

В.А. Банах, С. Рам\*, И.Н. Смалихо, А.В. Фалиц

## Измерение параметров атмосферной турбулентности сканирующим в вертикальной плоскости импульсным когерентным ветровым лидаром

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия*  
*\* Institute of Atmospheric Physics DLR, Oberpfaffenhofen, Germany*

Поступила в редакцию 6.08.2007 г.

Представлен метод оценивания характеристик атмосферной турбулентности из поперечной структурной функции скорости, измеряемой сканирующим (в вертикальной плоскости) импульсным когерентным лидаром. Проведено восстановление высотных профилей турбулентности из данных измерения скорости ветра 2-микронным лидаром с использованием разработанного метода поперечной структурной функции и метода оценивания турбулентности по ширине доплеровского спектра. Показано, что для условий умеренной и сильной турбулентности оба метода дают близкие результаты.

### Введение

Создание когерентных лидаров, принцип работы которых основан на эффекте Доплера, открыло широкие возможности в изучении динамических атмосферных процессов. К настоящему времени разработан ряд методов лидарного измерения средней скорости и направления ветра [1] и таких параметров атмосферной турбулентности, как кинетическая энергия турбулентности, момент количества движения, скорость диссипации энергии турбулентности и внешний масштаб турбулентности [2–8].

Использование 2-микронного импульсного когерентного лидара [9] позволяет проводить эффективные исследования вихрей, образующихся в следе летящего самолета [10]. При этом измерение вихрей проводится лидаром, сканирующим в вертикальной плоскости. Учитывая, что основную роль в затухании самолетных вихрей играет атмосферная турбулентность, информация о турбулентности, извлеченная из этих же данных лидарного зондирования, является весьма полезной при анализе результатов измерения характеристик вихрей, генерируемых летящим самолетом.

В работах [6, 7] из данных измерения 2-микронным импульсным когерентным лидаром, сканирующим в вертикальной плоскости, восстановлены высотные профили турбулентности. При этом соответствующие характеристики оценивались двумя способами: 1) из продольной структурной функции скорости ветра и 2) из ширины доплеровского спектра.

Авторы статьи [8], обобщив метод, предложенный в [3] для лидаров с непрерывным излучением, на импульсные лидары, получили оценки профилей турбулентных характеристик с высоким разрешением по высоте из данных импульсного ветрового

лидара по поперечной структурной функции скорости ветра. Однако использовавшаяся в [8] геометрия измерения (сканирование лазерным пучком осуществлялось по азимутальному углу) не позволяет проводить одновременные лидарные измерения самолетных вихрей и турбулентности.

В настоящей статье оценивание турбулентных характеристик ветра из данных сканирующего в вертикальной плоскости лидара осуществляется двумя методами: 1) из поперечной структурной функции скорости ветра и 2) из ширины доплеровского спектра. Сравняются результаты восстановления высотных профилей турбулентности с использованием этих подходов.

### Теория

Рассмотрим следующую схему измерения когерентным импульсным лидаром. Наземный лидар сканирует лазерным пучком в вертикальной плоскости, посылая в атмосферу импульсы под разными углами места  $\varphi$ . Во время измерения регистрируется когерентно детектируемый сигнал обратного рассеяния на различных расстояниях  $R$  от лидара.

С помощью быстрого преобразование Фурье для каждого выстрела импульса из измеренного сигнала оценивают спектры его мощности (доплеровские спектры) с определенным шагом вдоль оптической оси, используя при этом гауссово окно [6]. Затем после усреднения спектров, полученных от 25 соседних выстрелов импульса, оцениваются первый и второй спектральные моменты. Воспользовавшись соотношением Доплера  $V = f\lambda/2$ , где  $V$  – измеряемая скорость,  $f$  – частота и  $\lambda$  – оптическая длина волны, из первого спектрального момента можно получить оценку радиальной скорости

