

В.А. Банах, Х. Вернер*, И.Н. Смалихо

Зондирование турбулентности ясного неба доплеровским лидаром. Численное моделирование

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия
* ДЛР, Институт атмосферной физики, г. Веслинг, Германия

Поступила в редакцию 20.06.2001 г.

На основе численного моделирования анализируется возможность зондирования турбулентности ясного неба самолетным когерентным доплеровским лидаром. Показано, что точность оценивания уровня турбулентности из лидарных данных зависит от интенсивности турбулентности, отношения сигнал-шум и числа зондирующих импульсов. Определены условия, при которых возможно детектирование зон турбулентности ясного неба с помощью когерентного доплеровского лидара.

Введение

Основными причинами возникновения турбулентности ясного неба в свободной атмосфере являются контрасты температуры и скорости ветра, которые формируются вследствие сближения и взаимодействия воздушных масс с различными характеристиками вблизи атмосферных фронтов и высотных фронтальных зон; потеря устойчивости волнами, образующимися в инверсионных слоях, на тропопаузе и вблизи других атмосферных поверхностей раздела; деформация воздушных течений горными препятствиями и возникновение волновых возмущений на подветренной стороне горных возвышений [1]. Согласно данным самолетных измерений [1] в верхней тропосфере (на высотах 6–10 км) и нижней стратосфере (до высоты ~ 25 км) возникающая с повторяемостью до 25% турбулентность сосредоточивается в прерывистых (с характерными горизонтальными размерами отдельных частей ~ 10 км) и сплошных (с горизонтальными размерами ~ 100 км) зонах, которые переносятся средним потоком. При этом вертикальные размеры турбулентной зоны равны примерно 1 км.

Зоны повышенной турбулентности в условиях ясного неба представляют опасность для полетов воздушного транспорта, и для повышения безопасности полетов необходимо заблаговременное определение их местонахождения на пути следования воздушного судна. Для этих целей представляется перспективным использование доплеровских лидаров. В настоящее время реализуются проекты создания таких лидаров и разработки методов детектирования зон интенсивной турбулентности. Так, в [2] представлены результаты первых экспериментов по измерению скорости диссипации турбулентной энергии в направлении полета самолета с помощью бортового доплеровского лидара.

В настоящей работе путем численного моделирования эхосигнала самолетного доплеровского лидара исследуется возможность определения уровня интенсивности турбулентности ясного неба из оценок ширины спектра мощности эхосигнала.

1. Модель турбулентности

Измерения спектральных плотностей флуктуаций горизонтальной (продольной) составляющей скорости ветра

$$S_u(\kappa) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} dr B_u(r) e^{-j\kappa r}, \quad (1)$$

где $B_u(r) = \langle U(r_0 + r) U(r_0) \rangle$ – корреляционная функция; U – флуктуации скорости ветра, показали [1], что на высоких пространственных частотах $\kappa \gtrsim 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ (до границы вязкого интервала турбулентности) спектр удовлетворяет закону Колмогорова–Обухова ($S_u(\kappa) \sim \kappa^{-5/3}$), а на низких частотах (за границей поступления турбулентной энергии) показатель степени ν в степенной зависимости спектра от пространственной частоты ($S_u(\kappa) \sim \kappa^\nu$) отличен от закона «-5/3» и, по разным данным, колеблется от -2,2 до -3,1 (в среднем $\nu \approx -2,7$).

Наличие двух участков связано с тем, что в верхней тропосфере и стратосфере, как правило, реализуются условия устойчивой температурной стратификации. Поэтому процесс передачи энергии возмущений ветра от больших масштабов к меньшим вначале сопровождается расходом кинетической энергии движения на работу преодоления архимедовых сил (существенная часть энергии турбулентности переходит в потенциальную энергию стратификации) и лишь затем в области масштабов, соответствующих инерционному интервалу, процесс переноса энергии по спектру начинает идти без потерь с постоянной скоростью, равной скорости перехода энергии турбулентности в тепловую [1].

Турбулентность ясного неба по степени воздействия на устойчивость полета самолета принято оценивать по четырехбалльной шкале: слабая (b_1), умеренная (b_2), сильная (b_3) и очень сильная, или штормовая (b_4). На основе приведенных в монографии [1] данных для спектра $S_u(\kappa)$ при $\kappa = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ и с учетом того, что для $\kappa \geq 10^{-3} \text{ м}^{-1}$

$$S_u(\kappa) = 0,25\varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}, \quad (2)$$

где ε – скорость диссипации турбулентной энергии, мы рассчитали значения ε , соответствующие уровням этой четырехбалльной шкалы. Результаты представлены в табл. 1.

Самолет реагирует не на любые турбулентные порывы, а лишь на возмущения из относительно узкого участка спектра турбулентности. В частности, на движение самолета с дозвуковыми скоростями оказывают влияние вих-

ревые структуры с размерами от 10–20 м до 3–4 км (для тяжелых самолетов 6–7 км) [1]. Проведенные нами оценки

энергии турбулентности $\int_{\kappa_1}^{\kappa_2} d\kappa S_u(\kappa)$ в интервале частот от

$\kappa_1 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ до $\kappa_2 = 3 \cdot 10^{-1} \text{ м}^{-1}$ в предположении, что спектр описывается формулой (2) для $\kappa \geq 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ и $S_u(\kappa) = A\kappa^{-2,7}$ для $\kappa < 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, где согласно данным [1] $A \leq 10^{-6} (\text{м}^3/\text{с}) \cdot \text{м}^{-2,7}$, и с использованием только формулы (2) для всего интервала $[\kappa_1, \kappa_2]$ показали, что оба расчета дают для энергии турбулентности близкие результаты практически для всех значений ϵ , приведенных в табл. 1. Поэтому в дальнейшем будем использовать модель спектра (2) для всего диапазона частот.

