

«спич»  $N$ , тем контрастнее они должны выделяться на фоне кольца. К сожалению, в нашем распоряжении нет фотометрических данных, по которым можно было бы проверить этот вывод.

Авторы выражают искреннюю благодарность Ф. Г. Бассу за внимание к работе и полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Smith B. A., Stone E. C. et al. — Science, 1982, 215, № 4514, p. 504.
2. Morfill G. E., Grün E. et al. — Icarus, 1983, 53, № 2, p. 230.
3. Давыдов В. Д. — Космические исследования, 1982, 20, № 3, с. 321.
4. Thomsen M. F., Goertz C. K. et al. — Geophys. Res. Lett., 1982, 9, № 4, p. 423.
5. Блиох П. В., Ярошенко В. В. — Космические исследования, 1983, 21, № 6, с. 940.
6. Блиох П. В., Ярошенко В. В. — Астрономический журнал, 1985, 62, № 3, с. 569.
7. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. — М.: Наука, 1973.

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
30 октября 1984 г.

УДК 551.524

### ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ТОРФЯНЫХ ПОЛЕЙ НА ИХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

*Э. А. Арзумянц, А. А. Қазаров, Е. С. Каменецкий, А. В. Шпаков*

Одним из важных объектов, подлежащих дистанционному зондированию, являются торфяные поля. Необходимость мобильного неконтактного метода определения таких параметров торфа, как влажность и температура, вызвана, во-первых, большими протяженностями торфяных участков, во-вторых, наличием внутренних очагов самовозгорания, не приводящих к изменению поверхностной температуры [1].

Целью настоящей работы является определение связи параметров микроволнового излучения с некоторыми характеристиками торфяных покровов, проводимое методом численного моделирования.

Как известно (см., например, [2]), радиояростная температура земного покрова с гладкой поверхностью в микроволновом диапазоне имеет вид

$$T_n = \alpha \int_0^{\infty} T(z) \gamma(z) \sec \theta \exp \left[ - \int_0^z \gamma(z') \sec \theta dz' \right] dz, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент излучения, связанный с коэффициентом отражения  $R$  электромагнитных волн от соответствующего слоя:  $\alpha = 1 - |R|^2$ ,  $T(z)$  — вертикальный профиль температуры в слое,  $\gamma(z)$  — коэффициент поглощения. Ось  $z$  направлена от поверхности в глубину слоя,  $\theta$  — значение угла наблюдения в излучающей среде.

На практике часто электрические параметры земных покровов неоднородны по глубине. Так, в области микроволнового диапазона диэлектрическая проницаемость песка, глины линейно зависит от влажности [3], влажность же, в свою очередь, меняется с глубиной, и характер этого изменения весьма разнообразен. Кроме того, вертикальный профиль температуры  $T(z)$  также может иметь сложный вид. Все это существенно затрудняет интерпретацию измерений радиояростной температуры.

В ряде случаев [4] влажность можно считать линейно меняющейся с глубиной на протяжении эффективно излучающего слоя, а на больших глубинах принять постоянной.

При наличии очага самовозгорания внутри торфяного штабеля влага «выжимается» от очага к поверхности [5], линейно возрастая до некоторого значения  $\omega_0$  на поверхности. Такая модель распределения влажности в торфе может быть применена к случаю, когда очаг самовозгорания находится на расстоянии не более 30–35 см от поверхности слоя. Это согласуется с тем, что глубина эффективно излучающего слоя  $l_0 = 1/\gamma$  [5] в диапазоне длин волн 3–17 см лежит в пределах 10–30 см.

Расчет будем проводить для торфяного слоя с внутренним очагом самовозгорания. Соответствующий профиль температуры  $T(z)$  приведен в [6]. Этот профиль хорошо аппроксимируется выражением

$$T(z) = T_0 + T_1 \exp[-\rho(h-z)^2], \quad (2)$$

где  $T_0$  — температура в глубине слоя,  $h$  — координата максимума температуры (т. е. координата очага самовозгорания),  $p = -h^{-2} \ln[(T(0) - T_0)T_1^{-1}]$ . В точке  $z=h$  температура максимальна и равна  $T(h) = T_0 + T_1$ .

