

光 电 子 技 术

主 编 顾济华 吴 丹 周 皓

苏州大学出版社

前言

光电子技术是光学技术、电子电路技术、微电子技术、精密机械加工技术、计算机技术等相互结合的交叉学科,它涵盖了光信号的产生、处理、传输、接收和显示等基本内容,不仅在新能源、新材料、航空航天、生命科学等新兴领域中具有广泛应用,而且在日常生活中也发挥着重要的作用。与传统的电子器件相比,光电子器件响应速度更快,传输速率更高,集成化程度更好,因而成为国内外研究的热点领域。进入 21 世纪以来,随着社会信息化程度的日益加深,世界各国都将光电子产业视为未来国民经济与科学技术持续发展的重要支撑,掀起了一股光电子产业的热潮。

本书主要面向理工科相关本科专业的学生,讲授 54 课时,完整和简明地讲述了光电子技术的基本理论、光电子器件的工作原理以及实践方法,以达到培养学生探究与分析问题的能力,为今后从事相关领域的工作或研究打下坚实基础的目的。

全书共分为 8 章,第 1 章介绍了光电子技术的预备知识,包括光的基本性质和半导体物理基础;第 2 章介绍了辐射度学和光度学的基本理论以及热辐射定律;第 3 章介绍了各种光源以及特性参数,阐述了激光的工作原理与应用;第 4 章介绍了光电探测器的物理效应与主要性能指标;第 5 章介绍了光电倍增管、光电导探测器和光伏探测器等光子探测器件;第 6 章介绍了热探测器的基本原理与特征以及热电偶、热电堆与热释电等热探测器的主要结构与性能指标;第 7 章介绍了光调制的基本概念,以及横向、纵向光电效应原理及其应用;第 8 章介绍了光电成像器件的工作原理与各种显示技术。

教材主编顾济华主执笔 5~6 章,吴丹主执笔 1~4 章,周皓主执笔 7~8 章。教材吸收了现有国内外优秀教材的许多内容,凝聚了苏州大学光电信息科学与工程学院多位教师的智慧和教学经验,研究生龚冬梅等也为文字编辑做出了贡献,在此一并表示感谢!

由于编者水平有限,书中难免存在疏漏,恳请读者批评指正,提出宝贵的意见和建议。

编者

2017 年 11 月

目录

第1章 光电子技术预备知识 /001

- ▶ 1.1 光的基本性质 / 001
 - 1.1.1 光的波动性 / 001
 - 1.1.2 光辐射的传播特性 / 004
 - 1.1.3 光波场的时域频率特性 / 007
 - 1.1.4 光的粒子性 / 010
- ▶ 1.2 半导体物理基础 / 011
 - 1.2.1 半导体能带的概念 / 012
 - 1.2.2 半导体对光的吸收 / 015
 - 1.2.3 非平衡状态下载流子的迁移率,平均寿命 / 017
 - 1.2.4 PN结 / 020
- ▶ 思考题 / 023

第2章 光的度量与热辐射定律 /024

- ▶ 2.1 辐射度学基本知识 / 024
 - 2.1.1 辐射量 / 024
 - 2.1.2 光度量 / 027
 - 2.1.3 辐射度学和光度学中的两个基本定律 / 029
- ▶ 2.2 热辐射定律 / 030
 - 2.2.1 热辐射和各种形式的发光 / 030
 - 2.2.2 单色吸收比和单色反射比 / 030
 - 2.2.3 基尔霍夫辐射定律 / 031
 - 2.2.4 普朗克公式 / 031
 - 2.2.5 维恩公式和瑞利-琼斯公式 / 032



