

# 理想导电劈的时域并矢格林 函数和时域特性\*

张 钧 黄广连 张 建

(国防科技大学, 长沙)

**摘要** 本文采用本征矢量函数展开 (Ohm-Rayleigh) 法和 Laplace 变换导出了理想导电劈的时域并矢格林函数, 并系统地分析了它的时域特性。得到了一些结论, 完善了 C. T. Tai (1973) 的理论, 为进一步分析劈的时域性质(如时域 RCS)提供了参考

**关键词** 导电劈; 时域并矢格林函数

## 一、引 言

已往对电磁场特性的分析一般都是在频域中进行的。随着人们对电磁脉冲理论和时域解法的关注, 以及利用“稳态”方法分析某些问题的困难, 时域电磁理论正成为急待发展的新领域。

理想导电劈的电磁特性的研究是一古老的电磁问题。本文从推导其时域并矢格林函数(以后简写成 DGF)入手, 分析一下它在时域所表现出的部分特性。推导 DGF 最常用的方法是本征矢量函数展开法。本文的思路是将含有时间变量的四维问题利用 Laplace 变换转变成只含空间坐标的三维问题, 然后采用文献[1]的思想求出在复频域中的 DGF, 再通过 Laplace 反变换导出时域中的结果。根据这个结果, 最后再分析一下导电劈的时域特性。

## 二、复频域中的 DGF

导电劈的问题属于第一类电边值问题, 因此电 DGF  $\bar{g}_{e1}(\bar{r}|\bar{r}', t-t')$  和磁 DGF  $\bar{g}_{m2}(\bar{r}|\bar{r}', t-t')$  应分别满足:

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \bar{g}_{e1}(\bar{r}|\bar{r}', t-t') + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{g}_{e1}(\bar{r}|\bar{r}', t-t')}{\partial t^2} \\ = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} [\bar{I} \delta(t-t') \delta(\bar{r}-\bar{r}')] \end{aligned} \quad (1)$$

\* 1989 年 7 月 24 日收到, 1990 年 6 月 29 日修改定稿。

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{g}}_{m2}(\bar{\mathbf{r}}|\bar{\mathbf{r}}', t-t') + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{g}}_{m2}(\bar{\mathbf{r}}|\bar{\mathbf{r}}', t-t')}{\partial t^2} \\ = \nabla \times [\bar{\mathbf{I}}\delta(t-t')\delta(\bar{\mathbf{r}}-\bar{\mathbf{r}}')] \end{aligned} \quad (2)$$

式中  $\nabla$  为 Laplace 算子,  $\epsilon_0, \mu_0$  为自由空间的介电常数和磁导率,  $\bar{\mathbf{I}}$  为单位并矢,  $\delta(\mathbf{x})$  为冲击函数。

$\bar{\mathbf{g}}_{e1}$  和  $\bar{\mathbf{g}}_{m2}$  满足下面的边界条件和初始条件:

$$\hat{n} \times \bar{\mathbf{g}}_{e1}|_{\varphi=0^\circ, 2\pi-\varphi_0} = 0 = \hat{n} \times \nabla \times \bar{\mathbf{g}}_{m2}|_{\varphi=0^\circ, 2\pi-\varphi_0} \quad (3)$$

$$\bar{\mathbf{g}}_{e1}|_{t=0^-} = 0 = \bar{\mathbf{g}}_{m2}|_{t=0^-} \quad (4)$$

式中  $\hat{n}$  为导电劈的单位法矢。坐标系选择如图 1 所示:

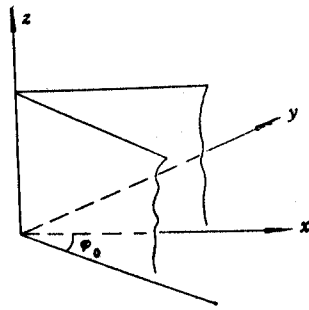


图 1

根据引言中的思想作 Laplace 变换, 并记:

$$\bar{\mathbf{G}}_{e1} = \int_0^\infty \bar{\mathbf{g}}_{e1} e^{-st} dt, \quad \bar{\mathbf{g}}_{e1} = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} \bar{\mathbf{G}}_{e1} e^{st} ds$$

$$\bar{\mathbf{G}}_{m2} = \int_0^\infty \bar{\mathbf{g}}_{m2} e^{-st} dt, \quad \bar{\mathbf{g}}_{m2} = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} \bar{\mathbf{G}}_{m2} e^{st} ds$$

