

В.П. Лукин

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУКТУРЫ КРУПНОМАСШТАБНОЙ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Анализируются данные оптических измерений характеристик атмосферной турбулентности. Делаются выводы относительно изменчивости наиболее крупномасштабной компоненты спектра турбулентных неоднородностей как для атмосферы в целом, так и в пограничном слое.

Данная статья является продолжением предыдущих [1–3], связанных с описанием поведения спектра атмосферной турбулентности в области больших масштабов.

Известно, что поведение спектра турбулентности в низкочастотной области для приземного слоя уже не может быть описано с помощью единственного параметра — интенсивности турбулентности C_n^2 [2–5] (считается, что ход спектра в этой области не является универсальным). Необходимо учитывать тот факт, что для крупномасштабных неоднородностей, близких к внешнему масштабу турбулентности, предложение о локальной изотропности является недостаточно корректным для условий реальной атмосферы.

Тем не менее в практике расчетов флуктуаций оптических полей нашли использование различные модели, описывающие спектр в области крупных масштабов [2, 3, 5]. Эти модели имели уже два параметра, в качестве второго выступал так называемый внешний масштаб L_0 . При расчетах использовались различные модели спектра турбулентности, причем, чтобы добиться совпадения экспериментальных данных и результатов расчета, параметр L_0 подбирался.

Как показали результаты экспериментов на горизонтальных трассах, величина внешнего масштаба оказывалась сравнимой с высотой распространения оптического излучения над подстилающей поверхностью, однако были различия в значениях L_0 у авторов [2–8]. Причина этого, по-видимому, в следующем. В реальной атмосфере наряду с мелкомасштабной турбулентностью (не превышающей по размеру нескольких метров) присутствуют и более крупномасштабные движения, имеющие различную природу. Эти движения могут быть вызваны радиационной пестротой подстилающей поверхности, экранировкой подстилающей поверхности облачными структурами и рядом других факторов [3, 4]. Эти крупномасштабные образования могут рассматриваться в приземном слое как медленные изменения внешних условий, определяющих генерацию мелкомасштабной турбулентности. При этом и параметры турбулентности (и модели) приземного слоя должны изменяться во времени (и в пространстве) с характерным масштабом этих крупномасштабных структур.

Поэтому если параметр модели L_0 подбирался на основе синхронных измерений флуктуаций какого-либо оптического параметра и интенсивности турбулентности C_n^2 , то они необходимо должны сопровождаться измерениями средних метеопараметров: средних градиентов температуры T и скорости ветра v , поперечной компоненты средней скорости ветра на высоте прохождения оптического излучения и дисперсии флуктуаций скорости ветра.

В этой статье будет проведен анализ нескольких циклов экспериментальных работ.

1. Цимлянская научная база «Атмосфера» (1978 г.).
2. Научный полигон г. Томск (октябрь–ноябрь 1979 г.).
3. Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР, ст. Зеленчукская (январь–февраль 1981 г.).

Для начала приведем описание используемых измерительных средств. Так, в экспериментальных работах было использовано два класса измерителей: метеоизмерители температуры и скорости ветра на фиксированных высотах (среднее значение скорости ветра $v_{0,5}$; v_2 ; $v_{1,5}$ на высотах 0,5; 2 и 1,5 м; средняя температура $T_{0,5}$ и T_2 ; измерения использовались для расчета структурного параметра температуры C_T^2 и

параметра неустойчивости $B = \frac{gh}{T} \cdot \frac{\Delta T}{v^2}$ для высоты h) и оптические измерители, а именно:

– лазерный доплеровский измеритель скорости ветра фирмы «DISA», обеспечивающий измерения горизонтальной и вертикальной компонент средней и флуктуационной скорости ветра на высоте $h = 1,5$ м (эта высота соответствовала высоте распространения оптического луча лазерного источника). Данные измерений с помощью доплеровского измерителя скорости ветра дают значения компонент скорости ветра (вертикальной v_z и продольной v_y) на высоте ($h = 1,5$) распространения лазерного излучения в центре оптической трассы;

– оптический измеритель флуктуаций углов прихода, измеряющий случайные угловые смещения центра тяжести изображения лазерного источника в двух взаимно перпендикулярных направлениях, излучение которого распространяется на горизонтальной трассе. Данные этих оптических измерений позволяют рассчитывать спектры случайных дрожаний изображения по двум ортогональным направлениям W_y , W_z (здесь z соответствует вертикальной компоненте);

– оптический измеритель флуктуаций разности фаз на основе гомодинного интерферометра [2, 4], обеспечивающий измерения разности фаз между двумя взаимно когерентными оптическими пучками.

Фазовые измерения внешнего масштаба турбулентности

В первых двух циклах экспериментальных работ обрабатывалась методика и накапливался экспериментальный материал для определения внешнего масштаба турбулентности из синхронных измерений дисперсии флуктуаций фазы оптической волны σ_s^2 и интенсивности турбулентности C_n^2 .

