

邮电高等  
学校教材

# 微波技术基础

贺瑞霞 陈振国 尹书明 王守平 编  
张覃筓 审

人民邮电出版社

## 内 容 提 要

本书为高等学校无线电通信专业的专业基础课教材。首先用场和路的方法分析了传输线和微波传输线的特性和参量，为以后各章打下基础；其次较详细地讨论了微波谐振腔的结构、原理、参量，并讨论了微波网络和微波有源及无源器件的原理、设计及应用；最后概要地叙述了微波电路的计算机辅助设计。本教材在叙述概念时，既用数字推导，也用物理概念说明，便于读者加深理解。此外，每章节末还给出数量不等的例题、习题、数据表格及曲线，供读者设计电路时参考。

邮电高等学校教材

### 微波技术基础

贺瑞霞 陈振国 尹书明 王守平 编

张覃箴 审

责任编辑：杨 青

\*

人民邮电出版社出版

北京东长安街27号

北京广益印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

\*

开本：850×1168 1/32 1988年12月 第一版

印张：16 16/32 页数：264 1988年12月北京第一次印刷

字数：440千字 插页：1 印数：1—3000册

ISBN 7-115-03746-9/TN·152

定价：3.35元

# 前 言

本书系高等院校无线电通信专业的专业基础课教材。

本教材是由邮电高校《电磁场与微波技术(含光通信)》教材编审委员会评审并推荐出版的。

本课程参考时数为64学时。第一、二章,重点讨论用场和路的方法分析传输线,以及微波传输线的特性与参量,作为以后几章的基础。

第三章侧重讨论微波谐振腔和集中 $LC$ 谐振回路在结构、原理、参量等方面的异同点,并介绍几种常用的谐振腔。

第四章是在低频网络理论的基础上,讨论微波网络的特点,网络参数和基本电路单元网络参量的求法。作为分析微波元件的基础。

第五、六章讨论微波无源及有源部件的工作原理、设计方法及其应用。

第七章讨论微波电路的计算机辅助设计。

本教材由北京邮电学院贺瑞霞编写第一章至第五章、第七章;陈振国、尹书明编写第六章;王守平编写习题。

南京邮电学院张覃筵教授仔细审阅了全部书稿,并提出许多宝贵意见,在此致以谢意。

由于编者水平有限,书中难免存在一些缺点和错误,希望读者批评指正。

编者

1987.7.

# 目 录

<b>第一章 长线理论</b> .....	1
1.1 用场的方法分析传输线 .....	1
1.2 传输线的分布参数及其等效电路 .....	10
1.3 传输线方程及其解 .....	11
1.4 阻抗与反射系数 .....	18
1.5 传输线端接不同负载时的特性 .....	22
1.6 阻抗与导纳圆图 .....	34
1.7 阻抗匹配 .....	42
习题.....	51
<b>第二章 微波传输线</b> .....	58
2.1 微波传输线的类型 .....	58
2.2 规则波导中电磁波的共有特性 .....	61
2.3 矩形波导 .....	73
2.4 圆波导 .....	89
2.5 同轴线中的高次模及单模传输 .....	101
2.6 微带线与耦合微带线 .....	108
2.7 圆柱介质波导 .....	128
2.8 槽线、共面线和鳍线 .....	138
习题.....	141
<b>第三章 微波谐振腔</b> .....	147
3.1 微波谐振腔的类型 .....	147
3.2 谐振腔自由振荡的基本原理 .....	148
3.3 谐振腔的基本参数 .....	156
3.4 矩形谐振腔 .....	163
3.5 圆柱形谐振腔 .....	169