Таблица 1

Интенсивность болтанки самолета, балл	Скорость диссипации турбулентной энергии ϵ , $\text{м}^2/\text{с}^3$
b_1	$10^{-3} - 5 \cdot 10^{-3}$
b_2	$5 \cdot 10^{-3} - 1,5 \cdot 10^{-2}$
b_3	$1,5 \cdot 10^{-2} - 4,5 \cdot 10^{-2}$
b_4	$\geq 4,5 \cdot 10^{-2}$

2. Алгоритмы численного моделирования эхосигнала и оценивания уровня турбулентности

Пусть когерентный доплеровский лидар установлен на борту самолета и зондирование турбулентности осуществляется в направлении движения самолета. Приемная система лидара регистрирует эхосигнал $z(mT_s)$, возникающий в результате рассеяния зондирующего импульса на увлекаемых ветром аэрозольных частицах, как функцию времени $t = t_0 + mT_s$, где t_0 – время начала измерения, $T_s = B^{-1}$ – частота съема данных, B – полоса пропускания приемника, $m = 0, 1, 2, \dots$. Из $z(mT_s)$ извлекается информация о турбулентности в зондируемом объеме, находящемся на расстоянии $ct_0/2$, где c – скорость света. Турбулентность может оцениваться также из серии эхосигналов $z(mT_s)$ от нескольких зондирующих импульсов при использовании соответствующей процедуры аккумуляции данных.

В соответствии с [3] выражение для численного моделирования нормированного комплексного сигнала $z(mT_s)$ имеет вид

$$z(mT_s) = \left(\frac{SNR}{2\sqrt{\pi}} \frac{\Delta P}{P} \right)^{1/2} \sum_{k=0}^{n_L} a(k+ml) \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta P}{P} \right)^2 \left(\frac{n_L}{2} - k \right)^2 - j \frac{4\pi}{\lambda} mT_s V_r (\Delta P(k+ml)) \right\} + \frac{1}{\sqrt{2}} n_m, \quad (3)$$

где SNR – отношение сигнал-шум; $n_L = [4\sqrt{2}P/\Delta P]$ – число слоев, на которые разбивается зондируемый объем; ΔP – толщина отдельного слоя, $P = \sigma_P c/2$, σ_P – длительность зондирующего импульса; $l = [cT_s/(2\Delta P)]$; $a(k)$ и n_m – независимые комплексные случайные величины с нулевым средним и гауссовым распределением плотностей вероятности (дисперсии реальной и мнимой частей равны единице); λ – длина волны зондирующего излучения. Радиальная (в направлении зондирования) составляющая скорости $V_r(z)$

в (3) моделируется в спектральной области с использованием (2) для спектра мощности флуктуаций скорости ветра. Значения SNR в (3) для самолетных трасс зондирования рассчитывались в предположении однородности рассеивающих свойств среды (горизонтальная трасса) и пренебрежении турбулентными флуктуациями показателя преломления воздуха по формуле [3, 4]:

$$SNR = \frac{n_Q U_P c \beta_\pi}{h\nu B} \frac{e^{-2\alpha_a R}}{12\pi^2} \left(\frac{\lambda}{a_i} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{3}{2\pi} \frac{\lambda R}{a_i^2} \right)}. \quad (4)$$

В (4) n_Q – квантовая эффективность детектора; U_P – энергия зондирующего импульса; $h\nu$ – энергия фототока; β_π – коэффициент обратного рассеяния; α_a – коэффициент ослабления; R – длина трассы зондирования; a_i – радиус передающей апертуры.

На рис. 1 представлены SNR как функции коэффициента обратного рассеяния β_π на высотах 5–20 км [5, 6] и энергии зондирующего импульса U_P для лидара с $\lambda = 2,09$ мкм, $a_i = 10$ см, $\eta_Q = 0,4$, $B = 50$ МГц и $R = 10$ км. Видно, что значения SNR в зависимости от β_π и U_P могут изменяться на пять порядков: от $\sim 10^{-4}$ до ~ 10 .

