

微波技术

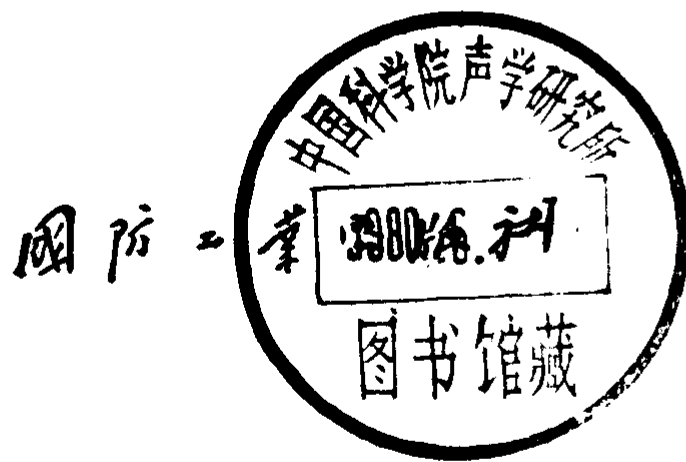
沈致远主编

国防工业出版社

DGL 1/5 15

微波技术

沈致远 主编
黄恭宽 水启刚 编
尤田束 李君顺



内 容 简 介

本书以场路相结合的方法系统地叙述了微波技术的主要内容，包括微波传输系统、微波等效电路、微波元件、谐振腔、慢波系统以及微波测量。对近年来发展起来的有关微波的新技术，如微带和微波集成电路、电调快控微波元件、扫频微波测量、微波等离子体以及微波约瑟夫森效应等，本书也作了简要的介绍。在微波网络和各向异性介质理论的数学推导中，本书采用了比较普遍和简洁的矩阵表示方法，书末附有关于矩阵运算的附录。

本书系高等学校工科电子类统编教材之一，可作为高等院校电真空专业与电子物理专业以及其他相近专业《微波技术》的本科教材或教学参考书，也可供从事微波工作的科学技术工作者参考。

微 波 技 术

沈致远 主编

黄恭宽 水启刚 编

尤田束 李君顺

*

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24³/₄ 575千字

1980年4月第一版 1980年4月第一次印刷 印数：00,001—10,700册

统一书号：15034·1984 定价：2.55元

前 言

《微波技术》是无线电电子学各有关专业的一门重要的技术基础课，它具有以经典电磁理论为基础的严密的理论体系，具有不同于普通低频无线电技术的传输系统、元件、器件和测量方法，是进一步学习有关微波的专业课程的必要基础。为了适应我国社会主义“四个现代化”的需要，培养又红又专的工程技术人材，我们根据“工科电子类专业统编教材会议”确定的编写提纲，编写了这本教科书。

本书主要供高等学校电真空专业和电子物理专业作为本科教科书；由于取材的基础性和广泛性，也可作为其他各有关专业的教学参考书，并可供从事微波工作的科学技术工作者参考。

本书主要内容包括：绪论、微波传输系统、微波等效电路、微波元件、谐振腔、慢波系统、微波与物质相互作用以及微波测量。讲授所需时数分为80学时和100学时两种类型，80学时类型的可将全部标有※号的内容略去不讲，100学时类型的则可酌情增加部分标有※号的内容。在讲授第三章微波网络理论以前，应先讲授附录Ⅲ《矩阵运算简介》。

现代科学技术的发展一日千里，内容日新月异，高等学校培养的人材如何适应这种形势？这是编写教材时必须考虑的问题，我们认为主要应从以下三方面着手解决这个问题。

一、加强基础。现代科学技术发展虽然十分迅速，更新很快，但其中也有相对稳定的部分，这就是基础——包括基础理论、基本技术和基本的实验方法。《微波技术》是一本技术基础课教科书，其取材应侧重于微波的基础理论、基本技术和基本测量方法；而不应过多地涉及工程设计细节和具体工艺问题，这些可以通过参阅手册等工具书和参加实际工作加以训练。本书就是根据这个原则处理题材之取舍的。

二、及时反映新技术。任何一门有生命力的学科，其内容总是不断更新的。作为培养能担负“四个现代化”重任的高级工程技术人材的理工科大学教科书，理所当然地应该及时反映最新的技术，这是毫无疑问的。本书在传统的微波技术基本内容以外，对近年来发展起来的微波新技术，如微带与微波集成电路、电调快控微波元件、扫频微波测量技术、微波等离子体以及微波约瑟夫森效应等方面作了简要的介绍。特别是考虑到微波与物质相互作用是微波技术进一步发展的重要“生长点”之一，本书为此专列了一章。由于这些新内容涉及较深和较广的基础，同时也考虑到学时有限，所以对这部分内容一般都标以※号，初学时如感到困难，可暂时先跳过这些部分，而不致影响到对本书基本内容的掌握。

三、培养分析问题和解决问题的能力。无论科学技术的内容如何更新，一些具体的结论可能会过时，但是分析问题和解决问题的方法总是有用的。要善于从复杂的工程实际问题中进行正确的抽象和简化，学会建立合适的物理模型，采用有效的数学工具，掌握基本的实验方法，那末即使是对于从来未遇到过的新问题，也是可以解决的。因此从根本上说，要使培养出来的人材能够跟上现代科学技术发展的步伐，就应该着重于科学的方法论问题。为此我们在本书中作了一些尝试：在重要的推理之前预先说明其思路，在一些节之后附有

