

PHEI
光学传感与测量



高等学校电子信息类规划教材

全国电子信息类专业“九五”部级重点教材

光学传感与测量

安毓英 曾小东 编

TP212.14
01
4

电子工业出版社



电子工业出版社

PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY

URL: <http://www.phei.com.cn>

高等学校电子信息类规划教材

全国电子信息类专业“九五”部级重点教材

光学传感与测量

安毓英 曾小东 编

电子工业出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京·BEIJING

内 容 简 介

本书以光纤传感技术与激光传感技术为重点内容。第1章~第3章介绍了光电子学方面的基础内容。将光波的性质及基本参数与光学传感的基本原理相结合、将光学上的基础内容与光学的最新进展有机结合,为学习光学传感技术提供了必要的基础知识,也为灵活运用这些基本知识进而构思光学传感与测量方法提供了理论准备。第4章讨论了光电检测技术的基本原理。第5章讨论光纤传感技术,重点是光纤传感器的基本概念、光调制技术原理以及信号检测处理方法。第6章精选了一些光学传感与测量方面的最新进展情况。

本书可作为工科电子类(非光电子技术)检测与仪器专业本科限定选修课教材,也可作为光电子专业本科任选课教材。

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。
版权所有,翻版必究。

图书在版编目(CIP)数据

光学传感与测量/安毓英等编. - 北京:电子工业出版社,2001.3

ISBN 7-5053-5833-2

I. 光… II. 安… III. 光电传感器 IV. TP212.14

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2000)第 75357 号

丛 书 名:高等学校电子信息类规划教材

全国电子信息类专业“九五”部级重点教材

书 名:光学传感与测量

编 者:安毓英 曾小东

责任编辑:张荣琴

排版制作:电子工业出版社计算机排版室

印 刷 者:北京市朝阳隆华印刷厂

装 订 者:三河市新伟装订厂

出版发行:电子工业出版社 URL:<http://www.phei.com.cn>

北京市海淀区万寿路 173 信箱 邮编 100036

经 销:各地新华书店

开 本:787×1092 1/16 印张:19.5 字数:494.4 千字

版 次:2001 年 3 月第 1 版 2001 年 3 月第 1 次印刷

书 号: ISBN 7-5053-5833-2
G·493

印 数:3 550 册 定价:28.00 元

凡购买电子工业出版社的图书,如有缺页、倒页、脱页、所附磁盘或光盘有问题者,请向购买书店调换;
若书店售缺,请与本社发行部联系调换。电话 68279077

出版说明

为做好全国电子信息类专业“九五”教材的规划和出版工作,根据国家教委《关于“九五”期间普通高等教育教材建设与改革的意见》和《普通高等教育“九五”国家级重点教材立项、管理办法》,我们组织各有关高等学校、中等专业学校、出版社,各专业教学指导委员会,在总结前四轮规划教材编审、出版工作的基础上,根据当代电子信息科学技术的发展和面向 21 世纪教学内容和课程体系改革的要求,编制了《1996~2000 年全国电子信息类专业教材编审出版规划》。

本轮规划教材是由个人申报,经各学校、出版社推荐,由各专业教学指导委员会评选,并由我部教材办商各专指委、出版社后,审核确定的。本轮规划教材的编制,注意了将教学改革力度较大、有创新精神、特色风格的教材和质量较高、教学适用性较好、需要修订的教材以及教学急需,尚无正式教材的选题优先列入规划。在重点规划本科、专科和中专教材的同时,选择了一批对学科发展具有重要意义,反映学科前沿的选修课、研究生课教材列入规划,以适应高层次专门人才培养的需要。

限于我们的水平和经验,这批教材的编审、出版工作还可能存在不少缺点和不足,希望使用教材的学校、教师、同学和广大读者积极提出批评和建议,以不断提高教材的编写、出版质量,共同为电子信息类专业教材建设服务。

原电子工业部教材办公室

前 言

本教材系按原电子工业部制定的工科电子信息类专业教材 1995 ~ 2000 年编审出版计划中的重点教材,由电子技术专业教学指导委员会审定并推荐出版。兰信钜教授担任责任编委,华中理工大学叶嘉雄教授担任主审。

本书的编写有两个目的,一是作为工科电子类(非光电子技术)测控工程与仪器专业本科限定选修课教材,教学时数 54 学时;二是作为光电子专业本科任选课教材,教学时数 36 学时。

光学传感与测量是一门内容十分广泛的技术领域,本书不可能面面俱到。为实现以上两个目的并根据专业需要,确定光电检测技术、光纤传感技术与激光传感技术为本书的重点内容。对于以电子技术为主的测控工程与仪器专业的本科生,本书将帮助他们完成从无线电频段向光频段开拓的任务,在内容安排上进行了精心设计。

