

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 2 5 0

ПОДПОВЕРХНОСТНОЕ ПАССИВНОЕ СВЧ ЗОНДИРОВАНИЕ:
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПРОФИЛЯ,
ГЛУБИНЫ ПРОМЕРЗАНИЯ, ТЕПЛОВОЙ ИСТОРИИ
И ДРУГИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЧВОГРУНТОВ

К.П.Гайкович
А.Н.Резник
Р.В.Троицкий

Горький 1988

Г а й к о в и ч К.П., Р е з н и к А.Н., Т р о и ц к и й Р.В.

ПОДПОВЕРХНОСТНОЕ ПАССИВНОЕ СВЧ ЗОНДИРОВАНИЕ : ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ТЕМПЕРАТУРНОГО ПРОФИЛЯ, ГЛУБИНЫ ПРОМЕРЗАНИЯ, ТЕПЛОВОЙ ИСТОРИИ
И ДРУГИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЧВОГРУНТОВ.// Препринт № 250. - Горький;
НИРФИ. - 1988. - 44 с.

УДК 621.371:551.526.528.8.
044 + 551.46.08+504.53

Приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований термического зондирования почвы методами СВЧ радиометрии. Разработана специальная методика, исключая с помощью экранировки влияние на радиоизлучение отражающих и рассеивающих свойств грунта. Получены термозволюционные уравнения, связывающие спектр яркостных температур полупространства с эволюцией во времени до момента наблюдений: а) температуры поверхности; б) теплового потока через поверхность. На основе этих уравнений сформулированы обратные задачи восстановления тепловой истории полупространства по спектру его радиоизлучения, а также предложены методы оценки параметров почвы. В летних и зимних условиях выполнены измерения на длинных волн 0,8; 3; 9 и 13 см. По этим данным методами А.Н.Тихонова восстановлены подповерхностные профили температуры и эволюция температуры поверхности, исследована суточная динамика температуры почвы, оценены ее влажность, температуропроводность, коэффициент поглощения, диэлектрические параметры, глубина промерзания. Точность разработанных методов определения глубины промерзания составила 15-20%.

ВВЕДЕНИЕ

Радиотеплолокационные методы зондирования почвогрунтов в настоящее время интенсивно развиваются и находят широкое практическое применение. В основе этих методов лежит зависимость спектральных, угловых и поляризационных характеристик теплового излучения почв от их температуры, геометрической структуры поверхности, комплексной диэлектрической проницаемости, которая в свою очередь зависит от физико-химических свойств грунта: плотности, влажности, степени минерализации, наличия неоднородностей и др. Предельная глубина зондирования, определяемая толщиной скин-слоя, как правило, пропорциональна длине волны и достигает в дециметровом диапазоне нескольких сантиметров для влажной почвы, несколько метров для сухой и сотен метров - в материковых льдах. Современное состояние проблемы радиотеплолокации земных покровов детально рассмотрено А.М.Шутко в [1].

Перечисленные выше факторы существенно по-разному влияют на яркостную температуру ($T_{я}$) почв. Наиболее сильные вариации $T_{я}$ (до ~ 100 K) происходят за счет вариаций коэффициента отражения поверхности, обусловленных главным образом изменениями влажности. В связи с этим наибольшее распространение получило в настоящее время влажностное СВЧ зондирование почв. Вариации температурного профиля почвы приводят к значительно меньшим колебаниям $T_{я}$ (в обычных условиях не более $10-20$ K), поэтому для термического зондирования необходимо с высокой точностью знать коэффициент отражения поверхности. В такой постановке задача восстановления температурного профиля почвы рассмотрена в [2-4]. Однако из-за указанных трудностей температурное зондирование почв не нашло практического применения.

В данной работе для измерения яркостной температуры почвы использована специальная методика, согласно которой приемная антенна располагается под отражающим экраном, что позволяет устранить влияние поверхностного отражения, а также объемного и поверхностного рассеяния на тепловое радиозлучение (такая методика уже применялась для определения температурного профиля поверхностного слоя воды [5,6]). Рассматриваемый подход существенно облегчает практическую реализацию термического зондирования почв, которое представляет большой интерес для целого ряда научных и практических задач метеорологии, строительства, сельского хозяйства. Восстановление температурного профиля в почве открывает возможности изучения теплового режима почв без нарушения их структуры, изучения процессов теплообмена подстилающей поверхности и атмосферы, определения глубины промерзания грунтов и толщины льдов, обнаружения глубинных тепловых аномалий, например, связанных с подземными пожарами, вулканической деятельностью, прохождением теплотрасс (включая обнаружение их разрывов) и т.п. Глубинные температуры материковых ледников несут информацию о температуре на их поверхности в далеком прошлом, которая может быть восстановлена по их тепловому излучению.

Обратные задачи радиотеплового зондирования почвы решаются на основе методов А.Н.Тихонова, которые ранее эффективно применялись для решения задач атмосферного зондирования [7,8], восстановления термических пленок в поверхностном слое воды [5,6] и для зондирования биологических сред [9].

1. ТЕОРИЯ И МЕТОДИКА

1.1. Тепловое излучение почвогрунтов

Для описания теплового излучения почвы обычно используется модель полупространства с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$. Если пренебречь объемным и поверхностным рассеянием (что не всегда допустимо), яркостные температуры на длине волны λ для случая измерений в надир связаны с температурным профилем $T(z)$ соотношением

$$T_{\gamma}(\lambda) = (1 - R(\lambda)) \int_{-\infty}^0 T(z) \gamma(\lambda, z) e^{-\int_z^0 \gamma(\lambda, z') dz'} dz, \quad (1)$$

где $R(\lambda)$ — френелевский коэффициент отражения; $\gamma = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im}(\sqrt{\epsilon})$, что справедливо и для сильно поглощающих сред [2]. В случае однородно увлажненных сред, как правило, γ не зависит от z [1].

В настоящее время интенсивно развиваются исследования диэлектрических параметров для различных типов почвогрунтов, предложены модели и эмпирические соотношения, позволяющие вычислять ϵ' и ϵ'' для почвы. Показано, что значения ϵ' и ϵ'' при положительных температурах определяются главным образом величиной объемной влажности свободной воды [1], поскольку диэлектрические параметры воды в связанном состоянии (до 30–40% в глинистом грунте согласно [1]) значительно меньше по величине, чем у свободной воды, хотя вопрос о точном определении и свойствах связанной влажности еще является предметом исследований (см., например, [10, 11]). Получены достаточно подробные регрессионные зависимости, позволяющие вычислить ϵ' и ϵ'' по значениям объемной влажности для заданной текстуры почвы (% глины, % песка) в зависимости от длины волны [11]. Для приближенных оце-

нок может быть использовано соотношение для рефракционной модели [1]

$$\sqrt{\epsilon} = m \sqrt{\epsilon_{\text{воды}}} + (1-m) \sqrt{\epsilon_{\text{сухой почвы}}} , \quad (2)$$

где ϵ воды для любой солености хорошо известны [12], а для сухого грунта справедливы известные эмпирические формулы В.Д.Кротикова [13]

$$\begin{aligned} \sqrt{\epsilon} &= 1 + 0,5 \rho , \\ \operatorname{tg} \delta &= \frac{\epsilon'}{\epsilon''} = (0,005 \pm 0,002) \rho , \end{aligned} \quad (3)$$

ρ - плотность в г/см³. Соотношения (3) справедливы и для пористых грунтов.

Известны значения ϵ' , ϵ'' для пресного льда, снега [14-16], ведутся исследования весьма сложного поведения этих параметров для морского льда [17]. В промерзшей почве диэлектрические параметры близки к значениям, характерным для сухого грунта [1], однако согласно [10] в почве до температур $\sim -20^\circ \text{C}$ еще сохраняются микровключения незамерзшей воды и ϵ' , ϵ'' зависят от влажности почвы, причем вблизи 0°C эти зависимости приобретают сложный характер, и, к сожалению, пока не получены достаточно точные формулы вычисления диэлектрических параметров.

1.2. Методика измерений. Компенсация отражения и рассеяния

В общем случае спектральную зависимость $T_{\lambda}(\lambda)$ помимо глубинного профиля температуры $T(z)$ определяет также ряд конкурирующих факторов: коэффициент отражения поверхности, зависящий от диэлектрической проницаемости поверхностного слоя и степени шероховатости границы раздела земля - воздух; объемное рассеяние на неоднородностях в толще почвы. Это обстоятельство затрудняет определение температурного профиля с помощью многоканальных радиометрических измерений,

проведенных традиционным способом. Значительно проще осуществить температурное зондирование в специальных условиях измерений, когда влияние отражения и рассеяния исключается и спектральная зависимость $T_{\text{я}}(\lambda)$ обусловлена только неоднородностью температурного профиля $T(z)$.

В данной работе компенсация отражения и рассеяния достигается путем расположения приемной антенны под плоским металлическим экраном аналогично [5,6] (см. рис. 1).

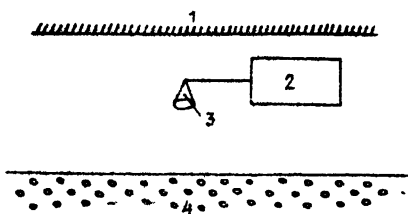


Рис. 1. Схема измерений почвы: 1 - металлический экран, 2 - радиометр, 3 - рупорная антенна, 4 - почва

Эффективность такого метода легко пояснить для изотермического распределения температуры $T(z) = T_0 = \text{const}$. В этом случае согласно [18] интенсивность теплового излучения полупространства, заполненного однородной по ϵ поглощающей средой, пропорциональна части мощности вспомогательной плоской волны, падающей из прозрачной среды, которая поглощается полупространством. При наличии идеально отражающего экрана вся мощность поглощается, поэтому $T_{\text{я}} = T_0$, т.е. яркостная температура излучения характеризует только температуру среды.

