

96

微波电路

W E I B O D I A N L U

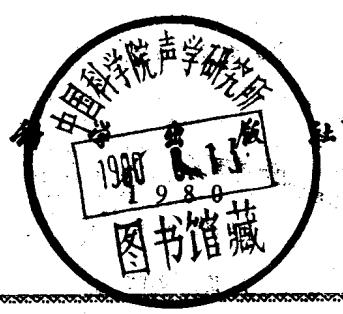
吴培亨 编著

73.4596
274
3

DG60112

微波电路

吴培亨 编著



4010780

内 容 简 介

本书采用网络的观点,详细论述微波元件和微波系统的分析方法及其应用。

书中首先就普遍的波导结构说明电压、电流、入射波、出射波等物理量的涵义,把电磁场边值问题化为网络问题进行处理;然后引入各类矩阵表示法(以散射矩阵为重点),论述它们的基本性质和可实现性、无耗性、互易性等的普遍关系。在此基础上进一步讨论对实用系统的分析极为有用的一些基本定理和方法,诸如源的等效表示、网络传递功率的性质、反射系数的变换、网络级联时的行为、变压器定理、信号流图法等。

本书选择一些近年来所发表的最新成果加以详细推证、讲解,借以说明基本理论方法在研制新元件、制订测试方法和分析实验结果等方面的广泛用途,并帮助读者学会阅读最新文献的方法。本书既比较严谨地提出问题和阐明概念、定理,又着力描述基本原理在实际系统中的灵活应用。

本书可供从事微波元件及微波系统分析、设计和测试的科技人员参考,也可供高等院校有关专业的教师和高年级学生阅读。

微 波 电 路

吴培亨 编著

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

中 国 科 学 院 印 刷 厂 印 刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1980年9月第一版 开本:787×1092, 1/32

1980年9月第一次印刷 印张:6 3/8 插页:1

印数:0001—10,926 字数:143,000

统一书号:15031·294

本社书号:1825·15-7

定价: 0.85 元

前 言

为了分析和设计实用的微波元件或微波系统，通常并不采取求解电磁场边值问题的途径，而是采取网络的观点。在适当地规定了电压、电流、阻抗、导纳、入射波、出射波等概念后，我们可以用一定的矩阵来表示微波元件或微波系统中的各个环节，进而运用基本网络定理加以处理，揭示出该元件或系统作为整体跟外电路相接时的行为，并据以进行分析或设计。例如，在波导中相隔一定间距跨接若干 PIN 二极管后，便得到电调衰减器。把这些二极管和其间的波导段用适当的网络加以表示，我们可以求得该元件的总的衰减量，并据此算出最佳设计方案。再如，在现代低噪声接收系统中，需要考虑由天线至接收机之间馈线和相应的接头对于噪声的贡献。我们可以把它看成四端网络的链形结构，馈线中由于损耗而提供的热噪声则可按适当的网络定理折算至输入端并制订出相应的测量方法。总之，网络理论已成为近代研制新元件、制订测试方法、分析实验系统的有力手段。

本书正是采取这种观点，详细论述微波元件和微波系统的分析方法。一方面，从微波工程实际问题出发，提出问题并阐明概念、定理，有的放矢地就实用系统的共同规律加以分析、抽象和提高；另一方面，又搜集了不少近年文献中发表的实例，详加推演、讲解，借以显示基本理论方法在应用上的巨大潜力。

全书共分四章。在第一章首先根据任意截面的波导中电磁场的普遍解引出“电压”和“电流”的定义，说明微波系统中各端口上电量之间的关系可以用恰当的矩阵来表示；而

对于真实的物理系统而言,各矩阵又需满足确定的限制条件。第二章专门讨论散射矩阵的性质,其中主要有:参考面移动时散射矩阵元素的改变、散射矩阵各行(或列)元素所应满足的关系等。根据这些性质,可以说明许多微波元件的特征,可以制订比较经济合理的测量方法,或研制新的元件。第三章着重介绍微波网络分析中的若干基本定理,诸如网络传递功率的性质、源的等效表示、网络级联时的行为、变压器定理等。对于经常为文献所引用的这些基本定理,本书给出了详细的证明,并结合实例讨论其应用。第四章则致力于信号流图法及其应用。这种方法对于分析比较复杂的微波测量系统特别有用;书中讨论了流图的建立和化简以及分析具体系统的例子。在书末的附录中,就矩阵代数、四端网络理论以及若干正文中涉及的数学问题给出了必要的说明和补充,并列出了四端网络各类矩阵的详细换算表、常用基本电路的矩阵表备查。