(проекция вектора скорости ветра на ось зондирующего пучка), которая описывается выражением [4–6]:

$$\hat{V}_D(R, \varphi) = V_D(R, \varphi) + e(R, \varphi), \quad (1)$$

где

$$V_D(R, \varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz Q_s(z) V_r(R+z, \varphi) \quad (2)$$

– радиальная скорость ветра, усредненная по зондируемому объему;  $V_r$  – радиальная скорость в точке  $(R+z, \varphi)$  на плоскости сканирования лазерным пучком;

$$Q_s(z) = \Delta z^{-1} \exp(-\pi z^2 / \Delta z^2) \quad (3)$$

– функция низкочастотного пространственного фильтра;  $\Delta z$  – продольный размер зондируемого объема (как правило, в наших экспериментах  $\Delta z \approx 94$  м);  $e$  – случайная погрешность оценки скорости.

Учитывая, что скорость  $V_D$  и погрешность  $e$ , так же как и погрешности  $e(R, \varphi_1)$  и  $e(R, \varphi_2)$ , статистически не зависимы [4, 5], усредненный по ансамблю реализаций квадрат разности флуктуаций радиальных скоростей, измеренных под разными углами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , можно на основании (1) представить в виде

$$D_V(R, \varphi_1, \varphi_2) = \langle [\hat{V}'_D(R, \varphi_1) - \hat{V}'_D(R, \varphi_2)]^2 \rangle = \\ = D_V(R, \varphi_1, \varphi_2) + 2\sigma_e^2, \quad (4)$$

где

$$D_V(R, \varphi_1, \varphi_2) = \langle [V'_D(R, \varphi_1) - V'_D(R, \varphi_2)]^2 \rangle; \\ \sigma_e^2 = \langle e^2 \rangle; \hat{V}'_D = \hat{V}_D - \langle \hat{V}_D \rangle \text{ и } V'_D = V_D - \langle V_D \rangle.$$

Предположим, что в рассматриваемом слое атмосферы на высоте  $h = (R \sin \varphi_1 + R \sin \varphi_2) / 2$  турбулентность является однородной и изотропной. Тогда, при малых угловых разностях  $|\varphi_1 - \varphi_2| \ll \pi / 2$  и условии  $L_V \ll R$ , где  $L_V$  – интегральный масштаб турбулентности [6], для структурной функции  $D_V$  можно считать изменение угла сканирования от  $\varphi_1$  до  $\varphi_2$  эквивалентным смещению зондирующего пучка в направлении, поперечном к оптической оси, на расстояние  $y = R|\varphi_1 - \varphi_2|$  и, таким образом,  $D_V$  может рассматриваться как поперечная структурная функция скорости от аргумента  $y$ , которая имеет более плавную зависимость от высоты  $h$  при переходе от одного однородного слоя к другому. С учетом сделанных предположений из (1)–(4) имеем

$$D_V(h, y) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x dk_y S_{zz}(h, k_x, k_y) \times \\ \times \exp(-2\pi \Delta z^2 k_x^2) [1 - \cos(2\pi k_y y)], \quad (5)$$

где  $S_{zz}(h, k_x, k_y)$  – двумерный спектр флуктуаций скорости ветра. Для расчетов  $D_V$  воспользуемся спектральной моделью Кармана [11]:

$$S_{zz}(h, k_x, k_y) = \frac{1}{6\pi} \frac{\sigma_V^2 (8,43 L_V)^2}{[1 + (8,43 L_V)^2 (k_x^2 + k_y^2)]^{4/3}} \times \\ \times \left[ 1 + \frac{8}{3} \frac{(8,43 L_V k_y)^2}{1 + (8,43 L_V)^2 (k_x^2 + k_y^2)} \right], \quad (6)$$

где дисперсия скорости ветра  $\sigma_V^2$  и интегральный масштаб турбулентности  $L_V$  являются функциями высоты  $h$ . Согласно этой модели скорость диссипации энергии турбулентности  $\varepsilon$  определяется следующим выражением [12]:

$$\varepsilon = 1,972 \sigma_V^3 / (C_K^{3/2} L_V), \quad (7)$$

где  $C_K \approx 2$  – постоянная Колмогорова.

