

序

人类对光的认识，始于对星空、海市蜃楼等自然奇观的好奇。从牛顿“微粒说”与惠更斯“波动说”的论争，到麦克斯韦统一电、磁、光的突破，再到爱因斯坦揭示光子本性的创见。人类在不断的迷茫和探索中，逐渐揭开光本质的神秘面纱，最终认识到光兼具波动性与粒子性：在干涉、衍射实验中，光表现出波动性；在光电效应、康普顿散射现象中，光则表现出粒子性。如今，我们不仅用眼睛观察自然，更受益于激光投影、光纤通信、实时影像、量子计算等一系列现代文明成果。

如今，光波已经成为自然科学领域最典型的基础信号之一，它的特征参数包括波长、相位、频率、振幅、偏振、涡旋以及能量等，这些参数体现了光波的多样性，更为我们利用光波载体提供了多自由度。从几何光学、物理光学到微纳结构等离激元光学，我们对光的理解和应用已经达到前所未有的高度。作为光学领域的研究者，我们可以在众多领域开展相关工作，而这些工作的起点，便是光学模拟仿真和设计。

光学仿真软件对于光学系统的设计与优化至关重要。我们需要仿真的光学现象包括：几何光学、物理光学及微纳结构光学等多尺度光波与物质相互作用。在以往的光学仿真设计中，我们需要在不同的软件之间切换。这不仅麻烦，而且由于软件间数据格式不兼容，不同模型间传递数据可能引入误差。

VirtualLab Fusion 是一款独特且功能强大的光之数字模型平台，它将几何光学的概念，囊括在物理光学的范畴中，并将其统一在软件中。该软件基于场追迹的概念，可追迹整个光场的复振幅信息，包括振幅、相位和偏振等关键参数。凭借这种技术，软件能够处理极为多样化的光学问题：既可以仿真干涉、衍射、偏振等波动光学问题，也能够实现透镜、反射镜等宏观几何光学元件的功能设计。在使用过程中，我们只需在人机交互的界面中选择合适的数字模型搭建属于自己的虚拟光学实验，VirtualLab Fusion 便会以电磁场作为通用语言，确保光场信息在数字模型间准确传递，实现真正的跨尺度的混合建模能力。该软件对激光等相干光源的模拟，可直接输出光束的相位与波前信息，这一特性对于激光束质量分析、全息技术及干涉应用而言，具有至关重要的意义。

在混合折射和衍射元件系统（如激光 DOE(diffractive optical element)、AR(augmented reality) 波导、照明光导），以及需要严格分析相干效应的系统（如

干涉仪、全息技术、相干光束整形) 中, VirtualLab Fusion 光之数字模型平台具备明显优势, 是较为理想的选择。当然, 就像现实生活中需要权衡取舍以维持平衡一样, 该平台在计算资源的消耗与结果的精确性之间取得了良好平衡。

物理光学的学习, 需要用心感受其中的美妙。本书深入浅出, 指导我们动手实践, 将想象中的光波图景在计算机虚拟世界呈现出来, 并进一步通过定量化数字描述出来。这一便捷过程, 必将能吸引更多工程师、研究员及光学领域同行, 畅游广阔的光学世界。需要指出的是本书中许多仿真结果是软件生成的, 为了方便读者学习使用, 本书不对这些截图进行处理。

期待更多研究者借助书中软件, 解决实际问题。

黎永前

写于西北工业大学航空楼

2025 年 10 月 17 日

第一版序

Foreword

Optics and photonics has developed to an essential enabling technology in commercial and industrial applications. In an ever-increasing number of products and fabrication processes optical technologies play an important role. Any nation with advanced ambitions in high technology must have a high standard and advanced expertise and skills in optics and photonics. That requires of course a well-established education in optical technologies on a high and modern level. Thus, it is just consequent that also in China the development of optical technologies is of increasing concern in universities, institutes and industry. This book is a contribution to the support of a modern optics education in China.

Optical modeling and design is still dominated by the well-established geometrical optics approach in form of ray tracing methods. However, also its limitations become more obvious by introducing light sources like cw lasers, ultrashort laser sources, partial coherent x-ray sources, LED's, and laser diodes to mention some of them. Moreover, optical components come in a much larger variety including micro optical components, lens arrays, gratings, diffractive optical elements, diffusers, freeform surfaces, and waveguides. Finally, besides imaging nowadays much more general manipulation and control of light gain momentum. This interest in non-imaging occurs for instance in form of laser beam shaping, general light transformations, lighting, light pattern generation, scattering, wavefront engineering, polarization and coherence control. All these developments demand for an optical modeling and design approach which is not restricted to ray tracing but includes geometrical optics as one technique among others. Physical optics modeling techniques must be embedded in a modern optical modeling concept as well. A unification of optical modeling and design is highly required.

