

## РАДИОАКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПРИ ВОЗМУЩЕННОМ СОСТОЯНИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

### Введение

Движущим фактором всех изменений в термодинамическом состоянии (ТДС) атмосферного пограничного слоя (АПС) являются процессы энергообмена между подстилающей поверхностью и атмосферой. Информация о процессах энергообмена составляет экспериментальную основу научных исследований, проводимых в области разработки и совершенствования методов прогнозирования погодных условий в широком диапазоне пространственно-временных масштабов атмосферных движений.

Практическое значение достоверности прогнозирования погодных условий трудно переоценить. Например, хорошо известно, что катаклизмы приводят к многочисленным людским жертвам и к огромным материальным потерям [1]. Заблаговременность и достоверность информации о тенденции изменения климата планеты не только позволит избежать многих людских жертв, но и возможно позволит обеспечить условия для дальнейшего выживания современной цивилизации на нашей планете.

Исходной информацией о процессах притока и преобразования тепла являются вертикальные зависимости (профили) температуры (ПрТ) АПС. Современными нестандартными средствами измерения ПрТ являются системы радиоакустического зондирования (РАЗ). Эти системы позволяют произвести измерение температуры в слое атмосферы высотой  $h \cong 300$  м за время  $t_{изм} \cong 1$  с при разрешающей способности по высоте  $\Delta h \geq 3$  м.

Такие качественные показатели являются уникальными в своем роде, и поэтому уже на протяжении нескольких десятков лет поддерживают стремление ученых всего мира к усовершенствованию систем РАЗ с целью создания на их основе сети станций стандартного метеорологического мониторинга пограничного слоя атмосферы.

Основным недостатком систем РАЗ является явно выраженная зависимость надежности функции измерения температуры от типа ТДС. Однако формализованное описание этого недостатка в литературных источниках все еще отсутствует. В связи с этим далее рассматриваются основные положения и приводятся несложные математические выкладки, которые дают основание к постановке задачи усовершенствования современных систем РАЗ.

### Постановка задачи усовершенствования системы РАЗ

Метод радиоакустического зондирования атмосферы основан на явлении частичного отражения радиоволны от возмущения  $\epsilon'$  диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  воздуха, созданного распространяющейся акустической волной. На дальности  $h \cong 300$  м от излучателя может быть реально создано акустическое давление с амплитудой  $A_{sp} \leq 6$  Па. Возникающий при этом радио-эхо-сигнал (РдЭС) имеет относительно малую мощность  $P_{ro} \leq 1 \cdot 10^{-17}$  Вт, которая рассеивается в обратном направлении одним периодом волны  $\epsilon'$ , что является основным из исходных условий функционирования системы РАЗ.

Использование акустических волновых пакетов с числом периодов  $N \gg 1$  теоретически позволяет увеличить потенциал системы за счет суммирования парциальных мощностей эхо-сигналов, рассеянных на каждом из  $N$  периодов волны  $\epsilon'$ . Относительное изменение мощности  $P_r$  принятого сигнала на фиксированной дальности  $h = const$  в этом случае дается известным выражением [2, 3]

$$P_r \sim I_0 \cdot N^2 \exp \left\{ -4\pi^2 N^2 \Lambda^2 \lambda_c^{-2} \right\}, \quad (1)$$

где  $I_0$  – мощность парциального эхо-сигнала для данной системы РАЗ;  $\lambda_e, \lambda_s$  – длины электромагнитной и акустической волн соответственно;  $\Lambda = \lambda_e - 2\lambda_s \cos(\varphi)$  – ошибка волнового согласования (ВС) (условия Брэгга).  $\varphi$  – угол падения электромагнитной волны на акустическую волну.

В дальнейшем изложении примем допущение  $\cos(\varphi) = 1$ , которое формализует достаточно близкое к реальности предположение о том, что диаграммы направленности акустической и радио антенн совпадают. Тогда получим

$$\Lambda = \lambda_e - 2\lambda_s = \lambda_e - 2C_s/f_s, \quad (2)$$

где  $C_s$  – скорость распространения звуковой волны,  $f_s$  – частота акустических колебаний в волновом пакете.