Однако для неизотермического профиля $T(z)$ задача требует специального рассмотрения.

Рассмотрим случайно-неоднородное излучающее полупространство с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_0 + \tilde{\epsilon}(\vec{r})$, $\langle \epsilon \rangle = \epsilon_0 = \epsilon' - i\epsilon''$, $\tilde{\epsilon}$ - случайная статистически однородная функция с нулевым сред-

ним и функцией корреляции $\Psi_{\varepsilon}(\bar{r}) = \sigma_{\varepsilon}^2 \exp(-\frac{r^2}{2\ell^2})$, причем ε'' , $\sigma_{\varepsilon} \ll \varepsilon'$. Ярковая температура такой среды описывается уравнением переноса

$$\mu \frac{d}{d\tau} T_{\text{Я}}(\tau, \mu) + T_{\text{Я}}(\tau, \mu) - \omega_0 \int_{-1}^1 d\mu' \hat{P}(\mu, \mu') T_{\text{Я}}(\tau, \mu') = (1 - \omega_0) I^0 T(\tau) \quad (4)$$

с граничными условиями

$$T_{\text{Я}}(0, \mu) \Big|_{\mu > 0} = \hat{R} T_{\text{Я}}(0, -\mu). \quad (5)$$

$T_{\text{Я}} = \begin{pmatrix} T_E \\ T_H \end{pmatrix}$ - вектор ярковой температуры, компоненты которого соответствуют горизонтальной (E) и вертикальной (H) поляризациям, $\mu = \cos \theta$, $\mu' = \cos \theta'$, θ, θ' - углы, отсчитываемые от оси z, перпендикулярной границе раздела, $\tau = (\gamma + \alpha) z$, $\omega_0 = \alpha / (\gamma + \alpha)$,

α - коэффициент рассеяния, для которого имеет место

$$\alpha = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{k_0 \sigma_{\varepsilon}^2}{\varepsilon'^{3/2}} \frac{\xi^3 \exp(-\xi^2)}{c(\xi)},$$

$k_0 = 2\pi/\lambda$, $\xi = \sqrt{\varepsilon'} k_0 \ell$, $c(\xi) = \xi^2 \exp(-\xi^2) / 2 [(1 + \xi^{-4})(1 - \exp(-2\xi^2)) - \xi^2(1 + \exp(-2\xi^2))]$, $\hat{I}^0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ - единичный вектор. Для случая вертикального зондирования матрица рассеяния $\hat{P}(-1, \mu') = \begin{pmatrix} P_{EE} & P_{EH} \\ P_{HE} & P_{HH} \end{pmatrix}$

имеет вид $P_{EE}(-1, \mu') = P_{HE}(-1, \mu') = P_E(\mu')$,

$$P_{EH}(-1, \mu') = P_{HH}(-1, \mu') = P_H(\mu'),$$

где

$$P_E(\mu') = c(\xi) e^{-\xi^2 \mu'}, \quad P_H(\mu') = c(\xi) \mu'^2 e^{-\xi^2 \mu'}. \quad (6)$$

Диагональная матрица коэффициентов отражения $\hat{R} = \begin{pmatrix} R_E & 0 \\ 0 & R_H \end{pmatrix}$, где $R_{E,H}$ - в отсутствие экрана - френелевские коэффициенты отражения по мощности, а при наличии экрана $R_E = R_H = 1$.

В вертикальном направлении $T_E(\tau, -1) = T_H(\tau, -1) = T_{\text{я}}(\tau, -1)$ поэтому измеряемая яркостная температура

$$T_{\text{я}} = (1-R) T_{\text{я}}(0, -1), \quad (7)$$

где $R = |(1-\sqrt{\epsilon})/(1+\sqrt{\epsilon})|^2$ в отсутствие экрана и $R=0$ - при его наличии.

Рассмотрим случай слабого рассеяния $\omega_0 \ll 1$. В этом случае уравнение (4) решим методом, предложенным в [19], согласно которому яркостная температура представляется в виде

$$T_{\text{я}} = T_{\text{я}}^a + T_{\text{я}}^f \quad (8)$$

и решается система уравнений

$$\mu (d/d\tau) T^a(\tau, \mu) + T^a(\tau, \mu) = I^0 (1-\omega_0) T(\tau), \quad (9)$$

$$\mu (d/d\tau) T^f(\tau, \mu) + (1-\omega_0) T^f(\tau, \mu) = \omega_0 \int_{-1}^1 d\mu' \hat{P}(\mu, \mu') T^a(\tau, \mu')$$

с граничными условиями для $T_{\text{я}}^a$, $T_{\text{я}}^f$, идентичными (5). Решение системы (9) представляется в виде

$$T_{E,H}^a = \begin{cases} -\frac{1-\omega_0}{\mu} \int_{\tau}^{\infty} T(\tau') e^{-\frac{\tau'-\tau}{\mu}} d\tau', & -1 \leq \mu < 0, \\ \frac{1-\omega_0}{\mu} \int_0^{\tau} T(\tau') \frac{\tau'-\tau}{\mu} d\tau + R_{E,H}(\mu) \frac{1-\omega_0}{\mu} \int_0^{\infty} T(\tau) e^{-\frac{\tau'+\tau}{\mu}} d\tau', & 0 \leq \mu \leq 1 \end{cases}; \quad (10)$$

$$T^f(\tau, \mu) = -\frac{\omega_0}{\mu} \int_{\tau}^{\infty} d\tau' e^{-(1-\omega_0)\frac{\tau'-\tau}{\mu}} \left[\int_{-1}^1 d\mu' \hat{P}(\mu, \mu') T^a(\tau, \mu') \right]. \quad (11)$$

Для модельного профиля температуры $T(\tau) = T_0 - \Delta T \exp(-\tau/\tau_h)$, где $\tau_h = (\gamma + \alpha) h$, из (10) и (11) получим

$$T_{\text{я}}(0, -1) = T_0 - \Delta T (1-\omega_0) \frac{\tau_h}{\tau_h + 1} = T_0 \omega_0 (1-\omega_0) \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \int_0^1 d\mu \left\{ \frac{\mu}{1+(1-\omega_0)\mu} [P_E(\mu)(1-R_E(\mu)) + P_H(\mu)(1-R_H(\mu))] + \right. \\
& + \frac{\Delta T}{T_0} \frac{\tau_h}{\tau_h + \mu} \frac{\tau_h}{1+(1-\omega_0)\tau_h} [P_E(\mu) - P_H(\mu)] + \\
& + \frac{\Delta T}{T_0} \frac{\tau_h}{\tau_h - \mu} \left(\frac{\tau_h}{1+(1-\omega_0)\tau_h} - \frac{\mu}{1+(1-\omega_0)\mu} \right) [P_E(\mu) + P_H(\mu)] + \\
& \left. + \frac{\Delta T}{T_0} \frac{\tau_h}{\tau_h - \mu} \frac{\mu}{1+(1-\omega_0)\mu} [P_E(\mu)R_E(\mu) + P_H(\mu)R_H(\mu)] \right\}, \quad (12)
\end{aligned}$$

где сделана замена $\mu' \rightarrow \mu$. В частном случае изотермической среды при $\Delta T = 0$ для измерений с экраном (т.е. при $R_E = R_H = 1$) из (7). (12) получим $T_{я} = T_0$, что соответствует сделанным выше выводам. Результаты расчета $T_{я}(\lambda)$ для рассеивающей среды представлены на рис. 2.

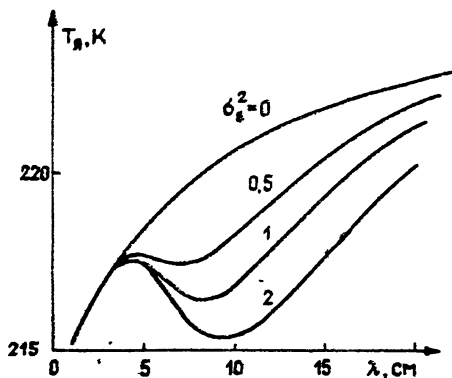


Рис. 2. Зависимость яркостной температуры от длины волны при измерениях рассеивающей среды без экрана, рассчитанная из (12) для $\Delta T = 15$ К, $T_0 = 275$ К, $\epsilon = 6,0 - i0,10$, $\delta_{\epsilon}^{20} = 0$ (среда без рассеяния); 0,5; 1; 2, $l = 0,5$ см, $h = 30$ см

При принятых значениях параметров видно, что объемное рассеяние изменяет спектр $T_{я}(\lambda)$ и может на 2-5°К уменьшать $T_{я}$ среды, что должно учитываться при интерпретации измерений без экрана. На рис. 3 по-

казаны приращения $\Delta T_{\text{я}} = T_{\text{я}}^0 - T_{\text{я}}$ яркостной температуры рассеивающей среды относительно величины $T_{\text{я}}^0$, рассчитанной без учета рассеяния

$$T_{\text{я}}^0 = \left[T_0 - \Delta T \frac{(1-\omega_0)\tau_h}{1+(1-\omega_0)\tau_h} \right] (1-R) \quad (13)$$

для измерений как с экраном, так и без экрана. Видно, что экранировка позволяет значительно (в 8-10 раз) уменьшить влияние неоднородностей ϵ на яркостную температуру среды, при этом величина $\Delta T_{\text{я}} < 0,3 \text{ K}$ пренебрежима по сравнению с перепадом $T_{\text{я}}$ в этом же спектральном диапазоне, обусловленным неоднородностью температурного профиля $T(z)$, и одного порядка с погрешностями измерений $\delta T_{\text{я}}$. В большинстве случаев, в том числе и для рассмотренных в данной работе, величины значительно меньше, чем в случае, представленном на рис. 3.

