

В.А. Банах, Х. Вернер, И.Н. Смалихо

Влияние турбулентных флуктуаций показателя преломления на временной спектр скорости ветра, измеряемой доплеровским лидаром

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия
Институт физики атмосферы Немецкого авиакосмического центра, г. Оберпфaffenхофен, Германия*

Поступила в редакцию 3.05.2000 г.

Путем численного моделирования проведено исследование влияния турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха в атмосфере на временной спектр скорости ветра, измеряемой непрерывным доплеровским лидаром с CO₂ лазерным источником непрерывного излучения. Показано, что флуктуации показателя преломления могут приводить к значительным случайным смещениям области фокусировки лазерного пучка, определяющей эффективный объем зондирования, вдоль оси распространения пучка. Время корреляции этих смещений порядка времени переноса неоднородностей среды поперечным к пучку ветром на расстояние, равное начальному радиусу зондирующего пучка. Случайные смещения зондируемого объема могут приводить к наблюдаемому в натуральных экспериментах существенному увеличению энергии флуктуаций в высокочастотной области турбулентного спектра скорости ветра, измеряемой лидаром.

Введение

В работах [1–3] подробно исследовано влияние пространственного осреднения по зондируемому объему на точность измерения средней скорости ветра доплеровским лидаром с CO₂ лазерным источником непрерывного излучения. При этом предполагалось, что для длины волны $\lambda = 10,6$ мкм, сравнительно коротких трасс зондирования (до 1 км) и структурной характеристики флуктуаций показателя преломления в приземном слое атмосферы $C_n^2 \lesssim 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ влиянием случайных вариаций показателя преломления можно пренебречь. Однако, как показывают эксперименты, при больших размерах зондируемого объема временные спектры скорости, измеряемой лидаром, в некоторых случаях имеют существенное отклонение от теоретических зависимостей [3]. В настоящей работе путем численного моделирования исследуется влияние турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха на временной спектр измеряемой лидаром скорости ветра.

1. Формулировка задачи

Измеряемую непрерывным доплеровским лидаром скорость V_D в момент времени t можно представить в виде [3]:

$$V_D(t) = \int_0^\infty dz V_r(z, t) Q_s(z, t) + V_e(t), \quad (1)$$

где $V_r(z, t)$ – радиальная составляющая скорости ветра в точке, находящейся на расстоянии z от лидара в направлении распространения лазерного пучка;

$$Q_s(z, t) = \mu_s(z, t) / \int_0^\infty dz \mu_s(z, t) \quad (2)$$

– функция, характеризующая пространственное разрешение;

$$\mu_s(z, t) = t_0^{-1} \int_{t-t_0}^t dt' \int d^2 \rho I^2(z, \rho, t'); \quad (3)$$

t_0 – интегральное время измерения одного доплеровского спектра мощности эхосигнала; $I(z, \rho, t')$ – мгновенное распределение интенсивности зондирующего пучка в плоскости $\rho = \{x, y\}$, перпендикулярной оси распространения z ; $V_e(t)$ – случайная погрешность оценивания усредненной по зондируемому объему радиальной скорости ветра, связанная с флуктуациями эхосигнала и шумами системы измерения. Для рассматриваемого здесь случая большого интегрального времени $t_0 \sim 50$ мс и больших размеров зондируемого объема статистику эхосигнала можно считать гауссовой [4] и пренебречь погрешностью V_e , поэтому в дальнейшем в (1) будем считать $V_e = 0$. В отличие от [3] формулы (1)–(3) позволяют учитывать изменения Q_s во времени, обусловленные турбулентными вариациями показателя преломления воздуха на трассе зондирования.

В отсутствие турбулентности ($C_n^2 = 0$) интенсивность зондирующего пучка определяется выражением [3]:

$$I(z, \rho) = \frac{P_T}{\pi a_0^2 g^2(z)} \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{a_0^2 g^2(z)} \right\}, \quad (4)$$

