

Об эффективных значениях
коэффициента распространения
вдоль приземных излучателей
ДКМВ диапазона

Действующая длина l_2 приземной симметричной антенны (с длиной плеча L_2) может быть представлена как:

$$l_2 = 1/I_0 \int_0^{2L_2} I(x) dx,$$

где x – координата вдоль оси излучателя, I_0 – амплитуда тока в точке питания.

Распределение тока вдоль приземной симметричной антенны может быть представлено как: $I(x) = e^{-\alpha x} \cdot |\sin[\beta(2L_2 - x)]|$, где α и β – коэффициенты затухания и фазы соответственно.

Тогда коэффициент усиления (КУ) G_2 приземной антенны будет выражен как:

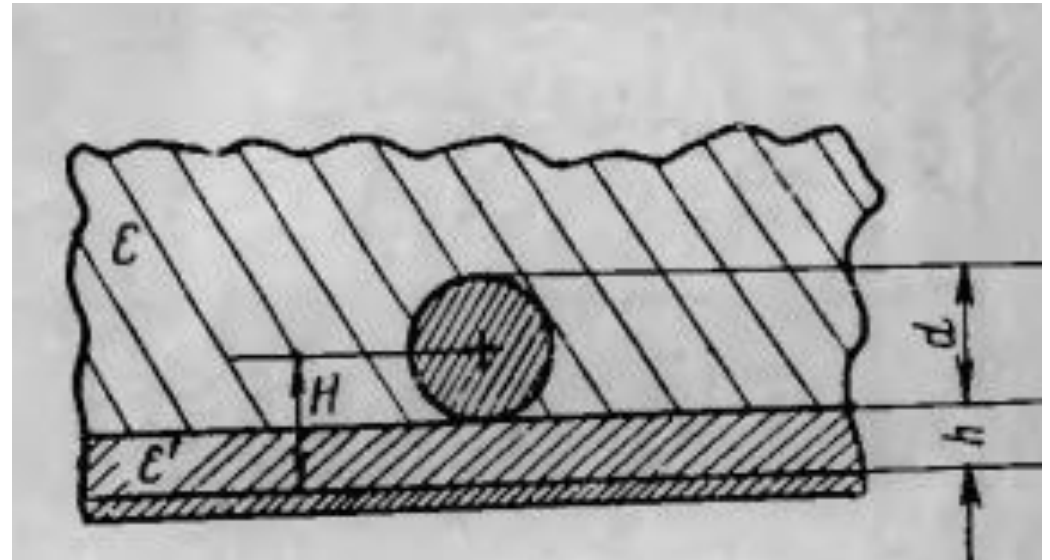
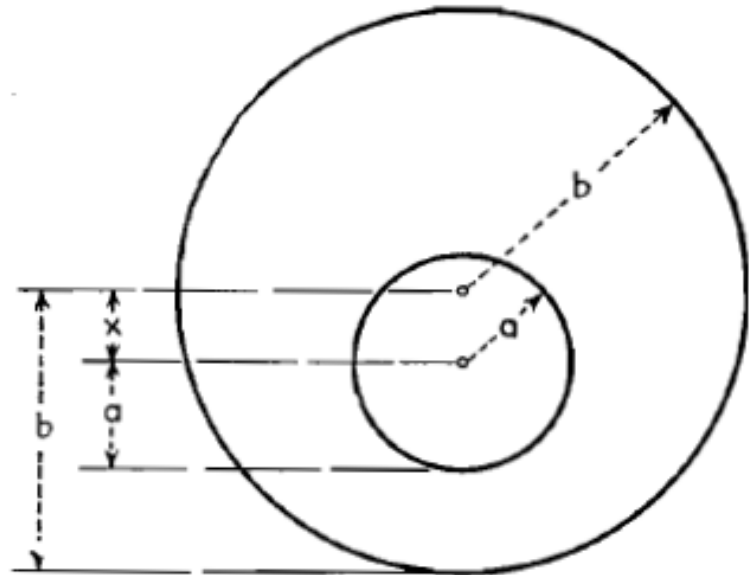
$$G_2 = \frac{120}{W_2} \left(\frac{\pi l_2}{\lambda} \right)^2, \quad \text{где } \lambda \text{ – длина волны, } W_2 \text{ – волновое сопротивление антенны.}$$

$$Z = W_2 \cdot \operatorname{cth}(\gamma L_2) \quad \gamma = \alpha + i\beta$$

Известны [3,4,5] соотношения, связывающие эффективное значение КДП несимметричной линии (полоска или провод над слоем диэлектрика на проводящей плоскости) и её геометрии. В сущности ϵ_{eff} для тонких проводов составляет среднюю величину между КДП воздуха, равным 1, и ϵ_r .

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{(\epsilon_r + 1)}{2} + \frac{(\epsilon_r - 1)}{2} \left\{ [1 + 12(h/w)]^{-1/2} + 0.041 [1 - (w/h)]^2 \right\}$$

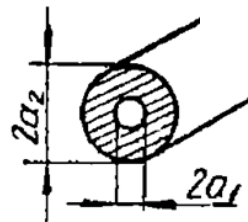
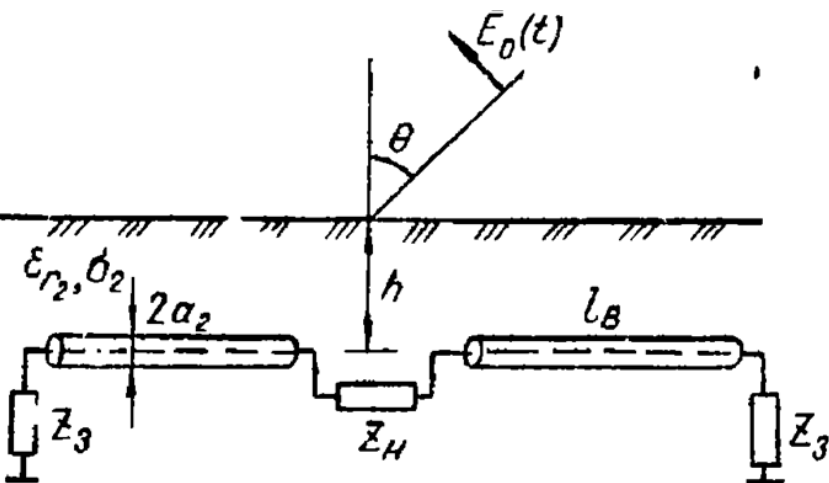
h - высота слоя диэлектрика, w - ширина полоски [5]. Очевидно, приведенные соображения для длинных полосковых линий нельзя полностью перенести на случай приземной дипольной антенны.



