

В.А. Банах, Х. Вернер, Ф. Копп, И.Н. Смалихо

СПЕКТРЫ ФЛУКТУАЦИЙ СКОРОСТИ ВЕТРА, ИЗМЕРЯЕМОЙ ДОПЛЕРОВСКИМ ЛИДАРОМ

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований временных спектров флуктуаций скорости ветра, измеряемой доплеровским лидаром с лазерным источником непрерывного излучения. Показано, что вследствие низкочастотной пространственной фильтрации флуктуаций скорости ветра по объему рассеяния временной спектр скорости ветра, измеренной доплеровским лидаром, существенно отличается от спектра Колмогорова–Обухова, описывающего турбулентность скорости ветра, измеряемой в фиксированной точке пространства. В частности, установлено, что при больших размерах объема рассеяния и достаточно сильном боковом ветре, когда в пределах зондируемого объема реализуются условия выполнения гипотезы «замороженной» турбулентности Тейлора, лидарный спектр имеет степенную зависимость с показателем степени « $-8/3$ », а не « $-5/3$ », как это имеет место для точечных измерений. При нарушении условий выполнения гипотезы Тейлора лидарные спектры подчиняются степенной частотной зависимости с показателем степени, близким к « -2 ».

Введение

Для изучения динамических процессов, происходящих в атмосфере Земли, представляется перспективным применение дистанционных методов зондирования, в частности с использованием доплеровских (когерентных) лидаров. Разработанные к настоящему времени доплеровские лидары применяются для исследования как мезомасштабных, так и турбулентных вариаций поля скорости ветра в пограничном слое и свободной атмосфере [1 – 12]. Принцип измерения скорости таким лидаром заключается в том, что рассеянное назад на аэрозольных частицах, как правило, полностью увлекаемых воздушным потоком, лазерное излучение собирается приемопередающим телескопом лидара и детектируется когерентным методом. Из регистрируемого в течение конечного промежутка времени сигнала оценивается спектр мощности, который с учетом соотношения Доплера $V = (\lambda/2)f$, где V – скорость; λ – длина волны лазерного пучка лидара; f – частота, представляет собой распределение по скоростям частиц, попадающих в пределы объема зондирования. Затем из доплеровского спектра тем или иным способом получают оценку средней скорости (т.е. скорости, усредненной по лидарному объему).

Наряду с измерениями средней скорости доплеровские лидары применяются для определения параметров динамической турбулентности [6–12]. Информативным и в этом отношении являются такие характеристики, как ширина доплеровского спектра, временные и пространственные структурные функции и временные спектры скорости, измеряемой лидаром. В отличие от точечных и малоинерционных измерителей, при анализе структурных функций и спектров скорости, получаемых из лидарных данных, возникает проблема учета пространственного усреднения по объему зондирования. Особенно актуальным это становится в случае больших трасс зондирования, когда размер зондируемого объема начинает превышать внешний масштаб турбулентности. Настоящая статья посвящена исследованию спектров скорости ветра, измеряемой наземным непрерывным доплеровским лидаром при различных размерах зондируемого объема.

Теория

Будем считать, что зондирующий лазерный пучок наземного непрерывного доплеровского лидара направлен под углом φ к поверхности Земли и фокусируется на заданном расстоянии от лидара. На приемный телескоп лидара приходит излучение, рассеянное частицами, находящимися в пределах всей области локализации зондирующего пучка. Однако основной вклад в лидарный сигнал вносят частицы, сосредоточенные в области фокуса [13, 14]. Эффективный продольный размер этой области определяется длиной дифракции ka_0^2 , где $k = 2\pi/\lambda$; a_0 – радиус пучка на выходе из телескопа, и фокусным расстоянием R . Таким образом, путем

изменения φ , R и a_0 можно задавать высоту зондирования скорости ветра и пространственное разрешение получаемых данных.

Положим, что оценка скорости ветра V_D осуществляется по центру «тяжести» распределения доплеровского спектра. В этом случае выражение для V_D в момент времени t имеет вид [5, 15, 16]

$$V_D(t) = \frac{\int_0^{\infty} dz Q_s(z) \beta_{\pi}(z, 0, 0, t) V_z(z, 0, 0, t)}{\int_0^{\infty} dz Q_s(z) \beta_{\pi}(z, 0, 0, t)} + V_n(t), \quad (1)$$

где интегрирование ведется вдоль оси распространения зондирующего пучка (лидар находится в плоскости $z = 0$); $V_z(\mathbf{r}, t)$ – радиальная составляющая вектора скорости ветра $\mathbf{V} = \{V_z, V_x, V_y\}$ (проекция вектора скорости на ось z вдоль распространения пучка) в точке $\mathbf{r} = \{z, x, y\}$; $\beta_{\pi} = \sigma \rho$ – коэффициент обратного рассеяния; σ – сечение обратного рассеяния; ρ – концентрация частиц; V_n – погрешность оценки скорости, определяемая величиной отношения сигнал-шум (шумовая со-

