

波动光学

可见光是电磁辐射的一部分,其波长在 $400 \sim 700 \text{ nm}$ 之间.虽然这只是电磁波谱中很小的一部分,但是在物理学和生命科学的研究中,可见光占据了很大的一部分.由于太阳辐射到地球上的电磁波中很大一部分属于可见光范畴,因此光在生命系统中起着十分重要的作用.

荷兰物理学家惠更斯在 1678 年最早提出了具有说服力的光的波动理论.后来麦克斯韦提出的电磁理论更加全面和准确地阐述了光的电磁波特性.但是惠更斯的理论具有简单的数学形式,能方便地解释光的反射和折射定律,并且给出了介质折射率的物理意义.

光学是研究光的传播以及它和物质相互作用问题的学科.光学主要分成几何光学、波动光学和量子光学.几何光学是以光的直线传播规律为基础,主要研究各种成像光学仪器的理论;波动光学是研究光的电磁性质和传播规律,特别是干涉、衍射、偏振的理论和应用;量子光学是以光的量子理论为基础,研究光与物质相互作用的规律.本章主要从波的干涉、衍射、偏振三个方面讨论光的波动性.虽然这一章中重点在可见光上,但是应当指出,这里所讨论的许多内容也适用于其他电磁波,如医学上常使用的 X 射线、激光等.

7.1 光的干涉

干涉(interference)现象是波动过程的基本特征之一,只有波动的叠加才能产生干涉现象.因此光的波动性可以通过干涉现象来证实.

7.1.1 光程和光程差

光程是一个折合量,在传播时间相同或相位改变相同的条件下,把光在介质中传播的路程折合为光在真空中传播的相应路程.在数值上,光程等于介质折射率乘以光在介质中传播的路程.如图 7-1 所示,光从 Q 点经过几种折射率不同的均匀介质到达 P 点,所需的时间为^①

$$t = \sum_i \frac{x_i}{v_i} = \frac{1}{c} \sum_i n_i x_i = \frac{L}{c} \quad (7-1)$$

其中

① 透明介质的折射率(refractive index) n 定义为: $n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda}{\lambda'}$ 其中 v, λ' 为光在该介质中的传播速度和波长, c, λ 为真空中的光速和波长.



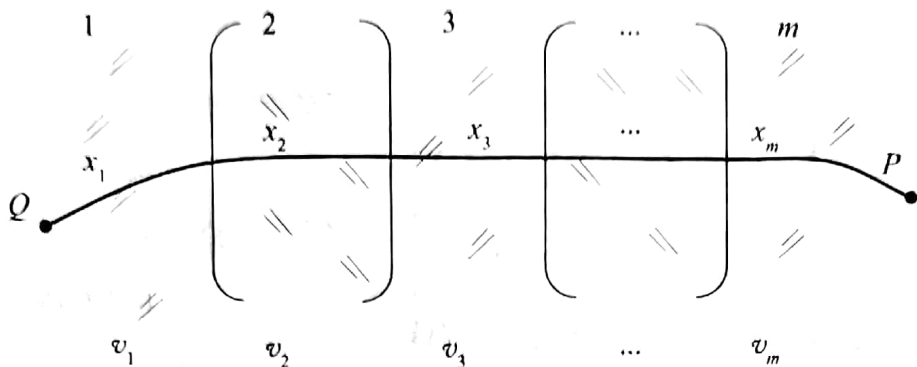


图 7-1 光程

$$L = \sum_i n_i x_i \quad (7-2)$$

称为光程(optical path),它是光所经过的介质的折射率 n_i 与相应的几何路程 x_i 的乘积之和.由式(7-2)可知,光程表示在相同时间内光在真空中所通过的路程,即 $L = ct$.显然,光走过相同的光程所需的时间是相同的.可以证明,物点与像点之间各光线的光程都相等,这就是所谓物像之间的等光程性.因此,用透镜等光学仪器观测干涉现象时,观测仪器并不会带来附加的光程差.

由式(7-1)可知,假设两相干波初相位相同,在不同介质中经过 x_1, x_2 路程到达 P 点时的相位差为

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{2\pi}{\lambda_1} x_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} x_2 \\ \Delta\varphi &= \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 x_1 - n_2 x_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \end{aligned} \quad (7-3)$$

其中

$$\Delta L = n_1 x_1 - n_2 x_2 \quad (7-4)$$

称为光程差, λ 为该频率光波在真空中的波长, λ_1, λ_2 分别为光波在 n_1, n_2 介质中的波长.由此可见,相干光在不同媒质中的相位差由光程差和真空中的波长决定.在以后的讨论中用光程差来分析相位差.

7.1.2 杨氏实验

在第4章中曾经指出:频率相同、振动方向相同、相位差恒定的两个波源所发出的波称为相干波(coherent wave).在两束相干波相遇的区域将发生干涉现象.一般情况下并看不到光的干涉现象,这是由于普通光源的发光是由发光体内大量的原子产生的,每个原子发光延续的时间都非常短.它们所发出光波是由大量不连续、间歇的波列(wave train)组成.这些波列的振动方向和初相位是彼此独立、随机分布的,因而不能形成干涉.为了得到相干光,通常是将一个普通光源所发出的每一束光,采用某些办法使其通过两个不同的光路变成为两束光,再让它们实现相干叠加.著名的杨氏(T. Young)干涉实验就是利用这种方法获得的相干光.

杨氏实验的装置如图7-2所示,在普通单色光源(如钠光灯)前面,先放置一个有狭缝 S 的屏,再放置一个有两个平行于 S 的相距很近的狭缝 S_1 和 S_2 的屏.

当单色光照射狭缝 S 时,按照惠更斯原理, S 作为新波源向各个方向发射子波.子波分别通



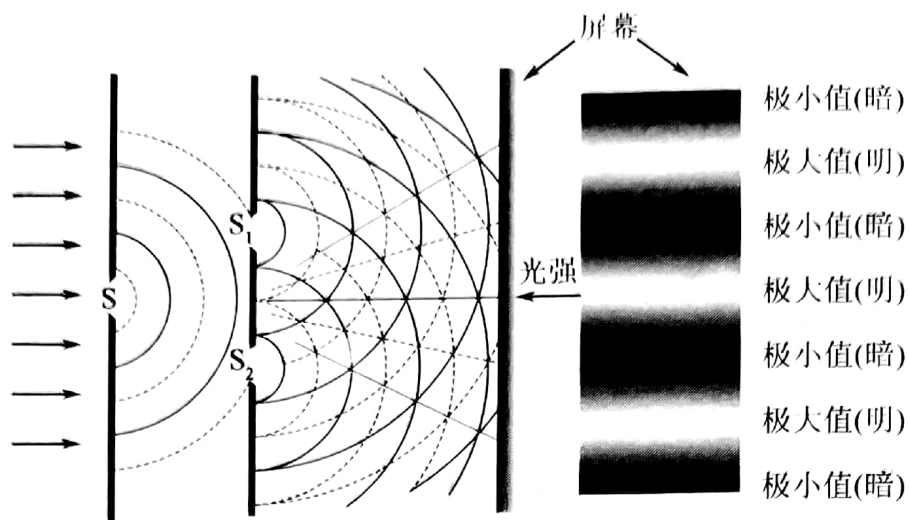


图 7-2 杨氏干涉实验

过狭缝 S_1 和 S_2 射向前方, S_1 和 S_2 是 S 的波阵面上分离出来的两个小面元所构成的子波源, 所以 S_1 和 S_2 就成了两个相干光源. 由 S_1 和 S_2 发出的光波射到屏幕上就能生成稳定的、明暗相间的干涉条纹.

利用惠更斯原理还可以得到干涉条纹的分布规律. 如图 7-3 所示, 设点光源 S 到小孔 S_1 和 S_2 的距离相等, 从 S_1 和 S_2 发出的光的初相位始终相同, 两列光波达到 P 点时的相位差 δ , 只决定于 S_1 和 S_2 到 P 点的距离 r_1 和 r_2 .