$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + \frac{2}{\ln(2d/a)} \left[\frac{1}{(2k_4 d)^2} - \frac{K_1(2k_4 d)}{2k_4 d} + i\pi \frac{I_1(2k_4 d)}{4k_4 d} - i \left(\frac{2k_4 d}{3} + \frac{(2k_4 d)^3}{45} + \frac{(2k_4 d)^5}{1575} + \dots \right) \right]$$

d – высота подъема дипольной антенны, k_4 – волновое число в среде (почва);
 a – радиус провода; K_1 I_1 – модифицированные функции Бесселя второго и первого рода.

При вычислении согласно [2] параметров изолированного диполя (вibratorа) было использовано приближение бесконечно тонкой изоляции: $a_2 \rightarrow a_1$ а также устремление глубины погружения h к нулю ($h \rightarrow 0$) для приближения к модели приземного vibratorа, а не погруженного в почву.



$$\delta = \delta^0$$

$$\left[\frac{1 + \frac{30\pi k_0}{\delta^0 W^0} F_{11}}{1 - \frac{30\pi \delta^0 / W^0}{k_0 \epsilon_{r2}} F_{11}} \right]$$

105. Coleman В. Распространение электромагнитных возмущений вдоль тонкого провода в горизонтально-слоистой среде. Phil. Mag., 1950, v. 41, ser. 7, Mar, p. 276—288.
106. Корольков П. С. Симметрия

Точность приведенного соотношения тем выше, чем меньше радиус провода. В нашем случае

$$\gamma \approx \sqrt{\frac{k_1^2 + k_2^2}{2}} \approx \frac{k_2}{\sqrt{2}}, \quad (\text{V.5.2})$$

поскольку обычно $k_2^2 \gg k_1^2$.

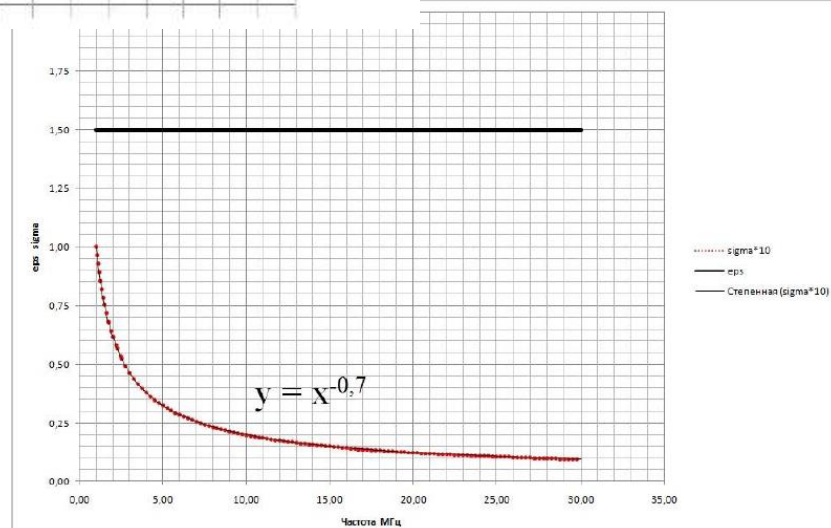
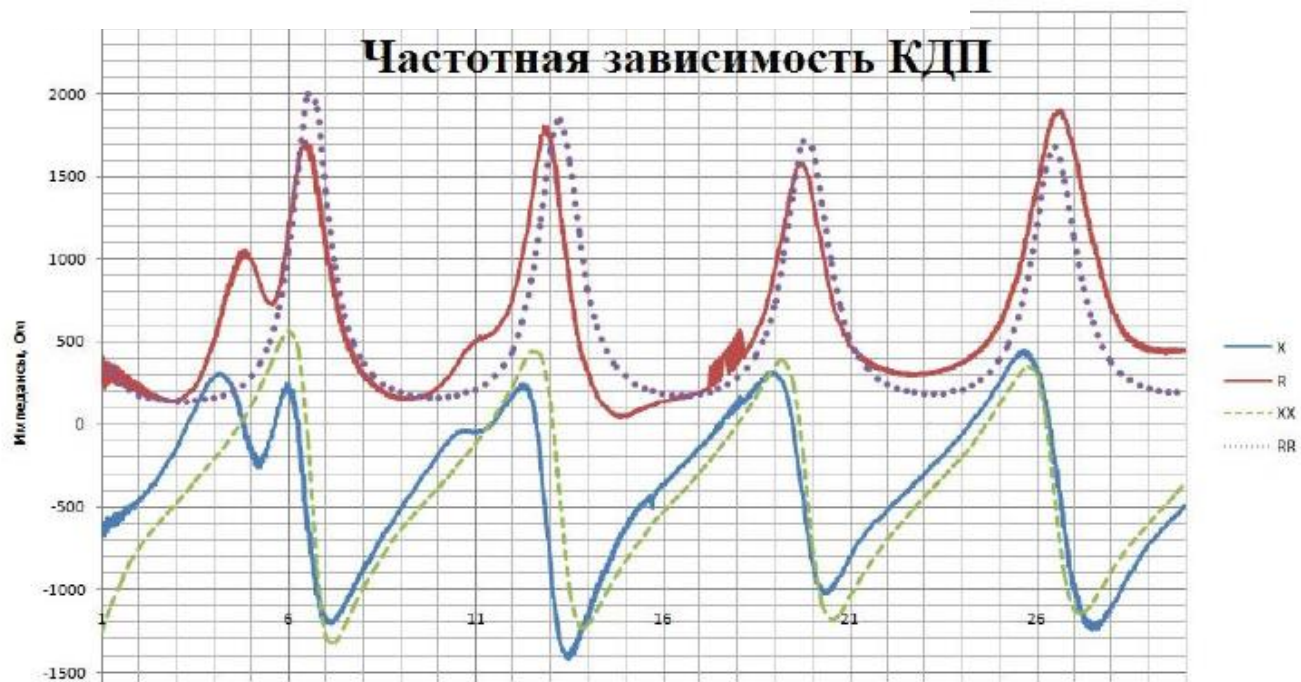
где k_1 — волновое число в воздушном полупространстве, а k_2 — в почве. Постоянную распространения выбирают как среднее и достаточно близкое к k_2 .

