

弱起伏介质中界面脉冲波的互相干函数^{**}

李乐伟 焦培南

(中国电波传播研究所, 河南新乡)

摘要 在折射指数起伏具有 Gauss 谱的弱起伏随机介质中, 设激发源为脉冲偶极子, 利用 Born 近似和 DGF 方法, 研究了随机介质内部无线电通信中界面脉冲波 (lateral pulse wave) 的互相干函数, 得到了解析解, 并用背景介质层的反射系数、阻抗、导纳等物理量通过超几何级数的形式表示出来. 结果表明, 在该通信中, 互相干函数的主要贡献来源于相干场, 而非相干场的贡献也是较大的.

关键词 电磁场; 随机介质; 界面脉冲波; 相干函数

一、引言

随机介质中脉冲波的传播特性通常是由互相干函数所决定. 在无线电波闪烁的研究中^[1], 通过高阶矩满足的抛物方程, 人们已经对互相干函数进行了深入细致地研究^[2-4], 得到了由平面波、球面波和束波激发下的一系列结果.

随着随机介质中无线电通信研究工作的深入和发展^[5-6], 脉冲波的传播同样引起了人们极大的兴趣. 开始讨论的是半无限随机介质模型, 接着提出了和客观现实更为符合的三层和四层模型^[7-10], 并获得了相干场和非相干场的理论计算公式和多径传播模式.

本文在文献 [7, 8] 求得的单色波的平均场和起伏场的基础上, 进一步对脉冲波进行了研究. 设随机起伏为弱起伏, 且折射指数起伏服从于 Gauss 谱分布, 得到了脉冲波的互相干函数的解析表达式, 并用超几何级数的形式表示出来, 最后作了数值计算. 上述这些结果可用于诸如随机介质中无线电通信的传播信道以及系统设计等许多问题中去.

二、基本问题

考虑如图 1 的三层随机介质模型, 其中第 I 层为半无限自由空间, 第 III 层为半无限地面, 第 II 层为随机介质层, 其介电常数 ϵ_2 为

$$\epsilon_2 = \langle \epsilon_2 \rangle + \epsilon_0 \epsilon_{2f}, \quad \langle \epsilon_2 \rangle = \epsilon_2' \left(1 + j \frac{\sigma_2}{\omega \epsilon_2'} \right) \quad (1)$$

设介电常数 ϵ_{2f} 服从如下的 Gauss 谱分布

* 1987 年 4 月 27 日收到, 1988 年 8 月 26 日修改定稿.

** 国家自然科学基金资助项目.

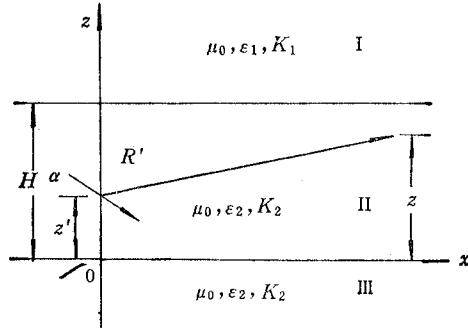


图 1 问题的几何模型

$$\begin{aligned} B_f(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) &= \langle \varepsilon_{2f}(\mathbf{R}_1) \cdot \varepsilon_{2f}^*(\mathbf{R}_2) \rangle \\ &= B_f(0) e^{-a|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|^2} \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $B_f(\theta)$ 为方差, a 为与起伏尺度有关的常数.

对于如图 1 的无线电通信路径, 收发均在随机介质内部. 设激发脉冲偶极子的源强度为

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{R}', t) &= \rho_2 (\cos \alpha \hat{X} + \sin \alpha \hat{Z}) \delta(X) \delta(Y) \delta(Z - Z') \\ &\quad \times [H(t) - H(t - t_0)] e^{i\omega_0 t} \end{aligned} \quad (3)$$

其中, ρ_2 , ω_0 和 t_0 分别为脉冲偶极子的偶极矩, 载频和脉冲原始宽度, α 为如图 1 所示的偶极子的极化角, $H(t)$ 为单位阶跃函数.