图书馆藏

若干带启发性的思考题，在各章之末的小结中着重讨论方法论问题。其目的都是为了培养分析问题和解决问题的能力。

本书主要取材于编者在浙江大学多年讲授《微波技术》所用的讲义。在这次编写过程中，还参考了清华大学、南京工学院、成都电讯工程学院、西安交通大学、华中工学院、西北电讯工程学院和南京大学等兄弟院校所提供的讲义和有关资料。例如在微波元件、谐振腔、耦合腔链慢波系统和微波测量等部分章节参考了清华大学电子物理与器件教研组编写的讲义；在耦合腔链和多导体慢波系统方面参考了成都电讯工程学院的有关讲义；在盘荷波导慢波系统方面参考了南京工学院的讲义；在微波约瑟夫森效应和器件方面参考了南京大学物理系提供的资料。编者在此对各兄弟学校的这种热情帮助和支持表示衷心的感谢。

本书由浙江大学电子物理技术教研组组织编写。沈致远同志担任主编，并负责编写第一章、第三章、第四章和第七章；黄恭宽同志负责编写第五章和第八章，水启刚同志负责编写第二章，尤田束同志负责编写第六章；李君顺同志负责全书的插图。

全书由清华大学电子物理与器件教研组张克潜、成秀奇、乐光启、范崇澄、陈戈林、吴锦发、张二力等同志负责审稿，张克潜同志担任主审。有关兄弟院校关本康、华秉铨、洪文洁等同志参加了审稿工作。附录Ⅱ矩阵运算简介由浙江大学谢式千同志审阅过。

由于编者水平有限，加之时间较仓促，书中不妥或错误之处在所难免，希望读者批评指正。

编 者

目 录

第一章 绪论	1	§ 3-9 谐振窗	127
§ 1-1 什么是微波	1	§ 3-10 本章小结	131
§ 1-2 微波的基本特点	2	参考资料	132
§ 1-3 微波的应用	4	第四章 微波元件	133
§ 1-4 微波技术的基本内容	4	§ 4-1 引言	133
第二章 微波传输系统	6	§ 4-2 匹配负载	134
§ 2-1 引言	6	§ 4-3 短路活塞和抗流结构	135
§ 2-2 麦克斯韦方程与边界条件	7	§ 4-4 衰减器和移相器	139
§ 2-3 导行波的一般形式	11	§ 4-5 三支传输系统	146
§ 2-4 导行波按纵向分量分类	14	§ 4-6 微波电桥	149
§ 2-5 相速群速和色散	19	§ 4-7 匹配与匹配器	155
§ 2-6 矩形波导通解	23	§ 4-8 阻抗变换器	163
§ 2-7 矩形波导中的 H_{10} 模式	29	§ 4-9 定向耦合器	174
§ 2-8 矩形波导中的高次模式和场的 对称性质	37	§ 4-10 检波器	183
§ 2-9 圆波导	41	§ 4-11 电调快控微波元件	185
§ 2-10 同轴线	51	※ § 4-12 微波集成电路简介	189
※ § 2-11 微带	55	§ 4-13 本章小结	196
§ 2-12 其他传输系统简介	64	参考资料	198
§ 2-13 模式耦合	66	第五章 谐振腔	199
§ 2-14 激励与激励装置	70	§ 5-1 引言	199
§ 2-15 本章小结	74	§ 5-2 谐振腔的基本参量	202
参考资料	75	§ 5-3 矩形腔	206
第三章 微波等效电路	76	§ 5-4 圆柱腔	215
§ 3-1 引言	76	§ 5-5 集中电容腔	221
§ 3-2 长线理论	78	§ 5-6 谐振腔的耦合与耦合参量	226
§ 3-3 圆图	87	§ 5-7 谐振腔的等效电路	230
§ 3-4 均匀传输系统与长线的等效	96	※ § 5-8 谐振腔的微扰理论	236
§ 3-5 散射参量	104	§ 5-9 本章小结	243
§ 3-6 阻抗及导纳参量	109	参考资料	244
§ 3-7 双口网络	114	第六章 慢波系统	245
§ 3-8 简单不均匀性的近似分析	123	§ 6-1 引言	245
		§ 6-2 螺旋线的均匀场解	249

§ 6-3 周期慢波系统导论	256	第八章 微波测量	326
§ 6-4 等效网络法求周期慢波 系统的色散方程	263	§ 8-1 引言	326
§ 6-5 耦合腔链慢波系统	266	§ 8-2 微波功率测量	327
§ 6-6 多导体慢波系统	271	§ 8-3 频率测量	331
§ 6-7 磁控管的环形链腔系统	276	§ 8-4 驻波测量	335
§ 6-8 本章小结	278	§ 8-5 反射计及扫频反射计	340
参考资料	280	§ 8-6 微波相位测量	344
第七章 微波与物质相互作用	281	§ 8-7 网络参量的测量	346
§ 7-1 引言	281	§ 8-8 衰减量的测量	355
§ 7-2 微波铁氧体的电磁性质	282	§ 8-9 谐振腔参量测量	359
§ 7-3 微波铁氧体元件	293	§ 8-10 慢波系统参量测量	369
※ § 7-4 微波与等离子体相互作用	302	§ 8-11 频谱分析与微波频谱仪	372
※ § 7-5 约瑟夫森效应	311	§ 8-12 本章小结	379
※ § 7-6 约瑟夫森效应微波器件	317	参考资料	380
※ § 7-7 其他相互作用简介	323	附录 I 矩形与扁矩形波导规格	381
§ 7-8 本章小结	324	附录 II 常用同轴射频电缆 特性参量	382
参考资料	325	附录 III 矩阵运算简介	382