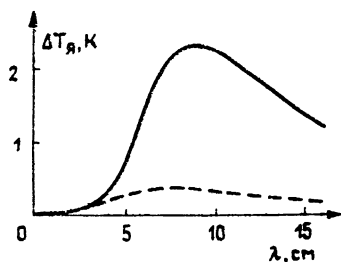


Рис. 3. Разница между яркостными температурами, рассчитанными без учета и с учетом рассеяния (см. (12), (13)) для $\sigma_{\epsilon}^2 = 0,5$. Сплошная линия - измерения без экрана, пунктир - с экранировкой.

С учетом изложенного, полагая в (1) $R = 0$, при наличии экранировки измеряемые значения яркостных температур почвы могут интерпретироваться на основе уравнения (измерения в надир, $\epsilon = \text{const}$)

$$T_{\text{я}}(\lambda) = \int_{-\infty}^0 T(z) \gamma(\lambda) e^{\delta z} dz \quad (14)$$

из которого видно, что измеряемая яркостная температура определяется подповерхностным профилем температуры.

Экранировка существенно упрощает процесс калибровки по однородно нагретым поглощающим телам. поскольку не требуется учитывать их коэффициент отражения. Такая калибровка осуществлялась по двум идентичным калибровочным телам, равномерно нагретым до разных температур. Одно такое тело выдерживалось в воде при температуре 0° , поддерживаемой тающим льдом, другое находилось при температуре воздуха. Температура тел контролировалась контактными датчиками; тела были заключены в полиэтиленовые полости, что обеспечивало устойчивость их температуры за время калибровки. По данным калибровок с учетом чувствительности радиометров точность измерений оценивается не хуже $0,2 \pm 0,3$ К, что позволяет изучать влияние $T(\pm)$ на спектр $T_g(\lambda)$. Интересно, что оптическая толщина поглощающих тел в случае их расположения на поверхности измеряемого грунта не обязательно должна быть велика - ее уменьшение приводит не к систематической ошибке, а только к уменьшению чувствительности калибровки к разнице температур.

Выше рассмотрен случай измерений с бесконечным экраном. На практике размеры экрана L всегда конечны, поэтому необходимо указать условия, когда экран можно считать бесконечным. Для компенсации поверхностного отражения необходимо, чтобы

$$L \gg \frac{\lambda}{\alpha} (h_z + h_a), \quad (15)$$

где h_z - высота экрана, h_a - высота антенны над землей, α - размер приемной антенны. При необходимости компенсации объемного рассеяния это условие преобразуется к виду

$$L \gg \frac{\lambda}{\alpha} (h_z + h_a + d), \quad (16)$$

$d = \min(d_c, d_p)$, $d_c = 1/\gamma$, d_p - толщина рассеивающего слоя. При n -кратном переотражении излучения экраном относительная вели-

чина нескомпенсированной яркостной температуры имеет порядок R^n , где R - коэффициент отражения. При погрешности измерений $\delta T_{\text{я}}$ число переотражений n должно быть таким, чтобы $R^n \leq \delta T_{\text{я}} / \Delta T_{\text{я}}$, где $\Delta T_{\text{я}} = R T_{\text{я}}$, откуда следует выражение, позволяющее точно оценить необходимые размеры экрана

$$L \geq \frac{\lambda}{a} (h_{\text{э}} + h_{\text{а}} + d) (-1 + \ln \frac{\delta T_{\text{я}}}{T_{\text{я}}} / \ln R). \quad (17)$$

Приведем также необходимое условие, чтобы ненулевой размер приемной антенны не влиял на процесс экранировки

$$a^2 \ll \lambda h_{\text{а}}, \quad (18)$$

которое совпадает с требованием, того, чтобы земная поверхность находилась в волновой зоне антенны. Развитая теория компенсации отражения справедлива, вообще говоря, в случае, когда интенсивности переотраженного излучения складываются некогерентно. Соответствующее условие имеет вид

$$h_{\text{э}} > \frac{c}{2 \Delta \nu}. \quad (19)$$

Для почвы ($R \approx 0,1$) при измерениях в сантиметровом диапазоне условия (17), (19) выполняются, если $h_{\text{э}} \approx h_{\text{а}} \approx 1$ м, $L \approx 1,5-2$ м.

1.3. Уравнения взаимосвязи яркостной температуры полупространства с эволюцией граничных условий - температуры, теплового потока. Обратные задачи восстановления "тепловой истории". Оценки параметров почвы

Рассмотрим однородное полупространство $z < 0$, ограниченное плоскостью $z = 0$. Пусть начальная температура в этом полупрост-

ранстве имеет распределение $T_H(z)$, а температура на границе меняется и представляет собой функцию только времени $T_0(t)$. Эти функции определяют единственное решение уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t}(z,t) = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}(z,t) \quad (20)$$

в области $(t > t_0, z < 0)$, удовлетворяющее начальному и граничному условиям $T(z, t_0) = T_H(z)$; $T(0, t) = T_0(t)$, которое имеет вид (см., например, [20])

$$T(z,t) = \int_{t_0}^t \frac{z T_0(\tau)}{\sqrt{4\pi a^2(t-\tau)^3}} \exp\left[-\frac{z^2}{4a^2(t-\tau)}\right] d\tau - \int_{-\infty}^0 \frac{T_H(\xi)}{\sqrt{4\pi a^2(t-t_0)}} \left[e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4a^2(t-t_0)}} - e^{-\frac{(z+\xi)^2}{4a^2(t-t_0)}} \right] d\xi, \quad (21)$$

a^2 - коэффициент температуропроводности грунта.

В (21) и далее для простоты полагается $T_H(0) = T_0(0) = T(0, t_0) = 0$. Очевидно, что в более общем случае выражения содержат отклонения от значения $T(0, t_0)$. Выражение (21) позволяет вычислить $T(z)$ в любой момент времени t . Для достаточно больших t вклад 2-го слагаемого в (21) становится сколь угодно мал (справедлива оценка

$T_2(z) < T_{H_{\max}} \operatorname{erf}\left(-\frac{z}{2\sqrt{a^2(t-t_0)}}\right)$). Также уменьшается по мере роста $t-t_0$ вклад в 1-е слагаемое особенностей $T_0(t)$ для отдаленных моментов времени. С другой стороны, для любого z существует интервал времени, примыкающий к моменту t , для которого вклад в интеграл значений $T_0(t)$ также очень мал (возмущение не успевает дойти до соответствующей глубины), т.е. для любой глубины существует момент времени в прошлом, для которого вклад в (21) максимален.

Распределение $T(z)$ в момент t также можно определить, если

известен поток тепла через поверхность как функция времени. Поток определяется величиной $K \frac{dT}{dz}(0)$ (K - коэффициент теплопроводности). Соответствующая краевая задача для (20) при условиях

$$T(z, t_0) = T_H(z); \quad \frac{dT}{dz}(0, t) = T'_0(t) \quad \text{имеет решение [20]}$$

$$T(z, t) = \int_{t_0}^t -\frac{T'_0(\tau)}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} \exp\left(-\frac{z^2}{4a^2(t-\tau)}\right) d\tau - \int_{-\infty}^0 \frac{T_H(\xi)}{\sqrt{4\pi a^2(t-t_0)}} \left[e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4a^2(t-t_0)}} - e^{-\frac{(z+\xi)^2}{4a^2(t-t_0)}} \right] d\xi, \quad (22)$$

где 2-е слагаемое совпадает со 2-м слагаемым (21).

На основе (21) или (22) можно получить уравнения, непосредственно связывающие яркостные температуры теплового радиоизлучения полупространства, измеренные в момент t , с эволюцией граничных условий на его поверхности и начальными условиями. Подставляем (21) и (22) в (1) и меняем пределы интегрирования по z и τ (z и ξ).

В результате

$$T_{\text{я}}(\lambda) = (1-R) \left\{ \int_{t_0}^t T'_0(\tau) K(\tau, \lambda) d\tau + \int_{-\infty}^0 T_H(\xi) L(\xi, \lambda, t) d\xi \right\}, \quad (23)$$

где при $\gamma = \text{const}$

$$K(\tau, \lambda) = \int_{-\infty}^0 -\frac{\gamma z}{\sqrt{4\pi a^2(t-\tau)^3}} \exp\left[\gamma z - \frac{z^2}{4a^2(t-\tau)}\right] dz,$$

$$L(\xi, \lambda, t) = \int_{-\infty}^0 -\frac{\gamma e^{\gamma z}}{\sqrt{4\pi a^2(t-t_0)}} \left[e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4a^2(t-t_0)}} - e^{-\frac{(z+\xi)^2}{4a^2(t-t_0)}} \right] dz.$$

Аналогично

$$T_{я}(\lambda) = (1-R) \left\{ \int_{t_0}^t T_0'(\tau) \tilde{K}(\tau, \lambda) d\tau + \int_{-\infty}^0 T_H(\xi) L(\xi, \lambda, t) d\xi \right\},$$

$$\tilde{K}(\tau, \lambda) = \int_{-\infty}^0 -\frac{\alpha\gamma}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} \exp\left[\gamma z - \frac{z^2}{4\alpha^2(t-\tau)}\right] dz. \quad (24)$$

Обобщение (23)-(24) для случая $\gamma = \gamma(z)$ тривиально. Однако при неоднородном γ необходимо считать неоднородными и коэффициенты теплоемкости и теплопроводности, а решение этой задачи не получено в замкнутом виде, аналогичном (22). Отметим, что в [21] предложены различные подходы к решению уравнения теплопроводности с учетом неоднородностей характеристик почвы, однако в данной работе мы ограничимся случаем, когда α^2 и γ не зависят от глубины, что справедливо для однородно увлажненных почв [1].

