

GUANGDIANZI JISHU

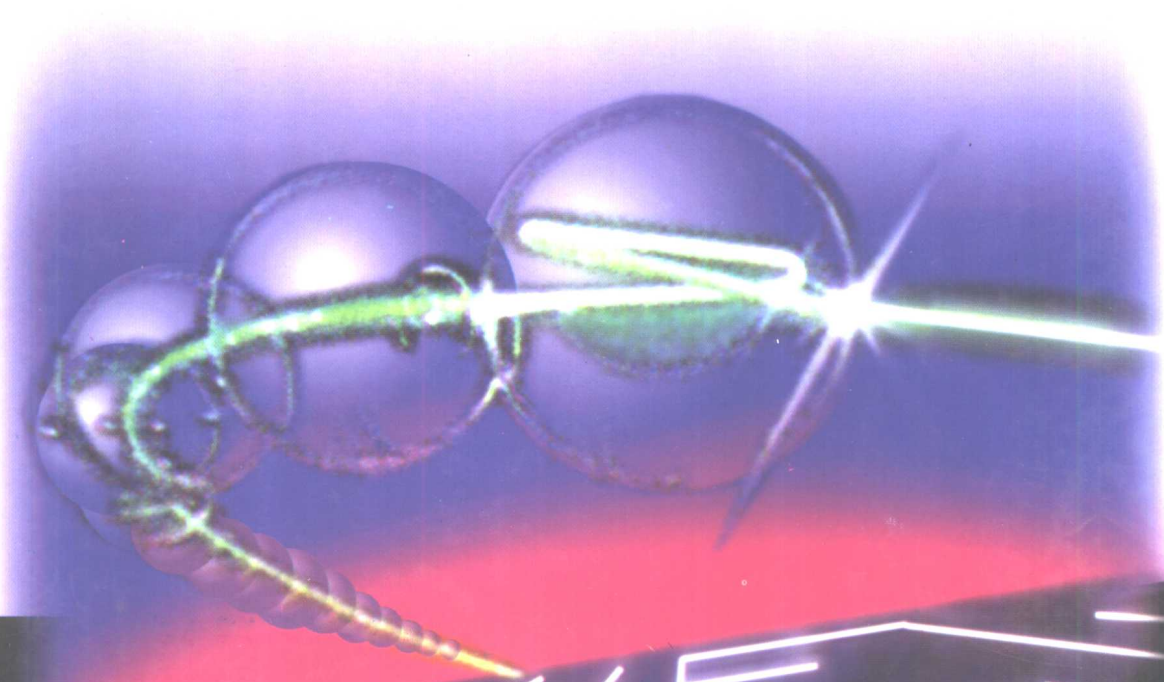
光电子技术

潘英俊 邹建 编著

光
电
子
技
术

潘
英
俊
邹
建
编
著

重
庆
大
学
出
版
社



重庆大学出版社

光电子技术

潘英俊 邹建 编著

重庆大学出版社

内 容 提 要

本书是工科大学非光电子专业的硕士研究生和本科高年级学生教材。该教材从光信息系统的全过程考虑进行编写,包括光载波源、光波的传输、光波的调制、探测与解调等内容。光载波源中主要介绍激光与半导体光源的基础知识,各种激光器和半导体发光器件的基本特性。光波的传输主要介绍光在各向同性和各向异性介质中的传播以及光波导和纤维光学的基础知识和基本理论。光波的调制、探测与解调主要介绍光波调制的基础理论、各种调制方法以及光波调制与光电探测技术和元器件等。该书系统性强,立论明确,物理概念清楚,注重理论联系实际。

该书可供从事光电子技术的专业技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

光电子技术/潘英俊,邹建编著. —重庆:重庆大学出版社,2000.7

ISBN 7-5624-2080-7

I. 光… II. ①潘… ②邹… III. 光电子技术-基本知识 IV. TN2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2000)第 10452 号

光电子技术

潘英俊 邹 建 编著

责任编辑 曾显跃

*

重庆大学出版社出版发行

新华书店经销

重庆建筑大学印刷厂印刷

*

开本:787×1092 1/16 印张:11.25 字数:280千

2000年7月第1版 2000年7月第1次印刷

印数:1—3000

ISBN 7-5624-2080-7/TN·32 定价:18.00元

绪 言

当前,我们正面临世界范围内一场高新技术的竞争,以电脑、通讯、网络为中心,当今世界已跨入了信息时代。

为了获取信息,需要借助各种感觉器官,但令人吃惊的是,约有80%的信息是由视觉捕获的。人们发现,宇宙万物中,一切物理、化学、生命现象和过程,几乎都直接或间接地伴随着电磁辐射,电磁波谱覆盖了从红外、可见、到紫外辐射波段,它们载荷着各种信息,反映信息随时间的变化,反映二维及三维图像信息随空间的分布。从静态到瞬态,从宏观到微观,从利用光辐射的能量,到利用包含在光的振幅,相位和频率中的信息,以及利用光的无可比拟的传播速度等。

