

Использование результатов акустической диагностики пограничного слоя атмосферы для оценки влияния турбулентности на характеристики лазерного пучка

С.Л. Одинцов, В.А. Гладких, А.П. Камардин, И.В. Невзорова*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 30.05.2017 г.

Приводятся результаты оценок радиуса когерентности лазерного пучка и его возможного уширения в пограничном слое атмосферы под воздействием случайных неоднородностей показателя преломления на основе экспериментальных данных дистанционного акустического зондирования. Отмечается возможность значительной потери когерентности и заметного уширения лазерного пучка за счет турбулентности в ночных условиях.

Ключевые слова: лазерное излучение, пограничный слой атмосферы, турбулентные искажения, пространство, содар, структурная характеристика показателя преломления; laser emission, atmospheric boundary layer, turbulent distortions, propagation, sodar, structure characteristics of refractive index.

Введение

При решении различных задач передачи лазерной энергии через атмосферу требуется учитывать эффект возможного уширения лазерного пучка под воздействием случайных неоднородностей показателя преломления. Теоретические и экспериментальные исследования этого эффекта ведутся уже многие десятилетия. На сегодня разработаны и активно используются различные модели распространения лазерного излучения, предсказывающие, в том числе, уширение пучка под влиянием турбулентности (см., например, [1, 2] и обзор публикаций в них). Представляется перспективным применение адаптивных методов управления характеристиками лазерного излучения с целью исключения искажений, вносимых неоднородностями среды распространения [3]. Но для этого необходимо знать текущее состояние атмосферы и по возможности дать его краткосрочный прогноз. В связи с этим предлагается, например, использовать лазерные «опорные звезды» [4].

Для учета влияния случайных неоднородностей показателя преломления на распространение лазерного излучения с длиной волны λ (м) в пограничном слое атмосферы (ПСА) важна информация о радиусе когерентности оптической волны $r_0(L, \lambda)$ и о добавке к радиусу лазерного пучка $R_t(L, \lambda)$ на наклонных (или вертикальных) трассах длиной L

за счет турбулентности. Оценки этих параметров можно получить из экспериментальных данных об интенсивности температурной турбулентности в ПСА.

Основная цель настоящей работы — демонстрация потенциальных возможностей использования результатов дистанционной акустической диагностики ПСА для восстановления высотно-временных профилей r_0 и R_t .

Аналитическая основа для определения радиуса когерентности и величины уширения лазерного пучка за счет турбулентности

Оценки r_0 проводились с помощью формулы для сферической волны в турбулентной среде [1, 5]:

$$r_0(L, \lambda) = \left[1,46k^2 \int_0^L C_n^2(h, \lambda)(1 - h/L)^{5/3} dh \right]^{-3/5}, \text{ м}, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, м^{-1} ; L — длина трассы от точки излучения, находящейся на высоте z_0 (далее $z_0 = 5$ м), до точки регистрации излучения, м; $C_n^2(h, \lambda)$ — структурная характеристика показателя преломления в точке трассы на удалении h м от источника, $\text{м}^{-2/3}$. Трасса может быть как вертикальной, так и наклонной. Какие-либо особые условия на структуру поля C_n^2 по трассе для выполнения соотношения (1) в работах [1, 5] не накладываются, хотя вопрос о применимости (1)

* Сергей Леонидович Одинцов (odintsov@iao.ru); Владимир Александрович Гладких (glvl@iao.ru); Андрей Павлович Камардин (kap136@iao.ru); Ирина Витальевна Невзорова (nevzorova@iao.ru).

в случае неполного заполнения трассы турбулентностью требует дополнительного рассмотрения. Тем не менее соотношение (1) будет использоваться без каких-либо ограничений. Далее в формулах фигурируют зенитный угол выхода луча из источника θ , а также высота z , для которой определяются параметры r_0 и R_t . Поскольку ниже мы ограничиваемся предельной высотой $z = 1000$ м и зенитными углами $\theta \leq 85^\circ$ (максимальная длина трассы порядка 11,5 км), то влияние регулярной рефракции и сферичности атмосферного слоя не учитываются. Тогда $L = z \sec \theta$ и (1) преобразуется к виду

$$r_0(z, \theta, \lambda) = \left[1,46k^2 \sec \theta \int_{z_0}^z C_n^2(z', \theta, \lambda) (1 - z'/z)^{5/3} dz' \right]^{-3/5}. \quad (2)$$

Основываясь на формуле для эффективного радиуса пучка, приведенной в [1], запишем его составляющую, связанную с влиянием турбулентности по трассе распространения:

$$R_t(L, \lambda) = \frac{L}{kr_0(L, \lambda)} = \frac{z \sec \theta}{kr_0(z, \theta, \lambda)}, \text{ м.} \quad (3)$$

Согласно выражениям (2), (3), все особенности поведения $r_0(L, \lambda)$ и $R_t(L, \lambda)$ связаны с особенностями пространственно-временного распределения структурной характеристики показателя преломления C_n^2 . Ее зависимость от длины волны учитывалась исходя из определения показателя преломления [6]:

$$n(z, \lambda) = 1 + 77,6(1 + 0,00752\lambda_n^{-2}) \frac{p(z)}{T(z)} \cdot 10^{-6}. \quad (4)$$

Здесь p – атмосферное давление, гПа; T – температура воздуха, К; $\lambda_n = \lambda \cdot 10^6$ – длина оптической волны, мкм.

Приведенные далее эмпирические оценки $r_0(L, \lambda)$ и $R_t(L, \lambda)$ основывались на экспериментальных методах восстановления структурной характеристики температуры воздуха $C_T^2(z)$, $\text{K}^2 \cdot \text{м}^{-2/3}$, которая связана со структурной характеристикой показателя преломления оптических волн формулой [6]:

$$C_n^2(z, \lambda) = (1 + 0,00752\lambda_n^{-2})^2 \left[77,6 \frac{p(z)}{T^2(z)} \cdot 10^{-6} \right]^2 C_T^2(z). \quad (5)$$

Подставляя это выражение в (2), можно записать соотношение для радиуса когерентности

$$r_0(z, \theta, \lambda) = \left[1,46k^2 \mu^2(\lambda) \sec \theta \times \int_{z_0}^z W^2(z', \theta) C_T^2(z', \theta) (1 - z'/z)^{5/3} dz' \right]^{-3/5}, \quad (6)$$

где

$$\mu(\lambda) = (1 + 0,00752\lambda_n^{-2});$$

$$W(z, \theta) = 77,6p(z, \theta)T^{-2}(z, \theta) \cdot 10^{-6}.$$

Зависимость $C_T^2(z, \theta)$ и $W(z, \theta)$ от θ в данном случае означает, что следует допускать возможное различие этих величин на одной и той же высоте z в разнесенных по горизонту точках. Это, прежде всего, относится к величине структурной характеристики температурного поля C_T^2 .

Обратим внимание на степень зависимости r_0 и R_t от λ . В своих исследованиях мы ориентируемся на диапазон длин волн $0,1 \leq \lambda_n \leq 10$ мкм, поскольку он отвечает значительной части решаемых задач оптики атмосферы. По соотношению (6), $r_0 \sim \lambda^{6/5}$, и только в ультрафиолетовой области спектра эта зависимость несколько усложняется. Турбулентное уширение пучка существенно слабее связано с длиной волны, так как в соответствии с (3) $R_t \sim \lambda^{-1/5}$. В дальнейшем зависимость r_0 и R_t от λ не указываем.

Экспериментальные данные, использованные для определения структурной характеристики показателя преломления оптических волн

Согласно приведенным в предыдущем разделе соотношениям, основную роль в формировании полей r_0 и «турбулентной» составляющей R_t играет пространственно-временное распределение структурной характеристики показателя преломления $C_n^2(z, t, \lambda)$, которая связана со структурной характеристикой температурного поля $C_T^2(z, t)$, зависящей от интенсивности турбулентных пульсаций температуры. Одним из инструментов, способных предоставить информацию о $C_T^2(z, t)$ в ПСА, является метеорологический акустический локатор (содар). Возможность и примеры его использования для восстановления C_T^2 обсуждались во многих публикациях, включая наши [7–10]. Не останавливаясь на деталях, отметим только одну важную составляющую методики измерения $C_T^2(z, t)$ содаром – необходимость или специальной («абсолютной») калибровки измерительного канала содара, или «привязки» профилей относительных значений $C_T^2(z, t)$, которые получены содаром, к приземным абсолютным значениям этой величины, измеренным каким-либо другим прибором.