而谱域中的源为

$$\mathbf{J}(\mathbf{R}', \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{J}(\mathbf{R}', t) e^{i\omega t} dt \quad (4a)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{R}', t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{J}(\mathbf{R}', \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (4b)$$

定义谱域中脉冲波的互相关函数为

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2; \omega_{01}, \omega_{02}; \omega_1, \omega_2) \\ = \langle \mathbf{E}(\mathbf{R}_1, \omega_{01}, \omega_1) \mathbf{E}^*(\mathbf{R}_2, \omega_{02}, \omega_2) \rangle \end{aligned} \quad (5)$$

其中, $\mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega_0, \omega)$ 为谱域中脉冲波的场.

考虑到电磁场由相干场和非相干场组成:

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega_0, \omega) = \langle \mathbf{E}(\mathbf{R}, \omega_0, \omega) \rangle + \mathbf{E}^s(\mathbf{R}, \omega_0, \omega) \quad (6)$$

则得

$$\Gamma(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2; \omega_{01}, \omega_{02}; \omega_1, \omega_2) = \Gamma_c + \Gamma_i \quad (7)$$

其中, Γ_c 为相干场的相干函数, Γ_i 为非相干场的相干函数, 它们分别为

$$\Gamma_c = \langle \mathbf{E}(\mathbf{R}_1, \omega_{01}, \omega_1) \rangle \cdot \langle \mathbf{E}^*(\mathbf{R}_2, \omega_{02}, \omega_2) \rangle \quad (8a)$$

$$\Gamma_i = \mathbf{E}^s(\mathbf{R}_1, \omega_{01}, \omega_1) \cdot \mathbf{E}^{s*}(\mathbf{R}_2, \omega_{02}, \omega_2) \quad (8b)$$

三、相干界面波的相干函数

就相干波的传播来说, 文献 [7] 已经讨论了其多径传播模式. 对于上述基本问题, 很

显然,直接波模、反射波模以及沿地面内表传播的界面波模 (lateral wave mode) 均将因远距离通信而很快地衰减掉,因此,对接收场起主要贡献的是沿空气表面传播的界面波模。对脉冲波而言,其主传播模同样是该界面波模。

将(4a)式的频域激发源密度的表达式代入,利用文献[7]中空气表面界面波同样的研究方法,经过一系列的计算,我们得到相干场界面脉冲波 (lateval pulse wave) 的相干函数为

$$\Gamma_c = \Gamma_0 [\Theta_c^V(\omega_1, \omega_2) D_c^V(\omega_1, \omega_2) + \Theta_c^H(\omega_1, \omega_2) D_c^H(\omega_1, \omega_2)] \quad (9)$$

其中:

$$\begin{aligned} \Gamma_0 = & \left[\frac{\mu_0 \rho_2}{2\pi r_1 r_2} \right]^2 \frac{\omega_1 \omega_2}{(\omega_1 - \omega_{01})(\omega_2 - \omega_{02})} \\ & \times [1 + e^{j(\omega_2 - \omega_1) - (\omega_{02} - \omega_{01})t_0} \\ & - (e^{j(\omega_2 - \omega_{02})t_0} + e^{-j(\omega_1 - \omega_{01})t_0}) \\ & \times e^{j(\omega_2 r_2 - \omega_1 r_1)/c + (B_1 + B_2^*)S} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} D_c^{(V,H)}(\omega_1, \omega_2) \\ = & \frac{[\Phi_+^{(V,H)}(\omega_1, \omega_2; Z)][\Phi_+^{(V,H)}(\omega_1, \omega_2; Z')]}{[\Phi_-^{(V,H)}(\omega_1, \omega_2; H)]^2} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Theta_c^V(\omega_1, \omega_2) = & \left[\cos \varphi \cos \alpha + j \sin \alpha \left(\frac{\omega_1}{B_1 c} \right) \right] \left[\cos \varphi \cos \alpha \right. \\ & \left. + j \sin \alpha \frac{\omega_2}{B_2 c} \right]^* \left[\frac{c^2}{\omega_1 \omega_2} \right] \left[\frac{1}{B_1 B_2^*} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

$$\Theta_c^H(\omega_1, \omega_2) = \frac{\omega_1 \omega_2}{[B_1 B_2^*]^2} \left(\frac{\cos \alpha \cos \varphi}{c} \right)^2 \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{\mp}^{(V,H)}(\omega_1, \omega_2; X) = & [1 + R_2^{(V,H)}(\gamma_{11})e^{2B_1 X}] \\ & \times [1 + R_2^{(V,H)}(\gamma_{22})e^{2B_2 X}]^* \end{aligned} \quad (14)$$