其中  $j$  为虚数单位,  $s$  为复频域。  $\bar{\mathbf{G}}_{e1}, \bar{\mathbf{G}}_{m2}$  分别与  $\bar{\mathbf{g}}_{e1}, \bar{\mathbf{g}}_{m2}$  有相同的边界条件。对于(1)、(2)两式做变换得

$$\nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_{e1} - k^2 \bar{\mathbf{G}}_{e1} = -s\mu_0 e^{-st} \bar{\mathbf{I}}\delta(\bar{\mathbf{r}}-\bar{\mathbf{r}}') \quad (5)$$

$$\nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_{m2} - k^2 \bar{\mathbf{G}}_{m2} = se^{-st} \nabla \times [\bar{\mathbf{I}}\delta(\bar{\mathbf{r}}-\bar{\mathbf{r}}')] \quad (6)$$

其中  $k^2 = -s^2 \mu_0 \epsilon_0$ 。

根据文献[2]很容易求出圆柱坐标系下的本征矢量函数组, 它们是:

$$\mathbf{M}_{\nu^2\lambda}^e(\gamma) = \left[ \mp \frac{\nu}{\rho} J_\nu(\lambda\rho) \frac{\sin \nu\varphi\hat{\rho}}{\cos \nu\varphi\hat{\phi}} - \frac{\partial J_\nu(\lambda\rho)}{\partial \rho} \frac{\cos \nu\varphi\hat{\phi}}{\sin \nu\varphi\hat{\phi}} \right] e^{\gamma z}$$

$$\mathbf{N}_{\nu^2\lambda}^e(\gamma) = \frac{1}{g} \left[ \gamma \frac{\partial J_\nu(\lambda\rho)}{\partial \rho} \frac{\cos \nu\varphi\hat{\rho}}{\sin \nu\varphi\hat{\phi}} \mp \frac{\gamma\nu}{\rho} J_\nu(\lambda\rho) \frac{\sin \nu\varphi\hat{\phi}}{\cos \nu\varphi\hat{\phi}} + \lambda^2 J_\nu(\lambda\rho) \frac{\cos \nu\varphi\hat{\phi}}{\sin \nu\varphi\hat{\phi}} \right] e^{\gamma z}$$

式中  $\hat{\rho}, \hat{\phi}, \hat{z}$  为圆柱坐标  $\rho, \varphi, z$  的单位矢量;  $\nu = \frac{n\pi}{2\pi - \varphi_0}, (n = 1, 2, \dots)$ ;  $g^2 = \lambda^2 - \gamma^2$ ;

$J_\nu(x), N_\nu(x)$  为 Bessel 和 Numman 函数。

可见  $\mathbf{M}_{\nu^2\lambda}$  和  $\mathbf{N}_{\nu^2\lambda}$  相当于 TE 和 TM 的电场模函数,  $\mathbf{N}_{\nu^2\lambda}$  和  $\mathbf{M}_{\nu^2\lambda}$  相当于 TE 和

TM的磁场模函数。而且,  $\mathbf{M}, \mathbf{N}$  满足类似于文献[1]的正交条件。出于与文献[2]相同的原因, 只能用  $\mathbf{M}, \mathbf{N}$  展开  $\bar{\mathbf{G}}_{m2}$  (如果直接展开  $\bar{\mathbf{G}}_{e1}$  还需加上  $\mathbf{L}$  矢量), 然后利用下面的关系求  $\bar{\mathbf{G}}_{e1}$ :

$$\nabla \times \bar{\mathbf{G}}_{m2} = s\epsilon_0 \bar{\mathbf{G}}_{e1} + e^{-st} \bar{\mathbf{I}} \delta(\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}') \quad (7)$$

