

и расчетные данные согласуются, при $\varphi > 30^\circ$ наблюдаются расхождения. Данное расхождение связано с недостаточным динамическим потенциалом аппаратуры.

Библиографические ссылки

1. Родионова Н. В. Оценка параметров почвы по радарным данным с использованием эмпирической модели и декомпозиции по механизмам рассеяния // Исследование Земли из космоса. 2009. № 1. С. 3–8.
2. Nashashibi A., Ulaby F. T., Sarabandi K. Measurement and Modeling of the Millimeters-Wave Backscatter Response of Soil Surfaces // IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing. 1996. Vol. 34, № 2.
3. Characterization of Radar Backscatter Response of Sand-Covered Surfaces at Millimeters-Wave Frequencies / A. Y. Nashashibi, K. Sarabandi, F. A. Al-Zaid, S. Alhumaidi // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 50, № 6, 345–2354, June 2012.
4. Ulaby F. T., Allen C. T., Fung A. K. Method for Retrieving the True Backscattering Coefficient from

Measurements with a real Antenna // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 1983. Vol. GE-21, № 3. P. 308–313.

References

1. Rodionova N. V. Issledovaniye Zemli iz kosmosa. 2009, no. 1, pp. 3–8.
2. Adib Nashashibi, Fawwar T. Ulaby and Kamal Sarabandi. Measurement and Modeling of the Millimeters-Wave Backscatter Response of Soil Surfaces. IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing, Vol. 34, № 2, March 1996.
3. Nashashibi A. Y., Sarabandi K., Al-Zaid F. A., Alhumaidi S. Characterization of Radar Backscatter Response of Sand-Covered Surfaces at Millimeters-Wave Frequencies. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. 50, № 6, 345–2354, June 2012.
4. Fawwar T. Ulaby, Christopher T. Allen and Adrian K. Fung. Method for Retrieving the True Backscattering Coefficient from Measurements with a real Antenna. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol. GE-21, № 3, 308–313, July 1983.

© Ломухин Ю. Л., Атутов Е. Б., Басанов Б. В.,
Бутуханов В. П., 2013

УДК 519.2

РАДИОЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА И КОЭФФИЦИЕНТ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Ю. Л. Ломухин

Институт физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 670047, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 8. E-mail: lom@pres.bscnet.ru

Показана связь между коэффициентом обратного рассеяния и радиояркостной температурой.

Ключевые слова: лемма Лоренца, радиояркостная температура, коэффициент обратного рассеяния.

THE BRIGHTNESS TEMPERATURE AND THE BACKSCATTERING COEFFICIENT

Yu. L. Lomuhin

Institute of Physical Materials Science of Russian Academy of Sciences, Siberian Branch
8 Sakhyanova st., Ulan-Ude, 670047, Russia. E-mail: lom@pres.bscnet.ru

A relationship between the backscattering coefficient and brightness temperature is shown.

Keywords: Lorentz lemma, brightness temperature, backscattering coefficient.

Тепловое излучение содержит информацию о физических, геометрических и других свойствах нагретых тел. Измерение радиотеплового излучения радиометром основано на стремлении к равновесному состоянию тел с разными температурами. При этом между радиометром и измеряемым телом, в частности, земной поверхностью, существует электромагнитное

взаимодействие. Оба тела (радиометр и измеряемый объект), как излучают, так и поглощают электромагнитное излучение в соответствии с законами теплового излучения.

Рассмотрим механизм распространения волн от радиометра до земной поверхности и обратно, рис. 1.

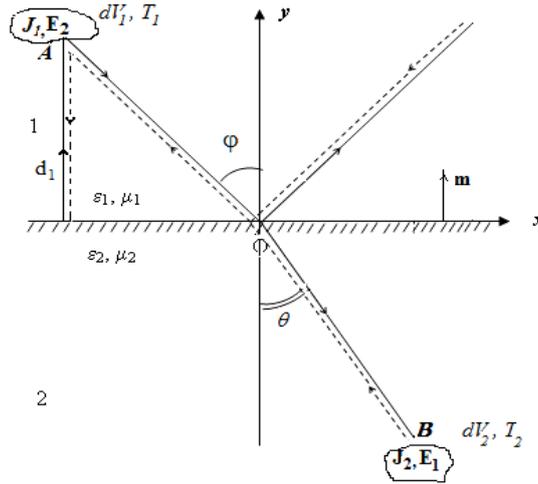


Рис. 1. Схема формирования радиометрического сигнала

Область V_1 содержит радиометр, область V_2 – это область в среде 2, куда поступает поле от V_1 (см. рис. 1). Для анализа удобно воспользоваться леммой Лоренца:

$$\int_{V_1} (\overline{J_1} \overline{E_1}) dV = \int_{V_2} (\overline{J_2} \overline{E_1}) dV$$