$$R_2^{(V,H)}(\gamma_{nn}) = [R_2^{(V,H)}(\gamma_i)]_{\omega=\omega_n} \quad (n = 1, 2) \quad (15)$$

$$B_n = j\sqrt{\omega_n^2 \mu_0 (\langle \epsilon_2 \rangle - \epsilon_0) + j\omega_n \mu_0 \sigma_2} \quad (16)$$

$$R_2^V(\gamma_1) = \frac{n_3^2 \sqrt{1 - n_1^2} - \sqrt{n_3^2 - n_1^2}}{n_3^2 \sqrt{1 - n_1^2} + \sqrt{n_3^2 - n_1^2}} \quad (17)$$

$$R_2^H(\gamma_1) = \frac{\sqrt{1 - n_1^2} \sqrt{n_3^2 - n_1^2}}{\sqrt{1 - n_1^2} \sqrt{n_3^2 - n_1^2}} \quad (18)$$

$$n_i = K_i / K_2, \quad (i = 1, 3) \quad (19)$$

式中, φ 表示场点在柱坐标下的角度, α 表示图 1 中脉冲偶极子的倾角, c 表示光速。

由于这里讨论的物理模型是含源分层随机介质,且激发源为点源,因此其平均场分量是主要的,其起伏场因各个方向的漫散射,所以对总场的贡献不如平均场大。这就使得在相干函数中,就量值而言,相干场的相干函数要比非相干场的要大,它对相干函数的贡献起主要作用。

四、非相干界面波的相干函数

对非相干波的传播来说,文献[8]给出了混合路径传播模式。和相干界面波相类似,沿空气表面的非相干界面波也是其主波。按相干界面波的相干函数同样的讨论方法,将获得的非相干界面波的表达式代入(8b)式,我们得到非相干界面波的相干函数为

$$\Gamma_i = \Gamma_{i11} + \Gamma_{i12} + \Gamma_{i21} + \Gamma_{i22} \quad (20)$$

式中

$$\Gamma_{i11} = B_i(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)\Gamma_0\Theta_i(\omega_1, \omega_2)D_c^V(\omega_1, \omega_2) \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \Theta_i(\omega_1, \omega_2) &= \left[\frac{\cos \varphi \cos \alpha}{(-jB_1)} + \frac{(\omega_1/c) \sin \alpha}{(-jB_1)^2} \right] \\ &\times \left[\frac{\cos \varphi \cos \alpha}{(-jB_2)} + \frac{(\omega_2/c) \sin \alpha}{(-jB_2)^2} \right]^* \end{aligned} \quad (22)$$

表示由相干波激发的源区非相干界面波的自相干性。

$$\begin{aligned} \Gamma_{i12} &= [B_i(0)\Gamma_0/(2\pi)] \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_n^0) \frac{\Phi_+^V(\omega_1, \omega_2; Z)}{[\Phi_-^V(\omega_1, \omega_2; H)]^2} \\ &\times \frac{e^{j\frac{n+1}{2}\pi + 2B_2^*H}}{[\sqrt{1 - n^2(\omega_2)}]^*} \left[\frac{\cos \alpha \cos \varphi}{n_1(\omega_1)} + \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - n^2(\omega_1)}} \right] \\ &\times [1 + R_2^V(\gamma_{22})e^{2B_1Z'}] \{ \langle \varepsilon_{2j}(\mathbf{R})W_N^*(r', -Z', \omega_2) \rangle \\ &+ [R_2^V(\gamma_{22})]^* \langle \varepsilon_{2j}(\mathbf{R})W_N^*(r', Z', \omega_2) \rangle \} \\ &\times \left(\frac{\cos n\varphi}{\sin n\varphi} \right) \left(\frac{n_1(\omega_1)}{jB_1} \right) \left(\frac{n_1(\omega_2)}{jB_2} \right)^* \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{i21} &= [B_i(0)\Gamma_0/(2\pi)] \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_n^0) \frac{\Phi_+^V(\omega_1, \omega_2; Z)}{[\Phi_-^V(\omega_1, \omega_2; H)]^2} \\ &\times e^{-j\frac{n+1}{2}\pi + 2B_1H} \left[\frac{\cos \alpha \cos \varphi}{n_1(\omega_2)} + \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - n^2(\omega_2)}} \right]^* \\ &\times \left(\frac{\cos n\varphi}{\sin n\varphi} \right) \left[\frac{n_1(\omega_1)}{jB_1} \right] \left[\frac{n_1(\omega_2)}{jB_2} \right]^* \\ &\times [1 + R_2^V(\gamma_{22})e^{2B_2Z'}]^* \{ \langle \varepsilon_{2j}(\mathbf{R})W_N(r', -Z', \omega_1) \rangle \\ &+ [R_2^V(\gamma_{11})] \langle \varepsilon_{2j}(\mathbf{R})W_N(r', Z', \omega_1) \rangle \} \end{aligned} \quad (24)$$