根据文献[1]和(7)式很容易得到

$$\bar{\mathbf{G}}_{m2} = \int_0^\infty d\lambda \sum_{\nu} \frac{e^{-st}}{2\pi - \varphi_0} \frac{k}{\lambda k_\lambda} [N_{\nu\lambda}(\pm jk_\lambda) M'_{\nu\lambda}(\mp jk_\lambda) + M_{\nu\lambda}(\pm jk_\lambda) N'_{\nu\lambda}(\mp jk_\lambda)] \quad (8)$$

$$\bar{\mathbf{G}}_{e1} = \int_0^\infty d\lambda \sum_{\nu} \frac{e^{-st}}{2\pi - \varphi_0} \frac{k}{\lambda s\epsilon_0 k_\lambda} [M_{\nu\lambda}(\pm jk_\lambda) M'_{\nu\lambda}(\mp jk_\lambda) + N_{\nu\lambda}(\pm jk_\lambda) N'_{\nu\lambda}(\mp jk_\lambda)] - \frac{e^{-st}}{s\epsilon_0} \bar{\mathbf{I}}_z \delta(\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}') \quad (9)$$

其中  $k_\lambda^2 = k^2 - \lambda^2, \bar{\mathbf{I}}_z = \hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{z}}, N', M'$  表示坐标取源点坐标  $(\rho', \varphi', z')$ 。

### 三、时域 DGF

利用 Laplace 反变换可以得到

$$\bar{\mathbf{g}}_{e1} = \int_0^\infty d\lambda \sum_{\nu} \frac{1}{\lambda\epsilon_0(2\pi - \varphi_0)} [I_1 \mathbf{V}_\nu \mathbf{V}'_\nu + I_2 \mathbf{X}_0 \mathbf{X}'_0 + I_3 \mathbf{Y}_0 \mathbf{Y}'_0 + \pm j I_4 (\mathbf{X}_0 \mathbf{Y}'_0 - \mathbf{Y}_0 \mathbf{X}'_0)] - \frac{1}{\epsilon_0} \bar{\mathbf{I}} \delta(\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}') u(t - t') \quad (10)$$

$$\bar{\mathbf{g}}_{m2} = \int_0^\infty d\lambda \sum_{\nu} \frac{1}{\lambda(2\pi - \varphi_0)} [\mp j I_5 (\mathbf{X}_\nu \mathbf{V}'_\nu - \mathbf{V}_0 \mathbf{X}'_0) + I_6 (\mathbf{Y}_\nu \mathbf{V}'_\nu - \mathbf{V}_0 \mathbf{Y}'_0)] \quad (11)$$

在(8)、(9)、(10)、(11)式中, 凡是有“ $\pm$ ”或“ $\mp$ ”号的地方,  $z > z'$  时取上面一行的符号,

$z < z'$  时取下面一行的符号;  $u(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$  是单位阶跃函数;

$$\mathbf{V}_\nu^c = \pm \frac{\nu}{\rho} J_\nu(\lambda\rho) \frac{\sin \nu\varphi\hat{\rho}}{\cos \nu\varphi\hat{\rho}} - \frac{\partial J_\nu(\lambda\rho)}{\partial \rho} \frac{\cos \nu\varphi\hat{\rho}}{\sin \nu\varphi\hat{\rho}}$$

$$\mathbf{X}_\nu^c = \frac{\partial J_\nu(\lambda\rho)}{\partial \rho} \frac{\cos \nu\varphi\hat{\rho}}{\sin \nu\varphi\hat{\rho}} \mp \frac{\nu}{\rho} J_\nu(\lambda\rho) \frac{\sin \nu\varphi\hat{\rho}}{\cos \nu\varphi\hat{\rho}}$$

$$\mathbf{Y}_\nu^c = \lambda^2 J_\nu(\lambda\rho) \frac{\cos \nu\varphi\hat{\rho}}{\sin \nu\varphi\hat{\rho}}$$

$$I_1 = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} \frac{k^2}{s k_\lambda} e^{s(t-t')} e^{jk_\lambda |z-z'|} ds$$

$$I_2 = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} \frac{k_\lambda}{s} e^{s(t-t')} e^{jk_\lambda |z-z'|} ds$$

$$I_3 = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} \frac{1}{s k_\lambda} e^{s(t-t')} e^{jk_\lambda |z-z'|} ds$$

$$I_4 = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} \frac{1}{s} e^{s(t-t')} e^{jk_\lambda |z-z'|} ds$$

$$I_5 = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} e^{s(t-t')} e^{jk_\lambda |z-z'|} ds$$

$$I_6 = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} \frac{1}{k_\lambda} e^{s(t-t')} e^{jk_\lambda |z-z'|} ds$$

