

# 用矩量法计算任意导体截面和介质填充的 TEM 传输线的特性阻抗\*

杨 乃 恒

(南京电子技术研究所)

## 提 要

本文利用矩量法计算任意截面和介质填充的 TEM 传输线的特性阻抗,公式的导出基于二维静电场的分析.电荷分布用脉冲函数展开,用点匹配检验.给出了一些数值例子,其中的一些结果还与用其它方法求得的结果作了比较,表明符合得较好.

## 一、引 言

对于传播 TEM 波的传输结构已有许多学者进行过研究.圆同轴线、双导线是最早获得实用的 TEM 传输结构.利用经典的解析函数法可以很容易地求解这两种 TEM 传输线的特性阻抗<sup>[1]</sup>.随后,某些有对称结构的 TEM 传输线,如带状线.矩形同轴线等也获得了分析解,并得到了应用<sup>[2,3]</sup>.早在五十年代,就有人提出微带线可以作为一种新型的传输线<sup>[4]</sup>,并在六十年代末获得了广泛的应用.这一时期,许多学者致力于对各种微带结构的研究,提出了分析微带的各种方法,如保角变换法<sup>[5]</sup>,有限差分法<sup>[6]</sup>,变分法<sup>[7]</sup>等等.

近年来,随着微带技术的发展,除了用于微波集成电路的标准微带线外,还需要各种特殊结构的其他 TEM 传输线,如多层介质微带、垂直微带、匣中微带等等,以满足某些特殊的微波传输需要.对于这些特殊的传输线,虽然有些仍可由上述方法求得它的近似解,但不是公式复杂,计算冗长,就是精度很差,或者只能给出上下限.并且基本上都是针对具体结构,采用特定的解法,缺少统一的处理方法.此外,迄今为止,大多数讨论的是有一无限大接地平面存在的传输线,而对于没有无限大接地平面,任意介质填充的传输线仍缺少分析和计算.

本文讨论用矩量法<sup>[8]</sup>求解任意截面形状和介质填充的 TEM 传输线的特性阻抗.采用这种方法,原则上对截面形状和介质填充情况没有任何限制,可以达到满足工程应用的计算精度.不仅如此,在求解特性阻抗的同时还可获得沿导体表面的电流分布情况(正比于电荷分布)从而可以方便地计算传输线的其它有用参量,如单位长损耗,击穿强度等.

如用 FORTRAN 语言编写计算机程序时,程序简单,通用性强.对于不同形状和任意介质填充的传输线,只要给出截面边界坐标和介质参数就可计算,而不必改动主程序.

\* 1984年6月4日收到,1985年5月13日修改定稿.

对于均匀介质填充的 TEM 传输线的解法, 作者已在另一篇文章<sup>[9]</sup>中讨论过了. 本文是在该文的基础上, 推广到任意填充介质的情况.

## 二、理 论 分 析

任意两个在某一方向(例如在  $z$  方向)均匀不变的导体, 只要其横向尺寸比波长小得多, 同时其间介质是均匀的, 就可传播理想的 TEM 波. 这时在横截面 ( $XOY$  平面) 内的

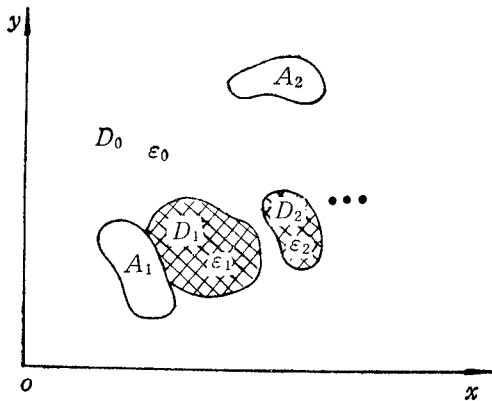


图 1 任意介质填充的两个导体传输线截面

场分布与同样导体截面的二维静电场完全相同<sup>[10]</sup>; 如导体间的介质是非均匀的(指横向, 在纵向仍是均匀的), 理论上将不能传播理想的 TEM 波, 但其传播的主模基本上仍类似 TEM 波, 称为准 TEM 波. 它在横截面内的场可以看作与 TEM 波相同, 可以同样由横截面上的二维静电场来描述<sup>[11]</sup>. 假定我们要考虑的传输线在  $xoy$  平面上的截面形状如图 1 所示, 其中  $A_1$  和  $A_2$  是理想导体,  $D_0, D_1, D_2, \dots$  是介电常数分别为  $\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2, \dots$  的不同介质. 这里假定各种介质

内部是均匀且各向同性的. 如所周知, 在 TEM 的近似下, 其特性阻抗  $Z_0$  为

$$Z_0 = \frac{1}{v_0 \sqrt{C_0 C_d}}, \quad (1)$$

其中  $C_0$  为导体  $A_1$  和  $A_2$  在真空中的每单位长电容;  $C_d$  是在所有介质存在时,  $A_1$  与  $A_2$  之间单位长电容;  $v_0$  是真空中光速.