Представленные ниже результаты были получены с использованием содара ИОА СО РАН «Волна-4М», основные функции которого приведены в [11] (без режима непрерывной абсолютной калибровки измерительных каналов). Измерения проводились в 2009 и 2010 гг. на территории с естественным рельефом (обсерватория ИОА СО РАН

«Фоновая»; 56°25,02' с.ш., 84°04,47' в.д.) — широкая поляна, ограниченная с трех сторон лесным массивом, а с четвертой — р. Обь.

Поскольку при измерениях в 2009 и 2010 гг. абсолютная калибровка содара отсутствовала, т.е. получались профили только относительных значений структурной характеристики $C_{T,R}^2(z,t)$, то для нахождения абсолютных значений $C_T^2(z,t)$ был использован метод «привязки» $C_{T,R}^2$ к приземным абсолютным значениям C_T^2 , которые измерялись с помощью двух ультразвуковых метеостанций (УЗМ) «Метео-2» [12], размещенных на высотах $z_0 = 5$ и $z_1 = 12$ м. Фактически стояла задача определения калибровочного коэффициента κ , обеспечивающего выполнение равенства $C_T^2(z,t) = \kappa C_{T,R}^2(z,t)$.

Метод «привязки» основывался на предположении о степенной зависимости C_T^2 от высоты z в приземном слое в условиях развитой (дневной) конвекции: $C_T^2 \propto z^m$. Значения $C_T^2(z_0)$ и $C_T^2(z_1)$ вычислялись на основе данных УЗМ, а затем определялся параметр m по формуле

$$m = \frac{\lg[C_T^2(z_1)/C_T^2(z_0)]}{\lg(z_1/z_0)}. \quad (7)$$

На рис. 1, а показаны значения m , рассчитанные во время круглосуточных наблюдений с 28.06 по 29.07.2010 г. Для дальнейшей обработки были отобраны оценки m только для дневного времени с 11:00 до 16:00 (рис. 1, б). Каждая точка на графике соответствует 10-минутному интервалу оценки $C_T^2(z_{0,1})$, а по ним и параметра m . Медианное значение m за этот (дневной) период составило $-0,667$. Аналогичная обработка была проведена и для результатов измерений осенью (сентябрь–октябрь) 2009 г. В этот период медианное значение m было равно $-0,51$ (в дневное время).

Полученные медианные значения параметра m соответствуют «классическим» представлениям об убывании C_T^2 в приземном слое с увеличением высоты, особенно в летнее время. Это позволило вычислить модельные значения $C_{T,M}^2$ на уровне $z_n = 45$ м, который соответствовал нижнему уровню измерений содаром для каждого элементарного интервала обработки.

Полагая, что в дневное время выполняется равенство

$$\overline{C_{T,M}^2(z_n)} = \overline{C_T^2(z_n)} = \kappa \overline{C_{T,R}^2(z_n)}$$

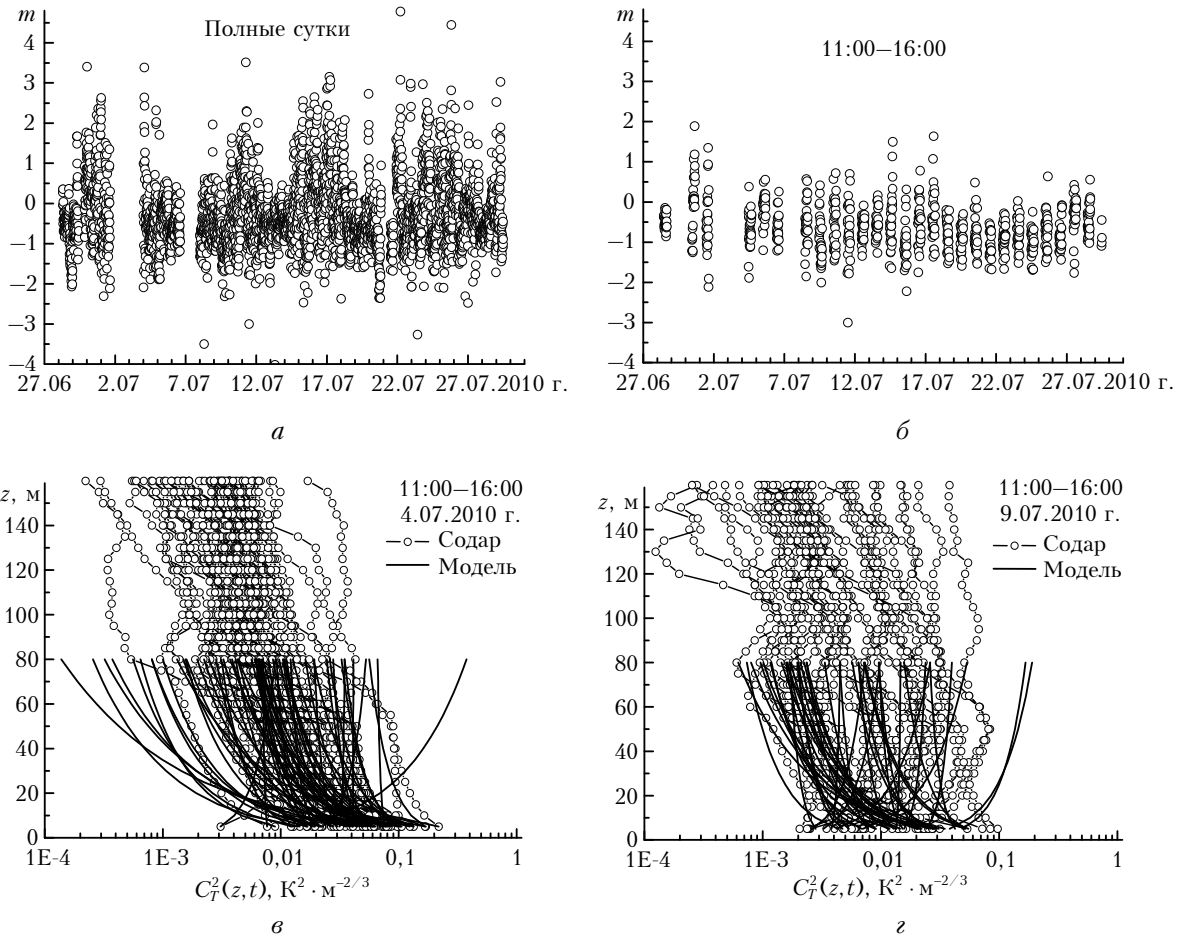


Рис. 1. Показатель степени m : за весь период наблюдений (а) и только в дневное время (б). Примеры измеренных (линии с символами) и модельных (сплошные линии) профилей C_T^2 (в, з)

(черта над выражениями обозначает процедуру усреднения), можно получить оценку калибровочного коэффициента $\kappa = \overline{C_{T,M}^2(z_n)} / \overline{C_{T,R}^2(z_n)}$. Значение коэффициента κ будет верно не только для дневных условий, но и для любых других периодов измерений, так как этот коэффициент относится к техническим характеристикам содара и остается неизменным до тех пор, пока не изменятся настройки аппаратно-программной части измерительного канала. Подчеркнем, что данный коэффициент присущ только конкретному измерительному каналу и конкретной несущей частоте зондирующего импульса. Для других измерительных каналов и/или других несущих частот калибровочный коэффициент может быть иным.

Примеры восстановленных таким образом профилей $C_T^2(z, t)$ в дневное время приведены на рис. 1, в, з (линии с символами). Отметим, что от начальной точки $z_0 = 5$ м до уровня $z_n = 45$ м профиль $C_T^2(z, t)$ определялся по формуле

$$C_T^2(z, t) = C_T^2(z_0, t) \left(\frac{z}{z_0} \right)^{\alpha(t)}, \quad (8)$$

где $\alpha(t)$ вычислялось как

$$\alpha(t) = \frac{\lg[C_T^2(z_n, t) / C_T^2(z_0, t)]}{\lg(z_n / z_0)}. \quad (9)$$

Данная методика восстановления $C_T^2(z, t)$ в пределах слоя $z_0 \div z_n$ применялась для любого времени суток. Основанием для этого послужили наши исследования профилей $C_T^2(z, t)$ в нижней части приземного слоя [13], показавшие, что и в ночных условиях может иметь место степенной закон изменения C_T^2 с высотой (с разными знаками у показателя степени).

