



中国科学院实验技术人员岗位培训系列教材

光学技术基础

谢建平 文公玲 刘文清 编

科学出版社



1721140

中国科学院实验技术人员岗位培训系列教材

光学技术基础

谢建平 文公岭 刘文清 编

JY1150/07



科学出版社

1996



B1226538

内 容 简 介

本书结合光学技术的最新进展,以浅显易懂的语言论述了几何光学、光学仪器的基本知识,光的干涉、衍射、偏振、吸收和散射等物理光学的原理,以及光的量子特性、激光的基本原理和技术等。

本书适合光学研究机构中的实验人员及从事激光应用研究的人员阅读参考。

图书在版编目(CIP)数据

光学技术基础/谢建平等编. —北京:科学出版社,1996.8

中国科学院实验技术人员岗位培训系列教材

ISBN 7-03-004789-3

I. 光… II. 谢… III. 光电子技术-技术培训-教材 IV. TN2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(96)第 14045 号

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码: 100717

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1996年8月第一版 开本:787×1092 1/16

1996年8月第一次印刷 印张:11

印数:1-1 700 字数:261 000

定价:15.00 元

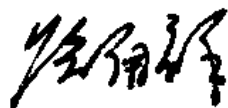
《中国科学院实验技术人员岗位培训系列教材》序

在人类即将进入 21 世纪之际，全国人大八届四次会议通过了《关于国民经济和社会发展“九五”计划和 2010 年远景目标纲要的报告》，报告提出了全面实现第二步战略目标并向第三步战略目标迈进的指导方针和主要任务，为全国人民确定了一个跨世纪的宏伟纲领。党中央提出的科教兴国的战略，是实施这一宏伟目标，强国富民，进行社会主义现代化建设的重大方针。科教兴国揭示了科技、教育与社会发展的内在关系，反映了科技、教育在社会主义现代化建设中的重要地位。科教兴国战略的提出对科技、教育的本身的改革和发展提出了更高、更紧迫的要求。

在科教兴国中，中国科学院作为科技国家队的战略定位，就是应该瞄准国家的目标，成为推动国家跨越式发展的科学技术的创新源泉，成为为国家经济和社会发展提供基础性、关键性、综合性、战略性先进科技支撑的主要基地。中国科学院，对能够提高我国国际竞争力和经济建设有重大推动作用的科技前沿问题，要集中力量予以突破；在重要的科学前沿和对长远发展有着重要影响的基础性研究领域，要集中力量开拓创新；利用市场机制，联合社会生产要素，促进我国高技术产业的发展；利用长期的科学积累、多学科的综合优势、先进的观测及信息处理手段和科学方法，为社会的持续发展提供科学方法和依据；积极为社会培养和输送高水平的创新人才；在高层次上为国家经济建设、社会发展的科技决策提供咨询、建议。面对 21 世纪的挑战，面对科教兴国的重任，中国科学院始终重视高科技人才的培养。多年来，中国科学院在研究生培养、出国留学派遣和继续教育、在职培训方面做了大量工作，并在促进科研工作、改善科研队伍结构、提高科研队伍素质等方面取得了显著成绩。

为了使我院广大的实验技术人员适应现代实验技术工作的需要，我院教育部门在多年工作的基础上，组织有关科技人员编写出版了《中国科学院实验技术人员岗位培训系列教材》。这套教材，经过多年培训试讲和修改日趋完善，它既是实验技术人员培训用书，也是参加编写工作的科技人员辛勤劳动的成果。

国运兴衰，系于科教。我们要认真落实科教兴国的战略方针，为培养跨世纪的各类高科技人才奠定坚实的基础，满怀信心地去迎接 21 世纪，使社会主义中国以现代化的崭新面貌屹立于世界。



1996 年 5 月 7 日

（路甬祥系中国科学院、中国工程院院士，中国科学院常务副院长）

前 言

光学现象在人们认识自然界中起着极为重要的作用,人们由五官从周围世界感知和获取的信息中以眼睛的最主要。人类经过长期的实践和研究,知道了光是一种电磁波,其波长极短,它不仅能携带能量,而且也是传递信息的载体。

二十世纪 60 年代,激光的出现使得光学学科发生了革命性的变化,出现了许多新兴的分支学科,如激光物理学、激光光谱学、非线性光学、集成光学、傅里叶光学和光学信息处理、光纤光学和光纤通信、光电子学等等。这些学科的发展又促进了相应技术的发展,使得近代光学技术已成为发展高技术产业的重要支柱。

纵观国内外的光学进展情况,在过去 30 年中都相继出现了不少专业性的光学研究机构,其中的实验人员都需要有一个了解和熟悉光学基础及其技术的过程。本书的目的在于帮助这类读者缩短这一过程,尽快地获得必要的光学技术基础。本书对其他行业中从事激光应用研究的人员也具有参考价值。

本书包括几何光学、光学仪器的基本知识;光的干涉、衍射、偏振、吸收和散射等物理光学的原理;以及光的量子特性、激光的基本原理和技术等方面的内容。全书的侧重点是在光学图像、光学基本概念以及光学实验技术上。全书力求少而精、浅近易懂,而不追求全面、系统和严格的理论描述。

本书编写大纲和全书修改定稿由谢建平负责,书中第一章由谢建平编写,第二、第三章由刘文清和文公岭编写。本书虽然是经过一定的教学实践后写成的,但由于时间和经验方面的限制,难免有不少不妥之处,谨请读者批评指正。

编 者

1995 年 5 月

目 录

《中国科学院实验技术人员岗位培训系列教材》序	(i)
前言	(iii)
第一章 几何光学	(1)
引言	(1)
1.1 几何光学的基本定律	(4)
1.1.1 光的直线传播定律	(4)
1.1.2 光的反射定律	(5)
1.1.3 光的折射定律	(6)
1.1.4 全反射定律	(9)
1.1.5 费马原理	(11)
1.2 透镜的成像规律	(12)
1.2.1 焦点、焦距和焦平面	(13)
1.2.2 透镜的类型	(14)
1.2.3 透镜成像	(15)
1.2.4 薄透镜组	(17)
1.2.5 角放大率	(18)
1.2.6 球面镜成像	(20)
1.3 光学仪器	(23)
1.3.1 眼睛	(23)
1.3.2 放大镜	(25)
1.3.3 显微镜	(28)
1.3.4 望远镜	(31)
1.3.5 照相机	(34)
1.3.6 投影仪器	(38)
1.3.7 棱镜光谱仪	(38)
1.4 光度学	(41)
1.4.1 辐射通量和光通量	(41)
1.4.2 发光强度	(42)
1.4.3 照度	(43)
1.4.4 亮度	(44)
1.4.5 余弦发射体	(44)
1.4.6 光学仪器像面的照度和亮度	(45)
第二章 物理光学	(49)
引言	(49)
2.1 光的干涉	(49)
2.1.1 光波的性质	(49)

2.1.2	分波面干涉	(55)
2.1.3	分振幅干涉(薄膜干涉)	(60)
2.1.4	干涉现象的应用	(67)
2.2	光的衍射	(79)
2.2.1	衍射现象的实验规律	(79)
2.2.2	惠更斯原理	(80)
2.2.3	单狭缝的夫琅和费衍射	(84)
2.2.4	光栅的夫琅和费衍射	(87)
2.2.5	光栅光谱仪	(91)
2.3	光的偏振	(96)
2.3.1	光波是横波	(96)
2.3.2	界面反射中的偏振效应	(99)
2.3.3	晶体中的双折射现象	(104)
2.3.4	晶体光学元件	(110)
2.3.5	电光效应	(116)
2.4	光的吸收和散射	(120)
2.4.1	光吸收的基本规律	(120)
2.4.2	光散射现象	(122)
2.4.3	喇曼散射	(123)
第三章	光的量子特性和激光	(125)
	引言	(125)
3.1	光电效应	(127)
3.1.1	光电效应的实验规律	(127)
3.1.2	光子及光电效应的解释	(128)
3.1.3	光电检测器件	(130)
3.2	激光的基本原理	(136)
3.2.1	激光介质的原子能级	(136)
3.2.2	激光介质中的光辐射	(138)
3.2.3	激光的结构与原理	(141)
3.2.4	常用激光器	(147)

第一章 几何光学

引言

长期以来的科学理论和实验都证实了光,是一种频率极高的电磁波。以可见光为例,其频率在 10^{14} — 10^{15} 赫兹(Hz)。一束光在空间传播,在某一定点观察时,光波的电场和磁场都随时间作交替的变化,如图 1.1(a)所示。电场或磁场变化中的最大值 E_0 或 H_0 ,称为电场或磁场的振幅,也称为光波的振幅。振幅愈大光波愈强,或者说光强度愈大。振幅是表示光波强弱的物理量。光强度正比于振幅的平方,

$$I \propto E_0^2 \text{ (或 } H_0^2), \text{ 一般写成 } I = E_0^2 \quad (1.1)$$

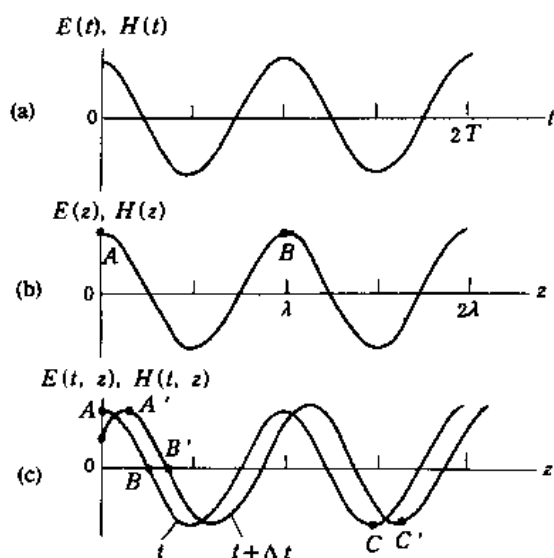


图 1.1 光波的电场和磁场随时间变化(a)、随空间位置变化(b)和传播中(c)的图像

光波电场或磁场完成一次全振动所需要的时间称为周期,用 T 表示,由图 1.1(a)可见,电场和磁物的振动周期是相同的。周期为 T 的光波在单位时间 1 秒内完成的全振动次数叫做光波的频率 ν ,

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (1.2)$$

可见光的振动周期就非常短,只有 10^{-14} — 10^{-15} 秒。周期和频率都是表示光波振动快慢的物理量。

图 1.1(a)所示的光波电场和磁场随时间变化的图形可用三角函数来描述,

$$\begin{cases} E(t) = E_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \\ H(t) = H_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \end{cases} \quad (1.3)$$

式中, E_0, H_0 分别为电场和磁场的振幅, T 为光波周期。括号中的 $\frac{2\pi}{T}t$ 叫做光波随时间变化的位相。当 $t=0$ 或 nT (周期的整数倍) 时, $\frac{2\pi}{T}t = 0^\circ, 360^\circ, 720^\circ \dots$, 相应地在这些时刻上 $E(t)$ 和 $H(t)$ 都处于最大值的振动状态; 当 $t=T/4, 5T/4 \dots$ 时, $E(t)$ 和 $H(t) = 0$, 即振动状态都处于振幅为零, 由正值向负值变化的状态。因此, 位相 $\frac{2\pi}{T}t$ 不仅表示了 $E(t)$ 和 $H(t)$ 在 t 时刻上振幅的大小, 而且还表示出电、磁场的变化趋势, 它是描述光波振动状态的物理量。

图 1.1 (b) 表示同一时刻沿光传播方向 (z 轴) 上各点的电场和磁场变化的图像, 也呈周期性变化。振动状态相同的两邻近点的距离叫做波长, 用 λ 表示。如图上 AB 两点间的距离为波长, 因为这两点振幅都为最大值且相邻。同样, 图 1.1 (b) 的图像也可用下面的三角函数来表示:

$$\begin{cases} E(Z) = E_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}Z\right) \\ H(Z) = H_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}Z\right) \end{cases} \quad (1.4)$$

其中, $\frac{2\pi}{\lambda}Z$ 是光波随传播距离 Z 变化的位相, 它描述空间各点的振动状态。 t 时刻光波电场和磁场的振动状态经过 Δt 时间将沿 Z 向前传播一段距离 ΔZ , 如图 1.1 (c) 所示, $A, B, C \dots$ 的振动状态将分别传播到 $A', B', C' \dots$ 。那么光波的传播速度为

$$v = \frac{\Delta Z}{\Delta t}$$

由于光振动在一个周期内向前传播一个波长的距离, 上式又可表示成

$$v = \frac{\lambda}{T} \quad (1.5)$$

由图可知, $A', B', C' \dots$ 点的位相与相应的 $A, B, C \dots$ 点的位相相同, 即

$$\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi}{\lambda}Z = \frac{2\pi}{T}(t + \Delta t) - \frac{2\pi}{\lambda}(Z + \Delta Z), \quad \frac{2\pi}{T}\Delta t = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta Z.$$

同样可以得到光波传播速度的表达式 (1.5)。光在真空中传播速度最大, 以 c 表示, 其值为

$$c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$$

光在透明介质中的传播速度都小于真空光速 c , 例如光在空气、水和玻璃中的传播速度大约分别为 $v_{\text{空气}} \leq c, v_{\text{水}} = (3/4)c$ 和 $v_{\text{玻璃}} \approx (2/3)c$ 。

经过上面的讨论, 光在空间传播的图象可用下面的式子表示:

$$E(Z, t) = E_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi}{\lambda}Z\right), \quad H(Z, t) = H_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi}{\lambda}Z\right) \quad (1.6)$$

这里 $\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi}{\lambda}Z$ 称为光波的位相。光在空间的传播形象地讲, 就是光波的电场和磁场是以余弦或正弦曲线在空间以光速前进; 在某一点, 如 $Z=0$ 的点上, 电场和磁场都随时间呈余弦或正弦变化; 在同一时刻沿传播方向上的各点的电场或磁场也呈余弦或正弦变化; 磁场和电场有相同的变化规律。

光波的电场 E 、磁场 H 及其传播方向 S (在前面我们说成 Z) 三者相互垂直, 我们可以用下面的方法来确定这三者的关系: 伸展右手, 四指由 E 向 H 弯曲, 竖起姆指所指的方

向即为 S , 如图 1.2 所示。

光是电磁波。然而有不少光学现象尚无需涉及光的这种波动性, 只需考虑光能量传播方向的变化规律, 就可以比较清楚地解释这些现象。一般是用直线或曲线来代表光能量传播的方向, 称为光线, 如图 1.3(a) 所示, 光能量由 A 处沿直线方向传到 B 处, 我们用光线 AB 来代表; 图 1.3(b) 中能量沿光线 AB 传到空气和水的交界面上 B 处, 再偏向 BC 方向传播, 我们可以用光线 AB 和 BC 来表示这种光能量传播方向的改变; 图

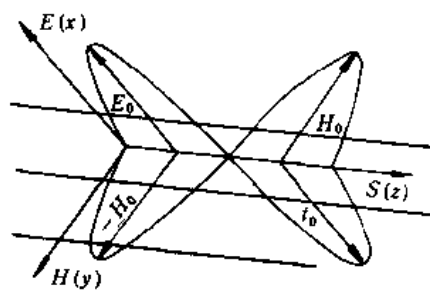


图 1.2 光波电场、磁场和传播方向的关系

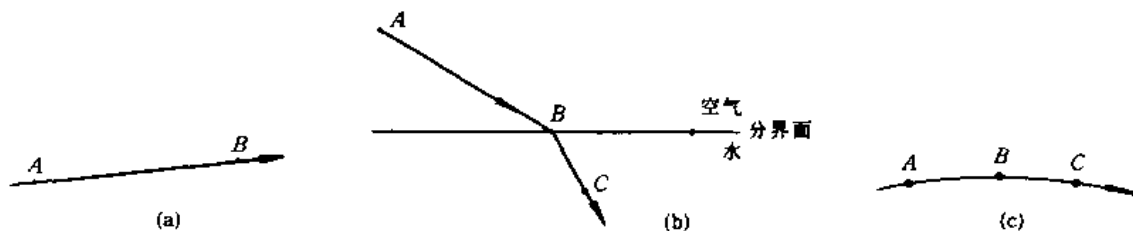


图 1.3 光线示意图

1.3(c) 表明光在密度不均匀的物质中其能量沿曲线 ABC 传播, 这时光线为曲线 ABC 。光行进中光线在空间的变化情况可用几何学的方法来描述, 所以叫做几何光学。

一个点光源或发光点向四面八方发射光波, 这种情况的传播方式可用由点光源向外引多条光线来代表。这些光线都是来自空间一点, 因而将这些光线的集合称为**发散同心光束**, 发光点是光束的顶点, 如图 1.4(a) 所示。将点光源放在一个透射前方焦点上, 发散同心光束经过透镜后各条光线相互平行向前传播。这样的光束叫做**平行光束**[见图 1.4(b)], 它的顶点看作在无限远处。如果将点光源放在透镜前方焦点以外, 透镜后面的光线将会聚成一点, 这便是**会聚同心光束**[图 1.4(c)], 会聚点是它的顶点。光束中各光线有共同交点的称为同心光束, 没有共同交点的称为非心光束。图 1.4(c) 中点光源和会聚点可

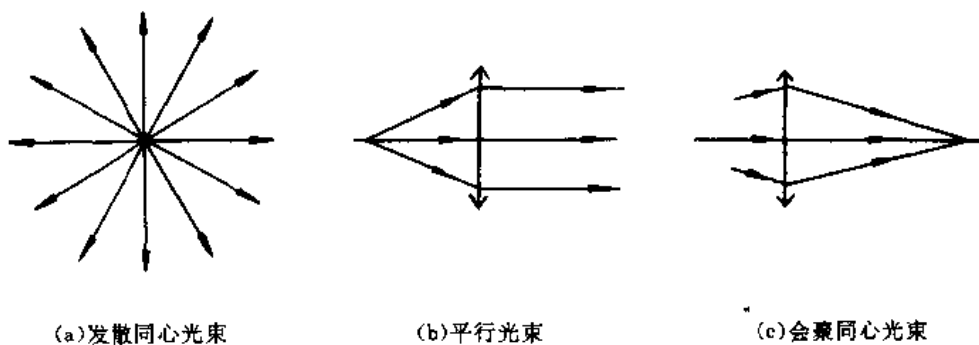


图 1.4 光线和光束

看作是物点和成像点,那么透镜或光学仪器的作用是将发散同心光束转变为会聚的同心光束。因而同心光束在成像中是有重要意义的,光学仪器的成像规律在一定意义讲是研究它们对同心光束转变的规律。

点光源向四周发射光波,它们在相同时间内向各方向均传播相同的距离。若将光波同时达到之点连结起来会形成一个球面,此球面上各点的振动状态都相同,我们称它为光波的波面。波面上各点的位相也相同,所以波面有时也称之等相面。因此,点光源发出的波面是球面,叫做球面波[图 1.5(a)]。点光源到球面波面上各点的连线是光线,它们都垂直于波面,即光线在波面的法线上,这样球面波的光线形成了发散同心光束。同样的道理,波面为平面的平面波的光线形成平行光束,[图 1.5(b)],会聚球面波的光线为会聚同心光束[图 1.5(c)]。光束和波面的这种对应关系在光束口径较小时对描述光学仪器成像特性如光学分辨率等有重要作用。

本章下面的内容是介绍几何光学的基本定律,透镜成像的规律和一些光学仪器的成像特点。

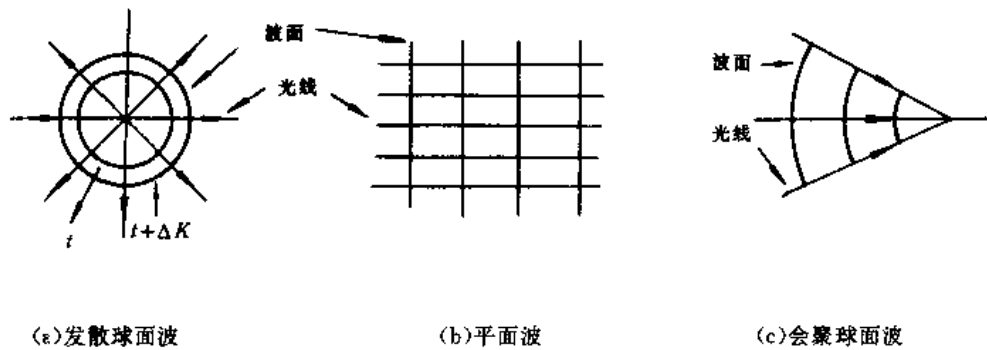


图 1.5 波面和光线

1.1 几何光学的基本定律

几何光学是以一些实验定律为基础建立起来的,它是各种光学仪器成像的理论依据。

1.1.1 光的直线传播定律

光能在许多物质中传播。这些光学介质或材料各处的性质(主要是指光的速度)相同时称它们为均匀介质,如空气、真空、光学玻璃、洁净的水等等。光在均匀介质中沿直线路径行进,这就是人们所熟知的光的直线传播定律。如图 1.6 所示,在均匀介质中点光源 O 发出的光线能达到 A 点的,只有沿 OA 直线传播的光线,不可能有沿 OBA 曲线路径的光线到达 A 点。古代用烽火台传递信号,就是利用光直线传播的原理。步枪射击也是利用藉靶子的光线穿过准芯到达人眼的直线传播定律来瞄准的。

点燃的蜡烛放在前壁上开小孔的暗箱前面,烛焰各点发出的光线根据直线传播定律,将沿直线通过小孔,在暗箱后壁上形成了倒立的烛光像,见图 1.7。

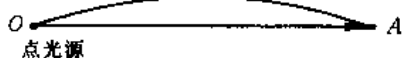


图 1.6 光的直线传播

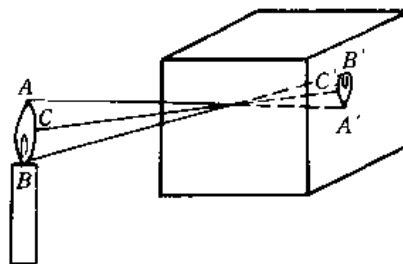


图 1.7 针孔成像

1.1.2 光的反射定律

光线在两种介质构成的分界面上会发生反射,如镜子,平静的水面等。如图 1.8 所示一条光线 AB 入射到水平的反射面 MM' 上,光线与 MM' 的交点 B 为入射点。过 B 作反射面的垂线 BN ,称为界面的法线。入射光线在 B 点反射成光线 BC , AB 和 BC 分别叫做入射光线和反射光线。它们与法线夹角 i 和 i' 分别叫做入射角和反射角。反射定律的内容为:反射光线和入射光线与法线位于同一平面内,分列于法线两侧,入射角等于反射角,即

$$i' = i \quad (1.7)$$

如果光线按 CB 反向入射,反射光线则沿 BA 方向行进。因此光线是可逆的。

反射定律是理解镜面反射成像的基础。图 1.9 中,若发光点 S_1 距镜面为 h_1 ,它发出的发射光束,即光线 S_1N, S_1A, S_1B 等到达镜面,各反射光线的方向由反射定律给出,即 NS_1, AC 和 BD 等。反向延长这些反射光线交于 S_1' 点。人眼看到的发散光束好像是从顶点 S_1 发射而来的, S_1' 称为发光点 S_1 的像。但是,并不是反射光线的实际交点故称为虚像点。 S_1' 到镜面也相距 h_1 。同理,发光点 S_2 也在镜面下方对称点 S_2' 处形成其虚像点。这样,人照镜子时,便看到了自己脸的虚像。

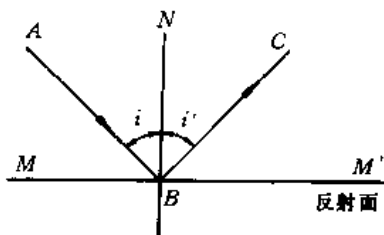


图 1.8 光的反射定律

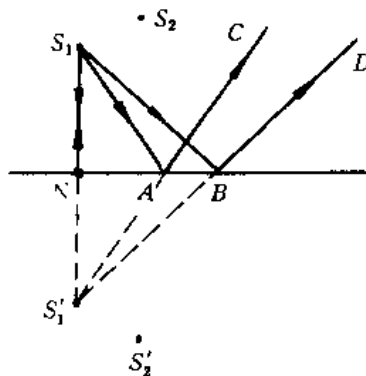


图 1.9 镜面反射成像

例题 1 入高 2m 站在镜前 1m 处,欲想看到自己的脚,镜面至少要多高?

解:如图 1.10 所示, H 和 F 代表人的头部和脚,它们的虚像分别在 H' 和 F' 处,连接 HF' 交镜面 B 点则镜面 AB 高至少应为 1m。

例题 2 光线 AB 入射到镜 MM 上,入射角为 i 。将镜面转动 α 角度到 $M'M'$ 位置上,

求此时的反射光线 BC' 和原反射光线 BC 之间的夹角(图 1.11)。

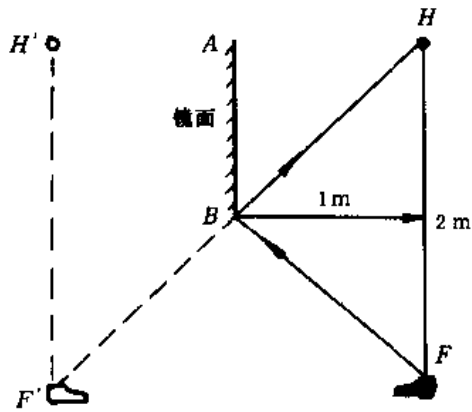


图 1.10

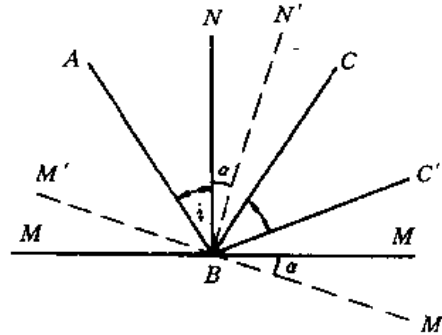


图 1.11

解: BM 和 BM' 成 α 角, 则两法线 BN 和 BN' 也成 α 角。由折射定律, $\angle ABC = 2i$, $\angle ABC' = 2(i + \alpha)$ 。那么, 反射光线 BC' 和 BC 之间夹 2α 角。

1.1.3 光的折射定律

光在真空中传播速度为 c ($\approx 3 \times 10^8 \text{m/s}$), 在其他透明介质中的速度都比 c 小, 将光在介质传播速度 v 与真空光速 c 的比值称为该介质的折射率,

$$n = c/v \quad (1.8)$$

例如, $v_{\text{水}} = \frac{3}{4}c, n_{\text{水}} = \frac{4}{3}; v_{\text{玻璃}} = \frac{2}{3}c, n_{\text{玻璃}} = 1.5$ 。

光在两种透明介质组成的界面上, 一部分光反射, 服从反射定律; 另一部分光进入到第二种介质, 称为光的折射。光线 AB 入射到折射率为 n_1 和 n_2 的两种介质的分界面上(图 1.12), 光线 AB 和法线 BN 所成平面叫做入射平面, i_1 和 i_2 称为入射角和折射角。实验告诉

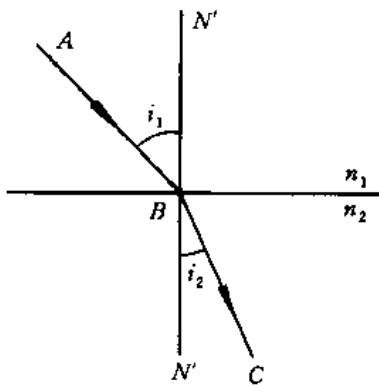


图 1.12 光的反射定律

我们: 折射光线位于入射面内, 在法线另一侧, 折射光方向由下式决定,

$$n_2 \sin i_2 = n_1 \sin i_1 \quad (1.9)$$

或者

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2}$$

折射角和入射角的正弦之比值与两种介质折射率有关, 而与入射角的大小无关。

当光线由 CB 入射, 折射光线则为 BA , 光路也是可逆的。

例题 3 光线以 30° 角由空气 ($n_1 \approx 1.0$) 入射到玻璃 ($n_2 = 1.5$) 面上, 求折射光线的折射角。

解: 由折射定律, $\sin i_2 = \frac{n_1 \sin i_1}{n_2} = \frac{1.0 \sin 30^\circ}{1.5} = \frac{0.5}{1.5} = \frac{1}{3}$, 得到 $i_2 = 19.47^\circ$

下面我们用折射定律来说明一些光学元件的作用。

(1) 玻璃面折射成像

点光源 S 到玻璃面距离为 l , 由 S 沿 SA 和法线 SN 引两条光线。光线 SN 是正入射 ($i_1=0$), 折射光线沿法线 NN' 行进(图 1.13)。光线 SA 的入射角为 i_1 , 折射角 i_2 由折射定律可知: $\sin i_2 = \frac{n_1 \sin i_1}{n_2} = \sin i_1 / n_2$ 。若 i_1 较小, 即入射点 A 的高度 AN 较小, 入射角和折射角的正弦值可由它们各自的弧度值来近似, 则有 $i_2 = i_1 / n_2$ 。反向延长折射光线 NN' 和 AC , 它们交于 S' 。 S' 是 S 的虚像点。

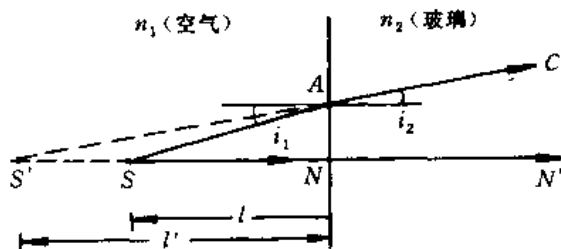


图 1.13 玻璃平表面折射成像

由图 1.13 可知, $i_1 \approx \frac{AN}{l}$, $i_2 \approx \frac{AN}{l'}$ 。则有,

$$l' = n_2 l, \text{ 或 } n_1 l' = n_2 l \quad (1.10)$$

像点到玻璃面的距离(像距) l' 是物距 l 的 n_2 倍。玻璃面折射成像也为虚像。

例题 4 如图 1.14 所示, 在水中斜插一根筷子, 其顶端 S 处在水面下 10cm 处, 求筷子顶端 S 的虚像在水面下的深度。

解: S 发出的光线 SN 和 SA 经水面折射后成为 SN' 和 AC , 它们反向延长相交于 S' 。 S' 是 S 的虚像点。由 (1.10) 式, $S'N = \frac{n_2 \cdot SN}{n_1} = \frac{1 \times 10}{4/3} = 7.5\text{cm}$ 。筷子在水下部分各处发出光线的折射情形也可同样分析。这样, 从水面上看下去筷子好像在水面打折了。

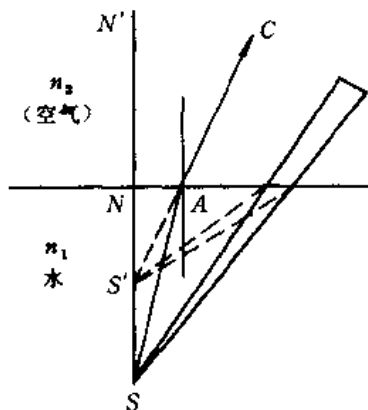


图 1.14 水面折射成像

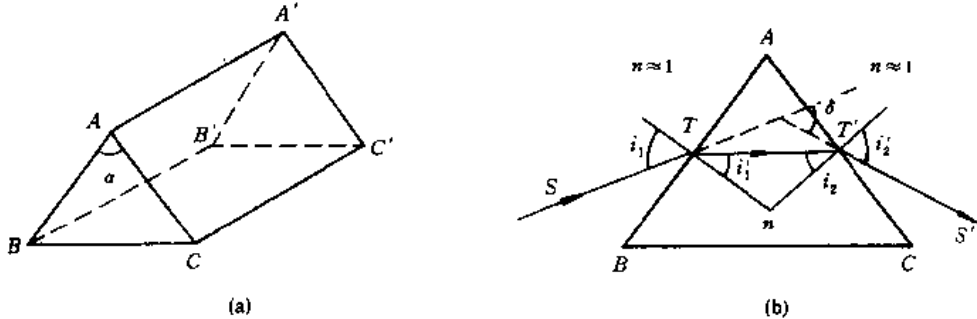
(2) 三棱镜的折射

三棱镜一般是由光学玻璃磨制成的棱柱[图 1.15(a)], 截面呈三角形, 与棱边垂直的平面叫做棱镜的主截面, 光线一般都在主截面内, 下边来讨论光线在主截面内折射的情况。

光线 ST 在主截面内, 入射到空气和玻璃的界面 AB 上, 产生第一次折射, 入射和折射角分别为 i_1 和 i_1' 。三棱镜中的折射光线 TT' 在 AC 界面又产生折射, 沿 $T'S'$ 射出, i_2 和 i_2' 为入射和折射角。这样, 三棱镜使光线的方向产生了偏折, 其大小由偏向角 δ 来表示。

由图 1.15(b) 可知,

$$\left. \begin{aligned} \sin i_1 &= n \sin i'_1 \\ i'_1 + i_2 &= \alpha \\ n \sin i_2 &= \sin i'_2 \\ \delta &= i_1 + i'_2 - (i'_1 + i_2) = i_1 + i'_2 - \alpha \end{aligned} \right\} \quad (1.11)$$



(a)三棱镜:ABC,主截面:AA',折射顶棱,α:折射顶角 (b)光线在三棱镜主截面内的折射

图 1.15

上面的式子表明,对给定的顶角 α ,偏向角 δ 随 i_1 而变。由实验得知,当 $i_1=i'_2, i'_1=i_2$ 时, δ 为最小值,称为三棱镜的最小偏向角 δ_{\min} 。在这种情况下,折射光线 TT' 平行于底边 BC ,可知,

$$i_1 = i_2 = \frac{\alpha}{2}, \delta_{\min} = i_1 + i'_2 - \alpha = 2(i_1 - \frac{\alpha}{2}), \sin i_1 = \sin i'_2 = n \sin \frac{\alpha}{2}$$

则有

$$\sin \frac{\alpha + \delta_{\min}}{2} = n \sin \frac{\alpha}{2} \quad (1.12)$$

用测角仪器测量了三棱镜的顶角 α 和最小偏向角 δ_{\min} 后,玻璃的折射率 n 可由上式算出。这是一种常用测量玻璃折射率的方法。

折射顶角 α 很小的棱镜称光楔,光通过它也产生偏折,其偏向角可由(1.12)式得到,

$$\frac{\alpha + \delta_{\min}}{2} \approx n \cdot \frac{\alpha}{2}, \delta_{\min} = (n - 1)\alpha$$

可见,光楔对光线产生的偏向角仅与顶角 α 和折射率 n 有关。

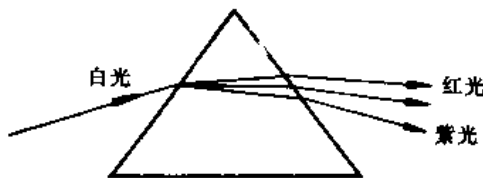


图 1.16 三棱镜的分光

三棱镜主要的应用在于把不同颜色的光(即波长不同的光)在空间上分离开,用来分析物质发光的光谱分布。玻璃棱镜对不同波长的折射率不相同,称为**色散现象**。当一束白光或由几种波长混在一起的光束入射到棱镜上时,由于不同波长(颜色)光的折射率不同,

也就具有不同的偏向角,它们将以不同方向射出(图 1.16)。通常棱镜的折射率 n 随波长 λ 的减少而增加。这样,紫光的偏向角最大,红光偏向角最小,棱镜光谱仪是用三棱镜的这种分光作用制成的,它是研究光谱的重要仪器(参见 1.3.7 节)。

例题 5 顶角为 50° 的三棱镜的最小偏向角是 35° 。如果把它浸在水中,最小偏向角等于多少?(水的折射率 $n_{\text{水}}=1.33$)。

解:由(1.12)式可知

$$n = \frac{\sin \frac{(\alpha + \delta_{\min})}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{\sin \frac{50^\circ + 35^\circ}{2}}{\sin \frac{50^\circ}{2}} \approx 1.60$$

再由(1.11)式,

$$n_{\text{水}} \sin i_1 = n \sin i_1' = n \sin \frac{\alpha}{2} = 1.60 \sin \frac{50^\circ}{2},$$

$$i_1 = 30.6^\circ$$

所以

$$\delta_{\min} = i_1 + i_2' - \alpha = 2i_1 - \alpha = 61.2^\circ - 50^\circ = 11.2^\circ$$

三棱镜放在水中最小偏向角变小,亦即对光的偏折能力变小。

1.1.4 全反射定律

折射率 n 大的介质叫做光密介质, n 小的为光疏介质。光线从光密介质入射光疏介质中,折射角 i_2 大于入射角 i_1 。当入射角 i_1 增至某一角度 i_c 时,折射角 $i_2 = 90^\circ$, $n_1 \sin i_c = n_2$

$$i_c = \sin^{-1}(n_2/n_1), n_2 < n_1 \quad (1.13)$$

光线的入射角 $i_1 \geq i_c$ 时,光线全部返回光密介质(图 1.17),这种现象称全反射, i_c 称为全反射临界角。由玻璃($n \approx 1.5$)到空气的全反射临界角约 42° ,水到空气的全反射临界角约为 49° 。

光的全反射原理在光学中有许多应用,下面列举两个例子。

(1) 全反射棱镜

图 1.18(a)所示是等腰直角三棱镜,光线从一个直角面上垂直入射,折射光以 45° 角($> i_c$)入射到斜面上,在该面上发生全反射后从另一直角面上垂直射出。棱镜使光线方向改变 90° 。若使光线在两个直角面上相继发生两次全反射[图 1.18(b)]光线方向将改变 180° ,这样的光路安排使上下方位的光线 A, B 光线(即垂直顶棱的光线)的位置倒转过来,面左右位置的 A, C 光线(即平行顶棱的光线)位置不变。如果让两个等腰直角三棱镜的顶棱相互垂直放置,则上下和左右方位都产生倒转。这类棱镜装置常在观察地面物体用的双筒望远镜中使用(在低处看高处)。

(2) 光学纤维

利用光在透明玻璃柱内壁上的接连不断的全反射,可以将光从其一端传送到另一端[图 1.19(a)]。当玻璃柱的截面直径很小,甚至细到 $5-10 \mu\text{m}$ 时,传送光的效果也不变,这

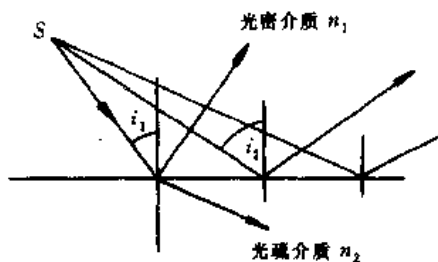


图 1.17

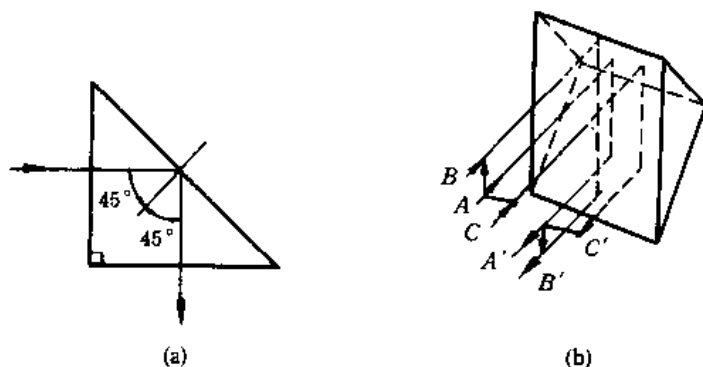


图 1.18 全反射棱镜

种传播光的细玻璃丝称为光学纤维。光学纤维一般是在一根折射率较高的玻璃纤维(纤芯)外面包一层折射率较低的玻璃材料(包层)组成[图 1.19(b)],假定纤芯的折射率为 n_0 ,包层折射率为 n_c ,光纤外面的介质折射率为 n_a ,光线从介质 n_a 入射到光纤端面 A 处,经折射后到达光纤内壁,当光线在壁上的入射角 i_1 大于全反射临界角 i_c 时,光线在壁上就会发生全反射,不断的反射,光便能从一端传播到另一端。

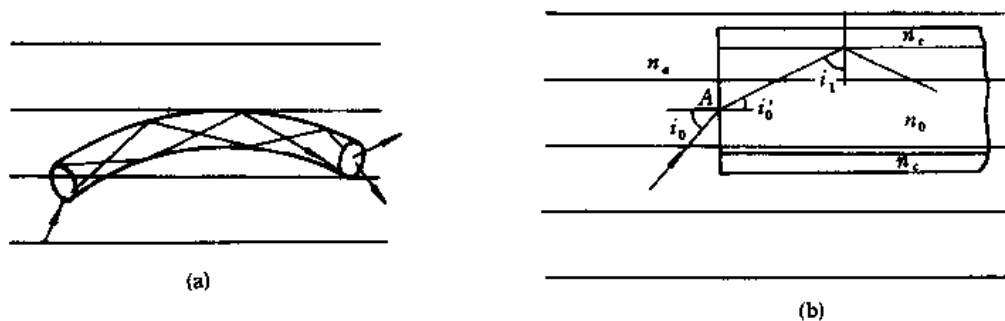


图 1.19 光学纤维

由图 1.19(b),可知,

$$\begin{aligned} \sin i_1 > n_c/n_0 = \sin i_c, n_a \sin i_0 = n_0 \sin i'_0 = n_0 \\ \sin(90^\circ - i_1) = n_0 \cos i_1 = n_0 \sqrt{1 - \sin^2 i_1} \leq n_0 \sqrt{1 - \left(\frac{n_c}{n_0}\right)^2} \end{aligned}$$

所以,

$$i_0 \leq \sin^{-1} \left(\frac{1}{n_a} \sqrt{n_0^2 - n_c^2} \right) \quad (1.14)$$

凡是入射角 i_0 小于(1.14)式所给角度值的入射光线都将通过接连不断地全反射从一端传到另一端;大于上述角度值的入射光线在内壁上不能发生全反射,将透过内壁逐渐进入包层,不能继续传送。(1.14)式表征了光纤能从端面处接收多少光能而传送的能力,在光学上称为光纤的数值孔径(NA),现重写如下:

$$NA = n_a \sin i_0 = \sqrt{n_0^2 - n_c^2} \quad (1.15)$$

它的数值只取决于 n_a, n_0 和 n_c , 一般光纤都在空气中使用, 故 $n_a \approx 1$ 。

通常将数以万计的光纤并成一束, 光在各光纤之间不会串通。如果光纤束的两端各条光纤的排列顺序严格对应, 则可以利用它来传像。由于光纤很细, 比较柔软, 可弯曲, 用光纤束能探入人体内部的一些部位(如胃、膀胱等)进行照明和窥视。

光纤现在已成为一种新的光学基本元件, 它不仅可作光学窥视, 更重要的是用作光通信。同时, 光纤也是一些新型光学系统, 如激光器和光放大器的组成部分。

例题 6 光纤外层由折射率为 1.52 的冕玻璃做成, 纤芯由折射率为 1.66 的火石玻璃做成, 求该光纤的数值孔径。

解: 由(1.15)式

$$NA = n_a \sin i_0 = \sqrt{n_0^2 - n_c^2} = \sqrt{1.66^2 - 1.52^2} \approx 0.67$$

1.1.5 费马原理

1. 光程

光线在真空中传播速度为 c , 在 t 时间内行走的路程为 $l=ct$ 。光线在折射率为 n 的介质中在相同的时期 t 内行走的路程为 $l=\frac{c}{n}t$, 它比 ct 短。但如果将路程 l 和介质折射率 n 相乘后便和 ct 相同。介质折射率 n 和光线行走路程 l 的乘积 nl 称为光程。因此, 光程可理解为在相同时间内光线在真空中传播的距离。在折射率不同的介质中光在相同时间内行走的光程也相等。

2. 费马原理

费马利用光程的概念把前面的几个几何光学的基本定律概括和统一起来, 叫做费马原理。它的内容可以表述如下: 光从空间的一点到另一点是沿着光程为极值的路径传播的, 或者说, 光沿着光程值为最小、最大或常量的路径传播。

下面举例来说明费马原理与光的反射和折射定律有同等的意义。

如图 1.20 所示, A 点发出的光线在反射面 MM' 上由 B 点反射后通过 C 点, 遵守反射定律的 ABC 光线的光程较其他任一光线如 $AB'C$ 的光程都小。这一结论是容易证明的。在垂直 CD 的延长线上取 $DC'=DC$ 。这样, $BC=BC'$, $B'C=B'C'$, A, B 和 C' 在一条直线上。它们的光程为:

$$AB + BC < AB' + B'C$$

依据费马原理, 所有从 A 点发出而被 MM 面反射的光线, 除服从反射定律的光线 ABC 外, 都不能通过 C 点。

自 A 点发出的光线通过介质 n_1 和 n_2 的分界面 MM' 上的折射点 B 而到 C 点(图 1.21), 遵守折射定律的光线的光程较任何其他光线的光程都小。因此, 折射光线的路径由光程最小的条件来决定。可以证明遵守折射定律的光线 ABC 的光程 $l=n_1 \cdot AB+n_2 \cdot BC$ 较其他任一光线如 $AB'C$ 的光程 $l'=n_1 \cdot AB'+n_2 \cdot B'C$ 都小。过 B' 和 B 点分别作 AB 的垂线 $B'D$ 和 BC 的垂线 BE 。 DB 段光程为 $n_1 \cdot BD=n \cdot BB' \cdot \sin i_1$, 同样, $B'E$ 段光程为 $n_2 \cdot B'E=n_2 \cdot BB' \sin i_2$, 这和 BD 段光程相等, 而且 $AD < AB'$, $BC < EC$, 那么, 光程 $l < l'$ 。

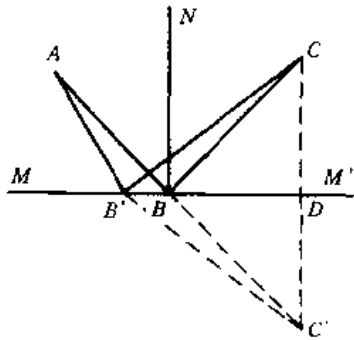


图 1.20

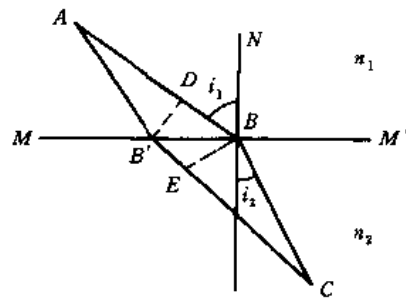


图 1.21 费马原理和折射定律

在氙灯泵浦的固体激光器中,常用椭圆柱面反射来聚光以提高效率(图 1.22)。氙灯和激光晶体棒分别在椭圆的两个焦点 A 和 B 上,根据椭圆的特性,从椭圆两个焦点引至椭圆上任一点的两个向径之和为一常数,可见光程 ACB 等于任意另一光程 $AC'B$ 。在这种情况下,反射发生于光程为常量的一切路径上。

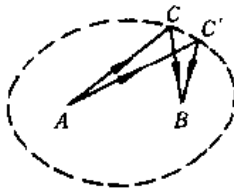


图 1.22 椭圆柱

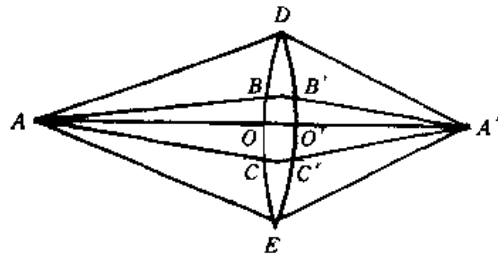


图 1.23 透镜成像光线的等光程性质

一个发光点 A 发出的光线被透镜会聚成一个像点 A' (图 1.23), A 经过透镜任一处 B 到达像点 A' 的光程 ABA' 为一个常量,假定通过透镜边缘处的光线如 ADA' 的光程为最大,通过其中心处光线 $AOO'A'$ 光程为最小。由费马原理,如果这种情况下光线走光程极大的路径,那么仅有边缘光线如 ADA' 和 AEA' 等存在。反之,则仅有中央一条光线 $AOO'A'$ 存在。这些都与实验事实相违背,因此由 A 到 A' 的光线的光程都相等,这是透镜的等光程原理。

1.2 透镜的成像规律

透镜是成像的最基本的元件,它通常是用光学玻璃磨成两个球面所制成(图 1.24),两球面的曲率半径为 R_1 和 R_2 ,两曲率中心的连线 C_1C_2 是透镜的光轴,它也是透镜的旋转对称轴。光轴和球面的交点 O_1 和 O_2 称为球面的顶点。透镜对光线的偏折能力主要由 R_1, R_2 和折射率 n 决定。这种偏折能力的大小可由透镜的焦距 f' 来表示。

1.2.1 焦点、焦距和焦平面

为简便起见,先讨论由一个球面和一个平面所构成的透镜,即平凸透镜(图 1.25)。在高度为 y 的球面上一点 A_2 的上下各作平行于光轴 O_1C_1 的直线交球面和平面为 D_1E_1 和 D_2E_2 , E_1E_2 距离较小, D_1D_2 弧线可近似看作直线。这样, $D_1D_2E_2E_1$ 部分看作一块小三棱镜,它的折射顶角 α 是 A_2 处球面的切线与平面 O_2E_1 所成的角度, α 同 A_2 处的半径 A_2C_1 与光轴夹角相等。一般 $y \ll R_1$, 所以 $\alpha = y/R_1$ 。

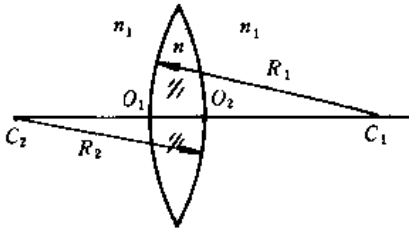


图 1.24 透镜结构

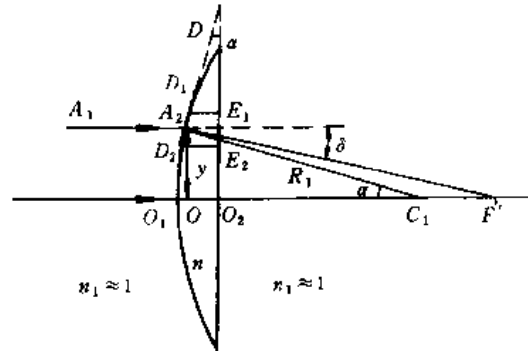


图 1.25 平凸透镜的焦距

由前面三棱镜的知识,平行于光轴的光线 A_1A_2 入射,经透镜 A_2 部分折射后的光线 A_2F' 的偏向角 δ 可由(1.13)式给出,

$$\delta = (n - 1)\alpha = (n - 1)y/R_1$$

折射光线 A_2F' 与沿光轴行进的光线 OF' 交于 F' , 由图 1.25 可知,

$$OF' = \frac{y}{\delta} = \frac{1}{(n - 1)y/R_1}, \text{ 或 } \frac{1}{OF'} = \frac{n - 1}{R_1} \quad (1.16)$$

上式表明, OF' 的大小只与透镜的折射率 n 、半径 R_1 有关,与光线到光轴的高度 y 无关。以同样的方法,在透镜各处画出的小三棱镜对平行于光轴的光线也通过 F' 点, F' 称为透镜的焦点, $f' = OF'$ 为透镜的焦距。当透镜的厚度 O_1O_2 比其曲率半径小得多时,称为薄透镜,这时 O_1, O 和 O_2 可看作同一点,称为薄透镜的光心。

现在来讨论由两个球面构成的透镜的焦距(图 1.26)。两球面的半径为 R_1 和 R_2 , 规定曲率中心在顶点右方的曲率半径为正,在左方的为负值,并以其长度表示在光路图上,如图 R_1 为正, R_2 为负。在 y 高度处画出小三棱镜 $D_1D_2E_2E_1$, 它的顶角 $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = y/R_1 + y/(-R_2)$, 偏向角 $\delta = (n - 1)\alpha$, 所以, $OF' = y/\delta$, 可以得到焦距 f' ,

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{OF'} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.17)$$

上式是著名的磨镜者公式。这里仍然假定透镜是薄透镜,焦距是从光心到焦点 F' 的距离, F' 在透镜右方时,焦距 f' 为正,在左方时为负。过焦点垂直于光轴的平面称为焦平面。

左方与光轴成 ω 倾斜角的平行光束经透镜后也会聚成一点,这一点落在焦平面上(图 1.27)。因为通过透镜光心的光线 AA 不发生折射而直接穿过,与焦平面交于 A' , 其他光线 BB 和 CC 等也都通过 A' 点,因此平行光束自左方斜入时,也变成会聚光束,其顶点 A' 到光轴高度 AF' 可由下式表示:

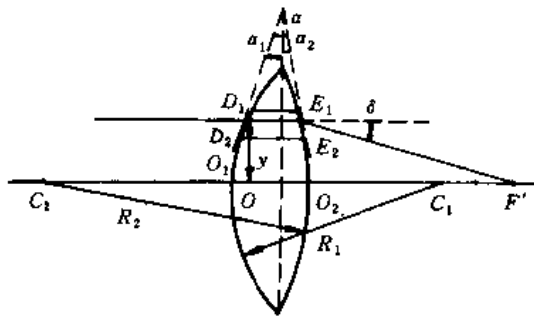


图 1.26

$$A'F' = f' \operatorname{tg} \omega. \quad (1.18)$$

当点光源放在焦点或焦平面上时,其发射光束经过透镜会变成平行光束射出,这些都是透镜焦点和焦平面的重要特性。

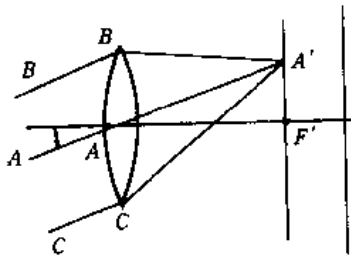


图 1.27 焦平面

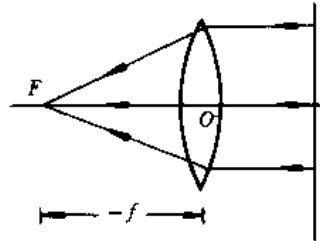


图 1.28 透镜前方(像方)焦点

当光线由右方平行于光轴射向透镜时,也会在左方形成焦点 F , 焦距也由(1.17)式表示(图 1.28)。习惯上把光线自左向右入射作为正方向,焦点 F' (或 F) 在光心右方的焦距规定为正,在左方的为负,并以其绝对值表示在光路图上。 F' 和 f' 叫做后主(或像方)焦点和焦距, F 和 f 为前方(或物方)焦点和焦距。

1.2.2 透镜的类型

焦距 $f' > 0$ 的透镜叫做正透镜或会聚透镜,它能将平行光束转变为会聚光束,光线都穿过焦点,因而焦点为实焦点。焦距 $f' < 0$ 的透镜叫做负透镜或发散透镜,它将平行光束变为发散光束,光线的延长线通过焦点,因而为虚焦点。会聚透镜的共同特点是中央厚、边缘薄,这类透镜也称为凸透镜,发散透镜的共同特点是边缘厚、中央薄,这类透镜也称凹透镜。

由于 R_1 和 R_2 可正可负,透镜可成六种形式,如图 1.29 所示。注意 R_1 和 R_2 的符号按规定,都可以用磨镜者公式正确地求出它们的焦距。

例题 7 一双凸透镜两球面曲率半径分别为 100cm 和 50cm,若玻璃折射率 $n = 1.5$, 求其焦距。

解:由题意, $R_1 = 100\text{cm}$, $R_2 = -50\text{cm}$, $n = 1.5$, 则

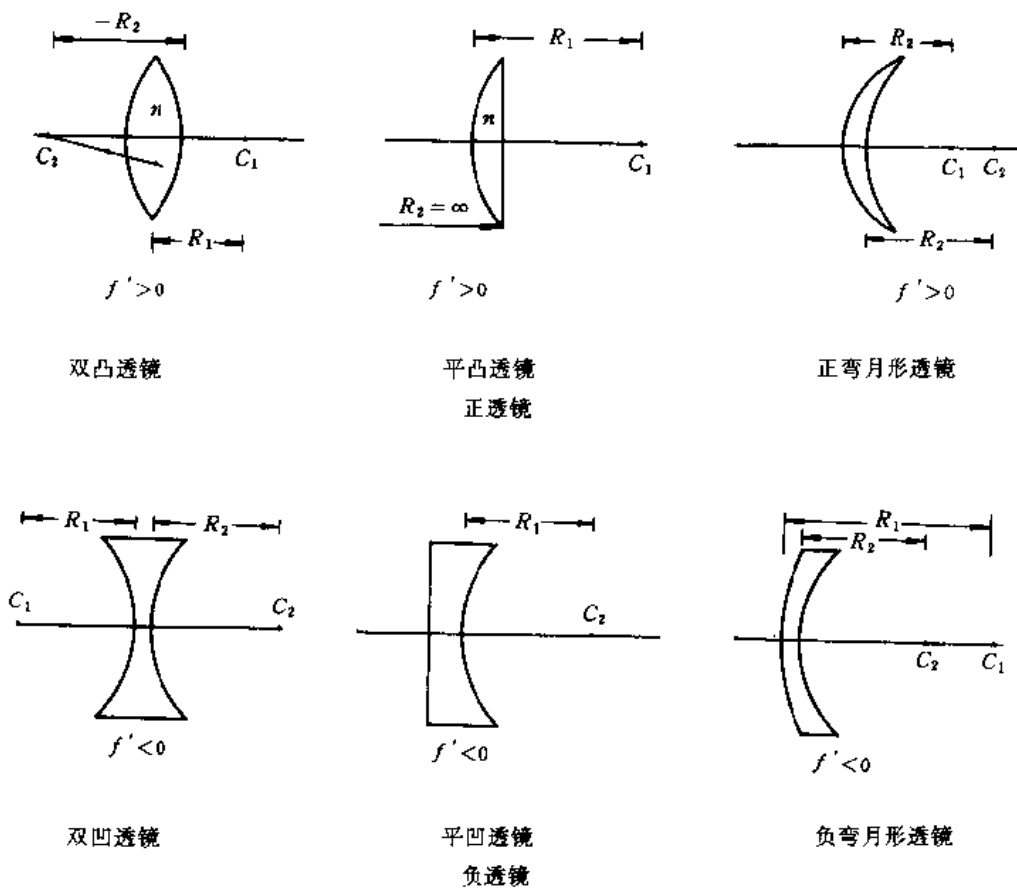


图 1.29 透镜的形状

$$\frac{1}{f'} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = (1.5 - 1) \left(\frac{1}{100} - \frac{1}{-50} \right) = 6/1000,$$

$$f' = 1000/6 = 66.7\text{cm}$$

例题 8 一近视眼患者佩戴一副负弯月形透镜来校正视力, 已知眼镜的曲率半径为 600cm 和 80cm, 玻璃折射率 $n=1.5$, 求该眼镜的焦距。

解: $R_1=600\text{cm}, R_2=80\text{cm}, n=1.5$, 利用 (1.17) 式得到

$$f' = 1 / \left[(n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \right]$$

$$D = 1 / \left[(1.5 - 1) \left(\frac{1}{600} - \frac{1}{80} \right) \right] = -184.6\text{cm}$$

1.2.3 透镜成像

下面以双凸透镜为例来讨论其成像的规律, 一个物体可以看成是许多点组成的, 每个物点发出的光线称为物光线, 物点到光轴的距离 y 称为物高, 物点沿光轴到光心的距离是物距 l (物点在光心左边的物距为负值, 在右边的为正值)。如图 1.30, 一垂直于光轴小物体 AB 上的 B 物点发出光线, 其中平行于光轴的光线 BC 经透镜折射后通过后焦点 F' , 和直接穿过光心的光线 BO 相交于 B' , B' 是 B 的像点, 这是实像点; 过 B' 作光轴垂线 B'

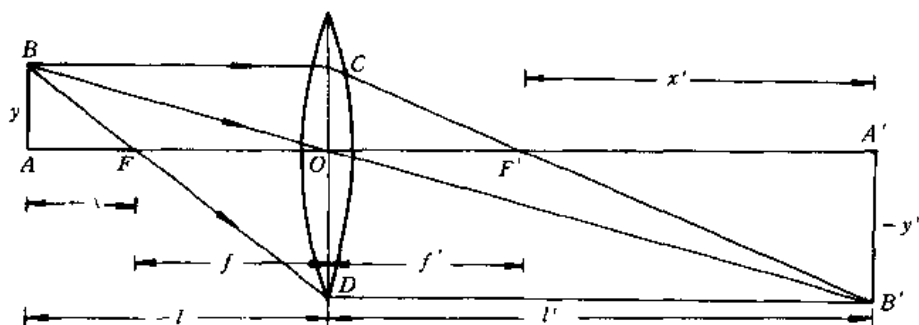


图 1.30 透镜的成像

A' , 它是 AB 物的实像, 像高为 y' 。一般规定物点或像点在轴上方的物高或像高为正值, 在下方的为负值, 并以其绝对值表示在图上。由图中的几何关系可以得到像距和物距、像高和物高的关系。

$$\triangle ABO \sim \triangle A'B'O, \frac{y}{-y'} = \frac{-l}{l'}$$

又
$$\triangle CF'O \sim \triangle B'F'A', \frac{y}{-y'} = \frac{f'}{l' - f'}$$

上面两式整理后得到,

$$\frac{1}{l'} + \frac{1}{-l} = \frac{1}{f'} \quad (1.19)$$

这便是透镜成像的高斯公式。注意(1.19)式中的物距 l 和像距 l' 都是从光心起算的。当物在无限远处, $l = -\infty, l' = f'$, 即像成在后焦平面上, 当物逐渐接近至 $l = f$, 即移到前焦面上时, 像由后焦面向右方移到无限远处。当物由前焦平面移至光心时, l' 为负值, 像在透镜左方, 由无限远处也逐渐移至光心上。当物在透镜右方(物为虚物)时, 像也在右方, 像更靠近透镜。其中仅当物在光心时像也在光心, 二者重合。

由图 1.30 可知,

$$\beta = \frac{y'}{y} = l'/l \quad (1.20)$$

像高和物高之比称为透镜成像的横向放大率, 其值为负, 表明所成之像为倒立的像, 为正值时成正立的像。

物点经过 F 点的光线由透镜折射成平行光轴的光线 DB' , 也通过像点 B' 。若将物距和像距的起算点分别改为 F 和 F' , 物在前焦点 F 左边的为负值($-x$), 在右边的为正值(x), 像在后焦点左边的为负值($-x'$), 在右边的为正值(x')。由 $\triangle ABF \sim \triangle ODF$ 和 $\triangle COF' \sim \triangle B'F'A'$ 可得

$$\frac{-y'}{y} = \frac{-f}{-x} \text{ 和 } \frac{-y'}{y} = \frac{x'}{f'}$$

所以

$$xx' = ff' \quad (1.21)$$

这是透镜成像中的牛顿公式。

同样横向放大率可写成,

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{f}{x} = -\frac{x'}{f'} \quad (1.22)$$

从上面分析知道,在透镜成像中有三条特性比较明显的光线:一条是物点发出的平行于光轴的光线,它经透镜后通过后焦点 F' ;一条是发向光心的光线将直接通过透镜;第三条是发向前焦点的光线经透镜后变为平行于光轴的光线,求解物像位置和大小相互关系时,可利用其中任意两条光线作出成像光路图,就可以得到像距和像高的线段,也可用高斯公式和牛顿公式求得它们的精确数值。

例题 9 高度为 1cm 的物放在例题 7 所给的凸透镜左方 133.4cm 处,求成像的位置和大小。

解:成像光路如图 1.31 所示。为简便起见图中粗线段两背向箭头表示正透镜(负透镜可用粗线段两相向箭头来表示)。由图 1.31 可知, $-f = -x = 66.7\text{cm}$, $\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{f}{x} = -1$, $y' = -y = -1\text{cm}$, 为倒立的实像: $x' = \frac{ff'}{x} = 66.7\text{cm}$, 像在后焦点右边 66.7cm 处。

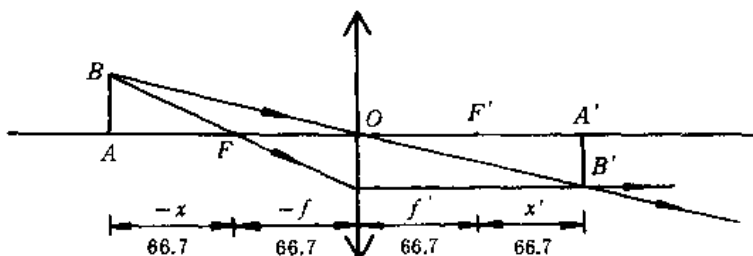


图 1.31

例题 10 已知一正透镜的物和像分别为 AB 和 $A'B'$ (图 1.32) 用作图法求透镜焦点的位置。

解:过 B 作 BC 平行于光轴,经透镜折射后 BC 光线反向延长线必定通过其像点 B' , $B'C$ 直线与光轴交点 F' 为后焦点。由 B' 点作虚线平行于光轴交透镜上面为 D 点并以实线延长之,连 BD 反向延长与光轴交 F 点, F 为前焦点(为什么)。

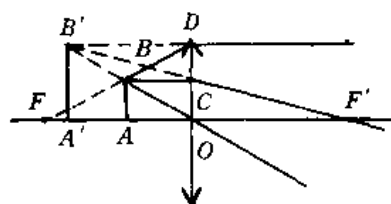


图 1.32

1.2.4 薄透镜组

在光学中,常常把两个或更多的薄透镜组合起来使用。这里讨论两个薄透镜紧密接触在一起,有时还用胶将它们粘合起来成为组合透镜的情况,只需知道这种组合透镜的总焦距,它的成像特性也就清楚了。假定两透镜焦距分别为 f_1, f_2 , 第一个透镜轴上无限远物点入射的平行光束将会聚在后焦点 F'_1 , 该会聚点是第二透镜的物点。由于两透镜紧贴,物距 $l_2 = f_1$, 由高斯公式

$$\frac{1}{l_2} - \frac{1}{f_1} = \frac{1}{f_2}, \frac{1}{l_2} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$$

则有

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{l_2} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \quad (1.23)$$

这里使用两紧贴透镜都为薄透镜的假定。结论是：密接复合透镜总焦距的倒数是组成它们的透镜焦距倒数之和。该公式也适用数个薄透镜密接组成的复合透镜情况。

一般把焦距的倒数 $\frac{1}{f'}$ 称为透镜的光焦度 ϕ , ϕ 越大表明透镜对光线偏折能力越强。光焦度的单位是屈光度, 单位为 $D(m^{-1})$ 。例如, $f' = -50.0\text{cm}$ 的凹透镜的光焦度 $\phi = \frac{1}{f'} = \frac{1}{-0.500} = -2.00D$ 。眼科中常把 1 个屈光度分成 100 度, 因此上面凹透镜的度数为 200。

(1.23) 式用光焦度可以表示为:

$$\phi = \phi_1 + \phi_2. \quad (1.24)$$

当两个薄透镜之间相距 d 时, 这样的组合透镜的焦距经分析结论如下:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}, \text{ 或 } \phi = \phi_1 + \phi_2 - d\phi_1\phi_2 \quad (1.25)$$

例题 11 一个双凸透镜的参数同例题 7。若把它放在折射率为 n_1 的介质(如水, $n_1 = 1.33$)中, 求此时透镜的焦距。

解: 在前面推导透镜焦距公式(1.17)时, 是假定了透镜周围介质折射率 $n_1 = 1$, 在周围介质和透镜中光速分别为 $v=c$, 和 $v = \frac{c}{n}$ 。将 $\frac{v_1}{v} = n$ 叫做透镜中玻璃相对于周围介质的相对折射率。当周围介质的折射率为 n_1 时, $v_1 = \frac{c}{n_1}$, 相对折射率 $\frac{v_1}{v} = \frac{n}{n_1}$ 。用此代替(1.17)式中的 n , 便可得这种情况下透镜焦距的表示式,

$$\frac{1}{f'} = \left(\frac{n}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.26)$$