2.2.6 斯忒藩-玻尔兹曼定律和维恩位移定律 / 033

► 思考题 / 034

第3章 光源 /035

► 3.1 光源的基本特性参数 / 036

3.1.1 辐射效率和发光效率 / 036

3.1.2 光谱功率分布 / 036

3.1.3 光源的色温 / 037

3.1.4 光源的颜色 / 038

► 3.2 如何选择光源 / 038

3.2.1 对光源光谱特性的要求 / 038

3.2.2 对光源发光强度以及稳定性的要求 / 039

► 3.3 光源的发光机制 / 040

3.3.1 玻尔假说 / 040

3.3.2 粒子数按玻耳兹曼分布律 / 041

3.3.3 自发辐射、受激辐射和受激吸收 / 041

► 3.4 激光器 / 043

3.4.1 激光形成的原理和基本性质 / 044

3.4.2 激光器举例 / 050

3.4.3 激光应用举例 / 053

► 3.5 常用非相干光源 / 054

3.5.1 白炽灯与卤钨灯 / 054

3.5.2 荧光灯 / 055

3.5.3 气体放电光源 / 055

3.5.4 发光二极管 / 058

► 思考题 / 061

第4章 光电探测器概述 /062

► 4.1 光电探测器的物理效应 / 062

► 4.2 光电探测器的噪声 / 063

4.2.1 几种典型噪声 / 063

4.2.2 光电探测器的噪声类别 / 065

► 4.3 光电探测器的性能参数 / 066

► 思考题 / 070

► 附录 A 噪声的统计特性 / 070

第 5 章 光子探测器 /074

► 5.1 光电倍增管 / 074

5.1.1 光电子发射效应 / 074

5.1.2 光电发射阴极 / 074

5.1.3 光电倍增管的工作原理 / 076

5.1.4 光电倍增管的主要特性参数 / 078

► 5.2 光电导探测器 / 082

5.2.1 光电导效应 / 083

5.2.2 光电导探测器的弛豫过程 / 085

5.2.3 半导体材料的光电导与载流子浓度的关系以及电流增益 / 086

5.2.4 光电导探测器的结构和特性 / 087

5.2.5 光敏电阻的偏置 / 090

5.2.6 光敏电阻的应用实例 / 093

► 5.3 光伏探测器 / 095

5.3.1 光伏效应 / 096

5.3.2 光伏探测器的工作模式以及开路电压和短路电流 / 097

5.3.3 光伏探测器的性能参数 / 098

5.3.4 光电池 / 100

5.3.5 太阳能电池的应用实例 / 104

► 附录 B 光敏电阻光电特性实验 / 105

► 附录 C 太阳能电池基本特性的测量 / 109

第 6 章 热探测器 /120

► 6.1 热探测器的基本原理及特征 / 120

6.1.1 热探测器的热力学分析模型和热流方程的解 / 120

6.1.2 调制频率及热力学参数对温升的影响 / 122

6.1.3 热探测器的噪声等效功率和比探测率 / 122



- ▶ 6.2 热电偶和热电堆 / 124
 - 6.2.1 热电偶的结构和工作原理 / 124
 - 6.2.2 热电偶的主要特性参数 / 125
- ▶ 6.3 测辐射热计 / 126
 - 6.3.1 测辐射热计的结构原理 / 126
 - 6.3.2 测辐射热计的主要特性参数 / 127
- ▶ 6.4 热释电探测器 / 128
 - 6.4.1 热释电探测器的结构原理 / 129
 - 6.4.2 热释电探测器的主要特性参数 / 131
 - 6.4.3 快速热释电探测器 / 133
 - 6.4.4 热释电探测器的应用 / 133
- ▶ 思考题 / 134

第7章 光的调制 / 135

- ▶ 7.1 光束调制原理 / 135
 - 7.1.1 为什么要调制 / 135
 - 7.1.2 调制有哪些方式 / 135
 - 7.1.3 调制技术的一般原理 / 135
- ▶ 7.2 电光调制 / 138
 - 7.2.1 光波在电光晶体中的传播 / 138
 - 7.2.2 KDP 晶体电光调制 / 142
- ▶ 7.3 声光调制 / 146
 - 7.3.1 相位栅类型 / 146
 - 7.3.2 声光衍射 / 147
- ▶ 7.4 光束扫描技术 / 150
 - 7.4.1 机械扫描 / 150
 - 7.4.2 电光扫描 / 150
 - 7.4.3 电光数字式扫描 / 151
- ▶ 7.5 空间光调制器 / 152
 - 7.5.1 泡克耳读出光调制器(PROM) / 152
 - 7.5.2 液晶空间光调制器 / 153
- ▶ 思考题 / 153
- ▶ 附录 D 几种常用的光强度调制装置 / 153

第 8 章 光电成像与显示技术 /155

- ▶ 8.1 固体摄像器件 / 155
 - 8.1.1 电荷耦合器件(CCD) / 155
 - 8.1.2 互补金属氧化物半导体(CMOS)图像传感器 / 159
 - 8.1.3 图像传感器光强分布 / 161
- ▶ 8.2 光电成像系统 / 162
 - 8.2.1 系统组成 / 162
 - 8.2.2 光电成像系统的评价方法——调制传递函数(MTF)评价 / 163
 - 8.2.3 光电成像系统的基本参数 / 164
- ▶ 8.3 光电显示技术 / 165
 - 8.3.1 阴极射线显示管 / 166
 - 8.3.2 液晶显示器 / 167
 - 8.3.3 等离子体显示器 / 172
- ▶ 8.4 三维显示技术 / 173
 - 8.4.1 双目视差 3D 显示 / 174
 - 8.4.2 真 3D 显示 / 175
- ▶ 思考题 / 178

英语词汇 /179

参考文献 /182

第1章

光电技术预备知识

1.1 光的基本性质

1.1.1 光的波动性

19世纪末,英国物理学家麦克斯韦(J. C. Maxwell)创立了电磁场理论. 根据麦克斯韦电磁场理论,电磁场的变化规律可由麦克斯韦方程组描述,其微分形式如下:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\end{aligned}$$

其积分形式如下:

$$\begin{aligned}\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} &= \frac{\sum q}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \iiint_V \rho dV \\ \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} &= 0 \\ \oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} &= -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \\ \oint_L \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} &= \mu_0 J + \mu_0 \epsilon_0 \iint_S \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}\end{aligned}\quad (1-1)$$

其中,哈密尔顿算符 $\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{k}$. 麦克斯韦方程组由四个方程组成:描述电荷如何产生电场的高斯定律、论述磁单极子不存在的高斯磁定律、描述时变磁场如何产生电场的法拉第电磁感应定律、描述电流和时变电场怎样产生磁场的麦克斯韦-安培定律. 式中 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 分别为电位移矢量、磁感应强度、电场强度和磁场强度, ρ 为自由电荷体密度, $\mathbf{J}$ 为传导电流密度.