Так как скорость звука [4] есть функция температуры  $T_\theta$  воздуха  $C_s \cong 20,06\sqrt{T_\theta}$  и, так как в естественных условиях температура есть функция координат  $(x, y, h)$  и времени  $t$ , то, полагая, что  $T_\theta = const$  на интервале времени  $[t_i, (t_i + T_n)]$ , где  $T_n$  – период повторения зондирующих импульсов, при зондировании атмосферы следует записать

$$\Lambda(h) = \lambda_e - 2 \cdot (1/f_s) \cdot 20,06\sqrt{T_\theta(h)}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что если на интервале времени  $[t_i, (t_i + T_n)]$  выполняется условие  $\lambda_e = const$ , то ошибка волнового согласования есть функция искомого профиля температуры, то есть  $\Lambda(h) = F[T_\theta(h)]$  и, следовательно, в общем случае мощность эхо-сигнала есть также функция искомого профиля температуры, то есть  $P_r = F[T_\theta(h)]$  или

$$P_r \sim I_0 \cdot N^2 \exp \left\{ -4\pi^2 N^2 \left[ \lambda_e - 2 \cdot (1/f_s) \cdot 20,06\sqrt{T_\theta(h)} \right]^2 \lambda_e^{-2} \right\}. \quad (4)$$

Это исходное положение накладывает существенное ограничение на метод РАЗ, так как «мгновенные» градиенты температуры вдоль трассы зондирования могут быть значительными, что, исходя из (4), может привести к спонтанным замираниям эхо-сигнала. Следовательно, имеет место задача определения методической ширины поля  $\pm \Delta T_{\text{вдоп}}$  допустимых отклонений  $\Delta T_\theta(h)$  измеряемой величины – температуры вдоль профиля  $T_\theta(h)$ , относительно некоторого значения  $T_{\theta 0}$ , при котором мощность РдЭС максимальна.

Поле температуры  $F[T_\theta(x, y, h, t)]$  есть случайная функция координат и времени  $t$ . Отсюда следует третье исходное положение метода РАЗ – каждый профиль  $\tilde{P}_r = F(h, t_i)$  мощности РдЭС есть реализация случайной функции.

Так как для реальных систем РАЗ выдвигается требование  $N \gg 1$  и, так как согласно (4)  $P_r = F(N, \Lambda)$ , то справедлива также постановка задачи исследования зависимости  $\left| \Delta T_{\text{вдоп}} \right| = F(N)$ .

Из выражения (4) следует, что

$$P_r = P_{r \max} \quad \text{при} \quad \lambda_e - 2 \cdot (1/f_s) \cdot 20,06 \sqrt{T_g(h)} = 0. \quad (5)$$

Если  $\lambda_e = \text{const}$ , то равенство (5) априори может быть выполнено только при  $T_g(h) = T_{g0}$ . В реальных системах величина  $T_{g0}$  измеряется в точке  $h_0 \cong 5 \text{ м}$ . Подставляя это значение в (5) и задаваясь значением  $f_s$ , можно рассчитать значение  $\lambda_{e0}$  и далее принимать

$$\lambda_e = \lambda_{e0} \quad \text{при} \quad t = (t_i, \dots, t_i + T_n).$$

При таком подходе при измерении  $i$ -го профиля ошибка ВС есть функция отклонения температуры  $\Delta T_g(h)$ :

$$\Lambda(h) = 2 \cdot (1/f_s) \cdot 20,06 \cdot \left[ \sqrt{T_{g0}(h_0)} - \sqrt{T_{g0}(h_0) + |\Delta T_g(h)|} \right]. \quad (6)$$

Тогда критерий целесообразности использования рассмотренного подхода может быть представлен в виде неравенства

$$3\sigma_T [T_g(h,t)] \leq |\Delta T_{g \max}|, \quad (7)$$

где  $\sigma_T [T_g(h,t)]$  – СКО выборки  $T_g(h,t)$  «мгновенных» профилей температуры.