例如在水中,

$$\frac{1}{f_*} = \left(\frac{1.5}{1.33} - 1 \right) \left(\frac{1}{100} - \frac{1}{-50} \right)$$

$$f_* = 260.8\text{cm}.$$

这样, 透镜的焦距变长了。

1.2.5 角放大率

在图 1.33 中, AB 物成像于 $A'B'$, 轴上物点 A 和其像点 A' 称为物像共轭点, A 点发出任一条线 AC 经透镜折射后都通过 A' 点, OC 是光线在透镜上入射点的高度。 AC 和 BC 也互为共轭光线, 它们和光轴夹角 u 和 u' 为光线的孔径角。光轴绕物点或像点顺时针旋转到光线的位置, 所得 u 或 u' 小于 90° 时规定它们为正值, 超过 90° 或逆时针旋转时为负值, 由图可知,

$$OC = lu = l'u' \text{ (或 } = l \operatorname{tg} u = l' \operatorname{tg} u')$$

定义光线的角放大率为:

$$a = \frac{u'}{u} \text{ (或 } = \frac{\operatorname{tg} u'}{\operatorname{tg} u}) = \frac{l}{l'} \quad (1.27)$$

由(1.20)式, 可得,

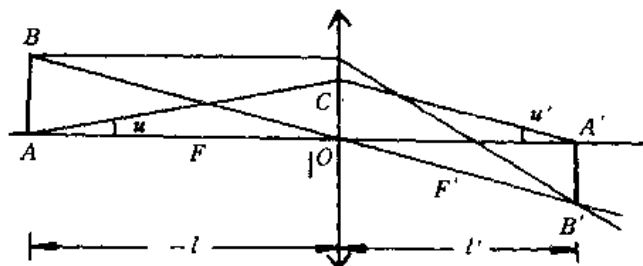


图 1.33 角放大率

$$\alpha\beta = 1 \quad (1.28)$$

即成像中,横向放大率和角放大率的乘积为 1。通过光心的光线的角放大率为 +1。(1.28)式也可改写成:

$$\alpha\beta = \frac{u'}{u} \cdot \frac{y'}{y} = 1 \left(\text{或} = \frac{y'tgu'}{ytgu} \right), y'u' = yu \left(\text{或} y'tgu' = ytgu \right) \quad (1.28')$$

上式是透镜左、右方介质的折射率都相同时(如在空气中)的拉格朗日-亥姆霍兹定理。

理论和实验都表明,若透镜左方介质折射率为 n ,右方的为 n' ,拉格朗日-亥姆霍兹定理可写成更普遍的形成,

$$ny_0 = n'u'y' \left(\text{或} nytgu = n'y'tgu' \right). \quad (1.29)$$

光线孔径角 u 愈大,表明透镜能接受的光束截面就愈大,透镜传送给像面的光能也愈大;物高 y 愈大,说明透镜能对物正确成像的物点数愈大。这些是拉格朗日-亥姆霍兹定理的主要含意。

在结束透镜成像关系的讨论后,下面几个例子将告诉我们一些测量透镜焦距的方法。

例题 12 将一待测焦距的正透镜安置在带有刻度的导轨上,透镜两边放置物面和像面(白屏),二者间距为 L (图 1.34)。透镜由物面逐渐移近像面,透镜有两个位置在白屏上可看到清晰的像,由导轨上的标尺读出这两个位置的间距为 S ,求透镜的焦距 f' 。

解:若第一次成像时的物距为 l_1 ,像距为 l_1' 。第二次成像时的物像距便分别为 $l_2 = (L_1 - S)$, $l_2' = l_1' + S$ 两次成像都应符合高斯公式:

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_1'} = \frac{1}{f'}, \quad -l_2 = L - l_2'$$

经整后,

$$l_1'^2 - l_1' L + L f' = 0$$

这种情况下要能成像,则上面二次方程的判别式应为:

$$L^2 - 4L f' \geq 0, L > 4f'$$

因此

$$l_{1,2}' = \frac{1}{2}(L \pm \sqrt{L^2 - 4L f'}) \quad (1.30)$$

测量了 L 和 $l_1' - l_2' = S$,可得焦距的数值,

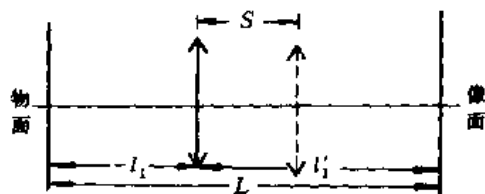


图 1.34

$$S = \sqrt{L^2 - 4f'L}, f' = \frac{L^2 - S^2}{4L} \quad (1.31)$$

例题 13 如图 1.35 把精密刻划的标尺放在已知焦距的正透镜 L_1 的前焦平面上,待测焦距的透镜 L_2 与 L_1 同轴放置,用读数显微镜观察在 L_2 后焦面的标尺成像。若标尺高度为 y ,其像高为 y' ,求 L_2 的焦距 f_2 的表达式。

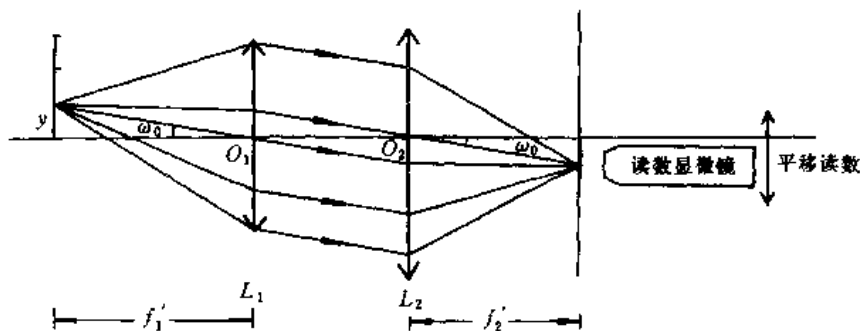


图 1.35

解:标尺上某一刻线的高度已精确知道为 y ,其像的高度 y' 由读数显微镜测出,高度 y 的物点的光线经 L_1 成平行光束,光线与光轴夹角 ω_0 由(1.18)式为:

$$\operatorname{tg} \omega_0 = y/f_1'$$

平行光束在 L_2 后焦面上会聚点的高度 y' 为:

$$y' = f_2 \operatorname{tg} \omega_0 = \frac{f_2}{f_1'} y$$

则

$$f_2 = \frac{y'}{y} f_1' = \beta f_1' \quad (1.32)$$

因此,这里是测量了成像的横向放大率 β 而得到待测透镜 L_2 的焦距的。

1.2.6 球面镜成像

球面反射镜也是常用的光学元件。它们是在玻璃或金属球面上镀上银、铝或金等金属反射膜层而制得的。

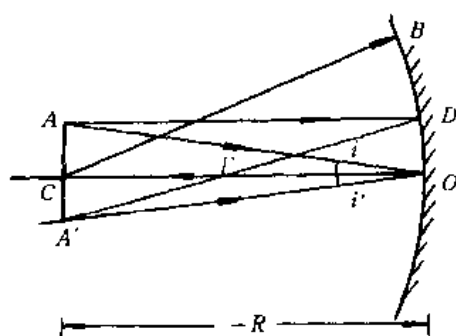


图 1.36

如图 1.36 所示的球面反射镜,半径为 R ,球心为 C 。过 C 引直线 OC 可当作光轴,在球心处放一垂轴小物体 CA ,物点 C 发出任意两条光线 CO 和 CB 经球面反射后按各自光路返回,因此其像点也在 C 点。小物体 CA 的像一定是在 CA 的延长线上。取 $CA' = CA$,连 AO 和 $A'O$,它们和光轴夹 i 和 i' 为入射和反射角, $i' = i$, A' 为 A 的像点。 A 发出平行于光轴的光线 AD 经球面反射后也一定通过像点 A' , AD 与光轴交点 F' 是球面的焦点,由图上几何关系知道,

$$f' = OF' = \frac{R}{2} \quad (1.33)$$

凹面镜的焦距为负值,焦点与入射光线在镜面同侧;凸面镜的焦距为正值,焦点与入射光线在镜面两侧。由球面的焦距 $f' = \frac{R}{2}$,可用高斯公式或牛顿公式得到物像关系。

图 1.37 是折射率为 n' 的玻璃球面放在折射率为 n 的介质中的成像光路。在光轴 OC

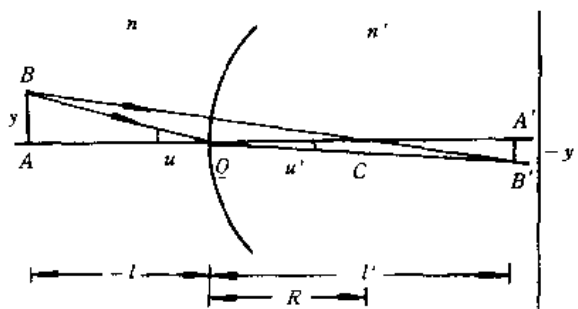


图 1.37 单球面折射成像

上放垂轴小物体 AB , B 点发出的光线 BC 将直线通过玻璃球,到光心的光线 BO 的入射角为 u ,由折射定律及几何关系有:

$$nu = n'u' \quad (1.34a)$$

$$u = y/(-l), u' = -y'/l' \quad (1.34b)$$

$$\frac{-y'}{y} = \frac{l' - R}{R - l} \quad (1.34c)$$

可得到

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{nl'}{n'l} \quad (1.35a)$$

$$\frac{n'}{l'} - \frac{n}{l} = \frac{n' - n}{R} \quad (1.35b)$$

当 l 为 ∞ 时

$$l' = f' = \frac{n'R}{n' - n} \quad (1.36a)$$

同样,当 l' 为 ∞ 时,

$$l = f = -\frac{nR}{n' - n} \quad (1.36b)$$

f' 和 f 分别为球面成像中的像方、物方焦距,都从球面顶点起算。

对于薄透镜的情况,若玻璃折射率为 n ,透镜左方和右方空间折射率分别为 n_1 和 n_2 ,左方无限远轴上物点经第 1 球面后的像距为:

$$l_1' = f_1' = \frac{nR_1}{n - n_1} = l_2 \quad (1.37)$$

其像点作为第二球面的物点,成像后的像距即为透镜的焦距,由(1.35b)可知

$$\frac{n_2}{l_2'} - \frac{n}{l_2} = \frac{1}{R_2}$$

经化简后,

$$f' = l_2' = \frac{n_2}{\frac{n - n_1}{R_1} + \frac{n_2 - n}{R_2}} \quad (1.38a)$$

当物方和像方折射率相等, $n_1 = n_2 \approx 1$ 时,

$$f' = \frac{1}{(n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)}$$

这和(1.17)式相同。

同理,左方焦距也可得到,

$$f = \frac{-n_1}{\frac{n - n_1}{R_1} + \frac{n_2 - n}{R_2}} \quad (1.38b)$$

在 $n_1 = n_2 = 1$ 时,也有,

$$f = -f' = \frac{-1}{(n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)} \quad (1.38c)$$

可见,物方和像方折射率 $n_1 \neq n_2$ 时,两边焦距不相等,

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n_2} \quad (1.39)$$

例题 14 在丁字形公路交叉口放置一块半径 R 为 1m 的凸面反射镜,当右边路上来的小车间距反射镜 100m 时,它的像成在何处?

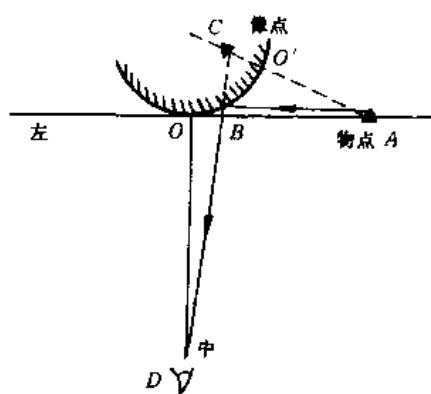


图 1.38

解:连 AC 交镜面于 O' 点, CA 为光轴,物距 l 为:

$$l = R - CA \approx -100\text{m}$$

这是由于 $OA \approx CA \gg R$ 的缘故。由高斯公式可得,

$$\frac{1}{l'} - \frac{1}{l} = \frac{1}{f} = \frac{2}{R}, \quad \frac{1}{l'} = \frac{2}{R} + \frac{1}{l} = \frac{2}{1} + \frac{1}{-100}$$

$$l' = 0.503\text{m}$$

将观察点与虚像点相连交镜面于 B ,中路上某处 D 观察到的像主要是由 B 处附近球面区域对光线反射所形成的像。

例题 15 本节例题 7 的双凸透镜的第 2 个球面浸入水中,第 1 球面在水面上,求此时水中的焦距。

解:已知 $f = -66.7\text{cm}$,用(1.39)式可得,

$$f' = -\frac{n_2}{n_1} f = -\frac{1.33}{1} (-66.7) = 88.7\text{cm}$$

1.3 光学仪器

人类的眼睛是一个相当复杂的天然光学仪器,它有高度的准确性、极高的灵敏度、精密的分辨能力和极强的适应性。但从现代化的生产、科学研究等各个领域的客观需要来说,人眼还不能满足这些要求。例如,眼睛对太远、太近或太小的物体看不见或看不清,也不能对物体大小、远近和形貌等作出精确的定量比较和计量。用透镜、反射镜等光学元件构成的光学仪器可以提高和扩展眼睛的观察能力。

光学仪器的基础理论主要是几何光学。本节将在前面介绍的知识基础上分别讨论一些常用光学仪器的原理及其主要性能。

1.3.1 眼睛

眼球的结构如图 1.39 所示,它的光学性质主要由眼球中的水晶体决定。水晶体的形状如同双凸透镜,它表面的曲率可由肌肉的松紧度进行调节。水晶体和角膜之间的部分称为前房,其中充满水状液体,水晶体与视网膜之间的部分称为后房,充满着玻璃状液体。因而,眼睛的物方和像方介质折射率不相等,物方焦距 $f = 17.1\text{mm}$,像方焦距 $f' = 22.8\text{mm}$ 。

水晶体前面是虹膜,其中央的圆孔称为瞳孔,瞳孔的直径为 $1.4 \sim 8\text{mm}$,它可根据外部照明强弱而调节大小。眼球后部内壁为视网膜,其上布满视觉细胞。外界物体的光线通过瞳孔由水晶体成像在视网膜上。网膜中央有一个扁圆斑,呈黄色,称为黄斑;在黄斑的中心有一凹坑,称为中心窝,其水平直径约 0.3mm ,竖直径约 0.2mm ,黄斑处的视觉最为灵敏。黄斑中心和水晶体光心的连线称为视直线,当观察任一空间物体时,由肌肉的作用控制眼球转动,使视直线经过所观察的点,被观察的像就能落在中心窝上。

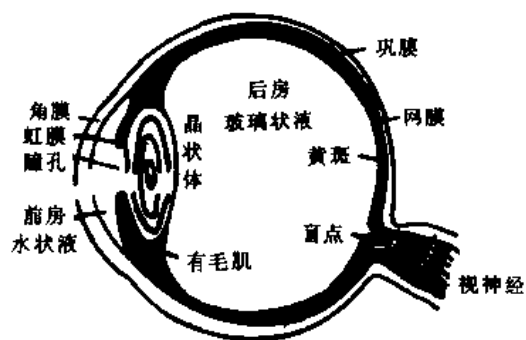


图 1.39 眼睛的结构

人眼的调节(亦称调焦)是靠水晶体的作用。眼球肌肉完全松弛时所能清楚看到的点,叫做远点;肌肉最紧张时所能看清楚点为近点。这便是眼睛的调焦范围。一般来说,随着年龄增长,调整范围会逐渐变小。

正常眼睛的远点在无限远处[图 1.40(a)]。在合适的照明下,一般人的眼睛看眼前 25cm 米的物体是不费力,很舒服,我们称这个距离为明视距离。远点在眼前有限距离的眼睛称为近视眼,而近点变远的眼称为远视眼。

近视眼会由于眼球长度变长,角膜曲率变大或眼内介质折射率异常等原因引起。但从几何光学的角度来看,它是因为在眼睛的肌肉松弛时,无限远的物体不能成像在视网膜上而成像在视网膜前面,只有有限远处的远点成像在视网膜上[图 1.40(b)]。为校正近视眼,需要在眼前佩戴一块负透镜,它使无限远的物体成像在近视眼的有限远的远点上。因此,所戴负透镜的焦距为近视眼的远点距离[图 1.40(c)]。

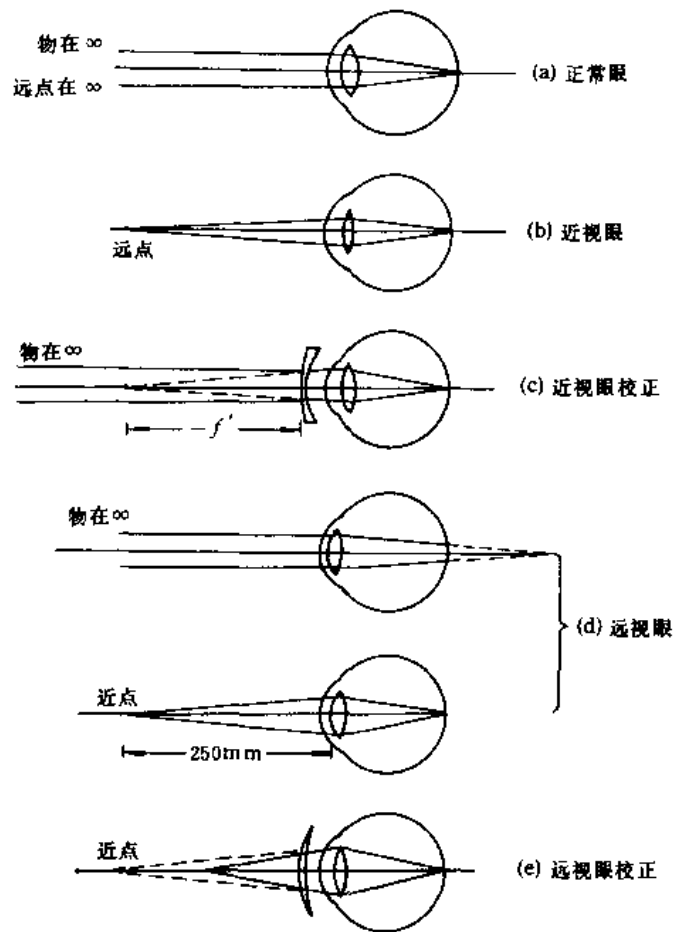


图 1.40

例题 16 一近视眼的远点为 0.8m, 为校正它所佩戴的眼镜的光焦 ϕ 为多少度?

解: 由高斯公式可得,

$$\phi = \frac{1}{f'} = \frac{1}{l'} - \frac{1}{l} = \frac{1}{-0.8} - \frac{1}{\infty} = -1.25\text{D}$$

眼镜是近视 125 度。

远视眼, 会由于眼球变短等原因形成, 这时眼睛对无限远的物体只能成像在视网膜之后, 而对明视距离的物也成像于网膜之后, 即近点太远[图 1.40(d)]. 因此, 需要在眼前佩戴一块正透镜使 25cm 处的物体成像近点处, 远视眼便可得到校正。正透镜的焦距应满足 250mm 到近点的物像共轭关系。

例题 17 求近点为 1m 的远视眼所需的校正透镜的焦距。

解:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{l'} - \frac{1}{l} = \frac{1}{-1} - \frac{1}{-0.25}, f' = 0.33\text{m}$$

因此, 正透镜的光焦度为 3D, 或者说是远视 300 度。

近视眼或远视眼佩戴的眼镜一般位于眼睛的物方焦点附近, 这样会使戴上眼镜后物在网膜上成像的大小与未戴眼镜时正常眼所看到的物的大小相同, 即不改变成像的放大

率。

若眼球在不同方向的平面内水晶体曲率半径不同,那么它们的焦距也不相同,会引起所谓的散光。它需要用非球面透镜来矫正。

物体的大小对眼睛的张角称为视角(图 1.41),物体由远及近,对眼睛所张视角变大,在网膜的上像也变大。若高度为 y 的物 AB 位于眼前 l 处,由图可知 $\omega = y/(-l)$,或 $\text{tg}\omega = y/(-l)$,它在网膜上的像高为:

$$|y'| = f' \text{tg}\omega \quad (1.40)$$

它与视角的弧度值或其正切值成正比。

当两个物点 A 和 B 相距很近,它们在网膜上的像点 A' 和 B' 也就很靠近。当 A' 和 B' 足够近落在同一个感光单元上时,眼睛便不能分辨开它们,而当作为一个物点了。能够分辨的最近两点对眼睛所张视角,称为人眼的最小分辨角。在白昼的照明情况下,人眼的最小分辨角约 $1'$ 。在明视距离 250mm,人眼可分辨的最近两物点的距离为:

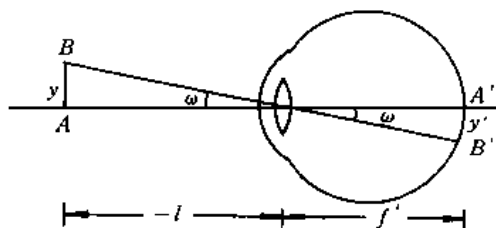


图 1.41 视角和网膜上的像高

$$\delta_v = \Delta\theta_{\text{眼}} \cdot L \approx 0.3 \times 10^{-3} \times 250 \approx 75 \mu\text{m}$$

有一些光学仪器,人们是通过观察物体通过它们所成的像来看物体的,这一类仪器称为目视仪器,人们通过它们观察人眼看不清的物体,如太远,太小,对人眼所张视角太小的物体(即小于 $1'$)。目视光学仪器对物体成像,使它放大或使物点间的成像光束夹角变大,这样便起到了增大视角和放大物体在网膜上像的大小的作用。人眼就会看见或看清原来看不见或看不清楚的物体。

1.3.2 放大镜

简单的放大镜一般是一个会聚透镜,它的焦距较小于明视距离,微小物体放在透镜物方焦点之内并靠近焦点。如图 1.42 所示,物体 AB 经放大镜 L 成正立的、放大的虚像 $A'B'$ 。 $A'B'$ 一般成在 250mm 处,即 $l' = -250\text{mm}$,此时物距 l 近似为 f ,像高为 y' 。

$$y' = \frac{l'}{f} y \quad (1.41)$$

像 $A'B'$ 作为眼睛的物在网膜所成像为 $A''B''$,忽略放大镜和眼睛之间的距离, $A''B''$ 像高为:

$$|y''| = \frac{f'_{\text{眼}}}{-l'} \cdot y' \quad (1.42)$$

把物体 AB 放在明视距离上直接由人眼观察时,令网膜上的像高为 y''_0 ,

$$|y''_0| = \frac{f'_{\text{眼}}}{250} \quad (1.43)$$

这里,我们引入一个参数表征放大镜这类目视仪器的特性,称为视放大率 M ,它等于物体通过光学仪器在视网膜上所成像的高度 y'' 与物体用眼睛直接观察时在网膜上所成像的高度 y''_0 之比。由(1.42)式、(1.43)式及(1.41)式,

$$M = \frac{y''}{y_0''} = \frac{250}{f'} \quad (1.44)$$

上式是放大镜的视放大率,其 f' 以 mm 计。

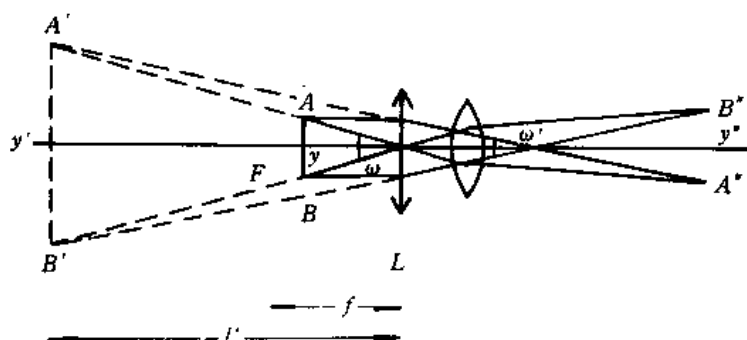


图 1.42 放大镜的光路

由图 1.42,当略去放大镜与眼睛之间距离时, y 对放大镜光心的张角 ω 也近似和虚像对眼睛瞳孔的张角 ω' 相等,即 $\omega = \omega'$ 。由(1.40)式,

$$|y''| = f'_{\text{眼}} \omega = f'_{\text{眼}} \cdot \frac{y}{f'}$$

以及

$$|y_0''| = f'_{\text{眼}} \omega_0 = f'_{\text{眼}} \frac{y}{250}$$

则有,

$$M = \frac{y''}{y_0''} = \frac{\omega}{\omega_0} \quad (1.45)$$

M 的值也为 $\frac{250}{f'}$,因此,视放大率 M 也可表述成物经光学仪器所成像对眼睛的视角与物体放在明视距离上对眼睛的视角之比值,注意 y'' 和 y_0'' 是在不同条件下物体在网膜上的像高,它们不是共轭量,而 1.2 节中的 β, α 是共轭物像高度之间和共轭光线孔径角之间的比值。所以, M 和 β, α 有重要的区别。

例题 18 一焦距为 $f' = 62.5\text{mm}$ 的双凸透镜用作放大镜,求它的视放大率。

解:

$$M = \frac{250}{f'} = \frac{250}{62.5} = 4 \times (4 \text{ 倍})$$

放大镜也常用于观察光学仪器所成的像,成为仪器的一部分,叫做目镜。单透镜作目镜在放大率高时,成像质量不能保证。为此,目镜通常是由两片或更多片的透镜所组成的。冉斯登和惠更斯目镜是望远镜和显微镜(参见下文)中常用的两种目镜。

图 1.43 是冉斯登目镜的光路图。实物或仪器前部所成实像 AB 在目镜物方焦点内侧附近,它的像是正立放大的虚像。若目镜的第 1 片透镜(场镜)和第 2 片透镜(接目镜)的焦距分别为 f_1 和 f_2 ,二者间距为 d ,目镜的总焦距由(1.25)式得到:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_2'} - \frac{d}{f_1' f_2'}$$

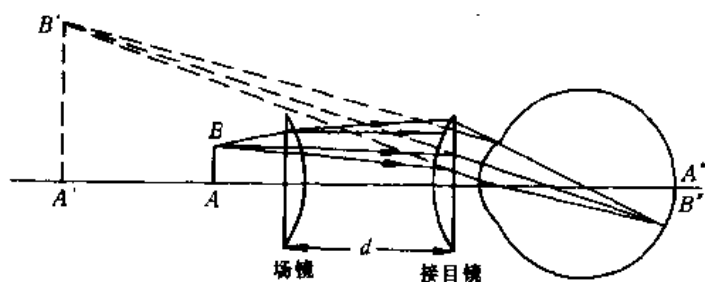


图 1.43 冉斯登目镜的光学系统和光路

例如,在 $f_1' : f_2' : d = 1 : 1 : \frac{2}{3}$ 时, $f' = \frac{3}{4}f_1'$ 。

冉斯登目镜可观察实物也可观察实像。在观察实像时为了进行测量,可以在目镜中装上透明标尺或叉丝,它们必须在物平面上,与入射的实像一起放大,同时出现在目镜的像平面上。因此,标尺或叉丝要装在物 AB (图 1.43)所在的平面内。

图 1.44 是惠更斯目镜的光路。它也是由两片正透镜组成的。 f_1' 较长, f_2' 较短,它们与间距 d 之比为:

$$f_1' : f_2' : d = 3 : 1 : 2$$

仪器前部所成实像 AB 作为目镜的物,它在目镜物方焦点 F 内侧附近。但目镜的焦点 F 在场镜后面,所以 AB 只能作为目镜的虚物,经场镜后成实像 I' 再作为接目镜的实物,目镜的像 $A'B'$ 是正立放大的虚像,成在明视距离或以外,因此惠更斯目镜不能观察实物,只能用来观察像;也不能像冉斯登目镜那样装上标尺对被观察物进行长度测量。

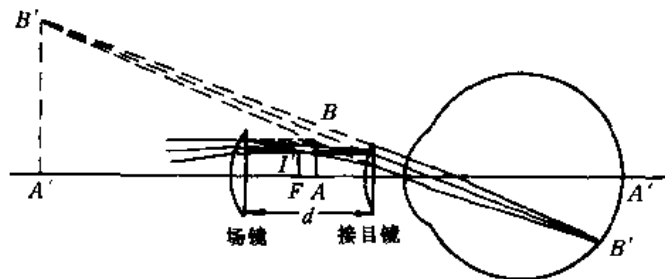


图 1.44 惠更斯目镜的光学系统和光路

无论是冉斯登目镜还是惠更斯目镜,当物(或仪器前部的实像)落在它们的物方焦平面上时,各物点的光束经目镜由接目镜出射的都是平行光束,光束与光轴的夹角由物点的高度决定。

例题 19 拟制一个 $10\times$ 的惠更斯目镜,假定两片平凸透镜都用 $n=1.5163$ 的 K_9 玻璃。试求两片透镜各面的曲率半径和间距。

解:由(1.44)式 $M = \frac{250}{f'}$, 目镜的焦距为:

$$f' = \frac{250}{M} = \frac{250}{10} = 25\text{mm}$$

由惠更斯目镜的两片平凸透镜的焦距及它们的间距之比:

$$f_1' : f_2' : d = 3 : 1 : 2$$

$$\text{即 } f_2' = \frac{1}{3}f_1', d = \frac{2}{3}f_1'$$

则

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_2'} - \frac{d}{f_1'f_2'} = \frac{2}{f_1'}$$

$$f_1' = 50\text{mm}, f_2' = 16.67\text{mm}, d = 33.33\text{mm}$$

再由薄透镜焦距公式 $\frac{1}{f_1} = (n-1)\frac{1}{R}$, 得到

$$R_1 = 25.82\text{mm}, R_2 = 8.61\text{mm}.$$

该目镜的光路如图 1.45 所示, 平行光轴光线 AB 由物方入射, 场镜折射后应通过 F_1' , 经接目镜折射与光轴交 F' 为目镜的像方焦点。由图 $l_2 = f_2', l_2' = 1 / \left(\frac{1}{f_2} + \frac{1}{l_2} \right) = \frac{f_2'}{2}$, 即

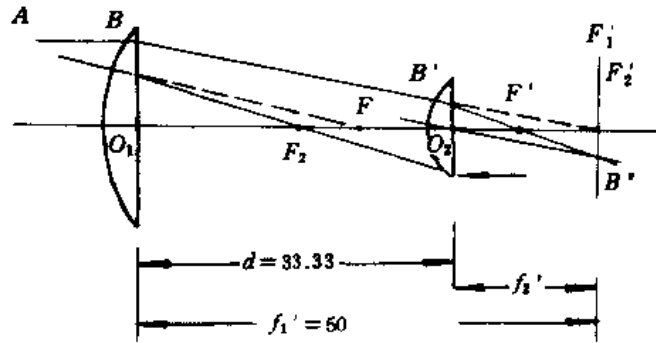


图 1.45

F' 在接目镜右方 $\frac{f_2'}{2} \approx 8.34\text{mm}$ 处。同理, 右方入射的平行光轴的光线经目镜后其延长线交光轴于 F 点为目镜物方焦点, 令 $l_1' = d - f_2', \frac{1}{l_1} = \frac{1}{l_1'} - \frac{1}{f_1'}$, 则 $l_1 \approx 25\text{mm}$, 当然也可由光心 O_2 引光线 BB' 的平行线作为辅助光线交后焦面于 B'' 点, 连 $B'B''$ 于光轴交 F' 点, 同样可得到焦点的位置。

1.3.3 显微镜

在获得有一定成像质量的条件下, 单透镜的放大率一般只有数倍, 组合透镜形成的放大率一般有 10 到 20 \times 。为在实用上达到更高的放大倍数, 需用显微镜这样较复杂的光学系统。

图 1.46 表示了显微镜的光学系统及其光路。它由物镜 L_1 及目镜 L_2 (图中以单透镜为例) 组成, 入眼在目镜后面的一定距离上观察。 F_1 和 F_1' 是物镜的物方和像方焦点, 物镜的焦距 f_1' 一般较短为数毫米。细微物体 AB (如生物切片) 放在焦点 F 外侧附近, 经 L_1 成放大倒立的实像 $A'B'$ 。 F_2 和 F_2' 是目镜的物像方焦点, 物镜的像方焦点 F_1' 和目镜物方焦点 F_2 之间的距离 Δ 称为显微镜的光学筒长, 一般是 170mm 或 190mm。物镜所成物体的实像 $A'B'$ 在 F_2 点附近靠近目镜一侧, 它由目镜成正立放大的虚像于明视距离处或以外。

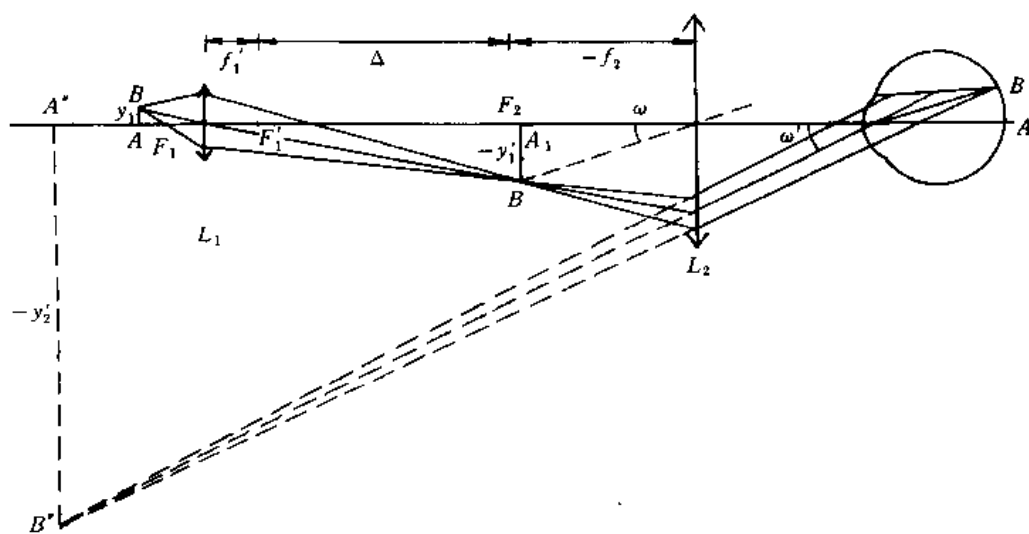


图 1.46 显微镜的光路

物镜的像距可近似为 $x_1' = \Delta$, 由牛顿公式可得,

$$x = -\frac{f_1'^2}{\Delta} \quad (1.46)$$

而 $\Delta \gg f_1'$, 所以 $x \approx -f_1'$. 物镜的横向放大率就为:

$$\beta = \frac{-x'}{f_1'} = -\Delta/f_1' = y_1'/y_1 \quad (1.47)$$

目镜当作放大镜, 像 $A'B'$ 对目镜中心的张角为:

$$\omega \approx \frac{-y_1'}{f_2} \quad (1.48)$$

虚像 $A''B''$ 对眼睛的张角 ω' 与 ω 无实际差别,

$$\omega' \approx \omega \quad (1.49)$$

物 AB 放在明视距离直接用眼睛观察时视角为:

$$\omega_0 = y_1/250$$

则显微镜的视放大率为:

$$M = \frac{\omega'}{\omega_0} = \frac{\omega}{\omega_0}$$

将(1.47)(1.48)式代入得到,

$$M = -\frac{250}{f_2} \cdot \frac{\Delta}{f_1'} = \beta_{\text{物}} \cdot M_{\text{目}} \quad (1.50)$$

显微镜的放大率是物镜横向放大率和目镜倍率的乘积。

显微镜也可看作是物镜和目镜组合成的一个组合透镜, 总焦距为:

$$\frac{1}{f_1'} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_2'} - \frac{d}{f_1'f_2'} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_2'} - \frac{\Delta + f_1' + f_2'}{f_1'f_2'} = -\Delta/(f_1'f_2') \quad (1.51)$$

这样的组合透镜作放大镜时, 它的视放大率则由(1.50)式表示, 改变物镜和目镜的焦距, 可以得到各种放大率的显微镜。

例题 20 一架显微镜,物镜焦距为 4mm,它的像成在物镜像方焦点后面 160mm 处。如果目镜是 10×,求显微镜的放大率。当目镜改为 20×时,放大率又为多大?

解: $\beta_{\text{物}} = \frac{\Delta}{f} = \frac{-160}{4} = -40\times$, $M = \beta_{\text{物}}$, $M_{\text{目}} = -400\times$, 目镜为 20×, $M = -800\times$ 。显微镜的放大率分别为 400× 和 800×。

显微镜成像的重要特性除放大率外,另一个是它的分辨本能。物面上能被分辨开的两个最靠近物点的距离称为显微镜的分辨本能。物镜的口径较小,一般只有数毫米,由光的衍射作用(参见光的衍射章节)的分析知道,物镜的分辨本领与物点发向物镜边缘光线的孔径角 u 和光波长 λ 有关,也与物方介质的折射率 n 有关。研究表明,物镜的物面能分辨两物点的最小距离为:

$$\delta_{y_1m} = \frac{0.61\lambda}{n\sin u} \quad (1.52)$$

分母 $n\sin u$ 称为物镜的数值孔径 $N.A$, 其中 λ 为真空波长。 $N.A$ 愈大, λ 愈短,分辨本领愈高,例如, $N.A = 0.5$, $\lambda = 0.6\mu\text{m}$, $\delta_{y_1m} \approx 0.73\mu\text{m}$ 这样靠近的两物点经物镜(如例题 20 的 40× 物镜)成像后两像点相距也只有 29.2 μm 。因此,物镜所成像的细节不能被眼睛看清楚,需要用目镜再放大。放大后两像点对眼睛张角大于 1' 时,便能被眼睛看清楚。目镜的作用仅在于把物镜能分辨开的两点的像增大对人眼的视角,从而能被人眼看得清,但对显微镜的分辨能力并无提高。

若被物镜刚能分辨开的两点距为 δ_{y_1m} , 它们像点间距 δ_{y_1m} 由(1.47)式为:

$$\delta_{y_1m} = \beta_{\text{物}} \delta_{y_1m}$$

经目镜成像后它们对眼睛的张角为:

$$\omega' \approx \frac{\delta_{y_1m}}{f_2'} = \frac{\beta \delta_{y_1m}}{f_2'} \geq 1' \approx 0.3 \times 10^{-3} \text{ 弧度}$$

这样 f_2' 要小于满足上式等号的数值,也即目镜的放大率:

$$M_{\text{目}} = \frac{250}{f_2'} \geq \frac{250 \times 0.3 \times 10^{-3}}{\beta \cdot \delta_{y_1m}} = \frac{75}{\beta \cdot \delta_{y_1m}} \quad (1.53)$$

式中 δ_{y_1m} 为微米级,如前面所举,假定数值孔径 $N.A = 0.5$, $\beta_{\text{物}} = 40\times$, $\delta_{y_1m} = 0.73\mu\text{m}$, $M_{\text{目}}$ 要大于 $\frac{75}{40 \times 0.73} = 3\times$ 。为了观测时眼睛的舒适,(1.53)式中角度可取 0.3×10^{-3} 弧度的 2 倍,这时目镜可用 5 倍的透镜。

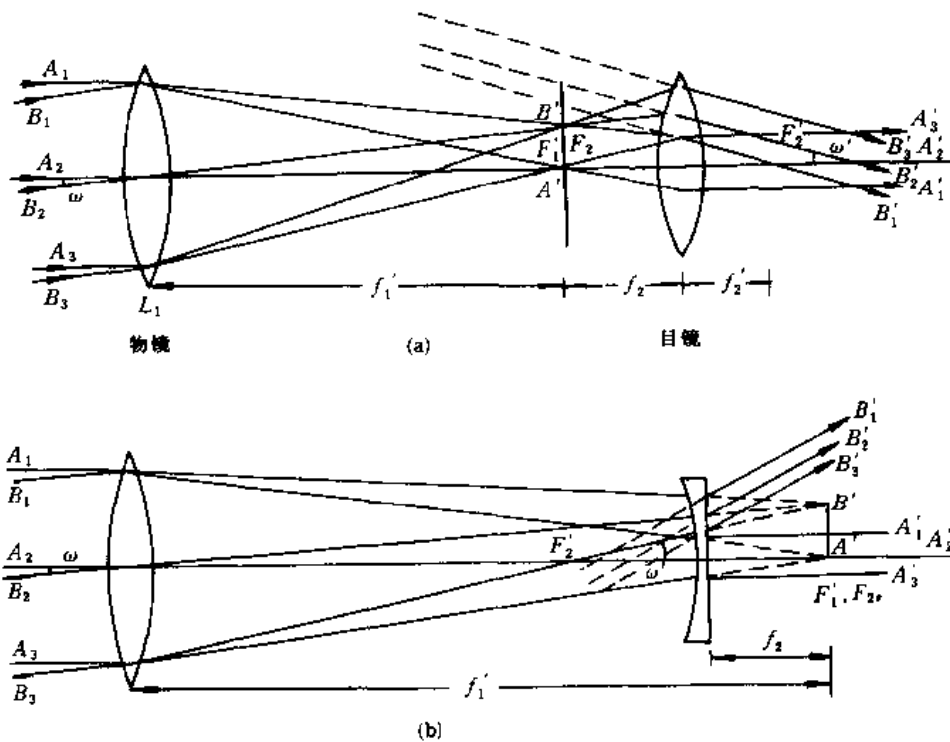
为了提高物镜的分辨本领,可在物方的物面和物镜之间充油,称为油浸物镜(或湿镜头)。物体须放在其折射率与物镜第 1 片透镜的折射率相同的油液中,数值孔径值变大,提高了分辨本能。物镜的横向放大倍率 $\beta_{\text{物}}$ 和数值孔径 $N.A$ 常常标在镜头的金属外套上,如 $\beta_{\text{物}} = 40\times$ 和 $N.A = 0.75$, 写成 40×0.75 , 油浸的常用 H 字样表示。

在显微镜下观察的物体一般是不发光的,它们需要照明,透明物体薄片如生物切片,须采用透射照明。最简单的可用凹面镜反射空间的漫射光或灯光到所观察的物体上。比较复杂的照明系统是由透镜或几片透镜组成的。它们的照明方式是把光源的像投射在被观察物体或投射在显微镜的物镜上面。对不透明的物体,如一些固体表面的观察,应采用反射式的照明。

1.3.4 望远镜

望远镜是用于观察远处物体的光学仪器。它把远处两物点发来的平行光束在其像方仍转变成两平行光束,像光束之间夹角却比物光束的大得多,人眼通过望远镜观察时,远处的物体好像被移近了,原来看不清楚的物体如星体等便能看清了。

望远镜由物镜和目镜组成,它们的光轴相互重合,称为共轴光学系统,前面的显微镜也是共轴光学系统。由于所用目镜的不同,望远镜分为两类:目镜像方焦距 f_2' 为正的,称为开普勒望远镜[图 1.47(a)],目镜像方焦距 f_2' 为负的,称为伽利略望远镜[图 1.47(b)]。



(a) 开普勒望远镜; (b) 伽利略望远镜

图 1.47 望远镜光路

在开普勒望远镜中,物镜和目镜的像方焦距都是正的,图中以两个透镜来简化表示,物镜到目镜的距离为 $f_1' + f_2'$ 。物方远处轴上物点的平行光束 $A_1A_2A_3$ 经物镜在其 F_1' 焦点成实像点 A' ,由目镜成平行光束 $A_1'A_2'A_3'$ 射出,轴外物点的平行光束 $B_1B_2B_3$ 在物镜后焦平面(即目镜前焦平面)上成像点 B' ,由目镜成斜平行光束 $B_1'B_2'B_3'$ 射出,若两光束在物方夹角为 ω ,在像方为 ω' ,它们之间的关系如下:

像高 $A'B'$ 为:

$$A'B' = f_1' \operatorname{tg} \omega$$

同理, B' 实像点在目镜后平行光束与轴向平行光束夹角 ω' 为:

$$\operatorname{tg} \omega' = \frac{A'B'}{f_2} = \frac{f_1'}{f_2} \operatorname{tg} \omega \quad (1.54)$$

两物光束对眼睛的张角和对望远镜物镜的张角 ω 无差别,而像光束对人眼的张角变

成了 ω' , 视角得到了放大。因此, 开普勒望远镜的视放大率为:

$$M = \frac{\text{tg}\omega'}{\text{tg}\omega} = \frac{(A'B')/f_2}{\text{tg}\omega} = \frac{f_1 \text{tg}\omega}{f_2 \text{tg}\omega} = -f_1'/f_2' \quad (1.55)$$

因此, 开普勒望远镜的视放大倍率等于物目镜焦距之比值, 其中的负号表示物光束的视场角 ω 和像光束视场角 ω' 在小 90° 情况下, 分别由光轴顺时针和逆时针旋转而形成, 或者说人眼观察到的像与物成倒立关系。

若物体不在无限远处而在有限远处, 如距物镜 l_1 处, 经过望远镜所成像的横向放大率可由下面的光路(图 1.48)得到, B 物点的平行光轴光线 BD_1 将过物镜后焦点 F_1' , 因为物镜的像方焦点 F_1' 和目镜的物方焦点 F_2 重合, 两镜距离 $d = f_1' + f_2'$ 。所以, 光线 BD_1 由

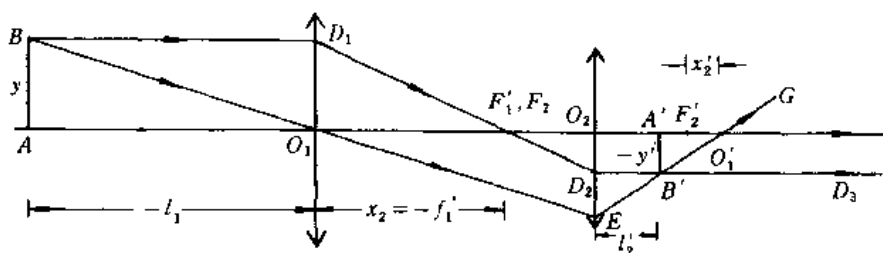


图 1.48 望远镜的横向放大率

望远镜变成光线 D_2D_3 平行于光轴射出, 过光心光线 BO_1 入射到目镜上 E 点(图 1.48), O 可看作目镜的物点, 它发出 O_1O_2 轴向光线和 O_1E 两条光线, 物距 $x_2 = -f_1'$, 由牛顿公式, 可得像距为:

$$x_2' = \frac{f_2 f_2'}{x_2} = \frac{f_2'^2}{f_1'} \quad (1.56)$$

在 F_2' 右方取 $F_2'O_1' = x_2'$, 连 EO' 为 O_1E 经目镜折射后的光线, 它和 D_2D_3 的交点 B' 为物点 B 的像。过 B' 作垂直光轴的线段 $A'B'$ 为 AB 的像。由图几何关系可知,

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{f_2'}{f_1'} = -f_2'/f_1' \quad (1.57)$$

望远镜横向放大率与物距 l_1 无关, 它是视放大率的倒数,

$$\beta = \frac{1}{M} \quad (1.58)$$

由 $\Delta O_1'A'B' \sim \Delta O_1'O_2E$ 和 $\Delta O_1BA \sim \Delta O_1EO_2$, 像距 l_2' 为:

$$l_2' = \frac{f_2'^2}{f_1'} \left(l_1 + f_1' + \frac{f_1'}{f_2'} \right) \quad (1.59)$$

望远镜物镜上有金属边框或有时加上带有通光孔的档光屏, 它们对进入物镜的光束截面大小进行限制, 称它们为光阑。若物镜边框或光阑的直径大小为 D_λ , 它经目镜所成的像在 O_1' 处(图 1.48), $D_{出}$ 大小为:

$$D_{出} = \frac{D_\lambda}{|M|} \quad (1.60)$$

望远镜像方的光线也都限在 $D_{出}$ 之内, $D_{出}$ 对像方光束的限制等价于 D_λ 对入射光束截面的限制作用, 我们称 D_λ 和 $D_{出}$ 为入射光瞳和出射光瞳, 这里, D_λ 是实在光阑, 而 $D_{出}$ 是

D_{λ} 的像, D_{λ} 和 $D_{出}$ 的比值为视放大倍率。

望远镜的物镜有时是用反射镜组成, 图 1.49 是用旋转抛物面反射镜构成的望远镜物镜的例子, 称为牛顿反射物镜。

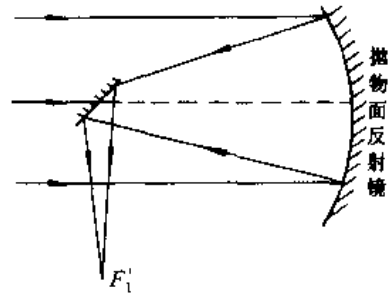


图 1.49

望远物镜的口径愈大, 允许进入望远镜的平行光束(如观察星体时的情况)的截面便愈大, 也就是说进入望远镜的光能愈多, 像会愈亮。那么被人眼看到的像方光束会更加明亮, 其亮暗程度与物镜截面成正比。假定进入望远镜的光能量全部射入人眼, 这显然比入眼直接观察远方星体时进入的光能

多, 因为物镜截面例如数百到上万平方厘米比眼睛瞳孔截面约 1 平方厘米大得多。这样, 在夜间用望远镜观察星体时便能看见许多不能被入眼直接看见的星体。

用望远镜观察天空的白云, 地面上高大建筑或远山等, 这时物体不再像星体那样可以看作点光源, 而是面光源了。这种情况下, 单位时间进入物镜的光能量不仅与每个物点进入物镜的光能量(如前所述, 正比于物镜的截面大小)成正比, 而且与光束通过物镜达到目镜像方成像的物点数目成正比, 显然这与面光源对物镜中心所张立体角 Ω 成正比, 可以写成,

$$P \propto D_{\lambda}^2 \cdot \Omega = D_{\lambda}^2 \cdot \omega^2 \quad (1.61)$$

其中 ω 是物体线度对物镜的张角。进入物镜的全部光能从出射光瞳 $D_{出}$ 射出, 入眼一般在 $D_{出}$ 处观察, 若瞳孔直径 $D_e > D_{出}$, 像方光能都能进入眼睛成像在网膜。目镜的像对入眼张角 ω' 由视放大率的定义知道 $\omega' = M\omega$ 。网膜上像的面积 S 为:

$$S \propto (f'_{眼} \cdot \omega')^2 = (Mf'_{眼} \omega)^2$$

在这种情况下, 网膜接受的不是像点, 面是一定的面积。像对网膜视觉刺激的强弱正比于像面的照度(照度为单位时间内在单位像面积上接收的光能量)。照度愈大刺激愈强, 入眼便感觉像愈亮。因此, 像在网膜上形成的照度 E 的大小可以表示视觉感觉的强弱, 而照度为:

$$E \propto \frac{P}{S} = \frac{D_{\lambda}^2 \omega^2}{(Mf'_{眼} \omega)^2} = D_{\lambda}^2 / (Mf'_{眼})^2 \quad (1.62)$$

用人眼直接观察这样的物面时, 在网膜上形成像的照度也同样可写成:

$$E_0 \propto \frac{P_0}{S_0} = \frac{D_e^2 \omega^2}{(f'_{眼} \omega)^2} = D_e^2 / f'_{眼}{}^2 \quad (1.63)$$

在 $D_e \geq D_{出}$ 时,

$$\frac{E}{E_0} \propto \frac{D_{\lambda}^2}{M^2 D_e^2} \leq \frac{D_{\lambda}^2}{M^2 D_{出}^2} = 1 \quad (1.64)$$

因此, 用望远镜观察白云等面物时入眼不会感觉它们比直接观察时亮; 而看星体这样的点物时, 如前所述, 人眼感觉到通过望远镜观察时比直接观察时亮得多, 所以, 即使白昼也能通过白云看到天上的星体。

在 $D_e < D_{出}$ 时, 上述结论也是正确的。因为这时只要扣除掉出瞳 $D_{出}$ 射出的光束中不能进入眼瞳的那一部分即可, 当然这时通过望远镜观察在网膜上像的照度将会比 $D_e \geq$

$D_{\text{出}}$ 情况的要小一些。

望远镜能分辨开的远方两个最靠近物点,它们对物镜的张角称为望远镜的分辨本领。由于光的衍射作用,入射到物镜上的平行光束在其后焦平面的像点并不是一个几何点,而是一个像斑,它的光强度分布如图 1.50 所示,是圆对称的,被称为爱里斑(参考衍射章节)。像斑中央为光强度的极大值,向外光强度逐渐变弱,出现了第一个暗环(即光强度为

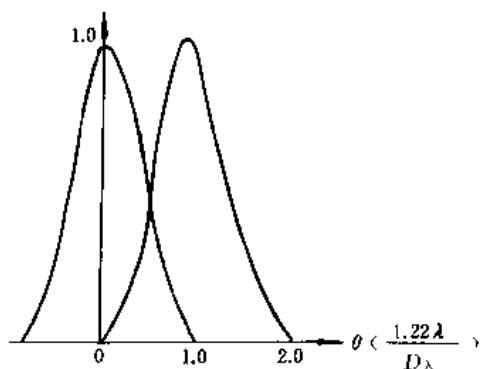


图 1.50

极小值),随之又出现第二个亮环。第一个暗环的半径以角度表示时可以写成:

$$\Delta\theta_0 = 1.22 \frac{\lambda}{D_\lambda} \quad (1.65)$$

其中 λ 为波长, D_λ 为物镜的直径。研究表明:远方两个靠近的物点在物镜后焦平面上所形成的爱里斑将相互重叠,当一个像斑的中央极大值刚好落在另一像斑的第 1 个极小值上,对应的两物点恰好能被物镜分开。这就是瑞利分辨判据。因此,恰好能被物镜分开的两物点对物镜张角为分辨本领,它的数值也由

(1.65)式表示。物镜口径 D_λ 愈大,分辨本领愈高。天文望远镜的口径一般都比较大,达数十厘米。分辨本领(1.65)式适合于一切波动领域如微波雷达等。目镜在分辨本领方面的作用同显微镜中的情形一样。

例题 21 一天文望远镜,物镜焦距 40cm,口径为 8cm,目镜是 5 \times 。试求望远镜的放大率以及对 10km 处两盏电灯能分辨开的最小距离。

解:目镜焦距 $f_2' = \frac{250}{5} = 50\text{mm}$,由(1.55)式,

$$|M| = f_1'/f_2' = \frac{400}{50} = 8 \times$$

假定白光平均波长 $\lambda = 0.55\mu\text{m}$,物镜的分辨本领为

$$\Delta\theta_0 = \frac{1.22\lambda}{D_\lambda} = \frac{1.22 \times 0.55 \times 10^{-6}}{8} \approx 8.4 \times 10^{-6} \text{ 弧度}$$

10km 处能分辨开两电灯的最小间距为

$$\Delta l = \Delta\theta_0 \cdot l = 8.4 \times 10^{-6} \times 10 \times 10^3 \times 10^2 = 8.4\text{cm}$$

现在我们返回图 1.47(b)。伽利略望远镜的物镜焦距 $f_1' > 0$,目镜焦距 $f_2' < 0$,两者间距为 $f_1' - |f_2'|$ 。由图可知,伽利略望远镜的放大率为正值,成正立像。放大率仍由(1.55)式表示。开普勒望远镜中对分辨本领、对点物和面物观察时入眼感觉像的亮暗的分析也同样适用于伽利略望远镜,此处不再一一复述。

1.3.5 照相机

照相机的主要部分是照相物镜(亦称镜头),可变光阑(俗称光圈),暗箱和感光板(或底片)及其支架(图 1.51)。物镜将景物成倒立缩小的实像于感光底片上,物镜焦距 f' 一般远小于物距,因此像在后焦点附近, $l' \geq f'$ 。成像的横向放大率为:

$$\beta = \frac{l'}{l} \approx \frac{f'}{l} \quad (1.66)$$

例如, $f' = 50\text{mm}$, 对 3m 处景物的放大率约 $1/60$, 不同距离处的景物的放大率不相同, 镜头与底片之间的距离也不相同, 需要调节物镜前后位置才能在底片得到清晰的像, 这称为调焦或对焦。

照相机中底片安放在框架内, 它接收像面的大小受到边框的限制, 也即物面的范围受到了限制。把物面的大小称为照相机的视场, 由视场对物镜中心的张角, 如图 1.51 中视场边缘物点 M 通过光心的光线与光轴的夹角 ω_0 来表示。一般的照相机的视场角 $2\omega_0$ 约 50° — 60° , 有的可达到 120° 。

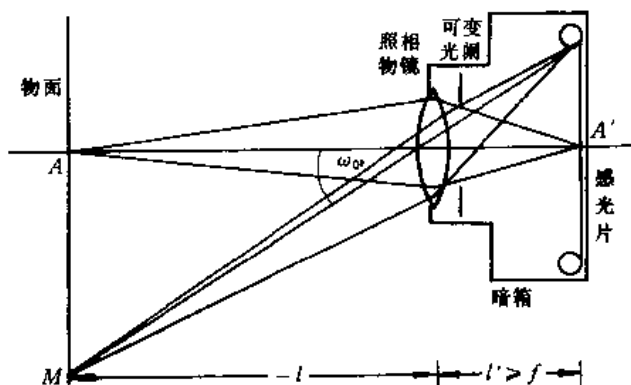


图 1.51 照相机及其光路

底片一般是在赛璐珞基片上涂布一层均匀的明胶, 感光颗粒散布在明胶中, 溴化银 (AgBr) 是常用的感光材料。底片曝光后受到光照的 AgBr 晶粒在显影液作用下分解析出 Ag 而变黑, 未受光的 AgBr 晶粒不发生分解。在定影中, 那些未感光的 AgBr 进入溶液中, 而 Ag 则留在明胶中。像面上光照度大的部位底片析出的 Ag 多而较黑, 照度小的部位析出 Ag 少而较白, 这称为负片。 AgBr 晶粒大小既影响感光速度又影响记录的分辨能力。 AgBr 晶粒大的感光快, 晶粒小的感光慢; AgBr 晶粒大的所能记录像的分辨本领低, 小的则分辨本领高。普通感光底片只能在 1mm 长度内记录下黑白相间线状条纹几十对, 一些专制的底片如全息照相干板则达到上千对黑白线条。

照相机物镜中都附一个通光口径可变的光阑, 它有三方面的作用: 一是影响或用于控制像面上的照度, 从而选择合适的曝光时间; 二是影响照相机的景深; 三是影响物镜的分辨本领。下面简略地讨论可变光阑的这些作用。

若物镜焦距为 f' , 光阑直径为 D_λ , 物点射入物镜参与成像的光束截面受到了 D_λ 的限制 (图 1.52)。 D_λ 愈大, 光束截面愈大, 通过光阑边缘的光线与光轴所夹的物方和像方孔径 u 和 u' 也愈大。单位时间物点到达像面的光能量与光阑截面积成正比 ($\propto D_\lambda^2$), 也即与 u^2 或 u'^2 成正比, 当然也与物体发光强弱成正比, 像面上的能量大, 其照度也大。同一物体在一定物距下, 像面照度可浅显地写成:

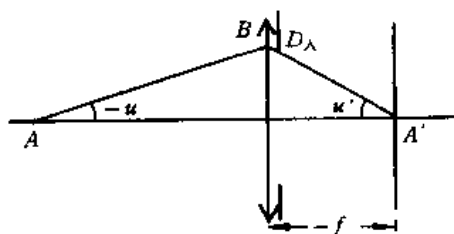


图 1.52 光阑对光束的限制

$$E \propto u'^2 = \left(\frac{D_\lambda}{2f'} \right)^2$$

或

$$E \propto \left(\frac{D_{\lambda}}{f'} \right)^2 \quad (1.67)$$

式中 $\frac{D_{\lambda}}{f'}$ 称为照相物镜的相对孔径, 例如相对孔径为 1:1.4, 写成 $f'/1.4$ 。当相对孔径增大到 $\sqrt{2}$ 倍时, 像面照度是原来照度的 2 倍。在照相机镜头上一般是用 $\frac{D_{\lambda}}{f'}$ 的倒数 (f'/D_{λ}) 来表示相对孔径, 称为光圈数, 光圈变档的倍率为 $\sqrt{2}$, 例如光圈数为 1, 1.4, 2, 2.8, 4, 5.6, 8, ...。光圈数增高 1 档, 照度为原来的一半, 感光底片要接受到相同的光能曝光时间要相应地延长原来的 2 倍。

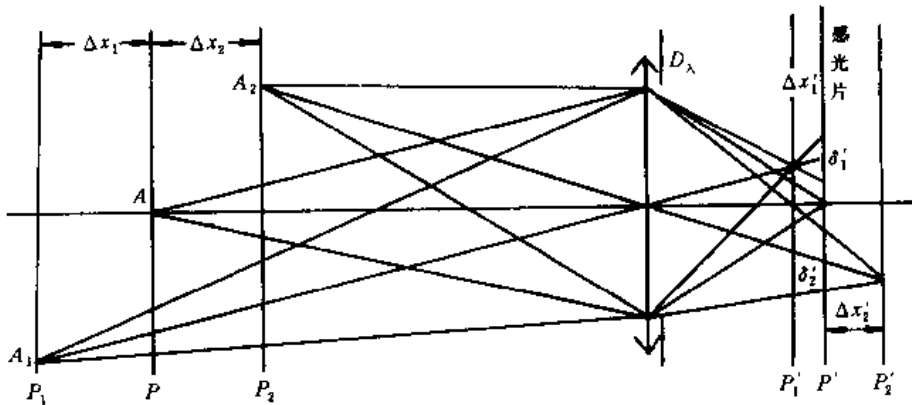


图 1.53 照相机的景深

在图 1.53 中, 物面 P 成清晰像于感光片上, 在其前后的物面 P_1 和 P_2 上的物点在底片上不能成清晰的点像, 而成一像斑, 因为它们的像面不在 P' 面上而分别位于 P'_1 和 P'_2 。若 PP_2 和 $P'P'_2$ 分别为 Δx_2 和 $\Delta x'_2$, 由牛顿公式知道:

$$x\Delta x'_2 + x'\Delta x_2 = 0, \quad \Delta x_2 = -\frac{x}{x'}\Delta x'_2$$

用 $xx' = ff'$ 代入上式得到,

$$\Delta x_2 = \frac{x^2}{f'^2}\Delta x'_2 \quad (1.68)$$

由图知, P_2 点在感光片的像斑大小 δ'_2 为

$$\frac{\delta'_2}{\Delta x'_2} = \frac{D_{\lambda}}{f' + \Delta x'_2}, \quad \Delta x'_2 = \frac{f'\delta'_2}{D_{\lambda} - \delta'_2}$$

因此, (1.68) 式变成:

$$\Delta x_2 = \frac{x^2}{f'^2} \cdot \frac{\delta'_2}{\left(\frac{D_{\lambda}}{f'} - \frac{\delta'_2}{f'} \right)} \quad (1.69)$$

底片曝光后冲洗成照片, 一般是放在明视距离处观察, 当像斑大小 δ'_2 对入眼的张角小于最小分辨角 $1' \approx 0.3 \times 10^{-3}$ 弧度时, 人眼仍当作一个点像, 相应地景物面 P_2 也看作是清晰成像的物面。 P_2 称为后景面, Δx_2 为后景深。因此, (1.69) 式中的 δ'_2 应取下面的数值:

$$\delta'_2 \leq 250 \times 0.3 \times 10^{-3} = 0.075\text{mm}$$

(1.69)式为后景距的表示式。

按同样的方法,前景距 Δx_1 可表示为:

$$\Delta x_1 = \frac{x^2}{f^2} \frac{\delta'_1}{\left(\frac{D_\lambda}{f} + \frac{\delta'_1}{f'}\right)} \quad (1.70)$$

其中 δ'_1 也是 0.075mm。 P_1 为前景面,它到 P_2 之间任一物面的景物在照片上的像都认为清楚的, P_1P_2 称为照相机的景深,它的共轭距离 $P_1'P_2'$ 称为焦深。由(1.69)和(1.70)式得知,在焦距和物距为定值时,相对孔径 $\frac{D_\lambda}{f}$ 大或光圈数小,则景深小,反之亦然。在相对孔径为定值时,物距大景深也大,也就是说,在拍摄不太近的物体时,很远的背景也可以很清晰;而拍摄近物时,稍远的物体就变模糊了。同时,焦距短,景深便大。

可变光阑的大小 D_λ 也影响照相物镜的分辨本领。由于光的衍射,物面上任一物点在其理想像面(感光片)上也不能成理想的点像,而成爱里斑。类似于望远镜物镜的分辨本领(1.65)式的情形,照相物镜的最小分辨角也为:

$$\Delta\theta_0 = 1.22 \frac{\lambda}{D_\lambda}$$

对物距为 $|l|$ 的物面,镜头能分辨开的最靠近两物点间距为:

$$\delta_{y_{\min}} = |l| \Delta\theta_0$$

像面上两对应像点间距便是:

$$\delta'_{y_{\min}} = f' \Delta\theta_0 = 1.22 \frac{\lambda}{D_\lambda / f'} \quad (1.71)$$

相对孔径愈大,物镜的分辨本领愈高,在照相机镜头中, $\delta_{y_{\min}}$ 一般可达数微米之小,而普通胶片在记录中往往不能分辨开这样靠近的两像点。在这种情况下,照相机的分辨本领则主要由所感光胶片的分辨本领决定。

例题 22 一照相机物镜焦距 $f' = 38\text{mm}$,对 3.8m 处景拍摄,求成像的放大率;若采用相对孔径 1:2.8,曝光时间选为 0.01 秒较合适,当改用相对孔径 1:4 拍摄相同物体时,曝光时间应选多少合适? 景深又如何变化?