利用留数法可以积出上面六个积分:

$$I_1 = -c\lambda(t-t') \frac{J_1(\lambda\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2})}{\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2}} + \frac{1}{c} \delta\left(t-t' - \frac{|z-z'|}{c}\right)$$

$$I_2 = I_1 + \lambda^2 \int_{\frac{|z-z'|}{c}}^{t-t'} J_0(\lambda\sqrt{c^2\tau^2 - (z-z')^2}) d\tau$$

$$I_3 = (I_1 - I_2)/\lambda^2$$

$$I_4 = j \left[ u\left(t-t' - \frac{|z-z'|}{c}\right) - \lambda|z-z'| \int_{\frac{|z-z'|}{c}}^{t-t'} \frac{J_1(\lambda\sqrt{c^2\tau^2 - (z-z')^2})}{\sqrt{c^2\tau^2 - (z-z')^2}} d\tau \right]$$

$$I_5 = j \left[ c\lambda|z-z'| \frac{J_1(\lambda\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2})}{\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2}} + \delta\left(t-t' - \frac{|z-z'|}{c}\right) \right]$$

$$I_6 = -cJ_0(\lambda\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2})$$

在上面各式中  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$  为真空中的光速。将这六个积分代入(10)、(11)式得到

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{g}}_{e1} = & - \int_0^\infty d\lambda \sum_{\nu} \frac{1}{\epsilon_0\lambda(2\pi - \varphi_0)} \left\{ \left[ c\lambda(t-t') \frac{J_1(\lambda\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2})}{\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2}} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{c} \delta\left(t-t' - \frac{|z-z'|}{c}\right) \right] \mathbf{V}_\nu \mathbf{V}'_\nu \right. \\ & + \left[ c\lambda(t-t') \frac{J_1(\lambda\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2})}{\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2}} - \frac{1}{c} \delta\left(t-t' - \frac{|z-z'|}{c}\right) \right. \\ & \left. - \lambda^2 \int_{\frac{|z-z'|}{c}}^{t-t'} J_0(\lambda\sqrt{c^2\tau^2 - (z-z')^2}) d\tau \right] \mathbf{X}_0 \mathbf{X}'_0 \\ & + \left[ \int_{\frac{|z-z'|}{c}}^{t-t'} J_0(\lambda\sqrt{c^2\tau^2 - (z-z')^2}) d\tau \right] \mathbf{Y}_0 \mathbf{Y}'_0 \pm \left[ u\left(t-t' - \frac{|z-z'|}{c}\right) \right. \\ & \left. - \lambda|z-z'| \int_{\frac{|z-z'|}{c}}^{t-t'} \frac{J_1(\lambda\sqrt{c^2\tau^2 - (z-z')^2})}{\sqrt{c^2\tau^2 - (z-z')^2}} d\tau \right] \\ & \left. \times (\mathbf{X}_0 \mathbf{Y}'_0 - \mathbf{Y}_0 \mathbf{X}'_0) \right\} - \frac{1}{\epsilon_0} I_z \delta(\bar{r} - \bar{r}') u(t-t'), \quad z \geq z' \end{aligned} \quad (12)$$

$$\bar{\mathbf{g}}_{m2} = \int_0^\infty d\lambda \sum_{\nu} \frac{c}{(2\pi - \varphi_0)\lambda} \left\{ \pm \left[ \frac{1}{c} \delta\left(t-t' - \frac{|z-z'|}{c}\right) \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
 & -\lambda |z - z'| \frac{J_1(\lambda_1 \sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2})}{\sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2}} \Big] (X_e V_e - V_0 X'_0) \\
 & + [J_0(\lambda \sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2})][V_0 Y'_0 - X_e V'_e], \quad z \geq z' \quad (13)
 \end{aligned}$$

