УДК 621.396.9:551.508.859

В. М. КАРТАШОВ, канд. техн. наук, В. А. ПЕТРОВ, канд. физ.-мат. наук,
Е. Г. ПРОШКИН, д-р техн. наук, СИДОРОВ Г.И., канд. техн. наук

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ТУРБУЛЕНТНОСТИ АТМОСФЕРЫПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ОГИБАЮЩЕЙ СИГНАЛА РАДИОАКУСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В радиоакустических системах (РАС) зондирования атмосферы полезный сигнал формируется в результате рассеяния радиоволны на акустическом волновом пакете. Основным информационным параметром сигнала является частота [1]; статистические характеристики огибающей сигнала, поступающего на вход приемника, могут использоваться для оценки параметров турбулентной среды [2]. По измеренным значениям средней интенсивности рассеянного сигнала и интенсивности среднего значения огибающей, как показано ниже, может быть найдена структурная характеристика показателя преломления звуковых волн C_S^2 и связанные с ней структурные характеристики динамической C_v^2 и температурной C_T^2 турбулентности.

Представим рассеянное поле $E_R(\vec{r},t)$ в виде суммы среднего (когерентного) поля $\langle E_R(\vec{r},t)\rangle$ и флюктуационного (некогерентного) поля $E_{Rf}(\vec{r},t)$:

$$E_R(\vec{r},t) = \langle E_R(\vec{r},t)\rangle + E_{Rf}(\vec{r},t), \quad \langle E_{Rf}(\vec{r},t)\rangle = 0,$$

где знак $\langle \cdot \rangle$ обозначает статистическое осреднение по ансамблю реализаций; $\vec{r}$ – радиус-вектор точки пространства; t – время; $E_R(\vec{r},t) = A(\vec{r},t)\exp[iS(\vec{r},t)]$ – комплексная амплитуда электрического поля, записанная в виде скаляра; A, S – амплитуда и фаза.

Огибающая радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом, подчиняется обобщенному распределению Релея:

$$P(A) = \frac{A}{\sigma^2}\exp\left(-\frac{A^2 + A_0^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{AA_0}{\sigma^2}\right), \tag{1}$$

где A_0 – амплитуда (огибающая) когерентного поля; σ^2 – дисперсия квадратурной составляющей сигнала; $I_0(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Средняя интенсивность $\langle J_R\rangle$ рассеянного сигнала представлена в виде

$$\langle J_R\rangle = \left\langle |E_R(\vec{r},t)|^2 \right\rangle = |\langle E_R(\vec{r},t)\rangle|^2 + \left\langle |E_{Rf}(\vec{r},t)|^2 \right\rangle,$$

где $|\langle E_R(\vec{r},t)\rangle|^2 = A_0^2 = J_{Rc}$ – квадрат амплитуды среднего поля (когерентная интенсивность); $\left\langle |E_{Rf}(\vec{r},t)|^2 \right\rangle = 2\sigma^2 = J_{Rf}$ – среднее значение квадрата амплитуды флюктуационного поля (некогерентная интенсивность).

Выражения для средней интенсивности $\langle J_R\rangle$ рассеянного сигнала и интенсивности J_{Rc} когерентной составляющей имеют вид [3]

$$\langle J_R\rangle = \frac{J_{R0}}{\left[1 + 0{,}685(C_S^2 q^2)^{6/5}\Theta^2 r_0^{16/5}\right]}, \tag{2}$$

$$J_{Rc} = J_{R0}\exp\left|-0{,}115 C_S^2 q^2 r_0^{8/3}\right|, \tag{3}$$

где J_{R0} – интенсивность сигнала при отсутствии турбулентности; $q = 2\pi/\lambda_s$ – волновое число для звука; θ – угловой размер области рассеяния; r_0 – расстояние до центра акустического пакета. Разность выражений (2) и (3) определяет интенсивность флюктуационной составляющей сигнала J_{Rf}.

Как видно из выражений (2), (3) $\langle J_R \rangle$, J_{Rc}, а также J_{Rf} являются функциями C_S^2. Следовательно, располагая полученными из эксперимента значениями одной из величин $\langle J_R \rangle$, J_{Rc}, J_{Rf} с использованием выражений (2), (3) либо их разности, можно определить параметр турбулентности C_S^2. Однако существенное ограничение на точность определения C_S^2 в этом случае накладывает неопределенность величины J_{R0}, которая зависит от априорно неизвестных значений скорости ветра, влажности и других метеопараметров.