При расчетах для температуры поверхности  $T(0)$  использовали два значения: 288 и 298 К, в обоих случаях температуру  $T_0$  в глубине считали равной 278 К. Температуру  $T_1$  варьировали от  $15^\circ$  до  $215^\circ$  с шагом  $10^\circ$ . Влажность считали убывающей по линейному закону от некоторого значения  $\omega_0$  на поверхности до нуля. Влажность принималась равной нулю, начиная с некоторой точки  $z_0$ , которая определяется следующим образом: при  $T(h) < 373$  К (температуры парообразования)  $z=h$ , при  $T(h) > 373$  К  $z_0$  определялась как координата точки, где  $T(z) = 373$  К. Находя из (2)  $z_0$ , получаем

$$z_0 = h \{ 1 - [\ln((373 - T_0)T_1^{-1})]^{1,2} [\ln((T(0) - T_0)T_1^{-1})]^{-1,2} \}.$$

При этом учитывалось, что при квазистационарном процессе разогревания торфа, как отмечалось выше, влага диффундирует от точки с максимальной температурой  $h$  к поверхности при  $T(h) < 373$  К и от точки  $z_0$  к поверхности при  $T(h) > 373$  К. Таким образом, профиль влажности имеет вид  $\omega(z) = \omega_0(1 - z/z_0)$ . В качестве  $\gamma(z)$  использовалось стандартное выражение

$$\gamma(z) = (4\pi/\lambda_0) \sqrt{\epsilon'(z)/2} \sqrt{-1 + \sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta}},$$

где  $\lambda_0$  — длина волны,  $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$  — действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости,  $\text{tg} \delta = \epsilon''/\epsilon'$ .

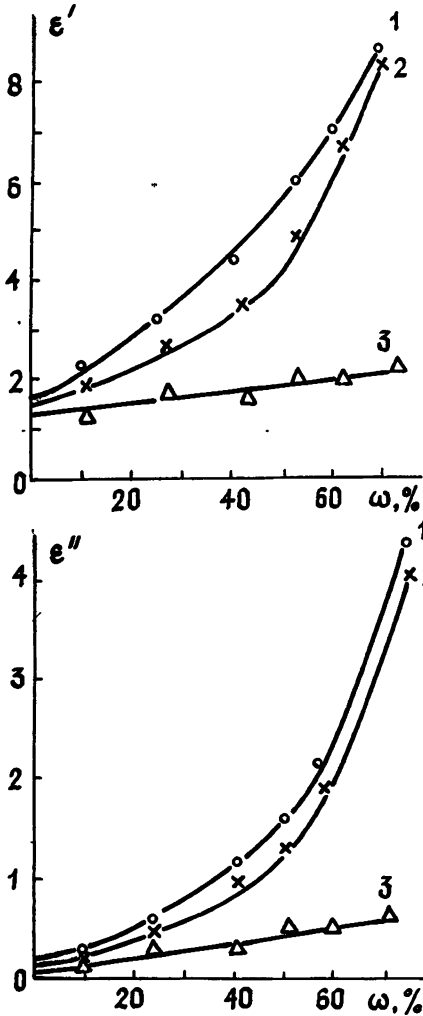


Рис. 1.