经过分析可以发现, (12)、(13)式中关于  $\lambda$  的积分可化成下面四种形式:

$$I_7 = \int_0^\infty \lambda J_\nu(\lambda \rho) J_\nu(\lambda \rho') J_0(\lambda cT) d\lambda$$

$$I_8 = \int_0^\infty \lambda J_\nu(\lambda \rho) J_\nu(\lambda \rho') d\lambda$$

$$I_9 = \int_0^\infty J_\nu(\lambda \rho) J_\nu(\lambda \rho') J_1(\lambda cT) d\lambda$$

$$I_{10} = \int_0^\infty \frac{1}{\lambda} J_\nu(\lambda \rho) J_\nu(\lambda \rho') d\lambda$$

对于这四个积分, 根据文献[3]、[4]、[5]可以积得

$$I_7 = \begin{cases} 0, & 0 < cT < |\rho - \rho'| \\ \frac{\cos \nu \alpha}{\pi \rho \rho' \sin \alpha}, & |\rho - \rho'| < cT < \rho + \rho' \\ \frac{\sin \nu \pi \exp(-\nu \beta)}{\pi \rho \rho' \operatorname{sh} \beta}, & \rho + \rho' < cT \end{cases}$$

$$I_8 = \delta(\rho - \rho') / \rho$$

$$I_9 = \begin{cases} 0, & 0 < cT < |\rho - \rho'| \\ (2\pi)^{-\frac{1}{2}} (cT)^{-1} (1 - Z_1)^{\frac{1}{2}} P_{\nu-\frac{1}{2}}^{-\frac{1}{2}}(Z_1), & |\rho - \rho'| < cT < \rho + \rho' \\ \left(\frac{1}{2} \pi^3\right)^{-\frac{1}{2}} (cT)^{-1} (\sin \nu \pi) (Z_2^2 - 1)^{\frac{1}{2}} Q_{\nu-\frac{1}{2}}^{-\frac{1}{2}}(Z_2), & \rho + \rho' < cT \end{cases}$$

$$I_{10} = \frac{\rho^\nu \Gamma(\nu)}{2\rho'^\nu \Gamma(\nu+1) \Gamma(1)} \times F\left(\nu; 0; \nu+1; \frac{\rho^2}{\rho'^2}\right)$$

其中  $cT = \sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2}$ ;  $\alpha = \cos^{-1} \frac{\rho^2 + \rho'^2 - (cT)^2}{2\rho\rho'}$ ;

$$\beta = \operatorname{ch}^{-1} \frac{(cT)^2 - \rho^2 - \rho'^2}{2\rho\rho'}; \quad Z_1 = \frac{\rho^2 + \rho'^2 - (cT)^2}{2\rho\rho'}; \quad Z_2 = -Z_1; \quad P_{\nu-\frac{1}{2}}^{-\frac{1}{2}}, \quad Q_{\nu-\frac{1}{2}}^{-\frac{1}{2}}$$

分别为第一、第二类连带勒让德函数;  $\Gamma(\nu)$  为  $\Gamma$ -函数;  $F(\nu; 0; \nu+1; \rho^2/\rho'^2)$  为超几何函数. 这样就可以把  $I_7 - I_{10}$  代入(12)、(13)式得到更为直观的时域结果. 但由于较为复杂, 此处就不具体将  $I_7 - I_{10}$  代入(12)、(13)式了.

#### 四、DGF 所体现出的导电劈的时域特性

(1) 从  $I_7 - I_{10}$  的公式可以看出, 总场由三部分组成, 它们是由源直接产生的入射场, 平面劈面的反射场和劈棱的绕射场. 当  $cT < |\rho - \rho'|$  时, 入射场尚未到达观察点, 总场为零. 当  $|\rho - \rho'| < cT < \rho + \rho'$  时, 此时的总场仅由入射场决定. 当  $cT > \rho + \rho'$  时, 三部分场都到达了观察点, 总场由这三部分场迭加而成. 这就是时域中的场时序特性.