Фактически же в экспериментах измерялась структурная функция фазы $D_s(\rho)$ оптической волны на большом пространственном разнесении точек наблюдения. Наши прежние измерения [7] показали, что структурная функция фазы обладает свойством «насыщения» хода, где

$$D_s(\rho \rightarrow \infty) \simeq 2 \sigma_s^2,$$

где σ_s^2 – дисперсия флуктуаций фазы оптической волны, обусловленной атмосферной турбулентностью.

В этих экспериментах структурная функция фазы оптической волны находилась интерферометрически: измерялась случайная разность фаз между двумя взаимно когерентными оптическими пучками, распространяющимися по параллельным оптическим трассам. Расстояние между пучками в эксперименте можно было изменять в широком диапазоне. Предельный разнос центров пучков $\rho_{\max} = 293$ см, т.е. $\rho_{\max} > h$. Поэтому в такой области разносов следует ожидать проявления эффекта «насыщения» структурной функции фазы $D_s(\rho)$.

В эксперименте практически измеряется случайная разность фаз между центрами двух ограниченных пучков, а это, как показано в [2], эквивалентно измерению в неограниченной плоской волне.

Для сравнения рассчитаем структурную функцию фазы в приближении метода плавных возмущений для плоской волны с использованием кармановской модели спектра турбулентности. Из [2, 4] имеем для параметров оптического эксперимента

$$D_s(\rho \rightarrow \infty) = 2\sigma_s^2 = \frac{24}{5} 0,033 \pi^2 k^2 C_n^2 L L_0^{5/3} \quad (1)$$

при этом использована модель спектра турбулентности

$$\Phi_S(\chi) = 0,033 C_n^2 L_0^{11/3} (1 + \chi^2 L_0^2)^{-11/6}. \quad (2)$$

Тогда одновременные измерения структурной функции фазы в области «насыщения» и интенсивности турбулентности C_n^2 (путем пересчета из данных C_T^2) позволяют оценить кармановский внешний масштаб L_0 , соответствующий горизонтальному переносу оптических неоднородностей.

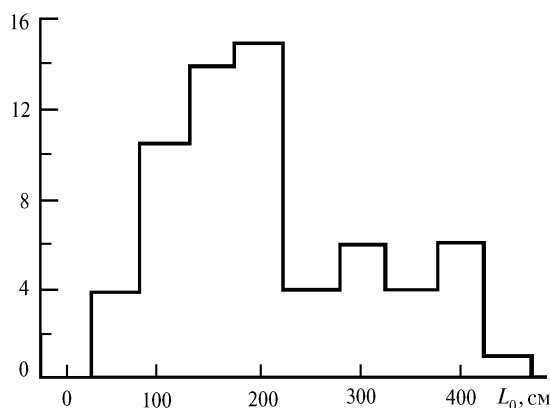


Рис. 1. Гистограмма измеренных значений внешнего масштаба турбулентности, соответствующего модели спектра (2)

За весь период измерений было получено 154 реализации. Рассчитано такое же количество значений L_0 , соответствующее модели (2). Все они сведены в одну гистограмму, приведенную на рис. 1, характеризующую частоту появления определенного значения внешнего масштаба для модели (2).

Напомним, что оптические эксперименты проводились на высоте $1,1 \div 1,2$ м над поверхностью земли. Поскольку измерения масштабов L_0 , сведенные в гистограмму (рис. 1), получены при изменяющихся метеоусловиях, то была [3] предпринята попытка расклассифицировать данные оптических измерений L_0 в зависимости от уровня термодинамической неустойчивости атмосферы.

Используя данные синхронных с оптическими метеорологических измерений, рассчитывалась следующая характеристика:

$$B = \frac{gh}{\bar{T}} \frac{\Delta T}{\bar{v}^2}, \quad (3)$$

где $\Delta T = \bar{T}_2 - \bar{T}_{0,5}$ — прирост температур между уровнями 2 и 0,5 м над подстилающей поверхностью; \bar{T} , \bar{v} — средняя абсолютная температура и скорость ветра на высоте h ; g — ускорение силы тяжести.

Настоящая характеристика позволяет классифицировать данные (рис. 1) с точки зрения термодинамической неустойчивости. Оказалось, что значения L_0 выше среднего значения (рис. 2) реализуются при безразличной стратификации $B \approx 0$. Для неустойчивой ($B < -0,01$) и устойчивой стратификации ($B > +0,003$) реализуются L_0 , которые меньше среднего значения [9].