Исходя из (5) для обеспечения условия  $\Lambda(h) \rightarrow \min$  длину радиоволны следует представить в виде функции  $\lambda_e = F(h,t)$ . Предельный случай  $\Lambda(h) = 0$  означает выполнение равенства  $\lambda_e(h,t) = 2 \cdot (1/f_s) \cdot 20,06 \sqrt{T_g(h,t)}$ , при  $h = (h_0, \dots, h_{\max})$  и может иметь место только при условии, что  $T_g(h,t)$  есть априорно известная функция. Отсюда следуют три вывода: процедура поддержки равенства  $\Lambda(h,t) = 0$  тождественна процедуре измерения профиля температуры  $T_g(h,t)$ ; для метода РАЗ справедливо априорное соотношение  $\Lambda(h,t) \neq 0$ ; в реальных системах РАЗ усовершенствование алгоритма функционирования есть реализация приближения  $\Lambda(h,t) \rightarrow \min$ .

Приближение  $\Lambda(h,t) \rightarrow \min$  может быть реализовано с помощью системы временной (на интервале  $T_n$ ) автоподстройки частоты (АПЧ) [5] радиопередатчика системы РАЗ по критерию поддержки условия  $f_d = f_s$ , где  $f_d$  доплеровский сдвиг частоты радио-эхо-сигнала. При этом следует иметь в виду, что система АПЧ формирует сигнал рассогласования за время  $t_a \cong \tau_s$  порядка длительности акустического зондирующего импульса  $\tau_s$ , что эквивалентно масштабу пути  $l \cong \Delta h$ , где  $\Delta h$  – разрешающая способность системы РАЗ по дальности (высоте). Следовательно, система АПЧ в состоянии поддерживать  $\Lambda(h,t) \rightarrow \min$  только относительно тех пульсаций температуры, пространственный масштаб  $l_T$  которых отвечает условию  $l_T > \Delta h$  и не компенсирует воздействие турбулентности масштаба  $\Delta h > l_T \geq \lambda_e$ . Отсюда следует задача исследования влияния микромасштабной турбулентности на мощность эхо-сигнала.

В литературных источниках рассмотренные задачи в полной мере не формализованы и, как следствие, отсутствуют выводы относительно эффективности функционирования систем РАЗ при различных типах ТДС. В этом отношении можно лишь сослаться на некоторые

работы [2, 5], в которых указывается, что при возмущенных ТДС при приеме эхо-сигналов наблюдаются сбои и, следовательно, промахи в измерениях температуры.

Цель настоящей работы – теоретический анализ влияния возмущенных ТДС на функциональную надежность систем РАЗ и обоснование подходов к усовершенствованию алгоритма их функционирования в этих условиях.

### Граничные значения параметров технических характеристик

Определим методическую ширину поля  $\left| \Delta T_{\text{доп}} \right|$  допустимых отклонений измеряемой величины – температуры воздуха вдоль трассы зондирования при  $\lambda_e = \text{const}$ . Для этого проведем численный анализ выражения (4) относительно двух аргументов  $P_r = F(N, \Delta T)$ , где  $\Delta T = \left| T_e - T_{\text{во}} \right|$ ,  $N = N_0 + j$ ,  $N_0 = 100$ ,  $j = (1, \dots, 100)$ ,  $\Delta T = \delta T_i \cdot i$ ,  $\delta T_i = 0.1 \text{ K}$ ,  $i = (1, \dots, 10)$ , при  $T_{\text{во}} = (273 + 21)^\circ \text{K}$ ,  $f_s = 8 \text{ кГц}$ , излучаемой мощности радиосигнала  $P_t = 16 \text{ Вт}$ , дальности до рассеивающего объема (высоты)  $h_{\text{max}} = 300 \text{ м}$ . Результат расчетов в виде графика для значений мощности принятого сигнала  $P_r \geq 3,2 \cdot 10^{-13} \text{ Вт}$  (15 Дб по отношению к чувствительности приемного устройства  $P_{\text{min}} = 10^{-14} \text{ Вт}$ ), приведен на рис. 1.

Из полученной зависимости следует, что увеличение мощности РдЭС за счет увеличения  $N$  наблюдается только до значений  $|\Delta T| \leq 0,6^\circ \text{C}$ . При  $|\Delta T| > 0,6^\circ \text{C}$  наблюдается обратное явление – снижение  $P_r$  при увеличении  $N$ . Однако общим свойством зависимости является снижение мощности  $P_r$  при увеличении  $\Delta T$  для любого  $N$ .