где $g^2(z) = (1 - z/R)^2 + (z/k a_0^2)^2$, $k = 2\pi/\lambda$; P_T – мощность; R – фокусное расстояние и a_0 – начальный радиус зондирующего пучка. Соответственно при $C_n^2 = 0$ для функции $Q_s(z, t) \equiv Q_s(z)$ и положения точки ее максимума z_{\max} на оси z из (2)–(4) получаем

$$Q_s(z) = \left\{ g^2(z) k a_0^2 \left[\frac{\pi}{2} + \arctg\left(\frac{k a_0^2}{R} \right) \right] \right\}^{-1}, \quad (5)$$

$$z_{\max} = R/[1 + (R/k a_0^2)^2]. \quad (6)$$

Для продольного размера зондируемого объема, определяемого как $\Delta z = Q_s^{-1}(z_{\max})$, из (5) и (6) имеем

$$\Delta z = \frac{R^2}{k a_0^2} \frac{\pi/2 + \arctg(k a_0^2/R)}{1 + (R/k a_0^2)^2}. \quad (7)$$

При условии $k a_0^2 \gg R$ функция $Q_s(z)$ является практически симметричной относительно точки $z = z_{\max}$ и величина $z_{\max} \approx R$ представляет собой расстояние от лидара до центра зондируемого объема, а продольный размер зондируемого объема, как следует из (7), имеет квадратичную зависимость от R [1–5]:

$$\Delta z \approx (\lambda/2)(R/a_0)^2.$$

В [1] показано, что при больших Δz и выполнении условий применимости гипотезы «замороженной» турбулентности [6, 7] временной спектр измеряемой лидаром скорости $S_D(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \langle V_D(t+\tau) V_D(t) \rangle e^{-2\pi i f \tau}$ в инерционном интервале турбулентности имеет вид

$$S_D(f) = 0,06 \varepsilon^{2/3} U^{5/3} \Delta z^{-1} f^{-8/3}, \quad (8)$$

где ε – скорость диссипации турбулентной энергии; U – поперечная к направлению зондирования составляющая средней скорости ветра. Результаты экспериментов во многих случаях действительно соответствуют $-8/3$ степенной зависимости спектра от частоты, и оцениваемые из измеренных спектров значения скорости диссипации ε являются вполне приемлемыми. Однако в некоторых случаях измеренные спектры S_D имеют значительные отклонения от частотной зависимости (8), даже когда гипотеза «замороженной» турбулентности заведомо должна выполняться. Для выявления причины таких отклонений с помощью численного моделирования распространения зондирующего сфокусированного пучка с параметрами $\lambda = 10,6$ мкм и $a_0 = 7,5$ см в турбулентной атмосфере была исследована функция $Q_s(z, t)$ в зависимости от C_n^2 . Затем путем численного моделирования случайных реализаций радиальной скорости ветра $V_r(z, t)$ с использованием гипотезы «замороженной» турбулентности для $V_r(z, t)$ и $I(z, \rho, t)$ рассчитаны временные спектры $S_D(f)$ при интегральном времени $t_0 = 50$ мс (t_0^{-1} – частота съема данных) и различных C_n^2 , U и R .

2. Результаты численного моделирования

Для численного моделирования случайных реализаций интенсивности $I(z, \rho, t)$ сфокусированного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере, использовался метод фазовых экранов [8]. Трасса длиной $L = 2R$ разбивалась на 100 слоев равной толщины ΔR . Фаза $\psi(\Delta R i, \rho, t)$ и интенсивность $I(\Delta R i, \rho, t)$, где i – номер слоя, моделировались в узлах равномерной сетки $\rho = \{\Delta x t, \Delta y t\}$.

Интенсивность $I(\Delta R i, \rho, t)$ как функцию времени t получали путем сдвига сетки моделируемых значений фазы $\psi(\Delta R i, \rho, t)$ на расстояние $\Delta x = U \Delta t$, где интервал Δt задавался так, чтобы он был много меньше времени корреляции интенсивности распространяющегося пучка. Затем из $n = t_0/\Delta t$ полученных последовательно значений интенсивности по формулам (2) и (3) рассчитывалась функция $Q_s(z, t)$.

2.1. Статистика параметров зондирующего объема

Моделирование $Q_s(z, t)$ осуществлялось без усреднения по интегральному времени t_0 , так что в формуле (3) полагали $t_0 \rightarrow 0$.

На рис. 1 приведены примеры моделирования случайных реализаций $Q_s(z, t)$ при $t_0 \rightarrow 0$ (сплошные кривые) для параметров $R = 500$ м, $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ (а) и $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ (б). Пунктирной кривой показана функция $Q_s(z)$ при $C_n^2 = 0$, рассчитанная по формуле (5). Видно, что при $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ флуктуации показателя преломления приводят в основном лишь к случайным смещениям центра зондируемого объема z_{\max} вдоль оптической оси, оставляя форму кривых практически неизменной. При $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, в дополнение к случайным смещениям зондируемого объема Δz , происходит значительное увеличение его продольного размера.