In my teams at the Friedrich Schiller University and the company LightTrans, both situated in Jena, Germany, we have developed a unified optical modeling approach, which we call field tracing. It consequently uses an electromagnetic representation of light and by that it allows the combination of any physical optics

modeling technique with geometrical optics. That enables fast modeling with high accuracy, which includes diffraction, interference, polarization and coherence effects. It does not replace geometrical optics but allows its combination with physical optics methods for modeling optical systems.

We have developed the optical modeling and design software VirtualLab on the basis of unified optical modeling by field tracing. Hence, it provides ray tracing, geometrical optics modeling and numerous physical optics techniques in an interdisciplinary optical modeling platform. It is the software that is made for the present and future challenges and solutions in optics and photonics.

In this book the authors (Yuegang Fu, Lei Zhang, Mingzhao Ouyang) discuss along the typical curriculum of optics education at Chinese universities the highly beneficial use of VirtualLab in education. At various examples, the use of VirtualLab is demonstrated. Though the potential of VirtualLab is much higher than it is possible to present in such an education related book, it gives a very good first insight into the concepts of modeling with VirtualLab. We support the use of VirtualLab in Chinese optics education, because we are firmly convinced it offers the most attractive and sophisticated way to add simulation experiments to optics education. In this context, I like to thank Mrs. Zhu from Infotek for her steady effort with the VirtualLab Teaching Plan, which is attracting a growing number of Chinese universities.

I wish this book a wide distribution in China and I am convinced that it will have a very positive impact on a high-level optics education in China.

Jena, 14.07.2014 Prof. Dr. Frank Wyrowski

第一版前言

物理光学是光电信息类本科教学的专业基础课，是从事光学及相关领域的基础，也是现代光学的基础。由于物理光学需要较强的数理功底，在多年的教学实践中学生普遍反应学习物理光学相对于其他专业基础课程较难理解，对于物理概念和相关物理现象很难把握，相关课堂教学也比较难于讲述。

光之数字模型平台 VirtualLab Fusion 软件的出现大大改变了这一局面，它利用先进的计算机数值模拟技术将物理光学中众多具有复杂、抽象概念的实验，通过简单的流程图操作形式进行建模，将物理实验中不易得到的结果仿真展现出来，使得用户者可以脱离复杂、繁琐的实验搭建过程、从而更加直观、方便地感受物理光学实验中的各种光学现象，可帮助学生准确理解物理光学的核心内容。

长春理工大学光电学院于 2010 年购进了德国 LightTrans 公司的 VirtualLab Fusion 光之数字模型平台，并与讯技光电科技(上海)有限公司成立了联合实验室，其目的是改革光电信息类相关课程的教学模式。联合实验室的学生和德国 Light-Trans 公司、讯技光电科技(上海)有限公司的工程师们参考了国内普遍采用的机械工业出版社出版的郁道银教授编著的《工程光学》国家精品教材和梁铨廷教授编写的《物理光学》专业教材，对教材中的相应知识点在 VirtualLab Fusion 软件中建模做成虚拟实验，学生可通过对 VirtualLab Fusion 软件的学习和使用改变相关参数得到不同的结果和现象，使学生可以直观地了解相关物理现象和原理之间的关系。本书内容已在部分联合实验室学生中试用，对学习物理光学相关知识具有一定的辅助作用。

本书的实验内容完全可以作为大学物理实验课程或光学专业实验课程的预课程教材，结合 VirtualLab Fusion 软件进行使用。通过软件的仿真教学，可以使学生在进行物理光学学习中针对物理光学相关概念、物理现象得到正确理解，编著者相信对教学的质量的提高将具有一定的作用。

同时需要指出的是，VirtualLab Fusion 软件的开发者是一群具有不断进取精神的学术精英，对于 VirtualLab Fusion 软件进一步开发仍在进行中，并且已经开放了数据接口和协议格式，每个有志于改进该软件的作者都可以参与进来。可以相信，未来 VirtualLab Fusion 软件将会成为应用最广泛的物理光学仿真软件之一。