如果利用麦克斯韦方程组研究光波在介质中的传播特性时,还需要考虑介质的属性以及介质对电磁场的影响. 描述介质属性以及对电磁场量影响的方程称为物质方程,即

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{J} &= \sigma \mathbf{E}\end{aligned}\quad (1-2)$$



式中, ϵ 为介电常数, μ 为磁导率, σ 为电导率。

根据斯托克斯定律, 对于矢量场 $\mathbf{E}$, 有 $\oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \iint_S \nabla \times \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}$ 和高斯散度定理 $\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{E} \cdot dV$ 。

利用矢量运算 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ 以及 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 由麦克斯韦方程组可推出当媒质为完全电解质 (Perfect Dielectric) 或无耗媒质 (Lossless Medium), 即媒质的电导率 $\sigma = 0$ 时的方程:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{H} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \quad (1-3)$$

这就是交变电磁场所满足的波动方程, 又称时变亥姆霍兹方程 (Helmholtz equation), 它表明交变电场和交变磁场是以速度 v 传播的电磁波, 其中, $v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$ 。

若在空间某区域有变化的电场 $\mathbf{E}$ (或变化的磁场 $\mathbf{H}$), 在邻近区域将产生变化的磁场 $\mathbf{H}$ (或变化的电场 $\mathbf{E}$), 这种变化的电场和变化的磁场不断地交替产生, 由近及远以有限的速度在空间传播, 形成电磁波, 如图 1.1 所示。电磁波具有以下性质:

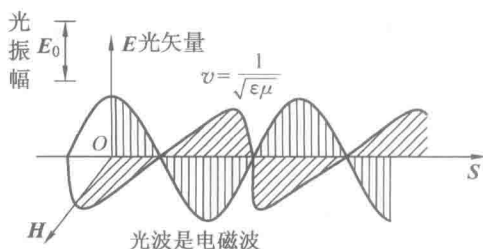


图 1.1 电磁波的传播

① 电磁波的电场 $\mathbf{E}$ 和磁场 $\mathbf{H}$ 都垂直于波的传播方向, 三者相互垂直, 所以电磁波是横波。 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 和传播方向构成右手螺旋系。

② 沿给定方向传播的电磁波, $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 分别在各自平面内振动, 这种特性称为偏振 (polarization)。

③ 空间各点 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 都做周期性变化, 而且相位相同, 即同时达到最大, 同时减到最小。

④ 任一时刻, 在空间任一点, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 在量值上的关系为 $\sqrt{\epsilon} \mathbf{E} = \sqrt{\mu} \mathbf{H}$ 。式中, ϵ 为介电常数, μ 为磁导率。

⑤ 电磁波在真空中传播的速度为 $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2.99792 \times 10^8 \text{ m/s}$, 其中 ϵ_0 为真空中的介

电常数, μ_0 为真空中的磁导率。电磁波在介质中的传播速度为 $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$ 。故介质的折射率定

义为 $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$, 其中 $\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ 为介质的相对介电常数, $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ 为相对磁导率。除铁磁质外,

绝大多数介质的磁性都很弱, 即 $\mu_r \approx 1$, 因此, 折射率又可表示成 $n = \sqrt{\epsilon_r}$ 。真空中 $c = \lambda_0 \nu$, 介质中 $v = \lambda \nu$, ν 为电磁振动频率, 其与介质无关。

麦克斯韦方程组预测出电磁振动可以产生电磁波, 这不久就被德国物理学家赫兹 (H. R. Hertz) 用实验所证实, 而光波则是一段频率范围内的电磁波。

例 1.1 海水的电导率 $\sigma = 4 \text{ S/m}$, 相对介电常数 $\epsilon_r = 81$, 求频率为 1 MHz 时位移电流与

传导电流的比值. 设电场是正弦变化的, 且 $E = iE_0 \cos \omega t$.

解 根据位移电流的定义, 有

$$J_d = \frac{\partial D}{\partial t} = -i\omega \epsilon E_0 \sin \omega t$$

所以位移电流的幅值为 $J_{dm} = \omega \epsilon E_0$, 传导电流的幅值为 $J_{cm} = \sigma E_0$.

