

微波网络及其应用

西北电讯工程学院

吴万春 梁昌洪 编

国防工业出版社

内 容 简 介

本书是工科电子类微波技术专业统编教材，内容共分十章，主要讨论微波网络的基本理论和综合方法，微波元部件的原理和设计，以及微波系统的基本概念和计算机辅助设计初步等。为了结合实际应用，书中举出若干实例，并附有一定数量的习题。

本书可作微波技术专业及相应专业的教材，也可供从事微波工作的工程技术人员参考。

微波网络及其应用

西北电讯工程学院

吴万春 梁昌洪 编

*

国防工业出版社 出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

787×1092¹/₁₆ 印张 32⁵/₈ 763 千字

1980年7月第一版 1980年7月第一次印刷 印数：0,001—4,200册

统一书号：15034·1997 定价：3.35元

序 言

本书是工科电子类微波技术专业统编教材，内容限于无源线性网络，着重讨论微波网络的基本理论、综合方法及其主要应用。全书共分十章。第一、二章介绍微波网络的基本特性和综合方法，为进一步研究奠定基础。第三、四章介绍微波网络的基本元件及其等效电路，为实现微波网络提供必要的手段。第五到七章介绍微波滤波器、定向耦合器、混合电路、阻抗匹配网络等微波部件的原理和设计，特别着重于现代网络综合法，以便读者了解现有的微波元件设计数据的来源，进一步掌握网络综合法的应用。第八到十章介绍微波铁氧体器件的非互易网络分析、微波系统的概念以及计算机辅助设计，便于读者扩大知识面，为继续深入创造条件。

微波网络理论是在电磁场理论和电路理论的基础上发展起来的，是微波电磁场问题的工程化。因此掌握电磁场理论和电路分析是学好本课程的必备基础。其次，本课程应用数学基础知识较多，读者特别应具备矩阵代数和复变函数等知识。同时，学习中应着重概念的理解，尤其是网络参数、网络元件及频率变换等基本概念。对某些基本公式作了详细推导和讨论，亦举出了若干实例，并附有一定数量的习题，以帮助读者对微波网络的基本原理和综合方法的理解和掌握。

本书适合于“微波技术”专业120至160学时讲授课程之需。但各章节之间亦有相对独立性，必要时可作一定的选择和精简，以供各类人员学习。书中第一到七章由吴万春编写，第八到十章由梁昌洪编写。由北京航空学院宋丽川同志对初稿逐页审校，提出许多改进意见，特致以衷心感谢。

由于编者水平有限，实际经验缺乏，编写时间短促，错误和不当之处一定难免，请读者指正，以便进一步改进和提高。

编 者 1979年9月

目 录

第一章 微波网络基础	1	§ 3.3 矩形波导的弯曲和匹配 拐角	96
§ 1.1 引言	1	§ 3.4 矩形波导 T 形接头	98
§ 1.2 微波传输线及其特性	2	§ 3.5 同轴线的不连续性	101
§ 1.3 单端口网络	11	§ 3.6 带状线的不连续性	107
§ 1.4 双端口网络的阻抗矩阵、导 纳矩阵以及 $[A]$ 矩阵	16	§ 3.7 微带线的不连续性	110
§ 1.5 双端口网络的散射矩阵和传 输矩阵	25	§ 3.8 K 和 J 变换器及其等效 电路	114
§ 1.6 多端口网络	33	§ 3.9 平行耦合线节的等效电路	117
§ 1.7 对称网络和本征值问题	40	习题	126
§ 1.8 变压器网络与网络参数 测量	50	第四章 微波耦合谐振器	127
§ 1.9 散射参数的讯号流图	56	§ 4.1 引言	127
习题	63	§ 4.2 微波谐振器的一般概念	127
第二章 微波网络的综合	65	§ 4.3 微波传输线谐振器的等效 电路	132
§ 2.1 引言	65	§ 4.4 耦合结构及其等效电路	136
§ 2.2 双端口网络的影象衰减、 插入衰减和工作衰减	65	§ 4.5 微波谐振器的环耦合	141
§ 2.3 对偶电路定理	71	§ 4.6 微波谐振器的探针耦合	145
§ 2.4 福斯特定理与单端口无耗 网络的综合	74	§ 4.7 矩形波导与矩形空腔谐振 器间小孔耦合	148
§ 2.5 集总元件双端口无耗网络 的综合	79	§ 4.8 矩形波导与圆柱空腔谐振 器间小孔耦合	156
§ 2.6 等长传输线双端口网络的 综合	82	习题	163
习题	89	第五章 微波滤波器	164
第三章 微波网络元件	90	§ 5.1 引言	164
§ 3.1 引言	90	§ 5.2 微波滤波器的低通原型	165
§ 3.2 矩形波导的平面不连续性	90	§ 5.3 微波低通滤波器的设计	174
		§ 5.4 频率变换	181
		§ 5.5 只有一种电抗元件的低通 原型	187