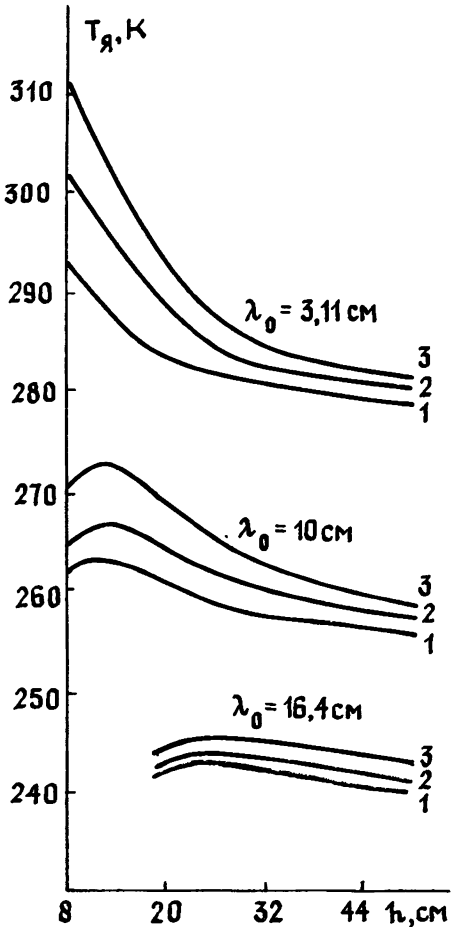


Рис. 2.

Для определения коэффициента излучения  $\alpha$  необходимо знать зависимость диэлектрической проницаемости от влажности. Поскольку в литературе отсутствуют данные о зависимости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  торфа от влажности в сантиметровом диапазоне, были проведены измерения методом короткого замыкания [7], в соответствии с которым

в измерительную линию помещался исследуемый образец. Измерялись положение минимума напряженности электрического поля относительно плоскости образца и коэффициент стоячей волны. На волне  $\lambda_0=3,11$  см была применена измерительная линия с прямоугольным волноводом, а на волнах 10 и 16,4 см применялась коаксиальная измерительная линия с волновым сопротивлением 50 Ом.

Исследовался образец сухого торфа со средней объемной плотностью  $0,524$  г/см<sup>3</sup>. В ходе эксперимента он насыщался влагой, процент которой определялся весовым способом по формуле  $\omega = [(P_v - P_c)/P_c]100\%$ , где  $P_v$  — вес влажного торфа,  $P_c$  — вес сухого торфа.

Надо отметить, что при измерениях неизбежно некоторое подсыхание торфа, поэтому значения действительной  $\epsilon'$  и мнимой  $\epsilon''$  частей диэлектрической проницаемости, вычисленные на основании результатов измерений, имеют относительную погрешность 10—12%. Зависимости диэлектрической проницаемости от влажности торфа на трех длинах волн изображены на рис. 1 (1— $\lambda_0=16,4$  см, 2— $\lambda_0=10$  см, 3— $\lambda_0=3,11$  см). Из рисунка видно, что в диапазоне 0—50% зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости от влажности близки к линейным и их можно представить в виде  $\epsilon' = \epsilon_0' + b'\omega$ ,  $\epsilon'' = \epsilon_0'' + b''\omega$ . Максимальная ошибка аппроксимации для  $\lambda_0 = 3,11$  см составляет 0,3, для 10 см — 5, а для 16,4 см — 7%.

Численные значения для  $\epsilon_0'$ ,  $\epsilon_0''$ ,  $|\epsilon_0|$  и коэффициентов  $b'$ ,  $b''$ ,  $b$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

$\lambda_0$	$\epsilon_0'$	$\epsilon_0''$	$ \epsilon_0 $	$b'$	$b''$	$b$	$\alpha$
3,11	1,315	0,058	1,316	0,013	0,006	0,014	0,968
10,0	1,5	0,1	1,51	0,048	0,02	0,5	0,88
16,4	1,6	0,1	1,612	0,08	0,03	0,088	0,821

Коэффициент излучения  $\alpha$  вычисляем, используя результаты работы [4], где были получены выражения для коэффициента отражения  $R$  плоской электромагнитной волны от полубесконечного слоя, диэлектрическая проницаемость которого меняется линейно с глубиной вплоть до определенного значения расстояния от поверхности слоя, а затем сохраняет некоторое постоянное значение. Соответствующее выражение для  $\alpha$  не приводим из-за его громоздкости. Необходимо лишь отметить, что оно справедливо при выполнении условия

$$m = (4\pi z_0 / 3\lambda_0 \omega_0 b) (|\epsilon(z=0)| - \sin^2 \theta)^{3/2} \gg 1. \quad (3)$$

Коэффициент излучения  $\alpha$ , приведенный в табл. 1 и вычисленный с использованием экспериментально полученных значений  $\epsilon$  по формулам работы [4] для сухого торфа ( $\omega(z) = 0$ ), отличается от результатов натуральных измерений  $\alpha$ , представленных в [4], на 4—6%.

