

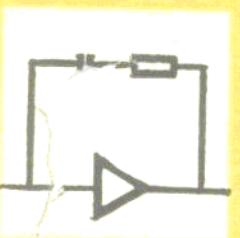
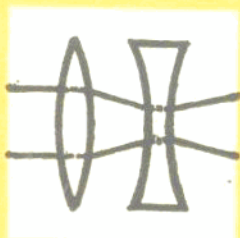
高等学校试用教材



应用光学

上册

天津大学张以谟 主编



机械工业出版社

高等学校试用教材

应 用 光 学

上 册

天津大学张以谟 主编



DS90 58

应 用 光 学

上 册

天津大学张以谟 主编

*

机械工业出版社出版(北京阜成门外百万庄南街一号)

(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 19·字数 460 千字

1982 年 2 月北京第一版·1983 年 12 月北京第二次印刷

印数 7,001—12,200·定价 1.95 元

*

统一书号: 15033·5104

前 言

本教材是根据1978年在天津召开的高等学校一机部对口专业座谈会制定的光学仪器专业教学计划及同年7月在杭州召开的光学仪器专业教材会议制定的“应用光学”编写大纲编写的。本书适于作光学仪器专业的教材，其他仪器专业的“应用光学”教学参考书，也可以供有关工程技术人员参考。

全书共三部分，分上、下两册出版。上册包括第一部分几何光学，以几何光线理论阐明了光学系统成像特性，并讨论了光学系统中的光束限制及光能的传递；第二部分象差理论，叙述了共轴球面系统中的几何象差，象差的计算，初级象差理论，象差特性及其校正原则，并讨论了波象差。下册为第三部分光学设计，叙述了典型光学系统的特性，用PW方法进行光学设计，光学系统设计实例，象差评价方法及光学系统象差自动平衡原理。

本书由天津大学张以谟同志主编，浙江大学王子余同志主审。参加编写的同志有：天津大学张以谟、孙学珠（第一到五章），张以谟（第七到十一章），清华大学王民强（第六章），邹敏贤（第十七章），张鸿澄（第十八章），浙江大学王子余（第十二章），北京工业大学张文璟、刘长江（第十三、十四章），上海机械学院顾培森（第十五、十六和十九章）。本书由邱锦来同志担任责任编辑。

王民强、顾培森和刘长江等同志参加了定稿工作。

本教材在编写过程中，徐福侯、王掌发、侯承和、张登臣、田大琴、毛文伟等同志给以大力支持，特致谢意。

由于水平有限，时间仓促，书中难免有不妥甚至错误之处，望读者指正。

引 言

人类的长期实践，推动了物理学的发展，物理学又有力地指导人类的实践，光学是物理学中的重要分支学科。光学现象是自然界中最容易被人们感觉的现象之一，因此，光学是物理学中发展较早的学科。

在古代对于光的研究，主要试图回答“人为什么能看见周围的物体”这一类的课题。一种看法认为光是从人眼中发出一种不可见的“触须似的东西”，触须碰到物体引起视觉，称为“触须理论”。另一种看法认为光是由物体发出来的某种东西，射入人眼引起视觉，称为“发射理论”。前一种看法显然是错误的，后一种看法也是非常肤浅的。到十七世纪，由于生产水平的提高，已能制作光学零件和简单的光学仪器。确定了几何光学的基本定律。同时也发现了一些违背几何光学基本定律的现象，例如衍射、双折射等现象。因而在十七世纪末，对光的本性提出了两种对立的观点：一种是以牛顿为代表的“微粒说”；另一种是以惠更斯为代表的“波动说”。两种学说的争论，使得对光本质的认识逐步深化。十九世纪中叶，随着对电磁波性质的认识，证明光实际上是一种电磁波。直到十九世纪末二十世纪初，形成了“光的量子理论”。这种理论的基本点是承认光具有波动性和粒子性（波粒二象性）。量子理论把光的波粒二象性辩证的统一起来。

随着对光的本质认识的深入，光学对科学技术，国民经济和国防的发展起着重要的推动作用。人们在社会实践和生产实践中要不断了解和研究各种物质的现象和信息，光学就成为必不可少的手段。例如：观察远处的物体要用望远镜；研究物体微观结构要用显微镜；记录瞬时现象要用照相机；研究物质的分子和原子结构，分析其光谱，要用光谱仪；各种物理量的高精度测量，建立了光学计量技术；航空和空间科学的发展推动了航空摄影和光学遥感技术的发展；实现自动控制要用光电技术。激光出现以后，使光学学科别开生面，发展了激光原理，激光光谱学，光学全息术和光学信息处理等理论，形成了激光化学，激光生物学等边缘学科。以上许多事例足以说明光学在国计民生中的重要意义。

