

高等学校教材

表面电磁波和介质波导

黎滨洪



上海交通大学出版社

高 等 学 校 教 材

表面电磁波和介质波导

黎 滨 洪 编

上 海 交 通 大 学 出 版 社

内 容 简 介

本书为机械电子工业部1986~1990年编审出版规划中的高等学校工科电子类专业教材。

本书论述了表面电磁波和介质波导的一般特点,重点用波动理论研究各种重要的规则介质波导,并讨论了介质波导的耦合理论和器件,最后介绍了几种分析介质波导的其他方法。

本书的授课对象主要是研究生,也可作本科生选修课的教材。

表面电磁波和介质波导

出版:上海交通大学出版社
(淮海中路1984弄19号)

发行:新华书店上海发行所

印刷:常熟市印刷厂

开本:787×1092(毫米) 1/32

印张:10.125

字数:226000

印次:1990年8月 第一版

版次:1990年9月 第一次

印数:1—920

科目:224—312

ISBN7—313—00681—0/O·44

定价:2.00元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从1978年至1985年，已编审、出版了两轮教材，正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻“努力提高教材质量，逐步实现教材多样化，增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神，我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会，在总结前两轮教材工作的基础上，结合教育形势的发展和教学改革的需要，制订了1986~1990年的“七五”（第三轮）教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿，是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐，由编审委员会（小组）评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处，希望使用教材的单位，广大教师和同学积极提出批评建议，共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

机械电子工业部教材办公室

前 言

本教材系按机电工业部的工科电子类专业教材1986~1990年编审出版规划,由电磁场与微波技术教材编审委员会微波技术教材编审小组征稿、推荐出版,责任编委是西安交通大学汪文秉教授。

本教材由上海交通大学黎滨洪编写,东南大学杨铨让教授担任主审。

本课程的参考学时数为54学时,其主要内容共分4章。第1章论述表面电磁波和介质波导的一般特点。该章首先叙述了波动理论和射线理论的基础知识,进而讨论表面电磁波的存在条件,然后用射线理论研究了均匀介电常数和渐变介电常数介质波导的一般特点。第2章是规则介质波导。该章用波动理论研究各种重要的规则介质波导,详细地分析了其中的模式、传输特性和场分布;最后还讨论了介质波导的损耗和色散,以及介质波导的激励问题。第3章讨论介质波导的耦合理论和器件。该章重点论述横向弱耦合,也介绍了横向强耦合的分析方法,最后讨论漏波耦合器。第4章介绍了几种分析介质波导的其他方法,供有专门兴趣的读者参阅,其中包括理论上严格的模匹配法和广义横向谐振法,以及用以近似分析非均匀介质波导的WKB法。

本教材的主要授课对象为研究生,也可供大学本科高年级选修。讲授重点应放在第2、3章的基本内容。对于电磁场理论基础厚实的院校,可以跳过第1章的前三节,直接从1.4节讲起。对于大学本科高年级和非电磁场微波技术专业的

研究生，可免去第4章，只讲前3章。

参加审阅工作的还有微波技术教材编审小组的李嗣范、张德齐和言华等老师，他们都为本书提出了许多宝贵意见，在此对他们表示诚挚的感谢。由于编者水平有限，书中难免还存在一些缺点和错误，殷切希望广大读者批评指正。

黎滨洪

1990年6月于上海交通大学

目 录

前言

1 表面电磁波和介质波导的一般特点	(1)
1.1 电磁场与波	(1)
1.1.1 电磁场基本方程和简单本构关系	(1)
1.1.2 对偶形式的基本方程(对偶性原理)	(3)
1.1.3 波动方程和平面电磁波	(5)
1.1.4 复数波数和复数波阻抗	(6)
1.1.5 全反射和全透射	(10)
1.1.6 普遍的本构关系	(11)
1.2 局部平面波和射线理论	(15)
1.2.1 $\lambda \rightarrow 0$ 时局部平面波的概念	(16)
1.2.2 程函(eikonal)方程	(18)
1.2.3 射线方程和射线行踪	(19)
1.3 导波的一般求解法	(22)
1.3.1 直接求场法	(22)
1.3.2 赫兹矢量法(含矢位法)	(23)
1.3.3 纵向场法	(27)
1.3.4 横向谐振法	(28)
1.3.5 射线法	(36)
1.4 表面电磁波的存在条件	(37)
1.4.1 良导体表面	(37)