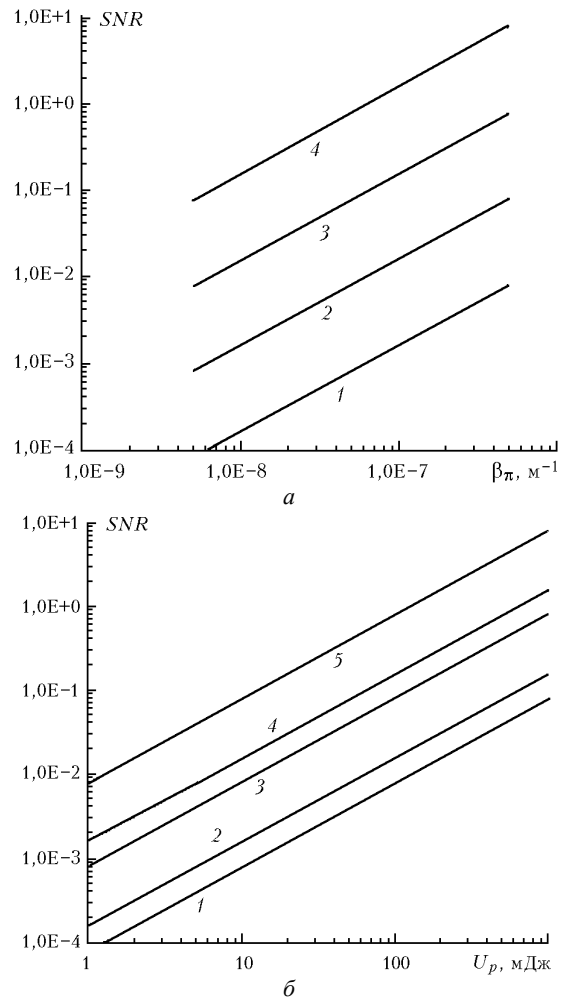


Рис. 1. Зависимость отношения сигнал-шум от коэффициента обратного рассеяния β_π и от энергии зондирующего импульса U_P : $a - U_P = 1$ (1); 10 (2); 100 (3) и 1000 (4) мДж; $\delta - \beta_\pi = 5 \cdot 10^{-9}$ (1); 10^{-8} (2); $5 \cdot 10^{-8}$ (3); 10^{-7} (4) и $5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$ (5)

Важным моментом при лидарном детектировании турбулентности на определенном расстоянии по ходу движения самолета является оперативность получения требуемой информации. В этом отношении наиболее подходящим методом является оценка интенсивности турбулентности по ширине спектра мощности доплеровского эхосигнала, определяемой случайным вследствие турбулентности разбросом скоростей рассеивающих частиц в зондируемом объеме.

Для i -го зондирующего импульса, нормированного на корень квадратный из средней мощности шума и демодулированного с учетом разности частот опорного и зондирующего пучков, и доплеровского сдвига частоты за счет движения самолета комплексного сигнала $z_i(mT_s)$ можно с помощью БПФ получить оценку спектральной плотности $\hat{W}_i(k/T)$:

$$\hat{W}_i\left(\frac{k}{T}\right) = \frac{1}{T} \left| T_s \sum_{m=0}^{M-1} z_i(mT_s) \exp\left(-2\pi j \frac{mk}{M}\right) \right|^2, \quad (5)$$

где $T = MT_s$ – время измерения, $k = 0, 1, \dots, M-1$. При достаточно высокой частоте повторения импульсов f_p возможно получение оценки среднего спектра $n^{-1} \sum_{i=1}^n \hat{W}_i(k/T)$ с высокой точностью, где n – число им-

пульсов, при котором случайное распределение скорости ветра по зондируемому объему можно считать «замороженным» и за время n/f_p не произойдет существенного сдвига зондируемого объема вследствие движения самолета. Воспользовавшись представленным в [3] выражением для $z(mT_s)$ и формулой (5), после перехода в последней от суммирования к интегрированию (с учетом условия $T_s \ll \sigma_p \ll T$) и усреднения по ансамблю для всех параметров, за исключением скорости $V_r(z)$, для среднего спектра

$$\overline{W(f)} = \overline{\hat{W}(f)} - W_N \text{ получаем}$$

$$\overline{W(f)} = SNR \frac{4}{cT} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-T/2}^{T/2} dt \times \exp\left\{-\frac{[t + (R-z)2/c]^2}{\sigma_p^2} - \sigma_p^2 (2\pi)^2 \left[f - \frac{2}{\lambda} V_r(z)\right]^2\right\}, \quad (6)$$

где

$$SNR = \int_{-\infty}^{+\infty} df \overline{W(f)}; \quad (7)$$

$W_N = T_s$ – средняя шумовая составляющая спектра и сделан переход $k/T \rightarrow f$.

С учетом соотношения Доплера $V = f\lambda/2$ лидарную оценку радиальной скорости ветра V_D в зондируемом объеме определим как первый момент:

$$V_D = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{SNR} \int_{-\infty}^{+\infty} df f \overline{W(f)}. \quad (8)$$

После подстановки (6) в (8) имеем

$$V_D = \int_{-\infty}^{+\infty} dz Q_s(z) V_r(z), \quad (9)$$

где

$$Q_s(z) = \frac{1}{cT} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{2}{c\sigma_p}(R-z) + \frac{T}{2\sigma_p}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{2}{c\sigma_p}(R-z) - \frac{T}{2\sigma_p}\right) \right] \quad (10)$$

– функция, характеризующая дальность и продольный размер зондируемого объема [3], $\operatorname{erf}(x)$ – интервал вероятности.

Определим квадрат ширины доплеровского спектра ΔV_D^2 (в единицах скорости) как второй центральный момент:

$$\Delta V_D^2 = SNR^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} df (f\lambda/2 - V_D)^2 \overline{W(f)}. \quad (11)$$

Из (6) и (11) получаем

$$\Delta V_D^2 = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \frac{1}{8\pi^2 \sigma_p^2} + \int_{-\infty}^{+\infty} dz Q_s(z) [V_r(z) - V_D]^2. \quad (12)$$

Для средней величины квадрата ширины доплеровского спектра $\sigma_s^2 = \langle \Delta V_D^2 \rangle$, где угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю скорости ветра, из (12) с учетом выбранной здесь модели для турбулентности [формула (2)] имеем

$$\sigma_s^2 = \sigma_{sp}^2 + \sigma_{st}^2, \quad (13)$$

где

$$\sigma_{sp}^2 = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \frac{1}{8\pi\sigma_p^2} \quad (14)$$

– квадрат ширины доплеровского спектра в отсутствие турбулентности;

$$\sigma_{st}^2 = 0,5\epsilon^{2/3} \int_0^\infty d\kappa \kappa^{-5/3} [1 - H(\kappa)] \quad (15)$$

– слагаемое, обусловленное вкладом турбулентности в уширение доплеровского спектра;

$$H(\kappa) = \exp\left\{-\frac{1}{2}(\sigma_p c / 2)^2 \kappa^2\right\} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{1}{2} \kappa \frac{cT}{2}\right) \quad (16)$$

– передаточная функция низкочастотного фильтра, $\operatorname{sinc}(x) = \sin(x)/x$.