光学和电子学的结合,新型光源和光电探测器的发展,特别是激光和光纤的出现,产生了新兴的光电子学和光电子技术,成为发展光电信息技术产业强大的推动力。

由此看出,这就是为什么近十年来,拓展人类视觉功能的光电技术及产品以每年两位数的惊人速度迅猛增长,并且融入到了信息的获取、传输、处理、存储、输入、输出、显示、执行、控制等信息流的各个环节中,使之成为了本世纪末发展最快的产业之一。科学家们断言,就像20世纪是电子时代一样,21世纪将迎来一个光子与电子交相辉映的全新时代。光电信息产业,已被公认为是新世纪驰骋于信息社会的高科技产业的主力军之一。

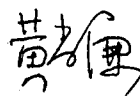
目前,光电产品在多媒体世界中扮演了主要角色。已进入了千家万户,进入了国防,工农业生产,科学实验,文化教育。它涵盖了电脑关联光电设备,光通讯设备,光电显示及娱乐产品,医用光电设备,工业光电设备,光学器材等。

电脑关联光电设备中,信息输入/输出与存储等光电设备已成为主流,在计算机硬件配置中的比例还在迅速攀升。在信息高速公路中,光通讯在新建干线网上已经完全取代了电通信的统治地位,并正在接入网和用户网上向电通信挑战,它是光电产业中发展最快的产业之一。光电产业中最具影响力的是显示与娱乐产品,由于它直接面向千家万户,市场非常巨大。目前,医用光电设备已经深入到临床的诊断、治疗等过程中。工业光电设备,特别是激光加工与测量在工业中的应用越来越广泛。传统光学器材仍然占据很大的民用市场。在现代国防中,更加离不开光电技术。

光电产业是一个典型的高科技产业,它的最大特征是智力性和创新性,关键是人才。要培养造就一大批从事光电信息技术研究与开发的专家学者以及产品生产的优秀的企业家,教育的基础作用十分重要。

潘英俊教授与邹建副教授编著的《光电子技术》教材,就是在这样的背景下完成的。本书包括电磁波与光波,激光与半导体光源,光波的传播,光波的调制,光波的探测与解调等有关内容。上述这些内容是光电子技术的基础。本书已在仪器科学与技术、光电工程专业的研究生教学中多年使用,效果良好。本书可作为非光电子与非电子专业研究生教材,也是从事光电子技术的教师,工程技术人员,和高年级大学生的很好的参考书。本书的出版,必将为培养光电子技术的高级工程技术人员和发展光电子产业作出重要贡献。

中国工程院院士



2000年1月18日

前 言

从 19 世纪中叶的麦克斯韦到 20 世纪初叶的爱因斯坦,已经建立起完善的光的电磁理论和光电效应理论,对光学与电子学的联系建立起系统的理论,但长期以来光学与电子学仍作为两门独立的学科被研究。直到 20 世纪 60 年代以后,随着激光的出现,人们对光与物质相互作用过程的研究变得异常活跃,导致了半导体光电子学、波导光学、激光物理学、相干光学与非线性光学等一系列新学科涌现,其中某些学科之间已有了一定程度的交叉。20 世纪 70 年代以来,由于半导体激光器和光导纤维技术的重要突破,导致以光纤通讯、光纤传感、光盘信息存储与显示以及光信息处理为代表的光信息技术的蓬勃发展,不仅从深度和广度上促进了相应各学科的发展,特别是半导体光电子学、非线性光学和波导光学的发展和彼此间的知识互相渗透,而且还与数学、物理、材料等基础学科交叉形成新的边沿领域。例如,光导纤维原来仅作为光传输介质用于光通讯系统,随着对光纤物理特性的深入研究,在 20 世纪 80 年代出现了利用光纤的偏振和相位敏感特性制成的光纤传感器,利用光纤的非线性光学效应和色散特性形成的光学孤子(Soliton),又进一步推动了对特种光纤的研究,并成功地制成了光纤激光器。最近出现的单晶光纤,则更有可能将有源和无源光电子功能器件与光纤波导融为一体。在这种多学科综合发展的推动下,光纤通讯已形成产业,半导体光逻辑功能器件和光集成技术取得重大进展,使光计算机和光信息处理成为举世瞩目的研究课题。于是,一门新的综合性交叉学科便从现代信息科学中脱颖而出,这就是“光电子学”。光电子学是研究光频电磁波场与物质中的电子相互作用及其能量相互转换的学科,一般理解为“利用光的电子学”。

