

普通高等教育“十三五”光电信息科学与工程专业规划教材

现代经典光学

袁晓东 编著



科学出版社

普通高等教育“十三五”光电信息科学与工程专业规划教材

现代经典光学

袁晓东 编著

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书首先介绍光学发展中的一些重要事件,使读者对光学发展的历史和相关物理知识有一个总体回顾;根据光的电磁波属性,讨论光波在介质界面上的反射和折射,光波在金属材料表面的反射与表面等离子激元,光学偏振的表示方法,不同的光学偏振在各向异性介质中的传播以及光传播的可逆性讨论;通过空间傅里叶变换引入光波场的频域表示,为分析解决复杂光学问题提供新的理论途径,同时对夫琅禾费衍射的讨论提供有力支持;在前述理论的基础上,本书对光栅、法布里-珀罗干涉仪、光学薄膜等一些典型的光学器件进行讨论;光学相干和集光率的系统阐述能够使读者更好地分析和理解许多光学现象;光学成像的衍射理论用波动光学的思想方法对光学成像过程进行了系统分析;本书最后讨论光子晶体,由此引入一种关于光在周期性排列介质中传播的全新研究方法。

本书可作为高等工科院校相关专业高年级本科生和低年级硕士研究生的光学课程教材,也可供高等院校师生及工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

现代经典光学/袁晓东编著. —北京:科学出版社, 2018.11
普通高等教育“十三五”光电信息科学与工程专业规划教材
ISBN 978-7-03-058631-5

I. ①现… II. ①袁… III. ①光学 IV. ①O43

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2018)第 199385 号

责任编辑:潘斯斯 张丽花 王 苏 / 责任校对:王萌萌
责任印制:吴兆东 / 封面设计:迷底书装

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

北京九州迅驰传媒文化有限公司 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2018 年 11 月第 一 版 开本:787×1092 1/16

2018 年 12 月第二次印刷 印张:14 1/4

字数:330 000

定价:88.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前言

光几乎是太阳能量输送到地球的唯一形式，地球上的生命在阳光的照射下繁衍生息；光也是人类认识和感知世界最有效的信息载体，光学成像是人类和所有动物的视觉核心，因此人类在认识世界的过程中从一开始就与光结下了不解之缘。能够考证的历史资料说明人类对光的认识和传播规律的探索始于公元前两千年左右，之后人们对光的研究从未停止过，这些研究结出了累累硕果。几何光学的发展极大地扩展了人类的视野，从宏观星系宇宙观测到微观生物细胞研究，无一不是光学研究成果的结晶。近场光学技术更使人们用光学方法探测纳米尺度的颗粒成为可能。光谱技术不仅能够使人们在实验室研究物质的组分，更是分析遥远星体组成成分的有力工具。20 世纪激光的出现是光学技术领域的又一次革命，它促进了当今世界信息技术的迅猛发展。光学技术一次又一次地推动了人类文明的进步，同时，人们对光本质的认识也不断深入。光学这个古老的学科从来没有停止过向人们展示其奥秘，每揭开一次神秘的面纱，人们对光的认识就更加深入，而且会发现新的奥秘，督促着人们永不停息的探索步伐。

本书第 1 章简要回顾光学的历史发展，从历史回顾中读者可以了解人们对于光认识的逐步深入过程。在 19 世纪末，光的电磁波本质被揭示出来，光波的传播行为完全由麦克斯韦方程组来描述，这就是经典光学的理论基础。20 世纪初，人们逐渐认识到光量子性。光量子理论不是本书讨论的范围，而在需要的时候将直接应用光量子特性的一些结论。

为了适用于更多的读者，本书在写作过程中力求减少内容的跳跃，使具有物理学和高等数学基本知识的读者都能阅读，因此第 2 章从介质中的麦克斯韦方程组出发阐述平面波在介质界面上的反射和折射等基本的物理现象。在接下来的 3~6 章里依次讨论金属中的光波，金属表面的光波与表面等离激元，以石墨烯为例讨论二维材料表面的等离激元、光学偏振、各向异性介质中的光波，以及光传播的可逆性质。

第 7 章从数学傅里叶变换开始，讨论光波的时间傅里叶变换和空间傅里叶变换；同时在时间域和空间域上的单频波就是前述章节中的平面波，因为平面波是傅里叶频率空间的基矢，所以前面 6 章阐述的平面波理论具有一般性，任意形式的光波都可以由平面波叠加而得到。接下来在此基础上讨论夫琅禾费衍射、光栅光谱仪、法布里-珀罗干涉仪等。

第 11 章和第 15 章分别讨论光学薄膜和光子晶体，它们的共同特征是利用材料结构操控光的传播行为。这一研究是目前光学研究的热点方向之一，许多新型的光学器件都与新材料以及新结构相联系。由于这两章的理论体系和阐述方法有较大的差异，所以并没有将其编排为相邻的两章，而是将光子晶体的讨论放在本书的最后，表示该部分内容在选读中具有更大的灵活性。

第 12 章讨论光学相干。光学相干是常用但又容易混淆的概念，该章分别用定性和定量的方法定义光学相干，将相干的概念建立在系统的理论基础上，同时相干光学也是当代的热点研究方向之一。该章在阐述相干理论的基础上介绍了一些相干光学在现代技术中的应用。