由于时间仓促，水平所限，书中不可避免地会有不足和错误，希望大家提出

宝贵意见，批评指正。随书附赠软件实例及 VirtualLab Fusion 软件 DEMO 版请联系讯技光电科技 (上海) 有限公司索取。

付跃刚

2014 年 6 月 长春

目 录

第 1 章 光的电磁理论	1
1.1 麦克斯韦方程组	1
1.1.1 电磁场微分形式的麦克斯韦方程组	1
1.1.2 物质方程	1
1.2 光的波动方程	2
1.2.1 电磁场的波动性	2
1.2.2 电磁波	3
1.2.3 光波的亥姆霍兹方程	3
1.2.4 单色光波在各向同性均匀介质中自由传播时的振幅表达式	4
1.3 不连续表面的边值条件及光波在界面上的反射和折射	5
1.3.1 不连续表面的边值条件	5
1.3.2 光波在界面上的反射和折射	6
1.3.3 菲涅耳公式	7
1.4 光的吸收、色散和散射	10
1.4.1 物质对光的吸收	10
1.4.2 光的色散	12
1.4.3 光的散射	13
1.5 VirtualLab Fusion 仿真建模与技巧	14
1.5.1 VirtualLab Fusion 软件	14
1.5.2 平面电磁波	16
1.5.3 球面波和柱面波	22
1.5.4 光在两透明电介质分界面上的反射和折射	26
1.5.5 光的色散、吸收和散射	34
第 2 章 光的干涉及干涉系统	39
2.1 光波的叠加	39
2.1.1 两个频率相同、振动方向相同的单色光波叠加	39
2.1.2 两个频率相同、振动方向相同、传播方向相反的光波的叠加，驻波	41
2.1.3 两个频率相同、振动方向互相垂直的光波叠加	42
2.1.4 两个频率不同、振幅相同、振动方向相同的单色波的叠加	45

2.2 惠更斯-菲涅耳原理及相干条件·····	47
2.2.1 惠更斯-菲涅耳原理·····	47
2.2.2 相干条件·····	48
2.3 两个频率相同、振动方向相同的点光源发出的球面波的干涉·····	49
2.3.1 杨氏干涉实验·····	49
2.3.2 杨氏干涉实验和干涉场光强计算·····	49
2.3.3 两个相干单色点光源在空间形成的干涉场·····	50
2.4 时空相干性·····	51
2.4.1 干涉条纹的对比度·····	51
2.4.2 两相干光波振幅对调制度的影响·····	52
2.4.3 光源大小的影响——空间相干性·····	52
2.4.4 光源单色性的影响——时间相干性·····	53
2.5 平板及光楔的干涉·····	53
2.5.1 定域干涉条纹与非定域干涉条纹·····	54
2.5.2 等厚干涉与等倾干涉·····	55
2.6 典型的双光束干涉仪器简介·····	55
2.6.1 激光点光源干涉仪·····	55
2.6.2 迈克耳孙干涉仪·····	56
2.6.3 特外曼-格林干涉仪·····	57
2.6.4 菲佐干涉仪·····	58
2.6.5 马赫-曾德尔干涉仪·····	58
2.6.6 等倾干涉仪·····	59
2.7 多光束干涉·····	60
2.7.1 干涉场的光强分布公式·····	60
2.7.2 干涉条纹特征·····	62
2.7.3 干涉条纹的锐度与精细度·····	63
2.8 法布里-珀罗干涉仪·····	64
2.8.1 法布里-珀罗干涉仪工作原理·····	64
2.8.2 法布里-珀罗干涉仪的应用·····	65
2.9 光学薄膜和干涉滤光片·····	68
2.9.1 单层膜·····	68
2.9.2 双层膜和多层膜·····	70
2.10 VirtualLab Fusion 仿真建模与技巧·····	72
2.10.1 两个频率相同、振动方向相同的单色光波的叠加·····	72
2.10.2 驻波·····	80

2.10.3	两个频率相同、振动方向互相垂直的单色光波的叠加	82
2.10.4	多个不同频率的单色光相干叠加成波群	87
2.10.5	杨氏干涉实验	93
2.10.6	平面波和球面波产生的干涉	97
2.10.7	迈克耳孙干涉仪	100
2.10.8	法布里-珀罗干涉仪	106
2.10.9	马赫-曾德尔干涉仪	114
2.10.10	用于 X 射线成像的单光栅干涉仪	115
第 3 章	光的衍射	121
3.1	菲涅耳-基尔霍夫衍射公式	121
3.2	圆孔衍射	122
3.2.1	圆孔衍射的复振幅及光强解析表达式	122
3.2.2	菲涅耳衍射与夫琅禾费衍射	125
3.2.3	菲涅耳数的物理意义	126
3.2.4	圆孔衍射解析表达式的物理意义	126
3.3	光学系统像点附近的空間光强分布	128
3.3.1	像点附近的空間光强分布	128
3.3.2	瑞利判据与斯特列尔准则	131
3.3.3	光学系统的分辨角	132
3.3.4	巴比涅原理	133
3.4	典型孔径的衍射	133
3.4.1	矩孔衍射	133
3.4.2	单缝衍射	135
3.4.3	多缝衍射	135
3.4.4	衍射光栅	138
3.5	VirtualLab Fusion 仿真建模与技巧	141
3.5.1	菲涅耳衍射和夫琅禾费衍射	141
3.5.2	衍射光栅	151
3.5.3	其他光栅	154
3.5.4	设计和分析超透镜	160
3.5.5	半导体晶圆明场和暗场的检测	164
3.5.6	双层晶圆图案对准与成像分析	168
3.5.7	光场调控	172
第 4 章	光的偏振	180
4.1	偏振光和自然光	180