Описание способа получения оценки дисперсии скорости ветра  $\hat{\sigma}_V^2$  из лидарных измерений дано в [6]. Интегральный масштаб турбулентности  $L_V$  оценивается из измеренной поперечной структурной функции, нормированной на дисперсию скорости ветра, т.е. из отношения

$$\tilde{D}_E(y_i) = [\hat{D}_V(h, y_i) - 2\hat{\sigma}_e^2] / \hat{\sigma}_V^2,$$

путем минимизации функционала

$$\rho(L_V) = \sum_{i=1}^I [\tilde{D}_E(y_i) / \tilde{D}_T(y_i, L_V) - 1]^2, \quad (8)$$

где  $\tilde{D}_T(y_i, L_V) = D_V(h, y_i) / \sigma_V^2$  рассчитывается по формулам (5)–(6),  $y_i = \Delta y_i$ . Получив  $\hat{\sigma}_V^2$  и  $\hat{L}_V$ , можно рассчитать оценку скорости диссипации энергии турбулентности  $\hat{\varepsilon}$  по формуле (7).

Ниже проводится сравнение результатов восстановления турбулентных параметров по изложенной выше методике с результатами оценивания характеристик турбулентности по ширине доплеровского спектра. Подробное описание метода восстановления высотных профилей турбулентности из измерений ширины доплеровского спектра дано в [6].

## Эксперимент

Измерения 2-микронным когерентным лидаром, принадлежащим Институту физики атмосферы Германского аэрокосмического центра (DLR), проводились во Франции вблизи г. Истре (Istres) 26 и 27 мая 2005 г. по местному времени с 12:52 до 13:12 (26.05.05) и с 15:51 до 16:14 (27.05.05). Контейнер с лидаром находился на расстоянии примерно 700 м от взлетно-посадочной полосы аэродрома г. Истре. Измерения были проведены при ясной погоде с достаточно высокой концентрацией атмосферного аэрозоля, при которой отношение сигнал-шум было вполне приемлемым до дальности зондирования 2–3 км. Зондирующий пучок сканировался в вертикальной плоскости с угловой скоростью  $|d\varphi/dt| = 2^\circ/\text{с}$  поочередно вверх-вниз. При этом минимальный угол места  $\varphi$  равнялся  $0^\circ$ , а мак-

симальный – 30° и, таким образом, длительность одного сканирования составляла 15 с. В первый день измерений было сделано 75 полных сканирований, а во второй – 88.

Из измеренных сигналов доплеровские спектры оценивались для расстояний  $R_k$  между 500 м и 2 км с шагом 30 м ( $R_k = R_0 + \Delta Rk$ , где  $R_0 = 500$  м,  $\Delta R = 30$  м,  $k = 1, 2, 3, \dots, 50$ ). Частота повторения импульсов в используемом лидаре равнялась 500 Гц. С учетом того что оценка спектров осуществлялась по 25 импульсам, при скорости сканирования зондирующим пучком 2°/с, разрешение оцениваемых спектров по углу места составляло  $\Delta\varphi = 0,1^\circ$ . Таким образом, при заданном угле места измеренные спектры содержат информацию о скорости ветра в перекрывающихся ( $\Delta R < \Delta z$ ) объемах с продольным размером  $\Delta z = 94$  м и поперечными размерами (в плоскости сканирования)  $R\Delta\varphi$  от 0,87 (при  $R = 500$  м) до 3,49 м (при  $R = 2000$  м).