一般来说，上述对光学的应用都是以光学仪器或装置体现出来。现代光学仪器多由光学系统、机械结构和电气设备三个部分组成，其中光学系统往往体现了整台仪器的主要性能。而进行光学仪器制造，首先要进行光学系统设计工作。本课程就是以光学系统的成像理论和设计原理为主要内容的，习惯上称之为《应用光学》。它是光学仪器专业的技术基础课。因此，欲深入掌握光学仪器专业的学习内容，首先应学习好本课程。

目 录

引言

第一部分 几何光学 1

第一章 几何光学基本定律和成象

概念 2

§ 1-1 波面、光线和光束 2

§ 1-2 几何光学的基本定律 3

§ 1-3 同心光束和象散光束 8

§ 1-4 费马原理 9

§ 1-5 马吕斯定律 11

§ 1-6 成象的概念 11

第二章 球面和球面系统 15

§ 2-1 光线经过球面的折射 15

§ 2-2 单个折射球面成象的放大率、 拉赫不变量 18

§ 2-3 共轴球面系统 20

§ 2-4 球面反射镜 23

第三章 理想光学系统 25

§ 3-1 理想光学系统和共线成象 25

§ 3-2 理想光学系统的焦点、焦平面、 主点、主平面 25

§ 3-3 理想光学系统的物象关系 27

§ 3-4 理想光学系统的拉赫公式及二焦 距间的关系 30

§ 3-5 理想光学系统的放大率及其相互 间的关系 31

§ 3-6 光学系统的节点 33

§ 3-7 光学系统的光焦度、折光度和 光束的会聚度 34

§ 3-8 光学系统的组合 35

§ 3-9 透镜 44

§ 3-10 实际光学系统焦点位置和焦距的 计算 50

§ 3-11 光学系统近轴光的矩阵运算 53

第四章 平面镜和棱镜 60

§ 4-1 平面镜成象 60

§ 4-2 双平面镜系统 62

§ 4-3 平行平板 63

§ 4-4 反射棱镜 64

§ 4-5 折射棱镜 69

§ 4-6 光楔 72

第五章 光学系统中的光阑 75

§ 5-1 光学系统中的光阑及其作用 75

§ 5-2 光学系统的孔径光阑、入射光瞳 和出射光瞳 76

§ 5-3 光学系统的视场光阑、入射窗和 出射窗 78

§ 5-4 光学系统的景深 81

§ 5-5 远心光路 86

第六章 光能及其计算 89

§ 6-1 光通量 89

§ 6-2 发光强度 92

§ 6-3 光照度和面发光度 97

§ 6-4 光亮度 100

§ 6-5 光通量和光亮度在光学系统中的 传递、象面光照度 103

§ 6-6 光学系统中光能损失的计算 109

§ 6-7 光能计算 111

第二部分 象差理论 120

第七章 光线的光路计算及象差概述 121

§ 7-1 概述 121

§ 7-2 子午面内光线的光路计算 122

§ 7-3 轴外点细光束的光路计算 127

§ 7-4 空间光线的光路计算 136

§ 7-5 球差 144

§ 7-6 彗差 145

§ 7-7 象散和象面弯曲 149

§ 7-8 畸变 153

§ 7-9 位置色差 (亦称轴向色差) 155

§ 7-10 倍率色差 (亦称放大率色差或垂 轴色差) 157

§ 7-11 象差曲线绘制及举例 159

第八章 球差 正弦差 169

§ 8-1 单个折射球面的球差及球差分布

公式	169	§ 10-1 光学材料	231
§ 8-2 球差正、负的判断	173	§ 10-2 消象差谱线的选择	232
§ 8-3 初级球差	175	§ 10-3 位置色差	233
§ 8-4 带球差和高级球差	177	§ 10-4 倍率色差 (放大率色差)	237
§ 8-5 正弦条件	182	§ 10-5 薄透镜系统的初级色差	243
§ 8-6 等晕条件与正弦差	185	§ 10-6 二级光谱	251
§ 8-7 正弦差的分布	188	§ 10-7 平行平板的色差	256
§ 8-8 薄透镜系统的初级球差及初级正弦差	190	第十一章 象差综述及计算结果处理	258
§ 8-9 平行平板的初级球差及初级正弦差	202	§ 11-1 概述	258
第九章 轴外象差	204	§ 11-2 光学系统的象差特性曲线	268
§ 9-1 单个折射球面的象差普遍表示式	204	§ 11-3 象差曲线的综合分析	272
§ 9-2 具有纯初级象差成像光束结构的分析	209	第十二章 波象差	277
§ 9-3 彗差的分布及初级彗差	214	§ 12-1 波象差概述	277
§ 9-4 象散和场曲分布公式及初级象散和初级场曲	216	§ 12-2 轴上点的波象差, 波象差与球差的关系	278
§ 9-5 畸变分布公式及初级畸变	222	§ 12-3 轴外点的波象差, 波象差与垂轴象差的关系	284
§ 9-6 象差的级数展开式	225	§ 12-4 波象差的一般表示式	287
§ 9-7 平行平板的初级象差	226	§ 12-5 参考点移动产生的波象差, 焦深	289
