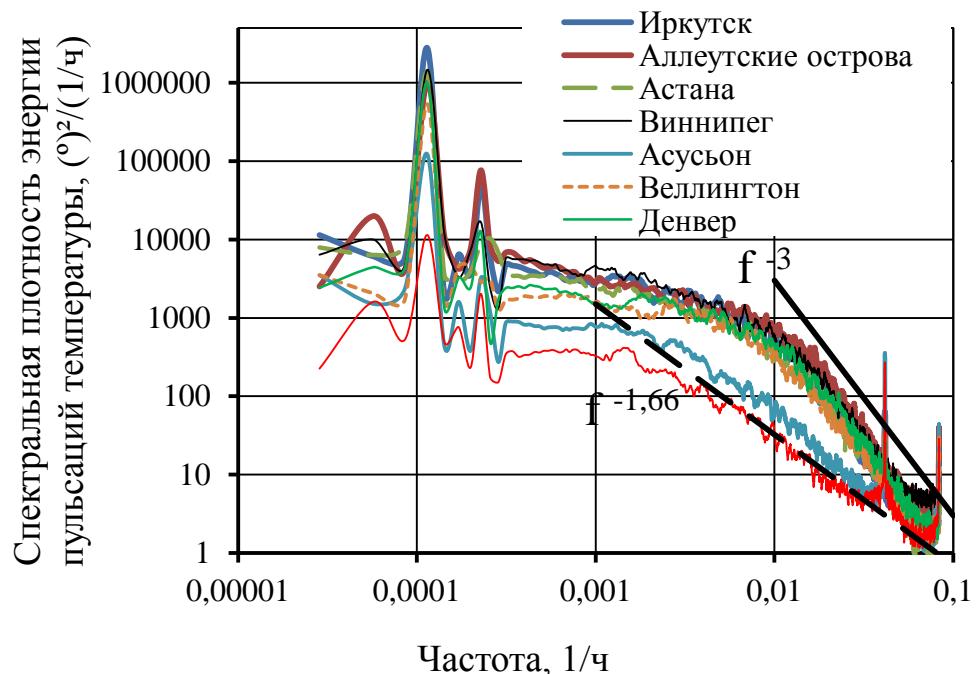


Рис. 19 – Энергетические спектры пульсаций температуры воздуха, полученные по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis

Представленные формы спектров дают возможность построить методику количественной спектральной оценки характеристик мезомасштабной и микромасштабной турбулентности, используя энергетические характеристики неоднородностей в синоптическом диапазоне.

## 2.6 Физическая основа способа исследования переноса энергии по спектру в широком диапазоне масштабов

Одна из важных проблем явления атмосферной турбулентности заключается в знании механизмов взаимодействия турбулентных компонент различных масштабов, в том числе и самых мелкомасштабных. Основная сложность состоит в том, что спектр воздушных течений охватывает широкий диапазон масштабов: от квазидвумерных синоптических образований до диссипативных квазиламинарных структур. Один из подходов, применяемых при анализе механизмов взаимодействия турбулентных компонент в общем спектре, заключается в исследовании структурных функций третьего порядка [122]. Величина и знак которых с определенной точностью позволяет говорить об интенсивности и преоблащающем направлении обмена энергией между неоднородностями различных масштабов. Прежде всего, положительные значения структурных функций третьего порядка  $D_{VV} = \overline{(V(\tau + \Delta\tau) - V(\tau))^3}$  указывают на то, что преобладает от мелкомасштабной турбулентности к крупным неоднородностям, и наоборот. Наряду с преобладающим направлением обмена энергией, также возможна передача энергии противоположная по знаку. Кроме этого, анализ величины  $D_{VV}$  позволяет составить представления о наличии источников и стоков турбулентной энергии.

Результаты наших расчетов  $D_{VV}$  по данным ВММ г. Обнинска показаны на рис. 20 в диапазоне от 1 часа до 7 суток.

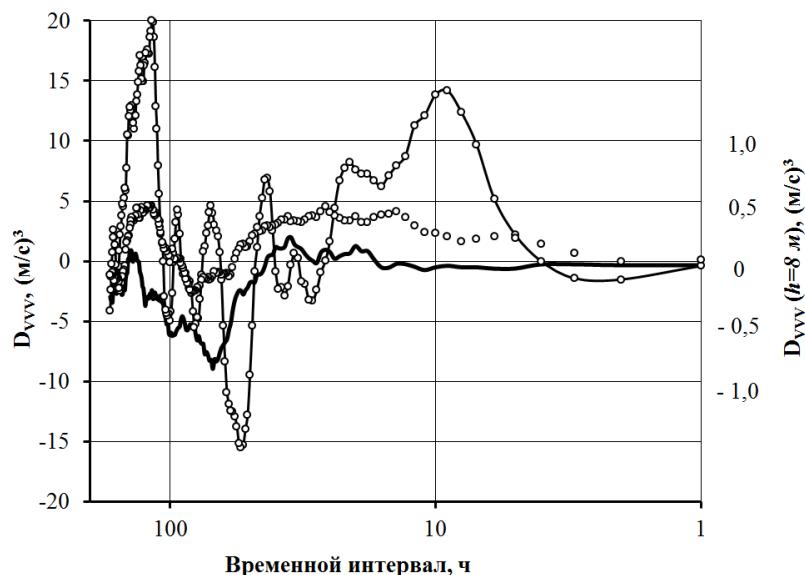


Рис. 20 – Структурные функции третьего порядка для скорости ветра  
Жирная непрерывная линия – 8 м, маркеры круглой формы – 121 м, непрерывная линия с маркерами круглой формы – 301 м.

Напомним, что в земной атмосфере наблюдается 5 – 7 суточная периодичность смены типов синоптических процессов (естественный синоптический период) [30]. Структурные функции третьего порядка, полученные по осредненным данным за 24 часовой промежуток времени, показаны рис. 21. Структурные функции получены по данным высотной метеорологической мачты (г. Обнинск) за полный 2008 г. По оси абсцисс отложены временные интервалы  $\Delta\tau$ , по оси ординат – значения  $D_{vv}$  для 121 м и 301 м слева, значения  $D_{vv}$  для 8 м – справа. Анализ рис. 20 и рис. 21, показывает следующее. Структурные функции третьего порядка положительны в диапазоне от 170 ч до 100 ч для высот 121 и 301 м. В диапазоне менее 100 ч от 170 ч до 100 ч для всех трех высот отрицательны. По-видимому, это связано с тем, что в диапазоне от 170 ч до 100 ч энергия генерируется и в дальнейшем, распределяется по спектру.

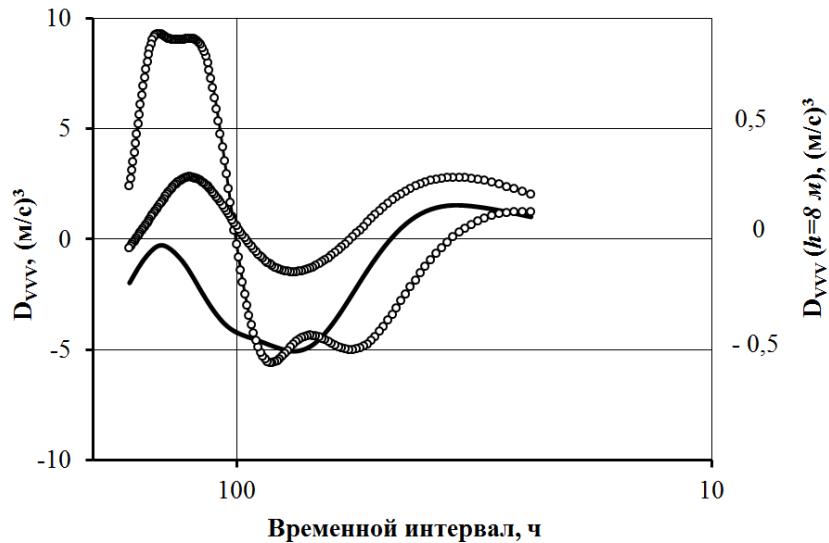


Рис. 21 – Структурные функции третьего порядка для скорости ветра, определенные по осредненным данным за 24 часовой промежуток времени. Жирная непрерывная линия – 8 м, маркеры круглой формы – 121 м, непрерывная линия с маркерами круглой формы – 301 м

Заметим, что в диапазоне от 170 до 30 ч наибольший обмен (наибольшая амплитуда  $D_{vv}$ ) между неоднородностями наблюдается на уровне 301 м, на этой высоте в интервале от 100 до 30 ч спектр определяется передачей энергии от крупномасштабных к мелкомасштабным компонентам. На малых временных интервалах отрицательные  $D_{vv}$  показывают, что в спектре энергия турбулентности также определяется передачей энергии от крупных неоднородностей к мелкомасштабной турбулентности.

## 2.7 Энергетические спектры атмосферных неоднородностей в горном пограничном слое атмосферы

Для оценки оптической нестабильности земной атмосферы представляет интерес исследовать форму спектра турбулентных неоднородностей в горном пограничном слое атмосферы. Для этого выполнены собственные измерения за период с ноября 2011 по февраль 2012 года на площадке Байкальской астрофизической обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН. Измерения проводились на уровне 4 м с 20 минутным осреднением с помощью ультразвуковой метеостанции «МЕТЕО-2». Рассчитанные энергетические спектры пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра показаны на рис. 22. По оси абсцисс отложены значения частот, по оси ординат – спектральная плотность пульсаций скорости ветра. Спектры получены в диапазоне частот от  $5,7 \cdot 10^{-7}$  Гц (490 ч) до  $4,1 \cdot 10^{-4}$  Гц (40 мин) при средней скорости ветра 3,8 м/с. Непрерывными прямыми линиями на рис. 22 показаны зависимости  $E(f) \sim f^{-5/3}$  и  $E(f) \sim f^{-3}$  соответственно.

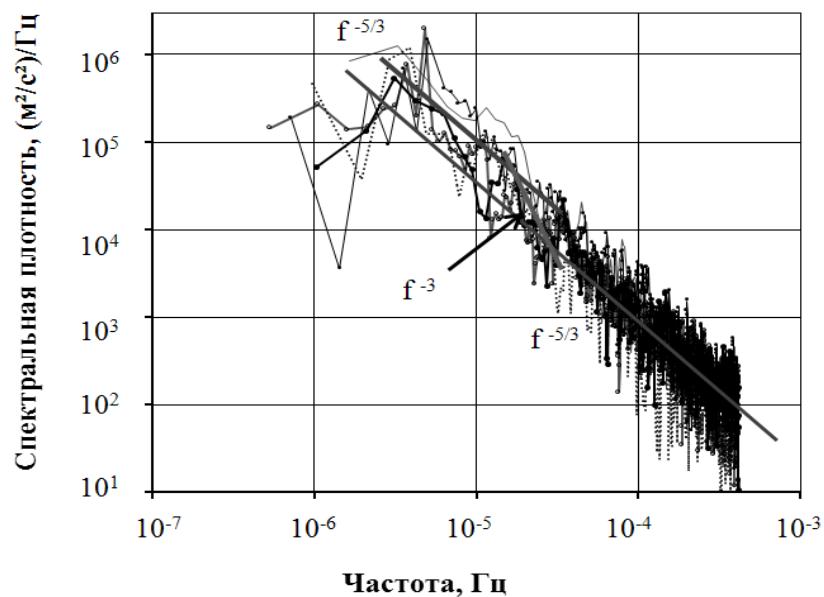


Рис. 22 – Энергетические спектры горизонтальных пульсаций скорости ветра

Выделяются несколько спектральных участков в широком диапазоне масштабов с характерными асимптотиками  $f^{-5/3}$ : диапазон крупномасштабных неоднородностей от  $4,7 \cdot 10^{-6}$  Гц (800 км) до  $1,8 \cdot 10^{-5}$  Гц (210 км), диапазон мезомасштабных неоднородностей от  $2,2 \cdot 10^{-5}$  Гц (170 км) до  $4,1 \cdot 10^{-4}$  Гц (10 км). В переходном диапазоне энергия неоднородностей уменьшается быстрее, чем  $f^{-5/3}$  и приближается к  $f^{-3}$ . Величина энергии

неоднородностей в переходном диапазоне, по-видимому, не связана с потоком энстрофии, а формируется орографией.

Аналогичные результаты были получены, например, в [106]. В результате программы глобального исследования атмосферы (Global Atmospheric Sampling Program) и более поздних изысканий статистически показано влияние подстилающей поверхности различной шероховатости и гравитационных волн на форму энергетического спектра турбулентности над однородной и неровной подстилающей поверхностью [106]. Оказалось, что пульсации горизонтальной скорости и температуры приблизительно в 2 – 3 раза выше над неровной подстилающей поверхностью по сравнению с пульсациями над равнинами и водной поверхностью. Энергетические спектры неоднородностей зональной составляющей скорости ветра, полученные как в стратосфере, так и в тропосфере, для различных типов подстиающей поверхности показаны на рис. 23. Спектры неоднородностей ветра в тропосфере сдвинуты на один порядок по оси ординат вниз от стратосферных спектров. Пунктирными линиями показаны функции с показателем степени «-5/3».

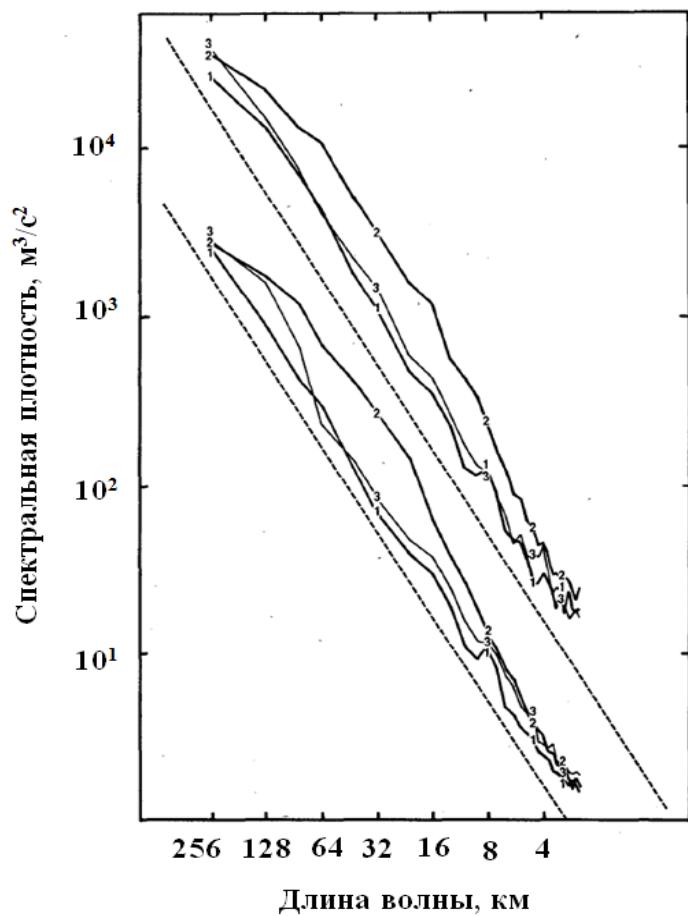


Рис. 23 – Осредненные энергетические спектры неоднородностей зональной составляющей скорости ветра

Энергетические спектры неоднородностей получены в диапазоне от 4 км до 256 км, для различных типов подстилающей поверхности: 1 – для океанической поверхности, 2 – для горных областей и 3 – для равнин. Энергия спектров пульсаций зональной составляющей скорости ветра выше над горными регионами чем над океанами или равнинами. Наибольшее различие спектров наблюдается в диапазоне между 10 и 80 км. Это связано с влиянием гравитационных волн [80, 168]. При этом вероятность дробления крупных неоднородностей и оттока энергии в мелкомасштабный пространственный диапазон увеличивается. Определение физических механизмов возникновения гравитационных волн, пространственной и временной изменчивости этого явления необходимо для понимания эволюции структуры турбулентных полей. Возникновение гравитационных волн, как правило, связано с конвективной неустойчивостью, со сдвигами ветра и с топографией. Другими механизмами, действующими в земной атмосфере, которые приводят к возникновению гравитационных волн, могут служить подстройка неустановившихся движений воздуха в окрестностях струйных течений и фронтальных систем, а также волновые взаимодействия [80].

## **2.8 Атмосферная турбулентность при различных параметрах воздушного потока**

Для разработки методики оценки характеристик мелкомасштабной турбулентности (в т.ч. характеристик оптической нестабильности), должна быть известна форма фонового энергетического спектра атмосферных неоднородностей в широком диапазоне масштабов при различных параметрах воздушного потока. Одним из вопросов является зависимость энергии мелкомасштабной турбулентности от общего уровня энергии спектра и энергии крупномасштабных неоднородностей. Для определения такой зависимости рассмотрим энергетические спектры атмосферных неоднородностей.

Наиболее известным эмпирическим спектром атмосферной турбулентности, полученном в приземном слое атмосферы, является спектр Ван-дер-Ховена [159], показанный на рис. 24. Этот спектр получен по данным измерений горизонтальной скорости ветра на 125 метровой метеорологической мачте в Брукхавене. Поскольку спектр получен в широком диапазоне частот  $f$  от 0,0007 до 900 1 / ч, практически удобно представить зависимость интенсивности турбулентности от частоты в системе координат с логарифмической осью абсцисс. Этот энергетический спектр пульсаций горизонтальной составляющей скорости воздушного потока определяется как косинус-преобразование Фурье от автоковариационной функции

горизонтальных пульсаций скорости  $R_V(\tau)$ :  $I(f) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty R_V(\tau) \cos f\tau d\tau$ ,  $\tau$  – соответствующий период,  $R_V(\tau) = \overline{V'(t)V'(t+\tau)}$ , где  $V'$  – пульсация скорости воздушного потока, горизонтальная черта сверху означает осреднение. Площадь, ограниченная кривой и пределами рассматриваемого диапазона масштабов, соответствует значению средней энергии пульсаций  $\sigma_V^2$  в этом диапазоне. Для всего диапазона масштабов  $\sigma_V^2$  определяется в виде  $\int_0^\infty f I(\omega) d\ln f = \int_0^\infty I(f) df = \sigma_V^2$ . При анализе этого спектра выявлено, что основной вклад в полную энергию турбулентности вносят возмущения течений синоптической области и мелкомасштабная турбулентность. Синоптический максимум энергии имеет период около 100 ч ( $\div 4$  суток), вторичный слабо выраженный максимум приходится на 12 ч. Характерный суточный максимум энергии (24 ч) в спектре не обнаружен.

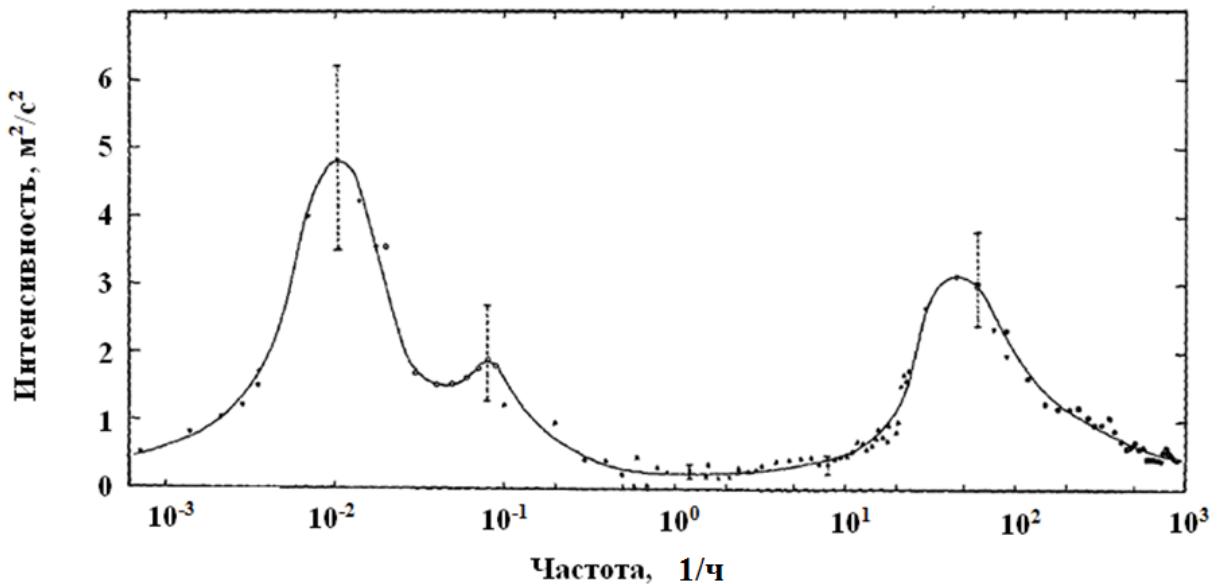


Рис. 24 – Энергетический спектр пульсаций скорости ветра Ван-дер-Ховена [159]

Наблюдаемый в высокочастотной части спектра микрометеорологический максимум (с характерными частотами 30 1/ ч и выше) отделен от синоптического максимума широкой спектральной областью, в которой атмосферные турбулентные вихри и неоднородности обладают сравнительно более низкой турбулентной энергией – мезометеорологической «ямой». Спектральное положение мезометеорологической «ямы» соответствуют значениям частот, находящихся в интервале от 7 1/ч до 0,5 1/ч. Энергия атмосферных неоднородностей для периодов продолжительностью более 1 месяца незначительна, около нескольких десятых  $m^2/c^2$  [134, 159].

Для океанических условий форма энергетического спектра пульсаций скорости ветра была получена в работе [102] по данным измерений, выполненных на острове Пальмира ( $5,8^{\circ}$  с.ш.  $162,2^{\circ}$  з.д.). Остров Пальмира располагается в приэкваториальной зоне Тихого океана и имеет наивысшую точку 2 метра. В работе, были проанализированы данные измерений скорости ветра, полученные с помощью анемометров типа MRI 1072 и AN/GMQ-12. Из измерений анемометра типа MRI значения скорости ветра получены с часовым осреднением, из измерений анемометра AN/GMQ-12 с осреднением 4 с, 20 с и 60 с. Анемометры MRI и AN/GMQ-12 были установлены на высотах 1,8 м и 12 м над поверхностью соответственно. Энергетические спектры пульсаций скорости ветра представлены на рис. 25. Пунктирной линией показан энергетический спектр, полученный из данных измерений скорости ветра в условиях облачности и осадков. Непрерывной линией показан спектр, полученный при ясном небе. В полученных спектрах пульсаций скорости ветра обнаружен максимум в синоптической области с периодом 6 дней. В этом спектре суточная гармоника не проявляется. Локальный максимум имеет период 36 ч.

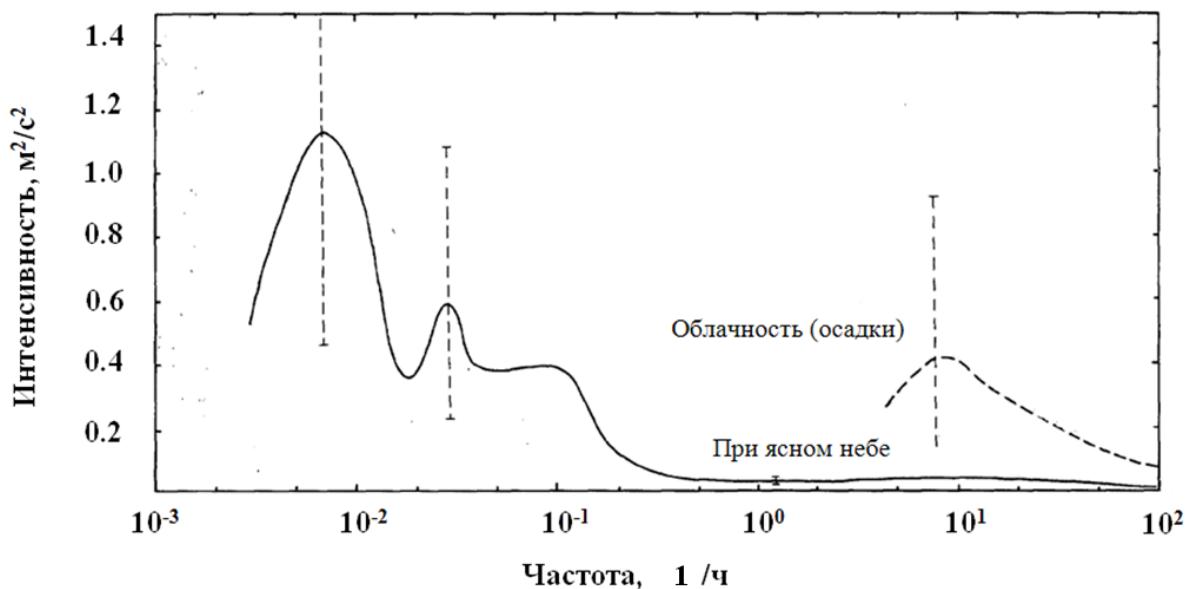


Рис. 25 – Энергетический спектр пульсаций скорости ветра [102]

В работе [97] при исследовании пульсаций скорости ветра вдоль побережья Орегона ( $44,6^{\circ}$  с.ш.  $124,0^{\circ}$  з.д.) получен энергетический спектр, показанный на рис. 26. Основная доля энергии турбулентных неоднородностей энергетического спектра сосредоточена не в синоптическом диапазоне, а в диапазоне от  $2 \cdot 10^{-1}$  1/ч до  $8 \cdot 10^{-1}$  1/ч. Спектры получены по данным анемометрических измерений, выполненных с 13 июля по 7 августа 1970 г. с минимальным осреднением 1 с. Датчики устанавливались на 9 метровой мачте на побережье, так что высота расположения датчиков над уровнем моря составляла 20 м.

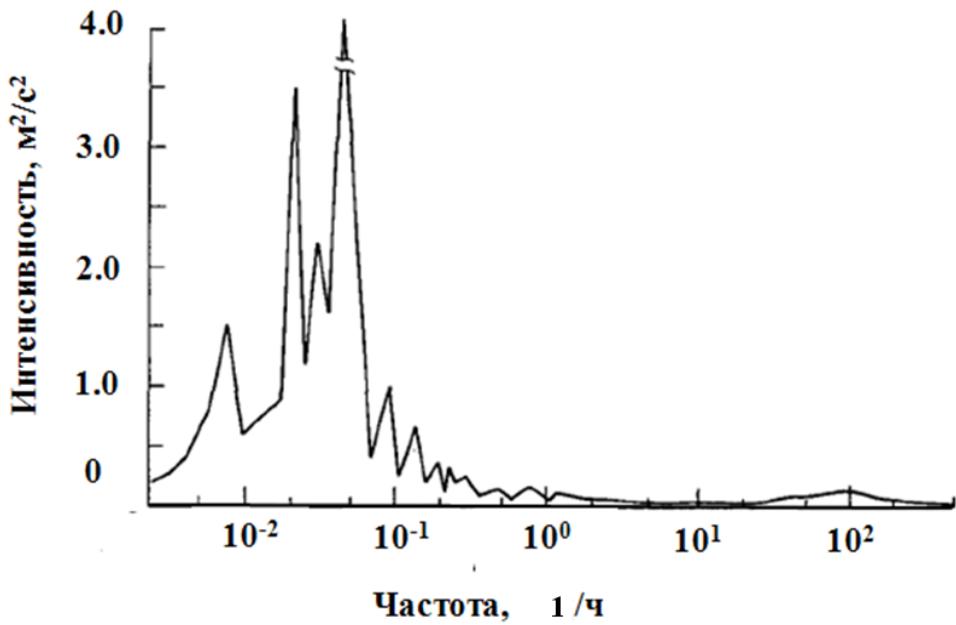


Рис.26 – Энергетический спектр пульсаций скорости ветра [97]

Анализ рис. 46 показывает, что в высокочастотном диапазоне спектра турбулентность характеризуется низкой интенсивностью – практически можно говорить об отсутствии так называемой мезометеорологической спектральной ямы. В [136] указывается на то обстоятельство, что мезометеорологическая «яма» может отсутствовать в спектрах, полученных в приводном слое атмосферы. Это заключение аргументировано тем, что над обширной водной поверхностью обычно не наблюдается сильной микромасштабной турбулентности. Отличием этого спектра от спектров, полученных в работах [102, 159], кроме низкого уровня энергии в синоптическом диапазоне, является наличие мощного максимума с периодом 24 часа. Отсутствие суточной гармоники в спектре Ван-дер-Ховена можно объяснить тем, что измерения проводились на достаточно большой высоте над подстилающей поверхностью. В работе [102] отсутствие суточной гармоники можно аргументировать слабым развитием бризовой циркуляцией.

Над морем, в спектрах, полученных в приводном слое атмосферы, ситуация менее ясная. В результате исследований [127], выполненных в приводном слое атмосферы, получен спектр пульсаций скорости ветра с глубокой «ямой» в мезометеорологическом интервале и мощным микрометеорологическим максимумом. Уровень энергии турбулентных неоднородностей в высокочастотной части спектра, как указывается в этой работе, определяется движениями буя.

Для методики оценки характеристик мелкомасштабной турбулентности, в т.ч. характеристик оптической нестабильности земной атмосферы целесообразно рассмотреть форму спектров атмосферных неоднородностей в диапазоне масштабов: от крупномасштабных

квазидвумерных неоднородностей до масштабов оптической турбулентности. При этом одним из вопросов является зависимость энергии мелкомасштабной турбулентности от общего уровня энергии спектра и энергии крупномасштабных неоднородностей. Малоисследованным спектральным диапазоном атмосферных неоднородностей является переходная область от мезомасштабных неоднородностей к трехмерной турбулентности ( $10^{-3}$  Гц  $< f < 10^{-2}$  Гц).

По результатам исследований [94, 95, 97, 102, 159, 163] были оцифрованы энергетические спектры неоднородностей скорости ветра и температуры. Полученные спектры показаны на рис. 27 а) и б), где по оси абсцисс отложен логарифм частоты, по оси ординат – логарифм спектральной плотности пульсаций скорости ветра и температуры соответственно. Непрерывными линиями показаны наклоны соответственно  $f^{-5/3}$  и  $f^{-1}$ . Спектры получены для разных высот: спектр [40] – для свободной атмосферы, остальные спектры [94, 95, 97, 102, 159] – для приземного слоя. Фоновый энергетический спектр [40] является предельным случаем в том смысле, что атмосферные течения фактически характеризуются наибольшей турбулизацией: при  $f = 10^{-6}$  Гц кинетическая энергия турбулентности соответствует значению  $\sigma_v^2 = E(f) \cdot f = 6 \cdot 10^7 \cdot 10^{-6} = 60 \left( \text{м}^2 / \text{с}^2 \right) / \text{Гц}$ . Анализ рис. 27 а) и б), показывает, что в низкочастотном диапазоне форма зависимостей мало отличается между собой. При сильной атмосферной возмущенности в высокочастотной части спектра наблюдается значительное увеличение интенсивности мелкомасштабной турбулентности (верхние кривые).

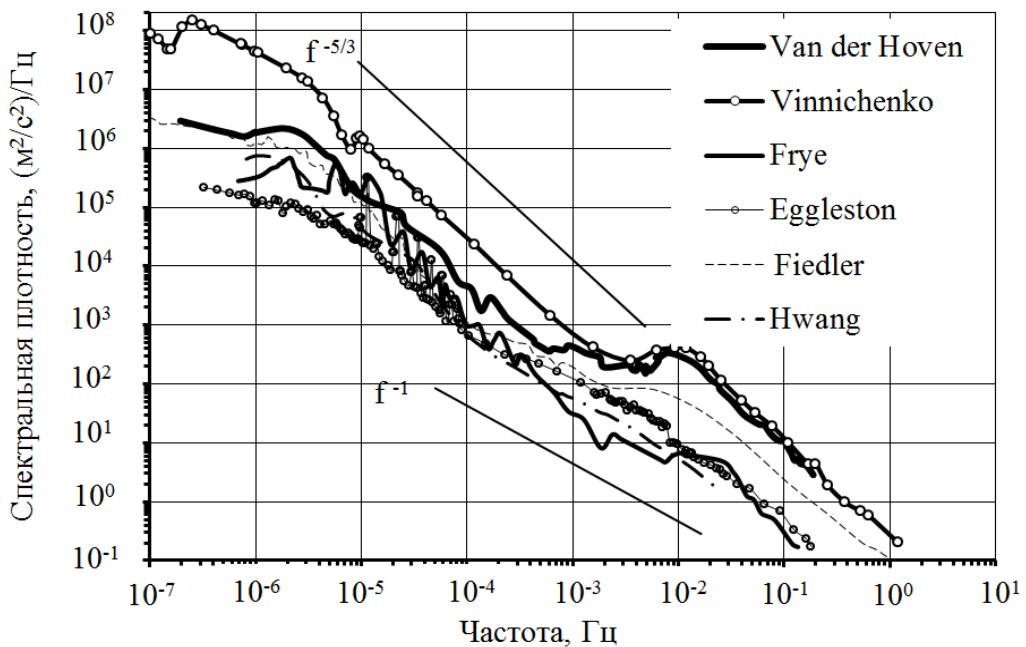


Рис. 27а) – Спектры атмосферной турбулентности (флуктуаций скорости ветра) в широком диапазоне частот по данным различных исследователей

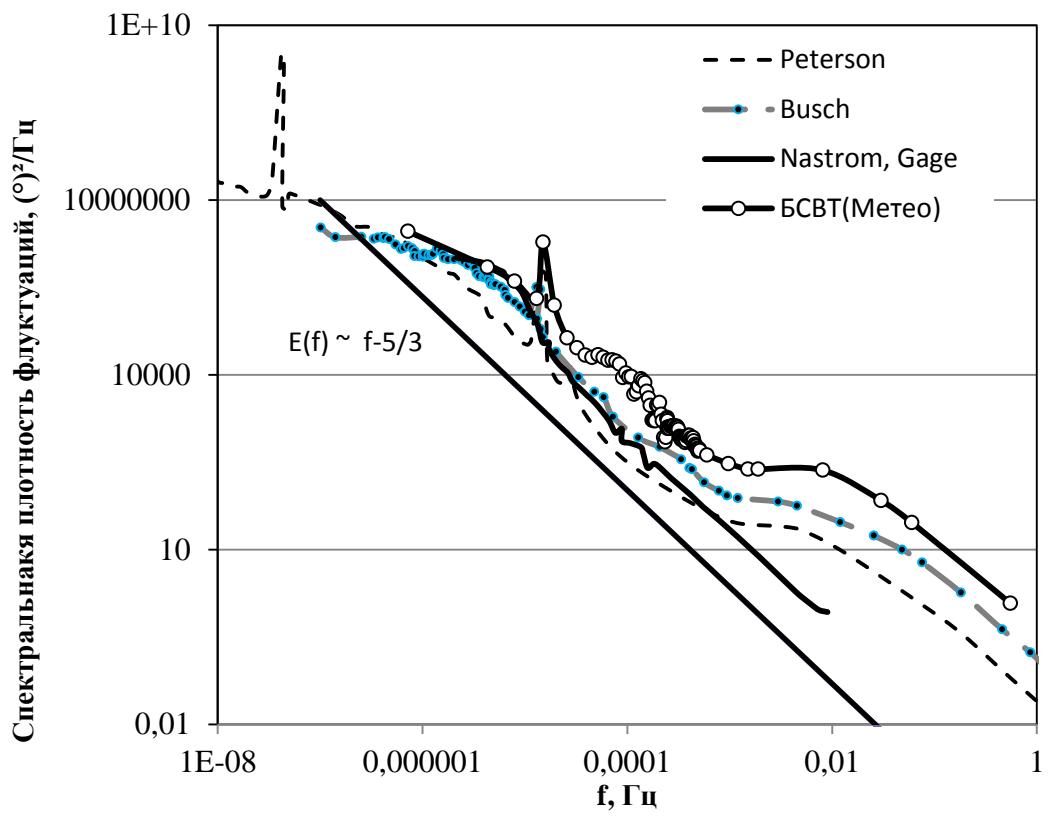


Рис. 27 б) – Спектры атмосферной турбулентности (флуктуаций температуры) в широком диапазоне частот по данным различных исследователей

Фактически такого рода зависимость отмечается при турбулентной энергии более  $2 m^2/c^2$  при  $f = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ Гц}$  (5 суток). При низкой энергии течений спектр асимптотически приближается к зависимости  $E(f) \sim f^{-5/3}$  в широком диапазоне масштабов.

## 2.9 Энергетические спектры турбулентности микромасштабной области

Для изучения оптической нестабильности земной атмосферы, прежде всего, представляют интерес энергетические спектры микромасштабной турбулентности: в диапазоне от нескольких сотен м до нескольких мм. Трассировка в этом диапазоне определяет разрешение наземных астрономических инструментов и является наиболее изученным явлением [41, 93, 154]. Форму микрометеорологического спектра турбулентности можно аппроксимировать различными эмпирическими моделями, наиболее известными из которых являются функции Колмогорова, Каймала, Кармана, Давенпорта и Гаусса. На рис. 28 в билогарифмических координатах показаны спектральные модели Каймала, Колмогорова,

Гаусса, когерентной турбулентности ( $E(k) \sim k^{-8/3}$ ) [61, 62, 49], Давенпорта и Кармана кривыми 1,2,3,4,5,6 соответственно.

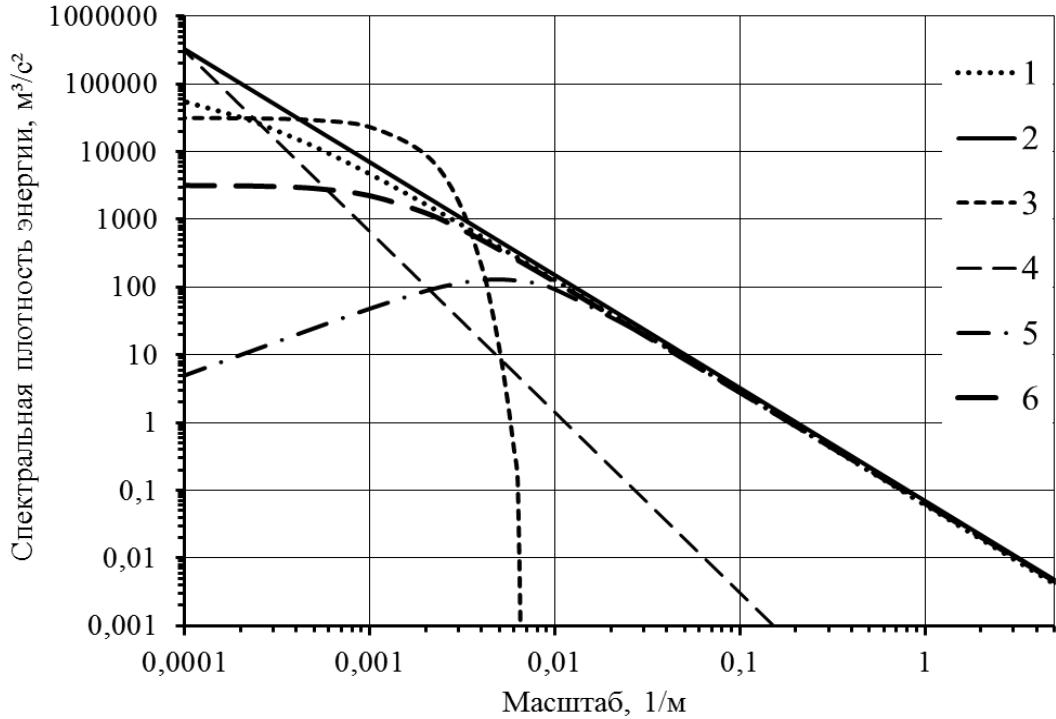


Рис. 28 – Спектральные модели микромасштабной турбулентности

Под когерентной турбулентностью обычно понимают неслучайную нелинейную суперпозицию крупномасштабных компонент турбулентности, обладающей большой устойчивостью. Актуальность исследований когерентной турбулентности для солнечных наблюдений определяется тем, что в ней уменьшаются флуктуации углов прихода света на апертуру телескопа [63, 132]. По оси абсцисс отложены масштабы турбулентных неоднородностей, по оси ординат – значения спектральной плотности турбулентной энергии. Для расчета спектров условно принято, что внешний масштаб турбулентности  $L = 1000$  м, дисперсия пульсаций скорости ветра  $\sigma_v^2 = 10 \text{ м}^2/\text{s}^2$ , средняя скорость ветра  $\bar{V} = 10 \text{ м/s}$ . В модели Колмогорова спектральная плотность энергии турбулентности в широком диапазоне масштабов подчиняется зависимости  $E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}$ , где  $C$  – «универсальная» постоянная,  $\varepsilon$  – скорость диссипации энергии турбулентности,  $k$  – волновое число. В модели фон Кармана спектральная плотность энергии определяется в следующем виде  $E(k) = \frac{\sigma_v^2 l_v}{B(1/2, 1/3)} \frac{1}{(1 + k^2 l_v^2)^{5/6}}$ , где  $B(\cdot)$  – бета функция,  $\sigma_v^2$  – дисперсия пульсаций скорости ветра,  $l_v = LB(1/2, 1/3)/\pi = 1,34L$  – масштаб, определяющий «энергетически-содержащий» диапазон,  $L$  – внешний масштаб

турбулентности, соответствующий размеру наиболее крупных вихрей. В этой модели спектральная плотность энергии турбулентности подчиняется зависимости  $E(k) \sim k^{-5/3}$  для

волновых чисел  $k >> \frac{1}{L}$ . В диапазоне  $kL << 1$  спектральная плотность энергии турбулентности определяется выражением

$$E(k) = \frac{\sigma_v^2 l_v}{B(1/2, 1/3)} = \text{const}, \quad \text{наблюдается насыщение спектра. Для}$$

аппроксимации только «энергетически-содержащего» диапазона турбулентности можно применять спектральную модель Гаусса:  $E(k) = \frac{\sigma_v^2 l_G}{2\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{k^2 l_G^2}{4}\right)$ , где  $l_G = \frac{2L}{\sqrt{\pi}} = 1,12L$ . При этом

если  $k l_G \rightarrow 0$ , то спектральная плотность энергии турбулентности принимает постоянную величину  $E(k) = 4 \frac{\sigma_v^2 l_G}{2\sqrt{\pi}}$ , а если  $k l_G \rightarrow \infty$ , то  $E(k) \rightarrow 0$ . В модели Каймала спектральная

плотность энергии турбулентности определяется выражением  $E(f) = \frac{\sigma_v^2}{V} \frac{4L}{(1 + 6f L/V)^{5/3}}$  или

$E(k) = \sigma_v^2 \frac{4L}{\left(1 + 3 \frac{Lk}{\pi}\right)^{5/3}}$ , где частота связана со средней скоростью соотношением  $f = \bar{V}k/2\pi$ . Если

$Lk << 1$ , то спектральная плотность энергии турбулентности является постоянной  $E(k) = 4L\sigma_v^2$ , а при  $Lk >> 1$   $E(k) \sim k^{-5/3}$ . В модели Давенпорта спектральная плотность

энергии определяется в виде  $E(f) = \frac{2K_0 \bar{V}^2 f_n^2}{f \left(1 + f_n^2\right)^{4/3}}$  или  $E(k) = \frac{K_0 \bar{V}^2 k L^2}{\pi \left(1 + \left(\frac{kL}{2\pi}\right)^2\right)^{4/3}}$ , где  $f_n = \frac{fL}{V}$  –

приведенная частота,  $K_0$  – коэффициент лобового сопротивления подстилающей поверхности, принимающий значения от 0,002 для открытого моря до 0,01 – для городской местности. При

этом коэффициент лобового сопротивления подстилающей поверхности связан с дисперсией пульсаций  $\sigma_v^2 = 6K_0 \bar{V}^2$ . В крупномасштабной части спектра Давенпорта ( $k \rightarrow 0$ )

спектральная плотность энергии  $E(k) \rightarrow 0$ , а при больших волновых числах  $k \rightarrow 0$   $E(k) \sim k^{-5/3}$

. Приведенные функции могут быть использованы при аппроксимации формы энергетических спектров турбулентности и как следствие для спектральной оценки характеристик оптической нестабильности земной атмосферы. Для определения формы энергетических спектров турбулентности в микрометеорологическом диапазоне по результатам собственных наблюдений были получены спектры пульсаций температуры и скорости ветра. Наблюдения

были выполнены с помощью ультразвуковой метеостанции «МЕТЕО-2» на площадке Байкальской астрофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН с 17 по 31 марта 2010 года.

На рис. 29 показаны характерные зависимости интенсивности пульсаций составляющих скорости ветра и температуры от частоты. Частотные зависимости соответствующих спектральных плотностей энергии турбулентности показаны на рис. 30.