第一章 绪 论

§ 1-1 什 么 是 微 波

微波是频率非常高的电磁波，所以又称为超高频。微波的频率范围并无统一的规定，通常把大约从 3×10^8 赫到 3×10^{11} 赫的电磁波划为微波波段。根据频率 f 、波长 λ 和电磁波在真空中的传播速度 c ($c \approx 2.998 \times 10^8$ 米/秒 $\approx 3 \times 10^8$ 米/秒) 之间的关系

$$f\lambda = c \tag{1-1}$$

微波的波长范围大约从 1 米到 1 毫米左右[●]。微波的所谓“微”，就是指其波长与普通无线电波相比更微小的意思。

微波在整个电磁波谱中的位置如图 1-1 所示，从中可见，其低频端与普通无线电波的“超短波”波段相连接，而其高频端则与红外线的“远红外”波段毗邻。

为什么要将微波所对应的波长为 1 米到 1 毫米的电磁波从整个电磁波谱中专门划分出来呢？这种划分并非任意，而是有其客观的根据。主要是因为其波长比普通无线电波小得多，相应的频率也高得多。这种数量的变化引起了电磁波性质的变化，使得微波具有一系列不同于普通无线电波的特点（详见 § 1-2）。同时微波的波长又比可见光的大得多，相应的频率也低得多，因此它也与光波不同。总之微波具有自己的特点，微波的应用领域和研究方法，及其所用的传输系统、元件、器件和测量装置等都与别的波段不同。这些就是将微波波段划出来进行专门研究的根据。

在微波波段内部，通常又按其波长范围划分为如表 1-1 所示的分波段。

表1-1 微波的分波段划分

波 段 名 称	波 长 范 围	频 率 范 围
分米波	1米~10厘米	300兆赫~3千兆赫
厘米波	10厘米~1厘米	3千兆赫~30千兆赫
毫米波	1厘米~1毫米	30千兆赫~300千兆赫
亚毫米波	1毫米~0.01毫米	300千兆赫~30兆兆赫

习惯上又把微波的常用波段分别以拉丁字母作代号，见表 1-2。

表1-2 微波常用波段代号及其标称波长

波 段 代 号	L	S	C	X	Ku	K	Q
标称波长(厘米)	50/23	10	5.5	3.2	2	1.25	0.82

● 波长为 1 毫米到 0.01 毫米的所谓“亚毫米波”，是否属于微波的问题，目前尚无一致的意见。

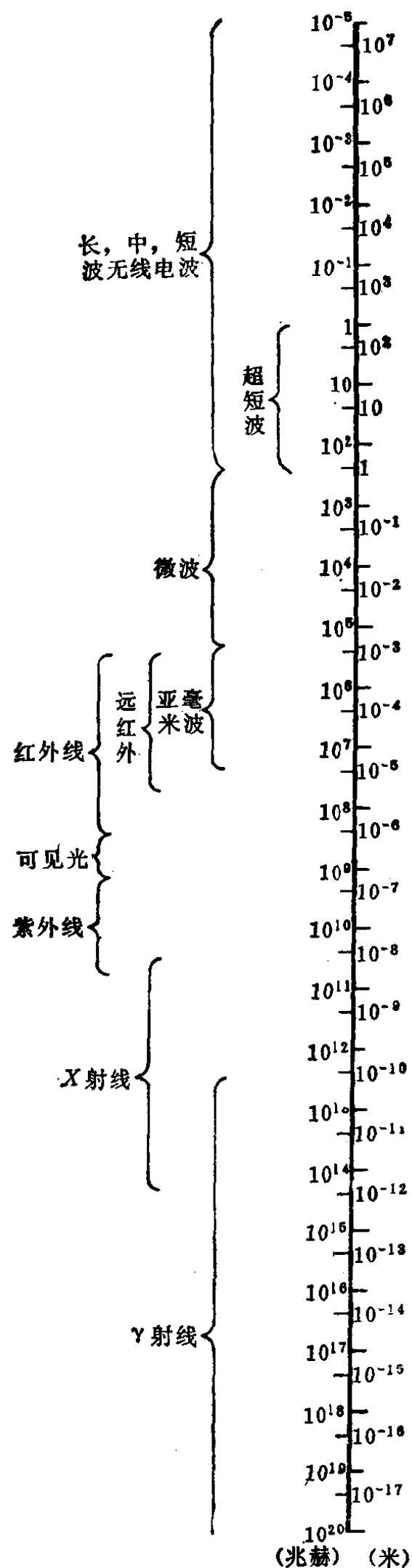


图1-1 电磁波谱

§ 1-2 微波的基本特点

纵观从低频无线电波、微波到可见光以至X射线、γ射线的整个电磁波谱，就可以发现它们虽然都同属于电磁波，但随着频率的提高，不同波段的电磁波具有各自不同的性质。与低频无线电波相比，微波具有如下四个基本特点。

(一) 频率高。微波的振荡频率极高，每秒在三亿次以上！由于频率比低频无线电波提高了几个数量级，一些在低频段并不显著的效应，在微波波段就非常明显地表现出来。例如

在普通栅控电子管内，电子在极间飞越的时间一般为 10^{-9} 秒的数量级，这比长、中、短波段无线电波的振荡周期小得多，可以忽略不计，但与微波的振荡周期相比，就决不能忽略。因此在低频时可以认为是无惯性的普通栅控电子管，当频率提高到微波波段以后，就会由于电子的惯性而失去有效的控制作用，从而被建立在新原理基础上的微波电子管、微波固体器件和量子器件所代替。由于电磁波是以光速传播的，因此它从电路的一端传到另一端需要一定的时间，这就是“延时效应”。在一般低频电路中延时远小于振荡周期，故可以忽略；但在微波电路中延时就可以与周期相比较，不再能忽略，在简谐振荡情况下，这种延时表现为电路中的各点具有不同的相位。此外，如高频电流的集肤效应，传输线的辐射效应等，也都随频率的提高而越来越显著，这些效应在微波波段一般都明显地表现出来。