§ 9-8 初级象差系数和光阑位置的关系	227	§ 12-6 色差的波象差表示	290
第十章 色差	231	§ 12-7 色球差、几何色差与波色差的关系	293
		§ 12-8 光学系统的象差容限	294

第一部分 几何光学

人们在制造光学仪器和解释一些光学成像原理中，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光学理论。

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、衍射等物理现象，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来成像的，上述物理现象并不明显，所以几何光学的结论是符合实际情况的，只有在成像光束很细时，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，照明区域有明显的边界；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图样，这种现象只能用物理光学来解释。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，从实用观点来看，几何光学理论仍是严密的，有重要应用价值的。

几何光学理论和物理光学理论在一定条件下有统一的一面。例如，几何光学认为一个点通过光学仪器成像为一个几何点，而物理光学认为成像为一个黑白相间的衍射斑，其第一个暗环半径对仪器的张角为

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

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使物理光学中波长为零时的极限情况，它的近似性也就是由此引起的。

但是，对于大多数的光学技术问题，用几何光学理论都可得到正确的结果。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像，可以用几何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。

由上述可知，几何光学是光学系统设计的有力手段，形成了一套系统的、严密的理论，成为《应用光学》课程的基础。学好几何光学是学好《应用光学》课程的前提。

1110962

第一章 几何光学基本定律和成象概念

§ 1-1 波面、光线和光束

人们对光的本性的认识是逐步发展的。直到十九世纪中叶，随着对电磁波性质的认识才证明光实际上是一种电磁波，从本质上讲，光和一般无线电波并无区别。一个发光体便是电磁波的发射源。发光体发射的电磁波向周围空间的传播情况，和水面因振动产生的波浪向四周传播相似，其振动方向和光的传播方向垂直。

光波与一般无线电波相比只是波长比无线电波波长短，在波长为 $4000 \sim 7600 \text{ \AA}$ 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。表 1-1 表示了电磁波按波长分类的情况。

不同波长的电磁波在真空中具有完全相同的传播速度，以 c 表示， $c = 3 \times 10^8 \text{ 米/秒}$ 。在空气中也近似如此。而在水、玻璃等一般透明介质中光的传播速度要比真空中的慢，且随波长的不同而不同。

从物理的观点看，辐射光能的物体称为发光体，或称为光源。当光源的大小与其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：对于地球上的观察者来说，体积超过太阳系的恒星仍认为是发光点。但是在几何光学中，发光体和发光点的概念与物理中有所不同。无论是本身发光的物体或被照明的物体，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的几何点来代表这个发光体。几何光学认为这些特定点是发光点，或称“点光源”。这些发光点被认为没有体积和线度，所以其能量密度应为无限大，而这只是一种假设，在自然界中是没有这样的光源的。

从物理的观点看，如果光能从一个由两个光孔限制的细长的空间（称为光管）中通过，如图 1-1 所示，若此光管横截面积与其长度相比可以忽略时，此光管称为物理光线。而在几何

表 1-1

电磁波名称	波 长 (米)
宇宙射线	10^{-14}
γ射线	10^{-13}
	10^{-11}
X光	10^{-10}
	10^{-9}
紫外线	10^{-8}
	10^{-7}
可见光	10^{-6}
红外线	10^{-5}
毫米波	10^{-4}
厘米波	10^{-3}
无线电波	10^{-2}
	10^{-1}
	10^0
	10^1
	10^2