均表示由相干波激发的源区和源外区域非相干界面波之间的相干性。其中

$$\begin{aligned} &\langle \varepsilon_{2j}(\mathbf{R})W_N(r', \pm Z', \omega_{1,2}) \rangle \\ &= \sum_{V,H} \Gamma_{N^V,H}^V(\omega_{1,2}) \{ Z_{\frac{1}{2} \mp \frac{1}{2}}^{\pm}(\omega_{1,2}; H, Z') \\ &\quad + Z_{\frac{1}{2} \mp \frac{1}{2}}^{\pm}(\omega_{1,2}; Z', 0) + R_2^{V,H}(\gamma_{11,22}) \\ &\quad + [Z_{\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}}^{\pm}(\omega_{1,2}; H, Z') + Z_{\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}}^{\pm}(\omega_{1,2}; Z', 0)] \} \\ &\times \frac{1 + R_2^{V,H}(\gamma_{11,22})e^{2B_{1,2}Z'}}{[1 - R_2^{V,H}(\gamma_{11,22})e^{2B_{1,2}H}]^2} \end{aligned} \quad (25)$$

$$n_1(\omega_{1,2}) = n_1|_{\omega=\omega_{1,2}} \quad (26)$$

$$Z_n^{\pm}(\omega_{1,2}; x, y) = e^{\mp 2nB_{1,2}x + B_{1,2}^2/a} \times \{ \text{Erf}[\sqrt{a}(x-z) \mp B_{1,2}/a] - \text{Erf}[\sqrt{a}(y-z) \mp B_{1,2}/a] \}, \quad (n=0,1) \quad (27)$$

这里, $\text{Erf}(x)$ 表示误差函数. 而

$$\Gamma_N^H(\omega_{1,2}) = \pi \cos \alpha \frac{n_1(\omega_{1,2}) e^{-ar_{2,1}^2}}{\sqrt{1-n_1^2(\omega_{1,2})}} \left\{ \left[\begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} (n-1)\varphi \right] \times [\text{INT}(n-1, n-1, \omega_{1,2}) - \text{INT}(n+1, n-1, \omega_{1,2})] - \left[\begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} (n+1)\varphi \right] [\text{INT}(n-1, n+1, \omega_{1,2}) - \text{INT}(n-1, n-1, \omega_{1,2})] \right\} \quad (28)$$

$$\Gamma_N^V(\omega_{1,2}) = 2\pi e^{-ar_{2,1}^2} \left\{ \left[\frac{\cos \alpha \sqrt{1-n_1^2(\omega_{1,2})}}{2n_1(\omega_{1,2})} \right] \times \left\{ \left[\begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} (n+1)\varphi \right] \text{INT}(\overline{n-1}, n+1, \omega_{1,2}) + \left[\begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} (n-1)\varphi \right] \text{INT}(\overline{n-1}, n-1, \omega_{1,2}) \right\} + \sin \alpha \left(\begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} n\varphi \right) \text{INT}(\overline{n-1}, n, \omega_{1,2}) + \frac{n_1(\omega_{1,2})}{\sqrt{1-n_1^2(\omega_{1,2})}} \text{INT}(n, n, \omega_{1,2}) \right\} \quad (29)$$