§ 5.6 直接耦合谐振器窄带带通滤波器	189	§ 7.8 支线定向耦合器	314
§ 5.7 $1/4$ 波长短截线和联接线宽带带通滤波器	195	§ 7.9 混合电桥的基本概念	319
§ 5.8 平行耦合线带通滤波器	200	§ 7.10 魔 T 和折叠双 T 接头	321
§ 5.9 交指型带通滤波器	206	§ 7.11 矩形波导裂缝电桥	327
§ 5.10 微波带阻滤波器	211	§ 7.12 环形电桥	333
§ 5.11 微波分路滤波器	216	§ 7.13 三端口功率分配器	336
§ 5.12 微波滤波器的相移和时延特性	217	习题	338
§ 5.13 元件损耗对滤波器性能的影响	224	第八章 微波铁氧体元件	340
习题	230	§ 8.1 引言	340
第六章 阻抗匹配网络	233	§ 8.2 张量导磁率和本征导磁率	340
§ 6.1 引言	233	§ 8.3 铁氧体非互易网络	346
§ 6.2 阻抗匹配网络的宽带极限	233	§ 8.4 Y型结环行器分析	370
§ 6.3 $1/4$ 波长阶梯阻抗变换器	235	§ 8.5 双模移相器分析	382
§ 6.4 渐变线阻抗变换器	247	§ 8.6 边导模器件	390
§ 6.5 低通滤波阻抗变换器	252	习题	397
§ 6.6 电抗性负载阻抗匹配网络	259	第九章 微波系统分析	401
§ 6.7 负阻负载阻抗匹配网络	271	§ 9.1 引言	401
习题	275	§ 9.2 复杂网络的一般理论	401
第七章 微波定向耦合器、混合电桥及功率分配器	277	§ 9.3 微波混合系统分析	409
§ 7.1 引言	277	§ 9.4 微波复杂系统分析	431
§ 7.2 定向耦合器的基本概念	277	§ 9.5 微波测量系统分析	454
§ 7.3 平行矩形波导圆孔阵定向耦合器	281	§ 9.6 长馈线网络反射系数的概率分布	466
§ 7.4 正交矩形波导十字槽定向耦合器	290	习题	473
§ 7.5 单节平行耦合线定向耦合器	295	第十章 计算机辅助设计网络初步	476
§ 7.6 多节平行耦合线定向耦合器	305	§ 10.1 引言	476
§ 7.7 不均匀耦合线高通定向耦合器	310	§ 10.2 计算机辅助设计的一般问题	476
		§ 10.3 矩量法	485
		§ 10.4 微波网络的最优化	490
		§ 10.5 模拟技术	499
		§ 10.6 计算机辅助设计的发展趋势	501

附 录

附录一	矩阵代数	503
附录二	互易定理	505
附录三	行主元消去法求逆矩阵	506
附录四	单纯形调优法	510
附录五	长馈线网络反射系数 $ \Gamma $ 的 模拟程序及其说明	513
参考书目		515

第一章 微波网络基础

§ 1.1 引言

任何一个微波系统，都是由各种微波元件和微波传输线连接而成。微波传输线特性可以用广义传输线方程来描述，微波元件特性可以用（类似低频网络）等效电路来描述，于是复杂的微波系统，就可以用电磁理论和低频网络理论相结合来求解，成为一门微波网络理论。每个微波元件都可能和几个微波传输线相连接，按照所连接传输线数目多少，微波元件可以分成单端口、双端口、三端口、四端口等微波元件。每个微波元件都可以看成一个微波网络，随着微波元件端口数目的不同，微波网络也分为单端口、双端口、三端口、四端口等微波网络。实际所用的微波元件可高达四端口，四端口以上的微波元件就很少应用了。

微波网络理论的主要目的，在于分析微波元件的工作特性，或依据它的工作特性，综合出微波元件结构和设计方法，以便工程应用。分析微波元件的工作特性的方法有二，一是应用麦克斯韦方程和元件的特定边界条件，求出其场强的分布、波的振荡和传输等特性；另一是把微波元件等效成微波网络，把连接它的传输线等效成双导线传输线，然后用网络方法进行分析。第一种方法比较严格，所得结果比较全面正确，但其数学运算繁琐，所得结果通常都是特殊函数，不便于工程应用。第二种方法是近似的，能够得到微波元件的主要传输特性，并且网络参数可用测量方法来确定，便于工程应用，但不能得出元件内部场的分布情况。虽然如此，但由于网络方法计算简便，易于测量，又为广大工程技术人员所熟知，故应用较为广泛。微波电磁理论与微波网络理论虽是两大独立分支，但两者是相互连系的，微波网络理论是微波电磁理论的工程化，只有在微波电磁理论的基础上来探讨和发展微波网络理论，才是正确的方向。

微波网络理论又分为线性网络理论和非线性网络理论，本书只讨论线性网络理论。

微波网络方法有分析法和综合法两种，分析法是按已经掌握的基本微波网络结构及其特性，进行各种组合，来满足工作要求；综合法则根据预定工作特性要求，来实现微波网络结构。前者设计比较简单，但往往得不到性能优良而元件较少的最佳结果；后者虽然设计理论比较复杂，但能得到性能优良而元件较少的最佳设计。现在由于电子计算机的发展，网络综合所需要的繁琐计算，都可用计算机来完成，一些主要元件设计都有现成图表数据备查，因而网络综合法已成为设计微波元件的主要方法。本书就是以网络综合法作为主要方法。

本章目的在于给定微波网络的一些基本概念和基本参数。首先讨论广义传输线理论，从而定义出微波网络的电压和电流，这对了解等效电路的意义是很必要的。然后导出网络的阻抗矩阵、导纳矩阵、 $[A]$ 矩阵、散射矩阵以及传输矩阵，并讨论它们的性质与相互变换，这给我们分析微波网络提供数学工具。最后，讨论微波网络的本征值问题、网络参数

测量理论以及讯号流程图, 这对我们求解微波网络问题提供^{一些必要的手段。}

§ 1.2 微波传输线及其特性

电磁波可以用导体或介质进行引导, 使其按一定方向传输, 这种引导电磁波的装置, 叫做传输线。在微波波段内, 导行波的现象特别明显, 特别容易, 因而有各种各样的微波传输线。图 1.2-1 示出几种常见的微波传输线, 它们都是直的