第 13 章讨论光学模式。光学模式从不同的侧面描述了光学相干，是光学相干理论的补充

和扩展,用光学模式的概念理解和解释一些光学现象和规律更加简明清晰。

第14章应用光的衍射理论研究光学成像的过程,讨论成像过程中光学频谱成分的损失对成像质量的影响,并由此讨论提高光学成像质量的思想和方法;基于光学干涉图样的全息成像技术为光学成像开辟了全新的途径,使用光的衍射理论能够完整地研究分析全息成像的全过程,这是几何光学理论无法做到的。本书将传统成像与全息成像的衍射理论放在同一章中进行阐述,便于读者对传统光学仪器成像与全息成像进行综合对比。

本书由作者为低年级硕士研究生学习光学课程编写的讲稿整理而得。该课程的时长为一个学期,本书涉及内容不可能面面俱到,在内容选取上尽量做到在经典光学的理论体系内将光学的一些近代研究成果在不同的章节呈现给读者,例如金属和二维材料表面等离激元、光学相干及其现代应用、光子晶体等,为学生进一步的学习和工作打下良好的基础。本书也可用于高年级本科生阅读。

授课过程中作者在计划内容的基础上做了一些补充,这些补充内容或者是相关课程的回顾,或者是计划内容的拓展,书中将这部分内容用补充阅读的形式给出,供读者选读。

计算机的普及和应用使本书的习题设计不仅限于纸笔推导计算,某些习题需要用到简单的计算机编程,学习本书内容,读者只要会使用基本的编程软件(如MATLAB)即可。

在本书写作过程中,国防科技大学叶卫民教授对本书进行了认真的审阅,使得本书的概念更加准确,逻辑更加严密,在此谨致诚挚的感谢。国防科技大学朱志宏、刘肯、郭楚才、张检发、徐威等老师对书稿提出了许多宝贵意见,在此一并表示衷心感谢。

需要说明的是,在编写过程中,作者不断地学习前辈有关光学理论的专著与教材,受益匪浅,才得以使本书顺利完成,谨向他们表示真诚的谢意。

由于作者水平有限,书中难免存在不妥之处,恳请读者批评指正。

作 者

2018年7月

目 录

前言

第 1 章 光学发展的历史简介	1
1.1 17~18 世纪的光学发展	1
1.2 19 世纪的光学——光的波动性	4
1.3 20 世纪的光学——相对论和光的波粒二象性	7
习题	11
第 2 章 光的基本电磁理论	14
2.1 介质中的麦克斯韦方程组	14
2.2 电磁场的能量密度和能流密度, 坡印廷定理	17
2.3 均匀介质中的平面波	19
2.4 平面波在介质界面上反射和折射的斯涅耳定律	23
2.5 平面波在介质界面上的反射和折射的菲涅耳反射系数公式	24
2.6 光波在界面上反射的阻抗讨论	25
2.7 全反射	27
2.8 光强、光功率反射率和透射率	30
习题	31
第 3 章 金属的光学性质与金属表面等离子激元	32
3.1 金属介质的介电常数	32
3.2 光波在金属表面的反射与透射	35
3.3 金属表面等离子激元的传播特征	39
3.4 金属薄膜表面等离子激元	41
3.5 二维材料表面等离子激元	42
习题	45
第 4 章 光学偏振的表示方法	46
4.1 光学偏振的琼斯矢量表示	46
4.2 光学偏振的相干矩阵表示	50
4.3 光学偏振的斯托克斯参量表示	53
4.4 偏振度的其他测量方法	58
习题	60
第 5 章 各向异性介质中的光波	62
5.1 无源无损各向异性介质的介电张量	62
5.2 各向异性介质中的光波	64
5.3 折射率椭球与求解各向异性介质中光波的几何作图法	67
5.4 单轴晶体	70

5.5 光波入射到晶体界面上的折射	73
5.6 介质的旋光性	74
5.7 法拉第旋光效应	78
习题	80
第 6 章 光传播的可逆性	81
6.1 麦克斯韦方程与光学可逆性	81
6.2 可逆与非可逆光学系统举例	82
6.3 光波在介质薄膜上的反射与透射	84
6.4 光波在有吸收介质薄膜上的反射与透射	86
习题	87
第 7 章 傅里叶变换及其在光学中的应用	89
7.1 傅里叶级数与傅里叶积分	89
7.2 分析信号	92
7.3 狄拉克 δ 函数	93
7.4 功率谱	95
7.5 卷积定理	96
7.6 光学脉冲在色散介质中的传播	98
7.7 高斯光束与厄米高斯光束	102
习题	105
第 8 章 光的衍射	107
8.1 菲涅耳-基尔霍夫衍射公式	107
8.2 夫琅禾费衍射	110
8.3 夫琅禾费衍射条件	113
习题	116
第 9 章 衍射光栅	118
9.1 光栅夫琅禾费衍射	118
9.2 光栅光谱仪的光谱分辨能力	120
9.3 声光光栅	123
习题	127
第 10 章 法布里-珀罗干涉仪	129
10.1 法布里-珀罗干涉仪的透射光强与精细度	129
10.2 法布里-珀罗干涉仪的特性参数	131
10.3 法布里-珀罗干涉仪用作光谱分析	134
10.4 法布里-珀罗干涉仪增强法拉第旋光效应	136
习题	138
第 11 章 光学薄膜	139
11.1 单层薄膜两个界面上的电场和磁场与传输矩阵	139
11.2 光波在介质薄膜上的振幅反射系数和透射系数	140
11.3 全方向任意偏振完全反射镜	147

