

高等学校教材

应用光学

(修订本)

天津大学 张以谟 主编

GAO DENG XUE
XIAO JIAO CAI

机械工业出版社

本书在原有教材《应用光学》基础上进行了修订。按修订后大纲增加了“颜色”和“特种光学系统”等章节。对于原书中的难点“象差理论”部分重新作了调整和编排，使之概念明确，更适合于教学，同时，使光学设计实例更为完善。全书分为四个部分：几何光学，象差理论，典型光学系统，光学设计。共分为二十一章，各章均有习题。本书有很强的系统性，既强调基础理论又注重实际应用，并考虑了光学中的现代发展。本书的目的是培养光学系统总体设计及光学系统结构设计的能力。

本书为大专院校光学仪器专业教学用书。从事光学仪器设计，光学系统设计及其他光学技术工作的科技人员亦可参考。

应 用 光 学

(修 订 本)

天津大学 张以谟 主编

责任编辑：林静贤

机械工业出版社出版(北京阜成门外百万庄南里一号)

(北京市书刊出版业营业许可证出字第 117 号)

机械工业出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{16}$ · 印张 $40\frac{3}{4}$ · 字数 1005 千字

1982 年 2 月北京第一版

1988 年 11 月北京第二版 · 1988 年 11 月北京第四次印刷

印数 32,901—35,500 · 定价：7.90 元

ISBN 7-111-00855-7/TH·143(课)

前 言

本教材是根据 1983 年长春会议上关于修订现有教材的规定和 1984 年杭州会议通过的《应用光学》大纲修订的。

修订后的教材分为四部分：第一部分几何光学；第二部分象差理论；第三部分典型光学系统；第四部分光学设计。

本书和第一版相比，所修订的内容主要有：

在几何光学部分中，对“理想光学系统理论”一章的系统作了较大的调整，使之更加精练和系统化，并增加了“典型光学系统的理想光学系统性质”一节。对“平面光学系统”一章的内容作了适当的补充，并加强了动态平面系统成象的图示。在“光学系统的光阑”一章中，建立了渐晕光阑的概念，以及渐晕光阑在光学系统中的作用；同时对消杂光光阑的概念及设计方法也作了阐述。在“光能的计算”一章中，对于光度学中的各物理量及其单位，均按国家标准的规定作了重新整理。本部分又增设了“颜色”一章，以使读者对应用光学的范畴有所了解。

在象差理论部分，不再用轴上点象差和轴外点象差的分类顺序来讲授，而是按实际象差和初级象差来分章。在概念上明确划分。对于实际象差分布，只保留了球差分布，以便导出有关象差公式，其余不常用的其他象差分布则不再保留。赛得和数的各种形式不再分散在各章中，而是集中于一节讲述。把棱镜的初级象差、物面移动和光阑移动引起的初级象差变化，以及象差特性曲线及有关分析等，集中于“象差综述”一章。这样处理后的象差理论，系统性显得强了，篇幅也有所削减，教学中的难点也可能在一定程度上解决了。

在典型光学系统部分，对于传统的三种典型系统：显微系统、望远系统、照相摄影系统的叙述作了适当的精练；为了适应现代光学仪器的发展，增加了“特殊光学系统”一章，主要讨论了光电光学系统，激光光学系统，梯度变折射率光学系统和纤维光学系统等的设计原理。

在本教材的光学设计部分，主要讨论了光学系统的初始结构设计，象差自动平衡，象质评价等内容，同时给出市场显微镜，双高斯型照相物镜的整个设计过程作为例子。还阐述了变焦距物镜的高斯光学设计以及非球面设计的基本原理。

本书的修订是集中了各兄弟院校的教学实践经验，在编写过程中，大纲审定会上，审稿会上，清华大学，北京工业大学，北京工业学院，哈尔滨工业大学，上海机械学院，上海工业大学，浙江大学，华中工学院，武汉测绘学院等院校的同行们都提出了宝贵的意见。

本书由天津大学张以谟同志主编，清华大学王民强同志主审。参加修订的同志有：天津大学张以谟（第一至五章，第八至十二章），田学飞（第七章），清华大学王民强（第六章），郭敏贤（第十九章），张鸿澄（第二十章），浙江大学王子余（第十三章），北京工业大学张文喙，刘长江（第十四至十五章），长春光机学院杨大任（第十六章），上海机械学院顾培森（第十七至十八章，第二十一章）。