3.6	同轴谐振腔 .....	177
3.7	微带线谐振器 .....	189
3.8	介质谐振器 .....	190
3.9	谐振腔的等效电路及耦合腔的参量 .....	194
	习题 .....	204
<b>第四章</b>	<b>微波网络基础</b> .....	<b>208</b>
4.1	概述 .....	208
4.2	波导等效为双线 .....	209
4.3	微波网络的主要特点 .....	215
4.4	微波网络参量 .....	216
4.5	网络参量的本征方程、本征值和本征矢量 .....	229
4.6	基本电路单元的网络参量 .....	243
4.7	双口网络的工作特性参量 .....	257
	习题 .....	263
<b>第五章</b>	<b>无源微波元件</b> .....	<b>270</b>
5.1	微波基本元件 .....	270
5.2	阶梯阻抗变换器 .....	279
5.3	定向耦合器 .....	293
5.4	微带功分器 .....	323
5.5	微波滤波器 .....	327
5.6	微波铁氧体隔离器与环行器 .....	355
	习题 .....	378
<b>第六章</b>	<b>微波固态有源器件与电路</b> .....	<b>385</b>
6.1	微波晶体管放大器 .....	385
6.2	微波固态振荡器 .....	407
6.3	微波混频器 .....	423
6.4	变容管电路 .....	435
6.5	PIN 电路 .....	443
	习题 .....	453

<b>第七章 微波电路机助设计</b> .....	455
7.1 微波电路的矩阵分析法 .....	456
7.2 元、器件的数学模型 .....	457
7.3 微波电路的最优化设计 .....	460
<b>附录</b> .....	482
附录一 用许瓦兹变换法求空气微带线的特性阻抗.....	482
附录二 微扰法.....	496
附录三 标准微带线 $Z_0$ 、 $\epsilon_e$ 与微带尺寸的关系 .....	511
附录四 耦合微带线 $Z_{0e}$ 、 $Z_{0o}$ 与微带尺寸的关系( $\epsilon_r=9.6$ ) .....	512
附录五 耦合微带线 $\lambda_{ee}$ 、 $\lambda_{eo}$ 与微带尺寸的关系 .....	513
附录六 最平坦低通原型滤波器阻带衰减频率特性.....	515
附录七 等波纹原型滤波器阻带衰减频率特性.....	516
附录八 最平坦低通原型的归一化元件值.....	518
附录九 等波纹低通原型的归一化元件值.....	519
附录十 计算同轴腔 $f_0$ 的程序框图 .....	521
<b>参考资料</b> .....	522

# 第一章 长线理论

长线理论即为分布参数电路理论，它是研究微波传输线和微波电路的理论基础。本章以双导线为例，主要用路的方法分析传输线的传输特性及其参量，介绍利用史密斯（Smith）圆图进行阻抗计算和阻抗匹配的方法。

需要指出的是对于传输线的分析既可用路的方法也可用场的方法，由于路的分析计算一般来讲比场方便得多，因而对双导线主要讨论路的方法。为了理解场与路之间的联系，也介绍一些场的方法。