На основе (23) и (24) возможна постановка обратных задач - по измерениям $T_{я}(\lambda)$ в момент t восстановить тепловую историю (эволюцию температуры и теплового потока) поверхности, если начальное распределение $T_H(z)$ известно, либо, если момент t_0 достаточно удален от t и 2-м слагаемым в (23), (24) можно пренебречь. В этом случае, а также с учетом возможности компенсации отражения, (23) и (24) приобретают соответственно вид

$$T_{я}(\lambda) = \int_{t_0}^t T_0(\tau) K(\tau, \lambda) d\tau; \quad (25)$$

$$T_{я}(\lambda) = \int_{t_0}^t T_0'(\tau) \tilde{K}(\tau, \lambda) d\tau. \quad (26)$$

Будем называть (25) и (26) соответственно 1-м и 2-м термоэво-

люционным уравнением для яркостных температур.

Самостоятельный интерес может представить случай, когда известны граничные условия, а следовательно, и 1-е слагаемое в (23) или в (24). В этом случае 2-е слагаемое определяет интегральное соотношение между спектром $T_{\text{я}}$ и начальным распределением температуры $T_{\text{H}}(z)$. Положим в (23) для простоты $T_0(t) = 0$. Тогда при компенсации отражения имеем

$$T_{\text{я}}(\lambda, t) = \int_{-\infty}^0 T_{\text{H}}(z) L(z, \lambda, t) dz$$

аналогичное по форме уравнению (14) для определения $T_{\text{я}}$ по текущему профилю $T(z)$. Таким образом, $L(z, \lambda, t)$ представляет собой оператор временного сдвига, позволяющий сохранить вид уравнения (14) при вычислениях $T_{\text{я}}$ по распределению $T(z)$ в прошлом.

Возвращаясь к задаче определения тепловой истории поверхности на основе решения (25), (26), необходимо отметить, что обратные задачи восстановления тепловой истории по измерениям $T(z)$ на основе интегрального уравнения (21) хорошо известны и рассматриваются, например, в [21, 22]. Уравнения (25), (26) позволяют избежать промежуточного восстановления $T(z)$ из (14) с последующим решением (21), т.е. последовательного решения двух некорректных задач для уравнения Фредгольма 1-го рода, что было бы практически неосуществимо. Уравнения (25), (26) устанавливает прямые линейные связи между $T_{\text{я}}(\lambda)$ и $T_0(t)$, $\frac{dT_0}{dz}(t)$, отражающие причинную связь этих величин.

Анализируя (21), можно установить, что максимальный вклад в температуру на глубине z в момент t вносят температуры $T_0(\tau_m)$ в момент τ_m , удаленный в прошлое от момента t на

$$t - \tau_m = z^2 / 6\alpha^2. \quad (27)$$

Таким образом, масштабы времени и глубины зондирования оказываются связанными. Чем прозрачнее среда для излучения, тем более глубокие слои вносят вклад в $T_{\text{я}}$. Температура этих слоев сформировалась под влиянием условий на поверхности, которые существовали в прошлом. Решение (25) и (26) позволяет восстановить эти условия, т.е. эволюцию $T_0(t)$ и $\frac{dT_0}{dz}(t)$.

Как уже отмечалось, глубина зондирования, a , следовательно, и масштаб времени, на протяжении которого можно определить тепловую историю, существенно неодинаковы для различных почвогрунтов. Наибольших значений глубина зондирования достигает в материковых ледниках, особенно в Антарктиде при низких температурах. Согласно данным [14] в ДМ диапазоне толщина скин-слоя для ледников может достигнуть 500 м (толщина ледников составляет несколько километров). На этой глубине в соответствии с (27) температура определяется условиями, существовавшими на поверхности более 1000 лет назад.

В сухом грунте, например, в пустынях или на поверхности таких планет, как Меркурий, Венера, Марс, Луна, астероиды, толщина скин-слоя в ДМ диапазоне доходит до десятков метров, что позволяет восстановить динамику подповерхностного температурного режима, в частности, в зависимости от освещенности. Для периодических граничных условий такого рода задачи решались В.С.Троицким для Луны [23]. В обычных условиях глубина зондирования почвы составляет от нескольких сантиметров (влажная почва) до 1-2 м (сухая или промерзшая почва). Температурный режим скин-слоя, как это следует из (27), определяется условиями на поверхности за период, достигающий десятков часов.

Полученные термоэволюционные уравнения могут использоваться

также для дистанционного определения параметров почвы. Так, можно использовать то обстоятельство, что при известной морфологии почвы коэффициенты α^2 и γ , а следовательно, и ядра (23)-(26) определяются влажностью, так же, как и коэффициент отражения R . Соответствующие регрессионные связи приводятся в [11,21]. Если измерять температуру поверхности (что также можно делать дистанционным методом с помощью ИК радиометра) в течение времени, за которое вклад в $T_{я}$ начального распределения уменьшается до уровня погрешностей измерений, на основе (23) или (25) по измеренным значениям $T_{я}$ на одной длине волны можно оценить влажность почвы m . Приблизительный характер регрессионных связей приводит к неточности определения m . Более точные оценки можно получить из измерений на двух длинах волн на основе системы, получающейся из (23) или (25), где α^2 рассматривается как независимый параметр:

$$\begin{cases} T_{я}(\lambda_1) = f_1(\alpha^2, m) \\ T_{я}(\lambda_2) = f_2(\alpha^2, m) \end{cases} \quad (28)$$

Здесь учтено, что коэффициент поглощения $\gamma = \gamma(m)$. Если исследуется среда без дисперсии, например, сухая почва, для которой $d_c/\lambda = \text{const}$, можно решать систему уравнений, аналогичную (28) относительно α^2 и параметра d_c/λ , откуда получается $\gamma = 1/d_c$. Решение (28) получается на ЭВМ путем численного перебора параметров. Точность решения можно повысить, расширяя систему (28) для большего числа длин волн. Точность оценок зависит и от характера $T_0(t)$ (при $T_0(t) = \text{const}$ $T_{я} = T_0$ независимо от значений α^2 и m).

Существуют разнообразные физические ситуации, когда среда яв-

ляется неоднородной и приведенные выше рассуждения несправедливы. Характерные примеры - лед на поверхности воды и промерзшая почва. В обоих случаях существует слой, нижняя граница которого находится при температуре фазового перехода лед - вода, а верхняя подвергается тепловому воздействию через поверхность.

Здесь важен случай, когда в течение длительного времени температура на верхней границе постоянна - тогда в слое устанавливается линейный профиль температуры между температурами верхней и нижней границ, который соответствует стационарному решению (20) для слоя толщиной z^* с разными температурами T_1 и T_2 на верхней и нижней границах [21] :

$$T(z) = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{z^*} z. \quad (29)$$

Соотношение (29) использовалось нами для анализа измерений промерзшего грунта. Учет медленного движения нижней границы (зоны фазового перехода) незначительно изменяет вид (29) [21].

1.4. Решение интегральных уравнений в обратных задачах

В данной работе многочастотные измерения T_g использовались для решения двух обратных задач:

1. Определение глубинного профиля $T(z)$ из уравнения (14);
2. Определение эволюции температуры поверхности $T_0(t)$ из уравнения (25).

Задача определения теплового потока из (26) аналогична задаче 2. Обе сформулированные задачи представляются интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода и являются некорректно поставленными задачами в смысле [22]. Для их решения необходимо привлечь

существенную априорную информацию о свойствах точного решения. Для компактности запишем (14) и (25) в виде

$$AT = T_{\text{я}}^{\delta}, \quad (30)$$

$$AT \equiv \int_a^b T(\tau) A(\lambda, \tau) d\tau,$$

где $A(\lambda, \tau)$ - ядро, определяющее вполне непрерывный интегральный оператор A , а τ соответствует z в (14) и τ - в (25);

$T_{\text{я}}^{\delta}$ - измеренная реализация правой части, мера погрешности которой δ определяется из

$$\int_c^d [T_{\text{я}}(\lambda) - T_{\text{я}}^{\delta}(\lambda)]^2 d\lambda \leq \delta^2, \quad d > c > 0, \quad (31)$$

$T_{\text{я}}(\lambda)$ - правая часть (30); соответствующая точному решению $T(\tau)$. Известно, что без использования априорной информации малым значениям погрешности δ соответствуют сколь угодно большие ошибки определения $T(\tau)$ - говорят, что оператор, обратный вполне непрерывному, неограничен. От вида используемой априорной информации зависит выбор конкретного алгоритма приближенного решения (30). Нами используется метод А.Н.Тихонова в форме принципа обобщенной невязки, усваивающий весьма общую информацию о гладкости точного решения [24], который уже успешно применялся нами для решения подобных уравнений [2-6]. Согласно [24] для нахождения приближенного решения $T^{\delta}(\tau)$ необходимо минимизировать на множестве дифференцируемых функций $T(z)$ функционал

$$M^{\alpha}(T) = \|AT - T_{\text{я}}^{\delta}\|_{L_2}^2 + \alpha \|T\|_{W_2^1}^2 = \quad (32)$$

$$= \int_c^d \left[\int_a^b A(\lambda, x) T(x) dx - T_{\lambda}^{\delta}(\lambda) \right]^2 d\lambda + \alpha \int_a^b \left[T^2(x) + \left(\frac{dT}{dx}(x) \right)^2 \right] dx,$$

$\|T\|$ обозначает норму функции T как элемента пространства L_2 или W_2^1 (определения см. в [24]). При этом в качестве параметра регуляризации α выбирается число, являющееся корнем одномерного нелинейного уравнения обобщенной невязки

$$\rho(\alpha) = \|AT^{\alpha} - T_{\lambda}^{\delta}\|_{L_2} - \delta^2 = 0, \quad (33)$$

где T^{α} - функция, минимизирующая (32).