1.4.2	梳形理想导体表面	(41)
1.4.3	两种均匀介质的分界面	(43)
1.4.4	表面电磁波的存在条件	(45)
1.5	介质波导的一般特点	(48)
1.5.1	导模	(49)
1.5.2	辐射模	(54)
1.6	介质波导的漏波和消失波	(56)
1.6.1	介质波导的漏波	(56)
1.6.2	介质波导中的消失波	(62)
1.7	渐变介电常数介质波导	(64)
1.7.1	射线方程和渡越时间公式	(66)
1.7.2	射线踪迹和渡越时间的计算	(67)
1.7.3	焦散面上的相移	(70)
1.7.4	导模的本征方程	(72)
习题1		(72)
2	规则介质波导	(76)
2.1	非对称介质板波导	(76)
2.1.1	导模	(77)
2.1.2	辐射模	(84)
2.1.3	漏波	(86)
2.1.4	消失波	(88)
2.2	对称介质板波导	(89)
2.2.1	导模	(89)
2.2.2	辐射模	(93)
2.2.3	漏波	(96)
2.2.4	消失波	(98)
2.3	平面多层介质波导	(99)

2.3.1	横向等效传输线级联·····	(99)
2.3.2	横向传输线级联的谐振条件·····	(102)
2.3.3	多层介质波导导模的传输特性·····	(103)
2.4	接地介质板波导·····	(105)
2.4.1	直接求场法建立本征方程·····	(105)
2.4.2	横向谐振法建立本征方程·····	(107)
2.4.3	本征方程的图解法和本征函数·····	(108)
2.4.4	等离子体 TM 模·····	(109)
2.5	矩形介质波导·····	(112)
2.5.1	E_{pq}^y 模·····	(114)
2.5.2	E_{pq}^x 模·····	(119)
2.5.3	传输特性和场分布·····	(121)
2.6	矩形介质镜像波导和矩形介质隔离波导·····	(125)
2.6.1	矩形介质镜像波导·····	(125)
2.6.2	矩形介质隔离波导·····	(132)
2.7	H 波导·····	(138)
2.7.1	LSE 模和 LSM 模的概念·····	(139)
2.7.2	LSM 模·····	(141)
2.7.3	LSE 模·····	(147)
2.8	圆形介质波导·····	(152)
2.8.1	本征方程·····	(153)
2.8.2	模式分类和截止条件·····	(157)
2.8.3	色散特性和单模工作条件·····	(160)
2.8.4	场型图·····	(161)
2.9	各向异性介质波导·····	(163)
2.9.1	单轴晶体对称介质板对 TE 和 TM 模的影响·····	(164)

2.9.2 z' 轴取 z 轴方向时的 TM 模	(166)
2.9.3 本征值问题总结	(168)
2.9.4 模式简并和模式间全功率耦合	(170)
2.10 介质波导的损耗和色散	(171)
2.10.1 讨论损耗和色散的意义	(171)
2.10.2 介质波导的损耗	(173)
2.10.3 介质波导的色散	(177)
2.11 介质波导的激励	(184)
2.11.1 表面波模和辐射模的正交性	(185)
2.11.2 介质波导的激励	(189)
习题2	(210)
3 介质波导的耦合理论和器件	(212)
3.1 介质波导弱耦合理论和耦合波方程	(212)
3.1.1 耦合波方程	(212)
3.1.2 耦合波的基本特性	(220)
3.2 耦合系数的计算	(226)
3.2.1 耦合系数的电场乘积面积分形式	(226)
3.2.2 耦合系数的场型分析求法	(231)
3.3 介质波导的强耦合, 模式激发和相干理论	(238)
3.3.1 强耦合的特点	(238)
3.3.2 模式激发和相干理论	(239)
3.3.3 实验验证	(248)
3.4 周期性结构和漏波耦合器	(250)
3.4.1 费劳奎特 (Floquet) 定理和空间谐波概念	(251)
3.4.2 漏波耦合器的工作原理	(254)