更重要的是，由于微波的频率很高，因此在不太大的相对频宽（即频带宽度与中心频率之比）下，其可用频带很宽，可达数百甚至上千兆赫，这是低频无线电波无法比拟的。频带宽意味着信息容量大，因此微波具有巨大的信息潜力，使得它在需要很大信息容量的场合（如多路通讯）得到了广泛的应用。

（二）波长短。微波的波长比一般的宏观物体——如建筑物、船舰、飞机、导弹等的尺寸更短，因此当微波波束照射到这些物体上时，将产生显著的反射，雷达就是根据这个原理工作的。一般地说，电磁波的波长越短，其传播特性就越接近于几何光学，波束的定向性和分辨能力就越高，天线也可以做得更小。微波的波长短这一特点，对于雷达、导航和通讯等应用都是很重要的。此外，一般微波电路的尺寸可以和波长相比较，由于延时效应，电磁波的传播特性将明显地表现出来，这使得电磁场的能量分布于整个微波电路之中，形成所谓“分布参数”；这与低频时电场和磁场能量分别集中在各个元件中的所谓“集中参数”有原则的区别。

（三）能穿透电离层。微波的频率较高，它能穿透高空电离层，这也是它不同于普通无线电波的一个特点。由于微波不能为电离层所反射，所以利用微波的地面通讯只限于天线的视距范围之内，远距离微波通讯需用中继站接力。但另一方面，微波能穿透电离层这一特点，被利用来进行卫星通讯和宇航通讯；同时也正是因为微波能穿透电离层，它为天文观测增加了一个“窗口”，使得射电天文学研究成为可能。

（四）量子特性。电磁波具有波一粒二象性，根据量子理论，电磁辐射的能量不是连续的，而是由一个个的“能量子”所组成，每个量子具有与其频率成正比的能量

$$E = hf \quad (1-2)$$

其中 $h = 6.626 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒，是普朗克（Planck）常数。低频无线电波的频率很低，量子能量甚小，故其量子特性不显著。与微波频率相应的量子能量范围大约是 $10^{-5} \sim 10^{-2}$ 电子伏，故在低功率电平下，微波的量子特性将明显地表现出来。当微波与物质相互作用时，应该考虑到这种量子效应。例如顺磁物质在磁场作用下的许多能级差，一些大分子的振动和转动所造成的能级超精细结构，接近绝对零度时每个自由度所具有的能量，都落在微波量子的能量范围内。当微波与这些物质相互作用时，特别是在超低温、低电平的条件下，量子特性往往成为决定过程本质的主要因素。

从（1-1）和（1-2）两式可以明显地看出，微波的上述几个特点都是互相联系的，归根到底，微波的这些特点都是由于它在电磁波谱中所占有的特定的位置所决定的。

§ 1-3 微波的应用

微波的实际应用相当广泛，尤其是近年来微波应用发展很快，新的应用层出不穷。这里不可能一一列举，下面仅就几个主要方面作一简单介绍。

(一) 雷达。微波技术的早期发展是和雷达交织在一起的，事实上，正是由于第二次世界大战期间对于雷达的需要，微波技术才迅速地发展起来。为了适应各种不同的要求，现代雷达的种类很多，性能也日益提高。例如超远程预警雷达的作用距离达一万公里以上，可以对洲际导弹的突然袭击给出 15~30 分钟的预警时间。又如现代相控阵雷达，利用电子计算机控制其天线阵列的波束相位，能够实现快速电扫描，并能根据需要形成多波束，可同时探测许多目标，和对多目标进行自动跟踪。除了军用以外，还发展了多种民用雷达，如气象雷达、导航雷达、汽车防撞雷达、盲人雷达、防盗雷达、遥感用侧视雷达等。

(二) 通讯。由于微波的频带较宽，信息容量较大，故需要传送较大信息量的通讯都可以用微波作为载波。微波多路通讯早已进入实用阶段，在微波有线通讯方面，利用同轴电缆可以同时传送几千路电话和几路电视；在无线通讯方面，利用微波中继接力传送电视和进行通讯。近年来人造卫星通讯发展很迅速，其射频都是工作在微波波段的；利用三个互成 120° 的位于外层空间的同步卫星，就能够进行全球的电视转播。

(三) 科学研究手段。近年来微波作为一种科学研究的手段，得到了广泛的应用。例如所谓“原子钟”就是工作于微波波段的一种时间基准，其准确度和稳定性比原来的天文钟高得多。国际计量大会已决议：定义时间单位“秒”为铯-133 原子基态的两个超精细能级之间跃迁所对应的辐射的 9, 192, 631, 770 个周期的持续时间，这根谱线就是落在微波频段的。此外如射电天文观察，电子直线加速器，等离子体参量测量，精细的频谱分析，基本物理常数测定以及遥感技术等方面都要用到微波。微波作为一种观测手段，往往对科学的发展作出重要的贡献。举一例可见其一般，近年来以微波作为主要观测手段的射电天文学得到了飞速的发展，它扩展了天文观察的视野，作出了具有重大科学价值的发现。所谓六十年代天文学的四大发现——类星体、中子星、2.7 K 背景辐射和星际有机分子，全都是利用微波作为主要观测手段而发现的。

