



普通高等教育“十一五”国家级规划教材
普通高等教育**电子通信类**国家级特色专业系列规划教材

微波网络及其应用

徐锐敏 王锡良 方宙奇 编著
谢拥军 薛正辉



科学出版社
www.sciencep.com

普通高等教育“十一五”国家级规划教材
普通高等教育电子通信类国家级特色专业系列规划教材

微波网络及其应用

徐锐敏 王锡良 方宙奇 编著
谢拥军 薛正辉

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书是普通高等教育“十一五”国家级规划教材,书中全面系统地介绍了微波网络的基本理论、基本分析方法和设计方法。其中理论部分为场路转换,结合低频电路的基础知识展开微波网络解析方法和综合设计方法,强调基本概念及对一般性问题的分析和综合方法;工程应用部分为几种主要微波元件的分析和综合设计,注重近代工程综合设计的主要理论和方法,以及工程实际应用。化场为路,将微波网络和低频电路有机地结合起来是本书的特点。全书分为6章,包括微波网络基础、微波网络特性参量、微波网络解析分析法、微波网络综合设计原理、微波网络的结构实现及微波网络应用。各章均配有习题。本书配有电子课件,可供任课老师参考。

本书可作为高等院校理工科电子信息类专业及相关专业的教材或教学参考书,也可供从事射频、微波和天线工作的科研及工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

微波网络及其应用/徐锐敏等编著. —北京:科学出版社,2010.7

(普通高等教育“十一五”国家级规划教材·普通高等教育电子信息类国家级特色专业系列规划教材)

ISBN 978-7-03-028165-4

I. ①微… II. ①徐… III. ①微波技术-网络系统-高等学校-教材
IV. ①TN015

中国版本图书馆CIP数据核字(2010)第123010号

责任编辑:匡 敏 潘继敏 / 责任校对:张 琪
责任印制:张克忠 / 封面设计:耕者设计工作室

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

北京市安泰印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2010年7月第 一 版 开本:B5(720×1000)

2010年7月第一次印刷 印张:14

印数:1—3 500 字数:280 000

定价:26.00元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

“微波网络及应用”是“电磁场与微波技术”、“电子信息工程”和“无线电物理”本科专业最主要的一门基础课程。

本书以 1997 年获电子科技大学优秀教材奖的同名讲义为基础,结合作者多年的教学实践和科研工作经验,参考了大量国内外相关文献,紧跟当代电子科学技术发展趋势,反映本领域最新动态,几经修改、充实而成。本书在内容组织上注重基础性、系统性和实用性;对传统内容保持精炼,注重概念及对工程问题的处理方法。在编写方式上以化“场”为“路”作为出发点,将微波网络和低频电路有机地结合起来,突出了连贯性、系统性和实用性。

本书在文字表达上力求简洁、清晰、流畅、易读,同时配有大量工程应用方面的例题和习题。

本书参考学时为 48 学时。全书共分 6 章,第 1 章主要介绍化“场”为“路”的方法;第 2 章介绍各种微波网络特性的参量和性质;第 3 章为网络间的连接方式和信号流图,论述微波网络的三种解析分析法;第 4 章阐述微波网络的四种综合设计法;第 5 章从不均匀性的等值网络出发,讲述微波网络结构的近似和准确实现;第 6 章用实例阐明微波网络的应用,注重近代工程综合设计的理论和方法,包括微波滤波器、阻抗匹配及变换器、定向耦合器、功率分配器、衰减器和移相器。

本书由电子科技大学徐锐敏教授主编,同时组织多位长期在电磁场与微波技术领域工作、具有丰富教学和工程经验的教师共同编写完成。其中,绪论、第 1 章和第 2 章由徐锐敏教授编写;第 3 章由电子科技大学方宙奇讲师编写;第 4 章由电子科技大学王锡良副教授编写;第 5 章由北京理工大学薛正辉副教授编写;第 6 章由西安电子科技大学谢拥军教授编写。本书的许多插图和文字录入工作由詹铭周等博士完成,在此表示感谢。

由于作者水平有限,书中不当之处在所难免,殷切希望广大读者批评指正。

作 者

2010 年 3 月

目 录

前言

绪论	1
第1章 微波网络基础	3
1.1 交变电磁场与导波理论提要	3
1.2 场路转换基础及方法	11
1.3 微波网络分析设计基本定理	24
习题	32
第2章 微波网络特性参量	34
2.1 微波网络的固有特性参量	34
2.1.1 电路参量 $[Z]$ 、 $[Y]$ 和 $[A]$	34
2.1.2 微波网络的波参量 $[S]$ 和 $[T]$	39
2.1.3 网络参量间相互关系	43
2.1.4 网络参量的性质	47
2.2 微波网络的工作特性参量	49
2.3 广义散射矩阵	58
习题	60
第3章 微波网络解析分析法	63
3.1 网络间的连接	63
3.2 微波网络的信号流图	66
3.3 矩阵代数分析法	71
3.4 对称网络的本征矢量分析法	82
3.5 奇偶模分析法	94
习题	102
第4章 微波网络综合设计原理	107
4.1 网络函数及复频概念	107
4.2 常用逼近函数及逼近方法	110
4.3 单端口网络的考尔综合法	112
4.4 二端口网络的达林顿综合法	118
4.5 传输线网络综合法	124
4.6 s 面网络及其综合	132
习题	136

