

Рекомендации по выбору мест размещения наземных астрономических телескопов

В.В. Носов¹, В.М. Григорьев², П.Г. Ковадло², В.П. Лукин¹,
Е.В. Носов¹, А.В. Торгаев^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Институт солнечно-земной физики СО РАН
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126

Поступила в редакцию 11.06.2010 г.

На основе систематизации ранних и полученных нами в последние годы результатов выработаны рекомендации по выбору оптимальных мест размещения новых наземных телескопов и повышению качества изображений в уже существующих телескопах. Рекомендации позволяют минимизировать действие атмосферной турбулентности, искажающей астрономические изображения и учитывают влияние атмосферного анизотропного пограничного слоя, реализующегося в горных районах. В частности, предложено: 1) выбирать место расположения телескопов таким образом, чтобы в секторе постоянных наблюдений крутизна склона подстилающей поверхности у телескопа (под оптической трассой) была достаточно высока, 2) искусственно уменьшать приземные значения структурной характеристики показателя преломления вблизи телескопа, 3) размещать телескоп на берегу холодного водоема, расположенного под оптической трассой, 4) размещать наземные телескопы в районах, над которыми во время измерений наблюдаются крупные когерентные структуры (области когерентной турбулентности).

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, места размещения телескопов, рекомендации; atmospheric turbulence, site selection of telescopes, recommendations.

Введение

Как известно [1, 2], качество оптического изображения во многом зависит от места размещения астрономического телескопа, поэтому проблема выбора мест установки наземных телескопов остается актуальной. Вопросы о влиянии места размещения обычно возникают при планировании строительства новых телескопов. Однако и для уже существующих телескопов часто необходимо знать степень влияния места расположения, чтобы иметь возможность предпринять соответствующие меры по устранению негативных воздействий на изображение.

Известно [1–5], что в условиях незамутненной атмосферы качество оптических изображений в наземных астрономических неадаптивных телескопах определяется, в основном, атмосферной турбулентностью, которая вносит случайные искажения в фазовый фронт световой волны. При этом фактором, вносящим наибольшую погрешность в результаты наблюдений, как показывает астрономическая практика [1, 2], является дрожание изображений. Явления разрушения внутренней струк-

туры изображения, вызванные мелкомасштабными неоднородностями, при этом имеют второй порядок малости [3].

В настоящей статье выработаны рекомендации по выбору оптимальных мест размещения астрономических телескопов. Рекомендации минимизируют негативное действие атмосферной турбулентности. С целью уменьшения атмосферных искажений изображений наземные телескопы обычно устанавливаются в горных районах (как правило, на вершинах гор), поэтому в статье учитывается действие анизотропного пограничного слоя [6]. Рекомендации выработаны на основе систематизации ранних и полученных в последние годы результатов авторов [7–22]. К наиболее существенным для уменьшения влияния атмосферной турбулентности результатам, в первую очередь, относятся:

1. Возможность замены [15] анизотропного пограничного слоя на эффективный изотропный слой, для которого созданы оптические модели турбулентности. Этот результат кратко рассматривается в разд. 1. Он является основным и позволяет учесть влияние рельефа подстилающей поверхности на дрожание изображений внеатмосферных объектов. По данным наших работ [7–14] в разд. 2 рассмотрены основные результаты учета влияния рельефа подстилающей поверхности в месте расположения астрономических приемников (включая горный

* Виктор Викторович Носов (nosov@iao.ru); Виктор Михайлович Григорьев; Павел Гаврилович Ковадло; Владимир Петрович Лукин; Евгений Викторович Носов; Андрей Витальевич Торгаев.

рельеф) на дисперсию дрожания изображений внеатмосферных объектов. Дана оценка сравнительного вклада дрожания изображения в процесс разрушения астрономических изображений атмосферной турбулентностью.

2. При наличии в атмосфере крупных когерентных структур (области когерентной турбулентности) происходит значительное ослабление [16–18] как амплитудных, так и фазовых флуктуаций оптического излучения по сравнению с колмогоровской турбулентностью. Это повышает качество астрономических изображений. Указанный результат кратко рассматривается в разд. 3.

1. Эффективный изотропный пограничный слой

В нашей статье [15] с использованием полуэмпирических гипотез теории турбулентности теоретически и экспериментально показано, что теория подобия турбулентных течений может быть распространена на произвольный анизотропный пограничный слой (который обычно реализуется над неровной, например горной, подстилающей поверхностью). В анизотропном пограничном слое слабо анизотропная теория подобия Монина–Обухова (с недиагональным тензором турбулентной теплопроводности) выполняется локально, в некоторой окрестности каждой точки в слое. Основным параметром в таком слое является число Монина–Обухова ζ ($\zeta = z/L$, z – высота над подстилающей поверхностью, L – масштаб Монина–Обухова), свое в каждой точке слоя. Установлено, что в значительном интервале изменения числа Монина–Обухова в анизотропном пограничном слое реализуется режим изотропного слоя. Представляется интересным вопрос, можно ли произвольный пограничный слой заменить на некоторый эффективный изотропный пограничный слой. Это дало бы возможность использовать для описания анизотропного слоя простые полуэмпирические соотношения, справедливые в изотропном слое.

В произвольном пограничном слое скорости диссипации кинетической энергии ε и флуктуаций температуры N зависят от пяти параметров [15]: V_* , T_* , T , $\partial u/\partial x$, $\partial T/\partial x$, где V_* – турбулентный масштаб температурного поля, u – продольная компонента средней скорости ветра, T – средняя температура. Масштаб L введен в работах А.С. Монина, А.М. Обухова из соображений размерности и связан с масштабами V_* , T_* формулами:

$$L = V_*^2 / (\alpha \varkappa^2 \beta T_*), \quad \beta = g/T, \quad V_*^2 = \overline{-v_1'v_3'},$$

$$\alpha \varkappa V_* T_* = \overline{-v_3'T'}$$

где $\varkappa = 0,4$ – постоянная Кармана; g – ускорение силы тяжести; $\alpha = \text{Pr}^{-1} \approx 1,17$.

Выражения для ε и N можно представить в виде [15]:

$$\varepsilon = V_*^3 \varkappa^{-1} z^{-1} [\varphi(\zeta) - \zeta + \varphi_V(\zeta)],$$

$$N = \alpha \varkappa V_* T_*^2 z^{-1} [\varphi(\zeta) + \varphi_T(\zeta)], \quad \zeta = z \alpha \varkappa^2 g T_* V_*^{-2} T_*^{-1}.$$

Здесь $\varphi(\zeta)$ – универсальная функция подобия, задающая тип стратификации. Функции $\varphi_V(\zeta)$ и $\varphi_T(\zeta)$ характеризуют анизотропный пограничный слой и являются энергетической и температурной функциями анизотропии соответственно [15].

Эта система уравнений соответствует анизотропному слою. Если положить здесь $\varphi_V = 0$, $\varphi_T = 0$, то система будет описывать изотропный слой. Вводя вместо V_* , T_* , T новые величины V_{*eff} , T_{*eff} , T_{eff} , получаем

$$\varepsilon = V_{*eff}^3 \varkappa^{-1} z^{-1} [\varphi(\zeta) - \zeta], \quad N = \alpha \varkappa V_{*eff} T_{*eff}^2 z^{-1} \varphi(\zeta),$$

$$\zeta = z \alpha \varkappa^2 g T_{*eff} V_{*eff}^{-2} T_{eff}^{-1}. \quad (1)$$

Приравняем левые части этих двух систем друг другу, что эквивалентно заданию во второй системе величин ε , N , ζ из реального горного слоя. Решая полученную систему уравнений, находим значения параметров V_{*eff} , T_{*eff} , T_{eff} , соответствующих эффективному изотропному слою.

Задачу можно упростить, считая относительные изменения абсолютной температуры малыми и полагая ее равной своему среднему значению по всем сеансам наблюдений в [15] $T = T_{eff} = 273,7$ К ($T = +0,5$ °С, отклоняясь в разных сеансах на 1–2 °С). Тогда, выразив из третьего уравнения системы (1) одно из неизвестных через другое и подставив его в первые два уравнения, получим систему двух нелинейных уравнений с двумя неизвестными V_{*eff} , T_{*eff} .