11.4 光波在折射率周期渐变薄膜上的反射和透射	150
习题	152
第 12 章 光学相干	154
12.1 光学相干的描述	154
12.2 杨氏双缝干涉与横向相干尺度	156
12.3 纵向相干性、频率宽度与相干时间	158
12.4 快探测器与慢探测器	162
12.5 相关函数	164
12.6 纵向相干性的相干度描述	165
12.7 Wiener-Khintchine 定理与傅里叶变换光谱仪	167
12.8 横向相干性的相干度描述与 van Cittert-Zernike 定理	168
12.9 普通光源 (非激光光源) 与光强相关	171
习题	173
第 13 章 集光率和相干模式	175
13.1 集光率和辐射度	175
13.2 光学成像系统的集光率守恒	176
13.3 光波的纵模与横模	177
13.4 光波模式与相干性	179
13.5 集光率与光谱仪的光功率收集能力	182
13.6 非定域条纹和定域条纹	184
习题	187
第 14 章 光学成像的衍射理论	188
14.1 光学透镜的傅里叶变换性质	188
14.2 理想和非理想成像系统	191
14.3 点扩散函数、振幅传递函数和光学传递函数	192
14.4 相干光照明成像系统和非相干光照明成像系统的比较	196
14.5 光学全息成像	198
习题	201
第 15 章 光子晶体简介	203
15.1 非均匀介质中的麦克斯韦方程组	203
15.2 光子晶体主方程的一些基本性质	204
15.3 光子晶体的平移对称性	206
15.4 一维光子晶体——多层介质薄膜	207
15.5 光子晶体中电磁场方程的平面波解法	211
15.6 一维光子晶体的平面波展开法求解	213
15.7 一维光子晶体——斜入射	215
15.8 一维光子晶体的模式谱密度与光子晶体缺陷	216
习题	219
参考文献	220

第 1 章 光学发展的历史简介

光是一个既古老又现代的话题，在古代东西方就分别独立进行了光和光学现象的大量观察，并且发展了各自对于光学现象的认识。考古研究表明大约在公元前 2000 年人类就掌握了制作平面和球面反射镜技术，在光的性质和传播规律的研究方面也做了一些初步探索。早在春秋战国时期《墨经》中已有记载：“目以火见”，已明确表示人眼依赖光照才能看到物体；约公元前 300 年，欧几里得(Euclid, 公元前 4 世纪中叶~公元前 3 世纪中叶)在其《光学》著作中阐述了光的直线传播规律和反射定律，公元 130 年亚历山大托勒密(Claudius Ptolemy, 100~170)详细记录了几种介质界面上光线折射角随入射角变化的数据；历史文献记录表明我国早在春秋时期人们就观察了球面反射镜的成像规律，后来对于彩虹和小孔成像等一些光学现象进行了研究记载。在历史早期人们对于光的认识大多是经验性的，局限于光学现象，在光的本质和光传播规律方面认识比较初步，但是无论如何，人们对于光的认识已经迈出了第一步，它是以后人类认识光的本质和光学规律的基石。光学认识的快速发展始于文艺复兴末期的十七世纪，直到今天对光的研究仍然充满无穷魅力。

1.1 17~18 世纪的光学发展

1608 年，一个荷兰眼镜制造商申请了折射望远镜的专利，同期人们发明了显微镜。而后伽利略(Galileo Galilei, 1564~1642)听到这一消息，自行组装完成了望远镜，并利用该望远镜进行了天文观测，发现了木星的卫星，观看到了土星环。从此人们开始了借助光学仪器对宏观和微观世界的观测研究，突破了人眼观测的极限，极大地提高了人类进行大尺度和小尺度物体观测的能力。而对光学仪器的追求又反过来促进了光学研究的发展。

1611 年，开普勒(Johannes Kepler, 1571~1630)出版了他的《折光学》一书，在书中描述了全反射和折射现象，得到了折射定律的小角度近似关系。在此近似条件下，折射角与入射角成正比，开普勒用小角度近似讨论了开普勒型望远镜和伽利略型望远镜的光学成像原理，也就是我们所说的傍轴光学理论，在傍轴近似条件下从一点发出的光线通过球面界面后汇聚于一点(或者光线反向延长线汇聚于一点)(习题 2)。由于像面上每一点的光强都与物面上的点一一对应，就说物体成像于像平面上。

1621 年，荷兰科学家斯涅耳(Willebrord Snellius, 1580~1626)研究发现了光传播通过介质界面时的折射定律，奠定了现代应用光学的理论基石。1637 年，法国科学家笛卡儿(René Descartes, 1596~1650)在《La Dioptrique》一书中对折射定律进行了理论推证，得出了现在使用的折射定律数学形式，即 $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ ，并且首次谈到光的本质，其中他提出：光是孕育于一种奇妙物质中的运动或者作用，这种物质充满了其他物质的间隙。

