

填充分段介质的矩形波导 并矢格林函数***

金航 林为干
(电子科技大学, 成都)

摘要 本文采用模式展开与散射叠加法推导出填充分段介质的矩形波导并矢格林函数。推导结果可直接推广至圆波导、椭圆波导等其他直波导情况。

关键词 电磁理论; 并矢格林函数; 波导

一、前言

并矢格林函数是电磁理论中一个十分有力的工具。已知某种电磁结构的并矢格林函数, 对于我们描述、求解这种结构的一系列电磁问题提供了极大的方便。例如, 利用矩形波导中的并矢格林函数, 可以将求解矩形波导中异物散射问题变成一个积分方程的求解, 从而可以利用矩量法而得到问题的答案。

一些常见波导和谐振腔中的并矢格林函数的推导可见文献[1—5]。但是, 对于填充分段介质矩形波导中并矢格林函数的推导求解还未见有文章报道。分段介质填充矩形波导具体结构如图1所示。在实际问题中, 常碰到的是两段($N=2$)或三段($N=3$)介质填充情况。这种结构还可以用来模拟轴向不均匀介质填充的情况。

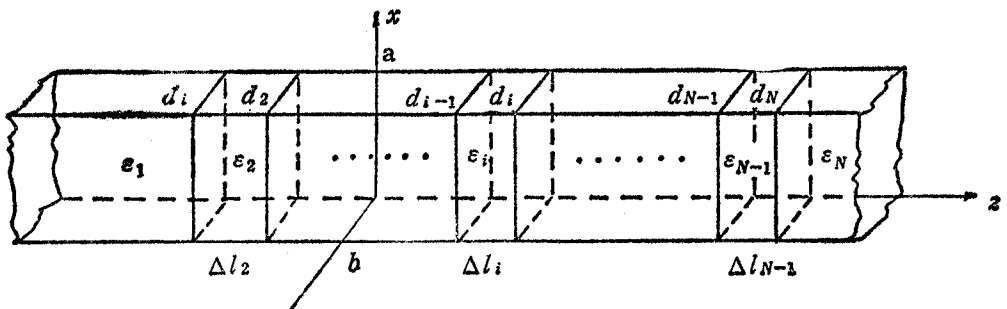


图1 分段介质填充矩形波导

本文采用波叠加法来求解图1所示分段介质填充矩形波导中并矢格林函数。这种方法可同样适用于求解其他直波导(如圆波导、椭圆波导)和谐振腔在分段介质填充时的并矢格林函数。

* 1988年9月19日收到, 1989年1月18日修改定稿

** 国家自然科学基金资助课题。

二、当源点与场点处在同一段介质中时的并矢格林函数

如图 1 所示,在这种结构中,并矢格林函数 $\bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 满足方程

$$\nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_0^2 \varepsilon_i \bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \bar{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (1)$$

和边界条件

$$\hat{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{\substack{x=0, a \\ y=0, b}} = 0 \quad (2)$$

$\hat{\mathbf{n}}$ 为波导壁上法向单位矢量。

介质分界面处的连续条件为

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{z}} \times \bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{d_i^-} &= \hat{\mathbf{z}} \times \bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{d_i^+} \\ \hat{\mathbf{z}} \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{d_i^-} &= \hat{\mathbf{z}} \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{d_i^+} \\ i &= 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (3)$$

式中, $\varepsilon_r = \varepsilon_i$, 当 $d_{i-1} < z \leq d_i$, $i = 1, 2, \dots, N$. 为了书写方便,我们记 $d_0 = -\infty$, $d_N = \infty$, $k_0^2 = \omega_0^2 \varepsilon_0 \mu_0$, $\mathbf{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$ 为场点坐标, $\mathbf{r}' = x'\hat{x} + y'\hat{y} + z'\hat{z}$ 为激励源的坐标, $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 为三维 δ -函数, $\bar{\mathbf{I}}$ 为单位并矢. 为了不失一般性,假设场点与源点均在第 i 层介质中,即

$$d_{i-1} < z', z < d_i$$

设
$$\bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \bar{\mathbf{G}}_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (4)$$