На рис. 1 и 2 приведены результаты сравнения турбулентных масштабов температуры и скорости анизотропного пограничного слоя T_* , V_* с эффективными масштабами для изотропного слоя V_{*eff} , T_{*eff} .

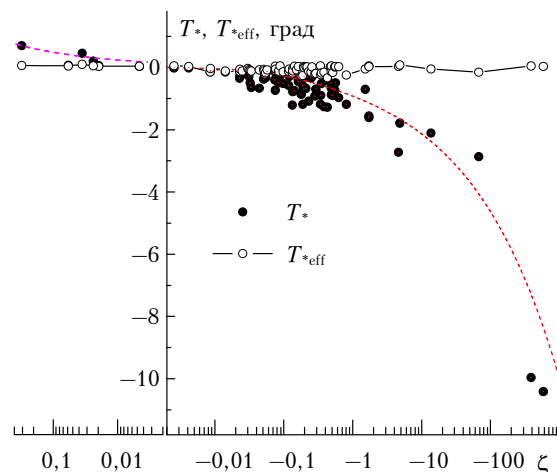


Рис. 1. Сравнение турбулентного масштаба температуры анизотропного пограничного слоя T_* с эффективным масштабом для изотропного слоя T_{*eff} : $T_* \sim 4\zeta$ град, $\zeta > \zeta_*$ ($\zeta_* = -0,125$); $T_* \sim -(-\zeta)^{1/3}$ град, $\zeta < \zeta_*$; $\langle T_{*eff} \rangle = -0,066$ °С

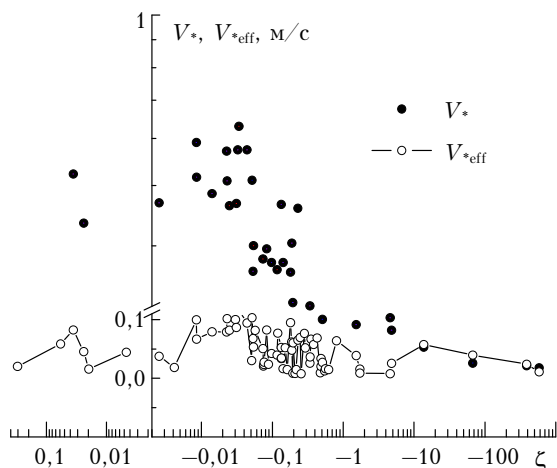


Рис. 2. Сравнение турбулентного масштаба скорости (скорости трения) анизотропного пограничного слоя V^* с эффективным масштабом для изотропного слоя V_{eff}^* : $V^* \sim 0,27 \text{ м/с}$, $\zeta > \zeta_*$ ($\zeta_* = -0,125$); $V^* \sim 0,14 (-\zeta)^{-1/3} \text{ м/с}$, $\zeta < \zeta_*$; $\langle V_{\text{eff}}^* \rangle = 0,049 \text{ м/с}$

Отсюда видно, что эффективные турбулентные масштабы температуры и скорости T_{eff}^* , V_{eff}^* оказываются близкими к постоянным величинам в широком диапазоне изменения чисел Монина–Обухова ($-581 \leq \zeta \leq 0,3$). Как известно, в изотропном слое эти масштабы должны быть постоянными. На основании данных рис. 1 и 2 можно сделать вывод, что анизотропный пограничный слой может быть заменен на эффективный изотропный слой.

Осредненные по всем точкам наблюдения эффективные масштабы изотропного слоя оказываются равными $\langle T_{\text{eff}}^* \rangle = -0,07 \text{ }^\circ\text{C}$, $\langle V_{\text{eff}}^* \rangle = 0,05 \text{ м/с}$. Такие значения масштабов при $z = 2,7 \text{ м}$ и $T_{\text{eff}}^* = 273,7 \text{ К}$ соответствуют числу Монина–Обухова эффективного изотропного слоя, равному $\langle \zeta_{\text{eff}} \rangle = -0,5$. Указанные значения трех параметров $\langle T_{\text{eff}}^* \rangle$, $\langle V_{\text{eff}}^* \rangle$, $\langle \zeta_{\text{eff}} \rangle$ полностью характеризуют эффективный изотропный слой, соответствующий реальному горному пограничному слою. Величина $\langle \zeta_{\text{eff}} \rangle$ находится внутри интервала с режимом изотропного слоя ($-0,1 \gtrsim \zeta \gtrsim -1$) и может служить индикатором общей метеоситуации над исследуемым горным регионом за время проведения экспериментов в [15].

Таким образом, если найдены значения параметров $\langle T_{\text{eff}}^* \rangle$, $\langle V_{\text{eff}}^* \rangle$, $\langle \zeta_{\text{eff}} \rangle$, характеризующих эффективный изотропный слой, то можно пользоваться известными формулами изотропного слоя без функций анизотропии $\varphi_V(\zeta)$, $\varphi_T(\zeta)$.

Возможность замены анизотропного пограничного слоя на эффективный изотропный слой позволяет использовать разработанные для изотропного пограничного слоя оптические модели турбулентности. Для этого, как мы видели, необходимо знать характерные масштабы температуры $\langle T_{\text{eff}}^* \rangle$ и скорости $\langle V_{\text{eff}}^* \rangle$, средние для региона наблюдений. Если эти масштабы известны, то по формуле (1) можно восстановить средние для региона значения $\langle \epsilon_{\text{eff}} \rangle$, $\langle N_{\text{eff}} \rangle$, $\langle \zeta_{\text{eff}} \rangle$, соответствующие эффективному изотропному слою.

Далее, по известным формулам теории подобия [3, 4, 6] находятся приземные (приповерхностные) значения оптических параметров турбулентности C_n^2 , L_0 , l_0 (структурная характеристика флуктуаций показателя преломления воздуха, внешний и внутренний масштабы турбулентности соответственно), которые обычно [3, 4] служат основными исходными параметрами при построении высотных профилей (оптических моделей турбулентности). Таким образом, замена анизотропного пограничного слоя на эффективный изотропный предполагает только, что в каждой точке подстилающей поверхности можно рассчитать необходимый высотный профиль, используя вычисленное среднее для региона приземное значение. При этом на рельеф самой подстилающей поверхности никаких ограничений не накладывается, поэтому его необходимо учитывать отдельно.

Учет рельефа с заменой анизотропного пограничного слоя на эффективный изотропный произведен ниже в разд. 2. В нашей работе [14] также сформулирован принцип взаимозаменяемости в полумпирической теории турбулентности. Пользуясь таким принципом, можно изменения рельефа свести к соответствующим изменениям приповерхностных значений оптических параметров турбулентности. Это дает возможность рассматривать приземные значения, локально отклоняющиеся от значения, среднего для региона. Совместное применение замены анизотропного слоя на эффективный изотропный и использование принципа взаимозаменяемости позволили нам [7, 8, 11–13] дать ряд рекомендаций по выбору оптимальных по качеству изображений мест размещения новых наземных телескопов и повышению качества изображений в уже существующих телескопах.

2. Дрожание и качество астрономических изображений

В незамутненной атмосфере, как известно, качество астрономических изображений определяется, в основном, атмосферной турбулентностью. При этом фактором, вносящим наибольшую погрешность в результаты наблюдений, как показывает астрономическая практика, является дрожание изображений. В этом разделе кратко рассмотрим влияние подстилающего рельефа на дрожание астрономических изображений, оценим влияние на качество изображений явлений разрушения внутренней структуры изображения, вызванных мелкомасштабными неоднородностями, и сформулируем несколько рекомендаций по выбору оптимальных мест размещения телескопов и повышению качества изображений.

2.1. Влияние подстилающего рельефа на дрожание астрономических изображений

Величину дрожания принято определять при помощи дисперсии σ_t^2 линейных смещений изображения

в фокальной плоскости. Часто вместо линейных отклонений рассматривают угловые отклонения, характеризуемые дисперсией угловых смещений σ_α^2 и среднеквадратическим (стандартным) отклонением угловых смещений σ_α . Отклонения σ_t и σ_α связаны между собой простым соотношением $\sigma_\alpha = \sigma_t/F_t$, где F_t – фокусное расстояние приемного телескопа.