光电子技术可以说是电子技术在光频波段的延续与发展。随着现代化建设的迅速发展,信息技术在社会生活中起着越来越重要的作用,各学科领域所拥有的信息量逐日猛增,微电子技术在实现超高速,超大容量,超低功耗方面遇到了极大的困难。由于光的速度快,频率高,故光载波的信息容量也极大。以光通信为例,光波频率为 $10^{14} \sim 10^{15} \text{ Hz}$,比微波频率约高 $10^4 \sim 10^5$ 倍,如果每个话路的频带宽 4kHz,则光波可容纳 100 亿路电话;若一套彩色电视节目的频带宽 10MHz,则一条光路上可同时播送 1000 万套电视节目。因此,光电子技术成为实现快速、超大容量和超低功耗的重要手段。

从信息系统的全过程考虑,一个完整的信息系统包括光载波源,光信号的传播,光信号的调制,光信号的探测与解调等基本部分,本教材即以此为出发点,安排这样几章。第一章为电磁波与光波。主要内容是从麦克斯韦方程组的积分形式到微分形式,提出光的电磁场理论,建立光波与电磁波统一论观点,也是后面几章的理论基础。对于工科大学非光电子和非电子专业的学生,这一章的基础理论是必要的,对于学过《电磁学》、《电动力学》的电子类专业学生,这一章可作为复习和提高的内容略讲。第二章为激光与半导体光源,在《普通物理》、《工程光学》等课程中,对普通光源已有较多的介绍,本章不再重复。而现代光学的基本特点就是光源的“激光化”和手段的“电子化”,从信息传输的全过程讲,作为光载波源,这是不可或缺的一章。由于半导体激光器(LD)及半导体光电二极管(LED)具有体积小,寿命长,发光效率高和供电电源简单等优点,近年来其质量不断提高和价格不断降低,因而在各种光电仪器和系统中

得到广泛应用,又由于其发射光波长为近红外,是光纤传输的低损耗区,所以是光纤通讯和光纤传感技术中必不可少的光源。基于以上原因,本章只对激光原理及技术作简略介绍,重点放在半导体激光器和发光二极管的原理与特性的介绍。对于已学过《激光原理》的学生,本章前半部分可不讲。第三章为光波的传输。内容为光在介质中的传播,光波导原理及纤维光学的基本理论。分别用射线法和波动理论对薄膜波导和纤维光学进行了分析。使学生学会分析光波导的基本方法,掌握光波导的基本特性。第四章为光波的调制。第五章为光信号的探测与解调。这两章主要讲述光波调制的基础理论和各种调制方法以及光波调制与光电探测的技术和器件等。光电子技术作为现代信息技术的一个分支,形成了一个知识高度密集,发展更新极快的技术领域,因此,试图通过一本书面面俱到地讲清楚它的全貌是极其困难的。本书力求系统性强,立论明确,物理概念清楚,理论联系实际。但因编者水平所限,错误与不当之处,敬请专家学者指正。

本书由潘英俊、邹建编著,潘英俊编写第一、第二和第三章,邹建编写第四章和第五章。本书作为工科大学非光电子和非电子专业硕士研究生教材和大学高年级学生的选修课教材,可供从事光电子技术工作的教师、工程技术人员参考。

本教材编写过程中,参考了国内外近年来出版的有关专著和教材,因数量众多,不一一列出,编者由衷地感谢前辈学者和同行们。中国工程院院士黄尚廉教授在百忙中为本书写了绪言,使本书增色不少,在此谨致谢意。

编 者
2000 年 1 月

目 录

第一章 电磁波与光波	1
1-1 麦克斯韦方程组及其物理意义	1
1-1-1 麦克斯韦方程组的积分形式	1
1-1-2 麦克斯韦方程组的微分形式	2
1-1-3 介质方程与边界条件	4
1-2 平面电磁波的性质	7
1-3 光的电磁理论与电磁波谱	10
第二章 激光与半导体光源	14
2-1 激光的原理、特性和应用	14
2-1-1 波尔假说与粒子数正常分布	14
2-1-2 自发辐射、受激辐射和受激吸收	15
2-1-3 粒子数反转与光放大	17
2-1-4 能级的寿命	17
2-1-5 激光器的基本结构	18
2-1-6 激活介质的粒子数反转与增益系数	18
2-1-7 谐振腔与阈值	20
2-1-8 激光的纵模和横模	20
2-1-9 几种典型的激光器	22
2-1-10 激光的特性及应用	24
2-2 半导体光源——发光二极管(LED)与半导体激光器(LD)	28
2-2-1 半导体中的能带	28
2-2-2 发光二极管(LED)	32
2-2-3 半导体激光器(LD)	35
2-2-4 半导体激光器的主要特性	40
第三章 光波的传输	44
3-1 光波在各向同性介质中的传播	44
3-1-1 单色平面波与单色球面波的复数表达式	44
3-1-2 平面电磁波场中能量的传播	47
3-1-3 相速度与群速度	49
3-1-4 高斯光束的传播特性	50
3-1-5 光波在介质界面上的反射与折射	53