ставляющая доплеровской оценки скорости). Функция $Q_s(z) = I(z) / \int_0^{\infty} dz I(z)$ в (1) представляет

собой нормированное распределение интенсивности $I(z) = I(0) [(1 - z/R)^2 + z^2/(ka_0^2)^2]^{-1}$ зондирующего пучка вдоль оси распространения z и определяет расстояние до зондируемого объема и его эффективные размеры (пространственное разрешение измеряемой скорости ветра). В ближней зоне дифракции ($R \ll ka_0^2$) $Q_s(z)$ имеет максимум в точке $z_m \approx R$ и для $Q_s(z)$ можно записать

$$Q_s(z) = \{\pi k a_0^2 [(1 - z/R)^2 + z^2/(k a_0^2)^2]\}^{-1}. \quad (2)$$

Если определить эффективную длину зондируемого объема Δz по формуле $\Delta z = \int_0^{\infty} dz Q_s(z)/Q_s(R)$, то, с учетом условия $R \ll ka_0^2$, можно получить

$$\Delta z = (\lambda/2) (R^2/a_0^2). \quad (3)$$

Из (3) следует, что при неизменном радиусе пучка a_0 с ростом фокусного расстояния R (дистанции зондирования) происходит увеличение эффективного размера объема зондирования в продольном направлении Δz пропорционально R^2 .

Представим одностороннюю спектральную плотность флуктуаций измеряемой доплеровским лидаром скорости $S_D(f)$ в виде

$$S_D(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \langle V'_D(t + \tau) V'_D(t) \rangle e^{-i2\pi f \tau}, \quad (4)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций; $V'_D = V_D - \langle V_D \rangle$; $f \geq 0$. Сделаем ряд предположений и упрощений. Пренебрежем неоднородностью коэффициента обратного рассеяния в пределах зондируемого объема и положим в (1)

$$\beta_{\pi}(\mathbf{r}, t) \approx \langle \beta_{\pi} \rangle \approx \text{const}. \quad (5)$$

Будем считать, что усредненная по объему зондирования радиальная скорость ветра $\int_0^{\infty} dz Q_s(z) V_z(z, 0, 0, t)$ и шумовая составляющая скорости $V_n(t)$ статистически независимы.

Функция $V_n(t)$ представляет собой дельтакоррелированный случайный процесс («белый» шум) с нулевым средним ($\langle V_n \rangle = 0$):

$$\langle V_n(t + \tau) V_n(t) \rangle = \frac{1}{2} S_n \delta(\tau), \quad (6)$$

где $S_n = \text{const}$ – спектр шумовой составляющей доплеровской оценки скорости; $\delta(\tau)$ – дельта-функция.

Анализ спектра $S_D(f)$ выполним в предположении стационарности, однородности и изотропности высокочастотных турбулентных вариаций скорости ветра. Предполагая, что перенос турбулентных вихрей средним ветровым потоком происходит без какой-либо заметной их эволюции за время нахождения в пределах зондируемого объема, воспользуемся гипотезой «замороженной» турбулентности Тейлора [17 – 19]:

$$V_z(z, 0, 0, t) = V_z(z - \langle V_z \rangle t, -\langle V_x \rangle t, 0, 0), \quad (7)$$

где система координат выбрана так, чтобы $\langle V_y \rangle = 0$. В результате из (1)–(7) имеем

$$S_D(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{-i2\pi f\tau} \int_0^{\infty} dz_1 dz_2 Q_s(z_1) Q_s(z_2) B_z(z_1 - z_2 + \langle V_z \rangle \tau, \langle V_x \rangle \tau, 0) + S_n, \quad (8)$$

где $B_z(\mathbf{r}) = \langle V_z^*(\mathbf{r}' + \mathbf{r}) V_z^*(\mathbf{r}') \rangle$ – пространственная корреляционная функция радиальной составляющей скорости ветра.

При анализе высокочастотной области спектра $f > |\langle \mathbf{V} \rangle|/L_V$, где $\langle \mathbf{V} \rangle = \{\langle V_z \rangle, \langle V_x \rangle, 0\}$; L_V – внешний масштаб турбулентности, для $B_z(\mathbf{r})$ в (8) можно воспользоваться выражением [18]

$$B_z(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^3\mathbf{k} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) F_z(\mathbf{k}), \quad (9)$$

где

$$F_z(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi} \frac{55}{27} \frac{C}{\Gamma(1/3)} \varepsilon_T^{2/3} |\mathbf{k}|^{-11/3} \left(1 - \frac{k_z^2}{|\mathbf{k}|^2} \right) \quad (10)$$