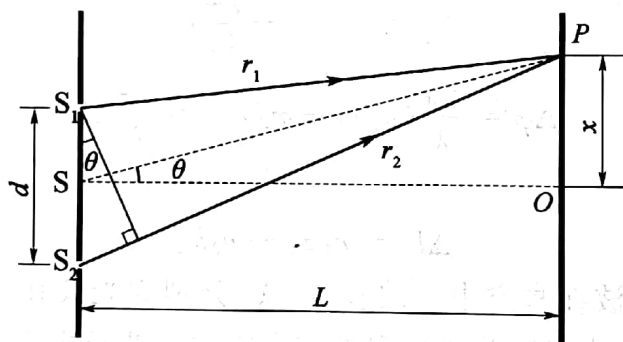


图 7-3 杨氏干涉条纹

设光源是波长为 λ 的单色光, 在同一媒质中传播, 即 $n_1 = n_2$. 在实验装置中, 从两缝到屏的距离 L 远大于两缝间的距离 d . 光程差 ΔL 为

$$\Delta L = n_2 r_2 - n_1 r_1 = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta \approx d \frac{x}{L}$$

由 4.4 节波的干涉以及式(7-3)可知, 加强条件为

$$\Delta L = \pm k\lambda, \quad \text{或 } x = \pm k \frac{L}{d} \lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (7-5)$$

相消条件为

$$\Delta L = \pm \frac{2k+1}{2} \lambda, \quad \text{或 } x = \pm \frac{2k+1}{2} \frac{L}{d} \lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (7-6)$$

明暗条纹上下对称分布, 条纹间隔为

$$\Delta x = \frac{L}{d} \lambda \quad (7-7)$$

由式(7-7)可知:



(1) 由于光波波长 λ 很小, 两缝间的距离 d 必须足够小, 从两缝到屏的距离 L 必须足够大, 才能使条纹间隔大到可以用眼睛分辨清楚;

(2) 对于已知 d 和 L 的杨氏干涉实验装置, 利用式(7-7) 可以通过条纹间隔 Δx 的测量来确定光波波长 λ ;

(3) Δx 与 λ 成正比, 波长越短的条纹间隔越小. 若用白光光源, 各种颜色的亮纹将按波长大小逐级分开, 除中央亮纹仍是白色外.

7.1.3 洛埃镜

继杨氏干涉实验之后, 洛埃(Lloyd) 应用从一个光源直接发出的光和它在平面镜上反射的光得到相干光源, 如图 7-4 所示. MN 表示一块平面反射镜, 从狭缝光源 S 发出的光波中, 一部分入射到平面镜后反射到屏幕上(相当于从虚光源 S' 发出的光), 另一部分直接投射到屏幕 E 上, 这也是来自同一光源经过不同路程的两束光, 于是, 处在这两束相干光的交叠区域里的屏幕上将出现干涉条纹.

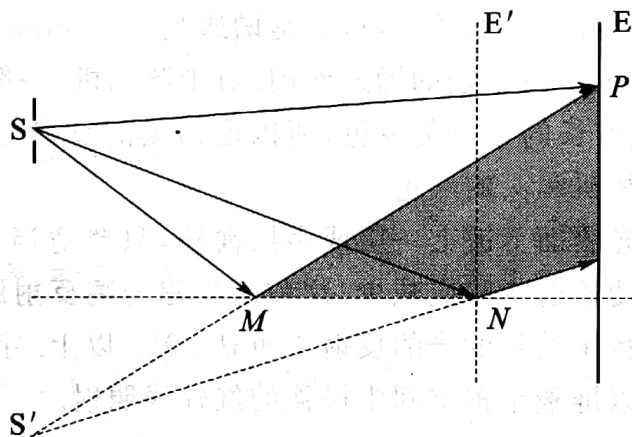


图 7-4 洛埃镜

洛埃镜实验的重要意义在于, 它用实验证实了光波由光密媒质反射时要遭受半波损失. 当屏幕移动到与镜端 N 接触时, 屏与镜接触处出现暗条纹, 这表明直接射到屏幕上的光和经过反射的光相位差为 π . 直接射到屏幕上的光不可能有这个变化, 只能是从光疏媒质到光密媒质反射的光发生了相位差为 π 的突变, 即半波损失.

7.1.4 薄膜干涉

太阳光照在肥皂泡上, 能观察到彩色条纹, 这就是一种薄膜干涉现象. 光波照射透明薄膜时, 在膜的上下两个表面都有部分反射. 这些反射波来自同一光源, 但所经历的光程不同, 相遇时会发生干涉现象.

如图 7-5 所示, 设薄膜厚度为 d , 折射率为 n_2 , 放在折射率为 n_1 的媒质中, 光波的入射角为零, 波长为 λ . 光波到达膜的上表面时, 一部分反射, 另一部分进入薄膜. 进入薄膜的光, 又有一部分在薄膜的下表面上反射回来并穿出上表面. 穿越薄膜的反

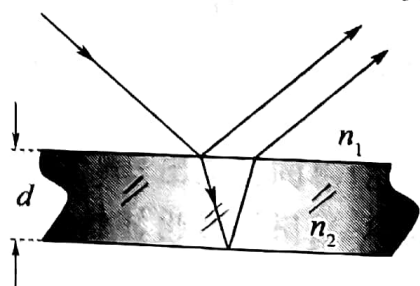


图 7-5 薄膜干涉



射光比直接从上表面反射的光多走了一段光程 $2n_2d$.

当 $n_2 > n_1$ 时, 光在上表面反射时有半波损失; 当 $n_2 < n_1$ 时, 光在下表面反射时有半波损失, 所以无论 n_2 和 n_1 谁大, 穿越薄膜的反射光与直接从上表面反射的光的光程差为

$$\Delta L = 2n_2d + \frac{\lambda}{2}$$

所以加强条件为

$$2n_2d = (2k-1)\frac{\lambda}{2}, \quad \text{或 } d = (2k-1)\frac{\lambda}{4n_2}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (7-8)$$

相消条件为

$$2n_2d = k\lambda, \quad \text{或 } d = \frac{k\lambda}{2n_2}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (7-9)$$

如果薄膜的折射率介于上下媒质折射率之间, 则上述加强和相消条件需对调一下.

根据薄膜干涉原理, 可以制成增透膜、高反射膜等. 在光学元件的透光表面上, 镀上一薄层透明胶. 如果选择透明胶薄膜的折射率介于空气和光学元件之间, 于是在膜层的光学厚度为 $nd = \lambda/4, 3\lambda/4, \dots$ 时, 薄膜上下表面反射的两束光相干叠加而减弱, 使光学元件因反射而造成的光能损失大大减少, 从而增加了光的透射, 这就是增透膜(reflection reducing coating). 每种增透膜都只能对特定波长的光具有最佳的增透作用. 对于照相机, 一般选择可见光的中部波长 550 nm 来消反射光. 由于该波长的光呈黄绿色, 所以增透膜的反射光呈现出与它互补的蓝紫色, 这就是平常所看到的照相机镜头的颜色.

同理, 在光学元件的透光表面上镀上一层或多层薄膜, 只要适当选择薄膜材料及其厚度, 也可以使反射率大大增加, 使透射率相应减少, 这种薄膜称为高反射膜(high reflection film). 如激光器中的高反射镜, 对特定波长的光的反射率可达 99% 以上. 宇航员头盔上镀有对红外线具有高反射率的多层膜, 以屏蔽宇宙空间中极强的红外线照射.