В радиофизической волновой постановке дисперсия дрожания изображения плоской волны впервые теоретически рассматривалась В.И. Татарским [3]. Для дисперсии σ_α^2 (рад²) (по обеим угловым координатам) в [3] получено выражение

$$\sigma_\alpha^2 = 4,51a_t^{-1/3}I_0, \quad I_0 = \sec\theta \int_0^\infty C_n^2(h)dh, \quad (2)$$

где a_t – радиус входной апертуры телескопа; θ – зенитный угол наблюдаемого объекта (отсчитываемый в месте расположения приемника от направления в зенит); $C_n^2(h)$ – структурная характеристика, зависящая от высоты h над подстилающей поверхностью (высотный профиль). Для каждого значения угла θ величина I_0 в (2) определяет интегральную интенсивность атмосферной турбулентности на оптических трассах заданного наклона.

Выражение (2) было подвергнуто серьезной экспериментальной проверке как на трассах с внеатмосферными источниками, так и на приземных трассах. В результате установлено, что в астрономических наблюдениях экспериментальные значения дисперсии σ_α^2 в большом числе случаев соответствуют теоретическим. Однако часто обнаруживались и значительные отклонения от закона «секанса»:

$$\sigma_\alpha^2 \sim \sec\theta. \quad (3)$$

Эти отклонения были отмечены в монографии В.И. Татарского [3] и вызвали продолжительную дискуссию в среде астрономов-экспериментаторов (начиная с 1957–1959 гг.). Они также послужили причиной построения астрономами большого числа экспериментальных зависимостей дисперсии дрожания от зенитного угла θ , различных для каждого пункта наблюдения. При этом, как указывалось в обзорных монографиях [1, 2], каждый из экспериментаторов настаивал на том, что полученная им функциональная зависимость дисперсии от зенитного угла является единственно верной.

Для естественных внеатмосферных оптических источников результаты выполненных теоретических и экспериментальных исследований позволяют представить дисперсию угловых смещений изображений σ_α^2 на трассах произвольной геометрии следующим выражением [7, 8, 21]:

$$\sigma_\alpha^2 = 4,1a_t^{-1/3}I, \quad I = \int_0^x dx' C_n^2(h(x'))(x'/x)^2 \{(x'/x)^{-1/3} - [(x'/x)^2 + L_0^2(h(x'))/(2\pi^2 a_t^2)]^{-1/6}\}, \quad (4)$$

где x – длина оптической трассы; $L_0(h)$ – высотный профиль внешнего масштаба турбулентности; $h(x')$ – высота текущей точки оптической трассы над подстилающей поверхностью (текущая высота трассы); x' – текущая длина трассы, отсчитываемая от источника.

Как известно, выше пограничного слоя, толщина которого составляет несколько километров, функция $C_n^2(h)$ мало отличается от нуля. Поэтому в области, существенной для интегрирования в (4), выполняется неравенство $h(x') \leq h_{\text{eff}}$, где h_{eff} – эффективная толщина оптически активного слоя атмосферы. Это условие накладывает ограничения на интервал изменения текущей длины трассы x' и позволяет произвести дальнейшие упрощения. В результате для дисперсии дрожания астрономических изображений получаем

$$\sigma_\alpha^2 = 4,1a_t^{-1/3}I,$$

$$I = \int_0^x dx' C_n^2(h(x')) \{1 - [1 + L_0^2(h(x'))/(2\pi^2 a_t^2)]^{-1/6}\}. \quad (5)$$

Как можно видеть из сравнения (5) и (2), в рамках принятых в [3] приближений ($L_0(h) = \infty$, $h(x') = (x - x')\cos\theta$) выполняется равенство $I = I_0$ и выражение (5) отличается от (2) только численным коэффициентом. Отличие незначительно (около 9%) и обусловлено использованием при выводе (4) гауссовой аппроксимации функции пропускания входного зрачка приемного телескопа.

Представление (5) учитывает влияние высотного профиля внешнего масштаба турбулентности и не накладывает ограничений на функцию, описывающую текущую высоту трассы. Как следует из (5), для прогноза дисперсии дрожания необходимо задать высотные профили интенсивности турбулентности $C_n^2(h)$, внешнего масштаба турбулентности $L_0(h)$ и, для учета подстилающего рельефа, определить текущую высоту трассы $h(x')$.

В [4] выполнен обзор имеющихся теоретических и экспериментальных данных для высотных моделей структурной характеристики $C_n^2(h)$. Для практического применения рекомендованы сглаженные экспериментальные профили. Одним из них является профиль, предложенный в [4]:

$$C_n^2(h) = C_n^2(h_*) (h/h_*)^{-2/3} \exp[-(h - h_*)/h_{\text{eff}}], \quad (6)$$

где $h_{\text{eff}} = 3200$ м – конкретизированная эффективная толщина активного слоя атмосферы, $h_* = 2,5$ м – характерная высота измерений C_n^2 в приземном слое. При соответствующем задании приземных значений $C_n^2(h_*)$ профиль (6) согласуется с другими сглаженными моделями и позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные. Ниже мы будем использовать профиль (6).

Выполненный в [7, 8] для ровной подстилающей поверхности расчет дисперсии дрожания по

формуле (5) с использованием известных в настоящее время моделей внешнего масштаба турбулентности $L_0(h)$ [5, 9] показал, что в (5) дисперсия σ_α^2 , нормированная на свое значение $\sigma_{\alpha 0}^2$, соответствующее вертикальным трассам ($\theta = 0^\circ$), практически не зависит от выбора модели внешнего масштаба. Это позволяет существенно упростить выражение (5), применив теорему о среднем и вынеся зависящий от внешнего масштаба множитель из-под знака интеграла. Тогда учет реальных профилей внешнего масштаба дает разные коэффициенты в (5) и, как установлено в [7, 8], может привести к уменьшению среднеквадратического отклонения дрожания на порядок.

С целью уменьшения влияния атмосферы астрономические телескопы обычно устанавливаются на возвышенных местах, включая вершины гор. В этом случае оптическая трасса, как правило, проходит над участками подстилающей поверхности с неровным или пересеченным рельефом, поэтому текущую высоту трассы $h(x')$ следует задавать с учетом подстилающего рельефа.

Обозначим через $P(s)$ высоту поверхности Земли над уровнем моря вдоль окружности большого радиуса Земли, которая получается сечением Земли плоскостью, проходящей через ее центр и оба конца оптической трассы. Аргументом в функции $P(s)$ выступает длина дуги окружности большого радиуса Земли $s = s(x')$, $0 \leq x' \leq x$ (x' отсчитывается от источника). При этом $P(s(x)) = P_0$ и $P(s(0))$ – высоты поверхности Земли над уровнем моря соответственно в точке размещения телескопа и под наблюдаемым объектом (рис. 3).

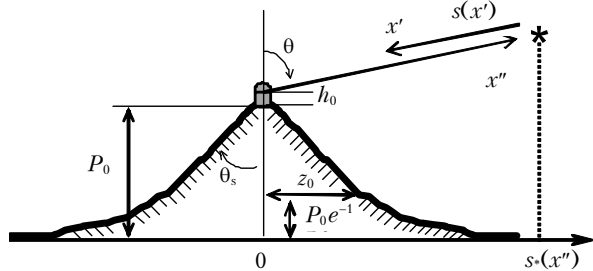


Рис. 3. Схема расположения телескопа

Условие $P(s(x')) = \text{const}$ соответствует ровной подстилающей поверхности. С учетом сделанных определений текущую высоту $h(x')$, зависящую от рельефа подстилающей поверхности, можно представить следующим выражением:

$$h(x') = -R - P(s(x')) + \left\{ [h_0 + P(s(x)) + R]^2 + (x - x')^2 + 2(x - x')[h_0 + P(s(x)) + R] \cos \theta \right\}^{1/2},$$

где R – радиус Земли (h_0 – высота центра приемной апертуры телескопа над подстилающей поверхностью). Значение текущей длины дуги $s(x')$ равно радиусу Земли R , умноженному на центральный угол между двумя точками текущей трассы x и x' :

$$s(x') = R \arctg \left(\frac{(x - x') \sin \theta}{h_0 + P(s(x)) + R + (x - x') \cos \theta} \right), \quad 0 \leq \theta \leq \pi.$$