По формуле (1) на ЭВМ были рассчитаны значения  $T_\pi$  при  $\theta=0$  для длин волн 3,11; 10; 16,4 см. В качестве переменных параметров использовались максимальная температура  $T(h)$  внутри торфяного слоя, расстояние  $h$  от точки с максимальной температурой до поверхности, поверхностная температура  $T(0)$  и влажность  $\omega_0$ .

Некоторые результаты расчетов приведены на рис. 2, где изображена зависимость  $T_\pi$  от  $h$  при различных значениях максимальной температуры  $T(h)$  при  $T(0)=288$  К и  $\omega_0=50\%$  (1— $T(h)=353$  К, 2— $T(h)=413$  К, 3— $T(h)=473$  К). Аналогичные расчеты при  $T(0)=298$  К приводят к примерно пропорциональному возрастанию зависимости  $T_\pi$  от  $h$ . К такому же результату приводит и уменьшение влажности. Приращение яркостной температуры составляет 1 К при увеличении  $T(0)$  на 1,2 К и уменьшении  $\omega_0$  на 3%. На длине волны 16,4 см значения  $h$ , при которых модель корректна, не должны быть меньше 18 см. Это условие получено из (3), когда  $m=10$ , а  $\omega_0 \leq 50\%$ . Для длин волн 3,11 и 10 см минимальные значения  $h$  равны соответственно 3 и 7 см. Из рис. 2 видно, что на разных длинах волн наблюдаются существенные различия  $T_\pi$  при одинаковых профилях температуры и влажности излучающей среды. При малых длинах волн изменение  $T_\pi$  более чувствительно к вариациям температурного профиля в торфе.

При  $h > 22 \div 24$  см изменение яркостной температуры на 1 К соответствует изменению  $T(h)$  на 25 К (3,11 и 10 см) и на 40 К (16,4 см) и не зависит от глубины  $h$ .

Таким образом, в работе экспериментально найдены зависимости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  от влажности торфа, причем при изменении влажности от 0 до 50% они практически линейны для диапазона длин волн 3—17 см.

Проведенные расчеты показали, что при глубине точки с максимальной температурой торфа  $h$  до 30—40 см возможно надежное обнаружение разогрева торфа на волнах длиной 3,11; 10 и 16,4 см.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бородин Л. Ф., Валендик Э. Н., Миронов А. С. — Раднотехника и электроника, 1978, 23, № 10, с. 2120.

2. Кондратьев К. Я., Григорьев А. А., Рабинович Ю. И., Шульгина Е. М. Метеорологическое зондирование подстилающей поверхности из космоса. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979, с. 176.
3. Лещанский Ю. И., Лебедева Г. Н., Шумилин В. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1971, 14, № 4, с. 562.
4. Шульгина Е. М. — Труды Главной Геофизической обсерватории, 1973, вып. 295, с. 98.
5. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радиоизлучение Земли как планеты. — М.: Наука, 1974, с. 31.
6. Кондратьев К. Я., Шульгина Е. М. — Труды Главной Геофизической обсерватории, 1975, вып. 331, с. 50.
7. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. — М.: Гостехиздат, 1963, с. 277.

Северо-Осетинский государственный университет

Поступила в редакцию  
26 декабря 1984 г.,  
после доработки  
14 октября 1985 г.