Это вполне объяснимо с точки зрения образования оптических неоднородностей температуры. Так, сильная неустойчивость атмосферы, т. е. большие отрицательные значения параметра B , соответствуют высокой степени дробления потока, поэтому вероятность появления большого значения внешнего масштаба L_0 достаточно мала. При большой устойчивости (большие положительные значения B) исходный поток слабо турбулизован, поэтому имеется дефицит неоднородностей всех масштабов, в том числе и порядка L_0 . Наконец, при безразличной стратификации (B около нуля) есть высокая вероятность появления неоднородностей больших масштабов.

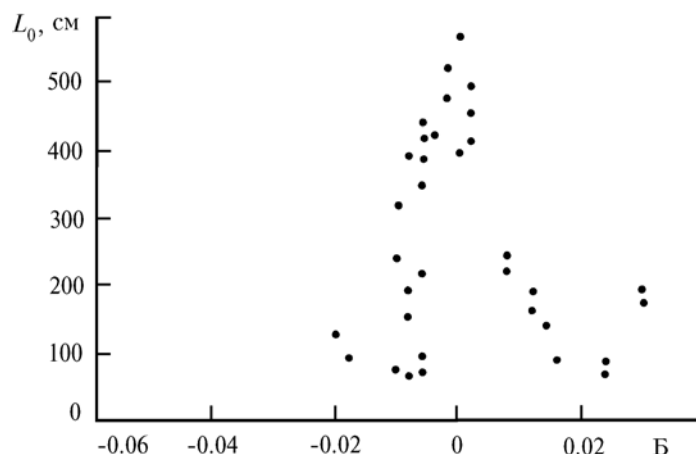


Рис. 2. Соответствие данных оптических измерений внешнего масштаба турбулентности L_0 и параметра неустойчивости B

Если же провести классификацию измеренных значений внешнего масштаба L_0 на основе данных измерений величины средней скорости ветра, то оказывается, что меньшие значения скорости ветра соответствуют большим значениям L_0 , и наоборот. Это подтверждает заключение о том, что динамическая составляющая турбулентности характеризуется более мелкомасштабной структурой, нежели ее конвективная составляющая.

Исследование анизотропии спектра атмосферной турбулентности в низкочастотной области

Кроме зависимости величины внешнего масштаба турбулентности от изменения внешних метеорологических параметров атмосферы, наблюдается неизотропность свойств атмосферы: неоднородности с размерами, превышающими несколько метров, обладают свойствами, зависящими от направления. Следствием этого является то, что свойства (корреляционные характеристики) некоторых параметров оптических волн оказываются также зависящими от направления. Например, к таким характеристикам относятся случайные смещения изображения, формируемого оптическим излучением в приземном слое атмосферы на горизонтальной трассе. Известно, что при формировании изображения основное значение имеют фазовые флуктуации. Поэтому если анизотропен спектр атмосферной турбулентности, то следует ожидать анизотропию эффекта дрожания в области малых частот.

Пренебрегая амплитудными флуктуациями, получаем для дисперсий случайных (линейных) смещений центра тяжести изображения следующие выражения:

$$\sigma_y^2 = \frac{F^2}{k \Sigma} \int \int_{\Sigma} d^4 \rho_{1,2} \frac{\partial^2}{\partial y_1 \partial y_2} D_s(\rho_1, \rho_2), \quad (4)$$

$$\sigma_z^2 = \frac{F^2}{k \Sigma} \int \int_{\Sigma} d^4 \rho_{1,2} \frac{\partial^2}{\partial z_1 \partial z_2} D_s(\rho_1, \rho_2), \quad (5)$$

где $D_s(\rho_1, \rho_2)$ — структурная функция фазы; $\Sigma = \pi R^2$; R — радиус; F — фокусное расстояние линзы.

Исследования флуктуаций смещения изображения, формируемого в приземном слое атмосферной турбулентности, были выполнены в г. Цимлянске на научной базе Института физики атмосферы РАН. Измерения проводились на горизонтальной трассе длиной 40,4 м, средняя высота распространения луча $h = 115$ см, высота растительного покрова примерно 20 см.

В качестве источника применялся коллимированный лазерный пучок (длина волны 0,63 мкм, ширина пучка 1,3 см). Измерения случайных смещений проводились с помощью следящего устройства на диссекторе [10] в фокусе объектива (длина фокуса 220–270 см). Одновременно регистрировались смещения изображения в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Используя данные этих измерений, рассчитывались соответствующие дисперсии σ_y^2 , σ_z^2 и спектральные плотности W_y , W_z . Всего было зарегистрировано более 260 реализаций, длительность каждой реализации порядка 300 с.