(轴向), 可以很长, 直至无穷远。它们的横截面(横向)的几何形状和媒质分布处处一样, 不因轴向位置不同而改变。这类传输线叫做均匀传输线。在这些传输线中, 电磁波沿着轴向传输, 横截面上电磁场按一定规律分布, 所以这类电磁场问题可分为两部分来研究。一是研究轴向的

传输问题, 叫做纵向问题; 一是研究横截面上电磁场分布问题, 叫做横向问题。两者相互联系, 相互制约, 究竟先研究哪个问题, 在理论上是无关紧要的。本节先从麦克斯韦方程出发, 简略叙述这类传输线的分析方法, 从而得出其传输特性和等效电路。

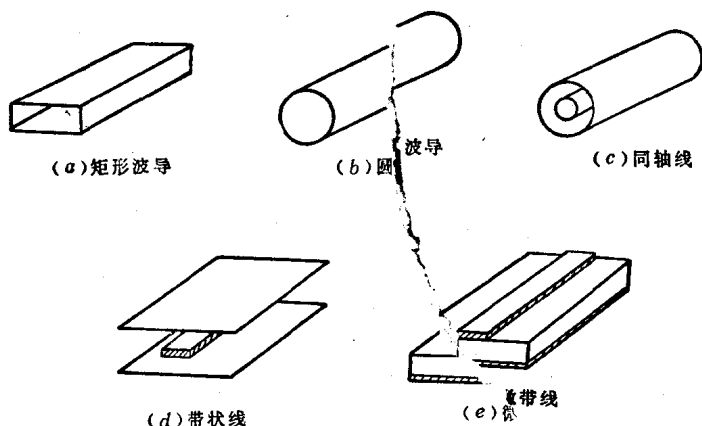


图 1.2-1 各种微波传输线

一、微波传输线的电磁场方程

研究任意横截面的均匀微波传输线中的电磁场, 应从麦克斯韦方程出发。在正弦交变场情况下, 麦克斯韦方程的复数形式是

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \end{cases} \quad (1.2-1)$$

式中 ϵ 是媒质的介电常数, μ 是导磁率, 它们都是与场强无关的常数。为求解传输线中电场 $\mathbf{E}$ 和磁场 $\mathbf{H}$ 的方便, 通常引入两个赫兹矢量位。由 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ 出发, 可引入一个矢量位 Π^e , 使得 $\mathbf{H} = j\omega\epsilon\nabla \times \Pi^e$, 它满足 $\nabla \cdot \mathbf{H} = j\omega\epsilon\nabla \cdot (\nabla \times \Pi^e) = 0$, 因为任何矢量旋度的散度恒等于零。矢量位 Π^e 叫做赫兹电矢量, 它满足三维亥姆霍茨方程:

$$\begin{cases} \nabla^2 \Pi^e + k^2 \Pi^e = 0 \\ \mathbf{H} = j\omega\epsilon\nabla \times \Pi^e \\ \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \Pi^e) + k^2 \Pi^e \end{cases} \quad (1.2-2)$$

由 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ 出发, 还可引入另一个矢量位 Π^m , 使得 $\mathbf{E} = -j\omega\mu\nabla \times \Pi^m$, 并满足 $\nabla \cdot \mathbf{E} = -j\omega\mu\nabla \cdot (\nabla \times \Pi^m) = 0$ 。矢量位 Π^m 叫做赫兹磁矢量, 它也满足三维亥姆霍茨方程:

$$\begin{cases} \nabla^2 \Pi^m + k^2 \Pi^m = 0 \\ \mathbf{E} = -j\omega\mu \nabla \times \Pi^m \\ \mathbf{H} = \nabla(\nabla \cdot \Pi^m) + k^2 \Pi^m \end{cases} \quad (1.2-3)$$

式中 $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ 是无限媒质的波数。

为解出均匀传输线中电磁场的普遍关系式，我们采用广义正交柱坐标系 (u, v, z) ，其中 z 是纵向直坐标，而 u, v 是横截面上的曲线坐标，如图 1.2-2 所示。对于直角坐标系， $u = x, v = y$ 。在此坐标系中，为求解方程 (1.2-2) 和 (1.2-3) 简便起见，可令 Π^e 和 Π^m 只有 z 方向分量，即

$$\Pi^e = \mathbf{i}_z \Pi^e \quad \Pi^m = \mathbf{i}_z \Pi^m$$

同时把算符 ∇ 写成 $\nabla = \nabla_t + \mathbf{i}_z \frac{\partial}{\partial z}$ ，其中 ∇_t 是横截面坐标的算符， $\mathbf{i}_z$ 是 z 方向的单位矢。将上述关系代入 (1.2-2) 和 (1.2-3) 式中即可得到

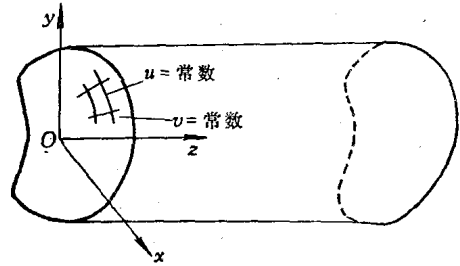


图1.2-2 广义正交坐标系

$$\begin{cases} \nabla_t^2 \Pi_z^e + k^2 \Pi_z^e = 0 \\ \mathbf{H}_t = -j\omega\epsilon \mathbf{i}_z \times \nabla_t \Pi_z^e \\ H_z = 0 \\ \mathbf{E}_t = \nabla_t \left(\frac{\partial \Pi_z^e}{\partial z} \right) \\ E_z = \frac{\partial^2 \Pi_z^e}{\partial z^2} + k^2 \Pi_z^e \end{cases} \quad (1.2-4)$$