УДК 550.388.2

## О ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ТОКОВОЙ СТРУЕ

Г. Х. Каменецкая

В теоретических работах [1–3] исследуется образование мелкомасштабных неоднородностей плотности заряженных частиц током в однородной и слабонеоднородной плазме. Частота возникающих волн определяется соотношением  $\omega \sim k v_{0e}$ , где  $k$  — волновой вектор,  $v_{0e}$  — скорость электронов относительно ионов в токе. Рассмотренная модель объясняет ряд наблюдаемых свойств радиоэхо (пороговый эффект, ракурсная чувствительность и др.). Однако остается совершенно необъяснимым экспериментальный факт независимости величины частотного сдвига радиоэхо I типа от величины  $v_{0e}$  и магнитного азимутального угла между  $k$  и  $v_{0e}$  [4]. Ниже мы получим дисперсионное уравнение продольных волн в однородной плазме с учетом волнового движения молекул, одна ветвь которого описывает волны с  $\omega \sim k v_{0e}$ , а другая ветвь оказывается звуковой ( $\omega/k = v_{33}$ ) и по свойствам близка к неоднородностям I типа.

В качестве исходной используем следующую линеаризованную систему [5]:

$$m_{\alpha} \left( \frac{\partial v_{\alpha}}{\partial t} + (v_{0\alpha} \nabla) v_{\alpha} \right) = e_{\alpha} \left( E + \frac{1}{c} [v_{\alpha} H_0] \right) - \frac{\nabla P_{\alpha}}{N_{\alpha 0}} - \sum_{\beta} m_{\alpha} v_{\alpha\beta} (v_{\alpha} - v_{\beta}); \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_{\alpha}}{\partial t} + \text{div} (N_{\alpha} v_{\alpha}) = 0; \quad \nabla P_{\alpha} = \gamma_{\alpha} T_{\alpha} \nabla N_{\alpha}, \quad v_{\beta\alpha} = v_{\alpha\beta} \frac{N_{\alpha 0} m_{\alpha}}{N_{\beta 0} m_{\beta}}; \quad (2)$$

$$\text{div} E = 4\pi \sum_{\alpha} e_{\alpha} N_{\alpha}. \quad (3)$$

Здесь  $H_0$  — магнитное поле Земли,  $E$  — электрическое поле волны,  $e_{\alpha}$ ,  $m_{\alpha}$ ,  $v_{\alpha}$ ,  $N_{\alpha}$ ,  $T_{\alpha}$  — соответственно заряд, масса, скорость, концентрация, температура в эргах частиц сорта  $\alpha$  ( $\alpha = e, i, m$  — электроны, ионы, молекулы),  $N_{\alpha 0}$  — равновесная концентрация,  $\gamma_e = \gamma_i = 1$ , что соответствует изотермическому процессу,  $\gamma_m = 1.4$  — для адиабатического процесса в нейтральной части среды. В (1) пренебрежем электрон-ионными соударениями, влиянием магнитного поля на ионы ( $v_{im} \gg eH_0/m_i c$ ) и обменом импульсом между электронами и молекулами ( $v_{im} \gg v_{em} m_e/m_i$ ,  $v_e \gg v_m$ ). Из (1)–(3) для процессов  $\text{exp}(i\omega t - ikr)$  получаем дисперсионное уравнение

$$\omega_{0e}^2 \left[ \frac{\omega'_e \omega''_e (\omega_e'^2 - \omega_{He}^2)}{\omega_e''^2 - \omega_{He}^2 \cos^2 \theta} - \frac{k^2 T_e}{m_e} \right]^{-1} - \omega_{0i}^2 \left( \omega \omega_i'' - k^2 \frac{T_i}{m_i} + \frac{\omega^2 v_{im} v_{mi}}{\omega^2 - k^2 v_{33}^2 - i v_{mi} \omega} \right)^{-1} = 1, \quad (4)$$

где  $\omega'_\alpha = \omega - k v_{0\alpha}$ ,  $\omega''_\alpha = \omega'_\alpha - i v_{\alpha m}$ ,  $\omega_{0\alpha}^2 = 4\pi e^2 N_{\alpha 0} m_{\alpha}^{-1}$ ,  $\theta = |k H_0|$ ,  $v_{33}^2 = \gamma_m T_m \times m_m^{-1}$ ,  $\omega_{He} = e_e H_0 (m_e c)^{-1}$ . Пренебрегая в (4) единицей (условие квазинейтральности) и считая  $\omega - k v_{0e} \ll v_{em} \ll \omega_{He}$ , получим из него