

УДК 551.594.221

РАДИОЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПРИ ПРИЗЕМНОМ
ВОЛНОВОДНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ МИКРОВОЛН

Ж. Б. ХАЧАТРЯН, В. Х. ГАРИБЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 января 1996 г.)

Основываясь на результатах работы [1], проведен расчет параметров траектории микроволн в условиях сверхрефракции. Получена связь радиояркостной температуры приземного волновода с основными параметрами атмосферы и подстилающей поверхности при различных поляризациях.

1. Введение

Основной задачей пассивной радиолокации или радиотеплолокации является получение информации об объектах путем анализа собственного радиотеплового излучения самими объектами. Основой радиолокации является прием весьма слабого теплового излучения электромагнитных волн в СВЧ диапазоне с помощью высокочувствительных радиометров.

В радиометрологии в качестве несущих информацию сигналов используется естественное тепловое электромагнитное излучение самой атмосферы в диапазоне длин волн 1—10 см. Основными источниками излучения атмосферы в диапазоне частот от 100 до 50000 МГц являются водяной пар и молекулярный кислород. На этих частотах возникает поглощение (излучение) атмосферными газами на линии 1,35 см (22,235 ГГц) водяного пара и в окрестности 0,5 см (60,000 ГГц) молекулярного кислорода.

При определенных условиях единственным параметром, определяющим интенсивность излучения реального тела является температура АЧТ, эквивалентная излучению данного реального излучателя. Для характеристики излучения реального тела в микроволновом диапазоне длин волн вводится понятие радиояркостной температуры, определяемой формулой

$$B = \frac{2k}{\lambda^2} T_R. \quad (1)$$

Здесь $T_R = \chi T$ — радиояркостная температура, χ — коэффициент поглощения, T — кинетическая температура данного тела, B — яркость нормальной площадки реального излучателя, λ — длина волны излучения, k — постоянная Больцмана.

2. Яркость температура при волноводном распространении микроволн

В условиях сверхрефракции траектория радиоизлучения имеет вид, представленный на рис. 1а работы [1]. Для радиояростной температуры в предположении игольчатой диаграммы направленности и приземного расположения антенны справедливо соотношение

$$T_l = \int_0^L T(l)\gamma(l)\exp[-\tau(l)]dl + (1-R)T_n\exp[-\tau(h)] + \\ + R\exp[-\tau(h)] \int_0^L T(l)\gamma(l)\exp[-\tau(l)]dl + (1-R)T_n\exp[-2\tau(l)]R + \dots \quad (2)$$

Здесь суммирование проводится до бесконечности, $T(l)$ —термодинамическая температура атмосферы вдоль траектории радиолуча, $J(l)$ —линейный коэффициент поглощения вдоль радиотрассы, L —протяженность траектории луча между двумя отражениями от поверхности Земли (длина одной петли волновода),

$$\tau(l) = \int_0^L J(l')dl', \quad (3)$$

K —коэффициент отражения от подстилающей поверхности (принят одинаковым по всей протяженности трассы), T_n —термодинамическая температура подстилающей поверхности.

В соотношении (2), переходя к зависимости от высоты h от поверхности Земли, получим:

$$T_R = \int_0^{H_{max}} T(h)J(h)\exp[-\tau_1(h)] \frac{dh}{\sin\theta(h)} + \int_{H_{max}}^0 T(h)\gamma(h)\exp[-\tau_2(h)] \frac{dh}{\sin\theta(h)} + \\ + (1-R)T_n\exp[-\tau(h)] + R\exp[-\tau(h)] \int_0^{H_{max}} T(h)\gamma(h)\exp[-\tau_1(h)] \frac{dh}{\sin\theta(h)} + \\ + R\exp[-\tau(h)] \int_0^{H_{max}} T(h)\gamma(h)\exp[-\tau_2(h)] \frac{dh}{\sin\theta(h)} + (1-R)R\exp[-2\tau(h)], \quad (4)$$