(四) 微波能应用。以上所述的微波应用具有一个共同的特点，都是将微波作为一种传递信息的媒介，这些属于传统的微波应用。近年来除了传统的微波应用继续发展以外，兴起了微波能应用，将微波作为一种能量来加以利用。例如微波加热就是利用某些物质吸收微波能所产生的热效应进行加热，微波加热的特点是：就地生热，内外同热，不需传热过程，瞬时可达高温。因此具有加热速度快，热能利用率高，可实现快速自动控制等一系列优点。微波加热在工业、农业、医疗以至食物烹调等方面都有广泛应用。对于节约能量，提高效率 and 产品质量，改善劳动条件等方面有显著效果。微波除了热效应以外，还有非热效应，最近对微波非热效应的研究十分活跃，这将为微波在化学、生物学和医学等方面的应用开辟新的途径。

§ 1-4 微波技术的基本内容

微波技术的基本内容分为理论与实践两个方面。

微波技术具有较系统的理论基础,掌握这一基本理论,对于解决各种具体问题是重要的。微波的基本理论是经典电磁理论,主要是以麦克斯韦方程为核心的电磁场理论。基本的研究方法是“场解”的方法,它涉及到求解偏微分方程,除了非常简单的边界条件以外,一般直接求场解都相当复杂,往往要采用各种数值方法。微波技术的广泛应用,要求发展一种简便的工程计算方法,类比于低频电路的概念,可以将本质上属于场的微波问题,在一定条件下化为等效电路的问题。这种“化场为路”的方法,在微波技术中得到了广泛应用,形成了“微波等效电路理论”。以上这些就是微波的经典理论,它正确地反映了宏观电磁现象的基本规律,对实践是有指导意义的。本书将在第二章中用场解的方法分析传输系统中的导行波问题,在第三章中集中介绍微波等效电路理论,在第四、五、六各章中以场路结合的方法分别对微波元件、谐振腔和慢波系统进行分析。

微波技术的实际问题主要是微波元件与微波测量。无论如何复杂的微波系统都是由若干微波元件所组成,因此了解微波元件的结构、原理和性能,对于解决各种实际问题十分重要。本书将在第四章中对各种微波元件以及最近发展起来的微波集成电路作简要的介绍。微波测量是微波技术的定量实验方法和解决工程实际问题的重要手段,因此掌握微波测量的基本方法具有重要意义。本书将在第八章中介绍微波测量的基本方法。必须指出:对微波元件的深入了解和对微波测量技术的熟练掌握,不能单凭书本知识,还必须配合实验,亲自动手,亲身实践,才能真正掌握。

微波技术除了传统内容以外,近年来增添了若干新的内容,发展了如微波铁氧体,微波等离子体以及超导约瑟夫森效应等。这是一个值得注意的新动向,它说明微波与物质的相互作用是微波技术的生长点之一,本书将在第七章中择要予以介绍。

实际问题是多种多样的,一本教科书不可能全部解决,更何况现代科学技术日新月异,新问题层出不穷。我们的学习如何能适应这种一日千里的发展形势,根本问题不在于记住若干现成的结论,而应着重于培养分析问题和解决问题的能力。希望读者在学习时能够独立思考,想得更深些,更广些。不但要知其然,还要知其所以然;不能满足于现象的了解,还要深入思考其物理意义;不能满足于现成的结论,还要研究其解决问题的方法;不能局限于已有的方法,还要想一想:有没有更好的方法?不能局限于已经遇到的问题,还要设想:如果遇到新问题该怎么办?总之要研究方法论问题,具体方法固然不可缺少,思想方法尤为重要。科学是不断发展的,微波技术决不会停留在现有的水平上,我们应该向前看,考虑如何能有所发展,有所创造。