式中, $\bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为波导中全部填充了介电常数为 ε_i 的介质时的并矢格林函数,它满足

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_0^2 \varepsilon_i \bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \bar{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ \hat{\mathbf{n}} \times \bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Big|_{\substack{x=0, a \\ y=0, b}} &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

根据文献[2]有

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= -\frac{\hat{\mathbf{z}} \hat{\mathbf{z}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{k_0^2 \varepsilon_i} + \frac{i}{ab} \sum_m \sum_n \frac{2 - \delta_0}{k_{gi} k_c^2} \\ &\times [M_{cmn} M'_{cmn} + N_{omn}(\pm k_{gi}) N'_{omn}(\mp k_{gi})] \exp[ik_{gi}|z - z'|], \quad z \geq z' \end{aligned} \quad (6)$$

式中,

$$\begin{aligned} M_{cmn} &= [\nabla_t \varphi_{cmn} \times \hat{\mathbf{z}}] \\ N_{omn}(\pm k_{gi}) &= \frac{1}{k_i} [(\pm i k_{gi} \nabla_t + \hat{\mathbf{z}} k_c^2) \varphi_{omn}] \\ k_i &= k_0 \sqrt{\varepsilon_i}, \\ k_c^2 &= \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \\ k_{gi} &= \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - k_c^2} & \text{当 } k_c < k_i \\ i \sqrt{k_c^2 - k_i^2} & \text{当 } k_c > k_i \end{cases} \\ \varphi_{cmn} &= \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cdot \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\varphi_{omn} = \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right)$$

$$\nabla_z = \hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y}$$

M'_{cmn} , N'_{omn} 是相对于源点坐标 \mathbf{r}' . 很容易发现, M_{cmn} 代表了矩形波导中 TE_{mn} 波电场; N_{omn} 代表了矩形波导中 TM_{mn} 波的电场.

而(4)式中的 $\bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 则是由于波导中介质不均匀, $\bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 中各次波在介质分界面上的反射、折射而形成的. $\bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 满足齐次亥姆霍茨方程和波导壁上切向分量为零的条件. 由于它的存在, 使得总的 $\bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 满足介质分界面处的连续条件(3)式.

下面我们利用波叠加法来求解 $\bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. $\bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 是由 $\bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 中各次激励波在分界面处的反射、折射波叠加而成. 当场点 \mathbf{r} 与源点 \mathbf{r}' 均都在第 i 段介质中时, 即 $d_{i-1} < z', z < d_i$, 由于介质不连续而引起激励波在介质分界面上的反射, 可以看成是由于在 $z=d_{i-1}$ 和 $z=d_i$ 处接有等效反射系数的负载. 根据广义传输线理论^[6], 对应于直波导中某一模式, 直波导的传输、反射问题可简化为如图 2 所示的等效传输线问题.