以及

$$\begin{cases} \nabla_t^2 \Pi_z^m + k^2 \Pi_z^m = 0 \\ \mathbf{E}_t = j\omega\mu \mathbf{i}_z \times \nabla_t \Pi_z^m \\ E_z = 0 \\ \mathbf{H}_t = \nabla_t \left(\frac{\partial \Pi_z^m}{\partial z} \right) \\ H_z = \frac{\partial^2 \Pi_z^m}{\partial z^2} + k^2 \Pi_z^m \end{cases} \quad (1.2-5)$$

由此可见，在赫兹电矢量只有 z 分量的情况下，电磁波在 z 方向只有电场分量 E_z ，而磁场分量 $H_z = 0$ ，故叫做横磁波 (TM 模)，又叫做电波 (E 模)。在赫兹磁矢量只有 z 分量的情况下，电磁波在 z 方向只有磁场分量 H_z ，而电场分量 $E_z = 0$ ，故叫做横电波 (TE 模)，又叫做磁波 (H 模)。这些模式能否在传输线中存在，是由其边界条件来决定的。对于 TM 模，在 $u = \text{常数}$ 或 $v = \text{常数}$ 的电壁 (理想导体表面) 上， $\Pi_z^e = 0$ ；在 $u = \text{常数}$ 的磁壁上 $\frac{\partial \Pi_z^e}{\partial u} = 0$ ，在 $v = \text{常数}$ 的磁壁上 (理想导磁体表面)， $\frac{\partial \Pi_z^e}{\partial v} = 0$ 。对于 TE 模，在 $u = \text{常数}$ 的电壁上， $\frac{\partial \Pi_z^m}{\partial u} = 0$ ，在 $v = \text{常数}$ 的电壁上， $\frac{\partial \Pi_z^m}{\partial v} = 0$ ；在 $u = \text{常数}$ 或 $v = \text{常数}$ 的磁壁上， $\Pi_z^m = 0$ 。

在微波传输线中, 如果单纯 TM 模或 TE 模不能满足边界条件时, 两者必须同时存在, 此时电磁波既有 E_x 分量, 也有 H_x 分量, 叫做混合模。在直角坐标系中, 混合模有两种简单形式, 可令 (1.2-2) 或 (1.2-3) 式中 $\Pi^e = i_x \Pi_x^e$, $\Pi^m = i_x \Pi_x^m$ 求得。它们的表示式是

$$\begin{cases} \nabla^2 \Pi_x^e + k^2 \Pi_x^e = 0 \\ H_x = 0 & E_x = \frac{\partial^2 \Pi_x^e}{\partial x^2} + k^2 \Pi_x^e \\ H_y = j \omega \epsilon \frac{\partial \Pi_x^e}{\partial z} & E_y = \frac{\partial^2 \Pi_x^e}{\partial x \partial y} \\ H_z = -j \omega \epsilon \frac{\partial \Pi_x^e}{\partial y} & E_z = \frac{\partial^2 \Pi_x^e}{\partial x \partial z} \end{cases} \quad (1.2-6)$$

$$\begin{cases} \nabla^2 \Pi_x^m + k^2 \Pi_x^m = 0 \\ E_x = 0 & H_x = \frac{\partial^2 \Pi_x^m}{\partial x^2} + k^2 \Pi_x^m \\ E_y = -j \omega \mu \frac{\partial \Pi_x^m}{\partial z} & H_y = \frac{\partial^2 \Pi_x^m}{\partial x \partial y} \\ E_z = j \omega \mu \frac{\partial \Pi_x^m}{\partial y} & H_z = \frac{\partial^2 \Pi_x^m}{\partial x \partial z} \end{cases} \quad (1.2-7)$$

由此可见, 在赫兹电矢量只有 x 分量的情况下, 电磁波的电场和磁场都具有 z 分量, 但磁场没有 x 分量, 即 $H_x = 0$, 磁力线分布在纵向截面上, 叫做纵向磁波, 简称 LSM 模或 TM_x 模。在赫兹磁矢量只有 x 分量的情况下, 电磁波的电场和磁场都有 z 分量, 但电场没有 x 分量, 即 $E_x = 0$, 电力线分布在纵向截面上, 叫做纵向电波, 简称 LSE 模或 TE_x 模。

二、广义传输线方程

我们已知, 求解微波传输线的电磁场时, 不管其中存在何种传输模式, 都要解赫兹矢量的三维亥姆霍茨方程, 特别重要的是求解其中某一坐标分量的三维亥姆霍茨方程:

$$\nabla^2 \Pi + k^2 \Pi = 0$$

即
$$\nabla_t^2 \Pi + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} + k^2 \Pi = 0 \quad (1.2-8)$$

式中波函数 Π 既可以代表赫兹电矢量的 z 分量 (TM 模) 或 x 分量 (LSM 模), 也可以代表赫兹磁矢量的 z 分量 (TE 模) 或 x 分量 (LSE 模)。(1.2-8) 式是个二阶偏微分方程, 可用分离变量法求解。求解时令

$$\Pi(u, v, z) = f(u, v) \psi(z) \quad (1.2-9)$$

式中 $f(u, v)$ 只是横截面坐标 u 和 v 的函数, $\psi(z)$ 只是纵向坐标 z 的函数。将 (1.2-9) 式代入 (1.2-8) 式中就得到

$$\frac{\nabla_t^2 f(u, v)}{f(u, v)} = - \left(\frac{1}{\psi(z)} \frac{d^2 \psi(z)}{dz^2} + k^2 \right)$$