这里, 函数 $\text{INT}(n, m, \omega)$ 由下式给出, 是由超几何级数构成的, 而函数 $F(\overline{N})$ 定义为

$$F(\overline{N}) = F(N-1) + F(N+1) \quad (30)$$

$$\text{INT}(n, m, \omega) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(jK_1)^i}{i!} \frac{K_1^n (2ar)^m a^{\frac{n+m+i}{2}}}{2^{n+m+1} \Gamma(m+1)} \times \sum_{K=0}^{\infty} \frac{\Gamma\left(K + \frac{n+m+1}{2}\right)}{K! \Gamma(K+n+1)} \left(-\frac{K_1^2}{4a}\right)^K \times F\left[-K, -n-K; m+1; -\left(\frac{2ar}{K_1}\right)^2\right], \quad ar \leq K_1/2 \quad (31)$$

$$\text{INT}(n, m, \omega) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(jK_1)^i}{i!} \frac{K_1^m (2ar)^n a^{\frac{n+m+i}{2}}}{2^{n+m+1} \Gamma(m+1)} \times \sum_{K=0}^{\infty} \frac{\Gamma\left(K + \frac{n+m+i}{2}\right)}{K! \Gamma(K+m+i)} \left(-\frac{4a}{K_1^2}\right)^K \times \Gamma\left[-K, -m-K; n-1; -\left(\frac{K_1}{2ar}\right)^2\right], \quad ar \geq K_1/2 \quad (32)$$

而最后一项为

$$\begin{aligned} \Gamma_{i22} = & [B_j(0)\Gamma_0/(4\pi^2)] \sum_{V,H} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (2 - \delta_n^0)(2 - \delta_m^0) \\ & \times \begin{bmatrix} \cos \\ \sin \end{bmatrix} m\varphi \begin{bmatrix} \cos \\ \sin \end{bmatrix} (n-m)\varphi e^{-j\frac{n-2m}{2}\pi} \left[\frac{\omega_1^2\omega_2^2}{c^4 B_1^2(B_2^2)^*} \right] \\ & \times [\Gamma_{V,H}^- \Gamma_{V,H}^+ [R_2^{V,H}(\gamma_{22})]^* e^{2(B_1+B_2^*)H} \\ & \times \Phi_{\pm}^{V,H}(\omega_1, \omega_2; Z) / [\Phi_{\pm}^{V,H}(\omega_1, \omega_2; H)]^2 \end{aligned} \quad (33)$$

表示由相干波激发的源外区域的非相干界面波自相干性。而其中

$$\Gamma_{V,H}^{\pm\pm} = \frac{\Phi_{\pm}^{V,H}(\omega_1, \omega_2; Z')}{[\Phi_{\pm}^{V,H}(\omega_1, \omega_2; H)]^2} Y_{\pm\pm}^{V,H} \Gamma_{\pm}^{V,H} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} Y_{++}^{V,H} = & Y_{00}^{++} + [R_2^{V,H}(\gamma_{11})]Y_{10}^{++} + [R_2^{V,H}(\gamma_{22})]^*Y_{01}^{++} \\ & + [R_2^{V,H}(\gamma_{11})][R_2^{V,H}(\gamma_{22})]^*Y_{11}^{++} \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} Y_{--}^{V,H} = & Y_{00}^{--} + [R_2^{V,H}(\gamma_{11})]Y_{01}^{--} + [R_2^{V,H}(\gamma_{22})]^*Y_{10}^{--} \\ & + [R_2^{V,H}(\gamma_{11})][R_2^{V,H}(\gamma_{22})]^*Y_{00}^{--} \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} Y_{\pm\pm}^{\pm\pm} = & Y_{\pm\pm}^{\pm\pm}(H, Z'; H, Z') + Y_{\pm\pm}^{\pm\pm}(H, Z'; Z', 0) \\ & + Y_{\pm\pm}^{\pm\pm}(Z', 0; H, Z') + Y_{\pm\pm}^{\pm\pm}(Z', 0; Z', 0) \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} Y_{\pm\pm}^{\pm\pm}(x_1, y_1; x_2, y_2) \\ = & \int_{y_1}^{x_1} \int_{y_2}^{x_2} e^{-a(Z_1-Z_2)^2 \pm 2nB_1Z_1 \pm 2mB_2^*Z_2} dZ_1 dZ_2 \end{aligned} \quad (38)$$

$$\Gamma_+^V = \frac{\pi^2 \cos^2 \alpha (-1)^{n+1} \omega_1 \omega_2}{2c^2 B_1^2 (B_2^2)^*} \text{INT}''(\tilde{m}, \overline{n-2m}, \widetilde{n-m}) \quad (39)$$