为了求得导体  $A_1$  与  $A_2$  之间的电容, 我们假定两导体分别带有等量异号电荷, 即当  $A_1$  和  $A_2$  的单位长分别带有电荷  $Q_1$  和  $Q_2$  时, 假定有

$$Q_1 + Q_2 = 0. \quad (2)$$

这时, 如果导体  $A_1$  和  $A_2$  的电位分别为  $V_1$  和  $V_2$ , 导体之间单位长电容便为

$$C = Q_1 / (V_1 - V_2). \quad (3)$$

现在我们来求  $C_d$  和  $C_0$ . 先求  $C_d$ , 为此我们考察图 1 所示的传输线截面. 设  $l_1$  和  $l_2$  分别为导体  $A_1$  和  $A_2$  的截面周界,  $l_3, l_4, \dots$  分别是介质交界面在  $xoy$  平面内的截线. 在静电平衡时, 导体表面形成一稳态电荷分布, 设其面电荷密度为  $\sigma_f$ . 因为在  $z$  方向无变化, 所以  $\sigma_f$  也就是在  $z$  方向单位长度沿导体截面周界上的线电荷密度(为了叙述方便, 以后有关量如电荷密度, 电容等均略去单位长字样). 至于介质, 也在各介质的表面上形成面束缚电荷分布, 设其密度为  $\sigma_p$  (在介质内部, 由于是均匀介质, 各向同性, 且无自由电荷, 故束缚电荷密度为零). 因此在任一周界  $l_1, l_2, l_3, \dots$  上, 都有二部分电荷存在: 在导体与介质面上是导体一侧的自由电荷  $\sigma_f$  和介质一侧的束缚电荷  $\sigma_p$ , 其等效总电

荷密度  $\sigma_T$  为

$$\sigma_T = \sigma_f + \sigma_p. \tag{4}$$

在介质与介质的交界面上, 两侧都是束缚电荷 ( $\sigma_{p1}$  和  $\sigma_{p2}$ ), 其等效总电荷密度为

$$\sigma_T = \sigma_{p1} + \sigma_{p2}. \tag{5}$$

显然, 各种电荷密度都是界面上位置的函数. 根据等效原理, 空间任一点的场就是在各界面上的等效总电荷在真空中产生的场的迭加, 用电位来表示, 则有

$$\varphi(\rho) = \varphi(\sigma_T), \tag{6}$$

式中右端  $\varphi(\sigma_T)$  是一个电位算子, 它作用于  $\sigma_T$  能给出空间任一点的电位值. 我们现在就来求这算子的形式.

对于一个二维面电荷, 其密度与  $z$  无关, 如图 2 所示, 则在平面上任一点的电位  $\varphi(\rho)$  可由它的线电荷密度  $\sigma$  表示为<sup>[12]</sup>

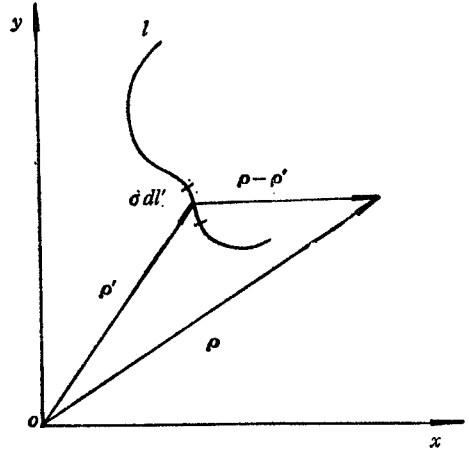


图 2 二维面电荷的电位计算

$$\varphi(\rho) = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_l \sigma(\rho') \ln |\rho - \rho'| dl' + k, \tag{7}$$

式中  $\rho$  是考察点的平面矢径;  $\rho'$  是源点的平面矢径;  $k$  为常数, 它决定于参考电位的选择; 积分沿电荷分布的曲线  $l$  进行. 因此对于我们所考虑的情况, (7) 式可以改写成

$$\varphi(\rho) = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{l_1+l_2+\dots} \sigma_T(\rho') \ln |\rho - \rho'| dl' + k, \tag{8}$$

式中积分在所有的交界线  $l_1, l_2, \dots$  上进行. 这就是要求的电位算子.