上式左边仅仅是 u 和 v 的函数, 与 z 无关; 右边仅仅是 z 的函数, 与 u 和 v 无关。两边相等, 表明它们都必须等于常数。设此分离常数为 $-k_z^2$, 则有

$$\nabla_t^2 f(u, v) + k_z^2 f(u, v) = 0 \quad (1.2-10)$$

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} - \gamma^2\psi(z) = 0 \quad (1.2-11)$$

式中 $\gamma^2 = k_t^2 - k^2$ 。由此可见，波函数 $\Pi(u, v, z)$ 可分离成 $f(u, v)$ 和 $\psi(z)$ 两个函数之积，其中 $f(u, v)$ 满足横坐标 u 和 v 的二维亥姆霍茨方程，它决定横截面上电磁场分布。 $\psi(z)$ 满足纵坐标 z 的传输线方程，它决定轴向电磁波的传输特性，故此方程称为广义传输线方程。由于我们所研究的微波传输线是无穷长，没有反射波，故(1.2-11)式的解是

$$\psi(z) = Ae^{-\gamma z}$$

式中 A 是一个常数，决定波的振幅。于是波函数 Π 是

$$\Pi(u, v, z) = f(u, v)\psi(z) = Af(u, v)e^{-\gamma z} \quad (1.2-12)$$

已知波函数后，传输线中各种模式的电磁场可由(1.2-4)到(1.2-7)式求得。例如，

对于 TM 模

$$\begin{cases} H_t = -j\omega\epsilon A \mathbf{i}_z \times \nabla_t f(u, v) e^{-\gamma z} \\ E_t = -\gamma A \nabla_t f(u, v) e^{-\gamma z} \\ E_z = k_t^2 A f(u, v) e^{-\gamma z} \end{cases} \quad (1.2-13)$$

对于 TE 模

$$\begin{cases} E_t = j\omega\mu A \mathbf{i}_z \times \nabla_t f(u, v) e^{-\gamma z} \\ H_t = -\gamma A \nabla_t f(u, v) e^{-\gamma z} \\ H_z = k_t^2 A f(u, v) e^{-\gamma z} \end{cases} \quad (1.2-14)$$

三、传输特性

电磁波在微波传输线中的传输特性，通常用其相速、波阻抗以及传输功率来表征，因为用它们可以确定波的传输快慢、强弱以及电场与磁场间的关系。一般说来，波的这些特性都与传输线的横截面的几何结构有关，也就是与其边界条件有关。下面分别叙述之。

1. 波的速度

在(1.2-2)式中，波函数 Π 具有因子 $e^{-\gamma z}$ ，它表示电磁波沿 z 方向的传输情况。 γ 叫做传输常数，通常是个复数，可以写为 $\gamma = \alpha + j\beta$ 。其中 α 叫做衰减常数，表示波在传输过程中振幅衰减的快慢； β 叫做相移常数，表示波在传输过程中相位变化的快慢。如果我们假设媒质是无耗的， μ 和 ϵ 都是实常数，则波数 $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ 也是实数，这样，由 $\gamma^2 = k_t^2 - k^2$ 可知， γ 的性质随着 k_t 的不同而异，而 k_t 是由横截面的边界条件决定的。但是，不管横截面的几何结构如何， k_t^2 只可能有三种情况：(1) 是 $k_t^2 = 0$ ，(2) 是 $k_t^2 > 0$ ，(3) 是 $k_t^2 < 0$ 。

在 $k_t^2 = 0$ 的情况下，由(1.2-13)和(1.2-14)式可知， $E_z = 0$ 和 $H_z = 0$ ，电磁波只有横向场分量，叫做横电磁波，简称 TEM 模。其传输常数是

$$\gamma = j\beta = jk = j\omega\sqrt{\mu\epsilon}$$

于是 TEM 模的相速是

$$v = \omega/\beta = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (1.2-15)$$

即是无限媒质中的光速。如果 $\mu = \mu_0$, $\epsilon = \epsilon_0$, 则有

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 3 \times 10^8 \text{ m/sec}$$

这是真空中的光速。

TEM 模的波长是

$$\lambda = \frac{v}{f} = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{k} \quad (1.2-16)$$

它是无限媒质中的波长。如果媒质是真空, 则是真空中的波长。

在 $k_t^2 > 0$ 的情况下, 电磁波的 E_z 或 H_z 不等于零, 可以是 TM 模、TE 模或混合模。这时传输常数是

$$\gamma = j\beta = jk\sqrt{1 - (k_t/k)^2}$$

即

$$\beta = k\sqrt{1 - (k_t/k)^2} \quad (1.2-17)$$

如果令 $k = \frac{\omega}{v_0} = 2\pi/\lambda_0$, $\beta = \omega/v = 2\pi/\lambda_g$, $k_t = 2\pi/\lambda_c$, 其中 λ_0 是无限媒质中的波长, λ_g 是波导波长, λ_c 是截止波长, 则 (1.2-17) 式变为

$$\begin{cases} v = v_0/\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_c)^2} \\ \lambda_g = \lambda_0/\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_c)^2} \end{cases} \quad (1.2-18)$$

由此可见, 当 $\lambda_0 < \lambda_c$ 时, $v > v_0$, $\lambda_g > \lambda_0$, 即波的相速大于无限媒质的光速 v_0 , 叫做快波。快波的波长大于无限媒质的波长。当 $\lambda_0 > \lambda_c$ 时, 相速和波长都是虚数, 没有物理意义, 但这时

$$\gamma = k\sqrt{\left(\frac{k_t}{k}\right)^2 - 1} = k\sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 - 1} = \alpha$$