因此位移电流和传导电流的比值为

$$\frac{J_{dm}}{J_{cm}} = \frac{\omega \epsilon}{\sigma} = \frac{\omega \epsilon_r \epsilon_0}{\sigma} = \frac{2\pi \times 10^6 \times 81 \times \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9}}{4} = 1.125 \times 10^{-3}$$

电磁波包括的范围很广, 从无线电波到光波, 从 X 射线到 γ 射线, 都属于电磁波的范畴, 只是波长不同而已. 目前已经发现并得到广泛利用的电磁波有波长达 10^4 m 以上的, 也有波长短到 10^{-5} nm 以下的. 我们可以按照频率或波长的顺序把这些电磁波排列成图表, 称为电磁波谱, 如图 1.2 所示, 光辐射仅占电磁波谱的一极小波段. 图中还给出了各种波长范围(波段).

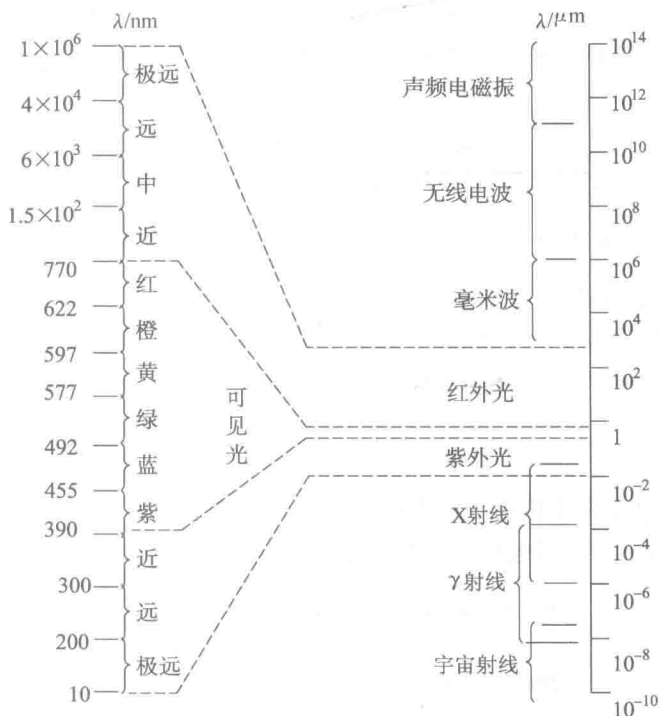


图 1.2 电磁辐射波谱

为了研究方便, 电磁波谱分为长波区、光学区和射线区三个大的谱区. 其中, 长波区用于远洋长距离通信、无线电广播、电视、雷达、无线电导航、移动通信等. 射线区的 X 射线具有很强的穿透力, 能使照相底片感光, 使荧光发光, 可用于医疗检查、金属探伤、晶体分析. γ 射线可用于金属探伤、医疗等. 光电技术所涉及的只是光学谱区, 其波长范围为 $0.01 \sim 1000 \mu\text{m}$. 它又可再分为红外辐射 (infrared radiation)、可见光 (visible light) 和紫外辐射 (ultraviolet radiation) 三个波段.

红外辐射: 波长在 $0.78 \sim 1000 \mu\text{m}$ 的是红外辐射. 通常分为近红外、中红外和远红外三部分, 有显著的热效应, 应用于红外侦察、红外制导、红外热成像、红外报警等. 红外线、可见



光、紫外线统称为光辐射。

可见光：日常生活中人们提到的“光”指的是可见光。可见光是波长在 $390\sim 770\text{nm}$ 范围的光辐射，也是人视觉能感受到“光亮”的电磁波。当可见光进入人眼时，人眼的主观感觉依波长从长到短表现为红色、橙色、黄色、绿色、青色、蓝色和紫色。

紫外辐射：紫外辐射比紫光的波长更短，人眼看不见，波长范围为 $0.01\sim 0.3\mu\text{m}$ 。细分为近紫外、远紫外和极远紫外。由于极远紫外在空气中几乎会被完全吸收，只能在真空中传播，所以又称为真空紫外辐射。在进行太阳紫外辐射的研究中，常将紫外辐射分为 A 波段、B 波段和 C 波段，它有显著的生理作用和荧光效应，可用于杀菌。

1.1.2 光辐射的传播特性

光辐射是电磁波，它服从电磁场基本规律。由于引起生理视觉效应、光化学效应以及探测器对光频段电磁波的响应主要是电磁场量中的 E 矢量，因此，光辐射的电磁理论主要是应用麦克斯韦方程求解光辐射场量 E 的变化规律。

例 1.2 将下列用相量形式表示的场矢量转换成瞬时值或做相反的变化：

$$(1) \quad E = iE_0 e^{j\varphi};$$

$$(2) \quad E = iE_0 e^{-jkz}.$$

解 (1) $E(x, y, z, t) = \text{Re}[iE_0 e^{j\varphi} e^{j\omega t}] = iE_0 \cos(\omega t + \varphi)$

$$(2) \quad E(x, y, z, t) = \text{Re}[iE_0 e^{j(\frac{\pi}{2} - kz)} e^{j\omega t}] = iE_0 \cos\left(\omega t - kz + \frac{\pi}{2}\right)$$