以上这些要求,愿与读者共勉之。

第二章 微波传输系统

§ 2-1 引言

用来传输电磁能量的线路称为传输系统。由传输系统引导向一定方向传播的电磁波称为导行波。

目前常用的微波传输系统有同轴线、波导及微带等几种，如图 2-1 所示。这几种传输系统各有其特点，并有一个发展的过程。

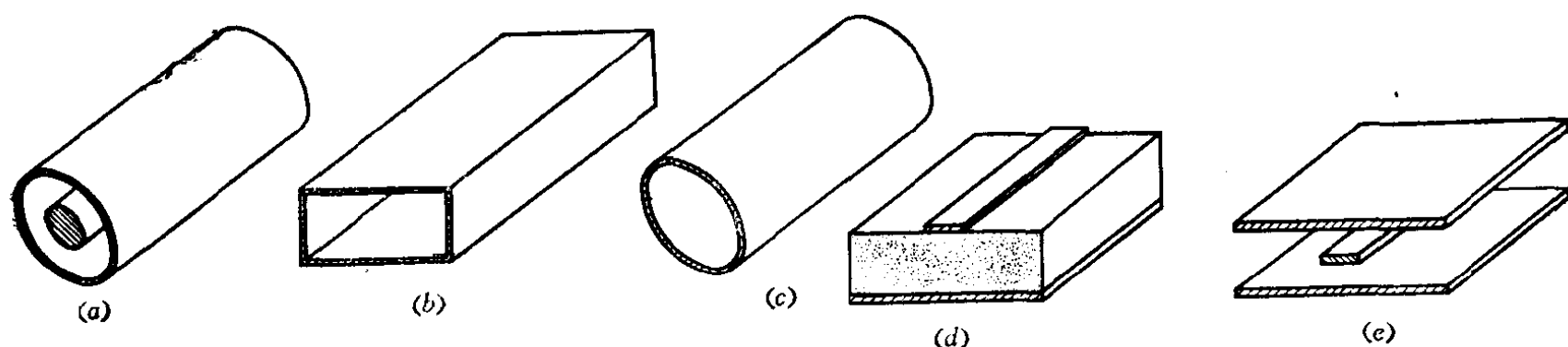


图2-1 几种常用的微波传输系统

(a) 同轴线；(b) 矩形波导；(c) 圆波导；(d) 微带；(e) 带状线。

在低频率下，把能量从电源传输到负载只要用两根导线就可以了，对这两根导线的形状并没有什么要求。但如果频率很高，波长短到同两根导线间的距离可以相比拟时，能量就会通过导线辐射到空间去，也就是说，在高频下这两根导线同时起着天线的作用，结果输送到负载的能量就很少了。因此这种双根导线不能用来传输微波。

为了避免辐射损耗，可以把传输系统做成封闭的形式，象同轴线那样，电磁场就完全被限制在内外导体之间，因而消除了辐射损耗。同轴线是目前常用的一种微波传输系统。

随着频率的提高，同轴线横截面尺寸必须相应减少(其原因以后要讨论)，这样一来产生了新的矛盾。频率的提高和截面尺寸的减小使同轴线的欧姆损耗增加，而且损耗主要在较细的内导体上；横截面减小，使得在同样电压条件下内导体表面的电场增强，因而容易引起击穿，这样就限制了它的传输功率。基于以上原因，同轴线不可能工作于很高的频率，功率容量也比较小。

既然矛盾的主要方面在同轴线内导体上，那末为了减少损耗和提高功率容量，是否可以把内导体去掉，变成空心的金属管呢？这种空心的“波导”能否传播电磁波？理论与实验都证明这是可能的。早在本世纪初，就有人利用空心金属管做传输高频电磁波的实验，并相应地进行了波导的理论研究。结果表明，只要波导的截面尺寸足够大（与波长相比），电磁波是可以在这种空心金属管中传播的。这种早期的基础研究工作，为尔后微波技术中采用波导奠定了基础。

波导可以有各种截面形状，常用的是矩形波导和圆形波导。波导具有损耗小、功率容

量大等优点，但是它的使用频带较窄，这点就不如同轴线了。

近年来，随着空间技术的发展，设备的体积和重量已成为一个主要矛盾，原来的微波管和同轴线、波导由于体积和重量太大，已不能适应新的需要，于是就出现了固体微波器件和微带。微带具有频带宽、体积小、重量轻等优点，其缺点是损耗较大，功率容量小，因此主要用于小功率微波系统中。

本章采用电磁场理论的方法对传输系统进行分析，首先给出任意截面传输系统中导行波的一般理论，并对导行波进行分类；然后分别讨论矩形、圆形波导以及同轴线和微带。

必须指出：微波传输系统中的导行波理论不仅用于分析各种传输系统本身，而且是下面分析微波元件、谐振腔、慢波系统等的基础；因此本章内容具有基本的重要性，必须牢固地掌握。

§ 2-2 麦克斯韦方程与边界条件

一、麦克斯韦方程

麦克斯韦方程是在总结电磁实验定律的基础上得出的，由它得出的推论，与实验结果相符。实践证明，麦克斯韦方程是宏观电磁现象的普遍规律。

麦克斯韦方程的微分形式

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2-1 a)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2-1 b)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho \quad (2-1 c)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (2-1 d)$$

式 (2-1) 中各符号的意义及单位为●

$\mathbf{E}$ ——电场强度 (伏/米)，

$\mathbf{D}$ ——电位移 (库/米²)，

$\mathbf{H}$ ——磁场强度 (安/米)，

$\mathbf{B}$ ——磁感应强度 (特斯拉 = 韦伯/米²)，

$\mathbf{J}$ ——电流面密度 (安/米²)，

ρ ——自由电荷体密度 (库/米³)。

电磁场的各矢量之间还应满足如下的辅助方程

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2-2 a)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2-2 b)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2-2 c)$$

这里的 ϵ 、 μ 、 σ 是表征媒质电磁性质的三个参量

ϵ ——电容率 (介电常数) (法拉/米)，

● 本书采用国际单位制 (SI单位)。主要的基本单位是：长度单位——米；质量单位——千克 (公斤)；时间单位——秒；电流单位——安培 (安)。并有相应的导出单位。

μ —— 磁导率 (亨利/米),

σ —— 电导率 [西门子/米 = $1/(\text{欧} \cdot \text{米})$].

真空中的介电常数与磁导率分别为

$$\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ 法拉/米}$$

$$\mu_0 = 1.2566 \times 10^{-6} \text{ 亨利/米}$$

空气的 ε 和 μ 与真空的非常接近, 所以一般可以近似地认为空气的 $\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$.