例 7.1 如图 7-6 所示, 照相机的透镜常镀上一层透明薄膜, 使更多的光进入透镜. 常用的镀膜物质是氟化镁 MgF_2 , 它的折射率为 $n = 1.38$. 为了使可见光谱中 $\lambda = 550 \text{ nm}$ 的光有最小反射, 求膜的最小厚度.

解 假设光线垂直入射. 由于两次反射都有半波损失, 因此两反射波相互削弱的条件是

$$2nd = \frac{\lambda}{2}$$

所以

$$d = \frac{\lambda}{4n} = \frac{550 \text{ nm}}{4 \times 1.38} = 99.6 \text{ nm}$$

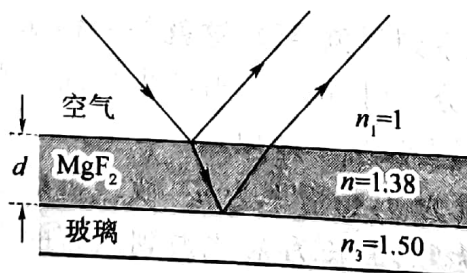


图 7-6



7.2 光的衍射

7.2.1 惠更斯 - 菲涅耳原理

衍射(diffraction)现象也是一切波动的共同特征.光在传播过程中遇到障碍物时,能够绕过障碍物的边缘前进,光的这种偏离直线传播的现象称为光的衍射现象.衍射现象是否明显取决于障碍物线度与波长的对比,当障碍物的大小比光的波长大得不多时,才能观察到衍射现象.

惠更斯原理指出,波在传播时,波阵面上的每一点都可以作为新的子波波源,在任意时刻,各个子波所形成的包络面,就决定了新的波阵面.惠更斯提出子波假设,可定性地从某时刻的已知波阵面位置求出后面另一时刻的波阵面位置.但不涉及子波的强度和相位,因而无法解释衍射图样中的光强分布.菲涅耳在惠更斯的子波假设基础上,提出了子波相干叠加的思想,从而建立了反映光的衍射规律的惠更斯 - 菲涅耳原理(Huygens-Fresnel principle):波前 S 上每个面积元 dS 发出的子波在空间任意点 P 引起一定的光振动,整个波前 S 在 P 点引起的光振动是所有子波在该点光振动的相干叠加.

7.2.2 单缝夫琅禾费衍射

衍射系统通常包括:光源、衍射屏、接收屏三部分.按此三部分相互间距离的大小,通常将衍射分为两类:

- (1) 菲涅耳衍射(Fresnel diffraction):衍射屏与光源或接收屏的距离为有限远时的衍射.
- (2) 夫琅禾费衍射(Fraunhofer diffraction):衍射屏与光源和接收屏的距离都为无穷远时的衍射,或者说,照射到衍射屏上的入射光和离开衍射屏的衍射光都是平行光的衍射.

在此只讨论夫琅禾费衍射.观察时利用一个会聚透镜使经过物体衍射后的光波在其焦平面上成像.这样即可增加衍射图样的亮度,又可保持衍射图样的性质不变,以便于观察.

夫琅禾费衍射是平行光的衍射,在实验中可借助于两个透镜来实现.如图 7-7 所示,透镜 L_1 把光源发出的光波变成平行光, D 是一块垂直于入射光线的平板, AB 是板中的长直狭缝,它的方向与纸面垂直.当光波到达狭缝时,波阵面上各点都是新的波源,向各个方向发射子波.图 7-7 中画出的是各个子波源发出的衍射角(衍射光线入射光线所成的角)为 θ 的一束平行光,经过透镜 L_2 后会聚在光屏的 P 处.图 7-8 下部分是光屏上的单缝衍射图样.对单色光而言,正对狭缝的是中央亮带,上下对称分布着与狭缝平行的各级明暗条纹.图 7-8 上部分是光强分布曲线,光强的极大值、极小值分别与各级明暗纹的中心对应.

对于衍射角 $\theta = 0$ 的衍射光线,即沿着入射方向的一束平行光,从 AB 出发时同相位.由于平行光经会聚透镜会聚并不产生附加的光程差,这些光线会聚在 P_0 处时仍是同相位.所以正对狭缝中心处,屏上出现平行于狭缝的中央亮带.

对于衍射角 $\theta \neq 0$ 的衍射光线,在同一束平行光中,从狭缝 AB 上不同点出发的光到达屏



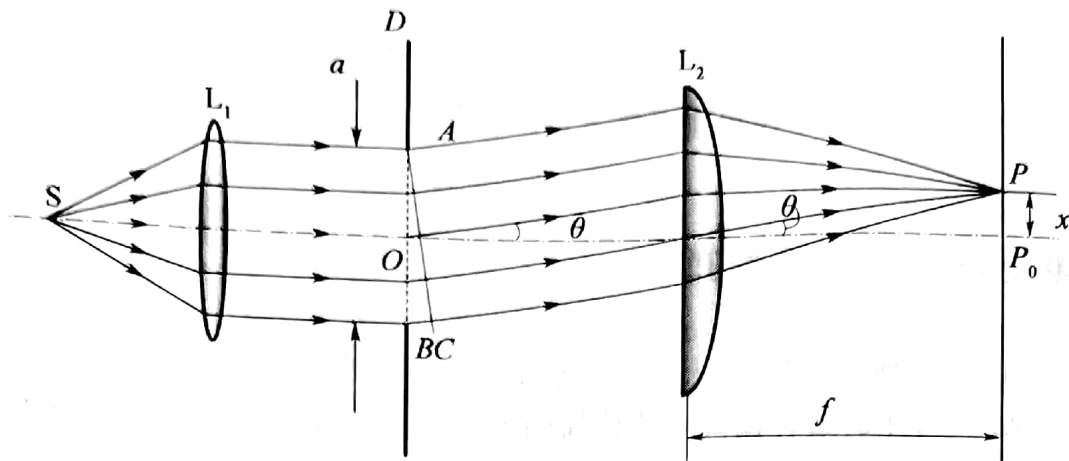


图 7-7 单缝夫琅禾费实验

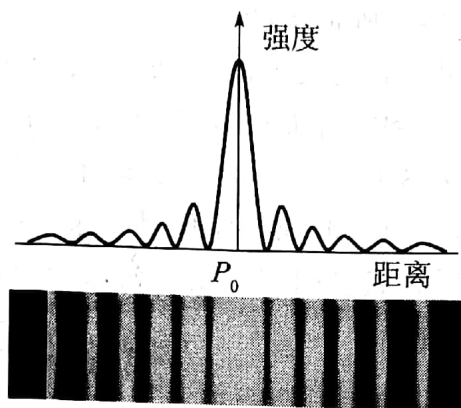


图 7-8 单缝衍射图样

上会聚点时光程差越来越大. 作 AC 与平行光束垂直, 从 AC 面上各点到会聚点的光程差都相等, 而从狭缝 AB 到 AC 各光的光程都不同, 其中最大光程差 $BC = a \sin \theta$. 随着衍射角 θ 的增大, 当 BC 等于一个波长时, 则从 A 点和 O 点发出的光, 光程差就是半个波长, 它们在 P 点相遇, 互相抵消. 这时, 可以设想把整个狭缝 AB 上的波阵面划分为两个大小相同的波阵面带, 简称波带. 波带 AO 中的任何一点, 均可在波带 OB 中找到一个相应点, 从这两点到屏上 P 点的光程差等于半个波长. 所以, 从波带 AO 和波带 OB 发出的一切衍射角为 θ 的光, 在屏上 P 点都完全抵消, P 点的光强为零. 这就是中央亮带两侧第一个光强极小值, 第一暗纹.