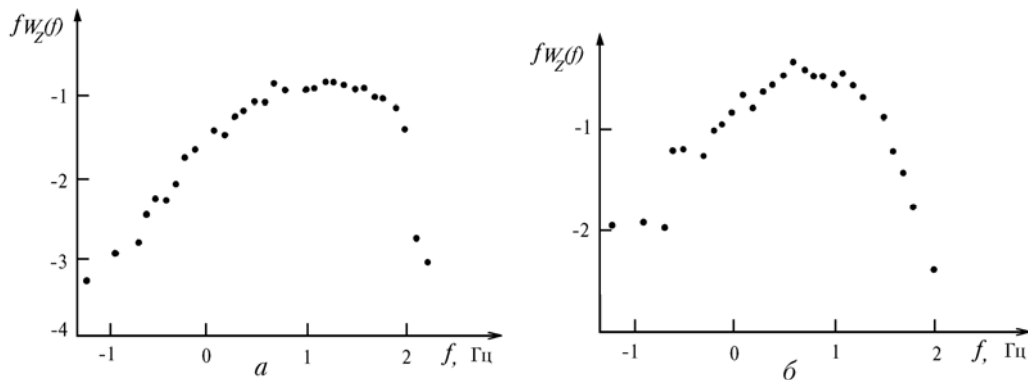


Рис. 3. Характерные спектральные плотности флуктуаций дрожания изображения в двух ортогональных направлениях: *a* — в вертикальном направлении $fW_z(f)$, $v_z = 0,6$ м/с; *б* — в горизонтальном направлении $fW_y(f)$, $v_y = 2$ м/с, $C_n = 0,38 \cdot 10^{-13}$, $\text{см}^{-1/3}$

Оптический эксперимент имел следующее метеорологическое сопровождение: измерялись средняя температура и скорость ветра на высотах 2 и 0,5 м ($T_2, T_{0,5}$; $v_2, v_{0,5}$), на высоте распространения оптического луча измерялись как средние T и v , так и их пульсации. Кроме того, на этой высоте с помощью лазерного однокомпонентного доплеровского измерителя скорости (фирмы «DISA») измерялись пульсационные и средние значения вертикальной v_z и горизонтальной v_y компонент поперечной скорости ветра. Средняя температура измерялась ртутными термометрами, средняя скорость ветра — измерителями типа ФУС с осреднением за 100–200 с: пульсации температуры и скорости ветра фиксировались с помощью сопротивления и термоанемометра. Первичные метеодатчики располагались на мачте, которая находилась вблизи приемника. Лазерный доплеровский анемометр измерял в процессе эксперимента поочередно вертикальную или горизонтальную компоненты скорости ветра. Эти измерения проводились в центральной части трассы.

На основе данных метеорологических измерений рассчитывались значения структурного параметра C_T^2 и параметра неустойчивости $B(3)$, а также $T(h)$, $v(h)$ — средняя температура и средняя скорость ветра на высоте луча.

В процессе самого оптического эксперимента вычислялись значения соответствующих дисперсий смещения изображений с помощью двухканального аналогового дисперсиометра [10], динамический диапазон которого по входу составил 40 дБ с полосой частот от 0 до 20 кГц. Последующая обработка проводилась с помощью модернизированного анализатора спектра. Длительность используемых реализаций процессов составляла 300 с. Спектры оценивались в полосе частот от 0,06 до 100 Гц. Данные измерений лазерного доплеровского анемометра позволяли получать точное среднее значение компонент скорости ветра (v_y, v_z), которое необходимо иметь для интерпретации спектров дрожания изображения W_y, W_z .

Для оценки анизотропии спектра турбулентности в области низких частот можно воспользоваться сравнением значений соответствующих дисперсий. Так называемый коэффициент анизотропии $K = \sigma_y^2 / \sigma_z^2$, получаемый непосредственно в процессе эксперимента, изменялся в интервале 0,62–2,57 со средним значением $K_{\text{ср}} = 1,57$, что косвенно указывает на то, что оптические температурные неод-

нородности, обуславливающие фазовые флуктуации, являются анизотропными в области больших масштабов. Причем прослеживается связь между величиной K и параметром неустойчивости B .

Как отмечалось выше, при обсуждении экспериментальных результатов, для оценки анизотропии спектра турбулентности в области низких частот можно воспользоваться сравнением значений дисперсий дрожания изображения по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Проведем сопоставление измеренных дисперсий (и их отношения) и рассчитанных на основе модели спектра турбулентности, учитывающей конечность внешнего масштаба турбулентности.