第 1 章 ~ 第 3 章,介绍了光电子学方面的基础内容,一方面将光波的性质及基本参数与光学传感的基本原理相结合;另一方面将光学上的基础内容与光学的最新进展有机地结合起来,例如,光的衍射与傅里叶光学概念相结合,光的干涉与全息技术相结合,光的反射与光纤技术相结合等等;同时有选择地介绍一些有实用意义的基本知识,如红外辐射、激光特性、光的调制等等。这些内容为学习光学传感技术提供了必要的基本知识,也为灵活运用这些基本知识进而构思光学传感与测量方法提供了创造思维的基本理论准备。

第 4 章讨论了光电检测技术,重点介绍了各种光电探测器的工作原理、性能参量、噪声特性、工作电路以及直接探测和光外差探测的技术原理。

第 5 章讨论光纤传感技术,重点是光纤传感器的基本概念、光纤中光调制技术原理、信号检测处理方法以及分布式光纤传感器。在本章中我们也介绍了光纤温度传感器方面的科研成果。

第 6 章精选了光学传感领域的一些最新进展,例如:全息法、莫尔法、散斑法以及激光多普勒技术等等。

光电子技术专业本科任选课主要学习第 5 章和第 6 章,教学内容按需要可进行增补。

本书编写过程中尽量避免繁难的数学推导,强调物理概念阐述,因此适于学生自学。

本书由安毓英编写第 1、2、3、4 章,曾小东编写第 5、6 章,并由安毓英统编全稿,在编写过程中得到测控工程与仪器系领导及激光技术教研组领导同志的热情帮助,在此谨向他们表示诚挚的感谢。责任编委兰信钜和主审叶嘉雄教授为书稿提出了许多宝贵意见,在此也向他们表示诚挚的感谢。由于编者水平有限,书中难免存在一些缺点和错误,殷切期望广大读者批评指正。

编者

1999 年 9 月

目 录

第 1 章 光学传感的基础知识——光的性质及其描述	(1)
1.1 光的经典本质是光频电磁波	(1)
1.2 光的量子本质是光子流	(4)
1.3 单色平面波和球面波	(6)
1.4 单色波的干涉和光的相干性、全息术	(16)
1.5 光的衍射和傅里叶光学	(26)
1.6 光的反射和光纤传光原理	(31)
1.7 光的吸收和散射	(36)
1.8 辐射度量学和光度学	(41)
1.9 起偏器、检偏器、波片	(47)
1.10 光调制器	(51)
习题思考题	(61)
第 2 章 物体的热辐射	(62)
2.1 绝对黑体及其辐射定律	(62)
2.2 黑体辐射的简易计算	(66)
2.3 实际物体的热辐射	(71)
习题思考题	(76)
第 3 章 激光原理及常用激光器	(77)
3.1 激光基础	(78)
3.2 激光的应用特点	(86)
3.3 常用的固体和气体激光器	(90)
3.4 半导体激光器和发光二极管	(93)
习题思考题	(102)
第 4 章 光电检测	(103)
4.1 光电探测器的物理效应	(103)
4.2 光电探测器的性能参数	(110)
4.3 光电探测器的噪声	(113)
4.4 光电导探测器——光敏电阻	(117)
4.5 pn 结光伏探测器的工作模式	(124)
4.6 硅光电池——太阳电池	(126)
4.7 光电二极管	(133)
4.8 光热探测器	(144)
4.9 直接探测系统的性能分析	(148)
4.10 前置放大器的噪声特性	(151)
4.11 周期性微弱光信号的相关探测——锁定放大器	(154)

4.12 光频外差探测的基本原理	(157)
习题思考题	(164)
第5章 光纤传感技术	(165)
5.1 概述	(165)
5.2 光纤的传输特性	(169)
5.3 单模光纤的偏振与双折射	(182)
5.4 光纤的光波调制技术	(186)
5.5 光纤温度传感器	(198)
5.6 光纤压力传感器	(210)
5.7 光纤流量流速传感器	(216)
5.8 光纤位移传感器	(219)
5.9 光纤电磁参量传感器	(228)
5.10 光纤陀螺	(235)
5.11 分布式和复用式光纤传感器	(242)
5.12 光纤连接耦合技术	(250)
习题思考题	(255)
第6章 光学传感技术	(256)
6.1 激光衍射法	(256)
6.2 激光扫描法	(265)
6.3 全息法	(274)
6.4 莫尔法	(280)
6.5 散斑法	(286)
6.6 激光测距	(295)
6.7 激光多普勒测速技术	(298)
习题思考题	(302)
参考文献	(303)