依次类推, 随着衍射角 θ 的增大, 当最大光程差 BC 恰好等于半个波长的偶数倍时, 可以把整个狭缝 AB 的波阵面等分成偶数 $2k$ 个波带, 相邻波带发出的光在屏上 P 点都互相抵消, 为第 k 级暗纹, 其衍射角服从下式:

$$a \sin \theta = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad \text{或 } \theta = \pm \sin^{-1} \frac{k\lambda}{a}, \quad k = 1, 2, 3 \dots \quad (7-10)$$

反之, 当最大光程差 BC 恰好等于半个波长的奇数倍时, 可以把整个狭缝 AB 的波阵面等分成奇数 $(2k+1)$ 个波带, 其中 $2k$ 个波带发出的光在屏上 P 点都互相抵消, 只剩下一个波带发出的光使屏上 P 点形成第 k 级明纹, 其衍射角服从下式:

$$a \sin \theta = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad \text{或 } \theta = \pm \sin^{-1} \frac{(2k+1)\lambda}{2a}, \quad k = 1, 2, 3 \dots \quad (7-11)$$

随着级数 k 的增大, 明纹强度逐渐减弱.



一般各级衍射条纹到中央亮带中心的距离 x 远小于焦距 f , 所以 $\sin \theta = \tan \theta = \frac{x}{f}$, 屏上

各级暗纹的坐标为

$$x = \pm \frac{k\lambda}{a}f \quad (7-12)$$

相邻暗纹间隔为

$$\Delta x = \frac{\lambda}{a}f \quad (7-13)$$

但中央亮带的宽度是其他明纹宽度的两倍. 中央亮带中心最亮, 其光强自中心向两侧连续递减, 直到第 1 级暗纹, 如图 7-8 所示. 常用第 1 级暗纹的衍射角为

$$\theta = \sin^{-1} \frac{\lambda}{a} \quad (7-14)$$

表示中央亮带的半角宽度.

由式(7-14)可知, 在单缝衍射中, 波长 λ 越接近缝宽 a , 中央亮带越宽, 衍射现象越明显. 只有当 $\lambda \ll a$ 时, θ 趋于零, 中央亮带几乎收缩成一条线, 才可忽略衍射现象, 光沿直线传播.

7.2.3 圆孔夫琅禾费衍射和光学仪器的分辨率

把图 7-7 中的狭缝改为圆孔, 则在光屏上得到圆孔衍射图样如图 7-9 所示. 与单缝情形类似, 圆孔衍射中的绝大部分能量(占总能量的 83.8%)也集中在被称为艾里斑(Airy disk)的中央亮圆内. 艾里斑的中心是几何光学的像点.

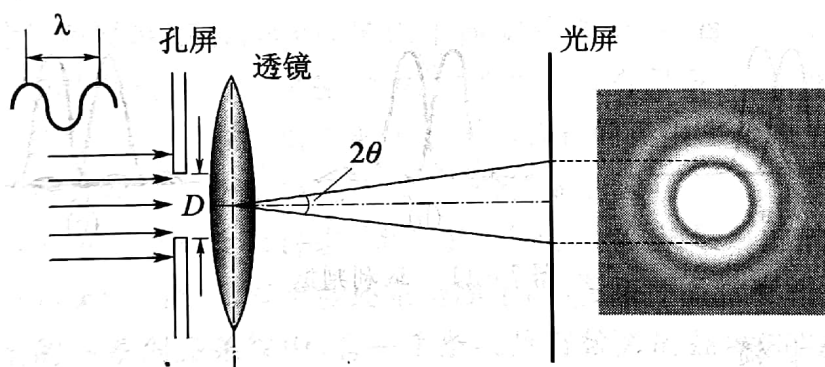


图 7-9 圆孔衍射和艾里斑

理论计算可知, 第 1 级暗纹的角度与圆孔直径 D 和入射波长 λ 的关系为

$$\sin \theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

考虑到 θ 很小, 可以用 θ 近似代替 $\sin \theta$. 于是有

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (7-15)$$

常用式(7-15)表示中央亮圆的半角宽度. 圆孔衍射是许多光学仪器中不可避免的现象, 它影响到成像的质量.

光学仪器中的透镜、光阑等都相当于透光的小孔, 人眼的瞳孔也有类似作用. 物点经透镜便不能获得清晰的像点, 而是衍射的图样. 当两个物点相距很近时, 它们所形成的像点处就出现两个相互重叠的艾里斑(见图 7-10), 从而限制了仪器的分辨率. 因此通过对于圆孔衍射的



分析可以帮助理解光学仪器的分辨率,分析其成像质量.

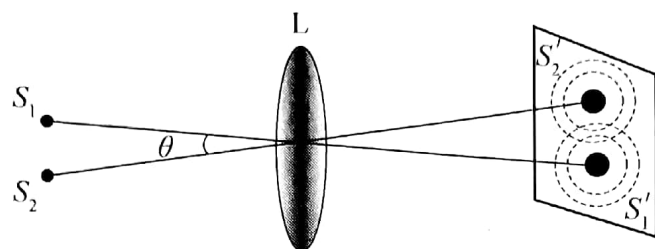


图 7-10 两物点生成的衍射像

1. 瑞利判据(Rayleigh criterion)

两个物点至少应相距多远,仪器才能够把它们分辨开呢?对于两个强度相等且不相干的点光源来说,瑞利判据规定:如果一个物点衍射图样的中央主极大与另一个物点衍射图样的第1级暗纹相重合时,这两个物点是恰可分辨的.根据瑞利判据,两物点恰可分辨时,衍射图样中一个爱里斑的中心恰好和一个爱里斑的边缘相重合.即两衍射图样中爱里斑的中心距离刚好为爱里斑的半径.因此两物点的分辨极限角(angle of minimum resolution)可用式(7-15)计算.

图 7-11 分别显示了不能分辨、恰可分辨和可以分辨三种情况.瑞利判据只是一个大致的判断标准.一般比实际可以分辨的极限要求更严.

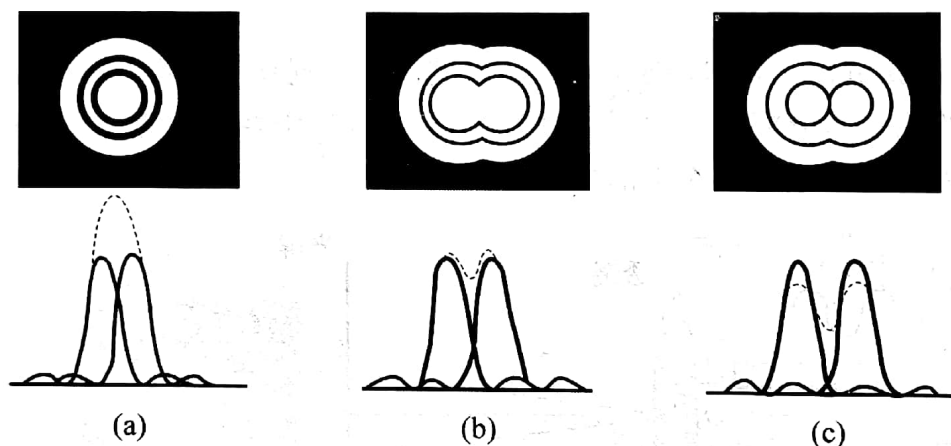


图 7-11 瑞利判据

2. 人眼的分辨本领

人眼的光学系统可看成一枚凸透镜.如图 7-12 所示,根据瑞利判据(假设眼睛内介质的折射率为 n') A 和 B 两点恰可分辨时, A' 和 B' 之间的角距离为

$$\theta' = 1.22 \frac{\lambda'_n}{D} = 1.22 \frac{\lambda}{n'D}$$

决定人眼分辨能力的瞳孔直径 D ,它是可调的,白昼小而黑夜大,其正常范围是 $2 \sim 8 \text{ mm}$,可据此估算出人眼的最小分辨角.