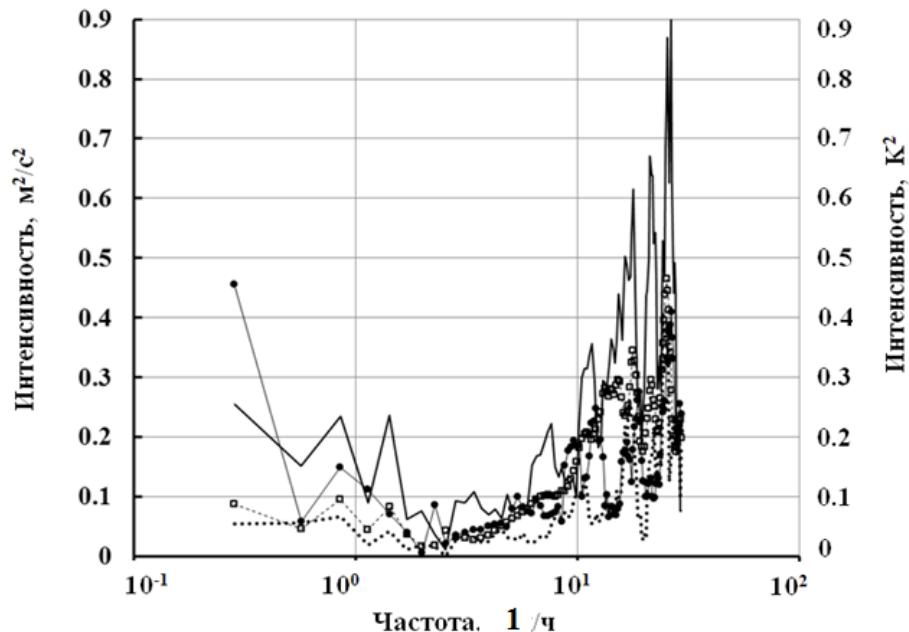


Рис. 29 – Зависимости интенсивности пульсаций составляющих скорости ветра и температуры от частоты

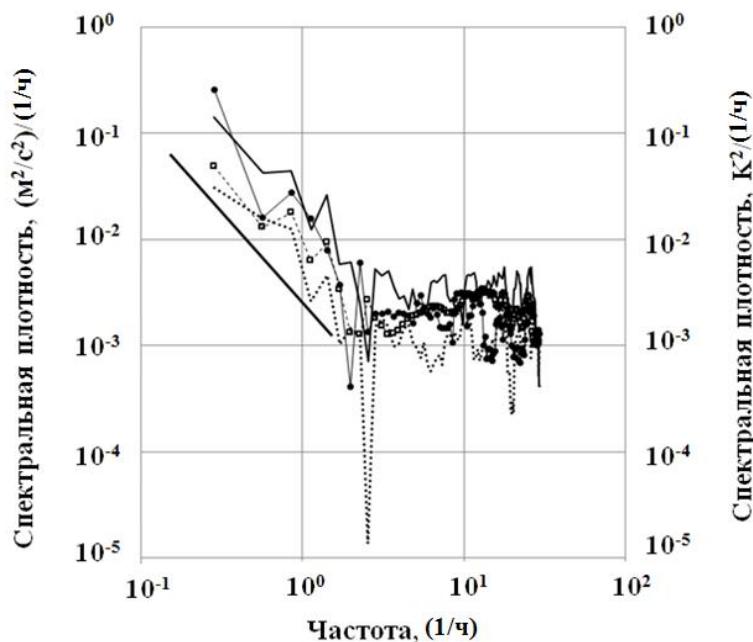


Рис. 30 – Частотные зависимости спектральной плотности энергии пульсаций составляющих скорости ветра и температуры

Жирной непрерывной линией показаны зависимости для пульсаций полного вектора скорости ветра, пунктирной линией с маркерами квадратной формы – для пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра, точечной линией – для пульсаций вертикальной скорости ветра, непрерывной линией с маркерами круглой формы – для пульсаций температуры. По оси абсцисс отложены частоты ( $1/f$ ) в логарифмическом масштабе, по оси ординат – интенсивности пульсаций ( $m^2/c^2$ ) – на рис. 29 и спектральные плотности энергии пульсаций – на рис. 30. Средняя скорость ветра составляет  $2,3 \text{ м /с}$ . На рис. 30 жирной прямой линией показана зависимость  $E(f) \sim f^{-5/3}$ . Анализ частотных зависимостей показывает, что в микрометеорологическом диапазоне спектра имеется дополнительный источник турбулентной кинетической и турбулентной потенциальной энергии. Действие этого источника искажает форму спектра, увеличивая энергию мелкомасштабной турбулентности. Энергетические спектры пульсаций полного вектора скорости ветра, пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра, пульсаций вертикальной скорости ветра и пульсаций температуры также получены для условий малооблачной и ясной погоды, показанные на рис. 31. Жирной прямой линией показана частотная зависимость спектральной плотности энергии  $E(f) \sim f^{-5/3}$ .

Основной особенностью полученных спектров при ясной и малооблачной погоде является сравнительно низкий общий уровень энергии турбулентности. Это обстоятельство можно объяснить тем, что ясная погода, как правило, ассоциируется антициклонами. В синоптической метеорологии под антициклоном понимается замкнутый крупномасштабный атмосферный вихрь с повышенным давлением в центре и соответствующим распределением ветра. Сила барического градиента в антициклоне имеет меньшие значения по сравнению с циклоном, а значит ветер имеет более низкие скорости. Кроме того, в классическом представлении в антициклоне преобладают нисходящие движения воздуха. При оседании воздух адиабатически нагревается и температура свободной атмосферы в среднем повышается. Такой процесс уменьшает вероятность облакообразования, поскольку последнее наиболее интенсивно протекает при низких температурах. При этом микрометеорологический максимум имеет небольшую амплитуду, характерный значения которой составляют доли  $m^2/c^2$ , а форма спектра в широком диапазоне масштабов может подчиняться закономерности  $E(f) \sim f^{-5/3}$ .

Для оптической турбулентности представляет интерес исследовать спектральный диапазон турбулентности от нескольких сотен м до характерных масштабов областей атмосферной когерентности  $r_0$ . Пространственные масштабы  $r_0$  в оптическом диапазоне составляют несколько см. При характерной скорости воздушного потока  $1 \text{ м /с}$  частоты

турбулентности, соответствующие масштабам от нескольких сотен м до см, изменяются от Гц  $10^{-2}$  до  $10^2$  Гц.

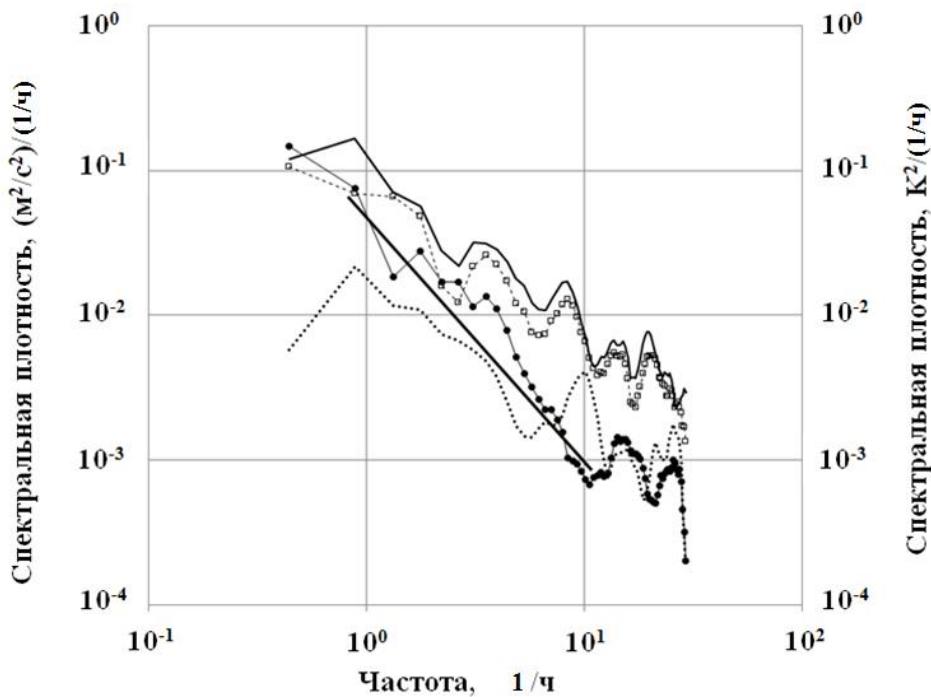


Рис. 31 – Энергетические спектры турбулентности для ясного и малооблачного неба

По результатам измерений скорости ветра и температуры на площадке Саянской солнечной обсерватории с помощью ультразвуковой метеостанции «МЕТЕО-2» были построены энергетические спектры пульсаций скорости ветра и температуры в диапазоне от 80 Гц (0,0125 с) до 0,0056 Гц (180 с). Измерения были выполнены при ясной погоде с 22.09.2013 г по 24.09.2013 г в условиях близких к безразличной стратификации атмосферы. Энергетические спектры пульсаций температуры и скорости ветра представлены в билогарифмических координатах на рис. 32 и рис. 33. По оси абсцисс отложены значения частот, по оси ординат – значения спектральной плотности энергии.

Анализ энергетических спектров показывает, что в диапазоне от 80 Гц до 0,1 Гц спектральная плотность энергии пульсаций скорости ветра и температуры зависит от частоты в степени  $\sim -5/3$ . При средней наблюдаемой скорости ветра 2,5 м/с эти частоты соответствуют пространственным масштабам от 3,1 см до 25 м. Необходимо отметить, что поскольку расстояние между головками метеостанции составляет около 20 см, то для меньших масштабов неоднородностей, измеренные характеристики являются пространственно-осредненными параметрами. При средней скорости ветра 2,5 м/с расстоянию 20 см соответствует частота около 12 Гц. В диапазоне  $f < 0,1$  Гц спектральная энергия пульсаций, как температуры, так и

скорости ветра резко увеличивается. Это связано с тем, что измерения проводились в условиях пересеченной местности, в которой располагается астрономическая обсерватория.

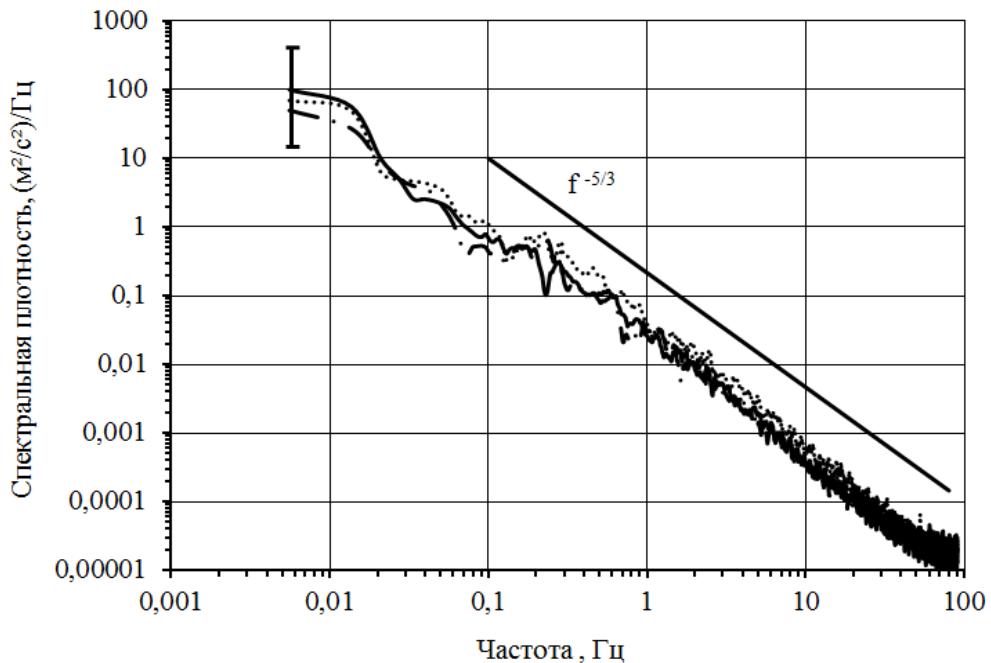


Рис. 32 – Энергетические спектры пульсаций скорости ветра

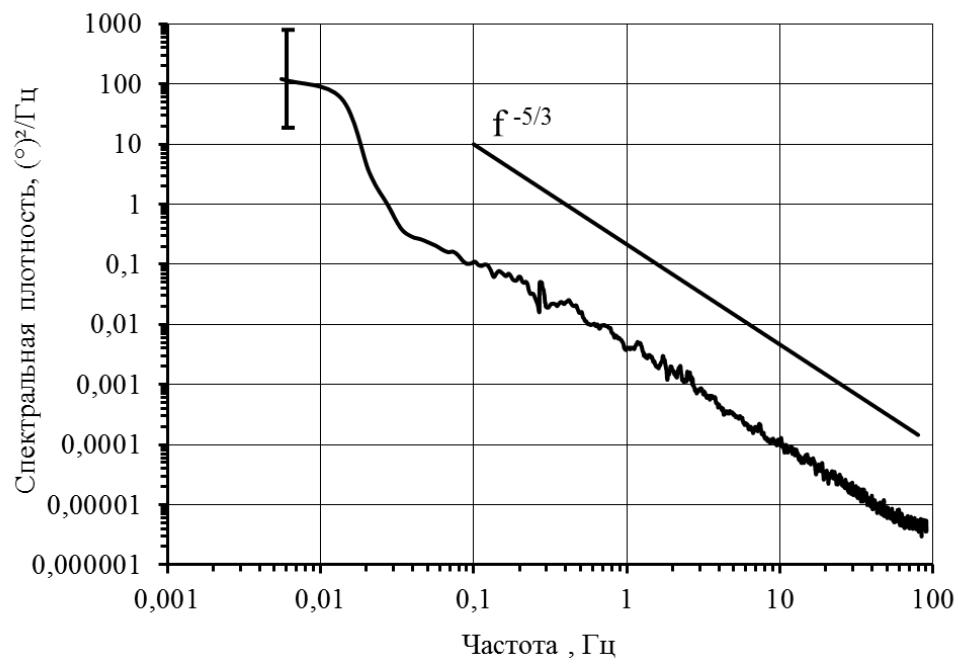


Рис. 33 – Энергетические спектры пульсаций температуры

В устойчиво стратифицированной атмосфере при числах Ричардсона превышающих критическое значение ( $Ri >> 1$ ) атмосферная турбулентность не подавляется полностью. Напротив, из классических представлений теории турбулентности известно, что при сильной

устойчивости турбулентность полностью вырождается. Тем не менее, существование турбулентности подтверждается экспериментально, а также разрабатываемой теорией Зилитинкевича для устойчивой среды (до  $Ri$  порядка 100), в которой выделяется режим «слабой» турбулентности [33, 34, 162, 167, 169, 170, 171, 172]. В [33] были исследованы энергетические спектры пульсаций углов прихода света по эмпирическим рядам данных, полученных на горизонтальной трассе. Рассчитанные спектры пульсаций углов прихода света показаны на рис. 34 в частотном диапазоне от 0,0028 Гц (360 с) до 0,6 Гц (1,6 с). Спектральные кривые 1 – 5 соответствуют отдельным реализациям, кривой 6 показан осреднённый энергетический спектр пульсаций углов прихода света. Вертикальным отрезком показаны 90% доверительные границы. В этих экспериментах на расстоянии 1 км от телескопа с регистратором ФЭРДИЗ-2 (фотоэлектрический регистратор дрожания изображения звезд) на жестком штативе устанавливалась лампа накаливания. Луч света от которой проходил на высоте 2 м над подстилающей поверхностью. Эксперименты были выполнены при ясной безветренной погоде ( $\bar{V} \approx 0$  м/с) в устойчиво стратифицированной атмосфере ( $Ri > 1$ ) в зимний период в ночное время. При таких условиях пульсации углов прихода света (дрожание изображений) вызываются термическими неоднородностями. Анализ рис. 34 показывает, что энергетические спектры турбулентных неоднородностей значительно искажаются, нормированная спектральная плотность энергии атмосферных неоднородностей распределена практически равномерно для  $f < 0,3$  Гц. Это значит, что в приземном слое атмосферы при устойчивой стратификации энергия низкочастотных компонент меньше энергии высокочастотных неоднородностей. Поэтому при таких условиях можно говорить о том, что турбулентность существует и преимущественно сосредоточена в отдельных высокочастотных «пакетах», которые окружены сравнительно менее энергичными крупными неоднородностями.

Таким образом, при больших градиентах температуры и малых скоростях ветра на отдельных участках трассы атмосферная турбулентность может достигать высокой интенсивности. Несмотря на локальный характер существования турбулентности, диапазон с зависимостью  $E(f)/\sigma_v^2 \sim f^{-5/3}$  наблюдается при  $f > 0,3$  Гц. Учитывая, что теоретически начальная чувствительность датчиков ветра составляет 0,1 м/с (0,5 м/с), оказывается, что масштаб внешних границ этого диапазона не превышает 0,3 м (1,7 м).

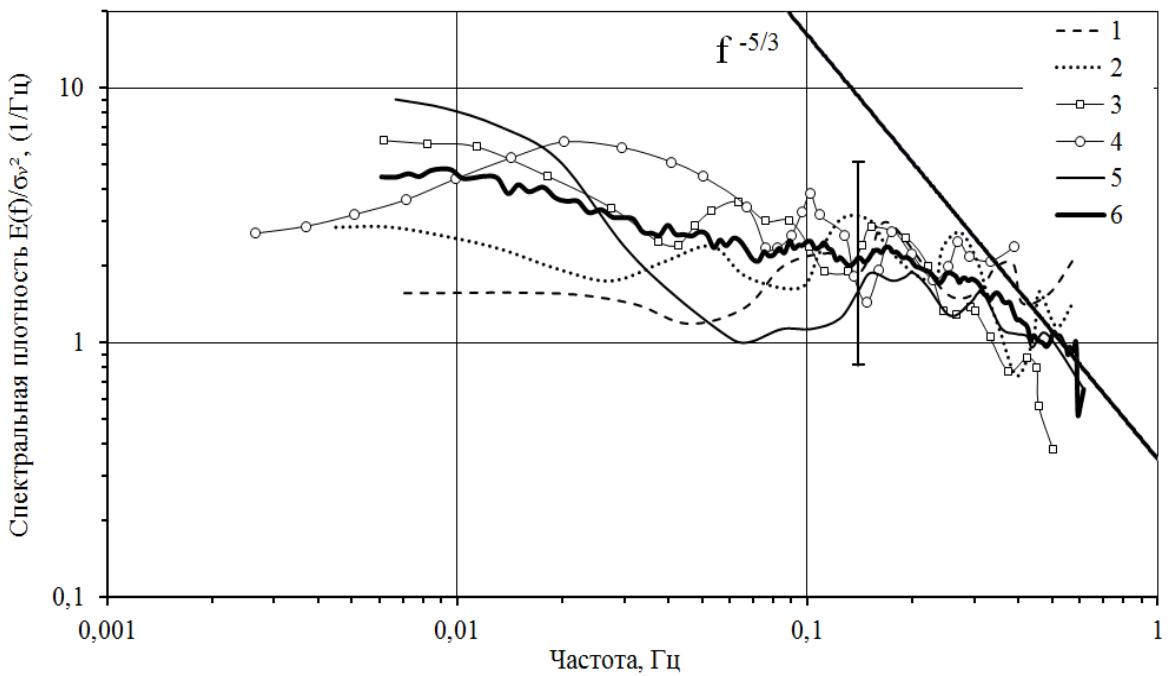


Рис. 34 – Энергетические спектры пульсаций углов прихода света при устойчивой стратификации

## 2.10 Вертикальный спектр атмосферных неоднородностей

Для определения характеристик оптической нестабильности земной атмосферы требуется знать информацию о вертикальном распределении мелкомасштабной турбулентности в оптически активном слое атмосферы (около 20 км), а также о воздействии основного течения на процессы формирования турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха и скорости ветра. На рис. 35 показан пример изменения энергии пульсаций скорости и средней скорости ветра с высотой. По оси абсцисс отложены значения кинетической энергии течения, по оси ординат – изобарические поверхности.

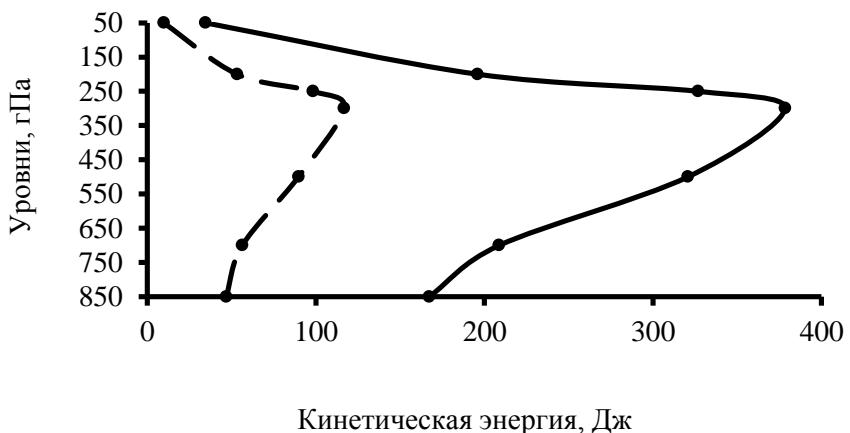


Рис. 35 – Профили кинетической энергии среднего потока и турбулентного движения

Энергия пульсаций скорости ветра обозначена штриховой линией, энергия среднего течения – сплошной. Анализ профилей течений позволяет говорить об вертикальной изменчивости средней скорости ветра и атмосферной турбулентности. Наиболее энергичным является атмосферный слой от 500 до 200 гПа. Интенсивность турбулентных течений в этом слое поддерживается за счет сдвиговых механизмов, что характерно для областей струйных течений. При устойчивой термической стратификации атмосферная турбулентность может интенсивно генерироваться вблизи сдвигов скорости ветра, например, вблизи струйных течений [139]. Неравномерное распределение энергии пульсаций с высотой находится в определенной зависимости от энергии средней скорости каждого слоя атмосферного течения. Соответственно возникает вопрос об изменении энергии мелкомасштабной турбулентности в зависимости от энергии среднего потока.

Течения свободной атмосферы обладают большей кинетической энергией, чем течения пограничного слоя. Несмотря на это, энергия мелкомасштабных турбулентных неоднородностей в свободной атмосфере меньше энергии мелкомасштабных неоднородностей пограничного слоя. На рис. 36 представлены пространственные фоновые энергетические спектры турбулентных неоднородностей скорости ветра, полученные в результате анализа радиозондовых ветровых данных для различных сезонов (аэрологическая станция Братск, 2008 г.).

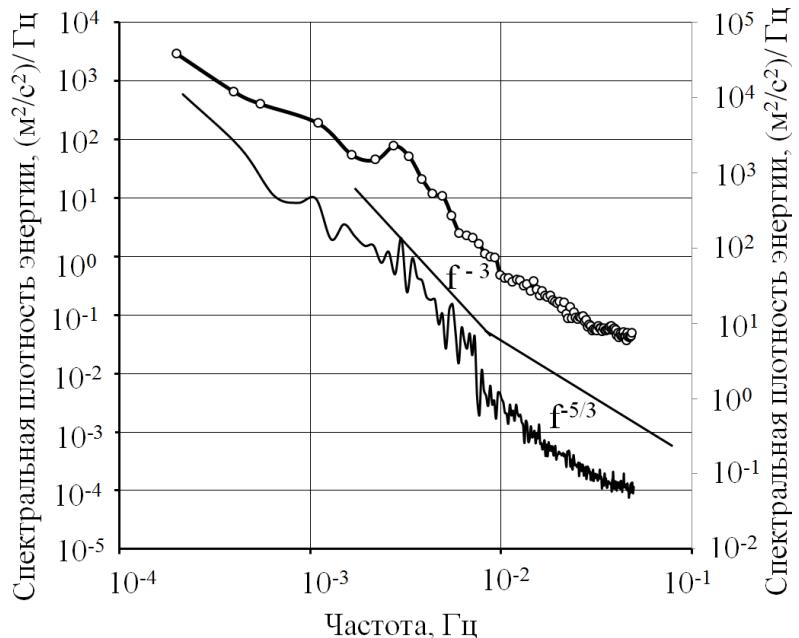


Рис. 36 – Энергетические вертикальные спектры неоднородностей скорости ветра, полученные по радиозондовым ветровым данным для холодного и теплого сезонов

Спектры рассчитаны в слое от 1,5 км до максимальных высот подъема радиозондов при ясном небе. Энергетический спектр неоднородностей для зимнего периода показан линией с круглыми маркерами, для летнего периода – непрерывной линией. Слева по оси ординат отложены значения спектральной плотности энергии – для зимнего периода, справа – для летнего периода. Анализ представленных энергетических спектров неоднородностей скорости ветра позволяет сделать следующие выводы. Спектральная плотность энергии резко уменьшается на масштабах от 1600 м до 600 м приблизительно на 3 порядка. С физической точки зрения, это означает, что мелкомасштабная турбулентность при данных условиях в свободной атмосфере при ясном небе слабо развита. В свободной атмосфере при ясном небе в диапазоне от  $8 \cdot 10^{-3}$  Гц до  $3 \cdot 10^{-3}$  Гц энергетические спектры описываются степенной зависимостью  $f^{-3}$ . Этот диапазон соответствует пространственному интервалу масштабов (при средней скорости подъема радиозонда 5 м/с) от 600 м до 1600 м. В спектральном диапазоне  $f > 8 \cdot 10^{-3}$  Гц форма спектров аппроксимируется зависимостью  $E(f) \sim f^{-5/3}$ . Этот спектральный диапазон соответствует диапазону квазитрехмерных турбулентных неоднородностей. Такая форма спектра, вероятно, связана с тем, что атмосфера выше пограничного слоя является устойчивой (слабоустойчивой) средой, в которой развитие трехмерной турбулентности подавляется архимедовыми силами. Внешний масштаб трехмерной однородной, изотропной турбулентности в стратифицированной среде определяется масштабом

$$\text{Озмидова } L_O = 2\pi\sqrt{\varepsilon/N^3} \quad [165], \quad N = \sqrt{\frac{g}{T}(\gamma_a - \gamma)} \quad \text{– частота Брента-Вясяля, } T \text{ – температура,}$$

$\gamma_a$  – адиабатический градиент температуры и  $\gamma$  – вертикальный градиент температуры [68].

При характерных значениях частоты Брента-Вясяля  $N = 10^{-2} \text{ c}^{-1}$  и скорости диссипации в приземном слое  $\varepsilon = 10^{-2} \text{ m}^2/\text{c}^3$  [12, 75] получаем  $L_O = 600 \text{ м}$ . В свободной атмосфере скорость диссипации по порядку величины  $\varepsilon = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{c}^3$ , при этом  $L_O = 60 \text{ м}$ . Таким образом, в свободной атмосфере трехмерная однородная и изотропная турбулентность развита в отдельных областях по размерам не превышающих 60 м.

Крупномасштабные неоднородности формируются в условиях сильных вертикальных сдвигов скорости ветра и соответственно можно говорить в поле атмосферных вихрей с горизонтальной осью. В устойчивой стратификации атмосферы создается тенденция расслоения течений и появления тонких слоев с сильными сдвигами скорости ветра по вертикали [165]. При этом толщина сдвигового слоя в стратифицированной среде определяется

масштабом плавучести  $L_b = \frac{2\pi\sigma_v}{N}$ , где  $\sigma_v$  – среднее квадратическое отклонение скорости

ветра. При характерных значения среднего квадратического отклонения скорости ветра  $\sigma_v = 3$  м/с, частоте Брента-Вийсяля  $N = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  получаем  $L_b \approx 1800 \text{ м}$ . Оцененная толщина сдвигового слоя  $L_b$  совпадает по порядку величины с характерными масштабами излома в спектре  $L \approx 1600 \text{ м}$ .

Выполненные длительные исследования в свободной атмосфере [12] показывают, что вероятность проявления микрометеорологического максимума в условиях ясного неба не превышает 30%. А спектры свободной атмосферы с выраженным микрометеорологическим максимумом имеют малую вероятность повторяемости. Форма спектра турбулентных неоднородностей микрометеорологического диапазона также может описываться моделью Колмогорова от интервала мелкомасштабной турбулентности до нескольких км.

Таким образом, структура атмосферных течений в свободной атмосфере отличается от структуры течений слоя трения. В свободной атмосфере форма спектра для ясных и малооблачных условий во всей представленной микрометеорологической области не описывается моделью Колмогорова. В свободной атмосфере при ясном небе в диапазоне от  $8 \cdot 10^{-3}$  Гц до  $3 \cdot 10^{-3}$  Гц спектральная плотность удельной энергии пульсаций скорости пропорциональны частоте в степени « $-3$ ». Спектральные кривые этого типа имеют наибольшую вероятность повторяемости в свободной атмосфере и соответствуют слабому развитию атмосферной турбулентности. Стоит отметить также, что форма представленных вертикальных спектров мелкомасштабных турбулентных неоднородностей стабильна во всем диапазоне масштабов и слабо зависит от сезона года. Это позволяет говорить о некоторой квазиуниверсальности формы спектра течений свободной атмосферы микрометеорологической области.

## 2.11 Объяснение наблюдаемой формы спектра атмосферной турбулентности

Многочисленные попытки найти физическое объяснение наблюдаемой формы спектров [124, 157] атмосферной турбулентности привели к появлению различных моделей турбулентности. Наблюдаемая форма спектров пульсаций температуры и пульсаций скорости воздушного потока в диапазоне масштабов более чем несколько сотен километров объясняется в рамках представлений модели квазигеострофической турбулентности [90]. В этой модели атмосферные неоднородности находятся в условиях сильного вращения и стратификации

атмосферы. При этом форма спектра с зависимостью  $E(k) \sim k^{-3}$  в диапазоне от 2500 км до 800 км обычно объясняется как прямого каскада энстрофии, который определяется квадратом вихря скорости или результат обратной передачи энергии. В работе [128] показано, что энергетический уровень спектра в синоптическом диапазоне неоднородностей скорости ветра может быть сравним с уровнем энергии неоднородностей вихря скорости.

Основным источником генерации крупномасштабных атмосферных вихрей в среднеширотной тропосфере на синоптическом и субсиноптическом масштабах служит механизм бароклинной неустойчивости течений. При этом волновые возмущения в основном перенося воздуха на масштабах 500 – 3000 км являются неустойчивыми и эволюционируют за счет преобразования лабильной энергии основного переноса в кинетическую энергию возмущений. В этом диапазоне длин волн статическая устойчивость убывает, поскольку возросшая отклоняющая сила приближает орбиты колебательных движений частиц к горизонтальному положению, динамическая устойчивость возрастает вместе с отклоняющей силой, но их сумма не перекрывает разрывную неустойчивость (неустойчивость на сдвиге ветра). Необходимое условие бароклинной неустойчивости устанавливается критерием Филлипса [138]:  $V_1 - V_2 > M \frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi}$ , где параметр статической устойчивости  $M = \frac{0,124 C_p \Delta \theta}{2R\omega}$ ,

$V_1$  и  $V_2$  – скорости зонального потока на верхнем и нижнем уровнях соответственно,  $R$  – радиус Земли,  $\omega$  – угловая скорость вращения Земли. Бароклинная неустойчивость развивается тогда, когда вертикальный сдвиг скорости превышает величину, стоящую справа в формуле. Действие механизма бароклинной неустойчивости выражается в эволюции спектрального максимума турбулентной энергии с характерными периодами 4 – 7 суток.

Наши исследования показывают, что зависимость спектральной плотности энергии от масштаба в этой области спектра хорошо аппроксимируется функцией  $E(k) \sim k^{-3}$ . Однако в некоторых случаях, как показано выше, зависимость  $E(k) \sim k^{-3}$  может не наблюдаться в синоптическом диапазоне спектра. В синоптическом диапазоне спектра возможные отклонения от функциональной зависимости  $E(k) \sim k^{-3}$  связаны с изменением интенсивности энергетического источника.

При этом исследования показывают, что в крупномасштабном вихревом течении, турбулентность подавляется [27, 28]. Численные эксперименты показывают, что интенсивность передачи энергии от крупномасштабных неоднородностей к мелкомасштабным неоднородностям регулируется скоростью вращения среды [88, 123]. И в условиях быстрого

вращения передача энергии к мелкомасштабной турбулентности уменьшается и стремится к нулю. Для математического объяснения этого рассмотрим, например, теорему Коши-Гельмгольца. Согласно представлениям теоремы Коши-Гельмгольца отдельные элементы внутри выделенного объема воздуха не занимают конкретного положения, а перемещаются относительно друг друга. При этом скорость движения любого выделенного элемента объема

воздуха  $\vec{V}$  определяется его поступательным  $\vec{V}_n$  движением, вращательным движением  $\frac{1}{2}[\vec{\Omega}, d\vec{R}]$  и перемещением точек внутри рассматриваемого объема воздуха – собственными

деформациями этого объема  $\vec{V}_o$ :  $\vec{V} = \vec{V}_n + \frac{1}{2}[\vec{\Omega}, d\vec{R}] + \vec{V}_o$ , где  $\vec{\Omega}$  – вектор вихря скорости,  $d\vec{R}$

– радиус вектор рассматриваемой точки относительно точки-полюса выделенного объема, движение которой характеризует поступательное движение, квадратные скобки обозначают векторное произведение. Под элементом объемом воздуха понимается очень малый объем по сравнению с масштабом изучаемых движений, но достаточно большой по отношению к длине свободного пробега молекул. Если принять, что пульсации скорости  $\vec{V}' = \vec{V} - \vec{V}_n$ , то  $\vec{V}' = \frac{1}{2}[\vec{\Omega}, d\vec{R}] + \vec{V}_o$ . Рассматривая случай  $\vec{V}_o = 0$ , получим  $\vec{V}' d\vec{R} = \frac{1}{2}[\vec{\Omega}, d\vec{R}] d\vec{R}$  или  $\vec{V}' d\vec{R} = 0$ .

Таким образом, крупномасштабное вихревое движение подавляет более мелкомасштабные пульсации.

В планетарном масштабе источником энергии являются более мелкие масштабы, передача энергии от которых происходит посредством волнового взаимодействия. Этот механизм возможен, поскольку планетарные волны не восприимчивы по отношению к механизму бароклинной неустойчивости. Особенностью передачи энергии в планетарные масштабы является конечность планетарного пространственного масштаба.

О форме в мезомасштабной части спектра мнения исследователей расходятся, форму наблюдаемого спектра атмосферных неоднородностей объясняют, во-первых, влиянием гравитационных волн [92, 101, 161], во-вторых, в рамках представлений модели квазидвумерной турбулентности с обратным каскадом энергии [99, 100, 120] и, в-третьих, передачей энергии от крупных неоднородностей к мелким неоднородностям [112, 157]. Объяснение наблюданной формы спектра в этом интервале является сложной задачей. С одной стороны, колебания в мезомасштабном диапазоне имеют небольшую интенсивность, и как следствие малую амплитуду в спектре.

В модели квазидвумерной турбулентности интегралами движения являются энергия и энстрофия, при этом выполняется предположение о изотропии в горизонтальном масштабе. Для двумерной турбулентности характерен прямой каскад энстрофии, формирующий зависимость  $E(k) \sim k^{-3}$  и обратный энергетический каскад, т.е. перенос энергии от мелкомасштабных структур к крупномасштабным неоднородностям, как это схематически показано на рис. 37.

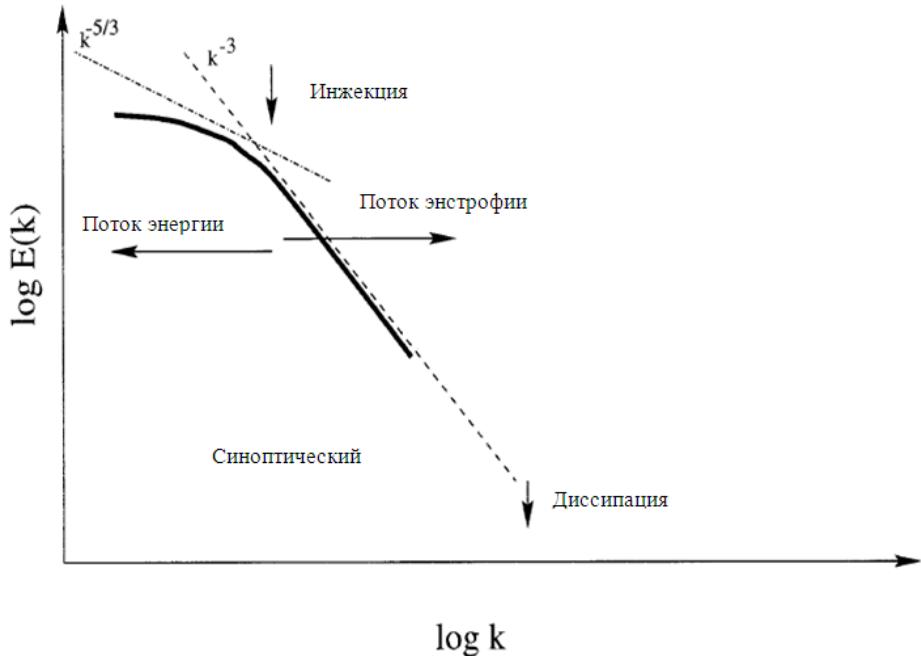


Рис. 37 – Общепринятая схема энергетического спектра двумерной турбулентности [157]

В работе [120] выдвинуто предположение, что зависимость  $E(k) \sim k^{-\frac{5}{3}}$  в мезомасштабном диапазоне может формироваться обратным энергетическим каскадом. Это обстоятельство предполагает наличие мощного энергетического источника в коротковолновой части спектра. Этот сценарий схематически показан на рис. 38.

Проблема поиска источника обратного каскада энергии в этом диапазоне спектра актуальна и сегодня. Возможным источником может служить конвективная неустойчивость [118]. В стратифицированной среде конвективные движения различного типа будут порождать гравитационные волны и стратифицированную турбулентность. Обратный каскад энергии в мезометеорологическом диапазоне наблюдается и в численных экспериментах, как во вращающейся среде, в которой действует сила Кориолиса, так и без вращения. В последнем случае обратный энергетический каскад менее выражен [160]. Согласно последним исследованиям [148, 157] в диапазоне больших волновых чисел форма спектра определяется прямым каскадом энергии. Передача энергии от крупных неоднородностей к мелким неоднородностям ассоциируется с дивергенцией скорости ветра [160].

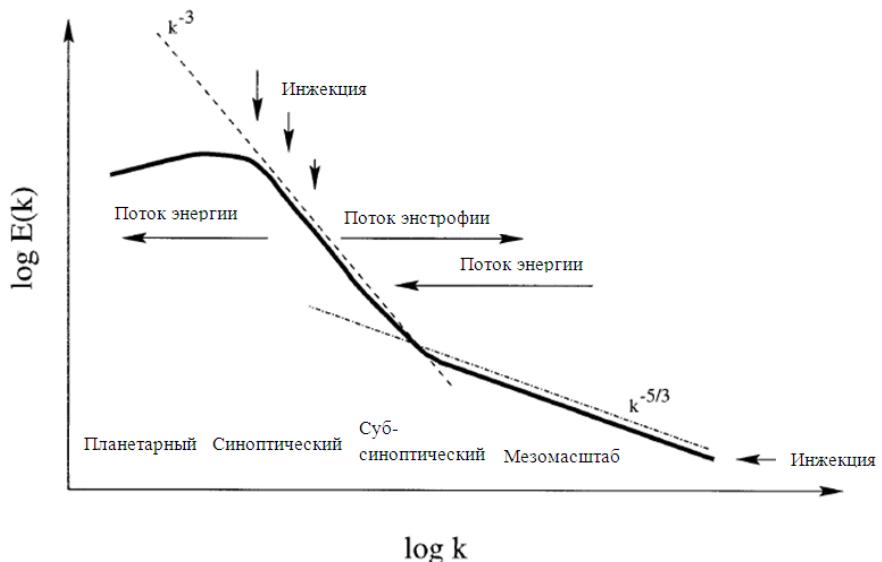


Рис. 38 – Схема энергетического спектра двумерной турбулентности [120]

На рис. 39 приведена схема энергетического спектра атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов. Стрелками показаны масштабы генерации и диссипации энергии, а также схема обмена энергией и энстрофией между неоднородностями различных масштабов. В крупномасштабном диапазоне форма спектра подчиняется степенной зависимости  $E(k) \sim k^{-3}$ . В мезомасштабной части структура течений иная (не вихревая) и форма спектра определяется зависимостью  $E(k) \sim k^{-5/3}$ . В переходном диапазоне от 800 км до 600 км, как показано в [153] изменение формы спектра обусловлено тем, что энергия волн Россби становится сравнимой с энергией гравитационных волн.

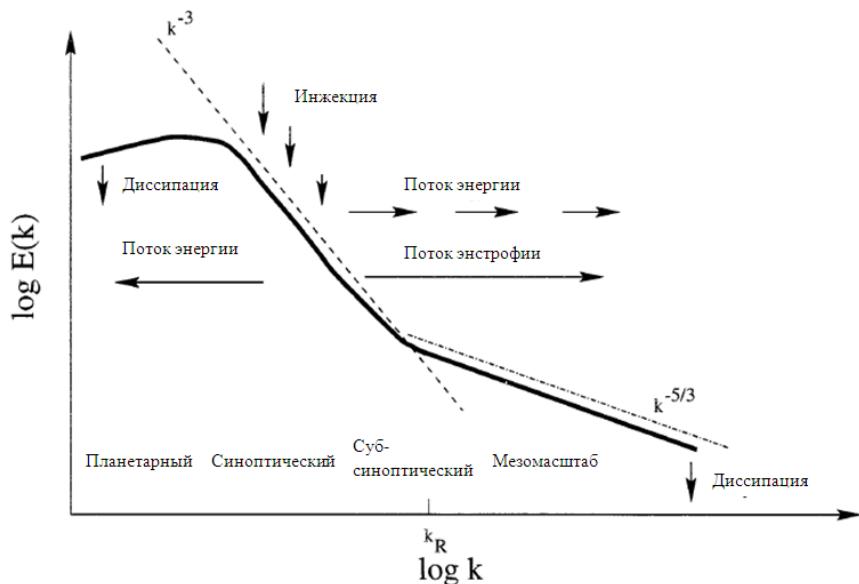


Рис.39 – Схема энергетического спектра турбулентности [157]

На рис. 40 представлена схема характерного энергетического спектра атмосферной турбулентности в синоптическом и мезометеорологическом диапазонах в бароклиновой атмосфере. Пунктирной линией показан энергетический спектр волн Россби, непрерывной линией с круглыми маркерами показан энергетический спектр гравитационных волн. Непрерывной жирной линией показан общий спектр атмосферных неоднородностей. Спектр атмосферных неоднородностей в синоптической области с наклоном «-3» определяется во многом энергией волн Россби, т.е. фактически связан с завихренностью воздушных потоков.

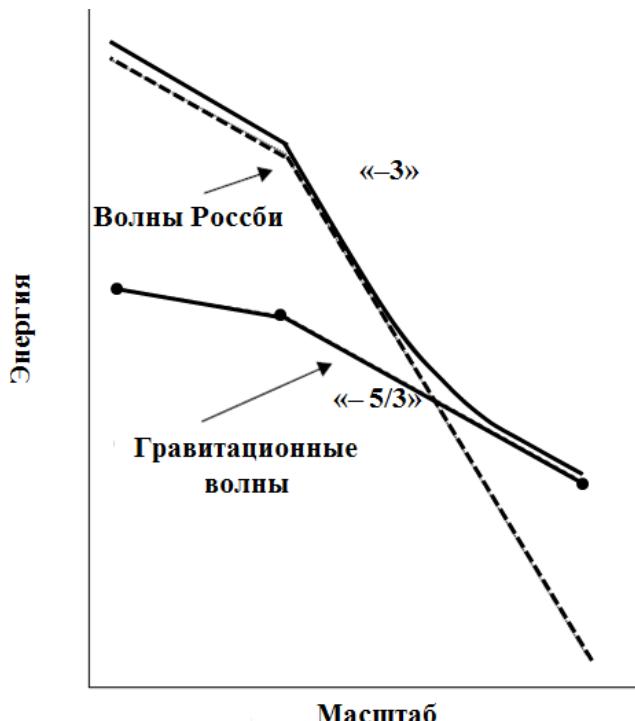


Рис. 40 – Схема энергетического спектра для бароклиновой атмосферы

Анализ рис.40 показывает, что форма спектра мезометеорологического диапазона определяется спектром гравитационных волн. Энергетический спектр волн Россби пересекает энергетический спектр гравитационных волн около зонального волнового числа 80. Для географической широты  $\phi = 45^\circ$  зональное волновое число 80 соответствует пространственному масштабу 350 км. При этом по результатам исследований над Тихим океаном на высотах от 2 до 12 километров [91] показано, что в средних широтах на масштабах от 1 до 100 км основную роль в порождение пульсаций скорости играет вихревая структура атмосферы. В то время как в широтной зоне от  $15^\circ$  с.ш. до  $15^\circ$  ю.ш. преобладающее влияние имеют гравитационные волны.

Мелкомасштабный участок спектра с характерным наклоном «-5/3» хорошо описывается трехмерной моделью изотропной и однородной турбулентности [41]. Использование модели трехмерной турбулентности для коротковолновой части спектра основывается на

предположении трехмерной изотропии, которое не применимо для мезомасштабного диапазона, в котором горизонтальные масштабы много больше вертикальных масштабов.

## 2.12 Композитный спектр атмосферной турбулентности

В результате сравнения энергетических спектров, полученных в свободной атмосфере и в пограничном слое атмосферы, можно сделать вывод о том, что энергия атмосферных неоднородностей распределена в пространстве масштабов неравномерно. При этом форма энергетических спектров в широком диапазоне масштабов изменяется в зависимости от энергии общего воздушного потока.

На рис. 41 схематически показан наиболее вероятный обобщенный композитный спектр атмосферных неоднородностей в широком диапазоне масштабов, построенный как по данным собственных измерений [34, 40, 85, 116], так и по данным работ других исследователей [12, 129, 130, 159]. Спектр показан в билогарифмических координатах. По оси абсцисс схематически показаны спектральные диапазоны атмосферных неоднородностей. Диапазон 1 соответствует области наиболее крупномасштабных квазидвумерных атмосферных неоднородностей. Энергия неоднородностей этого диапазона поддерживается обратным каскадом энергии из диапазона 2. Турбулентные атмосферные неоднородности диапазона 2 являются основным источником энергии всего пространственного спектра атмосферных неоднородностей. В этом диапазоне энергия течений генерируется за счет механизма бароклинной неустойчивости [104]. Характерные временные периоды неоднородностей диапазона 1 и 2 изменяются от 2 до 7 суток, что соответствует среднему времени существования крупномасштабных атмосферных вихрей и других синоптических образований.

При этом такую турбулентность следует рассматривать не в классическом смысле, а как вероятностную картину повторяемости крупномасштабных атмосферных неоднородностей с определенной энергией и конфигурацией.

Высокий уровень энергии в этом диапазоне (наличие мощного синоптического максимума) определяется высокой вероятностью повторяемости больших скоростей воздушного потока, струйных течений, прохождений циклонических и антициклонических образований, и таким образом, развития сдвиговой, конвективной и фронтальной турбулентности. Небольшие значения энергии спектра в синоптической области соответственно указывают на низкую вероятность повторяемости высокоэнергичных образований. Спектральный диапазон 3 является областью разрушения макротурбулентных вихрей, основная энергия которых запасена в форме энстрофии [117, 121]. Диапазон 4 – область так называемой мезометеорологической ямы. При этом в пограничном слое атмосферы можно

говорить о высокой вероятности существования «ямы» турбулентной энергии в мезометеорологической области спектра. В свободной атмосфере вероятности существования «ямы» значительно ниже. Основной сложностью при объяснении физических механизмов, ответственных за существование и наблюдаемый энергетический уровень мезометеорологической «ямы» в спектре является ее переходный характер. Возмущения в этой области обладают частично свойствами трехмерной турбулентности динамического и конвективного происхождения и частично свойствами квазидвумерных крупномасштабных барических образований. В этой спектральной области энергия турбулентности поддерживается дроблением более крупномасштабных неоднородностей, конвекцией, мезоструями, орографическими вихрями, гравитационными волнами, развитием бароклинной неустойчивости, в результате которой происходит образование молодых циклонов, тропических циклонов, бризов и т.д [104].