Для обработки использовались данные вертикально ориентированного измерительного канала содара, работавшего с несущей частотой зондирующего импульса 1700 Гц. Время получения одного высотного профиля амплитуды давления рассеянного атмосферой сигнала составляло от 8 до 12 с в зависимости от заданной предельной высоты зондирования. Затем производилось усреднение этих профилей за 2-минутный интервал и по усредненному профилю амплитуды сигнала вычислялся профиль C_T^2 [8]. Именно его мы полагаем «мгновенным» и обозначаем как $C_T^2(z, t)$. На рис. 1, в, з сплошными линиями показаны также соответствующие периоду наблюдений модельные профили $C_{T,M}^2(z, t)$, которые вычислялись только до высоты 80 м (эта высота полагалась верхней границей приземного слоя атмосферы). Конкретные моменты измерений (моделирования) не указываются, поскольку назначение этих рисунков — лишь демонстрация совпа-

дения области изменчивости модельных и измеренных профилей.

Укажем также, что на рис. 1, в, з (дневные условия) как среди модельных, так и среди «экспериментальных» профилей $C_T^2(z, t)$ иногда встречаются случаи роста данной величины с высотой. Они вполне допустимы и могут быть объяснены, по-видимому, усложненной микроструктурой турбулентного потока тепла, не подчиняющейся классической теории формирования температурного поля в приземном слое атмосферы даже в дневных условиях. Подобные ситуации отмечались нами ранее и в другом пункте наблюдений [13].

Сравнивая содарные и модельные профили C_T^2 в области их пересечения (высоты от 45 м и выше), можно сделать вывод, что полученный для выбранного измерительного канала калибровочный коэффициент κ достаточно адекватно отражает реальную ситуацию, поскольку и модельные, и содарные «мгновенные» профили C_T^2 сосредоточены в одной области изменений. Это касается как эпизода с относительно устойчивой по времени структурой приземного слоя (см. рис. 1, в), так и случаев существенной изменчивости C_T^2 (см. рис. 1, з) в период дневных измерений.

Отметим допущение, связанное с функцией $W(z) = 77,6p(z)T^{-2}(z) \cdot 10^{-6}$, входящей в выражение (6). Для вычисления $W(z)$ требуется знание вертикальных профилей атмосферного давления $p(z)$ и температуры воздуха $T(z)$. Приземные значения p и T определялись с помощью УЗМ «Метео-2». Поскольку в период проводившихся измерений сведения о профилях этих величин отсутствовали, то $T(z)$ полагался изотермическим (постоянство температуры по всей высоте в пограничном слое атмосферы), а $p(z)$ определялся по барометрической формуле. Такое допущение вносит в оценки определенную погрешность, которая не является существенной по сравнению со степенью влияния других предположений и допущений, применявшихся в процессе восстановления высотно-временных профилей $C_n^2(z, t)$.

Подчеркнем еще один методический аспект, связанный с оценкой влияния флуктуаций показателя преломления на распространение лазерного излучения по наклонным трассам. Профиль $C_n^2(z, t)$ восстанавливается только над пунктом размещения содара. Однако на наклонных трассах в точке, где лазерный луч пересекает в момент времени t уровень z , значение структурной характеристики C_n^2 может сильно отличаться от значения, которое дает на этой же высоте и в этот же момент времени содар. Ввиду того, что измерить C_n^2 непосредственно в точке пересечения наклонного луча с уровнем z невозможно, было принято решение использовать в данном случае при вычислениях r_0 не «мгновенный» профиль $C_T^2(z, t)$, а усредненный за некоторый

предыдущий интервал времени Δt (5–30 мин) профиль $\bar{C}_T^2(z, t)$. Такой подход приводит к определенному сглаживанию оценок r_0 для наклонных трасс по сравнению со случаем излучения в зенит, когда усреднение не применялось.

Результаты вычисления параметров r_0 и R_t представлены ниже в основном графически. Это обусловлено стремлением продемонстрировать диапазон и общие черты изменения исследуемых величин в суточном ходе. Подробный статистический анализ и возможная формулировка моделей r_0 и R_t не вошли в круг поставленных в нашей работе задач.

Радиус когерентности лазерного пучка

С использованием изложенной в предыдущем разделе методики восстановления высотно-временного распределения структурной характеристики температурного поля $C_T^2(z, t)$ были получены оценки структурной характеристики показателя преломления оптических волн $C_n^2(z, t)$. На рис. 2 представлена эхограмма содара (9.07.2010 г.) и результат ее «конвертирования» в поле $C_n^2(z, t)$ для $\lambda_n = 1$ мкм. Данный пример можно считать типичным для летних измерений 2010 г. на территории обсерватории «Фоновая». Отметим, что выше приземного слоя значения C_n^2 в ночное время заметно больше, чем в дневное. На сопоставимость этих величин ночью и днем мы уже обращали внимание в [14].

Во время измерений 1–7.10.2009 г. температурная турбулентность в ПСА была также хорошо развита, как и летом 2010 г. На рис. 3 приведена эхограмма содара (с компенсацией сферического расхождения) в диапазоне высот до 1000 м и полученное на ее основе высотно-временное распределение $r_0(z, t)$ лазерного пучка с $\lambda_n = 1$ мкм и $\theta = 0^\circ$ и 85° . Для случая наклонного распространения излучения (рис. 3, в) указана длина трассы распространения L до высоты z . Высотно-временные распределения r_0 при $\theta = 0^\circ$ и 85° хоть и отличаются по величине, но по общей структуре подобны. Это связано с использованием профилей $C_n^2(z, t)$ над точкой наблюдения для вычисления усредненных значений $\bar{C}_T^2(z, t)$, которые применяются при оценках $r_0(z, t)$ для наклонных трасс. Кроме этого, заметим, что оценка $r_0(z, t)$ при $\theta = 85^\circ$ носит гипотетический характер, поскольку в данном пункте наблюдений не представляется возможным реально реализовать излучение под таким углом из-за лесного массива, окружающего место размещения содара.

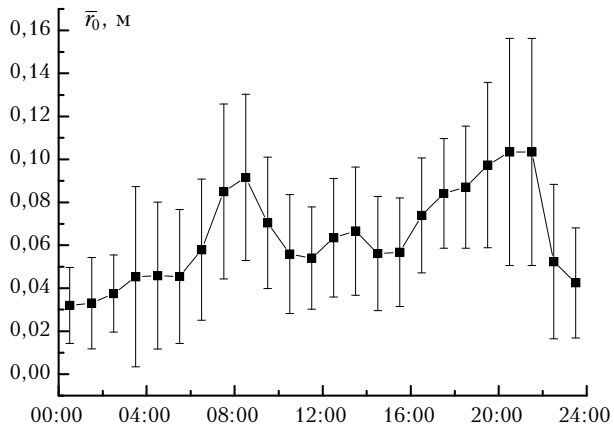
Рис. 3 позволяет в общих чертах характеризовать как величины r_0 на разных уровнях пограничного слоя атмосферы, так и диапазон изменения данного параметра в суточном цикле. Сопоставление оценок $r_0(z, t)$ с результатами других исследо-

ваний показало их адекватность. В частности, в [15–18], где опубликованы результаты исследований астроклимата в различных регионах, приведены полученные на основе астрономических наблюдений значения радиуса Фрида ρ_0 , который задавался в этих работах формулой, аналогичной (2), но с коэффициентом 0,423 в квадратных скобках вместо 1,46 и бесконечным верхним пределом интегрирования. В вышеупомянутых публикациях рассматривались пункты, благоприятные для астрономических наблюдений, где r_0 должен иметь «большие» значения. Согласно [15], на площадке Большого Солнечного Вакуумного Телескопа (ИСЗФ СО РАН) на побережье оз. Байкал в зимнее дневное время средние значения ρ_0 (для $\lambda_n = 0,535$ мкм) лежат в пределах 1,4–1,6 см. В летнее время ρ_0 увеличивается в этом пункте в 3–3,5 раза [15, 16]. Статистика значений ρ_0 в нескольких пунктах измерений приведена в [17], где показано, что диапазон изменения ρ_0 составляет от единиц до десятков сантиметров при наличии моды (максимума) распределения в интервале 5–8 см.

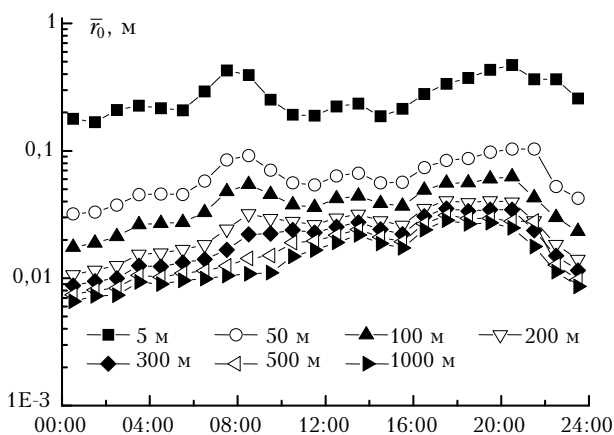
В соответствии с результатами, представленными на рис. 3, б, в, на предельной высоте (1000 м) имело место унимодальное распределение r_0 . Здесь при $\theta = 0^\circ$ значения r_0 за период измерений не превысили 45 см, имели среднее значение 5,8 см, медианное 4,5 см и модальное ~ 3 см. Для случая $\theta = 85^\circ$ ($L = 11473$ м) значения r_0 не превысили 8 см, имели среднее значение 1,3 см, медианное 1 см и модальное $\sim 0,7$ см.

С учетом некоторого различия в аналитической основе определений r_0 и ρ_0 , а также специфики сравниваемых мест наблюдений и разных длин волн, можно сделать вывод, что полученные нами значения r_0 сравнимы по порядку величины с данными, приведенными в [15–17]. Кроме этого, отметим, что наши оценки r_0 сделаны для случая излучения «снизу вверх», в то время как результаты [15–17] относятся к излучению «сверху вниз». Возможное влияние «направления излучения» на оцениваемый параметр обсуждалось, например, в [5]. Мы данный аспект проблемы не рассматриваем.

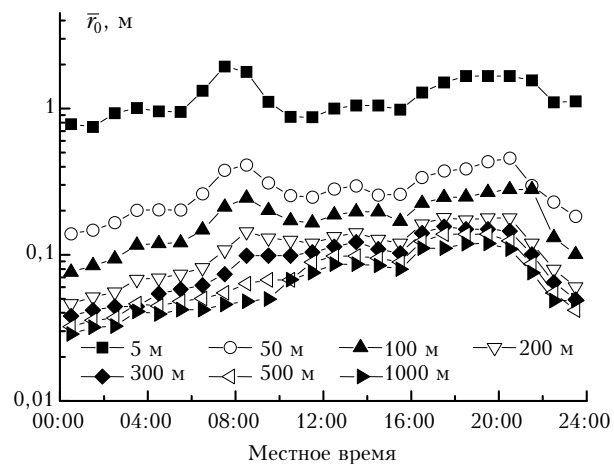
Несмотря на разнообразие значений r_0 , просматривается определенный суточный ход исследуемой величины. В частности, по измерениям в июле 2010 г. был получен средний суточный ход (ССХ) r_0 на уровнях от 5 до 1000 м (в анализ включено 132 ч наблюдений). Пример среднечасовых значений \bar{r}_0 на высоте 50 м с указанием среднеквадратических отклонений (СКО) приведен на рис. 4, а. Расчеты выполнены для $\lambda_n = 1$ мкм и $\theta = 85^\circ$ при $\Delta t = 5$ мин. Без указания СКО суточный ход \bar{r}_0 на разных высотах для этого случая показан на рис. 4, б. Для сравнения на рис. 4, в представлены значения \bar{r}_0 при вертикальной ориентации лазерного луча ($\theta = 0^\circ$).



a



б



в

Рис. 4. Суточный ход \bar{r}_0 по измерениям 1–10.07.2010 г. для $\lambda_n = 1$ мкм: $z = 50$ м, $\theta = 85^\circ$ с указанием СКО (*a*), $\theta = 85^\circ$ для разных высот (*б*), $\theta = 0^\circ$ для разных высот (*в*)

Согласно рис. 4, суточный ход \bar{r}_0 отличается для разных высот. Более детально это различие можно оценить с использованием нормирования графиков на свои максимумы. Приведем с этой

целью рис. 5 для случая $\lambda_n = 1$ мкм, $\theta = 85^\circ$, $\Delta t = 5$ мин (соответствующий рис. 4, *б*). Напомним, что длину трассы L от источника до высоты z при выходе луча под зенитным углом θ можно оценить по формуле $L = z / \cos\theta$.

Нормированные графики суточного хода \bar{r}_0 на рис. 5 демонстрируют, что: а) на нижних уровнях имеется три моды (три локальных максимума в ССХ): первая – примерно в 08:00, вторая – примерно в 13:00 и третья – примерно в 20:00 местного времени; б) на верхних уровнях наблюдаются только две моды: одна – примерно в 13:00, а вторая – примерно в 17:30 и она несколько «размыта» (обратим внимание на то, что по времени она сдвинута по отношению к нижним уровням); в) доминирует «вечерняя» мода, т.е. в это время атмосфера наиболее «прозрачна» с точки зрения влияния турбулентности на r_0 ; г) «дневная» мода выражена не очень ярко и уступает по величине как «утренней», так и «вечерней» модам; д) имеет место сдвиг во времени «утренней» моды на разных уровнях в нижних слоях атмосферы.

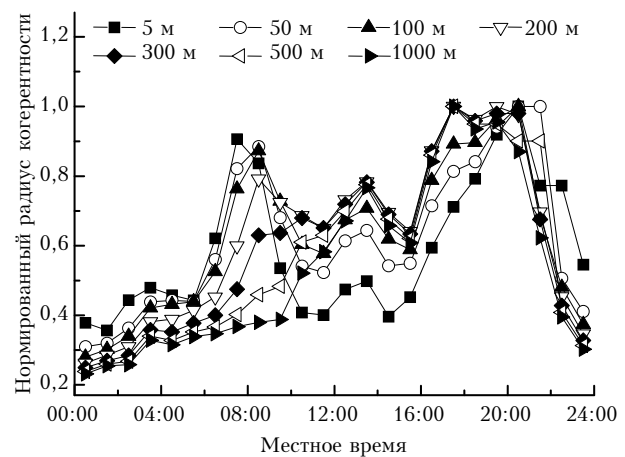


Рис. 5. Нормированный суточный ход \bar{r}_0 по измерениям 1–10.07.2010 г. для разных высот и $\lambda_n = 1$ мкм, $\theta = 85^\circ$

Подобный суточный ход \bar{r}_0 имел место и в осенних (сентябрь–октябрь) наблюдениях 2009 г., но с менее выраженными «утренними» и «дневными» модами. На рис. 6, *a* показан суточный ход \bar{r}_0 при излучении в зенит на $\lambda_n = 1$ мкм, полученный в 2009 г. по 175 ч наблюдений. Среднеквадратические отклонения оценок \bar{r}_0 в этот период имели примерно такие же значения, как и на рис. 4, *a*. Оценки \bar{r}_0 за 2009 и 2010 гг. для нескольких высот (при излучении в зенит и $\lambda_n = 1$ мкм), приведены на рис. 6, *б*. Их сравнение позволяет сделать вывод, что в ночное и утреннее время осенью 2009 г. атмосфера на нижних уровнях была более «прозрачной» по сравнению с летним временем 2010 г. с точки зрения воздействия турбулентности на когерентность лазерного излучения.

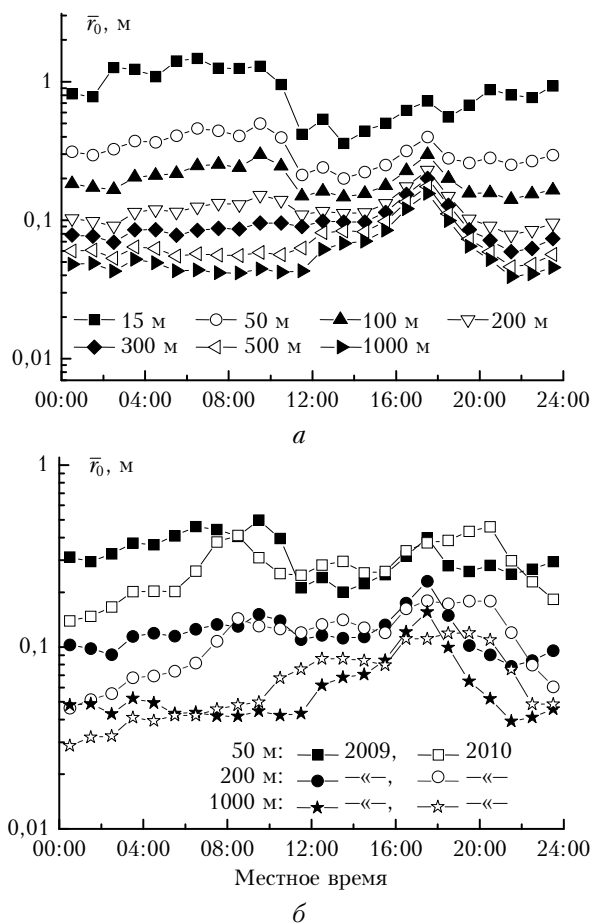


Рис. 6. Суточный ход \bar{r}_0 на разных уровнях для $\lambda_n = 1$ мкм и $\theta = 0^\circ$: по измерениям 29.09–6.10.2009 г. (а), сравнение оценок в 2009 и 2010 гг. (б)

Приведенные оценки параметра r_0 и его ССХ относятся к $\lambda_n = 1$ мкм. Ранее мы отмечали, что $r_0 \sim \lambda^{6/5}$ и только при переходе в УФ-область спектра эта зависимость несколько усложняется. Подробный анализ влияния λ на r_0 проводить не будем, так как это влияние может быть оценено умножением на некоторую константу.

Уширение лазерного пучка за счет турбулентности

Рассмотрим теперь оценки параметра $R_t(z, t)$, характеризующего уширение лазерного пучка под воздействием турбулентной составляющей показателя преломления. Он определяется формулой (3) через $r_0(z, t)$. Закономерности, присущие $r_0(z, t)$, в частности суточный ход, будут проявляться определенным образом и в оценках $R_t(z, t)$, поскольку $R_t \propto Lr_0^{-1}$.

Пример суточного хода $R_t(z, t)$ для $\lambda_n = 1$ мкм, полученного по результатам измерений 9.07.2010 г., показан на рис. 7 для случаев излучения вертикально вверх ($\theta = 0^\circ$) (рис. 7, а) и под зенитным углом

$\theta = 85^\circ$ (рис. 7, б). Для случая наклонного распространения излучения (рис. 7, б) указана длина трассы $L(z)$; диапазон высот отображен только до 805 м по причине того, что выше сигнал содара отсутствовал. Эхограмма содара и высотно-временное распределение $C_n^2(z, t)$ для данного эпизода приведены на рис. 2.

Итоговый результат влияния турбулентности на лазерный луч характеризуется радиусом его «турбулентного уширения» на выходе из ПСА. Пример изменения R_t на уровне 1000 м при $\lambda_n = 1$ мкм и $\theta = 0^\circ$ и 85° в ходе нескольких суток непрерывных измерений приведен на рис. 8. Первоочередной интерес представляют случаи, когда параметр R_t на этой высоте принимает большие значения, в том числе важным является вопрос о степени влияния микроструктуры турбулентного поля на процесс формирования R_t на выходе лазерного пучка из ПСА.

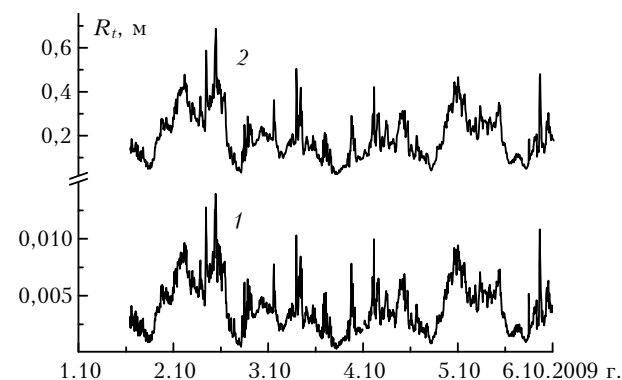


Рис. 8. Радиус уширения лазерного пучка с $\lambda_n = 1$ мкм на $z = 1000$ м по измерениям 1–6.10.2009 г.: 1 – $\theta = 0^\circ$, 2 – $\theta = 85^\circ$

В качестве примера этого влияния рассмотрим эпизод измерений 2.10.2009 г. с 00:00 до 12:00, когда R_t при $\theta = 85^\circ$ и $z = 1000$ м ($L \approx 11,5$ км) достигал значений в несколько десятков сантиметров. На рис. 9, а представлено поле $C_n^2(z, t)$, соответствующее этому эпизоду. Приведен только диапазон высот до 600 м, так как выше этого уровня содар не зафиксировал наличие значимых по размеру областей с температурной турбулентностью.

На рис. 9, б показаны значения R_t для $z = 100, 300$ и 1000 м с указанием соответствующих длин трасс L . В целом поведение графиков подобно, но имеются некоторые различия. Это особенно заметно после 09:00 местного времени. Для большей наглядности пронормируем приведенные графики на их значения в момент 08:20, когда имеются хорошо выраженные и синхронизированные по времени локальные максимумы R_t . Результат нормировки приведен на рис. 9, в (только для интервала 06:00–12:00). Нумерация графиков соответствует рис. 9, б. Согласно рис. 9, в, примерно до 09:00 изменения нормированных R_t однотипны. Однако после 09:00 поведение графиков становится раз-

личным. На уровне 100 м имеет место тенденция убывания значений R_t , на уровне 300 м они остаются примерно постоянными, а на уровне 1000 м наблюдаются как общее увеличение R_t , так и хорошо выраженный пик (около 11:00). Это обусловлено специфической микроструктурой турбулентности в ПСА в данный период времени (см. рис. 9, а), имеющей отдельные экстремумы в профилях $C_n^2(z, t)$. Более подробно микроструктура для интервала 10:00–11:00 представлена на рис. 9, б. Отметим, что пик R_t на уровне 1000 м в 10:45 формируется слоем с повышенной турбулентностью на высоте порядка 400 м.

Приведенные примеры восстановления высотно-временных профилей радиуса «турбулентного уширения» лазерного пучка позволяют надеяться, что использование результатов дистанционной акустической диагностики температурной турбулентности в ПСА может в перспективе обеспечить оперативные оценки и прогноз данного параметра с удовлетворительным пространственно-временным разрешением.

Заключение

Основная цель работы заключалась в демонстрации возможности использования результатов дистанционной акустической диагностики температурной турбулентности в пограничном слое атмосферы для оперативного контроля характеристик, влияющих на распространение оптического (лазерного в том числе) излучения. В соответствии с поставленной задачей была показана возможность восстановления высотно-временного распределения структурной характеристики показателя преломления. Продемонстрированы результаты оценок радиусов когерентности лазерных пучков, адекватные результатам других исследований. Выявлен суточный ход радиуса когерентности в пункте наблюдения, отмечены его особенности для разных высот. Приведены оценки возможного увеличения радиуса лазерных пучков под воздействием турбулентности при разных интенсивностях флуктуаций показателя преломления оптических волн.

Следует отметить, что полученные данные относятся к конкретному пункту наблюдений. Можно предположить, что его смена будет сопровождаться изменением микроструктуры турбулентности в ПСА и, как следствие, изменением некоторых выявленных закономерностей. В связи с этим актуальным является проведение аналогичного анализ для территорий, существенно отличающихся по текстуре подстилающей поверхности (например, урбанизированной территории). Кроме того, представленные в статье результаты получены для условий теплого (бесснежного) периода года. Несомненный интерес представляет анализ радиуса когерентности и уширение лазерного пучка в холодный период, когда условия формирования микроструктуры турбулентности существенно отличаются от летнего периода.