Из измеренных доплеровских спектров были получены массивы оценок радиальной скорости ветра  $\hat{V}_D(R_k, \varphi_l, n)$  и квадрата ширины доплеровского спектра  $\hat{\sigma}_f^2(R_k, \varphi_l, n)$ , определяемого как второй центральный спектральный момент [6], где  $l = 1, 2, 3, \dots, 300$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots, N$  – номер сканирования (в первый и второй день измерений соответственно  $N = 75$  и 88). Затем определялись средние значения  $\langle \hat{V}_D(R_k, \varphi_l) \rangle$  и флуктуации

$$\hat{V}_D(R_k, \varphi_l, n) = \hat{V}_D(R_k, \varphi_l, n) - \langle \hat{V}_D(R_k, \varphi_l) \rangle$$

радиальной скорости, измеряемой лидаром [6].

Высотные профили статистических характеристик скорости ветра рассчитывались путем усреднения оценок скорости в точках  $(R_k, \varphi_l)$ , попадаемых в горизонтальный слой толщиной 40 м, с шагом по высоте 20 м. Из флуктуаций  $\hat{V}_D(R_k, \varphi_l, n)$  оценивались дисперсия  $\hat{\sigma}_V^2(h)$  и поперечная структурная функция  $\hat{D}_V(h, y_i)$  измеряемой скорости, где  $y_i = i\Delta y$ ,  $\Delta y = 10$  м и  $i = 1, 2, \dots, I$ . С учетом толщины слоя усреднения максимальный разнос точек  $y_i$  не превышал 50 м. Способ определения погрешности  $\hat{\sigma}_e^2(h)$  изложен в работах [5,6].

Разность  $\hat{\sigma}_V^2(h) - \hat{\sigma}_e^2(h)$  представляет собой оценку дисперсии скорости ветра, усредненной по зондируемому объему с продольным размером  $\Delta z = 94$  м, и, следовательно, учитывает лишь турбулентные вариации ветра с масштабами, превышающими  $\Delta z$ . Флуктуации с масштабами, меньшими чем  $\Delta z$ , вносят свой вклад в уширение доплеровского спектра. Из массива  $\hat{\sigma}_f^2(R_k, \varphi_l, n)$  можно оценить этот вклад, рассчитав величину

$$\hat{\sigma}_f^2(h) = (\lambda/2)^2 \langle [\hat{\sigma}_f^2 - \sigma_0^2 - \sigma_s^2]^2 \rangle_E,$$

где  $\langle \dots \rangle_E$  означает усреднение данных, измеренных в рассматриваемом слое;  $\sigma_0^2$  – квадрат шири-

ны доплеровского спектра, определяемый длительностью зондирующего импульса, и  $\sigma_s^2$  – уширение доплеровского спектра из-за неоднородности среднего ветра [6]. Оценкам  $\hat{\sigma}_V^2(h) - \hat{\sigma}_e^2(h)$  и  $\hat{\sigma}_f^2(h)$  соответствуют величины  $\sigma_V^2 = \langle [V'_D(R, \varphi)]^2 \rangle$  и

$$\sigma_f^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dz Q_s(z) \langle [V'_f(R+z, \varphi) - V'_D(R, \varphi)]^2 \rangle = \sigma_V^2 - \sigma_V^2,$$

где  $\sigma_V^2$  – дисперсия скорости ветра. Поэтому, суммируя  $\hat{\sigma}_V^2(h) - \hat{\sigma}_e^2(h)$  и  $\hat{\sigma}_f^2(h)$ , находим оценку дисперсии скорости ветра  $\hat{\sigma}_V^2(h)$ . Как показано в [6], из отношения  $\hat{\sigma}_f^2(h)/\hat{\sigma}_V^2(h)$  можно получить оценку интегрального масштаба турбулентности  $\hat{L}_V(h)$ , а затем по формуле (7) рассчитать скорость диссипации  $\hat{\epsilon}(h)$ . Метод получения оценок  $\hat{L}_V(h)$  и  $\hat{\epsilon}(h)$  из измерений поперечной структурной функции  $\hat{D}_V(h, y_i)$  изложен в предыдущем разделе.