第 5 章 微波网络的结构实现	137
5.1 不均匀性的等值网络	137
5.2 网络结构的近似实现	140
5.3 网络结构的准确实现	146
5.3.1 准确设计的频率变换函数	146
5.3.2 单位元件与黑田变换	149
5.3.3 微波带阻网络的准确设计实例	154
习题	156
第 6 章 微波网络应用	157
6.1 微波滤波器	157
6.1.1 低通原型网络综合	158
6.1.2 频率变换技术	165
6.1.3 $K(J)$ 倒换器及其变型电路	172
6.1.4 双工器	174
6.2 阻抗匹配及变换器	175
6.2.1 引言	175
6.2.2 $\lambda/4$ 阶梯阻抗变换器的近似设计	176
6.2.3 $\lambda/4$ 阶梯阻抗变换器的精确设计	180
6.2.4 最大平坦型 $\lambda/4$ 阶梯阻抗变换器	182
6.2.5 切比雪夫型 $\lambda/4$ 阶梯阻抗变换器	185
6.2.6 渐变线阻抗变换器	187
6.3 定向耦合器	193
6.3.1 定向耦合器的技术指标	193
6.3.2 定向耦合器的一般特性	194
6.3.3 波导定向耦合器	196
6.3.4 微带线定向耦合器	197
6.3.5 微带环形定向耦合器	202
6.4 功率分配器	206
6.4.1 两路功率混合器	206
6.4.2 n 路功率混合器	208
6.5 衰减器和移相器	212
6.5.1 衰减器与衰减量	212
6.5.2 移相器	215
习题	217
参考文献	218

绪 论

网络是一种抽象化的物理模型,它由网络元件相互连接而成,在其端口之间进行物理量的转换,而网络元件则是实际器件的抽象概括,它们服从相应物理量的相关定律。

根据所转换物理量的类别,网络可分为电气的、非电气的和混合的三种。本书所讨论的微波网络是指工作于微波频段的电气网络,它是实际微波结构中最常见的网络模型。应该指出,实际的微波结构并不一定是单纯的电网络,如声、光信道化接收机中的声光调制器就是典型的声、光、电混合网络。不过,微波网络总是它们的最重要和最主要的组成部分。

根据网络元件中物理量分布的特点,电网络又可分为集总参数网络和分布参数网络,前者一般包括有限数目的元件,后者一般由均匀传输线段(包括耦合线)和其他分布参数元件组成,而均匀传输线段又有色散与非色散、等长度与不等长度之分。当前最受重视、发展最快的微波集成电路大多是既包括集总参数元件又包括分布参数元件的混合参数网络。根据网络中物理量转换状态的特点,还可把网络分为线性与非线性、时变与时不变、有源与无源、互易与非互易等类型,其中,无源、线性、时不变网络是最基本的,其应用也最为广泛。

微波网络理论是微波技术中分析问题、解决问题的重要方法之一。一般说来,对微波结构的电特性有三种描述方法:场描述、等效电路描述和网络参数矩阵描述。场描述原则上适用于分析各种微波结构,能全面描述其内部和外部特性,但实际上对于复杂结构的描述是有困难的;利用等效电路能在一定程度上描述微波结构的内部和外部特性,不过仅在一定频率下是准确的,而且并非所有微波结构都适合用等效电路来描述;网络参数矩阵描述具有简练、高度概括的特点,它适用于各种微波结构,特别是复杂的微波结构,可是它只描述外部特性(或端部特性)。由此看到,这三种方法各有特点和用处。

微波网络理论就是利用网络参数矩阵描述和研究微波结构的理论,它主要用来解决两方面的问题:①给定简单元件的外部特性(元件对信号的作用),确定由这些元件组成的复杂元部件和系统的外部特性——网络分析;②给定对某一微波系统的电气要求(用时域或频域函数表示的网络特性),确定用什么样的元件来组成它——网络综合。显然,为了进行网络分析和综合,首先要从元件对信号的作用出发,对种类元件的特性做一番抽象概括的工作,用统一的网络参数来表征它们,并研究这些网络参数的基本特点和运用法则,而这正是微波网络理论最基本的方面。