3.4.3 周期性结构漏波耦合器的一些具体考虑.....	(256)
习题3	(260)
4 介质波导的其他分析方法	(262)
4.1 模匹配法	(262)
4.1.1 各分区的导模场表达式.....	(263)
4.1.2 界面处切向场的匹配.....	(268)
4.2 广义横向谐振法	(272)
4.2.1 广义横向谐振法的特点.....	(272)
4.2.2 平面介质结构的表面波和非表面波.....	(274)
4.2.3 表面波对突变介质不连续面斜入射时的散射.....	(276)
4.2.4 广义横向谐振法.....	(285)
4.2.5 交叉极化漏波和交叉极化谐振.....	(289)
4.3 WKB法	(295)
4.3.1 基本原理.....	(296)
4.3.2 焦散面附近的近似解.....	(297)
4.3.3 具有两个焦散面的解.....	(299)
4.3.4 有折射率突变时的解.....	(300)
4.3.5 漏波的泄漏系数.....	(301)
习题4	(306)
附录 鞍点法.....	(307)
参考文献.....	(311)

1 表面电磁波和介质波导的一般特点

从概念的层次来说,运动的电磁场是电磁波,沿某一波导传播的电磁波是电磁导波;表面电磁波是电磁导波的一种,介质波导是主要的表面波波导.本章首先简述本书所需的电磁波和电磁导波基本知识,然后才正式讨论表面电磁波和介质波导的一般特点.另一方面,本章又是以后各章节的理论基础.

1.1 电磁场与波

1.1.1 电磁场基本方程和简单本构关系

在宏观电磁场理论(宏观电动力学)中,电磁场是由电场强度(矢量) E 和磁通密度(矢量) B 共同描写的.对时谐电磁场,它们服从如下的基本方程(复量形式麦克斯韦方程组):

$$\nabla \times E = -j\omega B, \quad (1.1.1a)$$

$$\nabla \times H = j\omega D + J, \quad (1.1.1b)$$

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (1.1.1c)$$

$$\nabla \cdot D = \rho. \quad (1.1.1d)$$

式中 D 为电通密度(矢量), H 为磁场强度(矢量), J 为电流密度(矢量), ρ 为电荷密度.此外,在简单(即线性、均匀、各向同性)媒质中,以下的本构关系(场与场之间的关系)成立:

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\omega) \mathbf{E}, \quad (1.1.2a)$$

$$\mathbf{B} = \mu(\omega) \mathbf{H}. \quad (1.1.2b)$$

自然，必须假定所有场量均有能使麦氏方程组得以成立的连续导数。

麦氏方程组和本构关系对求解电磁场问题极为重要。理论上，在给定外加源分布、媒质的性质、区域形状和边界条件(见下)后，区域的电磁场总可以根据麦氏方程组和本构关系解出来。

从麦氏方程组可以导出电流连续性(电荷守恒)方程：

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + j\omega\rho = 0. \quad (1.1.3)$$

反之，从电流连续性方程和麦氏方程组中的两个旋度方程也可以导出麦氏方程组中的两个散度方程。因此，“电磁场基本方程”这一术语可以指四个麦氏方程本身，也可以指其中的两个旋度方程加上电流连续性方程。

实际电磁场所在的空间多由不同媒质区域所构成。在媒质交界(本构参量 ε 、 μ 有突变)处，场和源可能有突变。此时前述的微分形式基本方程不能应用，需以积分形式来代替，由它导出的易记使用的关系称为边界条件。