4.1.1 产生偏振光的方法	181
4.1.2 马吕斯定律	181
4.2 单色平面光波在各向异性均匀介质中的传播	181
4.2.1 波面与光线	181
4.2.2 菲涅耳方程	183
4.2.3 单轴晶体的双折射	183
4.2.4 单轴晶体的折射率椭球、波矢面、光线面与法线面间的关系	185
4.3 光波经单轴晶体的折射	188
4.4 偏振器件	191
4.4.1 晶体偏振器件	191
4.4.2 偏振片	192
4.4.3 波片	192
4.5 偏振光和偏振器件的矩阵表示	194
4.5.1 琼斯矢量	194
4.5.2 琼斯矩阵	194
4.6 偏振光的干涉	198
4.6.1 P_1, P_2 的透光轴互相垂直	198
4.6.2 P_1, P_2 的透光轴互相平行	199
4.7 VirtualLab Fusion 仿真建模与技巧	200
4.7.1 偏振光和自然光	200
4.7.2 晶体的双折射	203
4.7.3 偏振光和偏振器件的矩阵表示	208
4.7.4 基于 Pancake 的折反射成像系统	211
4.7.5 双轴晶体的锥形折射效应	217
主要参考文献	224
后记	226

第 1 章 光的电磁理论

光的波动理论是由惠更斯 (Huygens) 于 1678 年提出, 并由菲涅耳 (Fresnel) 等发展起来的。1864 年麦克斯韦把电磁规律总结为麦克斯韦方程组, 建立起完整的经典电磁理论, 同时指出光也是一种电磁波, 从而产生了光的电磁理论。光的电磁理论的确立, 推动了光学及整个物理学的发展, 并使光学领域出现了许多分支, 如: 激光、傅里叶光学、光学信息处理、全息术、纤维光学、光波导、集成光学、非线性光学、梯度折射率光学和二元光学等。虽然有些光学现象需用量子理论去解释, 但是光的电磁理论仍然是阐明大多数光学现象及掌握现代光学的一个重要基础。有关电磁理论的相关知识请参阅有关文献 [1-7]。

1.1 麦克斯韦方程组

1.1.1 电磁场微分形式的麦克斯韦方程组

电磁场的麦克斯韦方程组有积分形式和微分形式, 这里只列出微分形式的麦克斯韦方程组:

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

方程组中, $\tilde{\mathbf{D}}$ 为电位移强度 (电位移矢量); $\tilde{\mathbf{B}}$ 为磁感强度; $\tilde{\mathbf{E}}$ 为电场强度; $\tilde{\mathbf{H}}$ 为磁场强度; ρ 为自由电荷密度; $\tilde{\mathbf{J}}$ 为传导电流密度。

方程组中第一式相当于库仑定律; 第二式表明除电流外, 没有其他磁源, 即磁荷不存在; 第三式是法拉第电磁感应定律; 第四式表示磁场对传导电流密度 (其本质上是描述自由电荷定向漂移运动所形成的电流在空间某一点的强弱和方向的矢量, 是电流的面密度。) 和位移电流密度 (电场的时间变化率) 的依赖关系。

1.1.2 物质方程

在麦克斯韦方程组中, $\tilde{\mathbf{E}}$ 和 $\tilde{\mathbf{B}}$ 是电磁场的本征物理量, $\tilde{\mathbf{D}}$ 和 $\tilde{\mathbf{H}}$ 是引进的

两个辅助场量。 $\tilde{\mathbf{D}}$ 和 $\tilde{\mathbf{B}}$, $\tilde{\mathbf{E}}$ 和 $\tilde{\mathbf{H}}$ 的关系与电磁场所在物质的性质有关。它们有如下关系:

$$\tilde{\mathbf{D}} = \varepsilon \tilde{\mathbf{E}} \quad (1-2)$$

$$\tilde{\mathbf{B}} = \mu \tilde{\mathbf{H}} \quad (1-3)$$

式中, ε 和 μ 分别称为介电常量 (或电容率) 和磁导率。

另外, 在导电物质中还有如下关系:

$$\tilde{\mathbf{J}} = \sigma \tilde{\mathbf{E}} \quad (1-4)$$

式中, σ 称为电导率。

公式 (1-2)~(1-4) 称为物质方程, 它们描述物质在电磁场作用下的特性。 ε 、 μ 和 σ 表征物质本身的性质, 在各向同性均匀介质中, 它们为常量。但在各向同性但非均匀介质中, 上述量为标量变量; 在各向异性但均匀介质中, 上述量为张量常量; 在各向异性且非均匀介质中, 上述量为张量变量。

1.2 光的波动方程

1.2.1 电磁场的波动性

由麦克斯韦方程组可以证明电磁波的传播具有波动性。对于无限大的各向同性均匀介质, 在远离辐射源的区域内, $\varepsilon = \text{常数}$ 、 $\mu = \text{常数}$ 、 $\rho = 0$ 、 $\sigma = 0$, 麦克斯韦方程组变为

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}} &= 0 \\ \nabla \cdot \tilde{\mathbf{B}} &= 0 \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{E}} &= -\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t} \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{B}} &= \varepsilon \mu \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