## 1.1 用场的方法分析传输线

下面以图 1-1(a) 所示的任意截面形状的双导线为例进行分析，所得结论对于同轴线、微带线等均适用。沿图 1-1(a) 所示

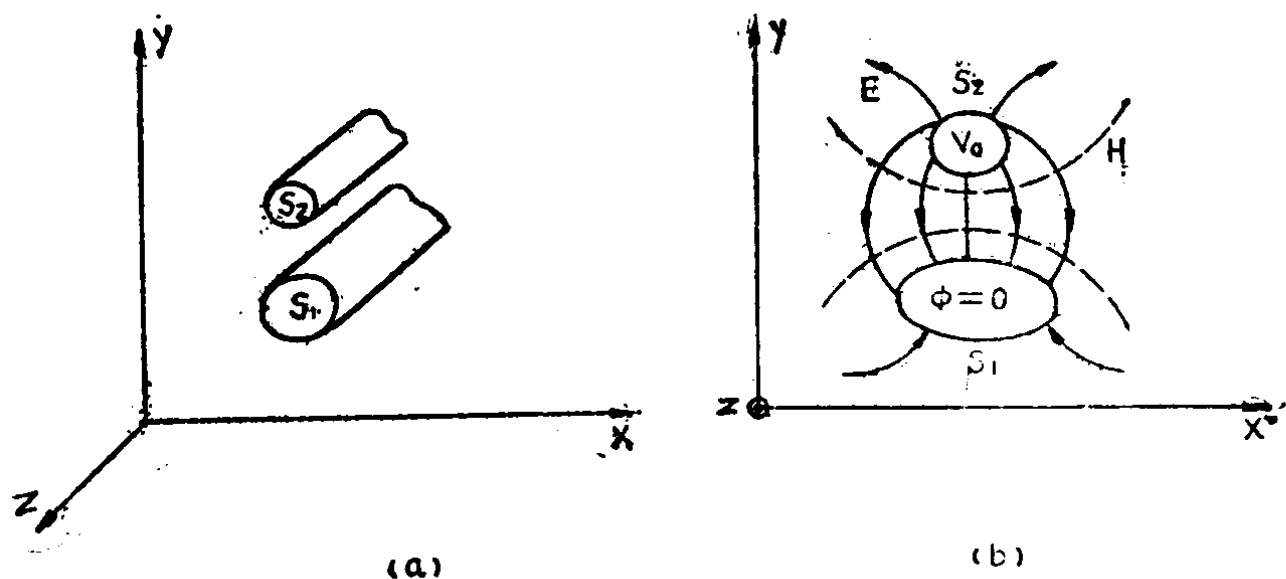


图 1-1 双导线传输线

的双导线传输的主波型（即最低模）是平面横电磁波，以下简称为横电磁波（TEM波），这种波其电场与磁场的纵向分量为零，只存在横向分量，其场分布如图 1-1(b) 所示。因此，对于传输线的分析实际上是针对给定边界条件下 TEM 波传输特性的分析。

### 一、平面横电磁波特性和

假定介质是无损耗、均匀、各向同性的，其介电常数为  $\epsilon$ ，导磁率为  $\mu_0$ 。我们选用直角坐标系，并假定  $z$  为传播方向。按平面横电磁波的定义，电场与磁场只有横向分量，用  $\mathbf{E}_t(x, y, z)$ 、 $\mathbf{H}_t(x, y, z)$  表示。于是，在简谐变化情况下麦氏方程为

$$\nabla \times \mathbf{E}_t = -j\omega\mu_0\mathbf{H}_t \quad (1-1 a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_t = j\omega\epsilon\mathbf{E}_t \quad (1-1 b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_t = 0 \quad (1-1 c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_t = 0 \quad (1-1 d)$$

这是 TEM 波在无源空间传播时必须满足的方程。矢量算子  $\nabla$  可分为  $\nabla_t$  和  $\nabla_z$  两部分，即

$$\nabla_t = \mathbf{a}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{a}_y \frac{\partial}{\partial y}, \quad \nabla_z = \mathbf{a}_z \frac{\partial}{\partial z}$$

式中  $\mathbf{a}_x$ 、 $\mathbf{a}_y$ 、 $\mathbf{a}_z$  分别表示  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向的单位矢量。

由矢量分析知： $\nabla_t \times \mathbf{E}_t$  与  $\nabla_t \times \mathbf{H}_t$  是垂直于  $x$ 、 $y$  平面的矢量，由于是 TEM 波，则  $E_z = 0$ ， $H_z = 0$ ，故由(1-1 a)式，(1-1 b)式可得到

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_t = 0 \quad (1-2 a)$$

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_t = 0 \quad (1-2 b)$$

$$\mathbf{a}_z \times \frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} = -j\omega\mu_0\mathbf{H}_t \quad (1-2 c)$$

$$\mathbf{a}_z \times \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} = j\omega\epsilon\mathbf{E}_t \quad (1-2 d)$$

设

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = g(z)\mathbf{e}_t(x, y) \quad (1-3)$$



将(1-3)式代入(1-2 a)式得

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_t(x, y, z) = g(z) \nabla_t \times \mathbf{e}_t(x, y) = 0$$

因为  $g(z)$  不为零, 故

$$\nabla_t \times \mathbf{e}_t(x, y) = 0 \quad (1-4)$$

(1-4)式的意义很明确, 它表明 TEM 波的电场在二维空间所满足的条件与一般二维静电场所满足的条件相同。利用已知的分析结果, 静电场可用标量函数的梯度来求得, 即

$$\mathbf{e}_t(x, y) = -\nabla_t \phi(x, y)$$

于是得

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = -g(z) \nabla_t \phi(x, y) \quad (1-5)$$