– трехмерный спектр радиальной скорости ветра [18]; $\Gamma(x)$ – гамма-функция; $C \approx 2$ – постоянная Колмогорова; ε_T – скорость диссипации турбулентной энергии; $\mathbf{k} = \{k_z, k_x, k_y\}$. После подстановки (9) в (8) находим

$$S_D(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{-i2\pi f\tau} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z dk_x dk_y \exp\{ik_z \langle V_z \rangle \tau + ik_x \langle V_x \rangle \tau\} F_z(k_z, k_x, k_y) H(k_z) + S_n, \quad (11)$$

где

$$H(k_z) = \left| \int_0^{\infty} dz Q_s(z) e^{ik_z z} \right|^2 \quad (12)$$

– передаточная функция пространственного низкочастотного фильтра. Из (2), (3) и (12) с учетом условия $ka_0^2 \gg R$ для $H(k_z)$ имеем

$$H(k_z) = \exp\left\{-\frac{2}{\pi} \Delta z |k_z|\right\}. \quad (13)$$

Перейдем в (11) к новым переменным интегрирования: $\mathbf{k}' = \mathbf{k}_z \cos \gamma + \mathbf{k}_x \sin \gamma$, $\xi = (\mathbf{k}_z \cos \gamma - \mathbf{k}_x \sin \gamma)U/(2\pi f)$, где $\gamma = \arccos(\langle V_z \rangle/U)$ – угол между направлением ветра и осью распространения зондирующего пучка z ; $U = |\langle \mathbf{V} \rangle|$ – модуль вектора средней

скорости ветра. Воспользуемся в (11) формулами (10) и (13) и проинтегрируем по переменным τ , κ'_z и κ_y . В результате окончательно получим

$$S_D(f) = S_z(f) H(f) + S_n, \quad (14)$$

где

$$S_z(f) = C_1 \left(1 + \frac{1}{3} \sin^2 \gamma\right) \varepsilon_T^{2/3} U^{2/3} f^{-5/3} \quad (15)$$

– временной спектр z -й компоненты скорости ветра в фиксированной точке ($z = R$), $C_1 = 2C/[3\Gamma(1/3)(2\pi)^{2/3}] \approx 0,15$;

$$H(f) = C_2 \left(1 + \frac{1}{3} \sin^2 \gamma\right)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi (1 + \xi^2)^{-4/3} \left[1 - \frac{8}{11} \frac{(\cos \gamma - \xi \sin \gamma)^2}{1 + \xi^2}\right] \exp\left\{-\frac{4\Delta z f}{U} |\cos \gamma - \xi \sin \gamma|\right\} \quad (16)$$

– передаточная функция временного низкочастотного фильтра, $C_2 = (55/27)[\Gamma(1/3)/\Gamma(11/6)]/(4\sqrt{\pi})$.

В частных случаях интеграл в (16) удается вычислить аналитически. Так, при $\Delta z \rightarrow 0$ функция $H(f) \rightarrow 1$. В случае совпадения направлений распространения пучка и среднего ветра ($\gamma = 0$) из (16) имеем

$$H(f) = \exp\{-4\Delta z f/U\}. \quad (17)$$

При условии

$$(4\Delta z |\sin \gamma|/U) f \gg 1 \quad (18)$$

основной вклад в интеграл (16) вносит небольшая область вокруг точки $\xi_m = \text{ctg } \gamma$, границы которой определяются резким убыванием экспоненты при отходе от ξ_m . Поэтому в (16) в множителе перед экспонентой можно положить $\xi = \xi_m$ и провести интегрирование. В результате получаем

$$H(f) = C_2 \left(1 + \frac{1}{3} \sin^2 \gamma\right)^{-1} \frac{1}{2} \frac{U |\sin \gamma|^{5/3}}{\Delta z f}. \quad (19)$$

Таким образом, в данном случае для спектра скорости, измеряемой доплеровским лидаром, имеем

$$S_D(f) = C_3 \varepsilon_T^{2/3} |\langle V_x \rangle|^{5/3} \frac{1}{\Delta z} f^{-8/3} + S_n, \quad (20)$$

где $C_3 = C_1 C_2 / 2 \approx 0,06$; $\langle V_x \rangle = U \sin \gamma$. Откуда следует, что в отсутствие шумов ($S_n = 0$) спектр доплеровской скорости при условии (18) пропорционален $f^{-8/3}$.

Эксперимент

Измерения проводились непрерывным CO_2 доплеровским лидаром Института оптоэлектроники Германского авиакосмического управления вблизи города Оберпфaffenхофен (ФРГ) в сентябре 1995 г. Контейнер с лидаром был установлен на открытой площадке, лишь с одной стороны от которой находилось несколько трех-четырёхэтажных зданий (отстоящих от контейнера на расстоянии примерно 100 м), за которыми располагался лесной массив. Была выполнена серия доплеровских лидарных измерений при различных геометрии зондирования (изменялась высота и размер зондируемого объема) и интенсивности динамической турбулентности.