1. 光波场的能流密度

电磁场是一种特殊形式的物质，具有能量。由于光波是以速度 v 传播的电磁波，所以它所具有的能量也向外传播。为了描述光波场能量的传播，引入能流密度——坡坎亨矢量 S ，其定义式为

$$S = E \times H \quad (1-4)$$

表示单位时间内通过垂直于传播方向上单位面积的能量。

对于时谐电磁场，其电场强度和磁场强度用相量表示为

$$E(t) = \text{Re}[E e^{j\omega t}] = \frac{1}{2} [E e^{j\omega t} + E^* e^{-j\omega t}]$$

$$H(t) = \text{Re}[H e^{j\omega t}] = \frac{1}{2} [H e^{j\omega t} + H^* e^{-j\omega t}]$$

式中， E^* 、 H^* 分别是 E 、 H 的共轭复相量，将其代入坡印廷矢量的瞬时表达式，有

$$\begin{aligned} S(t) &= E(t) \times H(t) \\ &= \frac{1}{2} [E e^{j\omega t} + E^* e^{-j\omega t}] \times \frac{1}{2} [H e^{j\omega t} + H^* e^{-j\omega t}] \\ &= \frac{1}{2} \text{Re}[E \times H^*] + \frac{1}{2} \text{Re}[E \times H e^{j2\omega t}] \end{aligned} \quad (1-5)$$

在一个周期内求其平均值，得

$$S_{av} = \frac{1}{T} \int_0^T S(t) dt = \text{Re}\left[\frac{1}{2} E \times H^*\right] = \text{Re}[S]$$

式中

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$$

$\mathbf{S}$ 称为复坡印廷矢量, 它与时间无关, 代表复功率流密度. 注意式中的电场强度和磁场强度是复振幅而不是有效值. 复坡印廷矢量的实部为平均功率流密度, 也称为平均坡印廷量, 记作 S_{av} , 即 $S_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$.

实验表明, 使光电探测器响应的是电场, 对人眼视网膜起作用的也是电场, 因此通常把光波中的电矢量 $\mathbf{E}$ 称为光矢量, 把电场 $\mathbf{E}$ 随时间的变化称为光振动. 在讨论光波性质时, 只考虑 $\mathbf{E}$ 即可.

例 1.3 已知无源 ($\rho_v = 0, J = 0$) 的自由空间中, 时变电磁场的电场强度复矢量为 $\mathbf{E}(z) = jE_0 e^{-jkz}$, 式中, E_0, k, z 均为常数. 求:

- (1) 磁场强度复矢量;
- (2) 坡坎亭矢量的瞬时值;
- (3) 平均坡印廷矢量.

解 (1) $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \mathbf{H}$

得

$$\mathbf{H} = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \mathbf{k} \times j \frac{\partial}{\partial z} (E_0 e^{-jkz}) = -i \frac{k}{\omega\mu_0} E_0 e^{-jkz}$$

- (2) 电场、磁场的瞬时值分别为

$$\mathbf{E}(z, t) = \operatorname{Re}[\mathbf{E}(z) e^{j\omega t}] = jE_0 \cos(\omega t - kz)$$

$$\mathbf{H}(z, t) = \operatorname{Re}[\mathbf{H}(z) e^{j\omega t}] = -i \frac{k}{\omega\mu_0} E_0 \cos(\omega t - kz)$$

坡印廷矢量的瞬时值为

$$\mathbf{S}(z, t) = \mathbf{E}(z, t) \times \mathbf{H}(z, t) = k \frac{k}{\omega\mu_0} E_0^2 \cos^2(\omega t - kz)$$

- (3) 平均坡印廷矢量为

$$\begin{aligned} S_{av}(z, t) &= \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\mathbf{E}(z) \times \mathbf{H}^*(z)] \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re}\left[jE_0 e^{-jkz} \times \left(-i \frac{k}{\omega\mu_0} E_0 e^{jkz}\right)\right] \\ &= k \frac{k}{2\omega\mu_0} E_0^2 \end{aligned}$$

式中, $\mathbf{k}$ 为光波传播方向的单位矢量. 由于光的频率很高, 如可见光为 10^{14} Hz 量级, 所以 $\mathbf{S}$ 的大小 S 随时间变化得很快, 而目前光探测器的响应速度远远跟不上光能量的瞬时变化, 只能给出 S 的平均值. 通常利用能流密度的时间平均值 $\langle S \rangle$ 表征电磁场能量的传播, 并称为光强, 以 I 表示. 假设光探测器的响应时间为 T , 则

$$I = \langle S \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T S dt = \frac{n}{\mu_0 c} \langle E^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{n}{\mu_0 c} E_0^2 \quad (1-6)$$

式中, E_0 为 $\mathbf{E}$ 的振幅.

需要指出的是, 在大多数应用场合, 由于只考虑某一介质中的光强, 只关心光强的相对值, 往往省略比例系数, 把光强写成



$$I = \langle E^2 \rangle = E_0^2$$

如果考虑的是不同介质的光强,比例系数不能省略。

2. 波动方程的解——几种特殊形式的光波

由于描述光波场的波动方程是一个二阶偏微分方程,根据不同的边界条件,解的具体形式不同,可以是平面波、球面波、柱面波或高斯光束。

(1) 平面波

在直角坐标系中,拉普拉斯算符的表示式为

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

为简单起见,假设 $\mathbf{E}$ 不随 x, y 变化,则波动方程简化为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-7)$$

为了求解波动方程,将其改写为

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E} = 0$$

若令 $p = z - vt, q = z + vt$, 则有

$$\frac{\partial}{\partial p} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right), \quad \frac{\partial}{\partial q} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right)$$

则波动方程变为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial p \partial q} = 0$$

其解为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1(p) + \mathbf{E}_2(q) = \mathbf{E}_1(z - vt) + \mathbf{E}_2(z + vt) \quad (1-8)$$

式中, $\mathbf{E}_1(z - vt)$ 表示沿 z 方向、以速度 v 传播的波, $\mathbf{E}_2(z + vt)$ 表示沿 $-z$ 方向、以速度 v 传播的波。将某一时刻振动相位相同的点连接起来所组成的面称为波振面,由于式(1-8)的波振面是垂直于传播方向 z 的平面,所以 $\mathbf{E}_1(z - vt)$ 和 $\mathbf{E}_2(z + vt)$ 是平面光波。

(2) 球面波

若采用球坐标系,假设 $\mathbf{E}$ 与坐标 θ, φ 无关,则波动方程可表示为

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} \right) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad \text{即} \quad \frac{\partial^2 (r\mathbf{E})}{\partial r^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 (r\mathbf{E})}{\partial t^2} = 0 \quad (1-9)$$

其解为

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{E}_1(r - vt)}{r} + \frac{\mathbf{E}_2(r + vt)}{r} \quad (1-10)$$

显然,等相位面是同心球面。 $\mathbf{E}_1(r - vt)$ 代表沿 r 正方向向外的发散球面波, $\mathbf{E}_2(r + vt)$ 代表沿 r 负方向的汇聚球面波。点源发出的光波为球面波。

(3) 柱面波

如果采用柱坐标系, $\mathbf{E}$ 与坐标量 z, φ 无关,波动方程可表示为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} \right) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-11)$$

该方程的解比较复杂,在此不详述。但可以证明,当 r 较大(远大于波长)时,单色柱面波可表示为

$$E = \frac{A}{\sqrt{r}} e^{-j(\omega t - kr)} \quad (1-12)$$

其等相位面为同轴柱面, 振幅与 $\sqrt{r}$ 成反比. 线光源发出的光波为柱面波.

(4) 高斯光束

如果仍采用柱坐标系, 若 E 仅与坐标量 φ 无关, 波动方程可表示为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E = 0 \quad (1-13)$$

其解的一般函数形式为 $E = E(r, z, t)$. 可以证明, 下面表达式满足上述波动方程:

$$E_{00}(r, z, t) = \frac{E_0}{\omega(z)} e^{-\frac{r^2}{\omega^2(z)}} e^{j[k(z + \frac{r^2}{2R(z)}) - \tan^{-1} \frac{z}{f}]} e^{j\omega t} \quad (1-14)$$

是激光中常见的所谓基模高斯光束.

1.1.3 光波场的时域频率特性

这里以平面波为例讨论.

1. 单色光

单色光波即单一频率的简谐光波, 其最简单、最普遍的表示形式为三角函数形式. 简谐平面波可表示为

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (1-15)$$

特殊情形, 沿 $+z$ 方向传播的简谐平面波为

$$E(z, t) = E_0 \cos\left[\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right] = E_0 \cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right)\right]$$

可见, 单色平面波是一个时间上无限延续、空间上无限延伸的光波动, 在时间和空间上均具有周期性, 如图 1.3 所示, 其时间周期性由周期(T)、频率(ν)、圆频率(ω)表征, 空间周期性由波长(λ)、波矢($\mathbf{k}$)表征.

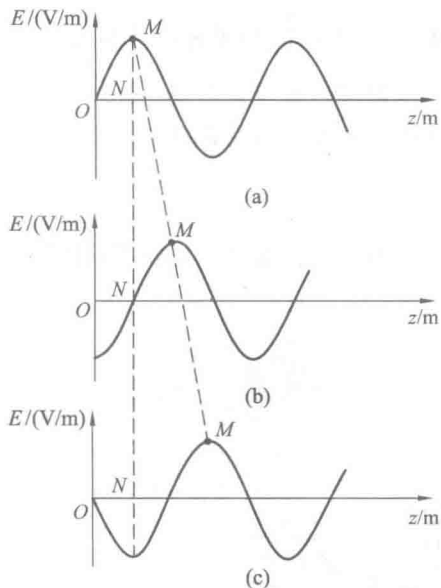
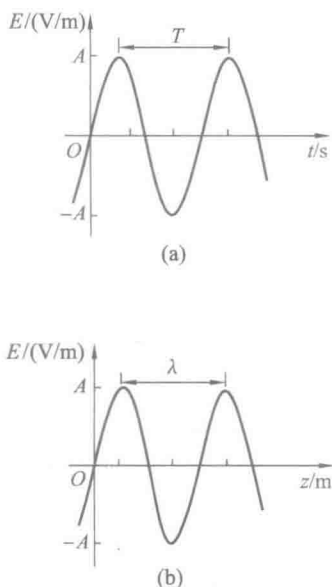