例 7.2 如图 7-12 所示,取瞳孔直径 $D = 2 \text{ mm}$,可见光中人眼最敏感的黄绿色,波长为 $\lambda = 5.5 \times 10^{-4} \text{ mm}$,求人眼对两物点的最小分辨角;假设瞳孔至视网膜间的距离为 $l = 22 \text{ mm}$,折射率 $n' = 1.33$,求视网膜上恰可分辨的两点 A' 、 B' 之间的距离.

解 由式(7-15)人眼的最小分辨角

$$\theta_0 = 1.22 \times \frac{5.5 \times 10^{-4}}{2} \approx 3.4 \times 10^{-4} \text{ rad}$$



视网膜上恰可分辨的两点 A' 、 B' 之间的距离为

$$A'B' = l\theta'_0 = 22 \times \frac{1.22 \times 5.5 \times 10^4}{1.33 \times 2} \approx 5 \times 10^{-3} \text{ mm}$$

根据人眼的最小分辨角可计算出,正常人眼的可分辨明视距离 25 cm 处间隔 0.06 mm 的两条刻线. 这个生理光学数据是十分重要的,是助光学仪器设计的依据.

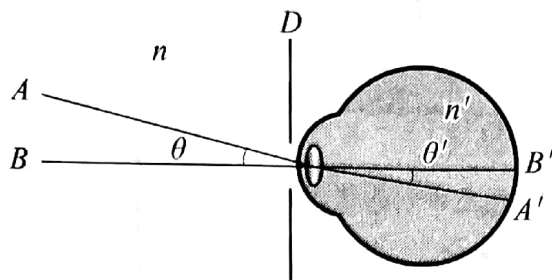


图 7-12 人眼的最小分辨角

利用光学仪器的放大能力可以帮助人眼更好地分辨物体的细节. 但是光学仪器放大了像点之间的距离,同时也放大了艾里斑. 因此借助光学仪器观察细小物体时,不仅要有一定的放大率,还要有足够的分辨能力,才能把微小的物体放大到清晰可见的程度. 经计算可知,光学显微镜的最小分辨距离不小于 200 nm. 电子具有波动性,当加速电压为几十万伏时,电子的波长约为 10^{-3} nm,最小分辨率可达 10^{-2} nm. 所以电子显微镜有很好的分辨能力.

干涉和衍射物理本质相同,都是光的相干叠加. 之所以对两者作出区分,主要是基于以下几种考虑:其一,从实验所采用的装置和方法看,两者有区别;其二,从采用的数学手段上看,两者有区别;其三,从物理结果上看,两者有区别. 干涉是有限多的分立的“光束”的相干叠加,所以要求每一条“光束”都要足够细,因而,杨氏干涉实验装置中,每一个狭缝或针孔都要足够小,以至于可以认为其中仅包含有一个振动源. 这些光束是有限条,或虽然有无限多条,但是光束之间是离散的、不连续的、可数的. 而衍射则是连续分布的无限多个点光源(次波中心)发出的光波的相干叠加. 所以每一个衍射单元可以比较大,如菲涅耳圆孔、夫琅禾费单缝、圆孔、矩孔等,其中每一个衍射单元中包含有许多(无限多)个扰动源. 从最后的效果看,干涉之后光的能量在空间均匀分布,无论杨氏双缝干涉还是薄膜干涉,各级亮条纹有相差不大空间角宽度和强度;而衍射所产生的一系列亮条纹中,有一个条纹具有较大的强度和角宽度,如夫琅禾费圆孔衍射的艾里斑、单缝衍射的零级条纹,这个特殊的衍射级就是系统的几何像点,因而衍射的结果更接近于几何成像的情况,或者,几何光学就是衍射的零级近似. 干涉和衍射经常同时出现在某些光学现象中,比如下面介绍的光栅衍射条纹就是单缝衍射和多缝干涉的总和.

7.2.4 衍射光栅

在单缝衍射中,若缝较宽,明条纹亮度较强,但条纹间隔很窄;若缝较窄,虽可获得间隔较宽的条纹,但因亮度减少,条纹不够清楚. 在这两种情况下都很难精确测定条纹宽度,因而利用单缝衍射不能精确测定光波波长. 由于衍射光栅(diffraction grating)可以获得亮度很大、分得很开、本身宽度又很窄的衍射条纹,所以利用它可准确测定光波波长.

具有周期性空间结构光学性能(如透射率,折射率)的衍射屏,统称光栅(grating),如图 7-13 所示. 例如,在一块不透明的障板上刻出一系列等宽间隔的平行狭缝就是一种简单的—



维多缝光栅. 晶体由于内部原子排列具有空间周期性而成为天然三维光栅. 光栅的种类很多, 有透射光栅和反射光栅, 有平面光栅和凹面光栅, 有一维光栅、二维光栅和三维光栅等.

如前所述, 在单缝夫琅禾费衍射中, 凡是衍射角 θ 相同的平行光, 都将会聚在接收屏幕上相同的点 P , 如图 7-14 所示. 因此, 单缝的夫琅禾费衍射图样在接收屏幕上的位置, 与狭缝在垂直于透镜光轴方向上的位置无关. 透射光栅是由一族平行的狭缝组成的, 它们排布在垂直于光轴的方向上. 于是, 光栅的每条狭缝都将在接收屏幕上的同一位置, 产生单缝的夫琅禾费衍射图样.

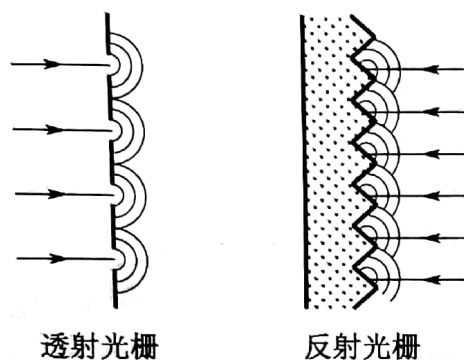


图 7-13 光栅

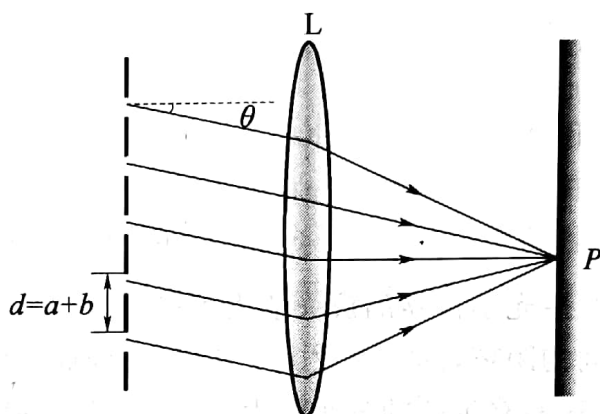


图 7-14 光栅衍射

下面考虑干涉的情况. 图 7-15 所示的光栅衍射中, 设光栅的每条狭缝的缝宽都是 a , 缝间隔都是 b , 相邻狭缝对应点之间的距离 $d = a + b$ 称为光栅常量 (grating constant). 则相邻狭缝沿 θ 角方向的衍射光线之间的光程差为 $\Delta L = d \sin \theta$.

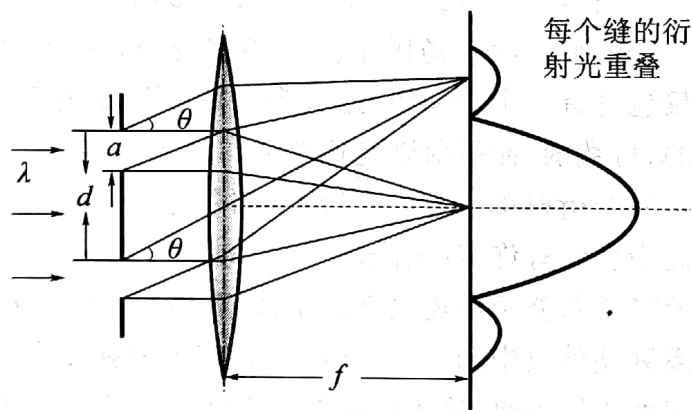


图 7-15 光栅衍射中每个单缝所形成衍射的光强分布重合

只有当相邻两缝相应点发出的光其光程差等于整数倍波长时, 经透镜会聚在屏上才能同相相遇, 彼此加强为明条纹, 即明纹的位置取决于

$$d \sin \theta = k\lambda, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (7-16)$$

这就是光栅方程 (grating equation). 整数 k 称为级数, 代表不同的谱线, 与 k 对应的明条纹叫光栅的第 k 级像.