本书在叙述上力求做到既讲清理论和方法,又说明它们在实际中的灵活应用。正是从这种想法出发,书中对公式、定理的证明都写得比较细致,有时还从不同的角度加以说明和讨论;也正是从这种想法出发,书中详细推演、讲解了许多近年文献中发表的成果,使读者对微波元件和微波系统的研究动向能窥见一斑,并逐步学会怎样阅读和消化新文献。

当然,要在很短的篇幅中包罗万象地讨论各方面的问题是不可能的。编著者认为,与其面面俱到、泛泛而论,不如有所取有舍、重点深入。因此,本书选材的标准是:凡属阅读近代文献必备的基础或有代表性的研究动向,而一般书籍中又讲得较少者,尽可能收入并力求讲深、讲透;凡属应用范围较窄或一般书籍中详细讨论者,则少讲或不讲。关于网络矩阵元素或等效电路参量的理论计算,本书只就比较简单的几种情况作了讨论,而把重点放在已知这些元素或参量后网络性能

的研究方面。实用中常常通过实验的途径来求得所需的元素或参量。

当前，微波技术在我国国民经济和科学研究的各个领域应用中应用日见广泛，愈来愈多的技术人员正在从事微波元件或系统的分析、设计和测试。这就要求我们大力提倡严肃认真的工作作风，定量地探讨系统中各个环节的作用，深入地考虑各方面的因素对最终结果的影响；同时也要求我们努力学习外国先进经验，取人之长补己之短。编著者希望本书在这些方面能对读者有所帮助。

在编写本书的过程中，承南京大学物理系鲍家善教授和高瑞章、王相元等同志多方鼓励与指导，在此谨向他们致以深切的谢意。

编著者才疏学浅，书中缺点与错误在所难免，热切地希望读者多多指教。

吴培亨

1978年8月于南京大学

目 录

前言	i
第一章 微波网络的理论基础	1
§ 1.1 任意截面的波导中场的普遍解	2
§ 1.2 波导中的“电压”和“电流”	6
§ 1.3 微波系统的矩阵表示	13
§ 1.4 功率关系和互易性条件	21
§ 1.5 阻抗和功率归一化常数的改变	27
第二章 散射矩阵的性质及其应用	30
§ 2.1 散射矩阵概述	31
§ 2.2 无耗互易六端网络的基本性质	35
§ 2.3 无耗互易八端网络：双T、魔T和定向耦合器的一般讨论	40
§ 2.4 四端网络的[S]矩阵的各元素间的关系	49
§ 2.5 反射系数经过网络后的变换	53
§ 2.6 匹配核对器的详细分析	65
第三章 微波网络分析的若干基本定理及其应用	72
§ 3.1 四端网络的失配系数和衰减特性	72
§ 3.2 PIN 二极管吸收式电调衰减器的计算机最佳化设计	82
§ 3.3 无耗四端网络经由有耗传输线段相级联的情形	88
§ 3.4 低噪声接收系统中馈线的热噪声的计算	95
§ 3.5 微波网络的等效电源定理	104
§ 3.6 失配噪声源的噪声温度的测量	113
§ 3.7 四端微波网络的变压器定理和无耗六端微波网络的等效表示	119
第四章 信号流图法应用于微波网络问题	125

§ 4.1	流图的建立	125
§ 4.2	流图的化简	130
§ 4.3	测量线误差分析	134
§ 4.4	用反射计测量反射系数	139
§ 4.5	一种长期稳定度极高的步进衰减器	150
§ 4.6	求解流图的“非接触环”规则	158
参考文献		163
附录 1	矩阵和矩阵的运算	165
附录 2	四端网络的矩阵表示	171
附录 3	用短路活塞法测量四端网络的散射矩阵	185
附录 4	微波网络的等效电源定理的证明	192

第一章 微波网络的理论基础

众所周知,在电磁场理论中,处理问题的标准途径是:从普遍的场方程组出发,列出该具体问题的边界条件,由此求得本征值和相应的解答。用这种方法可以求解许多波导、传输线、谐振腔、微波元件以及天线等方面的电动力学问题。但是,在实用中我们还常常遇到许多较为复杂的微波元件或微波系统,要把它们当作边值问题加以处理是极其困难,甚至不可能的。另一方面,对于绝大多数的微波元件或微波系统,我们也不一定需要详细地了解其内部电磁场结构的情况,而只需要掌握住它们的外部特性便已足够;亦即,当它们作为整体与外电路连接的时候所表现的行为是我们最感兴趣的,诸如:阻抗怎样转换,功率如何传递,匹配能否改善,等等。这样,设法避开棘手的电磁场边值问题就既是必要、又是容许的了。