$$\Gamma_-^H = \frac{2\pi^2 \sin^2 \alpha (-1)^n}{B_1 (B_2)^*} \text{INT}''(\tilde{m}, n-2m, \widetilde{n-m}) + \left[\frac{c^2 B_1 (B_2)^*}{\omega_1 \omega_2} \right]^2 \Gamma_+^V \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_+^V = & \frac{\pi^2 c^2 \cos^2 \alpha (-1)^{n+1}}{2\omega_1 \omega_2} \{ [\sqrt{1-n_1^2(\omega_2)}]^* (1-\delta_m^n) \\ & \times [(1-\delta_m^0) \sqrt{1-n_1^2(\omega_1)} \text{INT}''(\overline{m}, \overline{n-2m}, \overline{n-m}) \\ & + n_1(\omega_1) \text{INT}''(m, \overline{n-2m}, \overline{n-m})] + n_1^*(\omega_2) \\ & \times [(1-\delta_m^0) \sqrt{1-n_1^2(\omega_1)} \text{INT}''(\overline{m}, n-2m, \overline{n-m}) \\ & + n_1(\omega_1) \text{INT}''(m, \overline{n-2m}, n-m)] \} \\ & + \frac{2\pi^2 \sin^2 \alpha (-1)^{n+1}}{B_1 (B_2)^*} \{ [\sqrt{1-n_1^2(\omega_2)}]^* (1-\delta_m^n) \\ & \times [(1-\delta_m^0) \sqrt{1-n_1^2(\omega_1)} \text{INT}''(\overline{m}, n-2m, \overline{n-m}) \\ & + n_1(\omega_1) \text{INT}''(m, n-2m, \overline{n-m})] + n_1^*(\omega_2) \\ & \times [(1-\delta_m^0) \sqrt{1-n_1^2(\omega_1)} \text{INT}''(\overline{m}, n-2m, n-m) \\ & + n_1(\omega_1) \text{INT}''(m, n-2m, n-m)] \} \end{aligned} \quad (41)$$

$$\Gamma_+^H = \frac{2\pi^2 \cos^2 \alpha (-1)^n (1-\delta_m^n)(1-\delta_n^0) \omega_1 \omega_2}{c^2 B_1^2 (B_2^2)^*}$$

$$\times \text{INT}''(\bar{m}, \overline{n-2m}, \overline{n-m}) \quad (42)$$

这里, 函数 $F(\tilde{N})$ 定义为

$$F(\tilde{N}) = F(N+1) + (\delta_N^0 - 1)F(N-1) \quad (43)$$

而函数 $\text{INT}''(n, m, K)$ 同样也是由超几何和广义超几何级数构成的级数, 其表达式为

$$\begin{aligned} \text{INT}''(n, m, K) &= \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(j\omega_1/c)^i}{i!} \left[\frac{(\omega_1/c)^n (2a)^m a^{-\frac{n+m+i}{2}}}{2^{n+m+i} \Gamma(m+1)} \right] \\ &\quad \times \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\Gamma\left(l + \frac{n+m+i}{2}\right)}{l! \Gamma(l+n+1)} \left[-\frac{\omega_1^2}{4ac^2} \right]^l \\ &\quad \times F_K'' \left[-1, -n-1; m+1; -\left(\frac{2ac}{\omega_1}\right)^2 \right] \end{aligned} \quad (44)$$

$$F_K''(\alpha, \beta; \gamma, Z) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(\alpha)_i (\beta)_i}{(\gamma)_i i!} Z^i \text{Fun}(m+2i, K) \quad (45)$$

$$\begin{aligned} \text{Fun}(n, m) &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-j\omega_2/c)^l}{l!} \\ &\quad \times \left[\frac{(\omega_2/c)^m \Gamma\left[\frac{1}{2}\left(m + \frac{n+l+1}{2}\right)\right]}{2^{m+1} a^{\frac{1}{2}(n+m+l+1)} \Gamma(m+1)} \right] \\ &\quad \times {}_1F_1 \left[\frac{n+m+l+1}{2}; m+1; -\left(\frac{\omega_2^2}{4ac^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (46)$$