我们研究微波网络的基本理论,从以后的分析看到,正如波导可以用广义的传输线方程组来描述一样,相似地,微波网络可以用广义的基尔霍夫定律来描述。这就是说,在网络中各个分支的“参考”截面上,微波电压和波形电流的值适合等效为低频电路的方程组,将微波网络用电路方程组来描述,这就使我们有可能利用一系列低频电路的概念和一整套电路分析方法来研究微波结构。

本质上,微波网络问题是一种复杂的电磁场边值问题。事实上,为了决定某个具体微波网络的参数(阻抗或导纳),还必须首先求得边值问题的解,从这个角度看,微波网络理论似乎并不能给我们在数学分析方面带来多少方便,只不过在概念上(因为和低频电路相模拟),比电磁场理论更容易理解一些。但是,微波网络理论的实际价值却远远超出了这种意义,因为对于许多复杂的微波网络结构来说,虽然用理论方法来决定网络方程组的系数很困难,但是用测量方法来决定这些系数在很多情形下却是唯一的实际可行的途径。只要看一下低频电路的情况,就能够理解这一点。对于低频电路,实际上也只有几种简单的元件(如平板电容器和密绕线圈等)能够用比较精确的理论公式来计算,大多数元件的参数都是通过实验方法来测定的。

除了上述的实验意义外,微波网络的分析与综合还具有它本身的理论意义,在若干情况下(如网络结构具有某种对称性时),常常可以不去求解完整的电磁场边值问题(即不去确定空间每一点的场矢量),而只通过网络方程的代数运算就可以导出网络的一般传输特性。

由此可见,微波网络是理论联系实际(电磁场理论联系微波测量技术)的最佳连接点。

第 1 章 微波网络基础

本章主要论述导波系统的“场”与“路”的等效变换,微波网络的描述及其传输特性的分析方法。

1.1 交变电磁场与导波理论提要

1. 交变电磁场

电磁场理论指出:线性介质中,电场强度 E 、电极化矢量 P 、电通量 D 、电流密度 J 、磁场强度 H 和磁通量 B 间存在如下关系:

$$\begin{aligned} D &= \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 (1 + \chi_e) E = \epsilon_0 \epsilon_r E = (\epsilon' - j\epsilon'') E = \epsilon E \\ B &= \mu_0 (H + M) = \mu_0 (1 + \chi_m) H = \mu_0 \mu_r H = (\mu' - j\mu'') H = \mu H \quad (1.1-1) \\ P &= \epsilon_0 \chi_e E, \quad M = \chi_m H, \quad J = \sigma E \end{aligned}$$

式中, $\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi_e) = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_0 \epsilon_r$, 称为“介电常数”; $\mu = \mu_0 (1 + \chi_m) = \mu' - j\mu'' = \mu_0 \mu_r$, 称为“磁导系数”。在各向同性介质中, ϵ 和 μ 为复数; 在各向异性介质中, ϵ 和 μ 为张量。 ϵ_r 、 μ_r 分别为介质的“相对介电常数”和“相对磁导系数”。对于绝大多数物质, $\mu_r \approx 1$ 。而 ϵ_0 和 μ_0 分别为真空的介电常数和磁导率。

描写正弦时变电磁场运动规律的麦克斯韦方程组为

$$\begin{aligned} \nabla \times E &= -j\omega\mu H, \quad \nabla \times E = (j\omega\epsilon + \sigma)E = j\omega\epsilon E + J \\ \nabla \cdot D &= 0, \quad \nabla \cdot B = 0, \quad \nabla \cdot J = -j\omega\rho \end{aligned} \quad (1.1-2)$$

式中, ρ 为电荷体密度 (C/m^3), J 为传导电流密度 (A/m^2), σ 为电导率 (Ω/m)。

在两种介质边界面上, 电磁场满足如下边界条件:

$$\begin{aligned} n \times (E_2 - E_1) &= 0, \quad n \times (H_2 - H_1) = J_s \\ n \cdot (D_2 - D_1) &= \rho_s, \quad n \cdot (B_2 - B_1) = 0 \end{aligned} \quad (1.1-3)$$

式中, J_s 为界面上的电流面密度 (A/m^2), ρ_s 为界面上的电荷面密度 (C/m^2)。

由于导体内部 $E_1 = H_1 = 0$, 所以理想导体边界上的边界条件方程变成

$$\begin{aligned} n \times E &= 0, \quad n \times H = J_s \\ n \cdot D &= \rho_s, \quad n \cdot B = 0 \end{aligned}$$

在小损耗 ($\epsilon'' \ll \epsilon'$, $\mu'' \ll \mu'$) 色散介质 (ϵ 和 μ 与 ω 相关) 中, 正弦时变稳态场所储

藏的电、磁能量的时间平均值分别为

$$W_e = \frac{1}{4} \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* \frac{\partial(\omega \epsilon')}{\partial \omega} dV \quad (1.1-4)$$

$$W_m = \frac{1}{4} \int_V \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^* \frac{\partial(\omega \mu')}{\partial \omega} dV \quad (1.1-5)$$