3-1-6 光波在导电介质中的传播	57
3-2 光波在各向异性介质中的传播	59
3-2-1 各向异性的透明介质中传播的单色平面波	59
3-2-2 晶体中 D 与 E 的关系、光线椭球	60
3-2-3 折射率椭球(波法线椭球)	62
3-3 薄膜波导	64
3-3-1 薄膜波导的射线理论分析	64
3-3-2 薄膜波导的波动理论分析	70
3-4 光纤传输原理	75
3-4-1 光纤的结构和分类	75
3-4-2 阶跃光纤的射线理论分析	76
3-4-3 梯度光纤的射线理论分析	79
3-4-4 阶跃光纤的模式理论分析	84
3-4-5 梯度光纤的 WKB 分析法	94
3-4-6 光纤的基本特性	98
3-4-7 光纤中的非线性光学效应	104
第四章 光波的调制	111
4-1 调制方法概述	111
4-2 各种调制方法的特性分析	111
4-2-1 振幅调制(AM)	111
4-2-2 强度调制(IM)	112
4-2-3 频率调制	112
4-2-4 相位调制	112
4-3 电光调制的物理基础	113
4-3-1 电光效应、电光张量	113
4-3-2 电光延迟	117
4-4 电光调制器	119
4-4-1 电光强度调制	119
4-4-2 横向电光调制	122
4-4-3 高频电光调制	122
4-5 电光偏转	124
4-5-1 电光偏转的基本原理	125
4-5-2 电光开关	126
4-6 声光调制的物理基础	128
4-6-1 声波对光的散射效应	128
4-6-2 布喇格衍射的粒子模型	129
4-6-3 布喇格衍射的物理图像	130
4-6-4 声光调制	132

4-6-5 声光偏转	135
4-7 磁光调制	135
4-7-1 法拉第效应	135
4-7-2 磁光效应的应用前景	136
第五章 光波的探测与解调	137
5-1 光子探测方法	137
5-1-1 光子探测机理的分类及惟像描述	137
5-1-2 探测器中的噪声	143
5-1-3 光致发射探测器的特性指标	146
5-2 光电探测器	149
5-2-1 光致发射器件	149
5-2-2 真空光电二极管	150
5-2-3 光电倍增管	151
5-2-4 光电倍增管中的噪声	154
5-3 光波的解调及特殊探测方法	155
5-3-1 光波的解调	155
5-3-2 特殊探测方法	159
附 录	164
附录 I 矢量分析及场论的主要公式	164
附录 II 张量	166
附录 III 贝塞尔函数	168

第一章 电磁波与光波

19 世纪中叶,麦克斯韦(Maxwell)在系统地总结了前人的研究成果,特别是总结了从库仑到安培、法拉第等人关于电磁学说的全部成果后,提出了“涡旋电场”和“位移电流”的假说,在 1865 年把电磁规律总结为麦克斯韦方程组,从理论上预言了电磁波的存在。而后,赫兹的实验验证了麦克斯韦电磁理论的正确性,并在无线电等领域中得到广泛的应用。此外,麦克斯韦的理论和赫兹的实验还证明了电磁波和光波具有共同特性,这样就把电磁波和光波统一起来,使我们对光的本质和物质世界普遍联系的认识大大深入了一步。

本章首先简要回顾一下积分形式的麦克斯韦方程组的来历,然后用矢量分析方法从麦氏方程的积分形式推导出麦氏方程的微分形式以及电磁场的边界条件,从麦氏方程的微分形式推导平面电磁波的性质,最后介绍光的电磁理论。本章的数学基础是矢量分析。