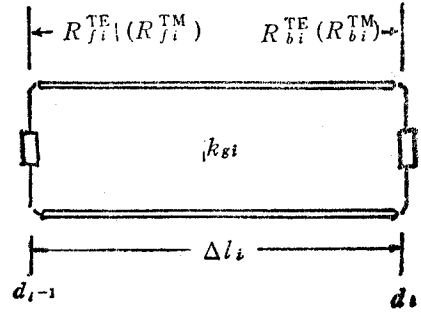


图 2 传输线模型

利用波叠加法, 可以得到 $\bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 的表达式:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & \bar{\mathbf{G}}_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \frac{i}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_0}{k_{gi} k_c^2} \left\{ \frac{1}{1 - R_{ji}^{TE} R_{bi}^{TE} \exp[2ik_{gi} \Delta l_i]} \right. \\ & \times [R_{ji}^{TE} R_{bi}^{TE} \exp[2ik_{gi} \Delta l_i] \cdot \exp[ik_{gi}(z - z')] \\ & + R_{ji}^{TE} \exp[2ik_{gi}(d_i - z')] \cdot \exp[-ik_{gi}(z - z')] \\ & + R_{bi}^{TE} R_{ji}^{TE} \exp[2ik_{gi} \Delta l_i] \cdot \exp[-ik_{gi}(z - z')] \\ & + R_{bi}^{TE} \exp[2ik_{gi}(z' - d_{i-1})] \cdot \exp[ik_{gi}(z - z')] \\ & \times M_{cmn} M'_{cmn} + \frac{1}{1 - R_{ji}^{TM} R_{bi}^{TM} \exp[2ik_{gi} \Delta l_i]} \\ & \times [(R_{ji}^{TM} R_{bi}^{TM} \exp[2ik_{gi} \Delta l_i] \cdot \exp[ik_{gi}|z - z'|] \\ & + R_{ji}^{TM} \exp[2ik_{gi}(d_i - z')] \cdot \exp[-ik_{gi}|z - z'|]) \\ & \times N_{omn}(\pm k_{gi}) N'_{omn}(\mp k_{gi}) + (R_{ji}^{TM} \times R_{bi}^{TM} \exp[2ik_{gi} \Delta l_i] \\ & \times \exp[-ik_{gi}|z - z'|] + R_{bi}^{TM} \exp[2ik_{gi}(z' - d_{i-1})]) \\ & \left. \times \exp[ik_{gi}|z - z'|] \right\} \quad z \geq z' \quad (8) \end{aligned}$$

为了以后讨论方便, 规定在波导中两点 \mathbf{r}_1 与 \mathbf{r}_2 , 如果 $z_2 > z_1$, 则称 \mathbf{r}_2 在 \mathbf{r}_1 前方, 反之则称 \mathbf{r}_2 在 \mathbf{r}_1 后方. 如果波向 z 轴正方向传播, 则称前向波, 反之称为后向波. 在(8)式中, 相对于 TE 波散射波, 第 1、第 4 项是前向波. 第 2、第 3 项是后向波. 相对于 TM

波散射波,第 1、第 4 项是前向波,第 2、第 3 项是后向波。这些说明将在以后的讨论中用到。

下面求 R_{fi}^{TE} , R_{bi}^{TE} , R_{fi}^{TM} , R_{bi}^{TM} 。为了节省篇幅,仅给出 R_{fi}^{TE} , R_{bi}^{TE} 的推导步骤。

R_{fi}^{TE} , R_{bi}^{TE} 分别为从端面 $z = d_{i-1}$, $z = d_i$ 处向后方与前方看去对于 TE 波的反射系数。具体对于 TE_{mn} 波来说,图 1 所示的分段介质填充矩形波导可等价于 N 段传输线级联系统,如图 3 所示。

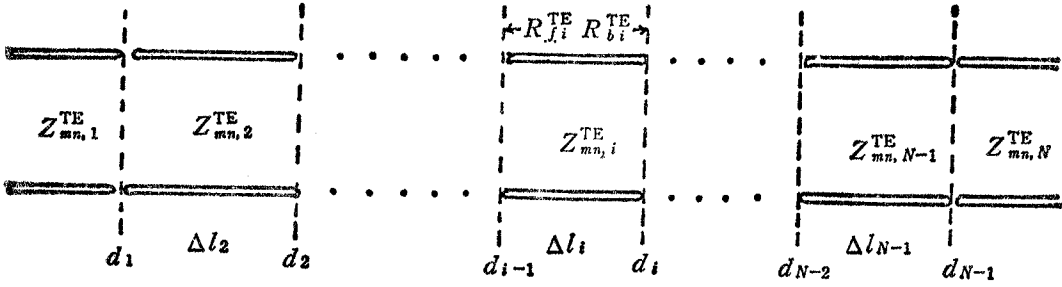


图 3. 相对于 TE_{mn} 波的传输线模型

图中, $Z_{mn,i}^{\text{TE}} = \frac{\omega\mu_0}{k_{gi}}$ ($i = 1, 2, \dots, N$), 为 TE_{mn} 波的特性阻抗。