1657 年，法国哲学家和律师费马(Pierre de Fermat, 1601~1665)用他的最小时间原理重新得出了光的反射和折射定律。最小时间原理指出，光在两点之间传播选择的路径使其所需时间最小(习题 3)。现代研究表明，在某些情况下，光在两点之间选择的路径并不满足最小时间原理，

而费马原理应该修正为：光在两点之间传播选择的路径使其所需时间取稳定值(习题 4)。

1660 年，意大利物理学家格里马尔迪(Francesco Maria Grimaldi, 1618~1663)首次观察到光的衍射现象，他用一个很小的点光源去照亮一根不透明的棒状物体，在几何阴影中看到了被照明的光带。随后英国科学家胡克(Robert Hook, 1635~1703)也在实验中观察到了衍射现象。

1665 年，胡克在其所著《显微图谱》一书中研究了光照射到薄膜可以产生彩色图案的现象，得出了这种现象来自薄膜上下表面反射光干涉的正确结论，并且由此推断光是以极高速度传播的介质振动。这里，胡克把光看作介质振动而不是一种新的物质，实际上这是波动理论的开始。也是在这一年，牛顿(Isaac Newton, 1643~1727)开始了他著名的棱镜光色散实验，由此得出结论：白光是由全光谱范围内所有独立颜色的光混合而成。牛顿在早期对于光的本质问题在粒子说和波动说之间举棋不定，他在解释颜色的本质时说：不同颜色的光归因于不同属性的光粒子，这种对应于不同颜色的光粒子在以太介质中激励不同特征的振动，红光对应于最长的振动而紫光对应于最短的振动，同时认识到了颜色与折射率的对应关系。至此对颜色的本质有了一个较为全面的认识。但是可能受光直线传播现象的困扰，牛顿在晚年几乎完全成为光粒子说的支持者。

几乎在牛顿宣扬光粒子说的同时，荷兰科学家惠更斯(Christiaan Huygens, 1629~1695)致力于研究他的光波动理论，并由此得出惠更斯原理：对于任何一种波，其波面上任意一点都可以作为子波的波源，各个子波波源波面的包络面就是下一个新的波面。根据该理论，惠更斯得出了光入射到介质界面上时的反射定律、折射定律，以及光在光密介质中传播速度小于光疏介质中传播速度等结论。

1676 年，丹麦天文学家罗默(Dane Römer, 1644~1710)通过天文观测确认了光的有限速度。我们知道，早期发现木星有 4 颗卫星(现在已知有 79 颗)，分别称作木卫 I、木卫 II、木卫 III、木卫 IV，其中木卫 I 绕木星运动的轨道平面与木星绕太阳运动的轨道平面几乎重合，如果从地球上观测木卫 I，当它运动到木星的背面时我们就看不到了，对应于木卫 I 就是一次月食。罗默发现，当木星远离地球运动时相邻月食的时间间隔会增加，反之当木星接近地球运动时相邻月食的时间间隔会减小，罗默把这种现象归因于光传播的有限速度。设木卫 I 运动的实际周期为 T_0 ，在 T_0 的时间间隔内木星与地球之间的距离增加 d ，则地球上观测相邻月食时间间隔 $T = T_0 + d/c$ ，其中 c 表示光速，罗默根据他的观测数据得到光速的值约为 214 000km/s，牛顿和惠更斯分别进行了独立推演得出光速值约为 240 000km/s 和 230 000km/s。读者可以根据现有观测数据尝试估算光的传播速度(习题 5)。

由于牛顿在科学界的权威地位，关于光本质的粒子说在 18 世纪占据了统治地位，很少有人继续独立思考光本质的问题，其中瑞士科学家欧拉(Leonhard Euler, 1707~1783)是少数人中的一个。他是光波动说的支持者，但很少有人知道。

1725 年，英国天文学家布莱德雷(James Bradley, 1693~1762)将地球公转的不同位置作为基线测量某恒星的距离时发现：恒星的观测角度不但随着地球位置变化，而且随着地球运动速度和方向的变化而变化，就像雨滴打在车窗上的运动轨迹依赖汽车的运动速度，这种效应称为光行差效应；光的粒子说可以很容易地解释这种现象，但对于波动说必须假设地球在以太中穿行过程中对以太不产生任何扰动。

补充阅读 1

由于地球绕太阳做圆周运动，布莱德雷预言在地球上观测恒星 S 时其观测方向会随着地

球在轨道上的位置改变而改变，但是3月和9月的观测方向应该是一致的，如图1-1所示。

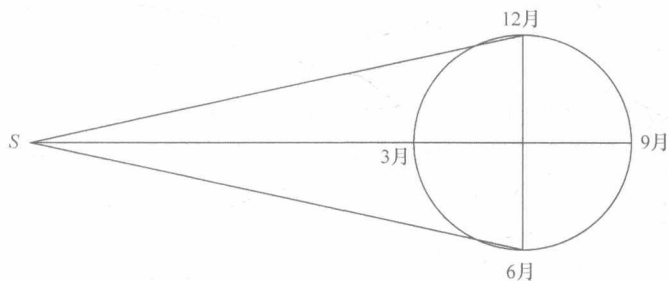


图 1-1 利用地球公转测量星体距离示意图

实际的观测结果显示，6月和12月恒星的观测方向和预期的方向完全一致，但是3月和9月恒星分别出现在 S' 和 S'' 方向上，观测方向与预期相差 $\alpha = \pm 20''$ ，如图1-2所示。

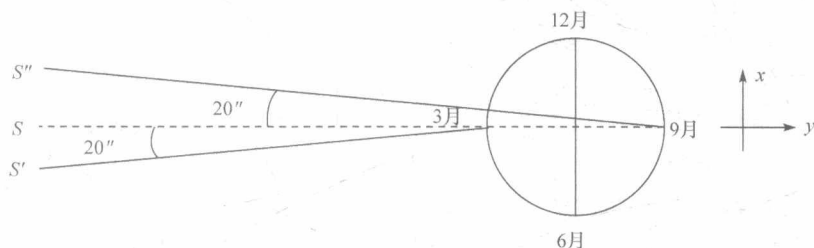


图 1-2 3月和9月观测恒星的方向

布莱德雷认为这是光传播具有有限速度的结果，他类比雨滴落在车窗上的运动轨迹得出光速 $c = u/\alpha = 3.07 \times 10^8 \text{ m/s}$ ，其中， $u = 2.979 \times 10^4 \text{ m/s}$ 为地球的公转速度。

18世纪光学领域最大的研究成果是透镜消色差的实现。在当时，人们制作的光学透镜都是有色差的，牛顿曾经试图制作一架消色差的折射望远镜，经过有限次实验后他放弃了消色差折射望远镜的实验，转而研制反射式望远镜，并且错误地认为透镜消色差是不可能的，牛顿在1668年试制成功反射式望远镜，其长度只有15cm，但放大倍数却达到30倍，由于使用反射原理，望远镜当然是消色差的。欧拉注意到人眼的成像光学系统是消色差的（现代研究表明这种假设并不准确），他由此推断不同材料的相互补偿可以实现透镜的消色差。受欧拉思想的启发，瑞典科学家克林根斯阶纳（Samuel Klingenstierna, 1698~1765）与英国光学仪器制造商多伦德（John Dollond, 1706~1761）使用冕牌玻璃和火石玻璃实现了无色差组合透镜，这是应用光学领域的一个里程碑。在现代光学设计中，人们可以利用多种途径实现透镜的消色差，习题6讨论了如何分别对透镜的两个球面界面曲率半径进行设计实现透镜消色差。在实际中经常使用多种光学材料和多个透镜的组合施加多种限制条件以满足实际光学仪器的要求。图1-3所示为一种典型的照相机广角镜头的透镜组，称为Zeiss Orthometer。

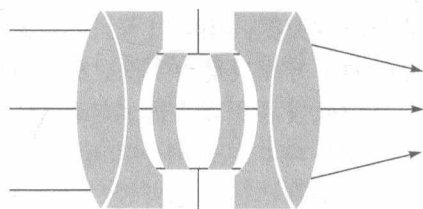


图 1-3 一个典型的照相机广角镜头的透镜组

1.2 19 世纪的光学——光的波动性

1801~1803 年英国科学家杨(Thomas Young, 1773~1829)连续三年在英国伦敦皇家科学院宣读其光波动理论的论文,在论文中杨用双缝干涉实验证明了光的波动本质。1803 年,他在英国伦敦皇家科学院讲到,“我将要阐述与光波动性相联系的实验……可以很容易被重复,只要有阳光就可以,不需要其他唾手可得之外的任何东西”。同时杨描述了光的干涉原理,“来自不同波源的振动,如果它们的传播方向严格一致或者非常接近,二者共同作用的结果是其独立运动的叠加”。杨能够用他的干涉原理解释光在薄膜上反射的彩色干涉条纹,并且利用牛顿的实验数据计算了不同颜色光波的波长。尽管如此,杨的光波动理论还是不能在短期内被广泛接受,甚至受到牛顿粒子理论追随者的猛烈抨击。

1815 年,法国科学家菲涅耳(Augustin-Jean Fresnel, 1788~1827)向法国科学院提交了关于光衍射的第一份研究报告,那时他还不知道杨关于光波动理论的论文。菲涅耳以光波干涉的思想补充了惠更斯原理,报告认为:在任意点的光波振动可以看作光波包络面上没有被遮挡的所有点的元振动传播到观测点在同一个时刻运动的叠加。后人称为惠更斯-菲涅耳原理。这里的元振动是指在光波包络面上的每一点可以看作子波源,每个子波源发射一个球面子波。菲涅耳以此计算了不同几何形状衍射屏(包括小孔、小屏和直边等)的衍射图样,均得到了满意的结果,同时也解释了光在均匀介质中的直线传播性质,这是牛顿否定波动理论的主要根据。为了否定光的波动理论,光粒子说支持者泊松(Simeon-Denis Poisson, 1781~1840)使用菲涅耳衍射理论推出光照射到圆盘上在圆盘后方的中心应该有一个亮点,显然与人们的常识相悖,而阿拉果(Dominique Francois Jean Arago, 1786~1853)却用实验证明了结论的正确性。在杨和菲涅耳等人的共同努力下,光的波动理论得到了越来越广泛的认可。

惠更斯和牛顿分别独立观测到了冰洲石(又称方解石)的光学双折射现象[该现象于 1669 年由巴索里努斯(Erasmus Bartholinus, 1625~1698)发现]。惠更斯假设在晶体中除了球面波外还有一种椭球面波,据此甚至能够解释光在冰洲石晶体中的双折射现象;惠更斯将由冰洲石双折射光束再次通过另一个冰洲石晶体,当绕光传播方向旋转第二个晶体时发现了消光现象。1808 年,法国科学家马吕斯(Etienne Louis Malus, 1775~1812)在研究光在介质表面反射时也发现了光的这两个方面,因此人们确信这两个方面并不依赖冰洲石晶体,而是光的本性。牛顿对这种现象的解释是光波具有某种横向性,这可能也是认识偏振的开始。现在我们知道这是光具有两种独立偏振状态的结果,但在当时光的偏振现象困扰了学术界多年,因为人们将光波与声波类比,相信以太只支持纵波,因此光是纵波。直到杨建议以太的振动可能是横向的,光的两个方面只是两个独立振动方向的体现,与光偏振相联系的现象也得到了满意的解释。菲涅耳由此发展了以太振动的数学描述并且得出了现在已知的光振幅反射率的菲涅耳公式。

1845 年,法国科学家菲索(Armand Fizeau, 1819~1896)完成了光速的陆地测量实验,他使用一个高速旋转的齿轮,让光从齿轮的透光部分通过,射向距离 8633m 远的一个反射镜,改变齿轮的转速使得反射光刚好被齿轮的挡光部分遮挡(或者刚好透过齿轮的下一个透光部分通过),测量此时齿轮的转速,即可以通过计算获得光的传播速度,如图 1-4 所示。他当时使用的齿轮有 720 个齿,转速为 25r/s 时观测到最大光强,由此测定的光速为 310 800km/s。1834 年,英国科学家惠斯通(Charles Wheatstone, 1802~1875)设计了转镜装置测量电火花的

持续时间,法国科学家傅科(Jean Foucault, 1819~1868)使用了同样的设计完成了光在水中传播速度的测量实验,如图 1-5 所示,光源发出的光波经过一个高速旋转的反射镜反射到一个目标反射镜,目标反射镜的反射光再次经过旋转反射镜后的光传播方向将会与原光束的传播方向有一个偏离,通过测量方向偏移量可以计算光传播速度。1850 年 5 月 6 日他在法国国家科学院的报告中描述了光在水中的传播速度小于空气中的传播速度,牛顿的光粒子理论则预言由于高密度介质的吸引作用,光在水中的传播速度大于空气中的传播速度。傅科的测量结果对所剩无几的光粒子说理论的追随者又是致命一击。

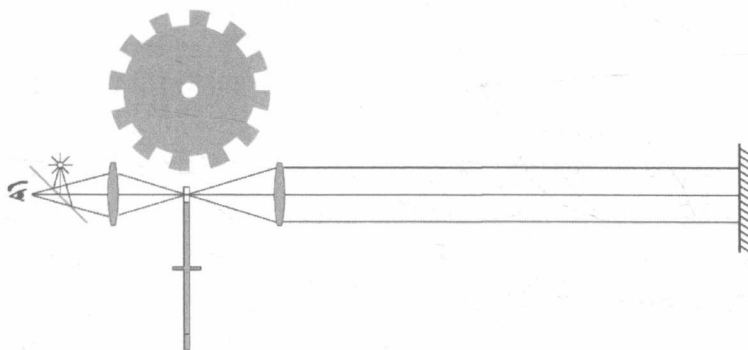


图 1-4 陆地上第一次测量光传播速度的实验装置原理图

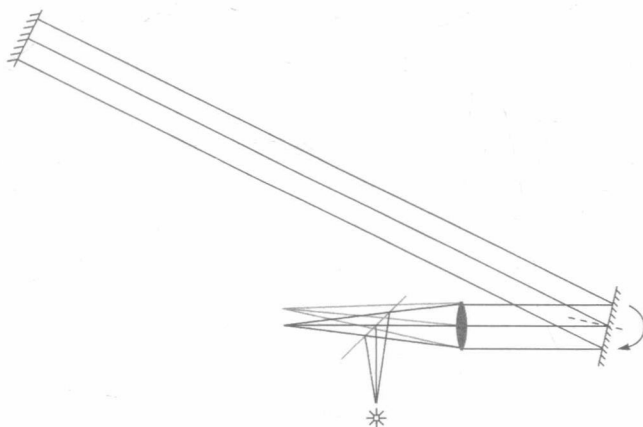


图 1-5 傅科测量光速的实验原理图

1851 年,菲索实验测量了光在流动水中的传播速度,他的实验装置如图 1-6 所示。光波从光源 S 出射经过分光镜 BS 反射,该反射光由透镜 L 准直,准直光分别通过光阑上的两个小孔 ϕ_1 和 ϕ_2 ,通过小孔 ϕ_1 的光波依次经过装载有流动水的管道 T_1 (水流的方向如图中箭头所示)、透镜 L' 、反射镜 M 、透镜 L' 、装载有流动水的管道 T_2 、小孔 ϕ_2 、透镜 L 、分光镜 BS 最后到达观察屏 P ,与光源发出的首先通过小孔 ϕ_2 的光束叠加发生干涉。由于首先通过小孔 ϕ_1 的光束总是逆着水流的方向传播,而首先通过小孔 ϕ_2 的光束总是顺着水流的方向传播,所以通过观察干涉条纹能够测量得到两束光的光程差,进而计算得到光波在流动的水中的传播速度。