任何微波元件或微波系统必定经由一定的波导或同轴线等与外界相连;对此,可以求出其中的电磁场结构 (§1.1)。仔细地考察电磁场的性质,我们发现,可以适当地规定“电压”与“电流”的定义,使波导中电磁场的传播问题化成传输线的问题 (§1.2)。微波元件或微波系统的各路波导中电磁场的相互联系,也因此而化成对应的电压与电流之间的联系,并可用阻抗矩阵 $[Z]$ 、导纳矩阵 $[Y]$ 、散射矩阵 $[S]$ 等来加以表示 (§1.3)。对于具体的微波元件或微波系统,我们可用理论计算或实验测量的方法确定这些矩阵;而一经掌握了有关的矩阵,该元件或系统的外部特性便已瞭然。任何物理系统都应满足能量守恒的关系,对无源系统而言,由外界输入至其中的

功率不可能小于由它输出的功率,因此,描述可实现的系统的 [Z]、[Y]、[S] 等矩阵必须满足一定条件 (§1.4), 而当引进的一些参量改变时,上述矩阵也应有相应的变化 (§1.5)。

上述种种问题是把“场”的描述化为“路”的描述的理论基础,也是本书全部讨论的出发点。我们将在本章内逐一加以阐明^[1]。

§ 1.1 任意截面的波导中场的普遍解

假设在导磁系数为 μ 、电容系数为 ϵ 的无耗媒质中不存在外源,则对于简谐场而言场方程组是

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} + j\omega\mu\mathbf{H} &= 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} - j\omega\epsilon\mathbf{E} &= 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

其中 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分别为电场强度矢量和磁场强度矢量, ω 为角频率。上式的解可以很方便地写成

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi} \\ \mathbf{H} &= j\omega\epsilon \nabla \times \mathbf{\Pi} \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

或

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -j\omega\mu \nabla \times \mathbf{\Pi} \\ \mathbf{H} &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{\Pi} \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

其中 $\mathbf{\Pi}$ 是赫兹矢量, 并满足矢量波动方程

$$\nabla^2 \mathbf{\Pi} + \omega^2 \epsilon \mu \mathbf{\Pi} = 0 \quad (1.4)$$

现在我们来考虑由理想导体柱面 Σ 所构成的波导 (图 1.1)。设横截面 S 为任意形状, 边界为 C , 轴线方向取为 z 轴, 其上的单位矢量为 \mathbf{e}_z 。显然, 在这种波导内的场分布,

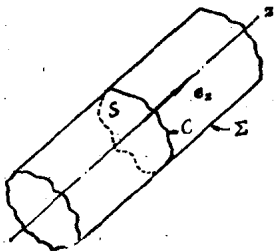


图 1.1

一方面可由式(1.2)~(1.4)的关系来描述,另一方面还应满足理想导体上的边界条件。这正是电磁场理论中本征值问题的标准提法。

方程(1.4)是可以分离变量的。我们取

$$\mathbf{\Pi} = f\phi\mathbf{e}_z \quad (1.5)$$

其中 f 仅是横向座标的函数, ϕ 仅是 z 座标的函数,代入式(1.4)有

$$\phi\nabla^2 f + f\phi'' + \omega^2\epsilon\mu f\phi = 0$$

或者

$$-\frac{\nabla^2 f}{f} = K^2 \quad (1.6)$$

$$\frac{\phi''}{\phi} = K^2 - \omega^2\epsilon\mu = \gamma^2 \quad (1.7)$$

其中 ϕ'' 表示 ϕ 对 z 的二次微商, K^2 是分离变量所得的常数。显然,式(1.7)的解是

$$\phi = Ae^{-\gamma z} + Be^{+\gamma z} \quad (1.8)$$

其中 A 和 B 是任意常数,而 γ 为传播常数。对理想的波导而言, γ 或为纯虚数,或为实数,式(1.8)便对应地代表沿 $\pm z$ 方向传播的波或按指数规律衰减的波。至于式(1.6)的解,则需在具体问题中结合边界条件后方能定出。

若以式(1.5)所表示的赫兹矢量代入式(1.2),则我们所得到的将是波导中的横磁或 TM 模。事实上,由式(1.2)和(1.5),并注意到式(1.4)和(1.7),有