利用矢量分析中的散度定理和旋度定理：

$$\int_V dV \nabla \cdot \mathbf{A} = \oint_S d\mathbf{S} \cdot \mathbf{A},$$

$$\int_V dV \nabla \times \mathbf{A} = \oint_S d\mathbf{S} \times \mathbf{A},$$

从微分形式的麦氏方程组可以导出其相应的积分形式(反之亦然)：

$$\oint_S d\mathbf{S} (\mathbf{S} \times \mathbf{E}) = -j\omega \int_V dV \mathbf{B}, \quad (1.1.4a)$$

$$\oint_S d\mathbf{S} (\mathbf{S} \times \mathbf{H}) = j\omega \int_V dV \mathbf{D} + \int_V dV \mathbf{J}. \quad (1.1.4b)$$

$$\oint_S d\mathbf{S} (\mathbf{S} \cdot \mathbf{B}) = 0, \quad (1.1.4c)$$

$$\oint_S d\mathbf{S} (\mathbf{S} \cdot \mathbf{D}) = \int_V dV \rho. \quad (1.1.4d)$$

同理可导出连续性方程的积分形式:

$$\oint_S dS (\mathbf{S} \cdot \mathbf{J}) + j\omega \int_V dV \rho = 0. \quad (1.1.5)$$

将积分形式的麦氏方程组和连续性方程应用于跨置在两种媒质界面上的小扁盒子上, 积分时略去高阶小量的贡献, 即可导出如下的边界条件:

切向场分量的边界条件:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0, \quad (1.1.6)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{J}_s, \quad (1.1.7)$$

法向场分量的边界条件:

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0, \quad (1.1.8)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \rho_s. \quad (1.1.9)$$

同理可导出连续性方程的边界形式:

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2) = -\nabla_s \cdot \mathbf{J}_s - j\omega \rho_s. \quad (1.1.10)$$

以上各式中, ρ_s 为面电荷密度, $\mathbf{J}_s$ 为面电流密度, $\nabla_s \cdot \mathbf{J}_s$ 为 $\mathbf{J}_s$ 的表面散度. 一般来说, 切向场分量边界条件是求解电磁场问题时需要用到的, 而法向场分量边界条件则用来求面电荷密度 ρ_s .

1.1.2 对偶形式的基本方程(对偶性原理)

由于物理中不存在磁流和磁荷, 所以麦氏方程组(式 1.1.1)关于电场和磁场是不对称的. 但是, 这不妨碍我们在数学上引入“磁流”和“磁荷”(例如用以代替区外的效应)来求解一定区域内的电磁场. 在 1.1.1a、c 两式右边分别附加上服从磁流连续性方程(磁荷守恒定理)的“磁流”密度 $\mathbf{J}_m$ 和“磁荷”密度 ρ_m , 并考虑简单媒质有 $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, 则得下面的对偶形式麦氏方程组:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{H} - \mathbf{J}_m, \quad (1.1.11a)$$

$$\nabla \times H = j\omega\epsilon E + J, \quad (1.1.11b)$$

$$\nabla \cdot H = \frac{\rho_m}{\mu}, \quad (1.1.11c)$$

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon}. \quad (1.1.11d)$$

附加的磁流连续性方程为

$$\nabla \cdot J_m + j\omega\rho_m = 0. \quad (1.1.12)$$

对偶形式的边界条件为

$$n \times (H_1 - H_2) = J_s, \quad (1.1.13a)$$

$$n \times (E_1 - E_2) = -J_{ms}, \quad (1.1.13b)$$

$$n \cdot (D_1 - D_2) = \rho_s, \quad (1.1.13c)$$

$$n \cdot (B_1 - B_2) = \rho_{ms}. \quad (1.1.13d)$$

若把总场看作电源和磁源独立产生的场的叠加，则由于这两部分场满足对偶(相似)的泛定方程和边界条件，从一部分场的解就可直接写出第二部分场的解，因此省去一半计算量。这种思考和求解电磁场问题的原理称为对偶性原理或二重性原理。

但是要注意，上述电磁场方程的对称性并不完全，因为 1.1.11a、b 二式右边的符号以及 1.1.13a、b 二式右边的符号彼此不同。因此，从已知问题的解直接写出其对偶问题的解时，需要注意如下的对偶量关系：