В рамках этого метода легко может быть учтена априорная информация о неотрицательности точного решения. Для этого надо проводить минимизацию функционала (32) соответственно лишь на множестве неотрицательных дифференцируемых функций. Конечно-разностные аналоги задачи минимизации (32) представляют собой хорошо изученные с вычислительной точки зрения задачи квадратичного программирования [25].

Метод позволяет очень гибко использовать информации о точном решении $T(x)$. В тех случаях, когда имеется модель $T(x)$, либо какой-то "среднее" или "вероятное" распределение $T^0(x)$, либо значения $T(x)$ известны на каком-то интервале значений x , имеет смысл искать решение в виде отклонения от вероятного распределения $T^0(x)$. При этом будет выделена информативная часть в интеграле и среди возможных решений будет выбрано такое, которое минимизирует отклонения от $T^0(x)$, а не от нуля, как при формальном применении метода.

Легко видеть, что формальное применение метода в случаях, когда $T(\mathcal{I})$ всюду значительно отличается от нуля, приведет для значений \mathcal{I} , вклад которых в интеграл невелик, к решению с систематическим отклонением в сторону нуля, поскольку, как видно из (32), из всех возможных решений выбирается решение с минимальной нормой. Очень эффективен метод решения на классе неотрицательных функций, если известна априорная информация о том, что искомое точное решение заведомо больше (или меньше) некоторой априорно заданной функции, а решение ищется как отклонение от этой функции - ограничения, как, например, в [5-9].

Возможны и другие методы решения (30), в частности, метод, основанный на разложении решения по собственным функциям оператора A (см., например, [26]). Такой подход позволяет с другой качественной стороны понять специфику интегрального уравнения (30). Известно, что спектр собственных чисел вполне непрерывного оператора A бесконечен и сгущается около нулевого значения [23], что, как легко показать, и является причиной некорректности обратной задачи.

Пусть для простоты оператор A - эрмитов. На самом деле, (14) легко приводится к симметричному виду, а от (25) можно перейти к эквивалентному симметричному уравнению [22]

$$A^* A T = A^* T, \quad (34)$$

A^* - сопряженный к A оператор.

По теореме Гильберта - Шмидта любой элемент из области значений симметричного вполне непрерывного оператора может быть разложен в ряд

$$T_{\text{я}}^{\delta} = \sum_{i=1}^{\infty} f_i T_i, \quad (35)$$

где T_i - ортонормированная бесконечномерная система $\{T_i\}$ собственных элементов оператора A , f_i - коэффициенты разложения по этой системе, вычисляемые как скалярное произведение в гильбертовом пространстве (см. определение в [27])

$$f_i = (T_{\text{я}}^{\delta}, T_i). \quad (36)$$

Пусть λ_i - собственные значения оператора A , удовлетворяющие

$$AT_i = \lambda_i T_i. \quad (37)$$

По теореме Пикара [27] уравнение (30) имеет, и притом единственное, решение в L_2 тогда и только тогда, когда $T_{\text{я}}^{\delta} \in L_2$, оператору A соответствует замкнутое ядро (т.е. для любой функции $\omega \in L_2$, удовлетворяющей $A\omega = 0$, следует, что ω равна нулю почти всюду), и ряд $\sum_{i=1}^{\infty} f_i^2 / \lambda_i^2$ - сходится. Искомое решение получается в виде

$$T = \sum_{i=1}^{\infty} c_i T_i \quad (38)$$

неизвестные коэффициенты c_i определяются из очевидного соотношения

$$c_i = \frac{f_i}{\lambda_i}. \quad (39)$$

Ясно, что случайная погрешность может приводить при вычислении к не малым значениям f_i для сколь угодно малых значений λ_i , которые, как было отмечено выше, сгущаются около нулевого значения, что приводит к неограниченному возрастанию погрешности восстановления при сколь угодно малой погрешности правой части, т.е. к некорректности сформулированной обратной задачи.

В изложенном подходе имеются свои возможности регуляризации

задачи, которые в ряде случаев весьма эффективны. Например, дискретизация задачи, т.е. переход к конечномерному случаю, при правильном выборе шага из физических соображений зачастую позволяет получать хорошее решение задачи, так как значения λ_i , входящие в конечный ряд, могут быть и не слишком малы. Но легко видеть, что даже если одно из λ_i окажется достаточно малым, будет происходить значительное "усиление ошибки", задача будет "плохо обусловленной". Дискретизация приводит к замене в (30) ядра $A(\lambda, x)$ на матрицу A_{ij} , которая может оказаться близка к вырожденной, и заведомо оказывается таковой с ростом размерности.

Другая возможность регуляризации открывается, если с требуемой точностью искомое точное решение может быть представлено как линейная комбинация нескольких собственных функций ядра, собственные числа которых не слишком малы. А в случае, если известно, что решение с точностью до постоянного коэффициента совпадает с какой-либо собственной функцией, то задача становится корректной. Например, если профиль $T(z)$ линеен, то, подставляя (29) в (14), имеем

$$T_{\lambda}(\lambda) = T(z), \quad (40)$$

где $z = -d_c$, т.е. яркостная температура равна температуре на глубине, соответствующей толщине скин-слоя на данной длине волны. Таким образом, линейный профиль (29) является собственной функцией ядра (14). Такой профиль восстанавливается по измерениям на двух длинах волн или по известному значению поверхностной температуры и значению T_{λ} на одной из длин волн. Это представляет значительный интерес для зондирования упомянутых выше сред, где реализуется профиль вида (29).

Следует подчеркнуть, что в общем случае при решении (30) нель-

зя установить каких-то определенных соотношений между погрешностью правой части и ошибкой восстановления, справедливых во всех ситуациях. Необходим численный эксперимент по замкнутой схеме, который позволяет судить о качестве восстановления для рассматриваемого класса точных решений и для рассматриваемого типа погрешностей, набрасываемых на точные значения T_d , которые моделируют условия измерений. Численный эксперимент позволяет также выбрать оптимальные параметры (набор частот, их число) измерений, а также метод восстановления, которые минимизируют ошибку восстановления. В тех случаях, когда имеется ансамбль реализаций, можно установить связь между дисперсиями погрешностей измерения и ошибок восстановления [7]; можно перебрать основные типы восстанавливаемых распределений, которые встречаются в реальной физической ситуации, и установить влияние погрешности для каждого такого распределения [5-9].

Мы не приводили здесь результаты численных экспериментов, поскольку они полностью аналогичны результатам [5,6,9] для близких физических ситуаций зондирования водной среды и слоистых биологических структур. Отметим лишь основные выводы из этих исследований.

Из приведенных выше рассуждений ясно, что при решении методами А.Н.Тихонова качество восстановления определяющим образом зависит от вида восстанавливаемой функции. Эта функция должна быть достаточно простой - монотонной или с одним максимумом, возможно более равномерно распределенной по интервалу интегрирования (на языке собственных функций - должна представляться небольшим числом первых собственных функций). Тогда, как показывают результаты [5-6,9], при погрешности измерений $\sim 10\%$ восстановленное распределение имеет ошибку 20-30%. Если восстанавливаемая функция имеет два максимума, тре-

бования к точности возрастают на порядок (см. пример в [6]), поскольку более сложное распределение требует для своего представления большего числа собственных функций, собственные значения которых быстро стремятся к нулю. Вклад этих функций в правую часть (в $T_{\text{я}}$) резко уменьшается, что и приводит к резкому возрастанию требований к точности измерений. Для восстанавливаемых функций сложного вида ситуация может быть улучшена, когда решение ищется в виде отклонения от "вероятного" распределения, или ограничивающей сверху (или снизу) функции, в случае, если это отклонение имеет более простой вид по сравнению с самой функцией, что очень часто встречается на практике (см. [5-6,8-9]). Тогда приведенные выше оценки имеют место соответственно для отклонений от ограничений, и погрешности относятся к соответствующим отклонениям $T_{\text{я}}$. Стремление выбрать наиболее близкое к решению "вероятное" распределение либо ограничение и искать решение в виде соответствующего отклонения всегда оправдано и приводит к возрастанию точности решения.

В рассматриваемом случае профили $T(x)$, как правило, достаточно просты и при $\delta T_{\text{я}} \approx 0,2+0,3 K$ отклонения от ограничений восстанавливаются с точностью $\approx 20\%$, т.е. $0,5+2 K$.