屏上光强的分布不能仅从光束的干涉考虑, 必须同时考虑单缝衍射的作用. 若某一方向虽然符合式 (7-16), 但同时恰好满足单缝衍射暗纹条件式 (7-10), 则光栅的这一级像不会出现, 称为光栅的缺级 (missing order).

图 7-16 为光栅衍射光强分布图. 其中曲线 a 是表示每一条缝发出的光在不同 θ 方向的衍射光强的分布; 曲线 b 则是主明纹的光强受到单缝衍射的调制, 使主极大的光强分布不再均



匀,并出现缺级.

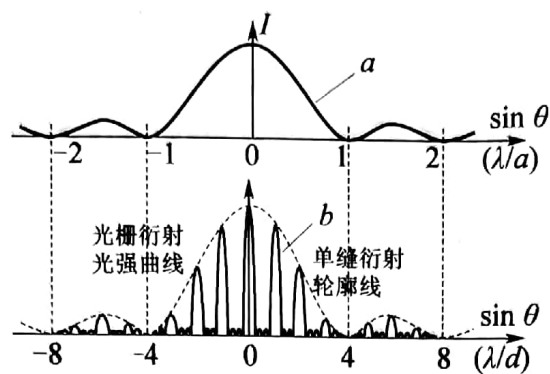


图 7-16 光栅衍射的光强分布示意图

例 7.3 一光栅在 2.54 cm 的距离中刻有 1 500 条狭缝. 对某一波长的光, 测得其第一级亮纹的衍射角为 $13^\circ 40'$, 求此光波的波长?

解 依题意, 光栅常数为

$$d = 2.54 \text{ cm} / 1500 = 1.69 \times 10^{-5} \text{ m}, k = 1$$

则由光栅方程式(7-16)得光波的波长为

$$\lambda = d \sin \theta = 1.69 \times 10^{-5} \times \sin 13^\circ 40' \text{ nm} \approx 400 \text{ nm}$$

由光栅方程 $d \sin \theta = k\lambda$ 可知, 当光栅常量 d 一定时, 同一级明条纹对应的衍射角 θ 随着波长 λ 的增长而增大. 所以白光经光栅后, 同级彩色明条纹分别从紫到红依次分开(除零级外)而不相互重叠, 这就是光栅色散现象.

由于光照到物质时, 物质会吸收和反射一定波长的光, 不同物质作为光源发出的光所形成的光谱各不相同, 所以不同元素或者化合物各有自己特定的光谱. 由光谱线的成分, 可以分析出物质所含的元素或化合物, 还可以从光谱线的强度定量地分析出元素的含量. 因此关于物质的发射光谱和吸收光谱的研究已成为研究物质结构的重要手段之一.

衍射光栅具有色散能力, 平行入射到光栅上的白光, 经过光栅的色散, 具有不同的波长的谱线将会出现在空间不同的位置上. 如果保持整个系统不变, 而只让某一个具有特定衍射角的谱线出射, 则从系统中出射的光就具有单一的波长, 这种仪器就是单色仪. 如果转动光栅, 从而使不同波长的谱线能够在某个方位一次出射, 就是光谱仪. 其实, 单色仪与光谱仪是同一种仪器, 只是根据使用目的不同而有不同的名称.

7.3 光的偏振

7.3.1 自然光与偏振光

早在光的电磁理论建立以前, 在杨氏双缝实验成功以后不久, 马吕斯于 1809 年就在实验上发现了光的偏振现象. 直到光的电磁理论建立以后, 光的横波性才得以完满的说明. 在自由空间传播的光波是一种纯粹的横波, 光波中沿横向振动着的物理量是电场矢量和磁场矢量, 鉴于在光和物质的相互作用过程中主要是光波中的电场矢量起作用, 所以人们常以电场矢量作



为光波中振动矢量的代表。

光的横波性只表明电场矢量与光的传播方向垂直,在与传播方向垂直的二维空间里电场矢量还可能有各式各样的振动状态,称为光的偏振态。实际中最常见的光的偏振态大体可分为 5 种,即自然光、线偏振光、部分偏振光、圆偏振光和椭圆偏振光,如图 7-17 所示。

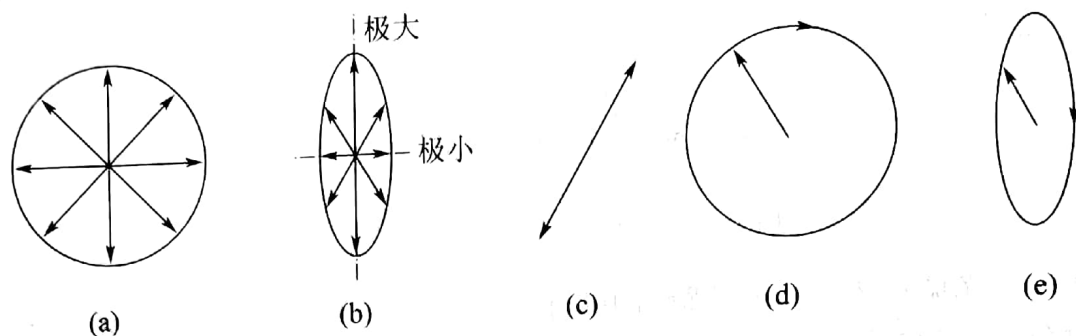


图 7-17 自然光和偏振光的光矢量分布

1. 自然光

光是光源中大量原子或分子发出的,在普通光源中各原子或分子发出的光波不仅初相位彼此无关联,它们的振动方向也是杂乱无章的.因此宏观看起来,入射光中包含了所有方向的横振动,而平均说来它们对于光的传播方向形成轴对称分布,哪个横方向也不比其他横方向更为突出.具有这种特点的光叫做自然光,其光矢量在垂直于传播方向的平面上的分布如图 7-17(a) 所示。

2. 线偏振光

只包含单一振动方向的光叫做线偏振光,其光矢量在垂直于传播方向的平面上的分布如图 7-17(c) 所示. 只要把自然光中某一方向上的光振动完全消去,就可以得到与该方向垂直的光振动的线偏振光. 获得线偏振光的器件或装置称为起偏器(polarizer). 有些晶体对不同方向的电磁振动具有选择吸收的性质,利用这一性质可以制成偏振片(polaroid),并把偏振片能透过的振动方向称为它的透振方向. 线偏振光中振动方向与传播方向构成的平面叫做偏振面. 偏振片是一种起偏器,它可以将自然光或部分偏振光转变为光振动沿透振方向的线偏振光。

如图 7-18 所示,透振方向为 P_1 的偏振片用来产生线偏振光. 透振方向为 P_2 的偏振片用来检验线偏振光,称之为检偏器(analyzer). 当 $P_1 // P_2$ 时,所观察的光强不受影响;但当 $P_1 \perp P_2$ 时,光振动沿 P_1 方向的线偏振光入射到检偏器后完全被它吸收,出现消光现象. 如果以光线传播方向为轴旋转第 2 张偏振片,每转 90° 就交替出现透射光强极大和消光现象。

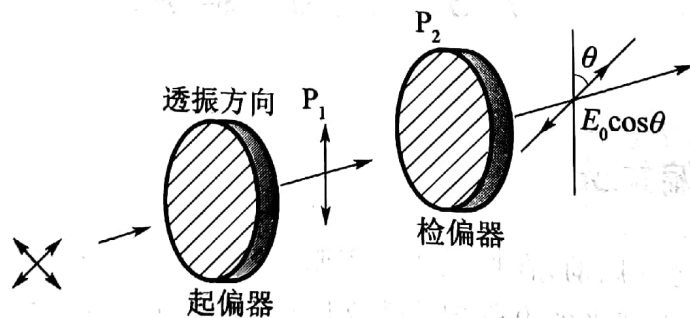


图 7-18 起偏器和检偏器



马吕斯定律(Malus law)指出,一束光强为 I_0 的线偏振光,透过检偏器的透射光强为

$$I = I_0 \cos^2 \theta \quad (7-17)$$

式中, θ 是线偏振光的光振动方向与检偏器透振方向之间的夹角.