解:由(1.66)式

$$\beta \approx \frac{f'}{l} = \frac{38}{3800} = \frac{1}{100}$$

因为相对孔径 1:2.8 变到 1:4,像面照度后者是前者的 $\frac{1}{2}$,感光片在曝光中要获得相同的能量,后者的曝光时间应为前者的 2 倍,即 0.02s。 $\frac{D_\lambda}{f'} = 1:2.8$ 时,景深为

$$\Delta x_1 = \frac{x^2}{f^2} \cdot \frac{\delta_1}{(D_\lambda / f' - \delta'_1 / f')} \approx \frac{l^2}{f^2} \frac{\delta_1}{D_\lambda / f'} = \frac{3800^2}{38^2} \cdot \frac{0.075}{1/2.8} = 2100\text{mm}$$

$$\Delta x_2 = \frac{x^2}{f^2} \cdot \frac{\delta_2}{(D_\lambda / f' - \delta'_2 / f')} \approx \Delta x_1 = 2100\text{mm}$$

即前后景深约为 2.1m; $\frac{D_\lambda}{f'} = 1:4$ 时,景深为

$$\Delta x_1 = \Delta x_2 \approx 3000\text{mm}$$

即前后景深约 3m。

1.3.6 投影仪器

投影仪器的光路表示在图 1.54 上。它的主要部分是一个会聚的投影物镜,将透明画片成放大倒立的实像于白色屏幕上。为得到较大的像面,像距 l' 远比物镜焦距 f' 大,物体在物镜前焦点外侧附近,即 $l \approx f$,成像放大率为:

$$\beta = \frac{l'}{l} \approx \frac{l'}{f} \quad (1.72)$$

投影距离 l' 愈大,放大率也愈大。

在投影仪器中画片需要照明,它由光源和聚光镜组成。如图 1.54 所示,光源面 $S_1S_0S_2$ 由聚光透镜 L_1 成像在物镜处或其附近,画片靠近聚光镜。画片上任一点都受到光源面各个部位如 S_1, S_0, S_2, \dots 射来的光线(图 1.54),照明比较均匀,屏幕像面上的照明也比较均

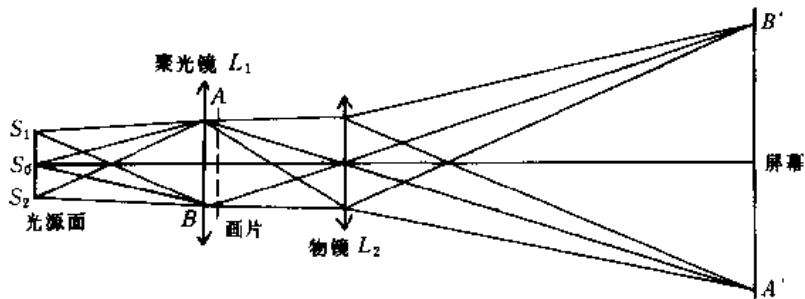


图 1.54 投影仪器的光路

匀。因而适合于较大画片的投影,这种照明系统称为柯勒照明。

光源面经聚光镜也可成像在画片上及其附近并随同画片一起成像上屏幕上。这时画片上一个物点仅受到光源面上一个发光点射来的光线的照明,光源面上各处发光强弱就要求比较均匀,这称为临界照明,只适合较小画片的投影。

电影机、幻灯机和印相放大机等都属于投影仪器,它们都有类似于图 1.54 的光路。

1.3.7 棱镜光谱仪

光谱仪是用于把混合光按不同波长在空间上分离开的光学仪器,它由准直镜,色散元件和摄谱(或望远镜)物镜等组合而成的。色散元件为棱镜的称棱镜光谱仪,为光栅或干涉仪的分别称光栅光谱仪和干涉分光仪。这里仅限于讨论棱镜光谱仪。

棱镜光谱仪的光路表示在图 1.55 上。用一会聚透镜 L_1 和狭缝 S 组成准直镜, S 在 L_1 的前焦面上并平行于棱镜的顶棱。狭缝 S 射出的混合光经 L_1 变成平行光。棱镜 P 对光产生偏折,它的折射率随波长而不同,各波长如 $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ 的光将被偏折成不同方向的平行光束射出。摄谱物镜 L_2 把不同方向上的平行光束会聚在焦平面上,从而形成了按波长顺序排列的狭缝的像。各波长的光形成的这一系列的狭缝像称为光谱。当光源的混合光是由分立的波长 $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ 等组成,狭缝也很窄时,摄谱物镜焦面上可以得到清晰的线状狭缝像,这称为谱线。图 1.55 中波长短的谱线出现在下方,长的在上方。各谱线所在平面为谱面,它一般不与 L_2 光轴垂直,这是由于摄谱物镜的光学材料也存在着色散,波长长的光的

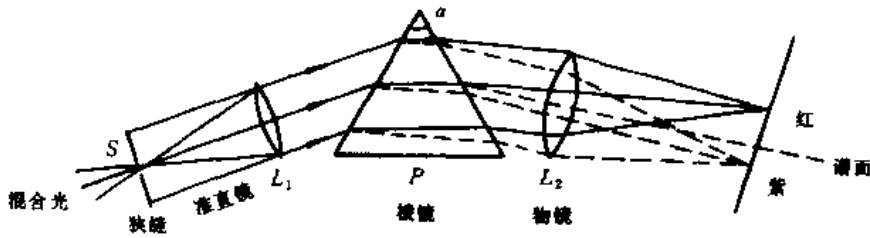


图 1.55 棱镜光谱仪的光路

折射率比波长短的小, 焦距因而较长造成的。

光谱有几种观测方式, 决定了观测仪的名称: 用望远镜来观察光谱的光谱仪称为分光镜; 用感光片来记录光谱的称摄谱仪; 用望远镜先把光谱在其物镜后焦面成实像, 再加一狭缝让某一波长的光射出, 这种光谱仪称为单色仪, 它可获得近于单一波长的光(单色光)。

光谱仪的特性主要由光谱的波长范围, 色散本领和分辨本领等来表征, 光谱仪所能观测的波长范围与棱镜和透镜所用的光学材料有关, 它的材料为石英时, 光谱仪可获得紫外光谱; 为光学玻璃时, 可得到可见光(波长为 $0.4-0.78\mu\text{m}$) 的光谱; 要获得红外光谱须用氯化钠(NaCl), 溴化钾(KBr)晶体等来制成棱镜。

如前所述, 棱镜将不同波长的光偏折成不同方向, 邻近波长偏折后它们之间角度差得愈大, 它们在摄谱物镜后焦面上的谱线的间距也愈大。把波长差为 1 单位的两光在空间上分离开的角度差称为棱镜的角色散本领, 用 $D = \frac{d\delta}{d\lambda}$ 表示, 在光谱仪中光线一般在棱镜的主截面内折射, 并在接近最小偏向角的位置上使用。由(1.13)式, 波长为 λ 的平行光束的偏向角为:

$$\sin \frac{\alpha + \delta_\lambda}{2} = n_\lambda \sin \frac{\alpha}{2}$$

邻近波长 $\lambda + d\lambda$ 的偏向角也可写成:

$$\sin \frac{\alpha + \delta_\lambda - d\delta}{2} = (n_\lambda - dn) \sin \frac{\alpha}{2}$$

这里 $\delta_\lambda, n_\lambda$ 和 $\delta_\lambda - d\delta, n - dn$ 分别是波长为 λ 和 $\lambda + d\lambda$ 两光的偏向角和折射率。上面两式相减经整理后得到:

$$d\delta = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\cos \left(\frac{\alpha + \delta_\lambda}{2} \right)} \cdot dn$$

两边同除 $d\lambda$, 并利用 $\cos \left(\frac{\alpha + \delta_\lambda}{2} \right) = \sqrt{1 - \sin^2 \left(\frac{\alpha + \delta_\lambda}{2} \right)} = \sqrt{1 - n_\lambda^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}$

可以得到:

$$D = \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n_\lambda^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (1.73)$$

其中 $\frac{dn}{d\lambda}$ 称为棱镜材料的色散率,它在数值上等于波长差为 1 单位的两光折射率之差。角色散本领正比于色散率,因此光谱仪中的棱镜常用色散率尽可能大的玻璃(如重火石玻璃)制成。

波长差为 1 单位的两光的谱线在谱面上的间距称为线色散本领,用 $\frac{dl}{d\lambda}$ 表示,在略去谱面倾斜的影响, λ 附近相差为 $d\lambda$ 的两光的偏向角之差,由(1.73)式可得 $d\delta = D \cdot d\lambda$,它们在焦距为 f' 的摄谱物镜的后焦面上谱线的距离为: $dl = f' \cdot d\delta = f' D d\lambda$,则有:

$$\frac{dl}{d\lambda} = Df' \quad (1.74)$$

线色散本领与角色散本领 D 和焦距 f' 成正比,因此光谱仪中的摄谱物镜的焦距都选择得比较长。

如图 1.56 所示,由准直镜射到棱镜上的平行光束的口径受到 AB 面大小的限制,假定在光束垂直方向上的口径为 a ,棱镜底边 $BC = b$,由图中的几何关系知道:

$$\frac{b}{a} = \frac{2AB \sin \frac{\alpha}{2}}{AB \cos i_1} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}$$

利用(1.73)式得到 $D = \frac{b}{a} \cdot \frac{dn}{d\lambda}$

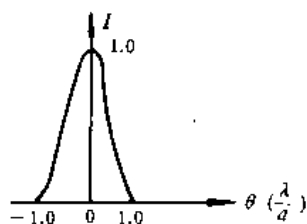


图 1.56 棱镜上的光束

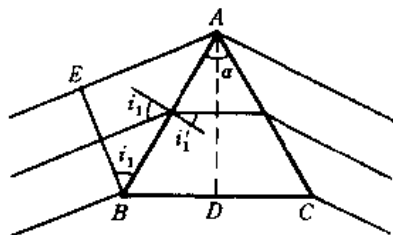


图 1.57 光谱的光强度的分布

若光谱仪能分辨开的两波长的最小间距为 $\delta\lambda$,则把 $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ 称为光谱仪的色分辨本领。因光束的口径为 a 而产生衍射,每一波长的光谱并不像几何光学所预言的那样是线状,而是有一定的宽度。图 1.57 表示了光谱的光强度因衍射而造成的随角度的分布,中央有一个极大值,两边各有 1 个极小值,它们之间的角距离(参考衍射章节)为:

$$\Delta\theta_0 = \frac{\lambda}{a} \quad (1.75)$$

由瑞利判据,对于两个波长邻近的光,一个光强度的极大值落在另一波长光的光强度的极小值上刚好能分辨开。这就要求两波长色散开来的角度也为 $\Delta\theta_0$: $d\theta = D \cdot d\lambda = \Delta\theta_0 = \frac{\lambda}{a}$, $d\lambda = \frac{\lambda}{aD}$ 。

则色分辨本领为:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{\lambda}{\lambda/aD} = b \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (1.76)$$

棱镜光谱仪的色分辨率本领与棱镜底边宽度和玻璃的色散率成正比。

例题 23 底边长度为 6cm 的棱镜,其色散 $\frac{dn}{d\lambda}$ 值为 $0.4 \times 10^{-5}/\text{\AA}$ ($1 \text{\AA} = 10^{-8}\text{cm}$), 试估算它在光波长为 $0.6\mu\text{m}$ 附近能分辨的最小波长间隔。

解:由(1.76)式,色分辨本领为:

$$R = b \cdot \frac{dn}{d\lambda} = 6 \times 10^8 \times 0.4 \times 10^{-5} = 2.4 \times 10^3$$

$$d\lambda = \frac{\lambda}{R} = \frac{6000}{2.4 \times 10^3} = 2.5 \text{\AA}$$

1.4 光度学

光度学是对可见光能量的计量研究。可见光的波长是从 4000\AA 到 7600\AA 左右,它们能引起人眼的视觉。其他波长上的光如红外光,紫外光和 X 光等不能被眼睛看见,对这些电磁辐射能量的计量研究称为辐射量度学。因而光度学是辐射量度学的一部分或者是它的一个特例。光学仪器所成像的强弱与光能量计量有关,同时几何光学也可当作研究光度学的基础,因此本节将介绍一些光度学的基本概念。

1.4.1 辐射通量和光通量

光源表面 S 在单位时间内发出的辐射能量称为 S 面的辐射通量或辐射功率,单位为瓦(\bar{W})。 S 也可是光源所成的实像或虚像。电磁波单位时间内通过空间某一截面 S 的辐射能量也同样称为通过 S 截面的辐射通量 ϕ ,并以 ϕ_λ 表示波长为 λ 的辐射通量。辐射通量 ϕ 可用检测器如功率计来客观地测量。

波长不同而具有相同辐射通量的光对眼睛所引起的视觉强度不相同, $\lambda = 5500 \text{\AA}$ 的光引起的视觉最强,或者说眼睛对波长为 5500\AA 的光最灵敏,对其他波长如 4000\AA 和 7600\AA 等的光就远不如 5500\AA 的光灵敏度高。若 5500\AA 的光引起某种视觉强度所需的辐射通量为 ϕ_{5500} ,引起同等视觉强度的所需其他波长的光的辐射通量为 ϕ_λ , ϕ_λ 都大于 ϕ_{5500} ,下式即为眼睛的相对灵敏度,

$$V_\lambda = \frac{\phi_{5500}}{\phi_\lambda} \quad (1.77)$$

例如, 4000\AA 的紫光要引起 $1\text{m}\bar{W}$ ($10^{-3}\bar{W}$) 的 5500\AA 的绿光相同的亮暗感觉需要 $2.5\bar{W}$ 的辐射能量, 4000\AA 的光的相对灵敏度为:

$$V_{4000} = \frac{10^{-3}}{2.5} = 0.0004$$

眼睛相对灵敏度随波长 λ 而改变,即 $V(\lambda)$,称为眼睛的视见函数,如图 1.58 所示。图中实线和虚线分别是白昼和夜晚环境中的视见函数曲线,在比较昏暗的环境中,眼睛最灵敏的波长向短波方向移动了约 500\AA ,表 1.1 是图中实线所表示的视见函数值。

为了表示光源表面的客观的辐射通量所引起的视觉的强度,我们引入一个物理量,称为光通量,以 F 表示,它的数值正比于辐射通量与视见函数的乘积: $F \propto V(\lambda)\phi_\lambda$,并且规定 5500\AA 的光 $1\bar{W}$ 的辐射通量所对应的光通量为 683 流明(lm)。上式可以写成等式:

$$F = KmV(\lambda)\phi_\lambda \quad (1.78)$$

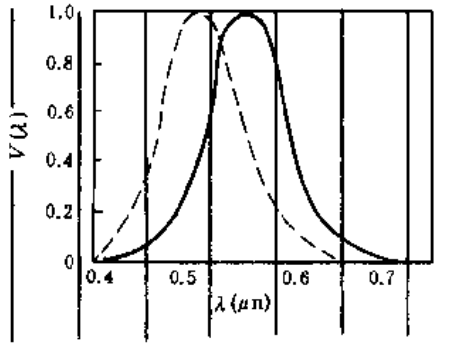


图 1.58 视见函数曲线

其中 K_m 为 5500 Å 光的光功当量:

$$K_m = 683 \text{ lm/W} \quad (1.79)$$

表 1.1 视见函数

$\lambda(\text{Å})$	$V(\lambda)$	$\lambda(\text{Å})$	$V(\lambda)$	$\lambda(\text{Å})$	$V(\lambda)$
3800	0.0000	5200	0.710	6600	0.061
3900	0.0001	5300	0.862	6700	0.032
4000	0.0004	5400	0.954	6800	0.017
4100	0.0012	5500	0.995	6900	0.0082
4200	0.0040	5600	0.995	7000	0.0041
4300	0.0116	5700	0.952	7100	0.0021
4400	0.023	5800	0.870	7200	0.00105
4500	0.038	5900	0.757	7300	0.00052
4600	0.060	6000	0.631	7400	0.00025
4700	0.091	6100	0.503	7500	0.00012
4800	0.139	6200	0.381	7600	0.00006
4900	0.208	6300	0.265	7700	0.00003
5000	0.323	6400	0.175	7800	0.000015
5100	0.503	6500	0.107		

1.4.2 发光强度

点光源向各个方向辐射光,它发光的强弱用发光强度 I 表示,其数值等于在某一方向上单位立体角内发出的光通量,

$$I = \frac{dF}{d\omega} \quad (1.80)$$

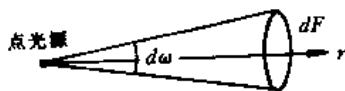


图 1.59 发光强度

如图 1.59 所示, $d\omega$ 是 r 方向上的元立体角, dF 是点光源在 $d\omega$ 内发出的光通量, I 为 r 方向上的发光强度。 I 的单位叫做坎德拉(记作 cd),

$$1 \text{ 坎德拉(cd)} = \frac{1 \text{ 流明(lm)}}{1 \text{ 球面度(sr)}}$$

大多数光源的发光强度因方向而异;有些是在各方向上都相同,称为各向同性光源。

若一各向同性的光源的发光强度就为 I ，它向 $d\omega$ 立体角内发出的光通量，由(1.80)式可知，

$$dF = Id\omega$$

向整个空间即 4π 立体角发出的总光通量为：

$$F = 4\pi I$$

1.4.3 照度

物体的表面受到光的照射，我们用照度这个量来表示它受照射的明亮程度。若物体的元面 ds' 在半空间(2π 立体角)内接受的光通量为 dF' ，照度的数值为 $E = \left(\frac{dF'}{ds'}\right)$ ，照度的单位叫勒克斯(记为 lx)或辐透(记为 ph)

$$1 \text{ 勒克斯(lx)} = \frac{1 \text{ 流明(lm)}}{1 \text{ 米}^2(\text{m}^2)}, 1 \text{ 辐透(ph)} = \frac{1 \text{ 流明(lm)}}{1 \text{ 厘米}^2(\text{cm}^2)}$$

$$E = \frac{dF'}{ds'} \quad (1.81)$$

如图 1.60，若点光源的发光强度为 I ，它照明到 r 处的元面积为 ds' ， ds' 的法线 n' 与 r 成 θ' 角， ds' 对光源所张立体角为：

$$d\omega = \frac{ds' \cos\theta'}{r^2}$$

它接受的光通量为：

$$dF' = Id\omega = \frac{Ids' \cos\theta'}{r^2}$$

因此，元面积上的照度为：

$$E = \frac{dF'}{d\omega} = \frac{I \cos\theta'}{r^2} \quad (1.82)$$

这是点光源产生的照度公式， E 与距离的平方 r^2 成反比。

用望远镜观察远处 r 距离上、发光强度为 I 的星体，若物镜直径为 D_λ ，则射入物镜的光通量为：

$$F = Id\omega = \frac{\pi I}{4} \cdot \frac{D_\lambda^2}{r^2}$$

假定望远镜的出射光瞳 $D_{出}$ 小于或等于眼瞳的直径 D_e ，那么光通量 F 全部进入眼睛。

用眼睛直接观察同样星体时，进入的光通量为：

$$F_0 = Id\omega_0 = \frac{\pi I}{4} \cdot \frac{D_e^2}{r^2}$$

星体是点光源在网膜成点像，只会落在某个感光单元上，引起的视觉强度与光通量成正比，所以通过望远镜观察星体时觉得比眼睛直接看亮了多倍，具体为：

$$F/F_0 = D_\lambda^2 / D_e^2$$

这和 1.3.4 的结论是一致的。

例题 24 一盏 100cd 的电灯在书桌上方 1.0m 高，试求电灯正下方桌面上的照度。

解： $\cos\theta' = 1$ ， $E = I/r^2 = 100/1^2 = 100$ 勒克斯，离开电灯正下方的桌面其他部分上的照度将随 θ' 而下降。

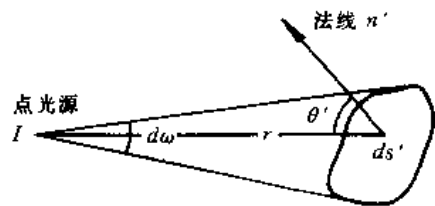


图 1.60 点光源的照度

1.4.4 亮度

面光源发光的强弱用亮度 B 表示。若面光源元面积 ds 沿 r 方向在 $d\omega$ 立体角内发出的光通量为 dF (图 1.61),

$$B = \frac{dF}{d\omega ds \cos\theta}, \quad (1.83)$$

其数值等于光源面在观察方向 r 上从单位投影面积 $ds \cos\theta$ 在单位立体角内所发出的光通量。它的单位叫做熙提(记作 sb),

$$1 \text{ 熙提 (sb)} = 1 \text{ 流明} / (\text{厘米}^2 \cdot \text{球面度}) [1 \text{ lm} / (\text{cm}^2 \cdot \text{sr})].$$

受到面光源照明的物体表面的照度可用图 1.62 得到。为简便,假定面光源在各方向的亮度都为 B , 取 ds 和 ds' 各为光源和受照明的元面积, ds' 对面光源所张立体角为:

$$d\omega = \frac{ds' \cos\theta'}{r^2}$$

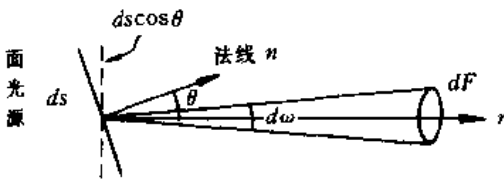


图 1.61 面光源的亮度

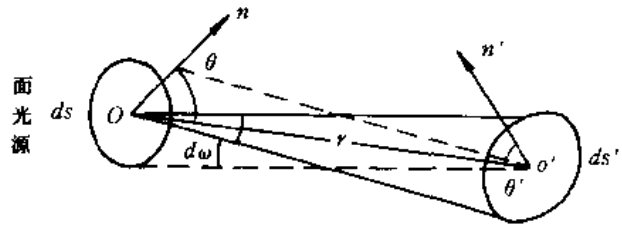


图 1.62 面光源的照度

它接受到的光通量,由(1.83)式得到:

$$dF' = B d\omega ds \cos\theta = B \left(\frac{ds' \cos\theta'}{r^2} \right) ds \cos\theta$$

因此, ds' 上的照度为:

$$E = \frac{dF'}{ds'} = B \frac{\cos\theta \cos\theta'}{r^2} ds. \quad (1.84a)$$

考虑到光源上各个元面积的贡献时,上式应写成:

$$E = \int_{(\text{光源面})} B \frac{\cos\theta \cos\theta'}{r^2} ds \quad (1.84b)$$

这是面光源的照度公式。值得指出的是,在(1.84a)式中元面积 ds 和 ds' 的地位是对称的,若把亮度为 B 的面光源 ds' 放在 O' 处,它将在 O 处的 ds 上投射同等的光通量。

1.4.5 余弦发射体

若一面光源的亮度 B 与发射方向无关,为某一常数值,则称为余弦辐射体,它的亮度可写成:

$$B(\theta) = B \quad (1.85)$$

余弦辐射体沿不同方向在单位立体角内发出的光通量则随方向改变。若光源 ds 的亮度为 B , 它沿 θ 方向在 $d\omega$ 立体角内发出的光通量为,

$$dF = B d\omega s \cos\theta$$

将上式除 $d\omega$, 可得,

$$\frac{dF}{d\omega} = B s \cos\theta \quad (1.86)$$

因此,沿各方向在单位立体角内发出的光通量与 θ 角成余弦关系,这叫做朗伯定律,余弦辐射体也称为朗伯发光体。太阳接近于朗伯体,它在各方向看上去有相同的亮度,也可以说在地球表面各部位上看太阳是一样亮。

有许多物体自身不发光,它能把入射其表面的光通量反射出来。若各方向漫射出来的光通量与 θ 也成余弦关系,这类物体称为朗伯反射体。如白雪、白墙以及十分粗糙的白纸表面等都很接近朗伯反射体。

某些光源发出的光通量集中在一定立体角 $\Delta\omega$ 内,因此在这一方向上它的亮度比较高。光学仪器所成的像光束也具有这样的性质。60年代出现的新光源——激光器,它们发出的光束近于平行,光通量集中在很小的立体角内,亮度很高。通过下面的例子可以看出它的亮度比太阳还大 3—4 个数量级。

例题 25 一台辐射功率 $\phi = 10\text{mW}$ 的 He-Ne 激光器,它输出光束的端面 $\Delta S = 1\text{mm}^2$, 波长 $\lambda = 0.63\mu\text{m}$, 光束发散角(图 1.63) $\Delta\theta = 6 \times 10^{-4}$ 弧度。试求其辐射亮度(单位面积在单位立体角内发出的辐射通量)。

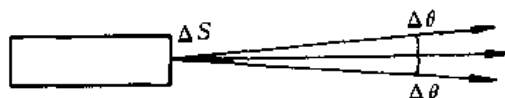


图 1.63 激光器的亮度

解:激光束的立体角为:

$$d\omega = \pi(\Delta\theta)^2 \approx 10^{-6} \text{ 球面度,}$$

辐射亮度的表示式和光亮度的相同,仅需用辐射通量 ϕ 代替光通量 F ,

$$B = \frac{d\phi}{d\omega s \cos\theta}$$

光束接近垂直于端面, $\cos\theta \approx 1$, 可得到下面数值,

$$B = \frac{10 \times 10^{-3}}{10^{-6} \times 10^{-6}} \approx 10^{10} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$$

太阳的辐射亮度约 $3 \times 10^6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$, 这样的小激光器的亮度就比太阳高出数千倍。

值得指出的是,在光度学的各个公式由光通量改为辐射通量,可相应的得到辐射量度学的各有关的量,如辐射强度,辐照度,辐射亮度等,由流明改为瓦便可得到它们相应的单位。

1.4.6 光学仪器像面的照度和亮度

利用光度学的基本概念,下面分析一下照相机的像面照度和望远镜像方光束的亮度。

如图 1.64 所示,假定照相机拍摄的物体为朗伯体,其亮度和面积分别为 B 和 S , 距物镜为 $|l|$, 光线最大孔径角为 μ 。用 B', S', l' 和 μ' 来表示像方所对应的量, D 为物镜的直径。物面射入物镜的光通量 dF 为:

$$dF = B d s d \omega \cos \theta$$

其中 $ds = S, \theta = \mu$ 。在照相机的光路中, $|l| \gg D$, 近似有 $\cos\theta \approx 1$; 同时, $l' \approx f'$, 这在下面的推导中要用到。 $d\omega$ 是物镜对物面中心所张的立体角,

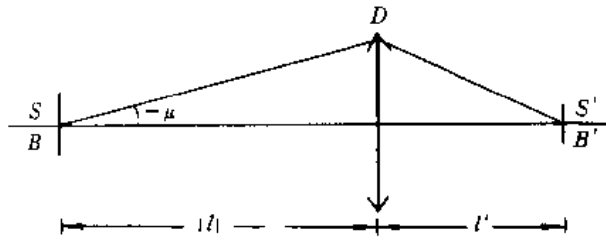


图 1.64 照相机的像面照度

$$d\omega = \pi\mu^2 = \pi\left(\frac{D}{2|l|}\right)^2 = \frac{\pi}{4}\left(\frac{D}{l}\right)^2$$

将此代入前式可得,

$$dF = \frac{\pi B}{4} \cdot S \cdot \left(\frac{D}{l}\right)^2 \quad (1.87)$$

如果忽略镜头表面反射、光学材料的吸收和散射损失,根据能量守恒原理,像面 S' 上所接受到的光通量 dF' 应与 dF 相等:

$$dF' = dF \quad (1.88)$$

因此,像面的照度为:

$$E = \frac{dF'}{S'} = \frac{\pi B}{4} \left(\frac{D}{l}\right)^2 \frac{S}{S'} \quad (1.89)$$

由于成像横向放大率是 $\beta = \text{像高}/\text{物高} = \frac{l'}{l}$,物像面积之比就为:

$$\frac{S}{S'} = \frac{1}{\beta^2} = \frac{l^2}{l'^2} \approx \frac{l^2}{f^2}$$

(1.89)式可写成:

$$E = \frac{\pi B}{4} \left(\frac{D}{l}\right)^2 \cdot \frac{l^2}{f^2} = \frac{\pi B}{4} \left(\frac{D}{f}\right)^2 \quad (1.90)$$

因此,像面照度正比于物面亮度和相对孔径的平方,在 1.3.5 中所给出的(1.67)式仅是这里(1.90)式的简化,所得结论是一致的。

用望远镜观察点光源的情形已在 1.4.3 节中分析过了,这里来讨论观察面光源时其像方光束的亮度的变化。如果面光源的面积和亮度为 S 和 B ,物镜对光源中心张的立体角为 $d\omega$,像方的量用相同符号加撇表示。光源进入物镜的光通量 dF 为:

$$dF = B \cdot S \cdot d\omega \cos\theta \approx BSd\omega$$

当忽略物镜和目镜面的反射等损失时,进入像方光束的光通量 dF' 为:

$$dF' = dF$$

那么,像光束的亮度 B' 为:

$$B = \frac{dF'}{S' d\omega' \cos\theta'} \approx \frac{BSd\omega}{S' d\omega'} \quad (1.91)$$

由望远镜中的视放大率知道,

$$\frac{d\omega'}{d\omega} = M^2$$

同时横向放大率也为 M ,即

$$\frac{S'}{S} = M^2$$

(1.91)式简化为:

$$B' = B \quad (1.92a)$$

因此,望远镜像方光束的亮度和物面上的相同。仪器实际上总有光能损失,用 τ 表示光通量的透过率,上式应写成:

$$B' = \tau B \quad (1.92b)$$

所以,通过望远镜观察白云等面物不会比眼睛直接看时更亮,这是1.4.3节中已经得过的结论。

习 题

- 在空气中钠光灯黄光的波长为 5893\AA ,问:
 - 其频率有多大?
 - 在折射率1.52的玻璃中其波长为多少?
- 光导纤维外套由折射率为1.54的冕玻璃做成,纤芯由折射率为1.66的火石玻璃做成,求光导的数值孔径。
- 在5cm焦距的凸透镜前放一小物,要想成虚像于25cm到无限远之间,物应放在什么范围里?
- 一个折射顶角为 60° 的色散棱镜,对某色光的最小偏向角为 58° ,试求棱镜介质对该色光的折射率。
- 设球径仪(测量透镜表面曲率的仪器)三只脚所构成的圆的半径等于15mm,今用此球径仪来测量曲率半径为100mm的凸球面镜,问球径仪中间的测头应升起多高?
- 一物在凹球面镜前310mm时成实像于镜前190mm处。若物为虚物并在镜后310mm处,求像在何处。
- 身高1.8m的人站在照相机前3.6m处被拍照,若拟拍成高100mm的像,问照相机镜头的焦距应为多少?
- 某一正透镜将某物成像于屏幕上,已知实像高50mm,物至幕的距离150mm。在物至幕的距离不变的条件下,如何移动透镜才能在幕上得到高度为20mm的像?
- 一个电影放映镜头由两个正薄透镜组成,已知其前、后透镜的焦距分别为200mm和100mm,两者间隔100mm,试求镜头的焦距?
- 一束波长为 4000\AA 的蓝光 6.2×10^2 流明,射在一个白色屏幕上,问屏幕上在1分钟内接受到多少焦耳能量?
- 某一光源的发光强度为55坎德拉,在离它2.2m处有一屏幕,假定屏幕的法线通过该光源,试求屏幕上的光照度。
- 太阳表面的辐射亮度为 $2 \times 10^7 \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$,用相对孔径 $D/5$ 的放大镜将阳光聚焦成光斑的最大辐射照度为多少?
- 一屏放在离烛100cm处,把一会聚薄透镜放在烛与屏之间,透镜有两个位置可以在屏上得到烛的像,这两个位置相距20cm,在屏上烛的两个像的照度相差多少倍?
- 一天文望远镜,物镜的焦距为40cm,相对孔径为 $f/5.0$ 。今测得出瞳直径为2cm,试求望远镜的放大率和目镜的焦距。
- 一架显微镜,物镜焦距为4mm,中间像成在物镜后焦点以远160mm处。如果目镜是 $5\times$ 的,问显微镜的总放大率是多少?
- 某人对其眼前2.5m以远的物看不清楚,问需要配上怎样光焦度的眼镜才能使眼恢复正常?另一个人对在其眼前1m以内的物看不清楚,问需要配上怎样光焦度的眼镜才能使眼恢复正常?

17. 一架显微镜的物镜和目镜相距 20.0cm, 物镜焦距为 7.0cm, 目镜焦距为 5.0mm, 把物镜和目镜都看成是薄透镜

求: (1) 被观察物到物镜的距离; (2) 物镜的横向放大率; (3) 显微镜的总放大率。

18. 某天文望远镜物镜的通光孔径为 2.5m, 试求能被它分辨的双星的最小夹角($\lambda=5500\text{\AA}$), 并且与人眼相比, 求在分辨本领方面提高的倍数。

19. 一架油浸显微镜恰可分辨每毫米 400 条线的明暗相间的线组, 已知照明光的波长为 4358 \AA , 试求物镜的数值孔径($N.A.$)。

20. 迎面而来的汽车的两个头灯相距 1m, 问汽车离多远时它们恰好能为人眼所分辨? 假定瞳孔直径为 3mm, 光在空气中的波长 $\lambda=5000\text{\AA}$ 。

21. 用一架照相机在离地面 200km 的高空拍摄地面上的物体, 如果要求它能分辨地面上相距 1m 的两点, 照相机的镜头至少要多大? (感光波长为 4000 \AA)。

22. 已知月球和地球相距约为 $3.8\times 10^5\text{km}$, 用口径为 1m 的天文望远镜能分辨月球表面两点的最小距离是多少?

23. 底边长度为 $b=5\text{cm}$, 顶角 $\alpha=60^\circ$, 折射率 $n=1.5$, 色散率 $\frac{dn}{d\lambda}\approx 0.6\times 10^{-5}/\text{\AA}$,

(1) 试求它的角色散本领; (2) 在光波长为 $0.6\mu\text{m}$ 附近能分辨的最小波长间距为多少?

第二章 物理光学

引 言

第一章是研究光在均匀介质中的传播、成像问题。在处理过程中,我们是以光线来形象地描绘光在均匀介质中的走向、传播,以及成像问题。光线的说法基本上未涉及到光的波动性质,为了解光的各种现象的实质,洞悉光的属性以及有效地利用它,我们还必须研究光的波动性,这部分光学,称为波动光学。

麦克斯韦创立了电磁场学说,证明了光波是电磁波,可见光只不过是电磁波谱中很短的一个组成部分,是可引起人类视觉的电磁辐射。

我们知道,振动在空间的传播就形成波。在水面波中振动着的是水分子作上下起伏运动的位移矢量。在光波中是什么在振动呢?理论和实验都证明,在光波也就是电磁波中振动着的是电场矢量 E 和磁场矢量 H 。

按照电磁学说,电磁波由电场强度 E 和磁感应强度 B 这两个矢量的振动所表征, E 和 B 以相同的相位在互相垂直的两个平面内振动,两者不可分割相互联系着,它们的传播方向 v 与矢量 E 和 B 的方向垂直,如图 1.2 所示。但是就光所引起的客观反应来看,在非金属材料中,电场强度 E 是主要的角色。实验证明,照片感光层发生的化学作用是由电矢量振动所引起的,光的其他效应如发光、光电效应以及一些生理效应像视网膜的感光效应等,主要也是电矢量 E 的振动所引起的。因此,我们在描述光振动时可以用电场强度矢量 E 的周期性变化来表示。

光的波动性表现在光的干涉、光的衍射、光的偏振、光的吸收与辐射等方面。

2.1 光的干涉

光的干涉不仅是光的波动学说的有力证据之一,而且在科学技术中有着广泛的应用,特别是在计量学和光谱学中已形成干涉计量学和干涉光谱学两个独立的科学分支,本节主要内容是根据光的干涉和实验事实来揭露光的波动性,介绍干涉现象的几种重要应用。

2.1.1 光波的性质

波的种类很多,例如一维的弦振动所产生的波,二维的薄膜或液面的振动所产生的声波或液面波,以及有在空间能向所有方向传播的电磁波和冲击波等,它们虽具有不同的内容,但作为波来讲,都有若干个共同的特征量来描写它的特性,这些特征量包括波长、频率、波速、振幅和位相等。

(1) 光波的特征量

在图 2.1 中,设 O 点在作一振动,其位移 y 为时间 t 的周期函数 $f(t)$ 。当此振动以一定的速度 v 沿某一方向(如 Ox 方向)传播时,则在该方向上的所有各点都将重复 O 点的

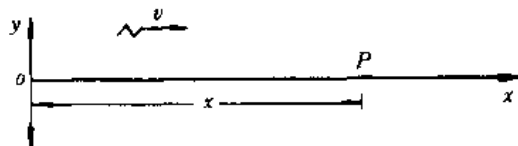


图 2.1

动作,只是在时间上落后一个时间间隔 τ ,振动的这种传播过程形成波。因此在波的传播方向上到 O 点的距离为 x 的任一点 P ,它在某一瞬间 t 的位移与 O 点在此瞬间之前某一时间间隔 $\tau = x/v$ 上的位移相同,即其位移为:

$$y = f(t - \tau) = f\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (2.1)$$

此式一方面表示了对于同一瞬间 t ,不同 x 的诸点的位移;另一方面也表示了对于给定的一点 x 在不同瞬间的位移,此式描写了振动以速度 v 沿 x 方向的传播过程,故称为波方程式。

波方程式可以是时间与空间的任意周期函数,因为任意的周期函数均可展开为简谐函数的级数,为方便计而又不失一般性,我们假定它是一个简谐周期函数,于是波方程式 (2.1) 可写成:

$$y = a \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] \quad (2.2)$$

其中 a 称为波的振幅, T 为振动的周期, v 为波的传播速度(简称波速), $\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right)$ 为 P 点在 t 时刻的位相, $-\frac{2\pi x}{Tv}$ 为 P 点的初位相,常记为 φ_0 。

在波的传播方向上距 O 点分别为 x_1 和 x_2 的两点,于同一瞬间,它们的位相差为:

$$\delta = \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x_1}{v} \right) - \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x_2}{v} \right) = \frac{2\pi}{T} \left(\frac{x_2 - x_1}{v} \right) \quad (2.3)$$

可见,对于给定周期和以一定速度传播的波,其在传播方向上两点的位相差决定于这两点在波的传播方向上的间隔,我们定义在波的传播方向上位相差为 2π 的两点的间隔为波长,以 λ 表示,按 (2.3) 式则得,

$$\delta = 2\pi = \frac{2\pi}{vT} \lambda$$

即

$$\lambda = vT \quad (2.4)$$

周期固定的振源所发出的波,不论在什么介质中传播,其周期 T 或其频率 $\nu = 1/T$ 总是不变的;但在不同介质中其传播速度却不同,由此得出,同一频率的波在不同介质中将有不同的波长。

利用式 (2.4),可将波方程 (2.2) 改写成:

$$y = a \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \right] \quad (2.5)$$

这是经常采用的波方程式的写法。

对于光波,理论和实验都已证明,它是电磁波的一种,因此,上述关于波动的一般概念对光波也是成立的。

在机械波的情况下,振幅是振动质点离开平衡位置的最大位移。任一个质点振动的机械能可以用它的最大势能 $\frac{1}{2}KA_0^2$ 来量度, K 是一个与机械振动相联系的常量, A_0 为机械振动的振幅。在振动传播的过程中,在与波的传播方向相垂直的单位面积上每秒钟通过的机械能叫做波的强度。设波速为 v ,在 $l \times v$ 这个体积内的质点数为 N ,那么机械波的强度可表示为: $l \times v \times N \times KA_0^2/2$,由此可见,在均匀媒质中机械波的强度与质点振动的振幅的平方成正比。

在波动光学中,主要是讨论光波在所达之处的相对光强度。因而,只须计算光波在各处的振幅的平方值,而不需要计算各处的光强度的绝对值。在波动光学的用语上,常用振幅的平方来表征的光强度,即每秒钟通过与光波传播方向相垂直的单位面积上的光能量,用 I 表示,单位常用 W/cm^2 。由此,当我们用式(2.5)代表光波时,它在 x 方向的任意点 P 的光强度 I 可用光在该点的振幅的平方表示,即

$$I = a^2 \quad (2.6)$$

(2)光波的叠加

当两光传播时,在空间彼此重叠的区域中,可以看到很有趣的现象,一些地方的光强度大于两光强度之和,另一些地方的光强度小于两光强度之差甚至为零,光的强度在空间呈强弱的交替分布,称为光的干涉现象,这些现象可由光波的叠加原理来解释。

波的叠加原理指出,两列波同时在空间传播,当它们相遇而交叠时,每点的振动是各列波单独在该点振动的合成。为了简便,我们假定振动在同一方向上。图 2.2 中两个同频率的振源 A 和 B ,振动方向均垂直于纸面且初相位均为零。两波相遇在某点 P 时,振动的位移分别为:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \cos \left(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda} R_1 \right), \\ E_2 &= E_0 \cos \left(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda} R_2 \right) \end{aligned}$$

按叠加原理, P 点的总位移为:

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cos \left(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda} R_1 \right) + E_0 \cos \left(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda} R_2 \right) \\ &= 2E_0 \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} (R_2 - R_1) \right] \cos \left[2\pi\nu t - \frac{\pi}{\lambda} (R_1 + R_2) \right] \end{aligned} \quad (2.7a)$$

上式中 $\cos \left[2\pi\nu t - \frac{\pi}{\lambda} (R_1 + R_2) \right]$ 表示合振动也是余弦形式的简谐振动,初相位是 $\frac{\pi}{\lambda} (R_1 + R_2)$ 。 $2E_0 \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} (R_2 - R_1) \right]$ 表示合振动的振幅,它的大小随位置做周期性变化。由此可见,在这两波叠加的区域内,各点均作同频率的简谐振动但各点的位相不同,振幅也不尽相同。由(2.6)式, P 点的合成光强度为:

$$I_{(P)} = 4E_0^2 \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} (R_1 - R_2) \right] = 2E_0^2 \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (R_1 - R_2) \right] \right\} \quad (2.7b)$$

在程差 $R_2 - R_1$ 为波长的整数倍时振幅达到最大值 $2E_0$,光强度极大值为 $4E_0^2$,称为亮条纹;当程差为半波长的奇数倍时振幅为零,光强度为极小值,称为暗条纹。也就是各点振幅和光强度的大小不随时间而变化,但因空间位置而异。

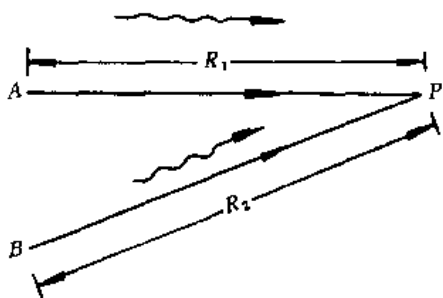


图 2.2

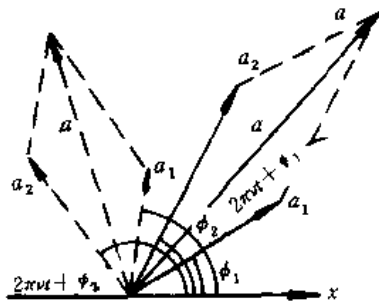


图 2.3

上面讨论的只是同频率、振动在同一方向上的两列波的叠加。波叠加也可采用振幅的矢量加法。我们先讨论两列同频率的波在某点相遇,如何用振幅的矢量来表示振动的叠加。设有简谐振动:

$$E_1 = a_1 \cos(2\pi\nu t + \phi_1)$$

$$E_2 = a_2 \cos(2\pi\nu t + \phi_2)$$

取横轴如 x 轴为参考方向,作矢量 E_1 和 E_2 ,它们的长度分别为 a_1 和 a_2 ,它们与 x 轴的夹角分别表示它们的位相角 $2\pi\nu t + \phi_1$ 和 $2\pi\nu t + \phi_2$,如图 2.3 所示。

图中实线表示了 $t=0$ 时刻的 E_1 和 E_2 的矢量,它们之间的夹角为 $\phi_2 - \phi_1$,对在某一时刻 $t \neq 0$, E_1 和 E_2 与 x 轴夹角都增加相同的角度 $2\pi\nu t$,如图中虚线所示,它们之间仍成 $\phi_1 - \phi_2$ 角度。由图可知,合成光振幅的矢量 a 的位相角也与时间 t 成线性,可写作 $2\pi\nu t + \phi$, ϕ 是合成矢量的初始方向与参考方向之间的夹角,表示合振动的初位相。合成光波为 $E = a \cos(2\pi\nu t + \phi)$,由几何光学知道,

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\phi_2 - \phi_1),$$

$$\operatorname{tg} \bar{\phi} = \frac{a_2 \sin \phi_2 + a_1 \sin \phi_1}{a_2 \cos \phi_2 + a_1 \cos \phi_1} \quad (2.7c)$$

我们可用矢量合成的方法来研究同频率、等振幅,位相差依次为 ϕ 的 n 个简谐振动的叠加,求出叠加后的合振幅以及合振动的初位相。例如 $n=5$,即

$$E_1 = a \cos 2\pi\nu t$$

$$E_2 = a \cos(2\pi\nu t + \phi)$$

$$E_3 = a \cos(2\pi\nu t + 2\phi)$$

$$E_4 = a \cos(2\pi\nu t + 3\phi)$$

$$E_5 = a \cos(2\pi\nu t + 4\phi)$$

其矢量叠加如图 2.4 所示。按矢量合成的多边形法则,合振动的振幅是初矢量的起点 O 到末矢量的端点 P_5 ,它的初位相 ϕ 是 OP_5 与 x 轴的夹角。从几何关系可知,合振动的振幅可表示为:

$$\begin{aligned} 2\overline{OC} &= 2 \cdot OL \sin \angle OLC = 2 \cdot OL \sin \frac{n\phi}{2} \\ &= 2 \cdot \frac{a}{2} \cdot \sin \frac{n\phi}{2} = a \cdot \frac{\sin \frac{n\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \end{aligned} \quad (2.8)$$

合振动的初位相可表为:

$$\phi = \angle POX = \frac{1}{2}(n-1)\phi, \quad (2.9)$$

因此合振动的波动方程可表为:

$$E = a \frac{\sin \frac{n\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \cdot \cos \left[2\pi\nu t + \frac{1}{2}(n-1)\phi \right] \quad (2.10)$$

波的叠加原理对一般的光波适用,而且对其他波动如声波等都适用。

(3) 光程差与位相差

设 n 为介质的折射率, v 和 c 分别为光在介质中和真空中的波速, λ 和 λ_0 分别为光在媒介中和真空中的波长。从几何光学已经知道:

$$v = \frac{c}{n}, \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

因此光在不同的媒质里传播相等的距离 l 所需的时间不相等。在真空中传播时为 $t = l/c$, 在介质里需时为 $t_n = l/v$, 因而:

$$t_n = \frac{l}{v} = \frac{nl}{c} \quad (2.11)$$

上式可理解为,光在折射率为 n 的介质里传播 l 的路程与光在真空传播 nl 的路程所需的时间相等。换句话讲,在同一时间内,光在媒质里传播路程 l 相当于在真空中传播路程 nl 。正如第一章所指出的那样,我们把光在介质里传播的路程乘以媒质的折射率即 nl 叫做光程。在真空或空气里 $n=1$, 光的传播路程就是光程。

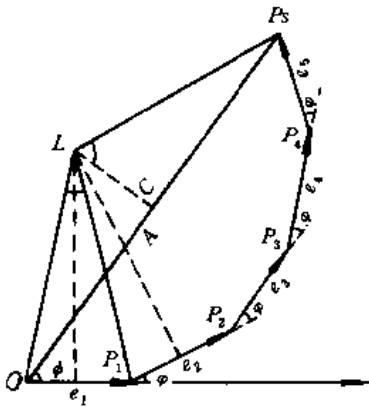


图 2.4

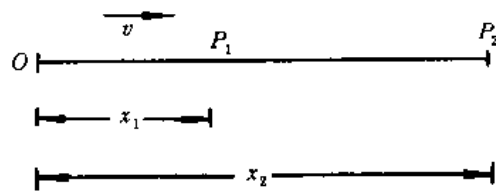


图 2.5

设光在折射率为 n 的媒质里传播,如图 2.5 所示。在传播方向上有两点 P_1 和 P_2 , 离 O 点的距离分别为 x_1 和 x_2 , 同一瞬间,在 P_1 和 P_2 处光振动的相位差为:

$$\delta = \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x_1}{v} \right) - \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x_2}{v} \right) = \frac{2\pi}{\lambda} (x_2 - x_1)$$

用 $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ 代入得,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (nx_2 - nx_1) \quad (2.12)$$

(2.12)式表示,来自同一光源的光振动经过不同的路径后,它们之间的位相差与光程

差成正比。于是,无论光在什么媒质里传播,光振动的位相差都可以用光程差来量度。设 Δ 表示光程差,则相位差可写为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (2.13)$$

这就是位相差与光程差的关系。

(4) 相干光波与相干条件

由(2.7c)式知道,两光在相遇区域中要形成稳定的亮暗光强度分布,除了两光频率相同之外,它们的位相差还必须不随时间变化,即要有稳定的位相差,这时称两光波为相干光波,波的干涉现象人们并不少见。把两块石头同时投入平静的水池内,则在两石块落水处各生成一个向四面传播的水面波,在两波相交的地方,有些地方的振动实际上等于零,而另一些地方的振动比任何单独一个波所产生的振动都大的多,这种现象称为水面波的干涉。再如频率相同,位相差稳定振动方向相互平行的音叉两臂,能产生稳定的强弱相间的声干涉场。对于光波是不是也可以用同频率的两个独立的单色光源来产生光的干涉场呢?事实说明,即使是单色性最好频率单一的光波的两个独立光源,它们所发出的光波之间也不能保持恒定不变的位相差。因为普通光源的光振动是由大量的分子、原子或离子等粒子所产生的,每个粒子所产生的光振动都不是连续的,所持续的时间极短,一般不超过 10^{-8} 秒,这个时间比普通探测仪器的响应时间短得多。我们把只能持续一定时间,或者在空间只占一定有限长度的波动称为波列。因此光波波列都是很短的。就大量粒子来看,光的发射是一种随机过程,时而这些粒子发光,时而另一些粒子发光。每个粒子先后发射的不同波列之间,不同粒子所发射的各个波列之间在位相上彼此没有联系,也就是说光源中大量粒子所发射的光即使频率相同但位相差互不相同。显然,两个独立的光源即使频率相同,也不能获得稳定的位相差,也不可能产生相干光波,如图 2.6 所示,有两个不同的光源,分别通过两个孔照亮观察屏。一般情况下,可以看到光源共同照亮的地方(即两束光相互叠加的地方)要亮一些,即光强较大,是每个光源单独照明时的光强之和。这是因为这两束光是互不干扰,相互独立地传播着。它们称为非相干光波。

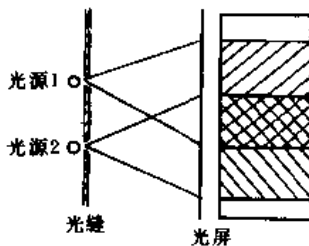


图 2.6.

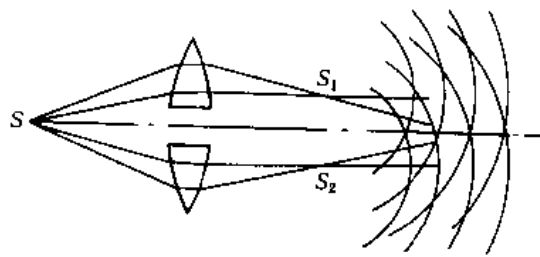


图 2.7

菲涅耳在 1818 年曾提示我们,利用同一原子或粒子的辐射中分离出来的两列光波是相干光波。因此,我们想到,从同一光源所发射的光波中取出两股光通量,让它们经过不同的路程之后相遇,这样的两股光通量是从同一光源发出的,尽管光源所发出的光的位相在不断地复杂地变化着,但由它分出来的两束光波的位相随之作相同的变化,因此这两束光波之间有恒定的位相差。

如图 2.7,把一个透镜沿直径剖开,再把剖开的两部分向外稍微挪开一些,可得到发

光点 S 的两个实像 S_1 和 S_2 。从 S_1 和 S_2 射出的光波之间可保持恒定为零的位相差。

又如图 2.8, 从光源 S 发出的窄光束投射到薄膜表面, 一部分光通量从上表面反射如光线①, 另一部分光通量折射到下表面上, 并从下表面反射后又从上表面折射出来如光线②。光线①和②是从同一光源分离出来的, 尽管光源 S 的位相在变化着, 但由于光线①和②经历了不相等的路程, 它们之间存在着因不同的光程差而引起的恒定的位相差。

从以上两例可以看出, 只有满足下列条件才能产生干涉:

① 频率相同的两光波在相遇点有相同的振动方向和固定的位相差。

若两光波在相遇区域的振动不在同一方向, 如两振动相互垂直, 则合成振动所产生的干涉现象用通常的方法是观察不到的(参见偏振部分)。

若两光波在相遇点的位相差固定, 而随时间作无规则迅速的变化, 由这种变化引起的光强改变的次数在观察或测量所需的时间间隔 τ 内很大, 合成光强度在极大值和极小值之间反复迅速的变化, 于是, 在该相遇点只能获得在 τ 时间间隔内的平均光强度, 它与两光在该点单独产生的光强度之和无区别。因而无干涉现象。由两个独立的光源发生的光波相遇就是这样的结果。但是, 如果从同一光源发出的光波, 用某种方法分成两束光波, 使它们在空间相遇便会有固定的位相差, 则合成光强与时间无关, 且与两光波单独产生的光强度之和不同, 有些地方的强度最大, 另一些地方光的强度最小, 可有明显的干涉现象。

上述条件是为产生干涉现象的必要条件, 只满足此条件还不一定就能获得干涉现象。为确保产生明显的干涉现象, 还须满足以下条件。

② 两光波在相遇点所产生的振动的振幅相差不悬殊。若两光波在相遇点所产生的振幅相差悬殊, 例如 $a_1 \gg a_2$, 则该点的合成振动的振幅 a 将与单一光波在该点所生的振动的振幅 a_1 无实际上的差别, 因而观察不出干涉现象。

③ 两光波在相遇点的光程差不能太大。

实际光源所发出的光波, 绝非一个无限长的正弦波, 而是由一系列有限长的波列组成的, 当两光波在相遇点的光程差很小时, 即两光波中波列是同一波列分出的, 它们之间有固定位相差, 便能产生清晰的干涉现象。而当光程差很大时, 由同一波列分出的两波列之一通过时, 而另一波列尚未到达, 两相应的波列间无重叠, 因而无干涉现象出现。当光程差为中等时, 两对应波列部分重叠, 将出现不很清晰的干涉现象。两光波在相遇点的光程差如果大于所用光波波列的平均长度, 则无干涉现象。

简言之, 条件①是产生干涉现象的必要条件; 而条件②和③则可认为是能获得干涉现象的补充条件。

尽管干涉现象是多种多样的, 但为满足上述相干条件, 则总是把由同一光源发出的光分成两个或两个以上的相干光束, 使它们经过不同的路径后再相遇以产生干涉。

2.1.2 分波面干涉

我们知道, 两波相遇使有些地方振动加强有些地方振动减弱的现象叫波的干涉。水波、声波的干涉现象易为人们所察觉, 而光波的干涉现象不易被察觉, 这是由于光波的波

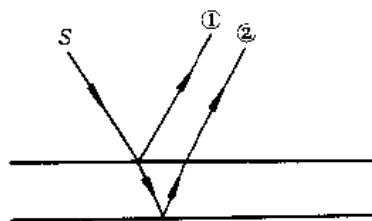


图 2.8

长很短的缘故。1902年杨氏做出了生动的光的干涉实验，以后人们对干涉的认识逐步深化。

1. 杨氏实验

图 2.9 是杨氏实验装置的示意图。单色光通过针孔 S_0 ，再穿过屏上相距只有不到 1 毫米的两个针孔 S_1 和 S_2 ，在离孔屏几米远处放置光屏 AC ，在光屏上可以看到一系列稳定的明暗相间的条纹，即干涉图样。后来人们用双缝代替双孔，也就是用柱面波代替球面波，它的截面图仍如图 2.9 所示。双缝所产生的干涉图样也是一组清晰的明暗相间的条纹，条纹是等间距的，如图 2.10 所示。在前面已经提到 S_0 的位相是不稳定的，如果把它的振动方程写为：

$$E = E_0 \cos \left[\frac{2\pi}{T} (t + \phi) \right]$$

式中初相位 ϕ 是一个不稳定的量，即随时间改变，则 S_1 和 S_2 的振动方程可分别写为：

$$E_1 = E_0 \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(t + \phi - \frac{r_1}{v} \right) \right]$$

$$E_2 = E_0 \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(t + \phi - \frac{r_2}{v} \right) \right]$$

无论光源 S_0 的初相位 ϕ 如何变化， S_1 和 S_2 的振动位相差均为：

$$\delta = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{r_2 - r_1}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1)。$$

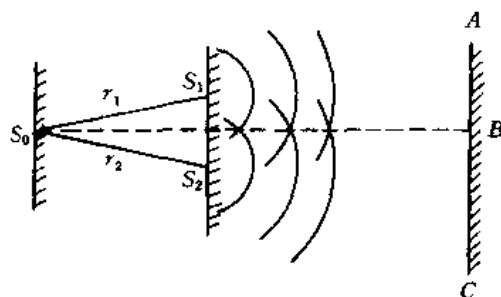


图 2.9

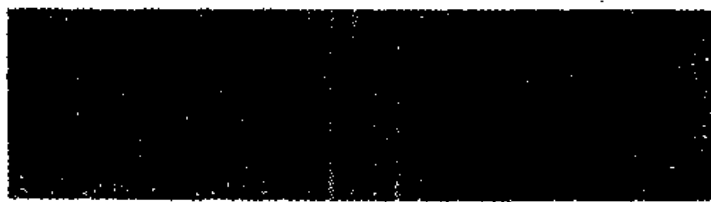


图 2.10

可以看出， S_1 和 S_2 之间的位相差 δ 与 S_0 初位相的变化无关，是一个不随时间而变化的稳定的量。杨氏用这种方法从同一个光源 S_0 分离出两个相干光源，在当时是一个开拓性的实验。下面让我们对杨氏实验的干涉图样做必要的分析。

如图 2.11 所示， d 为两狭缝的间距， D 为两狭缝到光屏的距离。实验在空气中进行 ($n=1$)。从 S_1 和 S_2 发出的相干光到达屏上某点 P 的光程不同，在 PS_2 上截取 PB 等于

PS_1, S_2B 就是相干光从 S_1 和 S_2 分别到达 P 点时的光程差。由于 $d \ll D, S_1B$ 可以看作与 S_2P, S_1P 垂直, 这意味着 $\angle PAO = \angle S_2S_1B$, 可用 θ 来表示, 于是光程差为:

$$\Delta = S_2B = d \sin \theta$$

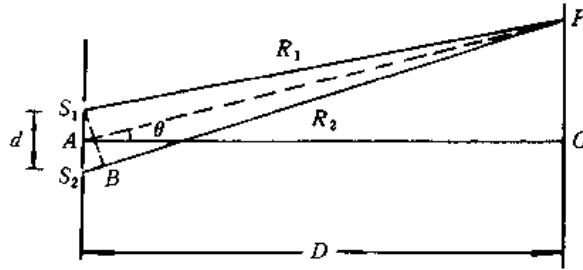


图 2.11

如果光程差 Δ 的值等于零或等于波长的整数倍, 即 $\Delta = 0, \lambda, 2\lambda \dots$, 两束光振动位相相同, 叠加后, 光振动加强, 因此产生相长干涉的条件是:

$$\Delta = d \sin \theta = m\lambda \quad (2.14)$$

m 为整数 $0, 1, 2, \dots$ 。中央亮条纹相当于 $m=0$, 两侧第一级亮条纹相当于 $m=1$, 第二级亮条纹相当于 $m=2, \dots$ 。 m 称为干涉级序数。如果光程差的值等于半波长的奇数倍, 即 $\Delta = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots$, 两光束振动的位相相反, 叠加后光振动减弱, 因此产生相消干涉的条件是:

$$\Delta = d \sin \theta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (2.14')$$

由图 2.11,

$$\sin \theta \doteq \operatorname{tg} \theta = \frac{y}{D}$$

由于 θ 很小, 所以, 光程差可写成

$$\Delta = R_2 - R_1 = d \sin \theta = \frac{dy}{D} \quad (2.15)$$

y 为屏上两光束叠加处的某点 P 与中央轴线的距离。把这个关系分别代入(2.14)和(2.14')式, 则明暗条纹在屏上的 y 值应满足:

$$y_{\text{明}} = \frac{D\lambda}{d}m \quad (2.16)$$

$$y_{\text{暗}} = \frac{D\lambda}{d}\left(m + \frac{1}{2}\right) \quad (2.16')$$

(2.16)和(2.16')式说明, 相邻两亮条纹或两暗纹间的距离均为:

$$\Delta y = \frac{D\lambda}{d} \quad (2.17)$$

由此可见, 条纹的间距与 m 值无关, 是个常数, 这与观察结果一致。

在光屏上显示出的单色光的干涉条纹, 从亮到暗光强度的变化是逐渐的。根据(2.7b)和(2.15)式, 光强度可表示成:

$$I = 4E_0^2 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi dy}{\lambda D} \right) \right] \quad (2.18)$$

在亮条纹 $y_{\text{亮}} = \frac{D\lambda}{d}m$ 处, 光强度为最大值 $4E_0^2$, 为单一光源所产生的光强度的四倍; 在暗条纹 $y_{\text{暗}} = \frac{D\lambda}{d}(m + \frac{1}{2})$ 处, 光强度为最小值零。光强度随光程差或位相差呈余弦型周期变化。图 2.12 表示了双缝干涉图样光强度的这种变化情况。

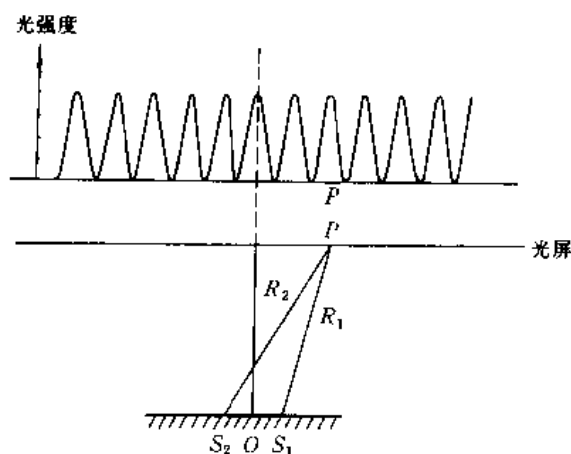


图 2.12

光波是具有能量的, 在干涉图样中光波的能量分布应表现在条纹的亮暗上。那么, 在干涉图样的暗区, 能量哪里去了呢? 上面的分析回答了这个问题。原来在暗区所减少的光能在亮区显现了出来, 在光屏上能量作了重新分布。光强度的最大值为 $4I_0$, 最小为零, 平均值为 $2I_0$, 这正是两个单独光源光强度之和。所以在干涉现象中, 能量还是守恒的。

(2.17) 式给我们提供了一个测光波波长的方法。只要测出条纹的间距, 根据 D 和 d 的测量值就可计算出光的波长 λ 。但是, 条纹如果太密就不易分辨, 所以在实验中 D/d 与波长 λ 的数量级匹配是个重要的问题。可见光的波长在 $4.0 \times 10^{-5} \text{cm}$ 到 $7.6 \times 10^{-5} \text{cm}$ 之间, 数量级为 10^{-5}cm , 如果要求条纹间距的数量级达到 $10^{-3} - 10^{-2} \text{cm}$, d/D 的数量级应约为 $10^{-2} - 10^{-3}$, 若太大, 条纹的间距将相应变小, 以致不易分辨。

如果光源不是单色光而是白光, 由(2.17)式可以看出, 条纹的间距是与波长成正比的, 在屏幕上各色光的干涉条纹将按波长顺序非相干地叠加而形成彩色条纹, 中央零级为白色亮区, 两侧对称地排列着少数若干彩色条纹, 红色在外紫色在内。

2. 菲涅耳双面镜实验

杨氏干涉实验还是有缺点的, 因为用双孔或双缝作为相干光源时, 除了有干涉效应外还存在衍射效应(参见衍射部分)。菲涅耳在杨氏实验的基础上利用了双镜和双棱镜来做干涉实验, 排除了光的衍射效应。他的双镜实验可用图 2.13 表示。OA 和 OB 是两面平面镜, 它们之间的夹角非常接近 180° , 也就是图中的 θ 角很小, S 表示狭缝光源, S_1 和 S_2 是 S 经 OA 和 OB 两平面镜反射所形成的两个虚像, 它们成为两个相干的虚光源。来自虚光源 S_1 和 S_2 的光在干涉区域内相互叠加产生干涉现象。图中 C 是一个不透明的光屏, 用来遮住从光源 S 直接射向干涉区的光线。如果在干涉区放一光屏, 可看到明暗相间的干涉

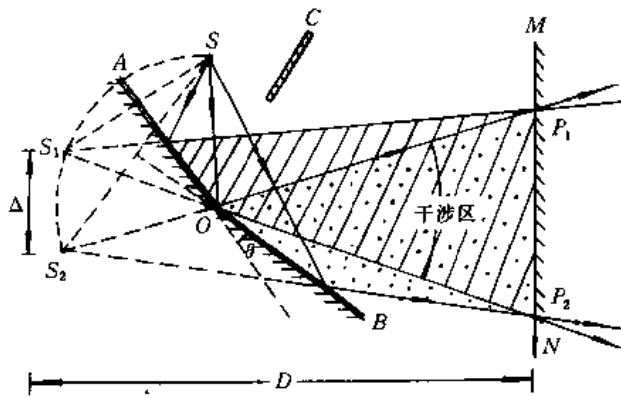


图 2.13

条纹。设 d 为两个虚光源的间距, D 为光源经两镜交接处 O 到屏 MN 间的距离, 根据上节所述, 每两条明线或暗线的间距也为:

$$\Delta y = \frac{D}{d} \lambda$$

为了使干涉条纹的间距宽, 看得清, 必须使 d 值很小, 即两个虚光源十分靠近, 这就是菲涅耳双镜的交角要接近 180° 的理由。

3. 罗埃镜实验

罗埃镜是一种较简单的干涉装置。如图 2.14 所示, AB 为一条狭长的反光镜, S_1 为一狭缝光源, MN 为光屏。从 S_1 射出的光成掠入射到这狭长的反光镜上, 经反射后好像是从虚光源 S_2 发出的。 S_1 和 S_2 这一实一虚的两个光源自然也是相干光源。到达屏幕上的光除了从镜面反射来的光以外, 还有直接从 S_1 来的光。在光屏上这两种光束叠加的干涉区内会出现等间距的干涉条纹。

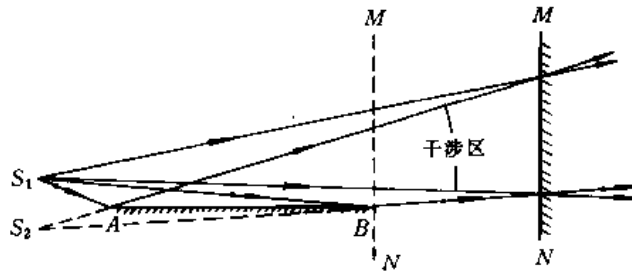


图 2.14

在罗埃镜的实验中有一个值得注意的特点, 当屏幕放在与镜端 B 相接触处(如图中虚线所示位置), 我们发现, 在镜面和屏幕接触处出现暗条纹而不如预想的那样出现亮纹。这表示直接射到幕上 B 处的光线和从镜面 B 处反射的光线, 两者之一有了位相 π 的变化。直接射到幕上的光不可能有这个变化, 所以我们肯定, 从镜面即从光密媒质反射出来的光有位相 π 的突变。理论也指出, 当光从光疏媒质射到与光密媒质的交界面上并反射时, 位相要发生 π 的变化, 它相当于光程变化了半波长, 因而称这种现象为“半波损失”。但

是从光密媒质射向光疏媒质的交界面上并反射时却没有位相的变化。这种反射光发生位相 π 的变化的事实 and 条件已为理论和实践所证明。

这里值得指出的是, 只要将菲涅耳双面镜和罗埃镜实验中的两个虚光源和一实一虚光源当作杨氏干涉实验中的双孔或双缝, 它们所形成的干涉条纹的间距和光强度分布都可直接沿用(2.17)和(2.18)式得到。

例题 1 若双狭缝的距离为 0.3mm, 以单色平行光垂直照射狭缝时, 在离双缝 1.2m 远的屏幕上, 第五级暗条纹处离中心极大的间隔为 11.39mm, 问所用的光波波长是多少?