利用场论中有关公式, 可以得出

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-6)$$

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{B}} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-7)$$

(1-6) 式和 (1-7) 式为偏微分方程, 这里称为电磁波的波动方程。式中 v 为电磁波在介质中的传播速度。

1.2.2 电磁波

由麦克斯韦方程组得出的电磁波理论后来已被人们通过实验证实。电磁波在真空中的传播速度为

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (1-8)$$

式中, ε_0 和 μ_0 分别是真空中的介电常量和磁导率, 已知 $\varepsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{C}^2/(\text{N} \cdot \text{m}^2)$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{N} \cdot \text{s}^2/\text{C}^2$, 所以

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

这个数值与实验中测得的真空中的光速非常接近, 这又证明了麦克斯韦理论的正确性。光波是电磁波中的一部分, 所以公式 (1-6) 和 (1-7) 亦是光波的波动方程。光波在真空中的速度与在介质中的速度之比称为绝对折射率 (简称折射率), 即

$$n = \frac{c}{v} \quad (1-9)$$

其中

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (1-10)$$

由 (1-8) 式和 (1-9) 式, 得

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (1-11)$$

式中, ε_r 和 μ_r 分别是相对介电常量和相对磁导率。除磁性物质外, 大多数物质 $\mu_r = 1$, 故

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} \quad (1-12)$$

1.2.3 光波的亥姆霍兹方程

在多数情况下, 电磁波的激发源以大致确定的频率做正弦振荡, 因而辐射出的电磁波也以相同频率做正弦振荡。这种以一定频率做正弦振荡的波称为定态波。单色波通常可以视为定态波, 则

$$\tilde{\mathbf{E}}_{(\mathbf{r}, t)} = \tilde{\mathbf{E}}_{(\mathbf{r})} e^{-i\omega t} \quad (1-13)$$

$$\tilde{\mathbf{B}}_{(\mathbf{r}, t)} = \tilde{\mathbf{B}}_{(\mathbf{r})} e^{-i\omega t} \quad (1-14)$$

将 (1-13) 式和 (1-14) 式分别代入 (1-6) 式和 (1-7) 式, 得到

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + k^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (1-15)$$

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{B}} + k^2 \tilde{\mathbf{B}} = 0 \quad (1-16)$$

(1-15) 式和 (1-16) 式中 $\tilde{\mathbf{E}}$ 应为 $\tilde{\mathbf{E}}_{(\mathbf{r})}$, $\tilde{\mathbf{B}}$ 应为 $\tilde{\mathbf{B}}_{(\mathbf{r})}$, 这里省略下角标 $(\mathbf{r})$, r 为波源至空间某一点的距离, k 为波数

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n \quad (1-17)$$

式中, λ 为光波在介质中的波长, λ_0 为光波在真空中的波长, n 为介质折射率。

亥姆霍兹方程将定态波的时域和空域区分开来, 将偏微分方程变为微分方程。对空域解微分方程, 得出的解加上时间因子 $e^{-i\omega t}$ 即可得到波动方程的全解, 使问题简化。

1.2.4 单色光波在各向同性均匀介质中自由传播时的振幅表达式

单色光波的波动方程 (1-15) 和 (1-16) 形式完全相同, 在这里只研究电场强度 $\tilde{\mathbf{E}}$ 的波动方程。 $\tilde{\mathbf{E}}$ 称为电场复矢量 (简称电场矢量), 又称为复振幅。

(1) 单色平面光波在各向同性均匀介质中自由传播时的解析表达式。

解微分方程 (1-15), 得

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (1-18)$$

全解为

$$\tilde{\mathbf{E}}_{(\mathbf{r}, t)} = \mathbf{E} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (1-19)$$

式中

$$\mathbf{k} = k \mathbf{k}_0$$

$\mathbf{k}_0$ 为光波传播方向上的单位矢量; $\mathbf{r}$ 为光源至空间某点的矢量。 $\mathbf{k}$ 称为波矢量。(1-19) 式为单色平面波在各向同性均匀介质中传播时的电场矢量的解析表达式。

(2) 单色球面光波在各向同性均匀介质中自由传播时的解析表达式。

同样解微分方程 (1-15), 得单色球面光波在各向同性均匀介质中传播时电场矢量

$$\tilde{\mathbf{E}} = \frac{\mathbf{E}}{r} e^{ikr} \quad (1-20)$$

全解为

$$\tilde{\mathbf{E}}_{(\mathbf{r}, t)} = \frac{\mathbf{E}}{r} e^{i(kr - \omega t)} \quad (1-21)$$

(3) 辐射能。

光波为电磁波，电磁学里，电磁场的能量密度为

$$w = \frac{1}{2}(\tilde{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{D}} + \tilde{\mathbf{H}} \cdot \tilde{\mathbf{B}}) = \frac{1}{2} \left(\varepsilon E^2 + \frac{1}{\mu} B^2 \right) \quad (1-22)$$