现在我们应用边界条件. 在导体表面上, 我们有

$$\varphi(\rho) = \begin{cases} V_1 & \rho \text{ 在 } l_1 \text{ 上;} \\ V_2, & \rho \text{ 在 } l_2 \text{ 上.} \end{cases} \tag{9}$$

在介质与介质的交界面上, 电位移矢量的法向分量连续, 即

$$D_{1n} = D_{2n}$$

或

$$\epsilon_1 \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{n} = \epsilon_2 \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{n}, \tag{10}$$

其中  $\epsilon_1$  和  $\epsilon_2$  分别为界面 1 侧和 2 侧的介电常数;  $\mathbf{E}_1$  和  $\mathbf{E}_2$  是两侧的电场强度矢量;  $\mathbf{n}$  是该点的单位法向矢量, 取从 1 侧指向 2 侧为正方向. 由于

$$\mathbf{E}(\rho) = -\nabla\varphi(\rho), \tag{11}$$

所以 (10) 式可以写作

$$\epsilon_1 \nabla\varphi(\rho) \cdot \mathbf{n} = \epsilon_2 \nabla\varphi(\rho) \cdot \mathbf{n}. \tag{12}$$

(9) 和 (12) 式便是我们要求解的积微分方程, 其待求函数是  $\sigma_T(\rho)$ .

### 三、矩 量 解

现在我们用矩量法求解(9)和(12)式. 为此,我们将所有周界  $l_1, l_2, \dots$  分别分成  $N_1, N_2, \dots$  个小段;并且连续编号,即在  $l_1$  上为  $(1, 2, \dots, N_1)$ ; 在  $l_2$  上为  $(N_1 + 1, N_1 + 2, \dots, N_1 + N_2 (=N_c)) \dots$ . 总段数为  $N_T$ , 它是  $N_1, N_2, \dots$  之和,第  $n$  小段记为  $\Delta l_n$ , 如图3所示. 近似地,我们可以认为分布在  $\Delta l_n$  上的电荷均匀分布在连接  $\Delta l_n$  的端点的直线段  $\Delta A_n$  上,也就是说,将电荷分布函数  $\sigma_T(\rho)$  展开

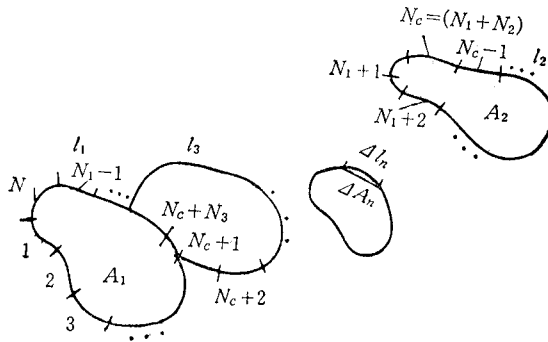


图3 将周界上的电荷分段

成一系列脉冲函数之和,即

$$\sigma_T(\rho) = \sum_{n=1}^{N_T} \alpha_n f_n(\rho), \quad (13)$$

式中  $\alpha_n$  是常数,  $f_n(\rho)$  为脉冲函数,由下式定义

$$f_n(\rho) = \begin{cases} 1, & \rho \text{ 在 } \Delta A_n \text{ 上;} \\ 0, & \rho \text{ 不在 } \Delta A_n \text{ 上.} \end{cases} \quad (14)$$

只要  $\Delta l_n$  足够短,上述近似的误差也是足够小的.

将(13)式代入(7)式,得

$$\varphi(\rho) = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{l_1+l_2+\dots} \sum_{n=1}^{N_T} \alpha_n f_n(\rho') \ln |\rho - \rho'| dl' + k.$$

由于  $\alpha_n$  为常数,再根据(14)式,上式可简化为

$$\varphi(\rho) = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{n=1}^{N_T} \alpha_n \int_{\Delta A_n} \ln |\rho - \rho'| dl' + k. \quad (15)$$

我们用点匹配法,即在周界上每小段  $\Delta A_m$  的中点 ( $m = 1, 2, 3, \dots, N_T$ ) 上进行检验. 这里的周界有两类:一类是导体与介质的边界;另一类是介质与介质的边界,二者必须分别进行.