где величины $\tau_1(h)$ и $\tau_2(h)$ соответствуют интегральному ослаблению на восходящем и нисходящем участках траектории, соответственно, и заданы соотношением:

$$\tau_1(h) = \int_0^h \gamma(h') \frac{dh'}{\sin\theta(h')}, \quad (5)$$

$$\tau_2(h) = \int_0^{H_{max}} \gamma(h') \frac{dh'}{\sin \theta(h')} + \int_{H_{max}}^h \gamma(h') \frac{dh'}{\sin \theta(h')}, \quad (6)$$

$$\tau(h) = 2 \int_0^{H_{max}} \gamma(h') \frac{dh'}{\sin \theta(h')}. \quad (7)$$

Величина $\theta(h)$ — угол, под которым луч пересекает сферическую поверхность $R_3 + h = \text{const}$ (R_3 — радиус земного шара).

Введем обозначения

$$T_1 = \int_0^L T(l) \exp[-\tau(l)] dl = \int_0^{H_{max}} T(h') \gamma(h') \exp[-\tau(h')] \frac{dh'}{\sin \theta(h')} + \int_{H_{max}}^0 T(h') \gamma(h') \exp[-\tau_2(h')] \frac{dh'}{\sin \theta(h')} \quad (8)$$

можно упростить соотношения (1) и (2).

Величина T_1 соответствует вкладу T_p , обусловленному участком траектории до первого отражения от подстилающей поверхности (Земли), т. е. длиной траектории L . Аналогично введем T_2 :

$$T_2 = (1 - R) T_n \exp[-\tau(L)]. \quad (9)$$

Этот вклад соответствует сигналу от подстилающей поверхности, сформированному в точке первого отражения траектории луча.

3. Яркостная температура при волноводном распространении микроволн для ортогональной и горизонтальной поляризаций

Вклад, соответствующий сигналу от подстилающей водной поверхности, сформированному в точке первого отражения траектории луча (8), зависит от поляризации излучения, поскольку от поляризации зависит коэффициент отражения R .

Для параллельной и ортогональной к плоскости падения луча поляризаций имеем:

$$T_{2\parallel} = (1 - R_{\parallel}) T_n \exp[-\tau_{\parallel}(L)], \quad (10)$$

$$T_{2\perp} = (1 - R_{\perp}) T_n \exp[-\tau_{\perp}(L)], \quad (11)$$

где коэффициенты отражения R_{\parallel} и R_{\perp} , коэффициенты пропускания τ_{\parallel} и τ_{\perp} определяются формулами Френеля:

$$R_{\parallel} = \frac{\text{tg}^2(i_1 - i_2)}{\text{tg}^2(i_1 + i_2)}, \quad (12)$$

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)}, \quad (13)$$

$$\tau_{||} = \frac{2\sin^2 i_2 \cos^2 i_1}{\sin^2(i_1 + i_2) \cos^2(i_1 - i_2)}, \quad (14)$$

$$\tau_{\perp} = \frac{2\sin^2 i_2 \cos^2 i_1}{\sin^2(i_1 + i_2)}. \quad (15)$$

Здесь i_1 и i_2 — углы падения и преломления, которые связаны между собой соотношением Снеллиуса для плоской границы:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (16)$$

Принимая n_1 для воздуха равным единице и учитывая, что $n_2 = \sqrt{\epsilon_\lambda}$, где ϵ_λ — относительная диэлектрическая проницаемость подстилающей поверхности, зависящая от длины волны излучения, получим:

$$\sin i_1 = \sqrt{\epsilon_\lambda} \sin i_2. \quad (17)$$

При переходе от углов i к дополнительному углу θ [1—5], формулы Френеля примут вид:

$$R_{||} = \left[\frac{\epsilon_\lambda \sin \theta - \sqrt{\epsilon_\lambda - \cos^2 \theta}}{\epsilon_\lambda \sin \theta + \sqrt{\epsilon_\lambda - \cos^2 \theta}} \right]^2, \quad (18)$$

$$R_{\perp} = \left[\frac{\sqrt{\epsilon_\lambda - \cos^2 \theta} - \sin \theta}{\sqrt{\epsilon_\lambda - \cos^2 \theta} + \sin \theta} \right]. \quad (19)$$

Соотношения (18) и (19) являются более удобными, чем (12) и (13), т. к. в них используются лишь характеристики подстилающей поверхности и угол визирования θ . Поэтому в радиометрологии пользуются ими.

