

В.А. Банах, Х. Вернер*, И.Н. Смалихо

Влияние микроструктуры аэрозоля на погрешность оценки скорости ветра доплеровским лидаром

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск
* Германский авиакосмический центр, г. Оберпфафенхофен, ФРГ

Поступила в редакцию 3.05.2000 г.

Исследуется влияние микроструктуры аэрозоля на погрешность оценки скорости ветра, измеряемой непрерывным CO₂ доплеровским лидаром. На основе численного моделирования эхосигнала лидара показано, что аэрозольные частицы вследствие разницы в размерах вносят существенно различный вклад в измеряемый сигнал, что может являться причиной отклонения статистики сигнала от гауссовой и приводить к возрастанию погрешности лидарной оценки скорости ветра, особенно при малых зондируемых объемах. С увеличением эффективных размеров объема зондирования погрешность оценки скорости уменьшается.

Введение

Спектр мощности эхосигнала доплеровского лидара позволяет оценивать скорость движения рассеивающих аэрозольных частиц. При достаточно большом количестве частиц в зондируемом объеме, с учетом их полной увлеченности турбулентным потоком воздуха, получаемую оценку скорости V_D можно рассматривать как усредненную по зондируемому объему радиальную составляющую скорости ветра \bar{V}_r [1–4]. Однако в действительности V_D отличается от \bar{V}_r на некоторую случайную величину V_e , определяющую погрешность оценки радиальной скорости. Традиционный подход в исследовании погрешности V_e базируется на предположении о гауссовой статистике доплеровского лидарного сигнала [3–6]. В случае непрерывного доплеровского лидара, когда эффективный рассеивающий объем формируется в результате фокусировки зондирующего пучка и его размеры изменяются с дальностью зондирования, этот подход не всегда позволяет правильно интерпретировать данные эксперимента, особенно при малых зондируемых объемах. В атмосфере движущиеся с разными скоростями аэрозольные рассеивающие частицы вследствие разницы в размерах вносят существенно различный вклад в измеряемый сигнал, что может являться причиной отклонения статистики сигнала от гауссовой и давать другой уровень погрешности V_e .

В настоящей статье анализируется погрешность оценивания скорости ветра из данных непрерывного доплеровского лидара с учетом микроструктуры аэрозоля.

1. Определение погрешности измерения скорости из временного спектра

Оценка радиальной составляющей скорости ветра $V_D(t)$, получаемая из измеренного в момент времени t спектра мощности сигнала доплеровского лидара, может быть представлена в виде [7, 8]:

$$V_D(t) = \bar{V}_r(t) + V_e(t), \quad (1)$$

где

$$\bar{V}_r(t) = \int_0^{\infty} dz Q_s(z) V_r(z, t) \quad (2)$$

– усредненная по зондируемому объему радиальная скорость ветра (интегрирование ведется вдоль оси распространения лазерного пучка z декартовой системы координат $\mathbf{r} = \{z, x, y\}$); $Q_s(z)$ – весовая функция, характеризующая дальность зондирования и эффективный продольный размер объема рассеяния (пространственное разрешение). При условии $ka_0^2 \gg R$ ($k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, a_0 – начальный радиус и R – фокусное расстояние зондирующего пучка) функция $Q_s(z)$ описывается формулой

$$Q_s(z) = \{\pi ka_0^2 [(1 - z/R)^2 + z^2/(ka_0^2)]\}^{-1}. \quad (3)$$

Слагаемое $V_e(t)$ в (1) представляет собой погрешность оценивания скорости, т.е. случайное отклонение оценки V_D от усредненной по зондируемому объему радиальной скорости ветра \bar{V}_r . Для несмещенной оценки скорости, когда $\langle V_D \rangle = \langle V_r \rangle$, величина $\langle V_e \rangle = 0$, где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций.

Уровень флуктуаций V_e показывает, насколько измеряемая доплеровским лидаром скорость соответствует усредненной по зондируемому объему радиальной скорости ветра. Величина V_e в общем случае обусловлена случайными вариациями во времени поля рассеянной волны и системными шумами. Измеряемые компоненты «несглаженного» доплеровского спектра мощности сигнала с частотным разрешением Δf испытывают сильные флуктуации. В этом случае погрешность скорости, оцениваемой с помощью формулы Доплера $V_D = (\lambda/2)f_D$, где f_D – частота, на которую приходится «центр тяжести» спектрального

распределения, может быть довольно существенной. Чтобы уменьшить уровень флуктуаций доплеровского спектра и, соответственно, уменьшить погрешность определения скорости, оценку f_D осуществляют после усреднения по N «несглаженным» спектрам. Очевидно, что с увеличением интегрального времени измерения спектра $t_0 = N/\Delta f$ уровень флуктуаций V_D должен уменьшаться.