电源问题的量 磁源问题的量

$$\left\{ \begin{array}{l} E \longleftrightarrow H, \\ D \longleftrightarrow B, \\ H \longleftrightarrow -E, \\ B \longleftrightarrow -D, \\ J \longleftrightarrow J_m, \\ \rho \longleftrightarrow \rho_m, \\ \epsilon \longleftrightarrow \mu, \\ \mu \longleftrightarrow \epsilon. \end{array} \right. \quad (1.1.14)$$

1.1.3 波动方程和平面电磁波

从场的基本方程可以推断电磁场的具体运动形态是波动, 因为取麦氏方程组中某一旋度方程的旋度, 用另一旋度方程代入并考虑简单本构关系, 不难导出如下关于 E 和 H 的矢量有源波动方程(非齐次亥姆霍兹方程):

$$\nabla^2 E + k^2 E = j\omega\mu J + \frac{\nabla\rho}{\epsilon}, \quad (1.1.15)$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = -\nabla \times J. \quad (1.1.16)$$

式中 $k^2 = \omega^2\mu\epsilon$. 从这两个方程可以看出: 电场 E 和磁场 H 确以波动形式运动, 构成电磁波; 电磁波的源是电流密度 J 和电荷密度 ρ ; 电磁波的速度 $v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$, 在真空中为 $v = c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s}$. 有源波动方程是研究辐射问题的

出发点.

在无源区域, $J = 0$, $\rho = 0$, E 和 H 满足如下的无源波动方程(齐次亥氏方程),

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0, \quad (1.1.17)$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0. \quad (1.1.18)$$

这两个方程是研究波导和谐振器本征值问题的出发点.

值得指出, E 和 H 满足波动方程只是它们满足麦氏方程组的必要条件, 而不是充分条件.

用直接代入法不难证明如下的均匀平面波,

$$E = E_0 e^{-jk \cdot r}, \quad (1.1.19)$$

$$H = H_0 e^{-jk \cdot r}. \quad (1.1.20)$$

是无源波动方程 1.1.17 和 1.1.18 的解. 因此它们具备了作为

客观存在电磁波的必要条件。但它们要真正成为客观存在的电磁波，还得受到麦氏方程组的约束，即

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B} \quad \text{或} \quad \mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 = \omega \mu \mathbf{H}_0, \quad (1.1.21)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \mathbf{D} \quad \text{或} \quad \mathbf{k} \times \mathbf{H}_0 = -\omega \varepsilon \mathbf{E}_0, \quad (1.1.22)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{或} \quad \mathbf{k} \cdot \mathbf{H}_0 = 0, \quad (1.1.23)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{D} = 0 \quad \text{或} \quad \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0. \quad (1.1.24)$$

从以上四式，可以看出均匀平面电磁波具有如下的特点：

(1) 电场 $\mathbf{E}$ 和磁场 $\mathbf{H}$ 处处同相，故有实数定值波阻抗（定义见 1.4 小节），即

$$\frac{E_0}{H_0} = \frac{\omega \mu}{k} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \eta. \quad (1.1.25)$$

(2) 平均电场能量密度与平均磁场能量密度相等，即

$$\langle W_e \rangle = \frac{1}{4} \varepsilon E_0^2 = \frac{1}{4} \mu H_0^2 = \langle W_m \rangle. \quad (1.1.26)$$

(3) 电场 $\mathbf{E}$ 、磁场 $\mathbf{H}$ 和波矢量 $\mathbf{k}$ 三者符合右手定则，波矢量 $\mathbf{k}$ 与功率流密度 $\mathbf{S} (\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H})$ 的方向相同。

(4) 它是一种横波。这是因为 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0$, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{H}_0 = 0$ 。

平面电磁波只是无源波动方程在无界空间中 最简单的解。由于受到各种边界条件的影响，该方程的解通常是各式各样的，研究它们的特性正是我们的主要任务。

1.1.4 复数波数和复数波阻抗

波矢量 $\mathbf{k}$ 的大小 k 称为波数。在有耗媒质的齐次亥氏方程

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0 \quad (1.1.27)$$

中，波数 k 为复数 $k = k' - jk''$ 。如前所述，该方程在无界空间中最简单的解算是沿任意方向 $\mathbf{r}$ 传播的均匀平面波 ($\mathbf{k} =$