人眼只对光的强度和频率敏感,对光的偏振方向是无法分辨的.由马吕斯定律可知,只要改变平行放置的两偏振片偏振化方向之间的夹角,就可以对投射光强度进行控制和检验.

3. 部分偏振光

经常遇到的光,除了自然光和线偏振光外,还有一种偏振状态介于两者之间的光.如果用检偏器去检验这种光的时候,随着检偏器透振方向的转动,透射光的强度既不像自然光那样不变,又不像线偏振光那样每转 90° 交替出现强度极大和消光,其强度每转 90° 也交替出现极大和极小,但强度的极小不是 0(即不消光).这种光虽然也像自然光那样,是彼此没有固定相位关系的方向任意的光振动的组合,但其不同方向的振幅大小不同,具有这种特点的光,叫做部分偏振光,其光矢量在垂直于传播方向的平面上的分布如图 7-17(b) 所示.

如果用检偏器检验部分偏振光,透射光的强度将随其透振方向的改变而改变.设透射光强的极大值和极小值分别为 $I_{\max}$ 和 $I_{\min}$,则两者相差越大,就说明该部分偏振光的偏振程度越高,一般用偏振度(degree of polarization) P 来描述部分偏振光的偏振程度

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (7-18)$$

式(7-18)中, $I_{\max} + I_{\min}$ 为两个相互垂直的分量的光强之和,即部分偏振光的总光强 I .对于自然光有 $I_{\max} = I_{\min}$, $P = 0$;对于线偏振光有 $I_{\min} = 0$, $P = 1$,即线偏振光是偏振度最大的光.

4. 圆偏振光

如果一束光的电场矢量在波面内运动的特点是其瞬时值的大小不变,方向以角速度 ω (即波的圆频率)匀速旋转,换句话说,电场矢量的端点描绘的轨道为一圆,这种光叫做圆偏振光,其光矢量在垂直于传播方向的平面上的分布如图 7-17(d) 所示.由振动的合成理论可知,两个相互垂直的简谐振动,当它们的振幅相等,相位差为 $\pm \pi/2$ 时,其合成运动的轨迹是一个圆,所以圆偏振光可看成是两个相互垂直的线偏振光的合成.

5. 椭圆偏振光

电场矢量的端点在波面内描绘的轨迹为一椭圆的光,称为椭圆偏振光,其光矢量在垂直于传播方向的平面上的分布如图 7-17(e) 所示.椭圆运动也可看成是两个相互垂直的简谐振动的合成,只是它们的振幅不等,或相位差不等于 $\pm \pi/2$.

7.3.2 玻片堆

实验表明,当自然光在任意两种各向同性介质的分界面上发生反射和折射时,反射光和折射光一般都是部分偏振光.一般把入射光线与界面法线所确定的平面称为入射面,把入射的自然光($I_0 = E_0^2$)用两个相互垂直、振幅相等、无相位差的线偏振光表示:一个与入射面平行,其振幅用 E_p 表示;一个与入射面垂直,其振幅用 E_s 表示.

1812 年,布儒斯特(Brewster, 1787 ~ 1868)发现,若光从折射率为 n_1 的介质射向折射率



为 n_2 的介质, 有一定值 θ_b , 即

$$\tan \theta_b = \frac{n_2}{n_1} \quad (7-19)$$

当入射角 $\theta_i = \theta_b$ 时, 反射光成为其振动方向垂直于入射面的线偏振光, 如图 7-19 所示, 这就是布儒斯特定律, θ_b 称为布儒斯特角 (Brewster angle) 或起偏角 (polarizing angle). 由折射定律可知

$$\frac{\sin \theta_b}{\sin \theta_r} = \frac{n_2}{n_1}$$

其中, θ_r 为折射角. 将上式与式 (7-19) 相比较有

$$\theta_b + \theta_r = \frac{\pi}{2} \quad (7-20)$$

即在入射光以布儒斯特角入射时, 反射光和折射光相互垂直, 如图 7-20 所示.

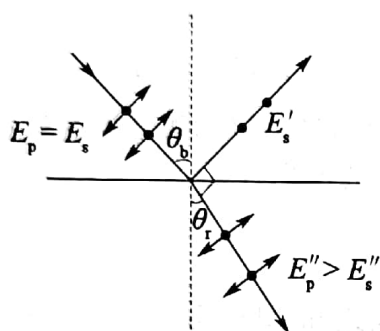


图 7-19 布儒斯特定律

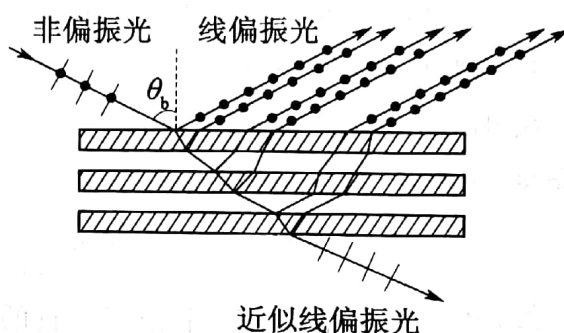


图 7-20 玻片堆

当自然光从空气射向玻璃 ($n \approx 1.5$) 时, $\theta_b = \arctan 1.5 = 56^\circ$, 可以计算由玻璃反射所获得的线偏振光的强度为入射自然光总能量的 7%, 反射光的强度很弱. 如果应用图 7-20 所示的玻片堆, 并使自然光以布儒斯特角入射, 则与入射面垂直的 s 分量在玻片堆的每一个分界面上都要被反射掉一部分, 而与入射面平行的 p 分量在各分界面上都不被反射. 当玻片数量足够多时, 从玻片堆透出的光就非常接近线偏振光, 其振动方向与入射面平行. 所以玻片堆可以用作起偏器或检偏器.

7.3.3 双折射

在各向异性的晶体中, 光的偏振态将发生变化. 如当透过方解石观察书上的字迹时, 可以看到字迹的双像, 如图 7-21 所示. 这表明, 一束光在这种晶体内分成了两束, 它们的折射程度不同, 这种现象称为双折射 (birefringence).

如图 7-22 所示, 垂直入射晶体表面的光线产生两条折射线, 其中一条没有改变前进方向, 遵守一般的折射定律, 称为寻常光 (ordinary light), 简称 o 光; 另一条不服从折射定律, 称为非常光 (extraordinary light), 简称 e 光. 利用检偏器可以看出, 从双折射晶体射出的这两束光都是线偏振光, 它们的振动方向相互垂直.