对于非色散介质,上式变成

$$\begin{aligned} W_e &= \frac{1}{4} \operatorname{Re} \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}^* dV = \frac{1}{4} \int_V \epsilon' \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* dV \\ W_m &= \frac{1}{4} \operatorname{Re} \int_V \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}^* dV = \frac{1}{4} \int_V \mu' \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^* dV \end{aligned} \quad (1.1-6)$$

通过封闭曲面 S 发出的功率时间平均值为复数坡印亭矢量 $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$ 的积分

$$\begin{aligned} P &= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{S} \\ &= \frac{\omega}{2} \int_V (\mu'' \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^* + \epsilon'' \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) dV + \frac{1}{2} \int_V \sigma \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* dV \end{aligned} \quad (1.1-7)$$

式中, $d\mathbf{S}$ 为封闭面 S 的外法线方向。此式表明:进入封闭面 S 包围体积中的电磁功率(实数)等于传导电流 $\sigma \mathbf{E}$ 引起的欧姆损耗与电、磁极化阻尼引起的功率损耗之和。

正弦电磁场在各向同性绝缘介质($\sigma=0$)中将按如下波动方程传播:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \quad (1.1-8)$$

式中,传播常数 $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu$ 。

2. 无界空间中传播的电磁波——平面波

在各向同性均匀绝缘介质中,波动方程的解为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}, \quad \mathbf{H} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \mathbf{n} \times \mathbf{E} = Y^w \mathbf{n} \times \mathbf{E} \quad (1.1-9)$$

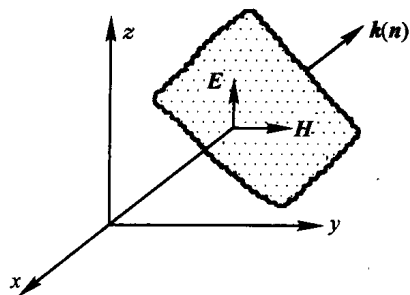
式中,波传播矢量 $\mathbf{k} = nk$, 波数 $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。介质空间的本征导纳 $Y^w =$

$\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} = Y_0 \sqrt{\epsilon_r}$, 本征导纳的倒数 $Z^w = \frac{1}{Y^w} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$ 。 Y_0 和 Z_0 分别是自由空间的

波导纳和波阻抗。介质空间的平面波传播速度 $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$, 而 $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

为光速。

从方程(1.1-9)可见: $k \cdot E_0 = 0$ 即表明 E 垂直于 H 和 k (见图 1.1-1)。又因为 $k \cdot r = \text{常数}$, 给出的等相位面是一系列平面。因此方程(1.1-9)描写的各向同性均匀绝缘介质空间中传播的电磁波是“平面波”, 或称“横电磁波”, 简记为“TEM”波。

图 1.1-1 平面波 E, H, n 的空间关系

TEM 波沿 n (传播) 方向单位面积上能量流密度时间平均值为

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(E \times H^*) = \frac{1}{2} Y^w E_0 \cdot E_0^* \quad (1.1-10)$$

电场与磁场能量密度的时间平均值为

$$U_e = \frac{1}{4} \epsilon E_0 \cdot E_0^* \quad (1.1-11)$$

$$U_m = \frac{1}{4} \mu H_0 \cdot H_0^* = \frac{1}{4} \epsilon E_0 \cdot E_0^* \quad (1.1-12)$$

能量传播速度为

$$v_g = \frac{P}{U_e + U_m} = Y^w / \epsilon = v = C / \sqrt{\epsilon_r} \quad (1.1-13)$$

可见, TEM 波的电、磁能量密度的时间平均值相等, 波动的能量以速度 v 移动, 该速度就是相速度, 且与频率无关。所以, 它是“无色散波”。

据以上分析, 现将表征电磁波传播性质的自由空间的本征参数汇列如下:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ (F/m)}$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} = 0.12566 \times 10^{-5} \text{ (H/m)}$$

$$v = C = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2.99793 \times 10^8 \approx 3.0 \times 10^8 \text{ (m/s)}$$

$$Z_0 = \frac{1}{Y_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 376.7 \approx 377 \text{ (}\Omega\text{)}$$

3. 有界空间中传播的电磁波——导波

在如图 1.1-2 所示的有界空间中传播的交变电磁波, 称为“导波”。它具有如下特性。

假定: ①波场的时间因子记为 $e^{j\omega t}$ 。②用于传播波的传输线和波导具有轴向均匀性, 即它们的横截面形状和电磁特性不沿传播方向(轴向)变化, 通常取此方向