## Результаты

Из измеренных массивов  $\langle \hat{V}_D(R_k, \varphi_l) \rangle / \cos(\varphi_l)$ , представляющих собой двумерное распределение проекции вектора средней скорости ветра на плоскость сканирования зондирующим пучком, были восстановлены высотные профили проекции скорости до высоты  $h = 1$  км. Результаты восстановления профилей скорости в дни измерений представлены на рис. 1 и 2.

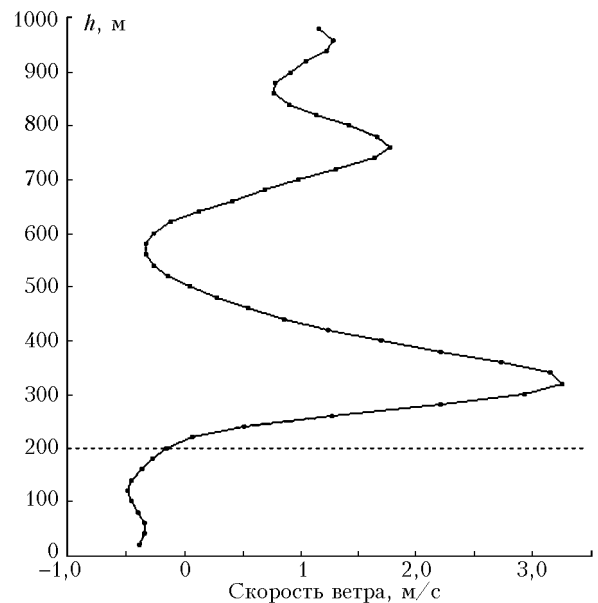


Рис. 1. Высотный профиль проекции вектора средней скорости ветра на плоскость сканирования зондирующим пучком, восстановленный из лидарных данных, полученных 26.05.05

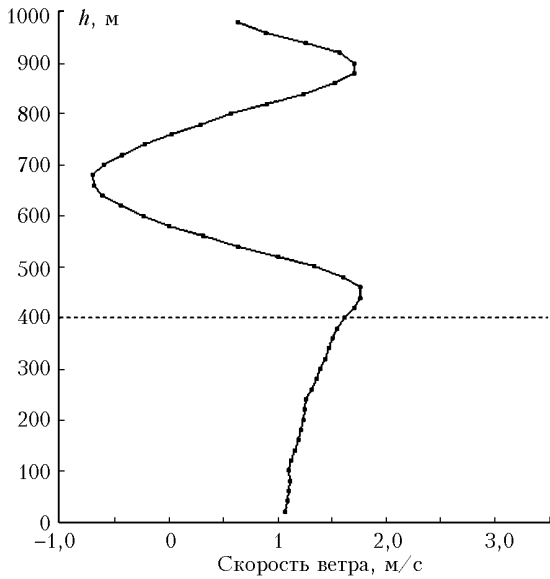


Рис. 2. Высотный профиль проекции вектора средней скорости ветра на плоскость сканирования зондирующим пучком, восстановленный из лидарных данных, полученных 27.05.05

Анализ этих данных показывает, что поле среднего ветра имеет слоистую структуру. Нижняя часть атмосферы до высот  $h \approx 200$  м (первый день) и 400 м (второй день измерений) представляет собой слой турбулентного перемешивания ветрового потока, выше которого наблюдаются слои с большими вертикальными градиентами скорости ветра при переходе от слоя к слою.

Как следует из рис. 1, в первый день измерений выше слоя перемешивания имело место довольно узкое струйное течение на высоте  $h \approx 300$  м.

Из-за усреднения по зондируемому объему в верхних слоях с большими градиентами среднего ветра высотный профиль измеренной скорости является сглаженным. Без применения специальной процедуры реконструкции поля среднего ветра, учитывающей усреднение скорости по объему зондирования [см. формулу (2)], не представляется возможной правильная оценка характеристик турбулентности для таких слоев. Поэтому в данной статье ограничимся рассмотрением восстановления высотных профилей турбулентности лишь в слое перемешивания.