Для исследования влияния рельефа подстилающей поверхности на величину дрожания астрономических изображений необходимо задать функцию $P(s)$, моделирующую рельеф горной местности при размещении телескопа на вершине одной из гор. В случае расположения телескопа на вершине одиночной горы далее в расчетах используется простая функция $P(s)$ ($P(s) = P_0 e^{-s/z_0}$, $s_*(x'') = s(x - x'')$), задающая рельеф поверхности одиночной горы:

$$P(s) = P_0 \exp[-(s/z_0)^n], \quad n = \text{const}, \quad s \geq 0. \quad (7)$$

Здесь P_0 – высота горы (над уровнем моря); z_0 – полуширина основания горы по уровню $1/e$. Если сечение горы по уровню $1/e$ назвать подошвой горы, то z_0 – радиус подошвы. Постоянная n в (7) характеризует крутизну склона горы вблизи телескопа. Ясно, что наибольшая крутизна склона вблизи телескопа соответствует малым значениям n ($n < 1$), наименьшая – большим значениям n ($n \rightarrow \infty$), когда объемный профиль горы близок к цилиндру. Чисто экспоненциальный профиль получается из (7) при $n = 1$.

На рис. 4 приведено среднеквадратическое отклонение угловых смещений изображения σ_α , нормированное на свое значение $\sigma_{\alpha 0}$ для вертикальной трассы, в зависимости от зенитного угла наблюдаемого астрономического объекта θ для различной степени крутизны склона одиночной горы (для различных значений n в формуле (7) при фиксированных параметрах P_0 и z_0).

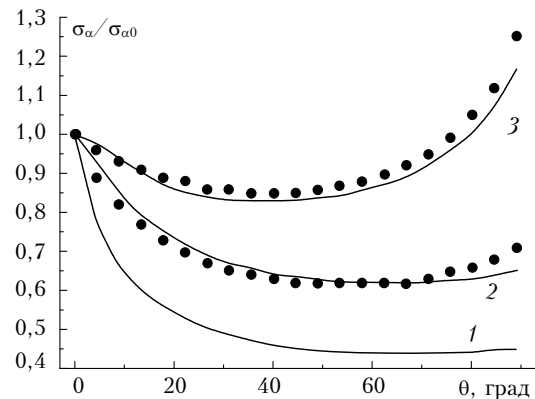


Рис. 4. Нормированное среднеквадратическое отклонение дрожания изображений в зависимости от зенитного угла для различной крутизны склона одиночной горы: $\sigma_{\alpha 0}$ – значение σ_α при $\theta = 0^\circ$. $P_0 = 5$ км, $z_0 = 0,5$ км, $h_0 = 20$ м. 1 – $n = 1$; 2 – $n = 2$; 3 – $n = 8$. Точками у кривых 2, 3 обозначены эквивалентные зависимости, соответствующие экспоненциальному профилю ($n = 1$), рассчитанные при $z_0 = 1,4$ км для кривой 2 ($n = 2$), при $z_0 = 4,6$ км для кривой 3 ($n = 8$)

Как видно из рис. 4, при $\theta \neq 0^\circ$ с увеличением крутизны склона (с уменьшением n) наблюдается существенное уменьшение смещений изображения

по сравнению со случаем, когда наблюдаемый объект расположен в зените ($\theta = 0^\circ$). Это явление объясняется тем, что при одинаковых значениях зенитных углов с увеличением крутизны склона горы уменьшается длина участка оптической трассы, расположенного внутри оптически активного слоя атмосферы.

Расчеты, проведенные для различных n , показывают, что при $n \neq 1$ профиль горы (7) можно заменить на эквивалентный «экспоненциальный» профиль, для которого $n = 1$. Для экспоненциального профиля одиночной горы зависимость $\sigma_\alpha/\sigma_{\alpha 0}$ от крутизны склона горы иллюстрирует рис. 5.

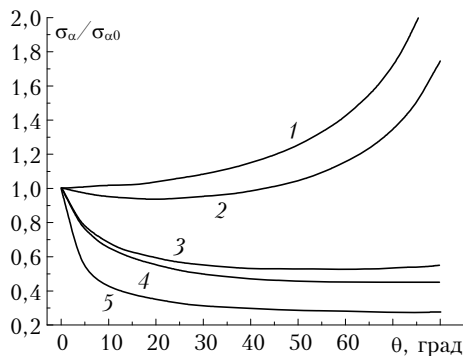


Рис. 5. Нормированное среднеквадратическое отклонение дрожания изображений в зависимости от зенитного угла для различной крутизны склона одиночной горы с экспоненциальным профилем (профиль (7) при $n = 1$) $P(s) = P_0 \exp(-s/z_0)$, $h_0 = 20$ м. 1 — $P_0 = 0$ км ($\text{tg}\theta_s = \infty$, $\sigma_\alpha^2/\sigma_{\alpha 0}^2 = \sec^2\theta$); 2 — $P_0 = 0,5$ км, $z_0 = 0,5$ км ($\text{tg}\theta_s = 1$); 3 — $P_0 = 3$ км, $z_0 = 0,3$ км ($\text{tg}\theta_s = 0,1$); 4 — $P_0 = 5$ км, $z_0 = 0,5$ км ($\text{tg}\theta_s = 0,1$); 5 — $P_0 = 5$ км, $z_0 = 0,1$ км ($\text{tg}\theta_s = 0,02$)

Для данных, приведенных на рис. 5, изменение крутизны склона происходит за счет изменения высоты горы P_0 и радиуса ее подошвы z_0 . Отношение этих параметров z_0/P_0 характеризует половину угла $2\theta_s$, образуемого противоположными склонами горы на ее вершине, $\text{tg}\theta_s = z_0/[P_0(1 - e^{-1})]$ (см. рис. 3). С уменьшением этого угла крутизна склонов увеличивается. Как следует из рис. 5, увеличение крутизны склонов (уменьшение угла θ_s) приводит к существенному уменьшению отношения $\sigma_\alpha/\sigma_{\alpha 0}$. Наблюдаемая ситуация подобна случаю, рассмотренному на рис. 4. Здесь, однако, угол при вершине горы θ_s является не единственным параметром, от которого зависит величина $\sigma_\alpha/\sigma_{\alpha 0}$. Это видно из сравнения кривых 3 и 4 рис. 5, для которых значение угла θ_s одно и то же. Дополнительным параметром выступает отношение высоты горы к толщине оптически активного слоя атмосферы P_0/h_{eff} . Согласно рис. 5 для двух гор с одинаковым профилем, но разных по высоте, участки оптической трассы, расположенные внутри активного слоя атмосферы, при $\theta \neq 0^\circ$ имеют разную длину.

К настоящему времени экспериментальных данных по дрожанию изображений астрономических объектов накоплено достаточно много [23–33].

Наибольший интерес для сравнения с теорией представляют результаты измерений, существенно отклоняющиеся от закона «секанса» (3). К таким результатам можно отнести экспериментальные данные, полученные в [23]. В работе [23] измерения производились на вершине горы Санглок в Таджикистане. Гора Санглок высотой 2237 м расположена приблизительно в 60 км на юго-восток от столицы Таджикистана Душанбе. Измерения выполнены в летний период 1960 г. Телескоп располагался на высоте $h_0 \approx 20$ м от подстилающей поверхности. На рис. 6 показан результат сравнения нашей теории [7] с экспериментом [23]. Теоретическая кривая вычислена для параметров горного профиля в районе наблюдений. Как видно из рис. 6, имеет место удовлетворительное согласие теории и эксперимента.