Перед началом каждого одиночного измерения с помощью сканирующего устройства выставлялись углы места φ и направления распространения θ лазерного пучка, который фокусировался на заданном расстоянии R . В течение сеанса измерений длительностью T осуществлялась запись доплеровских спектров с частотой 20 Гц и с интегральным временем усреднения $t_0 = 0,05$ с. После окончания измерения из каждого доплеровского спектра оценивались значе-

ния радиальной скорости ветра $V_D(t_i)$, где $t_i = it_0$, $i = 0, 1, 2, \dots, N$ ($Nt_0 = T$). Полученные данные использовались для расчета спектра турбулентных флуктуаций скорости $\hat{S}_D(f_k)$, где $f_k = k\Delta f$, $k = 0, 1, 2, \dots, N/2$; $\Delta f = 1/T$, с помощью программы быстрого преобразования Фурье. Сглаживание (усреднение) оценок спектра проводилось по прямоугольному спектральному окну. Оценка средней скорости U и направления γ ветра осуществлялась из дополнительных лидарных измерений при коническом сканировании лазерным пучком [1].

Ниже представлены результаты обработки измерений, проведенных 27 сентября 1995 года с 14:30 до 16:00. Погодные условия в этот промежуток времени характеризовались сильной турбулизованностью воздушных потоков. На высоте $h = 200$ м скорость ветра достигала 16 м/с. Небо было покрыто низкими облаками, вследствие чего при увеличении высоты зондирования h до 300 м в измеряемых доплеровских спектрах появлялся дополнительный пик, связанный с отражением зондирующего излучения от облака. Поэтому в данном эксперименте мы ограничились максимальной $h = 200$ м. Отметим, что скорость движения облаков примерно в 1,5 раза превышала скорость ветра на высоте $h = 200$ м.

Измерения проводились на высотах 10; 25; 50; 100 и 200 м. Им соответствовали значения продольных размеров зондируемого объема $\Delta z = 2,3; 4,5; 9,2; 30$ и 100 м. При больших Δz азимутальный угол θ задавали таким образом, чтобы угол γ был максимальным, тем самым добиваясь наибольших значений скорости бокового ветра $\langle V_x \rangle$ с целью сравнения результатов измерения спектра S_D с асимптотикой (20). Отметим, что при $\Delta z = 100$ м ($h = 200$ м) интегральный продольный масштаб корреляции радиальной скорости ветра L_V сравним с Δz .

Результаты оценивания сглаженных значений спектров флуктуаций скорости (с усреднением по 24 статистическим степеням свободы) показаны на рис. 1 точками. Видно, что значения спектров, получаемых из данных доплеровского лидара, убывают с частотой f быстрее, чем это следует из « $-5/3$ » степенной зависимости Колмогорова–Обухова (штриховые линии I). В эксперименте реализовались различные значения отношения сигнал-шум, что легко было наблюдать во время измерений из получаемых доплеровских спектров. Это сказалось на амплитудах шумовых уровней S_n в спектрах скорости S_D , представленных на рис. 1. Данные об U и γ на разных высотах приведены в таблице.

h , м	10	25	50	100	200
Δz , м	2,3	4,5	9,2	30	100
U , м/с	5,2	6,3	8,7	13,5	15,6
γ , град.	13	27	34	60	75

Сравнение результатов расчетов по формуле (14) при произвольно заданных ε_T и $S_n = 0$ с экспериментальными спектрами в области низких частот, где шумовой составляющей спектра можно пренебречь, показывает, что качественно они совпадают. Исходя из этого, нами были найдены оценки значений скорости диссипации турбулентной энергии ε_T по формуле

$$\varepsilon_T = \left[\frac{1}{n_2 + 1 - n_1} \sum_{i=n_1}^{n_2} \frac{\hat{S}_D(f_i)}{A(f_i)} \right]^{3/2}, \quad (21)$$

где $A(f_i) = S_z(f_i)H(f_i)/\varepsilon_T^{2/3}$, а $S_z(f_i)$ и $H(f_i)$ рассчитывались с помощью выражений (15) и (16) соответственно. Здесь частота $f_{n_1} = n_1/T$ является нижней границей инерционного интервала и удовлетворяет условию $f_{n_1} > U/L_V$. Номер спектрального канала n_2 выбирался таким образом, чтобы он соответствовал наивысшей частоте $f_{n_2} = n_2/T$, на которой вклад шумов в спектр S_D остается еще пренебрежимо малым. Значения S_n рассчитывались по формуле

$$S_n = \frac{1}{N/2 + 1 - n_3} \sum_{i=n_3}^{N/2} \hat{S}_D(f_i), \quad (22)$$

где n_3 соответствует частоте $f_{n_3} = n_3/T > f_{n_2}$, начиная с которой основной вклад в измеряемый спектр вносят шумы.