测量结果显示光波在流动的水中的传播速度可以表示为

$$u_{\pm} = \frac{c}{n} \pm v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.1)$$

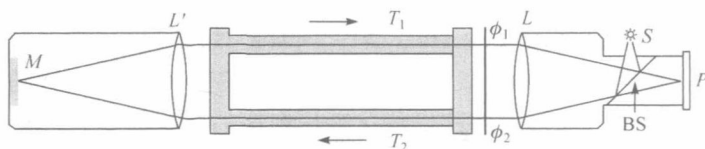


图 1-6 菲索测量光在流动的水中的传播速度实验原理图

式中, u_+ 和 u_- 分别表示光波传播方向沿着水流方向和逆着水流方向的光传播速度; c 表示真空光速; n 表示水的折射率; v 表示水流速度。根据经典速度叠加原理, 光波在以速度为 v 的水中的传播速度应该表示成

$$u_{\pm} = \frac{c}{n} \pm v \quad (1.2)$$

实验结果显然与式(1.2)有较大差异。

19 世纪中叶, 人们对电磁场的认识已经相当深入和全面。1864 年, 英国科学家麦克斯韦 (James Clerk Maxwell, 1831~1879) 将电磁场运动规律总结成 4 个简明的数学方程, 这就是今天所说的麦克斯韦方程组。麦克斯韦方程组可用于研究解释当时已知的所有电磁现象, 不仅如此, 由麦克斯韦方程预言了电磁波的存在, 真空中电磁波的传播速度 $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, 将已知的真空介电常数和真空磁导率代入可得 $c = 2.9979 \times 10^8 \text{ m/s}$, 这正是光的速度, 人们自然会联想到——光是电磁波! 1879 年, 48 岁的麦克斯韦与世长辞, 他没有看到 1888 年电磁波的预言被赫兹实验证实, 更没有看到他的工作对物理学的深远影响。

补充阅读 2

麦克斯韦方程组是描述电场、磁场、电荷和电流相互作用和转化规律的一组方程, 它可以写成微分形式或积分形式, 其微分形式为

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \cdot (\epsilon_0 \mathbf{E}) = \rho \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \right) = \mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (1.3)$$

其中, $\mathbf{B}$ 表示磁感应强度; $\mathbf{E}$ 表示电场强度; ρ 和 $\mathbf{J}$ 分别表示电荷密度和电流密度; ϵ_0 和 μ_0 分别表示真空介电常数和真空磁导率。积分形式为

$$\begin{cases} \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \\ \oint_S \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = q \\ \oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \\ \oint_l \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \iint_S \left(\mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{s} \end{cases} \quad (1.4)$$

其中, q 表示闭合曲面内包含的总电荷。

光既然是波, 传统观念认为波的存在需要一种支持介质, 于是这种介质就称为以太, 以

太充满整个宇宙,同时,以太具有非常奇妙的特征。光的传播速度巨大,因此以太具有很大的弹性恢复系数,此外。地球等行星又可以在其中没有阻力地穿行。

1879年,也就是麦克斯韦生命的最后时间,他写信给美国航海天文历编辑局,建议实验测量地球相对于以太的运动速度。年轻的科学家迈克耳孙(Albert Abraham Michelson, 1852~1931)接受了这项工作。假设光在以太中的传播速度是常数,地球相对于太阳的运动速度约为30km/s,因此地球上测量的光速将受地球运动速度的影响。迈克耳孙设计了现在已知的迈克耳孙干涉仪用于实验测量,1881年发表了实验结果,结果显示该实验没有测到地球与以太的相对运动。后来莫雷(Edward Morley, 1838~1923)也加入了迈克耳孙的测量实验,他们通过改进实验装置极大地提高了实验的灵敏度和测量精度,但是又一次得到否定的结果。在1887年的报告中提到,“根据前面所有的结果似乎有理由肯定,即使存在地球和以太的相对运动,它必须很小……”。

布莱德雷恒星测量实验中的光行差效应要求地球在以太中移动而对以太不产生任何影响。迈克耳孙-莫雷实验又否定了这种相对运动,该实验结果表示地球和以太之间没有相对运动,或者说以太被地球完全拖动;另外,菲索关于光在水中传播的一些实验似乎又支持以太被地球部分拖动的假设;所有这一切矛盾将在相对论的理论体系内得到完美的解决。

1.3 20 世纪的光学——相对论和光的波粒二象性

1905年,爱因斯坦(Albert Einstein, 1879~1955)发表了他的狭义相对论论文,其中描述了他对于以太的观点,“以太的引入将被证明是多余的,因为在下面发展的理论中不需要一个绝对静止的空间”。狭义相对论中两个基本的假设是:①所有的惯性参考系都是等价的,物理规律对于所有惯性系都可以表示成相同的形式;②真空中的光速相对于任何惯性参考系恒为 c ,并且与光源的运动无关。在相对论的理论框架中摒弃了以太的概念,光波是一种自持的以速度 c 传播的电磁振荡。