1-1 麦克斯韦方程组及其物理意义

1-1-1 麦克斯韦方程组的积分形式

让我们回忆一下电磁场的一些基本原理。首先是静电现象的基本实验定律——库仑定律,它的表述如下:真空中静止电荷 Q 对另一静止电荷 Q' 的作用力 F 为:

$$F = \frac{QQ'}{4\pi\epsilon_0 r^3} r \quad (1.1)$$

式中 r 为由 Q 到 Q' 的距离, ϵ_0 是真空介电常数。本书使用国际单位制,书中黑体表示矢量。

定义电场强度 E 为一个单位试验电荷在场中所受的力。于是电荷 Q' 在电场 E 中所受的力 F 为:

$$F = Q'E \quad (1.2)$$

所以

$$E = \frac{Qr}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (1.3)$$

根据(1.3)式,可推导出电学中的高斯定理:通过任一封闭曲面 S 的电通量等于该面所包围的所有电荷电量的代数和除以 ϵ_0 。数学表达式为:

$$\oint E \cdot dS = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.4)$$

在有电介质存在时,通常采用电位移的高斯定理,即

$$\oint D \cdot dS = q_0 \quad (1.5)$$

需要注意的是(1.5)式中的 q_0 为高斯面内的自由电荷,而(1.4)式中的 q 则包括束缚电荷在内的总电荷。

根据库仑定律还可以推导出静电场的环路定理,它表述为:静电场中场强沿任意闭合环路

的线积分恒等于零,即“静电场力做功与路径无关”,数学式为:

$$\oint E \cdot dl = 0 \quad (1.6)$$

在此定理基础上,麦克斯韦综合当时已发现的一些电磁现象,提出了非稳条件下可感应出涡旋电场的思想,(1.6)式即可由下式(非稳条件下环路定理)所代替:

$$\oint E \cdot dl = - \iint \frac{\partial B}{\partial t} \cdot dS \quad (1.7)$$

式中的负号表示方向与右手定则相反,另外,根据毕奥—萨伐尔定律也可推导出两条基本定律,即磁学的高斯定理和安培环路定理,分别表述如下。

磁学中的高斯定理:通过任意闭合曲面 S 的磁通量恒等于零,即

$$\oiint B \cdot dS = 0 \quad (1.8)$$

安培环路定律:磁感应强度沿任何闭合环路 l 的线积分,等于穿过这环路所有电流的代数和的 μ_0 倍。

$$\oint B \cdot dl = \mu_0 I \quad (1.9)$$

而在磁介质中时,通常采用磁场强度的安培环路定理:

$$\oint H \cdot dl = I_0 \quad (1.10)$$

仍要注意的是,(1.10)式中的 I_0 为传导电流,而(1.9)式中的 I 为包括束缚电流在内的总电流。在非稳条件下,还应加上麦克斯韦的位移电流假说,于是(1.10)式为下式所代替:

$$\oint_{(L)} H \cdot dl = I_0 + \frac{d\Phi_0}{dt} = I_0 + \iint \frac{\partial D}{\partial t} \cdot dS \quad (1.11)$$

上式中 Φ_0 为电位移通量, $\Phi_0 = \oint D \cdot dS = q_0$

麦克斯韦总结了电磁场的规律,并加以补充和推广。除了涡旋电场和位移电流假设外,他还假设电学中的高斯定理和磁学中的高斯定理在非稳情况下仍成立,这样,综合(1.5)、(1.7)、(1.8)和(1.11)式,就得到了在普遍情况下电磁场必须满足的方程组:

$$\left. \begin{aligned} \oiint D \cdot dS &= q_0 & (I) \\ \oint E \cdot dl &= - \iint \frac{\partial B}{\partial t} \cdot dS & (II) \\ \oiint B \cdot dS &= 0 & (III) \\ \oint H \cdot dl &= I_0 + \iint \frac{\partial D}{\partial t} \cdot dS & (IV) \end{aligned} \right\} \quad (1.12)$$

这就是麦克斯韦方程组的积分形式。

1-1-2 麦克斯韦方程组的微分形式

利用矢量分析(见附录 I)中的高斯定理和斯托克斯定理,可以把麦克斯韦方程组的积分形式变为微分形式。

首先,推导电学中的高斯定理的微分形式。假定自由电荷是体分布的,设电荷的体密度为

ρ_0 , 则电学中的高斯定理(1.12)式中的(I)式可写为:

$$\oint_{(S)} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \iiint_{(V)} \rho_0 dV$$

式中 V 是高斯面 S 所包围的体积。利用矢量分析中的高斯定理, 可把上式左端的面积分化为体积分:

$$\iiint_{(V)} \nabla \cdot \mathbf{D} dV = \iiint_{(V)} \rho_0 dV$$

上式对任何体积都成立, 只有被积函数相等才可能, 所以

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_0 \quad (1.13)$$

这就是高斯定理的微分形式。

其次, 推导(1.12)式中的(IV)式的微分形式。假定传导电流是体分布的, 其密度为 j_0 , 则有:

$$\oint_{(L)} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \iint_{(S)} \left(j_0 + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S}$$