本教材为高等学校光学仪器专业教材，及其他光学专业的教学参考书，亦可作为从事光学技术工作的科技人员参考。

目 录

前言

第一部分 几 何 光 学

第一章 几何光学的基本定律和成

象的概念 2

§ 1-1 几何光学的基本概念 2

§ 1-2 几何光学的基本定律 4

§ 1-3 费马原理 11

§ 1-4 马吕斯定律 14

§ 1-5 成象的概念 14

第二章 球面和共轴球面系统 18

§ 2-1 光线经过单个折射球面的折射 18

§ 2-2 单个折射球面的成象放大率、拉赫不变量 21

§ 2-3 共轴球面系统 23

§ 2-4 球面反射镜 27

第三章 理想光学系统 29

§ 3-1 理想光学系统和共线成象 29

§ 3-2 理想光学系统的焦点、焦平面、主点、主平面、节点 29

§ 3-3 理想光学系统的物象关系 33

§ 3-4 理想光学系统的放大率 38

§ 3-5 理想光学系统的物象关系特性曲线 42

§ 3-6 光学系统的组合 46

§ 3-7 透镜 55

§ 3-8 实际光学系统焦点位置和焦距的计算 60

§ 3-9 几种典型系统的理想光学系统性质 63

§ 3-10 矩阵运算在几何光学中的应用 68

第四章 平面镜和平面系统 77

§ 4-1 平面镜成象 77

§ 4-2 双平面镜系统 81

§ 4-3 平行平板 85

§ 4-4 反射棱镜 87

§ 4-5 折射棱镜 100

§ 4-6 光楔 104

§ 4-7 光学材料 105

第五章 光学系统中的光阑 109

§ 5-1 光阑在光学系统中的作用 109

§ 5-2 光学系统的孔径光阑, 入射光瞳和出射光瞳 111

§ 5-3 视场光阑 114

§ 5-4 渐晕光阑 115

§ 5-5 光学系统的景深 119

§ 5-6 远心光路 125

§ 5-7 消杂光光阑 127

§ 5-8 几种典型系统的光束限制 129

第六章 光能及其计算 134

§ 6-1 光通量 134

§ 6-2 发光强度 137

§ 6-3 光照度和光出射度 142

§ 6-4 光亮度 145

§ 6-5 光通量和光亮度在光学系统中的传递, 象面光照度 149

§ 6-6 光学系统中光能损失的计算 154

§ 6-7 光能计算 157

第七章 颜色 164

§ 7-1 概述 164

§ 7-2 颜色的特征和分类 165

§ 7-3 色光混合与格拉斯曼定律 165

§ 7-4 颜色的匹配 166

§ 7-5 色度学基础 167

§ 7-6 CIE 标准色度学系统 171

§ 7-7 均匀颜色空间及色差公式 193

§ 7-8 光源 185

§ 7-9 色光混合匹配计算 189

第二部分 象 差 理 论

第八章 光线的光路计算 194

§ 8-1 概述 194

§ 8-2	子午面内的光线光路计算	195
§ 8-3	轴外点细光束的光路计算	201
§ 8-4	空间光线的光路计算	209
第九章	光学系统的象差	224
§ 9-1	轴上点的球差	224
§ 9-2	彗差	233
§ 9-3	象散和象面弯曲	238
§ 9-4	畸变	244
§ 9-5	正弦差	246
§ 9-6	位置色差	254
§ 9-7	倍率色差	256
§ 9-8	象差曲线的绘制及举例	258
§ 9-9	象差的级数展开	266
第十章	初级象差	275
§ 10-1	初级象差的一般表示式	275
§ 10-2	五种初级象差	282
§ 10-3	具有初级象差的光束结构	287
§ 10-4	赛得和数的表示形式	292
第十一章	初级色差	307
§ 11-1	消象差谱线选择	307
§ 11-2	初级色差	308
§ 11-3	薄透镜系轴的初级色差	314
§ 11-4	二级光谱	322
第十二章	象差综述及计算结果处理	328
§ 12-1	概述	328
§ 12-2	初级象差系数和光阑位置的关系	331
§ 12-3	光阑象差与物面象差的关系	334
§ 12-4	初级象差系数与物面位置的关系	335
§ 12-5	折射平面和平行平板的初级象差	336
§ 12-6	反射光学元件的初级象差	338
§ 12-7	单个折射球面及一些典型折射 光学元件的初级象差分析	340
§ 12-8	对称式系统的象差特性	344
§ 12-9	光学系统象差特性曲线	346
§ 12-10	象差特性曲线的分析	350
第十三章	波象差	354
§ 13-1	波象差概述及轴上点波象差	354
§ 13-2	轴外点的波象差	361
§ 13-3	波象差的一般表示式	365
§ 13-4	参考点移动产生的波象差, 焦深	367
§ 13-5	色差的波象差表示	368
§ 13-6	光学系统的象差容限	372

第三部分 典型光学系统

第十四章	目视光学系统	375
§ 14-1	眼睛的结构及其特性	375
§ 14-2	双目立体视觉	381
§ 14-3	放大镜	385
§ 14-4	显微镜系统及其特性	388
§ 14-5	显微镜的分辨率和有效放大率	394
§ 14-6	显微镜物镜	397
§ 14-7	显微镜的照明系统	401
§ 14-8	望远系统	404
§ 14-9	望远物镜	410
§ 14-10	目镜	416
§ 14-11	透镜转象系统和场镜	422
§ 14-12	望远系统的外形尺寸计算	424
§ 14-13	体视测距机原理	431
第十五章	摄影及投影光学系统	435
§ 15-1	摄影系统的光学特性	435
§ 15-2	摄影物镜(镜头)	440
§ 15-3	取景和测距系统	450
§ 15-4	感光底片	456
§ 15-5	放映和投影物镜	460
§ 15-6	放映和投影系统的照明	465
第十六章	几种特殊的光学系统	469
§ 16-1	概述	469
§ 16-2	光电光学系统	478
§ 16-3	激光光学系统	490
§ 16-4	梯度变折射率光学系统	500
§ 16-5	纤维光学概述	502
第四部分 光学设计		
第十七章	光学设计中的 PW 方法	509
§ 17-1	光学系统的基本象差参量及其 规化	509
§ 17-2	双胶合透镜组的 P^* 、 W^* 和 C_1 与结构参数的关系	515
§ 17-3	单薄透镜的 P^* 、 W^* 、 C_1 和 结构参数的关系	520
§ 17-4	用 PW 方法求解简单物镜的 结构	522
第十八章	光学设计举例	536
§ 18-1	中倍平场显微物镜设计	536

§ 18-2 双高斯型物镜设计	555	§ 20-2 瑞利判断用于光学系统象质评价 ...	612
§ 18-3 变焦距物镜	576	§ 20-3 中心点亮度	613
第十九章 非球面及其在光学系统		§ 20-4 分辨率	614
中的应用	597	§ 20-5 点列图	615
§ 19-1 概述	597	§ 20-6 边界曲线	616
§ 19-2 非球面曲面方程表达式	598	§ 20-7 光学传递函数	618
§ 19-3 二次圆锥曲面	601	第二十一章 象差自动平衡	631
§ 19-4 施密特校正板的设计	602	§ 21-1 概述	631
§ 19-5 菲涅耳透镜的设计	606	§ 21-2 评价函数	632
§ 19-6 宽银幕电影用柱面变形物镜	609	§ 21-3 阻尼最小二乘法	635
第二十章 光学系统设计的象质评价 ...	612	§ 21-4 边界条件处理	640
§ 20-1 概述	612	§ 21-5 计算实例	641