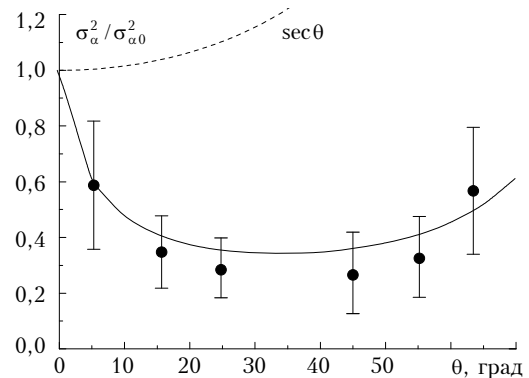


Рис. 6. Влияние горного рельефа на дисперсию дрожания изображения звезд (гора Санглок, ночные измерения). Точками показаны экспериментальные данные [23], вертикальные отрезки указывают доверительные интервалы. Сплошная линия соответствует нашим теоретическим результатам для параметров реального горного профиля в пункте измерений: $P_0 = 2237$ м, $z_0 = 250$ м, $n_0 = 1,6$ ($\theta_s \approx 10^\circ$)

Из результатов сравнения эксперимента с теорией следует вывод, что учет типа подстилающего рельефа в районе расположения пункта наблюдения необходим для корректного прогноза величины дрожания астрономических изображений. Учет рельефа позволяет объяснить расхождение экспериментальных результатов, существенно отклоняющихся от закона секанса, с полученными ранее теоретическими зависимостями.

Таким образом, представленные результаты подводят итог многолетней дискуссии астрономов о существенных отклонениях дрожания изображений от закона секанса В.И. Татарского. Эти результаты показывают, что причиной большого числа различных экспериментальных зависимостей дисперсии дрожания от зенитного угла является структура подстилающего рельефа, различная в каждом пункте наблюдения. Отсюда следует вывод, что каждый астроном-экспериментатор, принимавший участие в дискуссии, был прав. Различие в полученных ими данных легко объясняется разнообразным подстилающим рельефом, наблюдавшимся в их экспериментах.

2.2. Качество астрономических изображений

Рассмотрим теперь еще один вопрос, который возникает при наблюдении астрономических объектов. Это качество астрономических изображений. На практике фактором, вносящим наибольшую погрешность в результаты наблюдений, является дрожание изображений. В то же время внутренняя структура движущегося изображения также флуктуирует. Соответствующий расчет можно произвести, если рассматривать среднюю интенсивность изображения в системе координат, движущейся вместе с центром тяжести изображения. После перехода в движущуюся систему координат исключается влияние крупномасштабных неоднородностей и внутренняя структура движущегося изображения определяется мелкомасштабными флуктуациями. Как указывается в монографии В.И. Татарского [3], такие расчеты, выполняемые стандартными методами, обычно приводят к чрезвычайно громоздким выражениям.

В нашей работе [10] рассчитана средняя интенсивность оптического изображения естественных астрономических объектов в системе координат, движущейся вместе с энергетическим центром тяжести изображения. Произведена оценка сравнительного вклада дрожания изображения в процесс разрушения астрономических изображений атмосферной турбулентностью.

Согласно [10] в таких задачах основной характеристикой может служить радиус когерентности сферической волны ρ_s . Для статистически неоднородных трасс радиусы когерентности сферической ρ_s и плоской ρ_0 волн определяются, как известно, соотношениями

$$\rho_s = [1,46k^2 \int_0^x dx' (x'/x)^{5/3} C_n^2(h(x'))]^{-3/5},$$

$$\rho_0 = [1,46k^2 \int_0^x dx' C_n^2(h(x'))]^{-3/5}.$$

Для внеатмосферных астрономических источников (свечение сверху вниз) эти радиусы совпадают, $\rho_s = \rho_0$. На однородных горизонтальных трассах $\rho_s = 1,8\rho_0$. В этом случае отношение диаметра приемника к радиусу когерентности $2a_t/\rho_s$ имеет вид

$$2a_t/\rho_s = 0,613D_S^{3/5}(2a_t), \quad D_S(\rho) = 1,096C_n^2k^2x\rho^{5/3},$$

где $D_S(\rho)$ — структурная функция флуктуаций фазы сферической волны.

Из полученных в [10] результатов следует, что в движущейся системе координат отношение площади S_T размытого атмосферной турбулентностью изображения удаленной точки к аналогичной площади в однородной среде (вакууме) S_0 представляется следующими асимптотическими выражениями:

$$S_T/S_0 = 1 + 0,88y^{5/3}(1 - 1,27y^{1/3}), \quad y \ll 1,$$

$$S_T/S_0 = 1 + y^2(1 - 1,09y^{-1/3}), \quad y \gg 1, \quad (8)$$

$$y = 2a_t/\rho_s = 1,02(a_t k \sigma_\alpha)^{6/5}; \quad S_0 = \pi F_t^2/(k^2 a_t^2).$$

Величина S_T/S_0 совпадает с обратным значением параметра Штреля [5] и характеризует степень размытия изображения точки. В отсутствие турбулентности ($\rho_s = \infty$) отношение S_T/S_0 равно единице. Корень из этого отношения $(S_T/S_0)^{1/2}$ является отношением эффективного радиуса светового пучка в фокальной плоскости приемной линзы к радиусу дифракционного кружка Эйри $F_t/(ka_t)$.

На рис. 7 показано отношение радиуса изображения астрономического объекта (наблюдаемого приемной оптической системой через слой турбулентной атмосферы) к соответствующему радиусу в вакууме (радиусу кружка Эйри).

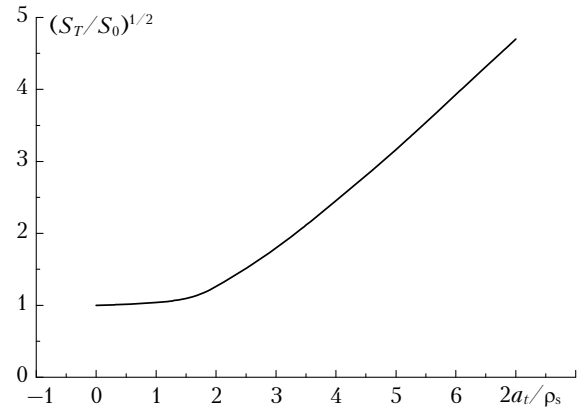


Рис. 7. Относительный радиус изображения астрономического объекта в движущейся системе координат

Это отношение получено численно из выражения, асимптотиками которого являются равенства (8). Как видно из рис. 7, с увеличением интенсивности турбулентности (что соответствует уменьшению радиуса когерентности ρ_s и увеличению дрожания σ_α) внутренняя структура движущегося изображения разрушается (изображение размывается). Из рис. 7 можно видеть также, что размытие изображения в движущейся системе координат оказывается незначительным ($S_T/S_0 \sim 1$ и внутренняя структура изображения практически не искажается), когда радиус когерентности превышает радиус приемника или оказывается равным ему ($\infty > \rho_s \geq a_t$).

Неравенство $\rho_s \geq a_t$, определяющее преобладание дрожания в общей картине разрушения изображения, хорошо выполняется для телескопов с небольшими и средними приемными апертурами. Для больших астрономических телескопов оно будет выполняться в условиях относительно слабой турбулентности, характеризуемой сравнительно большими значениями радиуса когерентности. В то же время такие телескопы устанавливаются, как правило, в местах с хорошим астроклиматом, для которых радиус когерентности может составлять десятки сантиметров. Поэтому и в больших астрономических телескопах разрушение изображения будет осуществляться в основном за счет дрожания. Отсюда следует, что одним из главных параметров, определяющих качество оптических изображений в наземных астрономических телескопах, является

стандартное отклонение σ_α угловых смещений изображения, вызванных атмосферной турбулентностью.

2.3. Практические рекомендации по улучшению астрономических изображений

В [11, 12] даны практические рекомендации по уменьшению влияния турбулентной атмосферы на качество изображений в наземных телескопах. Предложено выбирать место расположения астрономических телескопов таким образом, чтобы в секторе постоянных наблюдений крутизна склона подстилающей поверхности у телескопа (под оптической трассой) была достаточно высока. Например, размещение телескопа на краю обрывистого склона, для которого зенитный угол наклона подстилающей поверхности θ_π у телескопа ($\theta_\pi = \pi - \theta_s$) соответствует равенству $\text{tg}(\pi - \theta_\pi) = 0,1$, в секторе $35^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ зенитных углов θ (наклона оптической трассы у телескопа) приводит к уменьшению σ_α от 3 до 8 раз по сравнению с размещением телескопа на ровной подстилающей поверхности, характеризуемой законом секанса (3).

В работе [13] рассмотрен другой способ повышения эффективности действующих наземных астрономических телескопов, также уменьшающий значение σ_α . Этот способ заключается в искусственном уменьшении приземных значений C_n^2 .

Исследованное в [11] уменьшение σ_α за счет размещения телескопа на вершинах гор вызвано более быстрым увеличением (по сравнению со случаем ровной подстилающей поверхности) текущей высоты h оптической трассы над поверхностью (на участке трассы, прилегающем к приемнику) и, соответственно, уменьшением структурной характеристики показателя преломления $C_n^2(h)$. Подобный эффект достигается [13] применением мер по искусственному уменьшению приземных значений $C_n^2(h_0)$ для участка трассы, прилегающего к телескопу и находящегося в секторе постоянных наблюдений под оптической трассой.

Обозначим продольные размеры этого участка подстилающей поверхности через Δ . Примем меры по уменьшению приземного значения структурной характеристики флуктуаций показателя преломления до значения $C_n^2(h_0)_*$. Тогда величина $C_n^2(h_0)_*$ будет меньше обычного приземного значения $C_n^2(h_0)$ (соответствующего отсутствию мер). Стандартное отклонение угловых смещений оптических изображений с применением мер по уменьшению структурной характеристики обозначим через $\sigma_{\alpha m}$, без применения мер — через σ_α . Тогда, используя модель (6) высотного профиля структурной характеристики, можно показать [13], что

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha m} &= \mu_c(\Delta)\sigma_\alpha, \quad \mu_c(\Delta) = [1 + \tau^{1/3}(v-1)]^{1/2}, \quad \tau \leq 1, \quad v \leq 1, \\ v &= C_n^2(h_0)_*/C_n^2(h_0), \quad \tau = c \sin(\pi - \theta_\pi + \theta) \sin \theta, \\ c &= \Delta/h_e, \quad \pi/2 \leq \theta_\pi \leq \pi, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2, \end{aligned}$$

где, как обычно, h_{eff} — толщина оптически активного слоя турбулентной атмосферы вблизи телескопа. В таблице приведены некоторые значения параметров c , v и углов θ_π , θ , для которых $\mu_c(\Delta) \leq 0,1$ либо $\leq 0,05$.

Параметры, характеризующие существенное уменьшение угловых смещений астрономических изображений, в случае принятия мер по уменьшению приземного значения структурной характеристики C_n^2

$\mu_c(\Delta)$	$\mu_c(\Delta) \leq 0,1$								$\mu_c(\Delta) \leq 0,05$	
v	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1
θ_π , град	135	120	150	135	165	165	105	135	120	150
θ , град	15	15	45	60	60	15	30	30	45	45
c	0,4	1,0	1,0	1,2	1,2	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

Как видно из таблицы, уменьшая $C_n^2(h_0)$ вблизи телескопа, можно уменьшить стандартное отклонение σ_α более чем в 10 раз. В этой связи становится интересным вопрос о профилактических мерах, которые можно применять для уменьшения $C_n^2(h_0)$.

Простейшей мерой является нанесение на участок подстилающей поверхности вблизи телескопа покрытия, отражающего солнечное излучение в видимом и ИК-диапазонах спектра. Это покрытие будет уменьшать потоки тепла от и к поверхности Земли (высотный градиент температуры воздуха вблизи поверхности). Зимой таким покрытием может служить слой снега или льда; летом можно применять пленку с нанесенным на одну или обе стороны отражающим слоем или любое другое покрытие со схожими характеристиками. Как показано в [19, 20], применение простых мер (например, использование белой мраморной крошки для покрытия поверхности вблизи телескопа) уменьшает приземное значение $C_n^2(h_0)$ в 7–10 раз. Это соответствует диапазону 0,1–0,14 изменения параметра v в таблице. Тогда для трасс, близких к вертикальным, σ_α может уменьшиться в 2–3 раза.

Продольные размеры участка Δ определяются, как следует из таблицы, толщиной оптически активного слоя атмосферы h_{eff} . На возвышенных участках горной местности, где обычно устанавливаются астрономические телескопы, значение h_{eff} можно определить экспериментально. В горных условиях обычно наблюдается существенное уменьшение величины h_{eff} по сравнению с толщиной оптически активного слоя для ровной подстилающей поверхности. Поперечные размеры участка с покрытием определяются из требования, чтобы температурные и турбулентные характеристики участка с искусственно заниженной турбулентностью выдерживались в течение времени наблюдений. В частности, чтобы отсутствовало быстрое перемешивание воздуха боковой компонентой скорости ветра (поперечной к оптической трассе).

В наших работах [19, 20] также показано, что вследствие радиационной пестроты в естественных

условиях часто наблюдаются участки подстилающей поверхности, над которыми возникают режимы либо заниженной, либо завышенной турбулентности. Характеристики таких участков изменяются в зависимости от интенсивности солнечной радиации, степени облачности и силы ветра. Поэтому, в соответствии с данными таблицы, наиболее простым способом уменьшения значения $C_n^2(h_0)$ вблизи телескопа можно считать установку телескопа на берегу водоема, находящегося под оптической трассой и имеющего пониженную (по сравнению с приземным воздухом вдали от берега) температуру воды во время постоянных астрономических наблюдений.

3. Ослабление флуктуаций оптической волны в когерентной турбулентности

В результате экспедиционных работ 2000-х гг., проведенных в горных и равнинных условиях, авторами настоящей статьи накоплена обширная экспериментальная база данных приземных измерений параметров турбулентности в различных географических районах и метеоситуациях. Данные наших измерений [15–20] обнаруживают существование в атмосфере крупных когерентных структур.

А.С. Монин и А.М. Яглом [6] определяют когерентную структуру как неслучайную нелинейную устойчивую суперпозицию крупномасштабных компонент турбулентности. Однако процесс распада гидродинамической ячейки, как установлено в [16–18], продолжается до самых мелких вихрей, которые еще могут существовать в воздухе. Поэтому в [16–18] понятие «когерентная структура» расширено. Гидродинамической когерентной структурой называется компактное образование, включающее в себя долгоживущую пространственную структуру, возникающую в результате продолжительного действия термодинамических градиентов, и продукты ее дискретного когерентного каскадного распада. В расширенном понимании когерентная структура содержит как крупномасштабную, так и мелкомасштабную турбулентность. Частота когерентно распадающегося главного энергонесущего вихря является основным признаком когерентной структуры. Размеры когерентной структуры нечеткие. Течения, внешние по отношению к главному вихрю, могут переносить продукты ее распада на значительные расстояния, образуя длинный турбулентный след. Когерентная структура есть уединенное солитонобразное решение уравнений гидродинамики. Это либо уединенное односолитонное решение, либо один солитон в многосолитонном решении.

Экспериментальные данные измерений параметров турбулентности в различных географических районах и метеоситуациях показывают [15–20], что в открытой атмосфере часто наблюдаются протяженные области, в которых определяющее влияние имеет одна крупная когерентная структура. Турбулентность в таких областях называется коге-

рентной. Некогерентная колмогоровская турбулентность обнаруживается, как правило, над участками с ровной подстилающей поверхностью. В [16–18] показано, что колмогоровскую турбулентность можно считать смесью различных когерентных структур с несоизмеримыми частотами главных вихрей. Поэтому когерентную структуру можно рассматривать как структурный элемент, из которых состоит турбулентность. В вязких средах когерентные структуры не распадаются, тогда они (как и обычные неуединенные волны) являются разновидностями ламинарных течений.

Когерентной структурой можно считать, например, процесс возникновения и распада ячейки Бенара в воздухе, изученный в нашей работе [16]. Спектр пассивной примеси (температуры) в ячейке фрактален. Известные процессы перехода ламинарных течений в турбулентные (конвекция Релея–Бенара, обтекание жидкостью препятствий и др.) можно считать когерентными структурами (или суммами таких структур).

Когерентная турбулентность есть основная причина значительных отклонений постоянных Колмогорова и Обухова от своих стандартных значений и, как следствие, больших погрешностей в измерениях характеристик турбулентности.

Когерентная турбулентность отличается от некогерентной колмогоровской турбулентности более быстрым убыванием спектра W_T в инерционном интервале ($\sim f^{-8/3}$ вместо $\sim f^{-5/3}$) и меньшим вкладом высокочастотных компонент (рис. 8).