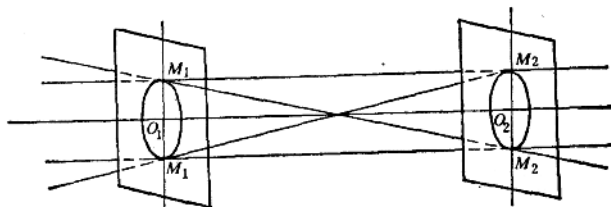


图 1-1

光学中认为光线是无直径、无体积的几何线。当然，在自然界中也不存在这种能量密度为无限大的光线。

但是利用几何光学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。

前面谈到光是电磁波，任何光源可看作波源，光的传播正是这种电磁波的振动的传播，其振动方向垂直于传播方向，这种波称为横波。振动位相相同的各点在某一瞬时时所构成的曲面称为波面。波面可以分为平面、球面或任意曲面。

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的法线就是几何光学中的光线。与波面对应的法线束，通常称为光束。只要知道某一时刻的光束，那么和它垂直的面即为波面。球面波对应于会聚或发散光光束，平面波对应于平行光束，如图 1-2 所示。

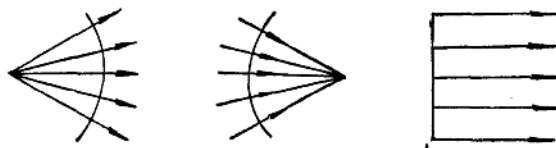


图 1-2

§ 1-2 几何光学的基本定律

在自然界中，光的传播现象按几何光学理论可以归纳为四个基本定律：光的直线传播定律；光的独立传播定律；光的反射定律和折射定律，现分述如下：

一、光的直线传播定律

在各向同性的均匀介质中，光是沿着直线传播的，这就是光的直线传播定律。这是一种常见的普遍规律。可用以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。但是光不是在所有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屏障时，特别是当光通过细孔时，光的传播将偏离直线，这是由于产生了衍射现象的缘故。这在物理光学中将作详细叙述。因此，光的直线传播定律只有光在均匀介质中无阻拦地传播时才成立。

二、光的独立传播定律

从不同的光源发出的光线以不同的方向通过某点时，彼此互不影响，各光线的传播不受其他光线的影响，称为光的独立传播定律。因此，当两束光线会聚于空间某点时，其作用是简单地相加。这一定律只对不同发光点发出来的光线来说是正确的。但是，如果是发自同一光源的光线被分成两束，各自以不同途径到达空间某点时，这些光线的合成作用不是简单的相加。例如这两束光在某点的作用不一定使光强度增加，亦可能互相抵消而变暗，这就是光的干涉现象。这种现象也将在物理光学中作详细叙述。

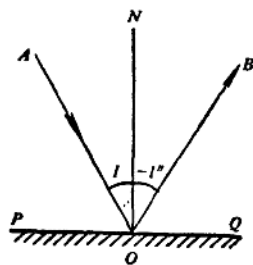


图 1-3

三、光线经两种均匀介质分界面时的传播现象——反射定律和折射定律

当一束光投射到两种透明介质的光滑分界面上时，将有一部分光能反射回原来的介质，称为反射光线；另一部分光能则通过分界面射入到第二种介质中去，称为折射光线。光线的

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 1-3 中, 设 PQ 为一光滑的反射界面, 入射光线 AO 和法线 ON 夹角 AON 称为入射角, 以 I 表示; 反射光线 OB 和法线 ON 夹角 BON 称为反射角, 以 I'' 表示。反射定律可归纳为: 入射光线、反射光线和分界面投射点处的法线三者在同一平面内, 入射角和反射角二者绝对值相等而符号相反, 即入射光线和反射光线位于法线的两侧。

我们规定角度符号以锐角来量度, 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。故在图 1-3 中, I 角为正, I'' 角为负, 反射定律可表示为

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

(二) 折射定律

如图 1-4 所示, PQ 为两种介质 n 和 n' 的分界面, AO 为入射光线, OC 为对应的折射光线, NN' 为分界面上 O 点处的法线, $\angle AON$ 为入射角, 以 I 表示; $\angle CON'$ 为折射角, 以 I' 表示。折射定律可归纳为: 入射光线、折射光线和分界面投射点处的法线三者在同一平面内, 入射角的正弦与折射角的正弦之比与入射角的大小无关, 而与两种介质折射率有关。设 n 和 n' 为两种介质的折射率, 则折射定律可表示为