在微波技术中, 常见的是均匀、线性、各向同性媒质, 在这种媒质中, 特性参量 ε 、 μ 、 σ 均不随空间坐标而变 (均匀), 并和场强无关 (线性), 而且在各个方向上的数值均相同 (各向同性)。对于均匀、线性、各向同性媒质, 可以按下式定义相对介电常数 ε_r 和相对磁导率 μ_r ,

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad (2-3 a)$$

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (2-3 b)$$

ε_r 和 μ_r 都是相对于真空而言的相对值, 是无量纲的纯数。

二、简谐场的复数表示

对于交变电磁场, 场量 E 、 D 、 H 、 B 都是空间坐标 x 、 y 、 z 和时间 t 的函数, 同时 E 、 D 、 H 、 B 又是空间矢量, 可由三个分量表示, 例如电场强度矢量 E , 在直角坐标系中可以写成为分量式

$$E(x, y, z, t) = i_x E_x(x, y, z, t) + i_y E_y(x, y, z, t) + i_z E_z(x, y, z, t)$$

D 、 H 、 B 也有类似的表示式。

如果产生电磁波的波源是一定频率的简谐振动, 在线性媒质中, 由这种简谐源激发的场, 在稳定状态下所有场量都一定是与波源同一频率的简谐场。对于简谐场采用复数表示较方便。在电工基础中已学过数量简谐函数的复数表示法, 这里不再重复。但是这里的简谐场是矢量场, 当然要比上述数量的情况复杂一些, 不过矢量的各个分量都是数量, 因而只要对其各分量分别按数量的复数表示进行同样处理, 就可以得到简谐矢量场的复数表示。例如设电场强度矢量的瞬时值为

$$e(t) = i_x E_x \sin(\omega t + \varphi_x) + i_y E_y \sin(\omega t + \varphi_y) + i_z E_z \sin(\omega t + \varphi_z)$$

定义其复数振幅为

$$\dot{E} = i_x \dot{E}_x + i_y \dot{E}_y + i_z \dot{E}_z = i_x E_x e^{j\varphi_x} + i_y E_y e^{j\varphi_y} + i_z E_z e^{j\varphi_z}$$

只要将上述 $\dot{E}$ 乘以 $e^{j\omega t}$ 后, 再取虚部, 就可以得到原来的瞬时值

$$\begin{aligned} e(t) &= \text{Im}[\dot{E} e^{j\omega t}] \\ &= \text{Im}[i_x E_x e^{j(\omega t + \varphi_x)} + i_y E_y e^{j(\omega t + \varphi_y)} + i_z E_z e^{j(\omega t + \varphi_z)}] \\ &= i_x E_x \sin(\omega t + \varphi_x) + i_y E_y \sin(\omega t + \varphi_y) + i_z E_z \sin(\omega t + \varphi_z) \end{aligned}$$

当然以上三式中所有的场量, 包括其振幅和初相角, 一般都是 x 、 y 、 z 的函数, 这里为了简化记法, 未明显地写出来吧了。例如这里 E_x 即为 $E_x(x, y, z)$, 这种记法表示: 矢量 E 的沿 x 方向的分量 E_x 是 x 、 y 、 z 的函数, 即 E_x 的值随空间点的位置而变化, 其余可以类推。

如果将所有的场量都作类似于上述的复数表示, 再乘以 $e^{j\omega t}$ 后代入式(2-1)中, 注意到

$$\frac{\partial}{\partial t}(e^{j\omega t}) = j\omega e^{j\omega t}$$

在完成对 t 的微分运算以后，再消去两边的 $e^{j\omega t}$ 因子，就可得到复数形式的麦克斯韦方程

$$\text{rot } \mathbf{H} = (\sigma + j\omega\epsilon)\mathbf{E} = j\omega\dot{\epsilon}\mathbf{E} \quad (2-4a)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (2-4b)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 0, (\rho = 0) \quad (2-4c)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (2-4d)$$

在式 (2-4c) 中设 $\rho = 0$ ，即不存在自由电荷。

可见，将瞬时值形式的麦克斯韦方程式 (2-1) 化为复数形式的麦克斯韦方程式 (2-4)，只需将时间偏导数改写成 $j\omega$ 即可

即
$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow j\omega$$

式 (2-4) 中 $\dot{\epsilon}$ 为复数介电常数

$$\dot{\epsilon} = \left(\epsilon + \frac{\sigma}{j\omega} \right) = \epsilon \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon} \right) = \epsilon(1 - j \text{tg } \delta) \quad (2-5)$$

定义
$$\text{tg } \delta = \frac{\sigma}{\omega\epsilon} \quad (2-6)$$

$\text{tg } \delta$ 称为介质的“损耗角正切”，它是表示介质损耗大小的一个参量。当媒质为无损耗时， σ 和 $\text{tg } \delta$ 等于零， $\dot{\epsilon}$ 等于 ϵ 。注意式 (2-4) 中的 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 都是复矢量，只是为了简化记法，略去了其上一点，我们以后将一律采用这种记法，希读者注意。

三、边界条件

上述麦克斯韦微分方程组，只在连续媒质中场的变化为连续时方能成立。在不同媒质的分界面上，场量可能会发生不连续的变化，其变化规律由边界条件给出。边界条件可以由麦克斯韦积分方程组导出，推导过程可在一般电磁场理论书中找到^[1]，这里我们直接给出结果。