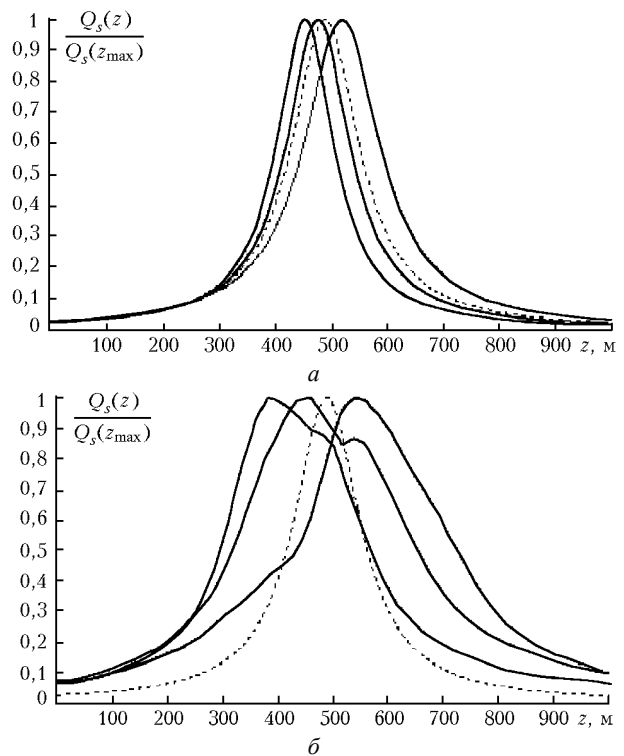


Рис. 1. Примеры моделирования случайных реализаций функции $Q_s(z, t)$ при $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ (а) и $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ (б) (сплошные кривые); пунктирная кривая – расчет по формуле (5)

Из полученных случайных реализаций $Q_s(z, t)$ были рассчитаны такие характеристики, как дисперсия $\sigma_z^2 = \langle z_{\max}^2 \rangle$, коэффициент временной корреляции смещений центра зондируемого объема

$K_z(\tau) = \langle z'_{\max}(t+\tau)z'_{\max}(t) \rangle / \sigma_z^2$, где $z'_{\max} = z_{\max} - \langle z_{\max} \rangle$, и его средний размер $\Delta z = \langle Q_z^{-1}(z_{\max}) \rangle$.

На рис. 2, 3 точками показаны полученные на основе моделирования результаты расчета среднеквадратического отклонения σ_z как функции C_n^2 и R . Сплошными прямыми показаны зависимости $\sigma_z^2 : C_n^2$ и $\sigma_z \sim R^2$. Из представленных данных следует, что среднеквадратическое отклонение смещений σ_z и продольный размер зондируемого объема $\Delta z = \Delta z_0$ при $C_n^2 = 0$ (см. формулу (7) при $ka_0^2 \gg R$) пропорциональны R^2 . Соответственно отношение $\Delta z_0/\sigma_z$ практически не зависит от дальности зондирования R , по крайней мере в пределах $250 \text{ м} \leq R \leq 1 \text{ км}$.

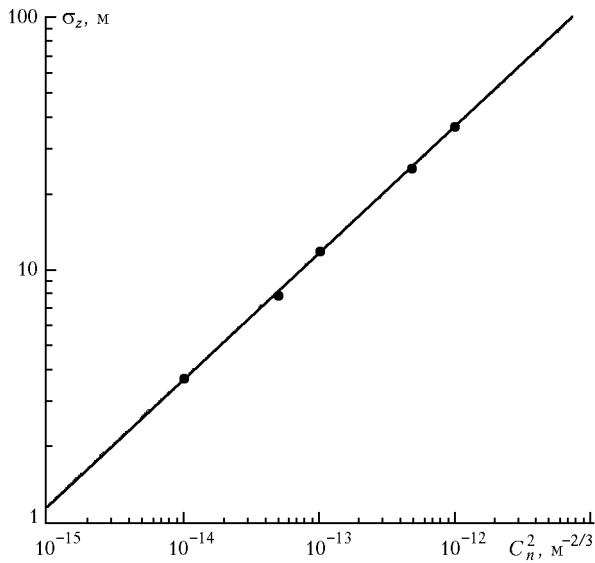


Рис. 2. Зависимость среднеквадратического отклонения смещений зондируемого объема σ_z от C_n^2 при $R = 500 \text{ м}$