式中,  $g$ 、 $\phi$  是待定的标量函数。

再利用(1-1 c)式场的散度为零的条件

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_t = (\nabla_t + \nabla_z) \cdot g(z) \nabla_t \phi(x, y) = 0$$

得

$$\nabla_t^2 \phi(x, y) = 0 \quad (1-6)$$

综上所述, TEM 波的电场在横截面上的分布与静电场在相同条件下的分布相同, 而磁场可由电场求得。所以求解传输线上 TEM 波的横向场分布问题, 涉及的是二维静态场问题。

TEM 波在传播平面上的特性与静态场相同, 但它在  $z$  方向是变化的, 下面就分析它的变化规律。

将(1-2 c)式对  $z$  求导, 再利用(1-2 d)式的关系, 得

$$\mathbf{a}_z \times \left( \mathbf{a}_z \times \frac{\partial^2 \mathbf{E}_t}{\partial z^2} \right) - \omega^2 \epsilon \mu_0 \mathbf{E}_t = 0$$

展开此式并由矢量恒等式

$$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})$$

得

$$\mathbf{a}_z \times \left( \mathbf{a}_z \times \frac{\partial^2 \mathbf{E}_t}{\partial z^2} \right) = \mathbf{a}_z \left( \mathbf{a}_z \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}_t}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial^2 \mathbf{E}_t}{\partial z^2} (\mathbf{a}_z \cdot \mathbf{a}_z)$$

又由于

$$\mathbf{a}_z \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}_t}{\partial z^2} = 0, \quad \mathbf{a}_z \cdot \mathbf{a}_z = 1$$

故

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_z}{\partial z^2} + k^2 \mathbf{E}_z = 0 \quad (1-7)$$

式中,  $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0$ 。再将(1-5)式代入上式,得

$$\frac{\partial^2 g(z)}{\partial z^2} + k^2 g(z) = 0 \quad (1-8)$$

其解为

$$g(z) = A^+ e^{-jkz} + A^- e^{jkz} \quad (1-9 a)$$

考虑到时间因子  $e^{j\omega t}$ , 则  $g(z)$  又可写为

$$g(z, t) = A^+ e^{j(\omega t - kz)} + A^- e^{j(\omega t + kz)} \quad (1-9 b)$$

式中,  $A^+$ 、 $A^-$  代表 TEM 波的幅度系数, 而  $A^+ e^{j(\omega t - kz)}$  代表向正  $z$  方向传播的波,  $A^- e^{j(\omega t + kz)}$  代表向负  $z$  方向传播的波。传播常数  $k$  为

$$k = \omega \sqrt{\epsilon \mu_0} \quad (1-10)$$

由(1-9 a) 式可知  $k$  表示了每单位长度的相位移, 因为一个波长的相位移为  $2\pi$ , 故  $k$  又为

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{\lambda f} = \frac{\omega}{v_p} \quad (1-11)$$

比较(1-10)式和(1-11)式可知

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu_0}} \quad (1-12)$$

$v_p$  是电磁波在介质中的传播速度,  $\lambda$  是该介质中频率为  $f$  的波长。

以上分析得出: TEM 波在  $z$  方向的变化具有波动特性, 它的传播速度与频率无关, 等于介质中光的传播速度, 这个关系叫作无色散, 因而 TEM 波是无色散波。

下面叙述 TEM 波电场与磁场解的形式, 以及两者之间的关系。

由(1-5)式和(1-9 a)式得电场的解为

$$\mathbf{E}_z(x, y, z) = -A^\pm \nabla_z \phi(x, y) e^{\mp jkz} \quad (1-13)$$

由(1-13)式和(1-2 c)式可得磁场的解为

$$\mathbf{H}_t = \pm \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \mathbf{a}_z \times \mathbf{E}_t \quad (1-14)$$