第一部分 几 何 光 学

人们在制造光学仪器和解释一些光学现象的过程中，总结出了适于光学工程技术应用的几何光学理论。几何光学把光在均匀介质中的传播用几何上的直线来表示，并把这种直线称为“光线”。几何光学就是以光线来研究光在介质中传播的理论。

几何光学不同于物理光学，它不讨论光的物理性质，不能用几何光学来解释光的干涉、衍射等现象，因为这些现象都是由光的波动性质所决定的。所以几何光学的理论有一定的局限性和近似性。但是，一般的光学仪器都是用一定大小的光束成象的，上述物理现象并不明显，所以几何光学的结论还是符合实际情况的，只有在成象光束很细时，几何光学的结论才与实际情况有明显的差别。例如，光通过一个很大的圆孔投影到屏上，照明区有着明显的边界。如果通过一个很小的孔，由于衍射现象，在屏上就出现明暗相间的衍射图样。这种现象只能用物理光学理论来解释。但在一般情况下很少使光束通过一个小孔，而多是通过有限大小的孔径。因此，从实用的观点来看，几何光学理论仍是严密的，有重要的应用价值。

几何光学在一定条件下可以和物理光学统一起来，例如，几何光学认为点物通过理想光学系统成象为一几何点。而物理光学认为成象为一个黑白相间的衍射斑。其第一个暗环的半径为

$$\psi = \frac{1.22 \lambda}{D}$$

但是，若使波长 $\lambda \rightarrow 0$ ，则 ψ 亦为零，此时物理光学和几何光学有一致的结论。所以可认为几何光学是物理光学中波长为零时的极限情况，它的近似性也就在于此。

但是对于大多数的光学技术问题，用几何光学都可以得到正确的结论。它的重要意义在于用光线来描述光学系统中光的传播和成象，可以用几何学的方法来计算和设计光学系统，而使之满足预先给定的技术要求。其解决问题的方法简单、明了、结果合理、可靠。这是用波动理论所难于解决的。

光能和颜色两章不属于几何光学的范畴，因为，它们在工程技术方面和几何光学一样是光学基础部分，所以把这两章也放在第一部分中。

第一章 几何光学的基本定律和成象的概念

§ 1-1 几何光学的基本概念

一、光波

人们对光的本性的认识是逐步发展的。直到 1871 年马克斯韦提出电磁场学说以后，在 1888 年这个学说又为实验所证明。人们才认识到光实际上是一种电磁波。从本质上说，光和一般无线电波并无区别。光波向周围空间传播情况和水面因扰动产生的波浪向周围传播相似，是横波，其振动方向和光的传播方向垂直。

光波区别于无线电波在于波长的不同。图 1-1 表示了从 γ 射线到无线电波的电磁波谱，图中的波长与频率均采用对数标尺。在波长为 $400\sim 760\text{nm}$ 范围内的电磁波能为人眼所感觉，称为可见光，超出这个范围的电磁波，人眼就感受不到了。

在可见光谱段范围以内，不同波长引起不同颜色感觉。具有单一波长的光为“单色光”。几种单色光混合而成为“复色光”。太阳光由无限多种单色光混合而成，在可见光部分可分解成为红、橙、黄、绿、青、蓝、紫七种颜色的光。

光和其它电磁波一样，在真空中以同一速度 c 传播， $c = 3 \times 10^8 \text{m/s}$ 。在空气中也近似如此。而在水，玻璃等透明介质中，光的传播速度要比在真空中慢，且随波长的不同而有不同速度。

二、光源

从物理学的观点看，辐射光能的物体称为发光体，或称为光源。当光源的大小与辐射光能的作用距离相比可以忽略时，此光源可认为是点光源。例如：人从地球上观察体积

超过太阳的恒星仍认为是发光点。但在几何光学中，发光体和发光点的概念与物理学中有所不同。无论本身发光的物体或者是被照明的物体在研究光的传播时统称为“发光体”。在讨论光的传播时，常用发光体上某些特定几何点来代表这个发光体。在几何光学中认为这些特定点为发光点，或称“点光源”。这些发光点被认为没有体积和线度，所以能量密度应为无

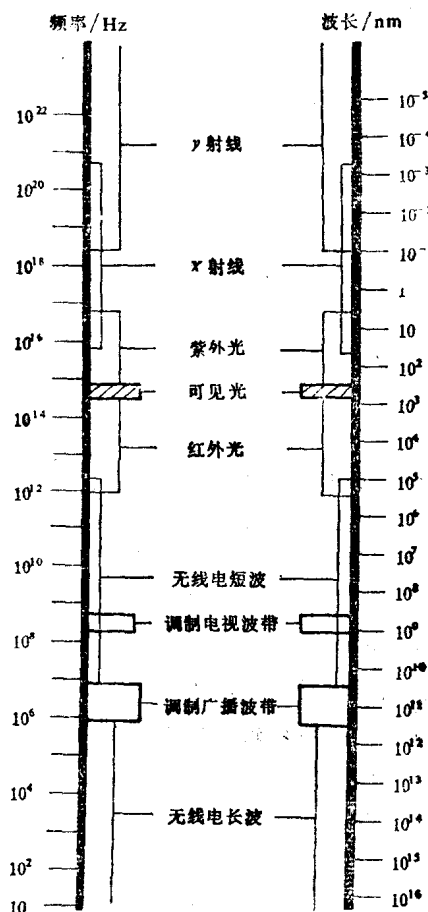


图 1-1

限大，因而这只是一种假设，在自然界中是没有这样的光源的。

三、光线

从物理学的观点看，当光能从一个由两个光孔限制的细长空间（称为光管）中通过，如图 1-2 所示，若此光管的横截面积与其长度相比是可以忽略时，称此光管为“物理光线”。但在几何光学上认为光线是无直径无体积，而有方向性的几何线，其方向代表光能传播的方向。当然，在自然界中也不存在这种能量密度为无限大的光线。