Источник	Значение ϵ_{eff} через ϵ	Измеренное значение ϵ_{eff}	Расчетное значение ϵ_{eff}
Предварительные аналогии с полосковой линией [3,4,5]	$\frac{\epsilon + 1}{2}$	1,5...2,0	10,5
[6]	$\sqrt{\frac{\epsilon^2 + 1}{2}}$		14,1
[2]	ϵ		20
[1]	$\epsilon \cdot \left(1 + \frac{2}{\ln(2d/a)} \cdot \left[\frac{1}{(2kd)^2} - \frac{K_1(2kd)}{2kd} \right] \right)$ <p>$k=2\pi \epsilon^{1/2}/\lambda$ d – высота над землей a – радиус провода.</p>		10..15

$$Z = W_2 \cdot \text{cth}(\gamma L_2)$$

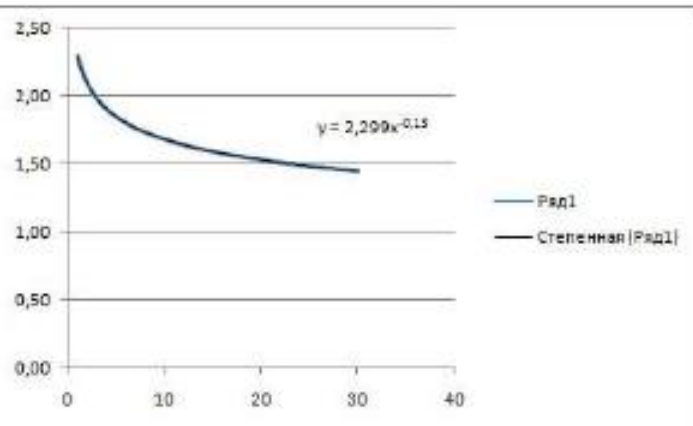
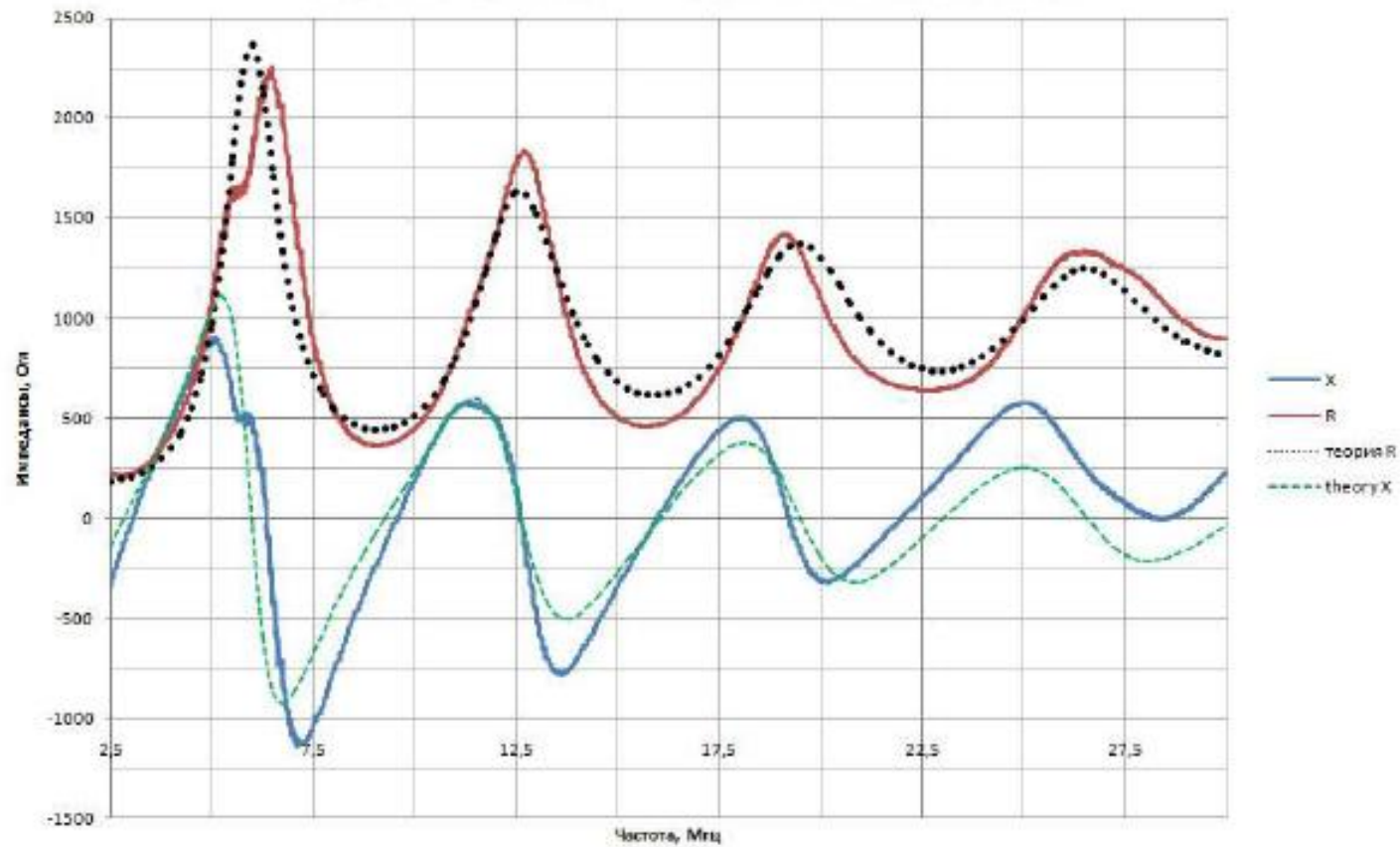
$$\gamma = \alpha + i\beta$$