在导体与介质的边界上,检验的依据是(9)式. 由(9)式可知,在第  $m$  个检验点的电位为

$$\varphi(\rho_{m_0}) = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{n=1}^{N_T} \alpha_n \int_{\Delta A_n} \ln |\rho_{m_0} - \rho'| dl' + k = \begin{cases} V_1, & m \leq N_1; \\ V_2, & N_1 < m \leq N_c; \end{cases} \quad (16)$$

式中  $\rho_{m_0}$  为  $\Delta A_m$  的中点矢径,  $m = 1, 2, \dots, N_c$ .  $N_c$  为导体边界上的总段数, 两个导体时,  $N_c = N_1 + N_2$ .

在介质与介质的界面上, 检验的依据是 (12) 式. 由 (11) 和 (15) 式,

$$\mathbf{E}(\rho) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \nabla \sum_{n=1}^{N_T} \alpha_n \int_{\Delta A_n} \ln |\rho - \rho'| dl'.$$

它的法向分量为

$$\mathbf{E}(\rho) \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \mathbf{n} \cdot \nabla \sum_{n=1}^{N_T} \alpha_n \int_{\Delta A_n} \ln |\rho - \rho'| dl'. \quad (17)$$

我们令

$$E_{mn}(\rho) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \mathbf{n}_m \cdot \nabla \int_{\Delta A_n} \ln |\rho - \rho'| dl', \quad (18)$$

其中  $\mathbf{n}_m$  表示第  $m$  小段上的单位法线矢量. 显然,  $E_{mn}$  代表由  $\Delta A_n$  上单位密度的电荷在第  $m$  段处产生的电场强度法向分量. 必须注意, 当  $m = n$  时, (18) 式右端表示的函数是不连续的, 这与电场强度法向分量在有电荷的界面上不连续的性质相一致.

现在我们将式 (12) 应用到第  $m$  段界线的中点  $\rho_{m_0}$  上. 由 (17) 和 (18) 式, (12) 式变成

$$\epsilon_{m_1} \sum_{n=1}^{N_T} \alpha_n E_{mn}(\rho_{m_01}) = \epsilon_{m_2} \sum_{n=1}^{N_T} \alpha_n E_{mn}(\rho_{m_02}), \quad (19)$$

式中  $\epsilon_{m_1}$  和  $\epsilon_{m_2}$  分别表示在第  $m$  段界面的 1 侧和 2 侧的介电常数.  $E_{mn}(\rho_{m_01})$  表示当  $\rho$  从 1 侧趋近  $\rho_{m_0}$  时的电场强度,  $E_{mn}(\rho_{m_02})$  表示当  $\rho$  从 2 侧趋近  $\rho_{m_0}$  时的电场强度. 当  $m \neq n$  时, 即场点不在源上, 由式 (18) 可知,  $E_{mn}(\rho)$  是个连续函数. 因此

$$E_{mn}(\rho_{m_01}) = E_{mn}(\rho_{m_02}) = E_{mn}(\rho_{m_0}), \quad m \neq n. \quad (20)$$

它可方便地直接由 (18) 式求得. 但当  $m = n$  时, 如前所述,  $E_{mn}$  是个不连续函数, 即  $E_{mn}(\rho_{m_01}) \neq E_{mn}(\rho_{m_02})$ , 其值不易直接从 (18) 式求得. 这里我们用另一简单办法来求它. 因为要求的是第  $m$  段上的单位密度电荷在其中点无限远处产生的电场强度. 场点离源无限近, 所以可以把电荷面看作无限大, 且其密度为 1 单位, 如图 4 所示. 因此可简