式中 α 是实数, 故此电磁波变成衰减电磁场, 随着轴向距离的增大, 场的振幅逐渐衰减, 但其相位不变, 故衰减场是不能在传输线上传输的。 $\lambda_0 = \lambda_c$ 是传输线中传输快波还是衰减场的临界情况, 这时 $\alpha = 0$, $\beta = 0$, 传输线中既没有快波传输, 也不是衰减场, 而是等幅的电磁场。 λ_c 之所以叫做截止波长, 是因为当 $\lambda_0 \geq \lambda_c$ 时, 传输线中没有电磁波传输。

在 $k_t^2 < 0$ 的情况下, 可把 k_t^2 写为 $-\beta_t^2$, 而 $\beta_t^2 > 0$, 因此

$$\gamma = \sqrt{k_t^2 - k^2} = jk\sqrt{1 + (\beta_t/k)^2} = j\beta$$

于是波的相速和波长是

$$\begin{cases} v = \frac{\omega}{\beta} = v_0/\sqrt{1 + (\beta_t/k)^2} \\ \lambda_g = \frac{2\pi}{\beta} = \lambda_0/\sqrt{1 + (\beta_t/k)^2} \end{cases} \quad (1.2-19)$$

由此可见, 这类波的相速小于无限媒质中的光速, 叫做慢波, 慢波的波长小于无限媒质中的波长。

2. 波阻抗

在微波传输线中, 横向电场和磁场是决定功率沿轴向传输的量, 通常用它们来定义线上的电压和电流, 即传输线上的电压与其横向电场成比例, 电流与其横向磁场成比例。按照 (1.2-13) 或 (1.2-14) 式, 可以把横向电场和磁场写为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_t = V(z) \mathbf{e}_t(u, v) \\ \mathbf{H}_t = I(z) \mathbf{h}_t(u, v) \end{cases} \quad (1.2-20)$$

式中 $\mathbf{e}_t(u, v)$ 和 $\mathbf{h}_t(u, v)$ 都是矢量, 代表电场和磁场在横截面上的分布, 叫做模式矢量函数; 而 $V(z)$ 和 $I(z)$ 都是标量, 代表横向电场和磁场沿轴向传输情况, V 叫做模式电压, 简称电压, I 叫做模式电流, 简称电流。传输线上的传输功率, 按照坡印廷定理是

$$P = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S \mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^* \cdot \mathbf{i}_z ds = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} [V(z) I^*(z)] \int_S \mathbf{e}_t \times \mathbf{h}_t \cdot \mathbf{i}_z ds$$

式中 S 是传输线的横截面的面积。如果令

$$\int_S \mathbf{e}_t \times \mathbf{h}_t \cdot \mathbf{i}_z ds = 1 \quad (1.2-21)$$

则传输功率是

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} V I^* \quad (1.2-22)$$

(1.2-21) 式称为模式矢量函数的归一化条件, 在归一化条件下, 传输功率由 (1.2-22) 式决定。

传输线的波阻抗定义为模式电压与电流之比, 即

$$\eta = \frac{V(z)}{I(z)} \quad (1.2-23)$$

它随着传输模式的不同而异。对于 TM 模, 由 (1.2-13) 式得

$$\mathbf{H}_t = -j\omega\epsilon A \mathbf{i}_z \times \nabla_t f(u, v) e^{-\gamma z} = I(z) \mathbf{h}_t$$

$$\mathbf{E}_t = -\gamma A \nabla_t f(u, v) e^{-\gamma z} = V(z) \mathbf{e}_t$$

若令 $\mathbf{e}_t = \nabla_t f(u, v)$, 则 $\mathbf{h}_t = \mathbf{i}_z \times \mathbf{e}_t$ 或 $\mathbf{e}_t = \mathbf{h}_t \times \mathbf{i}_z$, 于是波阻抗是

$$\eta_{\text{TM}} = \frac{V(z)}{I(z)} = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon} = \frac{\beta}{\omega\epsilon} = \eta_0 \frac{\lambda}{\lambda_g} \quad (1.2-24)$$

同时 $\mathbf{E}_t$ 与 $\mathbf{H}_t$ 的关系是

$$\mathbf{E}_t = \eta_{\text{TM}} \mathbf{H}_t \times \mathbf{i}_z$$

对于 TE 模, 由 (1.2-14) 式可得

$$\mathbf{E}_t = j\omega\mu A \mathbf{i}_z \times \nabla_t f(u, v) e^{-\gamma z} = V(z) \mathbf{e}_t$$

$$\mathbf{H}_t = -\gamma A \nabla_t f(u, v) e^{-\gamma z} = I(z) \mathbf{h}_t$$

若令 $\mathbf{h}_t = -\nabla_t f(u, v)$, 则 $\mathbf{e}_t = \mathbf{i}_z \times \nabla_t f(u, v) = \mathbf{h}_t \times \mathbf{i}_z$, 于是波阻抗是

$$\eta_{\text{TE}} = \frac{V(z)}{I(z)} = \frac{j\omega\mu}{\gamma} = \frac{\omega\mu}{\beta} = \eta_0 \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \quad (1.2-25)$$

同时 $\mathbf{E}_t$ 与 $\mathbf{H}_t$ 的关系是

$$\mathbf{E}_t = \eta_{\text{TE}} \mathbf{H}_t \times \mathbf{i}_z$$

对于 TEM 模, 由于 $\beta = \omega \sqrt{\mu\epsilon}$, 故由 (1.2-24) 或 (1.2-25) 式可得

$$\eta_{\text{TEM}} = \frac{\omega \sqrt{\mu\epsilon}}{\omega\epsilon} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \eta_0 \quad (1.2-26)$$

在空气中 $\eta_{\text{TEM}} = \eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377 \Omega$ 。