Интеграл в (15) удастся вычислить аналитически в двух асимптотических случаях $\sigma_p \gg T$ и $\sigma_p \ll T$. Когда длительность импульса значительно превышает время измерения несглаженного спектра $\hat{W}_i(f)$ ($\sigma_p \gg T$), то

$$\sigma_{st}^2 = c_1 \epsilon^{2/3} (\sigma_p c / 2)^{2/3}, \quad (17)$$

где $c_1 = 0,5 \Gamma(1/3)2^{-4/3} \approx 0,53$. Для представляющего наибольший практический интерес случая $T \gg \sigma_P$ из (15) получаем

$$\sigma_{st}^2 = c_2 \varepsilon^{2/3} (Tc/2)^{2/3}, \quad (18)$$

где $c_2 = 0,5 \Gamma(1/3)27/80 \approx 0,45$.

Рассчитанные по формуле (13) значения ширины доплеровского спектра σ_s , соответствующие различным уровням турбулентности (см. табл. 1), представлены в табл. 2. Расчеты проведены для параметров $\lambda = 2,09$ мкм, $\sigma_P = 1$ мкс, $T = 20,48$ мкс ($T = T_s M$; $T_s = 20$ нс; $M = 1024$), при которых продольный размер зондируемого объема $\Delta z = Q_s^{-1}(R)$ [3] составляет примерно 3 км.

Т а б л и ц а 2

Скорость диссипации энергии турбулентности ε , м ² /с ³ (Интенсивность болтанки самолета, балл)	Ширина доплеровского спектра, м/с
$10^{-3} - 5 \cdot 10^{-3}$ (b_1)	0,97 – 1,65
$5 \cdot 10^{-3} - 1,5 \cdot 10^{-2}$ (b_2)	1,65 – 2,39
$1,5 \cdot 10^{-2} - 4,5 \cdot 10^{-2}$ (b_3)	2,39 – 3,45
$\geq 4,5 \cdot 10^{-2}$ (b_4)	$\geq 3,45$

В отсутствие турбулентности ($\varepsilon = 0$) $\sigma_s = \sigma_{sP} = \lambda/(\sqrt{2} 4\pi\sigma_P) \approx 0,1$ м/с, что сравнимо со спектральным разрешением по скорости $\Delta V = \lambda/(2T) \approx 0,05$ м/с. С увеличением интенсивности турбулентности ширина спектра возрастает до 3,45 м/с и более.

В соответствии с данными табл. 2 для выбранных параметров σ_P и T при $\sigma_s < 0,97$ м/с турбулентность не будет оказывать заметного влияния на самолет.

Продольный размер зондируемого объема 3 км при $T \approx 20$ мкс соизмерим с верхней границей масштабных турбулентных возмущений ветра, оказывающих влияние на движение самолета с дозвуковыми скоростями. Очевидно, что даже при статистической однородности ветровой турбулентности оцениваемая по формуле (11) ширина спектра будет значительно флуктуировать при переходе от одного зондируемого объема к другому, так как $V_r(z)$ является случайной функцией и наибольший масштаб возмущений ветра много больше размера зондируемого объема.

Чтобы получить устойчивую оценку σ_s , необходимо провести усреднение по ансамблю реализаций ΔV_D^2 , соответствующих неперекрывающимся зондируемым объемам. Следовательно, суммарный продольный размер зондируемого объема $N\Delta z$, где N – число реализаций, может значительно превосходить длину трассы зондирования R . Однако если установленный на самолете лидар предназначен для заблаговременного информирования о наличии на определенном расстоянии от самолета зон интенсивной турбулентности, то усреднение получаемых значений ΔV_D^2 теряет смысл. В этом случае можно поступать следующим образом. Измеряется величина ΔV_D (из зондируемого объема, отстоящего от самолета на расстоянии, например, 10 км). Затем, в зависимости от того, в какой диапазон значений ширины доплеровского спектра табл. 2 попадает ΔV_D , определяются скорость диссипации энергии турбулентности и, соответственно, балл интенсивности болтанки, которую (если оценка ΔV_D истинна) будет

испытывать самолет после преодоления расстояния R . Таким образом, табл. 2 может быть использована для определения «текущего» уровня турбулентности (в баллах) по величине ΔV_D , измеряемой в рутинном режиме.

Как показали результаты численного моделирования и оценивания ширины доплеровского спектра по формуле (11), такая процедура извлечения информации о турбулентности приемлема лишь при больших отношениях сигнал-шум SNR . При $SNR < 1$, как правило, имеет место значительное завышение оцениваемой величины даже при сглаживании спектра по выбранному спектральному окну и при соответствующем учете среднего шумового уровня W_N . Попытка усреднения спектров, получаемых при различных посылках зондирующих импульсов, несколько смягчает требования к SNR , но, как показывает опыт, практическая реализация этого подхода, с учетом данных рис. 1, не представляется возможной.