ая точка

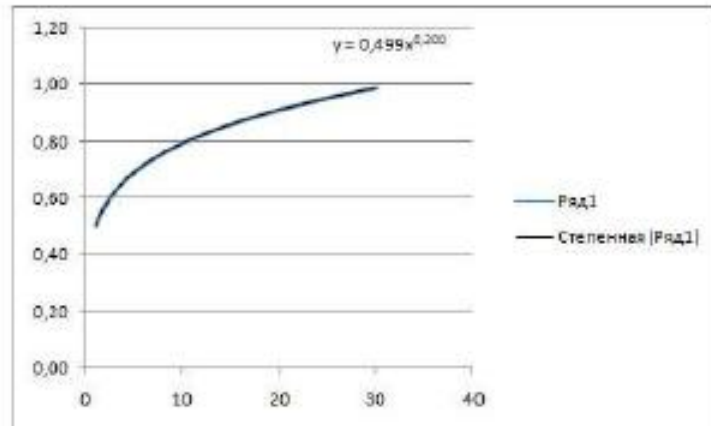


$$\epsilon = 2.3 \cdot f^{-0.135}$$

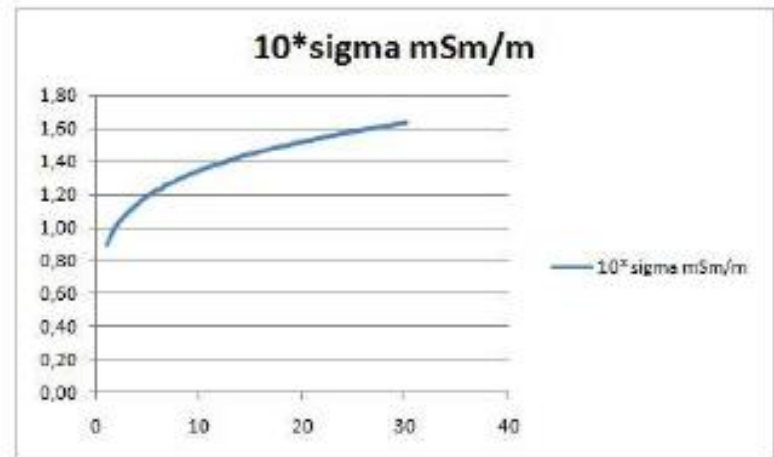
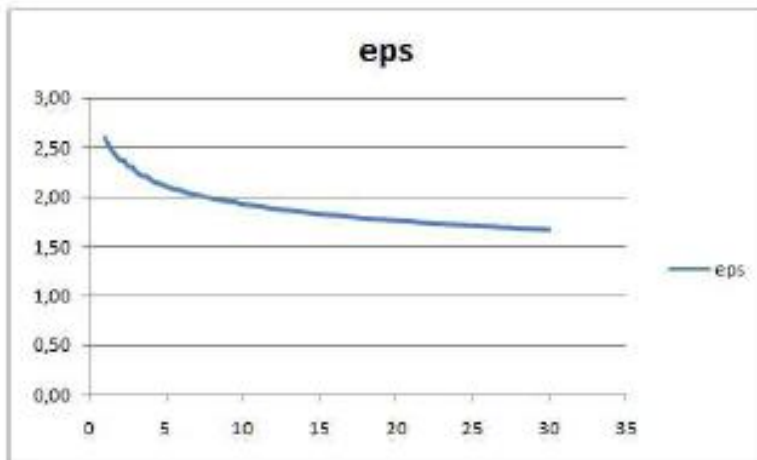
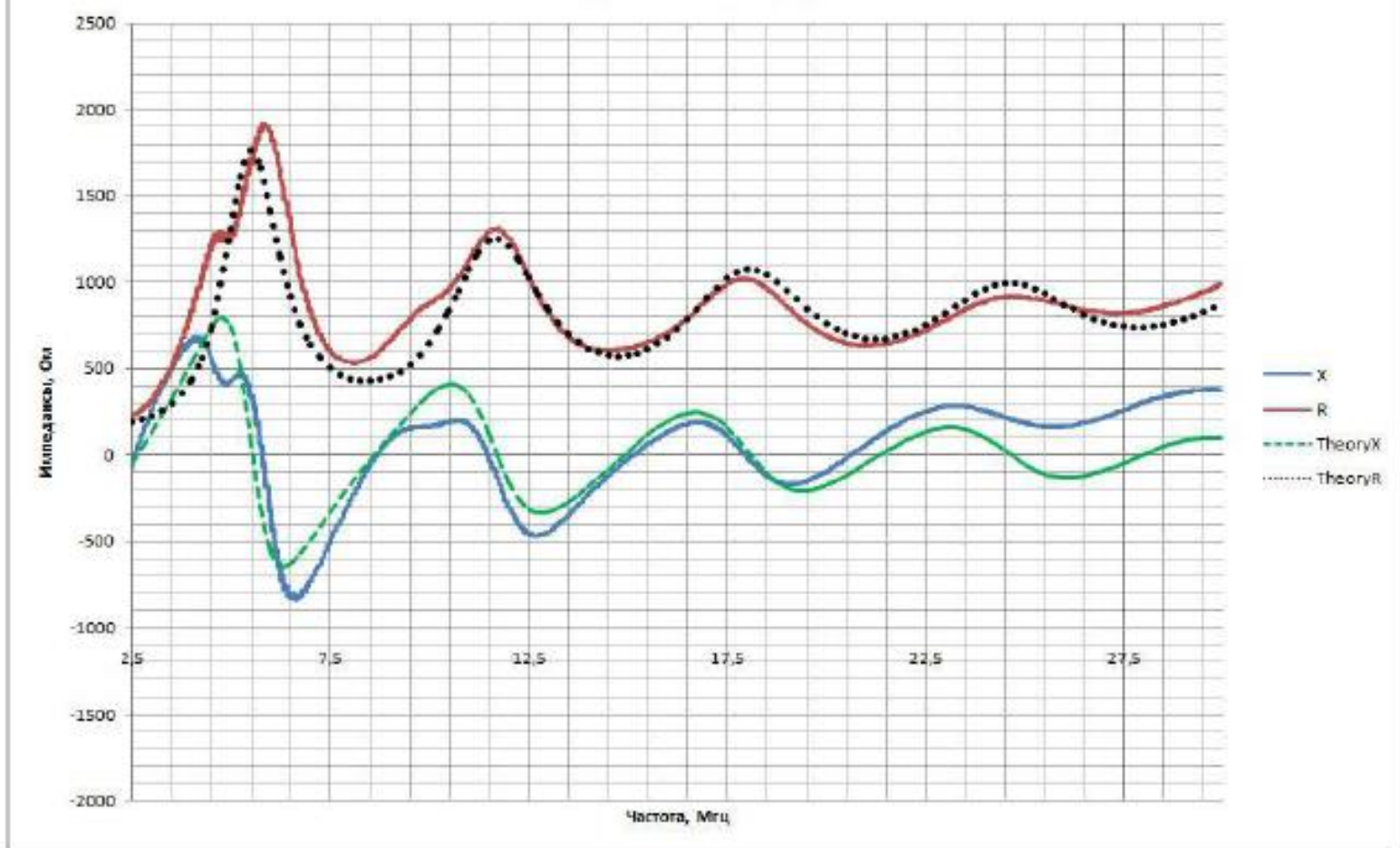
$$\sigma = 0.05 \cdot f^{0.2} \text{ mSm/m}$$