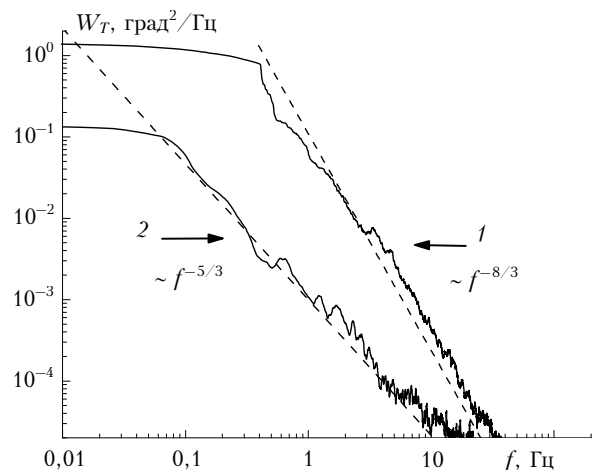


Рис. 8. Спектры флуктуаций температуры когерентной (вблизи препятствия – 1) и некогерентной колмогоровской (вдали от препятствия – 2) турбулентности

В воздушных потоках за препятствиями появляется градиент давления и образуются когерентные структуры. Нами показано [22], что с увеличением расстояния от препятствия распадающиеся вихри в турбулентном следе когерентной структуры смешиваются с окружающей атмосферой, а турбулентность из когерентной постепенно переходит в колмогоровскую некогерентную (см. рис. 8).

Этот наш экспериментальный результат подтверждает перенос внешним течением продуктов

распада когерентной структуры, которые при этом образуют длинный турбулентный след.

Для практических целей представляет интерес сравнение амплитудных и фазовых характеристик оптического излучения, распространяющегося в когерентной и некогерентной турбулентности.

В нашей работе [16] предложена модель трехмерного спектра флуктуаций температуры в когерентной структуре

$$\Phi_T(\mathbf{x}) = A_0 C_T^2 (6,6 \mathbf{x}_0)^{2(v-1/3)} (\mathbf{x}^2 + \mathbf{x}_0^2)^{-(v+3/2)} \exp(-\mathbf{x}^2 / \mathbf{x}_m^2),$$

$$A_0 = 0,033, \quad \mathbf{x}_0 = 2\pi / L_0, \quad \mathbf{x}_m = 5,92 / l_0,$$

где C_T^2 – структурная характеристика флуктуаций температуры; L_0 и l_0 – как и ранее, соответственно внешний и внутренний масштабы турбулентности. В когерентной турбулентности следует положить $v = 5/6$, что в большей части инерционного интервала дает $\Phi_T(\mathbf{x}) \sim \mathbf{x}^{-14/3}$. Для развитой (некогерентной) турбулентности $v = 1/3$, тогда в инерционном интервале $\Phi_T(\mathbf{x}) \sim \mathbf{x}^{-11/3}$. С использованием такого спектра получены выражения для дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды σ_χ^2 (в условиях применимости метода плавных возмущений [3]), дисперсии смещений энергетического центра лазерного пучка σ_c^2 [4] и дисперсии смещений изображения оптических источников σ_t^2 [21]. Рассмотрим величины b_χ , b_c , b_t , являющиеся отношением этих дисперсий для когерентной (*ch*) и некогерентной (*nch*) турбулентности:

$$b_\chi = \sigma_{\chi|ch}^2 / \sigma_{\chi|nch}^2, \quad b_c = \sigma_{c|ch}^2 / \sigma_{c|nch}^2, \quad b_t = \sigma_{t|ch}^2 / \sigma_{t|nch}^2.$$

Пусть $a_{\text{eff}}(x)$ – эффективный радиус оптического пучка на трассе длиной x ($a_{\text{eff}}(x) \geq a_{\text{eff}}(0)$); λ – длина волны; $R_F = (\lambda x)^{1/2}$ – радиус первой зоны Френеля. Вычисления показывают, что в когерентной турбулентности ($v = 5/6$) дисперсии σ_c^2 , σ_t^2 , σ_χ^2 получаются (с точностью до постоянных множителей) из известных выражений для них в некогерентной колмогоровской турбулентности ($v = 1/3$) заменами $a_{\text{eff}}(x) \rightarrow L_0$; $a_t \rightarrow L_0$; $l_0 \rightarrow l_0^{4/7} L_0^{3/7}$ при $l_0 \gg R_F$ и $x \rightarrow x(R_F/L_0)^{6/11}$ при $l_0 \ll R_F$ соответственно.

В работе [24] экспериментально установлено, что для больших размеров приемников дисперсия смещений астрономических изображений (край диска Луны, рис. 9) не зависит от a_t в противоположность обычной зависимости $\sigma_t^2 \sim a_t^{-1/3}$ для колмогоровского спектра (штриховая линия на рис. 9). Данные наших измерений [22] показывают, что над территорией Саянской солнечной обсерватории в вечернее и ночное время стабильно наблюдаются крупные когерентные структуры. Поэтому оптический результат [24] (см. рис. 9) теперь можно объяснить преобладающим действием одной когерентной структуры во время измерений.

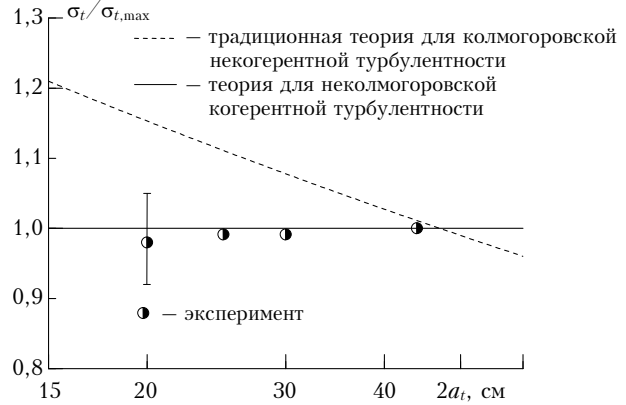


Рис. 9. Дрожание астрономических изображений. Сравнение традиционной некогерентной теории с когерентной теорией и экспериментом [24]. Саяны, край диска Луны, большие приемники (максимальный радиус приемника $a_{t,\text{max}} = 22$ см). Вечерние измерения с переходным турбулентным режимом. Преобладает одна когерентная структура

Будем считать, с целью их сравнения, что когерентная и некогерентная турбулентности имеют одинаковые внешние масштабы L_0 , внутренние масштабы l_0 и интенсивности турбулентности C_T^2 . Тогда

$$b_\chi \approx l_0 / L_0 \text{ при } l_0 \gg R_F, \quad b_\chi \approx R_F / L_0 \text{ при } l_0 \ll R_F;$$

$$b_c \approx (a_{\text{eff}}(x) / L_0)^{1/3}; \quad b_t \approx (a_t / L_0)^{1/3}.$$

Так как обычно $a_{\text{eff}}(x)$, a_t , l_0 , $R_F \ll L_0$, то отсюда видно, что для типичных оптических трасс и типичных значений параметров источников и приемников эти отношения малы: b_χ , b_c , $b_t \ll 1$. Это означает, что по сравнению с некогерентной колмогоровской турбулентностью в когерентной турбулентности происходит значительное ослабление как амплитудных, так и фазовых флуктуаций оптического излучения.

Таким образом, при наличии в атмосфере крупных когерентных структур (области когерентной турбулентности) флуктуации оптического излучения существенно уменьшаются. Это уменьшает дрожание и повышает качество астрономических изображений. Следовательно, для установки наземных телескопов можно рекомендовать районы, над которыми во время измерений имеются крупные когерентные структуры.

Заключение

Таким образом, в статье даны практические рекомендации по выбору оптимальных мест размещения наземных астрономических телескопов, в которых влияние турбулентной атмосферы на качество изображений минимально. Основные рекомендации могут быть сформулированы следующим образом:

1. Предложено выбирать место расположения телескопов таким образом, чтобы в секторе постоянных наблюдений крутизна склона подстилающей

поверхности у телескопа (под оптической трассой) была достаточно высока. При этом среднеквадратическое отклонение дрожания можно уменьшить на порядок.