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

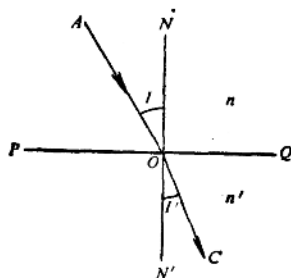


图 1-4

在上式中, 若令 $n' = -n$, 得 $I' = -I$, 这表明反射定律的含意寓于折射定律中。所以折射定律是几何光学中最重要的定律。

四、矢量形式的折射定律和反射定律

如果介质的分界面在空间分布很复杂, 为要解决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计算是比较方便的, 在直角坐标系 xyz 中矢量 A 可表示为

$$A = A_x i + A_y j + A_z k$$

式中, A_x, A_y, A_z 是 A 在 x, y, z 轴上的投影长度, i, j, k 表示沿 x, y, z 轴方向的单位矢量。

下面给出矢量形式的折射定律。如图 1-5 所示, A^0 和 A'^0 分别表示入射和折射光线的单位矢量, n 和 n' 表示折射面两边介质的折射率。矢量 A^0 和 A'^0 指向右方为正方向, 反之为负。 N^0 为折射面投射点法线的单位矢量, 其方向顺着入射光线。折射定律表示式可写为

$$n (A^0 \times N^0) = n' (A'^0 \times N^0) \quad (1-3)$$

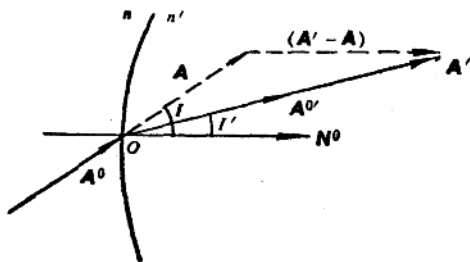


图 1-5

如把入射光线矢量 A 和折射光线矢量 A' 的长度各取为 n 和 n' , 即 $A = n A^0, A' = n' A'^0$, 则上式可写为

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

或写为

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

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

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

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

$$\begin{aligned} \Gamma &= \mathbf{N}^0 \cdot \mathbf{A}' - \mathbf{N}^0 \cdot \mathbf{A} \\ &= n' \cos I' - n \cos I \end{aligned} \quad (1-5)$$

又有

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

由此可得

$$\Gamma = \sqrt{n'^2 - n^2 + (\mathbf{N}^0 \cdot \mathbf{A})^2} - \mathbf{N}^0 \cdot \mathbf{A} \quad (1-6)$$

求得 Γ 值以后, 便可按式 (1-4) 求折射光线方向, 即

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \Gamma \mathbf{N}^0 \quad (1-7)$$

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得出反射定律一样, 矢量形式的反射定律也可在相同的条件下由矢量形式的折射定律导出。这只要对偏向常数 Γ 作一简单的处理, 使之适合于反射情况即可。按折射定律表示式 (1-3), 当 $n' = -n$ 时, $I' = -I$, 由此, 式 (1-5) 可写为

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

这就是适合于反射情况的偏向常数 Γ 的表示式, 将其代入矢量形式折射定律的表达式 (1-4), 即可得矢量形式的反射定律

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} - 2\mathbf{N}^0(\mathbf{N}^0 \cdot \mathbf{A}) \quad (1-8)$$

五、由折射定律可得以下几个推论

1. 因为反射定律是折射定律的特殊情况, 所以由折射定律导得的所有适合于折射情况的公式, 也只要令 $n' = -n$, 便可运用于反射的场合, 或直接导出其相应的公式。这在处理折反射系统时有重要应用。

2. 当光线自 B 点 (图 1-3) 或 C 点 (图 1-4) 投射到分界面上 O 点时, 根据反射定律和折射定律可知, 折射光线或反射光线必沿 OA 方向射出, 这就是所谓“光路的可逆性”。

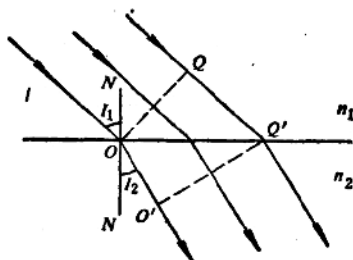


图 1-6

3. 如图 1-6 所示, 假设有一束平行光投射到两介质的分界面上, 显然所有光线的入射角为 I_1 , 折射角为 I_2 , 折射光线也是互相平行的。和平行光束相对应的是平面波, 图中 OQ 是入射平面波, $O'Q'$ 是折射后的平面波。设光在两介质中的速度分别为 v_1 和 v_2 , 则

$$QQ' = v_1 t$$

$$OO' = v_2 t$$

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的折射率之比, 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。显然介质折射率应为真空中的光速 c 和介质中的光速 v 之比:

$$n = \frac{c}{v}$$

在任何介质中光的速度为常数, 所以它们的折射率也是常数。

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; 折射率低的光速大, 称为光疏介质。

六、全反射

当光线从两介质分界面折射时, 必然会伴随有部分光线的反射, 但在一定条件下, 界面可以把光线全部反射回来, 而不发生折射, 这就是全反射 (或称完全内反射) 现象。