图 7-21 方解石的双折射



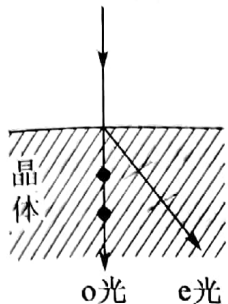


图 7-22 o 光和 e 光

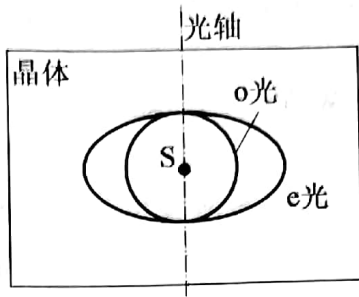


图 7-23 点光源在晶体内产生的波阵面

在方解石等晶体中存在一个特殊的方向,当光线在晶体内沿着这个方向传播时,不发生双折射,o光和e光不分开.这个特殊的方向称为**晶体的光轴**(optical axis)(光轴是指一个方向,而不是指一条直线),如图7-23所示.在光轴以外的方向,o光的传播速度和沿光轴的传播速度相同,但e光传播速度则因方向而异.所以o光在晶体中传播的波阵面是球面,而e光在晶体中传播的波阵面是椭球面.

利用惠更斯原理可以说明平行光在晶体表面所产生的双折射现象,且可以得出折射线传播方向.图7-24为光轴与晶体表面平行时,平行光入射到晶体表面后的折射情况.由图可知,尽管o光和e光的传播方向没有改变,但两者的波面并不重合.它们一快一慢地沿同方向传播,结果使o光和e光之间产生了一定的附加光程差:

$$\Delta L = \left(\frac{c}{v_o} - \frac{c}{v_e} \right) d \quad (7-21)$$

其中, c 为真空中光速; v_o 和 v_e 为o光和e光在晶体中的传播速度; d 为晶体的厚度.波片(wave plate)正是利用晶体的这种性质作成的.

波片是从单轴晶体上切割下来的薄片,其表面与晶体的光轴平行.如图7-24所示,适当选取波片的厚度 d ,就可以使出射的o光和e光之间产生任意数值的相位延迟.在实际中,最常用的是1/4波片(quarter-wave plate),其厚度满足

$$\left(\frac{c}{v_o} - \frac{c}{v_e} \right) d = \pm \frac{\lambda}{4} \quad (7-22)$$

这时,o光和e光之间的相位差为 $\pm\pi/2$;其次是半波片(half-wave plate),其厚度满足

$$\left(\frac{c}{v_o} - \frac{c}{v_e} \right) d = \pm \frac{\lambda}{2} \quad (7-23)$$

这时,o光和e光之间的相位差为 $\pm\pi$,实际上的波片厚度为上述数值加上波长或半波长的整数倍.

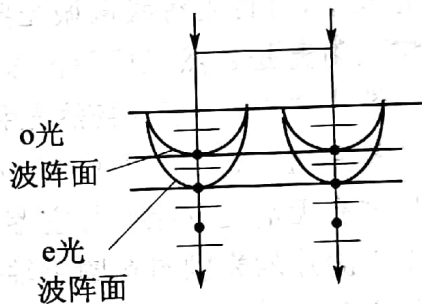


图 7-24 光轴与晶体表面平行

7.3.4 二向色性

有些晶体对不同方向的电磁振动具有选择吸收的性质.例如,天然的电气石晶体呈六角形的片状,长对角线的方向为其光轴.当光线射在这种晶体的表面上时,振动的电场矢量与光轴的平行时吸收得较少,光可以较多地通过;电场矢量与光轴垂直时被吸收得较多,光通过得很少.



7.3.6 旋光性

如前所述,在普通的单轴晶体(如方解石)中,光线沿光轴传播时不发生双折射,这时 o 光和 e 光的传播方向和波速都一样.因此,如果在这种晶体内垂直于光轴切割出一块平行平面晶片,并将它插在一对正交的偏振片之间,则从偏振片 I 透出来的线偏振光经过此晶片时偏振状态没有改变,在偏振片 II 之后仍然消光.但是,在用石英晶体代替方解石做上述实验时发现,要使偏振片 II 之后消光,必须将偏振片 II 的透振方向向左或向右旋转一个角度 φ .

上述现象表明,线偏振光在通过这些物质后,它的振动发生了旋转,这种现象称为**旋光现象**.某些物质具有能使线偏振光的振动面发生旋转的性质,称为**旋光性**(optical rotation).这些具有旋光性的物质称为**旋光物质**.除石英外,很多晶体、有机化合物和有机化合物的溶液都具有旋光性.

实验表明,单色偏振光在晶体或液态化合物的旋光物质中通过时,旋转的角度 φ 与旋光物质的厚度 d 成正比,即

$$\varphi = \alpha d \quad (7-24)$$

其中,比例系数 α 称为该晶体的**旋光率**(specific rotation),它与入射光的波长有关.对于溶液而言, φ 还与溶液的浓度 C 成正比,即

$$\varphi = [\alpha]_t^\lambda \cdot C \cdot d \quad (7-25)$$

其中,比例系数 $[\alpha]_t^\lambda$ 为该溶液在温度 t 时对波长为 λ 的光波的旋光率.在其他条件不变的情况下, φ 随波长 λ 改变的现象称为**旋光色散**(rotatory dispersion).另外,旋光物质有右旋和左旋之分.当观察者迎着光线看去,振动面按顺时针方向旋转为右旋;反之,为左旋.可在旋光率前加正、负号来区分.

溶液的旋光性在制糖、制药和化工等方面很有用,如测定糖溶液浓度的糖量计(saccharimeter),就是根据糖溶液的旋光性而设计的一种仪器.如果在一定的温度和波长下事先测得旋光率 $[\alpha]_t^\lambda$,然后再测出未知浓度溶液使振动面偏转的角度 φ ,则可利用式(7-25)确定其浓度.

习 题 7

7-1 在杨氏干涉实验中,分析发生下列变化时干涉条纹位置的变化情况:(1)屏幕移近;(2)波长变长;(3)双缝的距离 d 变小.

7-2 光的干涉和衍射有何不同?光栅衍射和单缝衍射又有何不同?为何光栅衍射的明纹特别亮而窄,暗区则很宽?

7-3 在杨氏双缝干涉实验中,用波长为589 nm的单色光作光源 S ,在屏上观察到零级明纹在点 O 处,若将 S 平行于 $S_1 S_2$ 移到 S' 位置,则零级明纹向下方移动了4个明纹间隔的距离.要使零级明纹回到点 O ,应在哪一个缝(S_1 或 S_2)的右边放一薄云母片?云母片的厚度为多少?(云母片的折射率为1.58)

7-4 波长500 nm的光波垂直入射一层厚度为 $d = 1 \mu\text{m}$ 的薄膜,膜的折射率为1.375.求:(1)光在膜中的波长;(2)若膜两侧是空气,在膜面上反射的光波与经膜底反射后重出膜面的光波的相位差.

7-5 一束白光垂直入射光栅,如果其中某一光波的三级像和波长600 nm的光波的二级像重合,求此光波的波长.



7-6 用波长为 589 nm 的钠光灯做光源,如果单缝的夫琅禾费衍射的第一条暗纹出现在衍射角 $\theta = 30^\circ$ 的方位上,求狭缝必须窄到什么程度?

7-7 透过透振方向互成 30° 的两个偏振片观测一自然光,然后使二者透振方向互成 60° 时,观测同一位置处的另一自然光,两次所得的透射光强相等,求两光源的强度之比.

7-8 利用习题 7-7 的计算结果计算正常人眼的可分辨明视距离 25 cm 处两条刻线的最小间隔.

7-9 两块偏振片的透振方向互相垂直,在它们之间插入两块偏振片,使相邻两片偏振片的透振方向都夹 30° . 如果入射的自然光强度是 I_0 ,求通过所有偏振片后光的强度.

7-10 将 50 g 的含杂质的糖溶解于纯水中,制成 100 cm^3 的糖溶液,然后将此溶液装入长 10 cm 的玻璃管中,当线偏振光垂直于管的端面并沿管轴通过时,测得偏振面旋转了 $25^\circ 4'$. 已知这种纯糖的旋光率为 $54.4^\circ\text{ cm}^2/\text{g}$. 试计算这种糖的纯度(即含有纯糖的百分比).