图 1.3 简谐光波的时间周期(T)和空间周期(λ) 图 1.4 简谐波的传播 (a) $t=0$; (b) $t=\frac{T}{4}$; (c) $t=\frac{T}{2}$

为便于运算,经常把平面简谐波表示成复数形式.沿 $+z$ 方向传播的平面简谐波用复数表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (1-16)$$

式中, $\mathbf{E}_0$ 为振幅.

图 1.4 表示简谐波不同时刻在空间的位置.

2. 复色光

实际上,严格的单色光波是不存在的,所能得到的各种光波均为复色波.所谓复色波,是指某种光波由若干单色光组合而成,或者说它包含多种频率成分,它在时间上是有限的.复色光波可表示成各个单色光波的叠加,即

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^N \mathbf{E}_{0i} \cos(\omega_i t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}) \quad (1-17)$$

实际光源发出的复色光波可近似看成是持续时间有限的等幅振荡或衰减振荡.其光波场分别表示如下.

持续时间有限的等幅振荡:

$$E(t) = \begin{cases} E_0 e^{j2\pi\nu_0 t}, & -\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2} \\ 0, & \text{其他} \end{cases}$$

衰减振荡:

$$E(t) = \begin{cases} E_0 e^{-\beta t} e^{j2\pi\nu_0 t}, & t \geq 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases}$$

式中, ν_0 为中心频率.

3. 准单色光

对于中心频率 μ 的振荡,若其振幅随时间的变化比振荡本身缓慢得多,则这种振荡的频谱集中在中心频率 μ 附近一个很窄的频段内,可认为是中心频率为 μ 的准单色光,如持续时间有限的等幅振荡;如果振荡持续的时间很长,以至于 $\frac{1}{T} \ll \mu$,可认为接近单色光; β 值很小的衰减振荡都可以看成是准单色光.

实际激光器发出的光波大多都可按准单色光来处理(图 1.5),且满足高斯分布:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

当均值 μ 和标准方差 σ 取不同值时的高斯分布曲线如图 1.6 所示.

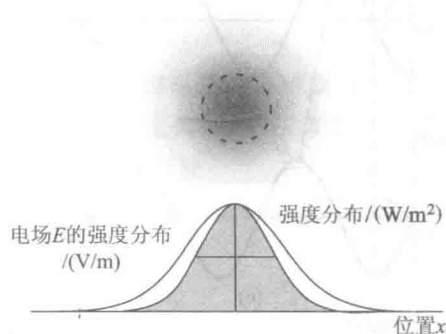


图 1.5 满足高斯分布的准单色激光

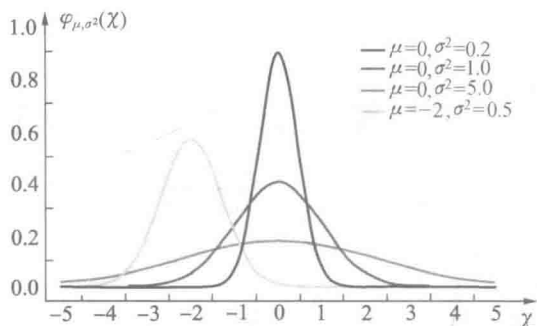


图 1.6 均值 μ 和标准方差 σ 取不同值时的高斯分布曲线

4. 相速度和群速度

(1) 相速度

折射率是光在真空中和介质中传播速度的比值 ($n = \frac{c}{v}$), 通常可以通过测定光线方向的改变, 应用折射定律 ($n = \frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2}$) 来求得, 但原则上也可分别实测 c 和 v 来求它们的比值. 用近代实验室方法, 不难对任何介质中的光速进行精确的测量. 例如, 水的折射率为 1.33, 用这两种方法测得的结果是一致的. 但对 CS_2 , 用改变折射光线方向的方法测得的折射率为 1.64, 而 1885 年迈克尔孙用实测光速, 求得的比值则为 1.75, 其间差别很大, 这不是由实验误差所造成的. 瑞利找到了这种差别的起因, 他对光速概念的复杂性进行了探讨, 从而引入了相速和群速的概念.

为简单起见, 以点光源为例, 光传播的方向为 r 方向. 根据波动理论, 这种通常的光速测定法相当于测定由下列方程所决定的波速的数值:

$$E = A \cos \omega \left(t - \frac{r}{v} \right)$$

显然, 这里 v 代表的是以一定的相位向前移动的单体平面波的速度, 相位不变的条件为

$$t - \frac{r}{v} = \text{常量}$$

两边微分, 得 $dt - \frac{1}{v} dr = 0$ 或 $v = \frac{dr}{dt}$. (1-18)

所以这个速度被称为相速度 (phase velocity) (简称相速). 该速度的量值可用波长和频率来计算.

波的表达式总是 t 和 r 的函数, 可以写成下列形式:

$$E = A \cos(\omega t - kr)$$

式中, $\omega = 2\pi\nu$ 和 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 均是不随时间 t 和 r 而改变的量. 故相位不变的条件为

$$\omega t - kr = \text{常量}$$

两边微分, 得

$$\omega dt - k dr = 0 \text{ 或 } \frac{dr}{dt} = v = \frac{\omega}{k} = \nu\lambda \quad (1-19)$$

式 (1-19) 表示的相速度是严格的单色波所特有的一种速度. 单色波以时间 t 和位置 r 的余弦函数表达, ω 为常量. 这种严格的单色波的空间延续和时间延续都是无穷无尽的余弦 (或正弦) 波, 但是这种波仅是理想的极限情况.

(2) 群速度

我们知道, 单频率的正弦波是不能携带任何信息的, 也就是说, 任何实际的信号总是由许许多多的频率成分组成的, 即占有一定的频带宽度. 非色散媒质中, 相速 $v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$ 只取决于媒质的介电常数和磁导率, 而与频率无关. 因此, 相速代表电磁波传播的速度. 而导电媒质是色散媒质, 不同的频率有不同的相速, 若用相速来衡量一个信号在色散媒质中的传播速度就会发生困难. 为了解决这个问题, 我们引入群速的概念.

设有两个振幅均为 A_m 、频率分别为 $\omega + \Delta\omega$ 和 $\omega - \Delta\omega$ 的电磁波, 沿 $+z$ 方向传播, 在色



散媒质中,它们对应的相位常数是 $\beta + \Delta\beta$ 和 $\beta - \Delta\beta$,其表达式为

$$\psi_1 = A_m \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (\beta + \Delta\beta)z]$$

$$\psi_2 = A_m \cos[(\omega - \Delta\omega)t - (\beta - \Delta\beta)z]$$

它们的合成波为

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 = 2A_m \cos(\Delta\omega t - \Delta\beta z) \cos(\omega t - \beta z) \quad (1-20)$$

上式表明,合成波的振幅是受调制的,这个按余弦变化的调制波称为包络波,如图 1.7 所示.

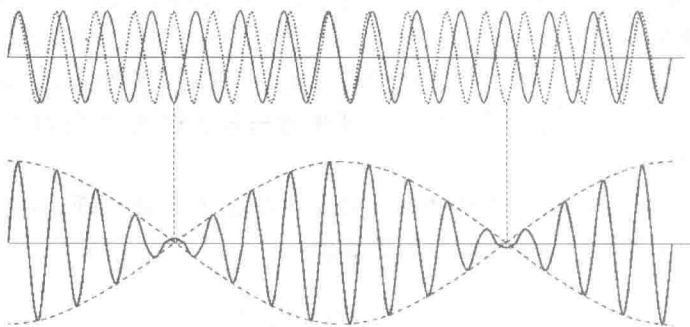


图 1.7 两个不同频率的余弦波的合成

群速(group velocity)就是包络波上某一恒定相位点推进的速度,由 $\Delta\omega t - \Delta\beta z = \text{常数}$,得

$$v_g = \frac{dz}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta\beta} \xrightarrow{(\Delta\omega \ll \omega)} \frac{d\omega}{d\beta}$$

因此,群速与相速的关系为

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d(v\beta)}{d\beta} = v + \beta \frac{dv}{d\beta} = v + \frac{\omega}{v} \frac{dv}{d\omega} v_g$$

即

$$v_g = \frac{v}{1 - \frac{\omega}{v} \frac{dv}{d\omega}} \quad (1-21)$$

显然,有以下三种可能:

- ① $\frac{dv}{d\omega} = 0$, 即相速与频率无关时,群速等于相速,为无色散.
- ② $\frac{dv}{d\omega} < 0$, 即频率越高、相速越小时,群速小于相速,为正常色散.
- ③ $\frac{dv}{d\omega} > 0$, 即频率越高、相速越大时,群速大于相速,为反常色散.

实际上,群速就是电磁波能量传播的速度,其值小于或等于光速,至少目前还没有发现有超过光速的;而相速是电磁波的等相位面前进的速度,其值在某种条件下可以大于光速,比如当电磁波在金属波导中传播时,相速就大于光速,而群速小于光速,也就是出现了正常色散现象.电磁波在理想的无耗媒介中传播时不存在色散,而实际情况下,色散总是存在的,如光纤的色散、波导的色散以及大气色散等.

1.1.4 光的粒子性

根据量子理论,光是由光子组成的粒子流.光子具有一定的能量和动量,也具有质量.光