Поскольку $\bar{V}_r(t)$ является случайной, т.е. непредсказуемо изменяется от измерения к измерению и, соответственно, невозможно выделение $V_e(t)$ непосредственно из оценки скорости $V_D(t)$, то возникает вопрос, как определить дисперсию погрешности оценки скорости $\sigma_e^2 = \langle V_e^2 \rangle$.

В работе [8] показано, что $\bar{V}_r(t)$ и $V_e(t)$ являются статистически независимыми. Кроме того, $V_e(t_k)$ и $V_e(t_l)$ – погрешности оценок скорости из различных доплеровских спектров ($t_k \neq t_l$) – не коррелируют. Это позволяет с использованием результатов работы [2] в предположении выполнимости гипотезы «замороженной» турбулентности получить [7, 8] формулу для односторонней ($f \geq 0$) спектральной плотности флуктуаций измеряемой доплеровским лидаром скорости

$$S_D(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \langle V'_D(t+\tau) V'_D(t) \rangle e^{-j2\pi f\tau}$$

в виде

$$S_D(f) = S_z(f) H(f) + S_e. \quad (4)$$

В (4) $V'_D = V_D - \langle V_D \rangle$, $0 \leq f \leq 1/(2t_0)$, $S_z(f)$ – временной спектр радиальной компоненты скорости ветра в фиксированной точке пространства ($z=R$), описываемый на частотах $f \gg U/L_V$ (L_V – внешний масштаб турбулентности) законом Колмогорова–Обухова:

$$S_z(f) = 0,075 C_K \left(1 + \frac{1}{3} \sin 2\gamma\right) \varepsilon^{2/3} U^{2/3} f^{-5/3}, \quad (5)$$

где $C_K \approx 2$ – постоянная Колмогорова; $\gamma = \arccos(\langle V_r \rangle / U)$ – угол между направлением ветра и осью зондирующего пучка z ; $U = |\langle \mathbf{V} \rangle|$ – средняя скорость ветра; ε – скорость диссипации турбулентной энергии;

$$H(f) = 0,82 \left(1 + \frac{1}{3} \sin 2\gamma\right)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi (1 + \xi^2)^{-4/3} \times \left[1 - \frac{8}{11} \frac{(\cos \gamma - \xi \sin \gamma)^2}{1 + \xi^2}\right] \exp\left(\frac{4 \Delta z f}{U} |\cos \gamma - \xi \sin \gamma|\right) \quad (6)$$

– передаточная функция низкочастотного фильтра, определяющая пространственное усреднение по объему зондирования;

$$\Delta z = \frac{\lambda}{2} (R/a_0)^2 \quad (7)$$

– продольный размер зондируемого объема;

$$S_e = 2\sigma_e^2 t_0 \quad (8)$$

– шумовая составляющая спектра, связанная с погрешностью $V_e(t)$; t_0 – время измерения одного доплеровского спектра мощности сигнала (t_0^{-1} – частота съема данных).

Таким образом, с помощью (4)–(8) из измерений спектра $S_D(f)$ можно определять величину скорости диссипации турбулентной энергии ε и дисперсию погрешности σ_e^2 . При этом, как правило, на высоких частотах первое слагаемое в (5) более чем на порядок меньше S_e . На рис. 1 приведены два спектра скорости, измеренной доплеровским лидаром при различных Δz .

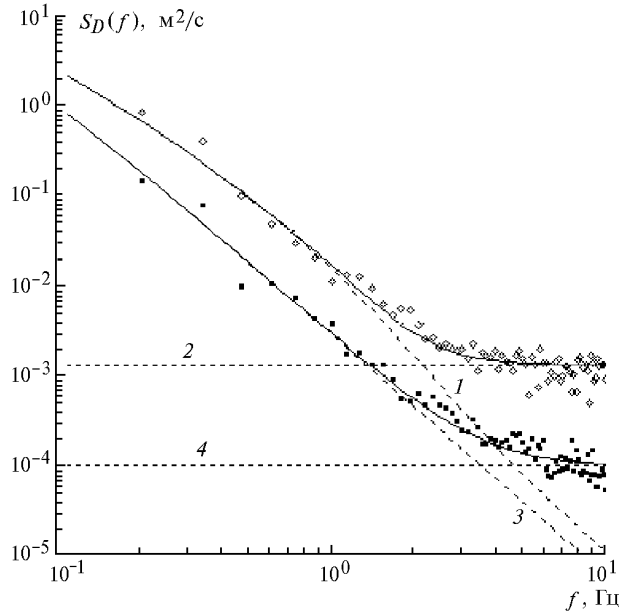


Рис. 1. Временные спектры скорости ветра, измеряемой доплеровским лидаром при $\Delta z = 2,3$ м и $\Delta z = 100$ м: экспериментальные данные обозначены ромбиками ($\Delta z = 2,3$ м) и квадратиками ($\Delta z = 100$ м); сплошные кривые – результат подгонки расчетов по формуле (4) к соответствующим экспериментальным зависимостям спектра от частоты; штриховые кривые 1 и 3 – расчеты по формуле (4) при $S_e = 0$; штриховые линии 2 и 4 – значения S_e

Описание способа определения ε и σ_e^2 из измерений $S_D(f)$ дано в [7, 8]. Отметим, что получаемые из эксперимента значения σ_e в случае больших отношений сигнал-шум хотя и малы по сравнению с шириной доплеровского спектра σ_s ($\sigma_s \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ м/с), тем не менее погрешность V_e является в некоторых случаях существенным мешающим фактором при оценивании ε из спектра $S_D(f)$, особенно при узкой ширине инерционного интервала и при больших Δz .

В подавляющем большинстве проведенных нами натурных экспериментов с доплеровским лидаром Германского авиакосмического центра отношение сигнал-шум было велико, так что влиянием системных шумов на точность оценивания скорости можно было пренебречь. Поэтому в дальнейшем при анализе σ_e шумы не будем учитывать. Для расчета дисперсии σ_e^2 вначале воспользуемся предположением, что плотность вероятности доплеровского сигнала является гауссовой.

2. Погрешность оценки скорости в предположении гауссовой статистики сигнала

Если бы амплитуды рассеяния аэрозольных частиц были одинаковы, то уже при нахождении десяти частиц в зондируемом объеме одномерная плотность вероятности

сигнала была бы близка к гауссовой. Однако скорости движения частиц, увлекаемых турбулентным потоком, будут коррелировать в пределах внешнего масштаба турбулентности L_V (который может быть значительно больше Δz). Поэтому двумерная плотность вероятности сигнала (аргументами которой являются значения сигналов в различные моменты времени) будет отлична от двумерного гауссова распределения [9]. Тем не менее, воспользовавшись гауссовой моделью для двумерной плотности вероятности сигнала (ДПВ) при выполнении условия $\lambda \Delta f / (2\sigma_s) \ll 1$, можно получить простое выражение для дисперсии погрешности оценки скорости $\sigma_e^2 = \sigma_{en}^2$ (здесь индекс n означает использование гауссовой модели для ДПВ) в виде [5, 6]:

$$\sigma_{en}^2 = \frac{1}{8\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{t_0} \sigma_s, \quad (9)$$

где при $ka_0^2 \gg R$ и $\Delta z \ll L_V$ средний квадрат ширины доплеровского спектра [2]:

$$\sigma_s^2 = C_k (2/\pi)^{2/3} (\varepsilon \Delta z)^{2/3}, \quad (10)$$

а при $\Delta z \gg L_V$ величина $\sigma_s^2 = \sigma_V^2 = \langle [V_r - \langle V_r \rangle]^2 \rangle$.

Действительно, когда размер зондируемого объема Δz значительно превышает внешний масштаб турбулентности L_V , ДПВ является гауссовой и формула (9) точно описывает погрешность оценки средней скорости движения частиц в объеме зондирования, если их размеры одинаковы. Более того, как показывает сравнение с результатами численного моделирования при одинаковых размерах рассеивающих частиц, формула (9) дает правильные оценки погрешности и при $\Delta z \ll L_V$ [10, 11].

В то же время экспериментальные значения σ_e существенно отличаются от оценок σ_e по формуле (9). Эксперименты проводились при различных турбулентных условиях (разных ε) и $\Delta z \ll L_V$. Из временных спектров измеряемой доплеровским лидаром скорости ветра нами определены погрешности σ_e и по формуле (9) рассчитаны σ_{en} , где σ_s оценивали из соответствующих экспериментальных данных. Отношения σ_e/σ_{en} при разных σ_s показаны на рис. 2, из которого следует, что в среднем σ_e примерно на порядок превышает σ_{en} .

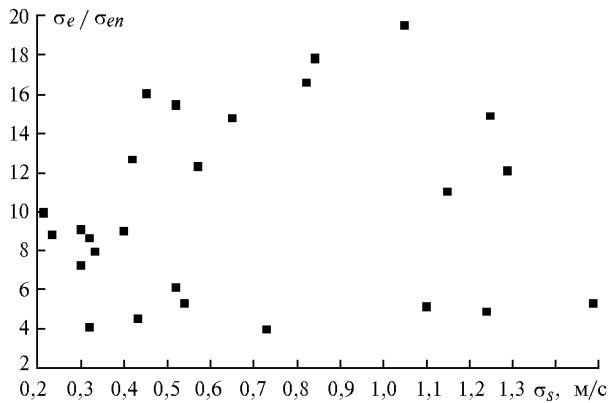


Рис. 2. Экспериментальные значения отношения σ_e/σ_{en} , полученные при различных σ_s

При малых размерах зондируемого объема, когда $\Delta z \ll L_V$ в соответствии с (9), (10) и (7), $\sigma_{en}^2 \sim R^{2/3}$, т.е. с увеличением дальности зондирования (размера объема зондирования) дисперсия погрешности в случае гауссовой статистики сигнала должна расти. Однако, как видно, в частности, из рис. 1 и других экспериментальных данных (см. ниже), погрешность оценки с ростом R , наоборот, уменьшается. С целью объяснения отличия в поведении величины σ_e от σ_{en} учтем влияние микроструктуры аэрозольных частиц на статистические свойства рассеянного света.