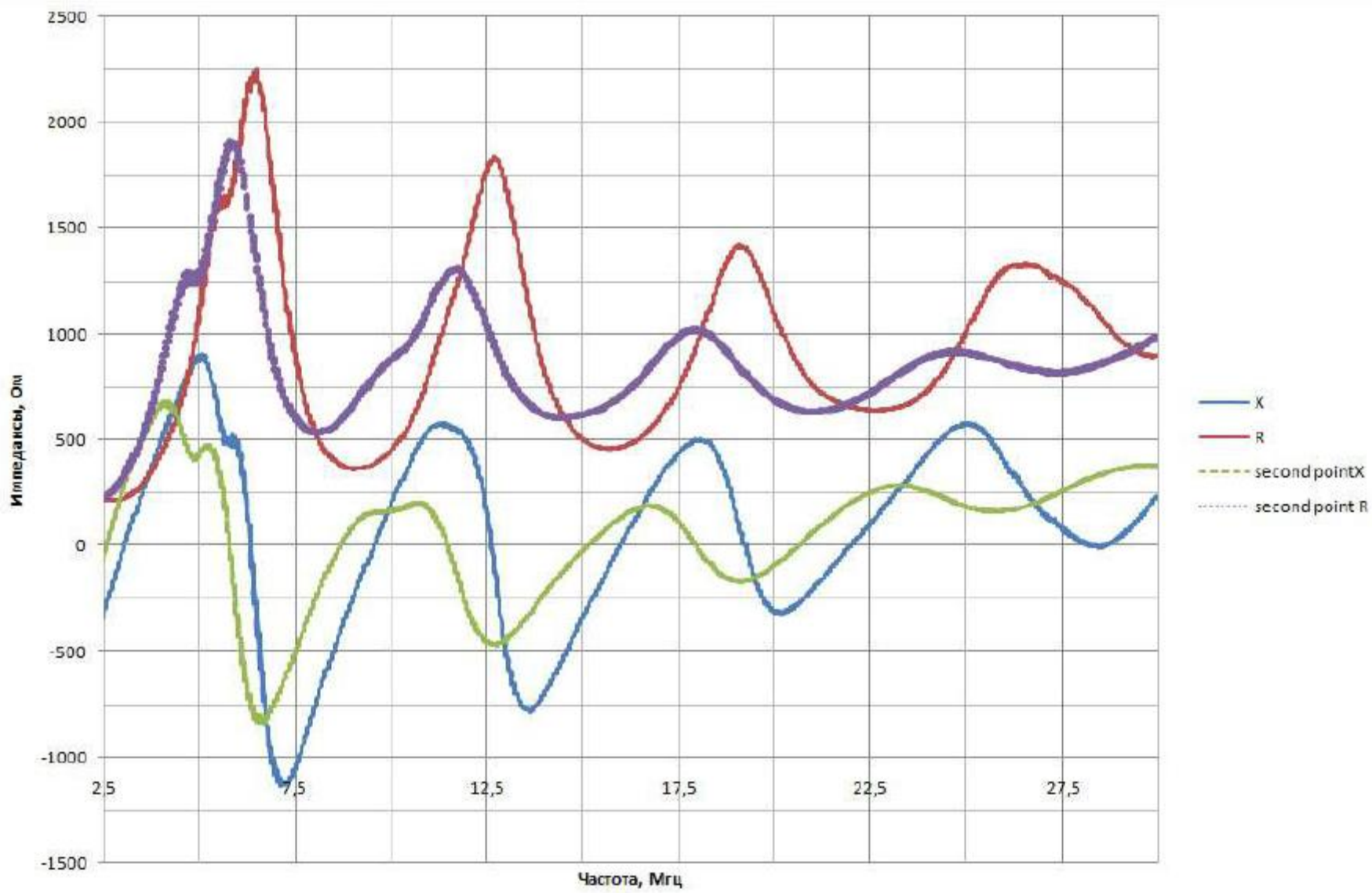


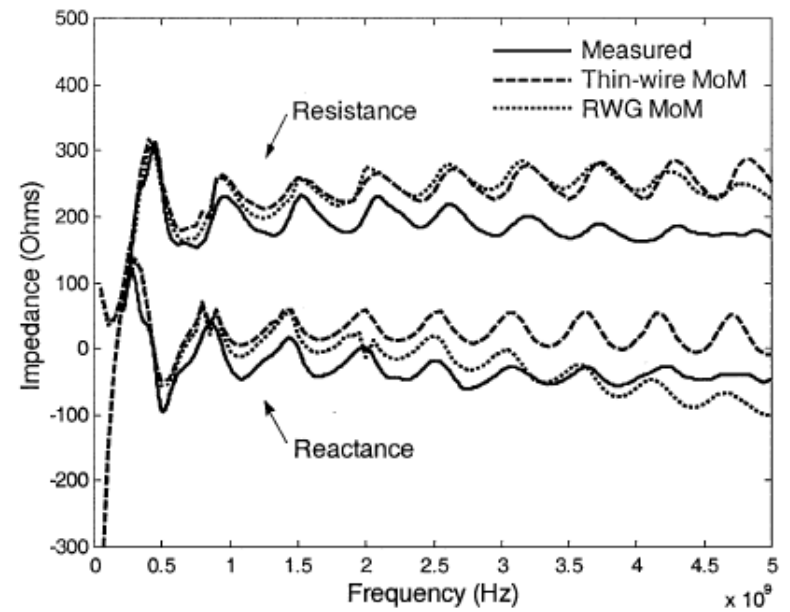
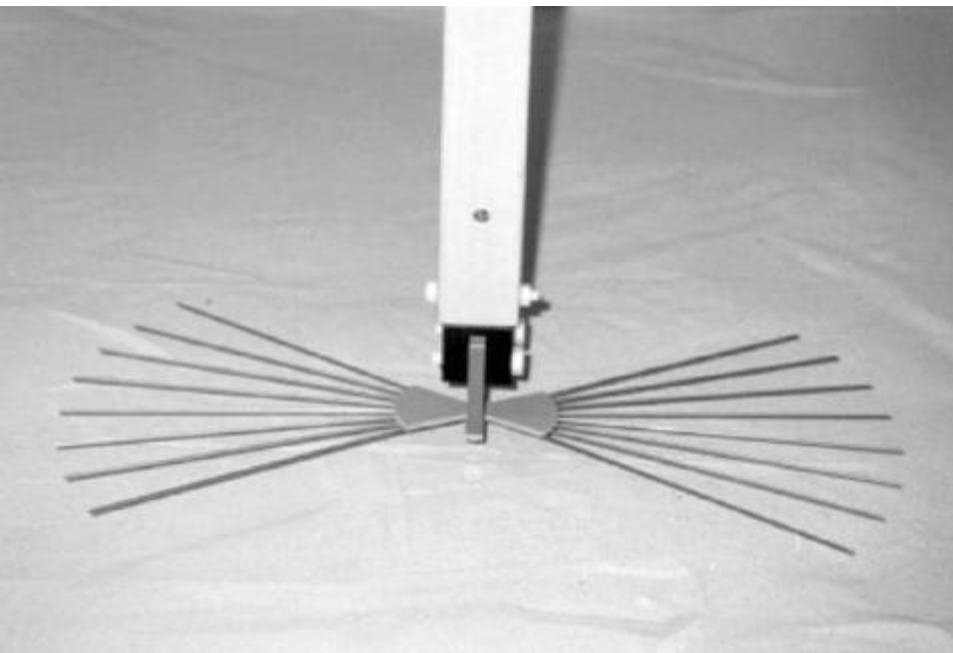
ϵ



$10 \cdot \sigma$ mSm/m

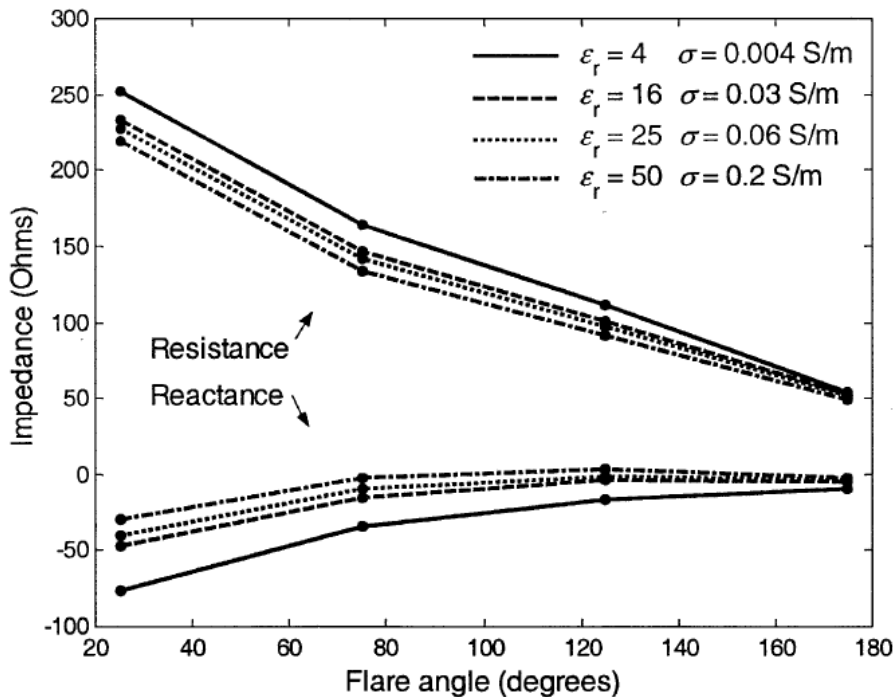






(b)

Fig. 3. Input impedance of the wire bow-tie antenna in Fig. 1. The ground, which is the dry sand, is modeled with $\epsilon_r = 2.5$ and $\sigma = 0.004$ S/m. The antenna elevation is (a) 5 cm and (b) 1 cm.



«Numerical and Experimental Analysis of Circular-End Wire Bow-Tie Antennas Over a Lossy Ground»

Andrian Andaya Lestari, Alexander G. Yarovoy, *Member, IEEE*, and Leo P. Ligthart, *Fellow, IEEE* VOL. 52, NO. 1, JANUARY 2004

$$\text{rot}H = \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$$

$$H = \text{rot}A \quad E = -\text{grad}\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}$$

$$\text{rot rot}A = \nabla \times \nabla \times A = \text{grad div}A - \Delta A$$