Для получения оценки ширины доплеровского спектра

$\hat{\sigma}_s$ из $\tilde{W}(k) = n^{-1} \sum_{i=1}^n \hat{W}_i(k/T)$ нами использовалась процедура подгонки $\tilde{W}(k)$ к некоторому модельному спектру

$$W_G(k) = S \hat{N} R \frac{\lambda}{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \hat{\sigma}_s} \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V}{\hat{\sigma}_s} \right)^2 \left(k - \frac{\hat{V}_D}{\Delta V} \right)^2 \right\} + T_s \quad (19)$$

методом наименьших квадратов. В (19) $S \hat{N} R$ и \hat{V}_D – оценки отношения сигнал-шум и радиальной скорости ветра, усредненной по зондируемому объему; $\Delta V = \lambda/(2T)$ – спектральное разрешение по скорости, $T = T_s M$. По минимуму функции

$$\rho \hat{\sigma}_s = \sum_{k_{\max}-M/4}^{k_{\max}+M/4} [\tilde{W}(k) - W_G(k)]^2 \quad (20)$$

нами определялась искомая величина $\hat{\sigma}_s$, где k_{\max} – номер спектрального канала, при котором $\tilde{W}(k)$ имеет максимум. Величина $S \hat{N} R$ в (19) с высокой точностью может быть найдена с использованием большого объема данных, измеренных до момента зондирования турбулентности в рассматриваемом объеме (если рассеивающая среда статистически однородна). Оценку скорости \hat{V}_D мы находили итерационным способом. Вначале значению \hat{V}_D приписывалась величина $\Delta V k_{\max}$. Затем по медиане в выбранном диапазоне $[k_{\max} - k_1, k_{\max} + k_1]$ ($k_1 = [\hat{\sigma}_{s1}/\Delta V]$, $\hat{\sigma}_{s1}$ – оценка ширины спектра с использованием (20) и (19) при $\hat{V}_D = \Delta V k_{\max}$) определялась \hat{V}_D , которая в конечном итоге использовалась в (19) и (20) для нахождения $\hat{\sigma}_s$.

Составляющая спектра, содержащая информацию о турбулентности, будет отличаться от гауссова распреде-

ления (первое слагаемое в правой части (19)) даже при очень сильном ($n \gg 1$) усреднении флуктуаций сигнала и шума. Это связано с тем, что по возмущениям ветра с масштабами, сравнимыми с продольным размером зондируемого объема, усреднения не происходит. Тем не менее, как показали численные эксперименты, расчет по формуле (12) $\hat{\sigma}_s = \Delta V_D$ и оценивание $\hat{\sigma}_s$ с использованием (19) и (20) при $SNR \gg 1$ и $n \gg 1$ дают близкие результаты (в среднем различие составляет не более 10%).

3. Результаты численного моделирования

При численном моделировании эхосигнала $z(mT_s)$ были заданы следующие параметры: $\lambda = 2,09$ мкм, $T_s = 20$ нс, $M = 1024$ и $\sigma_p = 1$ мкс. Значения SNR варьировались от 10 до 10^{-3} . Значения скорости диссипации ϵ выбирались соответствующими границам уровней турбулентности b_i (см. табл. 1), т.е. $\epsilon = 10^{-3}$; $5 \cdot 10^{-3}$; $1,5 \cdot 10^{-2}$ и $4,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}^3$. Из моделируемых данных рассчитывались доплеровские спектры $\tilde{W}(k)$ при разных n , но неизменном распределении скорости $V_s(z)$ вдоль трассы зондирования. Число n варьировалось от 1 до 100. Нами использовалось скользящее сглаживание спектров по семи спектральным каналам ($7\Delta V \approx 0,35 \text{ м/с}$).

На рис. 2 приведены 4 примера моделирования доплеровских спектров в отсутствие шумов ($SNR^{-1} = 0$) при различных уровнях турбулентности. Здесь и далее аргу-

ментом спектров является скорость $V = (\lambda/2)f$. Все спектры получены при одном зондирующем импульсе ($n = 1$).

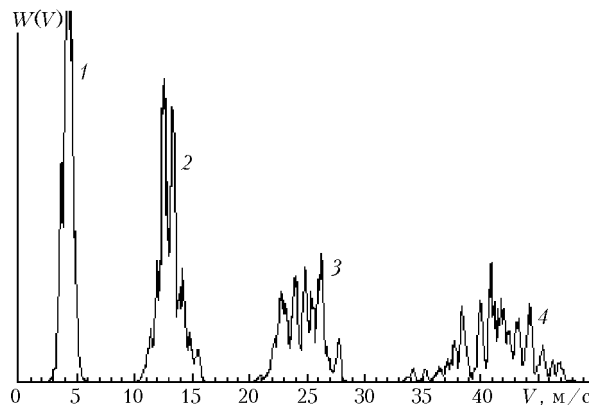


Рис. 2. Примеры моделирования доплеровских спектров $W(V)$ при $SNR^{-1} = 0$ и $\epsilon = 10^{-3}$ (1); $5 \cdot 10^{-3}$ (2); $1,5 \cdot 10^{-2}$ (3) и $4,5 \cdot 10^{-2}$ (4) $\text{м}^2/\text{с}^3$

На рис. 3 показаны примеры моделирования доплеровских спектров, соответствующих при разных $n = 1$ (1), 10 (2), 100 (3) и одной и той же случайной реализации $V_s(z)$, когда $SNR = 0,1$ (а) и 0,01 (б). Здесь введено обозначение $V' = V - V_D$. Видно, что при $SNR = 0,01$ и $n = 1$ сигнальный пик практически полностью погружен в шум и оценить его ширину невозможно. Однако при усреднении по ста реализациям оценка ширины спектра становится возможной.