式中第一项为电场的能量密度，第二项是磁场的能量密度。一般情况下，两者相等，故

$$w = \varepsilon E^2 = \frac{1}{\mu} B^2 \quad (1-23)$$

为了描述电磁能量的传播，引进辐射强度矢量，即坡印亭 (Poynting) 矢量，其大小等于单位时间内通过垂直于传播方向的单位面积的电磁能量，其方向为能量的流动方向。

$$\tilde{\mathbf{S}} = \tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}} \quad (1-24)$$

$$S = wv = \left(\varepsilon E^2 + \frac{1}{\mu} B^2 \right) \quad (1-25)$$

由于光波是频率非常高的周期函数，因此用坡印亭矢量表征光的强度时，只能用标量 S 的时间平均值。用符号 $\langle \rangle$ 表示对时间求平均值，则光波的强度为

$$I = \langle S \rangle \quad (1-26)$$

1.3 不连续表面的边值条件及光波在界面上的反射和折射

1.3.1 不连续表面的边值条件

对于诸如公式 (1-15) 这样的微分方程，应根据初始条件和边值条件求解。光波遇到分界面时，折射率发生突变，两介质分界面上电磁量不是连续的，但它们之间仍存在一定的关系，通常把这种关系称为电磁场的边值条件。

在界面没有自由电荷和面电流的情况下， $\tilde{\mathbf{B}}$ 和 $\tilde{\mathbf{D}}$ 的法向分量及 $\tilde{\mathbf{E}}$ 和 $\tilde{\mathbf{H}}$ 的切向分量是连续的，这种边值条件可以总括为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{n} \cdot (\tilde{\mathbf{B}}_1 - \tilde{\mathbf{B}}_2) &= 0 \\ \mathbf{n} \cdot (\tilde{\mathbf{D}}_1 - \tilde{\mathbf{D}}_2) &= 0 \\ \mathbf{n} \times (\tilde{\mathbf{E}}_1 - \tilde{\mathbf{E}}_2) &= 0 \\ \mathbf{n} \times (\tilde{\mathbf{H}}_1 - \tilde{\mathbf{H}}_2) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-27)$$

式中， $\mathbf{n}$ 为界面法线上的单位矢量。

1.3.2 光波在界面上的反射和折射

反射定律和折射定律是人们熟知的。当一个单色平面波射到两种不同介质的分界面上时，将分成两个波：一个反射波和一个折射波。由电磁场的边值条件可以证明这两个波的存在，并求出它们的传播方向以及它们和入射波的振幅关系和相位关系。

假设介质 1 和介质 2 的分界面为无穷大的平面。这种假设表明反射波和折射波仍满足自由传播的条件。单色平面波从介质 1 射到分界面上 (图 1-1)。

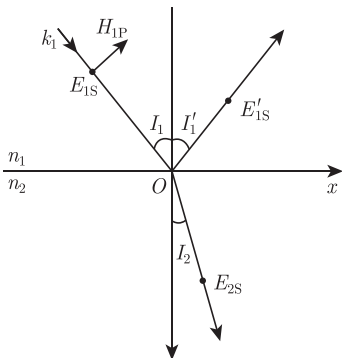


图 1-1 单色平面波从介质 1 射到分界面

显然，入射波在界面上产生的反射波和折射波也是平面波。设入射波、反射波和折射波的波矢量分别为 $\mathbf{k}_1$ 、 $\mathbf{k}'_1$ 和 $\mathbf{k}_2$ ，角频率分别为 ω_1 、 ω'_1 和 ω_2 ，那么三个波的解析表达式分别为

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}_1 &= \mathbf{E}_1 e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} \\ \tilde{\mathbf{E}}'_1 &= \mathbf{E}'_1 e^{i(\mathbf{k}'_1 \cdot \mathbf{r} - \omega'_1 t)} \\ \tilde{\mathbf{E}}_2 &= \mathbf{E}_2 e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \end{aligned} \right\} \quad (1-28)$$

式中，位置矢量 $\mathbf{r}$ 的原点可取在分界面上某点 O (如图 1-1 所示)， $\mathbf{r}$ 的终点可取在分界面上的任意点， $\mathbf{r}$ 在分界面上是任意的。由边值条件 (1-27) 式中的第三式，

$$\mathbf{n} \times (\tilde{\mathbf{E}}_1 + \tilde{\mathbf{E}}'_1) = \mathbf{n} \times \tilde{\mathbf{E}}_2 \quad (1-29)$$

将 (1-28) 式中各项代入上式，并根据 $\omega_1 = \omega'_1 = \omega_2$ ，得

$$\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}'_1 \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} \quad (1-30)$$