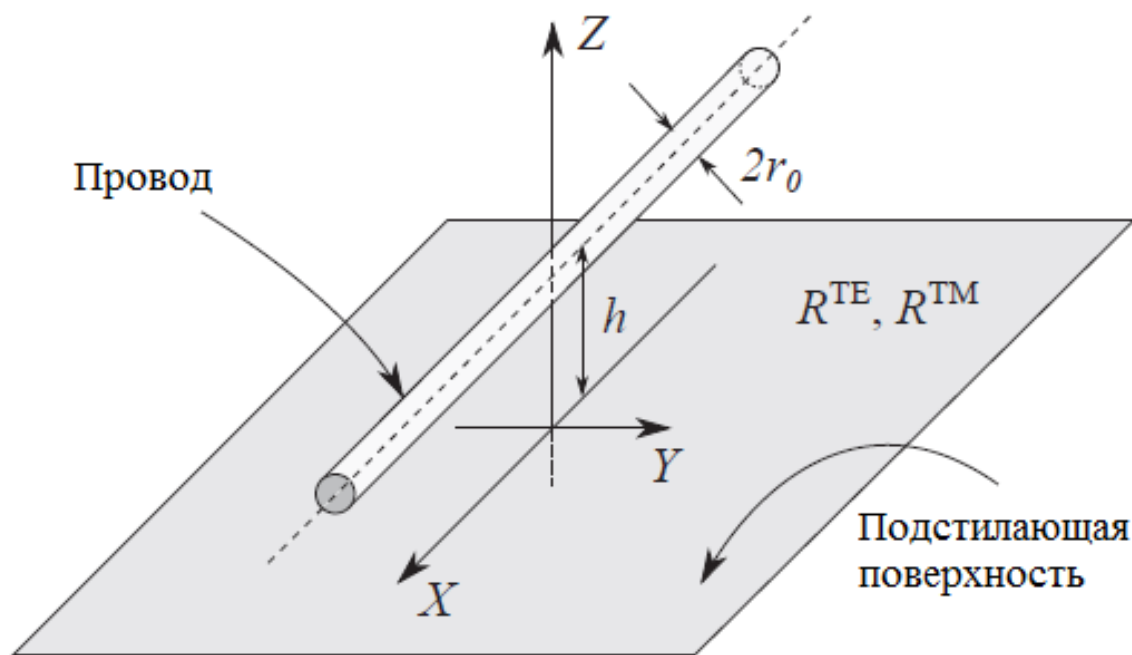
$$-\Delta A + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial^2 t} = \frac{4\pi}{c} j - \text{grad} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \text{div}A \right)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \text{div}A = 0 \quad E = -\frac{1}{\varepsilon} \text{grad}\varphi - \frac{\mu}{c} i\omega A$$

$$E = -\text{grad} \left(\frac{ic}{\varepsilon \cdot \omega} \text{div}A \right) - \frac{\mu}{c} i\omega A$$

$$-\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{1}{c^2}(i\omega)^2 A = \frac{4\pi}{c} j; \quad A(z) = \frac{4\pi}{c} \int_{V_z} j(z') \cdot G(z, z') dz'$$

$$-i\varepsilon\omega E(x) = \int_0^L \left(\frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} - k^2 \right) \cdot G(x, x') \cdot J(x') dx'$$



Епервичное+
Евторичное
 $z > 0$

$z < 0$
Еземл

«Impedance calculations for horizontal wire antennas above lossy earth» R.C. Babu ; Journal of electromagnetic waves and applications , Vol. 11, 1567-1591, 1997.

$$\int_{-h}^{+h} I_x(x')g(x, x')dx' = i4\pi\omega\epsilon_0V_0^e\delta(x) ,$$

$$g(x, x') = g_0(x, x') - g_i(x, x') + g_s(x, x'),$$

$$g_0(x, x') = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_2^2 \right) \frac{e^{ik_2r_1}}{r_1},$$

$$g_i(x, x') = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_2^2 \right) \frac{e^{ik_2r_2}}{r_2},$$

$$g_s(x, x') = ik_2^2 \int_0^\infty \left(\frac{\gamma_1\gamma_2}{k_1^2\gamma_2 + k_2^2\gamma_1} [J_0(\lambda\rho) - J_2(\lambda\rho) \cos 2\phi] \right. \\ \left. + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} [J_0(\lambda\rho) + J_2(\lambda\rho) \cos 2\phi] \right) e^{i\gamma_2 2d} \lambda d\lambda.$$

А. Зоммерфельд «Дифференциальные уравнения в частных производных
физики»

М. 1950 изд. Иностранной литературы

представление через разложения по цилиндрическим функциям

$$n^2 = \frac{\varepsilon + i \frac{\sigma}{\omega}}{\varepsilon_0}$$

$$k_{\text{зем}} = nk$$

$$\Pi_{\text{перв.}} = \int_0^{\infty} I_0(\lambda r) e^{-\mu(z+h)} \frac{\lambda d\lambda}{\mu},$$

$$\Pi_{\text{втор.}} = \int_0^{\infty} F(\lambda) I_0(\lambda r) e^{-\mu(z+h)} d\lambda.$$

$$\Pi_{\text{з}} = \int_0^{\infty} F_{\text{з}}(\lambda) I_0(\lambda r) e^{+\mu_{\text{з}}z - \mu h} d\lambda, \quad \mu_{\text{з}}^2 = \lambda^2 - k_{\text{з}}^2$$

«Electromagnetic wave propagation along a thin wire over an arbitrary isotropic interface»

Stanislav B. Glybovski, Valeri P. Akimov, V. Zalipaev

Proceedings of the International Conference DAYS on DIFFRACTION 2015, pp. 112–117

$$\begin{aligned} E_1^r &= a_1^- \overset{\text{первич}}{\exp(j\beta_1 z)} + a_1^+ \overset{\text{вторич}}{\exp(-j\beta_1 z)}, & E_x^i + E_x^{s, \text{TM}} + E_x^{s, 0} &= 0, \\ E_2^r &= a_2^- \exp(j\beta_2 z), \\ &\text{зем.} \end{aligned}$$

Граничные условия вдоль земли

Граничные условия вдоль излучателя

Ток $I(x)$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(x') P(0, x') dx' = 0$$

$$\begin{aligned} P(x, x') &= G_s^0(x, x') \\ &+ \left(1 + \frac{1}{k_1^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) [G_i(x, x') + G_s^{\text{TM}}(x, x')] \end{aligned}$$

$$G_i = \frac{\exp\left(-jk_1 \sqrt{r_0^2 + (x - x')^2}\right)}{4\pi \sqrt{r_0^2 + (x - x')^2}}$$

$$G_s^{\text{TM}}(x, x') = \int_0^{+\infty} f^{\text{TM}}(\xi) \frac{\exp[-jk_1 d(x - x')]}{4\pi d(x - x')} d\xi.$$

$$G_s^0(x, x') = - \int_0^{+\infty} f^0(\xi) \frac{[1 + jk_1 d(x - x')]}{4\pi k_1^2 d^3(x - x')} \cdot \exp[-jk_1 d(x - x')] d\xi$$

$$d(x - x') = \sqrt{(x - x')^2 + (2h - j\xi)^2}$$

$$f^{\text{TM}}(\xi) \approx -\delta_+(\xi) + 2k_1 Z_s \exp(-k_1 \xi Z_s),$$

$$f^0(\xi) \approx 2k_1 Z_s [\exp(-k_1 \xi Z_s) - \exp(-k_1 \xi / Z_s)]$$

$$Z_s = \sqrt{\mu/\varepsilon}$$

$$I(x') = I_0 \exp(-jwx').$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(x')P(0, x')dx' = 0$$