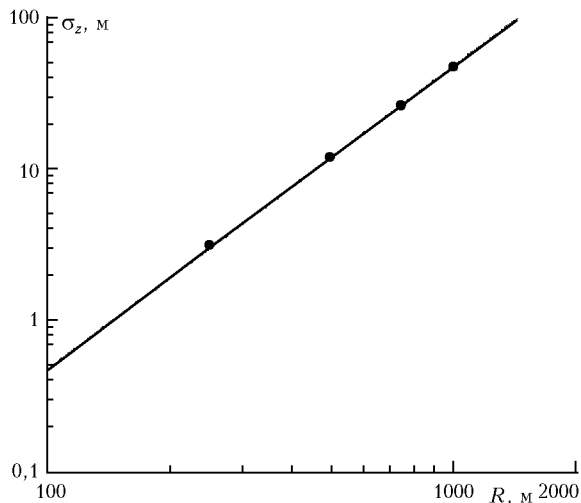


Рис. 3. Среднеквадратическое отклонение смещений зондируемого объема σ_z как функция R при $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$

На рис. 4 в виде точек показана зависимость Δz от C_n^2 при $R = 500 \text{ м}$. Сплошная горизонтальная линия соответствует

значению $\Delta z = \Delta z_0$ в отсутствие турбулентности. Видно, что величина Δz мало отличается от Δz_0 вплоть до значений $C_n^2 \approx 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, а при $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ возрастает почти в 1,5 раза.

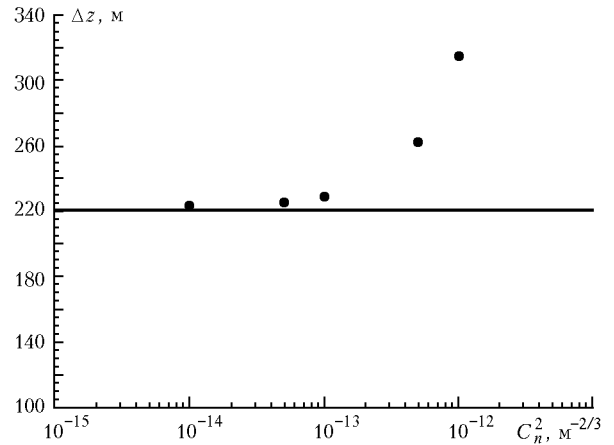


Рис. 4. Зависимость средней величины продольного размера зондируемого объема Δz от C_n^2 при $R = 500 \text{ м}$

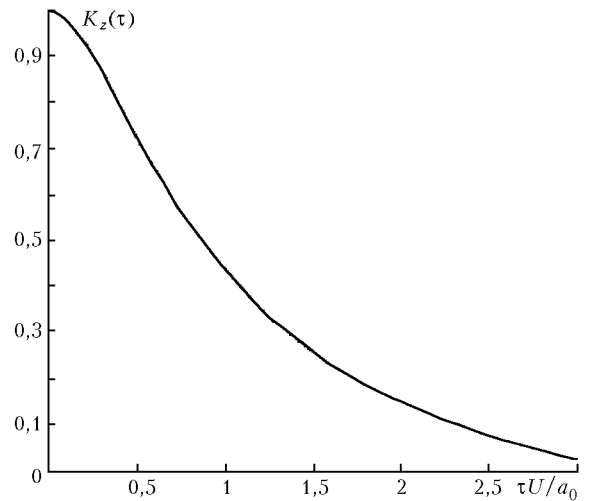


Рис. 5. Коэффициент временной корреляции смещений зондируемого объема, вызываемых рефракционной турбулентностью

На рис. 5 показан коэффициент временной корреляции вызываемых турбулентными флуктуациями показателя преломления смещений зондируемого объема при $R = 500 \text{ м}$ и $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$. Аналогичные зависимости для $K_z(\tau)$ были получены и для других R и C_n^2 . Из анализа результатов расчетов $K_z(\tau)$ следует, что время корреляции смещений зондируемого объема τ_z определяется временем переноса турбулентных неоднородностей показателя преломления со средней скоростью ветра U на расстояние, равное начальному радиусу пучка a_0 ($\tau_c \approx a_0/U$). Например, при $a_0 = 7,5 \text{ см}$ и $U = 4 \text{ м/с}$ время корреляции $\tau_z \approx 0,02 \text{ с}$. Известно [9], что в пограничном слое атмосферы время корреляции флуктуаций скорости ветра $\tau_V \sim 10 - 20 \text{ с}$. Следовательно, τ_V превосходит τ_z примерно на три порядка. Это означает, что для моделирования $V_D(t)$ на основе выражений (1)–(3) требуется массив значений

$\int d^2 \rho I^2(z, \rho, t)$, примерно в 10^3 раз превышающий массив значений $V_r(z, t)$. Такой большой объем вычислений серьезно ограничивает возможность реализации алгоритма прямого моделирования $V_D(t)$ и вынуждает использовать приближенные методы.

Как видно из рис. 1,а, форма мгновенных ($t_0 \rightarrow 0$) распределений $Q_s(z, t)$ при $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ мало отличается от $Q_s(z)$, рассчитываемой при $C_n^2 = 0$ (см. пунктирную кривую) для различных $R = \tilde{R}(t)$. Это позволяет использовать для функции $Q_s(z, t)$ аппроксимацию, основанную на представлении мгновенного распределения интенсивности $I(z, \rho, t)$ в (3), по аналогии с (4), в виде

$$I(z, \rho, t) = \frac{P_T}{\pi a_0^2 \tilde{g}^2(z, t)} \exp\left\{-\frac{\rho^2}{a_0^2 \tilde{g}^2(z, t)}\right\}, \quad (9)$$

где

$$\tilde{g}^2(z, t) = [1 - z / \tilde{R}(t)]^2 + (z / k a_0^2)^2. \quad (10)$$

После подстановки (9) в (3) и (2) и интегрирования по ρ и z для $Q_s(z, t)$ получаем

$$Q_s(z, t) = \frac{t_0^{-1} \int_{t-t_0}^t dt' \tilde{g}^{-2}(z, t')}{k a_0^2 \left\{ \frac{\pi}{2} + \int_{t-t_0}^t dt' \arctg[k a_0^2 / \tilde{R}(t')] \right\}}. \quad (11)$$

Из (11) при $t_0 \rightarrow 0$ нетрудно найти связь между $\tilde{R}(t)$ и $z_{\max}(t)$:

$$\tilde{R}(t) = \frac{1}{2} k a_0^2 \left[\frac{k a_0^2}{z_{\max}(t)} - \sqrt{\left(\frac{k a_0^2}{z_{\max}(t)} \right)^2 - 4} \right]. \quad (12)$$

Как показывает сравнение функций $Q_s(z, t)$, моделируемых непосредственно (путем подстановки случайного распределения интенсивности $I(z, \rho, t)$ в (3) и (2)) и с использованием соответствующих значений $z_{\max}(t)$ в (12) и (11), их различие мало вплоть до значений $C_n^2 \approx 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$. В случае больших C_n^2 (например, $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$) использование приближения (11)–(12) становится невозможным из-за существенного увеличения размера зондируемого объема в продольном направлении (см. рис. 1,б и 4).

Таким образом, задача определения $Q_s(z, t)$ сводится к моделированию зависимости смещения зондируемого объема от времени: $z_{\max}(t)$, где $t \in [0, T]$. При этом временной интервал T и частота дискретизации данных Δt^{-1} должны удовлетворять условиям: $T \gg \tau_V$ и $\Delta t \ll \tau_z$.

Из двух моделируемых дискретных последовательностей $z_{\max}(i\Delta t)$, где $i = 1, 2, \dots, 512$, с $\Delta t = \Delta x / U$ и $\Delta t = a_0 / U$ ($a_0 / \Delta x = 15$) были получены две оценки для спектра мощности смещений зондируемого объема $S_z(f) = \sigma_z^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau K_z(t) e^{-2\pi i f \tau}$. При этом использовалось скользящее сглаживание прямоугольным спектральным окном, включившим 9 спектральных частот. Погрешность оценок таких

спектров составляет примерно 30%. На рис. 6 полученные спектры представлены в виде сплошных кривых 1 ($\Delta t = \Delta x / U$) и 2 ($\Delta t = a_0 / U$). На основе этих данных была подобрана аппроксимационная формула для спектра $S_z(f)$ в виде

$$S_z(f) = \sigma_z^2 \frac{2\tau_z}{[1 + (4,48 \tau_z f)^2]^{4/3}}, \quad (13)$$

где $\tau_z = a_0 / U$ – интегральный масштаб корреляции смещений зондируемого объема $\tau_z = \int_0^{\infty} dz K_z(\tau)$. Расчет по формуле (13) представлен на рис. 6 в виде пунктирной кривой.

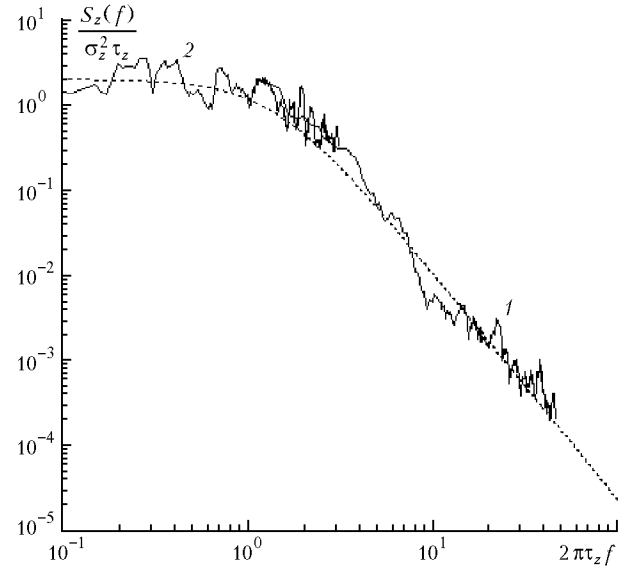


Рис. 6. Временной спектр смещений зондируемого объема; кривые 1 и 2 – оценки спектра, полученные из данных численного моделирования с частотой дискретизации $\Delta t^{-1} = U / \Delta x$ и $\Delta t^{-1} = U / a_0$ соответственно; пунктирная кривая – расчет по формуле (13)

Анализ результатов моделирования показал, что плотность вероятности смещений зондируемого объема z_{\max} близка к гауссовой. Это позволяет, воспользовавшись спектром (13) и результатами расчетов σ_z^2 (см. рис. 2 и 3), моделировать случайные реализации $z_{\max}(t)$ в спектральной области, минуя процедуру моделирования распространения зондирующего пучка в турбулентной атмосфере.

2.2. Временной спектр скорости ветра, измеряемой лидаром

Чтобы рассчитать спектр измеряемой лидаром скорости

$$S_D(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \langle V_D(t + \tau) V_D(t) \rangle e^{-2\pi i f \tau},$$

необходимо в соответствии с (1), при нахождении $V_D(t)$, наряду с моделированием $Q_s(z, t)$ осуществлять моделирование радиальной скорости $V_r(z, t)$. Моделирование случайных реализаций $V_r(z, t)$ проводилось в спектральной области на основе модели Кармана [10] для одномерного пространственного спектра $S_V(\kappa_z)$, в которую входят два параметра: дисперсия σ_V^2 и интегральный масштаб корреляции L_V скорости ветра. В предположении об изотропности турбулентности из $S_V(\kappa_z)$ нетрудно получить двумерный пространственный спектр

$S_f(\kappa_z, \kappa_x)$ и, воспользовавшись гипотезой «замороженной» турбулентности, перейти от моделируемой реализации $V_r(z, x)$ к $V_r(z, t)$ ($x = Ut$). При получении результатов, показанных ниже, $\sigma_V = 1$ м/с и $L_V = 50$ м.

С использованием данных численного моделирования $V_D(t)$ были рассчитаны спектры $S_D(f)$. На рис. 7 представлены спектры $S_D(f)$ при $R = 500$ м и различных значениях средней скорости U (кривые 1, 2, 3 соответствуют $U = 1$ м/с; 4, 5, 6 – $U = 4$ м/с) и C_n^2 (1, 4 – $C_n^2 = 0$; 2, 5 – $C_n^2 = 10^{-14}$ м^{-2/3}; 3, 6 – $C_n^2 = 10^{-13}$ м^{-2/3}). В отсутствие флуктуаций показателя преломления ($C_n^2 = 0$) спектры $S_D(f)$, рассчитанные с использованием данных численного моделирования, в высокочастотной области ($f \geq 0,1$ Гц) удовлетворительно согласуются с расчетами по формуле (8), где $\varepsilon = 0,67 \sigma_V^3 / L_V$. Результаты расчетов по этой формуле показаны на рис. 7 в виде пунктирных кривых.

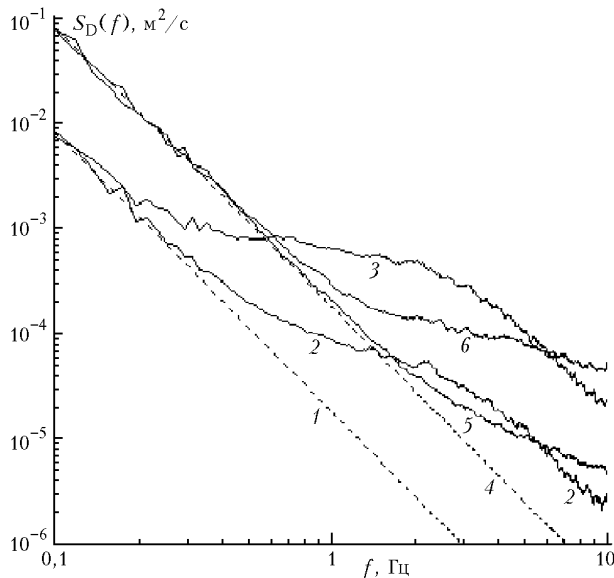


Рис. 7. Спектры скорости, оцениваемой из данных доплеровского лидара

Усреднение радиальной скорости ветра по зондируемому объему действует как низкочастотный фильтр флуктуаций измеряемой скорости, и спектр $S_D(f)$, вместо зависимости $S_D(f) \sim f^{-5/3}$, соответствующей точечным измерениям, пропорционален $f^{-8/3}$. Вызываемые турбулентными флуктуациями показателя преломления случайные смещения зондируемого объема $z_{\max} - \langle z_{\max} \rangle$ приводят к дополнительному разбросу оценок скорости. Поскольку время корреляции τ_z сравнимо с интегральным временем t_0 , то случайные смещения зондируемого объема в конечном счете должны приводить к увеличению флуктуаций измеряемой скорости на высоких частотах по сравнению со случаем $C_n^2 = 0$. Из рис. 7 видно, что увеличение C_n^2 вызывает существенное возрастание энергии флуктуаций в высокочастотном интервале спектра $S_D(f)$.

На рис. 8 сплошными кривыми показаны спектры $S_D(f)$ при $C_n^2 = 10^{-13}$ м^{-2/3}, $U = 4$ м/с и различных R . Видно, что чем больше R и, в соответствии с (7), больше продольный размер зондируемого объема, тем существеннее эффект возрастания спектральной плотности на высоких час-

тотах. При $R = 250$ м степенная зависимость (8) для спектра S_D сохраняется вплоть до частоты $f_h \approx 1$ Гц (сравни сплошную и пунктирную кривые 1). При $R = 1$ км частотный интервал, где выполняется (8), значительно уже: $f_h \approx 0,3$ Гц (сравни кривые 3). Это необходимо учитывать при определении скорости диссипации кинетической турбулентности ε из лидарных данных на основе (8). Сужение частотного интервала, в пределах которого оценивается ε , приводит к увеличению погрешности ее оценки [11]. Ясно, что измерения ε при $R = 250$ м будут более точны, чем при $R = 1$ км.