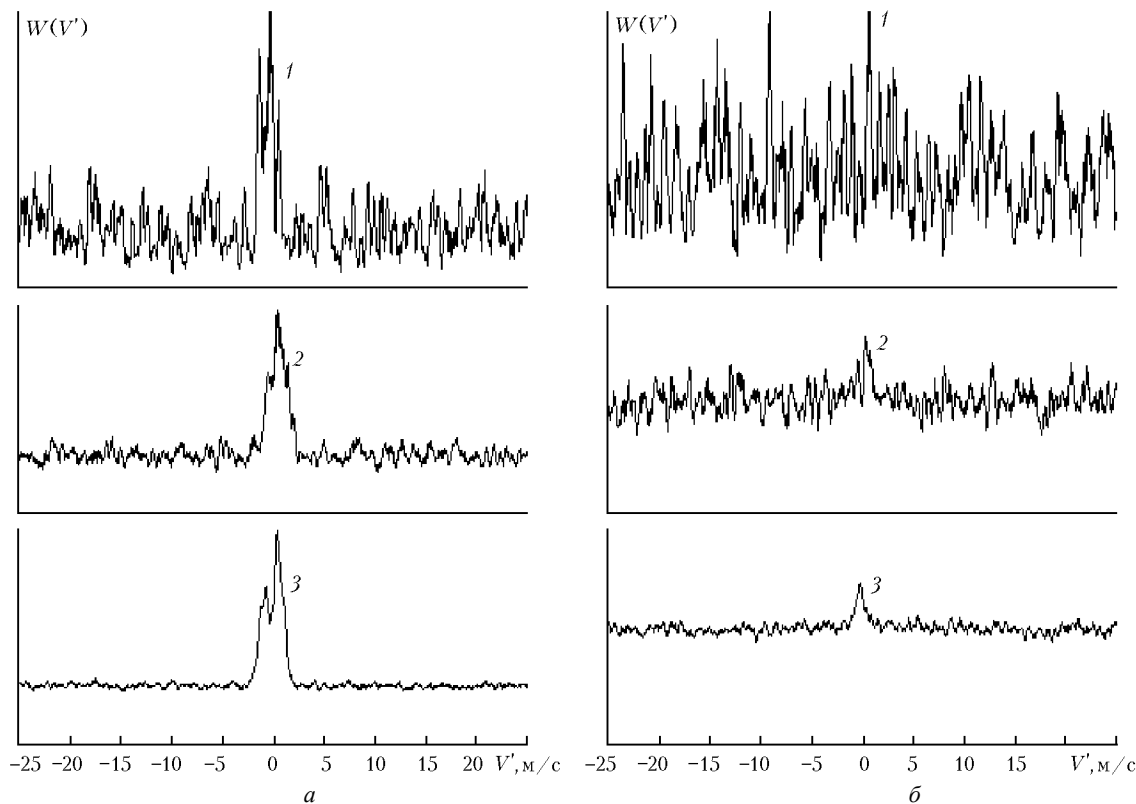


Рис. 3. Примеры моделирования доплеровских спектров $W(V')$ при $\epsilon = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$

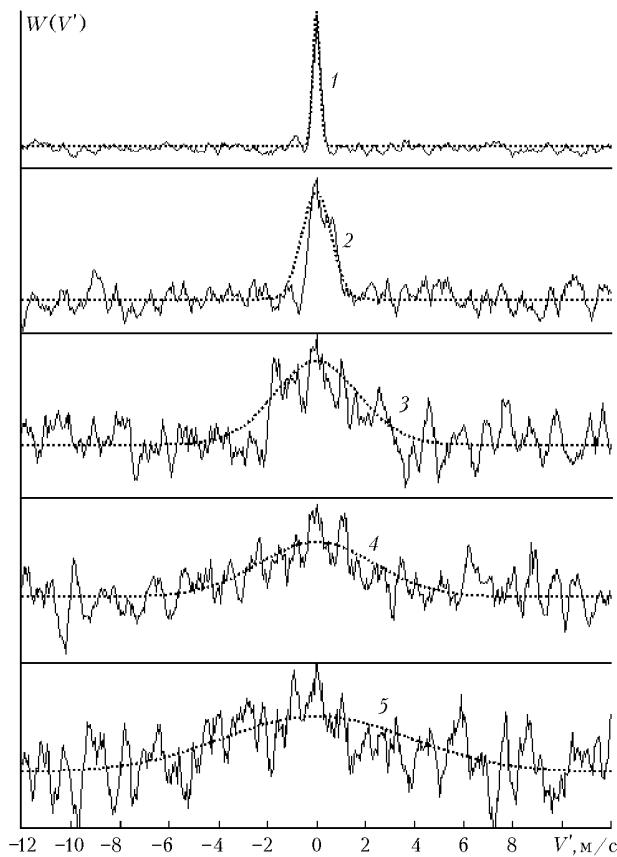


Рис. 4. Примеры моделирования доплеровских спектров $W(V')$ (сплошные кривые) и результаты подгонки спектров к гауссовой зависимости от скорости (пунктирные кривые) при $SNR=0,1$ и $n=1$; $\varepsilon=0$ (1); 10^{-3} (2); $5 \cdot 10^{-3}$ (3); $1,2 \cdot 10^{-2}$ (4) и $4,5 \cdot 10^{-2}$ (5) $\text{м}^2/\text{с}^3$

На рис. 4 для $n=1$ приведены примеры численного моделирования спектров при $SNR=0,1$ и результатов подгонки методом наименьших квадратов к гауссовому спектру (19) для разных уровней интенсивности турбулентности.