设光线由光密介质进入光疏介质, 如图 1-7 所示, 因为 $n > n'$, 根据折射定律, 折射角 I' 大于入射角 I , 若逐步增大入射角 I 到某一数值时, 可使折射光线沿分界面掠射而出, 即折射角 $I' = 90^\circ$ 。与此对应的入射角用 I_m 表示, 可由下式决定:

$$\sin I_m = \frac{n'}{n} \sin 90^\circ = \frac{n'}{n} \quad (1-9)$$

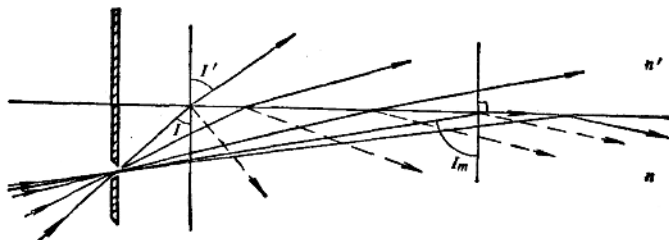


图 1-7

这一入射角 I_m 称为临界角。若再继续增大入射角, 使 I 大于 I_m , 则按式 (1-9), $\sin I$ 将大于 1, 显然这是不可能的。这就是说, 此时折射定律已不适用。实验证明, 此时光线不发生折射, 而是按反射定律完全被反射回来, 此即所谓全反射现象。发生全反射的条件可以归纳为:

光线由光密介质（折射率高的介质）到光疏介质（折射率低的介质），入射角大于临界角。

全反射优越于一切镜面反射。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的全部能量反射回原介质。因而全反射在光学仪器中有着重要的应用。

例如，为了转折光路，常利用全反射棱镜，代替平面反射镜，如图 1-8 所示。传光和传象用的光学纤维也是应用全反射原理的，将低折射率玻璃包在高折射率的纤维芯外面，如图 1-9 所示。由于芯子的折射率 n_1 大于包皮的折射率 n_2 ，则芯子内入射角大于临界角的光线，将在分界面上不断地发生全反射。设 I_m 为临界角， n_0 为空气的折射率，则

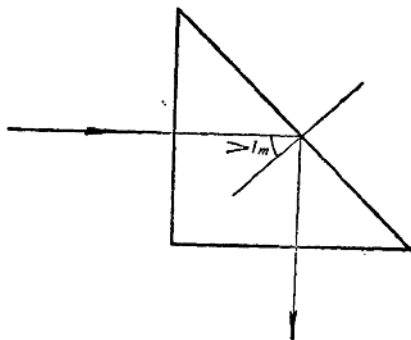


图 1-8

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

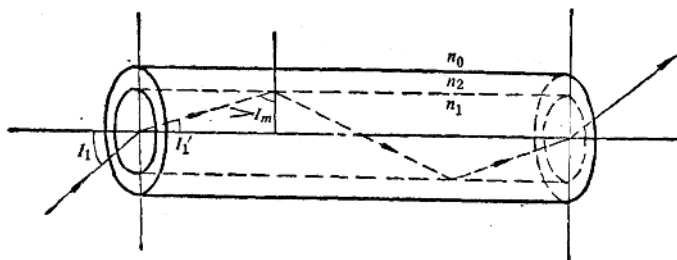


图 1-9

因 $n_0 = 1$ ，可得

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

又由式 (1-9) 可得

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

则保证发生全反射的条件为

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

由此式可知，当入射光线在纤维端面上的入射角小于上式之 I_1 值时，即发生全反射。

七、光线经过两介质分界面时的现象

当光线由一介质传输到另一介质时，一部分光在分界面上按反射定律规则地反射，一部分光按折射定律规则地折射。如果分界面磨光不良，或有局部杂质或气泡，则光线产生无规则的漫反射和漫折射。如果介质内部存在应力，则当光线通过它时，被分解成为两条折射率不同的偏振光。因此对光学零件的加工和材料都应有严格的要求，否则对光学仪器质量将产生不良影响。