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \nabla \times \nabla \times (f\phi\mathbf{e}_z) = \nabla[\nabla \cdot (f\phi\mathbf{e}_z)] - \nabla^2(f\phi\mathbf{e}_z) \\ &= \phi'\nabla f + K^2 f\phi\mathbf{e}_z \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\mathbf{H} = j\omega\epsilon\nabla \times (f\phi\mathbf{e}_z) = j\omega\epsilon\phi(\nabla f \times \mathbf{e}_z) \quad (1.10)$$

可见磁场强度在传播方向的分量为零。进一步,若以 \mathbf{n} 表示波导壁的外向法线上的单位矢量,则边界条件将是

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0 \quad (\text{在 } C \text{ 上})$$

以式(1.9)代入,有

$$\phi' \mathbf{n} \times \nabla f + K^2 \phi \mathbf{n} \times \mathbf{e}_z = 0 \quad (\text{在 } C \text{ 上})$$

故当 $K^2 = 0$ 时,边界条件是

$$\mathbf{n} \times \nabla f = 0 \quad (\text{在 } C \text{ 上}) \quad (1.11)$$

而当 $K^2 \neq 0$ 时则为

$$f = 0 \quad (\text{在 } C \text{ 上}) \quad (1.12)$$

上述 $K^2 = 0$ 的情况将使电场强度在传播方向的分量也成为零[见式(1.9)],于是成为 TEM 模。但是我们应当着重指出,在有限的区域中,仅当该区域不是单连通时(如同轴线),才能存在 TEM 模,因为这时 f 在边界 C 的几个部份上可有不同的常数值。

类似地可以证明,式(1.3)将给出波导中的横电或即 TE 模。为此,令

$$\Pi = g \phi \mathbf{e}_z \quad (1.13)$$

其中 g 仅是横向座标的函数。代入式(1.3),有

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu \nabla \times (g \phi \mathbf{e}_z) = -j\omega\mu \phi (\nabla g \times \mathbf{e}_z) \quad (1.14)$$

$$\mathbf{H} = \nabla \times \nabla \times (g \phi \mathbf{e}_z) = \phi' \nabla g + K^2 g \phi \mathbf{e}_z \quad (1.15)$$

果然,电场强度在传播方向的分量为零。边界条件 $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$ 给出

$$\mathbf{n} \times (\nabla g \times \mathbf{e}_z) = \nabla g (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z) - \mathbf{e}_z (\mathbf{n} \cdot \nabla g) = 0 \quad (\text{在 } C \text{ 上})$$

或即

$$\mathbf{n} \cdot \nabla g = 0 \quad (\text{在 } C \text{ 上}) \quad (1.16)$$

可以证明,此时并不存在与 $K^2 = 0$ 相对应的非零的场结构。

这样,对于任意截面的波导,我们求得了 TM-TEM 模和 TE 模的普遍解答,可归纳如表 1.1 所示。

作为例子,我们来看一下矩形波导中的 TM 模。若波导横截面 S 是由 $x = 0, a$ 和 $y = 0, b$ 所规定的矩形,则由

表 1.1

表达式 物理量	模式	TM-TEM 模	TE 模
赫兹矢量		$\Pi = f\phi\mathbf{e}_z$ f 仅是横向坐标的函数, ϕ 仅是 z 向坐标的函数, 并有: $-\frac{\nabla^2 f}{f} = K^2$ $\frac{\phi''}{\phi} = K^2 - \omega^2\epsilon\mu = \gamma^2$ K^2 是分离变量所得常数.	$\Pi = g\phi\mathbf{e}_z$ g 仅是横向坐标的函数, ϕ 仅是 z 向坐标的函数, 并有: $-\frac{\nabla^2 g}{g} = K^2$ $\frac{\phi''}{\phi} = K^2 - \omega^2\epsilon\mu = \gamma^2$ K^2 是分离变量所得常数.
电磁场		$\mathbf{E} = \phi'\nabla f + K^2 f\phi\mathbf{e}_z$ $\mathbf{H} = j\omega\epsilon\phi(\nabla f \times \mathbf{e}_z)$	$\mathbf{E} = -j\omega\mu\phi(\nabla g \times \mathbf{e}_z)$ $\mathbf{H} = \phi'\nabla g + K^2 g\phi\mathbf{e}_z$
边界条件		当 $K^2 \neq 0$ 时, 在边界 C 上有: $f = 0$ 当 $K^2 = 0$ 时, 在边界 C 上有: $\mathbf{n} \times \nabla f = 0$ 其中 \mathbf{n} 为 Σ 的外向法线上的单位矢量.	在边界 C 上有: $\mathbf{n} \cdot \nabla g = 0$ 其中 \mathbf{n} 为 Σ 的外向法线上的单位矢量.