利用几何光学的发光点和光线的概念可以把复杂的能量传输和光学成像问题归结为简单的几何运算问题。

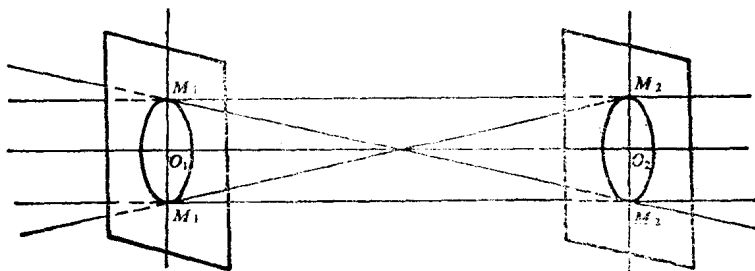


图 1-2

四、波面

光波是电磁波，任何光源可看作波源，光的传播正是这种电磁波的传播。光波向周围传播，在某一瞬时，其振动位相相同的各点所构成的曲面称为波面。波面可分为平面波，球面波或任意曲面波。

在各向同性的介质中，光沿着波面法线方向传播，所以可以认为光波波面法线就是几何光学中的光线。

五、光束

与波面对应的法线（光线）集合，称为“光束”。对应于波面为球面的光束称为同心光束，按光束传播方向的不同又分为会聚光束和发散光束。它们的波源可认为是一几何点，但会聚光束的所有光线实际通过一点，如图 1-3 a 所示。可以在屏上接收到亮点，也可以是光线的延长线通过一点，如图 1-3 b 所示。发散光束可以由实际的点发出的，如图 1-3 c 所示。也可以是光线的延长线通过一点，如图 1-3 d 所示。发散光束不能在屏上会聚成亮点，但能被肉眼直接观察。与平面波相对应的称为平行光束，如图 1-3 e 所示，它是同心光束的一种特殊情况。

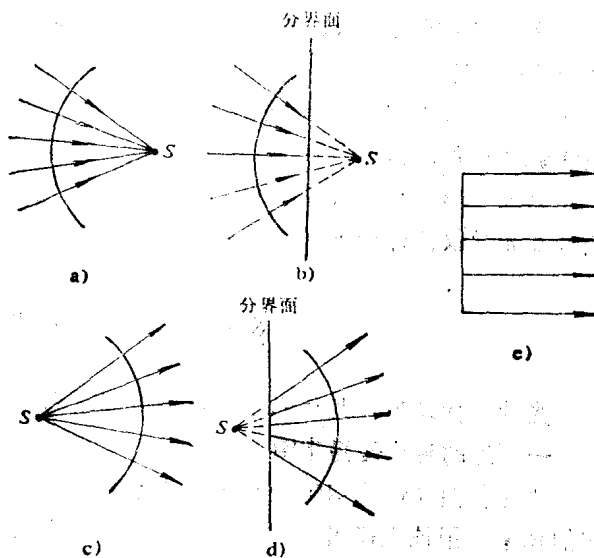


图 1-3

一般来说, 球面波通过实际光学系统总是要发生变形, 不再是球面波。相应的光束(法线束)不再会聚在一点, 即不再是同心光束。

从变了形的, 不再是球面的实际波面上取出一个波面元, 或者说从宽光束中取出一束无限细元光束来讨论它们的情况。

如图 1-4 所示, $a_1a_3c_3c_1$ 是一波面元, $b_2F_2F_1$ 是波面元中心点 b_2 的法线。根据微分几何对曲面的讨论可知, 在波面元上通过某点必定有两条法截线(通过曲面上某点法线的平面与曲面的交线), 其中一条曲率半径最大, 另一条为最小。且这两条截线互相垂直, 称之为**主截线**。

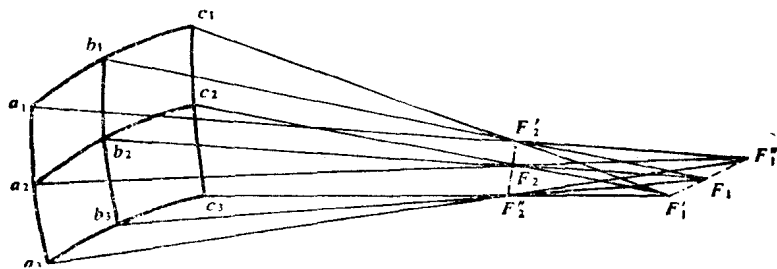


图 1-4

如图 1-4 所示, 曲率半径最大的波面主截线 $b_1b_2b_3$ 的曲率中心在点 F_1 。曲率半径最小的波面主截线 $a_2b_2c_2$ 的曲率中心在点 F_2 。靠近主截线 $b_1b_2b_3$, 并处于截线 $a_1a_2a_3$ 和 $c_1c_2c_3$ 之间的其它截线, 其曲率中心均处于直线元 $F_1'F_1F_1''$ 上。靠近主截线 $a_2b_2c_2$ 并处于截线 $a_1b_1c_1$ 和 $a_3b_3c_3$ 之间的其它截线, 其曲率中心形成一条直线元 $F_2'F_2F_2''$ 。所以该波面元上诸点的法线首先会聚于直线元 $F_2'F_2F_2''$, 然后发散, 再会聚第二个直线元 $F_1'F_1F_1''$ 上。这两条短线相互垂直, 并且都垂直于波面中心点的法线或光束轴 $b_2F_2F_1$ 。

这种结构的细光束, 即垂直于波面元, 彼此不相平行又不交于一点的光线所形成的光束称为**象散光束**。波面二主截面的曲率中心称为象散光束的焦点。象散光束所会聚的两条短线 $F_2'F_2F_2''$ 和 $F_1'F_1F_1''$ 称为**焦线**。二焦线之间的沿轴距离 F_1F_2 称为**象散差**, 它是光学系统的成像缺陷之一。显然, 象散差越小, 此光束越接近于同心光束, 波面越接近于球面波。

如果变形波面具有一定大小, 则情况要比上述波面元复杂得多, 详见 A. M. 杜德罗夫斯基《光学仪器理论》一书。

§ 1-2 几何光学的基本定律

光的传播现象按几何光学理论可以归结为四条基本定律如下:

一、光的直线传播定律

“在各向同性的均匀介质中, 光沿着直线传播。”称为光的直线传播定律。它是普遍存在的现象。用该定律可很好地解释影子的形成、日蚀、月蚀等现象。一切精密的天文测量、大地测量和其他测量也都以此定律为基础。但是光并不是在所有的场合都是直线传播的。实验表明, 在光路中放置一个不透明的障碍物, 特别是光通过小孔或狭缝, 光的传播将偏离直线, 这是由于物理学中的衍射的缘故, 将在物理光学中详细讨论。因此, 光的直线传播定律

只有光在均匀介质中无阻拦的传播才能成立。

二、光的独立传播定律

“从不同的光源发出的光束以不同方向通过空间某点时，彼此互不影响，各光束独立传播。”称为光的独立传播定律。几束光会聚于空间某点时，其作用是在该点处简单的叠加。各光束仍按各自方向向前传播。但是，这一定律对不同发光点发出的光来说是正确的。如果由光源上同一点发出的光分成两束，通过不同的，但长度相近的途径到达空间某点时，这些光（为相干光）的合成作用不是简单的叠加，也可能相互抵消而变暗。这里光的干涉现象，它是物理学中所讨论的一个重要的问题。

三、光线经过两种均匀介质分界面的传播规律——折射定律和反射定律

设有一光束投射在两种透明而均匀的介质的理想平滑分界面上（为入射光），将有一部分光能被反射回原来的介质，这种现象为“反射”，被反射的光称为“反射光”。另一部分光能通过分界面射入到第二介质中去，但改变了传播方向，这种现象称为“折射”。被折射的光称为“折射光”。光的反射和折射分别遵守反射定律和折射定律。

（一）反射定律 在图 1-5 中， PQ 为一理想的光滑反射界面，入射光线 AO 和界面上投射点的法线 ON 夹角 AON 称为入射角，以 I 表之，反射光线 OB 和法线 ON 的夹角 BON 称为反射角，以 I'' 表示。角 I 和角 I'' 以锐角来量度，由光线转向法线，顺时针方向旋转形成的角度为正。反之为负。图中角 I 为正，角 I'' 为负。

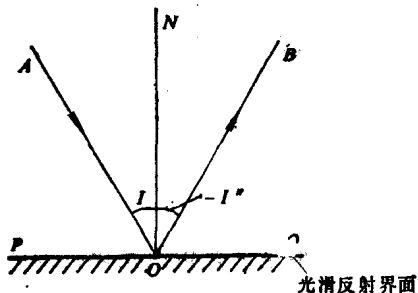


图 1-5

反射定律可归结为：入射光线、反射光线和投射点法线三者在同一平面内，入射角和反射角二者绝对值相等，符号相反，即入射光线和反射光线位于法线的两侧。反射定律可表示为

$$I = -I'' \quad (1-1)$$

对于粗糙的分界面，一束平行入射光投射其上，反射光将不再是平行的光束，发生了无规则的漫反射。但是对于粗糙表面上任一微小的反射面来说仍然遵守反射定律。

（二）折射定律 如图 1-6 所示， PQ 为两种均匀介质的理想平滑分界面， AO 为入射光线，在 O 点发生折射， OC 为相应的折射光线。 NN' 为入射点 O 的法线，入射角 AON ，以 I 表之；折射光线 OC 和法线 NN' 的夹角 CON' 为折射角，以 I' 表之。入射角和折射角的符号法则也是从光线转向法线，按锐角来量度，顺时针转成的为正，反之为负。

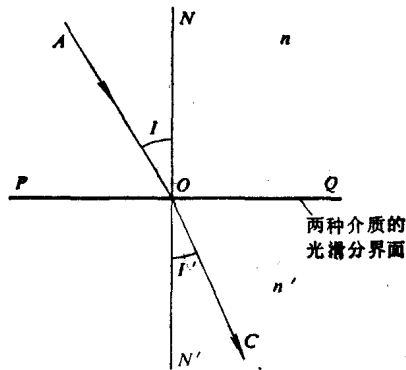


图 1-6

折射定律可归结为：入射光线、折射光线和投射点的法线三者在同一平面内，入射角的正弦与折射角正弦之比与入射角大小无关，而与

两介质性质有关。对一定波长的光线，在一定温度和压力的条件下，该比值为一常数，等于折射光线所在介质的折射率 n' 与入射光线所在介质折射率 n 之比。折射定律可表示为

$$\frac{\sin I}{\sin I'} = \frac{n'}{n} \quad (1-2)$$

或写为

$$n \sin I = n' \sin I' \quad (1-3)$$

对于两种介质界面的折射， $n \sin I$ 或 $n' \sin I'$ 为一常数，称为光学不变量。对于不同的介质对有不同数值。

折射定律于 1621 年由斯涅尔发现，故又称为斯涅尔定律。

在式 (1-3) 中，若令 $n' = -n$ ，得 $I' = -I$ ，即为反射定律。这表明反射定律可以看作折射定律的一种特例。这在几何光学中是有重要意义的一项推论。

四、矢量形式折射定律和反射定律

如果介质的分界面有着较为复杂的函数形式，为计算任一条光线经过反射和折射后的方向，用矢量形式的折射定律和反射定律是比较方便的。在直角坐标系中矢量 $\mathbf{A}$ 可表示为

$$\mathbf{A} = A_x \mathbf{i} + A_y \mathbf{j} + A_z \mathbf{k}$$

式中 A_x 、 A_y 、 A_z 是矢量 $\mathbf{A}$ 在 x 、 y 、 z 坐标轴上的投影长度； $\mathbf{i}$ 、 $\mathbf{j}$ 、 $\mathbf{k}$ 表示在 x 、 y 、 z 轴方向的单位矢量。