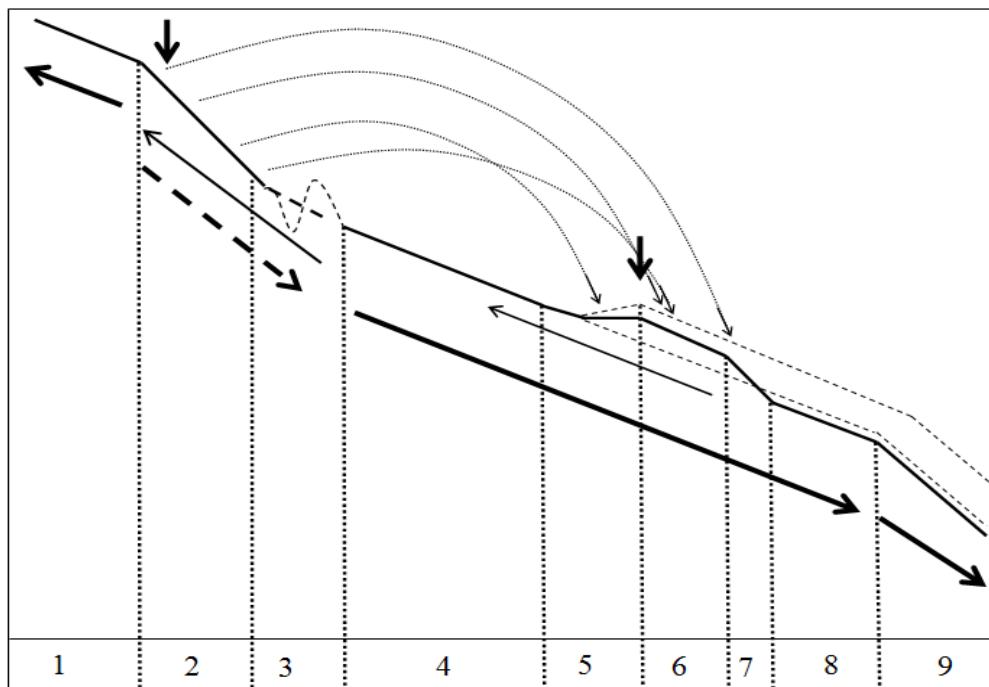


Рис.41 – Схематический композитный спектр атмосферных неоднородностей в широком диапазоне масштабов

Диапазон 5 соответствует области потери устойчивости основного воздушного потока, прежде всего на вертикальных сдвигах скорости. В диапазоне 6 форма спектра определяется квазиравновесием между поступлением энергии в спектр и потерей этой энергии на обратный каскад, например, на образование крупномасштабных градиентов. Диапазон 7 – область стока (притока) энергии в потенциал за счет работы против сил плавучести. Диапазон 8 – инерционный интервал атмосферной турбулентности. Диапазон 9 – диссипативный интервал.

Сравнение спектральных кривых, полученных в настоящей работе и работах других исследователей [97,127,159] показывает, что спектр микрометеорологического диапазона деформируется с высотой. На рис. 42 показана схема высотных деформаций микрометеорологического диапазона при увеличении скорости ветра с высотой. Так с увеличением высоты низкочастотная граница микрометеорологического диапазона сдвигается в область более высоких частот. Увеличение внешнего масштаба атмосферных неоднородностей связано с их укрупнением по мере увеличения высоты. Поэтому высокочастотная граница микрометеорологического диапазона сдвигается в область более крупных масштабов.

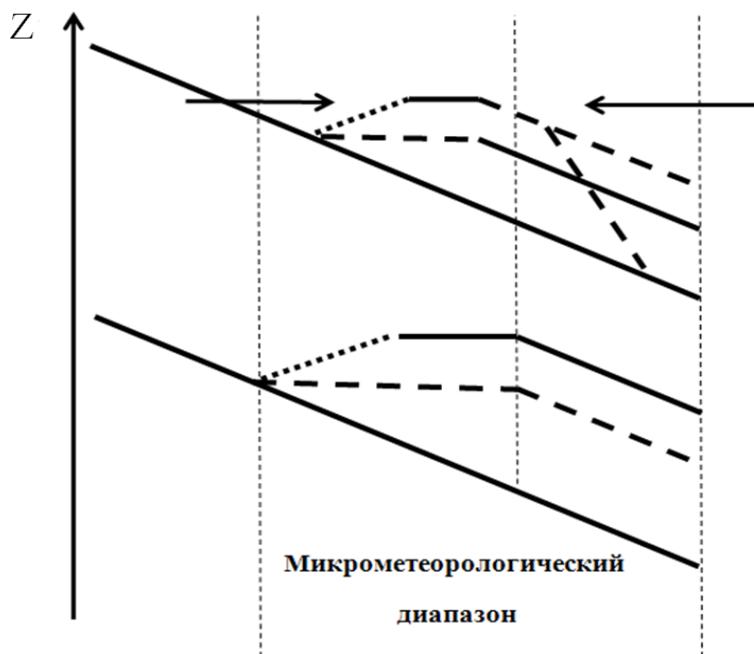


Рис. 42 – Схема высотных деформаций микрометеорологического диапазона

Микрометеорологический диапазон неоднородностей (от долей секунды до десятков минут) является наиболее исследованным диапазоном, максимум энергии, как правило, приходится на 1 – 1,5 минуты. Особый интерес этот диапазон представляет для атмосферной оптики. В высокочастотной части микрометеорологического диапазона турбулентность хорошо описывается моделью Колмогорова. Существующая модель Колмогорова вносит существенный вклад в теорию переноса электромагнитного излучения в атмосфере (в т.ч. оптической нестабильности атмосферы). В работе [41] показано, что спектр трехмерной однородной и изотропной турбулентности удовлетворяет зависимости  $E(f) \sim f^{-5/3}$ . Этот диапазон является наиболее изученным. В зависимости от условий устойчивости выявлены отклонения от этого закона.

Впервые соображения о влиянии стратификации на форму энергетических спектров турбулентности были высказаны Обуховым, который предположил, что статистические характеристики турбулентности с масштабом из инерционно-конвективного диапазона определяются четырьмя параметрами – средней скоростью диссипации  $\varepsilon$ , скоростью выравнивания температурных неоднородностей  $N_C$ , параметром плавучести  $\beta = g/\bar{T}$  и волновым числом  $k$ :  $E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}\psi(kL_O)$  и  $E_T(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}\psi_T(kL_O)$ , где  $\psi(kL_O)$ ,  $\psi_T(kL_O)$  – функции, определяемая волновым числом и масштабом длины Обухова  $L_O = \varepsilon^{5/4}/(N_C^{3/4}\beta^{3/2})$  для скорости и ветра и температуры соответственно. Так в нестратифицированном потоке  $L_O \rightarrow \infty$ ,  $\psi(kL_O) = 1$ ,  $\psi_T(kL_O) = 1$ . Обухов предположил, что в стратифицированном потоке в диапазоне  $kL_O \gg 1$  стратификация не оказывает существенного влияния,  $\psi(kL_O) = 1$  и  $\psi_T(kL_O) = 1$ . Для турбулентных неоднородностей, размер которых сопоставим с масштабом  $L_O$ , учет влияния стратификации необходим. Это спектральный диапазон называется интервалом плавучести. Аналогичные рассуждения были сделаны Болджиано, который исключил из рассмотрения в интервале плавучести величину  $\varepsilon$  для устойчиво стратифицированной атмосферы. Предполагалось, что в этом случае энергия, получаемая от крупных вихрей, полностью расходуется на работу против силы плавучести. Энергетические спектры в этом случае определяются выражениями:  $E(k) \approx \beta^{4/5}N_C^{2/5}k^{-11/5}$  и  $E_T(k) \approx \beta^{3/5}N_C^{4/5}k^{-7/5}$ . Обобщением теории Колмогорова на случай стратифицированной атмосферы стал подход Ламли-Шура. В этом подходе сохраняется предположение Колмогорова о том, что турбулентный режим в волновом пространстве полностью определяется потоком энергии турбулентности по спектру. Однако, допущено, что в устойчиво стратифицированной атмосфере в инерционном интервале спектральный поток энергии не является постоянной величиной, а зависит от  $k$ . Для этих условий форма спектра определяется выражением:

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}\left(1 + \left(k/k_\beta\right)^{-4/3}\right)k^{-5/3}, \text{ где } k_\beta = \left(\varepsilon^{2/3}/(a_*\beta \frac{d\theta}{dz})\right)^{-3/4}, \text{ } a_* \text{ – коэффициент. При}$$

$$\left(k/k_\beta\right)^{-4/3} \ll 1 \quad E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}, \text{ а при } \left(k/k_\beta\right)^{-4/3} \gg 1 \quad E(k) \approx \beta \frac{d\theta}{dz} k^{-3}.$$

В интервале плавучести  $k_\beta \gg k$  спектр энергии турбулентности убывает пропорционально волновому числу в степени «-3» [45].

Исследования неоднородностей показывают, что в более низкочастотной области, а именно, в диапазоне от  $10^{-6}$  Гц до  $10^{-3}$  Гц, процесс дробления неоднородностей описывается такой же асимптотикой, что и высокочастотный диапазон. Хотя структура и геометрия течений существенно отличается и является квазидвумерной.

Процесс дробления крупных неоднородностей на мелкие неоднородности, имеющий место в хорошо развитой турбулентности, представляет собой каскадный процесс передачи энергии от мелких к крупным неоднородностям. Однако, как показывают наши исследования, существует параллельный процесс передачи энергии в обратную сторону путем слияния (выравнивания пространственных контрастов свойств) мелких неоднородностей в крупные структуры. Причем мелкомасштабный механизм представляет собой раздробленные квазиламинарные структуры, имеющие под объединяющим их общим свойством малоконтрастной среды отличающейся от другой такой же крупной малоконтрастной среды (поле вырожденной турбулентности) с высокой внутренней когерентностью квазиламинарных мелкомасштабных течений. Таким образом, передача энергии в турбулентном потоке осуществляется в обе стороны. Однако преобладающее направление – от крупных неоднородностей к мелким неоднородностям, характерное для хорошо турбулизированного воздушного потока. В слабо турбулизированном потоке, наоборот, происходит выравнивание контрастов мелкомасштабных неоднородностей путем слияния и обмена свойством, в т.ч. и молекулярного, которое происходит в сторону увеличения масштабов квазивыровненных структур. Отдельное физическое явление – когерентные структуры с высокой завихренностью, в которых процесс выравнивания может происходить при высоких скоростях. В когерентных структурах энергия мелких неоднородностей переходит в более крупные масштабы, квазиламинарные и долгоживущие структуры, а их влияние на преломляющие свет свойства среды уменьшается [132, 133].

Сравнение форм и амплитуд полученных спектров показывает, что крупномасштабные атмосферные неоднородности определенным образом *структурируют* мелкомасштабную турбулентность. При этом амплитуды спектров в микрометеорологическом диапазоне зависят сложным образом от амплитуд неоднородностей синоптического диапазона. Такого рода зависимость не является случайной, а определяется величиной потока энергии от синоптических неоднородностей к трехмерной турбулентности и, таким образом, к оптической турбулентности.

## 2.13 Исследование структурных и дисперсионных функций

Для оценки зависимости энергии атмосферных неоднородностей также были проанализированы структурные функции второго порядка  $D_{vv} = \overline{(V(\tau + \Delta\tau) - V(\tau))^2}$  и дисперсионные кривые скорости ветра  $\sigma_v^2(\Delta\tau) = \overline{(V_i - \bar{V})^2}$ , где  $\sigma_v^2(\Delta\tau)$  – зависимость дисперсии скорости ветра от длины рассматриваемой реализации,  $\Delta\tau$  – временной интервал.

На рис. 43 а), б), в) показаны структурные функции скорости ветра для высот 8 м, 121 м и 301 м соответственно. Расчеты выполнены по десятиминутным средним значениям скорости ветра, полученным на высотной метеорологической мачте г. Обнинска за полный 2008 г.

Анализ рис. 43 и рис. 44 показывает, что насыщение структурных и дисперсионных функций происходит при интервале осреднения  $\Delta\tau = 200$  ч. Это означает, что энергия атмосферных неоднородностей скорости ветра сосредоточена в диапазоне от 1 часа до 200 ч. Этот диапазон включает себя мезомасштабные неоднородности, синоптические неоднородности и наиболее крупномасштабные атмосферные неоднородности, которые обуславливают форму энергетического спектра турбулентности слева от синоптического максимума. Структурные функции скорости ветра в диапазоне насыщения  $D_{vv}(\Delta\tau > 200$  ч) принимают значения  $2,7 \text{ m}^2/\text{c}^2$ ,  $12,5 \text{ m}^2/\text{c}^2$  и  $35,0 \text{ m}^2/\text{c}^2$  на высотах 8 м, 121 м и 301 м соответственно. При этом структурные функции при временном интервале  $\Delta\tau = 1$  час имеют значения:  $0,4 \text{ m}^2/\text{c}^2$ ,  $1,9 \text{ m}^2/\text{c}^2$ ,  $5,1 \text{ m}^2/\text{c}^2$  на высотах 8 м, 121 м и 301 м соответственно. Дисперсия скорости ветра в диапазоне насыщения  $\sigma_v^2(\Delta\tau > 200$  ч) составляет  $1,3 \text{ m}^2/\text{c}^2$ ,  $6 \text{ m}^2/\text{c}^2$  и  $18 \text{ m}^2/\text{c}^2$  на высотах 8 м, 121 м и 301 м соответственно. Для временного интервала продолжительностью  $\Delta\tau = 1$  час дисперсия скорости ветра на высотах 8 м, 121 м и 301 м соответственно равна  $0,18 \text{ m}^2/\text{c}^2$ ,  $0,9 \text{ m}^2/\text{c}^2$  и  $2,5 \text{ m}^2/\text{c}^2$ . Таким образом, на больших временных промежутках в слое от 8 м до 301 м выполняется соотношение:  $D_{vv}(\Delta\tau \geq 1 \text{ ч}) \approx 2\sigma_v^2(\Delta\tau \geq 1 \text{ ч})$ . В билогарифмических координатах зависимости относительной дисперсии пульсаций скорости воздуха  $\sigma_v^2 / \overline{\sigma_v^2}$  и пульсаций температуры  $\sigma_T^2 / \overline{\sigma_T^2}$  от временного интервала  $\Delta\tau$  показаны на рис. 64, где  $\overline{\sigma_v^2}$ ,  $\overline{\sigma_T^2}$  – средние дисперсии скорости ветра и температуры в диапазоне  $1 \text{ ч} \leq \Delta\tau \leq 100 \text{ ч}$ .

а)

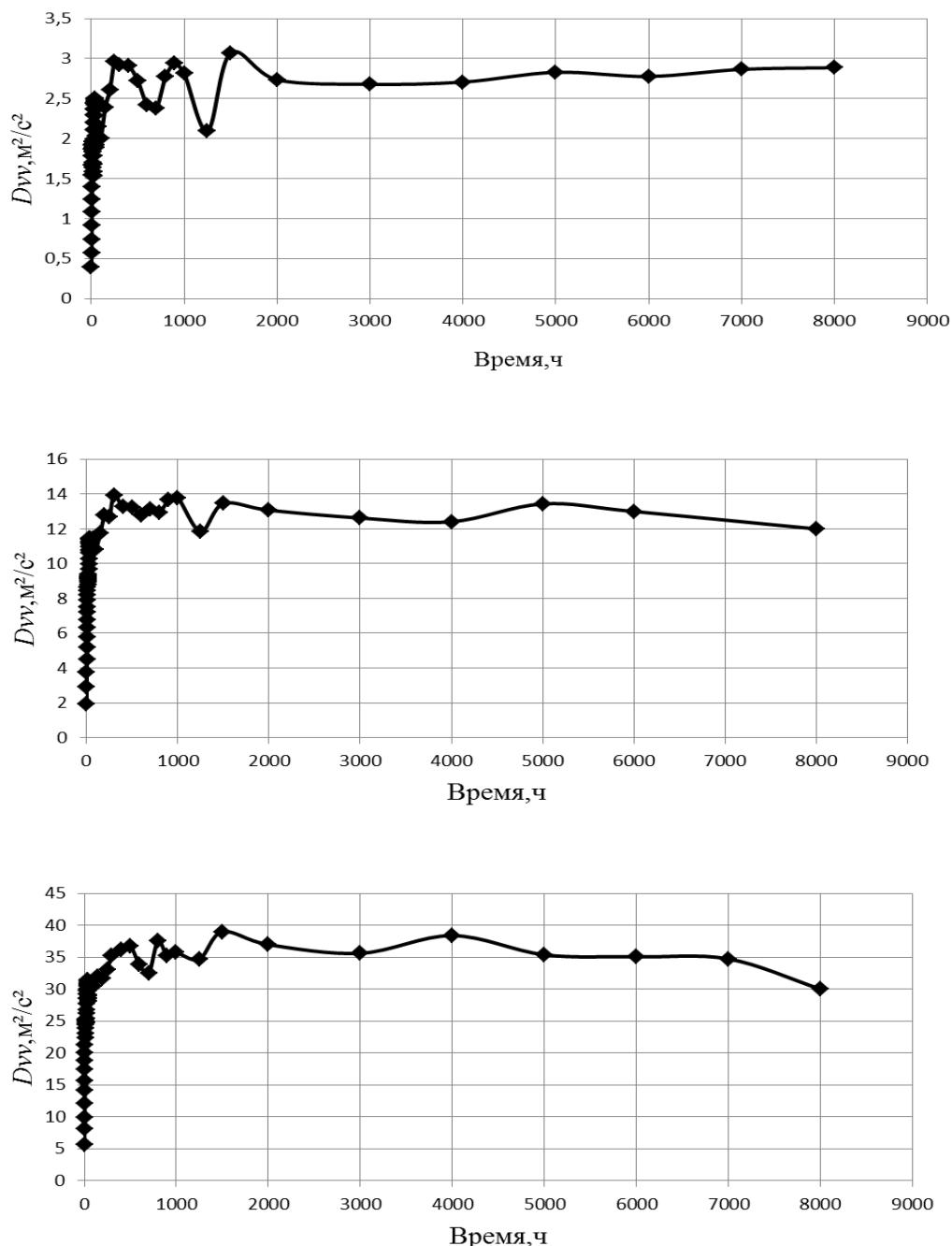


Рис. 43 – Структурные функции скорости ветра, вычисленные по данным ВММ (Обнинск, 2008г.)

На рис. 44 а) б) в) показаны осредненные изменения значений дисперсии скорости ветра в зависимости временного интервала на высотных уровнях 8 м., 121 м и 301 м, вычисленные по тем же данным за 2008 г соответственно. Полученные дисперсионные функции для квазистационарного ряда скорости ветра отражают зависимость турбулентной энергии, заключенной в диапазоне масштабов, от рассматриваемой длины реализации.

а)

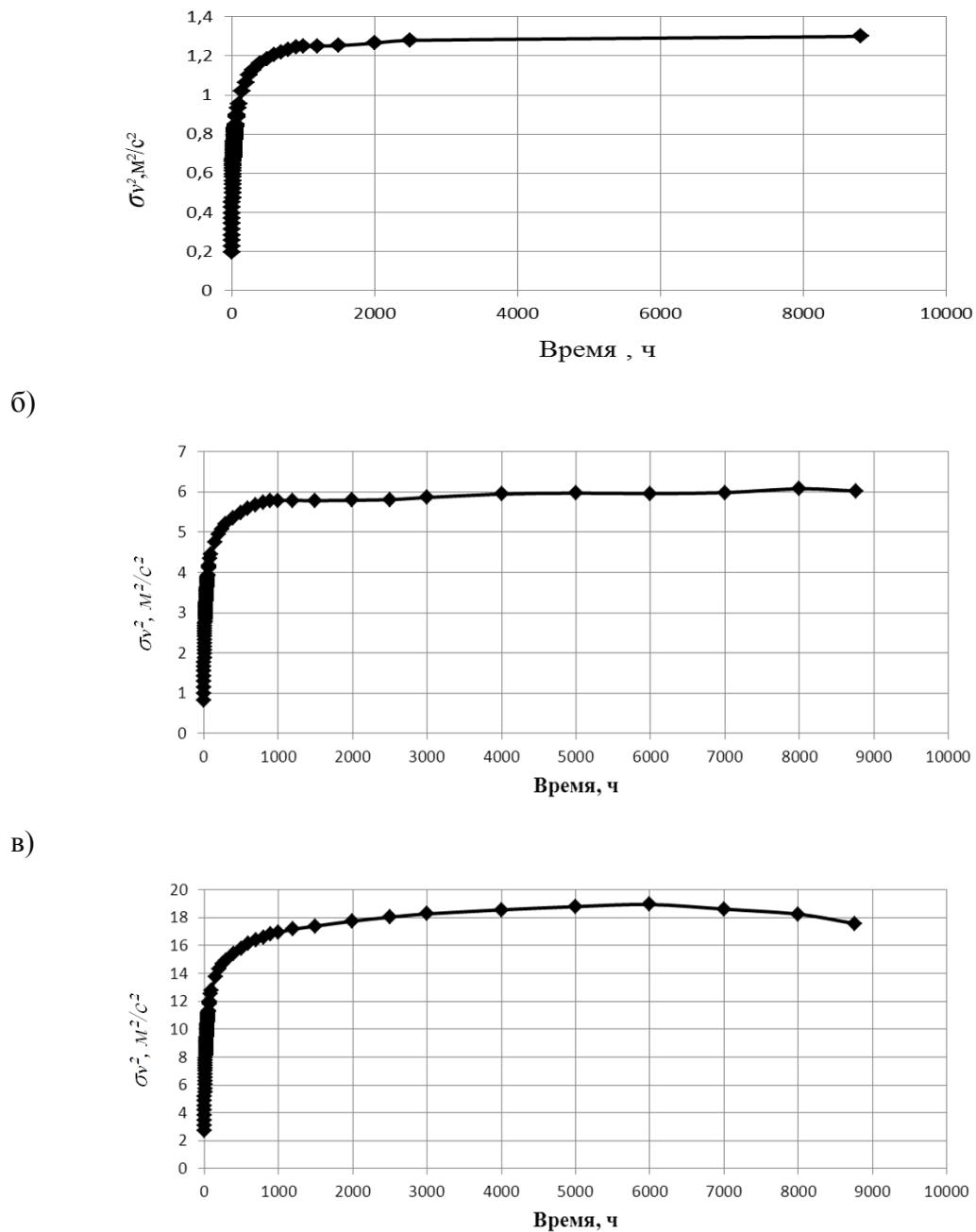


Рис. 44 – Изменения значений дисперсии скорости ветра в зависимости от интервала осреднения, вычисленные по данным ВММ (Обнинск, 2008г.)

На рис. 45 а) кривыми 1, 2 и 3 показаны дисперсионные функции скорости ветра для высот 8 м (2 м), 121 м и 301 м соответственно, дисперсионные функции температуры показаны на рис. 45 б) кривыми 1, 2 и 3 для высот 2 м, 121 м и 301 м соответственно.

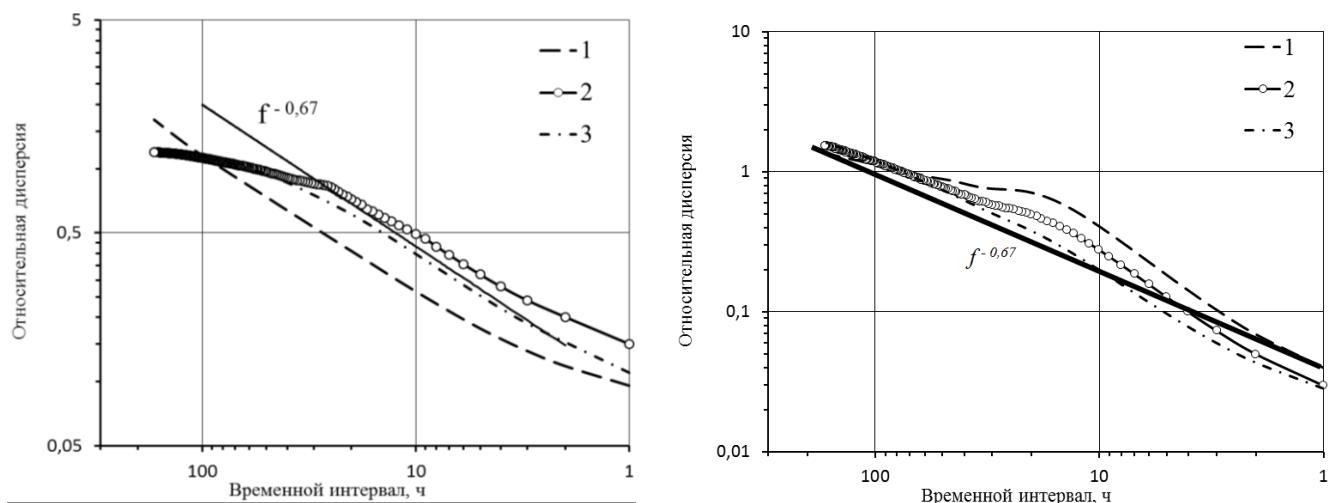


Рис. 45 – Зависимости дисперсий пульсаций скорости ветра и температуры воздуха от временного интервала

Анализ рис. 45 показывает, что зависимость дисперсии скорости ветра может быть аппроксимирована выражением  $\sigma_V^2 / \overline{\sigma_V^2} \sim f^{-2/3}$  при  $4 \text{ ч} \leq \Delta\tau \leq 170 \text{ ч}$  для 8 м,  $3 \text{ ч} \leq \Delta\tau \leq 30 \text{ ч}$  для 121 м,  $1 \text{ ч} \leq \Delta\tau \leq 30 \text{ ч}$  для 301 м. Зависимость дисперсии пульсаций температуры в широком диапазоне масштабов может быть аппроксимирована выражением  $\sigma_T^2 / \overline{\sigma_T^2} \sim f^{-2/3}$ . Отклонения от зависимости  $\sigma_T^2 / \overline{\sigma_T^2} \sim f^{-2/3}$  в диапазоне от 6 ч до 48 ч связаны с кратными суткам колебаниями (6 ч, 12 ч, 24ч, 36 ч, 48 ч). Форма дисперсионных функций температуры и скорости ветра является важным элементом при спектральной оценке энергетических характеристик мелкомасштабных неоднородностей температуры. Для сравнения характеристик атмосферных неоднородностей различных масштабов рассмотрим энергию турбулентности в зависимости от разной степени возмущенности воздушного потока.

На рис. 46 показаны результаты оценки вариаций удельной турбулентной энергии, характеризуемой дисперсией пульсаций скорости ветра  $\sigma_V^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (V_i - \bar{V})^2$  различных временных интервалов, где  $V_i$  – «мгновенная» скорость ветра,  $\bar{V}$  – средняя скорость ветра за рассматриваемый период,  $m$  – количество отсчетов. Для расчетов использованы данные за полный 2008 г. ВММ г.Обнинска. Для исследования динамики пульсаций полного вектора скорости ветра для различных временных масштабов исходный ряд годовой продолжительности был разбит на 100 часовые выборки, продолжительность которых близка к естественному синоптическому периоду. Для каждой выборки рассчитывались дисперсионные

функции в диапазоне от 1 часа до 100 часов. Полученные дисперсионные функции ранжировались по значениям энергии крупномасштабных неоднородностей скорости ветра с периодом 100 часов. Осреднение этих результатов позволило получить дисперсионные функции в зависимости от степени возмущённости крупномасштабных неоднородностей скорости ветра.

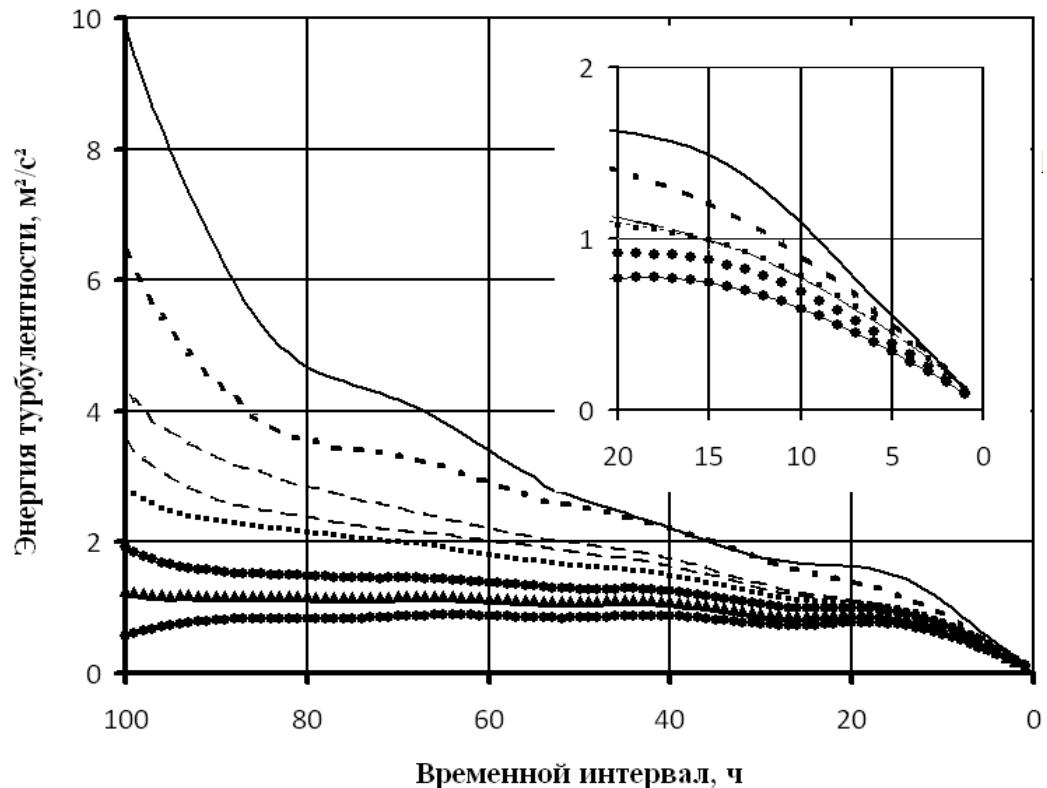


Рис. 46 – Кинетическая энергия турбулентности различных временных масштабов

Для полного описания атмосферной турбулентности и оценки ОНЗА необходимо учитывать пульсации температуры воздуха. Дисперсионные функции температуры по аналогичным данным также получены за 100 часовые интервалы времени. На рис. 47 показаны

изменения удельной потенциальной энергии турбулентности  $\sigma_T^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (T_i - \bar{T})^2$  различных временных масштабов (от 1 ч до 100 ч с шагом 1 ч) в слое от 2 до 301 м.

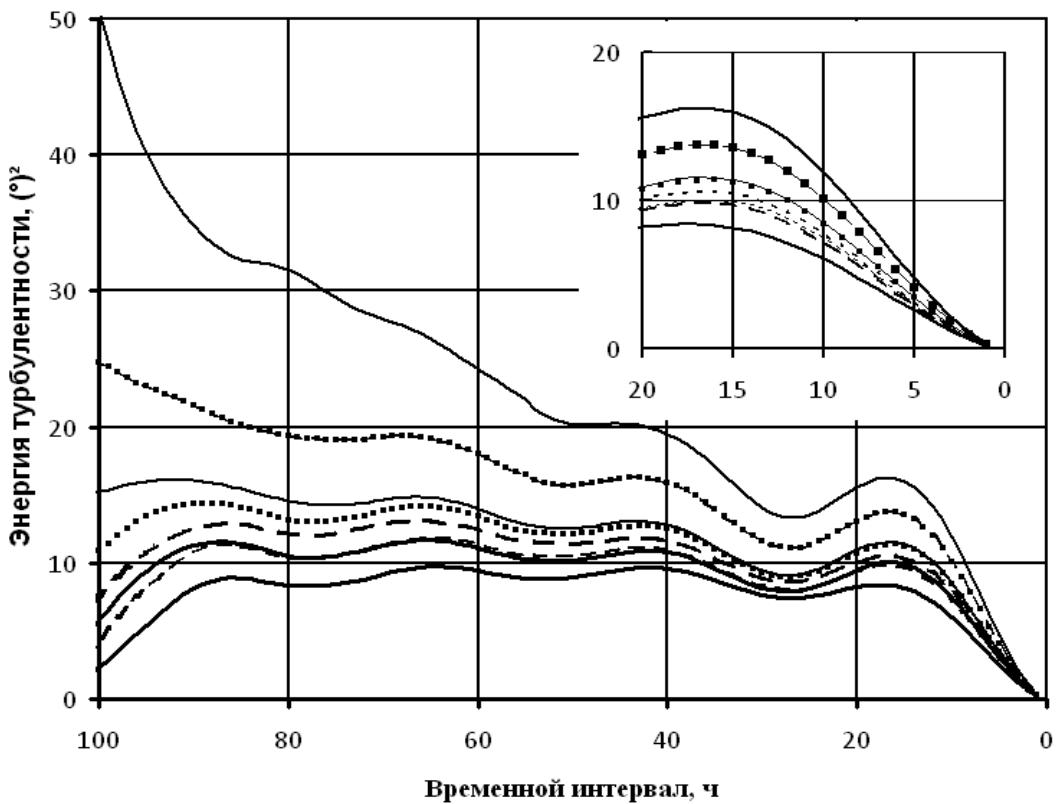


Рис. 47 – Потенциальная энергия турбулентности различных временных масштабов

Анализ дисперсионных функций показывает, что для фоновых условий существует определенная зависимость между характеристиками крупномасштабных неоднородностей и мезомасштабной турбулентностью.

## 2.14 Методика определения фоновой оптической нестабильности земной атмосферы

Информация о мелкомасштабной атмосферной турбулентности представлена в ограниченном объеме для небольшого количества станций и преимущественно в пограничного слое атмосферы. В свободной атмосфере наблюдения характеристик турбулентности проводятся эпизодически. В этой связи для оценки турбулентных характеристик и их пространственных распределений требуются альтернативные модельные подходы. Накопленные архивы данных позволяют определять дисперсию характеристик неоднородностей в низокочастотном диапазоне, как во времени, так и в пространстве. Анализ фоновых энергетических спектров пульсаций скорости ветра и температуры показывает, что крупномасштабные атмосферные неоднородности структурированы по интенсивности мелкомасштабной турбулентностью. По-другому говоря, энергия мелкомасштабных турбулентных неоднородностей определяется энергией более крупных структур. При этом,

зная характеристики колебаний в крупномасштабной (низкочастотной) спектральной области и форму энергетического фонового спектра турбулентности в широком диапазоне пространственных масштабов (частот), можно оценить энергию мелкомасштабной (высокочастотной) турбулентности, в том числе в диапазоне адаптации изображений.

Оптическая нестабильность земной атмосферы определяется интенсивностью флюктуаций показателя преломления по высоте  $\int_0^H n'^2(z)dz$ , где  $H$  – максимальная высота оптически активной атмосферы. При этом важной астроклиматической задачей является оценка и прогнозирование характеристик этих неоднородностей.

Показатель преломления воздуха [29] связан с метеорологическими характеристиками соотношением Гладстона-Дейла  $n = 1 + K_{GD}\rho$ , где  $\rho$  – плотность воздуха,  $K_{GD}$  – постоянная Гладстона-Дейла [11]. Постоянная  $K_{GD}$  зависит от состава газа и длины волны света. При этом плотность воздуха с атмосферным давлением  $P$  и температурой  $T$  связана уравнением состояния  $\rho = P/RT$ , где  $R$  – удельная газовая постоянная воздуха. В диапазоне длин волн  $0,36\text{мкм} < \lambda < 0,91\text{мкм}$  постоянная Гладстона-Дейла мало изменяется:  $2,33 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{кг} < K_{GD} < 2,24 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{кг}$ . В оптическом диапазоне электромагнитного спектра ( $0,39\text{мкм} < \lambda < 0,76\text{мкм}$ ) обычно принимают, что  $K_{GD} = 2,27 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{кг}$ . Представим мгновенное значение показателя преломления  $n$  в виде суммы среднего значения  $\bar{n}$  и пульсаций  $n'$ :  $n = n' + \bar{n}$ . Таким образом, соотношение Гладстона-Дейла примет вид  $\bar{n} + n' = 1 + K_{GD}(\bar{\rho} + \rho')$ . Усредняя это выражение  $\bar{\bar{n}} + \bar{n}' = 1 + K_{GD} - (\bar{\rho} + \rho')$  или  $\bar{\bar{n}} + \bar{n}' = 1 + K_{GD}\bar{\rho} + K_{GD}\bar{\rho}' (\bar{n}' = 0 \text{ и } \bar{\rho}' = 0)$  получим, что среднее значение показателя преломления пропорционально среднему значению плотности  $\bar{n} = 1 + K_{GD}\bar{\rho}$ . Вычитая среднее значение показателя преломления из его мгновенного значения  $n - \bar{n} = 1 + K_{GD}\rho - 1 - K_{GD}\bar{\rho}$ , получим, что пульсации показателя преломления пропорциональны пульсациям плотности воздуха:  $n' = K_{GD}\rho'$ . Для расчетных целей показатель преломления воздуха  $n$ , выраженный в N-единицах ( $N = (n - 1) \cdot 10^6$ ), в оптическом и инфракрасном диапазоне длин волн может быть определен выражением [54,72,135]:  $N = A \frac{P_c}{T} + F \frac{e}{T} + G \frac{e}{T^2}$ , где  $A$ ,  $F$ ,  $G$  – эмпирические размерные коэффициенты,  $P_c$  и  $e$  – давление сухого воздуха и водяных паров соответственно,  $T$

– температура воздуха в К. Для оптического диапазона длин волн можно принять, что  $A = 80$  К/гПа (таблица 2):

Таблица 2. Значения коэффициента  $A$  для разных длин волн

$\lambda$ , мкм	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$A(\lambda)$ , К/гПа	82,6	80,4	79,3	78,7	78,4	78,2	78,0	77,9

Учитывая, что в оптическом диапазоне влияние влажности воздуха на флюктуации показателя преломления мало, то  $N = A \frac{P}{T}$ . Если температуру, входящую в уравнение  $N = A \frac{P}{T}$ , разложить в ряд Тейлора, то пренебрегая нелинейными слагаемыми, получим  $N \approx A \frac{P}{T} - A \frac{P}{T^2} T'$ , где  $T' = T - \bar{T}$ .  $N' = N(T + T') - N(\bar{T})$ , где  $T'$  – пульсации температуры воздуха. Вследствие малости  $\frac{P'}{P}$  по сравнению с  $\frac{T'}{T}$  пульсации давления  $P'$  можно не учитывать. На этой основе в точке наблюдений можно определить дисперсию пульсаций показателя преломления воздуха в виде  $\sigma_n^2 = \left( \frac{AP}{T^2} \right)^2 \sigma_T^2$ , по величине которой можно судить об интенсивности образования турбулентных “линз”, которые ответственны за искажения приходящего волнового фронта.

Оценку величины  $\sigma_T^2$  в крупномасштабной области спектра можно выполнить следующим образом:  $\sigma_T^2 = m^{-1} \sum_{i=1}^m (T_i - \bar{T})^2$ , где  $m$  – количество наблюдений,  $T_i$  – значение температуры в конкретный срок,  $\bar{T}$  – средняя температура в тот же срок за промежуток времени 5 суток, соответствующий продолжительности единого синоптического периода (5 – 7 суток) [32, 36]. По найденным значениям временных пульсаций температуры  $\sigma_T^2$  в точке для каждого высотного уровня в атмосфере можно оценивать распределения ОНЗА для произвольной территории.

Таким образом, при средних условиях крупномасштабные неоднородности структурированы по интенсивности мелкомасштабной турбулентностью. По другому говоря, структура полей турбулентных характеристик атмосферы в основном зависит от того как организованы течения в области синоптических и мезометеорологических масштабов. Это является основным положением рассматриваемой методики.

Таким образом, методика оценки количественных фоновых (мелкомасштабных) характеристик оптической нестабильности основана на спектральных связях атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов [36, 35]. Так, зная форму фонового энергетического спектра в широком диапазоне масштабов и характеристики колебаний в крупномасштабной области спектра можно оценить характеристики мелкомасштабной атмосферной турбулентности. В этой методике использованы экспериментально установленные и подтверждённые формы энергетических спектров пульсаций температуры или скорости ветра. Если зависимость спектральной плотности энергии пульсаций скорости ветра и температуры от частоты в широком диапазоне мало меняется для средних условий, можно аппроксимировать спектральную кривую в широком диапазоне масштабов

$$\text{бигарифмическими соотношениями: } E_l(f) = E_L(f) \exp \left( \int_{f_l}^{f_t} \frac{\partial \ln E(f)}{\partial \ln f} d \ln f \right),$$

$$E_{LT}(f) = E_{LT}(f) \exp \left( \int_{f_l}^{f_L} \frac{\partial \ln E_T(f)}{\partial \ln f} d \ln f \right) \quad \text{или} \quad E_l(f) = E_L(f) \exp \left( - \int_{f_l}^{f_L} \gamma_1(f) d \ln f - \int_{f_l}^{f_t} \gamma_2(f) d \ln f \right),$$

$$E_{LT}(f) = E_{LT}(f) \exp \left( - \int_{f_l}^{f_L} \gamma_1(f) d \ln f - \int_{f_l}^{f_t} \gamma_2(f) d \ln f \right), \quad \text{где } E_l \text{ — спектральная плотность удельной}$$

энергии пульсаций скорости ветра в высокочастотном диапазоне,  $E_L$  — спектральная плотность удельной энергии неоднородностей скорости ветра в области низких частот,  $E_{LT}$  — спектральная плотность удельной энергии пульсаций температуры в высокочастотном диапазоне,  $E_{LT}$  — спектральная плотность удельной энергии неоднородностей температуры в области низких частот,  $f_L$  и  $\gamma_1$  — соответственно, частота и наклон спектральной кривой в низкочастотной области,  $f_l$  и  $\gamma_2$  — соответственно, частота и наклон спектральной кривой в высокочастотном диапазоне,  $f_t$  — частота перехода ( $f_t \sim 10^{-5} \text{ Гц}$ ).

При условии что, форма спектра неоднородностей ветра и температуры в свободной атмосфере аппроксимируется двумя зависимостями:  $E(f) \sim f^{-3}$  ( $E_T(f) \sim f^{-3}$ ) — в синоптической области,  $E(f) \sim f^{-\frac{5}{3}}$  ( $E_T(f) \sim f^{-\frac{5}{3}}$ ) — в мезомасштабной и микромасштабной областях получим для скорости ветра:  $E_l(f) = E_L(f) \exp(-3(\ln f_t - \ln f_L) - \frac{5}{3}(\ln f_l - \ln f_t))$  и для температуры  $E_{LT}(f) = E_{LT}(f) \exp(-3(\ln f_t - \ln f_L) - \frac{5}{3}(\ln f_l - \ln f_t))$ . Воспользовавшись предлагаемыми аппроксимационными соотношениями можно сделать оценки дисперсии

характеристик неоднородностей скорости ветра и температуры для высокочастотного диапазона. Далее можно оценить  $C_n^2 = \left( AP / \bar{T}^2 \right)^2 \sigma_T^2 / (1,73L^{2/3})$ , где  $L$  – внешний масштаб турбулентности [60].

## 2.15 Методика оценки турбулентных характеристик и пространственный спектр неоднородностей свободной атмосферы

Для свободной атмосферы хорошо исследованы формы пространственных спектров неоднородностей скорости ветра и температуры от нескольких тысяч км до нескольких км. В [129] получены энергетические спектры флюктуаций зональной и меридиональной составляющих скорости ветра, а также флюктуаций потенциальной температуры. Примечательно, что в широком диапазоне масштабов форма спектров неоднородностей скорости ветра аналогична форме неоднородностей потенциальной температуры. При этом каждый спектр имеет несколько диапазонов различных по физическим механизмам формирования неоднородностей. Спектральная энергия крупномасштабных неоднородностей скорости ветра  $E(k)$  и температуры  $E_T(k)$  пропорциональна волновому числу  $k$  в степени « $-3$ ». Этот диапазон в общем спектре течений охватывает узкий интервал пространственных масштабов: от 2500 км до 800 км и определяется бароклинной неустойчивостью течений. Полученные формы спектров энергии турбулентности на горизонтальной трассе измерений хорошо удовлетворяют классической модели геострофической турбулентности [90] для квазидвумерных потоков на масштабах более 800 км.

Однако в мезомасштабном диапазоне длин волн спектральная кривая Настрома-Гейджа отклоняется от формы, предсказываемой моделью [90]. В диапазоне менее 600 км спектральная энергия уменьшается пропорционально волновому числу в степени « $-5/3$ ». Переход от  $k^{-3}$  к  $k^{-5/3}$  происходит плавно в диапазоне масштабов от 800 км до 600 км. Схематически энергетический спектр турбулентности свободной атмосферы (без переходного диапазона) показан на рис.48. При этом спектр в переходном диапазоне может быть аппроксимирован суммой спектров  $E(f) \sim a_1 f^{-3} + a_2 f^{-5/3}$ , где  $a_1$  и  $a_2$  – коэффициенты.