将其展成标量形式为

$$H_x = \mp \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} E_y$$

$$H_y = \pm \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} E_x$$

由此得出，横向电场与横向磁场之比在数值上为一常量，即

$$\left| \frac{E_y}{H_x} \right| = \left| \frac{E_x}{H_y} \right| = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}}$$

这个比值仅决定于介质参量  $\epsilon$ 、 $\mu_0$ ，它们并为实数。此比值具有阻抗的量纲，称为 TEM 波的波阻抗，用  $Z_w$  表示

$$Z_w = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \quad (1-15)$$

上面的分析表明了电场与磁场在传播平面上互相垂直，并且在时间上是同相的。

以上我们从各个方面对 TEM 波的特性进行了分析，这些分析是在横电磁波  $E_z=0$ ， $H_z=0$  的假定下进行的，所以上面得到的结论是 TEM 波的普遍规律。任何传输线上传输的 TEM 波都服从这些规律，这也是分析与计算传输线问题的基本出发点。

## 二、传输线上电场磁场与电压波、电流波之间的关系

设图 1-1 中双导线为无限长、无损耗、均匀的理想导线，导线周围的介质参量为  $\epsilon_0$ 、 $\mu_0$ ， $s_2$  上的电位  $\phi=V_0$ ， $s_1$  上的电位  $\phi=0$ 。

### 1. TEM 波电场与电压波的关系

对于无限长传输线沿正  $z$  方向传输的 TEM 波，其电场可用

(1-13)式表示, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i(x, y, z) &= \mathbf{e}_i(x, y)e^{-jkz} \\ &= -\nabla_i\phi(x, y)e^{-jkz} \end{aligned} \quad (1-16)$$

(1-13)式中的常数  $A$ , 在此包含在  $\phi$  函数中了。由(1-4)式电场在二维空间的无旋性

$$\nabla_i \times \mathbf{e}_i(x, y) = 0$$

得知  $\mathbf{e}_i(x, y)$  从  $s_2$  到  $s_1$  的线积分与路径无关, 为

$$\int_{s_2}^{s_1} \mathbf{e}_i \cdot d\mathbf{c} = -\int_{s_2}^{s_1} \nabla_i \phi \cdot d\mathbf{c} = -\int_{s_2}^{s_1} d\phi = V_0$$

这说明了与传输线上电场  $\mathbf{e}_i(x, y)e^{-jkz}$  相对应的是一单值的电压波  $V_0e^{-jkz}$ 。

## 2. TEM 波的磁场与电流波的关系

利用安培定律  $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\mathbf{D} + \mathbf{J}$ , 并由于 TEM 波无轴向电位移通量  $D_z$ , 得到  $\mathbf{h}_i(x, y)$  环绕一个导线(如  $s_2$ )的线积分为

$$\oint_{s_2} \mathbf{h}_r \cdot d\mathbf{e}l = \oint_{s_2} J_{s,z} dl = I_0$$

式中引用了理想导体的边界条件  $\mathbf{n} \times \mathbf{h}_r = \mathbf{J}_s$ 。  $\mathbf{n}$  是导体表面外法向单位矢量;  $\mathbf{J}_s$  是导体表面电流密度;  $\mathbf{h}_r$  代表导体表面的切向磁场。因为  $\mathbf{n}$  和  $\mathbf{h}_r$  落在横向平面内, 所以电流  $\mathbf{J}_s$  沿  $z$  方向用  $J_{s,z}$  表示。由表达式  $\mathbf{n} \times \mathbf{h}_r = \mathbf{J}_s$  还可证明, 在两导体上的电流方向是相反的。故与传输线上磁场  $\mathbf{h}_i(x, y)e^{-jkz}$  相对应的是一单值的电流波  $I_0e^{-jkz}$ 。

## 3. 波阻抗与特性阻抗

虽然与 TEM 波的电场、磁场相联系的分别是单值的电压波与电流波, 但两者的比值关系却有不同含义。

由(1-15)式可知横向电场与磁场之比为波阻抗, 即

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

式中， $\eta$  代表 TEM 波在介质为  $\epsilon_0$ 、 $\mu_0$  的波阻抗。而传输线上电压与电流之比用  $Z_0$  表示为

$$Z_0 = \frac{V(z)}{I(z)} = \frac{V_0}{I_0} = \frac{V_0}{Qv_p} = \frac{1}{C_1 v_p} \quad (1-17)$$