3. Учет микроструктуры рассеивающих частиц. Численное моделирование

Полезную составляющую сигнала доплеровского лида $j_s(t)$ представим в комплексном виде [8]:

$$j_s(t) = \frac{2\eta e}{hv} \sqrt{\frac{PL}{PT}} \lambda \sum_{i=1}^{n_s} A_s(a_i) E^2(\mathbf{r}_i(t)) \exp[j\Psi_i + j2kV_r(z_i)t], \quad (11)$$

где η – квантовая эффективность детектора; e – заряд электрона, hv – энергия фотона; P_L и P_T – мощность, соответственно, опорного и зондирующего пучков; $A_s(a_i)$ – амплитуда рассеяния i -й частицы с размерами a_i ;

$$E(\mathbf{r}) = \frac{\sqrt{PT/\pi}}{a_0 g(z)} \exp \left[\left(1 + j \frac{ka_0^2}{R} \right) \frac{\rho^2}{2a_0^2 g(z)} \right]$$

– комплексная амплитуда зондирующего пучка; $g(z) = (1 - z/R) + jz/(ka_0^2)$; $\rho = \{x, y\}$; $\Psi_i = 2kz_i$ – начальная фаза волны, рассеянной i -й частицей; $\mathbf{r}_i(t) = \mathbf{r}_i + t\mathbf{V}(\mathbf{r}_i)$ – координата i -й частицы в момент времени t ; n_s – число рассеивающих частиц.

Из (11), с учетом статистической независимости фаз Ψ_i , можно получить выражение для средней мощности сигнала $S = \langle |j_s(t)|^2 \rangle / 2$ в виде

$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{2\eta e}{hv} \right)^2 \frac{PL}{PT} \lambda^2 \frac{1}{4\pi} \langle \sigma \rangle \rho_0 V_{\text{eff}} |E(\mathbf{r}_{\text{max}})|^4, \quad (12)$$

где

$$\langle \sigma \rangle = \int_0^\infty da \sigma(a) f(a) \quad (13)$$

– среднее значение сечения обратного рассеяния; $\sigma(a) = 4\pi A_s^2(a)$ – сечение обратного рассеяния частицы размером a ; $f(a)$ – функция распределения частиц по размерам; ρ_0 – концентрация частиц;

$$V_{\text{eff}} = \int_0^\infty dz \int_{-\infty}^\infty d^2\rho |E(\mathbf{r})|^4 / |E(\mathbf{r}_{\text{max}})|^4 \quad (14)$$

– эффективный объем зондирования; $|E(\mathbf{r}_{\text{max}})|^4 = (\pi/\lambda) P_T^2 / V_{\text{eff}}$, $\mathbf{r}_{\text{max}} = \{z_{\text{max}}, 0\}$ – координата максимума функции $|E(\mathbf{r})|^4$, $z_{\text{max}} = R/[1 + (R/ka_0^2)^2]$. При условии $ka_0^2 \gg R$ из (14) имеем

$$V_{\text{eff}} = \frac{\lambda^3 R^4}{16\pi a_0^4}, \quad (15)$$

а формула (12) для S сводится к полученному в [12] выражению

$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta e}{h\nu} \right)^2 P_L P_T \lambda \beta_\pi, \quad (16)$$

где $\beta_\pi = \rho_0 \langle \sigma \rangle$ – коэффициент обратного рассеяния. Введем параметр $\rho_c(a)$, представляющий собой концентрацию частиц размером больше a :

$$\rho_c(a) = \rho_0 \int_a^\infty da' f(a'), \quad (17)$$

где с учетом нормировки $\int_0^\infty da f(a) = 1$ концентрация частиц $\rho_c(0) = \rho_0$. Из (17) для функции распределения частиц по размерам имеем

$$f(a) = - \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_c(a)}{da}. \quad (18)$$