Чтобы оценить достоверность детектирования зон турбулентности ясного неба по измеряемой в рутинном режиме ширине доплеровского спектра ΔV_D в зависимости от числа импульсов (аккумуляции данных), была рассчитана при разных n величина

$$((\varepsilon_W^2))^{1/2} = ((\Delta V_D - \hat{\sigma}_s)^2)^{1/2},$$

характеризующая в статистическом смысле отличие ΔV_D от средней ширины доплеровского спектра (13). Для расчета погрешности $((\varepsilon_W^2))^{1/2}$ была использована выборка объемом 1000 случайных реализаций. Результаты расчета представлены в табл. 3. В соответствии с данными табл. 1–3 относительная погрешность оценивания ширины доплеровского спектра $((\varepsilon_W^2))^{1/2}/\sigma_s$ по величине ΔV_D (12) и, соответственно, погрешность определения уровня турбулентности в потенциально опасных для самолета зонах турбулентности ясного неба составляет

25% при $n=1$ и $SNR=1$; 50% при $n=1$ и $SNR=0,1$; 37% при $n=100$ и $SNR=0,01$ практически для любых значений скорости диссипации турбулентной энергии ε , приведенных в табл. 3.

Таблица 3

Скорость диссипации турбулентности ε , $\text{м}^2/\text{с}^3$	$n=1$, $SNR=1$	$n=1$, $SNR=0,1$	$n=100$, $SNR=0,01$
10^{-3}	0,25	0,48	0,36
$5 \cdot 10^{-3}$	0,39	0,86	0,61
$1,5 \cdot 10^{-2}$	0,60	1,24	0,92
$4,5 \cdot 10^{-3}$	0,76	1,51	1,21

На рис. 5 приведены гистограммы распределения рассчитываемой из моделируемых данных абсолютной погрешности $\varepsilon_W = \Delta V_D - \hat{\sigma}_s$ по интервалам $[\varepsilon_W - \Delta\varepsilon_W/2, \varepsilon_W + \Delta\varepsilon_W/2]$, где $\Delta\varepsilon_W = 0,2$ м/с и N_e – число «попаданий» значений погрешности ε_W в тот или иной интервал.

Из представленных в табл. 3 и рис. 5 результатов следует, что абсолютная погрешность оценивания ширины доплеровского спектра растет с увеличением силы турбулентности. Уменьшение SNR также приводит к росту погрешности (как абсолютной, так и относительной). Как показывают результаты численных экспериментов, оценивание $\hat{\sigma}_s$ при $SNR \leq 0,01$ по одному зондирующему импульсу ($n=1$) осуществляется с очень большой погрешностью и определение уровня турбулентности в этом случае невозможно. Однако, как следует из табл. 3 и рис. 5, в, при $SNR=0,01$ усреднение по ста доплеровским спектрам ($n=100$) может давать вполне приемлемый результат. Численное моделирование спектров при $n=100$ и $SNR=10^{-3}$ показывает, что

погрешность оценивания величины $\hat{\sigma}_s$ в этом случае недопустимо большая. Следовательно, при таком низком уровне эхосигнала необходимо делать большее число усреднений.

При сильном боковом ветре за время движения самолета до зарегистрированной опасной турбулентной зоны может произойти изменение радиальной скорости $V_r(z)$ и, соответственно, интенсивности турбулентности внутри зондируемого объема. Однако, как показывают результаты численных экспериментов, величина относительных флуктуаций ширины доплеровского спектра $E_{\Delta V} = [((\Delta V_D/\sigma_{st} - 1)^2)]^{1/2}$, определяемых турбулентными неоднородностями с масштабами, превышающими объем зондирования, примерно равна 0,3 при любых значениях ε из табл. 1. Это означает, что флуктуации ширины доплеровского спектра ΔV_D , вызываемые крупномасштабными неоднородностями ветра, приводят к не очень большому случайному перекрытию интервалов, определяющих интенсивность турбулентности в баллах в соответствии с табл. 2: $\{\sigma_s[1 - E_{\Delta V}]; \sigma_s[1 + E_{\Delta V}]\} = \{0,7\sigma_s; 1,3\sigma_s\}$ (в нашем случае $\sigma_s \approx \sigma_{st}$). Отсюда следует, что погрешность в определении интенсивности (балльности) турбулентности ясного неба не будет большой даже в условиях сильного бокового ветра.