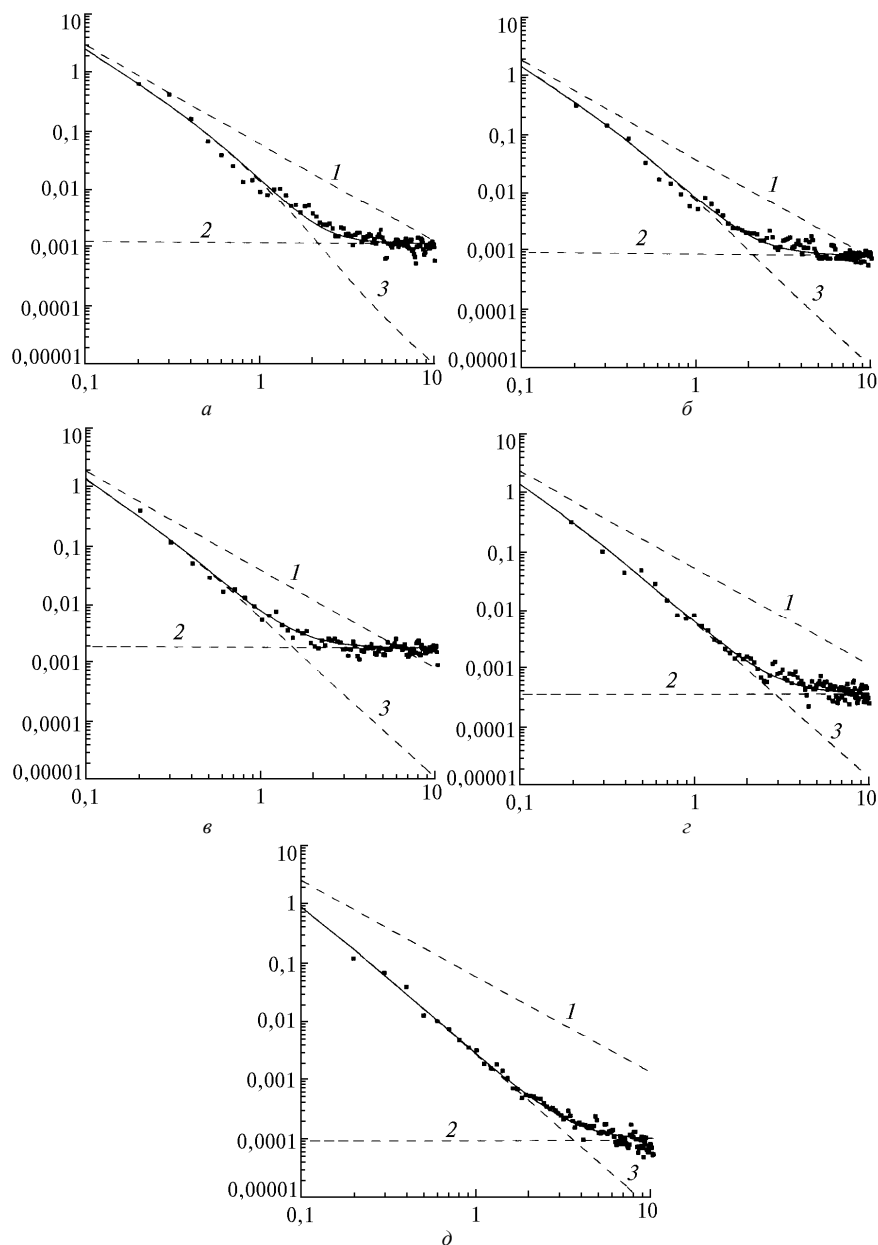


Рис. 1. Спектры измеряемой доплеровским лидаром скорости ветра S_D (ось ординат, $\text{м}^2/\text{с}$) на высотах $h = 10$ м (а), 25 м (б), 50 м (в), 100 м (г), 200 м (д) (по оси абсцисс отложена частота f , Гц): точки – эксперимент, сплошная кривая – теория (расчет по формуле (14)), штриховые кривые 1, 2, 3, – соответственно, результаты расчета спектра по формуле (15), спектр шумовой составляющей доплеровской скорости и результаты расчета спектра по формуле (14) при $S_n = 0$

С использованием полученных из экспериментальных данных значений ε_T и S_n были проведены расчеты $S_D(f)$ по формуле (14). Результаты расчетов представлены на рис. 1 в виде сплошных кривых. Здесь же показаны расчеты $S_\varepsilon(f)$ по формуле (15) и спектры шума S_n (штриховые линии 1 и 2). Штриховая кривая 3 – результат расчета S_D по формуле (14) при $S_n = 0$. Из представленных данных видно соответствие теории (сплошные кривые) и эксперимента (точки). Разброс экспериментальных точек находится в пределах погрешности оценок сглаженных спектров (относительная погрешность $\sim 30\%$).