式中引用了下面的关系式

$$I_0 = \oint_{s_2} |\mathbf{h}_\tau| dl = \frac{1}{\eta} \oint_{s_2} |\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_t| dl = \frac{1}{\eta \epsilon} \oint_{s_2} \rho_s dl = Qv_p$$

式中， $\rho_s$  是面电荷密度； $Q$  是导体  $s_2$  上单位长度的电荷； $C_1$  是双导线单位长度的静电电容。

不难看出， $Z_0$  也具有阻抗的量纲，但它与波阻抗  $\eta$  代表的意义不同，波阻抗仅与介质参量  $\epsilon_0$ 、 $\mu_0$  有关，而阻抗  $Z_0$  却是一个与静电电容有关的量，静电容又完全决定于传输线的几何形状与尺寸，故而称  $Z_0$  为特性阻抗，因为它是反映传输线截面形状特征的参量。

#### 4. 传输功率

既然传输线上 TEM 波电场、磁场与电压、电流存在单值关系，就不难证明，传输线传输的功率用场和路的方法计算结果应是一致的，即有

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \iint_s \mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^* \cdot \mathbf{a}_z ds = \frac{1}{2} V_0 I_0 \quad (1-18)$$

由以上分析可知，对传输线上 TEM 波传输特性的分析，可由对线上传输的电压波、电流波的分析代替，亦即，对 TEM 波传输线的分析可采用路的方法。实际上路的理论是电磁场理论中的一种情况，前面已提到了路的分析计算比场方便得多，因而实际问题中，尽可能把场的问题化为路的问题来处理。

**例 1-1** 同轴线中的电磁场与电压波、电流波的关系。

图 1-2 给出了同轴线内外导体之间的电磁场。设只传输 TEM 波, 故其电位函数满足二维拉普拉斯方程, 用极坐标表示为

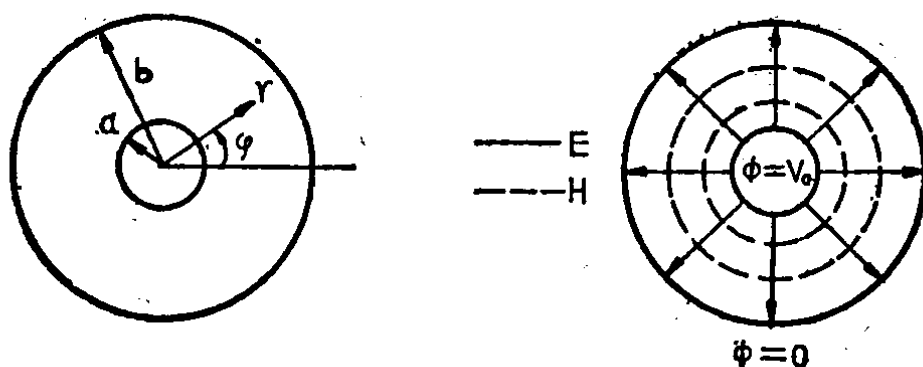


图 1-2 同轴线的电磁场分布

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \varphi^2} = 0$$

因为场分布具有轴对称性, 故位函数与坐标  $\varphi$  无关, 上式可写为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0$$

对此方程进行两次积分得

$$\phi = A_1 \ln r + A_2$$

积分常数可由边界条件求得, 即

$$r = a \text{ 处 } \phi = V_0 \text{ 得 } V_0 = A_1 \ln a + A_2$$

$$r = b \text{ 处 } \phi = 0 \text{ 得 } 0 = A_1 \ln b + A_2$$

于是得出

$$A_1 = \frac{V_0}{\ln(a/b)}, \quad A_2 = -A_1 \ln b$$

$$\phi = V_0 \frac{\ln(r/b)}{\ln(a/b)} \quad (1-19)$$

由(1-16)式可求出同轴线中 TEM 波的电场为

$$\mathbf{E}_t = -\mathbf{a}_r \frac{\partial \phi}{\partial r} e^{-jkz} = \mathbf{a}_r \frac{V_0}{r \ln(b/a)} e^{-jkz} \quad (1-20)$$