Для моделирования случайных реализаций размеров частиц была аппроксимирована приведенная в [13] эмпирическая модель $\rho_c(a)$ простой формулой

$$\rho_c(a) = \frac{\rho_0}{1 + \alpha_1 a^3}, \quad (19)$$

где $\rho_0 = 1430 \text{ см}^{-3}$ и $\alpha_1 = 7,15 \cdot 10^3 \text{ мкм}^{-3}$. В предположении, что все частицы – сферические с одинаковым комплексным показателем преломления $m = n + jk$ вещества частиц, было рассчитано сечение обратного рассеяния с помощью теории Ми [14]. Для m нами была использована модель, предложенная в [13] для длины волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$. Среднее число частиц в объеме зондирования определяется формулой $N_p = \rho_0 V_{\text{eff}}$. Однако рассеивающие частицы в зависимости от их размера могут существенно различаться по оптической активности. Поэтому существует эффективная концентрация ρ_{eff} наиболее крупных частиц, которые вносят основной вклад в коэффициент обратного рассеяния β_π . Определим величину $\rho_{\text{eff}} = \rho_c(a_m)$, где a_m – размер частицы, получаемый из решения уравнения

$$\int_0^{a_m} da \sigma(a) f(a) / \int_0^\infty da \sigma(a) f(a) = 0,1, \quad (20)$$

т.е. будем считать, что частицы размерами $a > a_m$ вносят 90%-й вклад в среднюю мощность сигнала S . В результате расчетов получено, что $a_m = 0,97 \text{ мкм}$, $\rho_{\text{eff}} = 0,22 \text{ см}^{-3}$. По аналогии с N_p определим число эффективно рассеивающих частиц N_{eff} как $N_{\text{eff}} = \rho_{\text{eff}} V_{\text{eff}}$. Тогда для лидара с $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ и $a_0 = 7,5 \text{ см}$ и выбранной модели аэрозоля имеем:

- 1) при $R = 50 \text{ м}$ – $V_{\text{eff}} = 4,7 \text{ см}^3$, $N_p \approx 6,7 \cdot 10^3$, $N_{\text{eff}} \approx 1$;
- 2) при $R = 100 \text{ м}$ – $V_{\text{eff}} = 74,9 \text{ см}^3$, $N_p \approx 10^5$, $N_{\text{eff}} \approx 16$;

3) при $R = 500 \text{ м}$ – $V_{\text{eff}} = 4,7 \cdot 10^4 \text{ см}^3$, $N_p \approx 6,7 \cdot 10^7$ и $N_{\text{eff}} \approx 10^4$.

Из этих примеров следует, что при $R = 50 \text{ м}$, несмотря на довольно большое число всех находящихся в зондируемом объеме частиц N_p , $N_{\text{eff}} \approx 1$ и, следовательно, одномерная плотность вероятности сигнала будет отличаться от гауссовой. При $R = 500 \text{ м}$, наоборот, число N_{eff} очень большое и лидарный сигнал заведомо должен подчиняться гауссовой статистике.

Для исследования влияния микроструктуры аэрозольных рассеивающих частиц на точность доплеровской оценки скорости ветра применялось численное моделирование сигнала $j_s(t)$. Трасса разбивалась на слои, внутри каждого из которых моделировались случайные значения амплитуды обратного рассеяния $A(a_i)$, начальные фазы Ψ_i и радиальные скорости движения частиц $V_r(z_i)$, полностью увлекаемых турбулентным потоком (внутри отдельного слоя V_r полагались одинаковыми для всех частиц). Также учитывался вынос частиц из зондируемого объема боковой составляющей ветра. Подробное описание алгоритма моделирования дано в [11].

Из моделируемых реализаций $j_s(t)$ ($t \in [0, t_0]$) были рассчитаны спектры мощности сигнала $W(f)$ с частотным разрешением $\Delta f = 20 \text{ кГц}$. Затем из получаемых спектров $W(f)$ оценивали V_D и по разности между V_D и усредненной по зондируемому объему радиальной скоростью \bar{V}_r определяли случайную погрешность V_e . Дисперсия σ_e^2 рассчитывалась, как минимум, из 300 таких реализаций.

На рис. 3 приведены примеры моделирования мгновенного распределения (вдоль оси z) амплитуд, дающих вклад в сигнал $j_s = \sum_i A_i e^{j\Psi_i}$ из i -го слоя (слева) и тур-

булентных флуктуаций радиальной скорости ветра $V'_r = V_r - \langle V_r \rangle$ (справа) при толщине слоя $l = 2 \text{ см}$. Сплошными линиями на рис. 3 для A_i показаны соответствующие нормированные распределения $Q_s(z)$. Видно, что при очень маленьком зондируемом объеме (когда $R = 10 \text{ м}$) максимальная амплитуда A_i может отстоять на значительном, по сравнению с $\Delta z \approx 9 \text{ см}$, расстоянии от центра зондируемого объема $z = R$. Такая ситуация возможна лишь с появлением в пределах пучка (но за пределами интервала $[R - \Delta z/2, R + \Delta z/2]$) одной достаточно крупной частицы. При этом скорость частицы может заметно отличаться от V_r (см. рис. 3 для V'_r).