解: 根据杨氏双缝干涉公式:

$$\Delta y = \frac{D\lambda}{d}$$

式中 Δy 为干涉条纹之间的距离, D 是双缝到屏幕的距离, d 为双缝之间的距离, 这一公式仅当 $D \gg d$ 时才成立。

现已知 $D=1200\text{mm}$, $d=0.3\text{mm}$, 从中央极大值数起至第五个暗条纹中心的距离为 11.39mm, 即 11.39mm 内有四个半条纹,

$$4.5\Delta y = 11.39\text{mm}, \text{ 即 } \Delta y = \frac{11.39}{4.5} = 2.531\text{mm}$$

从而求得所用波长:

$$\lambda = \frac{\Delta y d}{D} = \frac{2.531 \times 0.3}{1200} = 6.328 \times 10^{-4} \mu\text{m} = 632.8\text{nm}$$

故所用相干光源为 He-Ne 激光器。

例题 2 设菲涅耳双面镜的夹角 $\theta=10^{-3}$ 弧度, 有单色点光源 S , 离开两镜交接处的距离 $r=0.5\text{m}$, 单色光的波长 $\lambda=5 \times 10^{-7}\text{m}$, 在离两镜交接处的距离 $L=1.5\text{m}$ 的屏上出现干涉条纹。求:

- (1) 屏上两明条纹间距离,
- (2) 屏上最多可以出现多少明条纹?

解: (1) 参见图 2.13, OP_1, OP_2 分别是光线 SO 从平面镜 OA 和 OB 上反射的光, 两平镜的夹角为 θ , 所以两条反射光 OP_1 和 OP_2 之间的夹角为 2θ , $\angle S_1OS_2$ 自然也等于 2θ 。因而从两个虚像到光屏 MN 之间的距离为:

$$D = L + r\cos\theta$$

式中 $r=OS=OS_1=OS_2$ 。根据(2.17)式, 明纹的间距为:

$$\Delta y = \frac{D\lambda}{d} = \frac{L + r\cos\theta}{2r\sin\theta} \lambda$$

其中 $2r\sin\theta$ 为 S_1 和 S_2 的间距, 由于 θ 甚小, $\cos\theta \approx 1$, $\sin\theta \approx \theta$, 因而

$$\Delta y = \frac{L + r\cos\theta}{2r\sin\theta} \lambda = \frac{1.5 + 0.5}{2 \times 0.5 \times 10^{-3}} \times 5 \times 10^{-7} = 1\text{mm}.$$

(2) 屏上可能出现的明纹数取决于干涉区的范围, 即 P_1P_2 间的距离。

$$P_1P_2 = 2L\tan\theta = 2 \times 1.5 \times 10^{-3} = 3\text{mm}$$

由此可见屏上最多出现三条明纹。

2.1.3 分振幅干涉(薄膜干涉)

上节讨论的杨氏干涉装置中, 相干的两光束是来自同一波面上的不同部分, 或者说,

同一光束的波面被双孔分割出两部分,形成一对相干的次波源。用这种方法实现的干涉叫做分波面干涉。波面干涉较难实现,原因是它要求光源的宽度比较窄。光源宽,干涉条纹的反衬度就会下降。这使分波面干涉的实用价值受到很大的局限。

本节要讨论的薄膜干涉是一光束经薄膜上下表面反射回来形成两光束所产生的干涉。每当光束遇到薄膜的界面时,就被分解为反射和透射两束光,两者的强度或者说振幅有一定的比例,所以在薄膜干涉中相干的两光束是在波面的同一部分上按强度或者说按振幅分割出来的。用这种方法产生的干涉叫做分振幅干涉。

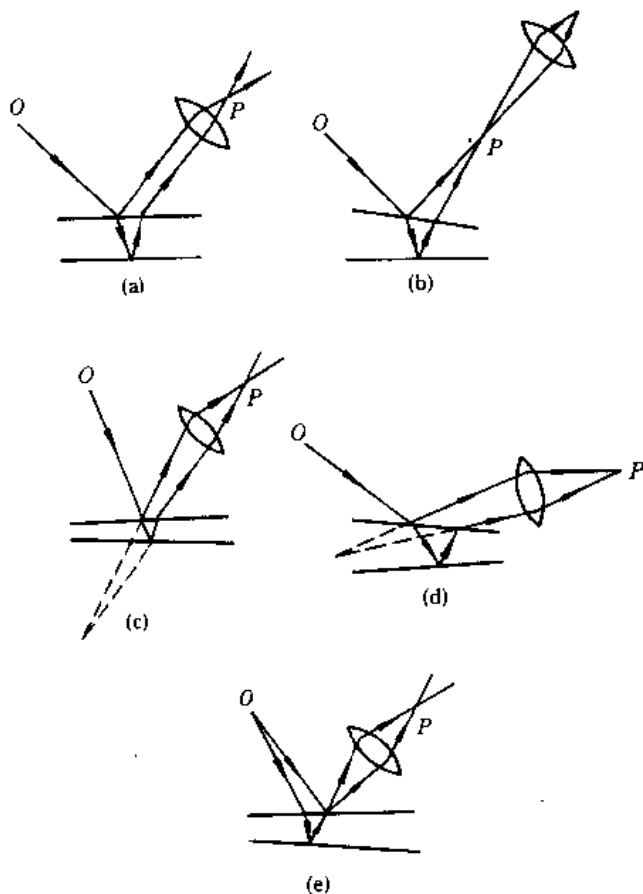


图 2.15

薄膜干涉的一个特点是允许光源的宽度比较大,在实际中容易观察到。例如,水面上漂浮的汽油层或肥皂泡呈现彩色,就是薄膜干涉的效应;车床上切削下来的钢屑表面呈现蓝色,也是因高温面形成的氧化膜的干涉效应;有些鸟类(如孔雀、翠鸟等)的羽毛,有些甲壳虫的外壳,其色调随视线方向的变化,也是因为在羽毛或甲壳表面的角质透明薄层上光干涉的结果。薄膜干涉的另一特点是干涉花样与薄膜的厚度密切相关,而且薄膜厚度的微小变化能够从干涉花样上很敏感地反映出来,这就给我们提供了精密度量的重要方法。我们知道,生产和科学技术上的发展对度量的精确度提出了越来越高的要求,精密机械零件的尺寸要求准确到 $1/10\mu\text{m}$ 的数量级,精密光学仪器零件的要求则更高,达到 $10^{-2}\mu\text{m}$ 的数量级。用机械检验的方法是无法达到这样高的精确度的。最精密的机械检验方法是螺旋测径仪,只能估计到微米数量级。但是用光的干涉方法使精密度达到 $10^{-2}\mu\text{m}$ 的数量级

是并不怎么困难的,所以目前干涉计量方法已广泛用于检验透镜曲率、平面平直度和光洁度,测量微小角度、微小位移和细丝直径等方面。总之,分振幅干涉是干涉光谱学、干涉度量和近代干涉仪的基础。

我们先考虑单色光源照射的情况。如图 2.15 所示,由单色点光源 O 发出的光波,经板的上下两表面反射后形成两部,在它们的迭加场中任一点 P 有两条光线相交。由于膜表面反射的两列光波是由同一点源辐射的,故满足相干性而产生干涉。干涉的结果是加强还是减弱,取决于程差 Δ 。在叠加场的不同位置, Δ 有不同的数值,于是在两表面反射的光波的迭加区域内,光强度在空间形成一定的强弱分布,把屏幕放在干涉场中,就能得到明暗相间的干涉条纹。因此单色点光源的干涉条纹定域在两光波所能迭加的整个空间中,图 2.15 中(a)~(e)是一些可能发生的情况。图中透镜或眼球的作用是利用透镜的等光程性质,把相叠加的相干光投射到光屏或眼的视网膜上。从这几个图可以看出,从上、下表面反射出来的光可以叠加在无限远处[图 2.15 (a)],可以叠加在表面的前方或表面上空[图 2.15(b)或(e)],也可以反方向延长交于液膜的内部或后方[图 2.15(c)或(d)],等等。如果用眼睛观察,就有赖于眼球的自动调节,来“捕捉”这些相干光的叠加处。所以我们凭眼睛观察膜的花样时,从各个角度看到的情况不同,薄膜干涉的情况是很复杂的,我们主要研究具有实际意义而又较为简单的两种情况。一种是相干光交叠在无限远处的等厚度薄膜[图 2.15(a)],另一种是相干光交叠在厚度不均匀的膜层表面[图 2.15(e)]。前一种属于等倾度干涉,后一种属于等厚度干涉。实际应用比较广泛的薄膜干涉往往是上述这两种比较简单的情形,现讨论如下。

1. 等倾干涉

当薄膜是折射率 n 和厚度 d 均为常数的平行平板时,则位相差 Δ 只决定于光在板面上的入射角 i ,由相同入射角的光所形成的反射光在透镜的相应焦点处有相同的位相差,因而有相同的光强度,而光强度相等的点的轨迹就是干涉条纹,所以,平行平板的干涉条纹是由有相同入射角的光形成的,我们称这种干涉为等倾(度)干涉。

等倾干涉图样呈现在透镜的焦面上,不用透镜时,干涉图样在无限远,所以说等倾干涉条纹定位于无限远。

图 2.16 所表示的是图 2.15(a)的情况。设均匀薄膜的厚度等于 d ,它的折射率为 n 。我们先考虑从某个点光源发出的光 SA 以入射角 i 射向薄膜表面。光线①表示从表面反射的光,光线②表示经上表面折射后又经下表面反射再从上表面折射出来的光。显然,①和②为相互平行的相干光。

现在我们来研究这两条光线之间的光程差与哪些因素有关。作 BR 垂直于光线①和②,则①,②之间的光程差为:

$$\Delta = n(AC + BC) - AR$$

由于

$$RA = AB \sin i, BC = AC = \frac{d}{\cos r}$$

$$BA = 2d \tan r, \sin i = n \sin r$$

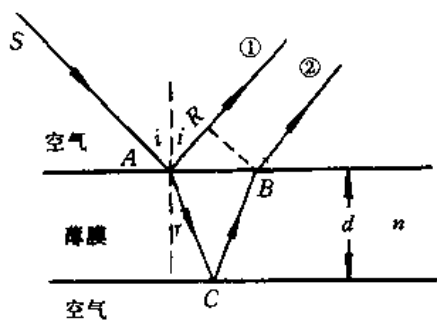


图 2.16

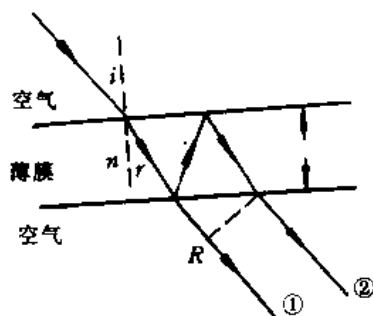


图 2.17

所以，

$$\Delta = 2dncosr$$

值得注意的是，上式中各量都是有关膜层的量， d 是膜层的厚度， n 是膜层的折射率， r 是膜层内光线的折射角。

光从光密媒质的表面上反射时相位要变化 180° ，相当于半个波长的光程差，称之为额外程差。这一事实在介绍罗埃镜时已经提到过。因此上面的光程差的表达式应修正为：

$$\Delta = 2ndcosr - \frac{\lambda_0}{2}$$

式中 λ_0 为光在真空中的波长。于是产生相长干涉的条件为：

$$2ndcosr = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0 \quad (2.19)$$

产生相消干涉的条件为：

$$2ndcosr = m\lambda_0 \quad (2.20)$$

m 为 $0, 1, 2, 3 \dots$ 等整数，它们对应于不同的干涉级别。

用类似的方法可以证明，透过薄膜的相干光①和②之间的光程差为：

$$\Delta = 2ndcosr$$

不过在图 2.17 所示的情况中，光线的每次反射都是从光密媒质射向光疏媒质时而发生的，就不存在半波长的额外程差。

为了增加相长、相消干涉的明显程度，可采用单色扩展光源。图 2.18 表示从扩展光源发出的以不同角度射向等厚度薄膜的光。所有平行的投向膜层的光，经膜层的两个表面反射后它们都各自形成两条相互平行的相干光线。所以，它们被透镜会聚在某一点（如 P 点）时干涉的效果较图 2.16 所示的点光源产生的干涉效果要强得多。同样，从扩展光源上以另一入射角（如 i_2 ）投射到膜层的平行光线将会聚在光屏上的另一点 P' 。会聚在 P, P' 诸点的光是相长干涉还是相消干涉则由光程差所满足的条件而定。

射向膜层的等倾角光线不仅是像图 2.18 所表示的那样都在同一平面内，而是空间型的。就膜层上某一点来看，以相等的入射倾角和各方位投射来的所有光线经膜层反射后都有同样大小的光程差，再经透镜后都会聚在同一干涉环上，称等倾干涉环。

观察等倾环纹的一种方法如图 2.19(a)、(b)所示， PP' 是一面半反射镜，它可以把从光源来的光大部分透过并射向薄膜 MN ，又把从 MN 反射出来的平行相干光反射到透

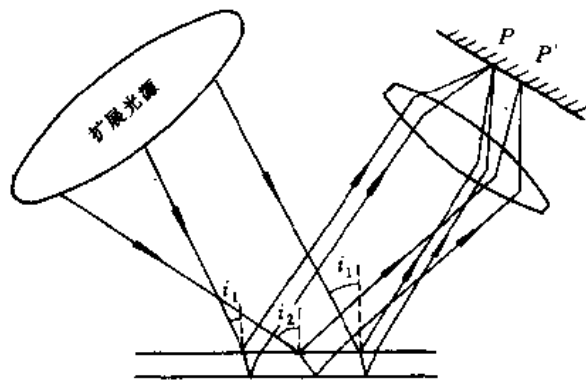


图 2.18

镜,再会聚到位于焦平面处的光屏上。为了使图简明,图 2.19(b)中每条光线经薄膜反射后所形成的平行相干光在图 2.19(a)中只用一条光线来表示。沿着某一方向射向薄膜的光是来自光源的不同部位。所有沿法线方向射到膜层上的光线最后都会聚到透镜光轴的焦点上。所有以同样大小的入射角和不同方位上射向膜层的光,最后都会聚在透镜的后焦面上成一圆环,环心在光轴上。所以在光屏上呈现出一组以透镜的焦点为圆心的等倾干涉圆环。不同的圆环对应于不同的入射倾角。从图可以看出,较大的入射倾角对应较大半径的环。同时根据 $\Delta = nd \cos r$,较大的 r 对应于较小的光程差,故所对应环纹的级别也较小。反之,垂直入射时 $r=0$,光程差最大,故环心处所对应的干涉级别最大。

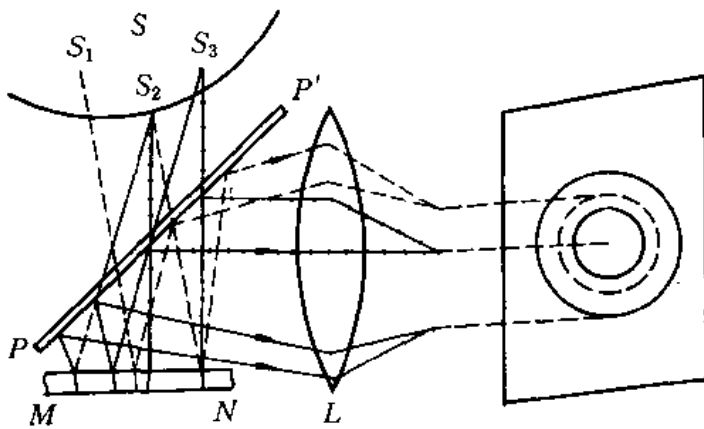


图 2.19(a)

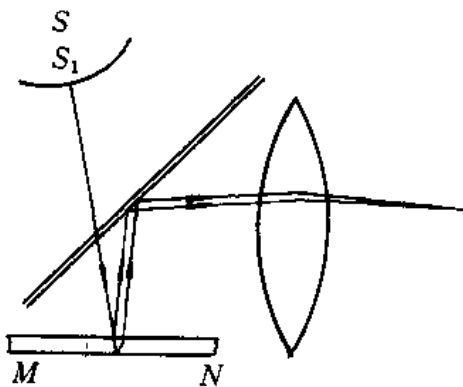


图 2.19(b)

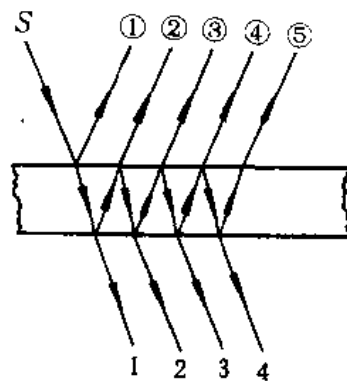


图 2.20

上面的讨论将引起这样一个问题:射到两媒质界面上的光能总是一部分反射一部分折射的,实际的光路图应如图 2.20 所示。那么按图 2.17 只考虑光线①,②是否合理呢?现就光线①,②,③,④,⑤来看,光线①有半波损失,其他光线都没有损失。但光线①振幅最大,其他光线的振幅顺序递减,最后趋于零。若相邻光线的光程差 $\Delta = m\lambda$, 即同位相,这样光线②,③,④...都与光线①反相,形成相消干涉为暗条纹;若相邻光线的光程差 $\Delta = (2m+1)\lambda/2$, 光线②,④,⑥...与光线①同位相,光线③,⑤,⑦...与①反相,形成相长干涉为亮条纹。因此,判断多次连续反射是相长干涉还是相消干涉,只须考虑光线①和②就行了。至于折射光的情况与此类同,也只需考虑光线①和②。由于能量守恒,反射光为相长干涉处在透射光中必为相消干涉处,反之亦然。

例题 3 空气中的水膜($n=1.33$)厚度为 3200 \AA 。这水膜由于白光的正入射而被照明,问反射光将呈现何种颜色?

解:反射光所呈现的颜色是由水膜使这种颜色的光产生相长干涉造成的。设这种色光的波长为 λ ,根据相长干涉的条件公式可得,

$$2nd\cos r = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$$

由于是正入射, $r=0$,则

$$\lambda_0 = \frac{2nd\cos r}{m + \frac{1}{2}} = \frac{2 \times 1.33 \times 3200 \times 1}{m + \frac{1}{2}}$$

当 $m=0,1,2,\dots$ 时, λ_0 依次等于 17000 \AA , 5700 \AA , 3400 \AA , ..., 其中 5700 \AA 在可见光范围内,而波长为 5700 \AA 的光呈现黄绿色。所以用白光照射时从反射光方向看去黄绿色成分加强了。

例题 4 白光以入射角 $i=45^\circ$ 射在一块透明的薄板上。这时朝着反射光观看,薄板呈现绿色。当 i 角增大时薄板呈现的颜色有何变化?当 i 角减小时薄板呈现的颜色又有何变化?

解:设薄板的折射率为 n ,厚度为 d ,反射光相长干涉的条件为:

$$2nd\cos r = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0$$

或

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0$$

$$\text{当 } i=45^\circ \text{ 时,按题意应满足 } 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 45^\circ} = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_{绿}$$

$$\text{当 } i > 45^\circ \text{ 时, } 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} < 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 45^\circ}$$

同级相长干涉的波长应较 $\lambda_{绿}$ 为短,即薄板的颜色向光谱的紫端转变。反之, $i < 45^\circ$,薄板的颜色向光谱的红端转变。

2. 等厚(度)干涉

当所研究的透明板是折射率 n 均匀而两表面夹角很小的楔形板时,若光源距板较远或观察干涉条纹用的仪器(眼睛或低倍显微镜)的孔径很小,以致于在整个视场内光线的入射角 i 可视为不变的常数,则反射光的相遇点的位相差只决定于产生该反射光的薄板

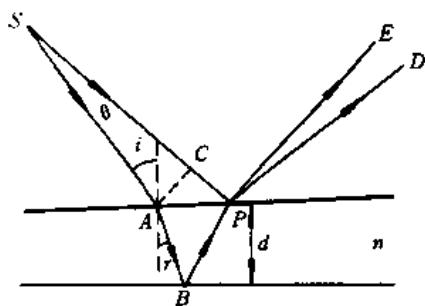


图 2.21

的厚度 d , 板上厚度相同的地方对反射光所产生的光程差相同, 因而同一干涉条纹是由板上厚度相同的地方产生的, 我们称这种干涉为等厚(度)干涉。

等厚度干涉条纹是相干光交叠在膜层表面的干涉现象。如图 2.21, 薄膜的折射率为 n , 在相干光交叠处的 P 点, 膜层的厚度为 d 。从光源 S 发出的两条光线经不同路径最后交叠于 P 。它们的光程差为,

$$\Delta = \overline{SA} + n(\overline{AB} + \overline{BP}) - \left(\overline{SP} + \frac{\lambda_0}{2} \right)$$

由于膜层很薄, A 和 B 这两点很靠近, θ 角很小, 作为一级近似, 可作 AC 垂直于 SP , 则,

$$\begin{aligned} \overline{SA} - \overline{SP} &= -\overline{CP} = -\overline{AP} \sin i = -\overline{AP} \cdot n \cdot \sin r \\ &= -2d n \operatorname{tg} r \sin r = -\frac{2d n \sin^2 r}{\cos r} \end{aligned}$$

$$n(\overline{AB} + \overline{BP}) \approx n \cdot 2 \overline{AB} = \frac{2nd}{\cos r}$$

所以,

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{2nd}{\cos r} - \frac{2d n \sin^2 r}{\cos r} - \frac{\lambda_0}{2} \\ &= 2n d \cos r - \frac{\lambda_0}{2} \end{aligned} \quad (2.21)$$

公式 2.21 与等倾干涉光程差的公式 2.19 相同, 但公式 2.19 是严格的, 而公式 2.21 是近似的。经常遇到的等厚度干涉是光线垂直射到薄膜上, 这时入射角 i 和折射角 r 均为零, 2.21 式可写为:

$$\Delta = 2nd - \frac{\lambda_0}{2} \quad (2.22)$$

在这种条件下相长干涉的条件为:

$$2nd = \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0 \quad (2.23)$$

相消干涉的条件为:

$$2nd = m \lambda_0 \quad (2.24)$$

设有一层很薄的楔形薄膜, 楔角 θ 甚小, 薄膜的折射率为 n , 平行光垂直地射向膜层, 图 2.22(a) 是它的侧视图。从膜的上下表面反射的光是相干光。根据公式 2.21, 在等厚度处两个表面反射的相干光有相同的光程差, 这些干涉图样是一组平行于劈棱的明暗相间的干涉条纹, 如图 2.22(b) 所示。

例题 5 有一玻璃材料 ($n=1.5$) 的劈形薄膜, 楔角 $\varphi=2.9 \times 10^{-5}$ 弧度, 用波长为 $0.5 \mu\text{m}$ 的单色光垂直照射在劈的表面, 求所产生的干涉条纹的间距 l 。

解: 按题意在劈形薄膜的两个表面间, 厚度为 d 的地方, 光程差为 $2nd - \lambda_0/2$, 相邻两条亮纹应满足以下条件:

$$2nd_n = \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0$$

$$2nd_{n+1} = \left(m + 1 + \frac{1}{2}\right) \lambda_0$$

则, $d_{n+1} - d_n = \frac{\lambda_0}{2n}$

从图 2.23 可看出,

$$l = \frac{d_{n+1} - d_n}{\varphi} = \frac{\lambda_0}{2n\varphi}$$

$$= \frac{5 \times 10^{-5}}{2 \times 1.5 \times 2.9 \times 10^{-5}} = 0.56\text{cm}$$

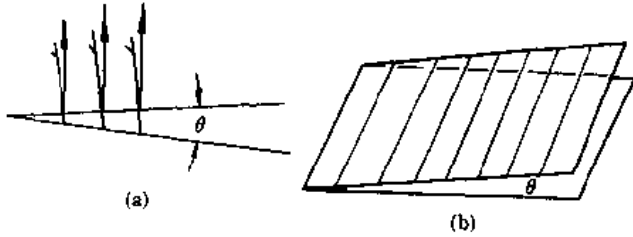


图 2.22

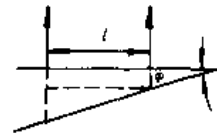


图 2.23

由此可见, 2.9×10^{-5} 弧度这么小而难以测量的楔角, 所产生的干涉条纹的间距是容易测出的, 因此利用这个道理可以测定小的夹角。

2.1.4 干涉现象的应用

在各种干涉现象中有一个共同的特点, 就是相邻干涉条纹的光程差的改变都等于相干光波的波长。光的波长虽短, 但干涉条纹的间距或干涉条纹的数目是可以计量的。因此, 我们可以通过条纹的数目或条纹改变的计量获得微小长度或角度的计量。在科学技术方面各种干涉仪应用非常广泛, 如检验光学材料的表面平整度和内部的均匀性以及机械零件的内应力的分布等等。

1. 等厚干涉的应用

(1) 用尖劈空气膜的干涉测细丝的直径

如图 2.24 有两块平面玻璃, 一端互相接触, 另一端夹着待测直径的细丝, 细丝与接触棱平行。用单色平行光直接照射在玻璃上。由于楔形空气膜层的干涉, 可见到等厚度干涉条纹。图 2.23 与图 2.24 相比较, 前者是玻璃膜层(光密), 两侧是空气(光疏), 后者是空气膜层, 两侧是玻璃, 但是光线都是经历两次反射。一次发生在从光疏媒质到光密媒质, 另一次发生在从密媒质到光疏媒质, 都是经历一次相位差 π 的变化, 因此相长干涉和相消干涉的条件不变。即

$$2nd = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 \quad (\text{相长干涉})$$

$$2nd = m\lambda_0 \quad (\text{相消干涉})$$

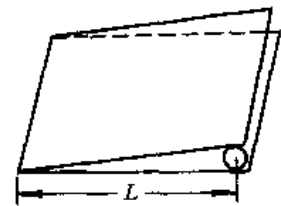


图 2.24

$m=0,1,2,\dots$ 。相邻的明纹(或暗纹)之间光程差的改变都等于相干光波的波长。在棱边处 d 虽为零,由于一次相位差 π 的变化而呈现出暗纹。从棱边数起,第 $m+1$ 条和第 m 条暗纹所对应的光程差的改变为 $2nd_{m+1}-2nd_m=\lambda_0$ 。

如果从棱边到细丝所在处共有 N 条暗纹(不包括棱边的暗纹),则细丝的直径应为:

$$D = N \cdot \frac{\lambda_0}{2n}$$

如果 N 的数目很大容易数错,不妨先测出单位长度内暗纹的数目 n_0 再测总长 L ,则上式变为:

$$D = \frac{n_0 L \lambda_0}{2n}$$

空气的折射率近似为 1,则,

$$D = \frac{n_0 L \lambda_0}{2}$$

(2) 检查光学元件的表面

在磨制光学元件时,必须检验光学表面的质量。通常先把被检查的表面与一个标准的表面相接触,然后在单色光照射下,从观察两个表面间的空气薄膜所形成的干涉条纹形状来判断其表面是否符合标准。

简单的检验装置如图 2.25 所示,图中被检验的表面 A 是一个平面,它与标准样板 B

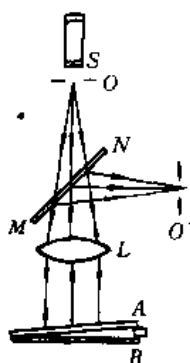


图 2.25

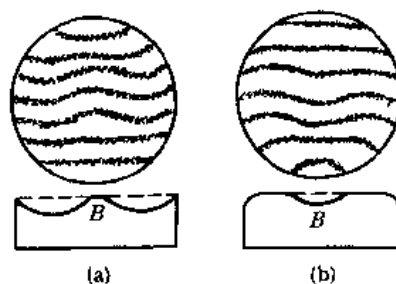


图 2.26

间的一端垫一薄片,使两表面 A, B 间形成空气薄膜。从单色光源如氩-氟激光器 S 发出的激光经扩束后通过光阑 O ,其中一部分透过半透明平板 MN ,并经过透镜 L 形成平行光,然后在劈状空气膜的两个界面上被反射回来再经透镜会聚,其中一部分光被玻璃板 MN 反射到读数显微镜。从这里可以观察到明暗相间的干涉条纹。如果是一组互相平行的直线条纹,就表明被检验的表面是平整的;如果干涉条纹发生弯曲、畸变[图 2.26(a), (b)],就表明被测表面有缺陷。根据条纹的弯曲、畸变的形状和不规则程度,就可确定被测表面的缺陷所在部位以及它与标准平面相差的程度(以光的波长来计算),这样就为进一步加工提供了依据,这种检验光学元件质量的光学仪器称为平面干涉仪。

如果被测表面是一个凸球面,可把被测凸球面与一个标准凹球面紧密接触,与检查平面平整度的方法一样,通过干涉仪在单色光下进行观察。如果被测球面与标准球面相比还

有不规则的偏差,则两球面间的空气隙形成不规则的空气薄膜,从而观察到由于空气薄膜的厚度不同而形成的环形干涉条纹;若条纹不是同心圆,表明被测球面是不规则的,每一暗条纹的出现表明被测表面与标准面之间空气薄膜的厚度增加半个波长,亦即被测表面与标准面的偏差增加半个波长,条纹愈多表明偏差愈大,例如用氦-氖激光为光源的干涉仪进行观察,若在中心处看到 10 个暗条纹,则表明存在着 $10 \times \lambda/2 = 5 \times 6328 \text{ \AA} = 3.16 \mu\text{m}$ 的偏差,一般许可的偏差为 $0.1 - 0.05 \mu\text{m}$ 。

(3) 测量长度的微小变化

测量长度的微小改变对任一楔形薄层,当其折射角 a 不变而只增减板的厚度时,等厚干涉条纹并不改变其条纹间的距离,而只发生条纹的移动。当厚度增加 $\lambda/2n$ 时(n 为楔形薄层的折射率)。第 K 级干涉条纹将位移到第 $K-1$ 级干涉条纹的位置上,第 $K+1$ 级移到第 K 级,余此类推,即此时整个干涉图样在薄层表面上向较薄的方向位移了一段由下式决定的距离:

$$l = \frac{\lambda}{2an}$$

当楔形薄层的厚度减小 λ/n 时,整个干涉图样将向楔形薄层的较厚的方向移动同样一个距离。于是通过测量干涉条纹位移,即可算出楔形板厚度的微小的改变,利用这个原理可制成干涉膨胀仪,用它可测量很小的固体样品的热膨胀数。

干涉膨胀仪的主要部分如图 2.27 所示, CC' 为一个热膨胀系数很小,其值为精确测定过的材料制成的环,如熔石英环、钢环等,环放在平面玻璃板 AB 和 $A'B'$ 之间,在环内置待测物体 W ,环的两端面和待测样品的上下两表面,都要研磨成完善的光学平面,特别是样品的上表面。样品放在环 CC' 内,使平板 AB 的下表面与样品 W 的上表面间形成一个楔形空气层,以单色光自 AB 板上垂直入射时,在此楔形空气层上将产生等厚干涉条纹,当仪器的温度上升时,由于环 CC' 和样品 W 的热膨胀系数不同,空气层的厚度将有改变,因此干涉条纹将移动。若仪器的温度由 t_0 升至 t ,通过视场中某一刻线的条纹的数目为 N 个,则楔形空气厚度的增量为:

$$\Delta L = N\lambda/2$$

式中 ΔL 包含了环 CC' 的膨胀量,它为温度由 t_0 升至 t 时环 CC' 的长度 L'_0 与样品的长度 L 之差,即

$$L'_0 - L = N\lambda/2$$

由于它的热膨胀系数为已知,可计算出其膨胀量,从 ΔL 中加以扣除便得到样品长度的变化量 $L - L_0$ 。 L_0 和 L 分别为样品在温度 t_0 和 t 时的长度,于是被测物体的热膨胀系数 β 为:

$$\beta = \frac{L - L_0}{L_0} \cdot \frac{1}{(t - t_0)}$$

(4) 光学镀膜

在复杂的光学系统中玻璃表面多,对光能的反射损失是严重的。例如,由六个透镜组成的光学系统中反射约损失光能的一半左右。此外,光在透镜表面上的反射还会造成杂散

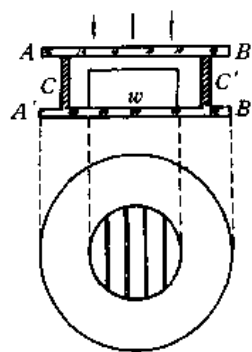


图 2.27

光,严重影响光学系统的成像质量。

为了减少在光学元件(透镜、棱镜等)表面上的反射损失,可利用薄膜的干涉相消来减少反射光,照相机的镜头以及测距仪、潜望镜上用的光学元件的表面为了减少反射损失都镀了介质薄膜。

介质薄膜要透明,它的折射率要选择适当,以便在外界面和内界面(即薄膜与玻璃的接触面)上反射出来的光波振幅接近相等,使其合振幅接近于零,从而使反射光接近全部相消。

在正入射的情况下,光从介质 1(折射率为 n_1)到介质 2(n_2)的界面上反射时,例如玻璃的折射率 $n_2=1.8$,空气的折射率 $n_1=1$,则在玻璃表面上的反射率:

$$\rho = \left[\frac{\frac{n_2}{n_1} - 1}{\frac{n_2}{n_1} + 1} \right]^2 = \left[\frac{1.8 - 1}{1.8 + 1} \right]^2 = 8\%$$

在镀了氟化镁薄膜之后,可使反射损失由不镀膜时的 8%降低到 0.078%,利用薄膜干涉以减少反射损失这一措施,对于测距仪、潜望镜一类仪器特别有效,因为这类仪器有较多的反射面。

上述薄膜减少了光学元件表面反射所造成的光能量损失,而增强了透射光的能量,所以也称为增透膜。但另一种镀膜的目的(如反射镜镀膜)是为了增强对某一光谱区内的反射能量,这种膜称为反射膜。

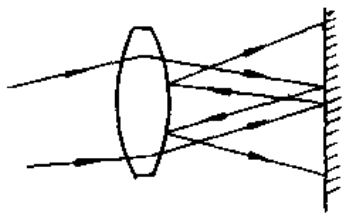


图 2.28

这里举一个例子来说明,如照相机的镜头和其他类似光学器件的表面对光线有反射作用,不仅会导致光能的损失,而且,经过透镜会聚到光屏或照相底片的光线会反射到透镜,再从透镜表面反射到底片或光屏上,如图 2.28 所示。组成镜头的各透镜表面反射光也会形成杂散光。这些杂散光使底片上难以获得景物的清晰图像。所以必须减少这种从透镜上反射的光。现在高质量透镜和其他一些

元件都要镀一层透光薄膜以减少反射光,但薄膜的折射率必须低于透镜材料的折射率。这样一来,从膜层上下表面反射回来两束相干光。一束为空气到薄膜表面上的反射,有半个波长的额外程差;另一束为薄膜到玻璃镜表面上的反射,也有半个波长的额外程差。所以这两束相干光之间不存在相对的额外半波损失,它们之间的光程差为:

$$\Delta = 2nh$$

n 是薄膜的折射率, h 为膜层的厚度。如果,

$$2nh = \frac{\lambda_0}{2}$$

反射光就基本上被消除了。这时膜层的厚度应为:

$$h = \frac{\lambda_0}{4n}$$

从上式可以看出,一定厚度的膜层能使一种相应波长的反射光基本消除,对其他波长相近的反射光也有不同程度的减弱。至于要控制那种波长的反射光使其强度达到最小,可按实际需要来设计膜层的厚度。

除了镀制增透膜和增反膜外,还可以镀制各种性能的多层高反射膜、彩色分光膜、冷光膜以及干涉滤光片等,例如,氮-氦激光器谐振腔的全反射镜镀 15—19 层的硫化锌-氟化镁膜系,便可使 6328 Å 波长的反射率高达 99.6%;广泛应用于彩色电视中的彩色分光膜是一种在可见光区内有选择反射性能的薄膜;冷光膜是一种高效能地反射可见光又高效能地透射红外光的多层膜系,这种膜系通常镀在电影放映机的反光镜上,以减少电影胶片的受热和增强银幕的照度。

2. 牛顿环

各种精密仪器的装备常配有质量很高的透镜,它的曲率半径要经过精密的测量。用机械的方法例如用球径仪来测量,势必要损坏透镜的表面,而且仪器的准确度也比较低,一般都采用牛顿环的办法来测量。

牛顿环是产生等厚度干涉条纹的仪器。取曲率半径相当大的平凸透镜 M_1 ,并将凸面放在一片很平整的平玻璃 M_2 上,如图 2.29 所示。这样,在两玻璃表面之间形成了一个厚度由零缓缓增大的空气层。牛顿曾用这样的装置进行观察,他发现了以接触点 C 为圆心的环状干涉条纹。

单色光由上方垂直入射,经空气层的两个表面反射的光线,在空气层的上表面处产生环形等厚度干涉环花样,从上方看到的是一组以 C 为圆心的明暗相间的圆环。如果入射光是白光,看到的是彩色环纹。设 λ_0 为所用单色光的波长, P 为膜层上的一点,在该处,空气层的厚度为 d ,条纹的半径为 r 。现在让我们来找出 r 和 λ_0 、平凸透镜的曲率半径 R 之间的关系。根据几何关系

$$R^2 = r^2 + (R-d)^2$$

实际上 $d \ll R$,故:

$$d = \frac{r^2}{2R}$$

由于平凸透镜的曲率甚小,在 P 处光线可以看作是垂直入射的,根据前面所讲的,相长干涉和相消干涉空气层的厚度应满足的条件分别为:

$$\frac{r^2}{R} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 \quad (\text{相长干涉})$$

$$\frac{r^2}{R} = m \lambda_0 \quad (\text{相消干涉})$$

也就是亮环和暗环的半径应满足:

$$r_{\text{亮}} = \sqrt{\left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 \cdot R} \quad (2.25)$$

$$r_{\text{暗}} = \sqrt{m \lambda_0 R} \quad (2.26)$$

$m=0,1,2,3\cdots$ 。从以上两式可以看出,明环的半径与 $\frac{\lambda_0}{2}$ 的奇倍数的平方根成正比,暗环的半径与 $\frac{\lambda_0}{2}$ 的偶倍数的平方根成正比。故由 C 点向外,环纹变密,这与实际观察到的情况一

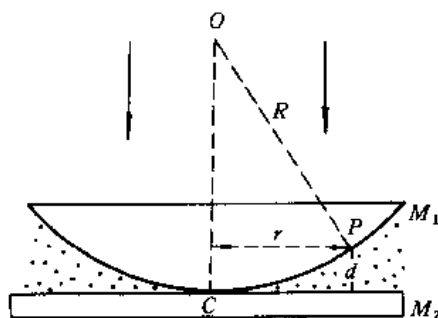


图 2.29

致。在膜的厚度为零($d=0$)的 C 点, 出现相消干涉的暗点, 这也与观察结果相一致。根据对图 2.30 的分析, 如果观察透射光, 也应出现明暗的干涉环纹, 不过条纹的明暗情况与反射光的明暗条纹恰好相反, 在 C 点处即环的中心出现相长干涉的亮点, 这也与实验观察结果一致。

如果 λ_0 为已知, 测得某一级亮环或暗环的半径, 就可以根据式 (2.25) 或 (2.26) 求得透镜的曲率半径 R 。也可测出两个不同级别的亮环(或暗环)的半径 r_m 和 r_{m+n} , 再用由式 (2.25) 或 (2.26) 导出的下式:

$$R = \frac{r_{m+n}^2 - r_m^2}{n\lambda_0},$$

计算 R 值。

观察牛顿环干涉的示意图 2.30, 从单色光源发出的平行光射在玻璃片上, 经反射后垂直射向空气膜层, 由膜层的两个表面反射回来的相干光又经玻璃片反射到显微镜, 在它的目镜处可看到牛顿环。

曾有人做过这样一个有趣的实验。平凸透镜的折射率 $n_1=1.5$, 平面玻璃的折射率为 $n_2=1.7$, 在透镜与平面玻璃之间的一部分空间充以折射率为 $n=1.6$ 的油层, 则所观察到的干涉花样如图 2.31 所示。这个现象应如何理解, 请读者自己考虑。

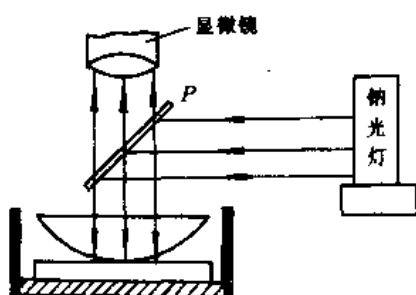


图 2.30

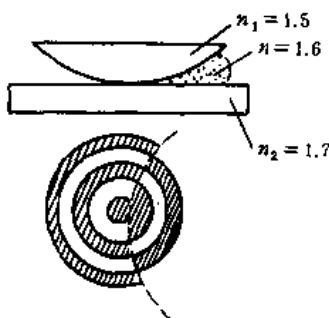


图 2.31

例题 6 有两个球面镜 M_1 和 M_2 , 它们的曲率半径分别为 $R_1=1\text{m}$, $R_2=2\text{m}$ 。把 M_1 的凸面放在 M_2 的凹面内并使两者相接触, 如图 2.32 所示。用波长 $\lambda=6\times 10^{-7}\text{m}$ 的单色光竖直地射向两镜之间的空气膜(空气的 $n=1$)。试求这个牛顿环的第一、二、三、四各环的半径。

解: 设某一亮环的半径为 r , 该处空气膜的厚度为 D 。作水平辅助线 AB , 则

$$D = d_2 - d_1 = \frac{r^2}{2R_1} - \frac{r^2}{2R_2} = \frac{r^2}{4}\text{m}$$

亮环的光程差满足:

$$2D = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0$$

即

$$r^2 = (2m + 1)\lambda_0$$

$m=0, 1, 2, \dots$ 。第一、二、三、四亮环的半径依次为

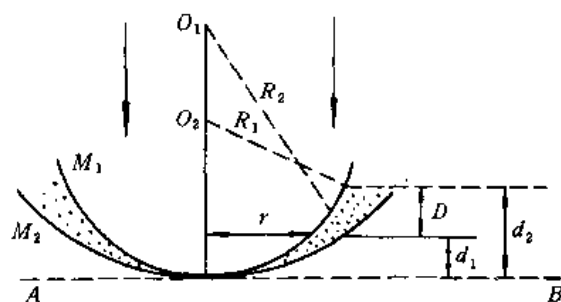


图 2.32

$$r_1 = \sqrt{\lambda_0} = \sqrt{60 \times 10^{-8}} = 0.77\text{mm}$$

$$r_2 = \sqrt{3\lambda_0} = \sqrt{180 \times 10^{-8}} = 1.34\text{mm}$$

$$r_3 = \sqrt{5\lambda_0} = \sqrt{300 \times 10^{-8}} = 1.73\text{mm}$$

$$r_4 = \sqrt{7\lambda_0} = \sqrt{420 \times 10^{-8}} = 2.05\text{mm}$$

如果 M_1 和 M_2 不相接触而在其中心部分有 $\lambda_0/4$ 波长的空气层,那么第一、二、三、四亮纹的半径各为多少? 中心部分是亮还是暗? 这个问题留给读者自己去解决。

(答案:1.10,1.55,1.90,2.19 毫米;中部是亮的)。

例题 7 平板玻璃与透镜之间形成牛顿环,第三暗环的直径 1cm,用光照明($\lambda_0 = 589 \times 10^{-7}\text{cm}$),光进入空气膜的入射角为 30° ,求此平凸透镜的曲率半径 R 。

解: 设第三暗环处空气膜的厚度为 d ,由于光线不是垂直射向空气膜层,故相消干涉应满足:

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = m\lambda_0$$

对第三暗环

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = 3\lambda_0$$

即

$$2 \cdot \frac{r^2}{2R} \sqrt{1 - \frac{1}{4}} = 3\lambda_0$$

$$R = 1.225 \times 10^3\text{cm} = 12.25\text{m}$$

3. 迈克尔逊干涉仪

迈克尔逊干涉仪是迈克尔逊(1852—1931)为了研究光速而精心设计的。他因此获得了 1907 年诺贝尔物理奖。现在我们还利用它来做很多光学精密测量,如测光波波长、校核标准长度、检验光学玻璃的平整度和均匀性等。它的结构巧妙,但所依据的原理仍然是空气膜的干涉,可以是等倾度干涉也可以是等厚度干涉。

图 2.33 为干涉仪结构的示意图。被光源所照射的毛玻璃 L 作为扩展光源,向各方向发射光线。当反光镜 M_1 和 M_2 相互垂直时,分光板 G_1 与 M_1 和 M_2 都成 45° 角。分光板 G_1 是厚度约为 0.5cm 的玻璃板,它的背面镀了很薄的银层,能把射到它上面的光分成强度

相等的两部分。一部分(即图中的光线①)反射到平面镜 M_1 , 经 M_1 反射后又透过 G_1 到达观察者的眼睛; 另一部分(即图中的光线②)透过 G_1 射向平面镜 M_2 , 经 M_2 反射后又射向 G_1 , 被 G_1 上的银层反射也到达观察者的眼睛。显然, 这两部分光是相干光, 图中的补偿板 G_2 是与 G_1 完全相同的玻璃板, 它的作用只是使①和②两束相干光在玻璃里经过的光程一样, 都是三次经过玻璃, 故称作补偿玻璃板。

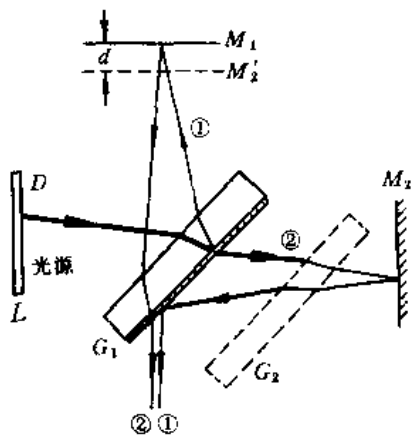


图 2.33

当 M_1 和 M_2 准确地相互垂直并且两者到银膜的距离之差在几毫米之内的情况下, 在 E 处的眼睛或照相机物镜可见环形等倾干涉环纹。这是由于从 M_2 反射的光经 G_1 的反射生成的虚像 M'_2 平行于 M_1 。我们可以把射向眼睛的光线②看作是来自 M'_2 。因此所看到的干涉图样与 M_1 和 M'_2 间的空气层薄膜干涉结果一样。光线①和②的光程差为 $2dncosr$, 空气中的 $n=1$, d 为 M_1 和 M'_2 间的距离, r 为光线进入 M'_2 和 M_1 间的空气层的入射角。这时我们所观察到的是一组等倾度环形干涉花样。不同的环对应于不同的角 r 。产生亮环的条件是 $2dncosr = m\lambda$, 产生暗环的条件是 $2dncosr = (m + 1/2)\lambda$ 。

2) λ 。

当 M_1 和 M_2 不是准确垂直时, 由于 M_1 和 M_2 之间微小的夹角构成一个楔形空气层, 可得等厚度干涉条纹。

例题 8 迈克尔逊干涉仪所用单色波的波长 $\lambda_0 = 5 \times 10^{-5} \text{cm}$ 。(1) 如果 $d = 2.5 \times 10^{-2} \text{cm}$, 求出对应于 $m = 1000, 999, 998, 997, 996, 995, \dots$ 的各级亮环的角度 r 的值; (2) 如果 $d = 2.5 \times 10^{-3} \text{cm}$, 求出对应于 $m = 100, 99, 98, 97, 96, 95, \dots$ 的各级亮环的角度 r 值的值; (3) 如果 $d = 2.4 \times 10^{-3} \text{cm}$, 试求出亮环的最高级别。

解: 根据 $2dncosr = m\lambda$, 即 $r = \cos^{-1} [m\lambda / (2d)]$

(1) $d = 2.5 \times 10^{-2} \text{cm}$ 时,

$$r = \cos^{-1} \left(\frac{5 \times 10^{-5} \cdot m}{2 \times 2.5 \times 10^{-2}} \right) = \cos^{-1} (0.001m)$$

所以对应于 $m = 1000, 999, 998, 997, 996, 995, \dots$ 各条亮纹的 r 角的值分别为:

$$r = 0^\circ, 2.56^\circ, 3.62^\circ, 4.44^\circ, 5.13^\circ, 5.73^\circ, \dots$$

(2) $d = 2.5 \times 10^{-3} \text{cm}$ 时,

$$r = \cos^{-1} \left(\frac{5 \times 10^{-5} m}{2 \times 2.5 \times 10^{-3}} \right) = \cos^{-1} (0.01m)$$

所以对应于 $m = 100, 99, 98, 97, 96, 95, \dots$ 各条亮纹的 r 角的值分别为:

$$r = 0^\circ, 8.11^\circ, 11.48^\circ, 14.07^\circ, 16.26^\circ, 18.19^\circ, \dots$$

(3) $d = 2.4 \times 10^{-3} \text{cm}$, 条纹的最大级别对应与 $r = 0, \cos r = 1$, 即

$$m = \frac{2dncosr}{\lambda} = \frac{2 \times 2.4 \times 10^{-3} \times 1}{5 \times 10^{-5}} = 96$$

从本例题可以看出以下几点:

(1) 越靠近干涉环的中心,干涉环的级别越高。

(2) M_1 和 M_2 (或 M'_2) 间的距离 d 逐渐减少时,级别大的环纹逐渐消失,条纹向里收缩。反之, d 逐渐增大时,条纹不断由中心向外生出。 d 每减小或增大半个波长的距离,就向里收缩或向外涌出一个环级。

从以上两点概括,可以推知,如果使 M_1 移动 s 厘米,视场中的环纹移过的数目为 N ,那么所用光波的波长 λ_0 等于

$$\lambda_0 = \frac{2s}{N} \text{cm}$$

或者,当 λ_0 已知并测出了 N 值,也可以运用上式测出 s 。事实上,即使镜子平移的距离小到波长的十分之一,大约相当于二万分之一毫米时,我们也能精确地予以测定。在精密测量长度时,只要镜子沿着要测定长度的物体移动,观察并计算视场中移动过的条纹数目,就可以测出物体的长度,准确度可达到光波波长的十分之几。

如果把迈克尔逊干涉仪的光源更换为单色点光源,就可以对光学元件进行质量检查。如图 2.34(a), S 是点光源,利用透镜 L_1 给出一束平行光,经分光板 G_1 得到相互垂直的反

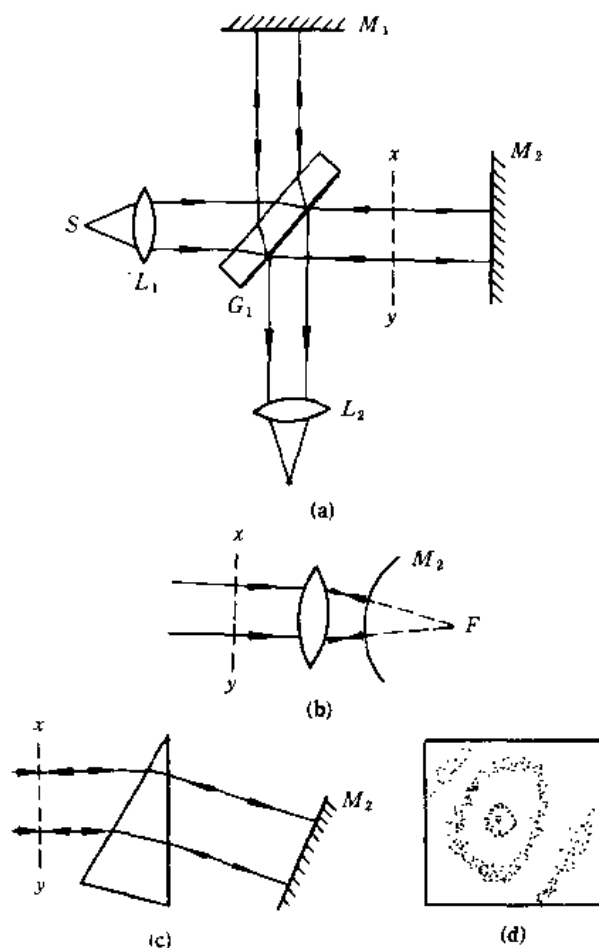


图 2.34

射平行光和透射平行光。前者经 M_1 反射后再透过 G_1 投射到透镜 L_2 上;后者透过待检查的元件例如透镜,如图 2.34(b),垂直地射到反射镜 M_2 上,经 M_2 反射后再次通过待测元

件沿原路返回并由分光板 G_1 反射到透镜 L_2 , 观察者的眼睛在 L_2 焦点的后面进行观察。若元件是均匀、平整的, 两相干光波之间有恒定的相位差, 我们就会看到照度均匀的视场; 若元件表面有疵病或内部折射率不均匀, 经两次透过元件, 相干光的波面的平面性将发生形变, 它与由 M_1 反射回的平面波干涉。一般得到大致如图 2.34(d) 的干涉图样。干涉纹是干涉场中光程差相同点的轨迹, 它反映了两次通过元件的波面相对于平面波偏离, 也可以看作是元件缺陷分布的“轮廓图”。可根据这个“轮廓图”修整元件。

4. 法布里-珀罗干涉仪

以上我们讨论过的干涉现象是双光束干涉, 它们所产生的干涉条纹不够锐利, 这在实际应用上有时不能满足要求。欲使干涉条纹变细锐, 就必须实现多光束干涉。为此, 有多光束干涉的干涉仪, 其中以法布里-珀罗(Fabry-Perot)干涉仪最常用。

这种仪器是由平行放置的两块平板组成的, 在两板相对的平面上镀银膜或其他较高反射系数的薄膜。要求镀膜的两平面与理想几何平面的偏差不得超过 $1/20$ 至 $1/50$ 波长, 而为消除两平板相背平面上反射光的干涉所引起的干扰, 每块板都不是平行平板, 板的两面成一小的夹角。若两平行的镀银平面的间隔用由某些热膨胀系数很小的材料做成的环固定起来, 则称该仪器为法布里-珀罗标准具; 若两平行的镀银平面的间隔可以改变, 则称该仪器为法布里-珀罗干涉仪。

图 2.35 表示光在两平板之间多次反射的情况, 自扩展光源 S 上任一点发出的光, 射入两平板后, 在两镀银平面间进行多次反射, 结果构成多个平行的透射光①, ②, ③, ... 和多个平行的反射光①, ②, ③, ...。在这两组光中, 相邻光的位相差或光程差都相等。设入射光的振幅为 a , 则诸透射光的振幅分别为 att' , ar^2tt' , ar^4tt' , ...; 诸反射光的振幅为 ar , $artt'$, ar^3tt' , ar^5tt' , ar^7tt' , ... 等, 其中 r^2 为镀银面的反射率, tt' 分别为两板的振幅透射率, $r^2 + tt' = 1$ 。当反射率 r^2 较大且与 1 相差不多时, 则所构成的透射光接近于等振幅的多光束。这样透射的多束相干光, 就可作为获得锐利干涉条纹的相干光束。

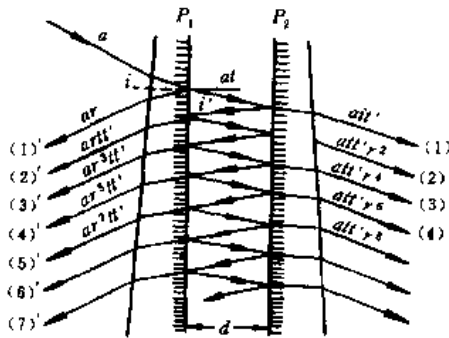


图 2.35

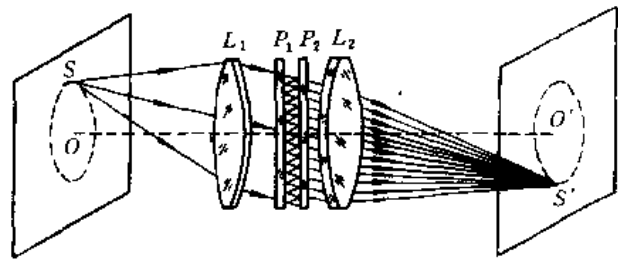


图 2.36

在透射的诸光束中, 相邻光束的光程差为:

$$\Delta = 2nd\cos i' \quad (2.27)$$

由此所引起的相位差则为:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n d \cos i' \quad (2.27a)$$

由于一般情况下,法布里-珀罗干涉仪是在空气中使用,空气的折射率为 $n=1$,所以式(2.27)和(2.27a)又可写成:

$$\Delta = 2d \cos i' \quad (2.27b)$$

及

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} d \cos i' \quad (2.27c)$$

其中 i' 为在两镀银平面间的入射光与板平面的法线的夹角。当此光程差为波长的整数倍时,则得最大光强度,称为干涉主极大。由于两镀银平面是平行的且所用的光源为扩展光源,所以产生等倾干涉。与迈克耳孙干涉仪的情形一样,是一组同心圆,因而在透镜 L_2 焦面上得到的是一组同心环形条纹的图样(图 2.36)。

现在我们来计算诸透射光在透镜 L_2 焦平面上的光强度分布,以便了解干涉图样的特点。

令 δ 为相邻两光在透镜 L_2 的焦平面上某点的位相差,于是,按矢量的多边形加法可得透射光①,②,③,⋯等在该点的合成振动的振幅 A ,其在 x 方向的分量和 y 方向的分量分别为:

$$\sum x = att' [1 + r^2 \cos \delta + r^4 \cos(2\delta) + r^6 \cos(3\delta) + \dots]$$

和

$$\sum y = att' [0 + r^2 \sin \delta + r^4 \sin(2\delta) + r^6 \sin(3\delta) + \dots].$$

该点的光强度为:

$$I_T = A^2 = (\sum x)^2 + (\sum y)^2 = (\sum x + i \sum y)(\sum x - i \sum y), \quad (2.28)$$

其中 $i = \sqrt{-1}$,

$$\begin{aligned} \sum x + i \sum y &= att' \{1 + r^2(\cos \delta + i \sin \delta) + r^4[\cos(2\delta) + i \sin(2\delta)] + \dots\} \\ &= att' (1 + r^2 e^{i\delta} + r^4 e^{2i\delta} + \dots); \\ \sum x - i \sum y &= att' (1 + r^2 e^{-i\delta} + r^4 e^{-2i\delta} + \dots). \end{aligned}$$

以上二等式的括弧部分,都是收敛的等比级数,因而可写作

$$\left. \begin{aligned} \sum x + i \sum y &= \frac{att'}{1 - r^2 e^{i\delta}} \\ \sum x - i \sum y &= \frac{att'}{1 - r^2 e^{-i\delta}} \end{aligned} \right\} \quad (2.29)$$

将此 $\sum x + i \sum y$ 和 $\sum x - i \sum y$ 值代入(2.28)式,则得

$$I_T = \frac{a^2 (tt')^2}{1 + r^4 - 2r^2 \cos \delta} \quad (2.30)$$

令 $R=r^2$,则上式可改写为:

$$I_T = \frac{a^2 (tt')^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (2.30a)$$

由已知 $tt' = 1 - r^2 = 1 - R$,则得:

$$I_T = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (2.30b)$$

其中 $I_0 = a^2$, 此式即为法布里-珀罗干涉仪的透射光在透镜 L_2 的焦平面上的光强度分布公式。以 I_T/I_0 为纵轴, 位相差 δ 为横轴, 则(2.30b)式可绘成如图 2.37 所示的透射率曲线, 由于透射光和反射光是互补的, 所以反射光在透镜 L_1 焦平面上的光强度分布 I_R 可由 $I_0 - I_T$ 求出, 在图 2.37 中以其右端的纵轴代表 I_R/I_0 , 于是也表示了 I_R/I_0 与位相差的关系。可以看出, 镀银面的反射率愈大, 由透射光所得的干涉主极大亦愈细。

法布里-珀罗干涉仪和标准具所产生干涉亮条纹十分细锐的特点, 使它成为研究光谱线精细结构的有效手段; 法布里-珀罗干涉仪和标准具的原理为激光谐振腔提供了基本模型, 也是研究干涉滤光片的理论基础, 为了进一步了解法布里-珀罗干涉图样的特点, 我们需要讨论表征它的特性的两个参量: 分辨本领和自由光谱范围。

(1) 自由光谱范围

设波长为 λ_1 和 λ_2 ($\lambda_2 > \lambda_1$) 的两光射到法布里-珀罗标准具上, 它们各产生一组同心圆环状的干涉亮条纹(主极大), 对同一干涉级(k), λ_2 的干涉圆环的直径较 λ_1 的小些, 如图 2.38 所示, 当满足 $2d \cos i' = k\lambda_1 = (k-1)\lambda_2$ 时, λ_1 的第 k 级与 λ_2 的第 $(k-1)$ 级的亮圆环重叠, 因而得,

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda_2}{k}$$

由于在法布里-珀罗标准具中, 大多数情况下, $\cos i' \approx 1$, 所以上式中的 k 值应为:

$$k \approx \frac{2d}{\lambda_1}$$

以此 k 值代入上式, 则得,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2d}$$

实际上, 可认为 $\lambda_1 \lambda_2 \approx \lambda^2$, λ 为 λ_1 到 λ_2 的平均波长, 故有:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d} \quad (2.31)$$

我们称此 $\Delta\lambda$ 为标准具的自由光谱范围, 即入射光的波长在 λ_1 到 $\lambda_2 < \lambda_1 + \Delta\lambda$ 的波长范围以内, 所产生的干涉圆环不重叠。例如, 对 $d = 5\text{mm}$ 的标准具, 入射光波长 $\lambda = 5461 \text{ \AA}$, 则由式(1.31)得 $\Delta\lambda \approx 0.3 \text{ \AA}$, 这就是说, 只有波长在 5461 \AA 到 $5461 + 0.3 = 5461.3 \text{ \AA}$ 范围的光, 在标准具内才没有不同级干涉圆环的重叠现象。

(2) 分辨本领

法布里-珀罗标准具的干涉条纹的强度分布已表示在图 2.37 中, 在 $\delta = 2k\pi$ 处 I_T/I_0 的为峰值 1, 在峰值两侧 I_T/I_0 的值降到峰值的一半(即 $\frac{1}{2}$)的两点间的距离 $\Delta\delta$ 称为干涉条纹的半值宽度。不过 $\Delta\delta$ 是以位相差来度量的。由(2.30b)式:

$$I_T/I_0 = \frac{1}{2} = \frac{1}{1 + \frac{4R \sin^2 \left(\frac{2k\pi + \Delta\delta/2}{2} \right)}{(1-R)^2}} = \frac{1}{1 + \frac{4R \sin^2 \left(\frac{\Delta\delta}{4} \right)}{(1-R)^2}} \approx \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \frac{(\Delta\delta)^2}{4}}$$

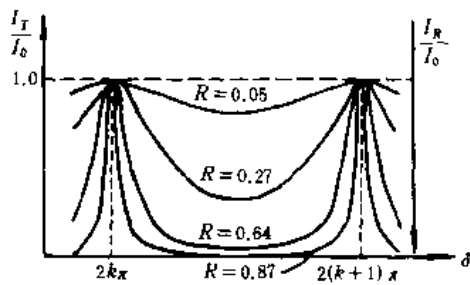


图 2.37

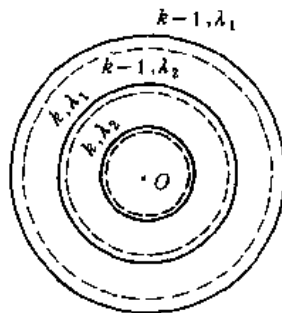


图 2.38

则半值宽度为:

$$\Delta\delta = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} \quad (2.32)$$

在光线接近正入射的情况下,位相差(2.27c)式为 $\delta = \frac{4\pi d}{\lambda}$ 。因此,可用波长差 $\delta\lambda$ 来表示半值宽度,

$$\Delta\delta = \frac{4\pi d}{\lambda^2} \delta\lambda, \delta\lambda = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} \frac{\lambda}{4\pi d/\lambda} = \frac{\lambda}{\pi k} \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (2.32')$$

式中 $k = \frac{2d}{\lambda}$ 为干涉级数。因而,当两波长 λ_1 和 λ_2 相差 $\delta\lambda$ 时, λ_1 的第 k 级主极大的峰值恰好落在 λ_2 的第 k 级主极大的极小值处。由瑞利分辨率判据这时两波长刚好能被分辨开,故(2.32')式的 $\delta\lambda$ 为法布里-珀罗标准具的分辨率。

例如, $d=5\text{mm}$ 和膜层反射率 $R=0.90$ 的标准具,对 $\lambda=5461\text{\AA}$ 附近的光它能分辨开的最小波长间距为 0.01\AA 。可见,法布里-珀罗标准具是一种分辨率很高的光谱仪器。

2.2 光的衍射

2.2.1 衍射现象的实验规律

当光在其传播路径上遇到障碍物时,光会发生偏离直线方向的传播,在显示屏上出现强度不均匀的分布或明暗相间的条纹,这种现象称为光的衍射现象。

在图 2.39 中,准单色点光源照明一圆盘挡光板,按几何光学的预言在观察屏上应为圆盘的阴影区和外围的照明区,在两区交界处光强度要发生突变。但是,实验表明,在交界处光强度为渐变,阴影区内出现了明暗相间的同心环状条纹,其中心为亮斑。在图 2.40 中,准单色线光源经透镜 L_1 准直后照明一狭缝挡光板,在其后透镜 L_2 的后焦面上观察时,并不是几何光学所给出的狭缝的线状像,而是明暗相间的平直条纹,缝越窄条纹间距越大。显然,光在衍射中偏离了直线的方向传播而弯入了阴影区内,并产生了衍射条纹。这种偏离无法用光的反射和折射定律来加以解释的,只能从光是波动的观点才能得到理解。

衍射现象只有在障碍物线度和波长可以比拟时,衍射现象才明显地表现出来。光波波长约为 $4-7 \times 10^{-6}\text{cm}$,只有当障碍物或狭缝的线度和光波波长差不多时,或大得不多时,衍射现象才很明显。当障碍物或狭缝的线度远比光波波长大,或波长极短时,衍射现象则

很不明显,因而通常人们不容易观察到光的衍射现象。

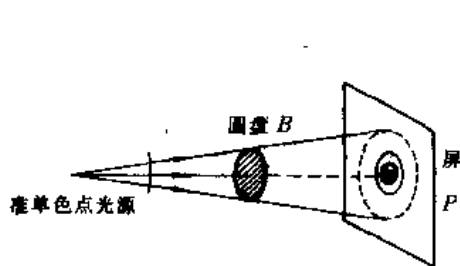


图 2.39

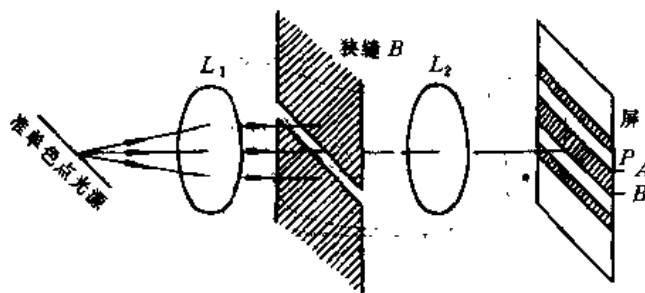


图 2.40

衍射现象分为二种:菲涅耳衍射和夫朗和菲衍射。产生光衍射现象的狭缝离显示屏为有限距离,光源距狭缝可以是有限距离或无穷远,如图 2.41 所示。这样的衍射称为菲涅耳衍射。当光源和显示屏均距狭缝为无穷远时,利用会聚透镜可以把沿各方向衍射的平行光分别会聚在位于透镜焦面的显示屏上,在其焦平面就产生衍射图样,见图 2.42。这种衍射称为夫琅和菲衍射。