显然, 两导体间的电位差为  $V_0$  时, 与电压波  $V(z) = V_0 e^{-jkz}$  相对应的电场为

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{a}_r \frac{1}{r \ln(b/a)} V(z)$$

同样，可求出电流波与磁场的关系。将(1-20)式代入(1-14)式中得

$$\mathbf{H}_i = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{a}_z \times \mathbf{E}_i = \mathbf{a}_\varphi \frac{V_0}{\eta r \ln(b/a)} e^{-jkz} \quad (1-21)$$

若内导体上的电流密度为  $\mathbf{J}_s$ ，则

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{a}_r \times \mathbf{H}_i |_{r=a} = \mathbf{a}_z \frac{V_0}{\eta a \ln(b/a)} e^{-jkz}$$

总电流为

$$I_0 = \frac{V_0}{\eta a \ln(b/a)} \int_0^{2\pi} a d\varphi = \frac{2\pi V_0}{\eta \ln(b/a)} \quad (1-22)$$

比较(1-21)式和(1-22)式即可得出电流波与磁场的关系，即

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{a}_\varphi \frac{I_0}{2\pi r} e^{-jkz} \quad (1-23)$$

沿线的传输功率为

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_a^b \int_0^{2\pi} \mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i^* \cdot \mathbf{a}_z r dr d\varphi \\ &= \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{\eta [\ln(b/a)]^2} \int_a^b \int_0^{2\pi} \frac{1}{r} dr d\varphi = \frac{\pi V_0^2}{\eta \ln(b/a)} \end{aligned} \quad (1-24)$$

如分析的那样，传输功率也可用电压、电流进行计算，其结果是一致的，即

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(V I^*) = \frac{1}{2} V_0 I_0 = \frac{\pi V_0^2}{\eta \ln(b/a)}$$

同轴线的特性阻抗为

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \eta \ln(b/a) \quad (1-25)$$

以上我们用场的理论对传输线问题进行了一般性地分析，分析表明与线上 TEM 波的电场、磁场相联系的是一个单值的电压

波、电流波，因此这样的传输线可以用路的方法进行分析，或者说用分布参数电路来描述传输线。

在微波波段使用的传输线其信号波长均小于线长或两者相比拟，这样的传输线所产生的物理现象必须用长线理论(又称传输线理论)来解释。为此，首先需给出分布参数传输线的等效电路，然后再给出传输线方程，以此为基础进行分析。

## 1.2 传输线的分布参数及其等效电路

由场的理论知，当高频信号通过传输线时将产生如下的分布参数效应：导线流过电流时，周围产生磁场，因而导线上存在分布电感效应；两线间加上电压时，线间便有电场，于是导线间存在分布电容效应；若电流流过导线时导线发热，就表明导线本身有电阻；线间有漏电流，就意味着线间有分布电导。

当信号波长  $\lambda$  远大于线长  $l$  时，分布参数所引起的效应可以忽略不计，即认为沿线的电压、电流只与时间有关，其幅度和相位均与空间距离无关，如图1-3(a)所示。在这种情况下，可以忽略相位滞后效应。但当信号波长与线长相比拟甚至更短时，传输线上的电压、电流不仅是时间的函数，而且还是位置的函数，如图1-3(b)所示。这时必须考虑分布参数效应。

所谓长线、短线不是以绝对长度划分的，而是以线的几何长度与其上传输的电磁波的波长之比来分的，通常这个比值  $l/\lambda$  称为传输线的电长度。

如果传输线的分布参数沿线是均匀分布的，则称这种传输线为均匀传输线。均匀传输线的等效电路如图1-4所示，即将均匀传输线划分为许多个微分段  $dz$ ，将每个微分段以集中参数电路处理，并将它等效成为一个  $\Gamma$  型网络。图中  $L_1$ 、 $C_1$ 、 $R_1$  和  $G_1$  分别为传输线单位长度的电感、电容、电阻和电导。