На рис. 2 показан высотный профиль скорости диссипации турбулентной энергии ε_T , восстановленной по данным рис. 1. Высотный ход $\varepsilon_T(h)$ аналогичен результатам измерений, полученных на метеорологической мачте ИЭМ в Обнинске при нейтральной стратификации и

сильном ветре [20]. Однако по абсолютной величине полученные нами значения ε_T более чем в два раза превышают соответствующие данные в [20]. Это, возможно, связано с различием в значениях параметра шероховатости подстилающей поверхности в нашем эксперименте и в районе метеорологической мачты ИЭМ или является следствием описанных выше специфических погодных условий во время измерений.

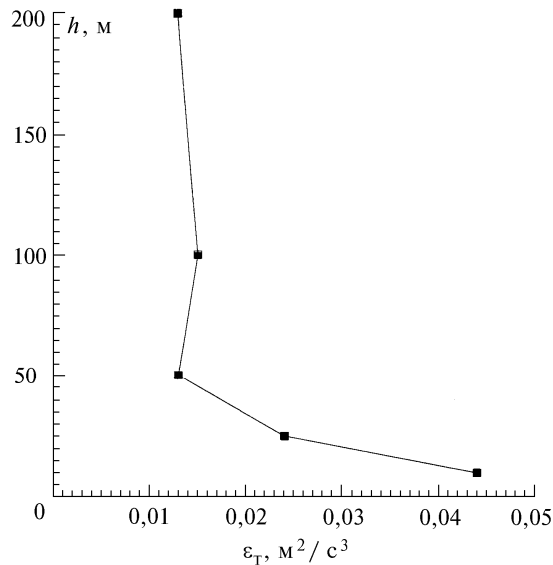


Рис. 2. Высотный профиль скорости диссипации турбулентной энергии, восстановленный из данных доплеровского лидара

Из изложенного выше следует, что спектр скорости ветра, измеренной с помощью доплеровского лидара, представляет собой сумму спектра радиальной скорости ветра, усредненной по лидарному объему, и спектра шума. С целью выделения полезной составляющей измеренного спектра проведем корректировку сглаженного спектра путем простого вычитания из него регулярной составляющей шума S_n . Применение такой процедуры может быть оправдано лишь для частот f , удовлетворяющих условию: $S_D(f) - S_n \gg \sigma_n$, где $\sigma_n^2 = 2S_n^2/n_d$ – дисперсия шумовой составляющей спектра, усредненного при n_d статистических степеней свободы.

На рис. 3 точками обозначены значения скорректированного спектра. Исходные данные соответствуют приведенным на рис. 1, δ ($h = 200$ м, $\Delta z = 100$ м) и удовлетворяют условию (18) во всем диапазоне рассматриваемых частот. Скорректированный спектр должен совпадать с расчетом по формуле (20) при $S_n = 0$, представленным на рисунке сплошной линией. Видно, что экспериментальные данные с хорошей точностью описываются зависимостью $S_D(f) \sim f^{8/3}$. Штриховой линией на рисунке показан результат расчета $S_z(f) \sim f^{5/3}$ по формуле (15). Уже на низких частотах $f \sim 0,3$ Гц значения лидарного спектра вследствие сильного пространственного усреднения по объему зондирования ($\Delta z \sim 100$ м $\sim L_V$) оказываются на порядок меньше соответствующих значений спектра скорости, измеряемой безынерционным точечным прибором.

Приведенные выше результаты относятся к тем случаям, когда при измерениях или продольный размер лидарного объема Δz был мал, или дул довольно сильный боковой ветер $\langle V_x \rangle = U \sin \gamma$, что обеспечивало применимость рассматриваемой в настоящей работе теории для анализа экспериментальных данных.

Возникает вопрос: как ведут себя спектры скорости, измеренной при больших Δz и произвольных значениях $\langle V_x \rangle$ (углах γ). Чтобы ответить на него, из результатов измерений, проведенных 26.09.95, были отобраны наиболее характерные данные, полученные при совпадении направлений распространения зондирующего пучка и среднего ветра ($\gamma \approx 0$, горизонтальная трасса, $h = 3$ м). При этом продольный размер лидарного объема Δz составлял 218 м, что значительно превышает масштаб корреляции скорости ветра L_V на высоте $h = 3$ м. Измерения проводились при умеренном ветре $U \sim 3,5$ м/с и очень большом отношении сигнал-шум.