根据图 3, 有

$$R_{bi}^{\text{TE}} = \frac{Z_b^{\text{TE}}(i, i+1) - Z_{mn,i}^{\text{TE}}}{Z_b^{\text{TE}}(i, i+1) + Z_{mn,i}^{\text{TE}}}, \quad i = 1, 2, \dots, N-1 \quad (9)$$

$Z_b^{\text{TE}}(i, i+1)$ 可利用下列递推公式求得:

$$\begin{aligned} Z_b^{\text{TE}}(i+\nu, i+\nu+1) &= Z_{mn,i+\nu+1}^{\text{TE}} \\ &\times \frac{Z_b^{\text{TE}}(i+\nu+1, i+\nu+2) + jZ_{mn,i+\nu+1}^{\text{TE}} \text{tg}[k_{gi+\nu+1} \cdot \Delta l_{i+\nu+1}]}{Z_{mn,i+\nu+1}^{\text{TE}} + jZ_b^{\text{TE}}(i+\nu+1, i+\nu+2) \text{tg}[k_{gi+\nu+1} \cdot \Delta l_{i+\nu+1}]} \end{aligned} \quad (10)$$

$\nu = 0, 1, 2, \dots, N-i-2$

而 $Z_b^{\text{TE}}(N-1, N) = Z_{mn,N}^{\text{TE}}$ 。当 $i = N$ 时, $R_{bN}^{\text{TE}} = 0$ 。对于 R_{fi}^{TE} , 有

$$R_{fi}^{\text{TE}} = \frac{Z_f^{\text{TE}}(i, i-1) - Z_{mn,i}^{\text{TE}}}{Z_f^{\text{TE}}(i, i-1) + Z_{mn,i}^{\text{TE}}}, \quad i = 2, 3, \dots, N \quad (11)$$

$Z_f^{\text{TE}}(i, i-1)$ 可利用下列递推公式求得:

$$\begin{aligned} Z_f^{\text{TE}}(i-\nu, i-\nu-1) &= Z_{mn,i-\nu-1}^{\text{TE}} \\ &\times \frac{Z_f^{\text{TE}}(i-\nu-1, i-\nu-2) + jZ_{mn,i-\nu-1}^{\text{TE}} \text{tg}[k_{gi-\nu-1} \cdot \Delta l_{i-\nu-1}]}{Z_{mn,i-\nu-1}^{\text{TE}} + jZ_f^{\text{TE}}(i-\nu-1, i-\nu-2) \text{tg}[k_{gi-\nu-1} \cdot \Delta l_{i-\nu-1}]} \end{aligned} \quad (12)$$

$\nu = 0, 1, 2, \dots, i-2$

而 $Z_f^{\text{TE}}(2, 1) = Z_{mn,1}^{\text{TE}}$, $R_{f1}^{\text{TE}} = 0$ 。

对于 R_{fi}^{TM} , R_{bi}^{TM} , 只要在 (9)–(12) 式中将上标 TE 换成 TM 即可。这时, $Z_{mn,i}^{\text{TM}} = k_{gi}/(\omega\epsilon_i)$ 为 TM_{mn} 波的特征波阻抗。

至此,我们已经给出了当源点 r' 与场点 r 处在同一介质段中时的并矢格林函数。

三、场点与源点处在不同介质段时的并矢格林函数

利用上节中求得的当场点与源点处在同一介质段时的并矢格林函数可以很方便地求得场点与源点处在不同介质段时的并矢格林函数. 设源点 r' 在 i 段中 $d_{i-1} < z' < d_i$, 而场点 r 在 j 段中 $d_{j-1} < z < d_j$, $i \neq j$. 下面以 TE_{mn} 波为例来进行讨论. 这将分两种情况:

1. 场点位于源点前方, 即 $j > i$

图 1 所示系统可等效为如图 4 所示的传输线系统. 图 4 中, $A_{mn}(d_i)$, $B_{mn}(d_i)$ 分

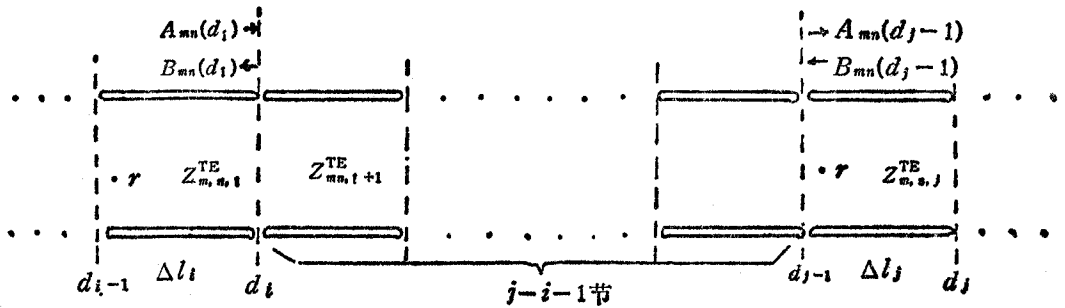


图 4 相对于 TE_{mn} 波传输线模型 ($z > z'$)

别为 TE_{mn} 波在 $z = d_i$ 处的前向波和后向波幅度, 根据(9)式, 有

$$A_{mn}(d_i) = \frac{i(2 - \delta_0)}{abk_{gi}k_c^2} \left\{ \exp[ik_{gi}(d_i - z')] + \frac{1}{1 - R_{bi}^{TE}R_{fi}^{TE}\exp[2ik_{gi}\Delta l_i]} \right. \\ \times (R_{fi}^{TE}R_{bi}^{TE}\exp[2ik_{gi}\Delta l_i] \cdot \exp[ik_{gi}(d_i - z')]) \\ \left. + R_{bi}^{TE}\exp[2ik_{gi}(z' - d_{i-1})]\exp[ik_{gi}(d_i - z')] \right\} \quad (13)$$

$$B_{mn}(d_i) = \frac{i(2 - \delta_0)}{abk_{gi}k_c^2} \cdot \frac{1}{1 - R_{bi}^{TE}R_{fi}^{TE}\exp[2ik_{gi}\Delta l_i]} \\ \times (R_{fi}^{TE}\exp[ik_{gi}(d_i - z')] + R_{bi}^{TE}R_{fi}^{TE}\exp[2ik_{gi}\Delta l_i] \\ \times \exp[-ik_{gi}(d_i - z')]) \quad (14)$$

式中, R_{fi}^{TE} , R_{bi}^{TE} 通过(10)–(13)式求得.

i 段与 j 段之间的 $j - i - 1$ 段的传输矩阵 T 为

$$T = T_{1,i-1} \cdot T_{2,i-1} \cdot T_{1,i-2} \cdot T_{2,i-2} \cdot \dots \cdot T_{1,i+1} \cdot T_{2,i+1} \cdot T_{1,i} \quad (15)$$

式中,

$$T_{1,v} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{mn,v+1}^{TE}}{2Z_{mn,v}^{TE}} + \frac{1}{2} & -\frac{Z_{mn,v+1}^{TE}}{2Z_{mn,v}^{TE}} + \frac{1}{2} \\ -\frac{Z_{mn,v+1}^{TE}}{2Z_{mn,v}^{TE}} + \frac{1}{2} & \frac{Z_{mn,v+1}^{TE}}{2Z_{mn,v}^{TE}} + \frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$v = i, i + 1, \dots, j - 1$$

$$T_{2,\mu} = \begin{bmatrix} \exp[ik_{g\mu}\Delta l_\mu] & 0 \\ 0 & \exp[-ik_{g\mu}\Delta l_\mu] \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\mu = i + 1, i + 2, \dots, j - 1$$

最后到在场点 r 处 ($d_{j-1} < z < d_j$), TE_{mn} 波的前向波幅度 $A_{mn}(z)$ 和后向波幅度 $B_{mn}(z)$.