式(1.6)和式(1.12)得

$$\nabla^2 f + K^2 f = 0$$

$$f = 0 \quad (\text{在 } x = 0, a \text{ 和 } y = 0, b \text{ 处})$$

显然, 这一本征值问题的解是

$$K^2 = K_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$$

$$f = f_{mn} = \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$

代入式(1.9)和(1.10)便可求得各个场分量, 兹不赘述。

§ 1.2 波导中的“电压”和“电流”

上一节中我们求解任意截面的波导问题时，所采用的是典型的“场”的观点；亦即，由场方程组出发，结合具体问题的边界条件，可以求出波导内的场结构。这种做法着重地揭露了问题的物理本质，是处理高频电磁场问题时普遍遵循的途径。另一方面，根据波导中所求出的场结构，我们可以借用低频电路中的观点和术语适当地定义电压、电流等物理量，而描述场量之间的许多关系也可以化成低频电路中相应的定律，这样便能较方便地用“路”的方法来处理“场”的问题，是分析、设计微波系统时乐于采用的一种手段。

为了说明问题清楚起见，让我们先来讨论一下通过波导横截面 S 所传递的复功率 W (图 1.1)。根据坡印廷矢量，可知

$$W = \frac{1}{2} \int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{e}_z dS$$

其中上标 * 表示共轭复量。显然， \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 可以写作

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_t + E_z \mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_t + H_z \mathbf{e}_z$$

其中 \mathbf{E}_t 和 \mathbf{H}_t 代表场量在横截面内的分量， $E_z \mathbf{e}_z$ 和 $H_z \mathbf{e}_z$ 则代表它们的轴向分量。显然，

$$W = \frac{1}{2} \int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{e}_z dS = \frac{1}{2} \int_S (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^*) \cdot \mathbf{e}_z dS$$

这就说明，在波导问题中通过 S 的复功率应由 \mathbf{E}_t 和 \mathbf{H}_t^* 所决定；而在低频问题中，如果某一端口处的电压和电流分别为 v 和 i ，则通过该端口的复功率应为 vi^* ，与上述波导中的结论恰相对应。

再如，设有某系统的一路波导与另一系统的波导在 S 面

处相连(图1.2), 两侧的电磁场分别为 \mathbf{E}, \mathbf{H} 和 \mathbf{E}', \mathbf{H}' . 为了
 满足边界条件, 应该有

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_t &= \mathbf{E}'_t \\ \mathbf{H}_t &= \mathbf{H}'_t \end{aligned} \right\} \quad (\text{在连接面上})$$

这又恰好与低频电路级联时 v 和 i 的连续性条件相对应.

这样看来, 波导横截面内的电场 \mathbf{E}_t 和磁场 \mathbf{H}_t , 应分别与低频电路中某一端口处的电压 v 和电流 i 相对应. 根据上一节内求得的普遍解, 对于 TM 模有



图 1.2

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_t &= \phi' \nabla f \\ \mathbf{H}_t &= j\omega\epsilon\phi(\nabla f \times \mathbf{e}_z) \end{aligned} \right\} \quad (1.17)$$

故可令

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_t &= v \mathbf{e}^0 \\ \mathbf{H}_t &= i \mathbf{h}^0 \end{aligned} \right\} \quad (1.18)$$

对比式(1.17)和(1.18)得

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{e}^0 &= \nabla f \\ \mathbf{h}^0 &= \zeta^0 \frac{j\omega\epsilon}{\gamma} (\mathbf{e}_z \times \mathbf{e}^0) = \zeta^0 \eta_{\text{TM}} (\mathbf{e}_z \times \mathbf{e}^0) \end{aligned} \right\} \quad (1.19)$$

$$\left. \begin{aligned} v &= \phi' \\ i &= -\frac{\phi\gamma}{\zeta^0} \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

其中 $\eta_{\text{TM}} = \frac{j\omega\epsilon}{\gamma}$ 代表 TM 模的波导纳, ζ^0 为任意常数. 同理, 对于 TE 模有

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_t &= -j\omega\mu\phi(\nabla g \times \mathbf{e}_z) \\ \mathbf{H}_t &= \phi' \nabla g \end{aligned} \right\} \quad (1.21)$$