下面给出矢量形式折射定律。如图 1-7 所示， $\mathbf{A}^0$ 和 $\mathbf{A}'$ 分别表示入射光线和折射光线的单位矢量， n 和 n' 分别表示折射面两边的介质的折射率。矢量 $\mathbf{A}^0$ 和 $\mathbf{A}'$ 指向右方为正方向，反之为负。 $\mathbf{N}^0$ 为折射面投影点法线的单位矢量，其方向顺着入射光线方向。折射定律可表示为

$$n (\mathbf{A}^0 \times \mathbf{N}^0) = n' (\mathbf{A}' \times \mathbf{N}^0) \quad (1-4)$$

如把入射光线矢量 $\mathbf{A}$ 和折射光线矢量 $\mathbf{A}'$ 的长度各取为 n 和 n' ，即 $\mathbf{A} = n\mathbf{A}^0$ ， $\mathbf{A}' = n'\mathbf{A}'^0$ ，则得

$$\mathbf{A} \times \mathbf{N}^0 = \mathbf{A}' \times \mathbf{N}^0$$

或

$$(\mathbf{A}' - \mathbf{A}) \times \mathbf{N}^0 = 0$$

此式说明矢量 $(\mathbf{A}' - \mathbf{A})$ 和 $\mathbf{N}^0$ 的方向是一致的，故可写为

$$\mathbf{A}' - \mathbf{A} = \Gamma \mathbf{N}^0 \quad (1-5)$$

式中 Γ 称为偏向常数。用 $\mathbf{N}^0$ 对上式两边作点积，可得

$$\Gamma = \mathbf{N}^0 \cdot \mathbf{A}' - \mathbf{N}^0 \cdot \mathbf{A} = n' \cos I' - n \cos I \quad (1-6)$$

又有

$$\begin{aligned} n' \cos I' &= \sqrt{n'^2 - n'^2 \sin^2 I'} \\ &= \sqrt{n'^2 - n^2 + n^2 \cos^2 I} \\ &= \sqrt{n'^2 - n^2 + (\mathbf{N}^0 \cdot \mathbf{A})^2} \end{aligned}$$

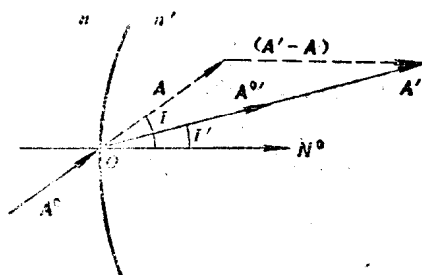


图 1-7

由此可得

$$\Gamma = \sqrt{n'^2 - n^2 + (N^0 \cdot A)^2} - N^0 \cdot A \quad (1-7)$$

求得 Γ 值后, 便可由式(1-4)求得折射光线方向

$$A' = A + \Gamma N^0 \quad (1-8)$$

这就是矢量形式的折射定律。

如同在 $n' = -n$ 的条件下可以由折射定律直接求得反射定律一样, 矢量形式的反射定律也可在相同条件下的矢量形式的折射定律导出。这只要对偏向常数 Γ 作一简单处理即可。

由式(1-4)的折射定律表示式, 令 $n' = -n$, 得 $I' = -I$, 则式(1-6)可写为

$$\Gamma = -n \cos(-I) - n \cos I = -2n \cos I = -2(N^0 \cdot A)$$

这就是适合于反射情况下偏向常数 Γ 的表示式, 将其代入式(1-8), 得矢量形式的反射定律

$$A' = A - 2N^0(N^0 \cdot A) \quad (1-9)$$

五、折射率

前已述及各种波长的光在真空中的速度 c 为定值, 而在介质中, 光的传播速度 v 与介质性质和光的波长有关, 一般 v 小于 c 。对于一定的介质, 一定波长的光传播速度亦为常量。

一定波长的单色光在真空中的传播速度(c)与它在给定介质中传播速度(v)之比, 定义为该介质对指定波长的光的绝对折射率。该定义可由图1-8加以说明, 假设有一束平行光束投射到两个介质的平面分界面上, 所有光线的入射角

为 I_1 , 折射角为 I_2 , 折射光线也相互平行。和平行光束相应的是平面波, OQ 为入射平面波, $O'Q'$ 为折射后的平面波, 设光在两介质中的速度分别为 v_1 和 v_2 , 则线段

$$QQ' = v_1 t$$

$$OO' = v_2 t$$

由图易见

$$\sin I_1 = \frac{QQ'}{OQ'}$$

$$\sin I_2 = \frac{OO'}{OQ'}$$

二式相除可得

$$\frac{\sin I_1}{\sin I_2} = \frac{QQ'}{OO'} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

由此可知第二介质对第一介质折射率之比等于第一介质中的光速 v_1 和第二介质中的光速 v_2 之比。显然介质对真空的绝对折射率值为

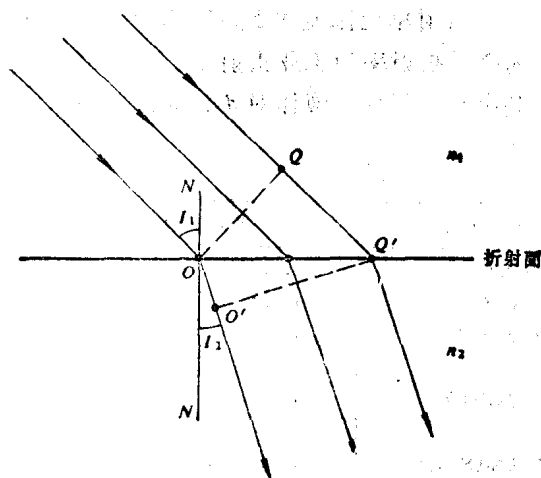


图 1-8

$$n = \frac{c}{v} \quad (1-10)$$

在给定介质中一定波长的光的速度为常数，故对该波长的绝对折射率亦为常数。

被分界面分开的两种介质，折射率高的光速低，称为光密介质；折射率低的光速高，称为光疏介质。

空气的绝对折射率受温度和压力的影响，其经验公式为

$$n = 1 + 0.000249 \frac{p}{p_0} \frac{1}{\alpha t} \quad (1-11)$$

式中， p 为大气压强， p_0 为标准大气压； t 为温度 ($^{\circ}\text{C}$)，系数 $\alpha = \frac{1}{273\text{K}}$ 。在标准条件下 ($p = 101275\text{Pa} = 760\text{mmHg}$ ， $t = 293\text{K} = 20^{\circ}\text{C}$)，空气的折射率为

$$n = 1.000273 \approx 1.0003$$

显然，空气折射率受温度和压力影响较小。工业应用上常把空气折射率作为 1 单位。在空气中测得的介质折射率为工业折射率，简称折射率。常用的光学玻璃折射率为 1.46~1.96。表 1-1 列出几种固体和液体对 d 光的折射率。