第 1 章 光学传感的基础知识——光的性质及其描述

众所周知,光学传感与测量技术是光电子技术的重要分支之一。所谓光学传感与测量,是指以光波为手段感知提取、转换传输以及标定测量各种待测信息的技术。因此,在讨论光学传感与测量的具体原理之前,首先必须认识作为信息载体的光波的性质和特点。

本章将简要讨论光的主要性质及其描述方法。在这些基础知识的讨论中,我们不但要注意光学技术的最新进展,更要特别留意深入理解光作为信息载体所具有的基本功能,以及怎样灵活运用光的这些基本功能来达到提取、传送信息的目的。

1.1 光的经典本质是光频电磁波

19 世纪 60 年代,麦克斯韦(Max Well)建立了经典电磁理论,把光学现象和电磁现象联系起来,指出光也是一种电磁波,即光频范围内的电磁波,从而产生了光的电磁理论。光的电磁理论是光电子学的重要基础之一。

麦克斯韦电磁理论的出发点是反映电磁场普遍规律的方程组

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.1-1)$$

及物质方程

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \\ \mathbf{J} &= \sigma \mathbf{E} \end{aligned} \right\} \quad (1.1-2)$$

式中 $\mathbf{E}$ 是电场强度矢量, $\mathbf{D}$ 是电位移强度矢量, $\mathbf{H}$ 是磁场强度矢量, $\mathbf{B}$ 是磁感应强度矢量, ρ 是自由电荷密度, $\mathbf{J}$ 是自由电荷电流密度, ϵ 为介电常数(亦称电容率), μ 为磁导率, σ 为电导率。 ϵ_0 和 μ_0 则为真空中的介电常数和磁导率, 而且

$$\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \quad \text{C}^2/\text{N} \cdot \text{m}^2 (\text{F}/\text{m})$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \quad \text{N} \cdot \text{s}^2/\text{C}^2 (\text{H}/\text{m})$$

在绝大多数的光学问题中,遇到的物质是电介质,于是 $\rho = 0, \mathbf{J} = 0, \mu_r = 1$ 。方程组(1.1-1)式和(1.1-2)式简化为

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.1-3)$$

和

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} \end{aligned} \right\} \quad (1.1-4)$$

式中算符

$$\nabla = x_0 \frac{\partial}{\partial x} + y_0 \frac{\partial}{\partial y} + z_0 \frac{\partial}{\partial z}$$

称为哈密顿(Hamilton)算符, x_0, y_0, z_0 分别为 x, y, z 坐标轴的单位矢量。

从方程(1.1-3)和(1.1-4)式出发, 经过标准的矢量运算程序可以得到电磁场运动方程

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{H} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.1-5)$$

式中算符

$$\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

称为拉普拉斯算符。与我们熟悉的机械波、声波波动方程式

$$\nabla^2(\quad) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\quad) = 0$$

相比较, (1.1-5)式实质上是电磁波动方程, 而且电磁波的传播速度应为

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu_0}} \quad (1.1-6)$$

在真空中, $\epsilon = \epsilon_0$, 并用符号 c 代替 v , 即

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (1.1-7)$$

代入 μ_0, ϵ_0 的值,

$$c = 2.99794 \times 10^8 \text{ m/s}$$

这个数值与实验中测定的真空中光速的数值非常接近。麦克斯韦曾以此作为重要依据提出光的电磁理论并预言光是光频电磁波。我国国家标准 GB3102.6-82 中取

$$c = (2.99793458 \pm 0.00000012) \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

显然, v 和 c 的关系是

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \equiv \frac{c}{n} \quad (1.1-8)$$

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (1.1-9)$$

称为介质折射率, 因为 $\epsilon_r > 1$, 所以总有 $v < c$, 即介质中的光速总是小于真空中的光速。详细的研究表明, 如果 n 为实数, 对应于我们常说的透明介质; 如果 n 为复数, $n = n' + ik$, 对应于非透明介质, 虚部描述介质对光的吸收损耗。通常介质折射率 n 是频率的函数, 即 $n = n(\omega)$, 表明不同频率的电磁波具有不同的传播速度, 称为介质的色散效应。

现在已经知道, 无线电波、光波、X 射线、 γ 射线都是电磁波, 本质上完全相同, 只是频率或波长不同而已。我们按照波长或频率把这些电磁波排列成谱, 称为电磁波谱, 如图 1.1 所示。

注意到下面的换算因素

单位	符号	换算因素
微米	μm	10^{-6}m
纳米	nm	10^{-9}m

通常所说的光频范围频谱, 包括紫外线、可见光和红外线, 波长范围约从 $10\text{ nm} \sim 1\text{ mm}$ 。从图 1.1, 可见光和紫外线又可细分如下:

红外线 $(1\text{ mm} \sim 0.76\text{ }\mu\text{m})$ { 远红外 $1\text{ mm} \sim 20\text{ }\mu\text{m}$
中红外 $20 \sim 1.5\text{ }\mu\text{m}$
近红外 $1.5 \sim 0.76\text{ }\mu\text{m}$

可见光 $(760 \sim 380\text{ nm})$ { 红色 $760 \sim 650\text{ nm}$
橙色 $650 \sim 590\text{ nm}$
黄色 $590 \sim 570\text{ nm}$
绿色 $570 \sim 490\text{ nm}$
青色 $490 \sim 460\text{ nm}$
蓝色 $460 \sim 430\text{ nm}$
紫色 $430 \sim 380\text{ nm}$

紫外光 $(400 \sim 10\text{ nm})$ { 近紫外 $380 \sim 300\text{ nm}$
中紫外 $300 \sim 200\text{ nm}$
真空紫外 $200 \sim 10\text{ nm}$

光波长 λ_0 , 光频率 ν 和光速 c 之间的基本关系是

$$c = \lambda_0 \nu \quad (1.1-10)$$

这个关系适用于真空情况。在介质中,

$$\lambda = \frac{\nu}{\nu} = \frac{1}{n} \left(\frac{c}{\nu} \right) = \frac{\lambda_0}{n} \quad (1.1-11)$$

频率不变, 波长变短。

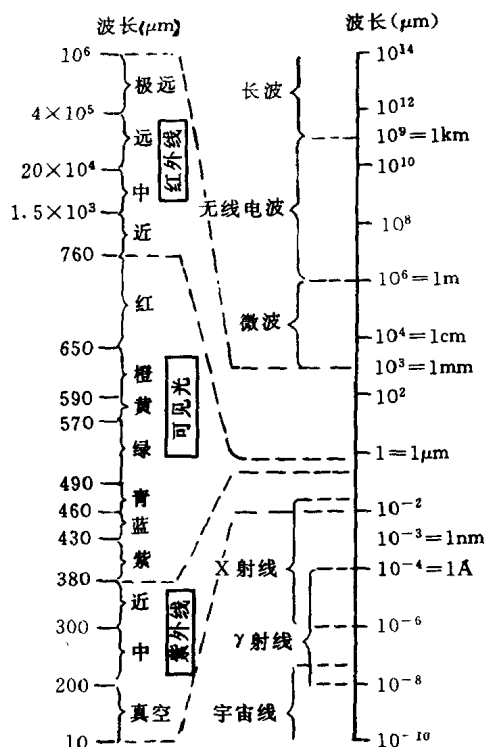


图 1.1 电磁波谱图

1.2 光的量子本质是光子流

麦克斯韦的电磁理论在处理有关光的传播问题而获得巨大成功的时候,人们曾误认为这个理论可解决所有问题。但当人们用这个理论解决光与物质相互作用(例如黑体辐射问题下一章要专门讨论)的问题时,例如解释光电效应时,却完全失败了。这个无情的事实表明,在一定的范围和条件下,认为光是光频电磁波才是正确的;当这个范围和条件不成立时,仍然认为光是电磁波就不正确了。

20 世纪初,爱因斯坦(Einstein)建立了光的量子理论,认为光不仅是一种电磁波动,而且是一种粒子,即光是由一份一份的光量子——光子组成的,光是以速度 c 运动的光子流。

光子亦可理解为电磁场能量子,和其他基本粒子一样,具有能量、动量和质量。它的粒子属性(能量、动量和质量等)和波动属性(频率、波长、偏振等)有着内在的密切联系,并可简要归纳如下:

1. 光子的能量 E

光子的能量 E 与光波的频率 ν 相对应,即

$$E = h \nu (\text{J}) \quad (1.2-1)$$

式中 $h = 6.626 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒(J·s),称为普朗克常数。该式表明,频率 ν 愈高,相应的光子能量就愈大。比较 $\nu_1 = 3 \times 10^{14} \text{Hz}$ ($\lambda_1 = 1 \mu\text{m}$), $\nu_2 = 3 \times 10^{10} \text{Hz}$ ($\lambda_2 = 1 \text{cm}$) 相应的光子能量,将相差 1 万倍。由此我们就不难理解为什么在无线电波中不强调量子性,而在光频段却很强调量子性?在无线电波段,由于电磁场量子的能量很小,从而有限能量所包含的量子数就很巨大,在巨大的量子数中多一个少一个影响不大,因而量子性就不明显,主要表现为波动性;相反,在光频段,光子能量变得很大,相应能量所包含的光子数目就变少,这时多一个少一个光子影响就大了,表现出明显的量子性。

考虑到能量单位焦耳与电子伏(eV)的换算关系

$$1 \text{ J} = 0.6242 \times 10^{19} \text{ eV}$$

光子能量 E 又可表示为

$$E = 0.6242 \times 10^{19} h \nu (\text{eV}) \quad (1.2-2)$$

按照光波频率和光子能量标尺,电磁波谱又可有另一种表示,如表 1.1 所示。

表 1 用光子(量子)能量区分的电磁波谱

辐射类型	频率(Hz)	波 长	量子能量(eV)
波区 {	无线电波	$< 10^9$	< 0.000004
	微波	$10^9 \sim 10^{12}$	$0.000004 \sim 0.004$
光区 {	红外线	$10^{12} \sim 4.3 \times 10^{14}$	$0.004 \sim 1.7$
	可见光	$4.3 \times 10^{14} \sim 5.7 \times 10^{14}$	$1.7 \sim 2.3$
	紫外线	$5.7 \times 10^{14} \sim 10^{16}$	$2.3 \sim 40$
射线区 {	X 射线	$10^{16} \sim 10^{19}$	$40 \sim 4000$
	γ 射线	$> 10^{19}$	> 40000

2. 光子的质量 m

爱因斯坦相对论有两个有名公式

$$E = m c^2 \quad (1.2-3)$$

$$m = m_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (1.2-4)$$

由(1.2-3)式可知,光子的运动质量

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h \nu}{c^2} \quad (1.2-5)$$

不同频率的光子质量不同,频率愈高,质量愈大。从(1.2-4)式可见,要使 m 保持有限,光子静止质量 m_0 必须为 0。这和光子以 c 速度运动的前提是一致的,因为不可能有静止的光子存在。

3. 光子的动量 P

有质量 m 和运动速度 c 的粒子一定有动量,光子的动量

$$P = |\mathbf{P}| = m c = \frac{h \nu}{c^2} \cdot c = \frac{h \nu}{c} \quad (1.2-6)$$

利用(1.1-10)式,光子动量又可表示为

$$P = \frac{h}{\lambda_0} \quad (1.2-7)$$

说明光的波长愈短,光子的动量愈大,计入光子的运动方向,光子动量的矢量形式为

$$\mathbf{P} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \mathbf{n}_0 = \hbar \mathbf{k}$$

式中 $\hbar \equiv h/2\pi$, $k = |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda_0$, 在波动光学里称为单色波的波数,而 $\mathbf{k} = k \mathbf{n}_0$ 则称为单色波的波矢量,表征波在前进方向上,单位距离产生的相位变化, $\mathbf{n}_0$ 是前进方向的单位矢量。显然,频率愈高、或波长愈短的光波,其波数 k 愈大,相应的光子的动量愈大(关于波矢量的详细讨论,将在下一节进行)。

4. 光子具有两种可能的独立偏振态,有时称为两种内在自由度,对应于光波场振幅矢量的两个独立偏振方向

5. 光子简并度 $\bar{n}$

与其他经典粒子一样,光子的运动状态完全由其坐标 (x, y, z) 和动量 (P_x, P_y, P_z) 确定。但光子作为微观粒子,与经典粒子的根本区别在于:光子的运动受量子力学的测不准关系制约。位置测得越准确,动量就越测不准。如果限制光子三维运动,测不准关系为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \leq h^3$$

描述三维运动粒子运动状态的空间称为六维相空间。在六维相空间中,一个光子状态所占有的相空间元为 h^3 , 称为相格。相格是相空间中用任何实验所能区分的最小尺度。光子的某一运动状态只能定域在一个相格中,但不能确定它在相格内部的对应位置,因此,处于同一相格内的光子具有相同的运动状态,或者说,同一相格中的光子是不可区分的。

同一相格中(同一运动状态中)的光子平均数目 $\bar{n}$ 定义为光子简并度。光子简并度 $\bar{n}$ 是表征光特征的一个重要物理量。我们通常所接触的光源所发出的光,其光子简并度 $\bar{n} \ll 1$, 而激光