Работа выполнялась с использованием оборудования ЦКП ИОА СО РАН «Атмосфера» при частичной финансовой поддержке Комплексной программой фундаментальных научных исследований СО РАН № П.2П «Интеграция и развитие», приоритетное направление П.12. «Современные проблемы радиофизики и акустики, в том числе фундаментальные основы радиофизических и акустических методов связи, локации и диагностики, изучение нелинейных волновых явлений» (проект П.2П/П.12-1).

1. Асанов С.В., Белов В.В., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э., Дудоров В.В., Землянов А.А., Игнатьев А.Б., Канев Ф.Ю., Колосов В.В., Коняев П.А., Лукин В.П., Матвиенко Г.Г., Морозов В.В., Носов В.В., Пономарев Ю.Н., Пташник И.В., Тарасенков М.В. Оптическая модель земной атмосферы для интенсивного лазерного излучения ближнего и среднего ИК спектральных диапазонов // Оптика атмосф. и океана. 2015. Т. 28, № 4. С. 338–345.
2. Асанов С.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Игнатьев А.Б., Матвиенко Г.Г., Морозов В.В., Тарасенкова А.В. Прогноз распространения интенсивного лазерного излучения ближнего и среднего ИК спектральных диапазонов при работе на наклонных высотных атмосферных трассах // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 3. С. 167–176; Asanov S.V., Geintz Yu.E., Zemlyanov A.A., Ignatyev A.B., Matvienko G.G., Morozov V.V., Tarasenkova A.V. Forecast of intense near- and mid-IR laser radiation propagation along slant atmospheric paths // Atmos. Ocean. Opt. 2016. V. 29, N 4. P. 315–324.
3. Лукин В.П. Возможности нацеливания оптических пучков через турбулентную атмосферу // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18, № 1–2. С. 75–86.
4. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Метод измерений профиля атмосферной турбулентности по наблюдениям лазерных опорных звезд // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 8. С. 658–665; Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V. Method for atmospheric turbulence profile measurement from observation of laser guide stars // Atmos. Ocean. Opt. 2017. V. 30, N 2. P. 176–183.
5. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 247 с.
6. Распространение лазерного пучка в атмосфере / под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. 416 с.
7. Гладких В.А., Одинцов С.Л. Калибровка содара «Волна-3» // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14, № 12. С. 1145–1149.
8. Камардин А.П., Одинцов С.Л. Высотные профили структурной характеристики температуры воздуха в пограничном слое атмосферы по содарным измерениям // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 8. С. 709–714; Kamardin A.P., Odintsov S.L. Height profiles of the structure characteristic of air temperature in the atmospheric boundary layer from sodar measurements // Atmos. Ocean. Opt. 2017. V. 30, N 1. P. 33–38.
9. Kamardin A.P., Odintsov S.L. Method for automatic absolute calibration of sodar measurement channels // Proc. SPIE. 2015 V. 9680. P. 96805U. DOI: 10.1117/12.2205328.
10. Nevzorova I.V., Odintsov S.L., Fedorov V.A. Some methodological aspects of sodar measurements of structural characteristic of temperature pulsation // Proc. 10th Int. Symp. on Acoust. Remote Sensing of the At-

- mosphere and Oceans, 27 November–1 December, 2000. Auckland, New Zealand. P. 312–315.
11. Камардин А.П., Гладких В.А., Одинцов С.Л., Фёдоров В.А. Метеорологический акустический доплеровский локатор (содар) «ВОЛНА-4М-СТ» // Приборы. 2017. № 4 (202). С. 37–44.
 12. Гладких В.А., Макиенко А.Э. Цифровая ультразвуковая метеостанция // Приборы. 2009. № 7 (109). С. 21–25.
 13. Gladkikh V.A., Odintsov S.L. Profiles of the structure characteristic of temperature in the atmospheric surface layer // Proc. SPIE. 2015. V. 9680. P. 9680–60.
 14. Гладких В.А., Мамышев В.П., Одинцов С.Л. Экспериментальные оценки структурной характеристики показателя преломления оптических волн в приземном слое атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2015. Т. 28, № 4. С. 309–318; Gladkikh V.A., Mamyshev V.P., Odintsov S.L. Experimental estimates of the structure parameter of the refractive index for optical waves in the surface air layer // Atmos. Ocean. Opt. 2015. V. 28, N 5. P. 426–435.
 15. 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 по данным оптических и метеорологических измерений // Оптика атмосфер. и океана. 2013. Т. 26, № 11. С. 942–947; Botygina N.N., Kovadlo P.G., Kopylov E.A., Lukin V.P., Tudev M.V., Shikhovtsev A.Yu. Estimation of the astronomical seeing at the Large Solar vacuum telescope site from optical and meteorological measurements // Atmos. Ocean. Opt. 2014. V. 27, N 2. P. 142–146.
 16. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Больбасова Л.А., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Копылов Е.А., Ковадло П.Г., Колобов Д.Ю., Кудряшов А.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П., Чупраков С.А., Селин А.А., Шиховцев А.Ю. Адаптивная оптическая система для солнечного телескопа, обеспечивающая его работоспособность в условиях сильной атмосферной турбулентности // Оптика атмосфер. и океана. 2016. Т. 29, № 11. С. 895–904.
 17. Ковадло П.Г. Результаты астроклиматических исследований по наблюдениям Солнца и оптическая нестабильность земной атмосферы: дис... докт. физ.-мат. наук: Иркутск, 2001. 279 с.
 18. Лукин В.П., Ильясов С.П., Носов В.В., Одинцов С.Л., Тиллаев Ю.А. Изучение астроклимата региона юга Сибири и Средней Азии // Оптика атмосфер. и океана. 2009. Т. 22, № 10. С. 973–980.

S.L. Odintsov, V.A. Gladkikh, A.P. Kamardin, I.V. Nevzorova. Use of results of acoustic diagnostics of the atmospheric boundary layer for estimation of the influence of turbulence on laser beam characteristics.

Estimates of the radius of coherence of a laser beam and the possible beam broadening in the atmospheric boundary layer under the effect of random inhomogeneities of the refractive index, determined from experimental data of remote acoustic sounding, are presented. The possibility of significant loss of coherence and marked broadening of the laser beam due to turbulence in nighttime conditions is noted.