С учетом обозначений в (8) и (9) выражение для радиояростной температуры в случае атмосферного волновода приобретает вид:

$$T_R = (T_1 + T_2) + (T_1 + T_2) R \exp[-\tau(L)] + \\ + (T_1 + T_2) R^2 \exp[-2\tau(L)] = \sum_{p=0}^N (T_1 + T_2) \{R \exp[-\tau(L)]\}^p, \quad (20)$$

где N — число «петель» на траектории волноводного распространения.

Величина $(T_1 + T_2)$ по своему физическому смыслу соответствует вкладу в T_R , обусловленному первым участком траектории, включая первое отражение от подстилающей поверхности. Вклад подстилающей поверхности ослабляется в $q = \exp[-\tau(L)]$ раз и т.д.

В результате выражение (20) для T_R можно выразить геометрической прогрессией, первый член которой $T_0 = T_1 + T_2$, а знаменатель прогрессии равен q . Если длина траектории, при которой выполняется условие волноводного распространения, такова, что ней укладывается N «петель», то для T_R получим

$$T_R = \sum_{p=0}^N T_0 q^p = T_0 \frac{1 - q^{N+1}}{1 - q}. \quad (21)$$

А в случае бесконечного ряда, когда длина траектории волновода ламного больше L , получим

$$T_R = \sum_{p=0}^{\infty} T_0 q^p = T_0 \frac{1}{1-q}. \quad (22)$$

Соотношения (21) и (22) могут служить основой для анализа связи величины T_R с основными метеопараметрами атмосферы и подстилающей поверхностью.

Авторы выражают благодарность проф. О. С. Ерицяну за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. П. Баберцян, Ж. Б. Хачатрян. Известия НАН Армении, Физика, 29, 178 (1994).
2. А. Е. Башаринов, Л. Г. Тучков, В. М. Поляков, Н. И. Ананов. Докл. на первой всесоюзной конференции по радиометрологии. Фрунзе, 1972, с. 17.
3. А. Г. Горелик, Ж. Б. Хачатрян. XV Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Алма-Ата, 1987, с. 26.
4. W. L. Price. Proc. Phys. Soc., 61, 59 (1948).
5. F. Ikezami. IRE Trans., Ant. Prop., AP-7, 252 (1959).
6. A. C. Schellend, C. R. Burrows, E. V. Ferrell. Proc. IRE, 21, 427 (1933).

BRIGHTNESS TEMPERATURE FOR A NEAR-EARTH WAVEGUIDE PROPAGATION OF MICROWAVES

Zh. B. KHACHATRIAN and V. Kh. GARIBYAN

Based on the results of Ref. [1], a calculation of microwaves trajectory in the super-refraction conditions is carried out. A relation of microwave brightness temperature of a near-Earth waveguide with the main parameters of the atmosphere and the underlay surface is found for different polarizations.

ՌԱԴԻՈՊԱՅՄԱՆՈՒՄԻՆ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԸ ՄԻԿՐՈԱԼԻՔՆԵՐԻ ՄԵՐՉԳԵՏՆՅԱ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՎ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԴԵՊՈՒՄ

ժ. Բ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Վ. Խ. ԴԱՐԻԲՅԱՆ

Հիմնվելով [1] աշխատանքի արդյունքների վրա, ստացված է կապ մերձգետնյա ալիքատարի ռադիոպայծառային ջերմաստիճանի մթնոլորտի և նրան ենթադասվող մակերևույթի հիմնական պարամետրերի միջև, տարբեր բևեռացումների համար: