

图书在版编目(CIP)数据

物理光学/刘晨主编. —合肥:合肥工业大学出版社,2007.6

ISBN 978-7-81093-593-7

I. 物… II. 刘… III. 物理光学—高等学校—教材 IV. 0436

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 067451 号

物 理 光 学

主编 刘 晨 责任编辑 疏利民 特约编辑 王安平

出 版	合肥工业大学出版社	版 次	2007年6月第1版
地 址	合肥市屯溪路193号	印 次	2007年6月第1次印刷
邮 编	230009	开 本	710×1000 1/16
电 话	总编室:0551—2903038 发行部:0551—2903198	印 张	24.5
网 址	www.hfutpress.com.cn	字 数	450千字
E-mail	press@hfutpress.com.cn	印 刷	合肥现代印务有限公司
		发 行	全国新华书店

ISBN 978-7-81093-593-7

定价:29.50元

如果有影响阅读的印装质量问题,请与出版社发行部联系调换。

前 言

物理光学是从光的波动性出发来研究光在传播过程中所发生的各种现象,因此也称为波动光学。本书是随着现代化生产和科技的不断发展,为使高等院校光信息科学与技术专业、测控技术与仪器专业等基础课教材能更好地适应社会主义现代化建设培养人才的需要,编著者在多年科研和教学经验积累的基础上,以及结合给本科生上必修课的讲稿,并参考国内外有关教材和书籍编写而成的。全书共分8章:第一章介绍了光的电磁理论;第二章介绍了两列或多列光波的叠加与分析;第三章介绍了光的干涉特性;第四章介绍了光的衍射特性;第五章介绍了光的偏振特性;第六章介绍了傅里叶光学的基本原理以及信息光学基础;第七章介绍了光纤和导波光学基础;第八章介绍了光的量子性和激光。本书在每章的后面都附有每章要掌握的重点内容,并选编了部分例题、习题和思考题,以利于学生学习,巩固基本概念和锻炼独立分析能力。由于各校教学计划不同,在使用本教材时,可根据实际情况有所侧重、有所取舍。

本书由合肥工业大学刘晨担任主编,并编写了第四章和第八章,第一章和第七章由长春理工大学赵振明、卢俊、赵猛、李昌立、吕彦飞编写,第二章和第三章由武汉理工大学范希智编写,第五章和第六章由武汉工程大学罗晔编写。全书完稿后,由刘晨完成了统稿和修改工作。

本书在着重阐述了物理光学的基本概念、理论和方法的同时,紧密结合实际,在波动光学的基础上,增加了现代光学的若干内容,可作为高等学校光信息科学与技术专业、测控技术与仪器专业本科生的教材,也可以作为学习光学的其他专业的教材和光学行业的技术人员的参考书。

本书得到了合肥工业大学出版社及疏利民同志的关心和支持,并为本书做了大量的工作,在此特致谢意。

由于编著者水平有限,教材中的错误和不妥之处在所难免,敬请读者批评指正。

编 者

2007年5月18日

目 录

第一章 光的电磁理论基础	(1)
第一节 麦克斯韦电磁场理论与电磁波	(2)
第二节 典型光波——平面电磁波、球面波、柱面波	(8)
第三节 辐射能与电偶极子辐射电磁波	(13)
第四节 光在两电介质分界面上的反射和折射	(15)
第五节 光在金属表面的反射和透射	(28)
第六节 光的吸收、色散、散射	(32)
第二章 光波的叠加和分析	(48)
第一节 波的独立传播和叠加原理	(48)
第二节 两束同频振动方向平行的标量波的叠加	(50)
第三节 两束同频振动方向垂直的标量波的叠加	(57)
第四节 不同频率的两个平面单色波的叠加	(61)
第五节 光波的分析	(67)
第三章 光的干涉	(80)
第一节 两束单色光的干涉	(80)
第二节 分波面干涉	(94)
第三节 分振幅双光束干涉	(104)
第四节 多光束干涉	(121)
第五节 薄膜光学基础	(133)
第六节 光波的相干性	(145)
第四章 光的衍射	(169)
第一节 光衍射基本理论	(169)
第二节 夫琅和费衍射	(174)
第三节 菲涅耳衍射	(196)

第四节	衍射光栅	(208)
第五章	光的偏振与晶体光学基础	(223)
第一节	偏振光的概述	(223)
第二节	晶体的介电张量	(225)
第三节	平面波在晶体中的传播规律	(230)
第四节	平面波在晶体界面的反射和折射	(241)
第五节	偏振光的产生与检测——晶体光学器件	(245)
第六节	偏振的矩阵表示	(253)
第七节	偏振光的干涉	(257)
第八节	旋光效应	(264)
第九节	电光效应	(268)
第六章	傅里叶光学基础	(283)
第一节	傅里叶光学的数学基础	(283)
第二节	傅里叶光学的物理基础	(288)
第三节	光学成像系统的传递函数	(294)
第四节	光学全息	(299)
第五节	光学信息处理	(307)
第七章	导波光学基础	(328)
第一节	平面光波导	(328)
第二节	光纤	(340)
第三节	光子晶体光纤	(350)
第四节	导波光学的的应用	(353)
第八章	激光基础	(360)
第一节	激光的基本原理	(360)
第二节	激光器件	(369)
第三节	激光的应用	(374)
参考文献	(381)

第一章 光的电磁理论基础

物理光学是研究光的物质属性、光的产生机制、光传播规律、光与物质、光与光相互作用规律的一门科学。

完整的物理光学包括波动光学和量子光学两个方面。光的波动理论主要用于研究光的传播规律、光与光的作用、光与介质作用的问题,光的波动理论还能对部分光辐射、光与物质相互作用问题作出满意的解释。光的量子理论主要研究光与物质相互作用问题。许多传统上用波动理论解决的问题改用量子理论解决后,过程更简洁、结论更直接。光的波动理论和量子理论不存在谁替代谁的问题。由于历史的原因,波动光学与几何光学(也称应用光学)相比,它涉及了光的本性与规律,所以把波动光学又称物理光学,物理光学(波动光学)研究的内容又极其广泛,它涵盖的范围从日常生活到应用技术以及理论物理前沿问题。

人们很早就注意到光学现象,对光的本质探究由来已久。在对光的本质认识上一直围绕着波动说和粒子说。即使是波动说,历史上还出现过光的机械波理论,它曾战胜过以牛顿为首的粒子说理论,后来机械波理论被麦克斯韦(Maxwell)的电磁波理论取代。到19世纪末,黑体辐射、光电效应、康普顿效应等又证实光的量子性,1905年爱因斯坦(Einstein)提出光量子理论,1924年德布罗意(De Broglie)提出物质波学说,1925年波恩(Born)所提出的波粒二象性又使人们承认光的粒子性。

当前,人们普遍接受了光的本性是波粒二象性的观点,其实波粒二象性结论本身就是描述性的,它没能解释光的波粒二象性的本质。因此,人们探索光的本质研究远没终止,全面认识光的本质还有漫长的道路。

建立在电磁场理论基础上的光波动理论才是科学的,物理光学理论基础是电磁场理论。本章从电磁场理论出发认识光的本性、分析光学现象及传播规律。本章主要内容有:麦克斯韦电磁场理论与电磁波,典型光波,光波的辐射,光在均匀介质中的传播规律,光在两介质分界面上的反射和折射现象,光的色散、散射与吸收。

第一节 麦克斯韦电磁场理论与电磁波

电磁学的发展集中在 18 世纪末至 19 世纪后。社会生产力水平提高和工业化为电磁学的发展提供了物质条件。人们总结了一些实验定律,如库仑(Coulomb)定律、毕奥—萨伐尔(Biot—Savart)定律、法拉第(Faraday)电磁感应定律等。这时期电磁学的研究异常活跃,各种结果和学说真伪难辨。麦克斯韦从 1855 年开始历时十余年,总结了前人 150 多年积累的电磁学研究成果,特别是吸收了从库仑、安培(Ampère)、法拉第等人电磁学的全部成就,创造性提出了“位移电流”的假说,把稳定电磁场的基本规律推广到交变电磁场。建立了电磁场理论,并预言了电磁波的存在,同时指出光是一种电磁波。1888 年赫兹(Hertz)的实验证实了电磁波的存在,并且证明电磁波具有与光波一样的反射、干涉、衍射、偏振特性,它的传播速度等于光速,这以后光的电磁场理论真正被人们接受,光的电磁场理论使人们对光的本性认识产生一次飞跃。

一、电磁学基本定理回顾

电磁场理论涉及的电磁学的基本公式:

1. 电通量高斯(Gauss)定理

$$\oiint \mathbf{D} \cdot d\boldsymbol{\sigma} = Q \quad \text{或者} \quad \oiint \mathbf{E} \cdot d\boldsymbol{\sigma} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (1-1)$$

通过任何曲面的电通量等于该曲面所包围的所有电荷电量的代数和除以 ϵ_0 。

2. 静电场的环路定理

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (1-2)$$

静电场中场强沿任意闭合回环路的线积分等于 0,即静电场力作功与路径无关或者说静电场是保守场。

3. 磁学高斯定理

$$\oiint \mathbf{B} \cdot d\boldsymbol{\sigma} = 0 \quad (1-3)$$

上式表明不存在磁荷或磁单极。

4. 安培环路定理

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \sum I \quad \text{或者} \quad \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \sum I \quad (1-4)$$

磁感应强度沿任何闭合环路的线积分等于穿过此环路所有电流强度的代数和的 μ_0 倍。

公式中的 \mathbf{D} 、 \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 、 \mathbf{H} 分别表示电位移矢量、电场强度、磁感强度和磁场强度, \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 是基本物理量, \mathbf{D} 、 \mathbf{H} 是辅助量, $d\sigma$ 表示封闭曲面的微面元, $d\mathbf{l}$ 表示闭合曲线的微线段单元。

公式(1-1)、(1-2)、(1-3)、(1-4) 是在稳恒电磁场情况下得到的。

二、涡旋电场、位移电流、积分形式的麦克斯韦方程

在处理随时间变化的电磁场时, 必须考虑磁场变化对电场的影响和电场的变化对磁场的影响。

根据法拉第电磁感应定律, 处于变化磁场中闭合线圈会产生感生电动势, 即

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \iint \mathbf{B} \cdot d\sigma = -\iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\sigma \quad (1-5)$$

闭合线圈中的磁通量发生变化时, 线圈中会产生电流, 这是电场推动线圈导体里的自由电子移动产生的电流, 这种电场是客观存在的, 与检测线圈存在与否无关, 即使不用线圈检测, 电场也依然存在。为了区别这种电场与电荷激发的静电场, 结合这种磁场变化激发电场的环路特性, 称这种电场为“涡旋电场”。

电动势等于电场沿线圈的环路积分

$$\varepsilon = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (1-6)$$

把(1-5)、(1-6) 式结合得

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\sigma \quad (1-7)$$

不仅变化的磁场能够产生电场, 麦克斯韦还进一步认为变化的电场也能够产生磁场。以平板电容器为例, 当电容器充电或放电时, 在电容器内部将激发出一个磁场, 电容极板间电介质不存在传导电流。在电容器充放电时, 电容器内部极板间电场强度发生了变化, 该变化的电场也能激发磁场。从激发磁场的效果上看, 变化的电场可以等效成电流, 这种电流称为“位移电流”。

电场中通过任意截面的位移电流等于通过该截面的电通量随时间的变化

率,用 I_D 表示位移电流,用 j_D 表示位移电流密度,有

$$I_D = -\frac{\partial}{\partial t} \iint \mathbf{D} \cdot d\boldsymbol{\sigma} = \iint \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\boldsymbol{\sigma} \quad (1-8)$$

和
$$I_D = \iint j_D \cdot d\boldsymbol{\sigma} \quad (1-9)$$

结合(1-8)、(1-9)式有

$$j_D = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-10)$$

在电场随时间变化情况下,由于位移电流激发磁场的存在,安培环路定理将变为

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I + \iint \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\boldsymbol{\sigma} \quad (1-11)$$

这样得到描述电磁场普遍规律的积分形式的麦克斯韦方程组

$$\oiint \mathbf{D} \cdot d\boldsymbol{\sigma} = Q \quad (1-12a)$$

$$\oiint \mathbf{B} \cdot d\boldsymbol{\sigma} = 0 \quad (1-12b)$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\boldsymbol{\sigma} \quad (1-12c)$$

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I + \iint \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\boldsymbol{\sigma} \quad (1-12d)$$

最初,麦克斯韦建立的是 20 个分量形式方程,后来是赫兹整理成现在普遍使用的矢量形式。

三、微分形式的麦克斯韦方程

实际应用中,积分形式的麦克斯韦方程不适宜处理局部定点问题,而此时微分形式的麦克斯韦方程组更适用。通过数学的高斯定理和斯托克斯(Stokes)公式将麦克斯韦方程组由积分形式转化成微分形式

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1-13a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-13b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-13c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-13d)$$

∇ 称为哈密顿(Hamilton)算符,直角坐标系下哈密顿算符为

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

$\nabla \cdot$ (或者 div) 表示对场进行求散度。

$$\text{电位移 } \mathbf{D} \text{ 的散度为 } \nabla \cdot \mathbf{D} = x_0 \frac{\partial D_x}{\partial x} + y_0 \frac{\partial D_y}{\partial y} + z_0 \frac{\partial D_z}{\partial z}$$

$\nabla \times$ (或 rot、curl) 表示对场进行求旋度,磁场强度 \mathbf{H} 的旋度为

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \begin{vmatrix} x_0 & y_0 & z_0 \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} \\ &= \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) x_0 + \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) y_0 + \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) z_0 \end{aligned}$$

四、物质方程

麦克斯韦方程组反映了电磁场的普遍规律,它适用于所有电磁场,但具体电磁场的形式与参数还受介质性质制约,对于各向同性介质(如空气、真空、水、光学玻璃等介质的电磁性质与方向无关)有

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1-14)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1-15)$$

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$$

$$\mu = \mu_r \mu_0$$

ϵ 是介质的介电常数, ϵ_r 是介质的相对介电常数, ϵ_0 是真空介电常数, $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ C/N} \cdot \text{m}^2$ (库²/牛·米²), μ 是介质的磁导率, μ_r 是相对磁导率, μ_0 是真空磁导率, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{s}^2/\text{C}^2$ (牛·秒²/库²)。

对于导电介质还有微分形式的欧姆定律

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (1-16)$$

σ 称为电导率。

五、电磁场的波动性

设在空间某区域内电场有变化,那么它在邻近的区域就要引起随时间变化的磁场,这变化的磁场又在较远的区域引起新的变化电场,接着这新的变化电场又在更远的区域引起新的变化磁场;变化的电场和磁场的交替产生,使电磁场传播到很远的区域。交变电磁场在空间以一定速度由近及远的传播即形成电磁波(很像鸡—蛋—鸡过程延续生命一样)。

从麦克斯韦方程组出发,可以导出电磁波的波动方程。为了便于研究,假设介质均匀、透明、无限大,且远离辐射源(像普通物理中的光滑平面、柔软的绳、理想导体等简化后的模型)。远离辐射源时 $\rho = 0, j = 0$, 结合物质方程,麦克斯韦方程简化为

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1-17a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1-17b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1-17c)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \epsilon\mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1-17d)$$

$$\nabla \times (1-17c) \text{ 得 } \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \times \left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\right) \quad (1-18)$$

$$(1-18) \text{ 左 } \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E} \quad (1-19)$$

$$(1-18) \text{ 右 } \nabla \times \left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\right) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) = -\mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1-20)$$

联立(1-19)、(1-20)两式

$$\text{得到} \quad \nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-21)$$

$$\text{同理得} \quad \nabla^2 \mathbf{B} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-22)$$

式(1-21)和(1-22)是典型微分形式的波动方程,其解是各种形式的电磁波,该方程代表的波传播速度为 $v = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$,且 \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 的方程形式相同,所以 \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 遵循相同的规律。式中 ∇^2 称为拉普拉斯(Laplace)算符,在直角坐标系中拉普拉斯算符的表达式为

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

在真空中波动速度为 $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 2.99794 \times 10^8 \text{ m/s}$

这个数值与实验中测出的真空中光速的数值非常接近。历史上，麦克斯韦正是以此作为重要依据之一预言了光是一种电磁波。

由电磁波的波动方程得到介质中的电磁波的速度为

$$v = c/\sqrt{\epsilon_r\mu_r} \quad (1-23)$$

介质对电磁波的折射率 $n = c/v = \sqrt{\epsilon_r\mu_r}$

对于非磁性物质 $\mu_r \approx 1$, 所以 $n \approx \sqrt{\epsilon_r}$

上述公式把介质光学性质和电磁学性质联系在一起。

六、电磁波谱

电磁波频率包含了从无线电波到 γ 射线的广阔范围, 可见光的波长范围是 $380 \sim 760 \text{ nm}$, 对应频率范围是 $8 \times 10^{14} \sim 4 \times 10^{14} \text{ Hz}$, 是整个电波频谱的很窄一部分, 电磁波频率单位有 $\text{kHz}, \text{MHz}, \text{GHz}, \text{THz}$ ($1 \text{ GHz} = 10^9 \text{ Hz}, 1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$)。由于光学波段电磁波的频率较高, 习惯上不用频率而是用波长表示光谱, 波长单位有 $\text{m}, \text{mm}, \mu\text{m}, \text{nm}, \text{\AA}$, 例如: 人眼最敏感波长是 550 nm , 小于 200 nm 为真空紫外。还有用波数(单位长度包含的波长数量)表示光谱, 尤其红外波段最常用波数表示光谱。

表 1-1 电磁波谱

辐射波	频率范围 / Hz	波长范围
无线电波	$< 10^9$	$> 300 \text{ mm}$
微波	$10^9 \sim 10^{12}$	$300 \sim 0.3 \text{ mm}$
红外线	$10^{12} \sim 4 \times 10^{14}$	$300 \sim 0.76 \mu\text{m}$
可见光	$4 \times 10^{14} \sim 8 \times 10^{14}$	$0.76 \sim 0.38 \mu\text{m}$
紫外线	$8 \times 10^{14} \sim 10^{16}$	$0.38 \sim 0.03 \mu\text{m}$
X 射线	$10^{16} \sim 10^{19}$	$30 \sim 0.03 \text{ nm}$
γ 射线	$> 10^{19}$	$< 0.03 \text{ nm}$

第二节 典型光波 —— 平面电磁波、球面波、柱面波

一、平面电磁波

直角坐标系是最为常用的空间坐标系,直角坐标系中最简单的电磁波是平面波。平面电磁波的特点是电场或磁场在与传播方向正交的平面上各点具有相同的状态。平面电磁波等相面(波阵面)为无限大平面。最简单的平面波是简谐波平面波,这种波不仅形式简单,而且又重要,因为任何复杂的波都可以分解为许多不同频率的简谐波的组合。

对于沿 z 轴正向传播的平面简谐波可用余弦函数表示为

$$E = A \cos \left[\omega \left(\frac{z}{v} - t \right) \right] \quad (1-24a)$$

$$B = A' \cos \left[\omega \left(\frac{z}{v} - t \right) \right] \quad (1-24b)$$

或者

$$E = A \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - vt) \right] \quad (1-24c)$$

$$B = A' \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - vt) \right] \quad (1-24d)$$

式中 A 和 A' 分别是电场和磁场的振幅, λ 是简谐波的波长,它对应空间上沿波传播方向上余弦因子的宗量 $\left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - vt) \right]$ 变化 2π 的两点间距。宗量 $\left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - vt) \right]$ 称为波的位相。波在某一时刻位相为常数的位置的轨迹叫做等相面或波阵面(也称波面),式(1-24)也表明波的等相面是垂直于 z 轴的平面。因子 $\cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - vt) \right]$ 反映波的物理量随空间和时间的变化规律, $\left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - vt) \right]$ 表示波沿 z 轴的正向传播, $\left[\frac{2\pi}{\lambda} (z + vt) \right]$ 则表示波沿 z 轴的负方向传播。

λ_0 为真空中光波长, v 表示波的速度, T 为周期,这些物理量之间的关系

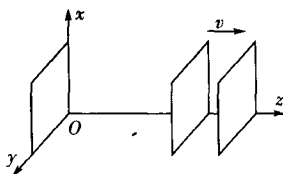


图 1-1 沿 $+z$ 方向传播的平面波

如下

$$\omega = 2\pi\gamma = \frac{2\pi}{T} \quad \lambda = vT \quad \lambda_0 = cT \quad (1-25)$$

简谐波有时还可以写成

$$E = A\cos\left[2\pi\left(\frac{z}{\lambda} - \frac{t}{T}\right)\right] \quad (1-26)$$

波动光学还引进了表示波的矢量 \mathbf{k} , 称 \mathbf{k} 为波矢量, 它是一个重要的矢量, 包括了除单色波振幅以外的所有波动参数, $\mathbf{k} = k\mathbf{k}_0$, \mathbf{k}_0 为波传播方向上单位矢量, 波矢量值为 $k = 2\pi/\lambda$, 称 k 为波数或空间角频率。

$$k = 2\pi/\lambda = 2\pi n/\lambda_0 = n\omega/c = \omega/v$$

于是波动有时还写成

$$E = A\cos(\omega t - kx) \quad (1-27)$$

因为余弦函数是偶函数, 所以 $E = A\cos(kx - \omega t)$ 与式(1-27)表示的是同一平面波。

式(1-24)、(1-26)、(1-27)表示的是一个理想平面简谐波, 它频率单一, 在时间和空间上都是无限扩展的波, 即波的横向宽度和纵向深度是无限大。

波在空间是以波长 λ 为周期的。在空间域, 经常以长度或长度的倒数来表示波的空间周期性, 这时 λ 为空间周期、 $1/\lambda$ 为空间频率。

从空间固定点观察简谐波, 其物理量是以周期 T 做简谐振动, 在时间域用时间周期 T 、时间频率 $\nu = 1/T$ 及角频率 $\omega = 2\pi\nu$ 这一组物理量表示它的时间周期性。

空间周期性与时间周期性之间通过传播速度 v 相联系。任何时间周期性和空间周期性的破坏都意味着光波单色性的破坏。

以上给出了沿 z 轴传播的平面波表达式, 利用波矢量 \mathbf{k} 可以写出沿空间任意方向传播的波动表达式(波函数)。如图1-2所示, 沿 \mathbf{k} 方向传播的平面波在垂直于传播方向的任意平面 Σ 上场强都相同, 且位相由该平面与坐标原点的垂直距离 s 确定, Σ 面上任意点 $P(x, y, z)$ 的矢径 \mathbf{r} 在 \mathbf{k} 方向上的投影都等于 s , 因此 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = ks$, 于是得到沿 \mathbf{k} 方向传播的平面波的表达式

$$E = A\cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (1-28)$$

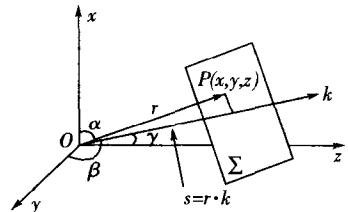


图1-2 沿 \mathbf{k} 方向传播的平面波

设 k 的方向余弦为 $\cos\alpha, \cos\beta, \cos\gamma$, 则平面波的表达式变为

$$E = A \cos[k(x \cos\alpha + y \cos\beta + z \cos\gamma) - \omega t] \quad (1-29)$$

用余弦(或正弦)函数描写简谐波虽很直观,但是在实际上运算不方便,例如在涉及多个光波叠加、微分、积分时运算就十分麻烦。简谐函数和复指数函数之间存在着对应关系,如采用复数表示波函数将会使运算变得简单,复指数函数的实部和虚部都可以用来描述简谐波,习惯上都用复指数函数的实部来描述简谐波,即余弦函数。

$$r \cos\alpha = R_e\{re^{i\alpha}\} \quad (1-30a)$$

$$r \cos\alpha = R_e\{re^{-i\alpha}\} \quad (1-30b)$$

符号 $R_e\{\}$ 表示取括号内部复数的实部。

公式(1-30a)和(1-30b)两种表示法是等效的,本书采用了前者。

$$\text{即} \quad E = A \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) = R_e\{A \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]\} \quad (1-31)$$

用复指数函数表示简谐波时为了书写简便,常省略符号 $R_e\{\}$

$$\text{即} \quad E = A \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) = A \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \quad (1-32)$$

式(1-32)后一个“=”不代表“相等”关系,而是“表示”的含义。电矢量或余弦函数不可能和复指数函数相等,电矢量或余弦函数有其自身的性质。

在需要对简谐波函数作线性运算(加、减、乘常数、除常数、微分、积分)时,就直接拿复指数函数来替代简谐波函数进行复数运算,从最后运算结果中取实部即为所求,这与用简谐波函数直接运算结果相等,用复指数函数进行运算非常方便(参见例题3)。

对于单色光波,其频率是已知的。单色波场中某点在 t 时刻的振动完全由该点的振幅和初相所决定,因此在描写单色光波场和进行线性运算时振幅和初相最重要,式(1-32)可以变为

$$E = A \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega t) = A e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega t} \quad (1-33)$$

式(1-33)表明用复指数函数表示平面波可将波函数的时间因子与空间因子分开。例如在计算光强时,需求出振幅的平方 A^2 ,因为强度正比振幅平方,复指数函数表示的波求振幅平方的办法为

$$A^2 = E \cdot E^* = A \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \cdot A \exp[-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$$

$E^* = A \exp[-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ 是 $E = A \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ 的共轭复数。

令 $\tilde{E} = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, 称 \tilde{E} 为复振幅,它表示某一时刻光波在空间的分布。时

间位相因子表示场振动随时间变化,对于简谐波所到之处场振动的间位相因子 $\exp(-i\omega t)$ 都相同。因此当我们只关心场振动空间分布时,间位相因子不重要,这时只用复振幅表示一个简谐波空间分布。

实际还经常遇到光在吸收介质中传播的情况,如图 1-3 所示,这时光强随传播距离变化。传播 dz 距离后光强吸收 dI ,设吸收系数为 α ,则有

$$dI = -\alpha I dz$$

$$\alpha = -\frac{dI}{I dz} \quad (dI \text{ 本身为负值,确保 } \alpha \text{ 是正数才加“一”号)}$$

$$I = I_0 e^{-\alpha z}$$

因为 $I \propto A^2$, 所以有

$$A = A_0 e^{-\alpha z/2}$$

这样的简谐波表达式为

$$E = A_0 e^{-\alpha z/2} e^{ikz} e^{-i\omega t} = A_0 e^{i(k+i\alpha/2)z} e^{-i\omega t} \quad (1-34)$$

新的波矢为复数

$$\hat{k} = (k + i\alpha/2)$$

\hat{k} 的实部 k 仍反映波在空间周期性,虚部 $i\alpha/2$ 反映振幅随传播距离的变化, k 和 $i\alpha/2$ 虽然一起出现在指数位置,一定要注意它们的差别, k 出现在指数位置是因为采用了复指函数示波, $i\alpha/2$ 出现在指数位置是根据实际情况推导出来的。所以说波矢量反映了一个波的多个特征。

还有一种情况,波沿 x 轴传播,振幅沿 z 方向是减小的,振幅沿 y 方向不变,为了方便取 $y = 0$,这是一种非均匀平面波,振幅变化规律为

$$A(\mathbf{r}) = A(z) = A_0 e^{-\alpha z/2}$$

该简谐波表达式为

$$E = A_0 e^{-\alpha z/2} e^{ik_x x} e^{-i\omega t} = A_0 e^{i\hat{k} \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega t} \quad (1-35)$$

其中 $\mathbf{r} = x\mathbf{x}_0 + z\mathbf{z}_0$, $\hat{k} = (k_x \mathbf{x}_0 + \frac{i\alpha}{2} \mathbf{z}_0) = (k_x \mathbf{x}_0 + k_z \mathbf{z}_0)$, 沿 z 轴分量 $k_z = i\alpha/2$ 。在全反射、导波光中经常遇到式(1-35)这种形式的波。

平面电磁波的性质:

(1) 横波特性:电矢量和磁矢量的方向均垂直波的传播方向。

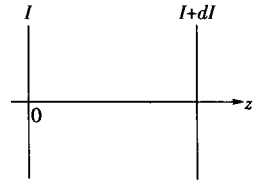


图 1-3 光在吸收介质中传播

$$(2) \mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{k} \text{ 互成右手螺旋系 } \mathbf{B} = \frac{1}{v}(\mathbf{k}_0 \times \mathbf{E}) = \sqrt{\epsilon\mu}(\mathbf{k}_0 \times \mathbf{E})$$

上述关系能由电磁场的一个场及波传播方向确定另一个场的方向。

$$(3) \mathbf{E} \text{ 和 } \mathbf{B} \text{ 同相, 且 } \frac{E}{B} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = v \text{ 或 } \left| \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{B}} \right| = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = v \quad (1-36)$$

\mathbf{E} 和 \mathbf{H} 两矢量始终同位相, 电磁波传播时它们同步地变化, 同时到达最大值, 并由电磁场的一个场的大小确定了另一个场的大小。

实验和理论表明, 对人眼、光敏材料和光检测器起作用的是电矢量而不是磁矢量(维纳驻波实验), 所以实际上只考虑光波电场的作用, 此时电矢量就代表光矢量。

二、球面波和柱面波

(1) 球面波: 球坐标系下最简单的波型是球面波, 相当于在各向同性均匀介质中的点光源发出等相面是球面的光波。球面波也是一种实际不存在理想化的模型, 很多情况下的光波可以近似成球面波, 例如平面波经过凸透镜成为会聚的球面波, 会聚的球面波过了焦点后成为发散的球面波。

$$\text{球面简谐波的表达式为 } E = \frac{A}{r} \exp[i(kr - \omega t)] \quad (1-37)$$

球面波电矢量的方向应与 φ, θ 有关, 但表达式(1-37)没有反映出来, 这个问题在电磁学讨论过。球面波的振幅是与离开源点的距离 r 成反比, 且等相面是 r 为常数的球面。

$$\text{发散的球面波} \quad \tilde{E} = \frac{A}{r} \exp(ikr) \quad (1-38)$$

$$\text{会聚的球面波} \quad \tilde{E} = \frac{A}{r} \exp(-ikr) \quad (1-39)$$

在离开波源很远, 且研究范围相对小时, 可以忽略 r 的变化对球面波振幅的影响, 这时球面波可视为平面波, 如地球表面的阳光。

(2) 柱面波: 柱坐标系下最简单的波型是柱面波。在光学中, 平面波通过狭缝后就成为柱面波。柱面波的场强分布只与离开光源的距离 r 和时间 t 有关。柱面简谐波的表达式为

$$E = \frac{A}{\sqrt{r}} \exp[i(kr - \omega t)] \quad (1-40)$$