Немаловажен также вопрос о выборе длин волн измерений, т.е. дискретизации (30) по λ . Хорошо известно, что вариации распределения $T(x)$ приводят к близким значениям вариаций на соседних длинах волн, если интервал между ними невелик, причем для сравнительно простых распределений ширина этого интервала возрастает (при $T(x) = \text{const}$ интервал бесконечно широк). Ширина интервала зависит от ядра уравнения; для данного типа распределений $T(x)$ и заданного ядра интервал определяется значением погрешности измерений $\delta T_{\text{я}}$ из естественного условия, что вариации $T_{\text{я}}$ на соседних длинах волн

должны быть различными, т.е. для разности этих вариаций имеет место $\Delta T_{\text{я}} > \delta T_{\text{я}}$. Это неравенство определяет минимальный набор длин волн. Если случайные погрешности измерений на соседних длинах волн некоррелированы, избыточность набора не повредит при решении. Эффективная точность измерений δ при этом уменьшается в $\sqrt{n/n_0}$ раз (n - число длин волн, n_0 - минимальное число длин волн), так как измерения можно разбить на n/n_0 независимых случайных нормально распределенных вектора. По смыслу метода обобщенной невязки (см. (33)) зависимость $T_{\text{я}}(\lambda)$ со среднеквадратичной точностью δ соответствует данным измерений. Отклонение этой зависимости от истинной составляет $\sqrt{n/n_0} \delta$, т.е. с ростом n при отсутствии систематической погрешности эффективная погрешность убывает. При наличии систематической погрешности следует избегать избыточности измерений.

Численные эксперименты и оценки показывают, что при существующем уровне точности измерений для характерных распределений T , которые реализуются в рассматриваемых задачах, минимальный набор включает 3-4 длины волны. При этом восстанавливаются основные особенности распределений. Минимизация числа каналов имеет важное практическое значение, позволяя создавать компактные измерительные установки.

Отметим, что для более сложных распределений, например, двумодальных, где, как уже отмечалось, требования к точности измерений резко возрастают, соответственно возрастает и минимальное число длин волн, которое необходимо для качественного восстановления. Для примера двумодального распределения, представленного в [6], минимальный набор включал 10 длин волн.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. СВЧ зондирование промерзшей почвы: определение подповерхностного профиля температуры и глубины промерзания грунта

Дистанционное определение глубины промерзания грунта z^* представляет интерес для решения многих практических задач строительства и сельского хозяйства. Предлагаемый в данной работе метод определения z^* основан на восстановлении подповерхностного профиля температуры по данным радиометрических измерений. При этом z^* оценивается из условия $T(z^*) = 0^\circ\text{C}$.

В феврале - начале марта 1987 г. выполнены измерения теплового радиоизлучения участка глинисто-песчаной промерзшей почвы на длинах волн 3,9 и 13 см. Участок был свободен от снега и растительности, экранировка исключала солнечный нагрев и радиационное выхолаживание. Одновременно выполнялись контактные измерения температуры почвы на различных глубинах с дискретизацией 10 см, что позволило контролировать z^* . В течение срока наблюдений величина z^* была весьма устойчивой, изменяясь в пределах 95 ± 105 см.

Для различных профилей $T(z)$, определенных контактным методом, вычислялись значения T_γ согласно (14), причем коэффициенты поглощения $\gamma(\lambda)$ выбирались таким образом, чтобы расчетные значения T_γ совпадали с измеренными для каждой длины волны. Методом наименьших квадратов для толщины скин-слоя $d_c = 1/\gamma$ получено соотношение

$$d_c = (3,25 \pm 0,2)\lambda. \quad (41)$$

Малость вариаций коэффициента при λ в (41) свидетельствует о

том, что промерзшая почва соответствует по свойствам однородному диэлектрику без дисперсии и коэффициент поглощения не имеет заметной температурной зависимости. Коэффициент поглощения на основе (41) использован для восстановления температурного профиля $T(z)$ по измерениям $T_{\text{я}}(\lambda)$. Вариации $T_{\text{я}}(\lambda)$, соответствующие неопределенности d_c в (41), оказываются меньше погрешностей измерения $T_{\text{я}}$.

На рис. 4 представлены результаты восстановления $T(z)$ методом А.Н.Тихонова (см. 1.4) с использованием естественного априорного ограничения $T(z) < 273,5$ К. Восстановленный профиль достаточно хорошо соответствует данным контактных измерений (в частности, восстанавливается небольшая приповерхностная инверсия температуры), что позволяет судить о глубине промерзания почвы. В случае, если выбирать ограничения с использованием информации о значении поверхностной температуры, возможно еще более качественное восстановление.

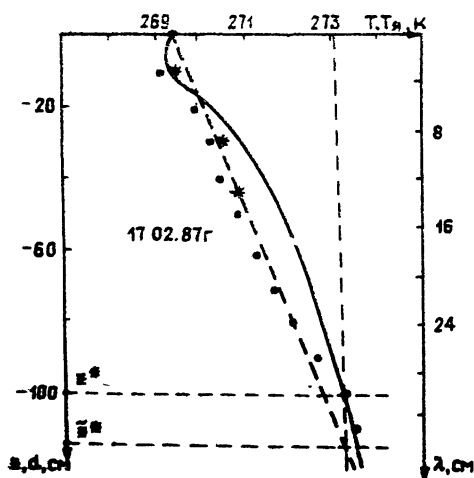


Рис. 4. Результаты радиометрических и контактных измерений почвы. Точки - контактные измерения температуры в зависимости от глубины. Звездочки - яркостные температуры почвы на длинах волн 3;9 и 13 см, представленные в зависимости от глубины скин-слоя d . Сплошная кривая - профиль $T(z)$, восстановленный методом А.Н.Тихонова. Пунктир - оценка z^* на основе одноволнового метода (42)

В большинстве проведенных измерений наблюдались профили $T(z)$, близкие к линейному, который соответствует решению уравнения теплопроводности (29) для слоя с фиксированными температурами на верхней и нижней границах.

Согласно [21] близкий к линейному профиль устанавливается в промерзшем слое грунта и при учете движения зоны фазового перехода. Для установления линейного профиля стабильность температуры поверхности должна обеспечиваться за время, которое можно оценить из (27). Для $z^* \approx 1$ м это время составляет более суток. В период наших измерений не наблюдалось существенных суточных вариаций температуры поверхности почвы, поэтому профиль $T(z)$ оставался близким к линейному. Вообще говоря, суточная динамика и быстрые погодные изменения температуры могут приводить к нелинейности $T(z)$, однако следует учесть, что при наличии снежного покрова толщиной более 20 см из-за малой теплопроводности снега соответствующие вариации на уровне поверхности грунта незначительны (для снега $\alpha^2 \approx (0,5 \div 1) \cdot 10^{-3}$ см²/с). С другой стороны, при $z^* < 20-30$ см $T(z)$ успевает отслеживать суточную динамику. Таким образом, линейный профиль $T(z)$ является весьма типичным распределением температуры промерзшего грунта. На практике обычно нетрудно оценить выполнение соответствующих условий. Линейность $T(z)$ можно воспользоваться для разработки более простых методов определения z^* по радиометрическим данным.

Можно предложить одночастотный метод определения глубины промерзания z^* , использующий также значение температуры, измеренное на поверхности почвы T_0 . В этом случае из (40) нетрудно получить выражение для оценки

$$\tilde{z}^* = \frac{d_c}{(T_{я}/T_0) - 1} \quad (42)$$

Графически это соответствует следующей процедуре (см. рис.4-5):
 На плоскости $T-z$ через точки $(T_0, 0)$ и $(T_{я}, -d_c)$ проводится
 прямая линия до пересечения с линией $T = 0^\circ\text{C}$. Ордината точки
 пересечения линий есть \tilde{z}^* . Средняя точность метода на длине вол-
 ны $\lambda = 13$ см составила 17 см.

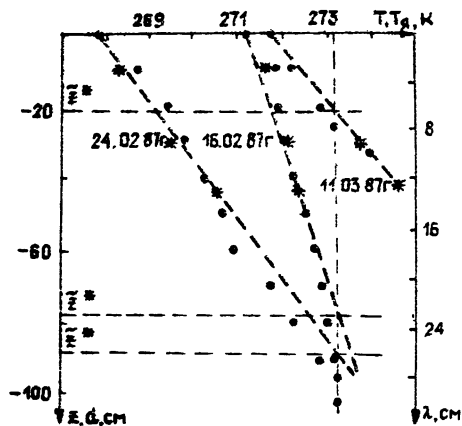


Рис. 5. Результаты радио-
 метрического зондирования
 промерзшей почвы для 3-х
 дней наблюдения. Обозначе-
 ния аналогичны рис. 4

Если использовать двухволновые измерения, то можно предложить
 метод, в котором не требуется измерение поверхностной температуры.
 В этом случае

$$\tilde{z}^* = \frac{(T_{я1}/T_{я2})d_{c2} - d_{c1}}{1 - (T_{я1}/T_{я2})} \quad (43)$$

Графическим аналогом (43) является ордината точки пересечения пря-
 мой, проходящей через точки $(T_{я1}, -d_{c1})$ и $(T_{я2}, -d_{c2})$ с пря-
 мой $T = 0^\circ\text{C}$. Пример для измерений $T_{я1}$ ($\lambda = 9$ см) и $T_{я2}$ ($\lambda = 13$ см)

представлен на рис. 6.