Устранить влияние неопределенности величины J_{R0} на точность оценки C_S^2 можно путем нахождения C_S^2 из отношения интенсивностей составляющих сигнала. Выражение, определяющее отношение средней интенсивности к интенсивности когерентной составляющей, имеет вид

$$\frac{\langle J_R \rangle}{J_{Rc}} = \frac{\exp\left[-0{,}115 C_S^2 q^2 r_0^{8/3}\right]}{1 + 0{,}685 \left(C_S^2 q^2\right)^{6/5} \theta^2 r_0^{16/5}}. \tag{4}$$

После представления $\langle J_R \rangle / J_{Rc}$ в виде $\langle J_R \rangle / J_{Rc} = (2\sigma^2 + A_0^2)/A_0^2 = 2\sigma^2/A_0 + 1$ становится понятно, что другие комбинации отношений составляющих сигнала приведут к выражениям, аналогичным соотношению (4). Как видно из формулы (4), отношение $\langle J_R \rangle / J_{Rc}$ зависит, помимо C_S^2, только от известных технических параметров системы зондирования θ, q, а также от текущей дальности r_0. Выражение (4) представляет собою трансцендентное относительно C_S^2 уравнение, которое необходимо решать отдельно для каждой дальности (точки профиля).

Однако непосредственное измерение в эксперименте величин регулярной и флюктуационной составляющих сигнала затруднительно. Для их оценки может быть использована следующая процедура [2].

Предварительно запишем выражения для начальных моментов первого и второго порядков распределения (1) [4]:

$$\langle A \rangle = \int_0^\infty P(A) A\, dA = \left[\frac{\pi\sigma^2}{2}\right]^{1/2} \left[\left(1 + \frac{A_0^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{A_0^2}{4\sigma^2}\right) + \frac{A_0^2}{2\sigma^2} I_1\left(\frac{A_0^2}{4\sigma^2}\right)\right] \exp\left[-\frac{A_0^2}{4\sigma^2}\right], \tag{5}$$

$$\left\langle A^2 \right\rangle = \int_0^\infty P(A) A^2 dA = 2\sigma^2 + A_0^2 = 2\sigma^2 \left[1 + \frac{A_0^2}{2\sigma^2}\right] \tag{6}$$

Отношение $\langle A \rangle^2 / \left\langle A^2 \right\rangle$ определяется формулой

$$\frac{\langle A \rangle^2}{\left\langle A^2 \right\rangle} = \frac{\pi}{4}\left[1 + \frac{A_0^2}{2\sigma^2}\right]^{-1} \left[\left(1 + \frac{A_0^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{A_0^2}{4\sigma^2}\right) + \frac{A_0^2}{2\sigma^2} I_1\left(\frac{A_0^2}{4\sigma^2}\right)\right]^2 \exp\left[-\frac{A_0^2}{2\sigma^2}\right] \tag{7}$$

Как видно из выражения (7), $\langle A\rangle^2/\langle A^2\rangle$ зависит только от величины $A_0^2/(2\sigma^2)$. Оценку отношения $\langle A\rangle^2/\langle A^2\rangle$ можно получить, определяя экспериментально квадрат среднего значения огибающей $\bar{A}^2$ и среднее значение квадрата огибающей $\overline{A^2}$ (где черта сверху означает осреднение по времени) в пределах интервала квазистационарности процессов в атмосфере. Величину $A_0^2/(2\sigma^2)$ получим путем численного решения уравнения (7). Значения A_0^2 и $2\sigma^2$ легко находим из формулы (6) при известном отношении $A_0^2/(2\sigma^2)$.

Для определения C_S^2 в каждой точке профиля требуется решение двух трансцендентных уравнений (4), (7). В условиях автоматизированного эксперимента наиболее предпочтителен численный метод их решения. Нахождение корней уравнений облегчается тем, что зависимости (4), (7) имеют монотонный характер, в качестве опорного значения может быть использовано значение корня, полученное в предыдущей точке профиля.