На рис. 3 и 4 представлены результаты восстановления высотных профилей характеристик турбулентности.

Из сравнения вкладов флуктуаций радиальной скорости  $\hat{\sigma}_V^2(h) - \hat{\sigma}_e^2(h)$ , осредненной по зондируемому объему, и турбулентного уширения доплеровского спектра  $\hat{\sigma}_t^2(h)$  в дисперсию скорости ветра  $\hat{\sigma}_V^2(h)$  видно, что в первый день измерений (см. рис. 3, а)  $\hat{\sigma}_t^2(h)$  превышает  $\hat{\sigma}_V^2(h) - \hat{\sigma}_e^2(h)$  примерно в два раза. Такая ситуация возможна лишь в том случае, если интегральный масштаб турбулентности  $L_V$  существенно меньше продольного размера зондируемого объема  $\Delta z = 94$  м, т.е. когда флуктуации радиальной скорости, измеряемой лидаром, значительно усреднены и большая часть энергии турбулентности задействована в уширении доплеровского спектра. Результаты восстановления высотного профиля интегрального масштаба турбулентности вполне соответствуют этому утверждению (см. рис. 3, б), где  $L_V$  составляет 20–30 м. При этом рассматриваемые методы оценивания  $L_V$  и  $\epsilon$  дают близкие результаты.

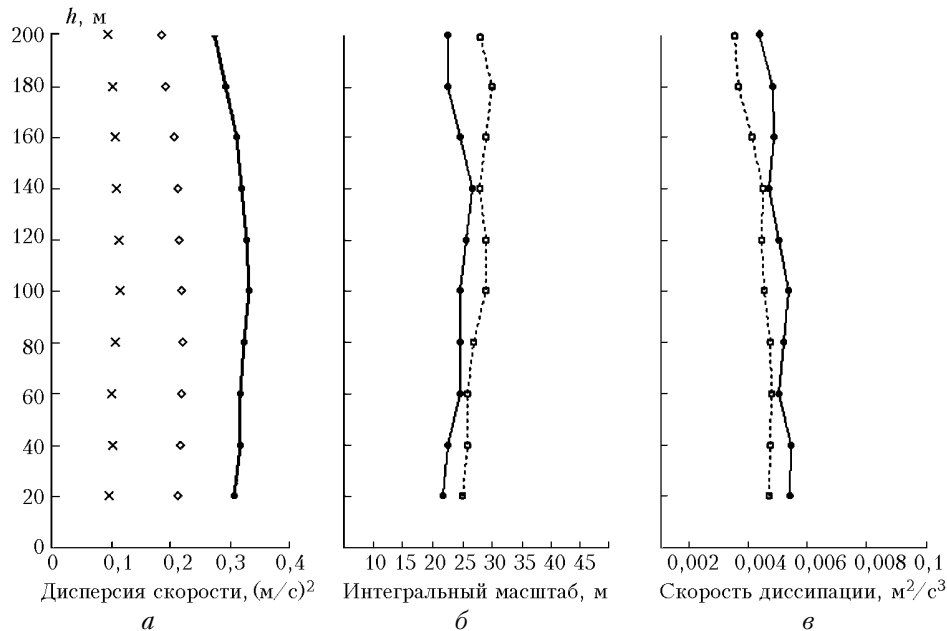


Рис. 3. Результаты восстановления высотных профилей характеристик турбулентности из данных, полученных 26.05.05. Жирная кривая – дисперсия скорости ветра  $\hat{\sigma}_V^2(h)$ , крестики и ромбики –  $\hat{\sigma}_V^2(h) - \hat{\sigma}_e^2(h)$  и  $\hat{\sigma}_t^2(h)$  соответственно (а). Оценки интегрального масштаба турбулентности (б) и скорости диссипации энергии турбулентности (в), полученные из измерений ширины доплеровского спектра и поперечной структурной функции (показаны соответственно штриховой и тонкой сплошной кривыми)