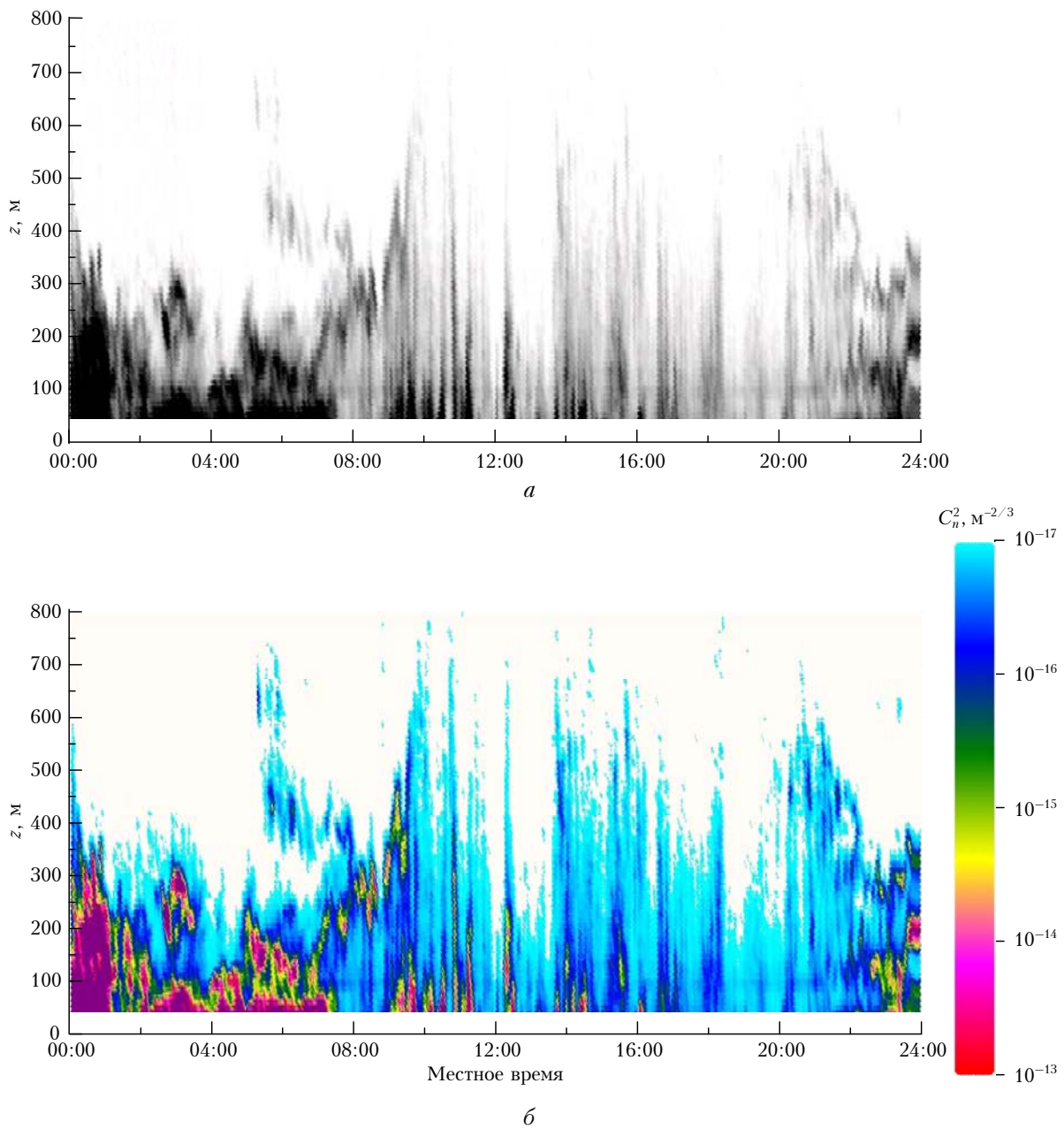
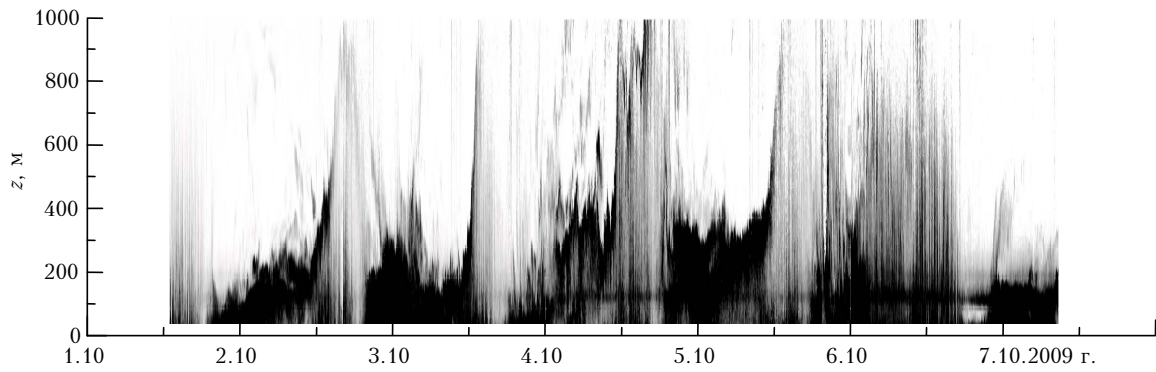
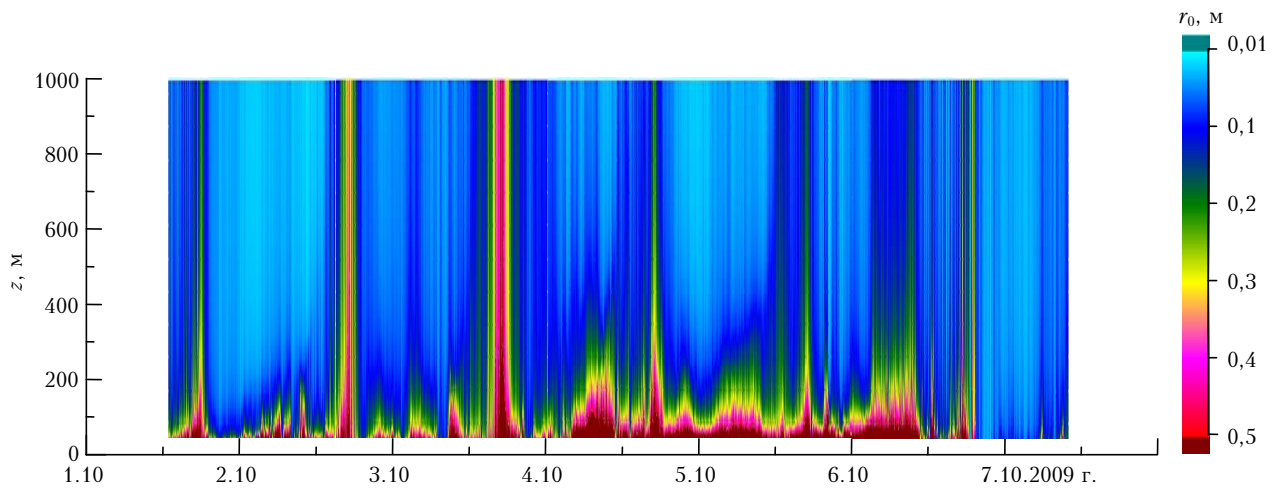


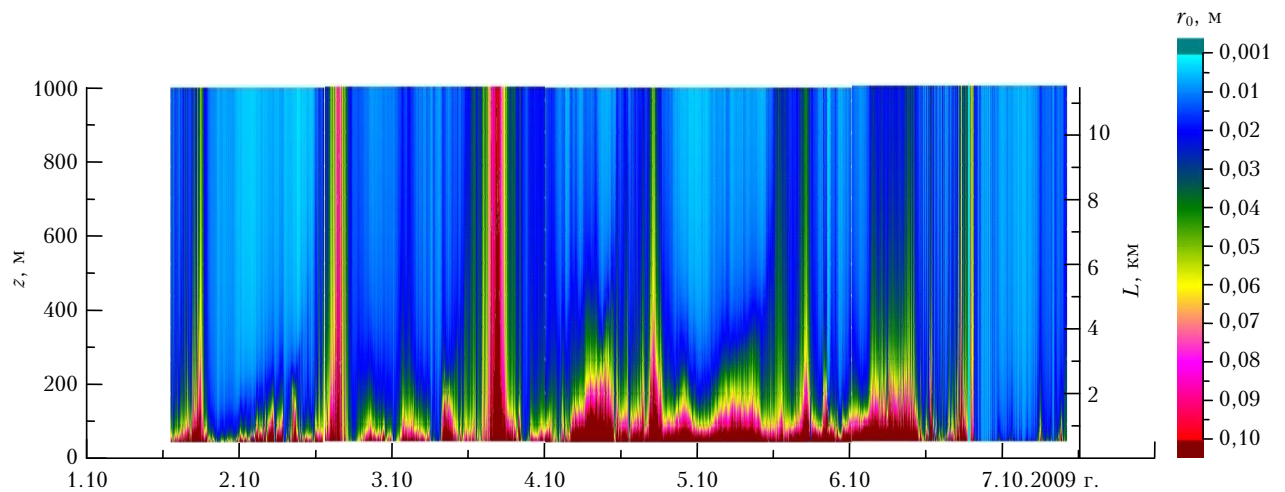
Рис. 2. Пример эхограммы содара «Волна-4М» (9.07.2010 г.) (a) и восстановленное на ее основе поле структурной характеристики показателя преломления (b) ($\lambda_n = 1 \text{ мкм}$)



a



б



в

Рис. 3. Эхограмма содара (*a*); r_0 при $\theta = 0^\circ$ (*б*), 85° (*в*)