Пусть $V_1 = V_2$, тогда

$$\overline{J_1} \overline{E_2} = \overline{J_2} \overline{E_1} \quad (1)$$

Сторонний ток J_1 – это ток на поверхности антенны радиометра, ток J_2 – это ток возбужденный в среде 2 полем E_1 , источником которого является J_1 . При монохроматическом излучении наибольший вклад в ток J_2 вносят поляризационные токи, т. е. диполи, излучение которых распространяется по различным направлениям, в том числе, в сторону источника, последние поступают в V_1 , как E_2 . Учитывая, что

$$\overline{J_2} = \frac{d\overline{P}}{dt} \text{ и } \overline{P} = \alpha \overline{E_1},$$

в соответствии с геометрической оптикой, запишем

$$\overline{E_2}(\beta) = \overline{E_0} \left\{ \left[e^{-2i(k_1 r_1 + k_2 r_2)} T_{1,2}(\beta) T_{2,1}(\theta) + e^{-2i r_1 r_1'} V_{1,2}^2(\beta) \right] + e^{-2i k_1 d_1} V_{1,2}(0) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1}$, $k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2}$, $\epsilon_{1,2} = \epsilon_{1,2} - i\epsilon_{1,2}$, $\epsilon_{1,2} = \text{Re}\epsilon_{1,2}$, $\epsilon_{1,2} = \text{Im}\epsilon_{1,2}$; $T_{1,2}(\beta)$, $T_{1,2}(\theta)$ – коэффициенты прохождения, соответственно, из среды 1 в среду 2 и из среды 2 в среду 1; $V_{1,2}(\beta)$ – коэффициенты Френеля; $r_1 = h_1/\cos\beta$, $r_2 = h_2/\cos\beta$, h_1 и h_2 – границы рассеивающих объемов в первой и второй средах.

Поле $\overline{E_2}(\beta)$ записано как суперпозиция полей из трех слагаемых: поля из объема среды 2, поля из объема среды 1 и поля, отраженного от границы раздела сред по нормали.

В формуле (2) следует учесть, что только при $\beta = 0$ подключается третье слагаемое, а при $\beta \neq 0$ оно исчезает. Этот факт мы учтем следующим образом:

$$\overline{E_2}(\beta) = \alpha(\beta) \overline{E_0} \left\{ \left[e^{-2i(k_1 r_1 + k_2 r_2)} T_{1,2}(\beta) T_{2,1}(\theta) + e^{-2i k_1 r_1'} V_{1,2}^2(\beta) \right], \beta \neq 0, \quad (3) \right.$$

$$\left. \overline{E_2}(0) = \overline{E_0} \left\{ \left[e^{-2i(k_1 d_1 + k_2 h_2)} T_{1,2}(0) T_{2,1}(0) + e^{-2i k_1 h_1'} V_{1,2}^2(0) \right] + \delta(\beta - \varphi) \varphi F(\beta) e^{-2i k_1 d_1} V_{1,2}(0) \right\}, \beta = 0. \quad (4) \right.$$

Положим в формулу (3) $\beta = 0$ и, приравняв выражения (3) и (4) определим $\alpha(\beta)$, d_1 – расстояние радара от поверхности.

$$\alpha(\beta) = 1 + \frac{G\delta(\varphi - \beta) F(\beta) V_{1,2}(0)}{\left[T_{1,2}(0) T_{2,1}(0) e^{-2i(k_2 h_2)} + V_{1,2}^2(0) e^{-2i k_1 h_1'} \right]}. \quad (5)$$

В выражении (5) введены диаграмма направленности и коэффициент усиления антенны радиометра.

Поля, поступающие в радиометр со всех направлений в пределах диаграммы направленности, рассчитаем с помощью представления Стреттона-Чу для двумерного случая:

$$\overline{E}(P) = \frac{A}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ -i\omega\mu_1 \Psi \left[\overline{mH} \right] + \left[\left[\overline{mE} \right] \nabla \Psi \right] + \left(\overline{mE} \right) \nabla \Psi \right\} \cos \beta dx, \quad (6)$$

$$\overline{H}(P) = \frac{A}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ i\omega\epsilon_1 \Psi \left[\overline{mE} \right] + \left[\left[\overline{mH} \right] \nabla \Psi \right] + \left(\overline{mH} \right) \nabla \Psi \right\} \cos \beta dx, \quad (7)$$

Положим $\Psi = \frac{e^{-ik_1 r_1}}{r_1}$, и в качестве \bar{E} в соответствии с (3) и (5) принимаем

$$\bar{E} = \bar{E}_0 e^{-ik_1 r_1} \alpha(\beta) \left\{ \left[e^{-2ik_2 r_2} T_{1,2}(\beta) T_{2,1}(\beta) + e^{-2ik_1 r_1} V_{1,2}^2(\beta) \right] \right\}, \quad \bar{H} = \frac{1}{\omega \mu_1} [\bar{K}_1 \bar{E}]$$

и подставляя в (6) и (7), и учитывая, что диаграмма направленности узкая, интегрирование проводим приближенно, затем определяем мощность поля, поступающего в радиометр:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\bar{E}(P) \bar{H}^*(P) \right]$$