Видно, что наибольшая скорость роста  $P_r(N)$  от суммирования парциальных мощностей имеет место при  $\Delta T = 0$ .

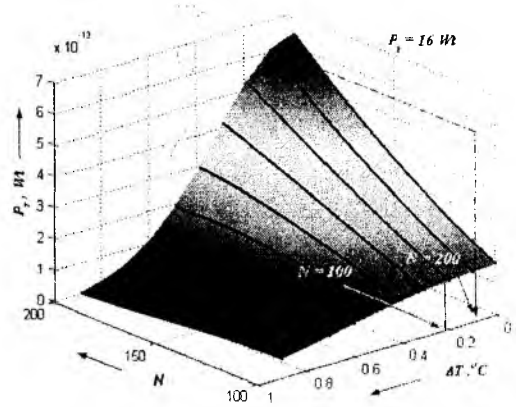


Рис 1. Зависимость мощности РдЭС от  $\Delta T$  и  $N$

Для определения  $\Delta T_{\text{доп}}$  введем критерий  $\left[ \left( \frac{P_{r\text{max}} - P_{\text{min}}}{P_{r\text{max}}} \right) \right] \leq 5\%$ , где  $P_{\text{min}}$  – минимально допустимый уровень мощности РдЭС. Тогда получим диапазон изменения приращений  $\Delta T$ , в пределах которого можно считать изменения суммарной мощности эхосигнала пренебрежимо малыми,  $\Delta T_{\text{доп}} \cong (0,1 \div 0,22)^\circ \text{C}$  при  $N = (100 \div 200)$ :

$$\left\{ \text{При} \left[ \left( \frac{P_{r\text{max}} - P_{\text{доп}}}{P_{r\text{max}}} \right) \right] \leq 10\%, \Delta T_{\text{доп}} \cong (0,15 \div 0,31)^\circ \text{C} \right\}.$$

Это означает, что величина диапазона, в котором могут находиться априорно неизвестные значения измеряемой величины, соизмерима с допустимой погрешностью измерений этой же величины – температуры воздуха [2]  $\delta T \cong (0,4 \div 0,5)^\circ \text{C} > \Delta T_{\text{доп}}$ . Следовательно, в отсутствие

турбулентных пульсаций градиент реального профиля температуры, подлежащего измерению, не должен превышать значения  $|\gamma_{\text{доп}}| \leq |\Delta T_{\text{доп}}/h_{\text{max}}|$ . При  $h_{\text{max}} = 300 \text{ м}$ , получим  $\gamma_{\text{доп}} \leq (0,05 \div 0,17) \text{ }^\circ\text{C}/100 \text{ м}$ . Обратим внимание на то, что градиент профиля нейтрально стратифицированной атмосферы составляет  $\gamma_a \cong 0,98 \text{ }^\circ/100 \text{ м} \gg \gamma_{\text{доп}}$ .

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы. В натуральных условиях зависимость  $P_r = P_{r \text{ max}} \sim N^2$  выполняется только в ограниченной области значений  $N$ . Исходя из того, что для систем РАЗ справедливо соотношение  $\Lambda(h, t) \neq 0$ , можно принять, что значение  $N = 120$  оптимально для возмущенных состояний АПС. Полученные неравенства  $|\Delta T_{\text{доп}}| < \delta T$  и  $\gamma_a \gg \gamma_{\text{доп}}$  показывают, что для устойчивой работы системы даже при нейтральных состояниях АПС необходимо обеспечить условие  $\Lambda(h, t) \rightarrow \min$ .

### Минимизация ошибки волнового согласования

При возмущенных состояниях АПС справедливо неравенство  $T'_{Tm} \gg \Delta T_{\text{доп}}$ , где  $T'_{Tm}$  — амплитуда турбулентных микромасштабных пульсаций температуры для которых выполняется условие  $l_T \cong \lambda_s \ll \Delta h$ . Следовательно, устойчивость системы АПС, как средства, реализующего приближение  $\Lambda(h, t) \rightarrow \min$ , будет обеспечена только в том случае, если суммарное воздействие микромасштабной турбулентности на каждую из длин волн акустического пакета будет приводить к пренебрежимо малому ослаблению мощности эхо-сигнала. Такая гипотеза может быть выдвинута на основании того, что пространственная плотность распределения турбулентных пульсаций температуры близка к нормальной.