再由归一化条件可知, 若令

$$\mathbf{H}_t = i(z) \mathbf{h}'_t, \quad \mathbf{E}_t = v(z) \mathbf{e}'_t$$

其中 $\mathbf{h}'_t = \mathbf{h}_t / \sqrt{\eta}$, $\mathbf{e}'_t = \mathbf{e}_t \sqrt{\eta}$, $i(z) = I(z) \sqrt{\eta}$, $v(z) = V(z) / \sqrt{\eta}$, 则传输功率是

$$P = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} V(z) I^*(z) = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} v(z) i^*(z)$$

仍然不变, 而归一化条件

$$\int_s \mathbf{e}_t \times \mathbf{h}_t \cdot \mathbf{i}_z ds = \int_s \mathbf{e}'_t \times \mathbf{h}'_t \cdot \mathbf{i}_z ds = 1$$

也不变, 但这时波阻抗是 1, 即

$$\bar{\eta} = \frac{v(z)}{i(z)} = 1$$

叫做归一波阻抗, 而 $v(z) = V(z) / \sqrt{\eta}$, $i(z) = I(z) \sqrt{\eta}$ 叫做归一电压和电流。

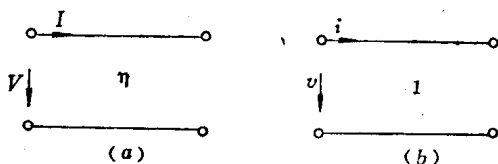


图 1.2-3 单模传输线等效电路

由电压、电流和波阻抗的定义, 我们可以把单模微波传输线用等效低频双导线电路表示之, 如图 1.2-3 所示, 图 (a) 是未归一化等效电路, 图 (b) 是归一化等效电路。

四、模式展开

在微波传输线中, 无论是 TM 模还是 TE 模, 都可以用数学级数表示之, 称为模式展开。这是因为, 在解二维亥姆霍茨方程 $\nabla_t^2 f(u, v) + k_t^2 f(u, v) = 0$ 时, k_t^2 可能有许多值, 记为 k_{tn} ($n = 1, 2, 3, \dots$), 对每个 k_{tn} 都有一个 $\gamma_n = \sqrt{k_{tn}^2 - k^2}$ 与之相对应, 故波函数 (1.2-12) 式可改写为

$$\Pi(u, v, z) = \sum_n A_n f_n(u, v) e^{-\gamma_n z}$$

同时横向电场和磁场可改写为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_t = \sum_n V_n(z) \mathbf{e}_{tn} \\ \mathbf{H}_t = \sum_n I_n(z) \mathbf{h}_{tn} \end{cases} \quad (1.2-27)$$

式中 $\mathbf{e}_{tn}$ 和 $\mathbf{h}_{tn}$ 是第 n 个模式的模式矢量函数, 而 $V_n(z) = V_n e^{-\gamma_n z}$ 是其模式电压, $I_n(z) = I_n e^{-\gamma_n z}$ 是其模式电流。E_t 和 H_t 由许多模式所组成的这类传输线称为多模传输线。该传输线的传输功率为

$$\begin{aligned}
P &= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_s \mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^* \cdot \mathbf{i}_z ds \\
&= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_s \sum_n V_n(z) \mathbf{e}_{tn} \times \sum_n I_n^*(z) \mathbf{h}_{tn} \cdot \mathbf{i}_z ds \\
&= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_n V_n(z) I_n^*(z) \int_s \mathbf{e}_{tn} \times \mathbf{h}_{tn} \cdot \mathbf{i}_z ds \right. \\
&\quad \left. + \sum_{\substack{m \\ m \neq n}} \sum_n V_m(z) I_n^*(z) \int_s \mathbf{e}_{tm} \times \mathbf{h}_{tn} \cdot \mathbf{i}_z ds \right\}
\end{aligned}$$

由模式矢量函数的正交性

$$\int_s \mathbf{e}_{tm} \times \mathbf{h}_{tn} \cdot \mathbf{i}_z ds \Big|_{m \neq n} = 0 \quad (1.2-28)$$

以及归一化条件

$$\int_s \mathbf{e}_{tn} \times \mathbf{h}_{tn} \cdot \mathbf{i}_z ds = 1 \quad (1.2-29)$$

故得传输功率是

$$P = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_n V_n(z) I_n^*(z) = \sum_n \frac{1}{2} \operatorname{Re} V_n(z) I_n^*(z) \quad (1.2-30)$$

这表明多模传输线的传输功率是各个模式传输功率之和，而不同模式之间没有耦合。同时各个模式的电压与电流间的关系仍然有

$$\eta_n = V_n(z) / I_n(z) \quad (1.2-31)$$

η_n 是第 n 个模式的波阻抗。各个模式的相速是

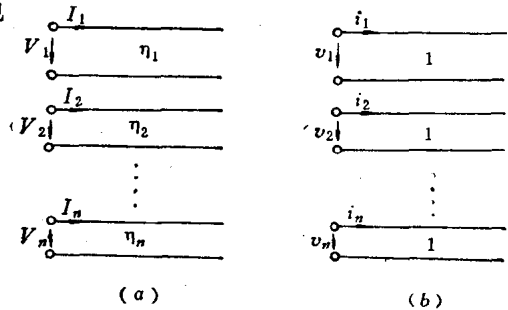
$$v_n = \omega / \beta_n = v_0 / \sqrt{1 - (k_{tn}/k)^2} \quad (1.2-32)$$

因此多模传输线的电磁波传输问题，可对各个模式单独进行计算，最后合成起来即得。

多模传输线的等效电路，可以看成是许多单模传输线等效电路的组合，如图 1.2-4 所示。图 (a) 是未归一化等效电路，图 (b) 是归一化等效电路，这里所谓的归一化，是对各个模式分别进行归一化。