器所发出的光,其光子简并度 $\bar{n} \gg 1$ 。这说明:普通光源在很宽的频率范围以及全空间方位上发光,因而光分布在大量的光子状态中,即使总的光能量比较大,但平均到一个光子状态中的光子数目却微乎其微了。相反,激光器只在特定的方向上和特定的频率上发光,因而光子分布在少数甚至单一的光子状态中,所以,即使总的光能量不比普通光源大,但平均到一个光子状态中的光子数目却很巨大了。以后我们会知道,激光正是以这一特性把光学和无线电波电子学紧密地联系在一起,产生了现代光电子学这一新兴学科。因为无线电也是量子(电磁场量子)简并度 $\bar{n} \gg 1$ 的,而一个电火花所发射的辐射却是 $\bar{n} \ll 1$ 的。

1.3 单色平面波和球面波

在 1.1 中,我们只是原则地说明了光也是电磁波的经典本质,没有讨论电磁波的基本形态。单色平面波和球面波是最基本的两种电磁波形态,有时又称为电磁波的基元波,意思是任何复杂的电磁波都可以用这些基元波的叠加来表征。

从电磁波谱的意义上讲,我们通常遇到的光波可以分为三种情况:复色波、准单色波、单色波,如图 1.2 所示。

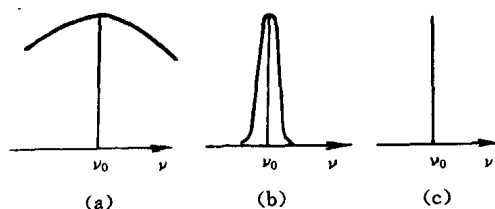


图 1.2 (a) 复色波; (b) 准单色波; (c) 单色波

电磁理论业已证明,单色平面波和球面波都是波动方程(1.1-5)式的特解。在空间固定点观察,电磁振动方程可用正弦函数描述,

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{bmatrix} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (1.3-1)$$

习惯上(1.3-1)式可用复数表示,即

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{bmatrix} \operatorname{Re}[e^{i(\omega t + \varphi_0)}]$$

Re 符号表示取复数的实部,为了表示上的方便,常常省略符号 Re 而直接写成

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{bmatrix} e^{i(\omega t + \varphi_0)} \quad (1.3-2)$$

将(1.3-2)式代入(1.1-5)式,单色波波动方程变为

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \epsilon \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2 \mu_0 \epsilon \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.3-3)$$

令

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon \quad (1.3-4)$$

单色波动方程(1.3-3)式变为

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.3-5)$$

称为亥姆霍兹方程。从式(1.3-5)可见,电场 $\mathbf{E}$ 和磁场 $\mathbf{H}$ 满足的方程完全相同,在波的传播中起相同的作用。但对光与物质的作用来说, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的作用并不相同。实验证明,使照相底片感光的是电场而不是磁场,对人眼视网膜起作用的也是电场而不是磁场,所以通常把电矢量 $\mathbf{E}$ 称为光矢量,把 $\mathbf{E}$ 的振动称为光振动。由于这个原因,下面我们只写电矢量的波动方程而省掉磁矢量的波动方程。

(1.3-5)式的单色平面波的解为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t \pm kz + \varphi_0)} \quad (1.3-6)$$

$$= E \cos(\omega t \pm kz + \varphi_0) \quad (1.3-7)$$

在写出上式时,假定平面波是沿 z 轴传播,即波矢量 $\mathbf{k} \parallel z$,所以 $kz = \mathbf{k} \cdot \mathbf{z}$ 。由于 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ 的要求, $\mathbf{E}$ 一定与 $\mathbf{k}$ 垂直,即 $\mathbf{E}$ 矢量位于 xy 平面内,所以光波是横波,如图 1.3 所示。

令

$$\varphi \equiv \omega t \pm kz + \varphi_0 \quad (1.3-8)$$

则(1.3-7)式变为

$$E = E_0 \cos \varphi \quad (1.3-9)$$

这里 φ 称为平面波的相位,它是时间和空间的函数,表征平面波在任一时空坐标下的状态。我们知道,波动是相位的传播。我们之所以说(1.3-7)式描述了单色平面波,是因为等相位($\varphi =$ 常数)面是一个平面对。由(1.3-8)式可知,在某一时刻(例如 $t = 0$),

$$\varphi = kz = \text{常数} \quad (1.3-10)$$

这就是 xy 平面对,如图 1.3 所示。波的传播可理解为等相位面平面随时间 t 沿传播方向推进,如图 1.4 所示。

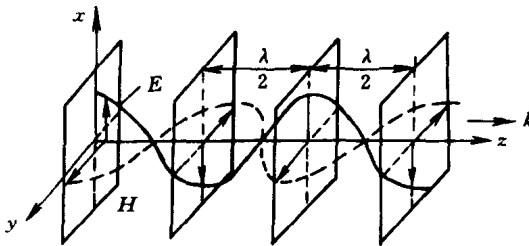


图 1.3 某一时刻 t 的单色平面波

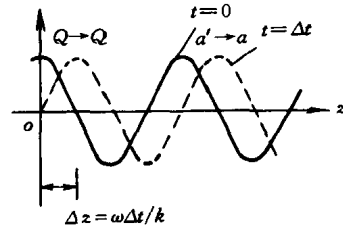


图 1.4 波的传播

现在讨论描述单色平面波的几个重要参量:

1. 振动频率 ν (Hz)

在波空间固定点($z =$ 常数)看到的是波动过程的振动方程,令 $kz + \varphi_0 = \varphi'_0 =$ 常数。

$$E = E_0 \cos(\omega t + \varphi'_0) = E_0 \cos(\varphi(t)) \quad (1.3-11)$$

振动相位随时间变化,余弦函数的周期是 2π ,即振动矢量 $\mathbf{E}$ 在一个振动周期 T 内相位变化 2π ,于是

$$\int_0^{2\pi} d\varphi = \int_0^T \omega dt$$

即 $\omega T = 2\pi$ (1.3-12)

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$$
 (1.3-13)

ω 表示每秒内振动相位的变化值称为圆频率; ν 表示每秒振动的周期数, 称为振动频率, 单位是赫兹(Hz)。在可见光频段, 不同频率的光波在人的视觉上显示出不同的颜色。所以, 单色波亦称为单频波。以后我们会知道, 不同频率的光波在介质中将显示出不同的传播特性。因此, 使用光源时, 常常要根据使用要求选择不同频率的光源。

2. 空间波长 $\lambda(\text{m})$

频率 ν 描述了波动的时间周期。波长 λ 则描述波动的空间周期。固定某一时刻(例如令 $t = 0$), 则波的位相变为空间的函数

$$\varphi = kz + \varphi_0$$
 (1.3-14)

若令空间周期为 λ , 则有

$$\int_0^{2\pi} d\varphi = \int_0^\lambda k dz$$

$$k\lambda = 2\pi$$
 (1.3-15)

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}$$
 (1.3-16)

相应于振动圆频率 ω 与振动周期 T 的关系(1.3-13)式, 波数 k 又称为空间圆频率, 而波长的倒数称为波传播方向上的空间频率 f , 即

$$f = \frac{1}{\lambda} \text{ (1/m)}$$
 (1.3-17)

这里要特别注意到, 波动的空间频率将是观察方向的函数, 例如图 1.5 所示的情况。在波传播方向(z 轴), 波长是 λ , 但在 θ 方向观察时, 波的空间周期变为 λ_r , 相应的空间频率变为

$$f_r = \frac{1}{\lambda_r} = \frac{\cos \theta}{\lambda}$$
 (1.3-18)

显然, 当 $\theta = \pi/2$ 时, 即 x 方向的空间频率为 0。

例题: 如果单色平面波在 xy 平面内沿 θ 方向传播, 写出平面波表示式并求 x 、 y 、 θ 及 z 方向的空间频率。

解: 波的传播情况如图 1.6 所示。假定在 xy 平面中任意矢径(即观察方向), 用 r 表示,

$$r = x x_0 + y y_0$$

$$k = k_x x_0 + k_y y_0$$

$$k \cdot r = k_x x + k_y y$$

波动方程为

$$E = E_0 \cos(\omega t - k \cdot r + \varphi_0) = E_0 e^{i(\omega t - k \cdot r + \varphi_0)} = E_0 e^{i(\omega t - k_x x - k_y y + \varphi_0)}$$