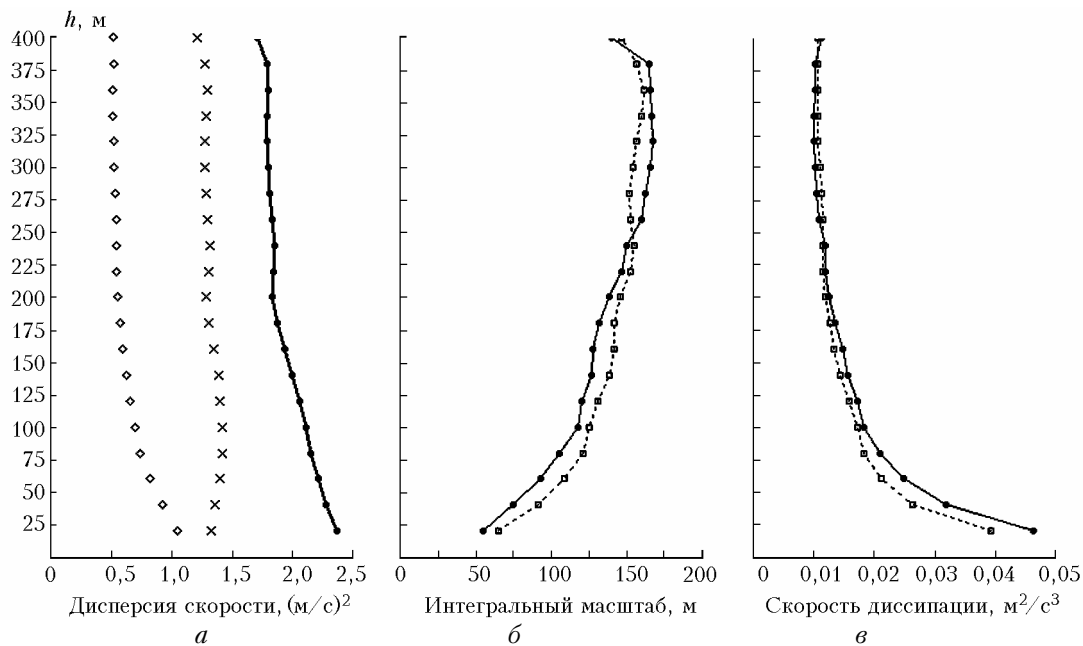


Рис. 4. Результаты восстановления высотных профилей характеристик турбулентности из данных, полученных 27.05.05. Пояснения см. в подписи к рис. 3

Во второй день измерений, наоборот, вклад флуктуаций радиальной скорости, осредненной по зондируемому объему, в оцениваемую дисперсию  $\hat{\sigma}_V^2(h)$  больше, чем вклад турбулентного уширения доплеровского спектра (рис. 4, а). При этом отношение  $[\hat{\sigma}_V^2(h) - \hat{\sigma}_e^2(h)] / \hat{\sigma}_T^2(h)$  растет с высотой до  $h \approx 300$  м.

Как и следовало ожидать, в этом случае оцениваемые значения интегрального масштаба турбулентности (рис. 4, б) существенно превосходят данные, представленные на рис. 3, б. Из рис. 4 видно, что методы оценивания  $L_V$  и  $\epsilon$  из ширины доплеровского спектра и из поперечной структурной функции скорости, как и для первого дня измерений, дают близкие результаты.

### Заключение

Проведено сравнение результатов измерения интегрального масштаба и скорости диссипации энергии турбулентности двумя методами: основанным на оценивании характеристик турбулентности из поперечной структурной функции скорости, измеряемой лидаром, и из ширины доплеровского спектра. Показано, что оба метода дают близкие результаты. Согласно данным рис. 3, в и рис. 4, в измерения в слое перемешивания нами проводились в условиях умеренной (26.05.05) и сильной (27.05.05) турбулентности.