在多模传输线的等效电路中，各电压和各电流可分别写成矩阵形式：

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ \vdots \\ V_n \end{pmatrix} \quad \mathbf{I} = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix}$$



因为 $V_n = \eta_n I_n$ ，故其波阻抗矩阵为

图 1.2-4 多模传输线等效电路

$$[\eta] = \begin{pmatrix} \eta_1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \eta_2 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \eta_3 & \cdots & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & \eta_n \end{pmatrix} \quad (1.2-33)$$

五、普通传输线的电压、电流和特性阻抗

所谓普通传输线，这里是指微波电路中最常用的 TEM 模的同轴线、带状线、微带线以及 TE_{10} 模的矩形波导。由于历史原因，对它们的等效电路分析，常因袭低频传输线的理论，而不完全采用广义传输线的结果，特别在电压、电流和阻抗的定义上。

在低频电路中，任意两点 A 、 B 间的电压 V ，定义为该两点电场强度的线积分，即

$$V = \int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (1.2-34)$$

这个线积分的积分路径如何选择，对电压数值没有任何影响，因而这样定义的电压是唯一的。但在微波传输线中这样就不再是唯一的了。对于 TEM 模传输线，由于其横截面上的场满足拉普拉斯方程，因而 (1.2-34) 式还可以在横截面上应用，积分路径可选在从中心导体到外导体的任意路径上。对于 TE_{10} 模的矩形波导，虽然其横截面上的场也不满足拉普拉斯方程，但习惯上对其电压仍引用 (1.2-34) 式的定义，只是积分路径选在波导宽壁中央从上底到下底的特定路径上，如图 1.2-5 所示。因此该电压值是

$$V = bE_m$$

式中 b 是矩形波导的高度， E_m 是波导中央电场的振幅。

在低频电路中，所谓电流是指导线截面上通过的传导电流，它可用全电流定律来计算，即

$$I = \oint_l \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} \quad (1.2-35)$$

式中积分路径 l 是交链载流导体的任意闭合路径。在微波传输线中这样定义的电流也不是唯一的。必须规定特定的积分路径。对于 TEM 模传输线，必须把积分路径选在所研究的横截面上，并且套着中心导体。对于 TE_{10} 模矩形波导，常把积分路径选在沿波导任一宽边侧壁的闭合路径上，如图 1.2-5 所示。积分结果是

$$I = \frac{2aE_m}{\pi\eta}$$

式中 η 是矩形波导 TE_{10} 模的波阻抗。

普通传输线的特性阻抗也随模式不同而采用不同的定义。对于 TEM 模传输线，通常按照 (1.2-34) 式定义电压 V ，按照 (1.2-35) 式定义电流 I ，因而特性阻抗是

$$Z_0 = V/I$$

这样定义特性阻抗后，传输线的传输功率是：

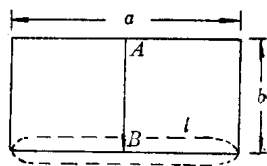


图1.2-5 矩形波导电压和电流的积分路径

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} V I^* = \frac{1}{2} |I|^2 Z_0 = \frac{1}{2} |V|^2 / Z_0 \quad (1.2-36)$$

经过计算, 同轴线的特性阻抗是

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{b}{a}$$

式中 a 为内导体的直径, b 为外导体的内直径。

零厚度宽带状线的特性阻抗是

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{b}{a}$$

式中 a 为中心导带宽度, b 是两接地板间的距离, 并且 $a \gg b$ 。

零厚度窄微带线的特性阻抗是

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_e}} \ln \left(\frac{8h}{W} + \frac{W}{4h} \right)$$

式中 W 是中心导带宽度, h 是基片厚度, ϵ_e 是有效介电常数, 并且 $W/h \leq 1$,

对于 TE_{10} 模的矩形波导, 用 (1.2-34) 和 (1.2-35) 式来定义电压和电流, 必须选取图 1.2-5 所示的特定积分路径, 这样得出的 V 和 I 之比虽可用来定义特性阻抗, 但不能用 (1.2-36) 式来计算功率。因此, 有三种特性阻抗定义:

(1) V 按 (1.2-34) 式定义, I 按 (1.2-35) 式定义, $Z_0 = V/I$, 但 V, I 不满足功率关系式 (1.2-36)。

(2) V 按 (1.2-34) 式定义, $P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_s \mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^* \cdot \mathbf{i}_z ds$, 而 $Z_0 = |V|^2 / 2P$ 。

(3) I 按 (1.2-35) 式定义, $P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_s \mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^* \cdot \mathbf{i}_z ds$, 而 $Z_0 = 2P / |I|^2$ 。

这三种方法定义的特性阻抗是不同的。根据计算:

若按 V, I 定义,

$$\text{则} \quad Z_0 = \frac{\pi}{2} \left(\frac{b}{a} \eta \right)$$

若按 V, P 定义,

$$\text{则} \quad Z_0 = 2 \left(\frac{b}{a} \eta \right)$$

若按 I, P 定义,

$$\text{则} \quad Z_0 = \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{b}{a} \eta \right)$$

虽然三种定义所得到的 Z_0 不同, 但都含有 $\eta \frac{b}{a}$ 因式, 只是括号前面的常数不同。在今后微波网络的计算中, 一般都用归一阻抗, 这个常数不同就无关紧要了。

§ 1.3 单端口网络

如果在一段均匀微波传输线的一端接入负载或其它微波元件, 如图 1.3-1 所示, 则要引入不连续性, 激起高次模, 产生反射。如果传输线只能传输单一主模, 则离开不连续性