(2) 电磁场模的概念是由边界条件决定的,与时域还是频域无关。由于在时域无波长的概念,因而时域不能象频域中那样划分传输模和截止模。在时域中只讲场的某一个模是否保形传输(播)。对劈来讲,所有的模都是失真传播。

(3) 从 DGF 来看,尽管从时间角度来讲场一旦被激励起来就永远存在下去,但随着时间的延长,场呈衰减振荡型。例如,对于  $z$  方向上的电流激励的场,当  $cT > \rho + \rho'$  时,前面的  $\beta \rightarrow \ln c^2 T^2 / (\rho \rho')$ ,场的最大值以  $(c^2 T^2)^{-1}$  衰减。但对于  $cT < \rho + \rho'$  情形则较为复杂。

(4) 在文献[2]中,C.T. Tai 对文献[1]中的错误进行了修正。对于他修正后的结果,本文认为它仍不能用在源分布是  $\mathbf{J} = \mathbf{A}(\rho', \varphi', z') \delta(z' - a)$ , 求  $z = a$  处场的情况。 $z = a$  并不一定是源区(在圆柱坐标系下代表一个平面)。因为在(12)、(13)式中都有“ $\pm$ ”或“ $\mp$ ”号存在,符号的选取要视  $z \geq z'$  的具体情而定。如果说  $\mathbf{J}$  关于  $z'$  的分布是连续的,那么求场时关于坐标的积分  $\int_V \bar{\mathbf{G}} \cdot \mathbf{J} dV = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_a^a \bar{\mathbf{G}} \cdot \mathbf{J} ds dz' = \int_{-\infty}^a [\dots] dz' + \int_a^{+\infty} [\dots] dz$  可以分段进行。但如果源  $\mathbf{J}$  关于  $z'$  是  $\delta(z' - a)$  分布,求  $z = a$  处的场分段积分就变成  $\int_{-\infty}^{a^-} [\dots] dz' + \int_{a^-}^{a^+} [\dots] dz' + \int_{a^+}^{+\infty} [\dots] dz$ , 这时要求  $\bar{\mathbf{g}}_{e1}$  和  $\bar{\mathbf{g}}_{m2}$  就要定义  $z = z'$  时 DGF 的取值。对于不含“ $\pm$ ”或“ $\mp$ ”的项,只要将  $z = z'$  直接代入表示式就行了。对于含有“ $\pm$ ”和“ $\mp$ ”的项,需要在 Ohm-Rayleigh 展开时重做关于  $\gamma$  的积分。在做积分的过程中发现,所有含“ $\pm$ ”或“ $\mp$ ”项都为零(在(12)、(13)式中直接代入  $z = z'$  它们不为零)。有了  $z = z'$  处的 DGF 值,上述情况就能计算了。

### 参 考 文 献

- [1] C. T. Tai, Dyadic Green's Functions in Electromagnetic Theory, Intext Educational Publishers, Scratton, Pa., (1971).
- [2] C. T. Tai, Mathematics Note 28, Weapons Systems Lab. Kirtland, AFB. ACb. N. M., July 1973.
- [3] A. H. Mohammadian, *IEEE Trans. on AP*, AP-36(1988), 369—375.
- [4] L. B. Felsen, Transient Electromagnetic Fields, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York (1976), pp. 38—47.
- [5] F. Nitz Oberhettinger, Tables of Bessel Transforms, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York (1972).

## TIME-DOMAIN DYADIC GREEN'S FUNCTION AND THE CHARACTERISTICS IN TIME-DOMAIN FOR AN IDEAL CONDUCTING WEDGE

Zhang Jun Huang Guanglian Zhang Jian

(National University of Defence Technology, Changsha)

**Abstract** Based on Ohm-Rayleigh method and Laplace transform, the time-domain dyadic Green's functions for a ideal conducting wedge are obtained. The Characteristics of the wedge in time-domain are systematically analysed. Some conclusions are given, and C. T. Tai's theory (1973) is complemented. These studies are provided a further reference for time-domain analysis of an ideal conducting wedge.

**Key words** Ideal conducting wedge; Time-domain dyadic Green's function