Как показано в [6], оценка скорости диссипации энергии турбулентности из ширины доплеровского спектра, в отличие от метода оценивания  $\epsilon$  из продольной структурной функции скорости, может иметь большую погрешность в условиях слабой турбулентности. В случае статистически однородно-

го поля ветра точность оценивания характеристик турбулентности из поперечной структурной функции, как минимум, не хуже, чем из продольной. Для реальной атмосферы использование поперечной структурной функции должно давать лучшее (по сравнению с продольной структурной функцией) разрешение турбулентности по высоте.

Таким образом, при лидарных измерениях в условиях слабой турбулентности для оценивания  $L_V$  и  $\epsilon$  следует отдать предпочтение методу, основанному на использовании поперечной структурной функции скорости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 06-05-64445-а.

1. Smalikho I. Techniques of wind vector estimation from data measured with a scanning coherent Doppler lidar // J. Atmos. Ocean. Technol. 2003. V. 20. N 2. P. 276–291.
2. Cal-Chen T., Xu M., Eberhard W.L. Estimation of atmospheric boundary layer fluxes and other turbulence parameters from Doppler lidar data // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 18409–18423.
3. Banakh V.A., Smalikho I.N., Koepp F., Werner Ch. Measurement of turbulent energy dissipation rate with a cw Doppler lidar in the atmospheric boundary layer // J. Atmos. Ocean. Technol. 1999. V. 16. N 8. P. 1044–1061.
4. Банух В.А., Смалыхо И.Н. Оценивание скорости диссипации турбулентной энергии из данных импульсного доплеровского лидара // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1524–1538.
5. Frehlich R., Cornman L. Estimating spatial velocity statistics with coherent Doppler lidar // J. Atmos. Ocean. Technol. 2002. V. 19. N 3. P. 355–366.
6. Smalikho I., Koepp F., Rahm S. Measurement of atmospheric turbulence by 2- $\mu$ m Doppler lidar // J. Atmos. Ocean. Technol. 2005. V. 22. N 11. P. 1733–1747.

7. *Banakh V.A., Falits A.V., Smalikhov I.N., Ram S.* Оценка параметров турбулентности из измерений скорости ветра импульсным когерентным доплеровским лидаром // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18. № 12. С. 1062–1065.
8. *Frehlich R., Meillier Y., Jensen M.L., Balsley B., Sharman R.* Measurements of boundary layer profiles in urban environment // J. Appl. Meteorol. 2006. V. 45. N 6. P. 821–837.
9. *Henderson S.W., Sumi P.J.M., Hale C.P., Hannon S.M., Magee J.R., Bruns D.L., Yuen E.H.* Coherent laser radar at 2  $\mu\text{m}$  using solid-state lasers // IEEE Trans. Geosci. and Remote. Sens. 1993. V. 31. N 1. P. 4–15.
10. *Koepf F., Rahm S., Smalikhov I.* Characterization of aircraft wake vortices by 2- $\mu\text{m}$  pulsed Doppler lidar // J. Atmos. Ocean. Technol. 2004. V. 21. N 2. P. 194–206.
11. *Турбулентность в свободной атмосфере* / Н.К. Винниченко, Н.З. Пинус, С.М. Шметер, Г.Н. Шур. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 287 с.
12. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Ч. 2. М.: Наука, 1965. 720 с.

***V.A. Banakh, S. Rahm, I.N. Smalikhov, A.V. Falits. Measurement of atmospheric turbulence parameters by the coherent pulse wind lidar, scanning vertically.***

A method of estimation of atmospheric turbulence characteristics from the transversal structure function of velocity measured with a scanning (in vertical plane) coherent lidar is represented. From data measured by 2- $\mu\text{m}$  coherent lidar the height profiles of the turbulence have been retrieved, using this approach and the method of turbulence estimation from the Doppler spectrum width. It is shown that for the conditions of moderate and strong turbulence these two methods give close results.