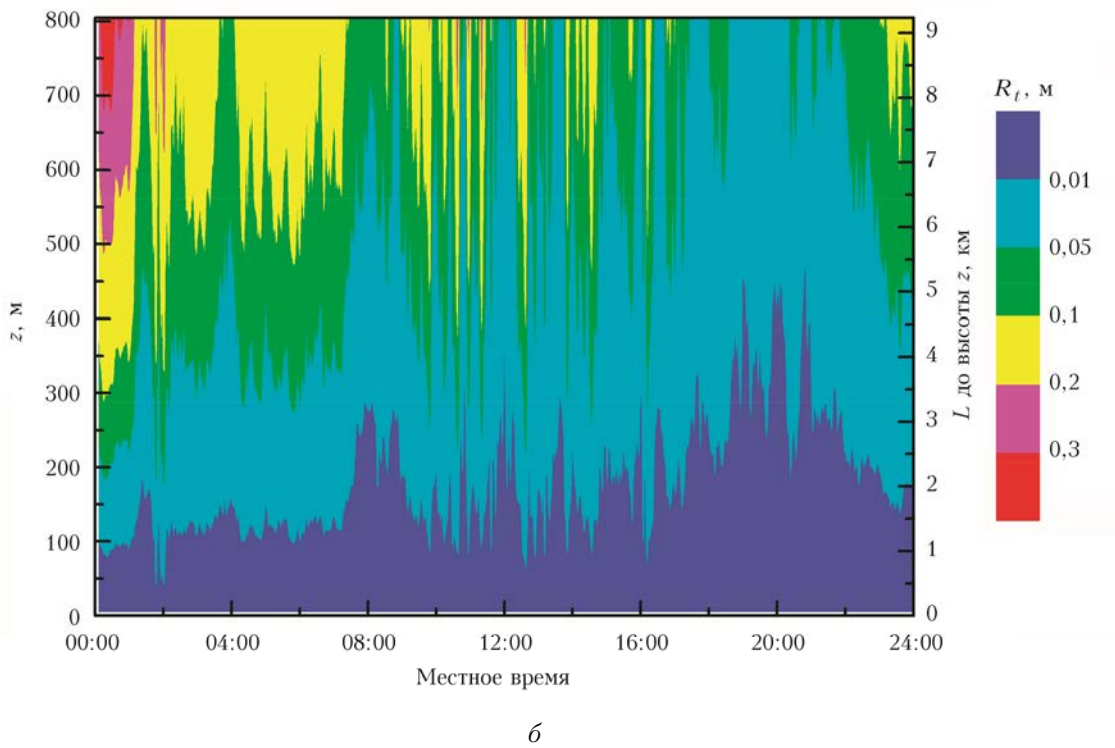
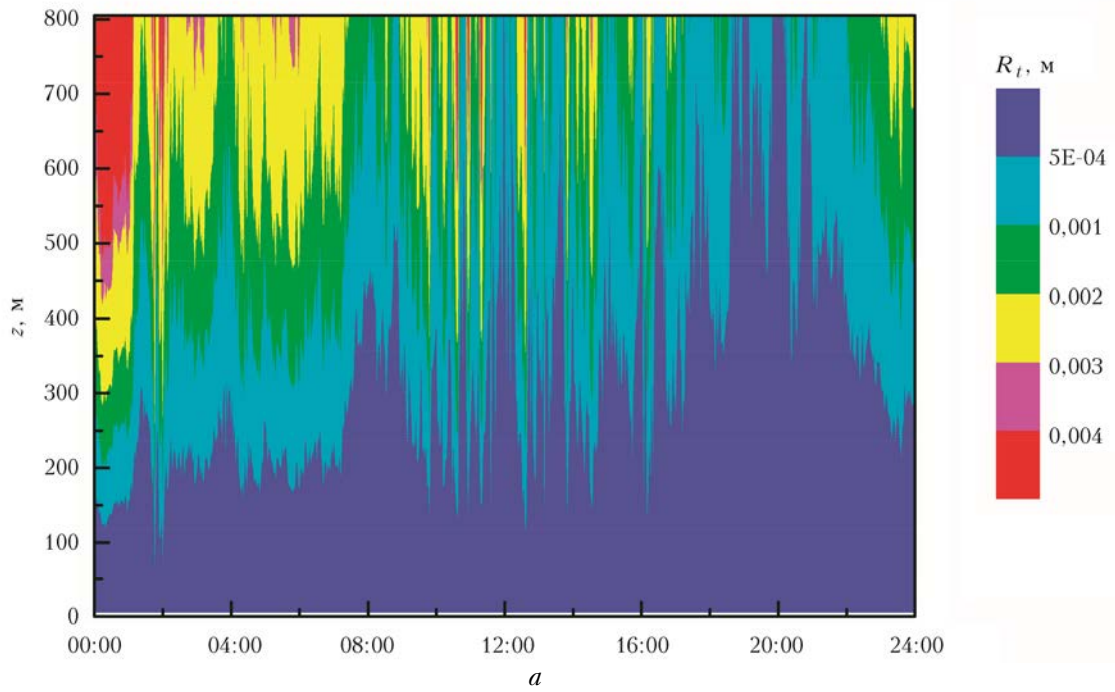
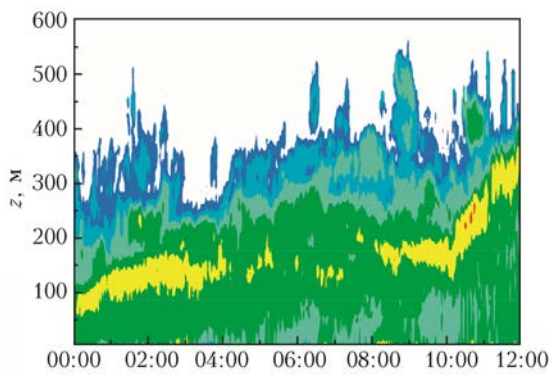
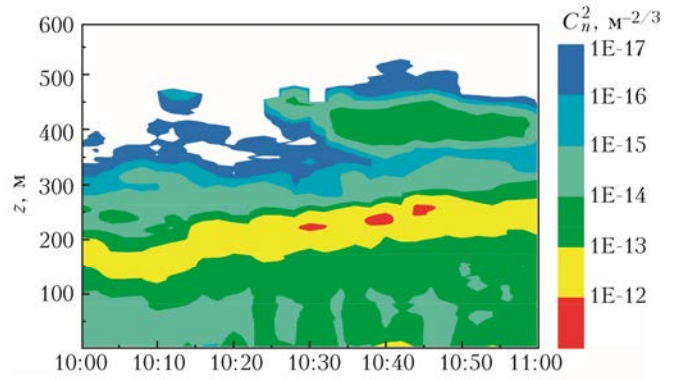


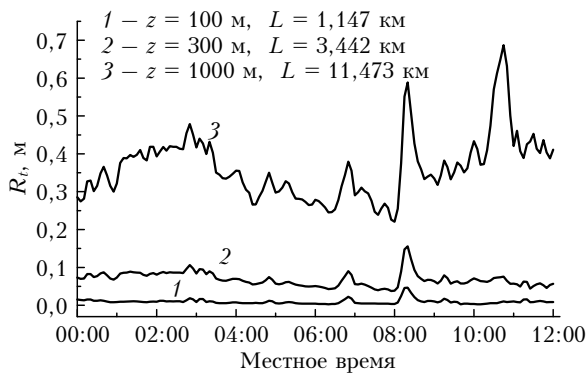
Рис. 7. Радиус уширения лазерного пучка с $\lambda_n = 1$ мкм по измерениям 9.07.2010 г.: $\theta = 0^\circ$ (а), 85° (б)



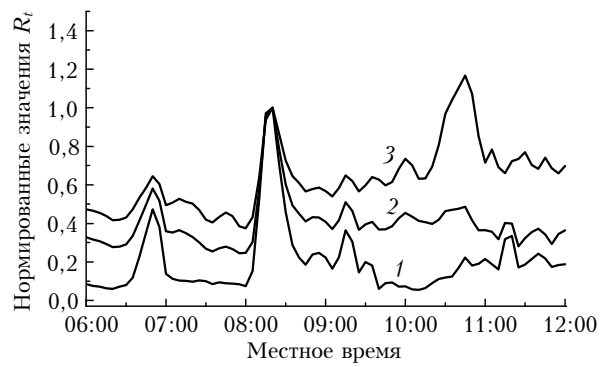
a



б



в



г

Рис. 9. Структурная характеристика показателя преломления C_n^2 при $\lambda_n = 1$ мкм по измерениям 2.10.2009 г. в 00:00–12:00 (*a*) и 10:00–11:00 (*б*) местного времени; радиус уширения лазерного пучка ($\theta = 85^\circ$) на нескольких высотах в 00:00–12:00 (*в*); нормированный радиус уширения лазерного пучка ($\theta = 85^\circ$) в интервале с 06:00 до 12:00 местного времени (*г*)