表 1-1

固体介质	折射率①	液体介质 ($t = 20^{\circ}\text{C}$)	折 射 率
冰 (H_2O)	1.309	水	1.3330
萤石 (CaF_2)	1.434	甲醇 (CH_3OH)	1.3290
岩盐 (NaCl)	1.544	乙醇 ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$)	1.3618
氯化钾 (KCl)	1.490	酒精	1.3605
石英晶体 (SiO_2)		煤油	1.446
方解石 (CaCO_3)	1.544, 1.553	甘油	1.460
电石	1.638, 1.486	四氯化碳 (CCl_4)	1.4607
金刚石 (C)	1.669, 1.638	松节油	1.4721
	2.417	液体石蜡	1.480
		杉木油	1.515
		二硫化碳	1.6276
		二碘甲烷	1.741

① 表中某些晶体具有两种折射率，依次为寻常光折射率 (n_o) 和非寻常光折射率 (n_e)。

当光线从第一介质进入第二介质时，第二介质相对于第一介质的折射率称为“相对折射率”。其值为第二介质的折射率与第一介质的折射率之比，即

$$n_{12} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1-12)$$

这样，折射定律可表示为

$$\frac{\sin I_1}{\sin I_2} = n_{12} \quad (1-13)$$

通常所说的介质的折射率实际上是该介质对于空气的相对折射率。

六、光路的可逆性

一条光线由介质 1 经过分界面的折射进入介质 2，则折射定律可写为

$$\frac{\sin I_1}{\sin I_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

另一条光线由介质 2 经分界面折射进入介质 1，如果光线的入射角为 I_2 ，按折射定律有

$$\frac{\sin I_2}{\sin I_1} = \frac{n_1}{n_2}$$

显然可以看出，以上两种折射情况是沿着同一光路，只是方向是相反的。这种现象称为“光路的可逆性”。

对于反射和折射现象，均匀折射率介质和非均匀折射率介质，简单光学系统和复杂光学系统，光的可逆性均是成立的。

七、分界面上反射光和折射光的能量分布

入射光投射到两均匀透明界质的分界面上时，如果分界面为理想光滑表面，则分成折射光和反射光，即折射的同时伴随着部分反射。折射定律和反射定律只能解决反射光和折射光所遵循的方向的问题，而不能说明能量的分布。后者是物理光学中所要解决的问题。此处，我们只给出结论。

根据光的电磁理论，反射光和折射光的能量分布通常采用反射率 R 和透过率 T 表示：

$$R = \frac{\text{反射光的辐射通量}}{\text{入射光的辐射通量}}$$

$$T = \frac{\text{折射光的辐射通量}}{\text{入射光的辐射通量}}$$

在不存在吸收和其它损失的理想条件下，有

$$T = 1 - R$$

T 和 R 的能量分布取决于入射光的偏振态、两种介质的折射率以及入射角的大小。当入射光为自然光，并给定界面两边的介质，则反射光和折射光的能量分布主要取决于入射角的大小。图 1-9 表示在自然光入射在空气和玻璃的分界面的情况下，反射能量（以 R 表示）和折射能量（以 T 表示）的变化规律。已知玻璃折射率 $n = 1.523$ 。其中，曲线 A 是光从空气进入玻璃（由光疏介质进入光密介质）时，分界面处的反射率 R 和入射角 I 的关系曲线。曲线表明，当 $I < 45^\circ$ 时，反射率 R 近于常量，等于垂直入射（ $I = 0$ ）时的反射率值 $R_{\perp 0}$ ，按物理光学自然光垂直入射（ $I = 0$ ）时的反射率

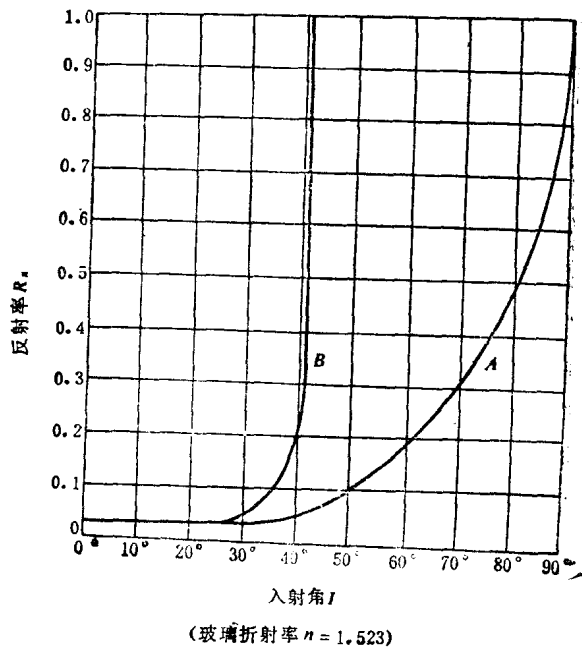


图 1-9

$$R_{\infty} = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$$

若 $n = 1.523$, 则 $R_{\infty} \approx 0.043$, 即约有 4% 的能量被反射。当 $I > 45^\circ$ 时, 随着入射角 I 的增大, 反射率 R_{∞} 也增大, $I = 90^\circ$ 时, $R_{\infty} = 1$ 。这表明入射角增大, 反射率增大, 折射光的能量逐渐减小。