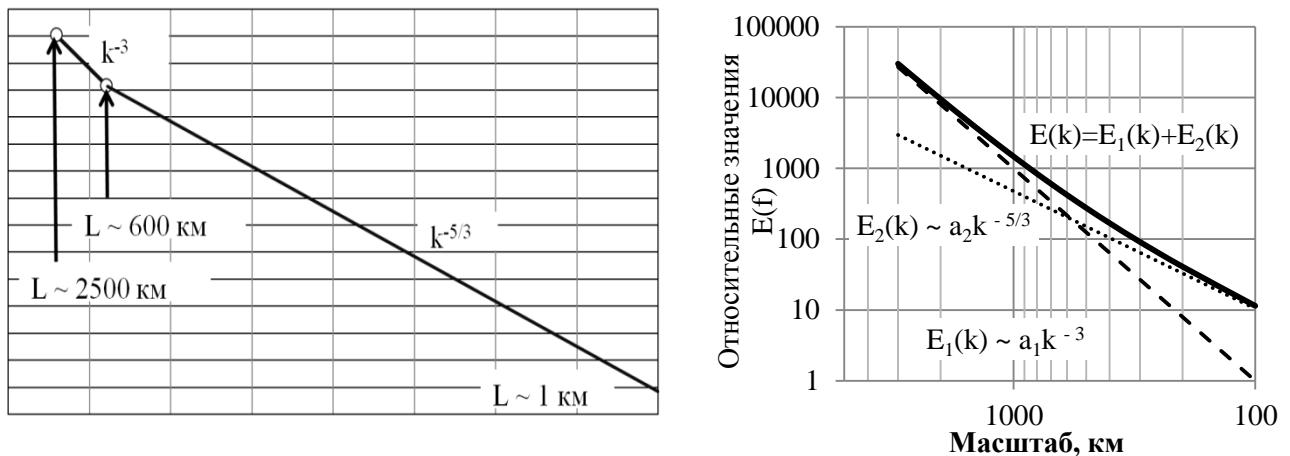


Рис.48 – Схема энергетического спектра турбулентности свободной атмосферы

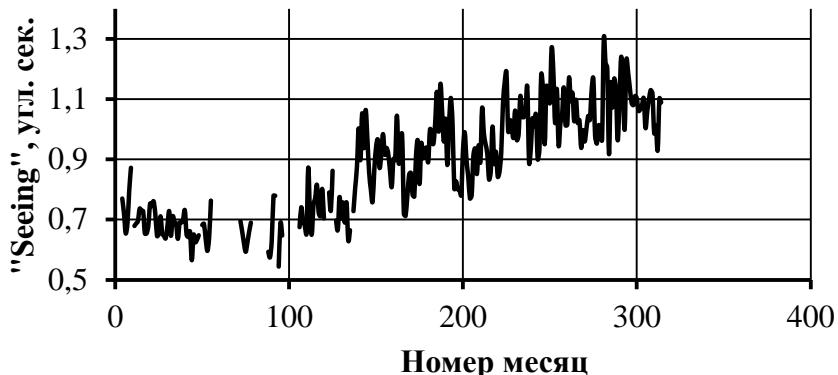
Важной особенностью спектров в мелкомасштабном диапазоне является отсутствие так называемого микрометеорологического максимума энергии. Это указывает на то, что фоновая мелкомасштабная турбулентность в свободной атмосфере слабо развита. При этом, как было показано, в пограничном слое форма спектра в широком диапазоне масштабов может отличаться от формы спектра свободной атмосферы. Приведенная форма спектра может быть использована для оценки характеристик мелкомасштабной турбулентности.

Для проверки представленной спектральной методики проведено сравнение качества изображений, оцененного спектральным методом и полученных значений «seeing» по данным прямых продолжительных оптических наблюдений [http://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/paranal/seeing]. Оптические наблюдения качества изображений («seeing») выполнены с помощью монитора дифференциального дрожания изображения звезд [145,156]. В этом случае за качество изображений («seeing») принималась полная ширина функции рассеяния точки, полученной при длинной световой экспозиции, на уровне половины ее максимума  $\beta_2$ . Изображения регистрировались на рабочей длине волны света 0,5 мкм. На рис. 49 а) показано изменение во времени качества изображения («seeing»), полученное на обсерватории Параналь. По оси абсцисс отложены номера месяцев с января 1987 г по февраль 2013 г, по оси ординат – приведенные к зениту значения  $\beta_2$  («seeing»), полученные для длины световой волны 0,5 мкм. Для численной оценки «seeing» использовались данные архива NCEP/NCAR Reanalysis [109]. Энергетический спектр неоднородностей температуры в широком диапазоне масштабов аппроксимировался соотношением:

$$E_{LT}(f) = E_{LT}(f) \exp(-3(\ln f_t - \ln f_L) - \frac{5}{3}(\ln f_l - \ln f_t)), \text{ где } f_t = \frac{k_t}{2\pi} \bar{V}, f_L = 2,31 \cdot 10^{-6} \Gamma \dot{\psi}, f_l =$$

$1 \text{ Гц}$ ,  $E_{LT}(f)$  – спектральная плотность удельной энергии турбулентных пульсаций температуры в высокочастотном диапазоне,  $E_{LT}(f)$  – спектральная плотность удельной энергии неоднородностей в области низких частот,  $k_t = 2\pi / \lambda_t$  – волновое число перехода от наклона спектра синоптических неоднородностей « $-3$ » к наклону спектра мезометеорологических неоднородностей « $-5/3$ »,  $\lambda_t = 600$  км. Результаты расчетов, осредненные за каждый год (с 1987 г по 2012 г), показаны на рис. 69 б).

а)



б)

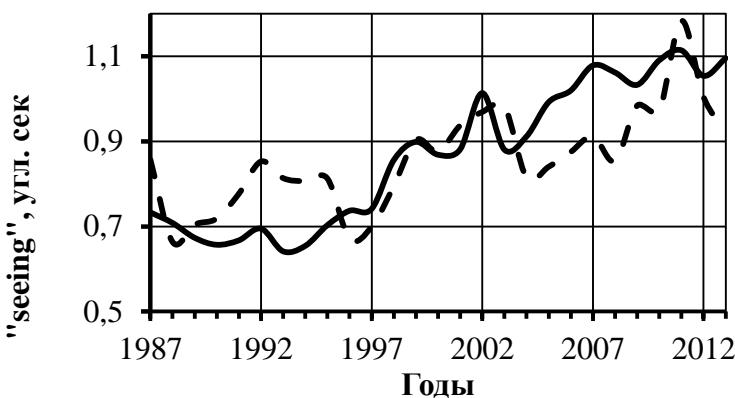


Рис. 49 – Качество изображения, оцененное из прямых оптических наблюдений и определенное спектральным методом

При этом сравниваются средние годовые значения «seeing» поскольку необходимо понизить «меру риска», определяемую величиной вероятности, а также минимизировать допустимую статистическую ошибку вычисления. Например, при вероятности 0,92 и допустимой ошибке 0,1 достаточно большое число наблюдений будет равно 76 [53]. В году (365 суток) количество временных отрезков продолжительностью 5 суток, за которые определяется дисперсия температуры, составляет 73. Если анализировать временные отрезки

продолжительностью 5 суток, но каждый раз сдвигаться на один шаг дискретизации ряда, оказывается возможным набрать большее число таких отрезков. Анализ рис. 69 б) позволяет говорить о том, что качество изображения, полученное из прямых оптических наблюдений и качество изображения, оцененное спектральным методом, изменяются аналогичным образом. Отклонения средних годовых значений «seeing», полученных спектральным методом от наблюденных значений «seeing» не превышают 0,2 угловой секунды.

## ГЛАВА 3

### РЕЗУЛЬТАТЫ АСТРОКЛИМАТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

#### **3.1 Распределение крупномасштабной оптической нестабильности земной атмосферы над территорией России**

Известно, что разрешение наземных оптических телескопов определяется размером виртуальной атмосферной неоднородности показателя преломления воздуха  $r_0$ :  $\beta_2 \approx 0,98\lambda/r_0$ . Величина  $r_0$  зависит от степени развитости атмосферной турбулентности. При этом эффективная коррекция изображений с помощью классической моносопряженной оптической системы [158] или мультисопряженной адаптивной системы [84, 98, 155] возможна только при низком уровне оптической нестабильности земной атмосферы. Под эффективной коррекцией подразумевается исправление изображения до уровня минимально возможной остаточной дисперсии фазы для конкретной адаптивной системы.

В связи с этим астрономические телескопы размещают в местах с низким уровнем атмосферной турбулентности и ОНЗА. Выбор таких мест является проблемой современной наблюдательной астрономии. Кроме того, при коррекции изображений с помощью мультисопряженной адаптивной оптической системы необходимо знать информацию о трехмерном распределении оптической нестабильности земной атмосферы, в том числе и о характеристиках и динамике наиболее турбулентных атмосферных слоев. Это является необходимым элементом эффективной оптической коррекции изображений. Основываясь на том, что в среднем крупномасштабные атмосферные неоднородности структурированы по энергетике мелкомасштабной турбулентностью оказывается возможным оценить динамику оптических свойств турбулентной атмосферы. И таким образом, выполнить астроклиматическое районирование, что является важной задачей наблюдательной астрономии.

На основе ассимилированных данных архива национального центра прогнозирования окружающей среды / национального центра исследования атмосферы (NCEP/NCAR Reanalysis) выполнены расчеты пространственных распределений крупномасштабной оптической нестабильности земной атмосферы  $\sigma_{N^*}$  [32]. В архиве NCEP/NCAR Reanalysis значения метеопараметров доступны в узлах сетки с шагом  $2,5^\circ$  на  $2,5^\circ$  на изобарических атмосферных уровнях [109]. Используя приближение стандартной атмосферы, возможно, определить геометрическую высоту атмосферного слоя [16]. На рис. 50 показаны стандартные высоты основных изобарических уровней в атмосфере.

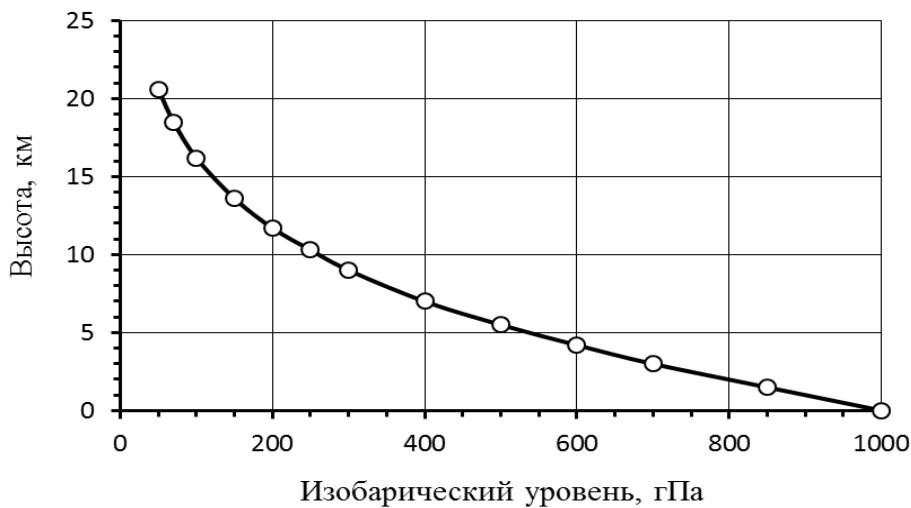


Рис. 50 – Изобарические уровни и геометрические высоты в стандартной атмосфере

Значения  $\sigma_{N^*}$  усреднены в 16 км слое атмосферы, от изобарического уровня 1000 гПа до уровня 100 гПа за тридцатилетний период наблюдений с 1981 по 2010 г. Распределения нормированных значений среднего квадратического отклонения пульсаций показателя преломления воздуха  $\sigma_{N^*} = 100 \left( \frac{AP}{T^2} \right) \sigma_T / \overline{\sigma_N} \%$  для зимнего, весеннего, летнего и осеннего сезонов показаны на рис. 51 – 54 соответственно.

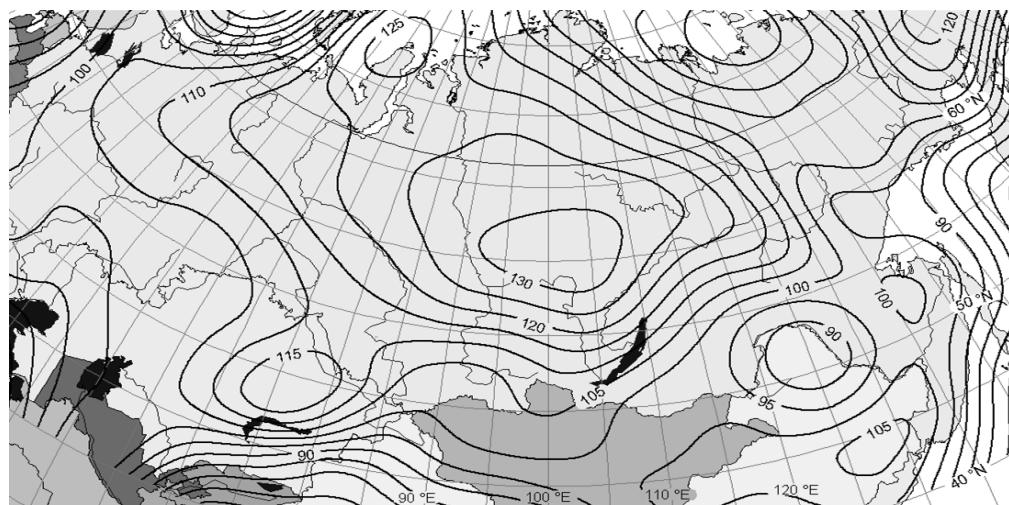


Рис. 51 – Распределение оптической нестабильности земной атмосферы в слое 1000 – 100 гПа в зимний сезон

На рисунках тонкими линиями нанесена координатная сетка в ортографической проекции. Цифрами обозначены значения  $\sigma_{N^*}$  в %, изолинии  $\sigma_{N^*}$  проведены с интервалом 5

%. При проведении изолиний рельеф местности не принимался во внимание. Среднее годовое распределение показано  $\sigma_{N^*}$  на рис. 55.

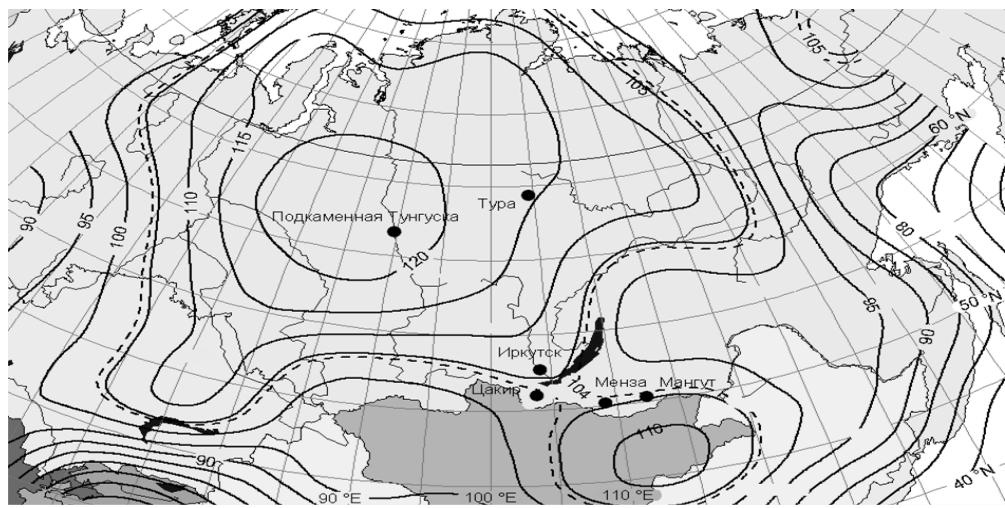


Рис. 52 – Распределение оптической нестабильности земной атмосферы в слое 1000 – 100 гПа в весенний сезон

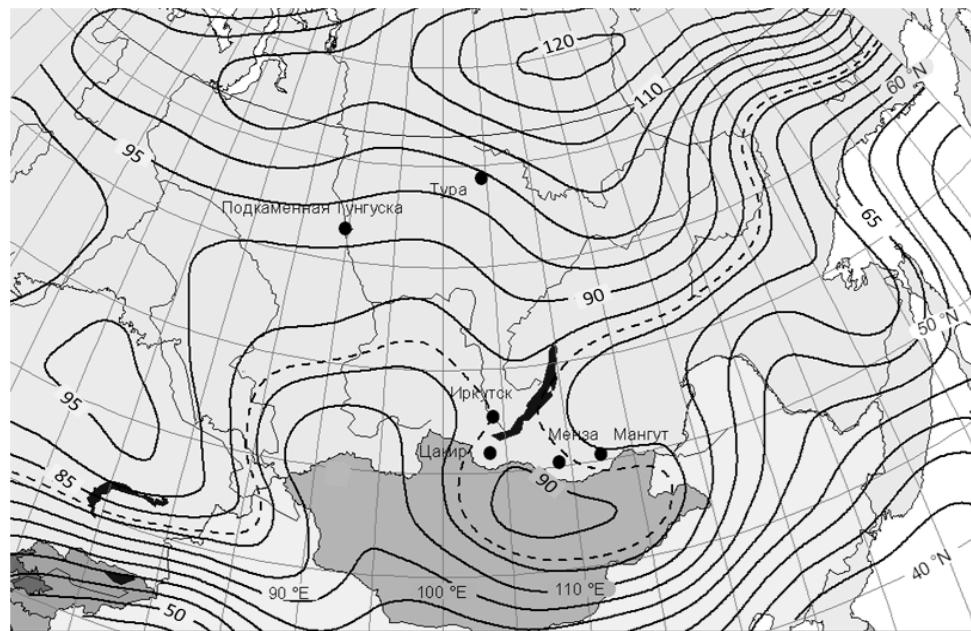


Рис. 53 – Распределение оптической нестабильности земной атмосферы в слое 1000 – 100 гПа в летний сезон

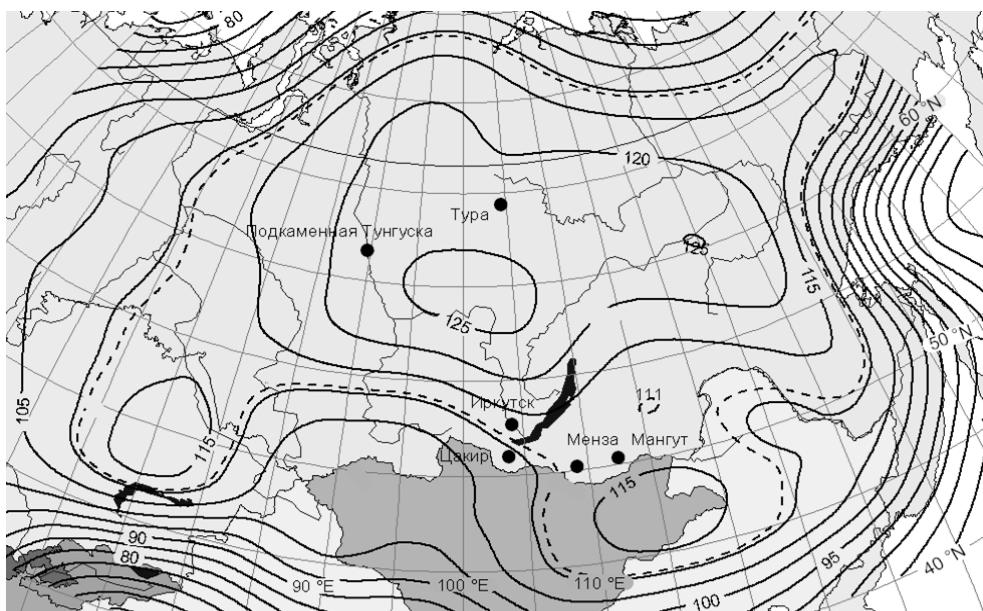


Рис. 54 – Распределение оптической нестабильности земной атмосферы в слое 1000 – 100 гПа в осенний сезон

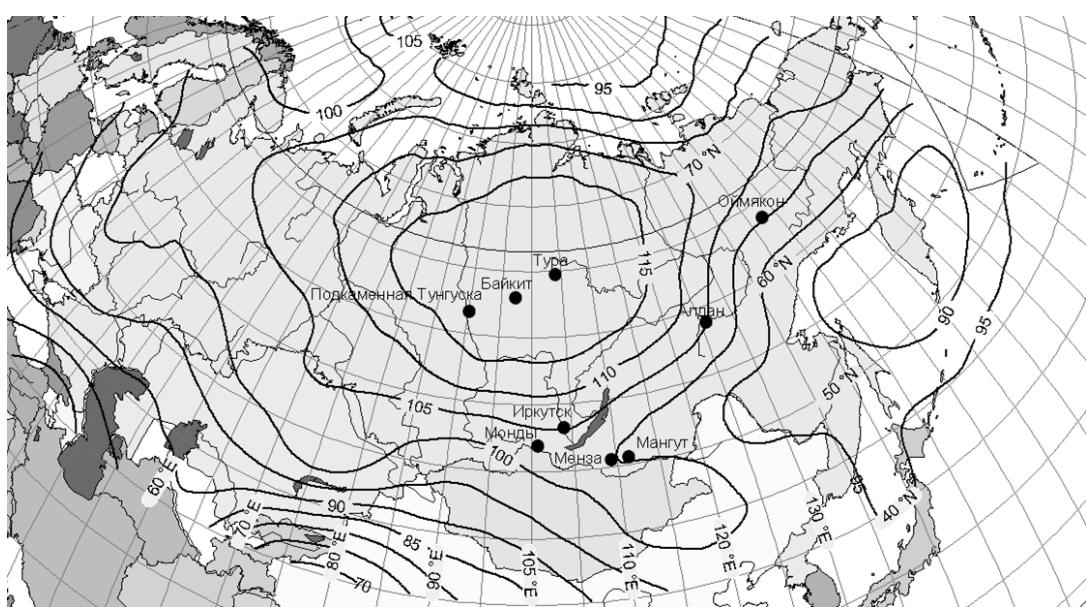


Рис. 55 – Среднее годовое распределение оптической нестабильности земной атмосферы в слое 1000 – 100 гПа

Средние квадратические отклонения температуры  $\sigma_T$  оценивались за временной интервал близкий к естественному синоптическому периоду – по температурному ряду продолжительностью 5 суток. Величина  $\overline{\sigma_N} = 3,25$  N-ед. и представляет собой многолетнее среднее квадратическое отклонение пульсаций показателя преломления, усредненное по выбранной территории, на данном изобарическом уровне. Значение величины  $\overline{\sigma_N}$  оценено для

территории, включающей сушу и водные акватории. Для того чтобы, полученное среднее значение  $\overline{\sigma_N}$  было репрезентативным и не зависело от времени, интервал осреднения не должен быть слишком коротким. В работе [56] показано, что средние значения метеорологических величин за 30 или более лет можно считать устойчивыми характеристиками (климатической нормой). При меньшем интервале осреднения колебания в климатической системе следует называть изменениями погоды.

Анализ изменений оптических свойств атмосферы, показывает, что от сезона к сезону оптическая нестабильность существенно изменяется. Распределение величины  $\sigma_{N^*}$  в атмосферном слое от 1000 гПа до 100 гПа по территории характеризуется выраженной зональностью. В целом оптическая нестабильность атмосферы уменьшается с севера на юг.

Тем не менее, в пространственном распределении этой величины имеется несколько областей с повышенными и пониженными значениями оптической нестабильности воздуха. Наибольшие значения оптической нестабильности земной атмосферы преимущественно наблюдаются в зимний сезон. Повышенные значения  $\sigma_{N^*}$  отмечаются над Западно-Сибирской равниной, Среднесибирским плоскогорьем и Казахским мелкосопочником, с максимумом над Центрально-Тунгусским плато – около 130 %. Области пониженных значений оптической нестабильности наблюдаются над Большим Хинганом – 90%, Яно-Индигирской низменностью – 90% и хребтом Черского – 100%, югом республики Бурятия и Читинской области – 95 %, над горными районами Таджикистана – 75%. Заметим, что в Таджикистане располагается астрономическая обсерватория Санглок ( $38^{\circ}16' \text{ с. ш. } 69^{\circ}13' \text{ в. д.}$ ), для которой характерно сравнительно большое количество ясных ночей и высокое качество изображения, в 50 % ситуаций дифференциальное дрожание изображений не превышает 0,5 угловых секунды [2, 59].

Весной центр обширной области повышенной оптической нестабильности атмосферы над Западно-Сибирской равниной и Среднесибирским плоскогорьем смещается несколько западнее – на  $15^{\circ}$  долготы. При этом средний максимум оптической нестабильности уменьшается до уровня 120%. Область пониженных значений оптической нестабильности атмосферы отмечается над восточным побережьем России и охватывает юг республики Бурятия и Читинской области. Над горными районами Таджикистана, в т.ч. астрономической обсерваторией Санглок, область пониженных значений оптической нестабильности атмосферы сохраняется,  $\sigma_{N^*} = 70\%$ .

Летом оптическая нестабильность земной атмосферы минимальна. По величине значения оптической нестабильности уменьшаются в среднем в 2 раза. Области повышенных значений оптической нестабильности наблюдаются над северными территориями России и в восточной Монголии. Области пониженных значений оптической нестабильности отмечаются над восточным побережьем России и Китая. Эти области распространяются до юга республики Бурятии и Читинской области. В горных районах Таджикистана значения оптической нестабильности уменьшаются до уровня 45 %.

Осенью обширная область повышенных значений оптической нестабильности охватывает территорию от Урала до Дальнего Востока, включая северо-восточные части Монголии, Западно-Сибирскую равнину, Среднесибирское плоскогорье и Казахский мелкосопочник. К северному и восточному побережью России оптическая нестабильность воздуха уменьшается. Над горными районами Таджикистана уровень оптической нестабильности атмосферы возрастает до 65%. В южной части республики Бурятии и Читинской области распределение оптической нестабильности атмосферы характеризуется локальным минимумом – 111%.

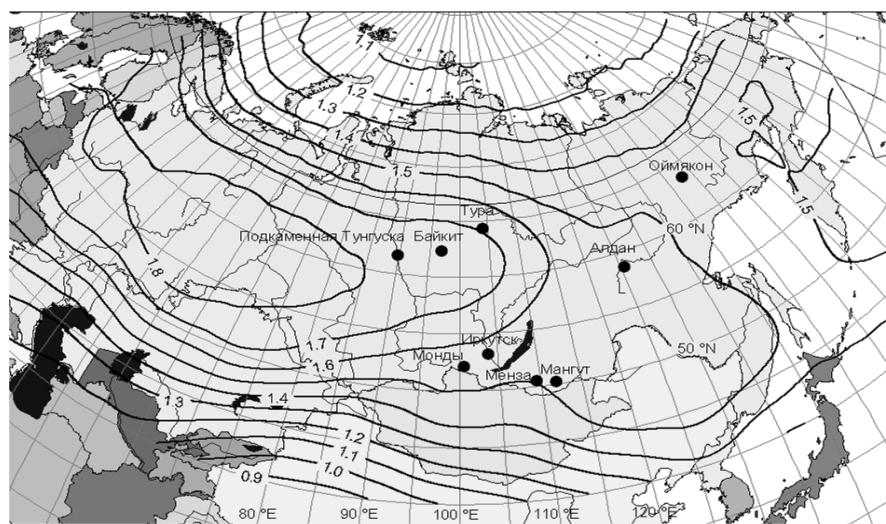
Анализ среднего годового распределения величины  $\sigma_{N^*}$  в атмосферном слое от 1000 гПа до 100 гПа показывает, что распределение оптической нестабильности воздуха также характеризуется наличием областей повышенной и пониженной оптической нестабильности воздуха. Степень оптической нестабильности существенно изменяется в течение года и прежде всего между зимой и летом. При этом пространственное положение этих областей мало изменяется от сезона к сезону. Над Среднесибирским плоскогорьем, относительные средние годовые значения  $\sigma_{N^*}$  составляют более 115 % (Подкаменная Тунгуска, Байкит, Тура). Пониженные значения  $\sigma_{N^*}$  наблюдаются на полуострове Камчатка, юге Читинской области и в Таджикистане.

### **3.2 Распределение оптической нестабильности земной атмосферы различных высотных уровней**

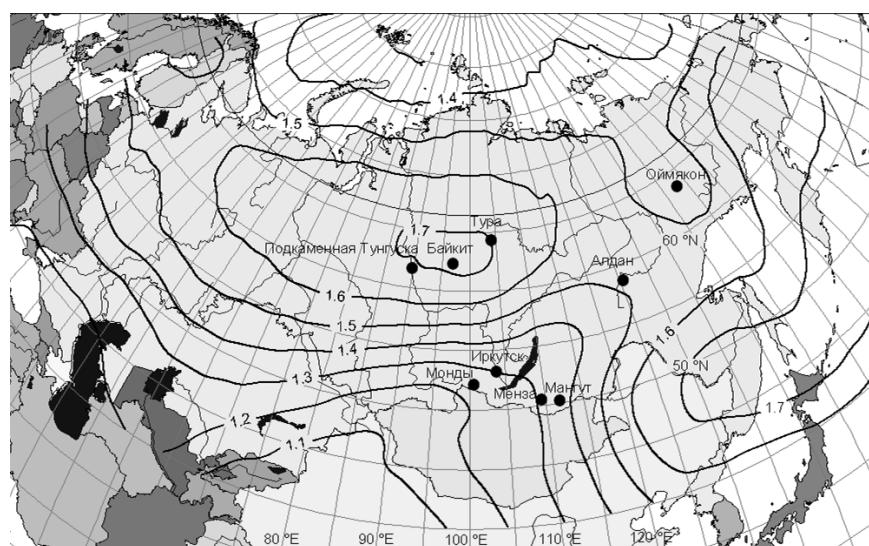
Существенно важным в адаптации изображений оказывается знать распределение оптической нестабильности земной атмосферы для различных высотных атмосферных уровней. В этой связи выполнен расчет средних квадратических отклонений показателя преломления воздуха  $\sigma_N = \left( AP / \bar{T}^2 \right) \sigma_T$  для различных высот. На рис. 56 а), б), в), г), д), е), ж) и з) показаны средние годовые распределения величины  $\sigma_N$  на изобарических уровнях 200 гПа, 250 гПа, 300

гПа, 400 гПа, 500 гПа, 600 гПа, 700 гПа и 850 гПа соответственно. Расчеты выполнены по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis за период с 1981 по 2010 г. Поскольку требуется знать энергетические характеристики отдельных атмосферных слоев, то значения оптической нестабильности воздуха выражены в Н-ед. Изолинии проведены через 0,1 Н-ед.

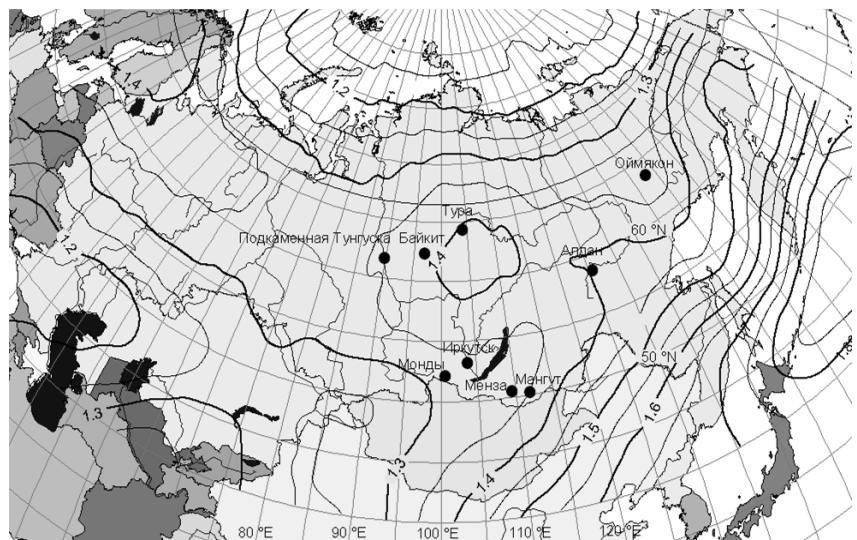
a)



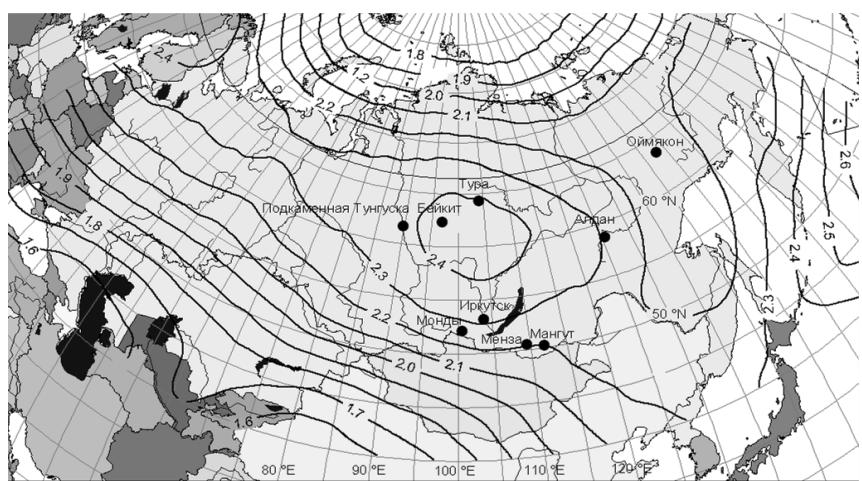
б)



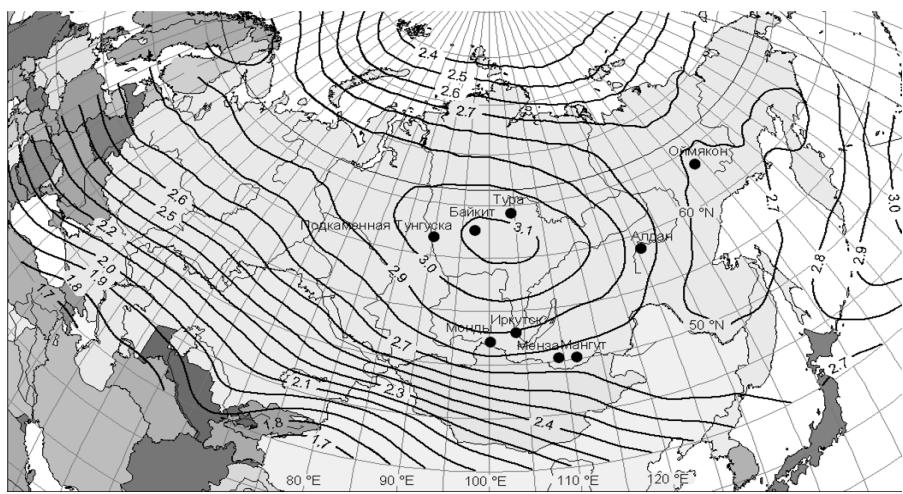
в)



Г)



Д)



e)

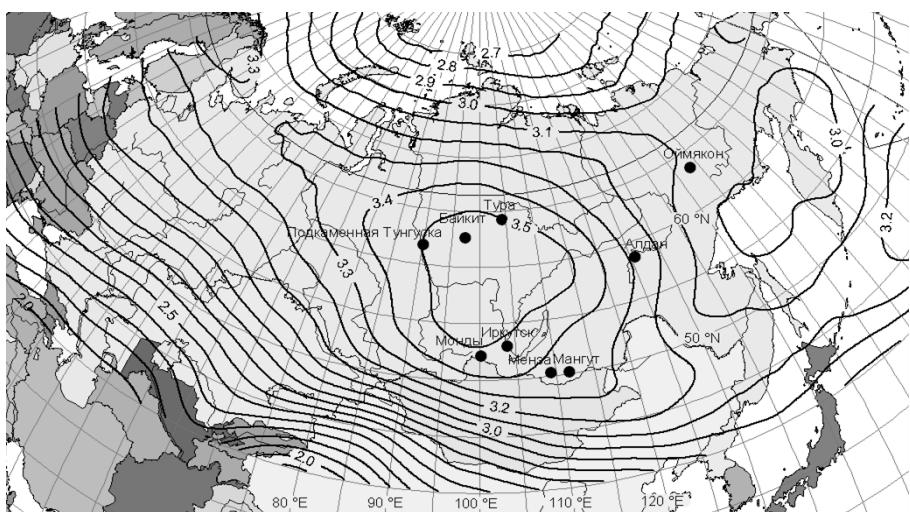


Рис.56 – Среднее годовое распределение величины  $\sigma_N$  а) – на уровне 200 гПа, б) – на уровне 250 гПа , в) – на уровне 300 гПа, г) – на уровне 400 гПа, д) – на уровне 500 гПа, е) – на уровне 600 гПа, ж) – на уровне 700 гПа и з) – на уровне 850 гПа

Анализ рис. 76 а) и б) показывает, что распределение ОНЗА характеризуется выраженной зональностью. Область повышенных значений ОНЗА на уровне 200 гПа наблюдается над Западно-Сибирской равниной, Среднесибирским плоскогорьем и территорией южной части Восточной Сибири, значения ОНЗА изменяются от 1,8 N-ед. до 1,5 N-ед. Минимальные значения на уровне 200 гПа отмечаются над районами Оймякона 1,4 N-ед. и Таджикистана ~ 1,0 N-ед. На изобарическом уровне 250 гПа области пониженных значений ОНЗА также наблюдаются над районами Оймякона – 1,4 N-ед., Таджикистана – 1,1 N-ед. и над территорией южной части Восточной Сибири, например, Менза – 1,32 N-ед., Мангут – 1,36 N-ед., Монды – 1,25 N-ед., Иркутск – 1,30 N-ед. Области повышенных значений среднего квадратического отклонения показателя преломления также характерны для Западно-Сибирской равнины. Стоит сказать, что атмосферные уровни 200 гПа и 250 гПа активно изучаются, поскольку на этих высотах формируются струйные течения, которые в сильной степени турбулизируют воздух.

Распределение ОНЗА на 300 гПа имеет особенности. Значения величины ОНЗА и ее горизонтальный градиент на уровне 300 гПа меньше, чем величина и горизонтальный градиент ОНЗА на других высотных уровнях. Область повышенных значений среднего квадратического отклонения показателя преломления на уровне 300 гПа проявляется локально над районами Туры – 1,4 N-ед. Над восточной частью России наблюдается обширная зона повышенной оптической турбулизации воздуха – 1,85 N-ед. Область пониженных значений ОНЗА наблюдаются над районами Оймякона – 1,33 N-ед. и Таджикистана – 1,25 N-ед. ОНЗА над

территорией южной части Восточной Сибири, например, в пунктах: Менза – 1,33 N-единиц, Мангут – 1,35 N-единиц, Иркутск – 1,34 N-единиц, Монды – 1,32 N-единиц.

ОНЗА в слое от 400 гПа до 850 гПа с приближением к подстилающей поверхности увеличивается. Также с уменьшением высоты увеличивается и горизонтальный градиент ОНЗА. Это во многом связано с увеличением плотности воздуха в нижних слоях атмосферы. Такое изменение ОНЗА говорит о том, что в качестве изображения основной вклад вносят нижние слои атмосферы. Особенно это касается Саянской солнечной обсерватории (п.Монды) и Байкальской астрофизической обсерватории (п. Листвянка). Области повышенных значений ОНЗА на всех уровнях, от 400 гПа до 850 гПа, наблюдаются над Западно-Сибирской равниной и Среднесибирским плоскогорьем. Над территорией Якутии наблюдается область пониженных значений ОНЗА, которая с уменьшением высоты сдвигается на восток. Над восточными акваториями России отмечается зона повышенной оптической турбулизации воздуха, также несколько смещающаяся с уменьшением высоты на восток. Анализируя представленные распределения можно заключить, что в отличие от уровней от 850 гПа до 400 гПа, в более высоких атмосферных слоях, 300 гПа – 100 гПа, ОНЗА имеет менее выраженную зависимость от подстилающей поверхности, поскольку изолинии ориентированы в основном зонально.

### **3.3 Кинетическая энергия течений и оптическая нестабильность земной атмосферы**

Пространственное распределение оптической нестабильности земной атмосферы можно объяснить следующим образом. В рамках представлений Лоренца неоднородный нагрев атмосферы служит причиной накопления средней и вихревой доступной потенциальной энергии [10]. Эта энергия передается планетарным атмосферным течениям, течениям меньших масштабов и атмосферной мелкомасштабной турбулентности. При этом в стационарном воздушном турбулентном потоке кинетическая энергия основного течения и сравнительно крупномасштабных неоднородностей непрерывно переходит в кинетическую энергию пульсаций. В свою очередь кинетическая энергия пульсаций переходит во внутреннюю энергию и в гравитационную потенциальную энергию в процессе совершения работы против сил плавучести или с ее помощью. Поэтому можно ожидать, что фоновые астроклиматические характеристики будут зависеть от энергии и структуры мелкомасштабной атмосферной турбулентности и крупномасштабных течений. Проведено сравнение распределений удельной кинетической энергии турбулентности и оптической нестабильности земной атмосферы

$\sigma_v^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (V_i - \bar{V})^2$  [32]. Расчеты распределения величины  $\sigma_v^2$  выполнены по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis за период с 1981 по 2010 г на уровне 850 гПа (1,5 км),  $\bar{V}$  – среднее значение скорости ветра. На рисунках тонкими линиями нанесена координатная сетка в ортографической проекции. Цифрами обозначены значения  $\sigma_v^2$  в  $m^2 / c^2$ . Распределение удельной кинетической энергии турбулентности в зимний сезон на уровне 1,5 км показано рис.57.

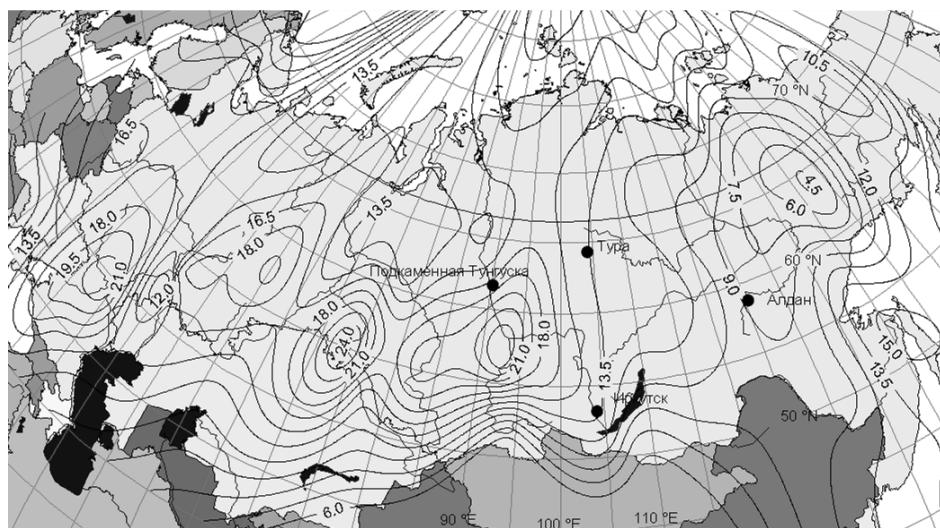


Рис. 57 – Распределение удельной кинетической энергии турбулентности в зимний сезон

Распределение удельной кинетической энергии турбулентности в летний сезон на уровне 1,5 км показано рис.58.

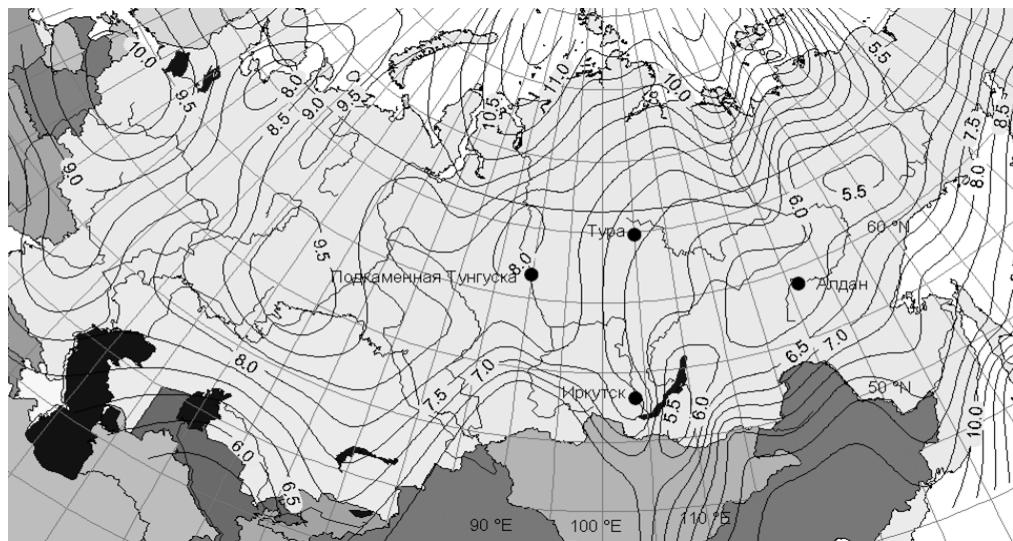


Рис. 58 – Распределение удельной кинетической энергии турбулентности в летний сезон

Анализ пространственных распределений оптической нестабильности земной атмосферы и удельной кинетической энергии турбулентности за летний и зимний сезоны показал следующее. Пространственное распределение кинетической энергии турбулентности неоднородно. Наблюдаются несколько малоперемещающихся в пространстве локальных зон с повышенными и пониженными значениями. Одна из зон с повышенными значениями располагается над Дальним Востоком и прилегающими островами. Формирование этой области связано с возмущениями зонального переноса воздуха над восточным побережьем Азии. Возмущения западного переноса вызываются выраженными термическими градиентами между восточным побережьем азиатского материка и акваторией Тихого океана. Вторая область повышенной турбулизации воздуха проявляется (наиболее четко в холодный период) над Западной Сибирью и объясняется как следствие вихревой активности, так и влиянием подстилающей поверхности. Области с минимальными значениями отмечаются в течение года над Якутией и Южным Казахстаном. Такое распределение можно считать фоновым энергетическим портретом атмосферных течений на рассматриваемой территории. При этом распределение оптической нестабильности тесно связано с турбулизацией воздушных масс.

Для объяснения распределений ОНЗА рассмотрим также важный элемент системы крупномасштабных течений – центры действия атмосферы (ЦДА). Под ЦДА понимают крупномасштабные области низкого или высокого давления, являющиеся результатом статистического многолетнего преобладания в данном районе барических систем одного знака над барическими системами другого знака. ЦДА влияют на распределение атмосферного давления в тропосфере и на крупномасштабные процессы обмена энергией, импульсом, теплом и другими субстанциями.