При измерениях следует учитывать наличие внутренних и внешних аддитивных шумов, которые полагаем широкополосными и характеризуем мощностью огибающей σ_F^2. Тогда соответствующий параметр распределения (1) $2\sigma^2 = 2\sigma_0^2 + \sigma_F^2$, где $2\sigma_0^2$ – параметр полезного сигнала. Естественно, что из выражения (6) в этом случае получим оценку величины $2\sigma^2$. Чтобы уменьшить влияние шумов на точность оценки C_S^2, необходимо предварительно (перед излучением зондирующих сигналов) оценить значение σ_F^2, которое впоследствии следует вычесть из $2\sigma^2$, т. е. оценить $2\sigma_0^2 = 2\sigma^2 - \sigma_F^2$. Тогда в формулы (2), (4) под $\langle J_R\rangle$ следует понимать $\langle J_R\rangle = A_0^2 + 2\sigma_0^2$.

При интерпретации результатов измерений необходимо учитывать, что полученное из выражения (4) значение C_S^2, соответствующее некоторой дальности r_0, представляет собой осредненное по трассе зондирования в пределах интервала $(0, r_0)$ значение структурной характеристики. Результаты выполненных измерений целесообразно представить в виде зависимости текущего значения C_S^2 в конкретной точке пространства от высоты h – высотного профиля $C_S^2(h)$. Получим соотношение, позволяющее находить текущее для данной высоты значение C_S^2, используя последовательность осредненных оценок C_{SR}^2, измеренных при вертикальном зондировании.

Запишем выражения для средних по трассе значений C_{SR1}^2, C_{SR2}^2 в двух точках h_1 и h_2, лежащих на траектории зондирования:

$$C_{SR1}^2 = \frac{1}{h_1 - h_0}\int_{h_0}^{h_1} C_S^2(h)dh, \qquad C_{SR2}^2 = \frac{1}{h_2 - h_0}\int_{h_0}^{h_2} C_S^2(h)dh,$$

где h_0 – высота расположения антенн радиоакустической системы.

Пусть $h_1 < h_2$, тогда C_{SR2}^2 можно представить в виде

$$C_{SR2}^2 = \frac{1}{h_2 - h_0}\int_{h_0}^{h_1} C_S^2(h)dh + \frac{1}{h_2 - h_0}\int_{h_1}^{h_2} C_S^2(h)dh. \tag{8}$$

Если значение интервала высот $h_2 - h_1$ одного порядка с протяженностью акустического пакета l в направлении зондирования, то величину $\frac{1}{h_2 - h_1}\int_{h_1}^{h_2} C_S^2(h)dh$ можно считать текущим значением C_S^2 в точке $h_1 + \frac{(h_2 - h_1)}{2}$. Пространственное разрешение δh при этом определяется как $\delta h = h_2 - h_1 + l$.

Из уравнения (8) можно получить соотношение:

$$\frac{1}{h_2 - h_1}\int_{h_1}^{h_2} C_S^2(h)dh = \frac{(h_2 - h_0)C_{SR2}^2 - (h_1 - h_0)C_{SR1}^2}{h_2 - h_1},$$

левая часть которого представляет собой искомое текущее значение C_S^2. Для произвольной i–й точки профиля имеем

$$C_{Si}^2 = \frac{1}{h_i - h_{i-1}}\int_{h_{i-1}}^{h_i} C_S^2(h)dh = \frac{(h_i - h_0)C_{SRi}^2 - (h_{i-1} - h_0)C_{SRi-1}^2}{h_i - h_{i-1}} \tag{9}$$

Формула (9) для $i = 1$, когда $h_{i-1} = h_0$ и $C_{SRi-1}^2 = 0$, т. е. для первого (по движению акустического пакета) измерения, принимает вид $C_{S1}^2 = C_{SR1}^2$. Последующие значения C_{Si}^2 определяем из соотношения (9), числитель в правой части которого описывает приращение интегрального значения C_S^2 с высотой.