如果分界面尺寸极小, 光经过这样分界面时, 也不按反射定律和折射定律传播, 而发生散射。

§ 1-3 同心光束和象散光束

在 § 1-1 中叙述了光束的概念, 它是波面的法线束。

当波面为球面波时, 波面上诸点的法线 (即光线) 都会聚于球面中心, 这样的光束称同心光束。同心光束的会聚点是一个几何点, 它有两种情况: 一种为会聚光束, 所有光线实际通过一点, 如图 1-10 a 所示, 可以在屏上看到亮点, 也可以是光线的延长线通过一点, 如图 1-10 b 所示; 另一种情况为发散光束, 它可以是由实际的点发出来的, 如图 1-10 c 所示, 也可以是光线延长线通过一点, 如图 1-10 d 所示, 发散光束是不能在屏上会聚成亮点的。

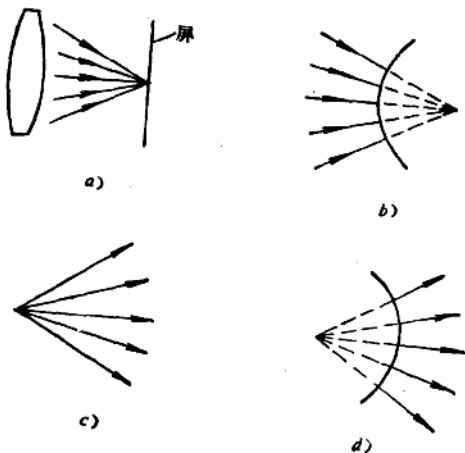


图 1-10

一般说来, 球面波通过实际光学系统后总要发生变形, 不再是球面波, 相应的光束 (法线束) 当然不再交于一点, 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 1-11 所示, $a_1a_2c_1c_2$ 是一波面元, $b_1F_1F_2$ 是波面元中心点 b_1 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截线), 其中一条曲率半径最大, 另一条最小, 并且这两条截线互相垂直, 称之为主截线。

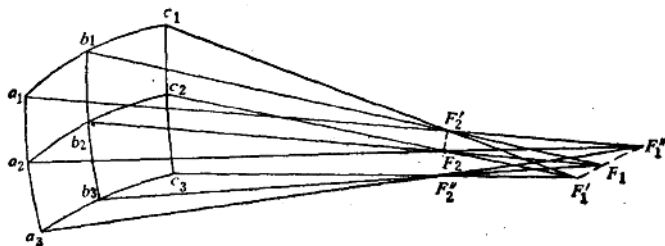


图 1-11

如图 1-11 所示, 曲率半径最大的波面主截线 $b_1b_2b_3$ 的曲率中心为 F_1 点。曲率半径最小的波面主截线 $a_1a_2a_3$ 的曲率中心在 F_2 点。靠近主截线 $b_1b_2b_3$, 并处于截线 $a_1a_2a_3$ 和 $c_1c_2c_3$ 之间的其他截线, 其曲率中心均处于直线元 $F_1'F_1F_2'$ 上。靠近主截线 $a_1a_2a_3$ 并处于截线 $b_1b_2b_3$ 和 $c_1c_2c_3$ 之间的其他截线, 其曲率中心均处于直线元 $F_2'F_2F_1'$ 上。

和 a, b, c 之间的其他截线, 其曲率中心形成另一条直线 $F'_1 F_2 F'_1$ 。所以该波面元上诸点的法线首先会聚于短直线 $F'_1 F_2 F'_1$, 然后发散, 再会聚于第二条短线 $F'_1 F_1 F'_1$ 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 $b_2 F_2 F_1$ 。

这种结构的细光束, 即垂直于波面元, 彼此不相平行又不相交于一点的非对称性光束称为象散光束。波面二主截面的曲率中心 F_2 和 F_1 称为象散光束的焦点。象散光束所会聚的两条短线称为焦线。二焦线之间的距离 $F_1 F_2$ 称为象散差, 它是光学系统成像缺陷的一种。显然, 象散差越小, 则光束越接近于同心光束, 波面越接近于球面波。