这就是所要求的波动方程。

$$k \text{ 方向的空间频率 } f = \frac{1}{\lambda}$$

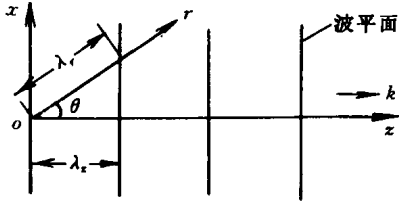


图 1.5 观察方向的空间频率

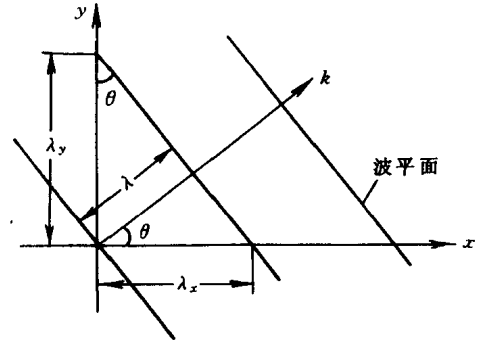


图 1.6 波传播的坐标表示

$$x \text{ 方向的空间频率 } f_x = \frac{1}{\lambda_x} = \frac{\cos \theta}{\lambda}$$

$$y \text{ 方向的空间频率 } f_y = \frac{1}{\lambda_y} = \frac{\sin \theta}{\lambda}$$

$$z \text{ 方向的空间频率 } f_z = \frac{1}{\lambda_z} = \frac{1}{\infty} = 0$$

因为

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2$$

而且

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}, \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y}$$

于是, 空间频率 f, f_x, f_y 有如下关系

$$f^2 = f_x^2 + f_y^2 \quad (1.3-19)$$

按照上述做法, 一个在三维空间任意方向传播的单色平面波的波动方程可以写为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_0)} \\ &= \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_0)} \end{aligned} \quad (1.3-20)$$

波的传播情况如图 1.7 所示。

考虑到关系

$$k_x = k \cos \alpha$$

$$k_y = k \cos \beta$$

$$k_z = k \cos \gamma$$

(1.3-20)式又可改写为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i[\omega t - k \cos \alpha \cdot x - k \cos \beta \cdot y - k \cos \gamma \cdot z + \varphi_0]} \quad (1.3-21)$$

注意到空间频率的定义

$$f_x = \frac{\cos \alpha}{\lambda},$$

$$f_y = \frac{\cos \beta}{\lambda},$$

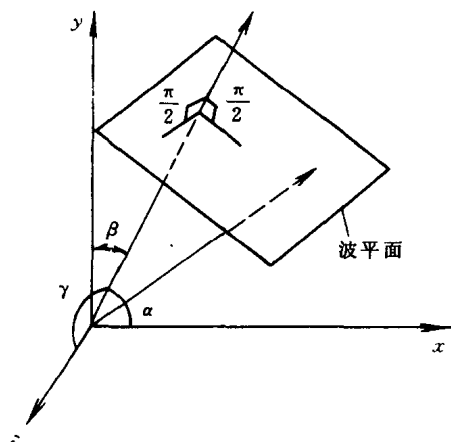


图 1.7 三维空间的平面波

$$f_z = \frac{\cos \gamma}{\lambda}$$

平面波又可写为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i[\omega t - 2\pi(f_x x + f_y y + f_z z) + \varphi_0]} \quad (1.3-22)$$

关于空间频率还应指出,上面我们只是就波的传播描述引入了空间频率概念。实际上,信息光学中推广了空间频率概念,认为任何周期性的光强变化也用空间频率来描述,例如每毫米长度上 100 条光栅线的空间频率就是 100 线/mm。

3. 波速 v

我们已经指出,光频电磁波的速度 v 为

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon}}$$

利用(1.3-4)式,单色平面波的速度又可表示为

$$v = \frac{\omega}{k} \quad (1.3-23)$$

从波动就是相位的传播,因而波速应等于波等相点(面)传播的速度的观点,也可以得到上述关系。将(1.3-8)式对时间 t 求导,并注意到单色平面波的初相位 φ_0 是固定不变的,我们有

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega - k \frac{dz}{dt} = 0$$

于是

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k}$$

读者一定会注意到,我们在进行上述运算时,在(1.3-8)式中只取了负号,如果取正号,则速度 v 变为负值。这可解释为,我们规定沿正 z 运动的波,速度为正值,而沿 $(-z)$ 运动的波速度为负值。关于波的进行方向问题,我们已经指出:波的前进方向由 k 决定。但在同一方向上还有正负之分。

首先令

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - kz)} = E_0 \cos(\omega t - kz)$$

这里 ωt 和 kz 反号。令 $t = 0$, 波形曲线如图 1.4 实线所示。现在考察 Q 点的运动。 Q 点的位置相应于 $z = 0$, 所以 Q 点的相位 $\varphi(Q) = 0$ 。我们现在看,经过了 Δt 时间后, $\varphi = 0$ 要求

$$\omega \Delta t = kz$$

所以

$$z = \frac{\omega \Delta t}{k} > 0 \quad (1.3-24)$$

波形曲线如图 1.4 中虚线所示。这相当 $v > 0$ 的情况,波向正 z 方向前进,也常称为右行波。

同理,若令

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t + kz)} = E_0 \cos(\omega t + kz)$$

则经过 Δt 之后,