在微波技术中，常见的是图 2-2 所示的两类边界条件。

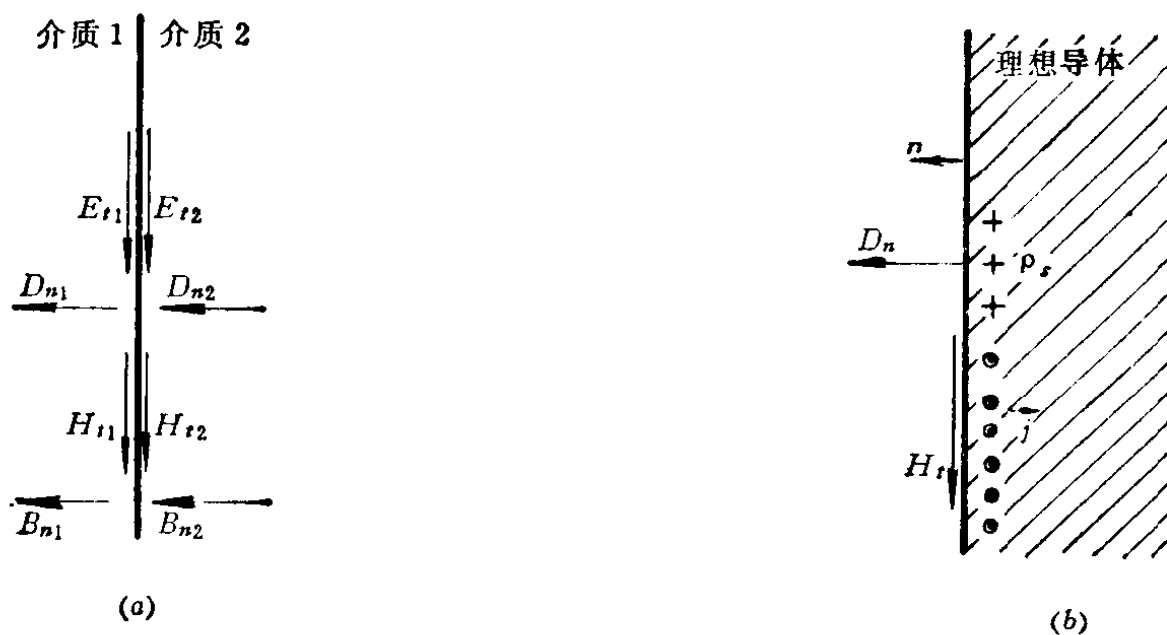


图2-2 电磁场边界条件示意图
(a) 两种理想介质的界面；(b) 理想导体的表面。

(一) 两种理想介质的分界面上的边界条件

假定在此分界面上既没有自由电荷, 也没有传导电流, 则其边界条件为

$$D_{n_1} = D_{n_2} \quad \text{即} \quad \varepsilon_1 E_{n_1} = \varepsilon_2 E_{n_2} \quad (2-7a)$$

$$B_{n_1} = B_{n_2} \quad \text{即} \quad \mu_1 H_{n_1} = \mu_2 H_{n_2} \quad (2-7b)$$

$$H_{t_1} = H_{t_2} \quad (2-7c)$$

$$E_{t_1} = E_{t_2} \quad (2-7d)$$

上式表明: 在界面两边的 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{B}$ 的法向分量以及 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的切向分量都是连续的。

(二) 理想导体表面的边界条件

良导体(如银和铜等)的电导率 σ 很大, 作近似处理, 可以设 $\sigma \rightarrow \infty$, 这就是理想导体。可以证明, 在理想导体中 $\mathbf{E} = 0$, $\mathbf{B} = 0$, 自由电荷和电流都集中在表面无限薄的一层内。令 ρ_s 为单位面积上的电荷, 称为“面电荷密度”, 令 $\mathbf{j}$ 为垂直流过单位长度的表面电流, 称为“线电流密度”。界面的法线取向如图所示, 则理想导体表面的边界条件为

$$D_n = \rho_s \quad \text{即} \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{D} = \rho_s \quad (2-8a)$$

$$B_n = 0 \quad \text{即} \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2-8b)$$

$$H_t = j \quad \text{即} \quad \mathbf{n} \times \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad (2-8c)$$

$$E_t = 0 \quad \text{即} \quad \mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0 \quad (2-8d)$$

式(2-8)说明, 在理想导体表面上, 电场 $\mathbf{E}$ 总是垂直于表面, 而磁场 $\mathbf{B}$ 总是平行于表面; $\mathbf{D}$ 矢量在数值上等于自由电荷面密度 ρ_s , 并垂直于表面; 在导体表面上的线电流密度 $\mathbf{j}$, 其数值 j 等于导体表面的磁场强度 H , 其方向是矢量 $\mathbf{n} \times \mathbf{H}$ 的方向, 可按右手定则确定之。注意 $\mathbf{j}$ 和 $\mathbf{J}$ 的定义并不相同, $\mathbf{J}$ 称为“面电流密度”, 它是垂直流过单位面积的电流。实验表明, 理想导体表面的电磁场确实是这样的, 而良导体的情况与此很接近。

四、波动方程

取式(2-4b)的旋度

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{E}) = -j\omega\mu(\text{rot } \mathbf{H})$$

并把它代入式(2-4a)中, 则得到

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{E}) = \omega^2 \varepsilon \mu \mathbf{E}$$

由场论可知, 拉普拉斯 (Laplace) 算符 ∇^2 定义为

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \text{grad}(\text{div } \mathbf{E}) - \text{rot}(\text{rot } \mathbf{E}) \quad (2-9)$$

根据上式, 并注意到式(2-4c)

$$\text{div } \mathbf{E} = 0$$

我们得到

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \varepsilon \mu \mathbf{E} = 0 \quad (2-10a)$$

同理, 我们从式(2-4a)中消去 $\mathbf{E}$, 可得

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2 \varepsilon \mu \mathbf{H} = 0 \quad (2-10b)$$

式(2-10)即为媒质中的波动方程。

在真空中 $\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$, 记