Влияние одной крупной частицы на лидарный сигнал можно увидеть и на рис. 4, а, где приведен пример моделирования мгновенной мощности сигнала $P_s(t) = |j_s(t)|^2/2$, которое проявляется в виде пика шириной $\sim 1 \text{ мс}$, определяемой временем переноса этой частицы через поперечное сечение зондирующего пучка в окрестности фокуса $z \in [R - \Delta z/2, R + \Delta z/2]$. На рис. 4, б в виде сплошной кривой представлен доплеровский спектр сигнала $W(V)$ ($V = (\lambda/2)f$), рассчитанный из моделируемой зависимости $j_s(t)$. Штриховой кривой показан спектр $W(V)$, получаемый при одинаковых амплитудах обратного рассеяния для всех частиц и при той же самой, что и для случая полидисперсного аэрозоля, реализации $V_r(z)$. Типичная зависимость для $P_s(t)$ наблюдается и в натурном эксперименте при малых размерах зондируемого объема [15].

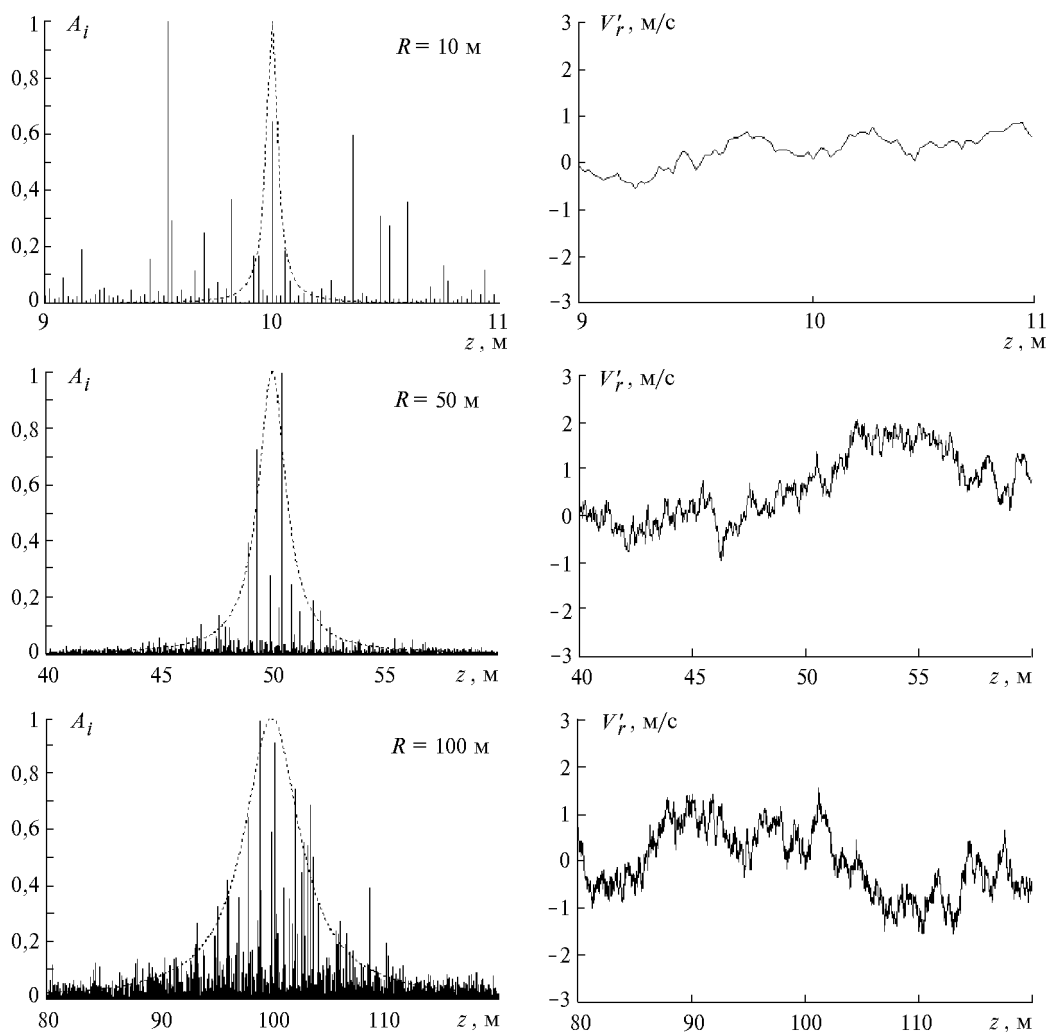


Рис. 3. Примеры моделирования мгновенных распределений амплитуд A_i и флуктуаций радиальной скорости V'_r вдоль оси z