В расчетах используем выражение для корреляционных функций случайных смещений изображения в фокальной плоскости линзы (F – фокусное расстояние, Σ – площадь апертуры линзы): так, по оси Y

$$\Gamma_y(\tau) = \frac{8\pi F^2}{\Sigma} \int_{\Sigma} d^2 \rho_1 \int_{\Sigma} d^2 \rho_2 \int_0^L d\xi \int \int d^2 \kappa_2 \Phi_n(\mathbf{\kappa}, \xi) \cos[\mathbf{\kappa}(\rho_1 - \rho_2) + \mathbf{\kappa}v\tau],$$

по оси Z

$$\Gamma_z(\tau) = \frac{8\pi F^2}{\Sigma} \int_{\Sigma} d^2 \rho_1 \int_{\Sigma} d^2 \rho_2 \int_0^L d\xi \int \int d^2 \kappa_3 \Phi_n(\mathbf{\kappa}, \xi) \cos[\mathbf{\kappa}(\rho_1 - \rho_2) + \mathbf{\kappa}v\tau],$$

где τ – временная задержка. Нетрудно показать, что для круглой апертуры

$$\int_{\Sigma} \int d^2 \rho_1 \int d^2 \rho_2 \cos[\mathbf{\kappa}(\rho_1 - \rho_2) + \mathbf{\kappa}v\tau] = \cos(\mathbf{\kappa}v\tau) (\pi R^2)^2 [J_1(\mathbf{\kappa}R)/(\mathbf{\kappa}R/2)]^2.$$

Для простоты дальнейших вычислений сделаем первое упрощающее предположение. Пусть апертура линзы – гауссовская, тогда дисперсии

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_y^2 \\ \sigma_z^2 \end{array} \right\} = 8\pi F^2 \int_0^L d\xi \int \int d^2 \kappa \left\{ \begin{array}{l} \kappa_2^2 \\ \kappa_3^2 \end{array} \right\} \Phi_n(\mathbf{\kappa}, \xi) \exp(-\mathbf{\kappa}^2 R^2 / 2). \quad (6)$$

При численных оценках будем использовать модель спектра турбулентности $\Phi_n(\mathbf{\kappa}, \xi)$, которая позволяет ввести два масштаба для внешнего масштаба турбулентности

$$\Phi_n(\mathbf{\kappa}, \xi) = 0,033 C_n^2(\xi) (\kappa_2^2 + \kappa_3^2)^{-11/6} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\kappa_2^2}{\kappa_{02}^2} - \frac{\kappa_3^2}{\kappa_{03}^2}\right) \right\}, \quad (7)$$

где $\kappa_{02}^{-1}, \kappa_{03}^{-1}$ – соответственно проекции внешнего масштаба на оси Y и Z . Вычисления будем проводить для однородных оптических трасс, при условии, что $C_n^2(\xi), \kappa_{02}, \kappa_{03}$ – постоянные вдоль всей трассы распространения оптического излучения.

Рассмотрим существенную часть (6)

$$\begin{aligned} & \iint d^2 \kappa \kappa_2^2 \frac{\exp(-(\kappa_2^2 + \kappa_3^2)R^2 / 2)}{(\kappa_2^2 + \kappa_3^2)^{11/6}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\kappa_2^2}{\kappa_{02}^2} - \frac{\kappa_3^2}{\kappa_{03}^2}\right) \right\} = \\ & = \int_0^{2\pi} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^{\infty} d\kappa \kappa^{-2/3} \exp(-\kappa^2 R^2 / 2) \left\{ 1 - \exp\left[-\kappa^2 \left(\frac{\cos^2 \varphi}{\kappa_{02}^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{\kappa_{03}^2}\right)\right] \right\}. \end{aligned}$$

Нетрудно показать, что для $(\kappa_{02}^{-1}, \kappa_{03}^{-1}) > R$ и $\kappa_{03}^{-2} = \kappa_{02}^{-2}(1 + \delta)$ можно получить

$$\sigma_y^2 = 4\pi F^2 0,033 C_n^2 L \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) \int_0^{2\pi} d\varphi \cos^2 \varphi \left\{ \left(\frac{R^2}{2}\right)^{-1/6} - \kappa_{02}^{1/3} (1 + \delta \sin^2 \varphi)^{-1/6} \right\}. \quad (8)$$

Поскольку $\int_0^{2\pi} d\varphi \cos^2 \varphi = \pi$,

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \cos^2 \varphi (1 + \delta \sin^2 \varphi)^{-1/6} = 2B\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right) {}_2F_1\left(\frac{1}{6}, \frac{1}{2}; 2; -\delta\right),$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \sin^2 \varphi (1 + \delta \sin^2 \varphi)^{-1/6} = 2B\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}\right) {}_2F_1\left(\frac{1}{6}, \frac{3}{2}; 2; -\delta\right),$$

получаем

$$\sigma_y^2 = 0,264 \pi^2 F^2 \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) C_n^2 L \left\{ \frac{R^{-1/3}}{2^{5/6}} - \frac{\kappa_{02}^{1/3}}{2} {}_2F_1\left(\frac{1}{6}, \frac{1}{2}; 2; -\delta\right) \right\}, \quad (9)$$

$$\sigma_z^2 = 0,264 \pi^2 F^2 \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) C_n^2 L \left\{ \frac{R^{-1/3}}{2^{5/6}} - \frac{\kappa_{02}^{1/3}}{2} {}_2F_1\left(\frac{1}{6}, \frac{3}{2}; 2; -\delta\right) \right\}. \quad (10)$$