$$\begin{bmatrix} A_{mn}(z) \\ B_{mn}(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp[ik_{gi}(z - d_{j-1})] & 0 \\ 0 & \exp[-ik_{gi}(z - d_{j-1})] \end{bmatrix} \cdot T \cdot \begin{bmatrix} A_{mn}(d_i) \\ B_{mn}(d_i) \end{bmatrix} \quad (18)$$

2. 场点 r 位于源点 r' 后方, 即 $j < i$

类似于 1. 中的讨论, 系统可等效成图 5 所示的传输线模型. 图 5 中, $A_{mn}(d_{i-1})$ 、

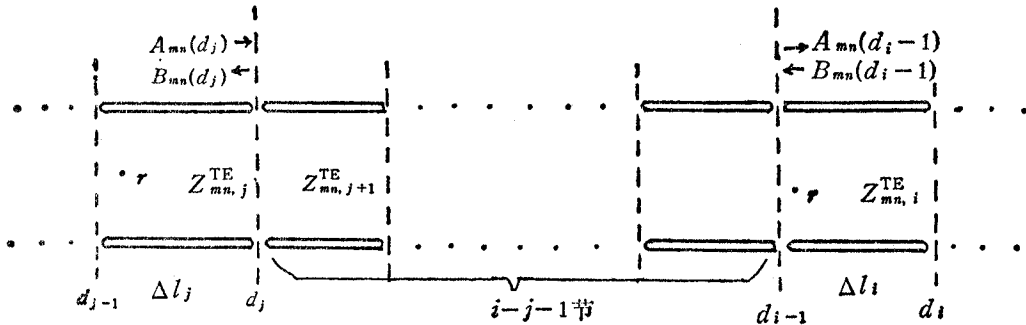


图 5 相对于 TE_{mn} 波传输线模型 ($z < z'$)

$B_{mn}(d_{i-1})$ 分别为 TE_{mn} 波在 $z = d_{i-1}$ 处的前向波与后向波的幅度. 根据(8)式有

$$\begin{aligned} A_{mn}(d_{i-1}) = & \frac{i(2 - \delta_0)}{abk_{gi}k_c^2} \cdot \frac{1}{1 - R_{bi}^{TE}R_{fi}^{TE}\exp[2ik_{gi}\Delta l_i]} \\ & \times (R_{fi}^{TE}R_{bi}^{TE}\exp[2ik_{gi}\Delta l_i] \cdot \exp[ik_{gi}(d_{i-1} - z')] \\ & + R_{bi}^{TE}\exp[2k_{gi}(z' - d_{i-1})] \cdot \exp[ik_{gi}(d_{i-1} - z')]) \quad (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{mn}(d_{i-1}) = & \frac{i(2 - \delta_0)}{abk_{gi}k_c^2} \left\{ \exp[ik_{gi}(z' - d_{i-1})] + \frac{1}{1 - R_{bi}^{TE}R_{fi}^{TE}\exp[2ik_{gi}\Delta l_i]} \right. \\ & \times (R_{fi}^{TE}\exp[2ik_{gi}(d_i - z')] \cdot \exp[-ik_{gi}(d_{i-1} - z')] \\ & \left. + R_{bi}^{TE}R_{fi}^{TE}\exp[2ik_{gi}\Delta l_i] \cdot \exp[-ik_{gi}(d_{i-1} - z')]) \right\} \quad (20) \end{aligned}$$

第 i 段与第 j 段之间的 $i - j - 1$ 段级联传输线的传输矩阵 G 为

$$G = G_{1,i+1} \cdot G_{2,j+1} \cdot G_{1,j+2} \cdot G_{2,i+2} \cdot \dots \cdot G_{1,i-1} \cdot G_{2,i-1} \cdot G_{1,i} \quad (21)$$