补充阅读 3

根据爱因斯坦的这两个假设,可以得出狭义相对论的坐标变换(习题9)和速度变换。

1) 狭义相对论的坐标变换

假设 (x', y', z') 坐标系沿 x 方向相对于 (x, y, z) 坐标系以速度 v 运动,一个物体或者事件在 (x, y, z) 坐标系中的位置坐标为 (x, y, z) ,同一物体或者事件在 (x', y', z') 坐标系中的位置坐标为 (x', y', z') ,两个坐标系中的时间分别为 t 和 t' ,则两个坐标系之间的时间和空间变换(称为洛伦兹变换)为

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t - (v/c^2)x}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \end{aligned} \quad (1.5)$$

2) 狭义相对论的速度变换

式(1.5)的第一式和第四式对时间 t 做微分

$$\begin{aligned}\frac{dx'}{dt} &= \frac{u_x - v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \\ \frac{dt'}{dt} &= \frac{1 - (u_x v/c^2)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}\end{aligned}\quad (1.6)$$

其中, u_x 表示在 (x, y, z) 坐标系中测量物体沿 x 方向的运动速度。式(1.6)中两式相除即可得到物体在 (x', y', z') 中沿着 x' 方向的运动速度

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - (u_x v/c^2)} \quad (1.7)$$

同理:

$$u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (u_x v/c^2)} \quad (1.8)$$

$$u'_z = \frac{u_z \sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (u_x v/c^2)} \quad (1.9)$$

3) 用相对论变换解释光行差效应

设地球相对于恒星沿 x 方向的运动速度为 v , 如图 1-2 所示, 则恒星发出的与 x 方向夹角为 θ 的光线的速度分量为 $u_x = c \cos \theta$, $u_y = c \sin \theta$, 则根据式(1.7)和式(1.8)在地球坐标系上测量光线的速度分量分别为

$$u'_x = \frac{c \cos \theta - v}{1 - (vc \cos \theta/c^2)}$$

$$u'_y = \frac{c \sin \theta \sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (vc \cos \theta/c^2)}$$

因此地球上测量光线的方向角为

$$\theta' = \arctan \frac{u'_x}{u'_y} = \pm \arctan \frac{\cos \theta - v/c}{\sin \theta \sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

由此可见, 光线的方向依赖于地球的运动速度。对于布莱德雷观测, $\theta = \pi/2$, 3月和9月地球沿 x 方向的运动速度分别为 $v = \mp 3 \times 10^4 \text{ m/s}$, 代入上式计算可得 $\theta - \theta' = 1 \times 10^{-4} \text{ rad}$, 它表示观测光线方向与恒星的实际方向相差 $\alpha = \pm 20''$ 。

4) 关于迈克耳孙实验

对于迈克耳孙实验, 由于光源和接收器相对静止, 所以光源坐标系与接收器坐标系观测到的光学效应完全相同。综上所述, 绝对坐标系是不存在的, 运动都是相对的, 这是狭义相对论的核心思想。

5) 关于光在流动的水中的传播速度

已知光在静止的水中的传播速度为 c/n ，如果水相对于实验室的流动速度为 v ，则根据式(1.7)，实验室中测量光波的速度(实验室相对于水以 $-v$ 的速度运动)为

$$u = \frac{(c/n) + v}{1 + (v/cn)} \approx \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.10)$$

式(1.10)与式(1.1)一致。

黑体辐射的光谱分布线型曾经是长期困扰学术界的另一个难题。1900年10月19日，德国科学家普朗克(Max Planck, 1858~1947)在德国物理学会宣读论文，论文中假设光波能量是不连续的，它只能是某个能量值 $h\nu$ 的整数倍(ν 为光波频率)，并且确定了现在称为普朗克常量的 h ，由此完美解释了黑体辐射能量的谱分布，但是普朗克当时并没有充分认识到这种不连续能量假设正在引起一场新的物理学理论革命，而只认为是一个理论假设。

补充阅读 4

假设光波能量只能取 ϵ_0 的整数倍，在温度 T 热平衡条件下，光波场能量取值 $n\epsilon_0$ 的概率为 $e^{-n\epsilon_0/(k_B T)} / \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\epsilon_0/(k_B T)}$ ，其中， k_B 为玻尔兹曼(Ludwig Edward Boltzmann, 1844~1906)常量；则光波场能量的平均值为

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}(\nu, T) &= \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\epsilon_0 e^{-n\epsilon_0/k_B T}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\epsilon_0/k_B T}} \\ &= - \left[\frac{\partial}{\partial \beta} \ln \left(\sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\epsilon_0 \beta} \right) \right] \Bigg|_{\beta=1/k_B T} \\ &= \frac{\epsilon_0}{e^{\epsilon_0/k_B T} - 1} \end{aligned}$$

由于单位体积、单位频率间隔内光波场的模式数目为

$$\beta_\nu(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$$

所以光波场能量的谱密度可以写成

$$\rho_\nu(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{\epsilon_0}{e^{\epsilon_0/k_B T} - 1}$$

显然如果令 $\epsilon_0 = h\nu$ ，其中 $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ 称为普朗克常量，则上式可以写成

$$\rho_\nu(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (1.11)$$

式(1.11)即为我们熟知的普朗克黑体辐射公式。

普朗克的量子假说提出后的几年内，并未引起人们的注意，爱因斯坦却看到了它的重要