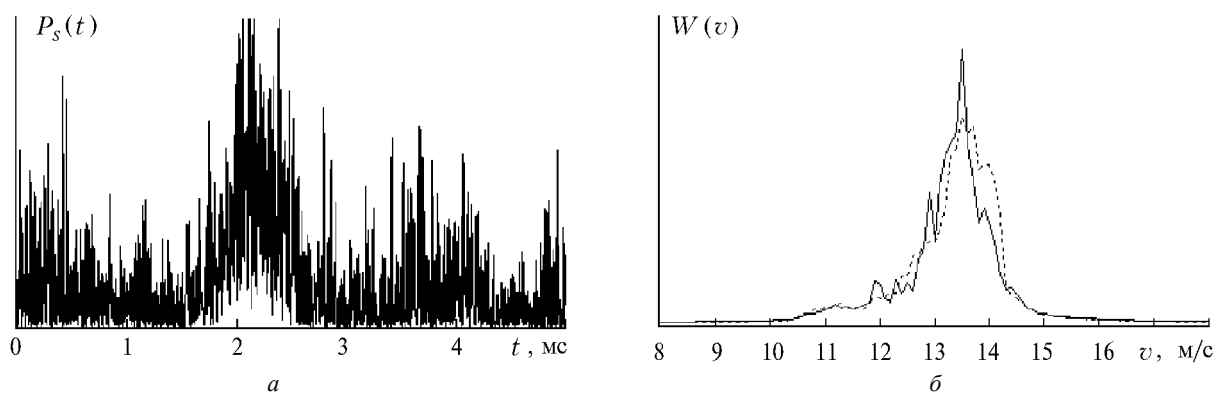


Рис. 4. Пример моделирования зависимости мощности сигнала P_s от времени t (а) и оценка доплеровского спектра из моделируемого сигнала (сплошная кривая) (б); штриховой кривой показан спектр, полученный из данных, моделируемых при условии одинаковых амплитуд рассеяния для всех частиц; $R = 50$ м ($\Delta z = 2,3$ м); $\sigma_V = 1,5$ м/с; $L_V = 50$ м

4. Результаты численных и натуральных экспериментов

Численное моделирование осуществлялось нами как для случая, когда все частицы одинаковые (амплитуды

рассеяния $A_s(a_i)$ для всех частиц равны), так и для случая полидисперсного аэрозоля (статистика размеров частиц a_i описывается моделью (19)), но при одной и той же полной концентрации частиц ρ_0 . В первом случае даже при $R = 10$ м, когда $V_{\text{эф}} = 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ и $\rho_0 = 1430 \text{ см}^{-3}$, число

частиц в зондируемом объеме $N_p = N_{\text{eff}} = 11$, статистика лидарного сигнала будет близка к гауссовой, и поэтому погрешность оценки скорости ветра, оцениваемой из моделируемых данных при $A_s(a_i) = \text{const}$, будем, по аналогии с (9), обозначать как σ_{en} , а для случая полидисперсного аэрозоля – σ_e .

На рис. 5 представлена полученная из данных численного моделирования зависимость отношения σ_e/σ_{en} от R . Видно, что так же, как и в натурном эксперименте (см. рис. 2), величина σ_e может на порядок превышать σ_{en} .

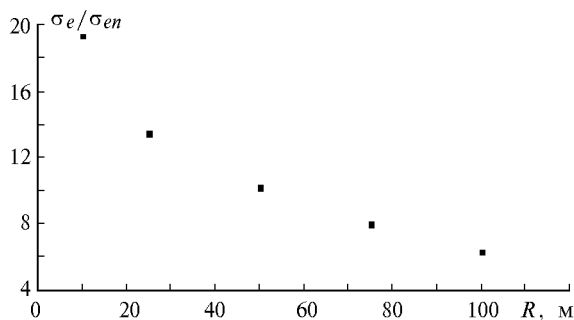


Рис. 5. Зависимость отношения σ_e/σ_{en} от R , рассчитанная из данных численного моделирования

Натурные эксперименты проводились в разные дни при различных интенсивностях ветровой турбулентности в приземном слое атмосферы. Во всех экспериментах время измерения одного доплеровского спектра $t_0 = 50$ мс. Минимальная дальность зондирования R составляла 50 м ($\Delta z \approx 2,3$ м). Контроль за параметрами микроструктуры аэрозоля не осуществлялся, но грубые оценки показывают, что концентрация аэрозоля для разных измерений могла значительно меняться. При этом отношение сигнал-шум оставалось достаточно большим, чтобы не учитывать влияния системных шумов на точность оценивания скорости ветра.