故可令

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_z &= v \mathbf{e}^0 \\ \mathbf{H}_z &= i h^0 \end{aligned} \right\} \quad (1.22)$$

对比式(1.21)和(1.22)有

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{e}^0 &= \nabla g \times \mathbf{e}_z \\ \mathbf{h}^0 &= \zeta^0 \frac{\gamma}{j\omega\mu} (\mathbf{e}_z \times \mathbf{e}^0) = \zeta^0 \eta_{\text{TE}} (\mathbf{e}_z \times \mathbf{e}^0) \end{aligned} \right\} \quad (1.23)$$

$$\left. \begin{aligned} v &= -j\omega\mu\phi \\ i &= \frac{\phi'}{\zeta^0 \eta_{\text{TE}}} \end{aligned} \right\} \quad (1.24)$$

其中 $\eta_{\text{TE}} = \frac{\gamma}{j\omega\mu}$ 代表 TE 模的波导纳, ζ^0 为任意常数。

这样,不论是 TM 模或 TE 模,我们都可以根据横截面内的电场强度和磁场强度来规定相应的电压 v 和电流 i 。仔细考察(1.19)、(1.20)和(1.23)、(1.24)诸式,我们将发现如下的特点。

1. 由式(1.20)或(1.24)所定义的 v 和 i 仅是 z 的函数,而与横向座标无关。换言之,对于选定的横截面,我们可以用一组确定的 v 和 i 来加以描述。当然, \mathbf{E}_z 和 \mathbf{H}_z 是与横向座标密切相关的;只是在上述处理过程中我们已把这种依赖性折算至 \mathbf{e}^0 和 \mathbf{h}^0 , 使 v 和 i 不复与 z 有关罢了。由于这种缘故, \mathbf{e}^0 和 \mathbf{h}^0 常常分别称为电压波型函数和电流波型函数,或称为波导中该模式所对应的基底场。

2. 由式(1.20)或(1.24),并注意到表 1.1 所示 ϕ 应满足的微分方程,很容易证明对 TM 和 TE 模均有

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv}{dz} &= -\gamma \zeta^0 i \\ \frac{di}{dz} &= -\frac{\gamma}{\zeta^0} v \end{aligned} \right\} \quad (1.25)$$

这就是熟知的传输线电报方程，其中单位线长的串联阻抗应为 $\gamma\zeta^0$ ，单位线长的并联导纳为 $\frac{\gamma}{\zeta^0}$ ，故传播常数恰好是 γ 。这一结果清楚地告诉我们，引用 v 和 i 代替 E_z 和 H_z 后，波导中的场结构和有关传播问题可以当作传输线问题进行处理；于是，有关传输线的理论可适用于波导问题。

3. 由式(1.20)，有

$$\frac{v}{i} = -\frac{\zeta^0}{\gamma} \cdot \frac{\phi'}{\phi}$$

而式(1.24)给出

$$\frac{v}{i} = -\gamma\zeta^0 \frac{\phi'}{\phi}$$

一般地说， ϕ 中包括 $e^{-\gamma z}$ 和 $e^{\gamma z}$ 两项 [参见(1.8)式]；如果我们只考虑传播的模式，它们将分别表示沿 $+z$ 或 $-z$ 方向进行的波。若以 v^+ , i^+ 和 v^- , i^- 代表正向波和反向波贡献的部份，则由上述任一关系均可得出

$$\left. \begin{aligned} \frac{v^+}{i^+} &= \zeta^0 \\ \frac{v^-}{i^-} &= -\zeta^0 \end{aligned} \right\} \quad (1.26)$$

这就说明， ζ^0 代表正向波所对应的阻抗， $-\zeta^0$ 代表反向波对应的阻抗。我们迄今为止对 ζ^0 尚没有加以任何限制，表明在选择阻抗的问题上还有灵活的余地。

4. 前已指出，通过波导横截面 S 所传递的复功率应由 E_z 及 H_z 决定。由式(1.18)和(1.22)，有

$$W = \frac{1}{2} \int_S (\mathbf{E}_z \times \mathbf{H}_z^*) \cdot \mathbf{e}_z dS = v i^* \frac{1}{2} \int_S (\mathbf{e}^0 \times \mathbf{h}^0) \cdot \mathbf{e}_z dS$$

在式(1.19)和(1.23)中，由于 f 和 g 可选为实量，故 \mathbf{e}^0 是实量；而 ζ^0 常选得使 $\zeta^0 \eta_{TM}$ 或 $\zeta^0 \eta_{TE}$ 为正实量，故 \mathbf{h}^0 也是实