Распределения атмосферного давления по представленной территории от сезона к сезону существенно изменяются. В зимний сезон в структуре атмосферных течений наблюдается обширная область повышенного давления с центром над Монгольским плато – мощный зимний азиатский антициклон. Антициклогенез над рассматриваемой территорией максимального развития достигает в январе, когда наиболее велико радиационное выхолаживание. Воздушные массы зимнего азиатского антициклиона отличаются высокой плотностью, прозрачностью, небольшой влажностью и малой подвижностью, преобладает ясная погода. Этот антициклон формируется под влиянием общих циркуляционных условий, а также благодаря благоприятствующим антициклогенезу термическому режиму и пересеченной местности центральных районов Азии. Из циркуляционных факторов, участвующих в формировании этого центра, наибольшее значение имеют северо-западные, северные и северо-восточные

вторжения воздушных масс, воздействие отрогов азорского ЦДА, вынос масс морского воздуха в средней и верхней тропосфере с дальневосточных морей и воздействие стратосферного алеутского антициклона. При нарушении структуры западно-восточного переноса могут сложиться условия для динамического усиления приземного антициклогенеза и объединения азиатского антициклона с ленско-колымским ядром.

Структура атмосферных течений в переходные сезоны года, весной и осенью, также определяются характеристиками азиатского антициклона. Время существования которого охватывает период порядка восьми месяцев, с сентября по апрель. Весной вследствие большой тепловой инерции северных морей над Восточной Сибирью происходит рост горизонтальных градиентов температуры воздуха между арктическим и континентальным воздухом умеренных широт. Это обостряет арктическую высотно-фронтальную зону, что приводит к увеличению скорости воздушных течений. Осенью нарастающее радиационное охлаждение азиатского континента способствует образованию азиатского антициклона и его отрога, направленного на Сибирь. При этом весной и осенью азиатский антициклон соответственно менее выражен по интенсивности, а его геометрические размеры существенно уменьшаются.

В летний сезон ситуация обратная, над материком обширный азиатский антициклон сменяется летней азиатской депрессией, а над акваторией Тихого океана устанавливается северотихоокеанский антициклон. В связи с уменьшением горизонтальных градиентов температуры и ослаблением высотно-фронтальных зон кинетическая энергия воздушных течений уменьшается. При этом динамические процессы циклогенеза осуществляются, главным образом, севернее – на полярном фронте.

Для оценки вихревой составляющей скорости воздушного потока было оценено распределение удельного квадрата завихренности атмосферных течений  $\frac{\Omega_z^2}{\rho}$ , где  $\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$  – проекция вихря скорости  $\vec{\Omega} = [\vec{\nabla}, \vec{V}]$  на ось высоты,  $\rho$  – плотность воздуха. На рис.59 показано распределение удельного квадрата завихренности, характеризующего величину вихревой энергии атмосферных течений. Выражение для удельного квадрата завихренности атмосферных течений аппроксимировалось центральными разностями

$$\frac{\Omega_z^2}{\rho} \sim \frac{1}{\rho} \left( \frac{1}{2\Delta x} (v_{i+1} - v_{i-1}) - \frac{1}{2\Delta y} (u_{j+1} - u_{j-1}) \right)^2.$$

Распределение получено по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis за период с 1981 по 2010 г в слое от 1000 гПа до 100 гПа. Значения  $\Omega_z^2 / \rho$  приведены в  $10^{-12} \text{ c}^{-2}$ .

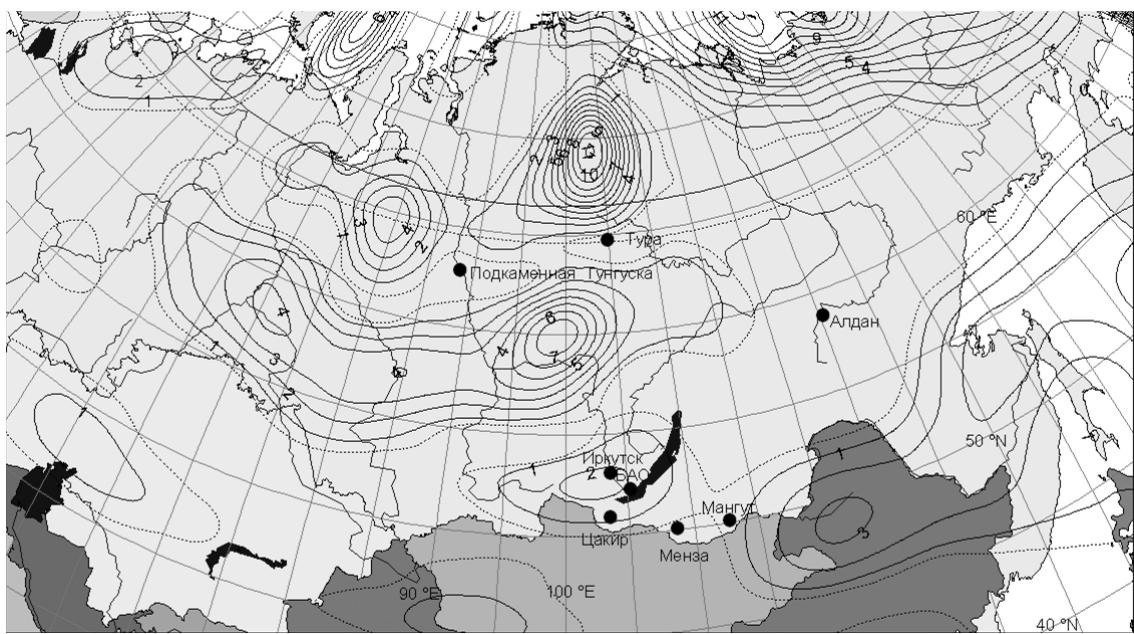


Рис. 59 – Распределение удельного квадрата завихренности воздушных течений

Анализ распределения вихревой энергии показывает, что наиболее возмущенные области локализуются также над Среднесибирским плоскогорьем. Сравнение распределений ОНЗА и распределений характеристик поля ветра показывает, что величина амплитуды неоднородностей температуры связана с неоднородностями скорости ветра. Ниже будет дано объяснение связи поля ветра с температурой.

Полученные распределения ОНЗА характеризуют общую возмущенность атмосферы, неоднородности больших временных масштабов. В конкретных пунктах оценки оптической нестабильности воздуха могут значительно отличаться из-за действия локальных факторов, что особенно касается горных регионов.

### 3.4 Связь поля ветра и температуры

Основной движущей силой в атмосфере является объемная сила барического градиента. Возникновение этой силы обусловлено несколькими факторами. Одним из механизмов ее возникновения является неравномерный нагрев воздушных масс. Это приводит к появлению крупномасштабных пространственных разностей температуры, под действием которых возникают пространственные разности атмосферного давления. Согласно закону Паскаля в открытой системе, какой является воздушная среда, возникают силы, действующие на частицы воздуха в направлении низкого давления. Эти силы действуют на весь воздушный поток равномерно и воздух как единое целое начинает перемещаться в сторону низкого давления. Такое движение уместно продемонстрировать на примере перемещения поршня в трубе

(сравнимой по масштабам с атмосферой), открытой с обоих концов. Воздух при малой скорости перемещения поршня будет двигаться как твердый цилиндр впереди поршня и позади него. Поскольку никаких других сил внутри движущегося воздушного цилиндра не возникает, то воздух не будет испытывать деформаций.

Однако в атмосфере, в отличие от этой модели, из-за переменного поступления тепла воздух локально и неравномерно нагрет по горизонтали и вертикали. В результате этого возникают *локальные градиенты давления* а, следовательно, и локальные силы барического градиента, под действием которых внутри крупномасштабного общего течения воздуха образуются вторичные циркуляции. Пространственные размеры крупномасштабных воздушных течений составляют тысячи километров по горизонтали, по вертикали они могут охватывать всю тропосферу. Такая геометрия накладывает определенные ограничения на возникающие течения воздуха в присутствие статической силы тяжести. Наблюдения показывают, что скорость горизонтальных течений воздуха, как правило, на порядок превышает скорость вертикальных движений. Характерные скорости горизонтальных течений в приземном слое атмосферы по величине могут быть от нескольких метров до нескольких десятков метров в секунду. Характерные значения вертикальных скоростей: до нескольких десятков см. В нестационарных случаях, например, в кучево-дождевых облаках вертикальные скорости могут достигать нескольких десятков метров в секунду. Также вертикальные скорости могут значительно увеличиться в пересеченной местности. Целостность горизонтальных течений нарушается действием локальных вторичных течений воздуха, которые взаимодействуют с общим течением и деформируют его. *Так возникают крупные неоднородности в общем течении.*

В неоднородно нагретой по горизонтали массе воздуха атмосферное давление с высотой изменяется по-разному. Из уравнения статики атмосферы  $dP = -\rho gdz$  и уравнения состояния  $P = \rho RT$  можно оценить вертикальный градиент давления в воздушных массах различной температуры  $dP/dz = -Pg/RT_m$ , где  $P$  – атмосферное давление,  $\rho$  – плотность воздуха,  $R$  – газовая постоянная,  $T$  – температура воздуха,  $h$  – высота,  $T_m$  – средняя температура выделенной воздушной массы [51]. Уравнение  $dP/dz = -Pg/RT_m$  можно представить в виде  $P = P_0 \exp(-gz_p / RT_m)$ , где  $P$  – давление воздуха на искомом уровне,  $P_0$  – давление на нижнем уровне,  $z_p$  – высота столба воздуха. Анализ этого уравнения показывает, что в более теплой воздушной массе давление с высотой убывает медленнее, чем в холодной воздушной массе, наклоны изобарических поверхностей схематически показаны на рис. 60.

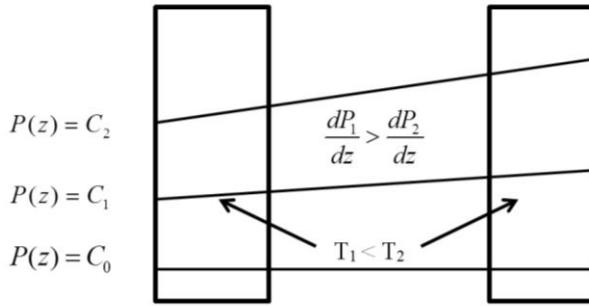


Рис. 60 – Изменение давления с высотой в воздушных массах различной температуры

Эта разница приводит к возникновению дополнительных сил барического градиента. При этом изобарические поверхности  $P = C_0$ ,  $P = C_1$  и  $P = C_2$  имеют различные углы наклона к горизонту. Суперпозиция этих локальных сил с общей силой барического градиента,двигающей всю массу воздуха, приводит к динамическому расслоению по высоте целостной картины течений воздуха. Между слоями, двигающимися с разной скоростью, возникают переходные слои, в которых развиваются процессы обмена количеством движения. В таких слоях также могут возникать сдвиговые течения, уже с более сложной внутренней структурой перемещений.

В свободной атмосфере невозмущенное воздушное течение можно рассматривать в виде прямолинейного горизонтального движения воздуха, определяемого равновесием силы барического градиента и силы Кориолиса. Такое течение в метеорологии принято называть геострофическим ветром [22]. Для определения величины изменения скорости геострофического ветра с высотой под действием горизонтального изменения поля температуры прологарифмируем и продифференцируем уравнение  $P = P_0 \exp(-gz_p / RT_m)$  по горизонтальной оси  $x$ . В результате получим следующее соотношение  $\frac{1}{P_2} \frac{\partial P_2}{\partial x} = \frac{1}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} + \frac{g\Delta z}{RT_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial x}$ . Воспользуемся уравнением состояния и выразим давление воздуха на двух рассматриваемых уровнях через плотность воздуха:  $P_2 = \rho_2 RT_2$ ,  $P_1 = \rho_1 RT_1$ . Считая, что  $T_1 \approx T_2 \approx T_m$ , разделим обе части уравнений на удвоенную угловую скорость вращения Земли  $2\omega_z$  и получим уравнение для расчета величины горизонтального градиента давления, возникающего из-за неоднородного распределения температурного поля по горизонтали, характеризующегося величиной  $\frac{1}{T_m} \frac{\partial T_m}{\partial x}$ ,  $\frac{1}{2\omega_z \rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial x} = \frac{1}{2\omega_z \rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} + \frac{g\Delta z}{2\omega_z T_m} \frac{\partial T_m}{\partial x}$ . Можно видеть, что левая часть уравнения представляет собой проекцию скорости геострофического ветра на

ось  $y$  на уровне  $z_2$ , первое слагаемое в правой части соответственно проекцию скорости геострофического ветра на эту же ось  $v_{g2}$  на уровне  $z_1$ . Учитывая это, можно записать  $v_{g2} = v_{g1}$

$+ \frac{g\Delta z}{2\omega_z T_m} \frac{\partial T_m}{\partial x}$ . Если исходное уравнение  $P_2 = P_1 e^{-\frac{g\Delta z}{RT_m}}$  продифференцировать по оси  $y$  и проделать

аналогичные операции, то получим уравнение связи проекций  $u_{g2}$ ,  $u_{g1}$  и скорости геострофического ветра на ось  $x$  для двух уровней  $u_{g2} = u_{g1} + \frac{g\Delta z}{2\omega_z T_m} \frac{\partial T_m}{\partial y}$ .

Из полученных уравнений следует, под действием неоднородного горизонтального распределения температуры скорость геострофического ветра изменяется с высотой. Величину изменения скорости геострофического ветра с высотой  $\Delta V_t = \frac{g}{2\omega_h T_m} \frac{\partial T_m}{\partial n} \Delta z$ , называют

термическим ветром, где  $\partial T_m / \partial n$  – горизонтальное изменение температуры в слое воздуха  $\Delta z$ .

Из этого следует, что движения воздуха на больших высотах определяются, в том числе, и горизонтальным распределением температуры в нижних слоях атмосферы. Таким образом, горизонтальные неоднородности температуры воздуха приводят к возникновению неоднородностей воздушных течений. Степень неоднородности этих течений будет определяться общей кинетической энергией течения. За счет турбулентности атмосферных течений нарушается первоначальная структура поля скорости и повышается вероятность дробления неоднородностей.

### 3.5 Распределение структурной характеристики показателя преломления воздуха и радиуса атмосферной когерентности

Для астроклиматических исследований мест, а также для оценки параметров аддитивных оптических систем необходимо оценить распределение структурной характеристики показателя преломления воздуха и радиуса атмосферной когерентности. Для получения таких оценок использовалась спектральная методика, описанная выше[36]. Форма спектра температурных неоднородностей в свободной атмосфере аппроксимировалась двумя зависимостями:  $E(f) \sim f^{-3}$  – в синоптической области,  $E(f) \sim f^{-5/3}$  – в области мезомасштабных и микромасштабных неоднородностей. Для оценки спектральной плотности удельной энергии турбулентных пульсаций температуры в микрометеорологической области использовалось соотношение:  $E_l(f) = E_L(f) \exp(-3(\ln f_t - \ln f_L) - \frac{5}{3}(\ln f_l - \ln f_t))$ , где  $f_L$  – частота, соответствующая продолжительности естественного синоптического периода (5 суткам),  $f_l$  –

частота в микрометеорологической области спектра = 1 Гц,  $f_t = \bar{V} / \lambda_t$  – частота перехода от синоптической области спектра к мезометеорологической области,  $\bar{V}$  – средняя скорость ветра,  $\lambda_t = 600$  км – переходный масштаб,  $E(f)f$  – удельная энергия турбулентных пульсаций температуры. Представленные соотношения позволяют оценивать дисперсию температуры воздуха в микрометеорологической области спектра и другие структурные характеристики турбулентности воздуха по сетевым метеорологическим данным. В качестве примера на рис. 61 показано среднее годовое распределение структурной характеристики пульсаций показателя преломления  $C_n^2 = \left( \frac{AP}{T} \right)^2 \frac{\sigma_T^2}{1.73r^{2/3}}$  в  $m^{-\frac{2}{3}} \cdot 10^{-17}$  по территории России и сопредельным государствам в атмосферном слое от 850 гПа до 100 гПа за период с 1981 по 2010 г. Расчеты выполнены по радиозондовым рядам данных архива NCEP/NCAR Reanalysis о температуре и давлении в узлах сетки с шагом  $2,5^\circ \times 2,5^\circ$  [31].

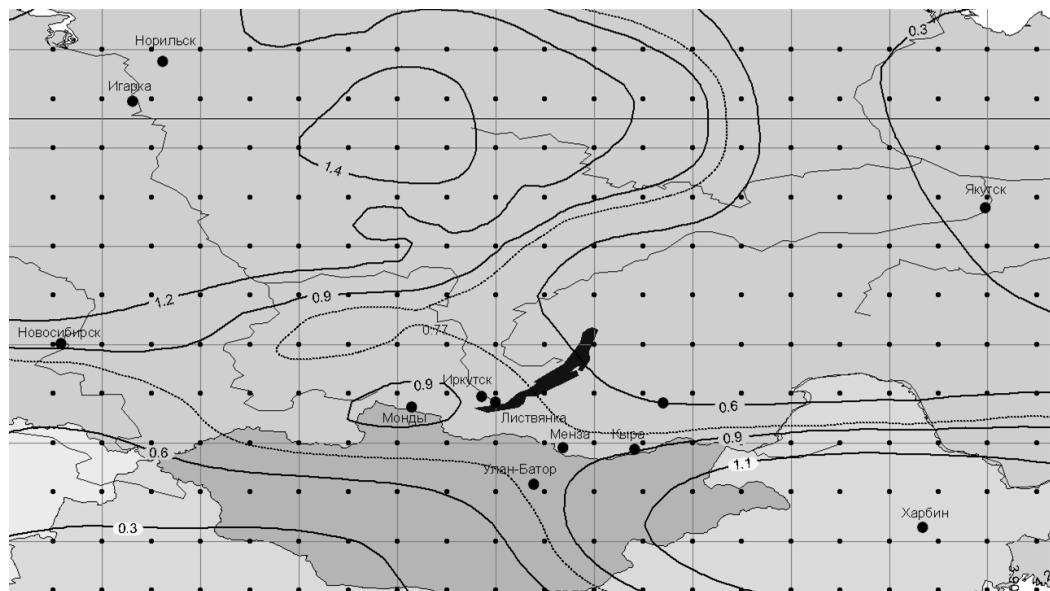


Рис. 61 – Распределение структурной характеристики показателя преломления воздуха

На рис.62 показано распределение радиуса атмосферной когерентности по земному шару, вычисленное для свободной атмосферы в слое от 850 гПа до 100 гПа по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis за период с 1981 по 2010 г. Значения радиуса атмосферной когерентности показаны в см для длины световой волны 0,5 мкм. Цветными точками отмечены основные астрономические обсерватории.

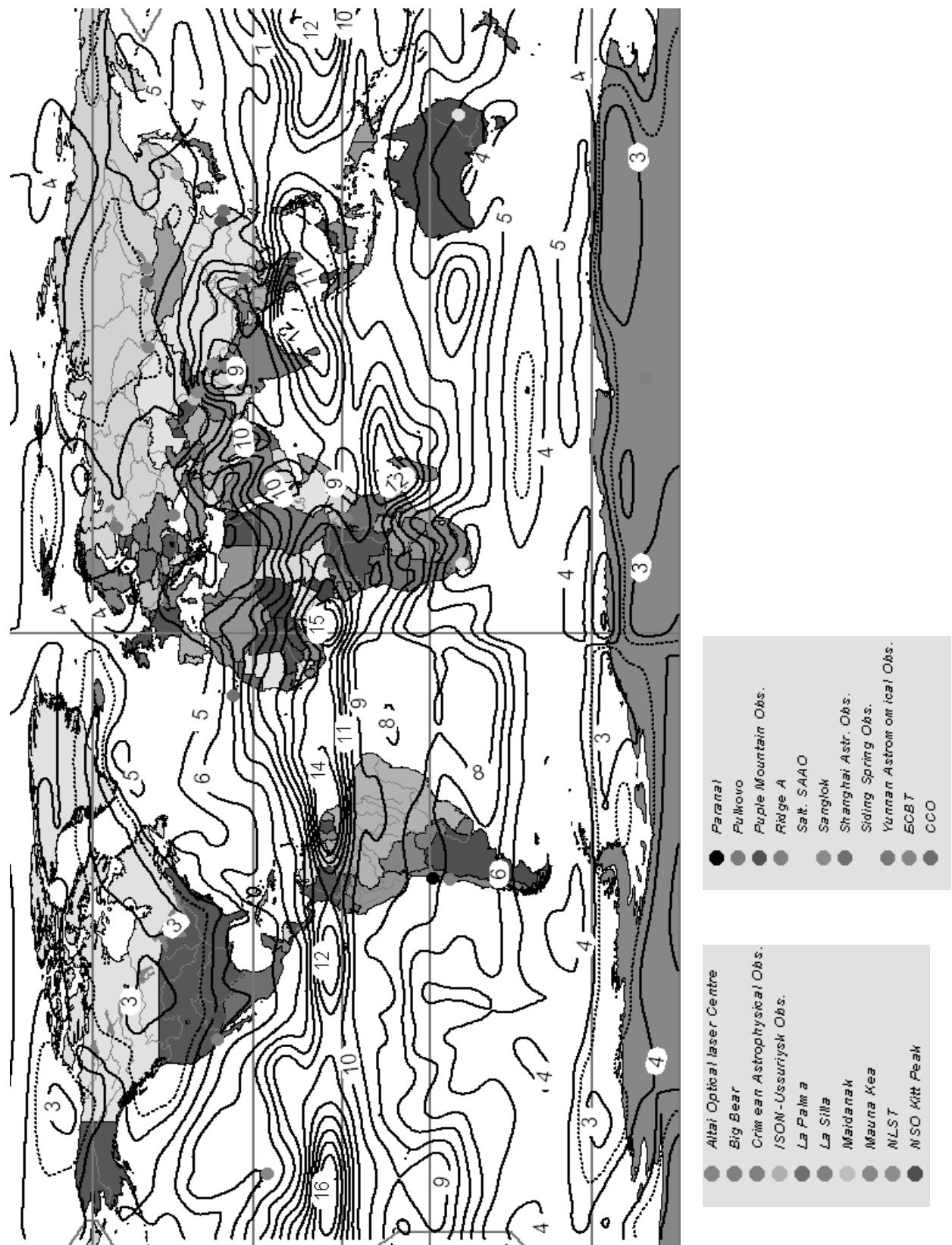


Рис. 62 – Среднее годовое распределение радиуса атмосферной когерентности

Анализ рис. 62 показывает, что значения радиуса когерентности над сушей в среднем меньше, чем над океанической поверхностью, при этом радиус когерентности изменяется от 2,2 см до 16,3 см. В приэкваториальных областях радиус когерентности имеет наибольшие значения. При этом приэкваториальная атмосфера характеризуется небольшими межсуточными колебаниями температуры, сильной конвекцией, а также высокой степенью облачности. Процессы в низких широтах имеют свои особенности. Возникающие здесь атмосферные вихри мало определяют внутрисезонные особенности циркуляции, поле давления не испытывает резких изменений, как во внутропических широтах. Генерация таких вихрей обычно связана с небольшими изменениями приземного поля давления. Во внутропических широтах атмосферные процессы носят преимущественно характер, обусловленный действием макротурбулентных атмосферных вихрей – циклонов и антициклонов [22].

Интенсивность и частота возникновения таких образований определяются динамикой горизонтальных градиентов давления и температуры. В спектральной методике прямым образом не учитывается конвективный характер воздушных потоков, а учитывается турбулентность, генерируемая в крупномасштабных вихревых движениях.

Районирование по радиусу атмосферной когерентности также показывает, что большинство астрономических обсерваторий размещаются на границах зон контрастов радиуса когерентности. Вероятно, это связано с тем, что для размещения астрономических обсерваторий необходим анализ других астроклиматических параметров, например продолжительности солнечного сияния.

Анализ распределения радиуса атмосферной когерентности позволило с учетом повторяемости количества общей облачности (приложение 1) по данным длительных наблюдений выявить новые перспективные астропункты с высокими значениями «seeing» для строительства солнечных телескопов: Мадагаскар, южная часть Аравийского полуострова, для территории России: отдельные изолированные вершины Алданского нагорья и юга Читинской области.

### **3.6 Вклад различных атмосферных слоев в суммарную величину оптической нестабильности атмосферы**

Астроклиматические исследования мест для установки телескопов высокого разрешения предполагают в первую очередь оценку оптической нестабильности отдельных атмосферных слоев. Характеристики нестабильности земной атмосферы определяются с помощью инструментов, имеющих высокую чувствительность к флюктуациям углов прихода света. Отдельные слои воздуха оцениваются комплексно с применением высотных

метеорологических мачт, содаров, шаров-зондов, самолетов лабораторий и т. д. В большинстве, такие эксперименты ограничены во времени и привязаны к одному и реже к нескольким пунктам.

Для выбранной территории по расчетам ОНЗА определен процентный вклад отдельных атмосферных слоёв относительно суммарного значения ОНЗА. Суммарное значение ОНЗА оценивалось из значений среднеквадратических отклонений показателя воздуха на 10 стандартных изобарических уровнях в слое от 1000 гПа до 100 гПа. На рис.63 показаны кумулятивные вклады отдельных атмосферных слоёв при наблюдении снизу вверх (кривая 1) и сверху вниз (кривая 2).

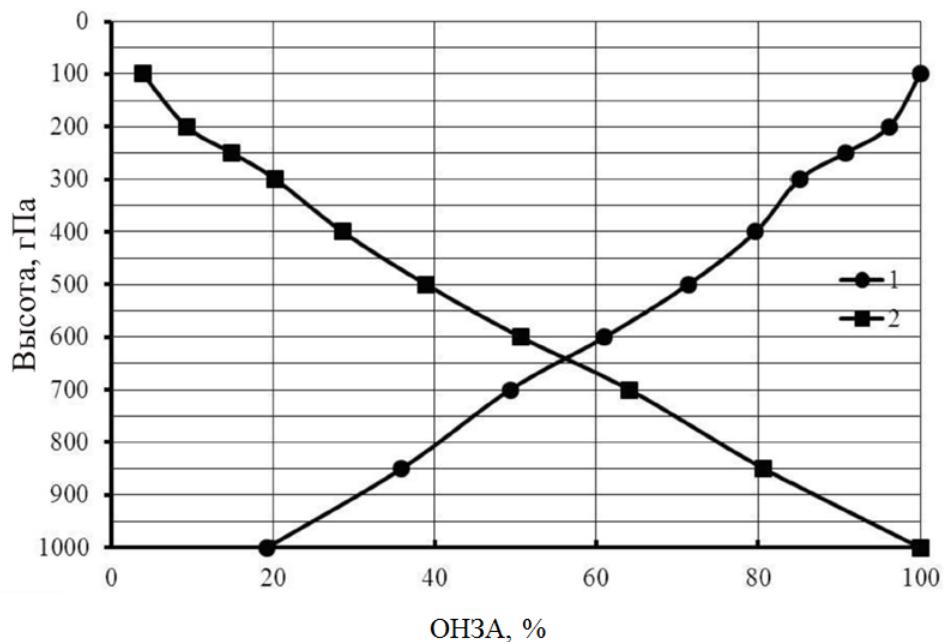


Рис. 63 – Вклад разных атмосферных слоев в суммарную величину ОНЗА

Обе зависимости близки к линейным, но при наблюдении сверху вниз для накопления 50 % требуется слой толщиной 600 гПа (16 км – 4 км), тогда как при наблюдении снизу вверх достаточно слоя толщиной 300 гПа (0 км – 3 км). Эти говорят о том, что оптическая активность наиболее турбулизированного пограничного слоя и нижней части свободной атмосферы соразмерна с верхним слоем свободной атмосферы. При исследованиях часто сравнивают оптическую нестабильность свободной атмосферы и пограничного слоя для заданной территории. Это дает возможность выявить регионы с низким уровнем оптической нестабильности в отдельные сезоны года. Анализ рис. показывает также, толщина оптически активной атмосферы с точностью 5 % составляет порядка 100 гПа (16 км), пограничный слой атмосферы вносит вклад в суммарную величину ОНЗА более 30 %.

### 3.7 К расчету профиля турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха

Знание только среднего значения интенсивности турбулентности вдоль пути распространения световой волны в данном пункте наблюдений является недостаточным для эффективной коррекции деформаций волнового фронта. Информация о трехмерном распределении интенсивности турбулентности используется в системах многосопряжённой адаптивной оптики. Кроме того, такая информация может позволить оценить вероятные механизмы взаимодействия различных атмосферных слоев.

Данные архивов наблюдений позволяют оценивать величину  $\sigma_T^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (T_i - \bar{T})^2$  в

крупномасштабной области спектра, где  $m$  – количество наблюдений,  $T_i$  – наблюденное значение температуры,  $\bar{T}$  – средняя температура за промежуток времени, соответствующий продолжительности единого синоптического периода (5 суток).

Используя приведенную спектральную методику расчета, возможно, оценить дисперсию пульсаций температуры в мелкомасштабной области спектра и дисперсию пульсаций неоднородностей показателя преломления  $\sigma_N^2 = (AP/\bar{T}^2)^2 \sigma_T^2$ , где  $A = 80 * 10^{-6}$  К/гПа – постоянный коэффициент в оптическом диапазоне,  $\sigma_N^2$  – дисперсия пульсаций показателя преломления,  $P$  – атмосферное давление,  $\bar{T}$  – средняя температура. Такие расчеты, например, выполненные по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis, позволяют получить осредненный вертикальный профиль турбулентных неоднородностей показателя преломления  $\sigma_N^2(z) = (AP(z)/\bar{T}^2(z))^2 \sigma_T^2(z)$ .

По данным архива NCEP/NCAR Reanalysis выполнена оценка  $\sigma_T^2$  для астрономической обсерватории Параналь ( $24^{\circ}37'$  ю.ш.,  $70^{\circ}24'$  з.д.), расположенной на высоте 2635 м. Данные о температуре в архиве NCEP/NCAR Reanalysis доступны в виде ассимилированных срочных значений в узлах сетки, покрывающей нашу планету с шагом  $2,5^{\circ}$  для разных высотных уровней над поверхностью. Дисперсия пульсаций температуры воздуха оценивалась по температурным рядам продолжительностью 5 суток на 11 барических уровнях и усреднялась за промежуток времени с 1984 по 2013 г (30 лет). Вертикальный профиль дисперсии  $\sigma_T^2$ , полученный в атмосферном слое от 3 км (700 гПа) до 20,5 км (50 гПа), представлен на рис. 64.

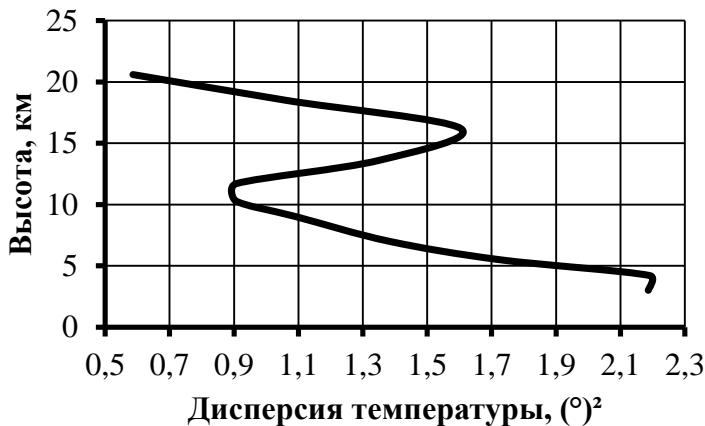


Рис. 64 – Среднегодовой вертикальный профиль дисперсии температуры

Анализ рис. 64 показывает, что вертикальное распределение дисперсии температуры неоднородно. Выявляется наиболее турбулизированная область – нижний слой, фактически соответствующий высоте расположения обсерватории. Второй слой с повышенной турбулентности располагается на высоте порядка 16 км. Для оценки вертикального профиля турбулентных микромасштабных неоднородностей показателя преломления воздуха воспользуемся спектральной расчетной методикой, рассмотренной выше.

Высотные профили турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха показаны на рис. 65. Линией 1 обозначен профиль турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха Хафнагеля, описываемый функцией:

$$C_n^2(z) = 2,2 \cdot 10^{-23} z^{10} \exp(-z) + 10^{-16} \exp(-z/1,5) + C_n^2(z_*) \exp(-z/0,1), \quad \text{где}$$

$C_n^2(z_*) = 4,9 \cdot 10^{-17} m^{-2/3}$ . Этот профиль получен экспериментально путем осреднения вертикальных профилей турбулентных неоднородностей показателя преломления в различных регионах Земли. Проводимые эксперименты по изучению атмосферной турбулентности, например, для обсерватории Сан Педро Мартир, подтверждают такую форму профиля турбулентных неоднородностей показателя преломления [164]. Линией 2 обозначен рассчитанный спектральным методом профиль турбулентных неоднородностей показателя преломления. Форма энергетического спектра неоднородностей температуры задавалась следующим образом. В синоптической области спектр аппроксимировался степенной зависимостью  $E_T(f) \sim f^{-3}$ , в мезометеорологической области спектра и

микрометеорологической области спектр аппроксимировался зависимостью  $E_T(f) \sim f^{-\frac{5}{3}}$ ,

$$E_{T_l}(k) = E_{T_L}(k) \exp\left(-3(\ln k_t - \ln k_L) - \frac{5}{3}(\ln k_l - \ln k_t)\right), \text{ где } E_{T_l} \text{ — спектральная плотность}$$

удельной энергии термических неоднородностей в диапазоне малых масштабов,  $E_{T_L}$  — спектральная плотность удельной энергии термических неоднородностей в области крупных масштабов,  $k_L$  и  $k_l$  — соответственно, в крупномасштабной области и волновое число в мелкомасштабной области спектра,  $k_t$  — волновое число перехода ( $\lambda \sim 600$  км). Приведенная форма спектра может быть использована для оценки характеристик мелкомасштабной турбулентности в свободной атмосфере. При этом, как правило, атмосферные неоднородности находятся в крупномасштабном вихревом движении. А мелкомасштабные турбулентные неоднородности питаются энергией, передающейся от крупномасштабных неоднородностей.

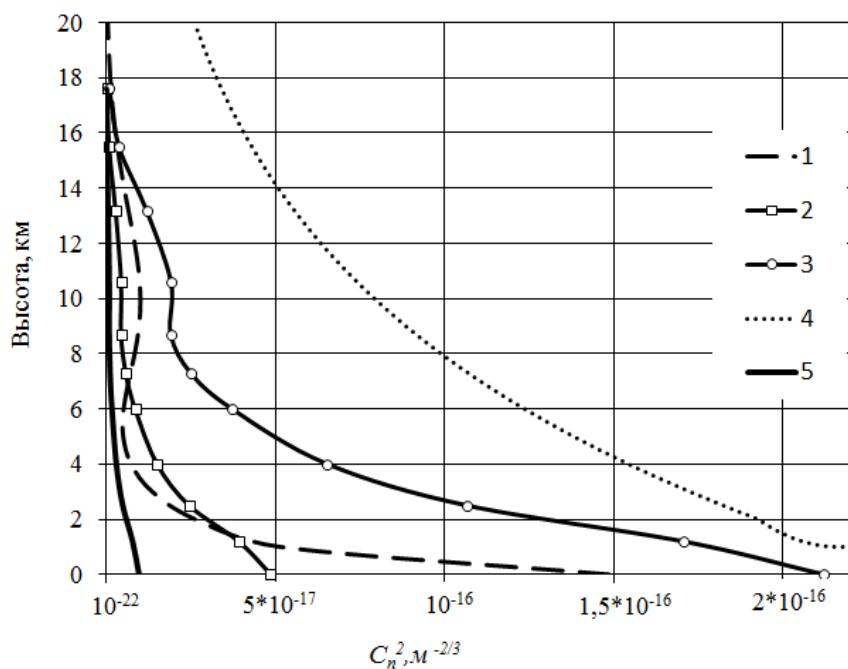


Рис.65 – Вертикальные модели структурной характеристики турбулентных пульсаций показателя преломления

Линией 3 обозначен рассчитанный также спектральным методом профиль турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха. При этом форма энергетического спектра аппроксимировалась в широком диапазоне масштабов зависимостью вида  $E_T(f) \sim f^{-5/3}$ . Вероятно, в этом случае энергия передается от крупномасштабных неоднородностей, генерируемые бароклинной неустойчивостью, каскадным образом к мелкомасштабной турбулентности.

Линией 4 обозначен профиль турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха, полученный в [18]:  $C_n^2(z) = C_n^2(z_*) (z/z_*)^{-4/3}$  при  $z_* \leq z \leq z_1$ ;

$C_n^2(z) = C_n^2(z_2) \exp(-(z-z_2)/z_3)$  при  $z > z_2$  и  $C_n^2(z_*) > 1,1 * 10^{-15} m^{-2/3}$ . В приведенной модели используются обозначения:  $z_1 = 50 m$  – верхняя граница приземного слоя атмосферы,  $z_2 = 10^3 m$  – пограничного слоя атмосферы,  $z_3 = 9 km$ ,  $z_*$  – начальный уровень.

Линией 5 обозначен рассчитанный спектральным методом профиль турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха. Форма спектра задавалась функцией  $E_T(k) = A'k^{-3} + Bk^{-5/3} + Ck^{-3} + Dk^{-5/3}$ , где  $A', B, C, D$  – коэффициенты, зависящие от общей энергии спектра. Первые два слагаемые описывают форму спектра крупномасштабных и мезомасштабных неоднородностей, третье слагаемое описывает форму спектра, справедливую для ясных условий в интервале от 1 км до 600 м, четвертое слагаемое – каскадную передачу энергии в трехмерной турбулентности. Представленный расчетный профиль  $C_n^2$  для обсерватории Параналь близок по форме к известным профилям, а значения  $C_n^2$ , полученные спектральным методом, по величине находятся в допустимых пределах. А именно, структурная характеристика пульсаций показателя преломления воздуха в атмосфере может изменяться в широком диапазоне значений: от  $10^{-14} m^{-2/3}$  около подстилающей поверхности до  $10^{-19} m^{-2/3}$  в верхних слоях земной атмосферы. Уменьшение  $C_n^2$  с высотой на 5 порядков может быть объяснено экспоненциальным падением давления с высотой. Например, если давление на уровне моря – 1000 гПа, то на высоте 30 км только – 10 гПа.

### 3.8 Продолжительность солнечного сияния над территорией Сибири

Решение астрофизических задач с помощью оптических телескопов наземного базирования, так или иначе, связано с оптическими свойствами атмосферы на каждый момент наблюдений. Одной из важных астроклиматических характеристик земной атмосферы является продолжительность солнечного сияния. Под солнечным сиянием [74] понимают освещённость земной поверхности прямыми солнечными лучами, в момент, когда диск солнца не закрыт плотными облаками. Как правило, его продолжительность солнечного сияния оценивают суммарным количеством часов. Этот параметр определяет возможность проведения астрономических наблюдений в оптическом диапазоне длин волн.

На рис. 66 представлено распределение продолжительности солнечного сияния за год в часах. Распределение построено по справочным данным сетевых метеорологических наблюдений, осредненным за 10 летний период наблюдений.

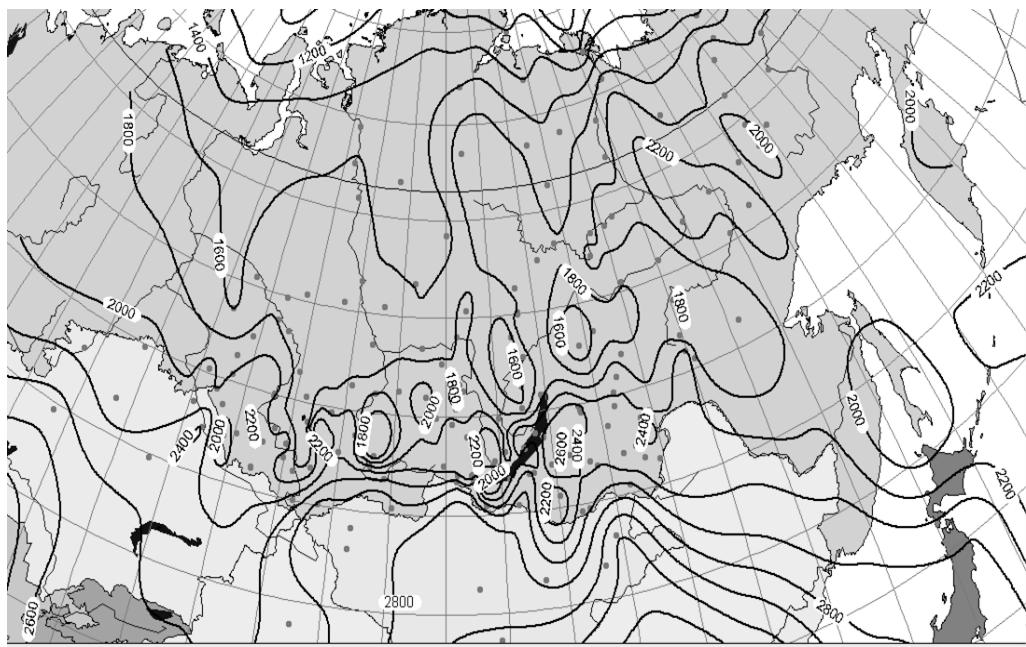


Рис. 66 – Распределение средних годовых значений продолжительности солнечного сияния по территории России

Серыми линиями нанесена координатная сетка в ортографической проекции, серыми точками обозначена сеть станций, изолинии проведены с интервалом 200 часов без учета рельефа местности. Распределение продолжительности солнечного сияния имеет выраженный широтный ход и в общем случае возрастает с севера на юг. Для астроклиматика и астрономических наблюдений наибольший интерес представляют аномальные регионы с повышенным значением продолжительности солнечного сияния.

Нарушение широтной зависимости продолжительности солнечного сияния связано с особенностями атмосферной циркуляции, которая проявляется через облачность и прозрачность атмосферы. Существенным фактором также являются особенности подстилающей поверхности и расположения метеорологических станций, например, высота над уровнем моря, закрытость горизонта и др. При этом наблюдения показывают, что доля облачности имеет тенденцию к увеличению по мере увеличения абсолютной высоты местности. Станциями с продолжительностью солнечного сияния выше средней продолжительности на этой широте являются: Кяхта ( $50^{\circ}22'$  с.ш.,  $106^{\circ}27'$  в.д.) – 2695 ч., Эрзин ( $50^{\circ}16'$  с.ш.,  $95^{\circ}07'$  в.д.) – 2662 ч., Борзя ( $50^{\circ}24'$  с.ш.,  $116^{\circ}39'$  в.д.) – 2618 ч., Мангут ( $49^{\circ}42'$  с.ш.,  $112^{\circ}40'$  в.д.) – 2592 ч., Хапчеранга ( $49^{\circ}42'$  с.ш.,  $112^{\circ}19'$  в.д.) – 2571 ч., Кыра ( $49^{\circ}34'$  с.ш.,  $111^{\circ}58'$  в.д.) – 2535 ч., Ново-Селенгинск ( $51^{\circ}06'$  с.ш.,  $106^{\circ}39'$  в.д.) – 2530, Цакир ( $50^{\circ}26'$  с.ш.,  $103^{\circ}36'$  в.д.) – 2480 ч., Монды ( $51^{\circ}41'$  с.ш.,  $100^{\circ}59'$  в.д.) – 2464 ч.

### 3.9 Рассеянный атмосферный свет и оптическая нестабильность земной атмосферы

На качество изображения наблюдаемых объектов в телескопе кроме преломления влияет и рассеивание света, прошедшего через атмосферу. Преломление света происходит на неоднородностях плотности воздуха по лучу зрения и вызывает в фокусе телескопа смещение изображения как целого, его деформацию, уменьшение контраста деталей, изменение их яркости во времени и в пространстве. Рассеивание света зависит от плотности воздуха (молекулярное рассеяние) и от степени насыщения атмосферной трассы, как прозрачными так и не прозрачными частицами (аэрозольное рассеяние света). Аэрозольное рассеяние света – это рассеяние на крупных частицах, к которым относятся пыль и водяной пар, сосредоточенные в приземном слое атмосферы, причем их концентрация убывает с увеличением высоты. Зависимость значений рассеянного света от высоты местности показана на рис.67.

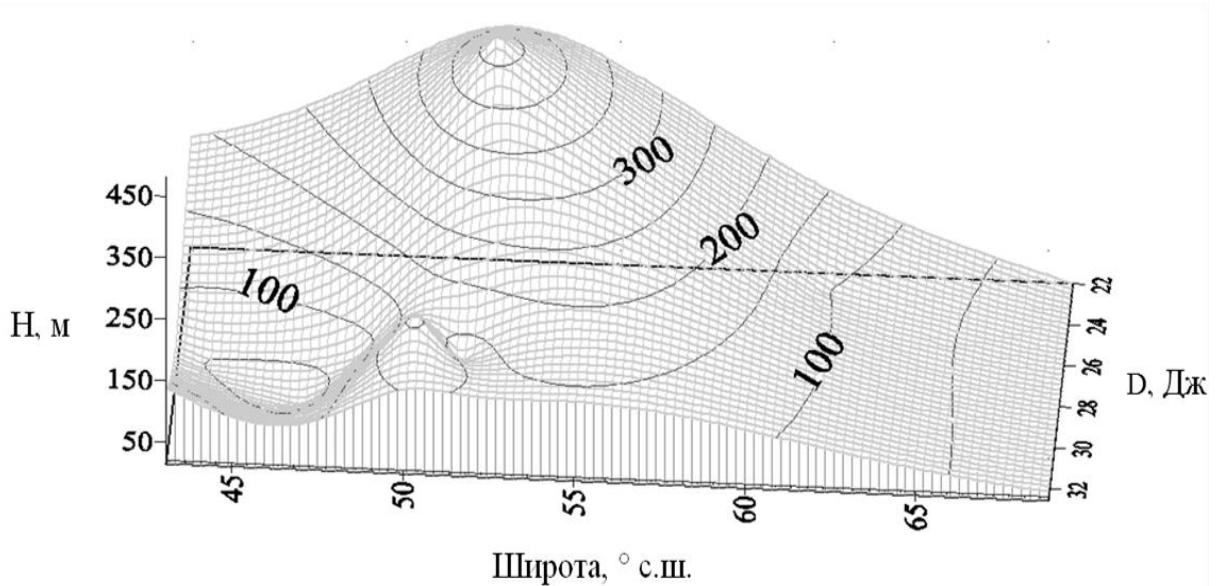


Рис. 67 – Зависимость рассеянного света от высоты местности

Анализ рис. 67 показывает, что до высоты 150 – 200 м рассеянный свет не зависит от высоты местности. Это связано с тем, что нижний атмосферный слой толщиной 150 – 200 м наиболее турбулизирован. Выше 200 м рассеянный свет уменьшается, что обусловлено падением плотности воздуха с высотой. Рассеянный атмосферой свет понижает контраст изображения вплоть до полного его исчезновения. При наблюдениях все перечисленные эффекты, назовем их оптическими помехами, действуют совокупно. Таким образом, результирующее качество изображения является суммарной характеристикой оптических

свойств атмосферы по лучу зрения и определяет условия наблюдений названные в 60 годы астроклиматом [44].