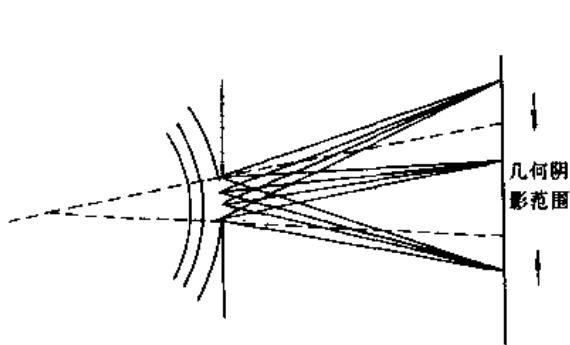


图 2.41

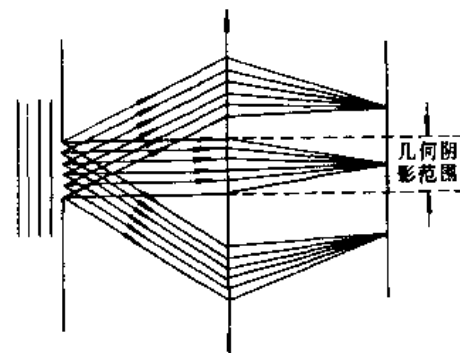


图 2.42

通过衍射现象的研究,可以进一步深入理解光的波动本性。同时,光的衍射在近代科学技术中有极其重要的应用,如衍射光栅、光学信息处理、全息术等。在这方面已形成一独立的学科分支——傅里叶光学。

2.2.2 惠更斯原理

在波传播时,同位相各点组成的轨迹是一个等相面,叫做波面,惠更斯曾提出次波假设来阐述波的传播现象,从而建立了惠更斯原理,惠更斯原理可表述如下:任何时刻波面上的每一点都可作为次波的波源,各自发出球面次波;在以后的任何时刻,所有这些次波波面的包络面为波在该时刻的新波面。

根据这个原理,可以从某一时刻已知波面位置求出其后任一时刻波面的位置。惠更斯原理可用图 2.43(a)加以说明,SS 是 t_1 时刻的波面,箭头表示光的传播方向。若光的传播速度为 v ,为求下一时刻 $t_2 = t_1 + \Delta t$ 时的波面,可以将 SS 上的每点都看作次级子波的源,

各点均发出子波,经过时间 Δt 后,各子波的波面都是半径 $r = v\Delta t$ 的球面,所有这些子波面的包络面 $S'S'$ 就是 t_2 时刻的新波面。应用这一原理可以对光的直线传播、光的反射、光的衍射等一系列现象作出直观的解释。图 2.43(b) 表示平面波 BB' 通过宽度为 b 的开孔 AA' 的情况,开孔 AA' 限制了平面波 BB' ,只容许宽度为 b 的一部分波面透过,开孔平面上的每一点都可看作发出次波的新波源,这些次波的包络面在中间部分是平面,在边缘处是弯曲的,即在开孔的边缘处,光向阴影区内传播。因此几何阴影内的光强度不为零,从而说明了衍射现象的产生。惠更斯原理定性地说明了衍射现象,但尚不能对衍射中的明暗条纹等问题作出精确地解释。

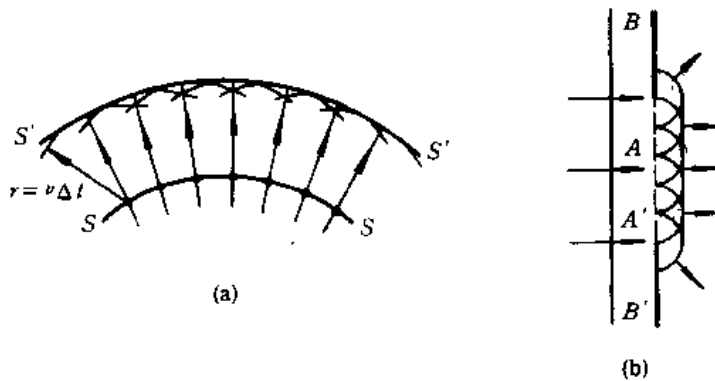


图 2.43

菲涅耳发展了惠更斯原理,进一步假定从波面上各点所发出的子波之间是相干的,衍射条纹是这些子波干涉的结果。经这样发展的惠更斯原理称为惠更斯-菲涅耳原理。根据这个原理,如果已知光波在某时刻的波阵面 S ,就可以计算光波传到 S 后面任一给定点 P 的振幅和相位。如图 2.44 所示, A 是一个开有任意形状小孔的屏。在小孔处的波面上有众多的子波波源,它们发出的光振动可以到达屏 B 上的任一点 P 。但这些光振动到达 P 点时的位相和振幅各个不相同, P 点合成光振动的大小取决于到达 P 点各子波叠加的总效果。每个子波波源在 P 点产生的光振幅与三个因数有关:它与子波波源的面积 ΔS 成正比;与 ΔS 到 P 点的距离 r 有关;与衍射方向 r 和 ΔS 的法线 N 之间的夹角有关。应用惠更斯-菲涅耳原理来解决具体问题,在一般情形下计算比较复杂。下面我们介绍菲涅耳半波带法,以避免冗长复杂的计算。

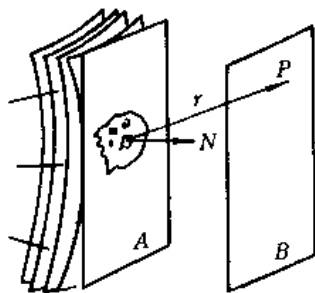


图 2.44

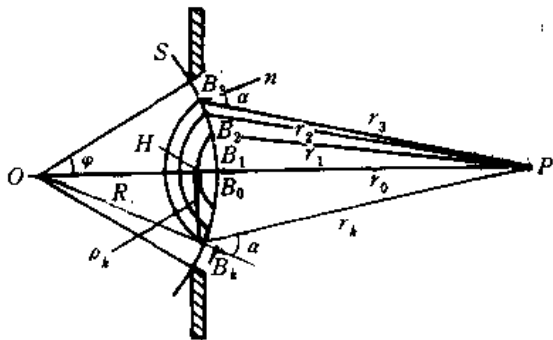


图 2.45

菲涅耳半波带法示于图 2.45 中, S 是点光源 O 射到孔屏上的球面波面, R 为其半径, P 是观察点, PO 与球面相交于 B_0 点, r_0 是 P 点到波面 S 的距离。我们来研究 S 波面上各子波源在 P 点所引起的振动。以 P 为球心, $r_0 + \frac{\lambda}{2}, r_0 + 2\lambda/2, r_0 + 3\lambda/2 \dots$ 为半径作球面, 它们分别对于球面 S 相交于 B_1, B_2, B_3, \dots , 这样波面被分为许多环形带。由于每两个相邻带的中心到 P 点的距离相差半波长, 因此由任何相邻两带所发次波到达 P 点的光程差为 $\frac{\lambda}{2}$, 即反相到达 P 点。这样分成的环形带叫做菲涅耳半波带。这些波带的面积可按如下法计算。若 B_k 为第 k 个半波带, 它的半径 B_kH 为 ρ_k , 于是, 由 B_0 到 B_k 这部分波面 (称为球冠) 的面积也即含有 k 个半波带的面积为:

$$S_k = 2\pi R h$$

其中 $h = B_0H$ 为球冠的高度。 ρ_k 为 $\triangle OB_kH$ 和 $\triangle PB_kH$ 的公共边的高度, 它为:

$$\rho_k^2 = R^2 - (R - h)^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2 = \left(r_0 + \frac{k\lambda}{2} \right)^2 - (r_0 + h)^2, \quad h = \frac{kr_0\lambda}{2(R + r_0)}$$

式中已用了 $\lambda \ll r_0$ 的近似。因此,

$$S_k = \frac{2\pi k R r_0}{(R + r_0)} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

同理, 含有 $k-1$ 个半波带的面积为:

$$S_{k-1} = \frac{2\pi(k-1)Rr_0}{(R+r_0)} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

则第 k 个半波带的面积为:

$$\Delta S_k = S_k - S_{k-1} = \frac{\pi R r_0 \lambda}{R + r_0}$$

因此, 各半波带的面积与带序数 k 无关, 即各带的面积相等。

这样, 各半波带的子波在 P 点所产生的振幅就与距离 r 和衍射角 α 有关了, 带序 k 愈大的带到 P 点的距离愈大, 在 P 点所产生的振幅愈小; 同时衍射角 α 也愈大, 所产生的振幅也愈小。

由此可知, 如果以 A_1, A_2, A_3, \dots 表示各半波带在 P 点产生的振幅, 则 P 点的合成振幅是

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_n \quad (2.33)$$

式中 n 为偶数时, A_n 前面取负号, 这时各波带的作用几乎成对地抵消, 振幅很小光强度为极小值; 如果 n 为奇数, A_n 前面取正号, 这时 P 点的合振幅大, 光强为极大值, 因为各波带所产生的振幅随带序数的增加而逐渐地减小, 可有,

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4, \dots \quad (2.34)$$

又因两相邻的波带所产生的振幅相差很小, 可近似地写成:

$$A_k = \frac{A_{k-1}}{2} + \frac{A_{k+1}}{2} \quad (2.35)$$

当 n 为偶数时, 式(2.33)可改写成:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots$$

$$+ \left(\frac{A_{n-3}}{2} - A_{n-2} + \frac{A_{n-1}}{2} \right) + \frac{A_{n-1}}{2} - A_n = \frac{A_1}{2} - \frac{A_n}{2} \quad (2.36)$$

当 n 为奇数时, 式(2.33)可改写:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \\ + \left(\frac{A_{n-2}}{2} - A_{n-1} + \frac{A_n}{2} \right) + \frac{A_n}{2} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_n}{2} \quad (2.37)$$

以上两式合并写成:

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_n}{2} \quad (n \text{ 为奇数时用 } +, n \text{ 为偶数时用 } -) \quad (2.38)$$

由此可见, 应用惠更斯-菲涅耳原理来计算从点光源发出的光在传播到任一观察点 P 时的振幅, 只要把球面波面相对于 P 点分成半波带, 而将第一个带和最末一个(第 n 个)带所发的次波相加或相减即可。

当衍射屏上的孔径很大时, 波面未受到限制, 即为自由传播情况, 最末波带的衍射角 α 近于 90° , A_n 趋近于零。自上式中略去 A_n 后得,

$$A = \frac{A_1}{2} \quad (2.39)$$

即光自由传播时在其传播方向上的任一点所产生的振幅恰好等于中央波带单独产生振幅的一半, 或等于半个中央波带所产生的振幅。

上述结果, 虽从球面波的特例导出, 但对于任何形状的“无限大”的波阵面, 都是正确的。

现在可以看出, 一个未限制的波面, 除了半个中央带在给定点产生作用以外, 波阵面上其他各点的作用皆相互抵消, 或者说, 整个波阵面的作用可以归结成为一个小区域(即半个中央波带)的作用。举例来说, 如果入射平面波的波长 $\lambda = 5 \times 10^{-5} \text{cm}$, $r_0 = 100 \text{cm}$, 则半个中央带的面积是 $\frac{S_1}{2} = \pi r_0 \frac{\lambda}{2} = 0.78 \text{mm}^2$ 。可见传播到空间任一点 P 的光, 只是和 P 对应的微小面积 $S_1/2$ 直接射来的一束很窄的光束, 这便是从波动的理论过度到光线的直线传播。

例题 9 波长 $\lambda = 6000 \text{\AA}$ 的平行单色光穿过一个小圆孔图(2.46)。在孔后中心轴线上, 距圆心 $r_0 = 1 \text{m}$ 处, 出现一个亮点。假定小圆孔的全部面积恰好是相对应于这点的菲涅耳中央波带。求小圆孔的直径, 以及观察点沿中心轴向圆孔中心移动时第一个暗点的位置。

解: 令 D 为小圆孔的直径, 亮点 P_1 距圆孔中心点的距离为 r_1 , λ 为光波波长。相应于 P_1 点, 小圆孔恰好为菲涅耳中央波带, 则按图, 应有,

$$AP_1 = r_1 + \frac{\lambda}{2}$$

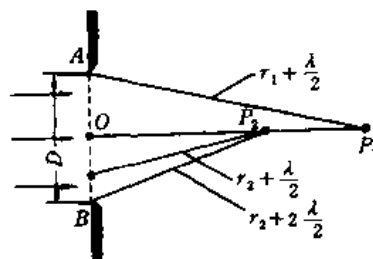


图 2.46

由 AP_1O 直角三角形可得,

$$\left(\frac{D}{2}\right)^2 = \left(r_1 + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - r_1^2 = r_1\lambda + \frac{\lambda^2}{4},$$

略去 $\frac{\lambda^2}{4}$, 得 $D = \sqrt{4r_1\lambda}$ 。用 $r_1 = 100\text{cm}$ $\lambda = 6000 \times 10^{-8}\text{cm}$

代入上式, 得

$$D = \sqrt{4 \times 100 \times 6000 \times 10^{-8}} \\ = 1.55\text{mm}$$

令 P_2 点为由 P_1 向小圆孔移近时所出现的第一个暗点, 且令 $OP_2 = r_2$ 。 P_2 为第一个暗点这一事实, 说明小圆孔上出现了两个菲涅耳带。由直角三角形 BP_2O , 可得,

$$\left(\frac{D}{2}\right)^2 = \left(r_2 + 2\frac{\lambda}{2}\right)^2 - r_2^2 = 2r_2\lambda$$

因 $\left(\frac{D}{2}\right)^2 = r_1\lambda$, 故

$$r_1\lambda = 2r_2\lambda$$

因此, $r_2 = \frac{r_1}{2} = \frac{100}{2} = 50\text{cm}$, 即第一个暗点 P_2 出现在离小圆孔中心 50cm 处。

2.2.3 单狭缝的夫琅和费衍射

以上所讨论的光的衍射现象中, 无需用任何仪器就能直接观察到衍射现象。在这种情况下, 观察点和光源(或其中之一)都与障碍物相隔一定的有限距离。前面给出衍射图样的定性解释。夫琅和费提出另一种观察衍射现象的方法, 即观察点和光源距障碍物都是无限远, 衍射花样中的光强分布的求解比较简单。所谓光源在无限远, 就是把光源置于一个透镜的前焦平面上, 使之成为平行光束; 所谓观察点在无限远, 是在另一个透镜的后焦平面上观察衍射花样。

下面以狭缝为例来说明夫琅和费的衍射原理。长度比宽度大得多的长方形开孔叫做狭缝。屏幕上只开一缝叫做单缝屏。图 2.47 表示单缝衍射的演示简图。

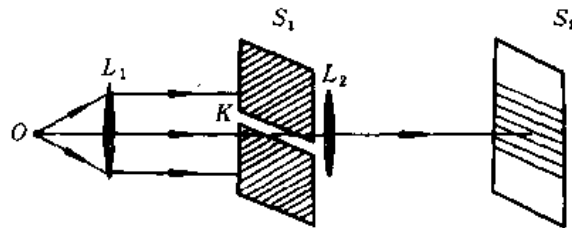
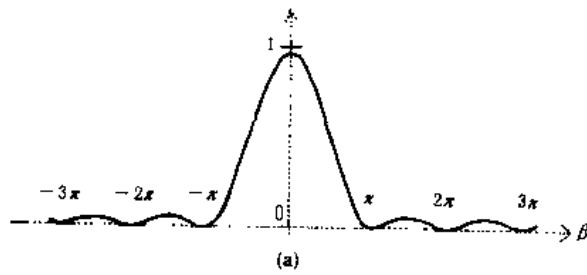


图 2.47

设从缝光源 O 发出的光, 经透镜 L_1 会聚成平行光, 照射在衍射屏 S_1 的狭缝上。在狭缝处的柱面子波沿着缝宽的方向以不同的角度衍射开来, 衍射角 θ 相同的所有衍射光经透镜 L_2 后将会聚在焦平面上的同一条焦线上, 该焦线与缝平行。在焦平面处放一显示光屏 S_2 , 便会观察到狭缝的衍射所构成的花样, 如图 2.48 所示, 图 2.48(a) 是单缝衍射花样光强度的分布, 图 2.48(b) 中沿着缝宽的方向展开的衍射花样具有中央对称性, 花样的中



(b)

图 2.48

部最宽,亮度最大,称中央亮条纹。在它的两侧又各有一个亮条纹,宽度约为中央亮条纹的一半,亮度要弱得多,称第一级亮条纹。再向两侧连续有暗明相间的区域称为第二级、第三级……暗条纹或亮条纹,这些亮条纹的宽度大体相等。如果窄缝的宽度可以度调节,还可看出,缝愈窄,花样愈展开。运用惠更斯-菲涅耳原理可对衍射花样及其强度的分布规律做进一步的分析、研究。假设在狭缝为 n 个等宽度的子波源 $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$, 它们是同频率等振幅和同相位的。从它们发出的并沿某一衍射角 θ 方向传播的子波,经透镜会聚后叠加在屏上某点 P , 如图 2.49 所示, P 点的光强度是这些子波的共同贡献。设缝宽为 b , 沿 θ 方向到达 P 点的每两个子波间的光程差为:

$$\Delta = d \sin \theta = \frac{b}{n} \sin \theta \quad (2.40)$$

相应的相位差则为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} d \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{b}{n} \sin \theta \quad (2.41)$$

P 点的明暗则决定于光程差的大小。

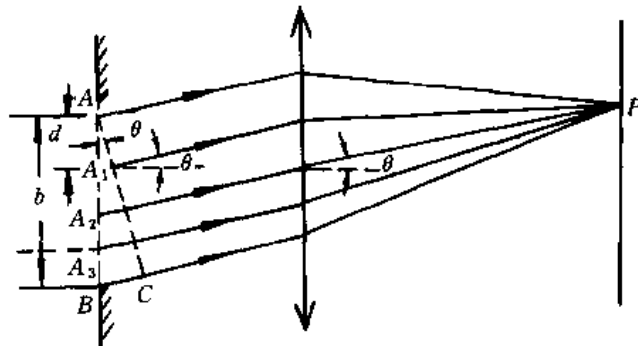


图 2.49

我们可以用相距为 $\lambda/2$ 的平行于 AC 的平面把单缝分成 n 个相等的部分, AC 垂直于衍射光方向。图 2.49 表示 $n=4$ 的情况, 即 AB 被分作 $AA_1, A_1A_2, A_2A_3, A_3B$ 四个波带。从任何两个相邻波带的对应点(例如 AA_1 带上的 A 和 A_1A_2 带上的 A_1)向衍射角 θ 方向发射的光波的位相差都为 180° , 因此它们在 P 点的合成振幅为零, 为衍射极小值。向任一衍射角 θ 方向发射的光波在 P 点的合成振幅可用矢量叠加法给出, 如图 2.49 所示。由 O 点作 n 个等长的小矢量首尾相接, 每个矢量代表宽度为 $\frac{b}{n}$ 的小窄条发出子波的振幅, 相邻矢量间转过相同的角度 δ' (即位相差), 最后到达 B 点。这些矢量转过的总角度为:

$$\delta = n\delta' = \frac{2\pi b}{\lambda} \sin\theta \quad (2.42)$$

当狭缝分解成小窄条的数目 n 趋于很大时, 小矢量的长度也趋于零。这样图中 n 个小矢量围成的折线便转化成圆弧。若此弧的圆心在 C 点, 半径为 R , 圆心角为 2α , 那么 $2\alpha = \delta$ 。狭缝在 P 点的合成振幅 A 为弦长 \widehat{AB} ; $A = \widehat{AB} = 2R\sin\alpha$

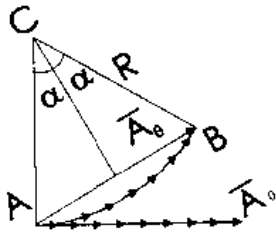


图 2.50

而半径 R 与弧长 \widehat{AB} 有对应关系 $R = \frac{\widehat{AB}}{2\alpha}$, 则

$$A = \widehat{AB} \frac{\sin\alpha}{\alpha} = \widehat{AB} \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin\theta\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin\theta}$$

当衍射角 $\theta=0$ 时, 各窄条子波的位相差 $\delta'=0$, 上面的圆弧为一直线 A_0 (图 2.50), 它的长度代表了 P 点的合成振幅。在略去衍射角 θ 对子波振幅的影响后, 弧长 $\widehat{AB} = A_0$ 。上式变成:

$$A = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin\theta\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin\theta} \quad (2.43)$$

它的平方为衍射条纹的光强度:

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin\theta\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin\theta\right)^2} \quad (2.44)$$

当 $\delta = \frac{2\pi b}{\lambda} \sin\theta = 2\pi$ 时, 在矢量叠加中末矢量共转过 360° , 它的末端与首矢量的始端相接, 合成矢量长度为零, 为暗条纹。这和(2.43)式结果一致。同样, $\delta = 2m\pi$ 时, 矢量叠加的圆弧将绕圆 m 周, 合成矢量也为零, 都为暗条纹。当 $\delta = 3\pi$ 附近, 矢量合成图上 \widehat{AB} 弧围成了一周半, 合成矢量为圆的直径的长度, $A = \frac{2A_0}{3\pi}$, $I = \frac{4}{9\pi^2} I_0$ 。因此第 1 级亮条纹的光强仅为零级的 4.5%。这样, 光能量便主要集中于中央零级条纹中。同理也可得到第 2、第 3 级等亮纹的光强度。

从上面可以得到单狭缝夫琅和费衍射的特点: 衍射条纹为等间距的平直条纹, 条纹与狭缝平行; 中央零级条纹最亮, 它包含了衍射光的绝大部分能量, 其它亮条纹的光强度逐级变小; 狭缝愈窄和波长愈长, 衍射条纹间距就愈大, 反之亦然。

当单缝由白光所照射时, 中央零级为白光亮条纹。在它的两旁排列着数条彩色条纹,

靠里面的是紫色,靠外的是红色。

例题 10 一束平行光正入射到宽度为 $b=0.2\text{mm}$ 的狭缝上。设狭缝后所用凸透镜的焦距 $f=20\text{cm}$, $\lambda=5\times 10^{-5}\text{cm}$, 试计算:(1) 中央亮条纹的角宽度及其在显示屏上的宽度;(2) 在显示屏上第一、第二两个极小值间的距离。

解:产生第一级极小值的条件是 $\sin\theta=\frac{\lambda_0}{b}$,

$$\theta_1 = \sin^{-1} \frac{\lambda_0}{b} = \sin^{-1} \frac{5 \times 10^{-5}}{2 \times 10^{-2}} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ 弧度}$$

中央亮条纹的角宽度为 $2\theta_1=5\times 10^{-3}$ 弧度。

在显示屏上的宽度为 $f \cdot 2\theta_1=20 \times 5 \times 10^{-3}=0.1\text{cm}$ 。

产生第二个极小值的条件是 $\sin\theta_2=\frac{2\lambda_0}{b}$ 。

或

$$\theta_2 = \sin^{-1} \frac{2\lambda_0}{b} = 5.0 \times 10^{-3} \text{ 弧度。}$$

两个极小值在屏上分开的距离为:

$$S = f(\theta_2 - \theta_1) = 20(5 \times 10^{-3} - 2.5 \times 10^{-3}) = 0.05\text{cm}。$$

例题 11 如果用白光做单缝衍射实验,试问红光第三级极大与多大波长的第四级极大重合? 设红光的波长为 $6500 \times 10^{-8}\text{cm}$ 。

解:第三级极大在 $\theta = \sin^{-1}(\frac{7\lambda_{\text{红}}}{2b_1})$ 附近,它为另一波长的第四级极大,可得到:

$$\frac{7\lambda_{\text{红}}}{2b} = \frac{9\lambda}{2b}$$

所以,

$$\lambda = 5.06 \times 10^{-5}\text{cm}$$

2.2.4 光栅的夫琅和费衍射

光栅包含多条平行而又完全相同的透光狭缝,相邻两缝间距都相等。任何具有空间周期性的衍射屏都可以称为衍射光栅。在一块挡光屏上刻有大量相互平行、等宽而又等间距的狭缝,这样一块屏就是一种透射光栅[图 2.51(a)]。又如在一块光洁度很高的金属平面上刻出一系列的等间距平行刻痕,其剖面具有一定形状,例如,[图 2.51(b)]所示的锯齿形就是一种反射光栅。早期的光栅是由特制的刻度机用金刚石在玻璃上刻划许多等宽度等间隔的平行直线刻纹制成的。用光照射光栅,光线可通过未被刻划的部分,而那些刻纹将光线散射,成为不透光部分。用此法刻制的光栅甚贵。现在的商品光栅是这样制造的:以刻好的光栅做模子,将浓度适当的醋酸纤维素溶液注射到母光栅的刻线面上,待干燥后形成一层坚固的薄膜,再从母光栅上取下来并夹在两片玻璃之间而形成。现代光栅也有用全息方法制造的。通常的光栅每毫米内有数百条到上千条狭缝,总缝数可达 10^5 的数量。

图 2.52 表示平行光线垂直地照射在光栅上,在光栅的后面置一透镜 L 。光线经过 L 后,聚焦于 E 屏上而呈现出衍射条纹。这个装置和单缝衍射装置唯一不同的地方,是一系列等宽等间隔的平行狭缝代替了单狭缝。设各缝的宽度都等于 b ,相邻两缝间不透明部分的宽度都等于 a ,则 $a+b=d$ 称为光栅常数。讨论光栅的衍射条纹应该注意到:通过同一

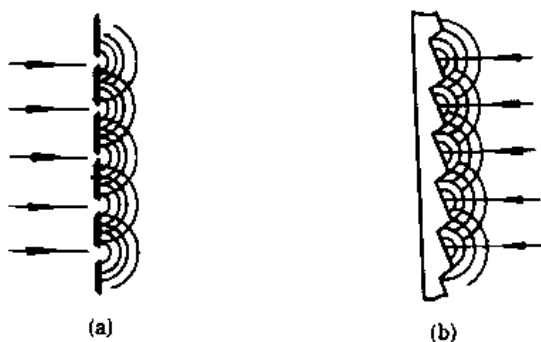


图 2.51

狭缝的光线产生衍射现象,而通过各条狭缝的光线要产生干涉现象。在 E 屏上呈现的条纹是衍射和干涉的总效果。

若衍射角为 θ 相邻两缝发出的次级子波的光程差都为 $d\sin\theta$,当 $d\sin\theta$ 为波长 λ 的整数倍时,每个缝发出的次级子波射抵 P_1 点都是同位相的,所以 P_1 处出现大值,称为主极大。当 $d\sin\theta$ 为半波长的奇数倍时,相邻缝发出的子波到达 P 都是反相向的,它们相互抵消,形成衍射光强度的极小值,因此,出现主极大的条纹为:

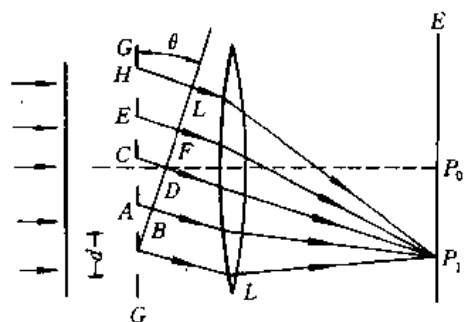


图 2.52

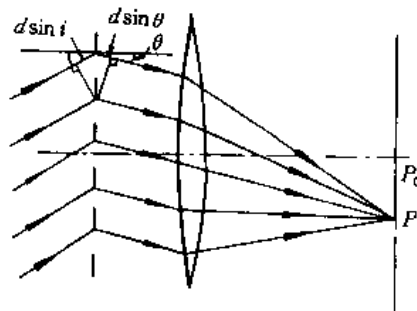


图 2.53

$$d\sin\theta = k\lambda, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.45)$$

而极小值在

$$d\sin\theta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (2.45')$$

若入射光束不与光栅平面垂直,而是沿着入射角 i 的方向入射光栅,如图 2.53,则上式应是:

$$d(\sin i \pm \sin\theta) = k\lambda, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.46)$$

式(2.46)中 $d(\sin i \pm \sin\theta)$ 是衍射后由任二相邻缝所发出的次级子波的光程差。当入射波和衍射波在光栅平面的法线同侧时应取正号(图 2.53)。当二者在法线异侧时,则取负号。

式(2.45)和(2.46)分别是正入射和斜入射的光栅方程。它确定各主级最大值的位置, k 是光栅的干涉级数。

研究光栅的衍射显然应从研究多缝衍射的特点开始。理论和实验证明,当狭缝的数目增多时,花样随着变化,其特点是:① 花样有主极大和次极大之分,主极大的光锐度随缝数的增多而显著地增大;② 在两个主极大之间有极小(即光强度为零),但数目不止一个,如三缝衍射时每两个主极大之间有两个极小,四缝衍射时每两个主极大之间有三个极小,等等;③ 在每个极小之间有一个光强度很弱的次极大。图 2.54 表示四缝、五缝和二十缝的衍射花样中极大极小的情况。

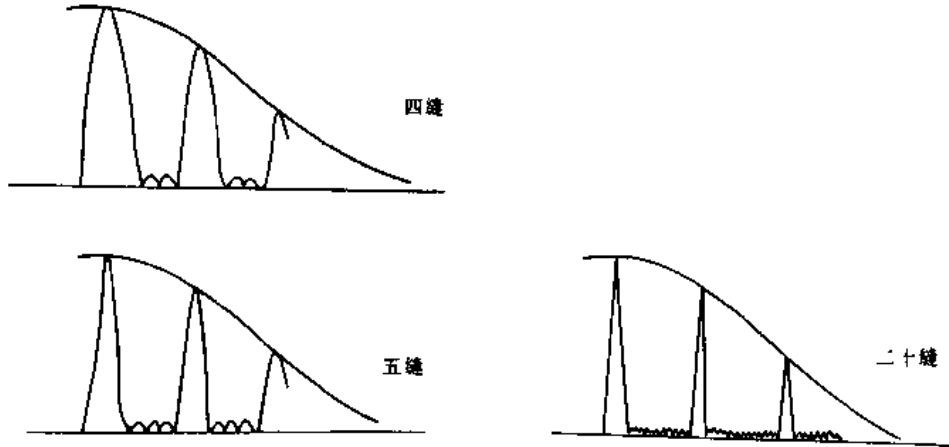


图 2.54

为进一步理解衍射光栅的特点,可用矢量叠加法导出 N 条宽度为 b 、间距为 d 的狭缝所产生的衍射花样中极大、极小值的分布规律。设 N 是光栅的缝数, Φ 是衍射后由任一相邻缝发出的次级子波射达观察点的位相差,则 N 个振幅矢量将连成折线如图 2.55 所示。

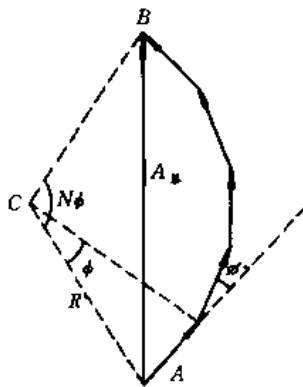


图 2.55

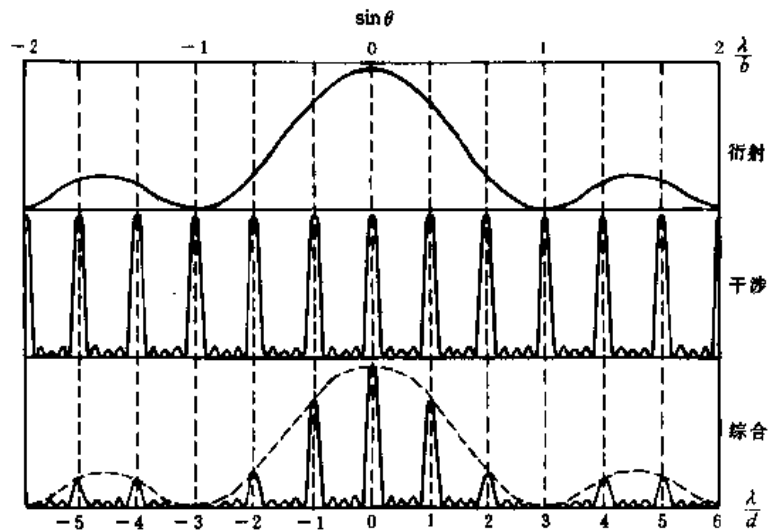


图 2.56

由图 2.55 可知, $R = \frac{A/2}{\sin(\Phi/2)}$, A 为单缝所贡献的矢量长度,由(2.42)式表示。则 N 个矢量的合成振幅 A_{Σ} 为光振动的总振幅为:

$$A_{\text{总}} = A \frac{\sin\beta}{\beta} \frac{\sin\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\sin\frac{\Phi}{2}} \quad (2.47)$$

$$\beta = \frac{\pi b}{\lambda} \sin\theta \quad (2.48)$$

$$\Phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin\theta \quad (2.49)$$

总的光强度为:

$$I = I_0 \frac{\sin^2\beta}{\beta^2} \frac{\sin^2\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\sin^2\frac{\Phi}{2}} \quad (2.50)$$

在光强度的表达式中含有两个因子,即 $\frac{\sin^2\beta}{\beta^2}$ 和 $\frac{\sin^2\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\sin^2\frac{\Phi}{2}}$ 。前者与 β 相联系,来源于单缝衍射,称衍射因子。后者与 Φ 相联系,来源于缝间干涉,称干涉因子。我们知道 $\frac{\sin^2\alpha}{\alpha^2}$ 的最大值是1,也可以证明 $\frac{\sin^2(N\beta)}{\sin^2\beta}$ 的最大值等于 N^2 。由此可见,多缝衍射与单缝衍射相比干涉主极大的光振幅是单缝时的 N 倍,光强度则为 N^2 倍。

总结上面的讨论,可知光栅的作用是这样的:光栅的每一个缝都要发生衍射作用,各缝的衍射光波再互相迭加而产生干涉条纹,在二相邻主极大值之间会出现 $N-1$ 个最小值(光照度是零),和 $N-2$ 个次极大值,因而随着 N 的增大,各主极大值的宽度变窄,光照度增强,这种条纹变窄、光照度增强的性能是光栅的一个重要优点。

还需指出一点,如果某一级干涉主极大的衍射角 θ 恰巧等于单缝衍射极小值的衍射角,即 $d \sin\theta = k\lambda$ 和 $b \sin\theta = k'\lambda$ 同时得到满足,由于两个因子相乘的结果,这个主极大就消失了,通常称之为缺级。例如,当 $d=2b$ 时,所有偶数($\pm 2, \pm 4, \pm 6, \dots$)级数的谱线都消失。图2.56所示的是 $d=3b, N=5$ 的情况。

例题 12 一衍射光栅每厘米内有5684条狭缝。求钠光谱线 $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$ 在第一级光谱中分开的角度。

解:按题意,光栅常数 $d = \frac{1}{5684} \text{ cm}$,设波长为 λ_1 和 λ_2 的钠光在第一级光谱的衍射角分别为 θ_1 和 θ_2 则

$$d \sin\theta_1 = \lambda_1; \quad d \sin\theta_2 = \lambda_2$$

所以

$$\theta_1 = \sin^{-1} \frac{\lambda_1}{d} = \frac{5890 \times 10^{-8}}{1/5684} = 19.560^\circ,$$

$$\theta_2 = \sin^{-1} \frac{\lambda_2}{d} = \frac{5896 \times 10^{-8}}{1/5684} = 19.580^\circ$$

即钠双线在第一级光谱中分开的角度为 0.02° 。

从光栅公式 $d \sin\theta = k\lambda$ 可以看出,无论波长是多大,零级主极大都出现在 $\theta=0$ 的位

置上,因而中央主极大颜色与光源的颜色一致。当 k 等于整数时,不同波长的光有不同的衍射角,从而形成光谱。波长 λ 越短主极大位置的衍射角 θ 也越小,因而紫光成为光谱的内缘,红光则成为光谱的外缘。如图 2.57 所示(图中只画出中央条纹一边的光谱)。由于各谱线间的距离随着光谱的级次而增加,所以高级数的光谱要彼此重叠起来。

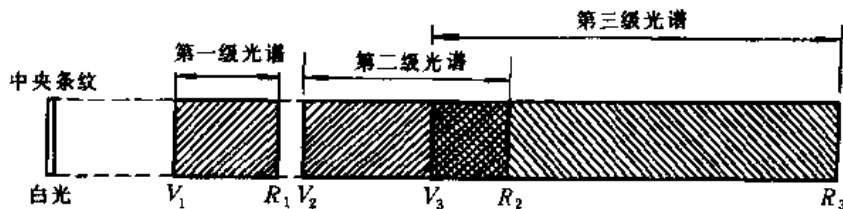


图 2.57

例题 13 波长为 50nm 及 52nm 的光射到光栅常数为 0.0002cm 的衍射光栅上。在光栅后面用焦距为 2m 的透镜把光线会聚在幕上。求这两种光线的第一级光谱线间的距离。

解: 根据公式 $d\sin\theta = k\lambda$

得

$$\sin\theta = \frac{k\lambda}{d}$$

在第一级光谱中, $k=1$, 因此

$$\sin\theta = \frac{\lambda}{d}$$

设 X 为谱线与中央条纹间的距离, f 为透镜的焦距, 则 $X = f\tan\theta$, 因此在第一级的位置在

$$x_1 = f\tan\theta$$

在本题中, 由于 θ 角不大, $\sin\theta \approx \tan\theta$ 。因此波长为 52nm 与 50nm 的两种光线的第一级谱线间距离为:

$$\begin{aligned} x_1 - x'_1 &= f\tan\theta_1 - f\tan\theta'_1 = f\left(\frac{\lambda}{d} - \frac{\lambda'}{d}\right) \\ &= 200\left(\frac{520 \times 10^{-8}}{0.0002} - \frac{500 \times 10^{-8}}{0.0002}\right) = 0.2\text{cm} \end{aligned}$$

2.2.5 光栅光谱仪

我们已经知道把混合光按不同波长在空间上分开的光学仪器称为光谱仪, 在第一章 1.3.7 小节中, 介绍了采用棱镜作为色散元件的棱镜光谱仪, 本小节我们介绍采用光栅作为色散元件的光栅光谱仪。光源发出的光经过入射狭缝照射在准直镜上, 由准直镜将反射光束变成平行光入射到一块作为色散元件的平面光栅上, 再由聚焦镜把光栅的衍射光束, 会聚在后焦面上而形成衍射光谱的。图 2.58 所示的为反射式光栅光谱仪。若在聚焦镜的后焦面上放置狭缝可获得单色光输出, 这时便是光栅单色仪。

可以看出, 它和棱镜光谱仪(图 1.55)相比, 两者的基本结构相似, 但有如下几点不

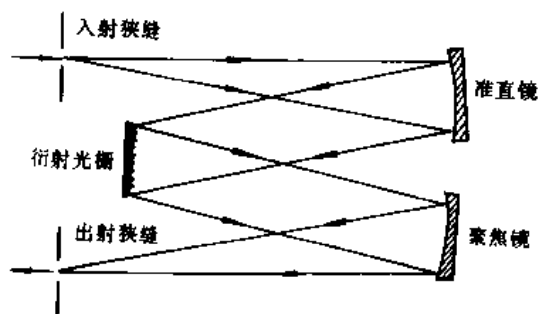


图 2.58

同：衍射光栅取代了色散棱镜；准直透镜和聚焦透镜换成了相应的反射镜。

根据光栅公式 $d\sin\theta = k\lambda$ ，我们可以得出衍射光栅的色散本领，它是指相隔单位距离的两波长被光栅衍射开来的角距离。

$$\sin(\theta + \Delta\theta) = k(\lambda + \Delta\lambda) \text{ 和 } d\sin\theta = k\lambda$$

两式相减可得到光栅的色散本领：

$$D = \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} = \frac{k}{d\cos\theta} \quad (2.51)$$

由此可以看出如下两点：

(1) 光栅的色散本领用 $k/(Nd\cos\theta)$ 来量度，如 θ 很小， $\cos\theta \approx 1$ 。对于给定的 $\Delta\lambda$ ， $\Delta\theta$ 正比于光谱的级次，即级次越高光谱越展开，如图 2.57。对于给定的级次 k ， $\Delta\theta/\Delta\lambda$ 是常数，这样的光谱叫匀排光谱，它的两条谱线的 $\Delta\theta$ 正比于波长差 $\Delta\lambda$ 。

(2) $\Delta\theta$ 反比于 d ，因而光栅的缝间距离越小，角色散越大，为了增大色散本领，近代光栅的缝是很密的，每毫米内有上千条。

由于使用的色散元件不同，所得到的光谱也不同，光栅光谱与棱镜光谱的主要区别如下：第一，由于衍射角 θ 实际上是很小的，而 $\sin\theta$ 或 θ 又跟波长成正比，所以光栅光谱中各谱线到零级明条纹间的距离也与波长成正比，因此光栅光谱是一个匀排光谱。在棱镜光谱中，光谱线间的距离决定于棱镜的顶角和材料，因此不具有匀排的性质；第二，在衍射光栅中，波长愈短的光波，角度 θ 愈小，而在棱镜折射中，波长愈短，则偏向角愈大，可见在衍射光谱中，各谱线的排列是由紫到红，与棱镜光谱中由红到紫正好相反；第三，最引人注意的是光栅光谱很细，可获得很高的分辨本领。

例题 14 一块每厘米内包含 5900 条狭缝的光栅，被白光光源正入射照射。试证明第二级和第三级光谱会重叠一部分，并求出第二级光谱中钠光的 D_1 线和 D_2 线的角距离 $\Delta\theta$ 是多大。

解：光栅常数 $d = 1/5900 = 1.69 \times 10^{-4} \text{cm}$

设 θ_{2v} 和 θ_{3v} 分别代表第 k 级光谱中紫光 (4000\AA) 和红光 (7000\AA) 的衍射角，则根据光栅公式 $d\sin\theta = k\lambda$ ，

$$\theta_{2v} = \sin^{-1} \frac{2\lambda_v}{d} = \sin^{-1} \frac{2 \times 4000 \times 10^{-8}}{1.69 \times 10^{-4}} \doteq 28.2^\circ$$

$$\theta_{2r} = \sin^{-1} \frac{2\lambda_r}{d} = \sin^{-1} \frac{2 \times 7000 \times 10^{-8}}{1.69 \times 10^{-4}} \doteq 55.9^\circ$$

$$\theta_{3v} = \sin^{-1} \frac{3\lambda_v}{d} = \sin^{-1} \frac{3 \times 4000 \times 10^{-8}}{1.69 \times 10^{-4}} \doteq 45.2^\circ$$

由于 $\theta_{2r} > \theta_{3v}$, 所以第二级光谱与第三级光谱重叠了。此外,

$$\theta_{3r} = \sin^{-1} \frac{3\lambda_r}{d} = \sin^{-1} \frac{3 \times 7000 \times 10^{-8}}{1.69 \times 10^{-4}} > 1$$

所以在第三级光谱中不能看到红光。

根据色散本领的公式 $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda_0} = \frac{k}{d \cos\theta}$, 又知钠 D_1 和 D_2 线的波长分别为 5896 Å 和 5890 Å, 并取钠线平均波长为 5893 Å, 则

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \frac{k\Delta\lambda}{d \cos\theta} = \frac{k\Delta\lambda}{d \sqrt{1 - \sin^2\theta}} = \frac{k\Delta\lambda}{d \sqrt{1 - \left(\frac{k}{d}\right)^2}} \\ &= \frac{2 \times 6 \times 10^{-8}}{1.69 \times 10^{-4} \sqrt{1 - \frac{2 \times 5.893 \times 10^{-5}}{1.69 \times 10^{-4}}}} \\ &\approx 0.0013 \text{ 弧度} \approx 4.47' \end{aligned}$$

色散本领的大小决定 λ_1 和 λ_2 这两个波长的主极大之间的角距离, 但是要分辨波长靠近的 λ_1 和 λ_2 这两条谱线还要求这两条谱线很细。图 2.59 表示两条靠近的光谱线互相叠加情况下光强度的分布。在 (a) 和 (b) 两图中, λ_1 和 λ_2 的主极大分开的角距离相同, 但图 (a) 中两个主极大的宽度大即谱线粗而不能分辨开来; 在图 (b) 中两个主极大的宽度小即

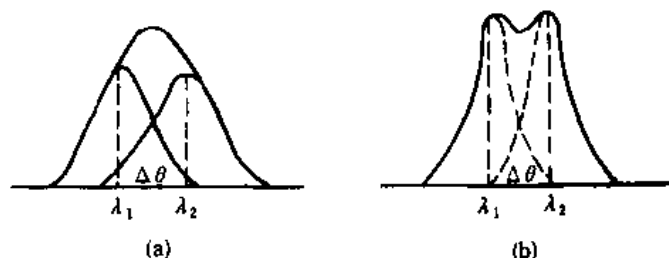


图 2.59

谱线细而能分辨开来。当一个波长的主极大光强度的峰值刚好落在另一个波长的极小值上,也就是满足了瑞利判据。这时两谱线分开的角距离恰好是主极大角宽度的一半。由(2.47)和(2.49)式, k 级主极大位置在:

$$\frac{\Phi}{2} = \frac{\pi d \sin \theta_k}{\lambda} = k\pi, \quad d \sin \theta_k = k\lambda$$

其邻近极小值在:

$$\begin{aligned} \frac{N\Phi}{2} &= \frac{\pi N d \sin(\theta_k + \delta\theta)}{\lambda} = (kN + 1)\pi, \\ d \sin(\theta_k + \delta\theta) &= \left(k + \frac{1}{N}\right)\lambda \end{aligned} \quad (2.52)$$

两者相减得到主极大的半角宽度 $\delta\theta$,

$$\text{而} \quad \delta\theta = \frac{\lambda}{N d \cos \theta}$$

利用色散本领(2.51)式,

$$\Delta\lambda = \frac{\delta\theta}{D} = \frac{\lambda}{N d \cos \theta} \cdot \frac{d \cos \theta}{k} = \lambda / (kN) \quad (2.53)$$

上式可写为

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = kN \quad (2.54)$$

我们把 $\lambda/\Delta\lambda$ 定义为光栅的分辨本领,记作 R 。式中 λ 是恰能分清的两条谱线的平均波长, $\Delta\lambda$ 为这两条谱线的波长差。 $\Delta\lambda$ 愈小表示这两条谱线可以靠得更近而仍能分辨得出来,因此光栅的分辨本领就愈大。这也表明光栅的分辨本领是用 kN 即光栅的总缝数来量度。

例题 15 一个 15cm 宽的光栅,每毫米内有 1200 条狭缝。对可见光的中部($\lambda \approx 5500 \text{ \AA}$),用此光栅在它的一级光谱内能分辨的最小波长是多大? 这光栅的分辨率是否还能提高?

解: (1) 光栅的狭缝数:

$$N = 150 \times 1200 = 18 \times 10^4$$

一级光谱的分辨率:

$$R = kN = 1 \times 18 \times 10^4 = 18 \times 10^4$$

在 $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ 附近,能分辨的最小波长间隔:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{R} = \frac{5500}{18 \times 10^4} = 0.03 \text{ \AA}$$

(2) 从 $R = kN$ 看,似乎用更高级别的光谱可以提高分辨率,但级次 k 是受光栅常数 d 的限制的,设取 $k=2$,则衍射角

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{k\lambda}{d} \right) = \sin^{-1} \left(\frac{2 \times 5500 \times 10^{-8}}{12000} \right) = \sin^{-1} 1.3$$

这表明可见光中部的第二级光谱不存在。由此可见,分辨率的提高是受光栅常数限制的。

目前在分光仪器中使用的光栅几乎都是反射式的闪耀光栅,因为透射光栅衍射花样中没有色散的零级主极大总是占总光能量的很大一部分,其余的光能量则分散在各级光

谱中,而实际使用光栅时往往只利用它的某一级光谱,由于光能量分散,各级光谱的强度就较弱,这对光栅的应用是很不利的。闪耀光栅的优点是能将单缝的中央最大值的方向从没有色散的零级光谱转移到其他任一级有色散的光谱上,把光能量集中在它上面。这种光栅是在玻璃坯上镀一层金属薄膜例如铝膜,然后用特殊形状的金剛石刀在铝膜上刻划出很密的平行刻槽而成的。刻痕的剖面有如图 2.60 所示,它是具有一定倾角 θ_B 的锯齿形,倾角 θ_B 叫做闪耀角。

在这种光栅所形成的衍射花样中,可以证明,各级主极大的位置不受刻痕形状的影响,而仍由光栅方程式 2.45 或 2.46 确定;而单缝衍射的中央最大则从原来的零级主极大的方向移到由刻痕形状所满足反射定律的反射光方向上,使这个方向的主极大变强,这就好像通常看物体光滑表面时反射耀眼的光一样,所以称为闪耀光栅。例如在图 2.61 中,当平面波垂直于光栅平面入射时,其波线与槽面成入射角 θ_B 。于是,在与槽面法线成 θ_B 角的反射光方向上(沿此方向的衍射角 $\theta=2\theta_B$)的主极大取得最大的相对强度。

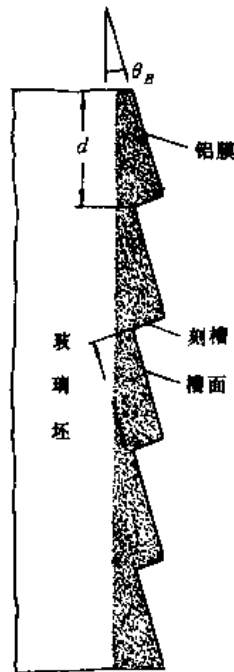


图 2.60

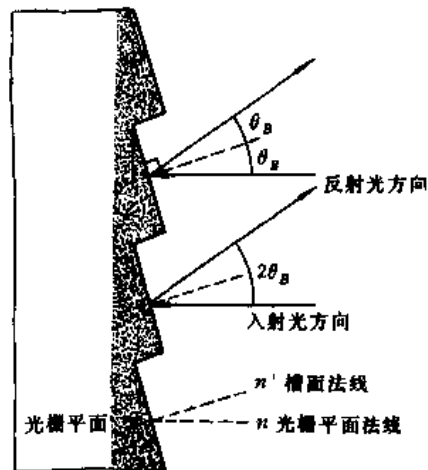


图 2.61

衡量一台光谱仪性能的优劣,除色散本领和分辨本领外还需要一些指标,主要有:

(1) 自由光谱范围

应区分两种光谱范围:一种是光谱仪工作的波长范围,如棱镜光谱仪由其棱镜玻璃材料的透光性能来决定它的波长范围;另一种是能单值地确定波长的范围,常称自由光谱范围。

(2) 收光率(集光本领)

收光率指光谱仪接收被测光源辐射能量的能力,通常用 $U = \Omega A$ 表示。其中 A 为入射狭缝面积, Ω 为光谱仪接收立体角。设光谱仪准直镜的直径为 D_1 , 焦距为 f_1 , 则有 $\Omega = \pi(D_1/f_1)^2$, 式中 D_1/f_1 称为光谱仪的有效孔径。实用上,常用有效孔径的倒数 f_1/D_1 来表

示光谱仪的收光能力,称为 f 数或速度。 f 数越小,表示收光率越大,或称速度越快。

(3) 透光率

透光率表示被收入光谱仪的光能量,有多少能通过光谱仪而达探测器。因此,它实质上是反映光谱仪对光的损耗程度。损耗越小,透光率越大。光谱仪的透光率主要由所用光学元件的透射或反射性能决定。

2.3 光的偏振

干涉和衍射现象说明了光的波动性,但还不能由此确定光是横波还是纵波。如果是纵波,在光的传播方面上就不可能出现任何不对称性;如果是横波,在垂直于波的传播方向上将有可能出现光振动的不对称性,光的偏振现象恰恰说明光是横波。本节主要说明有关偏振的一些实验事实和基本理论,讨论光在界面反射中的偏振现象、光通过各向异性晶体中出现双折射时的偏振现象,并给出常用晶体光学元件,最后简要讨论晶体的电光效应。

2.3.1 光波是横波

横波与纵波的行为是迥然不同的。例如,在波的传播方向上,如果放置一个狭缝,对横波来说,当缝长与质点的振动方向平行时[图 2.62(a)],波可以穿过狭缝,继续传播;但当缝长与振动方向垂直[图 2.62(b)],横波就不能穿过。对纵波来说,无论缝的方向如何都能穿过[图 2.62(c)]。振动方向对于传播方向的不对称性叫做偏振,它是横波区别于纵波的一个最明显的标志,只有横波才有偏振现象。

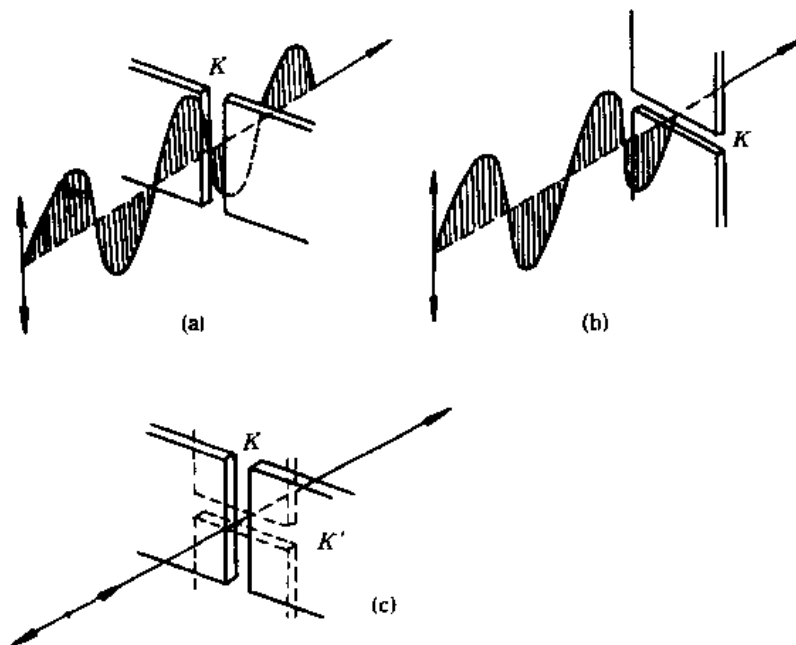


图 2.62

我们知道光波是电磁波,光波的传播方向就是电磁波的传播方向,光波中应含有电振动矢量 E 和磁振动矢量 H , E 和 H 都与传播速度 V 垂直,因此光波是横波。

实验事实已经表明,产生感光和其他许多作用的是光波中的电矢量 E ,所以讨论光的作用时,只需考虑电矢量 E 的振动, E 称为光矢量, E 的振动称为光振动。

既然光是横波,而且具有偏振性,为什么通常光源发出的光不能直接显示偏振现象呢? 我们知道光源发光是由大量的分子和原子在发光。每个分子或原子发光时,电振动的方向和初相位大多不相同并且紊乱无规地变化着。如果迎着光传播的方向看去,一束光里电矢量的振动应该在垂直于光线的平面内的所有方向,如果没有一个方向上的振动占优势,如图 2.63 所示,这就是自然光。

自然光经由物质吸收、反射或折射后,有时只剩下某一个方向的电振动。所剩下的只沿着一个方向振动的光叫做线偏振光。沿着线偏振光传播的方向看去,各点的光振动都在同一平面内,如图 2.64,故线偏振光也叫平面偏振光。线偏振光的电矢量 OA ,可以按平行四边形法则在垂直于传播方向的平面内可分解为两个相互垂直的分振动,即图 2.64 中的 OB 和 OC 。如果其中一个分振动在传播过程中完全受到阻挡,另一个与之垂直的分振动可以继续传播。

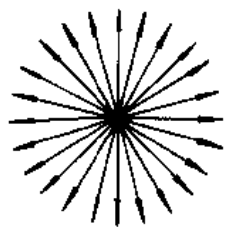


图 2.63

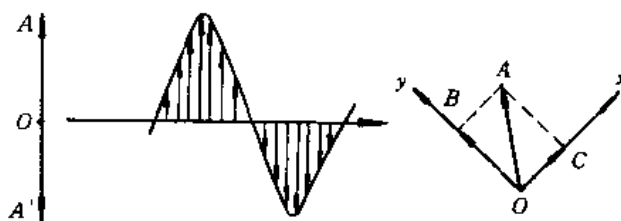


图 2.64

上述分解的法则也可以运用于自然光的每一个电场振动上,它们分解到两个相互垂直方向的振动恰好相等,可用图 2.65(a)、(b)表示光线传播方向跟电振动方向的关系。图 2.65(a)表示沿着光线传播路径上的,两个相互垂直的电矢量分量,图 2.65(b)是迎着光线传播方向看,两个相互垂直的电矢量,至于线偏振光电矢量的振动方向与光线传播方向间的关系,如图 2.65(c)、(d)或图 2.65(e)、(f)所示。

上面讲的偏振光都是指严格的只有一个振动方向的偏振光,而我们实际遇到的偏振光往往达不到那样纯粹的程度,它们大多是除了一种特别显著的或主要的振动方向以外,还同时兼有一些其他振动方向的成分,如图 2.65(g)、(h)。这样的偏振光叫部分偏振光。

电矢量和光的传播方向所构成的平面称为偏振光的振动面。

光的偏振现象可以用图 2.66 所示的实验装置进行观察。图中 P_1 和 P_2 是两个偏振片,通过偏振片 P_1 观察通常的灯光或太阳光时,如把它绕着光线传播方向慢慢转动,则透过偏振片的光强并不因 P_1 转动而发生变化。在第一个偏振片 P_1 的后面放置第二个偏振片 P_2 ,就可以检查第一个偏振片透射出来的光,这时,如果我们把第一个偏振片固定,而把第二个偏振片 P_2 绕着光线传播方向慢慢转动,就会发现透射光的光强随着第二个偏振片 P_2 的转动而变化。在上述情况中,第一个偏振片的作用是使自然光转换为偏振光,这种产生偏振光的元件(偏振片以及其他作用相同的元件)称为起偏器,第二个偏振片用来检验射来的光是否是偏振光,故称为检偏器,必须指出,凡能用作起偏器的任何偏振元件,也必然能用作检偏器。设 $I_{最大}$ 为一束部分偏振光沿振动占优的方向上的光强度, $I_{最小}$ 为在其

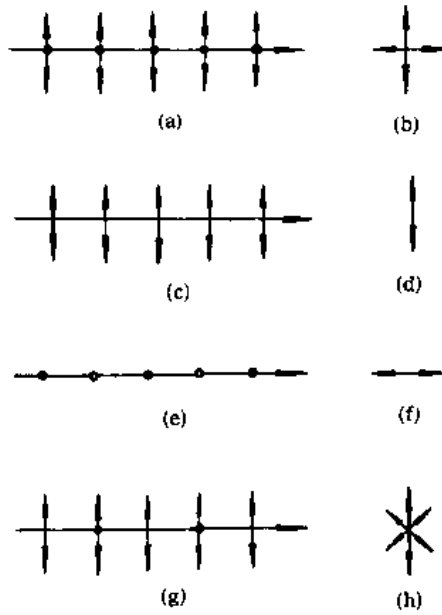


图 2.65

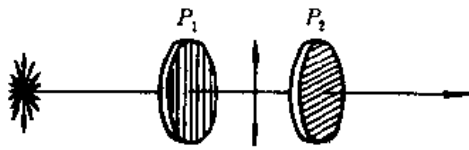


图 2.66

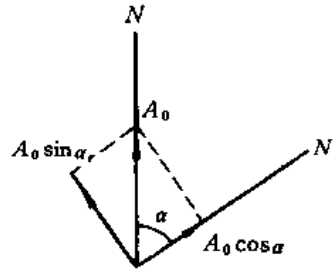


图 2.67

垂直方向上的光强度,通常用下式来量度偏振的程度,并称 P 为偏振度:

$$P = \frac{I_{\text{最大}} - I_{\text{最小}}}{I_{\text{最大}} + I_{\text{最小}}} \quad (2.55)$$

如果 $I_{\text{最小}} = 0$,那么 $P = 1$,这是平面偏振光; $I_{\text{最小}} \neq 0$ 时, $P < 1$,为部分偏振光; $I_{\text{最小}} = I_{\text{最大}}$ 时, $P = 0$,为自然光。

透过检偏器的光强变化与两偏振片的方向之间的夹角的关系是由马吕斯定律决定的。

马吕斯(Malus)指出,强度为 I_0 的偏振光透过检偏器后,强度变为:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

α 是起偏振器和检偏振器的主截面之间的夹角。上式称为马吕期定律。

如图 2.67 所示,实线 N 和 N' 表示起偏振器及检偏振器的主截面,两者垂直于纸面,夹角为 α 。令 A_0 为 N 所产生偏振光的振幅。 A_0 可分解为 $A_0 \cos \alpha$ 及 $A_0 \sin \alpha$ 。只有平行于 N' 的主截面的分量 $A_0 \cos \alpha$ 可通过 N' 。由于光的强度正比于振幅的平方,所以

$$\frac{I}{I_0} = \frac{A^2}{A_0^2}$$

以 $A = A_0 \cos \alpha$ 代入上式,得

$$I = I_0 \frac{A_0^2 \cos^2 \alpha}{A_0^2} = I_0 \cos^2 \alpha \quad (2.56)$$

如果起偏器与检偏器的偏振方向平行,即 $\alpha = 0^\circ$ 或 180° 时,则 $I = I_0$,光强最大;若它们彼此正交,即 $\alpha = 90^\circ$ 或 270° 时,则 $I = 0$,光强最小,这时没有光从检偏器中射出,又如,当 $\alpha = 60^\circ$ 时则 $I = \frac{1}{4} I_0$,即这时光强只有最大光强的四分之一。

例题 16 设有一束光通过两个平行放置的偏振镜并且透射光具有最大的光强度。转动其中一个偏振镜使透射光的光强度为最大光强度的一半,需将这个偏振镜转动多少度?

解:当两镜的偏振方向平行时,光强度有最大值设为 I_0 ,检偏振镜转过 θ 角后光强度为 I ,已知 $I/I_0 = 1/2$,且

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E^2}{E_0^2} = \frac{E_0^2 \cos^2 \theta}{E_0^2} = \cos^2 \theta$$

所以, $\theta = 45^\circ$

例题 17 用两偏振片装成起偏器和检偏器(图 2.67),在它们的主截面成 30° 角时,观测一光源,又在成 60° 角时,观测同一位置处的另一光源,两次所得的强度相等,求两光源的强度之比。

解:令 I_1 和 I_2 分别为两光源的强度,透过起偏器后,光的强度分别为 $\frac{1}{2} I_1$ 和 $\frac{1}{2} I_2$,按马吕斯定律,在先后观测两光源时,透过检偏器的光的强度是

$$I_1 = \frac{1}{2} I_1 \cos^2 30^\circ$$

$$I_2 = \frac{1}{2} I_2 \cos^2 60^\circ$$

但按题意 $I_1 = I_2$

即 $I_1 \cos^2 30^\circ = I_2 \cos^2 60^\circ$

所以 $\frac{I_1}{I_2} = \frac{\cos^2 60^\circ}{\cos^2 30^\circ} = \frac{1/4}{3/4} = \frac{1}{3}$

2.3.2 界面反射中的偏振效应

光在两种介质界面上产生反射和折射,反射光和折射光方向分别服从反射和折射定律,这已在第一章中给出。这里将给出它们的振幅与入射光振幅之间的关系,因而可以得到界面上光能量的反射率和透射率。同时下面的分析表明光通过界而反射和折射时其偏振状态也发生变化,它们也可作成光的偏振器。

一束偏振光入射到折射率分别为 n_1 和 n_2 的两种介质的界面 Ox 上,入射面为 Oxz 面(即纸面),如图 2.68 所示。图中入射光、反射光和折射光的方向分别为 k_1 、 k_1' 和 k_2 ,它们

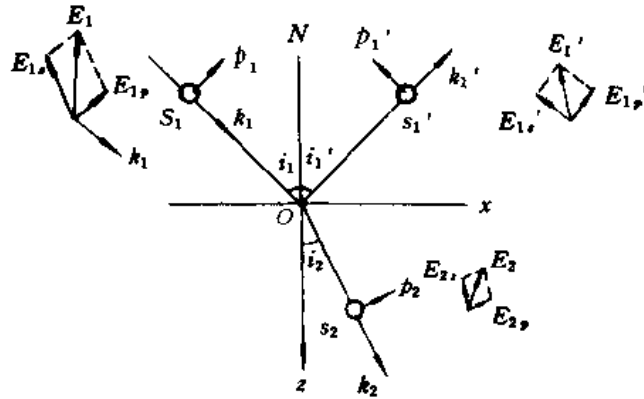


图 2.68 界面上反射和折射公式推导的示意图

与法线的夹角分别为 i_1 、 i_1' 和 i_2 ，它们的电场矢量为 E_1 、 E_1' 和 E_2 。我们将每个电场矢量都分解成平行和垂直于入射面的分量： E_{1p} 和 E_{1s} 、 $E_{1'p}$ 和 $E_{1's}$ 以及 E_{2p} 和 E_{2s} ，平行和垂直于入射面的振动分别称为平行分量（以 p 表示）和垂直分量（以 s 表示），且 p 、 s 和 k 三者都满足右手正交系的规定。菲涅耳根据电磁场在界面上的关系，给出了入射光、反射光和折射光电场矢量应满足下列的关系式。

$$r_p = \frac{E_{1'p}}{E_{1p}} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} = \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_1 + i_2)} \quad (2.56a)$$

$$t_p = \frac{E_{2p}}{E_{1p}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \quad (2.56b)$$

$$r_s = \frac{E_{1's}}{E_{1s}} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \frac{\sin(i_2 - i_1)}{\sin(i_2 + i_1)} \quad (2.56c)$$

$$t_s = \frac{E_{2s}}{E_{1s}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \frac{2 \cos i_1 \sin i_2}{\sin(i_2 + i_1)} \quad (2.56d)$$

上面的式子称为菲涅耳反射折射公式，其中(2.56a)和(2.56c)式为反射公式， r_p 和 r_s 为 p 和 s 分量的振幅反射率；(2.56b)和(2.56d)式为折射公式， t_p 和 t_s 为振幅透射率。图 2.69(a)为光波由空气到玻璃($n=1.5$)的振幅反射率曲线。光强度的反射率应为：

$$R_p = \frac{E_{1'p}^2}{E_{1p}^2} = |r_p|^2 \quad (2.56e)$$

$$R_s = \frac{E_{1's}^2}{E_{1s}^2} = |r_s|^2 \quad (2.56f)$$

在界面上反射光和折射光能量之和应等于入射光能量，因此光强度透射率 T 应为：

$$T_p = 1 - R_p \quad (2.56g)$$

$$T_s = 1 - R_s \quad (2.56h)$$

由空气到玻璃的光强反射率曲线表示在图 2.69(b)中。

由图 2.69 和(2.56a)式可见，当入射光和折射光相垂直即 $i_1 + i_2 = 90^\circ$ 时， p 分量将不产生反射，反射的只有 s 分量为线偏振光。这时的入射角 i_1 可由 $i_1 + i_2 = 90^\circ$ 和 $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$ 得到

$$i_1 = i_B = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (2.57)$$

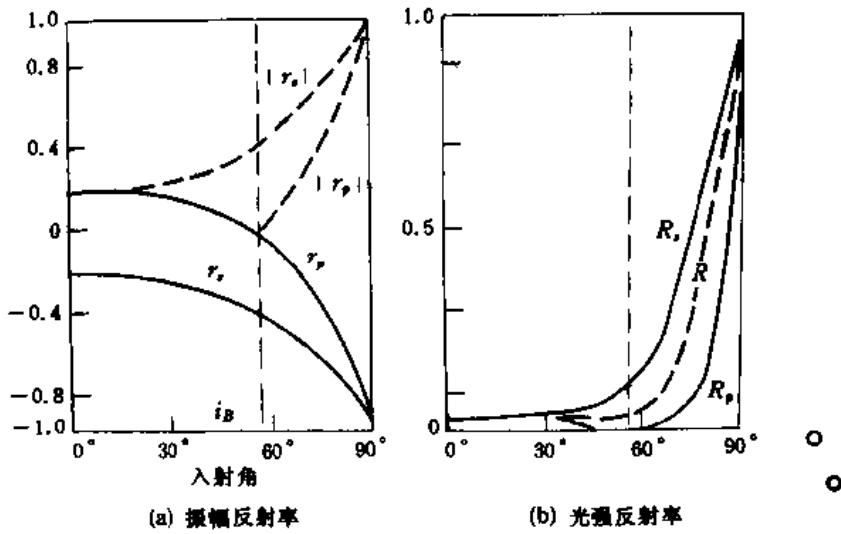


图 2.69 光由空气到玻璃($n=1.50$)的反射率曲线

式中 n_1 和 n_2 分别为入射光和折射光所在介质的折射率, (2.57) 式所表示的内容称为布儒斯特定律, 这一引起偏振化的角称为布儒期特角。如光自空气入射到介质界面上, 则 $n_1=1$; 对于一般的玻璃来说, $n_2=1.5$, 则 $i_B=57^\circ$ 。因此, 自然光以布儒斯特角入射到介质表面时, 其反射光为 S 分量的平面偏振光。

自然光以布儒斯特角入射时, 反射光虽然是平面偏振光, 但光强很弱。对于单独的一个玻璃面来说, 垂直于入射面的振动只被反射 15%, 大部分都被折射入玻璃板内, 因而对于折射光来说, 虽然光强较大, 但它的偏振度却很低的。为了利用折射方法获得偏振度很高的偏振光, 往往应用多次折射的方法, 其光路如图 2.70(a) 所示, 当一束自然光以布儒斯特角射入一叠互相平行的玻璃片时, 折射光则因逐次失去垂直于入射面振动的部分而接近于平面偏振光, 显然, 玻璃片的数目越多, 折射光的偏振度越高, 当玻璃片足够多时, 透射光可以几乎成为平面偏振光。

通常将互相平行的玻璃薄片装于一个筒内, 称为玻璃堆 [图 2.70(b)]。它可作为利用折射获得平面偏振光的装置。

目前为了提高激光的输出功率, 在激光器中也采用了布儒斯特角的装置。图 2.71 所示的是一种外腔式气体激光器, 在激光器的两端装有布儒斯特窗 B。当光在两镜面 M 间来回反射而以布儒斯特角 θ 射到窗片 B 上时, 平行于入射面 (相当于纸面) 振动的光不发生反射而完全透过, 而垂直于入射面振动的光则陆续被反射掉, 以致不能发生振荡, 这样, 最后就只在纸面内振动的光能在激光器内发生振荡而形成激光, 所以, 外腔式激光器输出的是平面偏振光。这样也可以减少激光的反射损耗, 提高激光的输出功率。

总结以上讨论, 可知利用玻璃片的反射或玻璃片堆的折射将自然光变为偏振光。玻璃片或玻璃片堆也可作偏振器用。下面还可以看到玻璃片不仅是起偏振器, 而且还是检偏振器, 即可以检查光线是否偏振。

如图 2.72(a) 所示, 天然光 SI 以入射角 i_0 向玻璃片 A 投射。如上所述, 反射光②是偏振光, 其振动面垂直于入射面。今在反射光②的传播方向上放置另一质料与 A 相同的玻璃片 B, 并使 B 和 A 的两表面平行, 则偏振光②在 I' 点反射后, 反射光 I'R 仍为偏振

光。

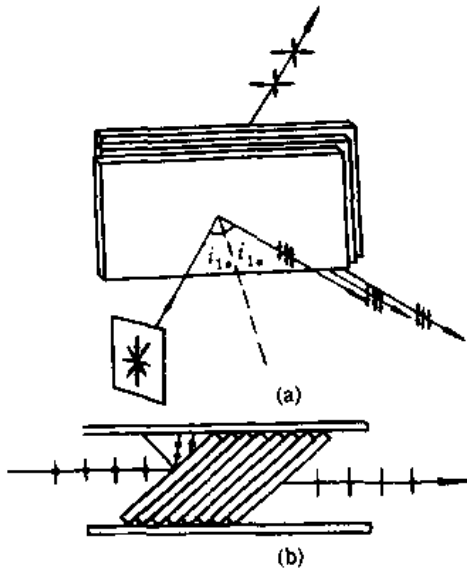


图 2.70

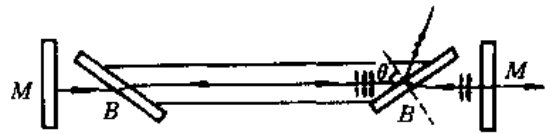


图 2.71

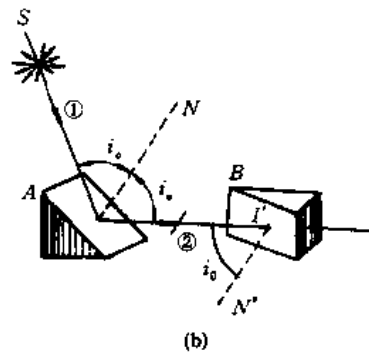
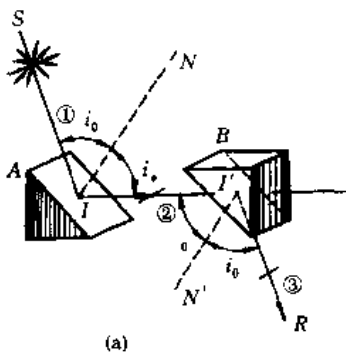


图 2.72

现在,以光线②为轴,将玻璃片 B 转过 90° ,如图 2.72(b)所示的位置,法线 $I'N'$ 就随着转过 90° ,成 $I'N''$ 。这时偏振光②在玻璃片 B 上的入射角仍然是 i_0 ,但是它的振动便平行新的入射面。根据前面所讲,偏振光②将全部穿过玻璃片 B 而不反射。

例题 18 对于浸在水($n_{\text{水}}=1.33$)中的玻璃板来说,布儒斯特角等于多大?

解: 光线从水射向玻璃时,

$$n = \frac{V_{\text{水}}}{V_{\text{玻}}} = \frac{n_{\text{玻}}}{n_{\text{水}}} = \frac{1.50}{1.33} = 1.13$$

布儒斯特角 θ 应满足

$$n = \text{tg} \theta$$

$$\theta = 48.5^\circ$$

例题 19 自然光入射在平行平面玻璃片上,入射角等于布儒斯特角。玻璃折射率 $n_2 = 1.50$,自然光的光通量为单位 1,试求图 2.73 中注有①和④的自然光及偏振光的强度。

解：这时布儒斯特角 $i_B = \text{tg}^{-1} n_2 = \text{tg}^{-1} 1.5 = 56.31^\circ$ ，玻璃中的折射角 $r = 90^\circ - i_B = 33.69^\circ$ 。反射光①为 S 分量，它的反射率 $R_s = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} = \sin^2(i-r) = \sin^2(22.62^\circ) \approx 0.15$ 。入射光为自然光，光通量为 1，所以入射的 S 分量和 P 分量的通量各为 $\frac{1}{2}$ 。则反射光①的通量为 $\frac{1}{2} \times 0.15 = 0.075$ 。根据能量守恒，透射光②的通量为 0.925，反射光③的通量为 $0.425 \times 0.15 = 0.064$ ，因此，透射光④的通量为 $1 - 0.075 - 0.064 = 0.861$ ，为部分偏振光。

上面说过，当一束自然光在两种介质界面上反射时，有偏振现象发生。有时在衍射中也有偏振现象发生。当经过由许多相互平行的细铜丝组成的栅线装置(图 2.74)时，也可产生偏振，这时它的电矢量沿铜丝长度方向的分量 E_y 可以被吸收掉。这是由于电场的这

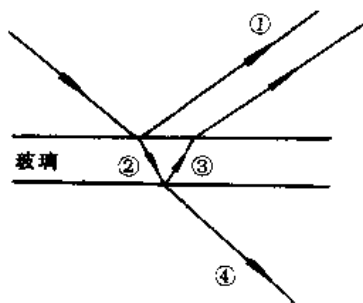


图 2.73

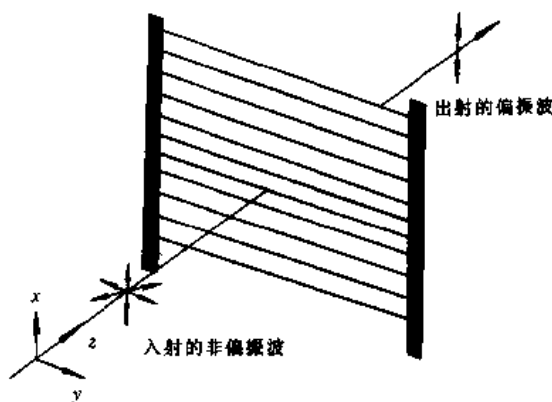


图 2.74

一分量对金属丝内的电子做功，电场的能量转化为金属丝的焦耳热而损耗掉。垂直于铜丝方向的电场分量 E_x 由于铜丝非常细没有受到很大的衰减就通过了，因此透射波是线偏振的，电矢量的振动只局限于 x 轴方向。为了更有效地起到偏振器的作用，必须使 E_y 分量几乎全部衰减掉，金属丝之间的距离应小于波长。这对于波长为几个厘米的微波来说很容易办到，但对光波来说，要制作一个金属丝之间的距离小于 10^{-5}cm 的偏振器是极困难的。但是，可以用长链的聚合物分子来代替细长的金属丝，这些长链分子在沿链长方向上有很高的导电性，将这些长链分子几乎平行地排列起来就能把沿链长方向的电场分量吸收掉。含有这种长链聚合物分子的薄膜叫做偏振片。现代的人造偏振片都是在赛璐璐基片上蒸镀晶粒制成的。

光线通过均匀的透明媒质时，也要发生偏振现象，这时从侧面难以看到光线。对于有悬浮微粒的浑浊液体和气体从侧面则可以清楚地看到光线的径迹。这是媒质中微粒使光波朝四面八方散射的结果。光的散射跟光的反射和衍射有密切的联系。在光所通过的媒质中，如果有尺度较大的反射体，必然是按反射定律出现反射现象。如果反射体尺寸只是稍大于波长的数量级，光除了按反射定律反射以外，在反射体的边缘将出现衍射光波使光线稍有扩展的现象，如图 2.75(a) 所示。如果反射体的尺寸比波长还要小，衍射现象就更为显著，反射光非常扩展，好象是从一个点光源向四周发射的球面波一样，如图 2.75(b)

所示,这就是**散射现象**。光路中的烟雾、尘埃和细小的水珠等都能使光散射。1871年瑞利经研究指出,当散射体的尺寸比波长小时,散射光的强度与波长的4次方成反比。对于较大颗粒的散射则不遵从瑞利的 λ^4 反比定律。

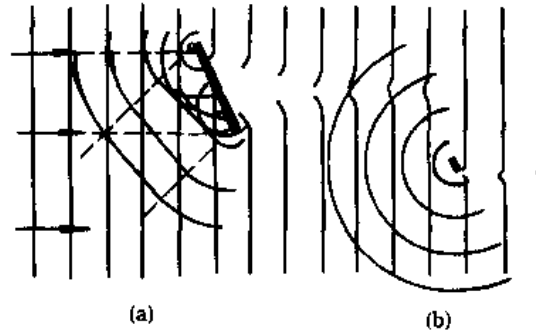


图 2.75

天空之所以呈显蓝色乃是大气分子向四方散射的结果。可见的散射光中紫光波长最短,散射光最强,红光最弱,所以人眼所见为蓝色。如果没有大气分子的散射,即使在白天,人们仰望天空也将看到光辉夺目的太阳悬挂在漆黑的背景中,这情况宇航员是司空见惯的。旭日和夕阳呈红色,与天空呈蓝色属同一类现象。由于白光中的短波成分被更多地散射掉,在直射的日光中剩余较多的自然是长波成分了,早晚阳光以很大的倾斜角穿过厚厚的大气层,从而散射效应很强,所以颜色显得殷红。

如果透过一块偏振镜仰望蓝色天空,可发现天空的亮度跟偏振镜的方位有关,转动偏振镜时,天空的亮度会跟着改变。这清楚地说明,从大气分子散射来的光包括蓝色的天光和落日的红橙色天光都是偏振光。

2.3.3 晶体中的双折射现象

一条光线在两种各向同性的媒质的分界面上折射时,折射光线只有一条,其方向由下式决定:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{21} \quad (2.58)$$

但是,当光线射到各向异性的媒质(如晶体)上时,将产生特殊的折射现象。把一块方解石放在一张画有一个黑点的纸上,从上面看去,通常会看到这个黑点的两个像点。取一块方解石(菱体形),把它安装在可转动的支架上,让激光光束垂直表面入射,如图 2.76 所示。入射的光束将在晶体中分开,由出射面的两点离开晶体。这两束光经短焦距的凸透镜放大可投射在屏幕上为两个亮点。若使方解石晶体绕入射光线旋转,则见屏幕上一个亮点绕另一个固定的亮点转动。一束入射光折射后分成两束的现象称为双折射许多其他透明晶体(如石英)也会产生双折射现象,这些晶体称为各向异性的晶体。

图 2.77(b)说明当入射的平行光束垂直于方解石表面时,一束折射光 o 仍沿原方向在晶体内传播,这束光遵从折射定律,称为寻常光。另一束折射光 e 在晶体内偏离原来的传播方向,对于这束光来说,入射角 $i_1 = 0$,而折射角 $i_2 \neq 0$,它不遵从折射定律,所以这一束光线称为非常光。当入射角改变时,寻常光的入射角正弦与折射角正弦之比保持不变,

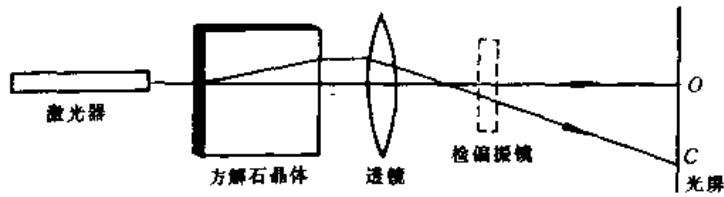


图 2.76

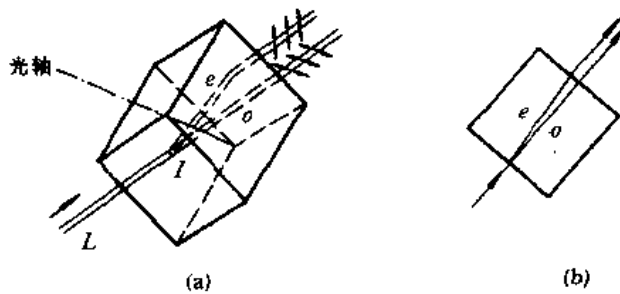


图 2.77

折射光线在入射面内；非常光的入射角正弦与折射角正弦之比不是一个常数，并且非常光线不在入射面内，它的折射方向不仅和光线的入射角有关，而且还和晶体的取向有关。寻常光和非常光常简称为 o 光和 e 光。

变更入射线的方向时，我们会发现，在晶体的内部存在着一个确定的方向，光沿着这个方向传播时，两条折射光线即寻常光和非常光的折射率相等，它们的传播速度也相等。这方向叫做光轴。沿光轴方向传播光不产生双折射现象。

天然方解石晶体是一个六面的棱体(图 2.78)，各面分别相交于八个顶点，其中有两个特殊的顶点。相交于每个特殊顶点的三个面，都是钝角，各为 102° ，即图中 A 和 D 两顶点。通过顶点 A 或 D 并与三个界面成等角的直线方向就是光轴方向。应该指出，光轴表示晶体内一个方向，因此通过晶体内任何一点都可作一平行光轴方向的直线皆为光轴。由光轴与光线所成的平面，称为此光线的主截面或主平面。把垂直于光轴方向的两个表面磨光，则当光线垂直地入射于磨光面时，不会发生双折射，就容易显示出这晶体的光轴来。

只具有一个光轴的晶体，称为单轴晶体(例如方解石、石英等)。有时晶体具有两个光轴，就称为双轴晶体(例如云母、硫磺等)。

寻常光线和非常光线都是线偏振光，可以用检偏振器来验证。两者的振动面是互相垂直的。寻常光线的振动垂直于寻常光线的主截面，而非非常光线的振动在其主截面内，并与自身光线相垂直。

现在我们应用惠更斯原理，说明光线在单轴晶体中所发生的双折射现象，并用波面作图法给出寻常光和非常光的折射方向。

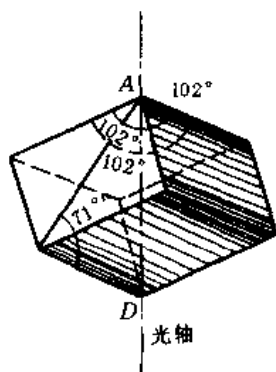


图 2.78

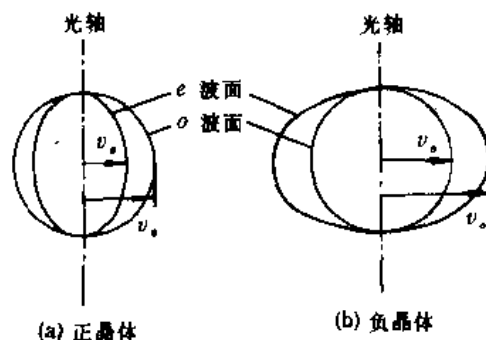


图 2.79

上面已经讲过,在晶体中寻常光和非常光是以不同的速度传播的。寻常光的速度在各个方向上是相同的,所以晶体中一点源所引起的波面是一球面。非常光线的速度在各个方向上是不同的,晶体中一点源所引起的波面可以证明是旋转椭球面。两光线只有在光轴方向上的速度才是相等的,因此上述两波面在光轴上重合或相切(参看图 2.79)。在垂直于光轴的方向,两光线的速度相差最大,用 v_o 表示寻常光线的速度, n_o 表示它的折射率; v_e 表示非常光线在垂直于光轴方向上的速度, n_e 表示它在这个方向上的折射率,这个折射率 n_e 叫做 e 光的主折射率, e 光在其他方向上的折射率则介于 n_o 和 n_e 之间。表 2.1 列出几种晶体的折射率,对于大多数晶体来说, n_o 和 n_e 的差别不大。

表 2.1 几种双折射晶体的折射率(对波长为 5893 \AA 的钠光)

晶体	n_o	n_e	$n_e - n_o$
方解石	1.6584	1.4864	-0.1720
电气石	1.669	1.638	-0.031
白云石	1.681	1.500	-0.181
菱铁矿	1.875	1.635	-0.240
石英	1.5443	1.5534	+0.0091
冰	1.309	1.313	+0.004

对于有些晶体, $v_o > v_e$, 亦即 $n_e > n_o$, 那么球面包围椭球面, 如图 2.79(a) 所示, 这类晶体, 例如石英, 称为正晶体; 另外有些晶体, $v_o < v_e$, 亦即 $n_o > n_e$, 那么椭球面包围球面, 如图 2.79(b) 所示, 这类晶体, 例如方解石, 称为负晶体。

根据上述球面波和旋转椭球面波的概念, 在下述三种特殊情况下(晶体的光轴都在入射面内), 我们能够简单地用作图法求出单轴晶体中寻常光线和非常光线的波面及其折射方向。

(1) 倾斜入射的平面波

如图 2.80(a) 所示, AC 是入射平面波的波面, 当入射波由 C 传到 D 点时, 自 A 向晶体已发出球形和椭球形两个子波波面, 这两个子波波面相切于光轴上的 G 点。从 D 点画出两个平面 DE 和 DF 分别与球面和椭球面相切于 E 和 F 点, DE 是寻常光线在晶体

中的新波面, DF 是非常光线的新波面。引 AE 和 AF 两线, AE 为 o 光, AF 为 e 光, 这样就得到两条光线在晶体中传播的方向。这里可看到非常光线的传播方向与波面并不垂直, 不难看出, 寻常光线的折射率和非常光线在 AF 方向的折射率可分别用 CD/AE 和 CD/AF 来表示。

(2) 垂直入射的平面波(晶体的光轴与晶面斜交)

当平面波射到晶体的表面时, 自平面波波面上任意两点 B 与 D 向晶体内发出球形和椭球形两个子波波阵面[图 2.80(b)]。这两个子波波面相切于光轴上的 G 点, 作 EE' 和 FF' 面分别与上述两子波波面相切, 即得寻常光线与非常光线在晶体中的波面, 引 BE 和 BF 两线, 就得到两条光线在晶体中传播的方向。

(3) 垂直入射平面波, 光轴平行于晶体表面并平行于入射面

就负晶体来说, 非常光波面和入射面的交线是椭圆, 其短半轴等于寻常光波面的半径。

(4) 光轴平行于晶体表面并垂直于入射面[图 2.80(d)中以点表示]

因为光轴是旋转椭球面的转轴, 所以在这种情况下, 旋转椭球面和入射面的交线也是圆, 就负晶体来说, 这圆的半径等于椭圆的半长轴, 它大于寻常光波面的半径。

(5) 光轴垂直于晶体表面并平行入射面

此时光沿着光轴传播, 因而两条光线非但不分开, 而且速度相等, 所以也就不发生双折射[图 2.80(e)]。

在图 2.80(c)、(d)两种情况下, 垂直晶体表面入射的光束, 在晶体内的寻常光和非常光都不折射, 在晶体内仍沿同一方向传播, 但由于它们的速度不等, 所以它们的波面 o 和 e 并不重合。到达同一位置时, 两者之间有一定的位相差, 在这两个例子中, 寻常光和非常光虽然没有分开, 但因速度不等, 故仍然有双折射存在。因为双折射的实质是具有不同的传播速度, 通过相同厚度的晶片后两束光的光程不相同, 产生了位相差。

我们知道, 晶体内的 o 光和 e 光是频率相同且振动方向相互垂直的两束平面偏振光波, 假如它们沿着同一方向传播, 且维持位相差不变如在图 2.81(c)、(d)中晶体下表面出射处, 光波所引起的合振动便是两个相互垂直振动矢量的迭加, 将在垂直于传播方向的平面内描出椭圆, 也就是说, 这两个波振动的合矢量末端将在该平面内描出椭圆。可见, 这种振动对传播方向也没有对称性, 因此也是一种偏振, 矢量末端描出椭圆的光叫做椭圆偏振光, 如果迭加的两束偏振光的振幅相等, 那么椭圆变成圆, 便称为圆偏振光。任何两束频率相等而振动面互相垂直的平面偏振光迭加时, 只要它们的位相差恒定, 都将形成椭圆偏振光或圆偏振光。如图 2.81 所示, 由偏振器产生的线偏振光垂直地入射到一块光轴与晶体表面平行的晶体上[图 2.81(a)], 其振动方向 BB' 和晶体光轴方向 OO' 之间有一定的夹角 θ [图 2.81(b)], 设入射光的振幅为 A , 则晶体内寻常光和非常光的振幅将分别垂直及平行于光线和光轴构成的主截面, 即分别为:

$$A_o = A \sin \theta, \quad A_e = A \cos \theta \quad (2.59)$$

在刚进入晶体的前表面时, 这两束光的位相是相等的, 但光一进入晶体, 由于寻常光和非常光的传播速度不同, 就逐渐形成位相不同的两列波, 这两列波在晶体内引起的振动分别为:

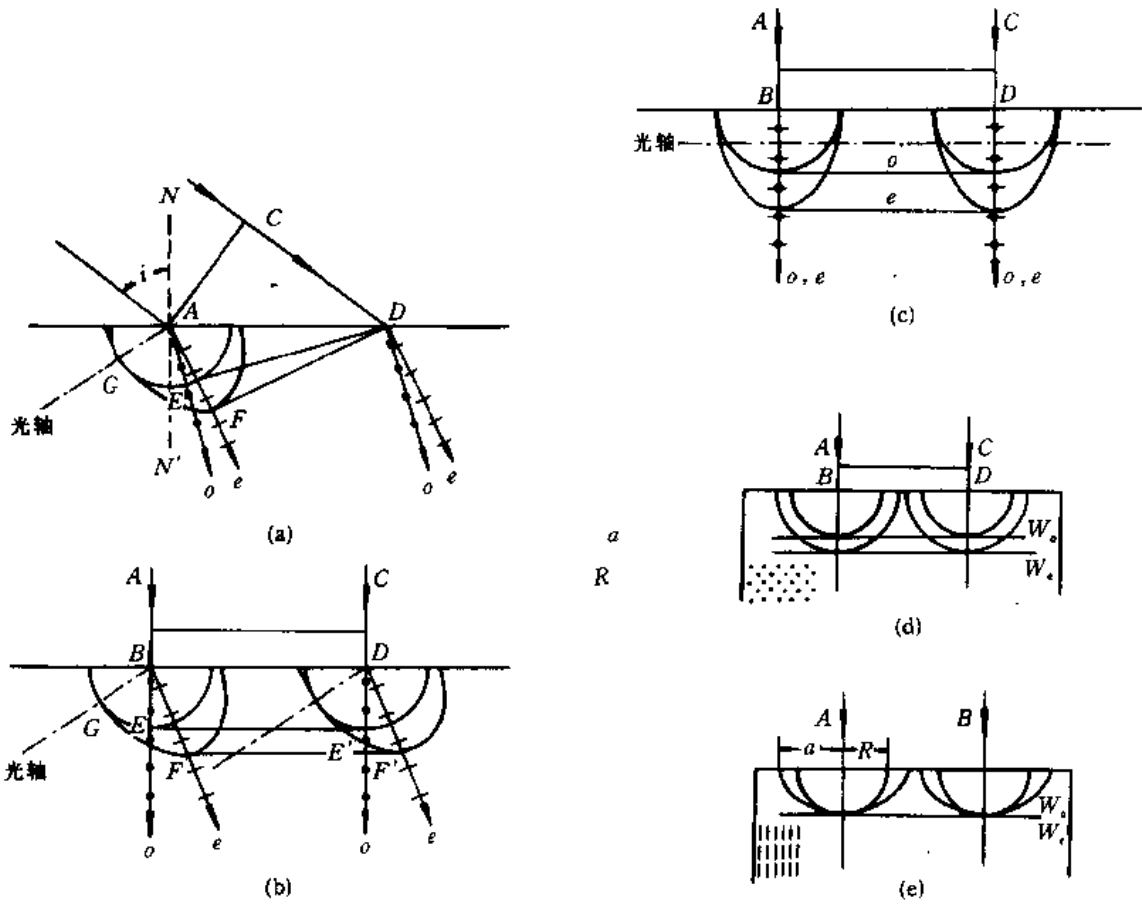


图 2.80

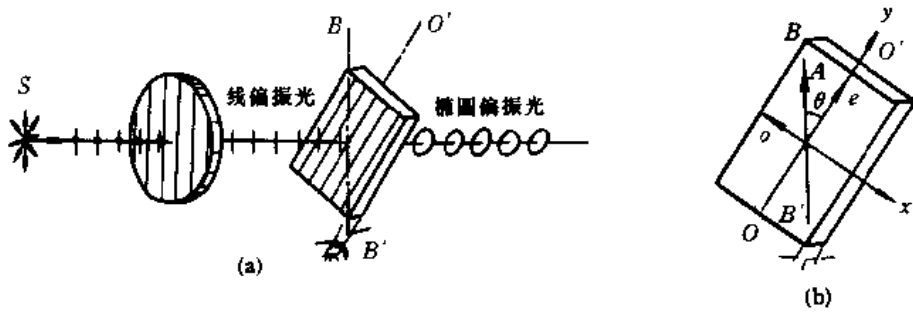


图 2.81

$$\psi_e = A_e \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda_e} \right) \right]$$

$$\psi_o = A_o \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda_o} \right) \right]$$

其中 λ_e 和 λ_o 表示在晶体中非常光和寻常光的波长, r 表示光波在晶体内部行进的距离。因此, 在晶体中两束光的位相差就为:

$$\begin{aligned}\Delta\varphi &= \varphi_e - \varphi_o = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda_e}\right) - 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda_o}\right) \\ &= 2\pi\left(\frac{r}{\lambda_o} - \frac{r}{\lambda_e}\right)\end{aligned}$$

以 $n_e = \frac{c}{v_e} = \frac{\lambda}{\lambda_e}$, $n_o = \frac{c}{v_o} = \frac{\lambda}{\lambda_o}$ 代入, 得

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)r$$

其中 λ 为该光在真空中的波长, 由此可见, 两列波在晶体内不同深度的各点位相差不同, 因此, 合成后的椭圆偏振光长短轴的取向和形状也各不相同, 并按图 2.82 的顺序依次发生变化。当射出晶体的后表面时, 若 $r=l$, 此时,

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda}(n_o - n_e) \quad (2.60)$$

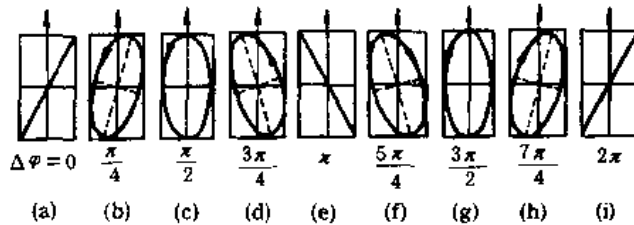


图 2.82

故此椭圆偏振光在空中传播时就具有确定的椭圆形状, 但椭圆主轴的方位取决于真空中的波长 λ 、寻常光和非寻常光的折射率 n_o 和 n_e 以及晶片的厚度 l 。

偏振光在日常生活中有着重要的应用, 这里仅举一例说明, 即立体图片和立体电影。

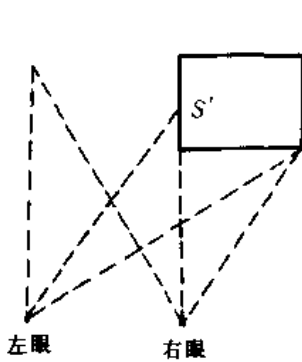


图 2.83

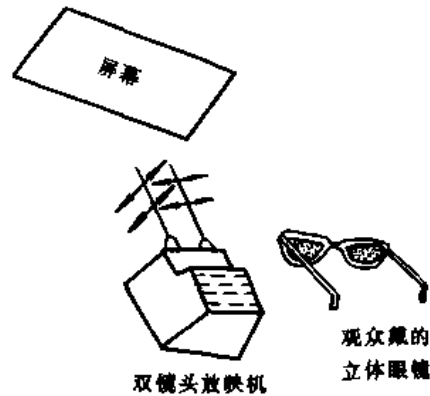


图 2.84

人有一只眼, 同一物体在左、右两眼中所成的像是略有不同的, 例如用两眼同时观看一个立方体时, 右眼如果是正好沿着立方体左侧面 S 的方向, 如图 2.83, 那么, 当他闭上左眼而单独用右眼来看时, S 面上的情形就完全看不见。如果闭上右眼睁开左眼, 却能清楚看到 S 面上的一切, 由于同一物体对左右两眼的相对位置不同, 在两眼视网膜上所形

成的象略有差别。正是这种有差别的象,才使人产生了立体感。如果想使人在观看图片时构成立体感,可以用相当于双眼的双镜头照相机来拍摄图片。放映机也是双镜头的,每个镜头上都装有起偏镜。它可以把双镜头照相机所得到的相当于左眼和右眼见到的形象合并在同一屏幕上,如图 2.84 所示。假定从右边镜头射出的是沿水平方向振动的线偏振光,从左边镜头射出的是沿竖直方向振动的线偏振光。在观看时,观众必须戴上“立体眼镜”,它的左眼镜片的偏振轴是竖直的,右眼镜片的偏振轴则是水平的。这样,虽然屏幕上映出两个图像,但左眼只能看到从左边镜头映出的像,而右眼只能看到从右边镜头映出的图像,于是两眼视觉的合成效应是立体的图像。这就是立体电影的基本原理。

2.3.4 晶体光学元件

利用晶体的双折射特性可以制成各种光学元件,在光学和激光中有着重要的应用,本节介绍常用的几种。

1. 尼科耳棱镜

尼科耳棱镜(简称尼科耳)是一种应用很广泛的偏振棱镜。它是尼科耳(W. Nicol, 1768~1851)于 1828 年首先创制的,它利用双折射现象,将自然光分成寻常光和非寻常光,然后利用全反射把寻常光反射到棱镜侧壁上,只让非常光通过棱镜,从而获得一束平面偏振光。

它的结构如图 2.85(a)所示,取一块长度约为宽度三倍的方解石晶体,将两端面磨掉一部分,使平行四边形 $ABCD$ 中的 71° 角减小到 68° ,成为 $A'BC'D$,然后将晶体沿着垂直于 $A'BC'D$ 面和两端的界面剖成两块,把剖面磨成光学平面,最后用加拿大树胶粘合起来,便做成了一个尼科耳棱镜。

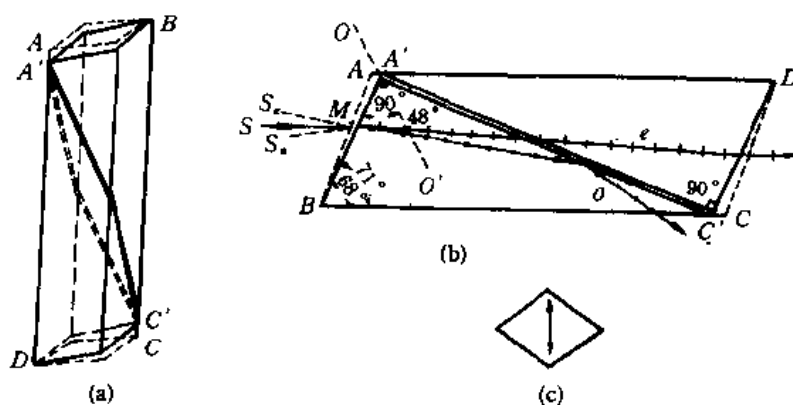


图 2.85

尼科耳棱镜的光轴方向 OO' 在平面 $A'BC'D$ 内,剖面 $A'C'$ (即胶合面)垂直于这个平面,光轴位于图面内,和入射界 BA' 所成的角为 48° [图 2.85(b)]。

加拿大树胶是一种透明的物质,它对于钠黄光的折射率为 1.550,该值介于方解石中寻常光的折射率 $n_o=1.658$ 和对非常光的主折射率 $n_e=1.486$ 之间,所以就非常光来说,树胶相对于方解石是光密介质;而就寻常光来说,则树胶相对于方解石却是光疏介质。

平行于棱 $A'D$ 的入射光,沿着 SM 方向进入棱镜,在第一棱镜内分解为 o 光和 e 光,其中 o 光以 76° 的入射角入射到树胶层 $A'C'$ 上,由于入射角大于临界角 i_c ($i_c = \arcsin \frac{1.550}{1.658} \approx 70^\circ$), o 光将在树胶层上产生全反射,而被四周涂黑的棱镜壁所吸收,但 e 光却是由光疏介质到光密介质的折射,不产生全反射,所以从尼科耳棱镜透射出来的光就是 e 光为平面偏振光,其振动方向平行于主截面而且平行于尼科耳的横截面(与图面垂直的菱形)的短对角线,另画在图 2.85(c)中由箭头所示。

当入射光不是平行于棱镜的 $A'D$,而是沿着 S_0M [图 2.85(b)] 方向入射时, o 光射到树胶层的入射角就有可能小于临界角 70° ,而不发生全反射,为了避免这种情况的出现,对 o 光来说,存在一个极限角 $\angle SMS$ 。此角约为 15° ,入射光不能超过这个极限角的范围,因此在利用尼科耳时,要避免用高度会聚或发散的光束,激光的发散角一般都很小,作为入射光束最为理想。

尼科耳可以作为起偏器,也可以作为检偏器,作为检偏器时,如入射的平面偏振光的振幅为 A_0 ,它的振动方向与尼科耳 e 光的主截面之间的夹角为 θ ,则尼科耳内的非常光的振幅为 $A_0 \cos \theta$,寻常光的振幅为 $A_0 \sin \theta$ 。非常光透射出尼科耳后,这一平面偏振光的强度可用下式表示:

$$I = I_0 \cos^2 \theta \quad (2.61)$$

式中 I_0 (正比于 A_0^2) 为入射平面偏振光的强度,当自然光连续通过两个尼科耳时,第一个尼科耳 N_1 即作为起偏器,第二个尼科耳 N_2 作为检偏器,上式中的 θ 即为两个尼科耳主截面之间的夹角,也就是两个尼科耳的相对位置。当 $\theta = 0$ 时,则由 N_1 产生的偏振光也能通过 N_2 ,这种装置称为平行尼科耳;当 $\theta = \pi/2$ 时,则由 N_1 产生的偏振光的振动方向垂直于 N_2 的主截面,因而完全不能通过 N_2 ,这种装置称为正交尼科耳。自然光通过平行尼科耳时透射光最强,通过正交尼科耳时光强为零。

树胶对紫外线是不透明的,这是尼科耳的缺点,傅科棱镜不用树胶而代以空气层,寻常光线和非常光线对于空气层的临界角分别为 $37^\circ 14'$ 和 $42^\circ 23'$,如设计棱镜使寻常光和非常光入射到空气层的角度介乎这两个临界角之间,也可使寻常光线全反射,而使非常光线透射。在傅科棱镜中,由于这个临界角较尼科耳为小,所以用横截面相等的方解石来制造时,长度可较尼科耳短些,棱面之比 $AC/AB = 0.9$ 。这样,非但制造成本较低,而且短的棱镜在结构上较之长的棱镜更坚固耐用。

2. 格兰·傅科棱镜

如图 2.86 所示,它由两块方解石直角棱镜构成,两棱镜之间是平行的空气隙。方解石是这样切割的:使光轴与棱镜的棱平行(在图中垂直于图面),棱镜的顶角 θ 取 $38^\circ 30'$ 。格兰·傅科棱镜产生偏振光的原理,是自然光垂直界面射入棱镜后分解成 o 光和 e ,如对波长 $\lambda = 1.0417 \mu\text{m}$ 的红外光, o 光折射率 $n_o = 1.64276$, e 光折射率 $n_e = 1.47982$ 。在空气隙界面上,如果入射角 $i = 38^\circ 30'$,对 o 光来说,发生全反射的临界角为:

$$i_c = \sin^{-1} \frac{1}{n_o} = 37^\circ 30'$$

由于 $i > i_c$,所以 o 光发生全反射。

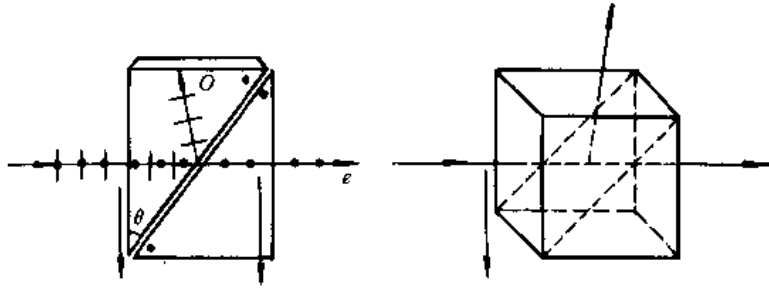


图 2.86

对 e 光,发生全反射的临界角为:

$$i_c = \sin^{-1} \frac{1}{n_e} = 42^\circ 33'$$

由于 $i < i_c$, 所以 e 光不发生全反射, 从棱镜中直接射出, 这就是我们要得到的线偏振光。

方解石对波长从红外的 $5\mu\text{m}$ 到紫外的 $0.23\mu\text{m}$ 的区域内都是透明的, 因此可以在很宽的光谱区使用。同时, 由于格兰·付科棱镜是空气隙, 能承受高功率光能的作用 ($100\text{W}/\text{cm}^2$), 所以它常常用在激光技术中, 其视场角较小, 大约只有 10° 。

3. 渥拉斯顿棱镜

渥拉斯顿 (Wollaston) 棱镜能产生两束互相分开的、振动互相垂直的平面偏振光, 它是由两个直角棱镜组成的 (图 2.87), 材料也是用方解石, 两棱镜的光轴互相垂直。自然光垂直入射到 AB 表面时, 寻常光线和非常光线无折射地沿同一方向进行, 但分别以不同的

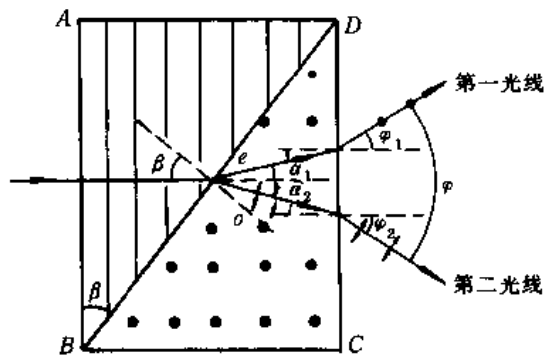


图 2.87

速度 v_o 和 v_e 传播。当它们先后进入第二棱镜以后, 由于第二棱镜的光轴垂直于第一棱镜的光轴, 所以, 第一棱镜中的寻常光对第二个棱镜来说就变为非常光, 而非常光就变为寻常光, 因此原来在第一棱镜中的寻常光线在两棱镜的界面上以相对折射率 n_e/n_o 折射, 而原来在第一棱镜中的非常光线以相对折射率 n_o/n_e 折射。因为方解石是负晶体 ($n_o > n_e$), 所以在第二棱镜中的非常光远离 BD 面的法线传播, 在第二棱镜中的寻常光靠近 BD 面的法线传播, 结果两束光在第二棱镜中分开。这样, 经 CD 面再次折射而由渥氏棱镜射出的是两束按一定角度分开的偏振光, 它们的振动方向互相垂直, 当棱镜顶角 $\beta = \angle ABD$

不太大时,这两束折射光差不多对称地分开,它们之间的夹角近似为:

$$\varphi = 2\sin^{-1}[(n_o - n_e)\operatorname{tg}\beta] \quad (2.62)$$

4. 人造偏振片

有些晶体不但能产生双折射,而且对寻常光和非常光具有不同的吸收本领(选择性吸收),这种特性称为二向色性。例如电气石晶体在可见光范围内就有这种特性,在1mm厚度内,寻常光差不多已完全被吸收,所以电气石也可作为偏振元件,电气石的缺点是它对于不同波长的非常光也有选择性吸收,并使透过的光带有黄绿色。

人造偏振片就是用人造方法制成的具有二向色性的晶片,它是用特殊方法使选择吸收性很强的微晶体在透明胶质层中作有规则的排列而制成(或用塑胶加以机械伸缩,使其分子作一定秩序的排列)。例如一种有机化合物多晶,叫做碘化硫奎宁,具有显著的二向色性。把它们沉淀在聚氯乙烯膜上,当把这种膜向某一方向拉伸后,上述晶体便全在拉伸方向很整齐地排列起来,表现出和单晶一样的二向色性,即吸收 o 光而使 e 光通过。把这薄膜放在两玻璃片之间,便成为偏振片,由于它们制造工艺简单,既轻便而又可展成较大面积,故很有实用价值。

汽车在公路上夜间行驶时,为避免车灯照耀刺眼,两车交会时通常都把车灯暂时熄灭,以免引起危险。但若将司机前面的车窗玻璃,和车灯前面的玻璃罩都装上人造偏振片,使它们的光轴都和水平方向成 45° 的夹角,且沿着同一方向倾斜,那么司机经车窗看见自己车灯所射出的光强度并不减弱,但对面车灯射来的光,仅有微量紫光能够透过车窗,因而不致眩耀司机的眼睛,这样,双方在相向行驶时都不需熄灯。

摄影时,在照相机镜头前加一块偏振滤光片,用来消除或减弱偏振的炫光,可以使照片拍得清晰。拍摄天然景色时,用人造偏振滤波片吸收部分偏振化的蓝色天光,而让非偏振的彩云光线的一部分透过,可以提高蓝天和白云的对比度。用直接照明摄影时,也是利用人造偏振片吸收从景物反射的炫光,从而增加景物的柔和浓重的色彩。

5. 四分之一波片和半波片

能使寻常光和非常光的光程差等于 $\lambda/4$ 的晶片称为四分之一波片,显然,四分之一波片的厚度为:

$$l = \frac{\lambda}{4(n_o - n_e)} \quad (2.63)$$

由上式可知,平面偏振光通过四分之一波片后,寻常光和非常光的位相差 $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$,故从四分之一波片透射出来的是一个椭圆偏振光[图2.82(c)、(g)],如果入射光的振动矢量与晶片光轴的夹角 $\theta = 45^\circ$,则从四分之一波片透射出来的光为圆偏振光。

显然,四分之一波片仅仅只能使某一给定波长的寻常光和非常光的光程差 $(n_o - n_e)l$ 等于 $\lambda/4$,对于不同的波长,四分之一波片的厚度不同。

对于 $\lambda = 5.9 \times 10^{-5}\text{cm}$ 的黄光,方解石的折射率差值为 $n_o - n_e = 0.172$, $\lambda/4$ 片的厚度为 $l = 8.6 \times 10^{-5}\text{cm}$;对于 $\lambda = 4.6 \times 10^{-5}\text{cm}$ 的蓝光, $n_o - n_e = 0.184$,厚度为 $6.3 \times 10^{-5}\text{cm}$,制造这样薄的晶片相当困难,通常采用较厚的晶片,使它产生的光程差为 $(2k+1)\lambda/4$,即位相差为 $(2k+1)\pi/2$,线偏振光通过此种晶片也变成椭圆偏振光,故也可作为四分之一波

片之用。

使得寻常光和非常光的光程差等于 $\lambda/2$, 即其位相差 $\Delta\varphi$ 等于 π 的晶片称为半波片, 平面偏振光垂直入射到半波片而透射后, 仍为平面偏振光。如入射时振动面和晶体主截面之间的夹角为 θ , 则透射出来的平面偏振光的振动面从原来的方位转过 2θ 角[图 2.82 (a)、(e)]。

6. 位相补偿器

最简单的一种位相补偿器叫做巴俾涅(Babinet)补偿器, 由两个劈形石英组成, 两劈切割得使它们的光轴互相垂直(图 2.88)。第一晶劈内的寻常光进入第二晶劈后变为非常光, 非常光进入第二晶劈光后变后寻常光。因此, 只有当光线通过两晶片厚度相同的部分时, 两光线之间才不发生任何位相差, 通过其他部分时, 在一个晶劈内经过的厚度 d_1 和在另一个晶劈内经过的厚度 d_2 不同, 两光线之间便产生一定的位相差:

$$\begin{aligned}\Delta\varphi &= \frac{2\pi}{\lambda}[d_1(n_o - n_e) + d_2(n_e - n_o)] \\ &= \frac{2\pi}{\lambda}(d_1 - d_2)(n_o - n_e)\end{aligned}\quad (2.64)$$

所以只要让光线通过补偿器不同的地方, 就能得到任意的位相差。巴俾涅补偿器的缺点是必须用极窄的光束, 因为一束宽光束通过这种补偿器后, 光束的不同部分会发生不同的位相差, 因而不同部分的出射光的偏振状态便不相同。索列尔(Suleil)设计了另一种补偿器来弥补这种缺点(图 2.89), 它由光轴平行的两个可调节石英劈和其下的一个石英薄片(两表面平行)组成, 这薄片的光轴和两劈的光轴相垂直, 上面的一个劈可用微动螺旋使之作平行移动。当劈这样移动时, 在它们互相接触的全部区域内, 两劈的总厚度在增减, 可以使这厚度和下面薄片的厚度之间有任何差值, 从而使两光束之间产生任何需要的位相差, 由于光垂直入射于晶体表面, 根据图 2.89, 两光束透射出来时并不分开, 而且不同部分的位相差都相同。

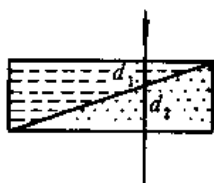


图 2.88

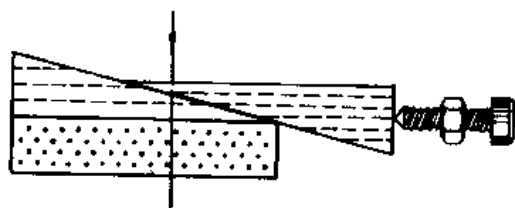


图 2.89

例题 20 为了只让非常光线通过, 而且使它在棱镜中平行于长边, 则尼科耳棱镜(见图 2.90)的长边和端面间的夹角应为多少? 此时寻常光射在加拿大树胶层上的入射角比临界角 φ 大 $45'$ 。非常光在这方向上的折射率 $n_e = 1.516$, 寻常光的折射率 $n_o = 1.658$, 加拿大树胶的折射率 $n = 1.550$ 。试计算在这些条件下, 棱镜长度 a 和厚度 b 之比。

解: 按非常光和寻常光的折射率的定义, 分别有

$$\frac{\sin i}{\sin r_e} = n_e$$

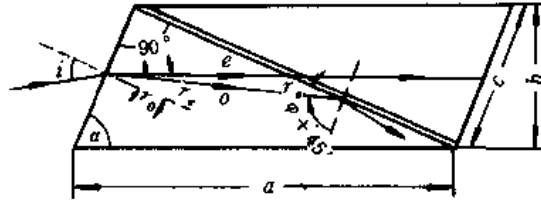


图 2.90

$$\frac{\sin i}{\sin r_o} = n_o$$

式中 i 是入射角, r_e 和 r_o 分别是非寻常光线和寻常光线的折射角。以上两式给出:

$$\frac{\sin r_e}{\sin r_o} = \frac{n_o}{n_e}$$

由图 2.90 可以看出

$$\alpha = 90^\circ - r_e,$$

$$r_o = 90^\circ - (\varphi + 45')$$

根据临界角的定义有

$$\sin \varphi = \frac{n}{n_o} = \frac{1.550}{1.658}$$

即 $\varphi = 69^\circ 15'$, 可得

$$r_o = 90^\circ - (69^\circ 15' + 45') = 20^\circ$$

将上值代入

$$\frac{\sin r_e}{\sin r_o} = \frac{n_o}{n_e}$$

得

$$\sin r_e = \frac{n_o}{n_e} \sin r_o = \frac{1.658}{1.516} \sin 20^\circ$$

即

$$r_e = 22^\circ$$

于是

$$\alpha = 90^\circ - 22^\circ = 68^\circ$$

从图又可以得出

$$c \sin \alpha = b, \quad c = \frac{b}{\sin \alpha}$$

及

$$a \cos \alpha = c = \frac{b}{\sin \alpha}$$

因此

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{\sin \alpha \cos \alpha} = \frac{2}{2 \sin \alpha \cos \alpha} = \frac{2}{\sin 2\alpha} = \frac{2}{\sin 136^\circ} \cong 2.8$$

例题 21 一束圆偏振光分别垂直入射到四分之一波片和八分之一波片上, 求两种情

况下透射光的偏振状态。

解：圆偏振光可看成由位相差为 $\pi/2$ 的两个互相垂直的振动合成。

(1) 经过 $1/4$ 波片后，两个振动间的位相差增加或减少 $\pi/2$ ，成为

$$\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} = \pi \text{ 或 } \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} = 0$$

故透射光为平面偏振光，其振动方向和晶体的主截面成 45° 角。

(2) 经过 $1/8$ 波片后，两个振动间的位相差增加或减少 $\pi/4$ ，成为

$$\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{4} = \frac{3}{4}\pi \text{ 或 } \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4} = \frac{\pi}{4}$$

故透射光为椭圆偏振光。

2.3.5 电光效应

一些透明的各向同性媒质，在电场力的作用下，能变成各向异性而发生双折射，而各向异性的晶体在外电场的作用下，各向异性性质也发生改变，这就是电光效应，或者说折射率因外加电场而改变的现象叫电光效应。折射率与外电场的一次方成正比例改变的叫线性电光效应或泡克耳效应，折射率与外电场的平方成比例改变的叫二次电光效应或克尔效应。一些透明的各向同性的液体和气体也能产生克尔效应。常用折射率椭球来描述光在晶体中传播时的双折射情况，单轴晶体的折射率椭球是一个以光轴 z 为对称轴的旋转椭球：

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.65)$$

坐标轴 x, y, z 是晶体的介电主轴方向。显然，若光线传播方向为 x (光轴) 方向，则垂直传播方向所作的截面与折射率椭球的交截线为一个半径为寻常光折射率 n_o 的圆，振动在该截面内的光的速度都为 v_o 。当光线在晶体内沿 x 或 y 方向传播时，交截线为一个椭圆，椭圆的长短轴分别在 y, z 或 z, x 方向，长短半轴的长度分别为 n_o, n_e 或 n_e, n_o ，其中 n_e 为非常光的折射率。长短轴的方向即两偏振光振动方向。

若沿晶体某一方向施加电场，则在强电场的作用下，将使晶体的双折射情况发生变化，这种变化不仅表现在折射率的大小变化上，而且会使折射率椭球的形状改变，主轴发生旋转，这就是晶体的电光效应。在外加强电场的作用下，单轴晶体的旋转对称折射率椭球将变化为一个任意的三轴椭球：

$$\frac{x'^2}{n_x^2} + \frac{y'^2}{n_y^2} + \frac{z'^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.66)$$

式中 x', y', z' 是在外电场作用下，晶体的感应主轴方向，它们与 x, y, z 一般并不重合。 n_x, n_y 和 n_z 是振动沿感应轴 x', y', z' 方向的折射率。此时入射光波若沿 z' 方向传播，则将分解为沿 x' 方向振动、折射率为 n_x 的光波，以及沿 y' 方向振动、折射率为 n_y 的两种光波。其折射率的差值为 $\Delta n = n_x - n_y$ ，如果光波沿晶体传播的距离为 l' ，则晶体内传播的两偏振光之间产生的光程差 l 为：

$$l = (n_x - n_y)l' \quad (2.67)$$

位相差 δ 为，

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$l = \frac{2\pi}{\lambda}(n_x - n_y)l \quad (2.68)$$

于是可将电光晶体看作一块可控的波片,通过电场的变化来控制 δ ,使通过晶体的光波的偏振状态发生改变。

1. 克尔(J. Keer)效应

媒质在电场作用下所产生的各向异性是克尔于 1875 年首先发现的,故称克尔效应。将装有液体硝基苯和平行板电容器的透明容器(克尔盒)放置在正交的偏振器 N_1 和 N_2 之间,如图 2.91 所示,电场的方向和 N_1 与 N_2 的主截面成 45° 角。不加电压时,无光通过 N_2 ;当电容器的两极加上电压后,有光通过偏振器 N_2 。这表明液体获得单轴晶体的性质,其光轴沿电场的方向。若沿电场方向的折射率用 n_e 表示,垂直电场方向的折射率用 n_o 表示,实验发现,折射率之差 $n_e - n_o$ 与电场强度 E 的平方成正比,即

$$n_e - n_o = KE^2\lambda \quad (2.69)$$

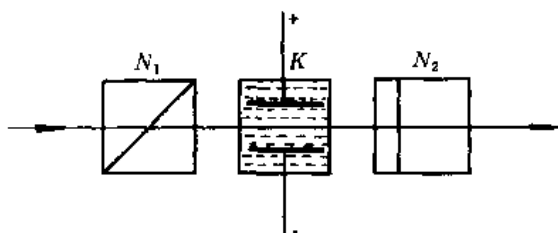


图 2.91

式中 λ 是入射光的波长, K 叫克尔常数。 K 与物质的性质有关,对大多数液体 $K > 0$,相当于正单轴晶体的性质。也有一些物质(如乙醚等) $K < 0$,实际中常用硝基苯($\lambda = 5893 \text{ \AA}$ 时, $K = 2.44 \times 10^{-12} \text{ m/V}^2$)、连位双氯苯、二硫化碳等作液体克尔盒的媒质,其中硝基苯最好。

光通过极板长为 l ,两极板之间的距离为 d ,所加电压为 V 的克尔盒后,非常光和寻常光之间的位相差为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} l K E^2 \lambda = 2\pi l K \frac{V^2}{d^2} \quad (2.70)$$

当 $\delta = \pi$ 时,所对应的电压叫半波电压 $V_{1/2}$ 。

从分子光学的观点来看,产生克尔效应的那些液体和气体分子,在光学上是各向异性的。在无外电场时,由于热运动,分子的取向是无序的,因此在宏观效应上表现为光学各向同性。在有外电场力作用时,各向异性分子相对于外电场发生取向,形成有规则的排列,这就产生了光学上的各向异性。

在外电场的作用下,各向异性分子的取向有两种形式。郎之万(1910年)认为,对于不存在固有电偶极矩的分子(非极性),在外电场的作用下,感生了电偶极矩,电场和分子的相互作用,使分子的最大极化率方向落在外电场的方向上,这样媒质就成了各向异性的。波恩在 1916 年补充了郎之万的理论,他认为,对于存在固有电偶极矩的分子,外场使分子

的固有电偶极矩落在外电场的方向上,而分子最大极化率的方向和分子固有电偶极矩的方向不一定重合,若分子的最大极化率方向和分子的固有电偶极矩方向重合时, $K>0$,若二者互相垂直时, $K<0$ 。

对于各向异性晶体,外场可使晶体的介电常数(或折射率)椭球发生畸变,因而折射率随外电场而发生变化。

克尔效应的特点之一,是电光响应时间(即加电场到通光的时间,或撤去电场到不通光的时间)非常短,一般在 10^{-9} — 10^{-10} s。利用克尔效应的这一特点,可制成高速开关,这在技术中有广泛应用,如脉冲激光的 Q 开关、高速摄影等。

另外,光通过正交线偏振器之间的克尔盒之后,光的强度会发生改变,可表示为:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (2.71)$$

I 随 δ 改变, δ 又随 E^2 而改变;当 E 使 $\delta=2\pi$ 时, $I=0$;当 E 使 $\delta=\pi$ 时, $I=I_0$ 。因此改变外加电场可以调制光束的光强度,这叫光学调制器。其方法是让光束通过正交偏振器之间的克尔盒,将所需传输的高频讯号电场加在克尔盒的极板上,这样光束的强度变化就按所需传输讯号的规律而变化,即光束作为载波而把高频信号传播出去。光学调制技术现在已应用于光通讯和光显技术中。

另外,硝基苯用作克尔盒媒质的缺点是半波电压太高(约为 3×10^4 V),且有毒和易爆炸,因而现在常用一些具有电光效应的晶体来代替克尔盒,作光的开关和光的调制。

2. 泡克耳(Pockels)效应

在外电场的作用下,折射率的改变与外电场的一次方成正比,这叫线性电光效应,或泡克耳效应,是泡克耳于 1893 年发现的。

泡克耳效应有两种形式:外加电场和光的传播方向平行的叫纵向泡克耳效应,如图 2.92 所示;外加电场和光的传播方向垂直的叫横向泡克耳效应。

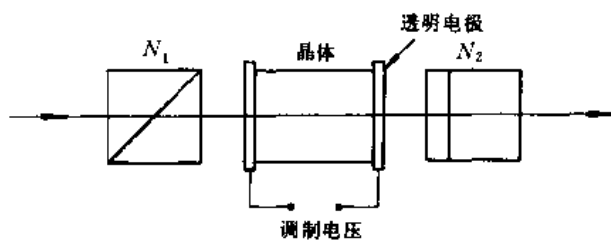


图 2.92

例如磷酸二氧钾(KD*P)是单轴晶体,将其晶片放在正交的偏振器之间,它的光轴与光的传播方向平行,调制电场也与光的传播方向平行。不加外电压时, o, e 两光位相差为零;加外电压后变成双轴晶体,两光的位相差为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^2 r_{63} V, \quad (2.72)$$

式中 n_o 是晶体中寻常光的折射率, V 是以伏特为单位的外加电压, r_{63} 是晶体的电光常数,单位是 m/V 。对不同的晶体 r_{63} 的数值不同,如表 2.2 所示。

当 $\delta = \pi$ 时所对应的电压叫半波电压 $V_{1/2}$, 由 2.72 式得

$$V_{1/2} = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{63}} \quad (2.73)$$

技术中常用的晶体有如表所示的 KDP 型晶体, 其中以 KD^*P 的性能为最好。由于这种晶体工作电压 ($V_{1/2}$) 低、位相差的改变又与工作电压成线性关系、无毒稳定, 因而用于高速开关、激光的 Q 调制、光调制和光通讯等技术中。

表 2.2 一些晶体的电光常数(室温, $\lambda = 5451 \text{ \AA}$)

材 料	$r_{63}(10^{-12} \text{ m/V})$	n_o (近似值)	$V_{1/2}(\text{kV})$
ADP($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$)	8.5	1.52	9.2
KDP(KH_2PO_4)	10.6	1.51	7.6
KDA(KH_2AsO_4)	~13.0	1.57	~6.2
$KD^*P(\text{KD}_2\text{PO}_4)$	~23.3	1.52	~3.4

适于用作电光效应的晶体品种很多, 但是电光系数大、破坏阈值高及光学质量高的优质晶体目前主要有两种: KD^*P 和 LN (LiNbO_3). KD^*P 与 LN 相比, 有破坏阈值高及光学均匀性好的优点。但 KD^*P 易潮解, 使用时必须密封安装。

设计电光晶体时, 要挑选消光比高的晶体材料来制作。由式可见 $V_{1/2}$ 与 KD^*P 晶体尺寸无关。晶体沿光轴的长度一般取 20mm 以上, 这是因为若 l 太短, 由于 KD^*P 晶体内电场强度太高, 容易损坏晶体。另外, 在晶体内电场的均匀性较差。当然, 由于 KD^*P 材料十分昂贵, 也不希望把 l 取得太长。晶体的通光口径应小于工作物质的直径。晶体表面必须抛光和镀增透膜, 而且由于 KD^*P 类晶体容易潮解, 必须设计一个密封盒, 把 KD^*P 妥贴地安装在密封盒内。由于密封盒两端有用于通光的光学玻璃窗, 光学玻璃窗的两面也必须镀增透膜, 否则窗面的反射损耗将增加电光晶体在谐振腔内的插入损耗。若在窗片与 KD^*P 端面间灌以一薄层折射率匹配液, 就可省去窗片内表面及 KD^*P 表面的镀膜工艺, 节约加工的成本。目前国内研制的折射率匹配液有 ZP-2 和 ZP-3 两种。

电光晶体的电极结构主要有两种型式, 如图 2.93 所示, 打剖面线处表示镀金。 KD^*P 晶体内的电场必须尽可能均匀分布, 这是电极形状和尺寸的设计原则。一般说, 加长晶体有利于晶体内部电场的均匀。对侧向镀金的电极, 典型尺寸是两边电极宽度和中间留空的宽度均各占 1/3。

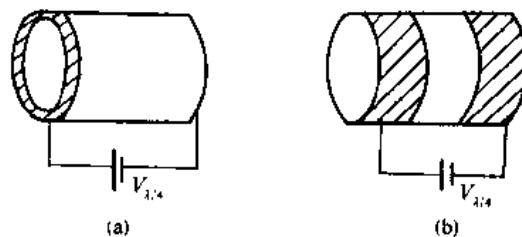


图 2.93

2.4 光的吸收和散射

当光波在媒质中传播时,由于光波和物质的相互作用,一部分光能量会被物质吸收,光强度变弱,这是物质对光的吸收现象;物质也会使一部分光波沿其他方向传播的现象,这是散射现象。这两种现象都使光强度减弱。

2.4.1 光吸收的基本规律

除了真空,没有一种媒质对电磁波是绝对透明的。光的强度随穿进媒质的深度而减少的现象,称为媒质对光的吸收。仔细研究表明,这里还应区分其吸收和散射两种情况,前者是光能被媒质吸收后转化为热能,后者则是光被媒质中的不均匀微粒散射到四面八方。

1. 吸收现象

在一段波长范围内,若某种媒质对于通过它的各种波长的光波都作等量吸收,且吸收量很小,则称这种媒质具有一般吸收性。光通过呈现一般吸收的媒介时,光波几乎都能从媒质透射,因此又可说媒质对这一波长范围的光是透明的。通常所说的透明体,如玻璃、水晶,是指对白光呈现一般吸收性。除真空外,对全部波长范围内的光都透明的物体是不存在的。1cm厚的玻璃板对可见光范围内的各种波长的光波都等量吸收1%,然而玻璃对于波长大于2500nm的光波,或波长小于380nm的光波都能完全吸收,因而对于红外线或紫外线来说,玻璃就成为非透明体了。虽然橡皮对于可见光来说是一种非透明体,但它对于红外线却是良好的透明体。若媒质吸收某种波长的光能比较显著,则称它具有选择吸收性。如果不把光局限于可见光范围以内,可以说一切物质都具有一般吸收和选择吸收两种特性。

从媒质的吸收光谱中,可以得知媒质对哪些波长的光具有选择吸收性。一般地讲,固体和液体选择吸收的波长范围较宽,可称之为吸收带;而稀薄气体选择吸收的波长很窄,表现为吸收线。

选择吸收性是物体呈现颜色的主要原因。例如,绿色玻璃之所以呈现绿色是因为把入射的白色光中的红色光和蓝色光吸收掉,只剩下绿色光能够透射过去。带色物体如颜料、花等的颜色都是在光入射物体内部相当深处的过程中,由于某些波长的光被选择吸收后,使得物体呈现未被吸收的颜色。物质对光的吸收主要造成光强度的减弱,下面给出光的吸收定律。

2. 吸收定律

光通过物质时,光波的电矢量使物质结构中的带电粒子作受迫振动,光的一部分能量用来供给这种受迫振动所需要的能量。这时物质粒子若和其他原子或分子发生碰撞,振动能量就可能转变成平动动能,使分子热运动的能量增加,因而物体发热,在这种情况下这部分光能量转化为热能,光能量消失。

图2.94示出功率密度为 I_0 的平行光束进入均匀物质中一段距离 x 后,功率密度已减弱到 I ;朗伯曾提出这样的假设:光在同一吸收物质内通过一距离时,到达该处的光能

量中将有同样百分比的能量被该物质所吸收,可以定义 α 为吸收系数。

令通过一无限薄层 dx 时功率密度 I 减少了 dI 。

则

$$-dI = \alpha I dx,$$

左边的负号表示 x 增加 ($dx > 0$ 时), I 减弱 ($dI < 0$), 将上式积分, 即可求出在通过厚度 l 的吸收层后的功率密度:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\alpha \int_0^l dx$$

$$\ln I - \ln I_0 = -\alpha l$$

由此得

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \quad (2.74)$$

上式为朗伯定律数学表达式。

式中吸收系数 α 的单位为 cm^{-1} , 光通过 $l = \frac{1}{\alpha}$ 厚度的媒质后, 光强度将减小到光功率密度的 $1/e$ 。大气压强下的空气对于可见光 α 约等于 10^{-5}cm^{-1} , 玻璃的 α 约等于 10^{-2}cm^{-1} 。

实验证明, 这个规律在光的功率密度变化较大的范围内都是正确的。

当光通过溶液时, 光被吸收的量与溶液内单位长度上的吸收分子数目成正比。又因为单位长度上吸收分子的数目与溶液的浓度 C 成正比, 所以吸收率 α 也就与浓度 C 成正比, 即

$$\alpha = \beta C$$

代入式(2.74), 吸收定律可写成,

$$I = I_0 e^{-\beta l C} \quad (2.75)$$

式中 β 也是一个系数, 它的数值仅仅取决于吸收媒质分子的特征, 而与溶液的浓度无关。式(2.75)叫作比尔定律。但需指出, 只有当溶液里的分子特征不因它的邻近分子的存在而发生变化时, 比尔定律才能适用, 并可用于测量溶液的浓度。在很浓的溶液里, 分子间相互作用影响颇强, 比尔定律会产生偏离, 但朗伯吸收定律仍然适用。

在比尔定律可成立的情况下, 根据(2.75), 可以由光在溶液中被吸收的程度, 来决定溶液的浓度, 这就是吸收光谱分析的原理。

3. 吸收光谱

产生连续光谱的光源所发的光, 通过有选择吸收性的介质后, 用分光计可以看出, 某些波段或某些波长的光被吸收, 这就形成了吸收光谱。在连续的发射光谱中, 我们观察到发生吸收的波长区域是暗的。稀薄的原子气体的吸收波段很窄(波长宽度约百分之几埃), 图 2.95 为钠蒸气的吸收光谱。