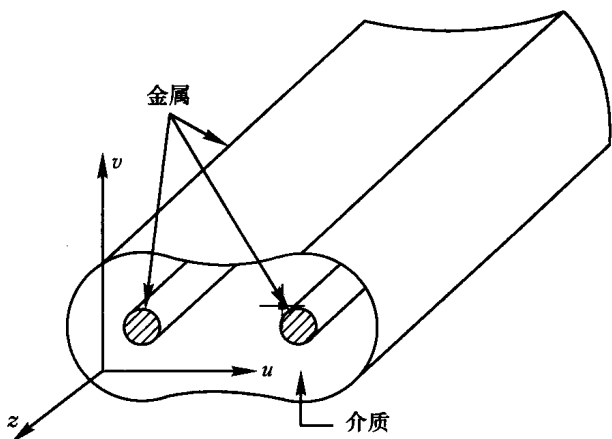


图 1.1-2 任意截面的均直导波系统

为 z 轴。③波场沿 z 轴的传播因子为 $e^{\pm rz}$, 符号“ $\pm$ ”表示沿正向(取“ $-$ ”)和反向(取“ $+$ ”)的传播的导波。式中传播常数 $r = \alpha + j\beta$, α 为衰减常数, β 为相位常数。④正反方向传播的导波表示为

$$\begin{aligned} E^{\pm}(u, v, z) &= E_t(u, v, z) \pm E_z(u, v, z) \\ &= [e_t(u, v) \pm e_z(u, v)]e^{\mp rz} = e^{\pm}(u, v)e^{\mp rz} \end{aligned} \quad (1.1-14a)$$

$$\begin{aligned} H^{\pm}(u, v, z) &= \pm H_t(u, v, z) + H_z(u, v, z) \\ &= [\pm h_t(u, v) + h_z(u, v)]e^{\mp rz} \\ &= h^{\pm}(u, v)e^{\mp rz} \end{aligned} \quad (1.1-14b)$$

由方程(1.1-8)和以上假定不难得到

$$-k_c^2 e_t(u, v) = \gamma \nabla_t e_z(u, v) + j\omega\mu \nabla_t h_z(u, v) \times \mathbf{a}_z \quad (1.1-15a)$$

$$-k_c^2 h_t(u, v) = \gamma \nabla_t h_z(u, v) - j\omega\epsilon \nabla_t e_z(u, v) \times \mathbf{a}_z \quad (1.1-15b)$$

式中

$$k_c^2 = k^2 + \gamma^2 = k_c^2 - k^2 = k_c^2 - \omega^2 \mu \epsilon \quad (1.1-15c)$$

方程(1.1-14a)、(1.1-14b)及(1.1-15a)、(1.1-15b)、(1.1-15c)表明,有界空间中传播的导波场有如下性质:

(1) 导波场可分为既独立又联系的横向与纵向的两部分。此性质提供了由纵向场分量求解导波系统中导波场的有效方法。

(2) 导波的横向运动是用 $e^{\pm}(u, v)e^{j\omega t}$ 及 $h^{\pm}(u, v)e^{j\omega t}$ 表示的电磁驻波状态;而沿传播方向的运动是由因子 $e^{j\omega t \mp rz}$ 表示的电磁波动状态。

(3) 由方程(1.1-15c)给定的传播常数 γ 随 ω 的变化有不同的取值,它们分别描写了有界导波系统中导波的驻波状态、截止状态和传输状态。

由于 k_c 仅仅是导波系统横截面的形状与尺寸确定的实数,因此改变 ω 总可以

使

$$\omega = \omega_c \quad \text{即} \quad f = f_c \quad \text{或} \quad \lambda = \lambda_c \quad (1.1-16a)$$

于是

$$\gamma = 0 \quad (1.1-16b)$$

这就是导波的“临界状态”即是“纯驻波状态”。 $\omega_c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} k_c^2 v$, 称为“截止角频率”; $f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{k_c v}{2\pi}$, 称为“截止频率”; $\lambda_c = \frac{v}{f_c} = \frac{2\pi}{k_c} = \frac{2\pi}{k_c}$, 称为“截止波长”; $k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c}$, 称为“截止波数”。

如果改变 ω 使

$$\omega < \omega_c \quad \text{即} \quad f < f_c \quad \text{或} \quad \lambda < \lambda_c \quad (1.1-17a)$$

由方程(1.1-15c)可得

$$\gamma = \alpha = \sqrt{k_c^2 - \omega^2 \mu \epsilon} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2} \quad (1.1-17b)$$

这表明导波系统中 z 轴上各点的导波场具有相同的相位, 电磁场没有传播性质, 其场振幅值按 $e^{\mp\alpha z}$ 的指数规律急速衰减, 呈截止状态。

然而改变 ω 使

$$\omega > \omega_c \quad \text{即} \quad f > f_c \quad \text{或} \quad \lambda > \lambda_c \quad (1.1-18a)$$