Важным параметром является коэффициент рассеянного света  $K_p = D/S$ , где  $D$  – рассеянная радиация,  $S$  – прямая радиация, падающая на перпендикулярную к солнечным лучам поверхность.  $K_p$  характеризует степень прозрачности атмосферы. На рис. 68 показано распределение отношения рассеянной радиации к прямой радиации, выраженное в процентах.

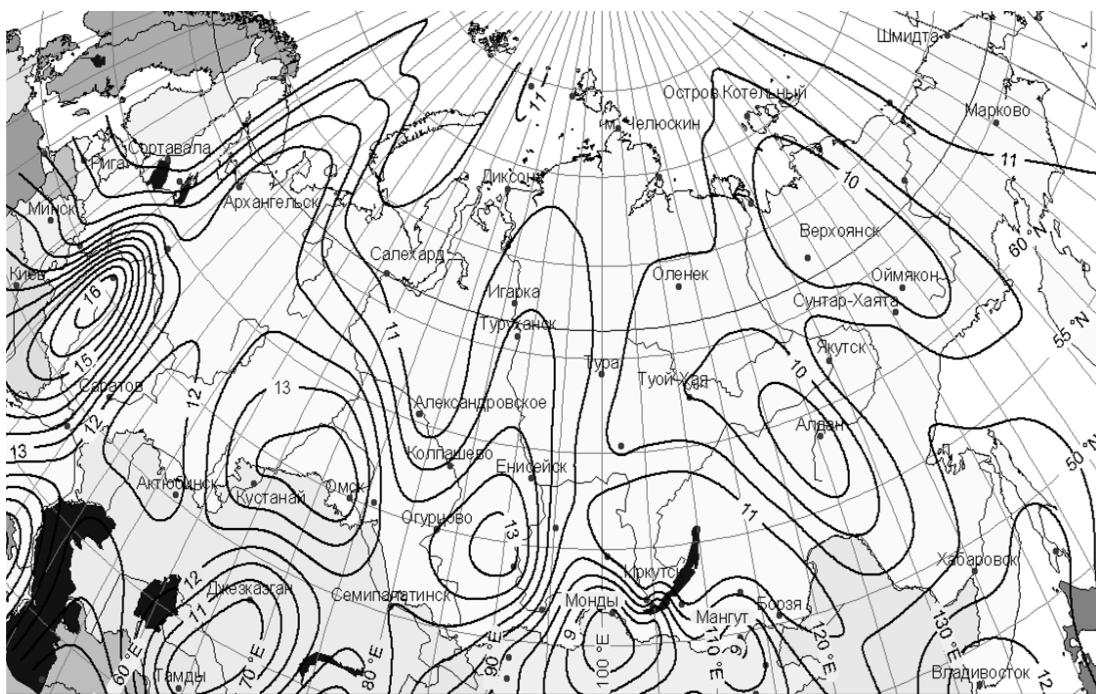


Рис.68 – Распределение коэффициента рассеянного света по территории России

Распределение построено по справочным данным радиозондовых сетевых метеорологических наблюдений. Серыми линиями нанесена координатная сетка в ортографической проекции, серыми точками обозначена сеть станции, изолинии проведены с интервалом 0,5 процента.

Анализ распределения коэффициента рассеяния света показал, что высокая прозрачность атмосферы характерна для районов Туркестана ( $43^{\circ}16'$  с.ш.  $68^{\circ}13'$  в.д.), Кызыл-Орды ( $44^{\circ}51'$  с.ш.  $65^{\circ}30'$  в.д.), Чойбалсан ( $48^{\circ}04'$  с.ш.  $114^{\circ}30'$  в.д.), Барун -Урт ( $46^{\circ}41'$  с.ш.  $113^{\circ}17'$  в.д.) и составляет менее 11%; пункты Алдан ( $58^{\circ}36'$  с.ш.,  $125^{\circ}23'$  в.д.), Оймякон ( $63^{\circ}27'$  с.ш.,  $142^{\circ}47'$  в.д.), Верхоянск ( $67^{\circ}33'$  с.ш.,  $133^{\circ}23'$  в.д.) отличаются еще большей степенью прозрачности атмосферы – менее 10%. По многолетним данным актинометрических наблюдений высокой прозрачностью также отличаются станции, расположенные на юге Восточной Сибири: Листвянка ( $51^{\circ}51'$  с.ш.,  $104^{\circ}53'$  в.д.) и Монды ( $51^{\circ}41'$  с.ш.,  $100^{\circ}59'$  в.д.) – 9,5 и 8,3 %

соответственно. Качество изображения в сильной степени зависит от степени развитости воздушных потоков.

Суперпозиция полей ОНЗА, продолжительности солнечного сияния и коэффициента рассеянного света по представленной территории позволяет выделить перспективные, расположенные вблизи границы с Монголией станции: Цакир, Менза, Хапчеранга, Менза и менее перспективные: Кыра, Кяхта, характеризующиеся скоростями около 2 м/с. Перспективные станции, характеризующиеся низкими относительными значениями ОНЗА, для наглядности представлены в таблице 3 [37]:

Таблица 3. Станции с низким уровнем ОНЗА

Название станции	Продолжительность солнечного сияния, ч	Приземная скорость ветра, м/с	Коэффициент рассеянного света	Абсолютная высота, м
Цакир	2480	1	10,3*	985
Менза	2205*	1	10,1*	936
Хапчеранга	2571*	1	9,6*	1115
Кыра	2535	2	9,2*	908
Кяхта	2695	2	10,4*	797
Ново-Селингинск	2537*	2,1	10,6*	556
Букукун	2386*	2,5	9,3*	1137
Мангут	2592	3,4	9	808
Алдан	1800	1	8,8	680

Указанные значения со звездочкой \* - это интерполированные значения.

## ГЛАВА 4

### **Результаты эмпирических исследований турбулентных и оптических характеристик в месте расположения Байкальской астрофизической обсерватории и Саянской солнечной обсерватории**

Для оценки оптимальных параметров адаптивной оптической системы, а также для методики оценки характеристик мелкомасштабной атмосферной турбулентности были проведены структурные измерения атмосферных параметров в месте расположения Байкальской астрофизической обсерватории (БАО) ( $51^{\circ}50'$  с.ш.  $104^{\circ}53'$  в.д.) Института солнечно-земной физики сибирского отделения российской академии наук (ИСЗФ СО РАН). Самый крупный инструмент обсерватории – Большой солнечный вакуумный телескоп (БСВТ) имеет диаметр 760 мм и предназначен для наблюдений мелкомасштабной структуры Солнца. БСВТ имеет дифракционное разрешение на длине волны света 0,5 мкм лучше, чем 0,17 угловой секунды. Угловое разрешение 0,17 угловой секунды соответствует участку солнечной поверхности размером порядка 120 км (средний угловой размер Солнца 32 угловых минуты, его диаметр составляет 1 391 000 км) [15]. БСВТ, как показано на рис. 69, расположен на одной из вершин берегового гребня на высоте более 200 м над уровнем оз. Байкал.



Рис.69 – Большой солнечный вакуумный телескоп  
Байкальской астрофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН

Параметры, по которым было выбрано место расположения БСВТ – это наибольшая продолжительность солнечного сияния, минимальный уровень энергии турбулентности и оптической нестабильности воздуха [38, 58]. Определение и контроль этих параметров, а также распределения турбулентности является важной задачей с точки зрения наблюдательного времени телескопа с определенным качеством изображения. Собственные измерения средних метеорологических величин и турбулентных характеристик воздуха были выполнены в месте расположения БСВТ с помощью измерительного акустического комплекса «МЕТЕО-2» [7, 8, 14]. Измерительный комплекс показан на рис. 70 и предназначен для измерения метеорологических характеристик воздушной среды: температуры воздуха, скорости и направления ветра, относительной влажности воздуха, атмосферного давления. Прибор также позволяет оценивать характеристики атмосферной турбулентности [8].



Рис. 70 – Акустический комплекс «МЕТЕО-2»

Методика измерений метеорологических величин основана на зависимости групповой скорости звука  $V_{gp}$ , прошедшего между двумя датчиками измерительной головки, от температуры  $T$  и скорости ветра  $V$ :  $V_{gp} = cn_* + V$ , где  $n_*$  – нормаль к фазовому фронту волны,

$$c = 20,067 \sqrt{1 + 0,3192 \left( \frac{e}{P} \right) T} \quad \text{– скорость распространения звука в неподвижном воздухе, } e \quad \text{–}$$

парциальное давление водяного пара в атмосфере,  $P$  – атмосферное давление. На измерительной головке, представляющей собой два поперечных друг к другу металлических

кольца, размещаются ультразвуковые датчики таким образом, что расстояние между датчиками (измерительная база) составляет около 20 см.

Основным достоинством акустического комплекса «МЕТЕО-2» является его малая инерционность, частота работы прибора составляет 40 МГц. Систематические погрешности измерений основных метеорологических параметров, определяющие точность единичного отсчета комплекса «МЕТЕО-2», составляют 0,3 °С – для температуры воздуха, 0,15 м/с – для составляющих полного вектора скорости ветра.

Осреднение результатов измерений проводилось из следующих соображений. Для того чтобы полученные средние характеристики турбулентности были репрезентативными, интервал осреднения не должен быть слишком коротким. Диапазон зарегистрированных частот турбулентных пульсаций должен охватывать большую часть так называемой микрометеорологической области спектра энергии турбулентности: от нескольких минут до нескольких десятков минут [71,72,66,67]. При этом максимум энергии турбулентности в микрометеорологической области в среднем приходится на частоту 0,01 Гц.

#### **4.1 Исследование характеристик атмосферной турбулентности в месте расположения Большого солнечного вакуумного телескопа**

Для повышения эффективности адаптивной оптической системы Большого солнечного вакуумного телескопа были выполнены микрометеорологические исследования турбулентных характеристик воздуха: внутри павильона телескопа, в подкупольной области телескопа вблизи питающего зеркала и вблизи вертикальной колонны. Исследования внутривавильонной турбулентности выполнялись: в центральной части павильона, в плече спектрографа и в плече адаптивной оптической системы телескопа [39].

Площадка около вертикальной колонны телескопа размером 25 м х 40 м была разбита на 12 узлов в виде сетки. В каждом узле на высоте 2 м проводились измерения турбулентных и средних характеристик воздуха с помощью акустического комплекса «МЕТЕО-2» при ясном небе при средней скорости ветра на высоте 25 м 3 – 5 м/с. По результатам наблюдений в каждой точке были получены по прилегающей к телескопу территории пространственные распределения метеорологических величин, осредненных за трех минутный интервал: а) температуры б) дисперсии температуры в) структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха и г) числа Ричардсона, показанные на рис. 71. Анализ распределения дисперсии температуры  $\sigma_T^2$  по прилегающей к телескопу площадке показывает, что  $\sigma_T^2$

изменяется в пределах от  $0,1 (^{\circ})^2$  до  $1,5 (^{\circ})^2$ . Максимальные значения дисперсии пульсаций температуры и температуры наблюдаются в северо-западной части площадки.

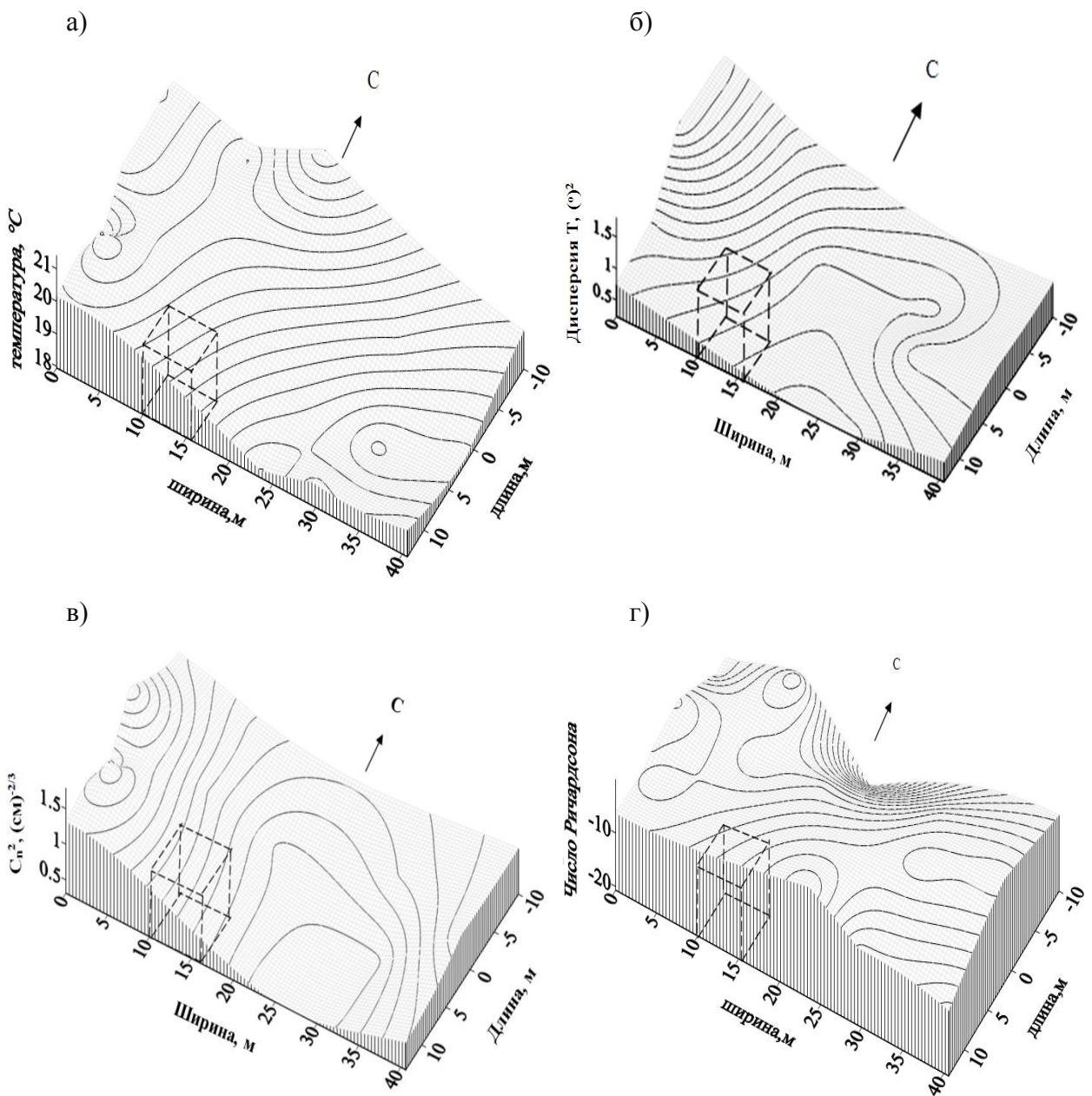


Рис. 71– Распределение осредненных величин а) температуры, б) дисперсии температуры в) структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха  $C_n^2$  и г) числа Ричардсона

Минимальное значение дисперсии температуры наблюдается непосредственно у самого телескопа, поверхность ветрозащиты которого, покрытая белой светоотражающей краской, имеет более высокое альбедо по сравнению с окружающей площадкой. Сравнительно однородное поле дисперсии температуры наблюдается в юго-восточной части площадки,

поскольку она является более закрытой от набегающих неоднородных турбулентных потоков, образующихся при обтекании вершины гребня. Аналогично распределяются по территории площадки и значения структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха  $C_n^2$  (рис. 71. в). Значения  $C_n^2$  на рисунке имеют порядок  $10^{-16}$ . На рис. 71 г) показано распределение значений числа Ричардсона  $Ri$ . В целом неустойчивость приземного слоя на площадке достаточно высокая, значения  $Ri$  около вертикальной колонны достигают значений – 5 и ниже. Напомним, что в зависимости от значений числа  $Ri$  принято различать неустойчивую ( $Ri < 0$ ), устойчивую ( $Ri > 0$ ) и безразличную ( $Ri = 0$ ) стратификацию атмосферы. Этот параметр  $Ri = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} \frac{1}{\beta^2}$  характеризует отношение работы, совершаемой архимедовой силой в атмосфере к работе сил турбулентного трения, где  $g$ ,  $\theta$ ,  $\beta$  – ускорение свободного падения, потенциальная температура и вертикальный градиент горизонтальной скорости соответственно. В условиях нейтральной стратификации атмосферы, градиент потенциальной температуры и следовательно, работа, совершаемая архимедовой силой равны нулю, поэтому энергия турбулентности может генерироваться только за счет наличия сдвигов скорости потока. Последние экспериментальные данные [169] показывают, что турбулентность может поддерживаться сдвигом скорости при любом значении числа  $Ri$ , в том числе и при сильно устойчивой стратификации (до  $Ri < 100$ ) и разделяется на два принципиально разных вида турбулентности: а) «сильная турбулентность» при  $Ri \ll 1$ , характерная для пограничного слоя атмосферы; б) слабая турбулентность при  $Ri > 1$ , характерная для свободной атмосферы. При этом число Ричардсона является хорошим индикатором формирования турбулентности, но оно не отражает интенсивность турбулизации.

Оптические свойства турбулентных воздушных течений в области купола телескопа, показанного на рис. 72, оказывают влияние на форму волнового фронта падающего солнечного излучения и, таким образом, на качество изображений. Для того чтобы проследить пространственное распределение оптических помех, нами были измерены структурные характеристики воздуха вдоль оптического тракта телескопа. На рис. 73 показаны значения дисперсии температуры,  $C_n^2$  и радиуса атмосферной когерентности  $r_o$  на разных расстояниях от зеркала сидеростата. Значения  $C_n^2$  ( $cm^{-\frac{2}{3}}$ ) на рисунке имеют порядок  $10^{-16}$ , значения  $r_o$  вычислены для длины волны света 0,5 мкм и показаны в см. Из анализа рисунка видно, что пульсации возрастают с расстоянием от входного вакуумного иллюминатора. Такой сценарий

исследователями никогда не наблюдался. Обычно пульсации увеличивались при приближении к объективу телескопа, но не наоборот.



Рис. 72 – Купол и зеркало большого солнечного вакуумного телескопа

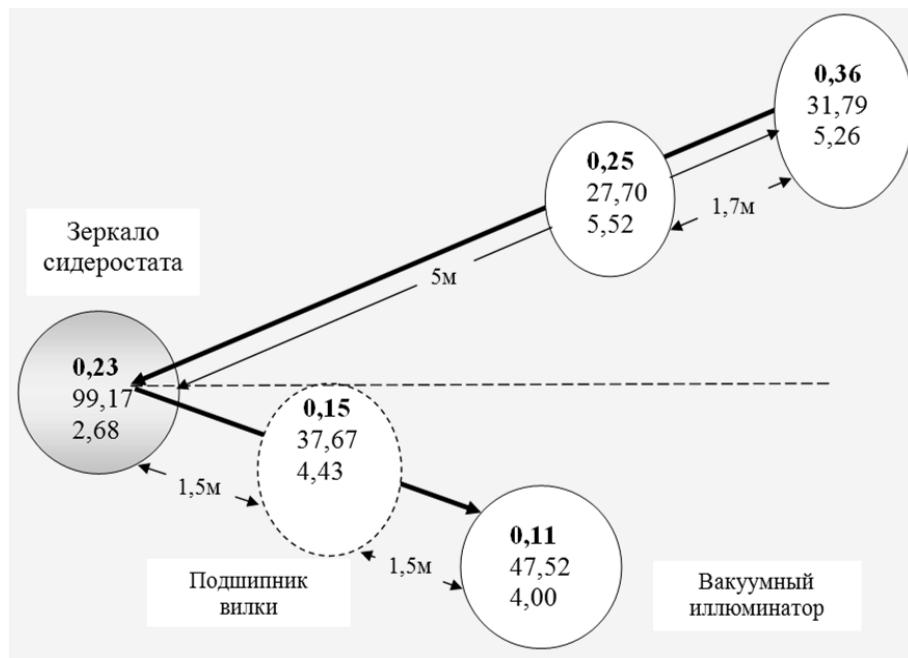


Рис. 73. Изменения значений  $\sigma_T^2$ ,  $C_n^2$  и  $r_o$  на разных расстояниях от зеркала сидеростата БСВТ  
(соответственно сверху вниз)

Здесь картина складывается следующая. На расстоянии 5 м от зеркала в юго-восточной оконечности верхней площадки телескопа турбулентные пульсации температуры достигают своего максимального наблюденного значения вдоль луча зрения  $0,36 (^{\circ})^2$ . Далее по ходу луча на верхней части наклонной галереи дисперсия составляет уже меньшее значение и равна  $0,25 (^{\circ})^2$ , около зеркала образуются пульсации температуры по величине  $0,22 (^{\circ})^2$ , в

пространстве полого подшипника привода вилки сидеростата пульсации составляют  $0,15 (^{\circ})^2$ , около наружной поверхности вакуумного иллюминатора, который нагревается прямым солнечным пучком и является источником температурных возмущений образуются неоднородности температуры, дисперсия которых составляет  $0,11 (^{\circ})^2$ . Такая картина наблюдается при восточных или преобладающих западных ветрах. Отсюда можно заключить, что при слабых и умеренных ветрах в обтекающем павильон воздушном потоке при контакте с нагретой поверхностью ветрозащиты увеличиваются температурные неоднородности и воздушный поток, имея большую вертикальную составляющую, выносит их вверх, и они попадают на луч зрения телескопа. Среднее значение радиуса когерентности в представленном случае составляет около 4,5 см, при этом соответствующее разрешение не превышает 2,2 угловых секунды.

На рис. 74 показаны полученные распределения дисперсии пульсаций температуры вдоль оптического тракта в подкупольной области телескопа – на верхней площадке телескопа для случаев: высоких (а,б) и низких значений пульсаций температуры (в,г). Стрелкой показано направление на север. Измерения проводились вдоль оптического тракта телескопа в 12 точках, расположенных в шахматном порядке, на уровне центра сидеростатного зеркала (на высоте 2,3 м) над площадкой при двух преобладающих направлениях ветра – С-З и Ю-В. На рис. а) и б) показаны распределения дисперсии пульсаций температуры и структурной характеристики пульсаций показателя преломления при Ю-В ветре. Значения  $C_n^2$  на рисунке имеют порядок  $10^{-16}$ . Анализ распределений показывает, что на краю площадки с наветренной стороны значения дисперсии температуры более высокие – в 1,5 – 2,0 раза больше, чем на подветренной стороне. Однако “горячая точка” – область, отличающаяся наибольшими значениями структурной характеристики пульсаций показателя преломления, наблюдается около зеркала сидеростата. При низких значениях дисперсии температуры картина распределения относительно площадки почти симметрична и “горячая точка” также наблюдается около зеркала сидеростата. Отсюда следует, что зеркало сидеростата является повышенным источником пульсаций температуры, и таким образом, оптических помех.

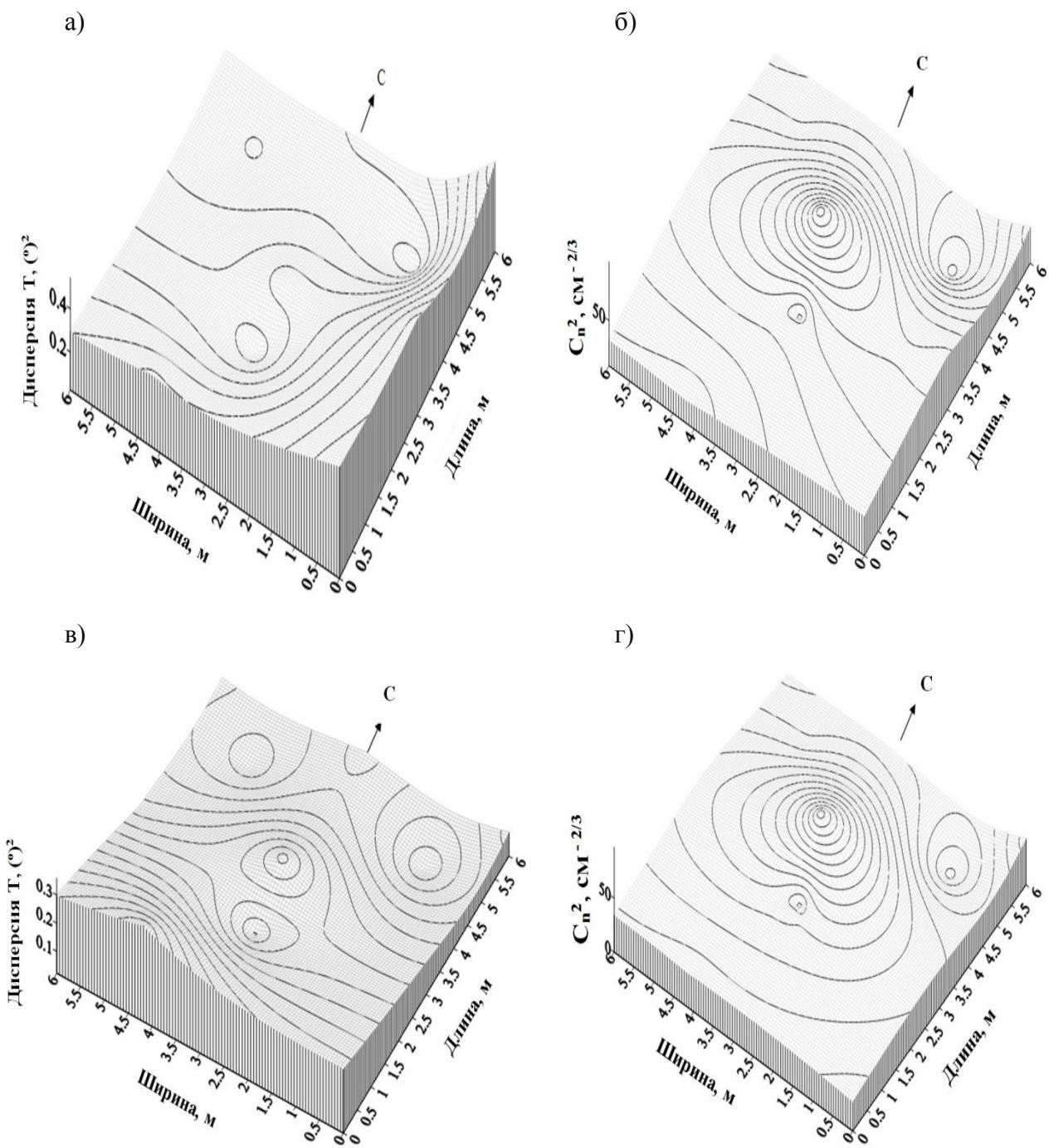


Рис. 74 – Распределение дисперсии пульсаций температуры воздуха – а), в) и структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха – б), г) на верхней площадке

Поскольку оптическая нестабильность земной атмосферы является интегральной величиной и пропорциональна  $\int_0^H C_n^2(z)dz$  или  $\int_0^H \sigma_n^2(z)dz$ , то важно рассмотреть изменения в

нижних слоях атмосферы, отличающихся высокой интенсивностью турбулентности. Полученные высотные профили дисперсии температуры по результатам акустических наблюдений вдоль колоны телескопа представлены на рис.75.

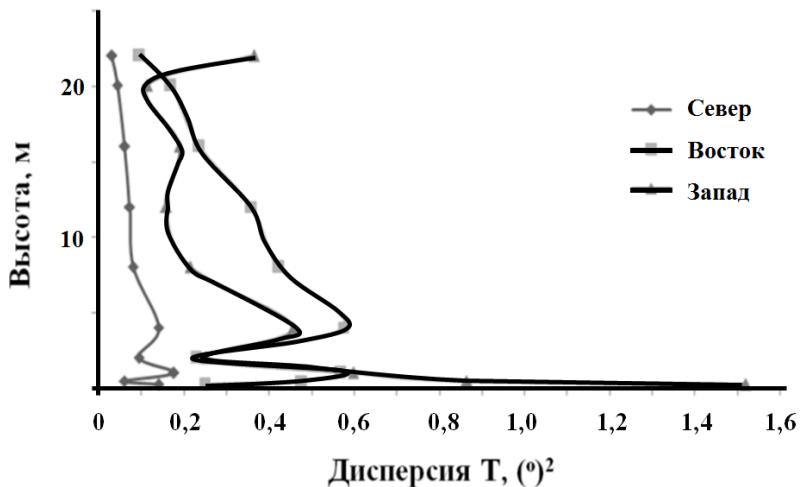


Рис. 75 – Изменение дисперсии пульсаций температуры по высоте

Анализ профилей, оцененных колоны телескопа, показывает, что большие значения дисперсии температуры из-за непосредственного влияния подстилающей поверхности наблюдаются в слое до 4 метров, и в дальнейшем уменьшается с высотой. На высоте 22 метров, вблизи верхней площадки телескопа дисперсия температуры уже составляет  $0,1 (^{\circ})^2$  –  $0,2 (^{\circ})^2$ , в то же время в зависимости от скорости ветра на самой площадке пульсации снова могут возрасти до значений близких по величине к наблюдающимся в нижнем слое воздуха. Пока это наблюдательный факт, но можно надеяться, что пульсации можно снизить, изменив конструкцию площадки, например, сделав ее решетчатой и продуваемой. Также были проведены измерения структурных характеристик воздуха непосредственно вдоль оптического тракта на выходе из вакуумной трубы телескопа, где световые лучи проходят в открытом воздушном пространстве. На рис. 76 показаны распределения дисперсии температурных пульсаций для блока спектрографа (левый рисунок), плеча адаптивной оптической системы (правый рисунок) и в наблюдательном блоке (рисунок в центре). В блоке спектрографа поле дисперсии температуры выровнено, лишь в северо-восточной его части наблюдается небольшой максимум дисперсии температуры. Здесь источником пульсаций температуры является щель спектрографа, которая из-за хорошей теплопроводности имеет температуру смежного помещения. Распределение дисперсии пульсаций температуры в плече адаптивной оптики характеризуются малыми значениями дисперсии, которые составляют сотые доли  $(^{\circ})^2$ . Однако, на отдельных участках оптической схемы из-за нагрева оптических элементов

пульсации температуры увеличены и могут вносить дополнительные помехи в структуру волнового фронта.

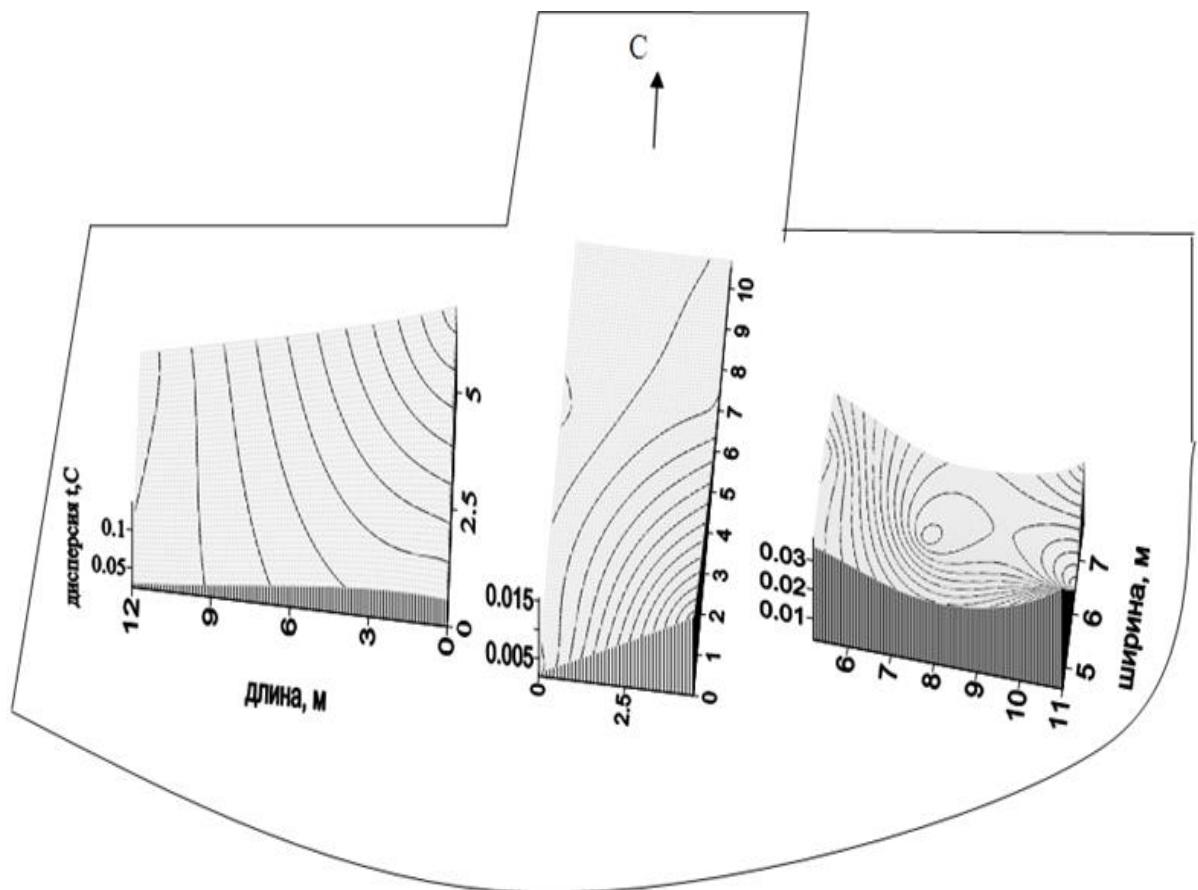


Рис. 76 – Распределение дисперсии температуры внутри павильона БСВТ  
С запада на восток показаны: плечо спектрографа, блок наблюдателя, плечо адаптивной оптической системы.

Следует отметить, что вдоль оптического тракта телескопа внутрипавильонная турбулентность, как таковая, выражена слабо, однако элементы оптической системы, работающие в солнечном пучке, нагреваются и сами становятся источником оптических помех.

#### **4.2 Исследование качества солнечных изображений и атмосферной турбулентности в месте расположения Большого солнечного вакуумного телескопа**

При распространении световых волн в турбулентной атмосфере Земли волновой фронт испытывает деформации на турбулентных неоднородностях показателя преломления воздуха. На рис. 81 показана имеющая место быть во время наблюдений характерная картина распределения фазовых неоднородностей в плоскости апертуры Большого солнечного

вакуумного телескопа. Размер фазовой неоднородности в плоскости апертуры  $\sim r_0$ , диаметр апертуры телескопа составляет 760 мм. На рис.77 квадратом со стороной 50 мм показана область, соответствующая характерному размеру радиуса когерентности  $r_0$ . Это распределение неоднородностей фазы в плоскости апертуры формируется определенной формой волнового фронта, падающего на апертуру телескопа.

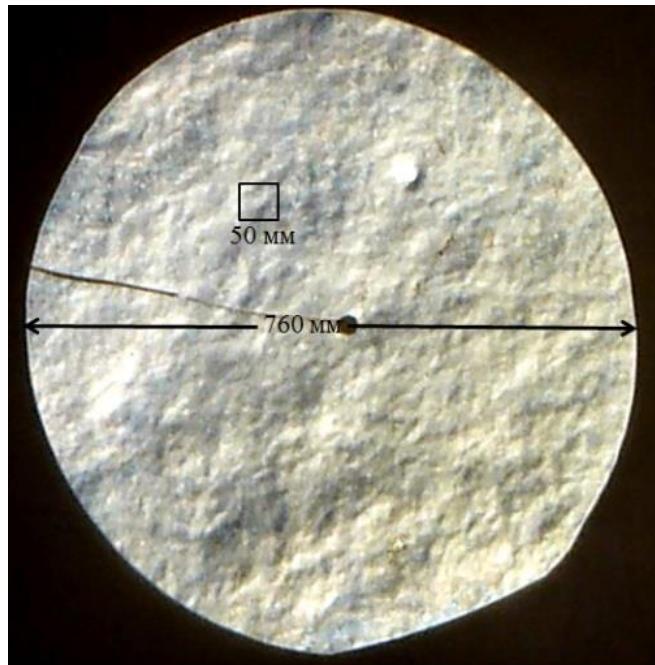


Рис. 77 – Характерная картина распределения фазовых неоднородностей в плоскости апертуры Большого солнечного вакуумного телескопа

Для оценки параметров качества изображения в месте расположения Большого солнечного вакуумного телескопа проведены синхронные измерения радиуса когерентности атмосферы оптическим и метеорологическим методами [9,42]. На рис.78 представлены временные зависимости  $r_0$ , где кружочками обозначены эмпирически полученные данные на основе измерения датчиком волнового фронта угловых смещений изображений солнечного пятна, треугольниками – значения  $r_0$ , численно оцененные из метеорологических измерений структурной характеристики показателя преломления на верхней площадке телескопа вблизи входного вакуумного иллюминатора.

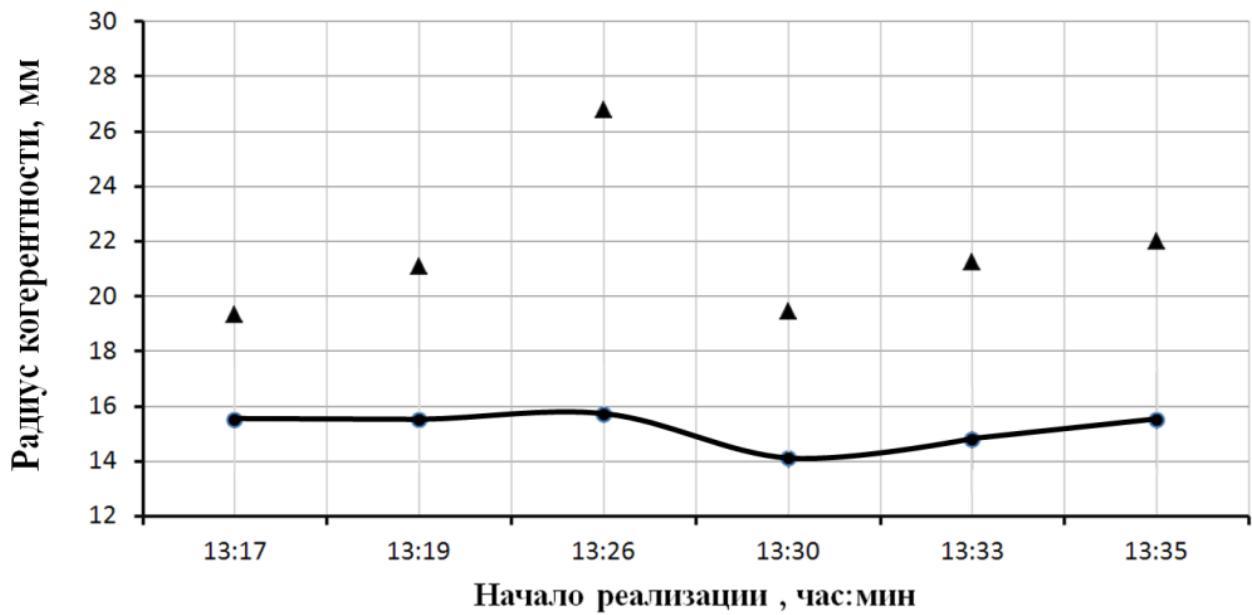


Рис. 78 – Измеренные значения радиуса когерентности по данным оптических и метеорологических наблюдений

На рис. 79 показаны временные зависимости модельных значений радиуса когерентности  $r_o$  и приземной величины  $C_n^2(h_*)$ .

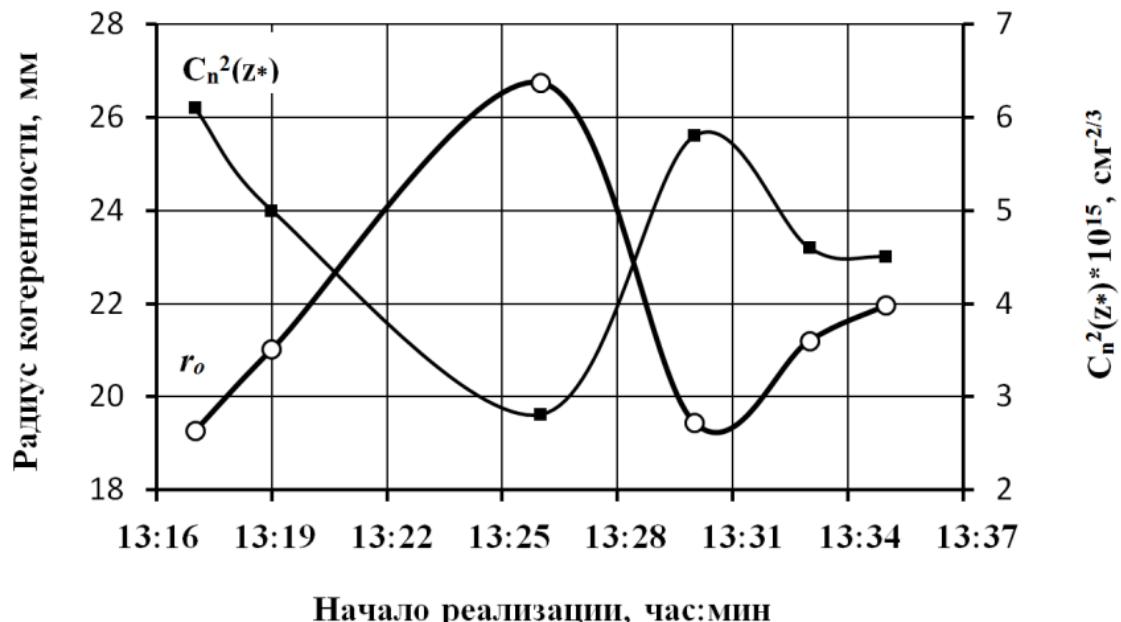


Рис.79 – Модельные значения радиуса когерентности  $r_o$  и величины  $C_n^2(h_*)$

Анализ рис.79 показывает, что при увеличении  $C_n^2(h_*)$  значения  $r_o$  уменьшаются и наоборот. Для оценки величины радиуса когерентности земной атмосферы из оптических

измерений использовался датчик волнового фронта Шака-Гартмана адаптивной оптической системы Большого солнечного вакуумного телескопа. Датчик Шака-Гартмана работал по солнечному пятну на длине волны излучения  $\lambda = 0,535$  мкм. Регистрация гартманограммы проводилась с частотой 70 кадр/с при времени экспозиции кадра 30 мкс.

Измерения разности локальных наклонов волнового фронта  $\sigma_{\alpha_1-\alpha_2}^2$  на двух разнесённых в плоскости входного зрачка телескопа субапертурах позволили оценить величину радиуса когерентности  $r_0 = (\sigma_{\alpha_1-\alpha_2}^2)^{-3/5} 0,528 \lambda^{6/5} D^{-1/5} (1 - 0,562(d/D)^{-1/3})^{3/5}$ , где D – размер субапертуры, d – расстояние между центрами субапертур. Применение такого дифференциального метода измерений [3,4] позволяет уменьшить ошибку определения  $r_0$ , связанную с вибрацией элементов конструкции телескопа. Измерения проводились одновременно на 16-и парах разнесённых субапертур. При этом оценивалось среднее значение величины  $r_0$  из 16-и измерений. Полученные значения  $r_0$  с помощью датчика Шака-Гартмана характеризуют интегральную величину турбулентных неоднородностей показателя преломления по лучу зрения телескопа всей оптически активной толщи атмосферы.

Синхронно проводились метеорологические измерения турбулентных характеристик атмосферы на верхней (подкупольной) площадке телескопа с помощью акустической метеостанции «МЕТЕО-2» с частотой 10 Гц [14]. Метеостанция устанавливалась вблизи вакуумного иллюминатора телескопа. Измерения проводились 13 февраля 2012 г. в ясную безоблачную погоду при средней температуре воздуха минус 20,7° С и средней скорости ветра

$$2,3 \text{ м/с. Радиус когерентности определяется соотношением: } r_0 = \left( 0.423 k^2 \sec \alpha \int_0^H C_n^2(z) dz \right)^{-3/5}.$$

При этом для определения величины радиуса когерентности по приземным полученным значениям  $C_n^2(z_*)$  из измерений необходимо знать вертикальное распределение  $C_n^2(z)$ . Основные результаты о высотных моделях структурной характеристики неоднородностей показателя преломления воздуха  $C_n^2(z)$  получены для приземного слоя атмосферы для однородной и ровной подстилающей поверхности. Сведения о турбулентности выше приземного слоя и в свободной атмосфере представлены сравнительно немногочисленными экспериментальными данными. Анализ и обобщение экспериментальных данных позволили получить высотные модели  $C_n^2(z)$ , описывающие поведение осредненных значений  $C_n^2(z)$  [18]. При этом форма профиля  $C_n^2(z)$  во многом определяется приземными значениями

структурной характеристики пульсаций показателя преломления  $C_n^2(z_*)$ . При расчете  $r_0$  высотный профиль  $C_n^2(z)$  аппроксимировался следующей моделью:  $C_n^2(z) = C_n^2(z_*)(z/z_*)^{-2/3}$  при  $z_* \leq z \leq z_1$ ,  $C_n^2(z) = C_n^2(z_1)(z/z_1)^{-4/3}$  при  $z_1 < z \leq z_2$  и  $C_n^2(z) = C_n^2(z_2)\exp(-(z-z_2)/z_3)$  при  $z > z_2$ . В этой модели вся оптически активная толща атмосферы разбита на три характерных слоя: приземный слой ( $z \leq z_1 = 50$  м), пограничный слой ( $50 \text{ м} < z \leq z_2 = 10^3 \text{ м}$ ) и свободная атмосфера ( $z > 10^3 \text{ м}$ ). В качестве эквивалентной высоты в модели принимается значение  $z = z_3 = 9 \text{ км}$ . Выбор такой высотной модели структурной характеристики пульсаций показателя преломления обусловлен тем, что осредненные значения  $C_n^2(z_*)$  за рассматриваемый период времени находились в диапазоне:  $5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3} \geq C_n^2(z_*) > 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$ . Следует обратить внимание на измеренные значения  $r_0$ . Значение радиуса атмосферной когерентности, вычисленное с использованием акустических измерений вблизи вакуумного иллюминатора, летом в среднем в 2 раза больше, чем зимой. Из сравнения значений радиуса атмосферной когерентности, полученных из оптических измерений в августе 2010 г, в августе 2011 г и в феврале 2013 г, также следует увеличение  $r_0$  в летний период в 3 – 3,5 раза. Этот эффект связан с тем, что оптическая нестабильность земной атмосферы в летний сезон ниже, чем в зимнее время. В летнее время большая холодная акватория озера Байкал, на берегу которого находится телескоп, влияет как фактор, стабилизирующий воздушную среду за счёт минимизации приземных потоков, вследствие чего происходит уменьшение пульсаций температуры воздуха.