到此, 脉冲界面波传播的谱域互相关函数的全部理论公式均已给出。这些结果是首次从界面波获得的, 物理意义极为清楚。由于脉冲是一个复色波, 谱域中的互相关函数正是反映了这些多色波之间的频率相关性, 和时域中的互相关函数反映了脉冲波的相干时间相类似, 谱域中的互相关函数则集中地反映了脉冲波的相干带宽。

五、数值结果

利用(7)式, 通过数值计算, 我们得到互相关函数的变化情况如图 2—7 所示。

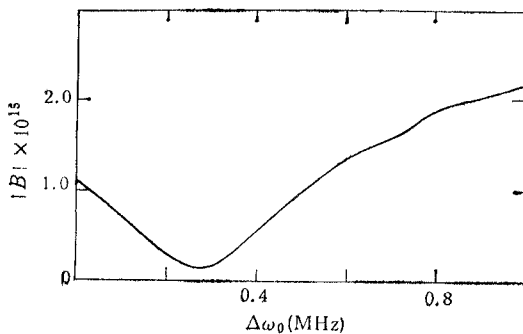


图 2 频域中互相关函数的振幅随频差的变化
($\Delta\omega = 0\text{MHz}$)

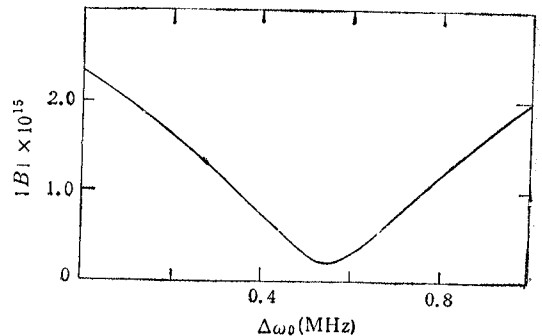


图 3 频域中互相关函数的振幅随频差的变化
($\Delta\omega = 5\text{MHz}$)

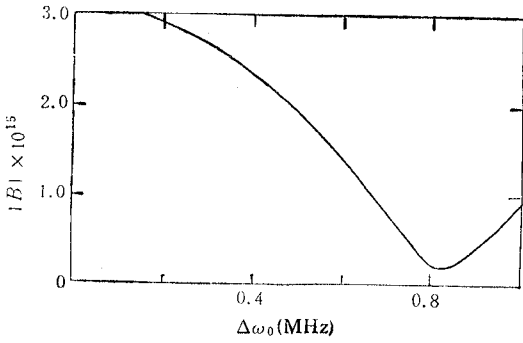


图 4 频域中互相干函数的振幅随频差的变化
($\Delta\omega = 10\text{MHz}$)

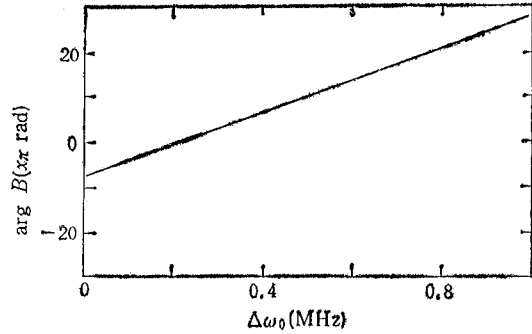


图 5 频域中互相干函数的相位随频差的变化
($\Delta\omega = 0\text{MHz}$)

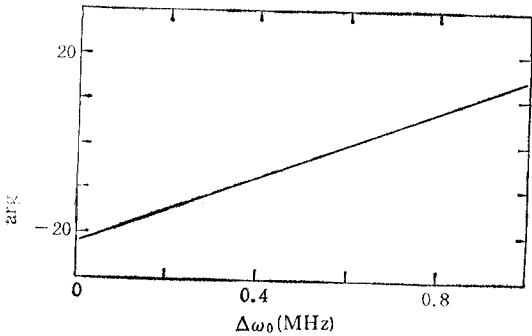


图 6 频域中互相干函数的相位随频差的变化
($\Delta\omega = 5\text{MHz}$)