С целью проверки выдвинутой гипотезы проведем модельный анализ функции  $P_{r\Sigma} = F(\Delta T, T'_g)$ , где  $P_{r\Sigma}$  — суммарная мощность парциальных эхо-сигналов,  $T'_g$  — «мгновенные» значения микромасштабных пульсаций температуры в фиксированный момент времени.

Модель мощности РдЭС представим в виде суммы парциальных волн

$$P_{r\Sigma} = \left[ \sum_{i=1}^N E_i \cdot \sin \left( 2\pi f_e t + \varphi_0 + \varphi'_i \right) \right]^2, \text{ где } \varphi_0 = 2\pi \frac{2h_0}{\lambda_e} - \text{начальная фаза радио-эхо-сигнала,}$$

$h_0$  — высота «мертвой зоны»,  $\varphi'_i$  — фаза  $i$ -го РдЭС, содержащая случайную компоненту и отклонение  $\Delta T$ ,  $E_i$  — амплитуда напряженности поля парциальной волны, отраженной от  $i$ -го периода волнового пакета.

Вводя коэффициент эффективности суммирования парциальных волн по мощности  $k_{ef} = \frac{P_{r\Sigma}}{P_{r0}} \leq 1$ , где  $P_{r0}$  — мощность РдЭС при  $\Lambda = 0$ , и полагая  $E_i = \text{const}$  получим следующее выражение

$$k_{ef} = \frac{1}{N^2} \left\{ \sum_{i=1}^N \sin \left[ \frac{2\pi}{\lambda_e} \left( C_e t + 2h_0 + \sum_{p=1}^i 2 \frac{1}{f_s} 20,06 \sqrt{T_{60} + \Delta T + T_{6p}'} \right) \right] \right\}^2, \quad (9)$$

где  $t$  – аргумент времени;  $\Delta T$  – отклонение (ошибка) среднего значения температуры в импульсном объеме от  $T_{60}$ , при котором выполняется условие  $\Lambda(h, t) = 0$ ;  $(T_{60} + \Delta T)$  – истинное среднее значение температуры по импульсному объему;  $T_{6p}'$  – турбулентное отклонение температуры от  $T_{60} + \Delta T$  на  $i$ -м периоде акустического волнового пакета;  $i = (1, 2, \dots, N)$ ,  $p = (1, 2, \dots, i)$ .

Полученное выражение проанализируем численно при следующих исходных данных: СКО температуры воздуха  $\sigma_{T_6'} = 1^\circ\text{C}$ ,  $N = 120$ . Последовательность значений  $T_6'$  моделируется программно. Результаты расчетов в виде графиков функций  $\bar{k}_{ef}(\Delta T)$  и  $\sigma_{k_{ef}}(\Delta T)$  приведены на рис. 2.

Анализ полученного результата приводит к двум выводам. Влиянием ММТ на амплитуду РдЭС можно пренебречь только в окрестностях точки  $\Delta T = 0$ , а именно в пределах  $\Delta T_{дон} = \pm 0,25^\circ\text{C}$ . Рост  $\Delta T$  при  $\sigma_{T_6'} = \text{const}$  сопровождается ростом  $\tilde{\sigma}[k_{ef}]$ .

Так как при расчете  $\lambda_{eo}$  используется среднее по времени значение температуры  $\bar{T}_{60}$  воздуха в одной доступной для измерения точке высоты, например  $h_0 = 5\text{ м}$  и так как ВС поддерживается «мгновенным» средним значением температуры по импульсному объему  $\bar{T}_{V_i} = T_{60} + \Delta T + \bar{T}_{6p}'$ ,

то практически всегда имеет место некоторая минимальная ошибка  $\delta_T = \Delta T_{min}$  и, следовательно, нельзя пренебрегать влиянием микромасштабной турбулентности. Согласно данным прямых контактных измерений пульсаций температуры в приземном слое [6,7] при возмущенных состояниях можно принять  $\sigma_{T_6'} \geq 1^\circ\text{C}$ . Следовательно, при возмущенных состояниях амплитуда пульсаций температуры в импульсном объеме отвечает неравенству  $T_6' > |\Delta T_{дон}|$ , что и приводит к срыву АПЧ.