В каждый момент оценки величины радиуса когерентности атмосферы были получены спектры турбулентных пульсаций скорости воздушного потока и температуры. Спектры представлены в диапазоне от 180 с ( $5,55 \cdot 10^{-3}$  Гц) до 0,2 с (5 Гц) на рис. 80 и рис. 81 соответственно. Каждый спектр определен в конкретный срок  $\tau$  за промежуток времени от  $\tau - 1,5$  мин до  $\tau + 1,5$  мин по ряду продолжительностью в 3 минуты. Анализ рис. 80 и рис. 81 показывает, что энергия мелкомасштабных неоднородностей температуры и скорости ветра изменяется во времени синхронно с энергией крупных неоднородностей. Временные изменения радиуса когерентности и форм спектров неоднородностей температуры и скорости воздушного потока также подобны. При этом качество изображения определяется как наличием мелкомасштабных пульсаций температуры, так и наличием мелкомасштабных пульсаций скорости ветра. Вероятно, это связано со скоростью переноса турбулентных неоднородностей.

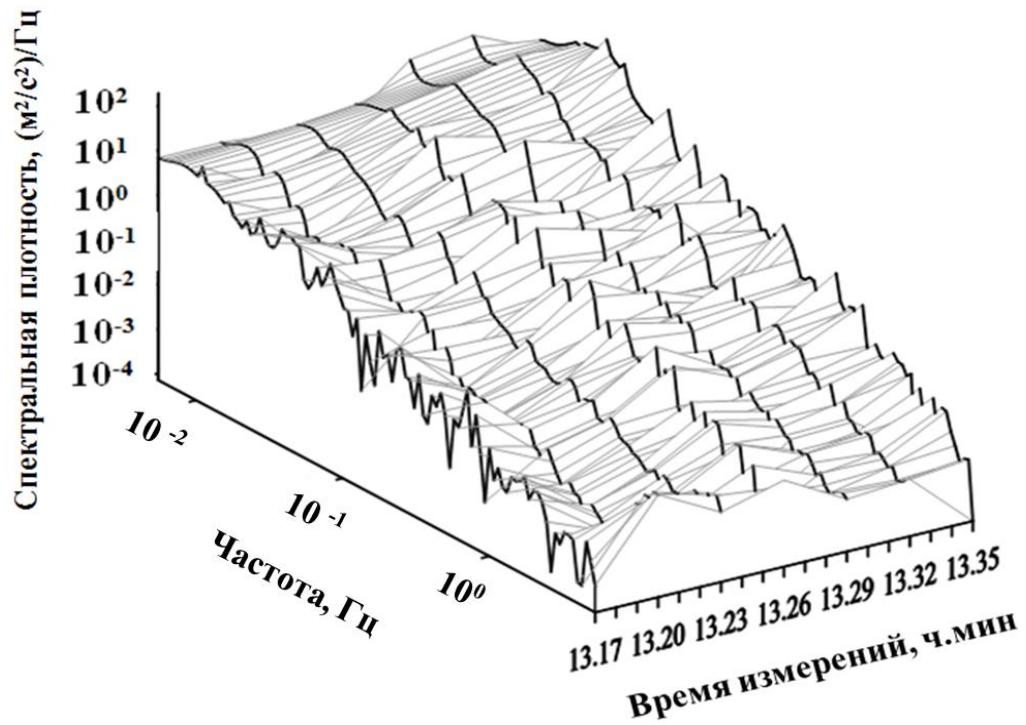


Рис. 80 – Энергетические спектры пульсаций скорости ветра в различные моменты времени

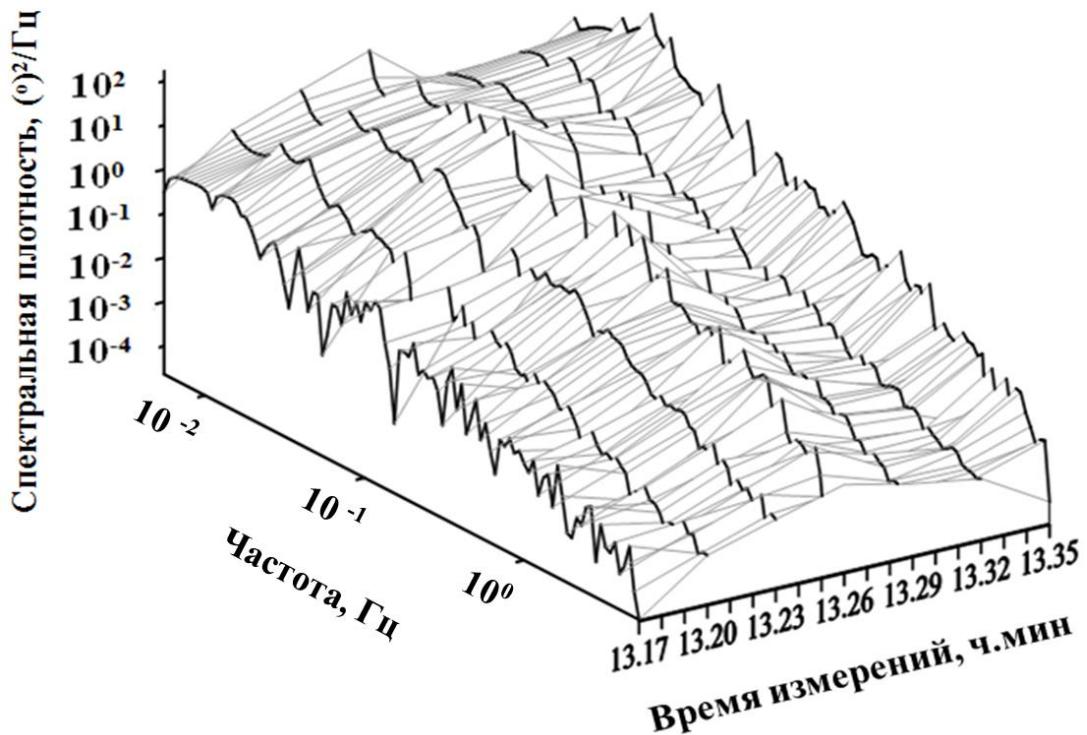


Рис. 81 – Энергетические спектры пульсаций температуры воздуха в различные моменты времени

В другом случае, прежде всего для крупномасштабных пульсаций, увеличение кинетической энергии турбулентности может сопровождаться уменьшением термических пульсаций за счет улучшения смешения турбулентных неоднородностей, ведущего к их выравниванию.

При астрономических наблюдениях изображения имеют разное качество. Такие параметры как разрешение, контраст и резкость меняются как по полю внутри выделенного фрагмента изображения, так и во времени. Изучение тонкоструктурных образований Солнца, грануляции, межгранулярных промежутков, уярчаний в межгранулярных промежутках [87,103], светлых и темных образований в тени и полутени пятна, структуры и особенностей компактных фотосферных областей, в которых наблюдаются высокоскоростные вертикальные движения вещества (достигающие 7 км/с) [43] требуют получения высокого разрешения, порядка 0,1 угловой секунды и лучше. Изменения характеристик изображения, значительное ухудшение инструментального разрешения, зашумление низкоконтрастных объектов вызваны прежде всего атмосферной оптической турбулентностью. На рис. 82 а), б) показаны примеры фрагментов изображений пятна и солнечной грануляции различного качества, регистрируемых на БСВТ, располагающимся в пересеченной местности.

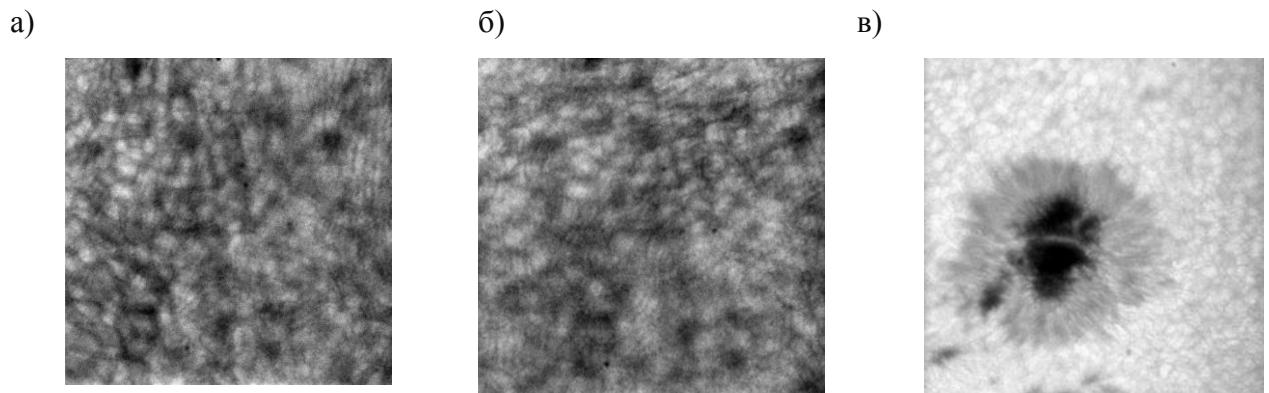


Рис. 82 – Фрагменты изображений солнечной грануляции и пятна

Для объективной оценки численных характеристик качества солнечных изображений, наблюдавшихся с помощью БСВТ, была разработана и внедрена программа оценки и отбора лучших изображений [125]. В программе предусмотрен анализ качества изображений по

$$\text{контрасту } C = \frac{1}{\bar{I}} \sqrt{\frac{1}{MR} \sum_{x=0}^{R-1} \sum_{y=0}^{M-1} (I(x', y') - \bar{I})^2} \text{ и резкости}$$

$$Sh = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{MR} \sum_{x=0}^{R-1} \sum_{y=0}^{M-1} ((I(x', y') - I(x'+1, y'))^2 + (I(x', y') - I(x', y'+1))^2)}, \text{ где } \bar{I} \text{ – средняя интенсивность}$$

изображения,  $M$  – количество пикселей в строке,  $R$  – количество пикселей в столбце.

На рис. 83 показаны характерные временные изменения контраста деталей фрагмента солнечного изображения размером 20 x 20 угловых секунд вблизи центра диска в условиях относительно низкого и относительно высокого общего уровня контраста соответственно. Запись фильма осуществлялась со скоростью близкой к 200 кадрам в секунду во втором фокусе телескопа в канале коррекции изображения адаптивной системы (21.11.2011 в 16:00 МДВ).

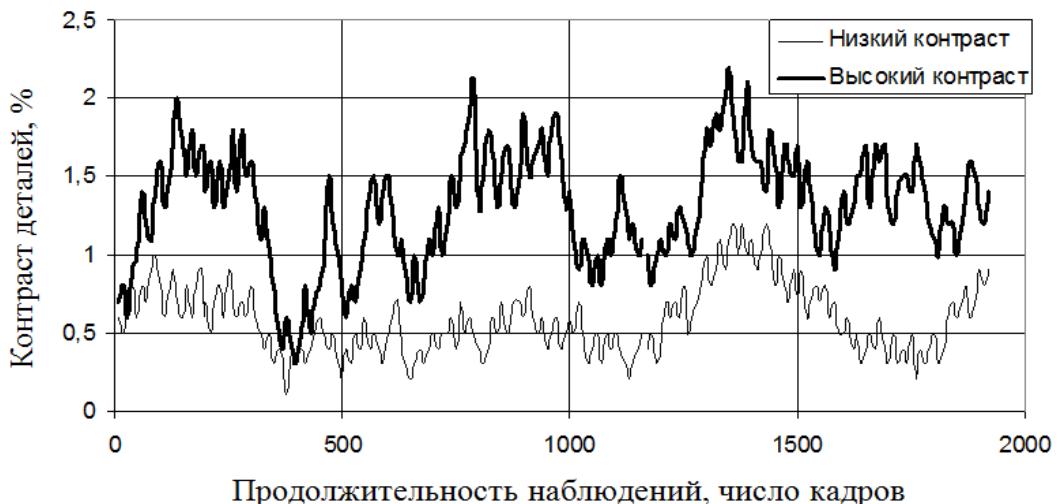


Рис. 83 – Временные изменения контраста деталей фрагмента солнечного изображения

Можно видеть, что в обоих случаях изменение контраста характеризуется определенной временной перемежаемостью. Период такой перемежаемости соответствует продолжительности наблюдений около 500 кадров или около 2,5 секунд записи. При средней скорости ветра от 1 до 10 м/с пространственный масштаб областей перемежаемости находится в диапазоне от 2,5 м до 25 м. Заметим, что для астрономических обсерваторий, так называемый внешний масштаб атмосферной турбулентности или, по-другому говоря, масштаб наиболее крупных вихрей микрометеорологического спектрального диапазона в воздушном потоке, сопоставим по величине и изменяется в пределах от нескольких метров до нескольких десятков метров [47]. Внешний масштаб турбулентности может быть определен по данным акустических измерений используя метод, предложенный в [76]. При этом в работе [26] численно показано, что малые отклонения подстилающей поверхности от горизонтали могут приводить к существенной перемежаемости течений в приземном слое атмосферы.

Для сравнения синхронности изменений контраста и резкости изображений солнечной грануляции также были получены осреднённые временные изменения этих характеристик. На рис. 84 показана динамика изменений контраста и резкости изображений солнечной грануляции непрерывной и пунктирной кривой соответственно. Осредненные временные

зависимости контраста и резкости получены по данным наблюдений за 13.02.2012 г и за 17.02.2012 г. Запись фильмов осуществлялась со скоростью близкой к 200 кадрам в секунду.



Рис. 84 – Временные изменения контраста и резкости изображений солнечной грануляции

По оси абсцисс отложена продолжительность наблюдений, по оси ординат слева – значения контраста, справа – значения резкости. Анализ рис. 23 показывает, что в среднем контраст изменяется синхронно с резкостью. Средний контраст изображений солнечной грануляции равен 1,65 %, средняя резкость – 2,13 %. При этом амплитуды изменений контраста больше амплитуды изменений резкости в два раза. Зная контраст изображения грануляционной картины Солнца, с точностью около 10 % для астрономических телескопов менее 1 м, возможно, определить радиус атмосферной когерентности, пользуясь соотношением:  $r_0 \approx 1,5 \cdot C'$ , где  $r_0$  выражено в см [142]. Так при среднем контрасте изображений солнечной грануляции 1,65 % радиус атмосферной когерентности соответствует  $r_0 \approx 2,5$  см. Считая, что средние значения контраста изменяются синхронно со средними значениями резкости, радиус атмосферной когерентности можно определить аналогичным выражением  $r_0 \approx 1,15 \cdot Sh$ , где  $Sh$  – резкость изображения.

Для того чтобы определить частоты, на которых происходит подавление мелкомасштабной структуры волнового фронта были исследованы энергетические спектры пульсаций контраста изображений солнечной грануляции, показанные в диапазоне частот от 100 Гц до 0,033 Гц на рис. 85. Энергетические спектры дифференцированы в зависимости от среднего уровня общего контраста суммы изображений. По оси абсцисс отложены значения

частот, по оси ординат – спектральные плотности пульсаций контраста изображений солнечной грануляции.

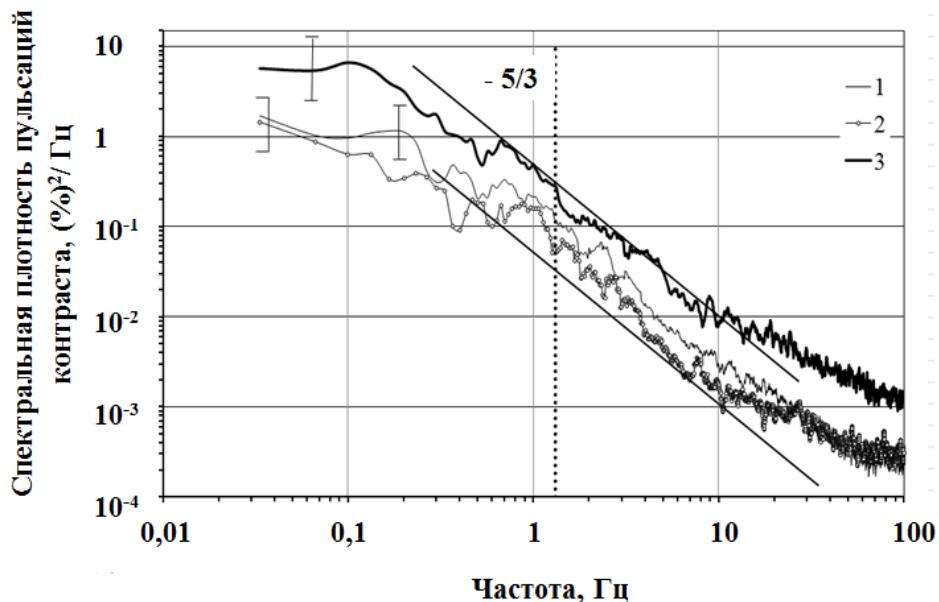


Рис. 85 – Энергетические спектры пульсаций контраста изображений солнечной грануляции

Прямыми наклонными линиями показаны степенные асимптоты  $f^{-5/3}$ , вертикальными отрезками – 90 % доверительные интервалы. Вертикальной точечной линией показана частота атмосферных неоднородностей соответствующая размеру диаметра телескопа ( $D = 0,76$  м) при средней скорости ветра 1 м/с. Кривыми 1 и 2 обозначены осредненные спектры, вычисленные по данным наблюдений фотосфера за 13.02.2012 г и за 17.02.2012 г. При этом были проанализированы 65 фильмов, продолжительность каждого фильма 6000 кадров и получены 65 спектров соответственно. Кривой 3 обозначен осредненный спектр, вычисленный по данным наблюдений за 20.08.2011 и 21.09.2011 (были проанализированы 20 фильмов).

Спектральная кривая 1 соответствует среднему контрасту 1,96 %, кривая 2 – 1,44 %, кривая 3 – 2,80 %. Воспользовавшись выражением  $r_0 \approx 1,5 \cdot C'$  [142], оценим радиус атмосферной когерентности. Например, при среднем контрасте 1,44 %, 1,96 % и 2,80 % значения радиуса атмосферной когерентности равны  $r_0 \approx 2,16$  см,  $r_0 \approx 2,94$  см и  $r_0 \approx 4,2$  см соответственно. Таким образом, чем больше радиус пространственной когерентности, тем вероятнее получить высококонтрастное изображение. В частотном диапазоне от 0,8 Гц до 12 Гц спектры пульсаций контраста изображений солнечной грануляции аппроксимируются степенной зависимостью  $f^{-5/3}$ . Поэтому можно предполагать, что временные вариации контраста в этом диапазоне определяются действием атмосферной турбулентности. В более высокочастотном диапазоне  $f > 12$  Гц спектры пульсаций контраста становятся положе, их

форма фактически определяется уровнем шумов, например, для  $f = 50$  Гц спектральная плотность пульсаций контраста составляет  $3,6 \cdot 10^{-4} (\%)^2 / Гц$  или 0,13 %. Для слабоконтрастных изображений эффект воздействия шума проявляется сильнее.

### **4.3 Астроклимат Саянской солнечной обсерватории. Сравнительный анализ астропунктов**

Отдельный интерес в связи с так называемым мегапроектом, направленным на строительство трехметрового солнечного телескопа-коронографа, представляют собой астроклиматические условия в месте расположения Саянской солнечной обсерватории. Астроклиматические характеристики пункта играют важную роль в стадии проектирования телескопа, например при разработке адаптивных оптических систем различного порядка. Как было показано, работа таких систем определяется интенсивностью атмосферной турбулентности в оптически активных слоях атмосферы. Пример коррекции дрожания деформируемым зеркалом адаптивной оптической системы БСВТ показан в приложении 5. В этом случае применение адаптивной оптики при большом дрожании позволило уменьшить уровень первых aberrаций только в 2 – 3 раза. При этом остаточное дрожание регистрируется в широком диапазоне частот, а именно присутствуют низкочастотные и высокочастотные составляющие. Наблюдения деформаций волнового фронта выполнялись при сильном ветре, вызывающим сильное ветровое дрожание зеркала сидеростата БСВТ, которое фактически по амплитуде превышает в 10 раз диапазон наклонов зеркала. Это определяет важность исследований атмосферной турбулентности и влияния на оптические свойства среды распространения.

Для определения высот наиболее турбулизированных атмосферных слоев в месте расположения ССО И БАО по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis были оценены вертикальные профили дисперсии пульсаций температуры воздуха (рис. 86 а) б) соответственно). Дисперсия температуры воздуха оценивалась по температурным рядам продолжительностью 5 суток на 14 барических уровнях и усреднялась за промежуток времени с 1984 по 2014 г. По оси ординат отложены геометрические высоты, по оси абсцисс – значения дисперсий пульсаций температуры. Анализ вертикальных профилей дисперсии пульсаций температуры в месте расположения ССО позволяет говорить о двух наиболее турбулизированных слоя – о нижнем слое, соответствующим высоте расположения обсерватории (2 км) и слое, располагающимся на высоте 12 км (10 км над уровнем обсерватории).

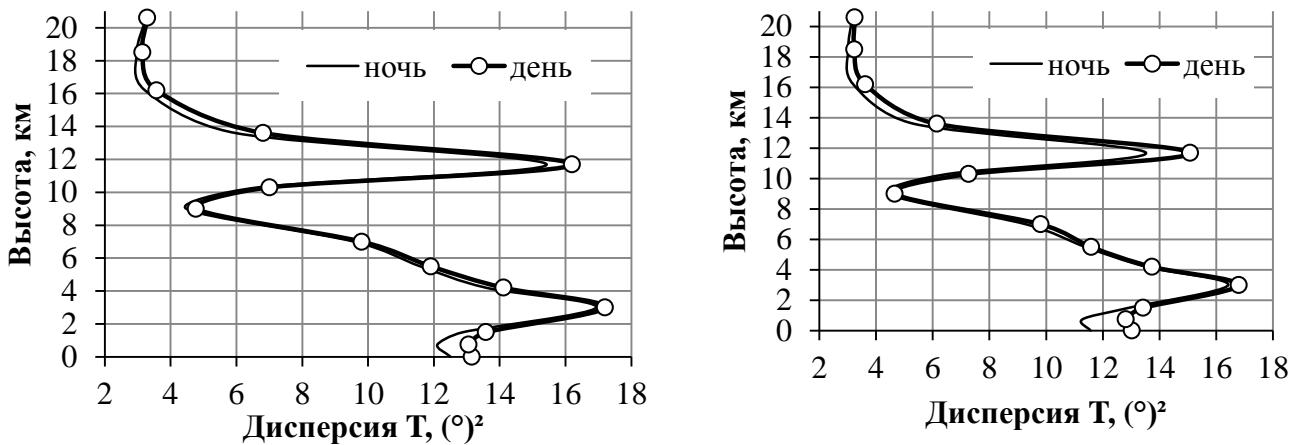
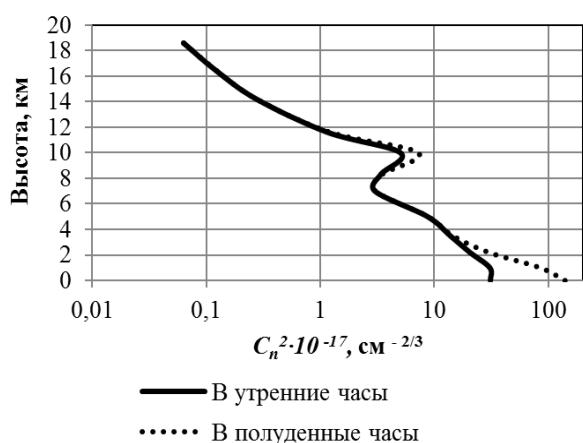


Рис. 86 – Вертикальные профили дисперсии пульсаций температуры в месте расположения ССО (левая часть рис.) и БАО (правая часть рис) для дневного и ночного времени

По сравнению с обсерваторией Параналь последний слой располагается ниже на 4 км, что может быть объяснено изменением высоты тропосферы от экваториальных к полярным широтам. В месте расположения БАО атмосферные соответствуют высотам - около 2,5 км и 11,5 км относительно уровня обсерватории. Сравнение ночного и дневного вертикальных профилей дисперсии пульсаций температуры воздуха показывает, что дневная турбулентность оказывается более интенсивной для рассматриваемых обсерваторий. При этом в месте расположения БАО складываются более благоприятные астроклиматические условия по сравнению с ССО. Наибольшие отличия наблюдаются в атмосферном пограничном слое и в слое на уровне 200 гПа и достигают 10 – 14 %. Используя методику оценки мелкомасштабных характеристик турбулентности, основанную на спектральных особенностях атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов и, аппроксимируя энергетический спектр турбулентности степенной зависимостью  $E_T(f) \sim f^{-3}$  – в синоптической области и  $E_T(f) \sim f^{-5/3}$  – в мезометеорологической и микрометеорологической области, можно оценить вертикальное распределение структурной характеристики показателя преломления воздуха [36, 150, 151]. Результаты расчетов, выполненные по ассимилированным в узлы сетки данным архива NCEP/NCAR Reanalysis в месте расположения ССО показаны на рис. 87 а) и б). Полученные фоновые модели вертикальных изменений  $C_n^2(h)$  в месте расположения ССО, показанные на рис. 87 а) с логарифмической осью абсцисс, подобны по форме и отличаются друг от друга в пограничном слое атмосферы и на уровне 10 км.

а)



б)

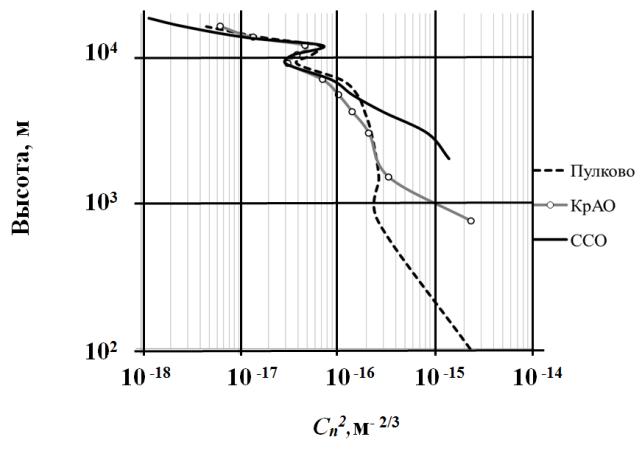


Рис.87 Средние вертикальные профили структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis за период с 1984 по 2014 г. а) - в месте расположения ССО (высоты приведены относительно уровня обсерватории) , б) - в месте расположения Пулково, КрАО и ССО (высоты приведены относительно уровня моря)

Объяснение наблюдаемого профиля структурной характеристики пульсаций показателя преломления воздуха в месте расположения ССО следующее. Турбулентный режим в приземном слое атмосферы ССО (в нижней части пограничного слоя, до высоты 100 – 150 м) определяется большими вертикальными градиентами температуры, скорости ветра, в десятки и сотни раз превышающие градиенты в вышележащих слоях. При этом в течение дня солнечное излучение нагревает подстилающую поверхность, в результате чего могут создаться условия для реализации конвективной неустойчивости, в ночные часы подстилающая поверхность охлаждается. В таких условиях значения  $C_n^2$  могут изменяться от  $10^{-14}$  м $^{-2/3}$  до  $10^{-16}$  м $^{-2/3}$ . Свойства пограничного слоя атмосферы (от земной поверхности до высоты 1000 – 1500 м) также определяются в основном динамическим и термическим влиянием подстилающей поверхности. Турбулентность в пограничном слое определяется как структурой крупномасштабных полей ветра и температуры, так и пульсациями потоков тепла, количества движения. Турбулентность пограничного слоя дает наибольший вклад в общую энергию турбулентности атмосферы и ОНЗА. В этом слое (выше 100 м) значения  $C_n^2$  изменяются в диапазоне от  $10^{-15}$  м $^{-2/3}$  до  $10^{-17}$  м $^{-2/3}$ . При этом в дневное время на верхней границе пограничного слоя может сформироваться слой развитой мелкомасштабной турбулентности – так называемый слой вовлечения. Эта турбулентность возникает под действием

неустойчивости, формируемой вертикальными конвективными потоками, которые по инерции проскакивают уровень температурного равновесия.

В свободной атмосфере интенсивность турбулентности уменьшается с высотой, и на высоте 20 км становится пренебрежимо малой, в ряде случаев  $C_n^2$  может уменьшиться до  $10^{-19} \text{ м}^{-2/3}$ . Тем не менее, в свободной атмосфере существуют сравнительно тонкие слои турбулентности, не превышающие несколько десятков метров, они формируются, преимущественно за счет энергии сдвигов скорости ветра. Важно также отметить роль струйных течений в свободной атмосфере, в области которых, как правило, развивается интенсивная турбулентность. Под струйным течением понимают узкий поток с максимальной скоростью в центре (до 200 км/ч), быстро убывающей к периферии [45]. В общем случае наибольшая вероятность появления струйного течения соответствует верхней тропосфере или нижней стратосфере (в данном случае высоте порядка 12 км) за счет сильной горизонтальной неоднородности поля температуры (характерные значения около  $2,5^\circ/\text{100 км}$ ). При этом в месте расположения ССО струйное течение может усилить турбулентность до значений  $C_n^2 \sim 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ . На рис. 88 показано соответствующее распределение радиуса атмосферной когерентности для длины волны света 0,5 мкм (в полдень).

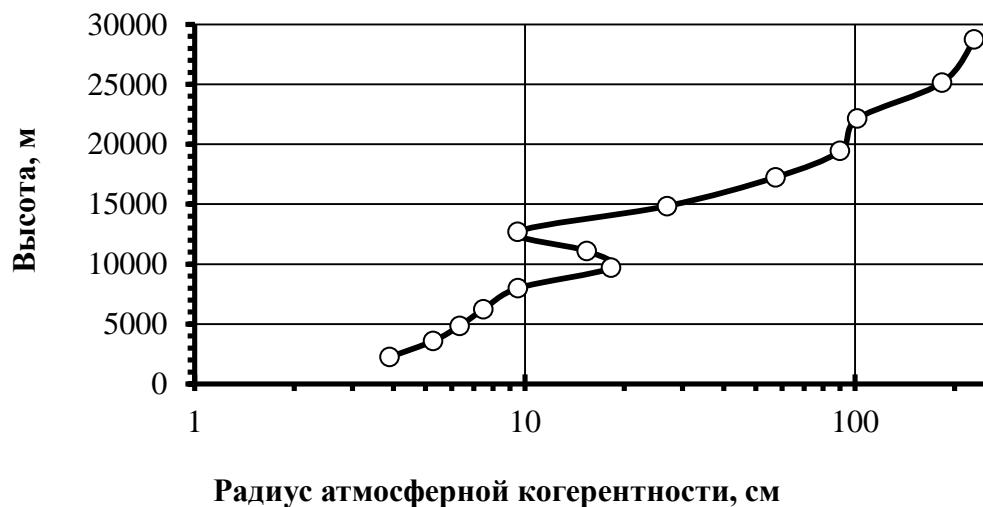


Рис.88 – Фоновый вертикальный профиль радиуса атмосферной когерентности в месте расположения ССО, рассчитанный по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis за период с 1984 по 2014 г.

Средние фоновые значения радиуса атмосферной когерентности в месте расположения БАО – около 5 см, в месте расположения ССО – около 4,5 см, такие оценки находятся в согласии с экспериментальными наблюдениями. По результатам наблюдений, выполненных с

помощью дифференциального монитора дрожания изображения (Еселеевич М.В.), среднее фоновое значение радиуса атмосферной когерентности 6,3 см, среднее квадратическое отклонение радиуса атмосферной когерентности  $\pm 3,2$  см (рис. 89).

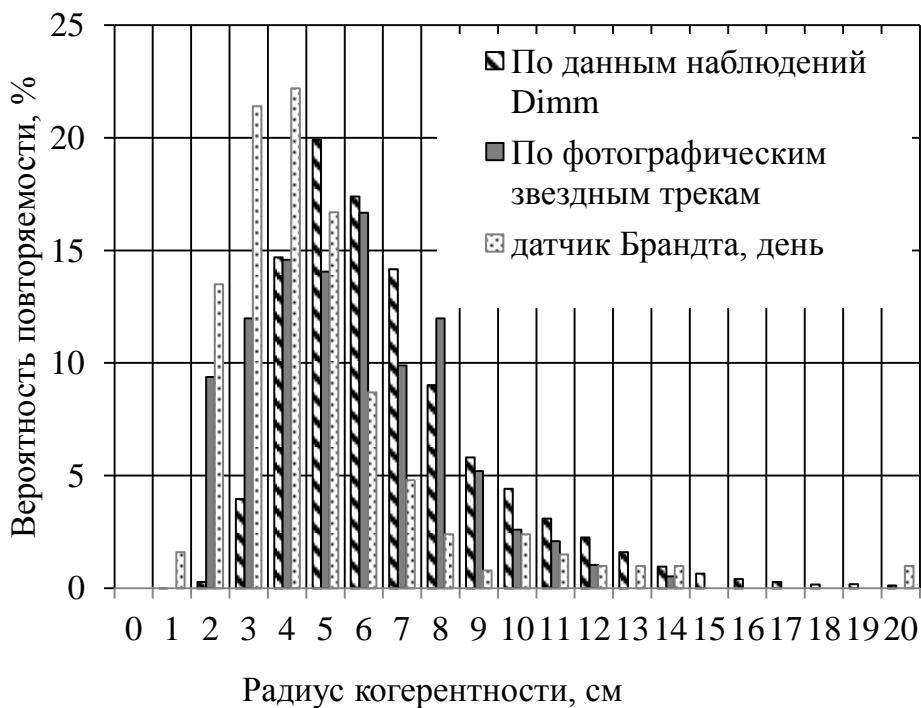


Рис. 89 Вероятность повторяемости радиуса когерентности в месте расположения ССО  
(DIMM - по данным наблюдений дрожания изображений, Еселеевич М.В.)

По наблюдениям дрожания изображения звезд на АЗТ-14 (по звездным трекам) среднее фоновое значение радиуса атмосферной когерентности составляет 6,1 см, среднее квадратическое отклонение радиуса атмосферной когерентности  $\pm 2,4$  см. Значения  $r_0$  от 4 до 7 см соответствуют наибольшей вероятности повторяемости. Для адаптивной оптики, прежде всего, интерес представляют большие значения радиуса когерентности. В приложении 3 показаны вероятности повторяемости заданных значений радиуса когерентности, оцененные по DIMM для ССО. Анализ рисунка показывает, что высокое качество изображения ( $r_0 > 12$  см) в месте расположения ССО наблюдается с вероятностью 4 % от наблюдательного времени. В дневное время из-за более интенсивной дневной турбулентности, развития атмосферного пограничного слоя, можно ожидать уменьшения значений радиуса когерентности (по датчику Брандта среднее значение составляет 4,5 см).

Продолжительность солнечного сияния для различных месяцев в месте расположения ССО показана в приложении 2. В месте расположения БАО, как показывают собственные исследования, представленные в работе, оцененные по спектральной методики значения радиуса когерентности в целом соответствуют экспериментально наблюдаемым значениям. Для

дневного времени значения радиуса когерентности были оценены по данным приложений к бюллетеню «Солнечные данные», «Магнитные поля солнечных пятен», где опубликованы детальные карты магнитных полей солнечных пятен, а также качество изображения в пятибальной шкале:

- 5 – Дрожание не заметно, край диска совершенно спокоен и резко очерчен. Грануляция и структура полутени солнечных пятен хорошо заметны.
- 4 – Слабое дрожание, край диска спокоен, но слегка размыт. Грануляция видна, полутень пятен видна, тонкая структура слабо различима.
- 3 – Дрожание изображения, край диска колеблется и размыт. Грануляция еле видна, тень и полутень еще разделяются, но тонкая структура не видна.
- 2 – Сильное дрожание, край диска Солнца сильно пульсирует, струится и переливается. Тень и полутень разделяются только у больших пятен, грануляция не видна.
- 1 – Край диска чрезвычайно сильно колеблется, струится и переливается, амплитуда дрожания достигает диаметра больших пятен. Тень и полутень пятна не различимы.

При этом учитывалось, что среднее качество в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) соответствует 2,2 угловых секунды. На рис. 90 кроме значений  $r_0$  показаны для Крымской астрофизической обсерватории КрАО), Главной астрономической обсерватории (ГАО), Горной астрономической станции (ГАС), Уссурийской астрономической станции Дальневосточного филиала СО АН СССР (ДС), Саянской солнечной обсерватории (ССО).

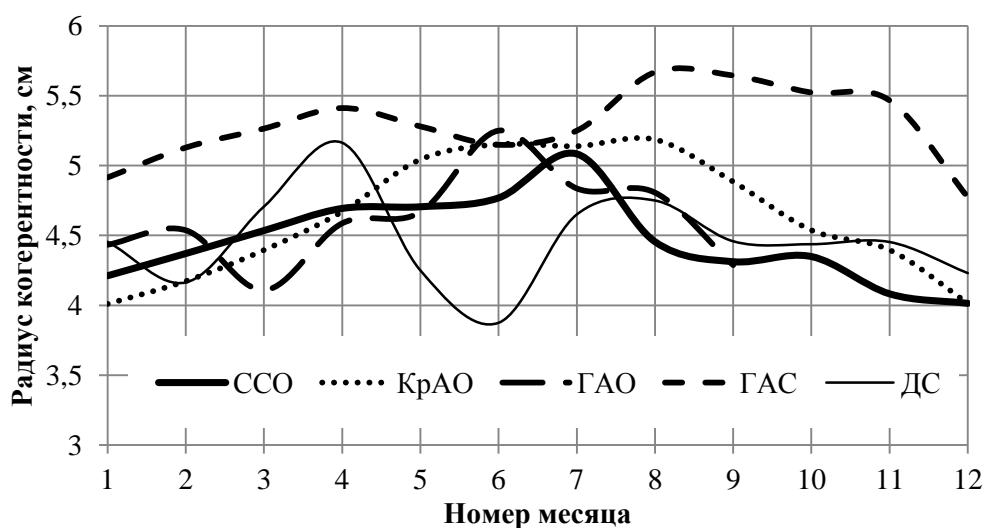


Рис.90 Средние значения радиуса когерентности для разных обсерваторий

Средние значения радиуса когерентности для представленных обсерваторий изменяются от 3,8 до 5,7 см. При этом средние значения радиуса, оцененные по спектру, изменяются в этих же пределах (рис.87 б): для Пулково – 6,9 и 4,8 см, для КрАО – 6,5 и 4,5 в ночные и дневное время соответственно. Полученные результаты, в частности, для Саянской солнечной

обсерватории позволяют оценить параметры адаптивных оптических систем (количество актиоаторов деформируемого зеркала, число субапертур ДВФ, высоты сопряжения АО). Так минимальное количество актиоаторов деформируемого зеркала при заданном уровне числа Штреля = 0,6 и  $r_0 = 5 \text{ см}$  для проектируемого трехметрового телескопа КСТ-3 (рис. 89) составляет около 2000. В приложении 4 показано оптимальное количество актиоаторов деформируемого зеркала при заданном уровне числа Штреля непрерывной линией – для трехметрового телескопа КСТ-3, пунктитрной – для БСВТ.

## Заключение

В работе обсуждается проблема повышения пространственного разрешения солнечных изображений, получаемых с помощью оптических телескопов наземного базирования. При солнечных наблюдениях разрешение таких телескопов ограничивается турбулентностью атмосферных течений. Для минимизации воздействия турбулентности на перенос изображения в неоднородной атмосфере актуальными задачами являются предварительный выбор места для размещения телескопов с высоким качеством изображений, а также исследования астроклиматов заданной территории или конкретного пункта. При этом минимизация воздействия турбулентности в разы повышает эффективность коррекции изображений адаптивными оптическими системами, оцениваемую по дисперсии остаточных искажений фазы волны, а также увеличивает разрешающую способность солнечных телескопов, повышая информативность наблюдений.

Выбор мест с высоким качеством изображений фактически определяется степенью развитости и распределением турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха по высоте в оптически активных слоях атмосферы. Современные работы, направленные на исследования оптических свойств атмосферы с целью районирования территории Земли по качеству изображений, преимущественно опираются на корреляционные связи между мелкомасштабной турбулентностью и средними параметрами воздушного течения и на модельные представления о турбулентности. В настоящей работе рассматривается физическая картина взаимодействия и энергетического обмена атмосферных турбулентных неоднородностей в самом широком диапазоне масштабов: от низкочастотных неоднородностей до масштабов оптической нестабильности атмосферы. При этом для оценки характеристик мелкомасштабной турбулентности используется подход, основанный на спектральных особенностях различных компонент атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов. В этом подходе по известной форме спектра турбулентности в широком диапазоне

масштабов и величине энергии атмосферных неоднородностей произвольных масштабов можно оценить энергию неоднородностей любых заданных масштабов.

Для получения таких оценок исследовались формы энергетических спектров атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов по данным собственных наблюдений, выполненных в местах расположения Большого солнечного вакуумного телескопа Байкальской астрофизической обсерватории и Саянской солнечной и обсерватории, а также по опубликованным в открытой доступе данным высотной метеорологической мачты г. Обнинска и архива NCEP/NCAR Reanalysis. Полученные спектральные зависимости энергии неоднородностей в широком диапазоне масштабов позволили разработать методику оценки оптической нестабильности земной атмосферы. Предложенная методика оценки оптической нестабильности земной атмосферы является новым количественным подходом определения астроклиматических факторов заданного региона по накопленным за длительные промежутки данным. В частности, по данным архива NCEP/NCAR Reanalysis по величине энергии крупномасштабных атмосферных неоднородностей спектральным методом оценены пространственные распределения по земному шару радиуса атмосферной когерентности. Последнее позволяет дифференцировать земную атмосферу по степени качества изображений и подобрать оптимальные параметры адаптивных оптических систем. По результатам выполненных исследований найдены новые пункты с высоким качеством изображений: юг Читинской области, Алдан, юго-восток Туркменистана и Узбекистана.

Полученная информация об фоновых значениях радиуса атмосферной когерентности, о высотах и интенсивности наиболее развитых турбулентных слоев в конкретном пункте может служить основой для разработки систем АО. Знание высот наиболее турбулизированных слоев также является необходимым для работы мультисправленных систем АО, применяемых для исправлений искажений волнового фронта в большем поле зрения.

Специально было исследовано влияние павильонной турбулентности вдоль оптического тракта Большого солнечного вакуумного телескопа на перенос изображения и работу адаптивной оптической системы БСВТ. На различных участках оптического тракта телескопа, до вакуумной трубы и на выходе из нее, были выполнены микрометеорологические измерения пульсаций температуры.

#### **Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:**

В работе обсуждается проблема повышения пространственного разрешения солнечных изображений, получаемых с помощью оптических телескопов наземного базирования. При солнечных наблюдениях разрешение таких телескопов и эффективность работы адаптивных

систем коррекции изображений ограничиваются оптической нестабильностью и, таким образом, турбулентностью атмосферных течений. На основе исследований энергетических спектров турбулентности в широком диапазоне масштабов разработана методика оценки характеристик турбулентности и оптической нестабильности земной атмосферы. По известной форме фонового энергетического спектра атмосферной турбулентности в широком диапазоне масштабов и характеристикам колебаний атмосферных неоднородностей в заданном спектральном интервале возможно оценивать параметры турбулентности в любом другом произвольном интервале, в том числе, и высокочастотном. Методика оценки ОНЗА, построенная на этой основе, дает возможность с известной точностью получать статистически обеспеченные оценки качества изображений для большой территории по осредненным метеорологическим радиозондовым данным. Полученная информация об фоновых значениях радиуса атмосферной когерентности, о высотах и интенсивности наиболее развитых турбулентных слоев в конкретном пункте может служить основой для разработки систем АО и перестройки (подстройки) уже существующих систем под реальные атмосферные условия. Знание высот наиболее турбулизированных слоев также является необходимым для работы мультиспряженных систем АО, применяемых для исправлений искажений волнового фронта в большем поле зрения.

По результатам экспериментальных наблюдений и расчетов оптических и структурных характеристик в месте расположения Байкальской астрофизической обсерватории и Саянской солнечной обсерватории определены астроклиматические условия, построены модели вертикальных изменений структурной характеристики показателя преломления воздуха в оптически активной атмосфере и выявлены высоты сопряжения для адаптивных оптических систем. Результаты астроклиматических исследований в месте расположения Саянской солнечной обсерватории использованы в техническом задании мегапроекта крупного солнечного телескопа (КСТ). Аналогичные результаты оценки структурных характеристик пульсаций показателя преломления использованы для расчета оптимальных параметров адаптивной оптической системы Большого солнечного вакуумного телескопа.