则有

$$\gamma = j\beta = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - k_c^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} \quad (1.1-18b)$$

这就是导波沿 z 轴方向按 $e^{j(\omega t \mp \beta z)}$ 传播, 且振幅不变, 只有相位变化的无耗传输状态。

(4) 根据有无纵向场分量 e_z 或 h_z , 导波系统中的导波可分为四大类。

① 横电磁波(TEM): $e_z = h_z = 0$ 。

② 横电波(TE)或磁波(H波): $e_z = 0, h_z \neq 0$ 。

③ 横磁波(TM)或电波(E波): $h_z = 0, e_z \neq 0$ 。

④ 混合波即 HE 波, 这就是开波导或非均匀波导中出现的波型。但前三类波型在实际中是最常用的。

1) TEM 波

由方程(1.1-8)及(1.1-15)可得

$$\nabla_t^2 \phi(u, v) = 0 \quad (1.1-19a)$$

$$\mathbf{E}(u, v, z) = \mathbf{E}_t(u, v, z) = \mathbf{e}_t(u, v) e^{\mp j\beta z} = -\nabla_t \phi(u, v) e^{\mp j\beta z} \quad (1.1-19b)$$

$$\mathbf{H}(u, v, z) = \mathbf{H}_t(u, v, z) = \pm \mathbf{h}_t(u, v) e^{\mp j\beta z} = \pm Y^W \mathbf{a}_z \times \mathbf{e}_t(u, v) e^{\mp j\beta z} \quad (1.1-19c)$$

$$\left. \begin{aligned} k_c &= 0, \quad \text{即 } \lambda_c \rightarrow \infty, f_c = 0 \\ \beta &= \omega \sqrt{\epsilon \mu} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v}, v_p = v_g = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \\ \lambda_g &= \lambda, \quad Z^W = \frac{1}{Y^W} = \frac{E_u^\pm}{H_v^\pm} = -\frac{E_v^\pm}{H_u^\pm} = \pm \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \end{aligned} \right\} \quad (1.1-19d)$$

由以上关系式可见:①导波系统中传播的 TEM 波与无界介质空间传播的平面波具有相同的传播速度、波阻抗、传播常数和无色散性质。②无低频截止现象。③传播此波型的导波系统必是多导体(至少是双导体)结构,因为方程(1.1-19a)要成立,则此波型在横截面上的分布与边界相同的二维静态场完全相同,但是由单导体封闭围成的空心区域,在无外电流时不可能建立起静态场。

注意,TEM 波虽然属于平面波,但严格讲应属于非均匀平面波,因为等相位面上各点的电、磁场值与位置有关。

同轴线、带状线、微带线等传输的主模式都是 TEM 波或准 TEM 波,因此,统称为“TEM 波传输线”或“非色散波导”。利用方程(1.1-8)及边界条件方程(1.1-4)可求出它们的场分量表达式。例如,对于同轴线(r, φ, z)

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}^\pm &= \mathbf{E}_r^\pm = \pm \mathbf{a}_r E_0^\pm = \pm A^\pm \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left(\frac{1}{r} \right) e^{\mp j\beta z} \\ \mathbf{H}^\pm &= \mathbf{H}_\varphi^\pm = \mathbf{a}_\varphi H_0^\pm = A^\pm \left(\frac{1}{r} \right) e^{\mp j\beta z} \\ E_\varphi &= E_z = H_r = H_z = 0 \\ Z^W &= \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{b}{a} = \frac{138.16}{\sqrt{\epsilon_r}} \lg \frac{b}{a} \end{aligned} \right\} \quad (1.1-20a)$$

2) TE 波

由 $\nabla_t^2 h_z + k_c^2 h_z = 0$, 首先求出 h_z , 再由下式求出 $\mathbf{h}_t$ 和 $\mathbf{e}_t$:

$$\mathbf{h}_t(u, v) = -\frac{r}{k_c^2} \nabla_t h_z \quad (1.1-20b)$$

$$\mathbf{e}_t(u, v) = \frac{j\omega\mu}{r} \mathbf{h}_t(u, v) \times \mathbf{a}_z \quad (1.1-20c)$$

因而 TE 波的完整表达式就可写出

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{H}^\pm(u, v, z) &= [\pm \mathbf{h}_t(u, v) + \mathbf{h}_z(u, v)] e^{\mp j\beta z} \\ \mathbf{E}^\pm(u, v, z) &= \mathbf{e}_t(u, v) e^{\mp j\beta z} \end{aligned} \right\} \quad (1.1-21a)$$

波阻抗为

$$Z_H^w = \frac{1}{Y_H^w} = \frac{j\omega v}{\gamma} = \frac{\omega\mu}{\beta} = \frac{\lambda_g}{\lambda} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \frac{\lambda_g}{\lambda} Z^w \quad (1.1-21b)$$