### Применение функции управления частотой

Проведенный анализ приводит к выводу о том, что методу РАЗ свойственно методическое противоречие, состоящее в том, что для обеспечения условия  $\Lambda(h, t) \rightarrow 0$  необходимо, чтобы искомый профиль  $T_6(h, t_i)$  температуры был априори известен. Разрешить такое про-

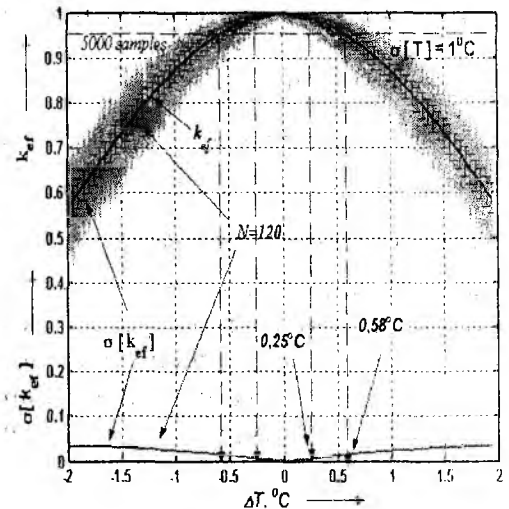


Рис. 2. Зависимости  $k_{ef}(\Delta T)$

и  $\tilde{\sigma}[k_{ef}] = f(\Delta T)$  импульсном объеме

тиворечие можно, выдвинув априорную гипотезу  $H[T_u(h)]$  относительно истинного профиля температуры  $T_{ви}(h)$ , который в данный момент времени принимает вид априорной оценки  $\tilde{T}_{аи}(h)$ . Подставляя  $\tilde{T}_{аи}(h)$  в (5), получим

$$\lambda_e(h) = 2 \frac{20,06 \sqrt{\tilde{T}_{аи}(h)}}{f_s} \text{ или } f_e(h) = \frac{C_e f_s}{2 \cdot 20,06 \sqrt{\tilde{T}_{аи}(h)}}$$

Представим функцию  $f_e(h)$  в виде  $f_e(h) = f_n \cdot \psi(h)$ , где  $\psi(h)$  – безразмерная непрерывная функция управления частотой радиопередатчика системы РАЗ, определенная на интервале высоты  $h = h_{min} \div h_{max}$ ;  $f_n$  – масштабирующий множитель, имеет размерность частоты. Тогда получим

$$\psi(h) = \frac{C_e f_s}{f_n \cdot 2 \cdot 20,06 \sqrt{\tilde{T}_{аи}(h)}} \quad (10)$$

Функция  $\psi(h)$  определена на интервале времени равном периоду повторения  $T_n$  зондирующих импульсов и используется для управления частотой радиопередатчика системы РАЗ в процессе зондирования.

В работе [8] показана возможность реализации процедуры управления с достаточной точностью частотой радиопередатчика системы РАЗ. Согласно этой методике управление частотой передатчика осуществляется дискретно с шагом по высоте  $\Delta h$ , при этом используется стандартный программируемый синтезатор частот [9].

При рассмотренном подходе выходной профиль температуры существует как априорная оценка, которая уточняется по данным РАЗ в процессе зондирования АПС. Однако такой подход может быть реализован только в том случае, если существует методика восстановления оценки  $\tilde{T}_{аи}(h)$  истинного профиля температуры.

### О возможности модельного восстановления профиля температуры

Возможность модельного восстановления ПрТ следует из анализа данных многолетних экспериментальных наблюдений за изменениями температуры в АПС, опубликованных, например, в [10-12].

Так как прогнозируемый ПрТ должен обладать свойством репрезентативности при данном типе ТДС, методы прогнозирования рассмотрим относительно основного перечня типов ТДС, образующих полную группу несовместных событий.