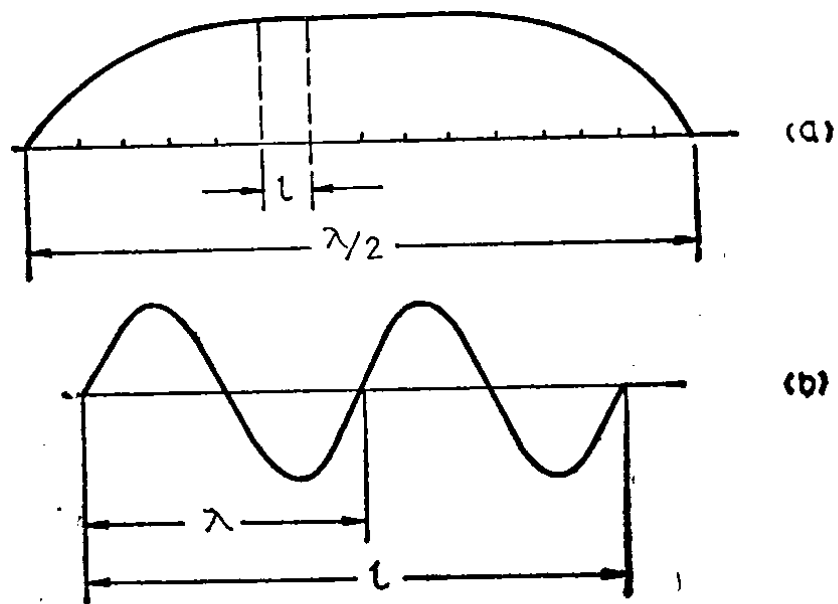


图 1-3 某瞬时的电压沿线分布

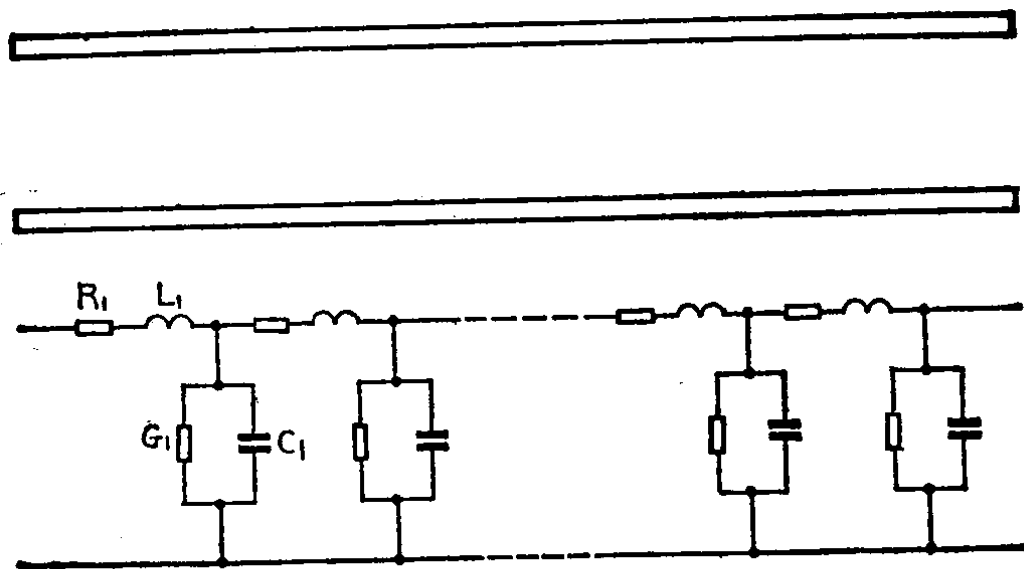


图 1-4 均匀长线及其等效电路

## 1.3 传输线方程及其解

### 一、传输线方程

传输线方程是研究传输线的电压、电流本身以及它们之间相