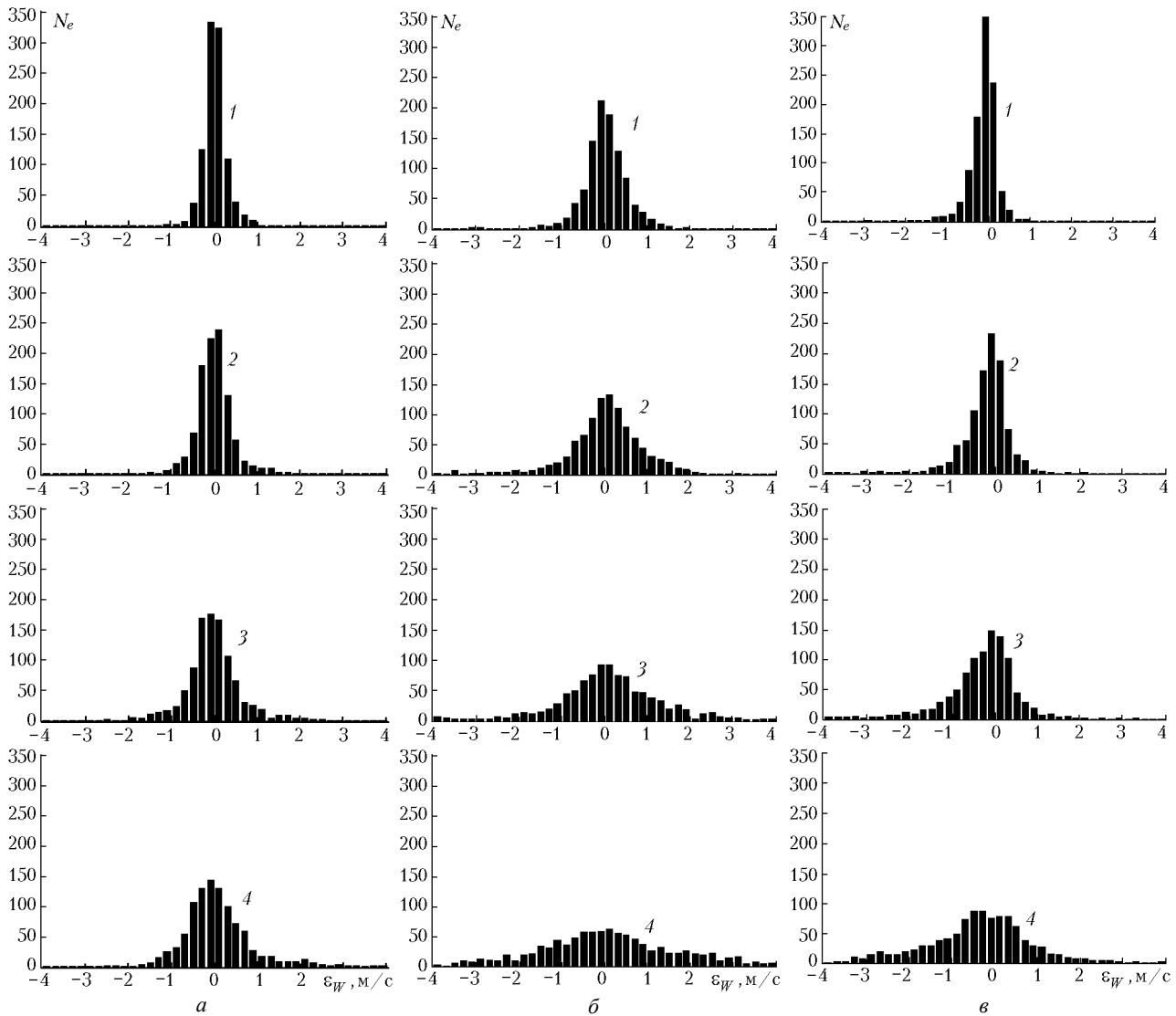


Рис. 5. Гистограммы погрешностей оценивания ширины доплеровского спектра ε_W при $\varepsilon = 10^{-3}$ (1); $5 \cdot 10^{-3}$ (2); $1,5 \cdot 10^{-2}$ (3) и $4,5 \cdot 10^{-2}$ (4) $\text{м}^2/\text{с}^3$; $a - n = 1$ и $\text{SNR} = 1$; $б - n = 1$ и $\text{SNR} = 0,1$; $в - n = 100$ и $\text{SNR} = 0,01$

Заклучение

Итак, с помощью численного моделирования проведено исследование возможностей зондирования турбулентности ясного неба когерентным доплеровским лидаром самолетного базирования. Информация о турбулентности извлекается из ширины спектра мощности эхосигнала, оцениваемой с использованием процедуры подгонки спектра к гауссовой зависимости от частоты (скорости).

Из результатов моделирования следует, что точность оценивания турбулентности из лидарных измерений зависит от интенсивности турбулентности (скорости диссипации ε), отношения сигнал-шум (SNR) и порядка аккумуляции спектров (числа зондирующих импульсов n). Показано, что из измерений при посылке одного зондирующего импульса ($n = 1$) определение уровня турбулентности (в баллах) возможно лишь при $\text{SNR} \gtrsim 0,1$. При $\text{SNR} = 0,01$ для этого

необходима аккумуляция спектров как минимум от ста зондирующих импульсов ($n = 100$).

1. Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Шур Т.Н. Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 287 с.
2. Hannon S.M., Bagley H.R., Bowdle D.A., Soreide D.C., Bogue R.K., and Ehernberger L.J. // Tenth Biennial Coherent Laser Radar Technology and Application Conference. Oregon, June 28–July 2, 1999. P. 20–23.
3. Банах В.А., Смалихо И.Н. Оценивание скорости диссипации турбулентной энергии из данных импульсного доплеровского лидара // Оптика атмосфер. и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1524–1538.
4. Frehlich R.G. and Kavaya M.J. Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence // Appl. Opt. 1991. V. 30. № 36. P. 5325–5352.
5. Henderson S.W., Hannon S.M., and Magee J.R. // Proc. 7th Conference on Coherent Laser Radar Applications and Technology. Paris, France, July 1993 (OSA; Washington, D.C.) P. 169–173.
6. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.

V.A. Banakh, Ch. Werner, I.N. Smalikhov. **Doppler lidar sensing of the clear-sky turbulence. Numerical simulation.**

A possibility of sensing the clear-sky turbulence by the airborne coherent Doppler lidar is numerically simulated. It is shown that the accuracy of estimation of the turbulence level from the lidar data depends on the turbulence intensity, s/n ratio, and a number of sensing pulses. Conditions, under which the detection of the turbulence zones in the clear sky is possible, have been determined.