2. Предложен способ повышения качества изображений наземных телескопов, заключающийся в искусственном уменьшении приземных значений структурной характеристики флуктуаций показателя преломления C_n^2 . Простейшей мерой является нанесение на участок подстилающей поверхности покрытия, отражающего солнечное излучение в видимом и ИК-диапазонах. Зимой таким покрытием может служить слой снега или льда. Например, белая мраморная крошка на подстилающей поверхности вблизи телескопа уменьшает приземное значение C_n^2 в 7–10 раз, а среднеквадратическое отклонение смещений изображений – в несколько раз.

3. Наиболее простым способом уменьшения значения C_n^2 вблизи телескопа можно считать установку телескопа на берегу водоема, расположенного под оптической трассой и имеющего пониженную (по сравнению с приземным воздухом вдали от берега) температуру воды во время постоянных астрономических наблюдений.

4. При наличии в атмосфере крупных когерентных структур (области когерентной турбулентности) происходит значительное ослабление как амплитудных, так и фазовых флуктуаций оптического излучения по сравнению с колмогоровской турбулентностью. Это повышает качество астрономических изображений. Следовательно, для установки наземных телескопов можно рекомендовать районы, над которыми во время измерений имеются крупные когерентные структуры.

1. Колчинский И.Г. Оптическая нестабильность земной атмосферы по наблюдениям звезд. Киев: Наук. думка, 1967. 183 с.
2. Щеглов П.В. Проблемы оптической астрономии. М.: Наука, 1980. 272 с.
3. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
4. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
5. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
6. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т. 1. М.: Наука, 1967. 696 с.; Т. 2. СПб.: Гидрометеиздат, 1996. 742 с.
7. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В. Влияние подстилающего рельефа на дрожание астрономических изображений // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17, № 4. С. 361–368.
8. Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V. Effect of underlying terrain on jitter of astronomic images // Proc. SPIE. USA. 2003. V. 5396. P. 132–141.
9. Лукин В.П., Носов Е.В. Эффективный внешний масштаб атмосферной турбулентности // Оптика атмосфер. и океана. 1997. Т. 10, № 2. С. 162–171.
10. Nosov V.V. Comparative contribution of image tremor in the process breaking of astronomical images by atmospheric turbulence // X Joint Int. sympos. «Atmos.

and ocean optics. Atmos. Physics». B1–24. P. 77. Tomsk, Publ. IAO SB RAS. 2003. 176 p.

11. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В. Оптимизация места расположения наземных астрономических телескопов // IV Межреспуб. симпози. «Оптика атмосферы и океана»: Тезисы докл. Томск, 1997. С. 57–58.
12. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В. О повышении качества изображений в наземных астрономических телескопах // VI Межреспуб. симпози. «Оптика атмосферы и океана»: Тезисы докл. Томск, 1999. С. 76–77.
13. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В. Рекомендации по повышению эффективности наземных астрономических телескопов // IV Межреспуб. симпози. «Оптика атмосферы и океана»: Тезисы докл. Томск, 1997. С. 58–59.
14. Nosov V.V., Emaleev O.N., Lukin V.P., Nosov E.V. The principle of interchange ability in the semiempirical theory of anisotropic turbulence. // X Joint Int. Symp. «Atmos. and ocean optics. Atmos. Physics». Tomsk, 2003. P. 72.
15. Носов В.В., Емалеев О.Н., Лукин В.П., Носов Е.В. Полуэмпирические гипотезы теории турбулентности в анизотропном пограничном слое // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18, № 10. С. 845–862.
16. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Астроклимат специализированных помещений Большого солнечного вакуумного телескопа. Ч. 1 // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20, № 11. С. 1013–1021; Ч. 2. 2008. Т. 21, № 3. С. 207–217.
17. Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. Coherent structures in the turbulent atmosphere // Mathematical models of nonlinear phenomena. N.Y.: Nova Science Publishers, 2010. Chap. 20.
18. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентные структуры в турбулентной атмосфере. Эксперимент и теория // Солнечно-земная физика. 2009. Вып. 14. С. 117–126.
19. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Торгаев А.В. Результаты измерений астроклиматических характеристик вблизи Большого солнечного вакуумного телескопа // Солнечно-земная физика. 2006. Вып. 9. С. 104–109.
20. Лукин В.П., Григорьев В.М., Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Ковадло П.Г., Носов В.В., Скомооровский В.И., Торгаев А.В. Возможности применения адаптивной оптики для солнечных телескопов // Оптика атмосфер. и океана. 2009. Т. 22, № 5. С. 499–511.
21. Миронов В.Л., Носов В.В., Чен Б.Н. Дрожание оптических изображений лазерных источников в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофиз. 1980. Т. 23, № 4. С. 461–470.
22. Nosov V.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V. Coherent structures in mountain atmospheric boundary layer // 25-th Int. Laser Radar Conference: Abstracts. St. Petersburg, Russia, 2010.
23. Бронникова Н.М. Наблюдения дрожания звезд в районе Санглока (Таджикистан) летом 1960 г. // Оптическая нестабильность земной атмосферы. М.; Л.: Наука, 1965. С. 116–121.
24. Дарчия Ш.П., Иванов В.И., Ковадло П.Г. Результаты астроклиматических исследований, выполненных в СибИЗМИРе СО АН СССР в 1971–1976 г. // Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1979. Вып. 6.

25. Дарчия Ш.П. Особенности изменения амплитуды дрожания при дневных наблюдениях // Атмосферная оптика. М.: Наука, 1970. С. 35–41.
26. Васильев О.Б. О зависимости дрожания звезд от зенитного расстояния // Оптическая нестабильность земной атмосферы. М.; Л.: Наука, 1965. С. 40–47.
27. Швалагин И.В., Мотрунич И.И., Осипенко М.М. Статистические исследования дрожания изображения звезд // Атмосферная оптика. М.: Наука, 1974. С. 97–103.
28. Дарчия Ш.П. Некоторые результаты астроклиматических исследований в экспедициях ГАО Академии наук СССР // Изв. ГАО АН СССР. 1961. Т. 22, вып. 4, № 169. С. 99–113.
29. Дарчия А.Х., Чмилъ Ш.А., Дарчия Ш.П. Исследование дрожания звезд в экспедициях 1956–1958 гг. // Изв. ГАО АН СССР. 1960. Т. 21, № 165. С. 52–72.
30. Братийчук М.В., Швалагин И.В. Результаты наблюдений дрожания изображений звезд на Ужгородской астрономической станции // Атмосферная оптика. М.: Наука, 1968. С. 186–189.
31. Васильяновская О.П. Исследование астроклимата в Таджикистане // Бюл. Института астрофизики АН Тадж.ССР. Душанбе: Изд. АН Тадж.ССР, 1965. № 39–40. С. 47–78.
32. Дарчия Ш.П. Наблюдения мерцания звезд в экспедициях ГАО АН СССР // Оптическая нестабильность земной атмосферы. М.; Л.: Наука, 1965. С. 83–90.
33. Джакушева К.Г., Глушков Ю.И., Михайлова Н.В., Можаева В.Е., Рожковский Д.А. Исследование астроклимата в Алма-Атинской области // Труды астрофиз. института АН Каз.ССР, 1963. Т. IV.

V.V. Nosov, V.M. Grigoriev, P.G. Kovadlo, V.P. Lukin, E.V. Nosov, A.V. Torgaev. **Recommendations for the site selection of sites for the ground-based astronomical telescopes.**

Based on the systematization of the early and recent results of the authors, the practical recommendations for the optimal location of new ground-based telescopes and to improve the image quality in the existing telescopes, are made. They minimize the effect of atmospheric turbulence, which distorts the astronomical images and take into account the influence of the anisotropic atmospheric boundary layer, which is realized in mountain areas. In particular, it is suggested: 1) to select the location site of the telescopes so that in the sector of the regular observations the slope steepness of the underlying surface near a telescope (under the optical path) was quite high, 2) to artificially reduce the near-surface values of the structural characteristics of the refractive index near the telescope, 3) to place telescope on the coast of the cold water body, located under the optical path, 4) to place ground-based telescopes in the areas, over which during the measurements the large coherent structures are observed (areas of coherent turbulence).