如果变形的波面具有一定大小, 则情况要较上述波面元复杂的多, 此处不予讨论[⊖]。

§ 1-4 费马原理

光的直线传播、光的独立传播、折射定律和反射定律表达了光线的传播规律。费马原理是从“光程”的角度来阐述光的传播规律。

“光程”是指光在介质中经过的几何路程 l 和该介质折射率 n 的乘积, 光程以 s 表示,

$$s = nl \quad (1-10)$$

如经过多种介质, 可得

$$s = \sum nl$$

设光在介质中的速度为 v , 所以有

$$l = vt$$

由于

$$n = \frac{c}{v}$$

代入式 (1-10), 可得

$$s = \frac{c}{v} vt = ct$$

由此可知, 光在介质中的光程, 即为光在该时间 t 内在真空中所走过的路程。

如果介质是非均匀的, 光所走过的几何路程不是直线, 如图 1-12 所示, 折射率 n 是几何路程 l 的函数, 在路程上各点之折射率均不相同。光程可用下式表示,

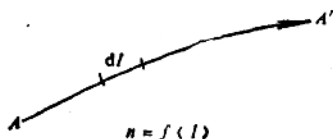


图 1-12

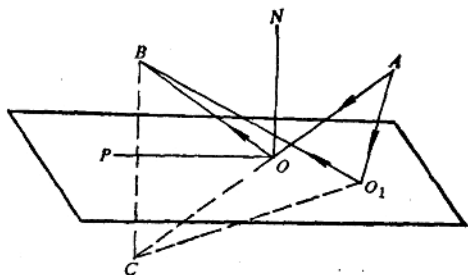


图 1-13

⊖ 可参考 A. N. 杜维罗夫斯基《光学仪器理论》一书。

$$s = \int_A^{A'} n dl$$

利用光程的概念在以后象差理论中描述某些象差有其独特方便之处, 这将在第十二章波象差中叙述。

费马原理指出: 光线由物点 A 到象点 A' 时, 经过任意多次反射和折射, 其光程 $s = \sum n l$ 之值为极值 (极大或极小)。也就是以 s 的一次变分为零表示, 即

$$\delta s = \delta \sum n l = 0$$

或

$$\delta s = \delta \int_A^{A'} n dl = 0$$

在均匀介质中, 根据几何公理“两点间以直线为最短”, 由费马原理可直接证明和解释光的直线传播定律。当光通过两种不同介质分界面时, 利用费马原理也可推导反射定律和折射定律, 当然也可以利用反射定律和折射定律证明费马原理。

(一) 反射定律

如图 1-13 所示, P 为平面反射镜, 可以证明从点 A 发出经反射镜反射后到达点 B 的光线必须遵守反射定律。

由点 A 到点 B 作任一几何路程 AO_1B , 设点 B 相对于反射面的对称点为 C , 则有

$$AO_1 + O_1B = AO_1 + O_1C$$

由图可知, 自 A 至 C 作直线 AC 和反射面交于 O 点, 则 $AO + OC = AO + OB$, 这是由 A 至 B 的最短路程。 PO 为在反射面上之直线, 和 A 、 B 两点处于一个平面内, 容易证明

$$\angle AON = \angle BON$$

即入射角等于反射角。这就证明了只有在 A 和 B 之间最短路程的光线, 就是由 O 点反射的光线符合费马原理, 也符合反射定律。

(二) 折射定律

如图 1-14 所示, PQ 为折射面, 可以利用费马原理证明由点 A 到点 B 光线的最短光程是符合折射定律的。

$AP \perp PQ$, $BQ \perp PQ$, 设 $OP = x$, $PQ = z$, $AP = y_1$, $BQ = y_2$, 光线 AOB 的光程以 (AOB) 表示:

$$(AOB) = nAO + n'OB = n\sqrt{y_1^2 + x^2} + n'\sqrt{y_2^2 + (z-x)^2}$$

按费马原理, 光程 (AOB) 应为极值, 其条件为

$$\frac{d(AOB)}{dx} = 0$$

可得

$$n \frac{x}{\sqrt{y_1^2 + x^2}} - n' \frac{z-x}{\sqrt{y_2^2 + (z-x)^2}} = 0$$

或

$$n \frac{x}{\sqrt{y_1^2 + x^2}} = n' \frac{z-x}{\sqrt{y_2^2 + (z-x)^2}}$$

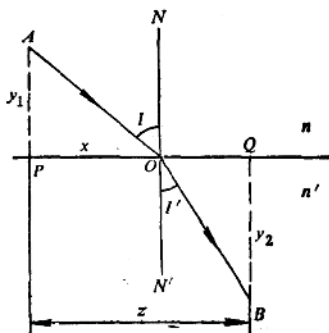


图 1-14