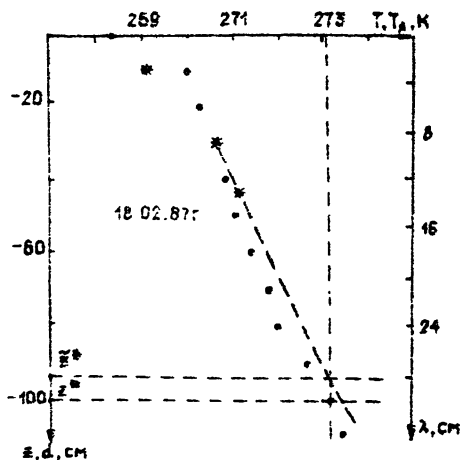


Рис. 6. Оценка z^* на основе двухволнового метода (43) — пунктир, остальные обозначения аналогичны рис. 4-5

Эффективность радиометрического метода оценки z^* подтверждает пример измерений на 9 и 13 см 11.03.87 (см. рис. 5) участка, на котором лежал снежный покров. Оценка $\tilde{z}^* = -20,6$ см оказалась близка к реальному значению $\tilde{z} = -25$ см. Интересно, что в данном случае толщина скин-слоя на обеих длинах волн превышает 25 см и на результаты влияет неучтенное изменение γ в зоне фазового перехода. Видно, что наличие снежного покрова сильно уменьшает глубину промерзания почвы. Отметим, что сухой снежный покров не является помехой для применения разработанных методов зондирования почвы, поскольку в ДМ диапазоне снег практически прозрачен для радионизлучения [16] и не влияет на величину T_g .

Обратим внимание, что на рис. 4-6 измеренные яркостные температуры, представленные в масштабе толщины скин-слоя, хорошо соответствуют точкам профиля $T(z)$, для которых $z \approx -d_c$, что для линейного $T(z)$ следует из (40). Линейность зависимости $T_g(d_c)$ при

измерениях может быть использована как дополнительная информация, свидетельствующая о линейности $T(\varepsilon)$ и о возможности применения (42), (43).

Результаты свидетельствуют, что СВЧ радиометрический метод позволяет определять глубину промерзания почвы с точностью 15-20%. Диэлектрические параметры почвы в течение зимнего периода меняются, по-видимому, незначительно и могут быть определены по данным однократных измерений в реперных точках с помощью приборов, использующих измерения добротности и резонансной частоты открытого резонатора ("вилки"), помещенного в грунт [28].

Развитый подход может быть применен также для определения толщины ледового покрова водоемов по уровню, на котором восстановленный профиль $T(\varepsilon)$ достигает 0°C (или -2°C для морской воды). Таким способом могут измеряться толщины льда порядка нескольких сантиметров, что трудно осуществимо с помощью радиолокационного метода [29].

2.2. Радиометрическое зондирование параметров и суточной температурной динамики почвы

В октябре 1986 г. на карадагском полигоне НИРФИ (юго-восточный берег Крыма) выполнены непрерывные в течение 3 суток измерения яркостных температур почвы на длинах волн 0,8; 3; 9 и 13 см и одновременные контактные измерения температуры ее поверхности $T_0(t)$. На основе решения (28) получены оценки $m \approx 10\%$. Значение, определенное термостатно-гравиметрическим методом, составило $14 \pm 2\%$, причем не было обнаружено неоднородности влажности по глубине. Согласно [11] получены оценки для ε' , ε'' и d_c . Для длины волны

$\lambda = 3 \text{ см}$ $\varepsilon' \approx 5$; $\varepsilon'' \approx 0,4$; $d_c \approx 3 \text{ см}$; толщина скин-слоя на $\lambda = 13 \text{ см}$ составляет около 15 см . Видно, что даже при незначительной влажности толщина скин-слоя, определяющего глубину зондирования, существенно уменьшается по сравнению с промерзшей почвой.

На рис. 7а, 8а представлены результаты восстановления двух профилей $T(z)$ из суточного цикла, соответствующих $7^h 30^m$ и $12^h 20^m$ местного времени 6.10.86, из (14) путем решения обратной задачи методом А.Н.Тихонова (см. 1.4). Использовалось априорное ограничение $T(z) \leq 20^\circ\text{C}$. Восстановленные профили сопоставляются с профилями $T(z)$, полученными из решения уравнения теплопроводности (21) по измерениям эволюции поверхностной температуры $T_0(t)$, представленной на рис. 7б, 8б. Яркостные температуры на рис. 7а, 8а даны в зависимости от толщины скин-слоя для каждой длины волны. Профили, полученные на основе разных подходов, оказываются весьма близки друг к другу (различие вполне объяснимо погрешностями измерений) и подтверждают соответствие сценки для α^2 и γ . Профили отражают специфику суточной динамики $T(z)$. Профиль на рис. 7 соответствует сильному ночному охлаждению почвы, тогда как $T(z)$ на рис. 8 отражает начало дневного прогрева почвы, сопровождающееся образованием инверсии $T(z)$ в приповерхностном слое. Погрешность γ в (14), связанная с погрешностями оценки μ , приводит при восстановлении к искажению масштаба глубины, что на максимальных глубинах зондирования может в данном случае привести к погрешностям восстановления $T(z)$ 2-3 К.

2.3. Восстановление "тепловой истории" поверхности по спектру яркостных температур почвы

На основе полученных при карадагских измерениях эксперимен-

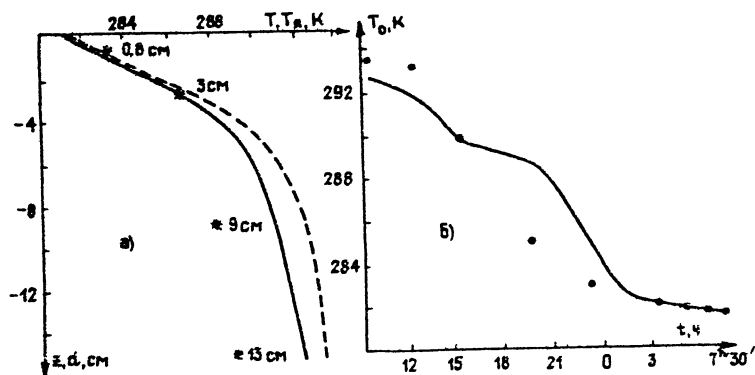


Рис. 7. Восстановление подповерхностного профиля температуры грунта и эволюции температуры его поверхности по измерениям $T_{\lambda}(\lambda)$ на длинах волн 0,8; 3; 9; 13 см в 7^h30^m 6.10.86 г. а) сплошная кривая - профиль $T(z)$, восстановленный по измерениям $T_{\lambda}(\lambda)$ методом А.Н.Тихонса (значения T_{λ} приведены здесь же звездочками в масштабе глубины скин-слоя d); пунктир - профиль $T(z)$ из решения уравнения теплопроводности по измерениям $T_0(t)$, представленным точками на рис.7б; б) сплошная линия - восстановление эволюции поверхности $T_0(t)$ по измерениям $T_{\lambda}(\lambda)$ ($T_{\lambda}(\lambda)$ - звездочки на рис. 7а). Точки - результаты прямых измерений $T_0(t)$.

тальных данных оказалось возможным реализовать предложенный в 1.3 метод восстановления эволюции температуры поверхности $T_0(t)$ по измерениям $T_{\lambda}(\lambda)$ и исследовать его эффективность путем сопоставления с данными контактных измерений. Действительно, температурная изменчивость зондируемого слоя почвы ($\sim 15\text{--}20$ см) определяется в соответствии с оценками по (27) вариациями температуры поверхности за время менее суток. Среди возможных применений метода следует

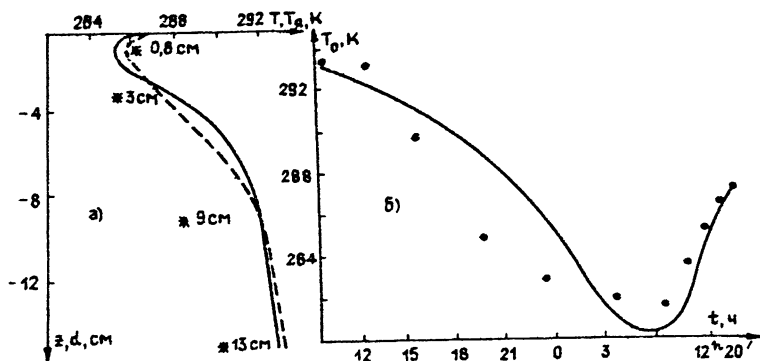


Рис. 8. То же, что на рис. 7 для измерений в 12^н 20^м 6.10.86 г.

отметить перспективы восстановления тепловой истории на поверхности материковых ледников в отдаленную эпоху. Эта задача полностью эквивалентна задаче зондирования почвы с точки зрения принципиальных возможностей метода и отличается лишь масштабами глубины и времени, а известно, что задачи теплопроводности эквивалентны, если при изменении масштаба глубины в k раз масштаб времени изменяется в k^2 раз, т. е. $T(z, t) = T(kz, k^2t)$ (см., например, [20]).

На рис. 7б, 8б представлены результаты восстановления $T_0(t)$ по измерениям $T_g(\lambda)$ на основе решения уравнения (25) в моменты времени, соответствующие 7^н 30^м (изображены на рис. 7а) и 12^н 20^м (на рис. 8а) 6.10.86 г. На рис. 7б восстанавливается монотонное ночное охлаждение поверхности почвы, а на рис. 8б видно, что метод дает возможность восстановить немонотонную эволюцию температуры поверхности – не только потепление после восхода Солнца, но и предшествовавший ему период ночного похолодания. При восстановлении методом А.Н.Тихонова (см. 1.4) использовалось ограничение $T_0(t) \leq 20^\circ\text{C}$.