同样由

$$\nabla_t^2 e_z(u, v) + k_c^2 e_z(u, v) = 0 \quad (1.1-21c)$$

出发, 首先求出 e_z , 再由下式求出 e_t, h_t :

$$e_t(u, v) = -\frac{r}{k_c^2} \nabla_t e_z(u, v) \quad (1.1-21d)$$

$$h_t(u, v) = \frac{j\omega\epsilon}{r} \mathbf{a}_z \times e_t(u, v) \quad (1.1-21e)$$

即得导波场 TM 波的完整表达式

$$\mathbf{E}^\pm(u, v, z) = [e_t(u, v) \pm e_z(u, v)] e^{\mp j\beta z} \quad (1.1-22a)$$

$$\mathbf{H}^\pm(u, v, z) = \pm h_t(u, v) e^{\mp j\beta z}$$

波阻抗为

$$Z_E^w = \frac{1}{Y_E^w} = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon} = \frac{\beta}{\omega\epsilon} = \frac{\lambda}{\lambda_g} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \frac{\lambda}{\lambda_g} Z^w \quad (1.1-22b)$$

在微波理论中曾定义 z 轴上相邻两个导波场的等幅点间的距离为“波导波长” λ_g , 即相位变化 2π 弧度的波长。则由 $\beta\lambda_g = 2\pi$ 可求出 TE 波和 TM 波的如下几个重要的物理量:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_g &= \frac{2\pi}{\beta} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_c)^2}} \text{ 或 } \frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2} \\ \beta &= \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_c)^2} \\ v_p &= v_c = \frac{dz}{dt} = \frac{d\omega}{d\beta} = v \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_c)^2} \end{aligned} \right\} \quad (1.1-23)$$

由式(1.1-23)可见, 导波具有的又一性质: 相速度 v_p 、能量速度 v_c 和群速度 v_g 都是频率 f 的函数, 所以 TE 波和 TM 波都是色散波。相应的导波系统就是色散波导, 或色散传输线。

根据波动方程(1.1-8)及边界条件(1.1-4)或下列的边界条件方程:

$$e_z(u, v)|_l = 0 \quad \text{或} \quad \left. \frac{\partial h_z(u, v)}{\partial n} \right|_l = 0 \quad (1.1-24)$$

即可求出由良导体制成的规则波导中传输导波场解。现汇集如下:

1) 矩形波导(x, y, z)TE_{mn}(H_{mn})波的场分量表达式

$$\left. \begin{aligned}
 H_{z,mn}^{\pm} &= A_{mn}^{\pm} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{\mp j\beta_{mn}z} \\
 H_{x,mn}^{\pm} &= \pm j A_{mn}^{\pm} \frac{\beta_{mn}}{k_{c,mn}^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{\mp j\beta_{mn}z} \\
 H_{y,mn}^{\pm} &= \pm j A_{mn}^{\pm} \frac{\beta_{mn}}{k_{c,mn}^2} \left(\frac{n\pi}{b}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{\mp j\beta_{mn}z} \\
 E_{y,mn}^{\pm} &= \mp Z_{H,mn}^W H_{x,mn}^{\pm} \\
 E_{x,mn}^{\pm} &= \pm Z_{H,mn}^W H_{y,mn}^{\pm} \\
 E_{z,mn}^{\pm} &= 0
 \end{aligned} \right\} \quad (1.1-25)$$

显然不存在 TE₀₀ 波型。

$$\left. \begin{aligned}
 E_{z,mn}^{\pm} &= \pm B^{\pm} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{\mp j\beta_{mn}z} \\
 E_{x,mn}^{\pm} &= -j B^{\pm} \frac{\beta_{mn}}{k_{c,mn}^2} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{\mp j\beta_{mn}z} \\
 E_{y,mn}^{\pm} &= -j B^{\pm} \frac{\beta_{mn}}{k_{c,mn}^2} \left(\frac{n\pi}{b}\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{\mp j\beta_{mn}z} \\
 H_{x,mn}^{\pm} &= \mp Y_{E,mn}^W E_{y,mn}^{\pm} \\
 H_{y,mn}^{\pm} &= \pm Y_{E,mn}^W E_{x,mn}^{\pm} \\
 H_{z,mn}^{\pm} &= 0
 \end{aligned} \right\} \quad (1.1-26)$$