据斯托克斯定理把上式左端的线积分化为面积分:

$$\iint_{(S)} \nabla \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \iint_{(S)} \left(j_0 + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S}$$

上式的积分在任意范围内成立, 必须被积函数相等, 所以有:

$$\nabla \times \mathbf{H} = j_0 + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.14)$$

其他两个方程式也可按此法推出, 最后得到下列方程组:

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho_0 & (\text{I}) \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & (\text{II}) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & (\text{III}) \\ \nabla \times \mathbf{H} &= j_0 + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} & (\text{IV}) \end{aligned} \right\} \quad (1.15)$$

这就是麦克斯韦方程组的微分形式, 通常所说的麦克斯韦方程组大多指它的微分形式。

上述方程组中, 各方程式的物理意义:

(I)式的物理意义为: 电位移矢量(或电感应强度) $\mathbf{D}$ 的散度等于电荷密度 ρ_0 , 即电场为有源场;

(II)式的物理意义为: 随时间变化的磁场激发涡旋电场;

(III)式的物理意义为: 磁感强度 $\mathbf{B}$ 的散度为零, 即磁场为无源场;

(IV)式的物理意义为: 随时间变化的电场(位移电流)激发涡旋的磁场, 如图 1-1 所示。

设想空间某处有一电磁振源, 根据麦克斯韦方程组(1.12)式和(1.15)式, 在这里有交变的电流或电场, 它在自己周围激发涡旋磁场, 由于磁场也是交变的, 它又在自己周围激发涡旋电场, 交变的涡旋电场和涡旋磁场互相激发, 闭合电力线和磁力线就像链条的环节一样一个的套下去在空间传播开来, 形成电磁波, 如图 1-2 所示。在图 1-2 中, 只画出了电磁振荡在某一直线上的传播, 实际的电磁波是沿不同方向传播的。

麦克斯韦于 1865 年用电磁理论预见了电磁波的存在, 1888 年赫兹用类似上述的振荡偶

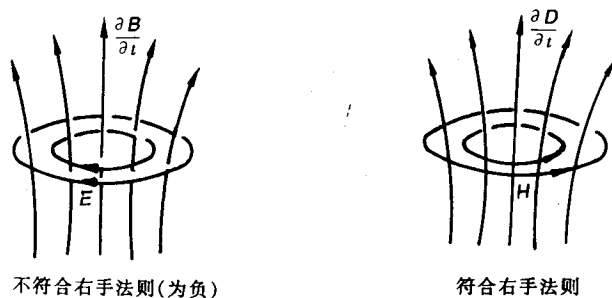


图 1-1 电场与磁场的激发

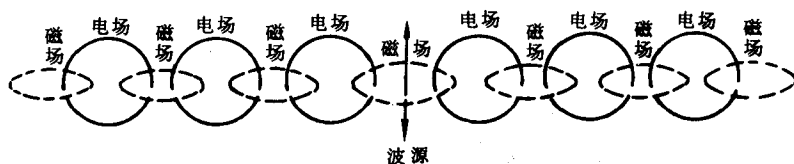


图 1-2 电磁波的传播

极子在历史上第一次直接验证了电磁波的存在。

1-1-3 介质方程与边界条件

1. 介质方程

在介质中,尚需补充三个描述介质性质的方程式。对于各向同性的介质来说,有:

$$D = \epsilon \epsilon_0 E \quad (1.16)$$

$$B = \mu \mu_0 H \quad (1.17)$$

$$j_0 = \sigma E \quad (1.18)$$

上三式中, ϵ, μ 和 σ 分别是相对介电常数, 相对磁导率和电导率, ϵ_0, μ_0 是绝对介电常数和绝对磁导率。(1.18)式是欧姆定律的微分形式。

在国际单位制(SI)中,

绝对介电常数: $\epsilon_0 = 8.9 \times 10^{-12} \text{ A}^2 \cdot \text{s}^2 / (\text{N} \cdot \text{m}^2)$

绝对磁导率: $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$

$\sigma = 1/\rho$, ρ 为电阻率。

应该指出(1.16) ~ (1.18)式只适用于某些介质。实验指出,存在许多不同类型的介质。例如许多晶体属于各向异性介质,在这些介质内某些方向容易极化,另一些方向较难极化,使得 D 和 E 一般具有不同方向,它们的关系就不再是(1.16)式而是较复杂的张量式。这些介质中 D 和 E 的一般线性关系是:

$$\begin{aligned} D_1 &= \epsilon_{11} E_1 + \epsilon_{12} E_2 + \epsilon_{13} E_3 \\ D_2 &= \epsilon_{21} E_1 + \epsilon_{22} E_2 + \epsilon_{23} E_3 \\ D_3 &= \epsilon_{31} E_1 + \epsilon_{32} E_2 + \epsilon_{33} E_3 \end{aligned} \quad (1.19)$$