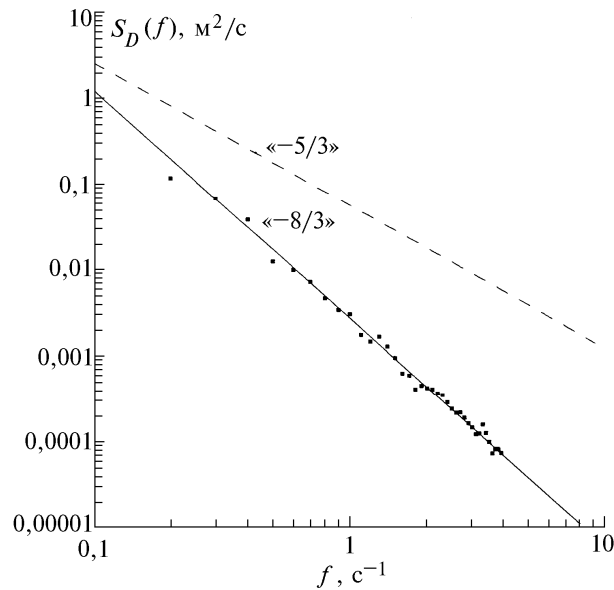


Рис. 3. Спектр измеряемой доплеровским лидаром скорости ветра на высоте $h = 200$ м; точки – эксперимент, штриховая линия – расчет по формуле (15); сплошная линия – расчет по формуле (20) при $S_m = 0$

На рис. 4 точками нанесены результаты оценки сглаженных значений спектра скорости, полученных из данных этого эксперимента. Анализ спектра показывает, что он не подчиняется найденным в данной работе теоретическим закономерностям. В предположении, что усредненный по ансамблю спектр описывается степенным законом, т.е. $S_D(f) \sim f^\nu$, из зависимости логарифма несглаженного спектра $\ln \hat{S}_D$ от логарифма частоты $\ln f$ с помощью метода наименьших квадратов был определен показатель степени ν наклона экспериментальных спектров. Он оказался равен примерно -2 . Найденная степенная зависимость показана на рис. 4 сплошной линией.

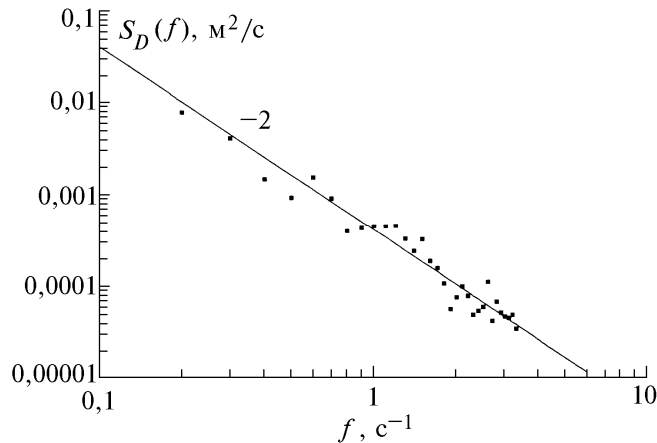


Рис. 4. Спектр скорости ветра, измеряемой доплеровским лидаром при большом продольном размере зондируемого объема и совпадении направлений распространения лазерного пучка и ветра; точки – эксперимент; сплошная линия – результат подгонки измеренных данных к степенной зависимости спектра от частоты

Анализ результатов других серий лидарных измерений показал, что спектры скорости, полученные для различных высот h , когда $\Delta z \geq L_V$ и $\gamma \leq 15^\circ$, также имеют степенную зависимость $S_D(f) \sim f^2$. Отметим, что аналогичную зависимость, как показывают экспериментальные данные, имеет и спектр доплеровского сигнала $I_D(t) \sim \int_0^\infty dz Q_s(z) \beta_\pi(z, t)$, пропорционального усредненному по зондируемому объему коэффициенту обратного рассеяния (концентрации частиц).

Наиболее вероятной причиной несоответствия развитой теории результатам экспериментов на рис. 4 является, по мнению авторов, использование при анализе гипотезы «замороженности» турбулентности (формула (7)). В рассматриваемом случае для правильного описания спектра скорости, измеряемой доплеровским лидаром, необходимо учитывать боковой вынос попадающих в зондируемый объем аэрозольных частиц турбулентными вихрями различных масштабов (флуктуации поперечных компонент вектора скорости ветра) и эволюцию этих вихрей во времени (турбулентную диффузию).

Заклучение

Таким образом, из представленных результатов следует, что при реализации условий выполнения гипотезы «замороженной» турбулентности Тейлора временной спектр скорости ветра, измеряемой доплеровским лидаром, при больших продольных размерах лидарного объема имеет существенное отличие в инерционном интервале от спектра турбулентности, измеряемого малоинерционным точечным прибором, и пропорционален $f^{-8/3}$. Это является следствием существенного пространственного усреднения флуктуаций радиальной скорости ветра по объему зондирования.