Параметр турбулентности C_S^2 является обобщенной характеристикой термодинамического состояния атмосферы и определяется через структурные характеристики турбулентных пульсаций скорости ветра и температуры [1]

$$C_S^2 = C_v^2 / C^2 + C_T^2 / (4T^2),$$

где C – скорость звука в воздухе; T – температура. Структурная характеристика температурных пульсаций C_T^2 может быть определена по амплитуде акустического сигнала, рассеянного в обратном направлении [1]. Тогда структурная характеристика ветровых пульсаций примет вид

$$C_v^2 = (C_S^2 - C_T^2 / 4T^2)C^2.$$

Производились экспериментальные измерения C_S^2 с использованием РАС, имеющей следующие технические характеристики: длина волны электромагнитного излучения $\lambda_e = 0{,}2$ м ($f = 1{,}5$ ГГц), режим излучения – непрерывный; длина волны акустического излучения $\lambda_s = 0{,}1$ м, ($f = 3{,}4$ ГГц) длительность звуковой посылки $\tau_s = 40$ мс; угловой размер области рассеяния $\theta = 0{,}122$ рад. При измерениях использовался радиоприемник с линейной амплитудной характеристикой в диапазоне значений амплитуд рассеянных сигналов. Условие Брэгга выполнялось во всем диапазоне дальностей.

Оценка параметров огибающей сигнала производилась при вертикальном зондировании на высотах $h = 30; 60; 90; 120$ м. Получены следующие значения отношения $A_0 / \sqrt{2\sigma^2}$, соответствующие указанным высотам: $A_0 / \sqrt{2\sigma^2} = 19; 8; 5; 2{,}5$. Осредненные значения C_{SR}^2 для этих высот определены из выражения (4): $C_{SR}^2 = 6{,}8 \cdot 10^{-10}$; $6{,}3 \cdot 10^{-10}$; $5{,}8 \cdot 10^{-10}$; $1 \cdot 10^{-9}\,\text{м}^{-2/3}$. Текущие значения структурной характеристики показателя преломления вычислены в соответствии с (9): $C_{S1}^2 = 0{,}68 \cdot 10^{-9}\,\text{м}^{-2/3}$; $C_{S2}^2 = 0{,}58 \cdot 10^{-9}\,\text{м}^{-2/3}$; $C_{S3}^2 = 0{,}48 \cdot 10^{-9}\,\text{м}^{-2/3}$; $C_{S4}^2 = 2{,}26 \cdot 10^{-9}\,\text{м}^{-2/3}$.

Полученные результаты соответствуют следующим высотам (точкам профиля): $h_1 = 15$ м; $h_2 = 45$ м; $h_3 = 75$ м; $h_4 = 105$ м; пространственное разрешение измерений $\delta h \approx 44$ м. Трансцендентные уравнения (4), (7) решались графоаналитическим методом с использованием математического пакета Mathcad.

При вторичной обработке экспериментальных данных выяснилось, что синтезированный алгоритм оценивания C_S^2 требует достаточно точного измерения статистических характеристик рассеянного сигнала. В противном случае может оказаться, что интегральное значение C_S^2 на большей высоте будет меньше предыдущего интегрального значения и алгоритм "расходится", поскольку он является разностным.

Отметим, что измерение параметра C_S^2 может производиться в рамках "основной" схемы построения РАС без каких-либо дополнительных аппаратурных затрат, если используется цифровая обработка сигналов в квадратурных каналах. Характеристики огибающей определяются программным путем из тех же данных, что и спектральные характеристики полезного сигнала. Следовательно, "осредненные" профили температуры, традиционно получаемые РАС, сравнительно легко могут быть дополнены профилями C_S^2.

Таким образом, используя измеренные значения статистических характеристик огибающей радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом, можно восстановить профиль структурной характеристики показателя преломления, а измеряя дополнительно амплитуду рассеянного акустического сигнала, еще и профили структурных характеристик температурной и ветровой турбулентности.

Список литературы: [1] *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондироавние атмосферы. – М.: Наука, 1985. – 200 с. [2] *Proshkin E.G.* Atmosphere Boundary Layer Turbulence Level Estimation with Radioacoustic Sounding // Proc. 9 Int. Simposium on Acoustic Remote Sensing of the Atmosphere. – Vienna, 1998. – P. 187-192. [3] *Карташов В.М., Петров В.А., Сидоров Г.И.* Анализ статистических характеристик огибающей радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом // Радиоэлектроника и информатика. – 2000. – №3 (в печати). [4] *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. – М.: Сов. радио, 1967. – Т.1. – 728 с.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 7.04.2000