Восстановленные зависимости $T_0(t)$ хорошо соответствуют данным контактных измерений.

Результаты показывают возможности восстановления эволюции температуры поверхности при реализованных точностях радиометрических измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе отражены результаты теоретических и экспериментальных исследований в области подповерхностного термического зондирования методами СВЧ радиометрии. Кратко перечислим их.

1. Разработана и обоснована специальная методика радиометрических измерений, позволяющая с помощью металлического экрана исключить влияние отражающих и рассеивающих свойств почвогрунтов на тепловое радиоизлучение так, что оно полностью определяется подповерхностным профилем температуры, а при калибровке — температурой эталона. Методика позволяет осуществить абсолютные измерения яркостной температуры почвы с точностью $0,2 \pm 0,3$ К.

2. Получены уравнения, связывающие спектр яркостных температур полупространства а) с эволюцией температуры поверхности до момента наблюдений; б) с эволюцией теплового потока через поверхность. На основе этих термоэволюционных уравнений сформулированы обратные задачи восстановления тепловой истории на поверхности полупространства по спектру его радиоизлучения. По данным измерений яркостных температур на длинах волн 0,8; 3; 9 и 13 см выполнено восстановление эволюции температуры поверхности до момента измерений. Восстановленные распределения хорошо соответствуют данным контактных измерений. Разработанный метод может быть применен для оп-

ределения тепловой истории на поверхности мощных ледников в отдаленную эпоху. На основе термоэволюционных уравнений по результатам радиометрических измерений и суточных вариаций температуры поверхности получены оценки коэффициента температуропроводности и влажности почвы, а также значений коэффициента поглощения и диэлектрической проницаемости грунта.

3. Выполнено восстановление подповерхностных профилей температуры по данным радиометрических измерений на основе решения обратной задачи радиотеплолокации методом А.Н.Тихонова. Восстановлена суточная динамика температурного профиля в почве. Глубина зондирования составляла ~ 20 см в обычной почве и ~ 1 м - в промерзшей. Точность восстановления из сравнения с данными контактных измерений составила $\sim 20\%$ от перепада температур в профиле.

4. Разработан радиометрический метод определения глубины промерзания грунта, основанный на восстановлении подповерхностного профиля температуры. Созданы алгоритмы определения толщины промерзшего слоя по СВЧ измерениям на одной, двух и нескольких частотах. На основе измерений на длинах волн 3;9 и 13 см установлено, что при толщине промерзшего слоя до 1 м точность метода составляет 15-20%.

Авторы признательны Д.М.Гордееву за помощь в измерениях на карадагском полигоне и К.С.Станкевичу за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шутко А.М. СВЧ-радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. - М.: Наука, 1986, 190 с.
2. Кондратьев К.Я., Тимофеев Ю.М., Шульгина В.М. О возможностях определения характеристик поверхностного слоя почвы по его тепловому радиоизлучению. ДАН СССР, 1970, 194, № 6, с. 1313-1315.
3. Кондратьев К.Я., Шульгина В.М. Определение некоторых характеристик почвы по данным измерений ее микроволнового излучения. ДАН СССР, 1971, 200, № 1, с. 88-90.
4. Кондратьев К.Я., Шульгина В.М., Покровский О.И. и др. Возможности дистанционного зондирования почвы в сантиметровом диапазоне. Труды ГГО, 1973, 215, с. 86-97.
5. Гайкович К.П., Резник А.Н., Сумин М.И., Троицкий Р.В. Определение профиля температуры поверхностного слоя воды по его радиоизлучению в СВЧ-диапазоне. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 23, № 7, с. 761-768.
6. Гайкович К.П., Резник А.М., Сумин М.И., Троицкий Р.В. Определение профиля температуры воды по многочастотным измерениям теплового радиоизлучения. Препринт НИРФИ № 214, Горький, 1986.
7. Василенко Н.А., Гайкович К.П., Сумин М.И. Метод определения профилей температуры атмосферы по наблюдениям астрономической рефракции звезд. Доклады АН СССР, 1986, 290, № 6, с. 1332-1335.
8. Гайкович К.П., Сумин М.И. Возможности восстановления метеопараметров пограничного слоя атмосферы из СВЧ радиометрических измерений. Тезисы докладов 7 Всесоюзного совещания по радиометеорологии. М.: 1986, с. 6.

9. Гайкович К.П., Сумин М.И., Троицкий Р.В. Определение глубинного профиля температуры методом многочастотной радиотермометрии при диагностике и лечении в медицине. Препринт НИРФИ № 219, Горький, 1986.
10. Hallikainen M.T., Ulaby F.T., Dobson M.C., El-Rayes M.A., Wu L. Microwave dielectric behavior of wet soil. Part I: Empirical models and experimental observations. - IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 1985, 23, № 1, p. 25-34.
11. Dobson C.M., Ulaby F.T., Hallikainen M.T., El-Rayes M.A. Microwave dielectric behavior of wet soil. Part II: Dielectric mixing models. - IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 1985, 23, № 1, p. 35 - 46.
12. Klein A., Swift C.T. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies. - IEEE Trans., 1977, AP-25, № 1, p. 104.
13. Кротиков В.Д. Некоторые электрические характеристики земных пород и их сравнение с характеристиками поверхностного слоя Луны. - Изв. вузов, Радиофизика, 1962, т. 5, с. 1057.
14. Богородский В., Бентли Ч., Гудмансен П. Радиогляциология. Л.: Гидрометеиздат, 1983, 312 с.
15. Tiuri M., Sihvola A., Nifors E. The complex dielectric constant of snow at microwave frequencies. IEEE J. Ocean Eng., 1984, 9, № 5, p. 377 - 382.
16. Hallikainen M.T., Ulaby F.T., Abdelrazik M. Dielectric properties of snow in the 3 to 37 GHz range. - IEEE Trans. Antennas and Propag., 1986, 34, № 11, p. 1329 - 1340.
17. Arcone A.S., Cow J., McGrew S. Microwave dielectric structural

- and salinity properties of simulated sea ice. - IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing, 1986, 24, № 6, p. 832 - 839.
18. Левин М.Л., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. - М.: Наука, 1967, 307 с.
19. Резник А.Н. К теории переноса теплового излучения в случайно-неоднородных средах. Изв. вузов - Радиофизика, 1983, 26, № 4, с. 506-509.
20. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. - М.: Наука, 1977, 736 с.
21. Чудновский А.Ф. Теплофизика почв. М.: Наука, 1976, 497 с.
22. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1979, 288 с.
23. Тихонова Т.В., Троицкий В.С. Тепловое излучение Луны и физические свойства ее верхнего покрова. Изв. вузов - Радиофизика, 1970, 13, № 9, с. 1273-1311.
24. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. - М.: Наука, 1983, 200 с.
25. Васильев Ф.П. Численные методы решения экстремальных задач. - М.: Наука, 1980, 520 с.
26. Bardaty F., Bertero M., Mongiardo M., Salimini D. Inversion of microwave radiometer data for temperature retrieval: a singular system analysis. U.R.S.I.: Symp. Int. Electromagn. Theory, Pt.A, Budapest, 1986, p. 190 - 192.
27. Краснов М.Л. Интегральные уравнения. М.: Наука, 1975, 304 с.
28. Sihvola A., Tiuri M. Snow fork for field determination of the density and wetness profiles of a snow pack. - IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 1986, 24, № 5, p. 717 - 721.

29. Финкельштейн М.И., Лазарев Э.И., Чижов А.Н. Радиолокационные аэроледомерные съемки рек, озер, водохранилищ. Л.: Гидрометеоиздат, 1986, 118 с.

Дата поступления статьи

6 января 1988 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
1. Теория и методика.....	5
1.1. Тепловое излучение почвогрунтов.....	5
1.2. Методика измерений. Компенсация отражения и рассеяния.....	6
1.3. Уравнения взаимосвязи яркостной температуры полупространства с эволюцией граничных условий температуры, теплового потока. Обратные задачи восстановления тепловой истории. Оценки параметров почвы.....	13
1.4. Решение интегральных уравнений в обратных задачах.....	20
2. Экспериментальные исследования.....	29
2.1. СВЧ зондирование промерзшей почвы: определение подповерхностного профиля температуры и глубины промерзания грунта.....	29
2.2. Радиометрическое зондирование параметров и суточной температуры динамики почвы.....	34
2.3. Восстановление "тепловой истории" поверхности по спектру яркостных температур почвы.....	35
Заключение.....	38
Литература.....	40

Константин Павлович Гайкович
Александр Николаевич Резник
Роман Всеволодович Троицкий

ПОВЕРХНОСТНОЕ ПАССИВНОЕ СВЧ ЗОНДИРОВАНИЕ: ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ТЕМПЕРАТУРНОГО ПРОФИЛЯ, ГЛУБИНЫ ПРОМЕРЗАНИЯ, ТЕПЛОВОЙ
ИСТОРИИ И ДРУГИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЧВОГРУНТОВ

Подписано в печать 23.02.88 г. МЦ 00743. формат 60x84 /16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 2,75 усл. печ. л. Тираж 120
Заказ 4666. Бесплатно.

Отпечатано на ротативе НИРФИ