吸收光谱普遍应用于化学、国防、气象等部门, 例如, 混合物或化合物中的某种原子的含量变化, 会在光谱中反映出吸收系数的变化。所以在定量分析中, 广泛地应用原子吸收光谱。地球大气对可见光、紫外光是透明的, 但对红外光的某些波段有吸收, 而对其余一些

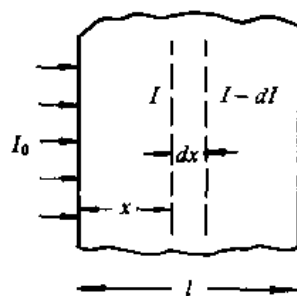


图 2.94

红外波段则比较透明。透明度高的波段,我们称为大气窗口,1—15 μm 之间有7个窗口。研究大气情况的变化与窗口的关系,对红外遥感、红外导航和红外跟踪等技术的发展有很大作用。此外,大气中主要的吸收气体为水蒸气、二氧化碳和臭氧,研究它们的含量变化能为气象预报提供必要的依据。

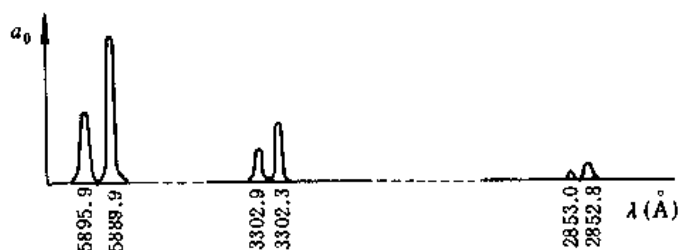


图 2.95

不同分子有显著不同的红外吸收光谱,即使是分子量相同,其他物理化学性质也都相同的同质异构体,吸收光谱也明显不同,因此被广泛用于化学研究及生产上。例如,从固体和液体分子的红外吸收光谱中,了解分子的振动频率,有助于分析分子结构和分子力等问题。

2.4.2 光散射现象

在光学性质均匀的介质中或两种折射率不同的均匀介质的界面上的反射或折射,光都仅限于在给定的一些方向上,而在其余方向光强则等于零。例如我们在光束的侧向进行观察就看不到光,但当光束通过光学性质不均匀的物质,这时从侧向却可以看到光,这个现象叫做光的散射。

散射会使光在原来传播方向上的光强减弱,它遵从下列指数规律:

$$I = I_0 e^{-(\alpha+s)l} = I_0 e^{-\alpha' l} \quad (2.76)$$

式中 α 是吸收系数, s 是散射系数, 其两者之和称为衰减系数 α' 。

光学性质的不均匀可能是由于均匀物质中散布着折射率与它不同的其他物质的大量微粒;也可能是由于物质本身的组成部分(粒子)的不规则的聚集所造成,例如尘埃、烟(空气中散布着的固态微粒)、雾(空气中散布着的液态微粒)、悬浮液(液体中悬浮着的固态微粒)、乳状液(一种液体中悬浮着另一种液体而不能相互溶解)等,这种浑浊物质的特征是:杂质微粒的线度一般说来比光的波长小,它们相互之间的距离比波长大,而且散布得毫无规则。因此,它们在光作用下的振动彼此间就没有固定的位相关系,在任何观察点所看到的总是它们所发出的次级辐射的不相干迭加。各处不会相消,从而形成了散射光。

3. 瑞利散射

光通物质会发生散射,从光束侧方向观察时,散射光带青蓝色,即含有入射光中较多的短波;面对入射光的方向看时,通过容器的光显得比较红。定量分析表明,线度小于光波长的微粒对入射光的散射现象中,散射光强度与波长的四次方成反比的关系,称为瑞利定律。这种散射称为瑞利散射。

瑞利定律说明了散射光中短波占优势,所以观察白光散射时带青蓝色,而直接通过散射物质的光,由于减少了短波的成分,便显得比较红,例如红光的波长($\lambda=7200\text{ \AA}$)是紫光波长($\lambda=4000\text{ \AA}$)的1.8倍,根据瑞利定律,紫光的散射大约是红光的 $(1.8)^4$ 即10倍,但只有微粒线度比光波的波长小的情况下,才能够观察到这种符合瑞利定律的散射。若微粒线度超过了波长,散射光强度与波长之间就没有这种简单的关系了(λ 的幂次将低于4)。

红光通过薄雾时比蓝光的穿透力强,正是由于红光散射较弱的缘故。由于红外线的穿透力比红色的可见光更强,因而更适用于远距离照相或遥感技术。晴朗的天空所以呈浅蓝色,是由于大气的分子散射。根据瑞利散射,浅蓝色和蓝色光比黄色和红色的光散射得厉害,故散射光中波长较短的蓝光占优势。

清晨日出或傍晚日落时,看到太阳呈红色。这是因为此时太阳光几乎平行于地平而,穿过的大气层最厚,所有波长较短的蓝光黄光等几乎都朝侧向散射,只剩下波长较长的红光到达观察者(接近地而的空气中尘埃,更增强了散射作用),但此时仰观天空时仍是浅蓝色,而云块为阳光所照射,亦呈红色(朝霞,晚霞),正午时太阳光所穿过的大气层最薄,散射不多故太阳仍成白色。

深入研究散射光的性质(光谱成分,偏振和强度等),还能够获得关于晶体、液体、胶体和分子结构的一些知识,光的散射已成为探索物质结构极重要的方法之一。

以上讨论的散射光,其波长和入射光的相同,还有一类散射叫做喇曼(Raman)散射,其波长和入射光的不同。

2.4.3 喇曼散射

光通过液体或固体(如晶体)散射时,散射光的频率中除了与入射光有相同的频率 ω_0 (即瑞利散射)之外,还存在着与入射光频率不相同的频率的光,这些散射光的频率为 $\omega_0 \pm \omega_1, \omega_0 \pm \omega_2, \dots$ 等。这种现象称为喇曼散射。

观察喇曼散射的装置如图2.96所示,图中A为光源如汞灯,它装在暗箱内,B为充水玻璃管,它相当于一个柱透镜,把汞灯的光会聚在充有散射物质的C管轴线上。散射光由C管一端的窗口入射到摄谱仪进行光谱分析。C管的另一端涂黑以吸收反射光,R为反射镜用以增强管内的照明。由光谱分析表明,喇曼散射光谱有如下特征。

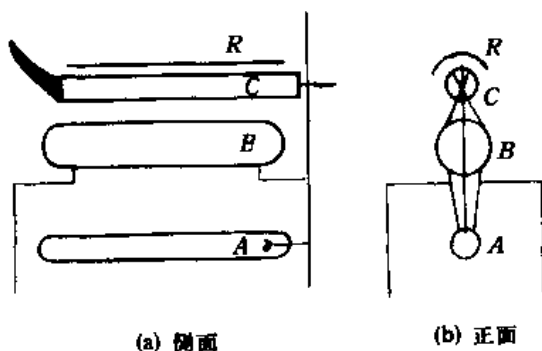


图 2.96 喇曼散射实验装置

在入射光谱线 ω_0 两侧都伴有频率差为 $\omega_i (i=1, 2, \dots)$ 相等的散射谱线。在长波侧的

频率为 $\omega_0 - \omega_i$, 称为红伴线或斯托克斯线。在短波侧的频率为 $\omega_0 + \omega_i$, 称为紫伴线或反斯托克斯线。

喇曼散射谱线的频率差 ω_i 与入射光频率 ω_0 无关, 而与散射物质的红外吸收频率对应, 是散射物质的分子振动频率。

喇曼散射的产生与分子极化率改变有关, 在入射光场 $E = E_0 \cos(\omega_0 t)$ 的作用下, 分子产生感生偶极矩,

$$P \propto \alpha E \quad (2.77)$$

式中 α 为分子极化率, P 以频率 ω_0 作周期变化, 它作为波源所发出的光即为瑞利散射。散射物质的分子在振动着, 例如以固有频率 ω_i 振动, 那么分子极化率也在周期性变化, 可表示为:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_i \cos(\omega_i t) \quad (2.78)$$

以此代入(2.77)式, 这时感生偶极矩为:

$$P \propto \alpha_0 E_0 \omega_0 t + \frac{1}{2} \alpha_i E_0 \{ \cos[(\omega_0 + \omega_i)t] + \cos[(\omega_0 - \omega_i)t] \} \quad (2.79)$$

这样分子散射出来的光中除了入射光频率 ω_0 外, 还有 $\omega_0 \pm \omega_i$, 它们便是喇曼光谱中的伴线。

对比红伴线和紫伴线的强度, 发现紫伴线的强度通常都是比红线弱。但是, 当将材料加热使它的温度升高时, 紫红伴线的强度便也随着升高, 而红伴线强度的变化则不很明显。

喇曼散射光中出现的频率差 $\omega_i (i=1, 2, \dots)$ 正好是物质中散射分子的振动光谱中的一条谱线的频率, 或者说, 它是分子的固有振动频率之一。正因为喇曼散射有这一重要特性, 使得它在研究分子结构方面很有价值。利用喇曼散射光谱我们能够很容易地确定分子的振动频率, 同时对于确定分子结构的对称性方面也很有用。分子的振动和转动光谱都落在红外光谱区, 用可见光激发出来的喇曼散射光便落在可见光的范围, 这么一来, 本来是红外区的分子振动、转动光谱, 也就可以被移到了可见光区来研究, 这样方便了实验, 测量精度也会提高。各种基本分子的喇曼散射位移, 已经做了测定, 利用已得到的资料, 就可以用来分析化合物的成分。这就是喇曼光谱学。对复杂化合物, 特别是对有机分子混合物的分析, 比如, 对石油内各种碳氢化合物成分的分析, 采用通常的化学分析方法或光谱分析方法, 都是比较困难的, 利用喇曼光谱进行分析就简单得多, 也富有成效。鉴于喇曼所发现的这种散射现象, 在科学技术上有种种重要的价值, 喇曼荣获了1930年的诺贝尔奖金。

喇曼散射的强度也是很弱的。对于典型的散射材料, 散射光强度一般只有入射光强度的百万分之一到亿分之一。要拍摄一张喇曼散射光谱图, 即使用象高压水银灯那样的光源, 也需要连续曝光几小时才能完成。这使喇曼散射光谱技术的推广和发展, 受到了限制。直到输出功率很高的激光器发明之后, 用激光作喇曼散射实验, 才得到了强度很高的喇曼散射。

第三章 光的量子特性和激光

引言

光的波动说不仅成功地解释了光的干涉、衍射和偏振等波动现象,同时还圆满地解释了光的直线行进、反射和折射等现象。但在上世纪末和本世纪初,进一步研究辐射与物质的相互作用中,人们又发现一些新现象和新的实验事实,这是波动说所无法解释的。理论与事实之间有矛盾,必然是理论本身还有缺陷,势必要引起理论的更新。

理论与实验结果不符,首先表现在绝对黑体光谱中能量随波长(或频率)分布的关系上。一般说来,辐射到某一不透明物体上的辐射能,一部分被物体吸收,一部分被物体反射。设想有一物体,在任何温度下,都把投射到它上面的任何频率的辐射能全部吸收,这种物体被称作绝对黑体。理想的绝对黑体是一个由绝对不透明材料做成的空腔容器,并且在容器上开有小孔,如图 3.1 所示。当辐射线穿进小孔后,将在空腔内多次反射,每反射一次能量就被内表面吸收掉一部分。若孔甚小,射线将在腔内经无数次反射,结果几乎没有射线由小孔穿出。如果把绝对黑体加热,从这个孔发出来的辐射可以看作是绝对黑体的辐射。

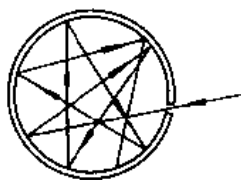


图 3.1

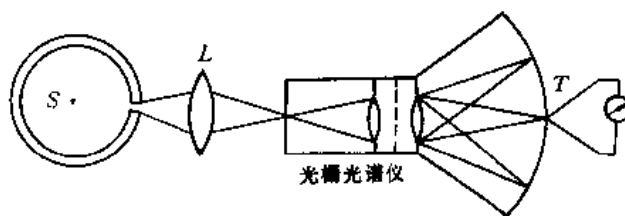


图 3.2

利用图 3.2 所示的实验装置可以研究绝对黑体的辐射能量随辐射波长的分布。图中 S 代表给定温度下的绝对黑体,它是用耐火材料制成; L 是透镜,把辐射线聚焦在狭缝上,再经光栅光谱仪的分光作用按波长分开;用涂黑的热电偶 T 探测出不同温度下各波段辐射能的强度。图 3.3 为 $T=1600\text{K}$ 时黑体辐射能随波长的分布。图中纵坐标为能量密度,横坐标为波长。

测得了黑体辐射能量的分布曲线并不等于完全找到了它的规律,还需建立它的函数表达式。热力学的一般原则证明,在绝对黑体的能谱中,能量的分布是仅随波长 λ 和绝对温度 T 而变化的普适函数。虽然有的物理学家根据经典理论确立了该函数的一些性质,例如斯忒藩-波耳兹曼定律指出,炽热物体的单位面积上在单位时间内所发出的热辐射总能量 U 与它的绝对温度的四次方成正比,即 $U = \lambda T^4$;维思位移定律指出,在绝对黑体的各种波长的辐射中,强度最大的辐射波长 λ_m 与黑体的绝对温度之间有简单的关系,即 $\lambda_m T = \text{常数}$ 。但是,这些并不是普适函数的具体形式。

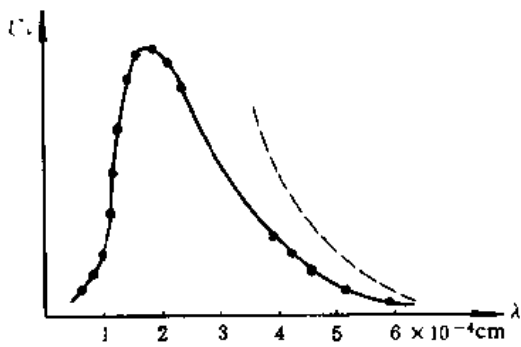


图 3.3

1896年维恩根据热力学,结合实验数据推导出一个辐射能量密度按波长(或频率)分布的公式:

$$U_\nu = B\nu^3 e^{-A\nu/T} d\nu \quad (3.1)$$

式中 B 和 A 为常数。这一公式称维恩公式。这个关系式在短波段与实验数据符合,在长波段则有偏离。后来,瑞利和金斯从统计物理学中关于能量按自由度的均分法则出发,推导出黑体辐射能量密度的函数式为:

$$U_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT d\nu \quad (3.2)$$

式中 k 为波耳兹曼常数。该式称瑞利-金斯公式。按照这一公式黑体辐射能量密度随波长的减小而极快地上升,如图 3.3 中虚线所示。在长波范围瑞利-金斯公式与实验数据吻合;在短波范围,则偏离甚大,而且辐射能量密度随波长的减小无止境地增大,这显然是荒谬的。

与实验数据完全吻合的黑体辐射能量分布函数式是由普朗克于 1900 年提出的,他认为辐射物质中具有带电的线性谐振子,由于带电缘故,它们能够与周围的电磁场交换能量,而且这些谐振子的能量不能连续变化,只能处于某些特殊的状态,在这些状态中,它们的能量是最小能量的整数倍,即

$$\epsilon_0, 2\epsilon_0, 3\epsilon_0 \dots, n\epsilon_0 (n \text{ 为整数}) \quad (3.3)$$

这些可以允许的能量值称为能级,而能量的不连续变化就叫做能量量子化。分子或原子在放出或吸收辐射能的时候,不能连续地改变它的能量,而只能跳变一个一定数量的能量,这个能量与辐射频率成正比,用公式表示为:

$$\epsilon_0 = h\nu \quad (3.4)$$

式中 ϵ_0 表示单个的、一份份的能量的改变, ν 为辐射的频率, h 是一个与频率无关,也与辐射性质无关的普适常数,叫做普朗克常数,其值为 $h = 6.626176 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒。

根据这个量子假设,从理论上又推出了能量分布的表达式,即

$$U_\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (3.5)$$

在能量概念上,普朗克的量子假设与经典物理学有着本质上的区别。经典物理认为,能量是连续的,物体辐射或吸收的能量可以是任意的量值;按照普朗克的量子假设,能量是不连续的,存在着能量的最小单元(能量量子 $h\nu$),物体辐射或吸收能量是这个最小单元的整数倍,而且是一份一份地按不连续的方式进行的。普朗克关于热辐射过程的能量量子化的假设,导出了与实验结果相符合的热辐射公式。爱因斯坦把普朗克提出的关于黑体辐射中能量分立系统推广到光的本性研究上,认识到电磁辐射以微观的形式吸收和发射,提出了光子这一基本粒子的概念。引用光量子的观点,从而圆满解释了许多光的波动说无法说明的实验规律,如外光电效应、原子光谱规律等,所有这些都充分体现了光的微粒说的伟大成功,为近代物理学的发展开拓了道路。由朴素的微粒说到光的波动说,然后又到光子说,反映了人们对光本性的认识不断深化的过程。波动性和粒子性是光的两种属性,是

事物的两个方面。1924年德布罗意提出一切微观粒子都与光子一样,具有波粒二重性,并由实验得到了证实,就导致了近代量子物理的诞生和发展。本章主要介绍光电效应和激光的基本原理。

3.1 光电效应

当光照射到金属表面上时,光的能量仅部分地以热的形式为金属所吸收,而另一部分则转换为金属表面中某些电子的能量。促使这些电子从金属表面逸出现象,叫做光电效应,所逸出的电子称为光电子,在光电效应之中,光不仅在被吸收或发射时以能量 $h\nu$ 的微粒形式出现,而且以微粒形式在空间传播,充分显示了光的粒子性质,所以这种现象对光的本性的认识具有极为重要的意义。

3.1.1 光电效应的实验规律

为了研究光电效应的规律,实验装置如图 3.4 所示,在一抽成真空的容器内,装有阴极 K 和阳极 A ,阴极 K 为金属板,当单色光通过石英窗口照射到金属板 K 上时,金属板便释放出电子,这种电子称为光电子。如果在 AK 两端加上电势差 U ,则光电子在加速电场作用下,飞向阳极,形成回路中的光电流,光电流的强弱由电流计读出。通过对实验结果的分析,我们可以得到以下结论:

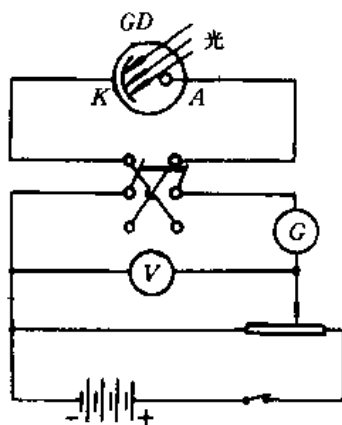


图 3.4

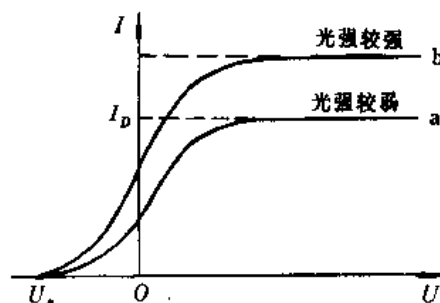


图 3.5

(1) 电压为零时也有有一定大小的光电流。这表明有一些发射出的电子到达 A 电极表面。当 A 电极为正电位而且增加时,电流也随之增大直至达到某一饱和值,这里从 K 电极发射的光电子全部到达 A 电极,如图 3.5 所示。

(2) 如果 A 电极保持一个较小的负电位,仍然有微弱的光电流。这意味着有一些光电子的动能较大,能克服电场力的阻碍到达 A 电极。但是,当 A 电极的负电位达到某一数值,如图 3.5 中的 U_0 或更低时,光电流为零。 U_0 称作截止电压,而 eU_0 代表光电子的最大动能(e 为电子的电荷量)。

(3) 如果不改变入射光波的频率,但使它的强度更大些,结果饱和电流增大,如图 3.5 中的图线 b 所示。这表明发射出了更多的光电子。值得注意的是,截止电压的值保持不变。

这个重要的结果表明,发射出的光电子的最大动能并不依赖于入射光的强度。

为了了解电子的最大动能(或截止电压)与什么因素有关,人们改变入射光的频率重复图 3.5 的实验,结果发现,当入射光的频率加大时,截止电压也随着增大,也就是发射电子的最大动能随着增大,而且两者成线性关系,如图 3.6 的图线所示,由这一曲线我们得到如下所述的结论:

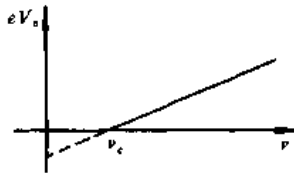


图 3.6

(4) 当入射光的频率低到某一临界值 (ν_c) 时,截止电位降为零,这时无论入射光的强度多么大,都没有光电子发射出来。这个频率的临界值称为截止频率,入射光的频率必需高于截止频率才能辐射光电子。

如果更换光电阴极的材料再重复实验,仍可得到频率与截止电压 (V_c) 的线性关系,而且直线的斜率相同,不过截止频率不同。由此,我们得到如下所述的结论:

(5) 不同的阴极材料有不同的截止频率。常用的光电阴极材料的截止(频率)波长如下表所示:

表 3.1

金属	铷	钾	钠	铯	汞	金	铁	银
$\lambda(\text{Å})$	5820	5500	5400	5000	2730	2650	2620	2610

(6) 当入射光束照射在光电阴极上时,无论光强怎样微弱,几乎在开始照射的同时就产生了光电子,弛豫时间最多不超过 10^{-9}s 。

以上实验与结论和光的波动说有着深刻的矛盾。按照光的波动说,金属在光的照射下,金属中的电子将从入射光中吸收能量,从而逸出金属表面,逸出时的初动能应决定于振动的振幅,即决定于光的强度,因而光电子的初动能应随入射光的强度而增加,但是实验结果是:任何金属所释出的光电子的初动能都随入射光的频率线性地上升,而与入射光的强度无关。

根据波动说,如果光强足够供应从金属释出光电子所需要的能量,那么光电效应对各种频率的光都会发生,但是实验事实是每种金属都存在一个截止频率 ν_0 (红限),对于频率小于 ν_0 的入射光,不管入射光的强度多大,都不能发生光电效应。

如果再研究一下光电效应的时间的关系,就会更显示出光的波动说的缺陷。按照光的波动说,金属中的电子从入射光波中吸收能量,必须积累到一定的量值(至少等于电子从金属表面逸出时克服表面原子的引力所需的功,称为逸出功),才能释出电子。显然入射愈弱,能量积累的时间(即从开始照射到释出电子的时间)就愈长,但实验结果并非如此。当物体受到光的照射时,一般地说,不论光怎样弱,只要频率大于红限,光电子几乎是立刻发射出来的。显然光的波动理论对光电效应不能作出圆满的解释。

3.1.2 光子及光电效应的解释

1905年,爱因斯坦推广了普朗克的量子观点,认为物体吸收的光能也是一份一份的、不

连续的。这样,所有光电效应的基本规律,特别是波动说所不能解释的矛盾都能直接得到解释。他认为光能并不象古典电磁理论所想象的那样,均匀分布在波面上,而是集中在微粒上,这样光不仅象普朗克已经指出过的,在发射或吸收时,具有粒子性,而且光在空间传播时,也具有粒子性,即一束光是一束以光速 c 运动的粒子流,这些粒子称为光量子,简称为光子。每一光子的能量都是 $\epsilon = h\nu$,不同频率的光子具有不同的能量,光的能流密度 S (即单位时间内通过单位面积的光能)决定于单位时间内通过该单位面积的光子数 N ,频率为 ν 的单色光的能流密度为 $S = Nh\nu$ 。

按照光子假设,光电效应可解释如下:当金属中的自由电子,从入射光中吸收一个光子的能量 $h\nu$ 时,电子从金属表面逸出时所需的逸出功为 A ,而动能为 $\frac{1}{2}mv^2$ 。根据能量守恒定律,应有

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + A \quad (3.6)$$

这个方程称为爱因斯坦光电效应方程。式中 m 为电子的质量, v 表示电子脱离金属表面时的速度。只有当 $h\nu - A > 0$ 时,电子才能脱离金属表面。也就是说,对一定的金属而言(A 一定),产生光电效应的照射光线必须具有一个最低限度的频率,这就是光电效应实验中的截止频率。对各种不同金属(A 不同),为满足 $h\nu - A > 0$,截止频率也不相等,这完全跟实验结果一致。按光量子理论,一个光子打出一个电子,入射光强度的增大(即光子数增多)只能打出更多的电子,使光电流增大,并不会增大每个光电子的动能。此外,用光子击出电子在理论上是没有时间滞后的,因此,光的波动论对光电效应所解释不了的问题用光子论来解释都能顺理成章了。根据爱因斯坦公式,回过头来考虑图 3.6 的实验图线,可以看出,直线的斜率相当于普朗克常数。又如前面提到的用不同的材料做光电阴极,所得 $eV_c - \nu$ 曲线的斜率相同,再一次说明普朗克常数 h 的普遍意义。

$\epsilon = h\nu$ 这个关系说明了光子的能量性质。为了进一步弄清光子的性质,还需要知道它的动量性质。从相对论导出的一个重要结论是质量和能量的相互联系,即

$$E = mc^2. \quad (3.7)$$

E 是物体的能量, m 是运动物体的质量, c 是真空中光速。把这个关系用于光子,得

$$h\nu = mc^2, \quad (3.8)$$

式中 m 为光子的运动质量。于是光子的动量为

$$P = mc = \frac{h\nu}{c}. \quad (3.9)$$

由此可见,光不仅具有波动性质,而且具有粒子性,关系式(3.8)和(3.9)把光的双重性质,即波动性和微粒性联系起来,动量和能量是描述粒子性的,而频率和波长则是描述波动性的。

综上所述,使我们了解到:光在一般情况下表现为波动性,在某些条件下表现为粒子性。用建立在微观粒子二象性基础上的量子力学解决了光为什么即是粒子又是波动的问题,把光的二象性统一起来了,使人类对光的本性的认识发展到一个新的阶段。

例题 1

- (1) 金属铷的截止波长为 5820 \AA , 脱出功是多少电子伏特($1\text{eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{J}$)?
- (2) 如果用波长为 4750 \AA 的蓝光照射铷金属,光电子的最大功能是多少电子伏特?

(3) 截止电压是多大?

解:(1) 因入射光满足截止波长时,电子脱出速度为零,脱出功

$$\begin{aligned} A &= h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6.63 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{5820 \times 10^{-10}} \\ &= 0.034 \times 10^{-17} \text{ 焦耳} \\ &= 2.13 \text{ 电子伏特。} \end{aligned}$$

(2) 在照射光的波长 $\lambda=4750 \text{ \AA}$ 的情况下,光电子的能量为

$$\epsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6.63 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{4750 \times 10^{-10}} = 2.61 \text{ 电子伏特。}$$

电子的最大动能

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - A = 2.61 - 2.13 = 0.48 \text{ 电子伏特。}$$

(3) 截止电压 $v_c=0.48$ 伏特。

例题 2 用波长为 2500 \AA 的光照射光电阴极,截止电压为 2.60 伏特,用 3750 \AA 的光照射时,截止电压为 0.94 V 。试求普朗克常数。

解:波长为 2500 \AA 和 3750 \AA 的光,它们的频率分别为

$$\nu_1 = \frac{c}{\lambda_1} = \frac{3 \times 10^8}{2500 \times 10^{-10}} = 1.2 \times 10^{15} \text{ Hz,}$$

$$\nu_2 = \frac{c}{\lambda_2} = \frac{3 \times 10^8}{3750 \times 10^{-10}} = 8.0 \times 10^{14} \text{ Hz.}$$

截止电压时光电子速度 $v=0$,则 $h\nu=eV_0$,

$$\text{即} \quad V_c = \frac{h}{e} \nu,$$

$$\text{或} \quad \frac{V_{c1} - V_{c2}}{\nu_1 - \nu_2} = \frac{h}{e},$$

$$\begin{aligned} \text{所以} \quad h &= e \frac{V_{c1} - V_{c2}}{\nu_1 - \nu_2} = 1.6 \times 10^{-19} \\ &\times \frac{2.60 - 0.94}{(1.2 - 0.8) \times 10^{15}} \\ &= 6.64 \times 10^{-34} \text{ 焦耳 / 赫兹。} \end{aligned}$$

3.1.3 光电检测器件

光电效应的应用十分广泛,应用光效应原理可制成各种光探测器。光电效应分为内光电效应和外光电效应两大类。如果入射光子的能量足够大,材料吸收了光子的能量后,足以使电子逸出材料表面成为自由电子,这种现象称为光电子发射,属于外光电效应。如果光子的能量没有那么大,但能在体内产生自由载流子(电子或空穴)或电子-空穴对,这种效应称为内光电效应,内光电效应又分为光电导效应和光生伏特效应,下面分别介绍常用的几种典型的光电检测器件。

1. 光电管

光电管属于外光电效应的光子探测器,是在抽空的玻壳内装有光阴极和一个阳极的

简单器件。器件分侧窗式与端窗式。前者的光阴极大多呈半圆筒形，阳极则是圆筒中心一根金属丝，后者通常为圆平面。其中又有不透明光电阴极和半透明光电阴极之分，不透明光电阴极的光电子是从被照射的表面上发射，如图 3.7(a)。半透明光电阴极的光电子则从非照射表面发射，如图 3.7(b)。当照射到光阴极的光子能量大于阴极材料的逸出功时，就有自由电子从阴极逸出。这时，如果在光阴极和阳极间加适当工作电压，电子就会被加速到阳极。因此，在回路中就产生光电流，由光电流 i 的大小，便可以检测入射光的强度。

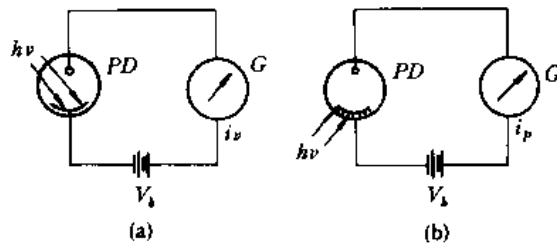


图 3.7

目前，光阴极表面大多是复杂的半导体、碱金属或金属化合物制成，诸如铯化硅、钾、铯、铯化铯或者氧化铯，以及多碱化合物等制成。金属的逸出功为数电子伏特，所以金属光阴极只能用于探测紫外辐射和可见光。半导体阴极比金属光阴极需要的光激发能量小，因此，其光谱响应较长，但也只限于近红外波段。此外，金属光电发射体的量子效率约为 0.1%，而半导体光电发射体的量子效率高达 30%。图 3.8 为几种光电阴极的光谱响应。

光电管最小可测功率主要由它的暗电流决定，光阴极热电子发射的暗电流 I_d 可由下式给出，

$$I_d = 120T^2 A e^{-\frac{h\nu_c}{kT}} \quad (3.10)$$

式中 ν_c 是截止频率， A 为光阴极面积， T 为温度。可见，冷却光阴极可以有效降低暗电流。如果入射光频率为 ν ，功率为 P_s ，则信号电流为：

$$i_s = \frac{e\eta P_s}{h\nu} \quad (3.11)$$

式中 η 为量子效率。均方噪声电流为：

$$\overline{i_N^2} = 2eI_d \Delta f \quad (3.12)$$

于是，器件的等效噪声功率 NEP 可由下式给出，

$$NEP = \frac{h\nu}{\eta} \left(\frac{2I_d \Delta f}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.13)$$

作为一个典型例子，我们取光电探测器截止波长 $\lambda = 1\mu\text{m}$ ，量子效率 $\eta = 1\%$ 。根据暗电流方程式 (3.10)，在 $T = 300\text{K}$ 时，面积为 $A = 1\text{cm}^2$ 光阴极的暗电流 $I_d = 3 \times 10^{-15}\text{A}$ 。因此， $NEP = 4 \times 10^{-15} \sqrt{\Delta f}\text{W}$ ，则探测率为：

$$D^* = \frac{\sqrt{A \Delta f}}{NEP} = 2.5 \times 10^{14} (\text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}/\text{W}}) \quad (3.14)$$

真空光电管的电容约为数皮法，上升时间约纳秒量级。因此，只要外电路电阻低于 100Ω ，用于 100MHz 以内的频率是可能的。

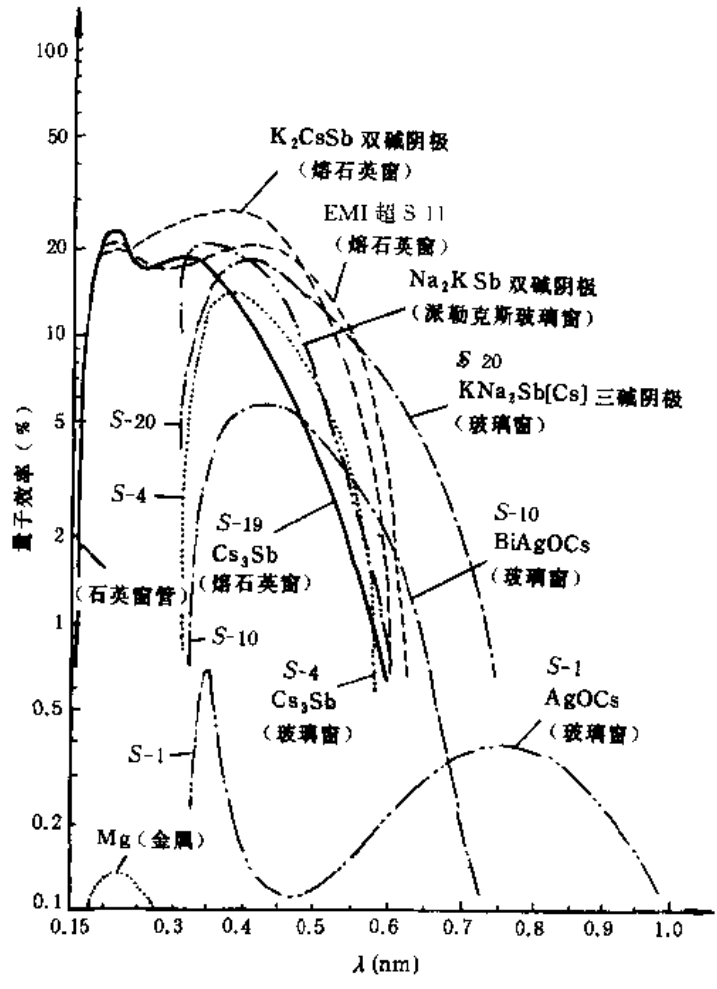


图 3.8

2. 光电倍增管

这也是外光电效应的光子探测器。光电倍增管是结合光电子发射与次级发射,能把微弱的光信号转换为电信号的真空器件。

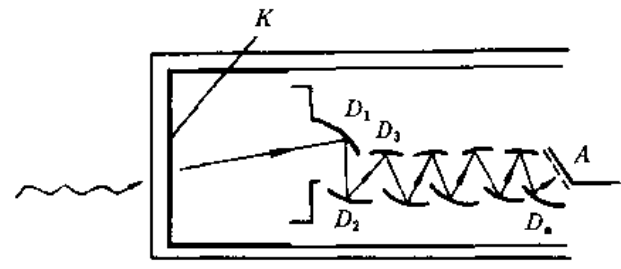


图 3.9

光电倍增管的工作原理如图 3.9 所示。图中 K 为光阴极, $D_1, D_2 \dots$ 为二次电子发射

极, 俗称打拿极, 其形状与位置的配置, 既要使电子束聚焦, 又要求所占空间尽量小; A 为阳极, 当有光子入射时, 光阴极 K 发射的光电子被电场加速到打拿极 D_1 , D_1 便发射出更多的二次电子, 又被电场加速到 D_2 , 依此类推, 使光电子逐级增多, 最后在阳极便得到放大的光电流, 由光电流的大小, 就可检测入射光的强弱。

光电倍增管的内部增益是极高的。倍增管的打拿极数为 5—16, 则总增益 $g=10^6$, 或更大。因此, 光电倍增管是真空紫外区和可见光区倍受青睐的光子探测器。

光电倍增管可在负高压或正高压两种供电方式下工作。图 3.10(a) 和图 3.10(b) 是它们的电路图, 图中相邻打拿极之间的加速电压为 100—200V。整个电源电压约为 1000—2000V。分压电阻的大小, 应使流过的电流约为阳极电流的 1000 倍, 即 1mA。

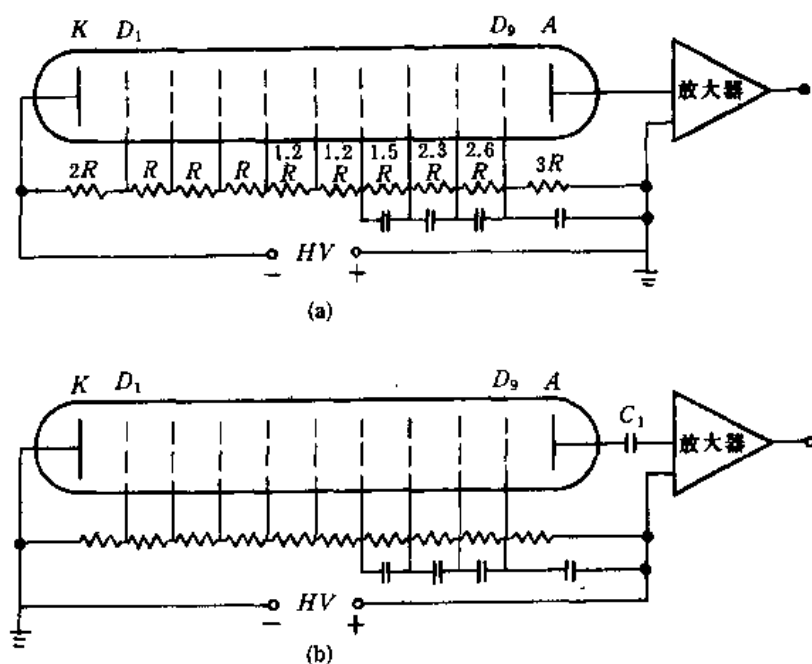


图 3.10

由于电源电压的不稳定, 会引起打拿极二次电子发射的变化, 使总增益波动。因此, 光电倍增管要求有很高稳定度的工作电压。总增益 g 随工作电压的变化可近似地写成:

$$\frac{\Delta g}{g} = n \frac{\Delta V}{V} \quad (3.15)$$

例如, 常用的光电倍增管的级数 $n=10$ 。当要求总增益的稳定度为 1%—0.1% 时, 电源电压的稳定度应为 0.1%—0.01%。

由于光电倍增管有探测率高和响应速度快的优点, 使它成为真空紫外区、可见光的近红外最常用的光子探测器。但是, 这类器件的光谱响应窄, 在紫外区, 受窗口材料限制, 响应难以逾越 $0.15\mu\text{m}$ 。在红外区, 受光阴极材料限制, 波长超过 $1\mu\text{m}$, 响应迅速下降到难以实用的程度。要使光电发射器件在大于 $1.5\mu\text{m}$ 光谱区达到实用程度, 尚有待于材料科学的重大突破。

3. PIN 光电二极管

这是内光电效应的光子探测器。目前,这类探测器的种类很多,由于硅材料稳定性较好,所以大多数器件用硅材料制作。光电二极管的光谱响应因所用的半导体材料不同而异。一般硅光电管的光谱范围为 $0.4\sim 1.1\mu\text{m}$,峰值波长为 $0.9\mu\text{m}$ 。但是锗光电管的光谱范围向红外扩展到 $2.14\mu\text{m}$,其峰值波长为 $1.465\mu\text{m}$,在光谱响应上有它的优点。

简单的硅光二极管由于坚固、工作简单、线性和价廉使它在辐射度学等领域得到了广泛应用。例如,照相机中的自动测光可用“蓝硅”电池作为光电转换,这类结构的半导体光电二极管的暗电流取决于光敏面积的尺寸、偏置、温度和结构。未偏置的 Si 光电二极管的暗电流约为 10^{-12}A , NEP 约 10^{-14}W , D^* 约 $10^{13}\text{cm}\sqrt{\text{Hz}/\text{W}}$ 。

对固定或慢变化的辐射,建议采用零偏置的工作态。反之,可采用反向偏置工作态。图 3.11(a)和(b)画出了相应的参考电路。

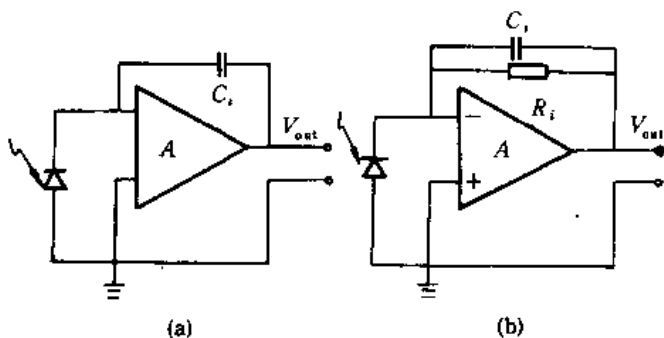


图 3.11

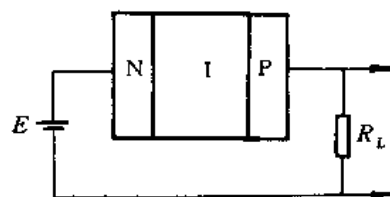


图 3.12

简单 P-N 结光电二极管由于 P-N 结的自建场较窄,由入射光激发的电子-空穴对渡越 P-N 结区的时间很短,而两侧的 P 层和 N 层却很宽,扩散运动的时间太长,故响应速度慢。

为了提高 P-N 结光电二极管的响应速度,人们在制造工艺上作了改进,在 P 区和 N 区之间夹一个很厚的本征区, PIN 由此得名。其探测原理如图 3.12 所示。当它在反偏压下工作时,由于入射光照射,在 I 层两侧的 P 层和 N 层中,光激发的电子-空穴经过扩散和漂移,形成 PIN 结的光电流。I 层虽厚,但它处于强的反向电场作用,载流子将以极快的漂移速度通过 I 层。

载流子通过 P 层区和 N 层区虽然较慢,但这两层区很薄。所以总的说来,载流子通过 PIN 结的时间很短,因而大大提高了器件的响应速度。此外, PIN 结构中光子主要在本征区中被吸收,其噪声也比光导型探测器小。

目前, PIN 光电二极管有硅 PIN,工作波长在 $0.4\sim 1.1\mu$ 之间,响应时间约为数毫秒,锗 PIN 光电二极管,工作波长在 $1\sim 1.6\mu\text{m}$ 之间,响应时间约为 25ns 。InGaAsPIN 光电二极管,其工作波长约与锗 PIN 相同。

PIN 光电二极管由于工作在近红外波段,响应快,噪声小,被广泛应用于光纤通讯和

光纤传感方面。

4. 雪崩光电二极管

雪崩光电二极管是具有内增益的内光电效应器件,它是利用光生载流子在高电场区内的雪崩效应而获得光电流增益。其雪崩过程是这样的:光子入射到光敏面后,激发出电子-空穴对,被激发的电子在高电场作用下获得足够大的动能,在定向运动中碰撞晶格原子,使晶格原子电离出新的二次电子;被撞出的二次电子在电场作用下又获得足够动能,又碰撞晶格原子,使原子又电离出二次电子,如此下去,象雪山上的“雪崩”一样迅速反应。电离出来的二次电子数远远大于原来的光电子数,所以信号电流大大地增加了,其倍增数可达几百倍,甚至上千倍。

为了适应不同的光谱范围,高的光电流增益、快的响应速度和低的噪声等要求,人们制造出多种类型的雪崩光电二极管。图 3.13 为三种简单的结构示意图。

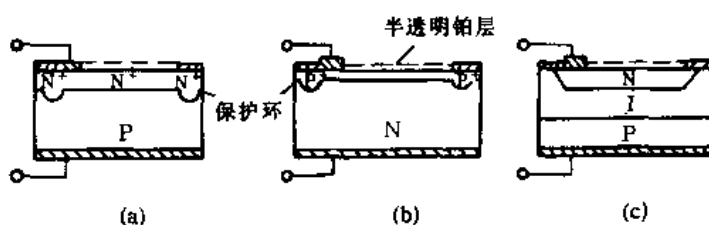


图 3.13

图 3.13(a)是 P 型硅做基片,上面是扩散杂质浓度大的 N^+ 层,图 3.13(b)是 N 型硅做基片,上面蒸涂金属铂形成硅化铂膜(约 100 \AA),呈半透明状态。图中注明的保护环作用有二个:一是由于保护环为深扩散,结区形成较宽,呈现高阻区,所以减少了表面漏电流;二是由于 P-N 结边缘不均匀而且缺陷密度较高(微等离子区),容易在结的边缘发生击穿现象,加保护环后,避免了边缘击穿现象,迫使雪崩击穿发生在体内。图 3.13(c)为 PIN 型雪崩光电二极管。从以上结构图可以看出,其结构基本上类似于前面所介绍的光电二极管,但本质上有所不同。为了实现雪崩过程,基片的杂质浓度高(电阻率低),容易碰撞电离,另外片子的厚度比较薄,保证有高的电场强度,以便获得足够的动能。

雪崩光电二极管能够获得高增益,这是它的优点,但是雪崩的过程是无规则的碰撞,所以噪声比一般光电二极管大些。另外,在雪崩过程中 PN 结上的反向偏压容易产生波动,将影响增益的稳定性,而且受温度的影响也比较大。

我们在使用雪崩光电二极管时,为了获得较大的光电信号输出,必须选择一个最佳工作点。

从图 3.14 可以看到,工作偏压增加时,输出电流按指数形式增加。在偏压较低时,不产生雪崩过程(即无光电流倍增过程)。所以,当光脉冲信号入射后,光电流输出信号很小(如 A 点波形);当反偏压升至 B 点时,光电流便产生雪崩倍增,这时光电流脉冲信号输出电大(如 B 点波形);当偏压超过雪崩击穿电压时,雪崩电流维持自身流动,使暗流迅速增加,而光子激励的载流子的雪崩倍增将减小,即光电流灵敏度随反向偏压的增加而越来越小,如在 C 点处光电流脉冲信号输出减少。换句话说,当反向偏压超过 B 点后,由于暗电

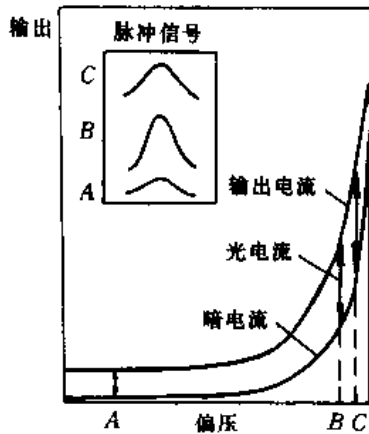


图 3.14

流增加得更快,使有用的光电流脉冲幅值减少,所以最佳工作点应选在接近雪崩击穿点附近,有时为了压低暗流,把工作点往左移,而牺牲了高灵敏度的要求。一般雪崩光电二极管的反向击穿电压在几十伏到几百伏之间,由雪崩光电二极管的型号决定。目前,雪崩二极管的偏压分低压和高压两种,低压在几十伏左右,高压在几十伏到几百伏之间。最佳工作点的选择可由实验确定。

在雪崩击穿点附近电流随偏压变化较大,当反向偏压有较小变化时,光电流将有较大变化,所以确定工作点后,对偏压的稳定度要求较高。

3.2 激光的基本原理

激光技术是 60 年代发展起来的一门新的科学技术,激光的英文名称是 Laser,意思是“受激辐射引起光放大”。与普通光相比,激光是有方向性的,具有亮度高、单色性和相干性好等优异特性,所以,激光的出现不仅引起了现代光学应用技术的巨大变革,而且几乎对整个科学技术领域发挥了重大的改革和推动作用,由此产生了许多新的物理分支和其他科学分支。本章介绍激光产生的机理、激光器的结构和几种常用激光器。

3.2.1 激光介质的原子能级

物质是由分子、原子等微观粒子组成的。根据原子结构的经典模型,原子又是由两种不同的带电粒子所组成,它们是电子和原子核。原子核带有正电,电子带有负电,电子围绕原子核永不停止地运动,同时自身又作自旋运动,就象地球绕着太阳公转同时又自转一样。

在不同元素的原子中,它们的电子数目是不同的。在最简单的氢原子中只有一个电子,氦原子有两个电子,而氮原子有 10 个电子,氩原子有 18 个电子等等。不论哪一种原子,电子所带的负电荷与原子核所带的正电荷在数值上是相等的,因此作为整体的原子是呈中性的。但是如果由于某种原因原子丢失一个或几个电子,则变成正离子,例如氩原子少了一个电子,就变成氩离子(Ar^+);反之,当原子从外界俘获到电子时,则变成负离子。

电子在原子中的分布可以分为若干层,最靠近原子核的电子与原子核之间的结合力最强,越靠外层,电子与原子核之间的结合力就越小。最外层的电子与原子核之间的结合相对而言比较松散,因此,用较小的能量就可使它们逸出原子的范围以外,从而使原子变为离子。这些最外层的电子在化学反应中参与反应,化学中把这些最外层的电子叫价电子。参与光学过程的也大多数是最外层电子,例如光的吸收、光的发射等。

前面已谈到,电子并不是静止不动的,而是永远不停地一面绕原子核运动,一面自旋。但是电子绕核运动与我们日常生活中所见到宏观运动规律是不同的。电子只能在一系列特定的而且有一定大小、形状和方向的轨道上运动,除了这一系列的特定轨道外不存在其

他的轨道。由于每一个运动轨道都相应于一定的电子能量,因此电子的运动能量同样不是任意值,只能是某些允许的特定值,这些所允许的特定值因轨道不同是一个一个地分离开来的,并不是连续的。这一运动的特点是微观世界中所特有的,打个比喻,就象人上楼梯,人所具有的能量只能处于楼梯上一个台阶一个台阶的能量,人不能占据任意二个台阶之间的任意能量值。也就是说,原子的状态是不连续的,因而电子的可能运动轨道也是不连续的,这种现象叫做轨道的量子化。

电子在原子中的运动从一个所允许的轨道变到另一个所允许的轨道时,电子的能量就发生变化,这个能量的变化就反映为整个原子的能量变化,所以当讨论电子在原子中的运动时,通常都不说电子的能量,而只说原子的能量。表示原子能量的方法一般都是按照能量的大小有比例地画出一些横线来,如图 3.15 所示,在该图中每一横线的位置就代表一个能量。原子能量的不连续性就在于只有这些横线位置所代表的能量才是原子可能有的能量,在横线之间的各种能量值原子是不会有。

每一条横线叫做原子的一个能级,这个图叫做原子的能级图。当然,实际的原子能级图要复杂得多,这里只是表明其概念而已。

在正常条件下,绝大多数原子所具有的能量都处于可允许能量中的最小值,也就是说它们处于图 3.15 中的 E_0 能级,这个最低能级叫做基能级。处于这个能级的原子能量状态叫做原子的基态,这种状态相应于外层电子在最小的轨道上运动。基能级以上的各个高能级,如 E_1, E_2, E_3 等都叫激发能级,处于这些激发能级上的原子能量状态叫激发态,这相应于电子在各个较大的轨道上运动。例如红宝石晶体中,在室温时(300K),处于基态的铬离子数为激发态铬离子数的 10^{30} 倍,因此在室温时,红宝石中的铬离子都处于基态。即使在 3000K 的高温下,基态的铬离子数也要比激发态的多 1000 倍。

基态的原子由于受到外界的影响(如受到其他的原子或电子的撞击,或者吸收了光子等),而获得足够的能量时原子就可以从基态变为激发态,这种过程称为激发。处于激发态的原子会返回到较低能级或是返回到基态,并以发射出光子的形式释放出一部分能量。原子由于发射或吸收光子,而从一个能级变化到另一个能级的现象称为跃迁。

当然,不论原子从基态跃迁到激发态,还是从激发态返回到基态(或其他较低能级的激发态)原子所得到的能量或所失掉的能量都必须等于这两个能级之间的能量差。

当原子从高能级跃迁到低能级上时,便以辐射光波的形式释放出能量,形成了发光现象,这正是原子光谱产生的原因。由基态被激发到激发态 E_3 上的原子可分别跃迁到 E_2, E_1, E_0 , 并分别辐射波长为 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 的光波来。

发射光波的频率由下式决定:

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h} \quad (3.16)$$

式中, ν 为发射的光波频率, h 为普朗克常数, E_m 是原子在能级 m 上的能量, E_n 是原子跃迁到低能级 n 上的能量。由上式可知,原子跃迁的能级差别越大,发射出光波的频率就

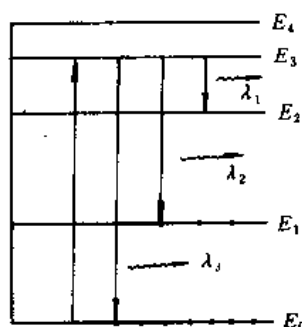


图 3.15

越高;能级的差别越小,频率就越低。

处于激发态的原子总是要通过跃迁到达比它低的能级上去。所以,原子在激发态只能停留有限的时间,原子在激发态停留时间的平均值称为激发态的平均寿命。原子激发态的平均寿命一般为 $10^{-7} \sim 10^{-8} \text{s}$ 。

如果原子的某些激发态的平均寿命很长(例如可达 10^{-3}s 或更长),我们就称这种激发态为亚稳态。亚稳态概念很重要,因为有许多激光输出都是从亚稳态的辐射跃迁产生的。

3.2.2 激光介质中的光辐射

从上节的讨论可知,原子的状态可以用原子的能级来描述,当原子在能级 E_2 与 E_1 之间发生跃迁时,发射或吸收的光子频率满足玻尔频率条件,即

$$h\nu = E_2 - E_1$$

原子从高能级 E_2 向低能级 E_1 跃迁时发射光子,由低能级 E_1 向高能级 E_2 跃迁时吸收光子。

在热平衡时,粒子在各能级上的分布遵从玻耳兹曼分布律:

$$\begin{aligned} N_n &= N_1 e^{-\frac{E_n - E_1}{kT}} \\ &= N_1 e^{-\frac{h\nu}{kT}} \end{aligned} \quad (3.17)$$

式中 N_n 是处于 E_n 能级的粒子数目, N_1 是处于 E_1 能级的粒子数目, k 为玻耳兹曼常数, h 为普朗克常数, T 为绝对温度, ν 为光子频率。

由图 3.16 可见,由于绝对温度 T 为正值,低能级 E_1 上的粒子数 N_1 比高能级 E_2 上的粒子数 N_2 大,由于 N_n 是按指数规律分布的,所以激发能级越高,处于这个能级上的粒子数就越少。

原子(离子和分子)总是力图使自己的能量状态处于最低值,基态的能量最低,所以它处于基态时最稳定。如果一个外来光子,其能量 $h\nu$ 正好等于 $E_2 - E_1$,当它照射到能量为 E_1 状态的原子上,此原子就会吸收光子的能量使自己跃迁到 E_2 的激发态。这种情况通常叫做光的吸收(图 3.17)。

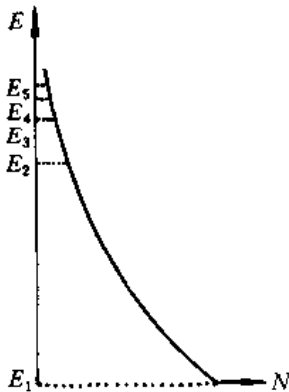


图 3.16

原子被激发到较高能级 E_2 上后,它还要跃迁到较低的能级上去,这种完全不受外界的作用,由其自身向

低能级跃迁称为自发跃迁,伴随这种跃迁的光辐射称为自发辐射,辐射出来的光子的频率 ν 由发生跃迁的两个能级间的能量差来决定。这种自发辐射跃迁完全是随机发生的、与外界条件无关的统计现象。这种过程是无法控制的,日常所接触到的各种普通光源,如电灯、日光灯、高压汞灯、氙灯等等发出来的光,都是由自发辐射跃迁而产生的。在一个由大量原子组成的系统中,由于许多原子都各自独立地、彼此无关地进行自发辐射,所以发出的光不仅方向不一致,初位相也不同。因此,普通光源发出的光是向四面八方发射的,相干性也很差(图 3.18)。



图 3.17



图 3.18

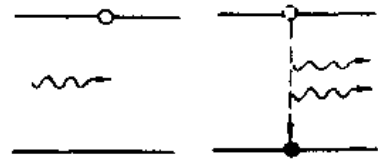


图 3.19

受激辐射是指原子中处于高能级的电子,在外来光子的刺激下,由高能级向低能级跃迁而发光,如图 3.19 所示。这里要注意的是,这个发光过程是在外来光子的激励下才发光的,此时受激辐射产生的光子和外来光子具有完全相同的特征,如它们的频率、位相、振动方向、传播方向均相同,因此受激辐射得到的是相干光。

光的吸收与辐射之间存在一定的关系。设在 dt 时间内自发辐射发生的次数为 $(dN_{21})_{自}$,它与 E_2 能级上的粒子数 N_2 及跃迁几率 A_{21} 成正比:

$$(dN_{21})_{自} = A_{21}N_2 dt \quad (3.18)$$

受激辐射发生的次数为 $(dN_{21})_{受}$,它与 E_2 能级上的粒子数 N_2 、跃迁几率 B_{21} 及辐照场的光子数,即辐射密度 u_ν 成正比:

$$(dN_{21})_{受} = B_{21}u_\nu N_2 dt \quad (3.19)$$

受激吸收发生的次数 $(dN_{12})_{受}$ 与 E_1 能级上的粒子数 N_1 、跃迁几率 B_{12} 及辐照场的光子数 u_ν 成正比:

$$(dN_{12})_{受} = B_{12}u_\nu N_1 dt \quad (3.20)$$

在热平衡时,吸收的光子数必然与自发辐射和受激辐射的光子数相等,即

$$B_{12}u_\nu N_1 = B_{21}u_\nu N_2 + A_{21}N_2 \quad (3.21)$$

因而,

$$u_\nu = \frac{A_{21}N_2}{B_{21}N_1 - B_{21}N_2} \quad (3.22)$$

把(3.17)式代入上式可得,

$$u_\nu = \frac{A_{21}}{B_{12}e^{h\nu/kT} - B_{21}} \quad (3.23)$$

根据普朗克公式可推出频率为 ν 的黑体辐射密度为:

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3.24)$$

比较(3.23)式与(3.24)式可知,

$$B_{12} = B_{21} = B \quad (3.25)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B \quad (3.26)$$

此两式说明受激吸收的几率与受激辐射几率是相同的,而自发辐射几率与受激辐射几率之比与频率的三次方成正比。

在原子系统中(或说在介质中),光的吸收和受激辐射这两个互相矛盾的过程总是同

时存在的,前者使光子数目减少,而后者使光子数目增加。究竟是光吸收过程为主还是受激辐射过程为主,何者取得支配地位,这主要由粒子数(原子、分子或离子数)按能量状态的分布情况所决定。在一般情况下,处在低能级上的粒子数总是远大于处在高能级上的粒子数。因此光吸收总是远大于受激辐射。如果欲使受激辐射占优势,就必须利用某种方法(例如用光束照射工作物质,或是用电能、化学能来激励,这种过程称为抽运或泵浦)使粒子数在能级上的分布情况倒转过来,即使得 $N_2 > N_1$,这就是所谓**粒子数反转**。

粒子数反转是受激辐射过程超过吸收过程的条件,也就是受激放大的条件。在这种情况下,如果有一束光子通过粒子数分布已经反转的介质时,而光子的能量又恰好等于这两个能级的能量差,受激辐射就会占主导地位,使输出的光能量超过射入的光能量,即产生了受激放大,反之,如果粒子数不反转,就不可能产生受激放大。

在一定辐射密度 u_ν 下,受激辐射和受激吸收两个相反过程总是同时存在的。它们的速率之差为:

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt}\right)_\pm - \left(\frac{dN_{12}}{dt}\right)_\pm = Bu_\nu(N_2 - N_1) \quad (3.27)$$

而哪个过程占优势就要看 $(N_2 - N_1)$ 的正负,即取决于粒子数在能级上的分布。

因此,为使受激辐射占优势,就必须造成高能级上的粒子数 N_2 比低能级上的粒子数 N_1 多,即造成 $N_2 > N_1$ 的分布。这种分布与热平衡下的玻耳兹曼分布完全不同。具有粒子数分布反转的介质,称为**激活介质**。由此可知,要产生激光,第一个必须具备的条件是设法形成粒子数的反转。

如何实现粒子数反转呢?不同类型的激光器,其具体方式是不同的,但都可用图 3.20 所概括的基本过程说明。

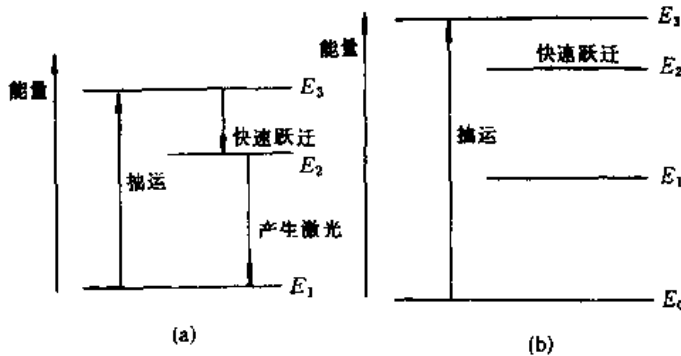


图 3.20

在图 3.20(a)中, E_1 为基态, E_2 和 E_3 为激发态,其中 E_2 为亚稳态,粒子在 E_2 上的寿命比粒子在 E_3 上的寿命要长得多。在外界能源(放电或辐照)的激励下,基态 E_1 上的粒子被抽运到激发态 E_3 上,使 E_1 的粒子数 N_1 减少。由于 E_3 态的寿命很短,粒子将通过碰撞很快地以无辐射跃迁的方式转移到亚稳态 E_2 上。由于 E_2 态寿命长,其上就会累积大量粒子,即 N_2 不断增加。此时 N_1 不断减少而导致 N_2 大于 N_1 ,实现了亚稳态 E_2 与基态 E_1 之间的反转。利用处在这种状态下的激活介质就可制成一台激光器,或当有外来的光讯号输入时,其中频率为 $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ 的成分就被放大。

以红宝石为例来说明激光器的激发、跃迁以及粒子数反转的建立。当脉冲氙灯作为泵浦源照射到红宝石上时,使处于基态能级 E_1 上铬离子大量激发到激发态 E_3 能级上去,由于 E_3 能级的寿命很短(即其自发跃迁的几率很大), E_3 能级上的铬离子很快地以无辐射跃迁的方式落入能级 E_2 中,而 E_2 是个亚稳态,寿命很长(即其自发辐射几率很小),因此在 E_2 上就可以大量积聚铬离子,当氙灯泵浦的照射光足够强时,就可能使 E_2 上的铬离子数 N_2 超过基态的铬离子数,这样就实现了粒子数的反转(图 3.21)。

以上讨论的能级图通常称为三能级系统。这种三能级系统有明显的缺点:它在热平衡时基态几乎集中了全部粒子,所以要造成亚稳态与基态之间的反转比较困难,激励能源必须很强,并进行快速抽运,因此效率不高。为克服这个缺点,可以使粒子数反转的下能级 E_1 不在基态,从而很容易实现反转分布,这种设想在四能级系统中已实现,例如 YAG 激光器, He-Ne, CO_2 等激光器均属这一类。在四能级系统中,出现反转的两个特定能级的下能级不是基态,而是激发态,如图

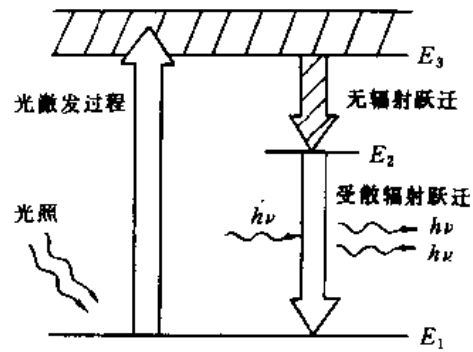


图 3.21

3.20(b)所示。由于 E_1 上粒子的占有数本来就很少。所以只要亚稳态 E_2 上稍有粒子积累就比较容易地实现反转。而且 E_3 上的粒子向 E_2 转移的越快,以及 E_1 的粒子向 E_0 过渡得越快,工作效率也就越高。

从上面的讨论可知,不论是三能级系统还是四能级系统,为要出现粒子数反转,其激活介质必须存在亚稳态能级,而且还需要有外界的能量输入,使系统的粒子从低能激发到高能级上去。这种过程称为泵浦(或激励)。

我们把已处于粒子数反转的工作物质称为增益介质,当光通过增益介质时,光就被放大,并得到下列公式:

$$I = I_0 e^{GL} \text{ 或 } I = I_0 \exp(GL) \quad (3.28)$$

式中, I_0 代表初始光强度; I 代表通过距离 L 的增益介质后的光强度; G 为光的增益系数,即经过单位长度的工作物质后光增强的百分率; L 为工作物质长度。

对于激光器来说,当然增益系数越大越好,它是由工作物质的性质和泵浦源能量或功率所决定的。

从以上可以看出,光通过增益介质后,可以产生雪崩式的光放大作用,即具备一定特征的光子入射后,可以得到大量特征相同的光子的受激辐射。如果采用适当的方法和装置,就能使受激辐射以一定方式持续下去,就能形成一种光的受激辐射的振荡器,从这种装置中持续发射出大量特征相同的光子,这就是激光,而这种装置称为激光器。

3.2.3 激光的结构与原理

1. 激光形成要素和物理过程

实现了粒子数反转的激活媒质,才有可能产生激光。一般的激光器都必须具备三个部分:工作物质、谐振腔和激励源,见图 3.22。工作物质必须是激活介质,可以是气体、固体

和液体。谐振腔用来产生振荡,输出激光;而激励源则为激光器提供能量的来源和方式,一般为电激励和光激励等。通常我们把工作物质,谐振腔和激励称为形成激光的三要素。激光形成的物理过程见图 3.23。

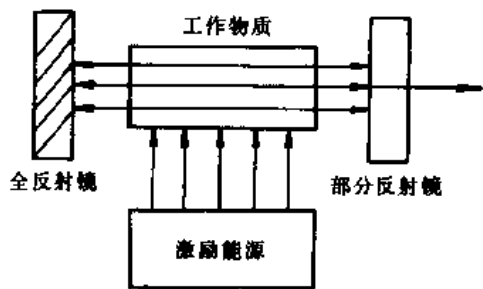


图 3.22

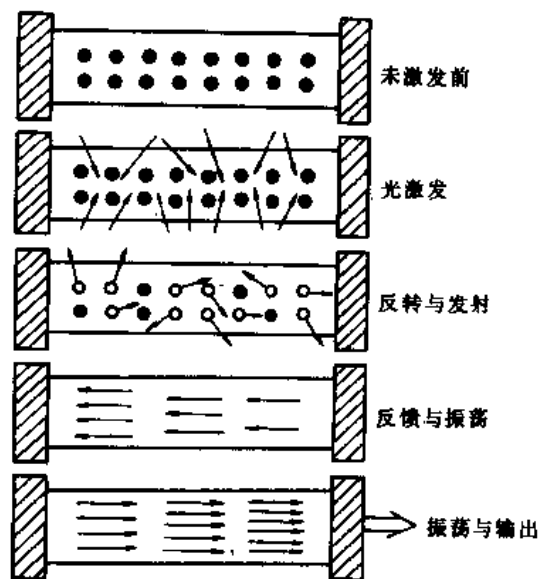


图 3.23

(1) 首先在激励源的作用下通过受激吸收使工作物质的原子由低能级跃迁到高能级,形成工作物质的粒子数反转。

(2) 自发辐射中沿轴线方向的光子通过谐振腔形成光振荡从而得到光放大,输出激光。

(3) 通过受激辐射原子回到低能态(或基态),再通过激励源重复受激吸收,维持粒子数反转,在谐振腔内维持光振荡和激光的输出。

这里我们只是概括地介绍激光形成的过程,为了实现粒子数反转必须要利用三能级、四能级系统的物质,亚稳态为激光跃迁的上能级。

2. 激光谐振腔

(1) 谐振腔的构成与作用

实现了工作物质粒子数反转只是创造了产生激光振荡的必要条件,但仍不能产生激光。为了产生激光,必须使光多次通过激活物质而被放大,这就需要用谐振腔来实现光的反馈从而达到多次放大的目的。