即

$$(\mathbf{k}'_1 - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r} = 0 \quad (1-31)$$

$$(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r} = 0 \quad (1-32)$$

由 (1-31) 式可得反射定律

$$I'_1 = I_1 \quad (1-33)$$

由 (1-32) 式可得折射定律

$$n_2 \sin I_2 = n_1 \sin I_1 \quad (1-34)$$

1.3.3 菲涅耳公式

下面进一步推导出表示反射光、折射光和入射光的振幅、相位关系的菲涅耳公式。

1. S 波 (TE 波: 横电波) 和 P 波 (TM 波: 横磁波)

由上面几节可以看出, 描述电磁波可以用电场矢量 $\tilde{\mathbf{E}}$ 和磁场矢量 $\tilde{\mathbf{H}}$, 两者是垂直的。仅就电场矢量 $\tilde{\mathbf{E}}$ 而言, 它可以在空间任意方向, 但总可以分解成为垂直入射面 (波矢量 $\mathbf{k}$ 和界面法线 $\mathbf{n}$ 构成的平面) 和平行入射面的波。前者称为 S 波, 即 TE 波, 显然 S 波的电场矢量 $\tilde{\mathbf{E}}$ 垂直入射面而磁场矢量 $\tilde{\mathbf{H}}$ 平行入射面。后者称为 P 波, 即 TM 波。

P 波的电场矢量 $\tilde{\mathbf{E}}$ 平行于入射面而磁场矢量 $\tilde{\mathbf{H}}$ 垂直于入射面。 $\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}} = \tilde{\mathbf{S}}$, 符合右手规则。图 1-2 和图 1-3 分别表示 S 波和 P 波两种情况。

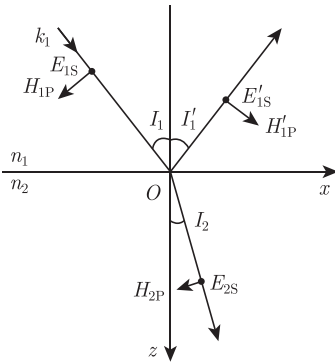


图 1-2 S 波

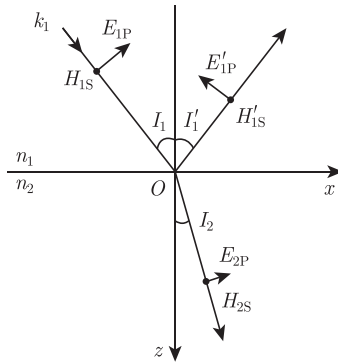


图 1-3 P 波

菲涅耳同样利用边值条件得出反射系数和透射系数。考虑到光与物质的作用, 起主导作用的是电场而不是磁场。近代物理光学中, 都把电场矢量定义为光波的光矢量, 光的振动方向就是指光波电场矢量的方向。利用公式 (1-13)、(1-14) 和式 (1-5) 将磁场矢量用电场矢量描述:

$$\left| \frac{\tilde{\mathbf{E}}}{\tilde{\mathbf{B}}} \right| = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = v \quad (1-35)$$

2. S 波的反射系数 r_S 和透射系数 t_S

$$r_S = \frac{E'_{1S}}{E_{1S}} = -\frac{\sin(I_1 - I_2)}{\sin(I_1 + I_2)} = \frac{n_1 \cos I_1 - n_2 \cos I_2}{n_1 \cos I_1 + n_2 \cos I_2} \quad (1-36)$$

$$t_S = \frac{E_{2S}}{E_{1S}} = \frac{2 \sin I_2 \cos I_1}{\sin(I_1 + I_2)} = \frac{2n_1 \cos I_1}{n_1 \cos I_1 + n_2 \cos I_2} \quad (1-37)$$

3. P 波的反射系数 r_P 和透射系数 t_P

$$r_P = \frac{E'_{1P}}{E_{1P}} = \frac{\tan(I_1 - I_2)}{\tan(I_1 + I_2)} = \frac{n_2 \cos I_1 - n_1 \cos I_2}{n_2 \cos I_1 + n_1 \cos I_2} \quad (1-38)$$

$$t_P = \frac{E_{2P}}{E_{1P}} = \frac{2 \sin I_2 \cos I_1}{\sin(I_1 + I_2) \cos(I_1 - I_2)} = \frac{2n_1 \cos I_1}{n_2 \cos I_1 + n_1 \cos I_2} \quad (1-39)$$

4. 反射率 R 和透射率 T

光波在分界面反射和折射时, 宏观表现为能量密度之比, 称之为反射率 R 和透射率 T 。由公式 (1-23) 知能量密度之比正比于 E^2 , 即

$$\left. \begin{aligned} R_S &= r_S^2 \\ T_S &= \frac{n_2 \cos I_2}{n_1 \cos I_1} t_S^2 \\ R_P &= r_P^2 \\ T_P &= \frac{n_2 \cos I_2}{n_1 \cos I_1} t_P^2 \end{aligned} \right\} \quad (1-40)$$

根据能量守恒定律, 有

$$\left. \begin{aligned} R_S + T_S &= 1 \\ R_P + T_P &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (1-41)$$