Интегральная светимость Земли равна

$$P_{uc} = \int_0^\infty r(\omega) P d\omega \quad (8)$$

где $r(\omega) = \frac{\omega}{c^2 \pi} \frac{h\omega}{e^{kT} - 1}$ – формула Планка. В приближении Релея–Джинса

$$r(\omega) \cong \frac{2kT}{\lambda^2},$$

поэтому (8) есть

$$P_{uc} = \frac{2k}{4\pi^2 c^2} T_{ря},$$

$$T_{ря}^{\parallel\perp} = T_0 \int_0^\infty \omega^2 \sigma^{\parallel\perp}(\varphi) \sigma^{\parallel\perp}(\varphi)^* d\omega,$$

где $T_{ря}$ – так называемая радиояркостная температура, если полоса пропускания прибора $\Delta\omega$, то

$$T_{ря}^{\parallel\perp} = \int_\omega^{\omega+\Delta\omega} \omega^2 \sigma^{\parallel\perp}(\varphi) \sigma^{\parallel\perp}(\varphi)^* d\omega$$

и $\sigma(\varphi)$ – коэффициент обратного рассеяния:

$$\sigma^{\parallel\perp}(\varphi) = \alpha^{\parallel\perp}(\varphi) \left\{ \left[1 - V_{1,2}^{\parallel\perp}(\varphi) \right] e^{-2ik_2 r_2} + V_{1,2}^{\parallel\perp}(\varphi) e^{-2ik_1 r_1} \right\} \Phi^{\parallel\perp}(\varphi), \quad (9)$$

$$\alpha^{\parallel\perp}(\varphi) = 1 + \frac{GF^{\parallel\perp}(\varphi) V_{1,2}^{\parallel\perp}(0)}{\left[1 - V_{1,2}^{\parallel\perp}(0) \right] e^{-2ik_2 h_2} + V_{1,2}^{\parallel\perp}(0) e^{-2ik_1 h_1}},$$

$$\Phi^{\parallel\perp}(\varphi) = \begin{cases} \cos^2 \varphi & \text{при } TE \text{ – поляризации ("⊥"),} \\ \cos \varphi \sqrt{(1 + \sin^2 \varphi)^2 + \frac{1}{4} \sin^2 2\varphi} & \\ \text{при } TM \text{ – поляризации ("||").} \end{cases}$$

$$V_{1,2}^{\parallel}(\varphi) = \frac{Z_1^{\parallel} \cos \varphi - Z_2^{\parallel} \cos \theta}{Z_1^{\parallel} \cos \varphi + Z_2^{\parallel} \cos \theta}, \quad Z_1^{\parallel} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}}, Z_2^{\parallel} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}},$$

$$V_{1,2}^{\perp}(\varphi) = \frac{Z_1^{\perp} \cos \varphi - Z_2^{\perp} \cos \theta}{Z_1^{\perp} \cos \varphi + Z_2^{\perp} \cos \theta}, \quad Z_1^{\perp} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}, Z_2^{\perp} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}},$$

Параметры h_1 и h_2 определяются из уравнений баланса энергии в первой и второй средах, и означают границы излучающих объемов в средах:

$$h_1 \approx \frac{1}{\operatorname{Im} k_1}, h_2 \approx \frac{1}{\operatorname{Im} k_2}.$$

Формулу (9) можно обобщить на случай неровной поверхности путем умножения коэффициентов Френеля на $\exp[-2k_1^2 \Delta^2 \cos^2 \varphi]$, где Δ – СКО неровностей.

Поясним физический смысл выражения (9). Первые слагаемые в фигурных скобках описывают излучение из объема второй среды (земли), второе слагаемое относится к излучению из первой среды (атмосферы). Множитель $\alpha^{\parallel\perp}(\varphi)$ учитывает угловую анизотропию приемной системы радиометра или радара.

Итак, радиояркостная температура и коэффициент обратного рассеяния линейно связаны между собой. Угловые зависимости данных параметров аналогичны.

© Ломухин Ю. Л., 2013

УДК 550.837

СТРУКТУРА ВОДНОЙ ТОЛЩИ И ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЙ ОЗЕРА КОТОКЕЛЬ ПО ДАННЫМ ГЕОРАДАРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

В. Б. Хаптанов, Ю. Б. Башкуев, М. Г. Дембелов

Институт физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 670047, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6. E-mail: valery433210@rambler.ru

Представлены результаты георадарного исследования озера Котокель, на котором в 2008–2009 гг. наблюдалась вспышка «гафской» болезни. С помощью георадара «Око-2» получены убедительные данные о стратификации водной толщи и донных отложений озера. Сделан вывод о преимущественно тектоническом характере возникновения озерной котловины.

Ключевые слова: георадар, стратификация, донные отложения, озерная котловина, сейсмодислокация.

* Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №12-02-98007, №12-02-98002, №12-05-98051.