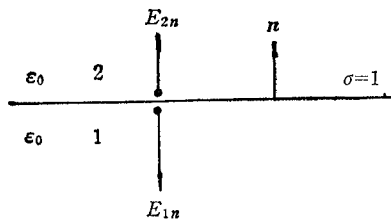


图 4 离无限大面电荷无限近处的电场强度

单地用高斯定理求得

$$E_{mn}(\rho_{m01}) = -\frac{1}{2\varepsilon_0}, \quad m = n; \quad (21)$$

$$E_{mn}(\rho_{m02}) = \frac{1}{2\varepsilon_0}, \quad m = n; \quad (22)$$

式(21)中的负号是因为在1侧的电场方向与所假定的正法向相反(见图4)。将式(21), (22)代入式(19)可得

$$\varepsilon_{m1} \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^{N_T} \alpha_n E_{mn}(\rho_{m0}) - \varepsilon_{m1} \frac{\alpha_m}{2\varepsilon_0} = \varepsilon_{m2} \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^{N_T} \alpha_n E_{mn}(\rho_{m0}) + \varepsilon_{m2} \frac{\alpha_m}{2\varepsilon_0}.$$

上式可化为

$$\sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^{N_T} \alpha_n E_{mn}(\rho_{m0}) + \frac{\varepsilon_{m1} + \varepsilon_{m2}}{2\varepsilon_0(\varepsilon_{m2} - \varepsilon_{m1})} \alpha_m = 0, \quad (23)$$

式中  $m = N_c + 1, N_c + 2, \dots, N_T$ 。式(16)和(23)可以用矩阵方程的形式写在一起,如下式所示:

$$[\varphi]_{N_T \times 1} = [S]_{N_T \times N_T} [\alpha]_{N_T \times 1} + [k]_{N_T \times 1}, \quad (24)$$

式中  $[\varphi]_{N_T \times 1}$  代表具有  $N_T$  个元素的列矩阵,其元素由下式给出

$$\varphi_m = \begin{cases} V_1, & 1 \leq m \leq N_1; \\ V_2, & N_1 < m \leq N_c; \\ 0, & N_c < m \leq N_T. \end{cases} \quad (25)$$

$[S]_{N_T \times N_T}$  是一个  $N_T \times N_T$  的方阵,其元素由下式给出

$$S_{mn} = \begin{cases} -\frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \int_{\Delta A_n} \ln |\rho_{m0} - \rho'| dl', & 1 \leq m \leq N_c; \\ E_{mn}(\rho_{m0}), & m > N_c \text{ 且 } m \neq n; \\ \frac{\varepsilon_{m1} + \varepsilon_{m2}}{2\varepsilon_0(\varepsilon_{m2} - \varepsilon_{m1})}, & m > N_c \text{ 且 } m = n; \end{cases} \quad (26)$$

$$n = 1, 2, \dots, N_T.$$

$[\alpha]_{N_T \times 1}$  是具有  $N_T$  个元素的列矩阵,其元素就是表示总电荷分布的式(13)中的待求系数。 $[k]_{N_T \times 1}$  是有  $N_T$  个元素的列矩阵,它的元素由下式给定

$$k_m = \begin{cases} k, & 1 \leq m \leq N_c; \\ 0, & N_c < m \leq N_T; \end{cases} \quad (27)$$

式中的  $k$  就是(8)式中的常数。

矩阵方程(24)表示当两导体带有等量异号电荷时,导体电位与电荷密度分布的关系。为要求得导体上的带电量与导体间的电位差的关系,我们还必须求出导体表面上的自由电荷密度  $\sigma_j$  与等效的总电荷密度  $\sigma_T$  的关系。在介质一侧的导体表面上任一点,我们有

$$\varepsilon E_n = \sigma_j, \quad (28)$$

式中,  $\varepsilon$  是在该点的介电常数,  $E_n$  是该点电场强度的法向分量。另一方面,我们又有

由式(28)和(29),可得

$$\varepsilon_0 E_n = \sigma_T. \quad (29)$$

$$\sigma_f = \varepsilon_r \sigma_T, \quad (30)$$

式中  $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$  是介质的相对介电常数. 式(30)就是在导体与介质交界处的自由电荷密度与等效总电荷密度的普遍关系.