曲线 B 是由玻璃进入空气 (由光密介质进入光疏介质) 时, 分界面处的 $R_{\infty} - I$ 曲线。当 $I < 30^\circ$ 时, $R_{\infty} \approx R_{\infty 0} \approx 0.043$, 反射率近于一个常数; 当 I 增大到 41° 时, 反射率急剧上升到近于 1 的值。当 $I > 41^\circ$ 时, $R_{\infty} = 1$, 这表明入射光线全部反射回原介质, 没有折射发生, 此即所谓“全反射”。

八、全反射

如上所述, 当入射光的入射角 I 大于某值时, 两种介质的分界面把入射光全部反射回原介质中去, 这种现象称为“全反射”或“完全内反射”。

产生全反射的条件有: 入射光由光密介质进入光疏介质; 入射角必须大于一定的角度, 按折射定律, 当折射角 $I' = 90^\circ$, 有

$$\sin I_m = \frac{n'}{n} \sin 90^\circ = \frac{n'}{n} \quad (1-14)$$

此表示式中入射角 I_m 称为临界角, 此时折射光线沿分界面掠射。若入射角 I 大于临界角 I_m , 折射定律已不适用。实验证明, 此时光线不发生折射, 而按反射定律把光线完全反射回原介质中去, 如图 1-10 所示。如果光线由玻璃射入空气, 当玻璃的折射率 $n = 1.523$ 时, 临界角 I_m 约为 41° 。这和在全反射光和折射光的能量分布中所得结果是一致的。

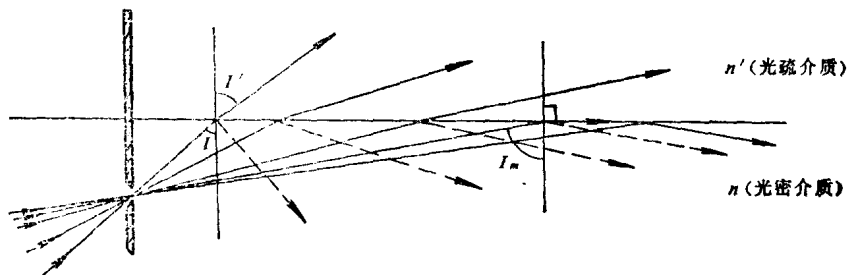


图 1-10

在实际应用中, 全反射常优于一般镜面反射, 因为镜面的金属镀层对光有吸收作用, 而全反射在理论上可使入射光全部反射回原介质。因而全反射现象在光学仪器中有着重要的应用。例如, 为了转折光路常用反射棱镜取代平面反射镜。如图 1-11 所示为一次反射式直角全反射棱镜。

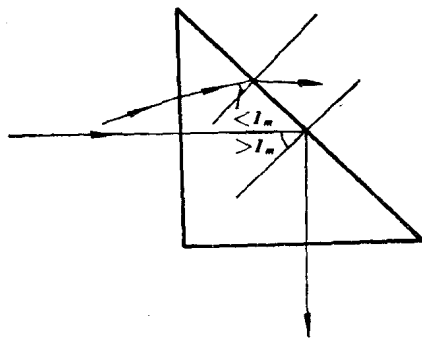


图 1-11

传光和传像的光学纤维也是利用了全反射原理。对一条光纤而言, 将低折射率的玻璃包在高折射率玻璃芯的外面, 如图 1-12 所示。由于芯子的折射率 n_1 大于包皮的折射率 n_2 , 芯子内入射角大于临界角的光线将在

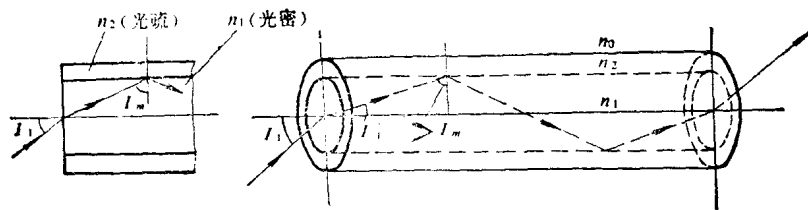


图 1-12

临界面上发生全反射。设 I_m 为临界角, n_0 为空气的折射率, 则

$$n_0 \sin I_1 = n_1 \sin I'_1$$

因 $n_0 = 1$, 得

$$\sin I_1 = n_1 \sin I'_1$$

由式 (1-14) 得

$$\sin I_m = \frac{n_2}{n_1} = \sin(90^\circ - I'_1) = \cos I'_1$$

保证发生全反射的条件为

$$\begin{aligned} n_0 \sin I_1 &= n_1 \sin I'_1 \\ &= n_1 \sqrt{1 - \cos^2 I'_1} \\ &= n_1 \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2} \\ n_0 \sin I_1 &= \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \end{aligned}$$

当在光纤的端面上入射角小于 I_1 时, 光线在光纤内部才能不断地发生全反射, 而由光纤的另一端输出。

设光纤直径为 D , 长度为 l , 则光线在光纤内的路程长度为

$$\begin{aligned} L &= \frac{l}{\cos I'_1} \\ &= l / \sqrt{1 - \frac{1}{n_2^2} \sin^2 I_1} \\ &= n_2 l / \sqrt{n_2^2 - \sin^2 I_1} \end{aligned}$$

光线发生全反射的次数

$$\begin{aligned} N &= L \sin I_1 / D \\ &= l \sin I_1 / D \sqrt{n_2^2 - \sin^2 I_1} \end{aligned}$$

例如, 光纤直径 $D = 50 \mu\text{m}$, 长度 $l = 0.5 \text{ m}$, 光纤芯子折射率 $n_2 = 1.70$, 入射角 $I_1 = 30^\circ$, 代入上式, 则有

$$N = \frac{500 \text{ mm} \times \sin 30^\circ}{0.05 \text{ mm} \sqrt{1.70^2 - \sin^2 30^\circ}} \approx 3077$$

即产生全反射次数为 3077 次。说明全反射过程中反射损失是近于零的。

§ 1-3 费 马 原 理

几何光学的基本定律: 光的直线传播、光的独立传播、光的折射定律和光的反射定律表