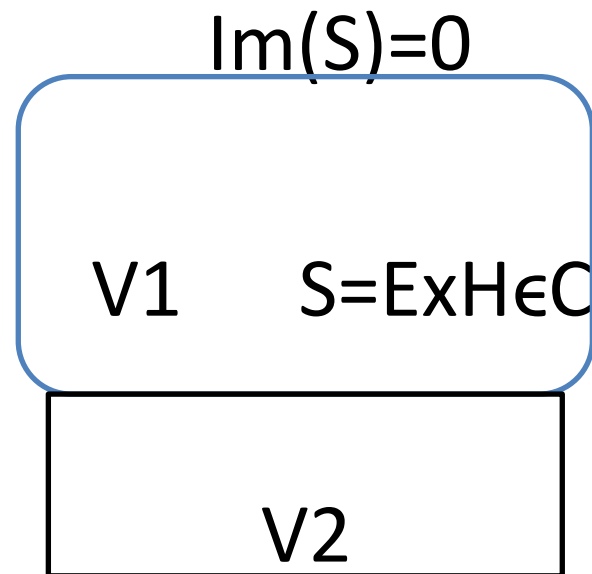
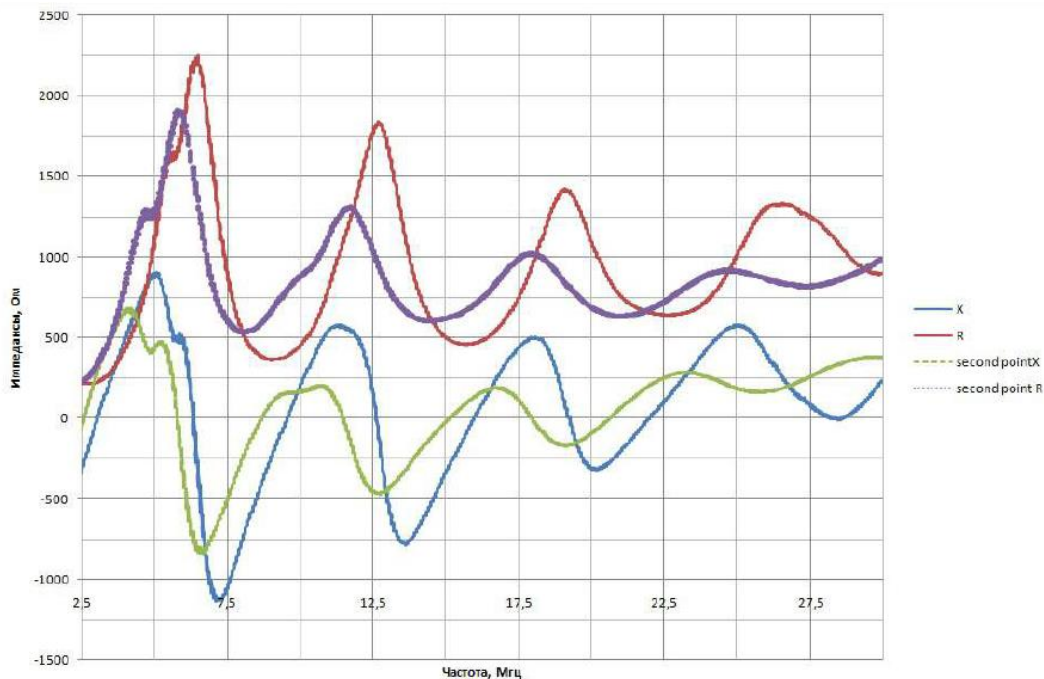
Employing small-argument asymptotic formulas for Hankel functions, which correspond to a quasi-static approximation, one finally obtains

$$w = k\sqrt{1 - \frac{jZ_s}{k_1 h \ln \frac{2h}{r_0}}},$$

which is the same formula as first mentioned by Carson in 1926. It can be checked that real values of material parameters result in a negative imaginary part of a propagation constant and, therefore, in attenuation. This is explained by radiation for arbitrary $h \ll \lambda_1$ (a single wire in a non-conductive environment).

For a conductive material of the lower half-space one can introduce a complex effective permittivity $\varepsilon_2 = \varepsilon_d \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_d}\right)$, where σ is the conductivity and ε_d is the dielectric constant of the ground. In this case (30) gives both attenuation and deceleration of the quasi-TEM wave traveling along the wire over the ground.

Явно не выражены постоянные распространения γ



$$\epsilon_{\text{эфф}} = \frac{V_1}{V_1 + V_2} + \epsilon \frac{V_2}{V_1 + V_2}$$

- [1] Р. Кинг, Г. Смит: Антенны в материальных средах: в 2-х книгах. Кн. 1. Пер с англ. – М: Мир, 1984. -824 с., ил.
- [2] Б.В. Сосунов, В.В. Филиппов : Основы расчета подземных антенн – Л. : ВАС, 19990, 82 с.
- [3] М.А.Р. Ганстон: Справочник по волновым сопротивлениям фидерных линий СВЧ. Пер. с англ. Под ред. А.З. Фрадина. – М., «Связь», 1976 152 с. с ил.
- [4] Ю.К. Муравьев : Справочник по расчёту проволочных антенн – ВАС, 1978, стр. 1-302.
- [5] T. Koryu Ishii: Microwave Technology: vol. 1 Components and devices. 1995 Academic press, inc.
- [6] Г.А. Лавров, А.С. Князев: Приземные и подземные антенны. Теория и практика антенн, размещенных вблизи поверхности земли – М. Советское радио, 1965.

БЛАГОДАРЮ ЗА ВНИМАНИЕ