Экспериментальный спектр скорости, измеренной доплеровским лидаром при совпадении направлений оси зондирующего пучка и среднего ветра и большом объеме зондирования, когда условия выполнения гипотезы Тейлора оказываются нарушенными, также отличается от спектра, измеряемого в точке, но имеет зависимость вида $S_D = \alpha f^{-2}$, где α – коэффициент пропорциональности, имеющий размерность скорости диссипации турбулентной энергии, $\text{м}^2/\text{с}^3$. Объяснение данного результата возможно лишь на основе теории, использующей адекватную модель для пространственно-временной корреляционной функции радиальной компоненты скорости ветра.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №94-05-16601-а).

1. Кёпп F., Schweisow R.L. and Werner Ch. // J. Climate Appl. Meteorol. 1984. V. 23. P. 148–154.
2. Hall F.F., Huffaker R.M., Hardesty R.M., Jackson M.E., Lawrence T.R., Post M.J., Richter R.A. and Weber B.F. // Appl. Optics. 1984. V. 23. N 15. P. 2503–2506.
3. Hawley J.G., Tang R., Henderson S.W., Hale C.P., Kavaya M.J. and Moerder D. // Appl. Optics. 1983. V. 32. N 24. P. 4557–4568.
4. Кёпп F., Werner Ch., Haring R., Banakh V.A., Smalikho I.N. and Kambezidis H. // Contribution to Atmospheric Physics. 1994. V. 67. N 4. P. 269–286.
5. Banakh V.A., Smalikho I.N., Кёпп F. and Werner Ch. // Appl. Optics. 1995. V. 34. N 12. P. 2055–2067.
6. Gordienko V.M., Kormakov A.A., Kosovsky L.A., Kurochkin N.N., Pogosov G.A., Priezzhev A.V. and Putivskii Y.Y. // Optical Engineering. 1994. V. 33. N 10. P. 3206–3213.
7. Keeler R.I., Serafin R.J., Schwiesow R.L., Lenschow D.H., Vaughan J.M. and Woodfield A.A. // J. Atmos. Oceanic Technol. 1987. V. 4. P. 113–127.
8. Frehlich R.G., Hannon S.M. and Henderson S.W. // Journ. Atmos. Oceanic Technol. 1994. V. 11. N 6. P. 1517–1528.
9. Tzvi Cal-Chen, Mei Xu and Eberhard W.L. // J. Geophysical Research. 1992. V. 97. ND17. P. 18409–18423.
10. Ancellet G.M., Menzies R.I. and Grant W.B. // Journ. Atmos. Oceanic Technol. 1989. V. 6. N 1. P. 50–58.
11. Hannon S.M., Thomson J.A., Henderson S.W. and Huffaker R.M. // Air Traffic Control Technologies. Proc. SPIE. 1995. V. 2464. P. 94–102.
12. Банах В.А., Вернер Х., Керкис Н.Н., Копп Ф., Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 12. С. 1726–1732.
13. Lawrence T.R., Wilson D.J., Craver C.E., Jones I.P., Huffaker R.M. and Thomson J.A. // Rev. Sci. Instrum. 1972. V. 43. N 3. P. 512–518.
14. Sonnenschein C.M. and Horrigan F.A. // Appl. Optics. 1971. V. 10. N 7. P. 1600–1604.
15. Banakh V.A., Smalikho I.N., Кёпп F. and Werner Ch. // Lidar Techniques for Remote Sensing. Proc. SPIE. 1994. V. 2310. P. 224–232.
16. Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 10. С. 1457–1466.
17. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
18. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
19. Гурвич А.С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. N 4. С. 345–354.
20. Волковицкая З.И., Иванов В.П. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1970. Т. 6. N 5. С. 435–444.

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск
Институт оптоэлектроники
Германского авиакосмического управления, Оберпфaffenхофен (ФРГ)

Поступила в редакцию
10 декабря 1996 г.

V.A. Banakh, Ch. Werner, F. Köpp and I.N. Smalikho. **Spectra of Fluctuations of wind velocity measured by Doppler lidar.**

The paper presents the results of theoretical and experimental study the temporal spectra of fluctuations of wind velocity measured by cw Doppler lidar. It is shown, that due to low-frequency spatial filtration of wind velocity fluctuations over scattering volume, the temporal spectrum of wind velocity measured by Doppler lidar differs essentially from the Kolmogorov–Obukhov's spectrum which describes turbulence of wind velocity measured at a fixed point. In particular, it is revealed, that when the lidar scattering volume is large and sufficiently strong side wind takes place, so that the Taylor's hypothesis of "frozen" turbulence is applicable for turbulent motion in lidar volume, the lidar spectrum of wind velocity has power frequency dependence with power index « $-8/3$ » but not « $-5/3$ » as it is in the case of point measurements. When the Taylor's hypothesis is not applicable, the lidar spectrum has power frequency dependence with power index « -2 » approximately.