在分段的近似下,导体上的电量可以表示成

$$Q_1 = \sum_{n=1}^{N_1} \sigma_{fn} \Delta A_n, \quad (31)$$

和

$$Q_2 = \sum_{n=N_1+1}^{N_c} \sigma_{fn} \Delta A_n. \quad (32)$$

由式(30)和(13),并利用式(14),上面两式变成

$$Q_1 = \sum_{n=1}^{N_1} \varepsilon_{rn} \alpha_n \Delta A_n, \quad (33)$$

$$Q_2 = \sum_{n=N_1+1}^{N_c} \varepsilon_{rn} \alpha_n \Delta A_n. \quad (34)$$

由式(2),我们有

$$\sum_{n=1}^{N_c} \varepsilon_{rn} \alpha_n \Delta A_n = 0. \quad (35)$$

由矩阵方程(24),可以得到

$$[\alpha] = [S]^{-1}([\varphi] - [k]). \quad (36)$$

从而有

$$\alpha_n = \sum_{m=1}^{N_T} S_{nm}^{-1}(\varphi_m - k_m), \quad (37)$$

式中  $S_{nm}^{-1}$  表示  $[S]$  的逆矩阵中的第  $n$  行  $m$  列元素. 将式(37)代入式(35),可得

$$\sum_{n=1}^{N_c} \left[ \varepsilon_{rn} \sum_{m=1}^{N_T} S_{nm}^{-1}(\varphi_m - k_m) \Delta A_n \right] = 0. \quad (38)$$

根据式(25)和(27),上式可简化为

$$\sum_{n=1}^{N_c} \left( \varepsilon_{rn} \Delta A_n \sum_{m=1}^{N_c} S_{nm}^{-1} \varphi_m \right) = k \sum_{n=1}^{N_c} \left( \varepsilon_{rn} \Delta A_n \sum_{m=1}^{N_c} S_{nm}^{-1} \right). \quad (39)$$

在式(39)中,  $\varphi_m$  只取两个常数:  $V_1$  和  $V_2$ , 由于电位的相对性, 我们可以选择导体  $A_2$  的电位为参考电位以简化计算, 即

$$V_2 = 0. \quad (40)$$

这时可以从式(39)求得  $k$  的表达式为

$$k = dV_1, \quad (41)$$

式中  $d$  为

$$d = \frac{\sum_{n=1}^{N_c} \left( \varepsilon_{rn} \Delta A_n \sum_{m=1}^{N_1} S_{nm}^{-1} \right)}{\sum_{n=1}^{N_c} \left( \varepsilon_{rn} \Delta A_n \sum_{m=1}^{N_c} S_{nm}^{-1} \right)}. \quad (42)$$

将式(41)代入式(36),化简可得

$$[\alpha] = V_1[S]^{-1}[D] = V_1[G], \quad (43)$$

其中

$$[G] = [S]^{-1}[D] \quad (44)$$

是具有  $N_T$  个元素的列矩阵,而  $[D]$  也是一个  $N_T \times 1$  的列矩阵,其元素  $D_n$  由下式给定:

$$D_n = \begin{cases} 1 - d, & n \leq N_1; \\ -d, & N_1 < n \leq N_c; \\ 0, & N_c < n \leq N_T. \end{cases} \quad (45)$$

由式(43)可以看出电荷密度与导体间的电位差  $V_1$  成正比,这正是所预期的。最后,根据式(33)和式(3)即可求得有介质存在情况下,导体  $A_1$  与  $A_2$  之间单位长的电容值,即  $C_d$ ,它可表示为

$$C_d = \sum_{n=1}^{N_1} G_n \varepsilon_{rn} \Delta A_n. \quad (46)$$

由式(46)可见导体间的电容唯一地由其几何尺寸和介质情况所决定,这也正是所预期的。

为了计算真空中的电容  $C_0$ ,只要去掉所有的介质面,并使介质导体界面的  $\varepsilon_r = 1.0$ ,重复上述步骤,这时求得的电容值就是  $C_0$ 。然而事实上,我们可以省掉若干步骤,因为这时的矩阵方程仍为式(24),但  $N_T = N_c$ 。因此,对于所有的列矩阵只要删掉原来有介质情况下,第  $N_c + 1$  项以后的所有元素;而对于  $[S]$  矩阵,现在变成  $N_c \times N_c$  的方阵,实际上就是原来有介质情况下,  $[S]$  矩阵左上角的  $N_c \times N_c$  的分块矩阵。因此,不必重复计算式(24)的矩阵方程中  $[S]$  矩阵元素值,只要重新计算  $d$  值,仍可由式(46)求得  $C_0$  值。最后可由式(1)求得有介质情况下的传输线的准 TEM 特性阻抗  $Z_0$ 。