Найдем отношение

$$K = \frac{\sigma_z^2}{\sigma_y^2} = \frac{1 - \left(\frac{\kappa_{02}^2 R^2}{2}\right)^{1/6} {}_2F_1\left(\frac{1}{6}, \frac{3}{2}; 2; -\delta\right)}{1 - \left(\frac{\kappa_{02}^2 R^2}{2}\right)^{1/6} {}_2F_1\left(\frac{1}{6}, \frac{1}{2}; 2; -\delta\right)}, \quad (11)$$

причем $\delta = (\kappa_{02}^2 / \kappa_{03}^2) - 1$. Если $\delta = 0$ и внешний масштаб имеет одинаковые размеры как по горизонтали, так и по вертикали ($\kappa_{02} = \kappa_{03}$), то $K = 1$, в этом случае наблюдается изотропия. Если же $\delta \gg 1$, то

$$K = \frac{1 - \left(\frac{\kappa_{02}^2 R^2}{2\delta}\right)^{1/6} \frac{\Gamma(4/3)}{\Gamma(3/2) \Gamma(11/6)}}{1 - \left(\frac{\kappa_{02}^2 R^2}{2\delta}\right)^{1/6} \frac{\Gamma(2/3)}{\Gamma(1/2) \Gamma(11/6)}}$$

и на лицо достаточно резкая анизотропия.

В общем случае для оценки величины наблюдаемой анизотропии дрожания K необходимо пользоваться формулой (11). Из нее видно, что значения K , наблюдаемые в эксперименте, практически можно объяснить на основе спектра (7) как модели с двумя различными проекциями внешнего масштаба турбулентности в вертикальном и горизонтальном направлениях.

Более детальный анализ анизотропии больших масштабов проводился на основе использования спектров W_y , W_z , а также средних значений компонент скорости ветра, измеренных с помощью доплеровского анемометра, т.е. v_y и v_z . Известно [2], что спектры флуктуаций компонент смещения изображения должны иметь характерные максимумы на частотах $f_{\max} \sim v \kappa_0^{-1}$, где v и κ_0^{-1} — соответствующие проекции скорости ветра и внешнего масштаба турбулентности. Данные измерений спектров W_y , W_z также говорят о том, что проекции κ_{02}^{-1} и κ_{03}^{-1} в приземном слое существенно различаются.

На рис. 3 приведены характерные спектральные плотности флуктуаций дрожания изображения лазерного источника в двух ортогональных направлениях. Рис. 3, а представляет вертикальные смещения $fW_z(f)$, рис. 3, б — горизонтальные $fW_y(f)$.

Сопоставление положения этих спектров с значениями компонент скорости ветра v_z , v_y , которые синхронно измерены в центральной части трассы с помощью доплеровского анемометра, указывает, что проекции внешнего масштаба турбулентности κ_{02}^{-1} и κ_{03}^{-1} отличаются значительно (в 2–3 раза). Причем всегда κ_{02}^{-1} (вертикальная составляющая) меньше κ_{03}^{-1} (горизонтальной). Это подтверждает результат сравнения дисперсий, всегда $\sigma_z^2 > \sigma_y^2$.

Исследование динамики турбулентного состояния атмосферы на основе астроклиматических наблюдений

Наконец, проанализируем результаты наблюдения [11] астроклиматических характеристик района Приэльбрусья. Эти измерения проводились на территории специальной астрофизической обсерватории (САО, станция Зеленчукская) в январе–феврале 1981 г.

Анализ экспериментальных данных начнем с нескольких гипотез предположений, что атмосфера

слоисто-неоднородна и ее оптические (температурные) неоднородности имеют структуру вытянутых эллипсоидов вращения. Из этого следует, что:

1. При вертикальном распространении (строго в зенит) дрожание изображения должно быть практически изотропно.

2. Если подстилающая поверхность однородная, то анизотропия дрожания изображения оптического источника при горизонтальном распространении должна быть наибольшей и должна определяться неустойчивостью атмосферы.

В эксперименте использовался измеритель флуктуаций углов прихода оптической волны, который был выполнен на базе телескопа ($2R = 600$ мм, фокус $F = 12$ м), имеющего устройство часового ведения с коррекцией, и фотоэлектрической насадки. Телескоп обеспечивал оперативное наведение в заданное направление (азимут и зенитный угол). Фотоэлектрическая насадка выполнена на основе диссектора ЛИ-609 [11]. Параметры телескопа и измерителя гарантируют определение углового положения центра тяжести фокального пятна с точностью примерно $0,08''$ и измерение его отклонения в полосе частот $0,01 - 100$ Гц. Сигнал в 100 мВ с измерителя соответствует смещению фокального пятна на 5 мкм, что составляет $4 \cdot 10^{-7}$ рад углового отклонения.