Неустойчивые ТДС характеризуются возникновением “взрывов плавучести” [13] в виде термических струй со сверхадиабатическим градиентом  $\gamma_k$  падения температуры с высотой ( $\gamma_k > 0,98^\circ C/100m$ ). В паузах между термическими струями градиент ПрТ близок к адиабатическому. Можно предположить, что благодаря явлению вовлечения этот профиль слабоустойчив  $\gamma_\phi \cong (0,8 \div 0,85)^\circ C/100m$ . Откуда, модель ПрТ при конвективном режиме имеет вид

$$\begin{cases} T_{к\phi}(h) = T_{в\min} - \gamma_\phi \cdot h, & w > 0 \\ T_{кк}(h) = T_{в\max} - \gamma_k \cdot h, & h_k \geq h \geq h_o, w \cong 0 \end{cases} \quad (11)$$

где  $\gamma_k$  – градиент температуры в зоне конвективного элемента;  $T_{в\min}$  и  $T_{в\max}$  – соответственно минимальное и максимальное значения температуры по измерениям в приземном слое

за интервал времени не менее  $t_{изм} \geq 10 \text{ мин}$ ;  $h_k$  – высота возмущенного слоя;  $w$  – вертикальная компонента скорости ветра.

Пересечение двух линейных зависимостей (11) происходит в точке, соответствующей вершине возмущенного слоя  $h = h_k$ . Следовательно  $T_{в min} - \gamma_a \cdot h_k = T_{в max} - \gamma_k \cdot h_k$ . Откуда следуют выражения

$$\gamma_k = \frac{T_{в max} - T_{в min} + \gamma_a \cdot h_k}{h_k}, \quad (12)$$

$$h_k = \frac{T_{в max} - T_{в min}}{\gamma_k - \gamma_a}. \quad (13)$$

Значение  $h_k$  может быть получено из данных акустического зондирования атмосферы. Тогда  $\gamma_k$  рассчитывается по формуле (12). Величина  $\gamma_k$  может быть также получена из статистических данных об усредненных градиентах температуры при конвективном режиме, однако первый вариант очевидно предпочтительнее.

При устойчивых ТДС в возмущенном слое температурной инверсии наблюдается отрицательный градиент температуры в диапазоне значений  $\gamma_u \cong -(0 \div 3) \text{ } ^\circ\text{C}/100\text{ м}$ , выше возмущенного слоя градиент температуры близок к адиабатическому. Следовательно, модель ПрТ может быть представлена в виде кусочно-линейной функции

$$\begin{cases} T_{\epsilon}(h) = T_{во} - \gamma_u h, & h_u \geq h \geq h_o \\ T_{\epsilon}(h) = T_{\epsilon}(h_u) - \gamma_a h, & h > h_u \end{cases}, \quad (14)$$

где  $\gamma_u$  – градиент температуры в слое инверсии температуры;  $h_u$  – высота возмущенного (инверсионного) слоя АПС.

При расчете реализаций ПрТ допустимо принять  $\gamma_u = -1,5 \text{ } ^\circ\text{C}/100\text{ м}$ . Радио-эхосигнал при этом будет принят, так как рабочий допуск системы при  $k_{эф} \geq 0,5$  составляет величину  $\Delta T_{min} \cong \pm 1,5 \text{ } ^\circ\text{C}$  (рис. 2). Высота  $h_u$  может быть получена также из данных акустического зондирования [6,7,14].

Нейтральному ТДС отвечает адиабатическая модель профиля температуры

$$T_n(h) = T_o + \gamma_a h. \quad (15)$$

Так как при нейтральном состоянии АПС амплитуда турбулентных пульсаций температуры отвечает неравенству  $T' \cong 0,1 \text{ } ^\circ\text{C} < \Delta T_{доп} = \pm 0,2 \text{ } ^\circ\text{C}$ , то при этом ТДС градиент тренда температуры может быть скомпенсирован системой АПЧ.

Следует отметить, что в настоящее время модели профилей температуры при устойчивых ТДС отсутствуют. Поэтому проведение экспериментальных наблюдений системой РАЗ, в процессе которых выявляются статистические связи между градиентом  $\gamma_u$  и высотой инверсии  $h_u$ , имеет большое практическое значение для исследования параметров состояния АПС.