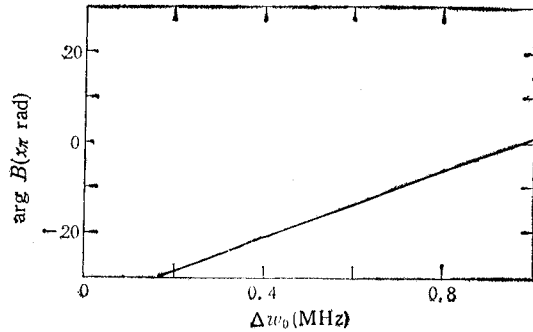


图 7 频域中互相干函数的相位随频差的变化
($\Delta\omega = 10\text{MHz}$)

图 2 至图 4 分别表示频谱间隔 $\Delta\omega$ 为 0, 5 和 10 MHz 时, 谱域中界面脉冲波的互相干函数(称双频双带互相干函数)的振幅随载频差 $\Delta\omega_0$ 的变化关系。从图中可以看出, 双频双带互相干函数的振幅随着载频差及带差而振荡变化。

图 5 至图 7 分别表示频谱间隔 $\Delta\omega$ 为 0, 5 及 10 MHz 时, 界面脉冲波的双频双带互相干函数的相位随着频差 $\Delta\omega_0$ 的变化关系。从图中可以看出, 双频双带互相干函数的相位随频差 $\Delta\omega_0$ 线性变化, 而当带差 $\Delta\omega$ 增大时, 其相位曲线发生了右移, 且 $\Delta\omega$ 越大, 移动越多, 其相移也是线性变化的。

六、结 论

(1) 界面脉冲波的互相干函数由相干波的相干函数和非相干波的相干函数两部分组成。其中相干波是其主要贡献, 而非相干波的贡献也较大, 不可忽略。

(2) 非相干界面脉冲波的相干函数由三部分组成: 一部分来自相干波激发的源区非相干波的自相干性; 一部分来自相干波激发的源区与源外区域非相干波的互相干性; 另外一部分来自相干波激发的源外区域非相干波的自相干性。

(3) 界面脉冲波的互相干函数的模随载频和带差而振荡变化的, 而其相位则随频差和带差在主值范围内线性变化。

(4) 界面脉冲波的互相干函数可以用背景介质的反射系数、阻抗、导纳等物理量通过超几何级数等形式解析表示。

(5) 该结果可望用于随机介质中无线电通信的传播信道的研究以及系统设计等许多实际问题中去。

沙踪、刘瑞源研究员对本工作给予极大的支持和帮助, 提出过宝贵意见, 在此, 谨向他们表示诚挚的谢意。

参 考 文 献

- [1] K. C. Yeh, C. H. Liu, *Proc. IEEE*, **70**(1982)4, 324—360.
- [2] I. Sreenivasian, A. Ishimaru, S. T. Hong, *Radio Sci.*, **11**(1976)10, 775—778.
- [3] D. L. Knepp, *Radio Sci.*, **18**(1983)4, 535—549.
- [4] I. Sreenivasian, A. Ishimaru, *Appl. Opt.*, **8**(1979)10, 1613—1618.
- [5] A. Schneider, UHF Communication through Forested Propagation Channels, N85-19280, 1984.
- [6] 李乐伟, 焦培南, 电子科学学刊, **10**(1988)2, 176—181.
- [7] 李乐伟, 焦培南, 通信学报, **9**(1988)6, 1—6, —41.
- [8] 李乐伟, 焦培南, 电波科学学报, **1**(1986)4, 1—6.
- [9] Han-xiong Lian, *Acta Electronics Sinica*, **14**(1986)5, 12—20.
- [10] 李乐伟, 焦培南, 电波科学学报, **1**(1986)2, 10—15.

MUTUAL COHERENCE FUNCTION FOR LATERAL PULSE WAVE IN WEAK FLUCTUATING MEDIUM

Li Lewei Jiao Peinan

(China Research Institute of Radiowave Propagation, Xinxiang, Henan)

Abstract Mutual coherence function for lateral pulse wave in radio communication in the weak fluctuating random media, by means of assuming that the refractive-index fluctuation in the random media is of Gaussian spectrum and excited source is pulse dipole, is investigated by using Born approximation and dyadic Green's function method, and the analytical solution for mutual coherence function is obtained and represented by reflective coefficients, impedance and admittance terms, and generalized hypergeometric series etc. The results reveal that the main contribution to the mutual coherence function comes from coherence field, and the contribution of incoherence field can not be neglected.

Key words Electromagnetic field; Random medium; Lateral pulse wave; Coherence function