谐振腔由两块相互平行而又同时垂直于工作物质中心轴线的反射镜构成,其中一块是全反射镜,另一块为部分反射镜,激光由部分反射镜输出。谐振腔的作用是使光在谐振腔中不断地来回反射,每经过工作物质一次光都产生受激辐射光就得到一次放大,产生了光振荡,并在部分反射镜一端产生了激光输出。

在谐振腔中,初始的光辐射,是来自自发辐射,但这种辐射是无规律的,是射向四面八方的,因此这种光不是激光,如图 3.24(a)所示。沿轴向方向的自发辐射在传播过程中不断产生受激辐射,并通过谐振腔的来回反射使光多次通过激活介质,产生光放大而产生激

光,如图 3.24(b)所示。那些不是沿着轴向传播的光子经过几次反射便很快地逸出腔外,因此不能继续放大。由此可见,谐振腔也是产生激光的条件之一。应当说明,谐振腔内并不是任何波长的光都能被放大,而只有某些特定波长的光才具有这种可能性。也就是说,谐振腔还起到“选频”作用,它只允许某些特定波长的光在腔内形成激光,可以证明,腔长为半波长的整数倍的那些波长才会有激光输出。由于原子发光的谱线有一定的线宽,只有几个波长会落在这个线宽范围内,这些波长才可能有激光输出。

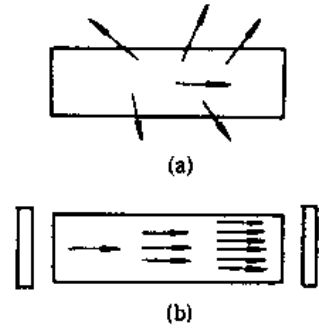


图 3.24

(2) 谐振腔的种类

谐振腔根据两块反射镜的曲率半径和镜间距离不同而分为不同类型的谐振腔。常用的光学谐振腔种类有:

① 平行平面腔,由两块相距为 l ,且平行放置的反射镜构成,见图 3.25(a)。

② 凹球面反射镜腔,由相距为 l 的两块曲率半径分别为 R_1 和 R_2 的凹面反射镜构成,如图 3.25(b)、(c),其中, $R_1 = R_2 = R = l$ 时,两凹面镜焦点在腔内重合,称为共焦腔,见图 3.25(b)。

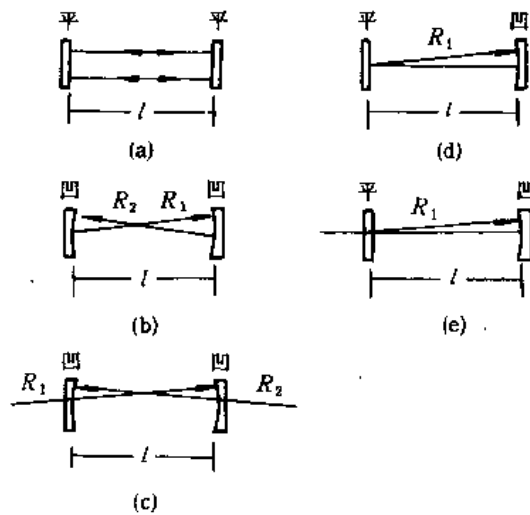


图 3.25

③ 平凹镜腔,由相距为 l 的一块平面反射镜和一块曲率半径为 R 的凹面反射镜构成,如图 3.25(d)、(e)。当 $l = R$ 时称为半共焦腔,如图 3.25(d)。

(3) 谐振腔的稳定条件

谐振腔结构能产生激光,但并不是任意安排的谐振腔都能产生激光,安排不当就有可能无法输出激光。

用几何光学方法可以证明,对腔长为 l ,反射镜曲率半径分别为 R_1 和 R_2 的谐振腔,当满足:

$$0 < (1 - l/R_1)(1 - l/R_2) < 1 \quad (3.29)$$

时谐振腔就是稳定腔,即可使光线在腔内来回反射而不逸出腔外。

对使用中的激光器若有一片反射镜需要更换时,更换前必须搞清该反射镜的曲率半径是多少,也应搞清是全反镜还是半反镜,否则若规格不合适,换上之后可能不会出光。

3. 阈值条件

我们把图 3.26(a)和 3.26(b)加以对比,可以很容易地看出,激光器与电子技术中的振荡电路很相像。换句话说,激光器实际上是一个光振荡器。

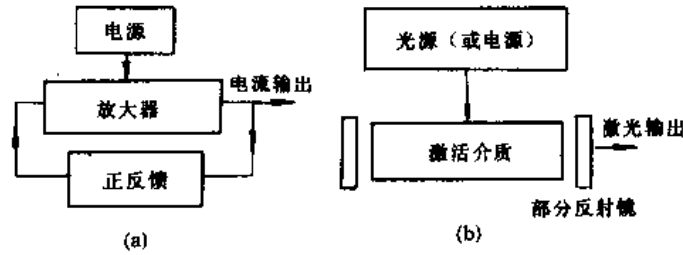


图 3.26

在一个振荡电路中,必须给放大器加上足够大的正反馈,使它足以克服损耗,维持振荡。与此类似,在激光器中,必须使光在激活介质中来回一次所产生的增益,足以补偿在这次来回中光的各种损耗(如衍射、吸收、散射、透射损耗等),这样才能形成激光。

下面根据(3.28)式,推导形成激光所必须满足的条件。见图 3.27,如激活介质的长度为 L ,增益系数为 G ,两个反射镜面的反射率分别为 r_1 和 r_2 。设在增益介质左端 $z=0$ 处,光强为 I_0 ,光到达增益介质右端 $z=L$ 处时光强增加到 $I_0 e^{GL}$,经过右方反射镜的反射后,光强减少到 $r_1 I_0 e^{GL}$;光再到达激活介质左端 $z=0$ 处,此时光强增加到 $r_1 I_0 e^{GL} e^{GL} = r_1 I_0 e^{2GL}$;然后经过左方反射镜的反射,光强又减少到 $r_1 r_2 I_0 e^{2GL}$ 。这时,光在增益介质中正好来回一次。可见要使光在增益介质中来回一次所产生的增益,足以补偿在这次来回中光的损耗必须保证条件:

$$\begin{aligned} r_1 r_2 I_0 e^{2GL} &\geq I_0 \\ r_1 r_2 e^{2GL} &\geq 1 \end{aligned} \quad (3.30)$$

(3.30)式称为阈值条件,也就是要形成激光所必须满足的条件。

从上面的讨论可知,要形成激光,首先必须满足的条件是,利用激励能源(如光泵浦的方式),使工作物质在激光上、下能级间实现粒子数反转。其次,还必须满足阈值条件,才能真正形成激光。各种激光器都必须满足这两个条件。

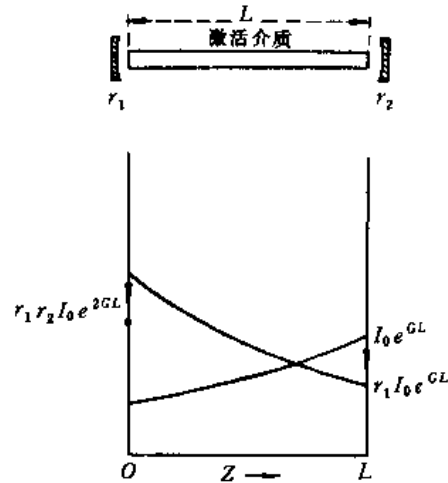


图 3.27

4. 激光的横模和纵模

与其他波一样,只有满足驻波条件的光波才能在谐振腔内稳定存在,根据驻波理论,腔长 L (两反射镜间的距离) 应是半波长的整数倍,即

$$L = q \cdot \frac{\lambda}{2}$$

$$\lambda = \frac{2L}{q} \quad (3.31)$$

式中 q 是正整数,对应于驻波的节点数,或者说对应于不同的轴向光场分布(图 3.28)。

把式(3.31)改写成 $2L = q\lambda$,即光在腔内往返一次的光程 $2L$ 是波长的整数倍,从干涉的观点来看,可认为当从腔一端的各次反射的光满足干涉相长的条件时,这种波长的光才能稳定存在于激光腔内。

光场沿轴向的稳定分布称为纵模(或轴模)。 q 不同,光的波长不同,光场分布也不同,称 q 为纵模模数。由于腔长一般远远大于波长,所以纵模模数总是很大的,如腔长为

1m, 波长为 6328 \AA , q 为 3.16×10^5 , 对(3.31)式微分,可得相邻纵模的波长差为:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$$

或频率差,

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (3.32)$$

相邻纵模的光场分布差别是很难察觉的,但频率差别是完全可以测知的,如上例中 $\Delta\nu = 1.5 \times 10^8 \text{ Hz}$ (或 $\Delta\lambda = 0.002 \text{ \AA}$)。

工作物质的原子发出的谱线都有一定大小的光谱宽度,如波长为 6328 \AA 的氦红光的谱线宽度为 0.012 \AA ,那么在这个范围内可以容纳前面所说的 6 个纵模,即输出激光是由几条邻近的细窄谱线所组成。若要改善激光的单色性,从式(3.32)可知,只要缩短腔长,增大纵模间隔,从而使谱线宽度内可容纳的纵模数目减少,便可得到单纵模输出。然而缩短腔长还会引起如激光输出功率下降等问题,所以还应采用其他办法来得到单纵模输出。

激光腔内与腔轴垂直的横截面内的稳定光场分布叫做横模,横模的形成可用光的衍射现象来说明。为图示方便,把光束被反射镜的反射画成通过小孔向前传播,因为小孔的孔径(即反射镜的直径)是有限的,所以要发生衍射,每次反射总有一部分偏离轴线的衍射光束逸出腔外。如果最初的入射光束是均匀分布的平行光波,那么经过衍射之后,光功率密度分布将不再是均匀的了。然而经过无数次衍射之后,会达到一种稳定的分布,即形成一种横模。图 3.29 表示这一过程,图中最后达到的光功率密度分布是中间强而边缘弱,而且无光功率密度为零的节点,这种稳定的光场分布叫做基模,记为 $\text{TEM}_{0,0}$ 。

横模一般用 $\text{TEM}_{m,n}$ 来表示,TEM 代表电磁横波, m, n 代表平面光场中沿两个坐标轴上光功率密度为零的节点数。不同横模的频率也不同,但相差甚少,可以忽略,然而不同

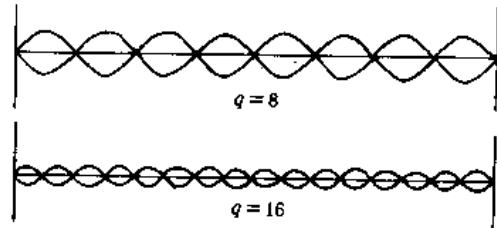


图 3.28

横模的光场分布却相差很大,把输出的激光束照射在屏幕上,就可以从激光光斑来确定它的横模。图 3.30 是常见的各种低阶横模的光功率密度分布图。

基模有较好的方向性,是理想的横模。调节谐振腔可以抑制高阶横模。在腔内放置适当孔径的光阑,也可得到基模输出。

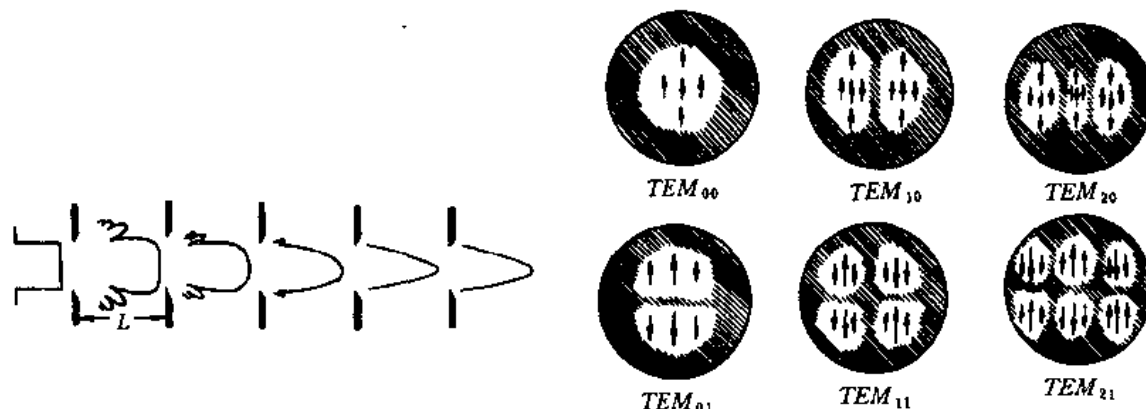


图 3.29

图 3.30

纵模和横模各从一个侧面反映了谐振腔内光场的稳定分布,两者统称为激光的模式,用 $TEM_{m,n,q}$ 来表示,其中 m, n, q 的意义同前。一般的激光器大都为多纵模,只有小型稳频激光器和特种类型激光器为单纵模。通常我们所讲的多模、单模,在没有特别指明的情况下均指横模而言。

5. 激光的特点

激光与普通光源相比,有以下一些特点:

(1) 激光光束的方向性好

普通光源发出的光向四面八方发射,分散到 4π 立体角内。而激光发射的光束则不同,光束非常细,即使射到很远的屏幕上,它所形成的光斑也不大。这就是说,前面在讨论激光形成的过程中曾指出,工作物质只能对那些方向限于谐振腔轴线附近很小范围内的光有放大作用,因此激光束的方向性很好。通常将激光束沿光斑直径方向散开的角 $\Delta\theta$ 称为光束发散角,激光束所张的立体角为 $\pi(\Delta\theta)^2$,它一般为 10^{-6} 球面度,所以光束的方向性很强,光束的能量在空间高度集中。举例来说,在普通光源中方向性很好的探照灯,它的光束在几公里外也要扩展到几十米的范围;而激光束在几公里外,其扩展范围不到几厘米。假若将这样的激光束射到距地球 38 万公里的月球上,光束扩散的直径可以不到 2000m。

(2) 激光光束的高亮度

激光由于方向性很好,可以集中在很窄的方向上发射。而且有些激光器(如 Q 突变激光器)可使其能量集中在很短的时间内发射(如在 10^{-9} s 内),更是大大提高了光源的亮度。光源的亮度 B 的定义在(1.83)式中给出,

$$B = \frac{dF}{d\omega \, d\text{scos}\theta}$$

如上所述,一般激光器发射的立体角 $d\omega$ 约是 10^{-6} 球面度,同时激光器发出的瞬时功率或

光通量 dF 可以很大,因此激光光源可以达到非常高的亮度。例如一台红宝石巨脉冲激光器,每平方厘米的输出功率可达 1000 兆瓦,其辐射亮度可达 10 亿兆瓦/(厘米²·球面度),而太阳的辐射亮度也只有 3×10^{10} 瓦/(厘米²·球面度)。所以此激光器的亮度可以比太阳亮度约高 5 个量级。

(3) 单色性和相干性好

激光器发出的光束还有一个特点,就是谱线宽度很窄,通俗地说就是激光的颜色很纯。我们通常说的单色光,实际上都是包含一定谱线宽度的。例如普通光源中单色性最好的氪灯(⁸⁶Kr),发出的红光的波长 $\lambda = 6057 \text{ \AA}$,在低温条件下,其谱线宽度 $\Delta\lambda = 4.7 \times 10^{-3} \text{ \AA}$;与之相比,单模稳频氦-氖激光器发出的激光波长 $\lambda = 6328 \text{ \AA}$,其谱线宽度可窄至 $\Delta\lambda < 10^{-7} \text{ \AA}$ 。因此该激光的单色性要比氪灯发出的光高近万倍,比一般光源则更高。

光源发出光的相干长度是与谱线宽度 $\Delta\lambda$ 成反比的,所以 $\Delta\lambda$ 越窄,相干长度也越长。相干长度的定义是:

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (3.33)$$

把氪灯的数据代入此式,相应的相干长度为 78cm,而单模稳频的氦-氖激光器的相干长度可达几十公里。

式(3.33)所指的相干长度是波列的平均长度,它与波列的持续时间成正比。相干长度长的,波列的持续时间也长,因而这种相干性称为时间相干性。激光束除了时间相干性外,还具有很好的空间相干性。就是说,从激光器端面输出的光束是相干光束,在其传播的空间中,波面上各点是相干的,因此激光是很理想的相干光源。由于激光具有这些特点,所以激光有着日益广泛的应用。它可用于进行精密测量,用来做全息术的光源,对研究激光光谱也有重要意义。

激光的方向性好,建筑上可用它进行准直测量,在军事上可用来对船舰和导弹进行制导。

高亮度的激光束通过透镜聚焦,光斑处将聚集巨大的能量使物体熔化或气化,这是激光的热效应。在工业上可用它来打孔、切割、点焊;在医疗方面可作为外科的手术刀;在军事上可用来制造激光武器。利用极高功率的激光脉冲,加热氘和氚的混合物,使其温度达到 0.5—2 亿度,便可开始发生核聚变,放出巨大的原子能。这种用激光实现受控热核聚变的研究仍在进行着。

激光通讯也是激光的重要应用。用信号对激光载波进行调制(调幅或调频),从而传递信息。传输方式有直接传输和光纤维传输两种。激光通讯的最大优点是传输的信息量大。就理论上来说,红外光可同时传送上干亿个电话。目前已能做到在一支直径 1cm 的 24 股光纤维电话线上,同时传送一万多个电话。

3.2.4 常用激光器

激光器的种类很多,分类方法也有多种。到目前为止,已发现数百种材料可用来制造激光器。按工作物质的物理状态可分四类,即气体激光器、液体激光器、固体激光器和半导体激光器。

应用气体材料制成的激光器叫气体激光器,现在已有许多种气体原子、离子、分子以

及金属蒸气等用来制成了激光器,在这类激光器中,通过气体放电的方法使电子与原子(离子或分子)互相碰撞而产生激光,这种激励方式即所谓电激励。

应用晶体或者玻璃制成的激光器叫固体激光器,在这类激光器件中,所用的晶体、玻璃都必须掺有少量的稀土元素或其他元素。掺钕的钇铝石榴石激光器(简称为 YAG 激光器)就是一个例子,固体激光器都是通过光激励而产生激光的。

应用半导体制成的激光器叫做半导体激光器,通过这类激光器可以把电流直接转变为相干的激光,其中最好的例子是砷化镓二极管激光器,或者简称砷化镓激光器。

应用有机染料的溶液作为工作物质而制成的激光器叫做染料激光器。它也是用光激励的方式而产生激光的。由于可以利用的染料的品种、数量很多,染料激光器所提供的波长范围就很广,此外,利用一定装置,可以使染料激光器发射出来的激光波长作连续的变化。这种激光器称为可调谐激光器。

另外,还可以根据激光器工作方式的不同,把激光器分为脉冲的、连续的、Q 突变的与超短脉冲的四类。限于篇幅有限本节我们只介绍几种常用的激光器。表 3.2 介绍了几种常用激光器特性。鉴于各类激光器工作原理,大同小异,读者可以举一反三。

表 3.2 几种常用激光器的特性

激光器	主要波长 (nm)	激活 介质	常用的 工作方式	连续功率 (W)	峰值功率 (MW)	光束发散度 (mrad)
红宝石	694.3	固体	脉冲	1.0	1—1000	0.5—20
钕玻璃	1 060	固体	脉冲		1—500	0.5—20
钇铝石榴石, Nd ³⁺	1 060	固体	连续	1—100	1—10	0.5—10
氦-氖	632.8	气体	连续	0.001—		0.1—1.0
	1 150			0.100		
	3 390					
氩离子	476.5	气体	连续	1—20	10 ⁻⁴	1.0—3.0
	488.0					
	514.5					
氦离子	647.1	气体	连续	0.5—2.0		1.0—3.0
	568.2					
	520.8					
	476.2					
氦离子	332.4	气体	连续	0.250		1.0—3.0
氦-铜	325.0	金属	连续	0.015		0.5
	441.6	蒸气		0.05		
二氧化碳	10 600	气体	连续	10—5,000	10 ⁻²	1.0—5.0
砷化镓	840.0	半导体	准连续	1—20		矩形光束 1—10
氦分子	337.1	气体	准连续	0.100	10 ⁻² —10 ⁻¹	矩形光束 2×30

1. 氦-氖气体激光器

氦-氖(He-Ne)激光器的构造如图 3.31 所示。激光器的外壳用硬质玻璃制成,内有一根毛细管作为放电管;放电管的长度与输出功率有关,管子越长输出功率越高。放电管内充有氦气与氖气,其比例为 5:1 至 10:1,总压力约为几毫米汞高。两端面贴有反射镜,可以都是平的,也可以是一平一凹(这种结构称为内腔式,此外还有外腔式、半内腔式),它们构成光学谐振腔。激励是利用气体放电方式进行的,管的两端接有两个电极,阳极和阴极选用发射能力强的金属(如钨、镍等),并做成圆筒状以增加其发射面积。通常在阳极和阴极之间加上几千伏的高压(可用直流、交流或高频多种方式供电),此时激光就由部分透光的反射镜输出。

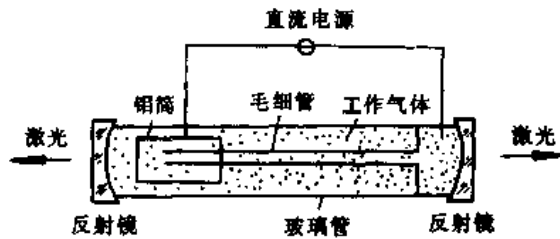


图 3.31

为了说明氦-氖激光器的产生,我们画出氦原子和氖原子的能级图,如图 3.32 所示。在氦-氖激光器中,激光产生于氖原子两个能级之间的受激辐射,而氦原子只起传递能量的作用。

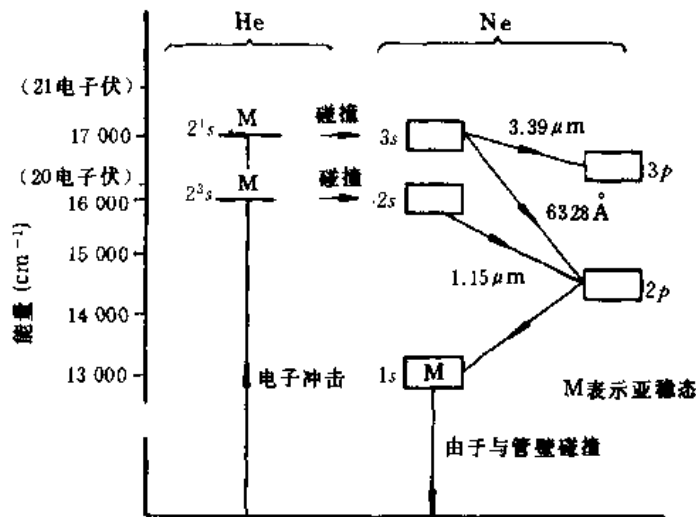


图 3.32

氦原子的能级中有两个亚稳态能级 2^1s 、 2^3s 。氖原子有两个与氦的 2^1s 、 2^3s 十分接近的能级 $3s$ 、 $2s$, 并存在一个寿命很短的 $2p$ 能级。当激光器两电极之间加高压产生气体放电

时,电子在电场中被加速与氦原子碰撞,使氦原子激发到亚稳态 2^1s 和 2^3s ,然后它们与氖原子碰撞,并使氖原子从基能级激发到 $2s$ 和 $3s$ 能级。由于氖的 $2p$ 能级寿命很短,所以在 $2p$ 能级上的粒子数很少,这样就在 $2s$ 与 $2p$, $3s$ 与 $2p$ 之间形成粒子数反转分布。在 $3s \rightarrow 2p$ 之间的受激跃迁就产生 6328 \AA 的激光,而 $2s \rightarrow 2p$ 之间的受激跃迁就产生 $1.15 \mu\text{m}$ 的红外线,此外 $3s \rightarrow 3p$ 之间的受激跃迁产生 $3.39 \mu\text{m}$ 的红外线。若采取一定的措施,可以使其中的一种受激辐射加强,而把其他受激辐射抑制掉。

氦-氖激光器的输出功率一般为毫瓦至几十毫瓦的量级,输出方式是连续的。这种类型的激光器,由于单色性好,输出的是可见光(6328 \AA),而且结构简单,使用方便,所以在精密测距、计量以及全息照相等方面,是应用很广泛的一种激光光源。

2. 氩离子激光器

氩离子激光器一般由放电管、谐振腔、轴向磁场和放电电源等几部分组成,激光管结构如图 3.33。

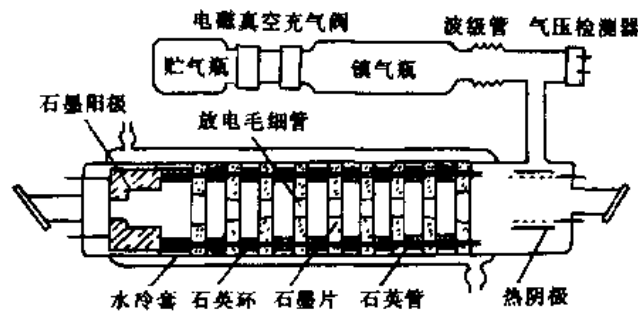


图 3.33

放电管的核心是放电毛细管。由于工作电流大,放电毛细管的管壁温度可达 1000°C 以上,所以要求放电管的材料要耐高温、散热性好。此外,还要求放电管材料的气密性好、吸气率低、机械强度高。常用的材料有石英、氧化铍陶瓷、石墨等。石英虽然耐热性能好,但导热性差,容易局部过热、溅射和腐蚀,目前一般不用作毛细管而只用作外壳。氧化铍陶瓷具有良好的导热性能,并且耐高温、耐热冲击、抗溅射性好,气体清除速率也低,是一种很理想的材料。但因有毒,对材料加工工艺要求比较高,成本也贵。由于制作密封性好的长管子有困难,一般多采用多孔分段氧化铍结构。石墨的导热性好,气体清除率低,抗热冲击好,加工方便,价格便宜,溅射阈值也高,它是目前广泛使用的一种材料。但其缺点是机械强度小,在离子轰击下容易产生粉末而污染放电管和窗片。气体清除率虽小,工作 100 小时后也要重新充气。由于石墨是良导体,为了维持放电,石墨放电毛细管必须采用分段结构,如图 3.33 所示。把石墨切成厚 $3\text{--}4\text{mm}$ 的片,片中间钻孔,以作毛细管用。石墨片用两根氧化铝陶瓷杆串起来,片间用小石英环隔开,彼此绝缘。整个组件置于有水冷套的石英管内,两端分别为提供电子发射的阴极和收集电子的石墨阳极。

过去,一般氩离子激光器放电管的直径多在 $6\text{--}8\text{mm}$ 以内,1967 年后 Boersch 等人研究用 15mm 的放电管,实验证明,大直径的管子的最佳工作条件下比小直径的管子输出提高很多,且不必加磁场,但电流强度随直径的平方增加,输出为多横模。

Ar⁺激光器的阴极要求有较高的电子发射率,能耐离子轰击,耐高温。一般采用热阴极,最常用的是钨钨阴极。阳极一般也用耐高温,导热、导电性能好的材料制作。

激光器还必须有回气管,因为在大电流密度和低气压放电中,存在严重的气体泵浦效应,即放电管内气体会被从一端抽运到另一端,造成两端气压不均匀,严重时还会造成激光淬灭现象。在放电管外设置一回气管路,使管内气体形成闭合路,依靠气体的扩散作用,可以减小管内气压差。为了使放电不沿回路管进行,要求回气管的长径比要大于放电管的长径比。回路是通过石墨片边缘缺口构成的通道实现的。为了防止放电管内气压的变化而影响使用寿命,放电管上常备贮气和充气装置。

为了提高氩离子激光器的输出功率及寿命,一般要加上几百到一千高斯左右的轴向磁场。磁场通常由套在放电管外面的螺线管产生。

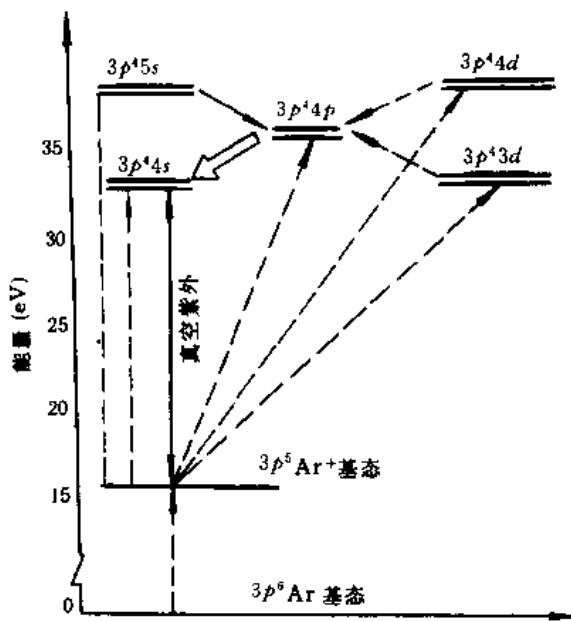


图 3.34

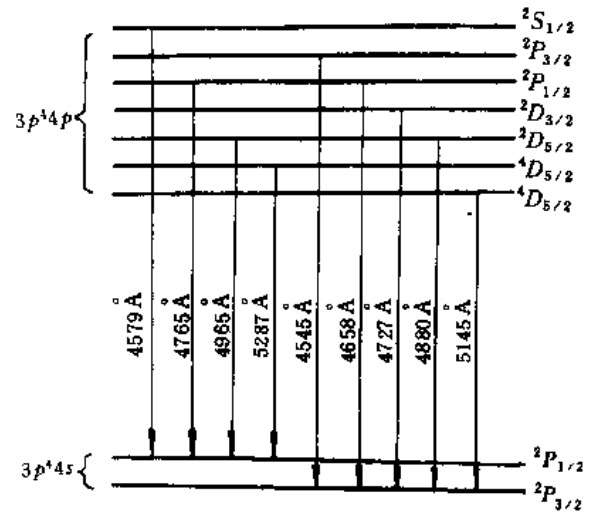
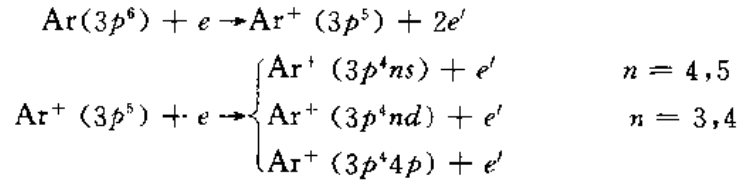


图 3.35

氩离子激光器的谐振腔反射镜与 He-Ne 激光器一样,也是由玻璃镀多层介质膜而成。全反端的反射率在 99.8% 以上,一般小型器件输出镜的透过率为 3—4%,大型器件为 10—15%。为了说明氩离子激光器的激发机理,图 3.34 给出与产生激光有关的能级与跃迁图。氩(Ar)的原子序数为 18,电子组态为 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ 。失去一个电子形成基态氩离子 Ar⁺ ($3p^5$), $3p^5$ 上的一个电子被激发到更高电子层上,形成不同的电子组态,如 $3p^4 3d$ 、 $3p^4 4s$ 、 $3p^4 4p$ 、 $3p^4 4d$ 、 $3p^4 5s$ 等。氩离子的荧光谱线可达几百条,其中 $3p^4 4p \rightarrow 3p^4 4s$ 辐射可见光,它们之间的跃迁可产生九条谱线,如图 3.35 所示。其中以 4880 Å 和 5145 Å 两条最强。实验测定, $3p^4 4p$ 的平均寿命 ($\tau = 8 \times 10^{-9} \text{s}$) 比 $3p^4 4s$ 的寿命 ($\tau \approx 10^{-9} \text{s}$) 长约一个数量级,即使上、下能级的激发速率相同,也能建立粒子数反转。

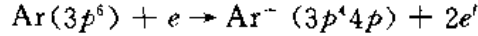
Ar⁺ 的粒子数反转主要靠电子碰撞激发,其激发过程有下面三种形式:

第一种形式是电子与 Ar 原子碰撞,使 Ar 原子电离成 Ar⁺, Ar⁺ 再与电子碰撞而被激发到高能态。此激发形式称为“二步过程”,可表示如下:



在此激发过程中,单位体积单位时间内产生的激发态的离子数 N 与电流密度的平方成正比。

第二种形式是电子与氩原子碰撞后直接把氩原子电离并激发到激发态,称这种激发过程为“一步过程”,其反应式为



上面二种激发形式在氩离子激光器中都存在,至于哪种占优势则取决于工作条件与工作方式。因为“一步过程”中要把氩原子激发到能量高达 35.5 电子伏特的 $3p^44p$,需要电子能量较大,这只有在低气压脉冲器件中才能达到。而“二步过程”中,需要的激发能量较低(16—20 电子伏),激发速率又与电流密度的平方成正比,所以在连续工作的器件中,“二步过程”占主导地位。

第三种形式是通过电子碰撞先把 Ar^+ 激发到 $3p^45s$ 和 $3p^44d$ 等能态上,然后通过辐射,跃迁到激光上能级 $3p^44p$ 上,称这种激发过程为串激跃迁。这一过程是激发 $4p^44p$ 能级组成的主要过程之一。

这三种激发过程,要求电子的能量都是比较高的,这就要求放电管内有比较高的电子温度,激光器才能有效地工作。要满足这一要求就须使放电管内的气压降低到 1 托以下。因为气压低,电子自由程就长,能量损耗小,则温度可提高。其次为了增加电离和激发过程,就要提高电子数密度,这就需要大电流放电。因此,氩离子激光器一般都采用低气压大电流放电激发。放电电流密度都在 $100\text{A}/\text{cm}^2$ 以上,甚至超过 $1000\text{A}/\text{cm}^2$,由于放电电流密度大,所以氩离子激光器的结构比其他气体激光器要复杂的多。

3. YAG 激光器

YAG 激光器是固体激光器的一种。固体激光器具有能量大、峰值功率高、结构紧凑、牢固耐用等优点。

固体激光器与气体激光器一样,也是由工作物质、泵浦源和光学谐振腔组成。所不同的是固体激光器的工作物质为晶体或玻璃。目前具有应用价值的为红宝石、掺钕钇铝石榴石(Nd^{3+} -YAG)、钕玻璃和掺钛宝石等。

固体激光器均以光作为激励源(或称泵浦源),按工作方式可分为以下几种:

①脉冲式——激励光源和激光发射均是单次脉冲。有时激光发射光脉冲的重复频率可以比较高,如数千赫以上。

②连续方式——用连续光源激励工作物质,发射的激光也是连续的。

按固体材料的性质,需要单脉冲大能量的多选用钕玻璃,低重复频率(1—10Hz/s)多选用红宝石,而需要高重复频率和连续工作时则选用 YAG。

YAG 激光器由钇铝石榴石棒、谐振腔、光泵灯、聚光器所组成(参看图 3.36)。YAG 激光器的光泵灯用氪灯泵浦时,光泵效率较高。

为了提高 YAG 激光器的效率和使用寿命,对激光棒、灯、聚光器必须进行充分的冷

却。掺钕钇铝石榴石的激活离子为三价钕离子 Nd^{3+} ，其基质为钇铝石榴石晶体(简记为 YAG, 分子式为 $Y_3Al_5O_{12}$)。钕离子(Nd^{3+})部分取代 YAG 中的钇离子(Y^{3+})便成为 Nd^{3+} -YAG, 一般含 Nd^{3+} 量为 1% 原子比(即 100 个 Y^{3+} 中有一个被 Nd^{3+} 取代)左右。此时 Nd^{3+} -YAG 的密度约为 $1.38 \times 10^{20} cm^{-3}$, 颜色呈淡紫色。实际制备 Nd^{3+} -YAG 时, 是将一定比例的 Al_2O_3 、 Y_2O_3 和 Nd_2O_3 在单晶炉中熔化结晶而成。 Nd^{3+} -YAG 属立方晶系, 是各向同性晶体。这种激光器具有阈值低、效率高、晶体使用寿命长等特点。用它制成的 YAG 激光器可连续工作, 输出不可见的近红外激光, 其波长为 $1.06 \mu m$, 经倍频可输出 $0.53 \mu m$ 激光, 这两种波长在医学上都有实用价值。

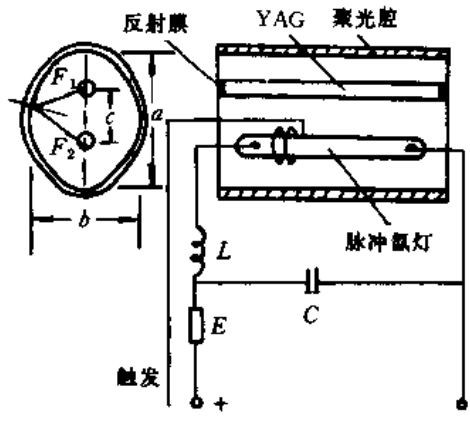


图 3.36

YAG 激光器谐振腔可单独用两个反射镜, 也可在两个端面直接镀反射膜。一端为全反射, 另一端为部分反射。反射膜和腔结构要求与气体激光器相同。

脉冲 YAG 激光器件中多用脉冲氙灯为光泵, 图 3.36 中画的就是一个脉冲氙灯的略图, 这种灯可以发出极强的光, 为了使氙灯发出的光聚焦到 YAG 棒上, 必须采用聚光装置, 即为聚光器。聚光器方案很多, 有圆柱聚光器[图 3.37(甲)]、单椭圆聚光器、双椭圆[图 3.37(乙)]和椭球聚光器等, 而最有实用价值的是单椭圆聚光器, 见图 3.36, 将棒和灯分别配置在两个焦点 F_1 和 F_2 上, 根据几何光学反射定律可知, 焦点 F_2 上发出的光经椭圆面反射后就聚在焦点 F_1 处的棒上。聚光器一般用黄铜或不锈钢制成, 内表面镀银或镀金。

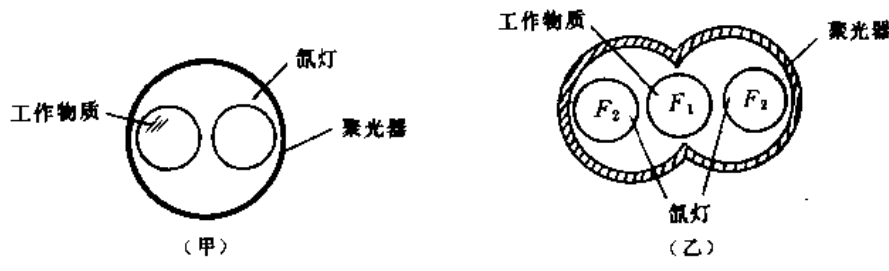


图 3.37

石榴石连续激光器可以用碘钨灯、掺有碱金属的水银灯和惰性气体弧光灯来激发。用碘钨灯激发, 效率比较高, 但是碘钨灯的功率负载低, 因而输出功率较低。目前, 广泛采用氩弧灯, 它的发光光谱和石榴石的吸收光谱匹配良好, 发光效率约为 25%, 功率负载比较大。一支直径为 7mm、长为 75mm 的水冷氩弧灯, 直流放电电压为 100V, 电流为 60A, 即功率负载为 6 千瓦, 可以连续点燃 100 小时。

如果石榴石的直径为 6mm, 长为 75mm, 以内壁镀金膜的双椭圆柱面作聚光器, 用两

支水冷的氩弧灯作激发能源,激光器的阈值为 1900W,当两支氩灯的总负载为 12 千瓦时,输出激光 250W,效率约为 2.1%。

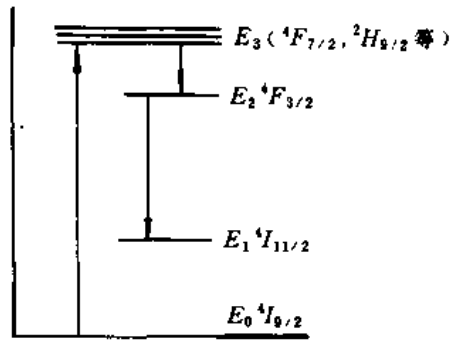


图 3.38

YAG 中参与激光过程的是钕离子 Nd³⁺,属于四能级系统,工作原理如图 3.38 所示。原来处于基态 E₀(⁴I_{9/2})的粒子,在光泵照射下被激发到高能态 E₃(⁴F_{7/2}和²H_{9/2})能级, E₃ 上的粒子又通过无辐射跃迁到达 E₂(⁴F_{3/2})。由于 E₂ 级能寿命较长,所以在 E₂ 上积累大量粒子,形成 E₂ 能级和 E₁(⁴I_{11/2})能级间粒子数反转,造成对波长 1.06μm 的光增益,当增益超过阈值时就形成 1.06μm 的激光输出。这种激光是近红外光,眼睛直接观察不到。YAG 棒长 5cm,直径 3mm,能输出激光功率 5—10W,直径 7mm 和长 114mm

的 YAG 棒用氩灯激励输出激光功率可达 100W。

由于 Nd³⁺-YAG 属四能级系统,量子效率高,受激辐射截面大,所以它的阈值比红宝石和钕玻璃低得多,又由于 Nd³⁺-YAG 晶体具有优良的热学性能,因此适合制成连续和重复频率的脉冲器件。它是目前能在室温下连续工作的唯一实用的固体工作物质。在中小功率脉冲器件中,尤其是在高重复频率脉冲器件中,目前应用 Nd³⁺-YAG 的量远远超过其他固体工作物质。虽然它出现较晚(1964 年),但发展很快,已经成为最主要的固体工作物质了。目前, Nd³⁺-YAG 连续器件的最大输出功率已超过 1000W,每秒 5000 次的重复频率器件的峰值功率已达千瓦以上,每秒几十次的重复频率调 Q 器件的峰值功率已达几百兆瓦。Nd³⁺-YAG 也可用做倍频和锁模激光器。

室温下 Nd³⁺-YAG 在近红外区有三条明显的荧光谱线: 0.914μm, 1.06μm 和 1.35μm。这三条荧光线的荧光分支比(每条谱线的强度之比)分别为 0.25, 0.60 和 0.14,其中以 1.06μm 处的荧光谱线最强。钇铝石榴石在紫外线和短波可见光的照射下很容易变色,因此必须采用滤光液。常用的滤光液有重铬酸钾和亚硝酸铜溶液。已经变色的石榴石,经重新退火后可以得到一定程度的恢复。

4. 染料激光器

染料激光器目前已经比较成熟、是应用最普遍的一类可调谐激光器,它的特点是增益高、效率高,输出激光可在很宽的波段范围内连续平稳地调谐,它广泛地应用于高分辨率光谱学、激光光谱分析、同位素分离、污染物质的探测等方面。

与其他可调谐激光器比较,染料激光器的设备简单,易于推广,图 3.39 为染料激光器装置示意图。

染料激光器是以染料作为激活介质的,当前能产出激光的染料已有 350 种以上,用作激活介质的染料大多数是溶于乙醇、苯、丙酮、水及其他溶剂中,配成 10⁻⁵—10⁻³克分子/升数量级浓度,装入染料盒(池)中或者使其在管中循环使用,也可采用喷流的办法。

染料分子的激光过程可参看图 3.40。

当激发光照射染料溶液时,染料分子吸收光,电子从基态 S₀ 跃迁到激发态 S₁ 的较高

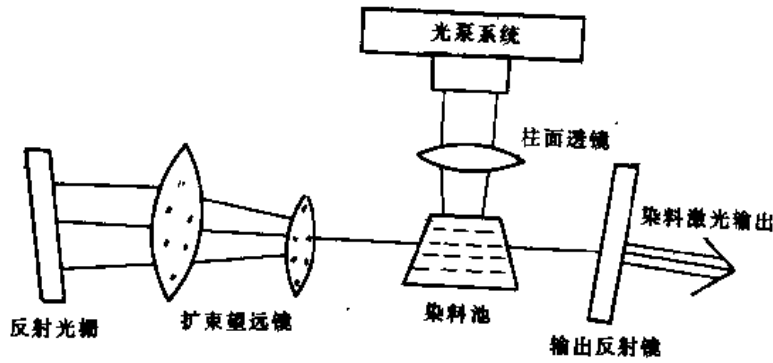


图 3.39

振动能级上,由于周围溶剂分子的碰撞很快地降低到 S_1 的最低能级 S'_1 ,并在 S'_1 与 S_0 的最高能级 S'_0 间形成粒子数反转,然后 S'_1 跃迁到 S'_0 发出激光。处于 S'_0 态电子又很快的通过无辐射跃迁回到 S_0 的最低能级。由 S_2 各能级中的电子降到 S'_1 的无辐射跃迁,消耗了一部分能量,所以,输出激光的波长要比泵浦源的波长更长些。

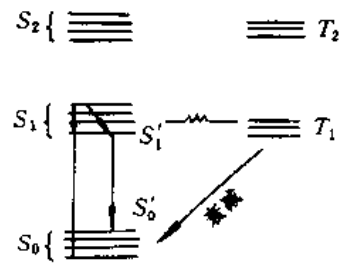


图 3.40

由图 3.40 可知染料分子还存在 T_1 、 T_2 等能级,这些能级称为三重态能级, T_1 能级与 S_1 相近(略低于 S_1),处于 S_1 的粒子会传递到 T_1 , T_1 是亚稳态,其寿命较长,而 T_1 与 S_0 之间并不能发生受激辐射,所以 T_1 的存在严重影响了激光输出,因此必须消除三重态的影响。连续泵浦的染料必须高速流动就是为了尽量消除三重态的影响。

从目前已知能够产生激光的几百种染料中发现最有效的染料都有一个共轭双键构成的生色系统,这种生色系统通常有三种:胺离子系统、羰基离子系统、酰胺系统。染料激光器的波长可调谐范围可从紫外的 $0.321\mu\text{m}$ 到近红外的 $1.22\mu\text{m}$ (见表 3.3 和表 3.4)。

表 3.3 重要染料系及其调谐波长

闪光染料	—
香豆素	—
亮磺胺吡黄素	—
吡吨	—
噻嗪	—
花青	—

2000 4000 6000 8000 10 000 12 000 (Å)

如前所述染料的品种对激光输出所起的决定作用,除此以外,染料溶液的浓度、酸度和溶剂对染料激光波长的变化也有影响,这是因为染料分子并不是孤立存在的,它们分散在溶剂中,与溶剂分子和溶液中存在的其他物质的相互作用当然会影响染料的激光输出,

表 3.4 重要染料及其调谐波长范围

染料类型及名称	溶剂	浓度(克分子/升)	输出激光波长范围(Å)
7-羟基-4-甲基香豆素 (香豆素类)	甲 醇 甲醇(酸化)	1×10^{-2}	3800—4200
		1×10^{-2}	4670—5320
荧光素钠 罗丹明 6G 罗丹明 B (吡啶类)	乙 醇 乙 醇 乙 醇 二甲基甲酰胺	2.2×10^{-3}	5380—5700
		1.2×10^{-3}	5650—6000
		1.5×10^{-3}	5910—6370
		1.5×10^{-3}	6220—6550
甲酚紫 (咪唑类)	乙 醇	2.3×10^{-3}	6530—6900

表 3.5 列举数例说明溶液浓度和溶剂性质对激光波长的影响。一般来说,在一定的范围内,提高浓度可使激光强度增加,并使激光波长调谐范围往长波方向位移,输出激光调谐范围的宽度也与溶液浓度有关。例如, α -NPO(一种闪光染料)的苯溶液在浓度为 1×10^{-3} 克分子/升时,调谐范围为 200 Å;浓度增加一倍,调谐范围变为 300 Å 以上。

表 3.5 溶液浓度和溶剂性质对染料激光波长的影响

染料名称	溶 剂	浓度(克分子/升)	输出激光调谐范围(Å)
罗丹明 6G	乙 醇 乙 醇	1.2×10^{-3}	5650—6000
		加 浓	5800—6125
罗丹明 B	乙 醇 乙 醇 二甲基甲酰胺 二甲基甲酰胺	5×10^{-3}	6020—6400
		1×10^{-2}	6110—6400
		5×10^{-3}	6040—6460
		1×10^{-2}	6230—6510

除了上述因素外,染料溶液温度、激活区长度、谐振腔损耗等对激光波长也有影响,一般来说,染料激光波长随着激活区长度的增加而变长,随温度降低而变短。

由上可知,要粗略地选择染料激光的波长可以通过不同的染料、溶剂、浓度、酸度、温度、谐振腔的 Q 值等来实现,但当需要精细地调谐和获得窄的线宽时,就需要用有波长选择装置(即调谐元件)的谐振腔,常用的调谐元件有下列几种:光栅、棱镜、标准具、双折射滤光片、电光调谐元件等。这几种装置或者单独使用,或者联用。

染料激光器是采用光激励方式泵浦的,以下是几种最常用的泵浦染料激光器的光源:

(1) 单脉冲红宝石激光器(6943 Å 及其 3471 Å 的二次谐波)。用这类激光器泵浦的单脉冲染料激光输出功率可达几百兆瓦。

(2) 脉冲氮分子激光器(波长 3371 Å)和脉冲频率从几十赫兹到几百赫兹的 Nd-YAG 晶体激光器的二次谐波。用这两种激光器泵浦的染料激光器的峰值输出功率范围在 10—100kW 之间,平均功率从几毫瓦到几分之一瓦。

(3) 发射短的光脉冲(0.1—1μs)的特殊闪光灯。用闪光灯泵浦的染料激光器的输出

功率通常是 10—100kW, 脉冲持续时间是 300ns—1μs, 脉冲重复率高达 100Hz, 要使平均输出功率提高到 0.1W 以上, 就要采取特殊措施(染料溶液循环并冷却)以消除激活介质里的热效应。

(4) 输出大约 1 瓦的连续波氩离子激光器。用这种激光器泵浦的染料激光器, 其连续波的输出功率在效率最高的染料(罗丹明 6G, 荧光波峰在 6000 Å 附近)的波长上可高达 0.1W, 在可见光范围的其他波长上的输出功率可达 1—10MW。

5. 调 Q 技术和巨脉冲激光器

未加控制的脉冲激光器输出的激光脉冲是由一系列的宽度和间隔均为微秒量级、强度不等的小尖峰脉冲所组成。输出激光的这种尖峰结构严重地限制了它的应用范围。要把激光应用到诸如测距、雷达、制导、高速照相及激光核聚变等技术中去时, 都要求激光器输出一个高峰值功率的单脉冲(称之为巨脉冲或强激光脉冲)。众所周知, 对于一个光脉冲, 若脉冲能量愈高, 宽度愈窄, 激光脉冲峰值功率就愈强。为此, 欲使一个具有尖峰结构输出的激光器改进为输出峰值功率达兆瓦级以上的巨脉冲激光器时, 就必须设法控制激光器, 使分散在一系列小尖峰脉冲中的能量集中在时间宽度极短的一个脉冲内释放出来。

我们知道, 激光器要能发射激光, 光通过工作物质来回一次所获的增益必须大于其损耗。光在谐振腔内来回一次的能量损耗主要来源于端面反射镜的透射率、光的衍射及工作物质对光的吸收和散射等因素。为了说明光波在谐振腔内的能量损失状况, 仿照微波技术中使用微波腔 Q 值的概念, 在激光技术中也用 Q 值来表征激光器谐振腔的能量损失状况。谐振腔的 Q 值定义为: 储存在工作物质或谐振腔内的能量与每周期内损失的能量之比, 即

$$Q = 2\pi \frac{\text{谐振腔储存的能量}}{\text{损耗能量}} \quad (3.34)$$

Q 值越高, 表示光波在谐振腔内来回一次损耗掉的能量越少; 或者说, 将储存在谐振腔内的能量损耗尽, 所花的时间越长。

如果我们有意在腔内加一个可以变化的损耗, 在光激发的初期, 损耗很大, 即 Q 值很低(图 3.41), 这时就不会形成激光振荡, 因此能造成较大的粒子数反转。当粒子数反转达到最大值时, 突然间(t_1 位置)减小损耗, 增加 Q 值, 光的增益远超过了损耗, 这样, 积累的能量便以极快的速度在很短时间内释放出来, 从而得到很大的激光功率。这就是用于巨脉冲激光器中的 Q 突变技术(或称调 Q 或 Q 开关)的基本原理。

常用调 Q 技术有机械转镜调 Q、电光效应调 Q 和可饱和吸收体调 Q 三种。

转镜调 Q 是把谐振腔的一个反射镜(通常是全反射镜)装在电动机的轴上, 高速旋转。例如用每分钟 24000 转的高速电动机, 若谐振腔的孔径角为 10 毫弧度, 那么转镜扫过

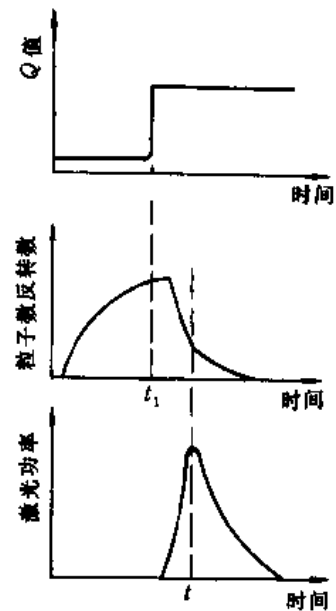


图 3.41

10 毫弧度的时间约为 $4\mu\text{s}$ 。激光会成为单个脉冲而具有很高的功率,见图 3.42。

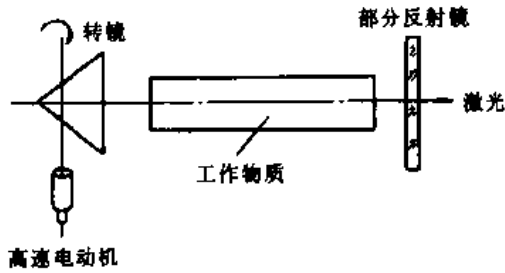


图 3.42

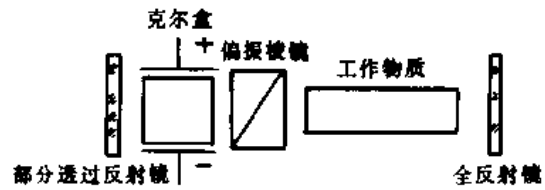


图 3.43

电光调 Q 配置见图 3.43,偏振棱镜只允许一个方向的线偏振光通过,与这个方向垂直的线偏振光则通不过。电光开关就是利用电光效应,控制外加电场来改变光的偏振方向。如果在光激发的前期,加上适当的电场,克尔盒使两个垂直分量之间的位相差为 90° ,从全反射镜反射回来再通过克尔盒位相差又增加 90° ,光振动方向转了 90° ,于是就不能通过偏振棱镜了,此时,电光开关处于关闭状态。当粒子数积累到最多时,突然去掉电场,开关迅速打开,就形成了巨脉冲激光,开关元件常采用克尔盒以及由磷酸二氢铵(ADP)或磷酸二氢钾(KDP)晶体组成的泡克尔盒。

可饱和吸收体调 Q 见图 3.34,可饱和吸收体是一种吸收为非线性的物质,它的吸收系数与光强有关。开始时,它的吸收系数很大,阻止了激光的形成。当腔内光强增加到一定值时,吸收系数突然变小,几乎成了透明体,即所谓饱和了,这时就产生了激光巨脉冲,可饱和吸收体 Q 开关有时也称作被动 Q 开关。



图 3.44

溶于甲醇中的隐化菁或溶于硝基苯中的钒酞菁,常用作红宝石激光器的 Q 开关,而溶于丙酮溶液的十一甲川蓝色素常用作钹玻璃激光器的 Q 开关。

可饱和吸收体的开关速度快,输出激光的谱线窄(单色性好),但是,染料容易变质,开关时间也不能精确控制。

转镜调 Q 激光器的输出脉冲宽度约为几十毫微秒,电光开关的脉冲宽度可达到几个毫微秒,可饱和吸收体就更短了。

前面介绍了多种调 Q 方法,能够使我们获得脉冲宽度在 10^{-7} 到 10^{-9} 秒,峰值功率在一亿瓦到十亿瓦的光脉冲,这是目前最常用的激光器。如果想获得脉冲时间更短的、峰值功率更高的光脉冲,那就需要采用锁模技术。

6. 锁模激光器

所谓锁模,就是用适当的方法使发生激光振荡的各个模纵模之间的位相保持一致,让它们互相“干涉”,结果便可以产生脉冲宽度短到只有微微秒的光脉冲。在 3.23 节中,我们看到激光器谐振腔纵模的频率为 $\nu_q = qc/(2L)$,相邻纵模的频率差为 $\Delta\nu = c/(2L)$,由于腔长一般远大于波长,因而激光腔内的纵模个数是很大的,当然,只有那些频率落在工作

物质谱线宽度内的纵模才有可能形成激光振荡。

能成为激光输出的各个模,它们之间不仅频率上有差异,传播的位相也不相同。这些步伐不一的光波混杂在一起,总体的光波强度便呈现出复杂的起伏状态。图 3.45(a)表示由频率分别为 ν_1, ν_2, ν_3 三个模的光波混合后的结果,这三个光波的初始位相不一致。如果各个模的位相相同,如图 3.45(b)中所示,在 a, b, c 三个地方,三列光波相加,合成后的光波振幅是单独一列波的三倍,光强变为九倍,在其他地方,则因为光振动彼此相消,合成后的光波的振幅很小。这样,我们便得到一系列重复出现的光脉冲。或者说,得到的是脉冲峰值功率更高的重复出现的脉冲序列。

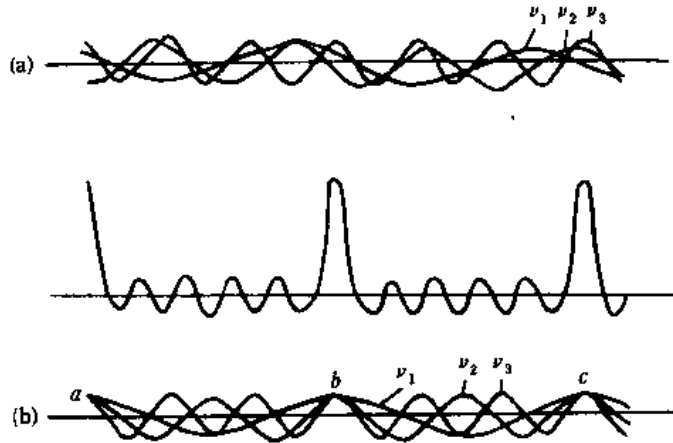


图 3.45

怎样使这些本来位相不相同的纵模有相同的位相呢?可以在谐振腔内安放一个调制器,当调制器的调制周期恰好等于光在腔内来回一次所需的时间 $\frac{2L}{c}$, 即其调制频率等于相邻两个纵模的频率间隔时,就能够使各个模间彼此的位相逐渐同步,亦即实现了模式位相的锁定。简称为“锁模”。锁模之后得到的每个光脉冲,最小的脉冲宽度 $\Delta\tau$ 可以由测不准关系来确定:

$$\Delta\nu\Delta\tau \geq K \quad (3.34)$$

式中 $\Delta\nu$ 是激光工作物质的增益谱线宽度; K 是一个常数,它根据脉冲的形状而定,数值在 0.315 至 0.8 之间。如果光脉冲是高斯型分布,由 $K=0.441$,对于铍玻璃激光器来说,它的增益谱线度在 100\AA 以上,亦即频率宽度 $\Delta\nu$ 在 $3 \times 10^{12}\text{Hz}$,按照公式(3.35)估计,用铍玻璃激光器进行锁模以后可以得到脉冲宽度短到 0.3ps 的光脉冲。对于红宝石和 YAG 激光器,它们的增益谱线宽度 $\Delta\nu$ 约为 $6 \times 10^{10}\text{Hz}$,所以,用它们有希望得到 30ps 的激光脉冲。对于气体激光器,比如氮-氦激光器和二氧化碳激光器,增益谱线宽度 $\Delta\nu$ 约为 $1.5 \times 10^9\text{Hz}$,因此,用它们仅能得到纳秒量级的光脉冲。从上面的介绍中,我们可以看到,为了获得皮秒量级的超短脉冲,应该采用荧光谱线宽度宽的工作物质。

下一个问题就是用什么元件来做调制器。在介绍调 Q 方法一节谈过的电光、染料盒等,它们除了可以用来做调 Q 元件之外,也可以用来做锁模的调制器。一般把利用染料可饱和吸收现象进行锁模的叫做被动锁模,因为此时不需要外加调制信号。而把使用外加调

制信号实现锁模的方法,叫主动锁模。

图 3.46 是用染料吸收盒做调制器进行被动锁模的激光器示意图。这里染料盒靠近或紧贴在一端腔镜上。我们就会发现激光器在这时候输出的不再是单独一个光脉冲(调 Q 脉冲),而是一列光脉冲,它们出现的时间间隔等于 $2L/c$,如图 3.47 的所示,也就是说,激光器实现了锁模工作状态。

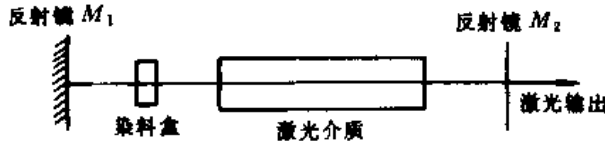


图 3.46



图 3.47

从图 3.45(a)我们看到,激光开始时,有几个纵模同时发生振荡,它们的位相不同步,腔内的光强度并不是平滑的,而是有涨落。光强度大的通过染料时吸收少或几乎不吸收;而光强度弱的被强烈地吸收。所以,在激光中放置的染料盒,仿佛是一具“选通器”,它让强者通过,而把弱者削减得更弱,最后被“消灭”在染料溶液中。能够通过染料盒的强者通过激光器工作物质的时候,能量得到增加,变得更强。所以,光束在染料盒和激光工作物质之间经过几次来回传播之后,本来强度涨落的光束,弱的部分被淘汰了,强的部分变得更强,最后形成激光脉冲。这种激光器输出的是一组脉冲序列,相邻两个光脉冲的时间间隔恰好是光在腔内来回一次的时间 $2L/c$ 。

对于每个光脉冲来说,它的宽度比自由振荡(即共振腔内没有放染料吸收盒时)的脉冲窄得多,因为光脉冲能够通过染料吸收盒的只是属于尖峰附近极窄的一小部分,在尖峰两侧的大部分光波能量被染料溶液强烈地吸收掉了。所以,染料吸收盒仿佛是一个时间上的狭缝,把光脉冲的两侧切掉,只让尖峰附近的一条窄带通过。这条窄带经过激光工作物质放大,变成很窄的光脉冲。图 3.48 就是激光脉冲变窄的工作原理示意图。图中用斜线

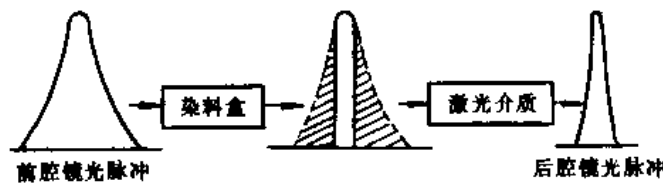


图 3.48

画出的部分,就是被染料吸收盒“切”去的部分。

被动锁模的优点是实验装置简单,容易实现,又能够产生宽度非常窄的光脉冲,理论极限可以达到 10^{-13} s,但是,被动锁模激光器输出的强度不够稳定,也比较难控制。主动锁模则可以避免这两个缺点。

图 3.49 是在谐振腔内放入能量损耗调制器实现主动锁模的示意图。能量损耗调制器放在谐振腔的一端,光束通过它的时候,光波能量就遭受一定数量的损失。但是,如果调制器引起的损失是间断的,就会出现新的现象。例如,调制器以频率 $c/(2L)$ 进行工作,这表

示,由调制器引进的能量损耗间断的时间间隔是 $2L/c$,恰好是光波在腔内来回一次所要花的时间。所以,如果在时刻 t_1 通过调制器的那部分光波,是受到能量损耗的,那么,在经过时间 $2L/c$ 之后它再次通过调制器时,同样地再一次受到能量损耗。如此来回通过调制器若干次之后,这部分光波的强度就削减到很弱。对于在时刻 t_2 通过调制器时没有遭受能量损耗的光波,它在经过时间 $2L/c$ 之后再次通过调制器时,依然是无能量损耗地通过。所以,在这里发生的情形,与在腔内放置染料吸收盒时相类似。调制器把腔内大部分时刻通过的光波损耗掉,只让很短时间的一部分光波不受损耗,让它在谐振腔来回在通过工作物质,形成激光脉冲输出。

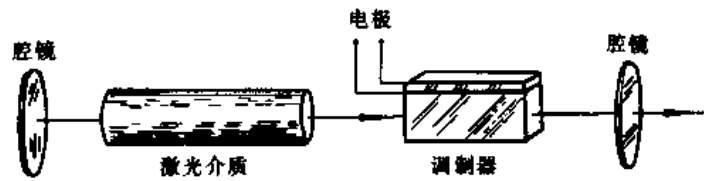


图 3.49

具有电光效应的晶体也可作成腔内的调制器,线偏振光通过它时, o 、 e 两光会产生位相差。调制器和插入腔内的波片的共同作用产生了损耗调制。晶体所加的调制电压的频率仍是 $c/(2L)$,也可获得激光的锁模作用。

主动锁模的优点是光脉冲输出强度比较稳定,重复性好。但是,能够得到的光脉冲宽度不及被动锁模窄。所以,把主动和被动锁模结合起来使用,便可以获得稳定性高、脉冲宽度又很窄的脉冲输出。

前面我们介绍的锁模激光器,它输出的光脉冲不是一个,而是一列光脉冲。但是,有时只需要一个光脉冲。如何从一系列光脉冲中选取出来一个脉冲呢?

图 3.50 就是选取单一超短脉冲的实验示意图。由锁模激光器输出的一系列超短光脉

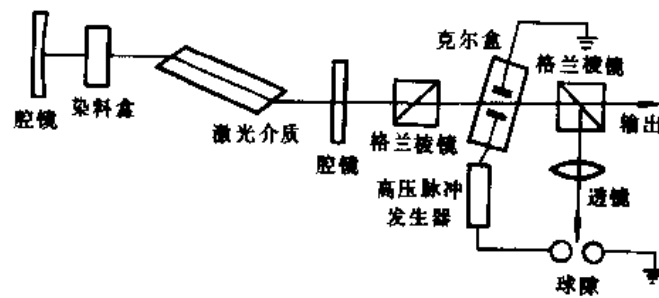


图 3.50

冲,若其中一个光脉冲通过一个格兰棱镜(或者用洛匈棱镜),然后它又通过一具电光开关(比如泡克尔盒或者克尔盒),再通过另一正交放置的格兰棱镜。由于两个格兰棱镜正交,所以,光脉冲到达后一个格兰棱镜时就被这棱镜反射。被反射的光脉冲经透镜聚焦到球隙上,使球隙发生光击穿。高压电脉冲电路便接通电光开关,电光开关受到半波电压的作用,变成了一块半波片。下一个过来的光脉冲通过电光开关时,光脉冲的偏振面旋转 90° ,因

此,当它进入正交格兰棱镜的时候,就不再是反射,而是通过棱镜了。这样,我们便能够选取单一的光脉冲。选择脉冲序列中哪一个脉冲,可以调整球隙的击穿功率和球隙到电光开关的延时电缆长度来实现。