Из приведенных выражений следует, что для восстановления профилей температуры требуются такие параметры состояния АПС как тип ТДС, формализованный в виде номера

класса и высота возмущенного слоя  $h_k$  и  $h_u$ . Как показано в работах [6, 7, 14], эти параметры могут быть получены с помощью метода акустического зондирования атмосферы.

### Заключение

Основной результат работы состоит в обосновании целесообразности использования в алгоритме РАЗ процедуры временного управления частотой излучаемого радиосигнала в соответствии с априорно синтезируемой функцией.

Как обоснование этого подхода был определен методический допуск на отклонение измеряемой величины – профиля температуры от ее приземного значения. Показано, что малая величина полученного поля допустимых отклонений требует минимизации ошибки волнового согласования непрерывно вдоль всей трассы зондирования даже при адиабатическом изменении температуры с высотой.

Проведено исследование влияния турбулентных пульсаций температуры, пространственный масштаб которых соизмерим с длиной акустической волны, на мощность эхосигнала. В результате показано, что если ошибка волнового согласования отлична от нуля, как это имеет место в реальных условиях, то микромасштабные пульсации температуры приводят к дополнительному сужению методического допуска системы РАЗ и, следовательно, применение системы АПЧ как средства минимизации ошибки волнового согласования в условиях возмущенного ТДС оказывается неэффективным.

Показана возможность использования статистических моделей для априорного восстановления усредненного профиля температуры и, следовательно, синтеза функции управления частотой зондирующего радиосигнала системы РАЗ.

Полученные результаты показывают, что системы РАЗ могут быть использованы в качестве элементов информационных сетей метеорологического мониторинга АПС и дают основание к дальнейшему усовершенствованию систем РАЗ как средств контроля развитых процессов турбулентного и конвективного теплообмена между подстилающей поверхностью и атмосферой.

**Список литературы:** 1. Степаненко С. До роковой черты осталось совсем немного. Зеркало недели, № 19 (648) 19–25 мая 2007. <http://www.zn.ua/3000/3320/59323/> 2. Каллистратова М.А., Кош А.И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.:Наука, 1985. 3. Прошкин Е.Г. Радиоакустическое зондирование в системе контроля загрязнения атмосферного воздуха: Монография. Деп. В УкрНИИ-ИНТИ 05.05.87., 115 с. 4. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981, 206 с. 5. Горелик А.Г., Жежерин В.Р., Каллистратова М.А., Князев Л.В., Петенко И.В., Шишков П.О., Шурыгин Е.А. Радиоакустическое зондирование атмосферного пограничного слоя с автоподстройкой частоты // Метеорологические исследования. 1987. Т. 28. С. 82–92. 6. Макалистер Л. Г., Махони А. Р., Поллард Д. Р., Шоу П.Д. Акустическое зондирование новый метод исследования строения атмосферы. // Тр. ИИЭР 1968. №4. С.231-240. 7. C.G. Littl. Acoustic methods for the remote probing of the lower atmosphere // Proc. IEEE. №57. P.571-578. 8. Зубков О. В. Расширение области определения профилей температуры атмосферного пограничного слоя системами радиоакустического зондирования // Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника. Т. 46, №7. 2003. С.17-25. 9. Манассевич С. Л. Синтезаторы частот: Теория и проектирование / Пер. с англ. В.А. Повзнера, под ред. А. С. Галина. М.: Связь, 1979. 382 с. 10. Справочник по геофизике. М.: Наука, 1965. 572 с. 11. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометиздат, 1976. 640 с. 12. Иванов В.Н., Масгуттов Т. Ф. Флуктуации оптических неоднородностей в турбулентной атмосфере // Труды института экспериментальной метеорологии. Вып. 6 (44). Обнинск, 1974. С.135-145. 13. Мигем Ж. В. Энергетика атмосферы / Под ред. Л. Т. Матвеева. Л.: Гидрометиздат, 1977. 328 с. 14. Леонидов В. И. Усовершенствование комплексной системы радиоакустического и акустического зондирования пограничного слоя атмосферы // Прикладная радиоэлектроника. 2006. Т. 5. №2. С 201-213.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 07.09.2009