对于自然光

$$R = \frac{1}{2}(R_S + R_P), \quad T = \frac{1}{2}(T_S + T_P) \quad (1-42)$$

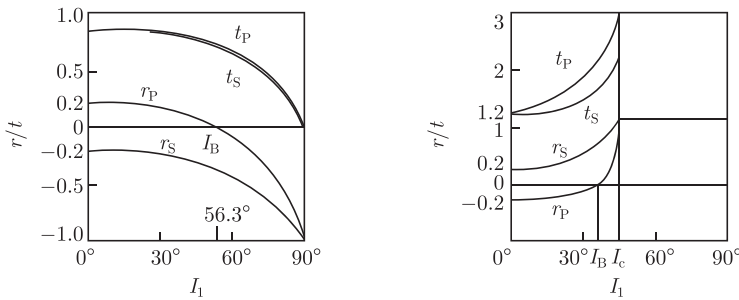
同样根据能量守恒定律, 有

$$R + T = 1 \quad (1-43)$$

5. 菲涅耳公式的讨论

由公式 (1-36)~(1-39) 可以看出, 反射系数、透射系数是光矢量中标量间的比值, 与入射角 I_1 呈函数关系 (I_2 按折射定律由 I_1 确定)。不同的入射角 I_1 , 反射系数和透射系数不同。

图 1-4 分别给出光波由空气射向折射率 $n = 1.5$ 的介质和光波由折射率 $n = 1.5$ 的介质射向空气时, 反射系数、透射系数和入射角 I_1 的关系曲线。图 1-5 给出光波由空气射向折射率 $n = 1.5$ 的介质时, 反射率和入射角 I_1 的关系曲线。由公式 (1-36)~(1-39) 可以看出, 反射系数和透射系数虽然是光矢量中标量间的比值, 但是不同的入射角 I_1 , 比值可能出现正数、负数、零和复数。这些均有特殊的物理意义。



(a) 光波由空气射向折射率 $n=1.5$ 的介质 (b) 光波由折射率 $n=1.5$ 的介质射向空气

图 1-4 反射系数、透射系数和入射角的关系曲线

I_B 为起偏角或布儒斯特角; I_c 为全反射临界角

(1) 光波由空气垂直入射到介质表面时的反射率

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (1-44)$$

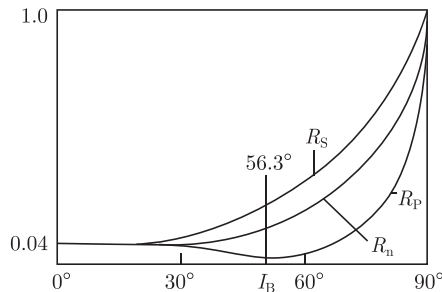


图 1-5 光波由空气射向折射率 $n = 1.5$ 的介质时, 反射率和入射角关系曲线

R_n 为自然光反射比

(2) 偏振现象——布儒斯特角。

当 $I_1 + I_2 = \pi/2$ 时, $R_P = 0$, 即反射光中没有 P 波, 为线偏振光, 此结果称为布儒斯特定律 (Brewster's law)。此时的入射角称为起偏角或布儒斯特角, 记为 I_B 。将 $I_B + I_2 = \pi/2$ 代入折射定律得

$$\tan I_B = n_2/n_1 \quad (1-45)$$

(3) 半波损失。

光波由折射率为 n_1 的光疏介质射向折射率为 n_2 的光密介质 (即 $n_1 < n_2$) 时, 反射波有 π 的相位变化, 称之为半波损失。

(4) 全反射和倏逝波。

光波由光密介质射向光疏介质 (即 $n_1 > n_2$) 时, 根据折射定律, 若折射角 $I_2 = \pi/2$, 则入射角 I_1 有如下关系

$$\sin I_1 = \frac{n_2}{n_1} \quad (1-46)$$

此时入射角用 I_c 表示, 即

$$I_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (1-47)$$

I_c 称为全反射临界角。凡是入射角大于 I_c 的入射光波全部被界面反射, 透射波消失, 称之为全反射。全反射时, 界面处的光矢量中的波数 k 为复数, 透射波是一个沿界面方向传播, 振幅沿界面法线方向按指数衰减的波, 称之为倏逝波。

1.4 光的吸收、色散和散射

1.4.1 物质对光的吸收

任何物质都存在对光的吸收作用, 物质内部的电子会在光波电场的作用下做出各种行为因而消耗能量。例如金属内部的自由电子会在光波电场作用下定向运动而形成电流, 进而产生焦耳热; “透明” 介质中的束缚电子在光波的作用下做受迫振动而消耗能量。这些能量的损失就是物质对光的吸收。

介质的吸收形式上可以用一个复折射率来描述, 若令吸收介质的折射率为

$$\tilde{n} = n(1 + i\kappa)$$

则在介质内沿 z 轴方向传播的平面波的电场可以写为

$$E = A \exp \left[i \left(\frac{\omega \tilde{n}}{c} z - \omega t \right) \right]$$