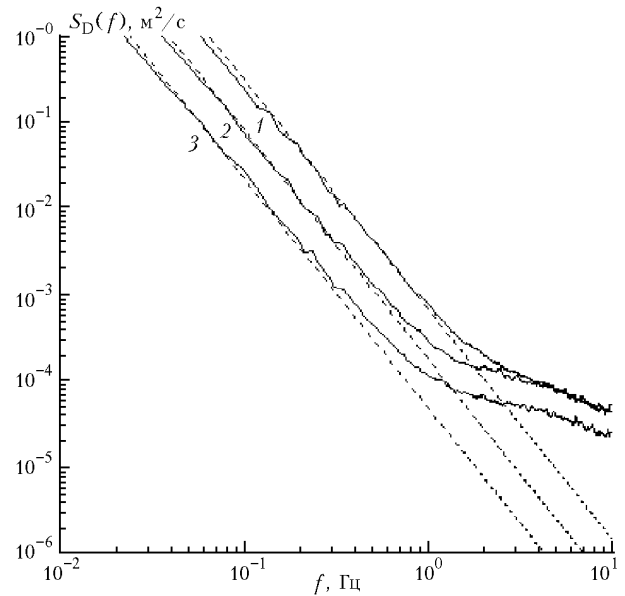


Рис. 8. Спектры скорости, оцениваемой из данных доплеровского лидара, моделируемых при $R = 250$ м (1), 500 м (2) и 1 км (3); $C_n^2 = 10^{-13}$ м^{-2/3}

Влияние турбулентных флуктуаций показателя преломления на измеряемый доплеровским лидаром спектр $S_D(f)$ зависит от поперечной к оси пучка составляющей средней скорости ветра U . Чем больше U , тем сильнее усреднение случайных смещений зондируемого объема $z_{\max} - \langle z_{\max} \rangle$ за время t_0 и тем менее существен эффект оптической турбулентности.

Данные рис. 7 показывают, что при малом ветре $U = 1$ м/с (если, конечно, при таком ветре приемлемо использование гипотезы «замороженной» турбулентности) невозможно оценивание с помощью (8) скорости диссипации турбулентной энергии даже при относительно умеренной турбулентности $C_n^2 = 10^{-14}$ м^{-2/3}.

Заключение

Путем численного моделирования проведено исследование влияния турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха в атмосфере на временной спектр скорости ветра, измеряемой непрерывным доплеровским лидаром. Показано, что для лидара с длиной волны 10,6 мкм оптическая турбулентность может вызывать значительные случайные смещения зондируемого объема вдоль оси распространения зондирующего пучка. Например, при $C_n^2 = 10^{-13}$ м^{-2/3} и $R = 1$ км величина среднеквадратического отклонения продольных смещений центра

зондируемого объема $\sigma_z \approx 50$ м. Время корреляции этих смещений равно примерно времени переноса неоднородностей среды поперечным к пучку ветром на расстояние, равное начальному радиусу зондирующего пучка.

Рассчитаны временные спектры скорости при различных уровнях турбулентности показателя преломления, реализующихся в приземном слое атмосферы. Установлено, что вызываемые турбулентностью показателя преломления случайные смещения зондируемого объема могут приводить к существенному увеличению энергии флуктуаций в высокочастотной области турбулентного спектра скорости ветра, измеряемой непрерывным доплеровским лидаром. Аналогичное увеличение амплитуды спектра на высоких частотах наблюдается и в натуральных экспериментах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 98-05-03131 и 00-05-64033).

1. Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 10. С. 1457–1466.

2. Банах В.А., Вернер Х., Кёпп Ф., Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 3. С. 322–331.

3. Banakh V.A., Smalikhov I.N., Köpp F., and Werner Ch. // J. Atmos. Oceanic Technol. 1999. V. 16. № 7. P. 1044–1061.

4. Banakh V.A., Smalikhov I.N., and Werner Ch. // Appl. Optics. 2000 (to be published).

5. Lawrence T.R., Wilson D.J., Craver C.E., Jones I.P., Huffaker R.M., and Tomson J.A. // Rev. Sci. Instrum. 1972. V. 43. № 3. P. 512–518.

6. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.

7. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.

8. Кандидов В.П. // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. № 12. С. 1309–1338.

9. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 263 с.

10. Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Шур Г.Н. Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 287 с.

11. Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 8. С. 898–904.

V.A. Banakh, Ch. Werner, I.N. Smalikhov. Influence of the refractive index turbulent fluctuations on temporal spectrum of wind velocity measured with the Doppler lidar.

The influence of the refractive index turbulent fluctuations in the atmosphere on temporal spectrum of wind velocity, measured by the cw CO₂ Doppler lidar, was studied by means of numerical simulation. The refractive index fluctuations were shown to cause significant random displacement of the sensing turbulent volume along the beam propagation axis. The correlation time of such displacement is of the order of time of the turbulent inhomogeneities transfer by the wind, transversal to the beam, for the distance equal to initial radius of sensing beam. Random displacement of the sounded volume can essentially increase the fluctuation energy in the high frequency region of turbulent spectrum of the wind velocity, measured with the lidar, which is observed in field experiments.