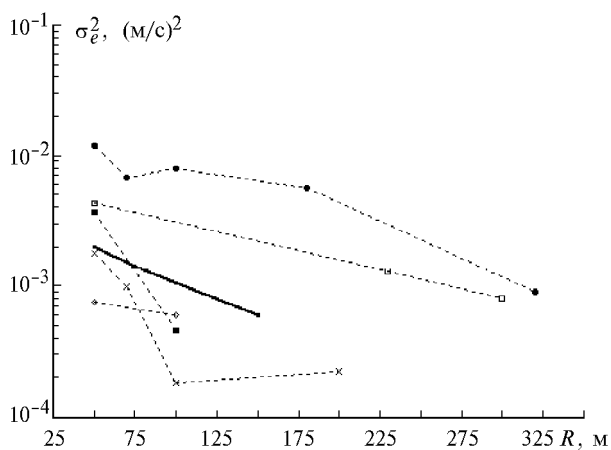


Рис. 6. Зависимость σ_e^2 от R : значки, соединенные штриховыми линиями, – натурный эксперимент; сплошная кривая – численный эксперимент

На рис. 6 представлена зависимость дисперсии σ_e^2 от R . Значками, соединенными штриховыми линиями, обозначены значения σ_e^2 , рассчитанные из данных измерений, а сплошной кривой – из данных численного моделирования.

В отличие от натурального эксперимента, где зависимости σ_e^2 от R получены при различных условиях динамической турбулентности, средней скорости ветра и параметрах микроструктуры аэрозоля, сплошная кривая рассчитана при одном фиксированном значении $\sigma_r = 1$ м/с (поперечная составляющая средней скорости ветра $V_{\perp} = 4$ м/с) и одной представленной выше модели для $\rho_c(a)$. С ростом R (а соответственно ростом, $V_{\text{eff}} \sim R^4$) число частиц в зондируемом объеме сильно возрастает, что приводит к существенному увеличению времени вычислений. Поэтому нам удалось получить моделируемую зависимость σ_e^2 от R лишь до $R = 150$ м. Из рисунка следует, что с увеличением зондируемого объема дисперсия σ_e^2 падает. При этом в среднем поведение σ_e^2 , оцениваемой из данных натурального эксперимента, аналогично поведению σ_e^2 , найденной на основе численного моделирования.

Заключение

В статье показано, что экспериментальные значения погрешности оценки скорости σ_e в среднем на порядок превышают теоретические значения погрешности σ_{en} , рассчитанные в предположении гауссовой статистики лидарного сигнала. Значения σ_e , полученные на основе численного моделирования с учетом микроструктуры аэрозольных рассеивающих частиц, также превышают величину σ_{en} примерно на порядок. Данные численного и натурального экспериментов показывают, что в отличие от σ_{en} с увеличением зондируемого объема погрешность σ_e падает. Таким образом, микроструктурный фактор рассеивающей дискретной среды оказывает определяющее влияние на уровень погрешности оценки скорости σ_e .

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

1. Banakh V.A., Smalikhо I.N., Köpp F., and Werner Ch. // Appl. Optics. 1995. V. 34. N 12. P. 2055–2067.
2. Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 10. С. 1457–1466.
3. Frehlich R. // J. Atmos. Oceanic Technol. 1997. V. 14. N 2. P. 54–72.
4. Баных В.А., Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1524–1538.
5. Keeler R.J. // First Topical Meeting on Coherent Laser Radar, Aspen, Opt. Soc. Am. 1980. WA3-1-WA3-4.
6. Keeler R.J., Serafin R.J., Schwiesow R.L., Lenschow D.H., Vanghan J.M., and Woodfield A.A. // J. Atmos. Oceanic Technol. 1987. V. 4. N 3. P. 113–128.
7. Баных В.А., Вернер X., Конн Ф., Смалихо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 3. С. 322–331.
8. Banakh V.A., Smalikhо I.N., Köpp F., and Werner Ch. // J. Atmos. Oceanic Technol. 1999. V. 16. N 7. P. 1044–1061.
9. Кросиньяни В., Ди Порто П., Бертолотти М. Статистические свойства рассеянного света. М.: Наука, 1980. 206 с.
10. Banakh V.A., Smalikhо I.N., and Werner Ch. // Tenth Biennial Coherent Laser Radar Technology and Applications Conference. Oregon, 1999. P. 132–135.
11. Banakh V.A., Smalikhо I.N., and Werner Ch. // Appl. Optics. 2000 (to be published).
12. 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. N 3. P. 512–518.
13. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 197 с.

14. Исмаиру А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Ч. I. М.: Мир, 1981. 280 с.

15. Hardesty R.M., Keeler R.J., Post M.J., and Richter R.A. // Appl. Optics. V. 20. N 21. P. 3763–3769.

V.A. Banakh, Ch.Werner, I.N. Smalikho. **Influence of aerosol microstructure on the error of wind velocity estimate with the Doppler lidar.**

Influence of aerosol microstructure on the error of estimate of wind velocity measured with Doppler cw CO₂ lidar is discussed in the paper. Based on numerical simulation of the lidar returns, it is shown that aerosol particles due to their size difference contribute rather differently into the signal to be measured. This can be a cause of the signal statistics deviation from the Gaussian and increase of the error of wind velocity estimate by the lidar method, particularly at small sensing volumes. An increase of efficient volumes to be sensed results in the error decrease.