Вырабатываемые сигналы, пропорциональные отклонению центра тяжести в двух взаимно перпендикулярных направлениях, обрабатывались с помощью ЭВМ. Рассчитывались соответствующие дисперсии, спектральные плотности процессов, а также плотности вероятности распределения при 256 уровнях квантования.

Метеоизмерители позволяли получать данные для расчета структурного параметра температуры C_T^2 и средней скорости ветра v на высоте $2,5$ м над подстилающей поверхностью, градиента средней температуры и скорости ветра.

На первом этапе проводились измерения в контролируемых условиях на однородной горизонтальной трассе. Для этого на расстоянии 1685 м от телескопа был размещен точечный источник света — электрическая лампочка со стабилизированным источником питания.

В результате измерений получаем значения σ_a^2 дисперсии дрожания изображения и ортогональных составляющих ($\sigma_a^2 = \sigma_y^2 + \sigma_z^2$). Для изотропной турбулентности $\sigma_y^2 = \sigma_z^2$. Однако в приземных условиях можно ожидать резкую анизотропию турбулентности, что должно привести к анизотропии процесса дрожания. Меру анизотропии процесса дрожания будем характеризовать величиной $K = \sigma_z^2 / \sigma_y^2$ отношения дисперсий. Данные синхронных метеорологических и оптических измерений на приземной трассе, усредненные по 16 реализациям каждое, приведены в таблице.

$\sqrt{\sigma_a^2}$	K	$\Delta T / \Delta z$, град/м	v , м/с
$4''$	1,20	+0,3	1
$2''$	2,87	+1,4	0,5
$3'', 2''$	2,09	+0,20	2,5

Из анализа таблицы видно, что увеличение температурной неустойчивости (положительный рост градиента температуры) при малых скоростях ветра уменьшает интенсивность турбулентности (соответственно уменьшается величина σ_a^2), но увеличивает анизотропию температурного поля (рост K). Ранее на наличие анизотропии дрожания изображения источников в приземном слое атмосферы указывалось в [5].

Следующим этапом были наблюдения дрожания изображения звезд, обусловленного атмосферной турбулентностью. За весь период наблюдений было зарегистрировано более 2000 реализаций (длительностью от 10 до 500 с) дрожания изображений звезд. В измерениях использовано около 40 различных звезд. Положение наблюдаемой звезды определяется двумя углами: азимутом A и зенитным углом Θ . При регистрации процесса дрожания фиксировались зенитный угол и азимут звезды, из каталога определялась звездная величина. Чувствительность фотоэлектрического измерителя позволяла уверенно отслеживать дрожания звезд яркостью до +4.

Известно [11], что в условиях однородной подстилающей поверхности измерение атмосферной массы происходит только при изменении зенитного угла и не зависит от азимута. Так называемое приближение «плоской Земли» предполагает, что при изменении зенитного угла дисперсия дрожания изображения меняется по закону $\cos^{-1}\Theta$. В связи с этим возможен пересчет измеренного значения дисперсии дрожания звезды в направлении Θ_1 на другое направление Θ_2 путем умножения этого значения на $\cos\Theta_1 / \cos\Theta_2$.

Следует отметить, что приближение $\cos^{-1}\Theta$ должно быть достоверным при работе по звездам в двух случаях: при условиях однородной подстилающей поверхности (степь; море) и для одиночных изолированных вершин [12]. Это приближение должно выполняться для произвольного азимута. Если же горная вершина, где расположен телескоп, не является одиночной, а окружена горами, высота которых даже превышает точку стояния телескопа, то характеристики дрожания изображения, формируемого им, будут зависеть не только от зенитного угла, но и от азимута звезды.

Как показали результаты [1], для точки стояния телескопа закон $\cos^{-1}\Theta$ достаточно хорошо выполняется на фиксированном азимуте: погрешность пересчета с зенитного угла $\Theta_1 \approx 20^\circ$ на зенитные углы $\Theta_2 \approx 70-75^\circ$ составляет около 10%. В то же время изменение азимута приводит к существенному нарушению закона $\cos^{-1}\Theta$. Это означает, что атмосфера в точке расположения телескопа обладает анизотропией свойств в зависимости от азимута.

Помимо этого обнаружено, что при увеличении интервала времени, за которое происходит перестройка телескопа от измерения в направлении Θ_1 к измерению в направлении Θ_2 , погрешность пересчета измеренных значений с Θ_1 на Θ_2 также увеличивается. Данные измерений показывают, что «прогноз» (пересчет значений дрожания изображения с одного направления на другое) имеет время «жизни» 20–30 мин.