#### 四、计算举例和讨论

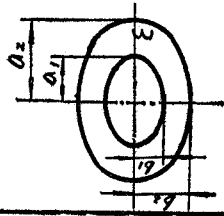
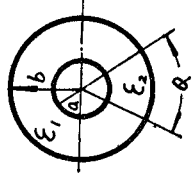
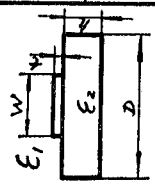
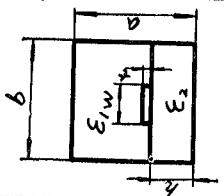
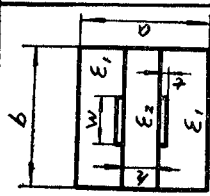
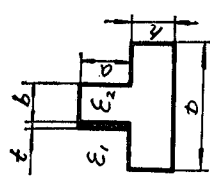
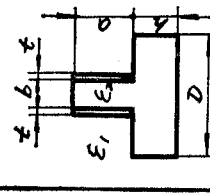
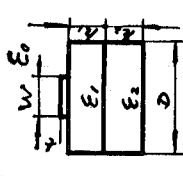
根据上述公式可以看出,只要给定导体和介质的几何和物理参量,然后确定边界的分段方法,即可计算  $[S]$  矩阵和常数  $d$ ,最后求得  $C_d$  和  $C_0$ ,从而求得  $Z_0$ 。已经用 FORTRAN 语言编写了一个计算机通用程序,此程序适用于任意导体截面和介质填充的传输线。只要给定导体截面边界形状和介质填充情况以及分段方法,便可用这个程序算出它的准 TEM 特性阻抗。表 1 列出了一些计算例子。其中有些例子已有精确计算公式或用其它方法得到的近似结果,也列于表 1 中以作比较。从比较可以看出,我们的矩量解与其它解符合得较好。

虽然本文讨论的是不具有无限大接地平面的情况,但作为近似计算,同样可以用来计算具有无限大接地平面的 TEM 传输线。对于两导体传输线,此时只要把它的无限大接地平面看作是存在于它的另一导体(导体  $A$ )附近的一个有限大导体平面(导体  $B$ )即可。这是因为导体  $A$  在导体  $B$  上离它远处感应的电荷量与离它近处感应的电荷量相比要小得



表 1 计算举例

$Z_0$  为矩量解  $Z_0^*$  为引自文献的解

| 几何尺寸        | 椭圆同轴线  | 部分介质填充同轴线   | 标准微带线  | 匣中微带   | 匣中悬浮微带   | 垂直微带 (-)   | 垂直微带 (二)  | 双层介质微带   |
|-------------|--|---|--|--|--|--|---|--|
|             |  <p> <math>a_1 = 1.25</math><br/> <math>a_2 = 2.00</math><br/> <math>b_1 = 0.75</math><br/> <math>b_2 = 1.732</math><br/> <math>\epsilon = \epsilon_0</math> </p> |  <p> <math>a = 3.50</math><br/> <math>b = 8.00</math><br/> <math>R = 2\pi/10</math><br/> <math>\epsilon_1 = \epsilon_0</math><br/> <math>\epsilon_2 = 3.00\epsilon_0</math> </p> |  <p> <math>w = 1.00</math><br/> <math>t = 0.002</math><br/> <math>h = 1.00</math><br/> <math>\epsilon_1 = \epsilon_0</math><br/> <math>\epsilon_2 = 9.6\epsilon_0</math> </p> |  <p> <math>a = 2.02</math><br/> <math>b = 7.0</math><br/> <math>h = 1.00</math><br/> <math>w = 1.00</math><br/> <math>t = 0.01</math><br/> <math>\epsilon_1 = \epsilon_0</math><br/> <math>\epsilon_2 = 9.60\epsilon_0</math> </p> |  <p> <math>a = 5.00</math><br/> <math>b = 5.00</math><br/> <math>h = 1.00</math><br/> <math>w = 2.0</math><br/> <math>t = 0.001</math><br/> <math>\epsilon_1 = \epsilon_0</math><br/> <math>\epsilon_2 = 2.35\epsilon_0</math> </p> |  <p> <math>D = 12.00</math><br/> <math>a = 6.50</math><br/> <math>b = 2.00</math><br/> <math>h = 1.00</math><br/> <math>t = 0.001</math><br/> <math>\epsilon_1 = \epsilon_0</math><br/> <math>\epsilon_2 = 2.55\epsilon_0</math> </p> |  <p> <math>a = 2.70</math><br/> <math>b = 1.00</math><br/> <math>h = 2.00</math><br/> <math>t = 0.05</math><br/> <math>\epsilon_1 = \epsilon_0</math><br/> <math>\epsilon_2 = 2.65\epsilon_0</math><br/> <math>D = 17.00</math> </p> |  <p> <math>w = 1.0</math><br/> <math>t = 0.02</math><br/> <math>h_1 = 0.6</math><br/> <math>h_2 = 0.4</math><br/> <math>\epsilon_1 = 9.6\epsilon_0</math><br/> <math>\epsilon_2 = 2.65\epsilon_0</math><br/> <math>D = 12.0</math> </p> |
| $Z_0$       | 37.74  | 45.68   | 51.80 ( $D=12.0$ )<br>51.82 ( $D=16.0$ )   | 46.04  | 65.05  | 198.30   | 91.55   | 63.06  |
| $Z_0^{(a)}$ | 37.43 [13]   | 45.24 [14]  | 40.79 [15]   | 40.80 [16]   | 62.50 [17]   |  |   |  |
| 分段数         | 50   | 80  | 68   | 68   | 88   | 60   | 80  | 80   |