角标 1, 2, 3 代表 x, y, z 分量。上式可简写为:

$$D_i = \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{ij} E_j, i = 1, 2, 3. \quad (1.19a)$$

这种情况下介电常数不是一个标量 ε , 而是一个张量 ε_{ij} 。关于张量的知识, 在第三章中还将涉及到。

在强场作用下许多介质呈现非线性现象, 这种情形下 D 不仅与 E 的一次式有关, 而且与 E 的二次式, 三次式都有关系, 比如在激光照射下的非线性光学效应。非线性介质中 D 和 E 的一般关系式是:

$$D_i = \sum_j \varepsilon_{ij} E_j + \sum_{j,k} \varepsilon_{ijk} E_j E_k + \sum_{j,k,l} \varepsilon_{ijkl} E_j E_k E_l + \dots \quad (1.20)$$

除第一项外, 其他各项都是非线性项。(1.20)式在非线性光学中有重要的应用。

麦克斯韦方程组(1.15)式加上描述介质性质的方程(1.16)~(1.18)式, 全面总结了电磁场中的规律, 是宏观电动力学的基本方程组, 利用它们原则上可以解决各种宏观电动力学的问题。

2. 边界条件

在解麦克斯韦方程组的时候, 只有电磁波在介质分界面上的边界条件已知的情况下, 才能惟一地确定方程组的解。如电磁波(光波)在介质分界面上的反射和折射等, 都得利用边界条件才能得到解决。麦克斯韦方程组可以用于任何连续介质内部。在两介质分界面上, 由于一般出现面电荷电流分布, 使物理量发出跃变, 可由麦克斯韦方程组的积分形式进行分析。下面分别考虑电场和磁场在介质分界面上的法向和切向产生跃变的情况。

(1) 法向分量的跃变

如图 1-3 所示, 在两介质分界面上取一面元 ΔS , 在 ΔS 上作一扁平状柱体, 它的两底分别位于界面两侧不同的介质中, 并与界面平行, 且无限靠近它。围绕 ΔS 的边缘用一与 ΔS 垂直的窄带把两底面之间的缝隙封闭起来, 构成闭合高斯面的侧面。取界面的单位法向矢量为 n , 它的指向由介质 1 向介质 2。据麦克斯韦方程的积分形式(1.12)式中的(I)式, 有:

$$\oint D \cdot dS = \iint_{(\text{底面1})} D \cdot dS + \iint_{(\text{底面2})} D \cdot dS + \iint_{(\text{侧面})} D \cdot dS = q_0$$

因侧面面积趋于零, 对于底面 1 来说, n 是内法线方向, 所以

$$\oint D \cdot dS = (D_2 - D_1) \cdot n \Delta S = q_0$$

令 $q_0 = \Delta S \sigma$

σ 为导体分界面上的自由电荷面密度, 于是得到:

$$n \cdot (D_{2n} - D_{1n}) = \sigma \quad \text{或} \quad D_{2n} - D_{1n} = \sigma \quad (1.21)$$

如果介质为电介质, 介质表面没有面电荷分布, 则

$$n \cdot (D_{2n} - D_{1n}) = 0, D_{2n} = D_{1n} \quad (1.22)$$

因此, 是导体表面的面电荷分布使界面两侧的电场法向分量发生跃变。对于磁场 B , 把(1.12)式中的(III)式应用到图 1-3 的扁平状区域上, 重复以上推导可以得到:

$$n \cdot (B_2 - B_1) = 0 \quad \text{或} \quad B_{2n} = B_{1n} \quad (1.23)$$

(2) 切向分量的跃变

我们知道, 在高频情况下, 由于趋肤效应, 电流、电场和磁场都将分布在导体表面附近的一薄层内。若导体的电阻可以忽略, 薄层的厚度趋于零, 则可以把传导电流看成沿导体表面分