Как и на горизонтальной трассе, измерения дисперсии дрожания для звезд под большими зенитными углами ($\Theta \sim 70-75^\circ$) указывают на наличие резкой анизотропии ($K = 1,6-2,4$). В то же время для звезд под малыми зенитными углами $\Theta = 20-30^\circ$ практически можно говорить об изотропности дрожания ($K = 0,9-1,15$). Эти данные подтверждают выдвинутые мною предположения.

Достоверные данные о величинах внешнего масштаба турбулентности в настоящих измерениях получить сложно, поскольку неизвестно реальное высотное распределение интенсивности турбулентности. В то же время косвенные сведения о внешнем масштабе можно получить по результатам проверки зависимости дисперсии дрожания изображения звезды от размера приемной апертуры.

Нетрудно показать, что для модели спектра турбулентности

$$\Phi_n(\kappa) = 0,033 C_n^2 \kappa^{-11/3} \{1 - \exp(-\kappa^2/\kappa_0^2)\}$$

дисперсия дрожания изображения

$$\sigma_\alpha^2 = 16\pi^2 F^2 \int_0^L d\xi 0,033 C_n^2 \int_0^\infty d\kappa \kappa^{-2/3} \{1 - \exp(-\kappa^2/\kappa_0^2)\} \exp(-\kappa^2 R^2/2) =$$

$$0,38 \pi^2 \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) \int_0^L d\xi C_n^2(\xi) (2R)^{-1/3} \{1 - (1 + 2R^2 \kappa_0^2)^{-1/6}\}.$$

Таким образом, для $2R \ll \kappa_0^{-1}$ апертурная зависимость удовлетворяет степенному закону $(2R)^{-1/3}$.

Проверка этого положения в наших измерениях проводилась с помощью достаточно яркой звезды. Размер приемной апертуры изменялся диафрагмированием. Последовательно использовались диафрагмы, имеющие размер $2R = 152, 215, 313, 492, 600$ мм. Все наблюдения были выполнены достаточно оперативно: можно считать, что звезда находилась практически под одним и тем же зенитным углом и не происходило сколько-нибудь существенного изменения метеоусловий.

Однако измерения не подтверждают зависимость $(2R)^{-1/3}$. Одно из возможных объяснений этому факту следующее: размер апертуры $2R$ соизмерим с величиной внешнего масштаба турбулентности κ_0^{-1} .

Заключение

В результате выполненных экспериментов обнаружено:

- 1) в приземном слое атмосферы внешний масштаб турбулентности соизмерим с высотой над подстилающей поверхностью;
- 2) величина этого внешнего масштаба оказывается зависящей от неустойчивости атмосферы;
- 3) в приземном слое атмосферы наиболее крупномасштабные неоднородности атмосферной турбулентности обладают анизотропией свойств. Одним из проявлений этого может быть неравенство размеров внешнего масштаба в вертикальном и поперечном направлениях;
- 4) с точки зрения вертикального распределения неоднородностей атмосферы можно заключить, что атмосфера обладает слоисто-однородной структурой.

1. Губкин С.М., Емалеев О.Н., Лукин В.П. //Астрономический журнал. 1983. Т. 60. Вып. 4. С. 790–795.
2. Lukin V.P., Pokasov V.V. //Appl. Optics. 1981. V. 20. № 1. P. 121–135.
3. Лукин В.П. //Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 4. С. 354–377.
4. Беленький М.С., Лукин В.П., Миронов В.Л., Покасов В.В. Когерентность лазерного излучения в атмосфере. Наука: Новосибирск, 1985. С. 284.
5. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное измерение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.

6. Bouricius G.M.V., Clifford S.F. //J. Opt. Soc. Am. 1970. V. 60. P. 1484.
7. Лукин В.П., Покасов В.В., Хмелевцов С.С. //Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. № 12. С. 1861–1866.
8. Lawrence R.S., Strohbehn L.W. //IEEE. 1970. V. AP–58. № 10. P. 130.
9. Емалеев О.Н., Лукин В.П., Покасов В.В., Потанин С.Ф. //Тезисы докладов V Всесоюз. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Ч. II. Томск, 1979. С. 144–147.
10. Емалеев О.Н., Лукин В.П., Покасов В.В. и др. //Тезисы докладов II Совещания по атмосферной оптике. Ч. II, Томск, 1980. С. 97–100.
11. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 287 с.
12. Жукова Л.Н. //Изв. Гл. астроном, обсерват. 1973. Т. 21. С. 72.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
23 сентября 1992 г.

V. P. Lukin. Investigation of Some Peculiarities in the Structure of Large Scale Atmospheric Turbulence.

This paper deals with the analysis of optical measurements data on the atmospheric turbulence characteristics. Some conclusions are drawn on the variability of the most large scale component of the turbulent inhomogeneities, spectrum for the atmosphere as a whole and for the boundary atmospheric layer as well.