Выполненные количественные исследования структуры оптической нестабильности земной атмосферы позволили с учетом повторяемости количества общей облачности выявить и рекомендовать новые перспективные астропункты с высоким качеством изображений: отдельные изолированные вершины северной части Мадагаскара, Новой Зеландии, южной части Аравийского полуострова; для территории России - отдельные изолированные вершины Алданского нагорья и юга Читинской области.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Абдусаматов Х.И. Методы и результаты исследования солнечных пятен и окружающей фотосферы с высоким разрешением: диссертация на соискание ученой степени д.ф-м.н. // Санкт-Петербург, 1997. – 410 с.
2. Абраменко Н.А. Результаты изучения астроклимата на горе Санглок за шесть месяцев с помощью двухлучевого прибора / Н.А. Абраменко, А.В. Багров, Ю.Ф. Никитин, Г.В. Новикова, С.Б. Новиков, П.В. Щеглов // Астроном. циркуляр. – 1969. – №518. – С. 4 – 6.
3. Антошкин Л.В. Дифференциальный оптический измеритель параметров атмосферной турбулентности / Л.В. Антошкин, Н.Н. Ботыгина, О.Н. Емалеев, Л.Н. Лавринова, В.П. Лукин // Оптика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 11. – № 11. – С. 1219 – 1223.
4. Антошкин Л.В. Развитие элементов адаптивной оптики для солнечного телескопа / Л.В. Антошкин, Н.Н. Ботыгина, В.М. Григорьев, О.Н. Емалеев, П.Г. Ковадло, П.А. Коняев, Е.А. Копылов, В.П. Лукин, В.И. Скоморовский, В.Д.Трифонов, С.А. Чупраков // Оптика атмосферы и океана. – 2011. – Т. 24. – № 12. – С. 1099 – 1104.
5. Афанасьева Е.М. О качестве изображения звезд в Новосибирске по наблюдениям 1961 – 1963 гг. / Е.М. Афанасьева // Новосибирск: Наука. – 1967. – С. 98 – 111.
6. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости / Дж. Бэтчелор. – М.: Мир, 1973. – 760 с.
7. Богушевич А.Я. Ультразвуковые методы оценивания метеорологических и турбулентных параметров атмосферы / А.Я. Богушевич // Оптика атмосферы и океана. – 1999. – Т.12. – №2. – С. 170 – 174.
8. Богушевич\* А.Я. Программное обеспечение ультразвуковых метеостанций для целей исследования атмосферной турбулентности / А.Я. Богушевич // Оптика атмосферы и океана. – 1999. – Т.12. – №2. – С. 175 – 180.
9. Ботыгина Н.Н., Ковадло П.Г., Копылов Е.А., Лукин В.П., Туев М.В., Шиховцев А.Ю. Оценка качества астрономического видения в месте расположения Большого солнечного вакуумного телескопа из оптических и метеорологических измерений / Н.Н. Ботыгина, П.Г. Ковадло, Е.А. Копылов, В.П. Лукин, М.В. Туев, А.Ю. Шиховцев // Оптика атмосферы и океана. – 2013. – Т. 26. – № 11. – С. 942 – 947.
10. Ван Мигем Ж. Энергетика атмосферы / Ж. Ван Мигем. – Л.: Гидрометиздат, 1977. – С.328.
11. Волков К.Н. Аэрооптические эффекты в турбулентном потоке и их моделирование / К.Н. Волков, В.Н. Емельянов // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78. – № 2. – С. 77 – 83.
12. Винниченко Н.К. Турбулентность в свободной атмосфере / Н.К. Винниченко, Н.З. Пинус, С.М. Шметер, Г.Н. Шур. – Л.: Гидрометеоиздат, 1976. – 288 с.

13. Гандин Л.С. Основы динамической метеорологии / Л.С. Гандин, Д.Л. Лайхтман, Л.Т. Матвеев, М.И. Юдин. – Л.: Гидрометеорологическое изд., 1955. – 647 с.
14. Гладких В.А. Цифровая ультразвуковая метеостанция / В.А. Гладких, А.Э. Макиенко // Приборы. – 2009. – №7.– С. 21 – 25.
15. Гибсон Э. Спокойное солнце / Э. Гибсон. – М.: Мир, 1977. – 408 с.
16. ГОСТ 4401 – 81 Атмосфера стандартная. Параметры. – М.: ИПК Издательство стандартов, 2004. – 180 с.
17. Гудмен Дж. Статистическая оптика / Дж. Гудмен. – М.: Мир, 1988. – 528 с.
18. Гурвич А.С Лазерное излучение в турбулентной атмосфере / А.С. Гурвич, А.И. Кон, В.Л.Миронов, С.С. Хмельцов. – М.: Наука, 1976. – 277 с.
19. Дженкинс Г. Спектральный анализ и его приложения / Г. Дженкинс, Д. Ваттс. – М.: Мир, 1972. – В.1. – 316 с.
20. Дженкинс\* Г. Спектральный анализ и его приложения / Г. Дженкинс, Д. Ваттс. – М.: Мир, 1972. – В.2. – 285 с.
21. Дуб Дж.Л. Вероятностные процессы / Дж.Л. Дуб. – М.: Издательство иностранной литературы, 1956. – 609 с.
22. Зверев А.С. Синоптическая метеорология / А.С. Зверев. – Л.: Гидрометеоиздат, 1977. – 712 с.
23. Зилитинкевич С.С. Самоорганизация и нелокальные свойства геофизических турбулентных течений / С.С. Зилитинкевич // Байкальская школа по фундаментальной физике. XII Конференция молодых ученых "Взаимодействие полей и излучения с веществом". г. Иркутск, 19-24 сентября 2011 г. – 2011. – С. 20 – 24.
24. Зуев В.Е Оптика турбулентной атмосферы / В.Е Зуев, В.А.Банах, В.В. Покасов. – Л.: Гидрометеоиздат, 1988. – 270 с.
25. Иванов В.И. Методика расчета амплитуды дрожания изображения / В.И. Иванов, П.Г. Ковадло // Препринт 7 – 77, СиБИЗМИР. Иркутск. – 1977. – С. 10.
26. Ингель Л.Х. О механизме перемежаемости турбулентности в приземном слое / Л.Х. Ингель // Метеорология и гидрология. – 2000. – №2. – С. 99 – 103.
27. Ингель Л.Х. Модель подавления турбулентности в интенсивном атмосферном вихре / Л.Х. Ингель // Нелинейный мир. – 2010. – Т.8 – № 11. – С.714 – 716.
28. Ингель Л.Х. Об особенностях гидродинамического сопротивления во вращающейся жидкости / Л.Х. Ингель, М.В. Беляева. – 2011. – Т.81 – В.5. – С. 16 – 21.

29. Казаков Л.Я. Неоднородности коэффициента преломления воздуха в тропосфере / Л.Я. Казаков, А.Н. Ломакин. – М.: Наука, 1976. – 164 с.
30. Кац А.Л. Предсказание погоды на 3 – 7 дней / А.Л. Кац // Л.: Гидрометиздат, 1958. – 130 с.
31. Ковадло П.Г. Астроклимат Сибири // Труды Всероссийской конференции по солнечно-земной физики, посвященной 100-летию со дня рождения члена-корреспондента РАН В.Е. Степанова «Физика Солнца и околоземного космического пространства» 16 – 21 сентября 2013 г. П.Г.Ковадло, О.С.Кочеткова, А.Ю. Шиховцев, С.А. Язев. – 2013. – С. 243 – 248.
32. Ковадло П.Г. Исследование крупномасштабных астроклиматических характеристик / П.Г. Ковадло, О.С. Кочеткова, А.Ю. Шиховцев // Изв. Ирк. гос. ун-та. – 2010. – Т.3 – №2. – С.88 – 96.
33. Ковадло П.Г. Исследование механизма флюктуаций угла прихода света в приземном слое атмосферы: диссертация на соискание ученой степени к.ф-м.н. // Ленинград, 1976. – 135 с.
34. Ковадло П.Г. Исследование оптической турбулентности в условиях сильно устойчивой термической стратификации атмосферы / П.Г. Ковадло, А.Ю. Шиховцев // Изв. Иркут. гос. ун-та. Сер. Науки о Земле. – 2015. – Т. 12. – С. 23 – 34.
35. Ковадло П. Г. Методика исследования оптической нестабильности земной атмосферы на основе численного анализа сетевых метеорологических данных / П. Г. Ковадло, А. Ю. Шиховцев, О.С. Кочеткова // Избранные проблемы астрономии: Материалы III Всеросс. астрон. конф. «Небо и Земля», посв. 80-летию астрон. Обсерватории ИГУ. г. Иркутск, 22 – 24 ноября 2011 г. Иркутск: Изд-во ИГУ. – 2011. – С. 265 – 272.
36. Ковадло П.Г. Методика оценки оптической нестабильности земной атмосферы на основе численного анализа сетевых метеорологических данных / П.Г. Ковадло, А.Ю. Шиховцев, О. С. Кочеткова // Изв. Иркут. гос. ун-та. Сер. Науки о Земле. – 2012. – № 2. – С. 139 – 149.
37. Ковадло П. Г. Оптическая нестабильность земной атмосферы южной части Восточной Сибири / П. Г. Ковадло, О. С. Кочеткова, А. Ю. Шиховцев // Солнечно-земная физика. – 2011. – В.17. – С. 80 – 85.
38. Ковадло П.Г. Результаты астроклиматических исследований по наблюдениям Солнца и оптическая нестабильность земной атмосферы: диссертация на соискание ученой степени д.ф-м.н. // Иркутск, 2001. – 280 с.
39. Ковадло П.Г. Найденов П. А., Шиховцев А. Ю. Результаты структурных измерений параметров приземного слоя атмосферы на площадке Байкальской астрофизической

- обсерватории ИСЗФ СО РАН / П.Г. Ковадло, П. А. Найденов, А.Ю. Шиховцев // Изв. Ирк. гос. ун-та. – 2009. – Т.2 – №2 – С.105 – 116.
40. Ковадло П. Г., Шиховцев А. Ю. Энергетическая структура оптической атмосферной турбулентности при различных параметрах воздушного потока // Известия Иркутского государственного университета. – 2014. Т.8.– С.42 – 55.
  41. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса / А.Н. Колмогоров // Докл. АН СССР. – 1941. – Т.30, №4 – С. 301 – 305.
  42. Копылов Е.А. Исследование оптических и структурных метеорологических качества изображения на площадке Большого солнечного вакуумного телескопа Байкальской астрофизической обсерватории / Е.А. Копылов, М.В.Туев, А.Ю. Шиховцев // Физика. – 2013. – Т.56. – № 8/3. – С.311.
  43. Корниенко Г.И. О движении в фотосфере под активными волокнами / Г.И. Корниенко // Солнечно-земная физика. – 2004. – В.6. – С. 56 – 58.
  44. Кучеров Н.И. Астроклимат / Н.И. Кучеров. – М.: Знание. – 1962. – 39 с.
  45. Лайхтман Д.Л. Динамическая метеорология. Теоретическая метеорология / Д.Л. Лайхтман, Ф.А. Гисина и др. – Гидрометеоиздат. – 1976. – 607 с.
  46. Либенсон М.Н. Преодоление дифракционного предела в оптике / М.Н. Либенсон // Соровский образовательный журнал. – 2000. – Т.6. – №3. – С. 99 – 104.
  47. Лукин В. П. Адаптивное формирование оптических изображений в атмосфере / В.П. Лукин // УФН. – 2006. – Т. 176, №9. – С. 1000 – 1006.
  48. Лукин В.П. Выбор базовых параметров адаптивных оптических систем / В.П. Лукин // Автометрия. – 2012. – Т.48, №2. – С. 3 – 11.
  49. Лукин В.П. Причины проявления неколмогоровской турбулентности в атмосфере / В.П. Лукин, В.В. Носов, Е.В. Носов, А.В.Торгаев // Успехи современного естествознания. – 2014. – № 12. – С. 369 - 377.
  50. Марешаль А. Структура оптического изображения. Дифракционная теория и влияние когерентности света. / А. Марешаль, М.Франсон // М.:Мир, 1964. – 295 с.
  51. Матвеев Л.Т. Основы общей метеорологии / Л.Т. Матвеев. – Л.: Гидрометеоиздат, 1965. – 876 с.
  52. Миланич А.И. Предельное разрешение в оптике / А.И. Миланич, А.А. Баранов // Труды МФТИ. – 2012. – Т.4. – №2. – С. 177 – 181.

53. Митропольский А.К. Техника статистических вычислений / А.К. Митропольский. – М.: Наука, 1971. – 576 с.
54. Монин А.С. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности / А.С. Монин, А.М. Яглом. – М.: Наука, 1967. – Ч.2 – 720 с.
55. Монин А.С. Гидродинамическая теория краткосрочных прогнозов погоды / А.С. Монин // Успехи физических наук. – 1968. – Т.96, вып.4 – С. 327 – 367.
56. Монин А.С. Теоретические основы геофизической гидродинамики / А.С. Монин. – Л.: Гидрометеоиздат, 1988. – 424 с.
57. Монин А.С. Статистическая гидромеханика. Теория турбулентности / А.С. Монин, А.М. Яглом. – Спб.: Гидрометеоиздат, 1992. – Т.1 – 695 с.
58. Научный отчет по выбору места для Большого солнечного вакуумного телескопа в 1962 г. – 1968 г. Ч 1 – 2. Отчет. СиБИЗМИР СО АН СССР. – Иркутск. – 1969. – 220 с.
59. Новиков С.Б. Предварительные результаты изучения астроклимата на горе Санглок с помощью двухлучевого прибора / С.Б. Новиков, П.В. Щеглов // Астроном. циркуляр. – 1968. – №491. – С.3 – 5.
60. Носов В.В. Рекомендации по выбору мест размещения наземных астрономических телескопов / В.В. Носов, В.М. Григорьев, П.Г. Ковадло, В.П.Лукин, Е.В.Носов, А.В. Торгаев // Оптика атмосферы и океана – 2010. – Т. 23. – № 12. – С. 1099 – 1110.
61. Носов В.В. Атмосферная когерентная турбулентность / В.В. Носов, П.Г. Ковадло, В.П. Лукин, А.В. Торгаев // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т.25. – № 9. – С. 753 – 759.
62. Носов В.В. Когерентные структуры – элементарные составляющие атмосферной турбулентности / В.В. Носов, В.М.Григорьев, П.Г. Ковадло, В.П. Лукин, Е.В. Носов, А.В. Торгаев // Изв. вузов. Физика. 2012. – Т. 55. – № 9/2. – С. 236 – 238.
63. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Флуктуации астрономических изображений в когерентной турбулентности // Изв.вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 9/2. С. 223 – 225.
64. Родионов С.А. Основы оптики. Конспект лекций / С.А. Родионов. – СПб.: СПб ГИТМО (ТУ). – 2000. – 167 с.
65. Романков П.Г. Методы расчета процессов и аппаратов химической технологии (примеры и задачи): учебное пособие для вузов / П.Г. Романков, В.Ф. Фролов, О.М. Флисюк. – СПб.: Химиздат. – 2009. – 2-е изд., испр. – 544 с.
66. Руководство по расчету зданий и сооружений на действие ветра. – М.:Стройиздат, 1978. – 216 с.

67. Руководство по практике метеорологических подразделений, обслуживающих авиацию. – ВМО - №732, 2003. – 2-е изд. – 50 с.
68. Седунов Ю.С. Атмосфера. Справочник / ред. Ю.С. Седунов, С.И. Авдюшин, Е.П. Борисенков, О.А. Волковицкий, Н.Н. Петров, Р.Г. Рейтенбах, В.И. Смирнов, А.А. Черников. – Л.: Гидрометеоиздат, 1991. – 510 с.
69. Сеттон О.Г. Микрометеорология / О.Г. Сеттон. – Л.: Гидрометеоиздат, 1958. – 352 с.
70. Сокольский М.Н. Допуски и качество оптического изображения / М.Н. Сокольский. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отделение, 1989. – 221 с.
71. Татарский В.И. Микроструктура температурного поля в приземном слое атмосферы / В.И. Татарский // Известия АН СССР. Геофизика. – 1956. – №6. – С. 689 – 699.
72. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере / В.И. Татарский. – М.: Наука, 1967. – 396 с.
73. Хинце И.О. Турбулентность ее механизм и теория / И.О. Хинце. – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1963. – 680 с.
74. Хромов С.П. Метеорологический словарь / С.П. Хромов, Л.И. Мамонтова. – Л.: Гидрометеоиздат, 1974. – 372 с.
75. Чукин В.В. Исследование атмосферы методом электромагнитного просвечивания / В.В. Чукин. – СПб.: РГГМУ, 2004. – 107 с.
76. Шаманаева Л.Г. Определение внешнего масштаба атмосферной турбулентности поданным акустических измерений // Оптика атмосферы и океана. – 1995. – Т. 8. – № 12. – С. 1847.
77. Щеглов П.В. Современная концепция астроклимата / П.В. Щеглов // Астроном. циркуляр. – 1968. – №482. – С.1 – 2.
78. Щеглов П.В. К вопросу современной концепции астроклимата / П.В. Щеглов // Астроном. циркуляр. – 1969. – №518. – С. 6 – 7.
79. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1974. – 712 с.
80. Allen S.J. Gravity wave activity in the lower atmosphere: seasonal and latitudinal variations / S.J. Allen, R.A. Vincent // Journal of geophysical research. – 1995. – V.100. – № D1. – P. 1327 – 1350.
81. Barenblatt G.I. Turbulent flow at very large Reynolds numbers: the lessons of investigation / G.I. Barenblatt, Chorin A.J., Prostokishin V.M. // International conference «Turbulence and wave processes» dedicated to the centenary of Mikhail D. Millionshchikov, November 26 – 28, 2013. Abstracts. Moscow, 2013. – 192 p.

82. Bean B.R. Synoptic variation of the radio refractive index / B.R. Bean, L.P. Riggs // J. of research of the national Bureau of standards – D. Radio Propagation. – 1959. – V. 63 D. – № 1. – P. 91 – 97.
83. Bean\* B.R. Radio-refractive-index climate near the ground / B.R. Bean, J.D. Horn // J. of research of the national Bureau of standards – D. Radio Propagation. – 1959\* – V. 63 D. – № 3. – P. 259 – 271.
84. Beckers J.M. Detailed compensation of atmospheric seeing using multiconjugate adaptive optics / J.M. Beckers // Proc. of SPIE. – 1989. – V. 1114. P. 215 – 217.
85. Botygina N.N., Kovadlo P.G., Kopylov E.A., Lukin V.P., Tuev M.V., Shikhovtsev A.Yu. Estimation of the astronomical seeing at the Large solar vacuum telescope site from optical and meteorological measurements / Optics of stochastically-heterogeneous media, 2014. – P. 142 – 146.
86. Bounhir A. Meteorological study of Alkim site in Morocco / A. Bounhir, Z. Benkhaldoun, Sarazin M. // Proc. of SPIE. – 2008. – V. 7016.
87. Brandt P.N. Do long-live features really exist in the solar photosphere? II. Contrast of time-averaged crenulation images / P.N. Brandt P.N., Gelting A.V.// Solar Phys. – 2008. – V.249. – P.307 – 314.
88. Cambon C. Energy transfer in rotating turbulence / C. Cambon, N.N. Mansour, F.S. Godefert // J. Fluid Mech. – 1997. – V. 337. – P. 303 – 332.
89. Carrasco E. High altitude wind velocity at San Pedro Martir and Mauna Kea / E. Carrasco, M. Sarazin // RevMexAA (Serie de Conferencians). – 2003. – P. 103 – 106.
90. Charney J.G. Geostrophic turbulence / J.G. Charney // J. Atmos. Sci. – 1971. – V. 28. – P. 1087 – 1095.
91. Cho J.Y.N. Horizontal wavenumber spectra of winds, temperature, and trace gases during the Pacific Exploratory Missions. Part 2: Gravity waves, quasi-two-dimensional turbulence, and vertical modes / J.Y.N. Cho, R.E. Newell // J. Geophys. Res. – 1999. – V.104. – P. 16297 – 16308.
92. Dewan E.M. Stratospheric wave spectra resembling turbulence / E.M Dewan // Science. – 1979. – V. 204. – P. 832 – 835.
93. Duck T.J. The spectrum of waves and turbulence at the tropopause / T.J. Duck, J.A. Whiteway // Geophysical research letters. – 2005. – V.32.
94. Eggleston E.D. Wind speed power spectrum analysis for Bushland, Texas, USA / E.D. Eggleston, R.N.Clark // Wind engineering. – 2000. – V. 24. – № 1. – P. 49 – 52.

95. Fiedler F. Atmospheric scales and spectral gaps / F. Fiedler, H.A. Panofsky // Bulletin american meteorological society. – 1970. – V.51. – № 12. – P. 1114 – 1120.
96. Fried D.L. Statistics of a geometric representation of wavefront distortion / D.L. Fried // J. of the optical society of America. – 1965. – V.55. – № 11. – P.1427 – 1435.
97. Frye D.E. Note on the kinetic energy spectrum of coastal winds / D.E. Frye, S.Pond, W.P. Elliott // Monthly Weather Review. – 1972. – V.100 – № 9 – P. 671 – 673.
98. Fusco T. Optimal wave-front reconstruction strategies for multiconjugate adaptive optics / T. Fusco, J. Conan, G. Rousset, L. M. Mugnier, V. Michau // J. Opt. Soc.Am.A. – 2001. – V. 18. – № 10. – P. 2527 – 2538.
99. Gage K.S. Evidence for a  $k^{-5/3}$  law inertial range in mesoscale two-dimensional turbulence // J. of the atmospheric sciences. – 1979. – V.36. – P. 1950 – 1954.
100. Gage K.S. Theoretical interpretation of atmospheric wavenumber spectra of wind and temperature observed by commercial aircraft during GASP / K.S. Gage, G.D. Nastrom // J. of the atmospheric sciences. – 1986. – V.43. – №7 – P. 729 – 740.
101. Gardner C.S. Influence of the mean wind field on the separability of atmospheric perturbation spectra / C.S. Gardner, C.A. Hostetler, S. Lintelman // J. Geophysical research. – 1993. – V.98. – № D5. – P. 8859 – 8872.
102. Hwang H.J. Power density spectrum of surface wind speed on Palmyra Island / H.J. Hwang // Monthly Weather Review – 1970. – V.98. – № 1 – P. 70 – 74.
103. Hoekzema N.M. Small-scale topology of solar atmospheric dynamics II. Granulation, K2v grains and waves / N.M.Hoekzema, R.J.Rutten // Astron. Astrophys. –1998. – V. 329. – P.725 – 734.
104. Holton J.R. An introduction to dynamic meteorology / J.R. Holton. – Elsevier Academic Press., 2004. – 539 p.
105. <http://typhoon-tower.obninsk.org>
106. Jasperson W.H. Further study of terrain effects on the mesoscale spectrum of atmospheric motions / W.H. Jasperson, G.D. Nastrom, D.S. Fritts // J. Atmos. Sci. – 1990. – V. 47. – №8 – P. 979 – 987.
107. Ishida H. Spectra of surface wind speed and air temperature over the ocean in the mesoscale frequency range in JASIN-1978 / H. Ishida // Boundary-Layer meteorology. – 1990. – V. 47. – P. 71 – 84.
108. Ishida\* H. Seasonal variations of spectra of wind speed and air temperature in the mesoscale frequency range / H. Ishida // Boundary-Layer meteorology. – 1990. – V. 52. P. 335 – 348.
109. Kalnay E. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project / E. Kalnay and al. // Bull. Amer.

- Meteor. Soc. – 1996. – V.77. – P. 437 – 471.
110. Karman Th. The fundamentals of the statistical theory of turbulence / Th. Von Karman // Journal of the aeronautical sciences. – 1937. – V.4. – №4. – P. 131 – 138.
111. Keller L. Differentialgleichungen fur die turbulente Bewegung einer kompressiblen Flussigkeit / L. Keller, A. Friedman // Proc. I Intern. Congr. Applied Mech. – 1924. – P. 395 – 405.
112. Kitamura Y. The  $k_H^{-3}$  and  $k_H^{-5/3}$  energy spectra in stratified turbulence / Y. Kitamura, Y. Matsuda // Geophysical research letters. – 2006. –V.33.
113. Koshyk J.N. Kinetic energy spectrum of horizontal motions in middle-atmospheric models / J.N. Koshyk, A. B. Boville, K.Hamilton, E. Manzini, and K. Shibata // J. Geophysical Research. – 1999. – V.104. – № D22. – P. 27177 – 27190.
114. Koshyk J.N. Simulation of the  $k^{-\frac{5}{3}}$  mesoscale spectral regime in the GDFL SKYHI general circulation model closure / J.N. Koshyk, K. Hamilton, J.D. Mahlman // Geophysical Research Letters. – 1999\*. – V.26. – № 7. – P. 843 – 846.
115. Koshyk J.N. The horizontal kinetic energy spectrum and spectral budget simulated by a high-resolution troposphere – stratosphere – mesosphere GCM. / J.N. Koshyk, K. Hamilton // . – 2001. –V.58. – №4. –P. 329 – 348.
116. Kovadlo P.G. The investigation of spectrum shape of atmospheric inhomogeneities over an extended dynamic range / P.G. Kovadlo, A.Yu. Shikhovtsev, O.S. Kochetkova // Proc. SPIE 8696, Eighteenth International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. – 2012. – doi:10.1117/12.2009570.
117. Kraichnan R.H. Inertial ranges in two-dimensional turbulence / R.H. Kraichnan // Phys. Fluids. – 1967. – V.10. – P. 1417 – 1423.
118. Kuo H.L. Convection in the lower atmosphere and its effects / H.L. Kuo, W.Y. Sun // J. of atmospheric sciences. – 1976. – V.33. – P. 21 – 40.
119. Launder B.E. Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure/ B.E. Launder, G.J. Reece, W. Rodi // J. Fluid Mech. – 1975. – V.68. – P. 537 – 566.
120. Lilly D.K. Stratified turbulence and the mesoscale variability of the atmosphere / D.K. Lilly // J. Atmos. Sci. – 1983. – V. 40. – P. 749 – 761.
121. Lambert S.J. A diagnostic study of global energy and enstrophy fluxes and spectra / S.J. Lambert // Tellus. – 1981. – V.33. – P. 411 – 414.
122. Lindborg E. Can the atmospheric kinetic energy spectrum be explained by two-dimensional turbulence / E. Lindborg // J. Fluid Mech. – 1999. – V.388. – P. 259 – 288.

123. Lindborg E. The effect of rotation on the mesoscale energy cascade in the free atmosphere / E. Lindborg // Geophysical Research Letters. – 2005. – V.32. – № 7. – P. 1 – 4.
124. Lovejoy S. Reinterpreting aircraft measurement in anisotropic scaling turbulence / S. Lovejoy and al. // Atmos. Chem. Phys. – 2009. – V.9. – P. 5007 – 5025.
125. Lukin V.P. Image quality analyzer [Электронный ресурс] / Lukin V.P., Botugina N.N., Antoshkin L.V., Konyaev P.A. // Proc. SPIE. – 2013. – V.8447. – doi: 10.1117/12.925595
126. Masciadri E. 3D mapping of optical turbulence using an atmospheric numerical model / E. Masciadri, J. Vernin, P. Bougeault // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. – 1999. – V.137. – P.203 – 216.
127. Millard R.C. Wind measurements from Buoys: A sampling scheme // J. Geophys. Res. – 1971. – V.76. – № 24 – P. 5819 – 5828.
128. Mori Y. Spectrum of long-period fluctuations of surface wind at Marcus island / Y. Mori // Monthly weather review. – 1979. – V.108. – P. 1456 – 1461.
129. Nastrom G.D. The atmospheric kinetic energy spectrum,  $10^0 – 10^4$  km / G.D. Nastrom, K.S. Gage, W.H. Jasperson // Nature. – 1984. – V.310. – P. 36 – 38.
130. Nastrom G.D. A climatology of atmospheric wavenumber spectra of wind and temperature observed by commercial aircraft / G.D. Nastrom, K.S. Gage // J. Atmos. Sci. – 1985. – V. 42. – P. 950 – 960.
131. Noll R.J. Zernike polynomials and atmospheric turbulence / R.J. Noll // JOSA. – V. 66. – № 3. – P. 207 – 211.
132. Nosov V.V. Decrease of the light wave fluctuations incoherent turbulence / V.V. Nosov, V.P. Lukin, A.V. Torgaev // XV Joint Internat. Symp. "Atm. and ocean optics. Atm. Phys.". – 2008. – Tomsk – P. 68 – 69.
133. Nosov V.V. Structure function of temperature fluctuations in coherent turbulence / V.V. Nosov, V.P. Lukin, A.V. Torgaev // Proc. SPIE. – 2008. – V.7296. – P. 94 – 97.
134. Oort A.H. On the kinetic energy spectrum near the ground / A.H. Oort, A. Taylor // Monthly Weather Review. – 1969. – V.97. – № 9 – P. 623 – 636.
135. Owens J.C. Optical refractive index of air: dependence on pressure, temperature and composition / J.C. Owens // J. Appl. Opt. – 1967. – V. 6. – №1 – P. 51 – 60.
136. Petersen E.L. On the kinetic energy spectrum of atmospheric motions in the planetary boundary layer / E.L. Petersen // Risø Report № 285. – 1975. – P. 1 – 103.
137. Prandtl L. Über die ausgebildete Turbulenz// L.Prandtl // Zamm 5. – 1925. – P. 136 – 139.
138. Phillips N.A. Energy transformations and meridional circulations associated with simple

- baroclinic waves in a two-level, quasi-geostrophic model / N.A. Phillips // Tellus. – 1954. – V. 6 – №3. – P. 273 – 286.
139. Reiter E.R. The nature of clear air turbulence and its detection: a review / E.R. Reiter // Colorado state university. – 1969. – № 146. – P. 33.
140. Richardson L.F. Weather prediction by numerical process / L.F. Richardson // Cambridge at the University press. – 1922. – P. 236.
141. Richardson L.F. Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph / L.F. Richardson // Proc. of the royal society of London. Series A, containing papers of a mathematical and physical character. – 1926. – V. 110. – №756 – P. 709 – 737.
142. Ricort G. Determination of Fried's parameter  $r_0$  prediction for the observed r.m.s. contrast in the solar granulation / G. Ricort, C. Aime, C.Roddier, J. Borgnino // Solar Physics. – 1981. – V.69. – P. 223 – 231.
143. Roddier F. On the origin of speckle bolding and its effects in stellar speckle interferometry / F.Roddier // J. of Optics – 1982. – V. 13. – №5 – P. 263 – 271.
144. Roddier F. Atmospheric limitations to adaptive image compensation / F.Roddier // ASP Conference Series. – 2000. – V. 266. – P. 546 – 561.
145. Sarazin M. The E.S.O. Differential Image Motion Monitor / M. Sarazin, F. Roddier // Astron. and Astrophys. – 1990. –№ 227. – P. 294 – 300.
146. Sarazin M. The statistics of isoplanatic angle and adaptive optics time constant derived from DIMM data / M. Sarazin, A.Tokovinin // Beyond Conventional Adaptive Optics. A conference devoted to the development of adaptive optics for extremely large telescopes. Venice, Italy may 7 – 10. – 2001. – P. 321 – 328.
147. Skamarock W.C. Evaluating mesoscale NWP models using kinetic energy spectra / W.C. Skamarock / Monthly weather review. – 2004. –V. 132. – P. 3019 – 3032.
148. Smith K.S. Comments on «The  $k^{-3}$  and  $k^{-5/3}$  energy spectrum of atmospheric turbulence: Quasigeostrophic two-level model simulation» / K.S. Smith // J. Atmos. Sci. – 2004. – V. 61. – P. 937– 942.
149. Spalart P.R. Strategies for turbulence modeling and simulations / Spalart P.R. // Int. J. Heat Fluid Flow. – 2000. – V.21. – P.252 – 263.
150. Shikhovtsev A. Yu., Kovadlo P.G. Calculation of the profile of turbulent inhomogeneities of the air refractive index // SPIE Proceedings 20<sup>th</sup> International Symposium on atmospheric and ocean optics: Atmospheric physics. – 2014. V. 9292. – doi: 10.1117/12.2075062

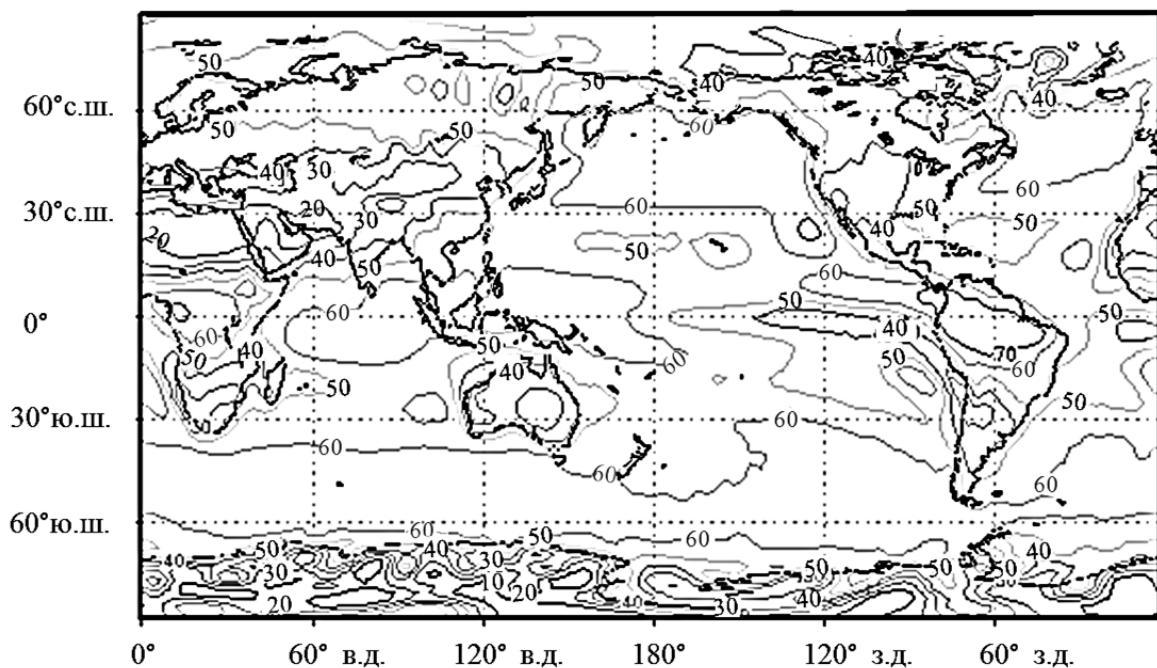
151. Shikhovtsev A. Yu., Kovadlo P.G. Optical turbulence and different parameters of airflow // SPIE Proceedings 20<sup>th</sup> International Symposium on atmospheric and ocean optics: Atmospheric physics. – 2014. V. 9292. – doi: 10.1117/12.2074609
152. Terasaki K. Characteristics of the kinetic energy spectrum of NICAM model atmosphere / K. Terasaki, H.L. Tanaka, M. Satoh // Sola. – 2009. – V.5. – P.180 – 183.
153. Terasaki K. Energy spectra of Rossby and gravity waves / K. Terasaki, H.L.Tanaka, N. Zagar // Sola. – 2011. – V.7. – P. 45 – 48.
154. Tian Y. Statistical spectrum model of wind velocity at Beijing meteorological tower / Y. Tian, Q. Yang, N. Yang, B. Li, B. Chen // Sci China Tech Sci. – 2011. – V. 54. – №11. – P. 2869 – 2877.
155. Tokovinin A. Isoplanatism in a multiconjugate adaptive optics system / A. Tokovinin, M. Louarn, M. Sarazin // J. Opt. Soc. Am.A. – 2000. – V. 17 – № 10. – P. 1819 – 1827.
156. Tokovinin A. From differential image motion to seeing / A. Tokovinin // PASP – 2002. – V. 114. – P. 1156 – 1166.
157. Tung K.K. The  $k^{-3}$  and  $k^{-5/3}$  energy spectrum of atmospheric turbulence: Quasigeostrophic two-level model simulation / K.K. Tung, W.W. Orlando // J. Atmos. Sci. – 2003. – V. 60. – P. 824 – 835.
158. Tyson R.K. Introduction to adaptive optics / R.K. Tyson. – SPIE, 2000. – 117 p.
159. Van der Hoven I. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour / I. Van der Hoven // J. of meteorology. – 1957. – V. 14. – P. 160 – 164.
160. Vallis G.K. Balanced mesoscale motion and stratified turbulence forced by convection / G.K. Vallis, G.J. Shutts, M.E.B. Gray // Meteorol. Soc. – 1997. – V. 123. – P.1 – 1652.
161. VanZandt T.E. A universal spectrum of buoyance waves in the atmosphere / T.E. VanZandt // Geophys. Res. Lett. – 1982. – V. 9. – P. 575 – 578.
162. Venayagamoorthy S.K. On the turbulent Prandtl number in homogeneous stably stratified turbulence / S.K.Venayagamoorthy, D.D.Stretch // J.Fluid Mech. – 2010. – V. 644. – P. 359 – 369.
163. Vinnichenko N.K. The kinetic energy spectrum in the free atmosphere – 1 second to 5 years / N.K. Vinnichenko // Tellus XXII. – 1970. – V.2. – P. 158 – 166.
164. Voitsekhovich V.V. Efficiency of off-axis astronomical adaptive systems: Comparison of theoretical and experimental data / V.V. Voitsekhovich, V.G. Orlov, S. Guevas, R. Avila // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. – 1998. – V 133. – P.427 – 430.
165. Waite M.L. Stratified turbulence at the buoyance scale / M.L. Waite //American institute of physics. Physics of fluids 23,066602. – 2011.

166. Wyngaard J.C. Taylor's hypothesis and high-frequency turbulence spectra / J.C. Wyngaard, S.F. Clifford // *J. of atmospheric sciences.* – 1976. – V. 34. – P. 922 – 929.
167. Yamada T. The critical Richardson number and the ratio of the eddy transport coefficients obtained from a turbulence closure model / T.Yamada // *J.Atmos Sci.* – 1975. – V. 32. P. 926 – 933.
168. Zhang S.D. Radiosonde observations of vertical wave number spectra for gravity waves in the lower atmosphere over Central China / S.D. Zhang, C. Huang, F. Yi // *Ann. Geophys.* – 2006. – V.24. – P. 3257 – 3265.
169. Zilitinkevich S.S. Energy- and flux-budget (EFB) turbulence closure model for the stably-stratified flows. Part 1: Steady-state, homogeneous regime / S.S. Zilitinkevich, T. Elperin, N. Kleeorin, I. Rogachevskii, I. Esau // *Boundary-Layer Meteorol.* – 2007. – V.125. – P. 167 – 192.
170. Zilitinkevich S.S. Energy- and flux-budget (EFB) turbulence closure model for stably stratified flows. Part 2: The role of internal gravity waves / S.S. Zilitinkevich, T. Elperin, N. Kleeorin, V.L`vov, I. Rogachevskii // *Boundary-Layer Meteorol.* – 2009. – V.133. – P. 139 – 164.
171. Zilitinkevich S.S. Similarity theory and calculation of turbulent fluxes at the surface for the stably stratified atmospheric boundary layers / S.S. Zilitinkevich, I. Esau // *Boundary-Layer Meteorol.* – 2007. – V.125. – P. 193 – 296.
172. Zilitinkevich S.S. Turbulence energetics in stably geophysical flows: strong and weak mixing regimes / S.S. Zilitinkevich, T. Elperin, N. Kleeorin, I. Rogachevskii, I. Esau // *Q J R Meteorol Soc.* – 2008. – V.134. – P. 793 – 799.

## Приложения

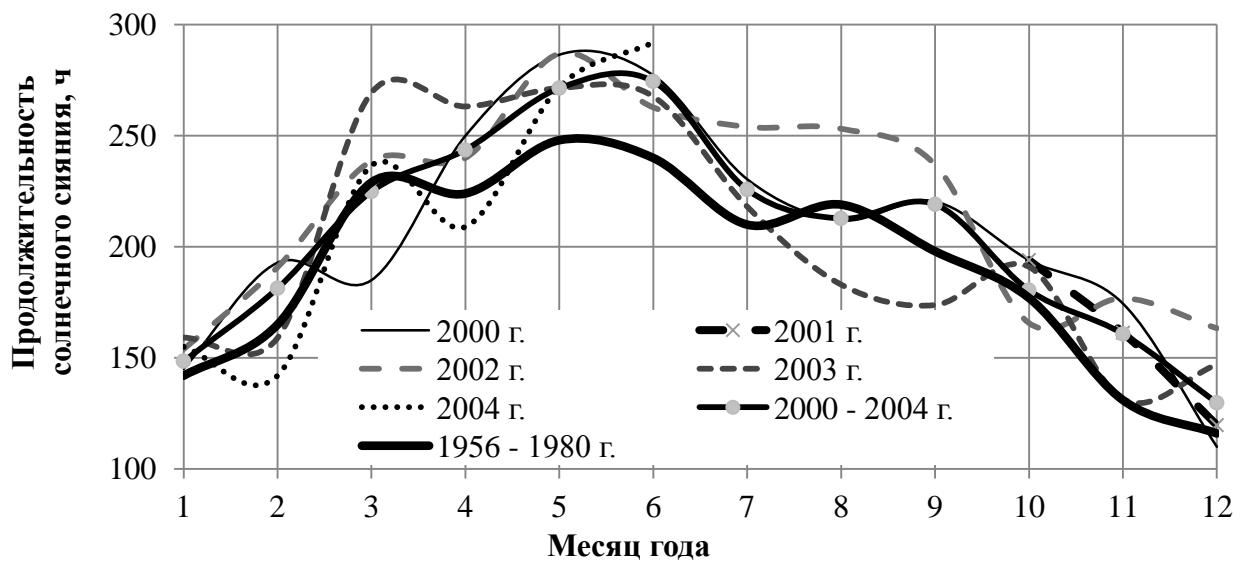
### Приложение 1

Распределение общей облачности за период 1984 – 2014 г. (NCEP/NCAR Reanalysis, использован электронный ресурс <http://www.esrl.noaa.gov>)



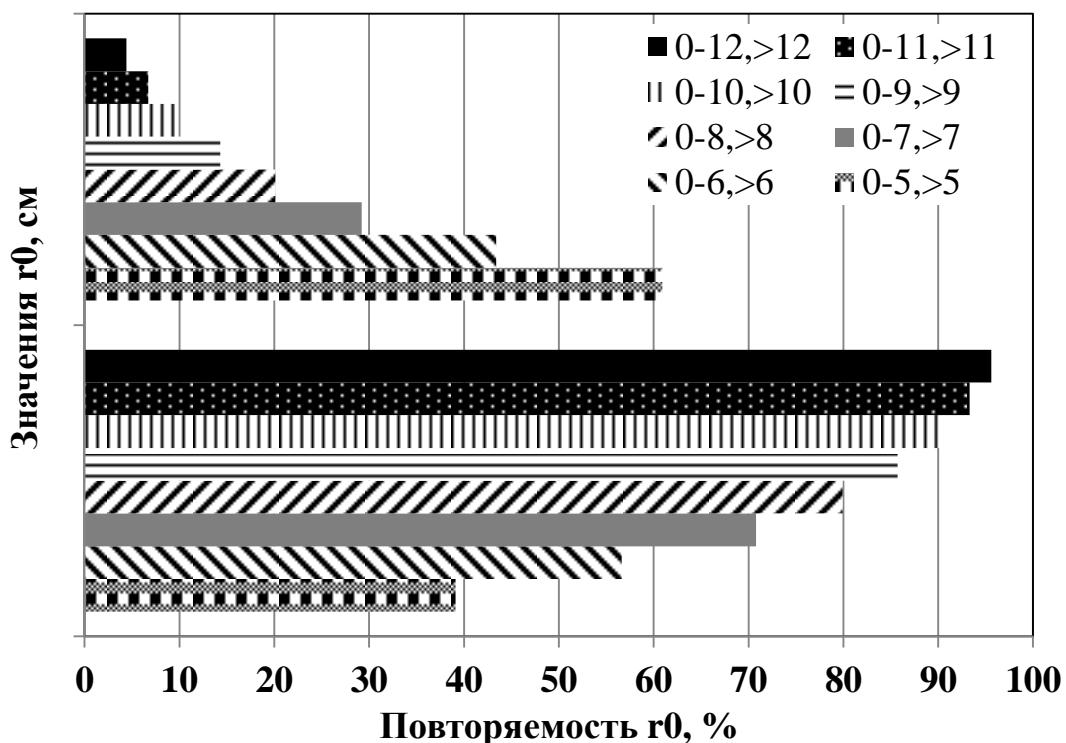
### Приложение 2

Сезонный ход продолжительности солнечного сияния в месте расположения Саянской солнечной обсерватории



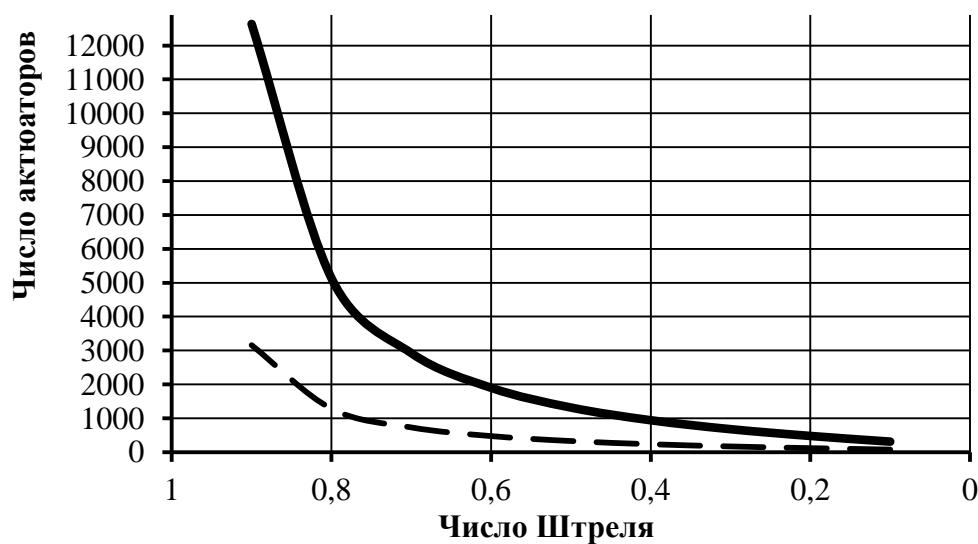
## Приложение 3

Вероятности повторяемости радиуса когерентности в заданном диапазоне (по данным дифференциального измерителя дрожания изображений (DIMM, Еселеевич М.В.)) в месте расположения Саянской солнечной обсерватории



## Приложение 4

Количество актиоаторов деформируемого зеркала для заданного уровня числа Штреля



## Приложение 5

Эффективность коррекции общего наклона волнового фронта деформируемым зеркалом DM2-100-31 адаптивной оптической системы БСВТ (по данным ИОА СО РАН)