注: 参考文献[16]中图3.13有误, 因此该数据不可靠。

多;这少量感应电荷对  $A, B$  两导体间的电容的贡献可以忽略不计的缘故.至于该平面(导体  $B$ )要取得多大才能获得满意的结果,则要视传输线的具体结构而定.表 1 中讨论对标准微带的接地平面取了两种有限尺寸进行计算,结果表明,对特性阻抗值的影响是很小的.

本文的分析是针对两个导体进行的.事实上,对于多导体的准 TEM 传输线,本文的分析仍然有效.对于  $N$  个导体的传输线就有  $N-1$  个准 TEM 波的模式<sup>[10]</sup>,每一模式对应于除其中一个导体外,其余导体保持同电位的情况,因此可以分别求得各模式下的准 TEM 特性阻抗.计算公式与本文讨论的完全相同,只是导体增多,计算量大大增加.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] S. Ramo and J. R. Whinnery, *Fields and Waves in Modern Radio*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1953.
- [ 2 ] S. B. Cohn, *IRE Trans. on MTT*, **MTT-2**(1954), 52.
- [ 3 ] J. J. Skiles, et al., *Proc. Natl. Electron. Conf.*, Chicago, 1954, 97.
- [ 4 ] D. D. Greig, et al., *Proc. IRE*, **40**(1952), 1644.
- [ 5 ] H. A. Wheeler, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-13**(1965), 172.
- [ 6 ] H. E. Stinehelfer, *ibid.*, **MTT-16** (1968), 439.
- [ 7 ] E. Yamashita and R. Mitra, *ibid.*, **MTT-16** (1968), 251.
- [ 8 ] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*, Macmillan Company, New York, 1968.
- [ 9 ] 杨乃恒, 现代雷达, 1983 年, 第 6 期, 第 77 页.
- [ 10 ] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, McGraw-Hill, New York, 1960.
- [ 11 ] E. Yamashita and K. Atsuki, *IEEE Trans on MTT*, **MTT-18** (1970), 238.
- [ 12 ] R. F. Harrington, *Introduction to Electromagnetic Engineering*, McGraw-Hill, New York, 1958, p. 110.
- [ 13 ] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Field*, Table 2-3, McGraw-Hill, New York, 1961.
- [ 14 ] M. A. R. Gunston, *Microwave Transmission Line Impedance Data*, Van Nostrand Reinhold Company, London, 1972, p. 84.
- [ 15 ] M. A. R. Gunston, *ibid.*, p. 48.
- [ 16 ] M. A. R. Gunston, *ibid.*, p. 51.
- [ 17 ] D. L. Gish, et al., *IEEE Trans. on MTT*, **MT T-18**(1970), 137.

## COMPUTATION OF THE CHARACTERISTIC IMPEDANCE FOR TEM TRANSMISSION LINE WITH ARBITRARILY CROSS-SECTIONAL CONDUCTORS AND ARBITRARILY FILLED DIELECTRICS BY MOMENT METHOD

Yang Naiheng

(Nanjing Research Institute of Electronic Technology)

The characteristic impedances of TEM or quasi-TEM transmission lines with arbitrarily cross-sectional conductors and arbitrarily filled dielectrics are calculated by moment method. Formulation is based on the analysis of two dimensional electrostatic field. The charge distribution is expanded by use of pulse functions and checked by point matching. Numerical examples are given. Some of them are compared with those obtained by other methods. Results show that they are in good agreement.