式中,

$$G_{1,v} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{mn,v}^{TE}}{2Z_{mn,v-1}^{TE}} + \frac{1}{2} & \frac{Z_{mn,v}^{TE}}{2Z_{mn,v-1}^{TE}} - \frac{1}{2} \\ \frac{Z_{mn,v}^{TE}}{2Z_{mn,v-1}^{TE}} - \frac{1}{2} & \frac{Z_{mn,v}^{TE}}{2Z_{mn,v-1}^{TE}} + \frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad (22)$$

$$v = j + 1, j + 2, \dots, i$$

$$G_{2,\mu} = \begin{bmatrix} \exp[-ik_{g\mu} \cdot \Delta l_\mu] & 0 \\ 0 & \exp[ik_{g\mu} \Delta l_\mu] \end{bmatrix} \quad (23)$$

$$\mu = j + 1, i + 2, \dots, i - 1$$

所以场点 r 处 ($d_{j-1} < z < d_j$), TE_{mn} 波的前向波幅度 $A_{mn}(z)$ 和后向波幅度 $B_{mn}(z)$ 为

$$\begin{bmatrix} A_{mn}(z) \\ B_{mn}(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp[-ik_{gj}(d_j - z)] & 0 \\ 0 & \exp[ik_{gj}(d_j - z)] \end{bmatrix} \cdot G \cdot \begin{bmatrix} A_{mn}(d_{i-1}) \\ B_{mn}(d_{i-1}) \end{bmatrix} \quad (24)$$

最后得到当场点 \mathbf{r} 与源点 \mathbf{r}' 不在同一介质段中时, 分段介质填充矩形波导中并矢格林函数 $\bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为

$$\bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_m \sum_n [(A_{mn}(z) + B_{mn}(z))\mathbf{M}_{cmn}\mathbf{M}'_{cmn} + \text{TM 波部分}] \quad (25)$$

式中, $A_{mn}(z)$, $B_{mn}(z)$ 可用(18)式代入(当 $z > z'$ 时)或用(24)式代入(当 $z < z'$ 时). TM 波部分可通过在 TE 波部分中简单地将上标 TE 换成 TM、 \mathbf{M}_{cmn} 换成 \mathbf{N}_{omn} 而得到. 为了节省篇幅, 这里不再写出.

四、结 语

本文采用波叠加法求解了分段介质填充矩形波导中并矢格林函数 $\bar{\mathbf{G}}_c(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. 得出的结果同样可适用于矩形波导一端短路或矩形腔情况. 这只需简单地令 $Z_{mn,i}^{\text{TE}}$, $Z_{mn,i}^{\text{TM}}$ 或者 $Z_{mn,N}^{\text{TE}}$, $Z_{mn,N}^{\text{TM}}$ 或者两者都为零即可. 其他推导过程及表达式都无需改变.

本文采用的方法和推导步骤也同样适用于其他直波导, 如圆波导、椭圆波导. 在这种情况下, 只需将本文中的 \mathbf{M}_{cmn} , \mathbf{N}_{omn} , $Z_{mn,i}^{\text{TE}}$, $Z_{mn,i}^{\text{TM}}$ 换成相应情况下的波函数和波阻抗就可以了. 整个过程是简单直接的, 在此不再赘叙了.

参 考 文 献

- [1] C. T. Tai, *Dyadic Green's Functions in Electromagnetic Theory*, Scranton, PA: Intext, 1971.
- [2] C. T. Tai, *Proc. IEEE*, **61** (1973), 480—481.
- [3] Y. Rahmat-Samii, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-23** (1975), 762—765.
- [4] 潘生根, *通信学报*, **6**(1985)2, 72—78.
- [5] C. T. Tai, *IEEE Trans. on AP*, **AP-31** (1983), 355—358.
- [6] 黄宏嘉, *微波原理*, 科学出版社, 1963年, 卷 1, pp. 76—100.

DYADIC GREEN'S FUNCTION FOR RECTANGULAR WAVEGUIDE FILLED WITH MULTISECTOR ISOTROPIC DIELECTRIC

Jin Hang Lin Weigan

(University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu)

Abstract The dyadic Green's function for the rectangular waveguide filled with multisector isotropic dielectric is derived by the method of mode expansion and scattering superposition. The derived expressions can be extended easily so as to be applicable to the cases of other types of cylindrical waveguide, i.e. circular waveguide, and elliptic waveguide.

Key words Electromagnetic theory; Dyadic Green's function; Waveguide