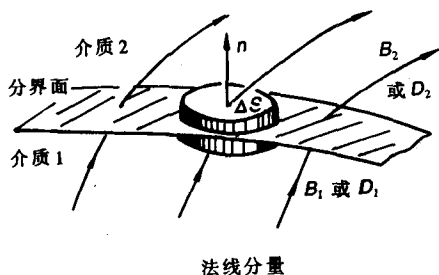


图 1-3 电磁场法向分量的跃变

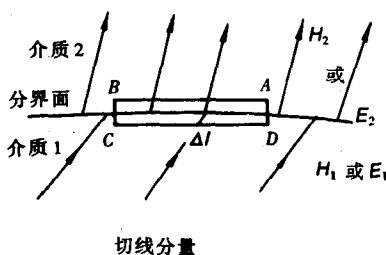


图 1-4 电磁场切向分量的跃变

布。定义电流线密度 α , 其大小等于垂直通过单位横切线的电流。由于存在面电流, 在界面两侧的磁场强度发生跃变。如图 1-4, 在界面两侧取一狭长回路, 回路的一长边在介质 1 中, 另一长边在介质 2 中。长边 Δl 与面电流 i 正交。把麦氏方程 (1.12) 式中的 (IV) 式应用于狭长回路上。回路短边的长度趋于零。因而有:

$$\oint H \cdot dl = (H_{2t} - H_{1t}) \Delta l$$

其中 t 表示沿 Δl 的切向分量。通过回路的总自由电流为:

$$I_0 = \alpha \Delta l$$

由于回路所围面积趋于零, 而 $\frac{\partial D}{\partial t}$ 为有限量, 因而

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint D \cdot dS \rightarrow 0$$

把以上关系式代入 (1.12) 式中的 (IV) 式得:

$$H_{2t} - H_{1t} = \alpha \quad (1.24)$$

上式可用矢量式表示。设 Δl 为界面上任一线元, t 为 Δl 方向上的单位矢量。流过 Δl 的自由电流为:

$$I_0 = n \times \Delta l \cdot \alpha = \alpha \times n \cdot \Delta l$$

对于狭长回路用麦氏方程组 (1.12) 式中的 (IV) 式得:

$$\oint H \cdot dl = (H_2 - H_1) \cdot \Delta l = I_0 = \alpha \times n \cdot \Delta l$$

由于 Δl 为界面上任一矢量, 因此

$$(H_2 - H_1)_{\parallel} = \alpha \times n$$

式中 $\parallel$ 表示投影到界面上的矢量。上式再用 n 矢乘, 注意到 $n \times (H_2 - H_1)_{\parallel} = n \times (H_2 - H_1)$, 而 $n \cdot \alpha = 0$, 得:

$$n \times (H_2 - H_1) = \alpha \quad (1.25)$$

这就是存在面电流分布情况下磁场切向分量的边界条件。当界面上不存在面电流分布时, 得:

$$n \times (H_2 - H_1) = 0 \quad (1.26)$$

因此, 是面电流分布使界面两侧的磁场的切向分量发生了跃变。

同理, 由 (1.12) 式中的 (II) 式, 可得电场切向分量的边界条件:

$$n \times (E_2 - E_1) = 0 \quad (1.27)$$

该式表示界面两侧 E 的切向分量连续。

概括以上得到的边界条件为：

$$\begin{aligned} n \times (E_2 - E_1) &= 0 \\ n \times (H_2 - H_1) &= \alpha \\ n \cdot (D_2 - D_1) &= \sigma \\ n \cdot (B_2 - B_1) &= 0 \end{aligned} \quad (1.28)$$

这组方程和麦氏方程(1.12)式对应。边界条件表示界面两侧的场以及界面上电荷电流的制约关系,它们实质上是边界上的场方程。由于实际问题往往含有几种介质以及导体在内,因此,边界条件的具体应用对于解决实际问题十分重要。例如第三章中将用以分析薄膜波导和光导纤维中的问题。

1-2 平面电磁波的性质

在远离波源的波场区中,既没有自由电荷($\rho_0=0$),也没有传导电流($j_0=0$)。设介质是均匀无限的,将 $D=\epsilon\epsilon_0 E$ 和 $B=\mu\mu_0 H$ 代入麦克斯韦方程组得：

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot E &= 0, & (I) \\ \nabla \times E &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t}, & (II) \\ \nabla \cdot H &= 0, & (III) \\ \nabla \times H &= \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}. & (IV) \end{aligned} \right\} \quad (1.29)$$

在直角坐标系中写出各分量形式：

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} &= 0, & (I) \\ \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}, & (II_x) \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, & (II_y) \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}; & (II_z) \\ \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} &= 0, & (III) \\ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}, & (IV_x) \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}, & (IV_y) \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}. & (IV_z) \end{aligned} \right\} \quad (1.30)$$

设平面波沿 z 轴传播,则波面垂直 z 轴。在波面内的位相相同,即位相与 x, y 变量无关。为简单起见,假设振幅也与 x, y 无关,这样,上式中对 x, y 的偏微商全等于零。于是(I)、