显然,矩形波导中不存在 TM_{0n}、TM_{m0}及 TM₀₀ 波型。方程(1.1-25)、(1.1-26)中

$$\left. \begin{aligned}
 k_{c,mn} &= \frac{2\pi}{\lambda_{c,mn}} = \pi \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \\
 \lambda_{c,mn} &= \frac{2\pi}{k_{c,mn}} = \frac{2ab}{\sqrt{(mb)^2 + (na)^2}} \\
 \beta_{mn} &= \frac{2\pi}{\lambda_{g,mn}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{c,mn})^2} \\
 \lambda_{g,mn} &= \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{c,mn})^2}}
 \end{aligned} \right\} \quad (1.1-27)$$

$$Z_{mn}^W = \begin{cases} Z_H^W = \frac{\omega\mu}{\beta_{mn}} = \frac{\lambda_{g,mn}}{\lambda} Z^W = Z^W / \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{c,mn})^2} \\ Z_E^W = \frac{1}{Y_H^W} = \frac{\beta_{mn}}{\omega\epsilon} = \frac{\lambda}{\lambda_{g,mn}} Z^W = Z^W / \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{c,mn})^2} \end{cases}$$

2) 圆波导(r, φ, z)TE_{pq}(H_{pq})波的场分量表达式

$$\left. \begin{aligned}
 H_{z,pq}^{\pm} &= A_{pq}^{\pm} J_p(K'_{c,pq} r) \begin{Bmatrix} \cos(p\varphi) \\ \sin(p\varphi) \end{Bmatrix} e^{\mp j\beta_{pq} z} \\
 H_{r,pq}^{\pm} &= \mp j A_{pq}^{\pm} \frac{\beta_{pq}}{K'_{c,pq}} J'_p(K'_{c,pq} r) \begin{Bmatrix} \cos(p\varphi) \\ \sin(p\varphi) \end{Bmatrix} e^{\mp j\beta_{pq} z} \\
 H_{\varphi,pq}^{\pm} &= \mp j A_{pq}^{\pm} \frac{\beta_{pq}}{K'_{c,pq}} \frac{p}{\gamma} J_p(K'_{c,pq} r) \begin{Bmatrix} -\sin(p\varphi) \\ \cos(p\varphi) \end{Bmatrix} e^{\mp j\beta_{pq} z} \\
 E_{r,pq}^{\pm} &= \pm Z_{H,pq}^W H_{\varphi,pq}^{\pm} \\
 E_{\varphi,pq}^{\pm} &= \pm Z_{H,pq}^W H_{r,pq}^{\pm} \\
 E_{z,pq}^{\pm} &= 0
 \end{aligned} \right\} \quad (1.1-28)$$

式中, $K'_{c,pq} = \frac{u'_{pq}}{a} = \frac{2\pi}{\lambda_{c,pq}}$, u'_{pq} 为 $J'_p(K'_{c,pq} r)|_{r=a}=0$ 的第 q 个根。

TM_{pq}(E_{pq})波的场分量表达式

$$\left. \begin{aligned}
 E_{z,pq}^{\pm} &= \pm B^{\pm} J_p(K_{c,pq} r) \begin{Bmatrix} \cos(p\varphi) \\ \sin(p\varphi) \end{Bmatrix} e^{\mp j\beta_{pq} z} \\
 E_{r,pq}^{\pm} &= -j B^{\pm} \frac{\beta_{pq}}{K_{c,pq}} J'_p(K_{c,pq} r) \begin{Bmatrix} \cos(p\varphi) \\ \sin(p\varphi) \end{Bmatrix} e^{\mp j\beta_{pq} z} \\
 E_{\varphi,pq}^{\pm} &= -j B^{\pm} \frac{\beta_{pq}}{K_{c,pq}} \frac{p}{\gamma} J'_p(K_{c,pq} r) \begin{Bmatrix} -\sin(p\varphi) \\ \cos(p\varphi) \end{Bmatrix} e^{\mp j\beta_{pq} z} \\
 H_{r,pq}^{\pm} &= \mp Y_{E,pq}^W E_{\varphi,pq}^{\pm} \\
 H_{\varphi,pq}^{\pm} &= \mp Y_{E,pq}^W E_{r,pq}^{\pm} \\
 H_{z,pq}^{\pm} &\equiv 0
 \end{aligned} \right\} \quad (1.1-29)$$

式中, $K_{c,pq} = \frac{u_{pq}}{a} = \frac{2\pi}{\lambda_{c,pq}}$, u_{pq} 为 $J_p(K_{c,pq} r)|_{r=a}=0$ 的第 q 个根。

从以上导波系统中导波场分量的表达式可见,导波系统中每类导波都有无限多个模式。因此,波导又具有多模传输的特性。微波在信息和能量传输情况下,都希望导波系统处于单模工作状态。

1.2 场路转换基础及方法

低频域中,用导线把 R 、 L 、 C 等元件连接而成的电路,称为“低频电路”或“低频网络”。因电能和磁能分别集中于 C 和 L 中,电磁能量的消耗只在 R 上,故这类电路又称为“集中参数网络”。此类电路的解析基础是基尔霍夫(Kirchhoff)定律,基本的解析方法有网孔电流法、节点电位法。

微波频段内,由等效电抗元件(L 和 C)、电阻元件、传输线及微波器件组成的