

## § 4. 晶体光学器件 圆偏振光和椭圆偏振光的获得与检验

### 4.1 晶体偏振器

双折射现象的重要应用之一是制做偏振器件。因  $o$  光和  $e$  光都是 100% 的线偏振光, 这一点比前面讲过的几种偏振器(偏振片和玻片堆)性能更优越。利用  $o$  光和  $e$  光折射规律的不同可以将它们分开, 这样我们就可以得到很好的线偏振光。用双折射晶体制做的偏振器件(双折射棱镜)种类很多, 我们不打算在这里全面介绍, 只举出几种为例来说明其原理。

#### (1) 罗雄棱镜和沃拉斯顿棱镜

图 6-45 是罗雄(Rochon)棱镜的结构和光路。它是由两块冰洲石的直角三棱镜黏合而成的。光轴的方向如图所示, 相互垂直。当自然光正入射到第一块棱镜上时, 由于光轴与晶体表面垂直(属于 3.3 节中例 1 的情形), 各方向振动的波速都是  $v_o$ , 不发生双折射。到了第二块棱镜, 由于光轴与人射面垂直(属于 3.3 节中例 3 的情形), 光线将服从普通的折射定律。不过对于  $o$  光两棱镜的折射率都是  $n_o$ , 它仍沿原方向前进; 但对于  $e$  光, 折射率由  $n_o$  变到  $n_e$ , 因为在冰洲石(负晶体)内  $n_e < n_o$ , 它将朝背离第二块棱镜的底面方向偏折。于是最后  $o$  光和  $e$  光分开了。遮掉其中一束(譬如  $e$  光), 即得到一束很好的线偏振光。

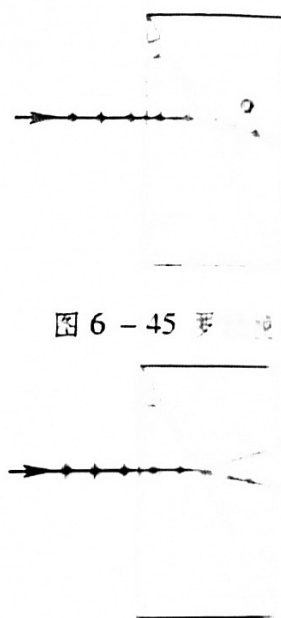


图 6-45 罗雄棱镜

图 6-46 所示是沃拉斯顿(W. H. Wollaston)棱镜, 它和罗雄棱镜不同之处只在于第一块冰洲石棱镜的光轴与人射面平行。 $o$  光和  $e$  光在棱镜内折射的情况已在图中画出, 为什么是这样, 请读者自己分析

图 6-46 沃拉斯顿棱镜

#### (2) 尼科耳棱镜

尼科耳棱镜(W. Nicol, 1828 年)是用得最广泛的双折射棱镜。它的结构我们介绍得稍详细一些。如图 6-47a, 取一冰洲石晶体, 其长度是宽度的三倍。按定义, 包含光轴和人射界面法线的平面为主截面。取  $ABCD$  为人射界面,  $ACC'A'$  便是一个主截面。在天然晶体中, 此二角  $\angle C$  和  $\angle A'$  原为  $71^\circ$ , 将端面磨去少许, 使得新的对顶角  $\angle A''A'C''$  变为  $68^\circ$ (见图 6-47b)。将晶体沿垂直主截面  $ACC'A'$  的平面  $C'E A''F$  剖开磨平, 然后再用加拿大树胶黏合

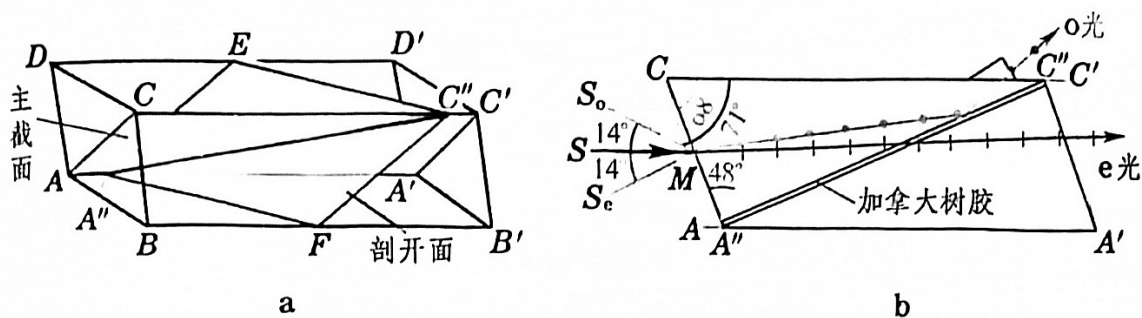


图 6-47 尼科耳棱镜

一种折射率  $n$  介于冰洲石  $n_o$  和  $n_e$  之间的透明物质,对于钠黄光,  $n_o = 1.65836$ ,  $n_e = 1.48541$  而  $n = 1.55$ 。按照上述设计,平行于棱边  $AA'$  的入射光进入晶体后,  $o$  光将以大于临界角  $\arcsin(n/n_o) \approx 69^\circ$  的入射角投在剖面  $A''E''F''$  上,它将因全反射而偏折到棱镜的侧面,在那里或者用黑色涂料将它吸收,或者用小棱镜将它引出。至于  $e$  光,由于它与光轴的夹角足够大,在晶体内的折射率仍小于加拿大胶内的  $n$ , 从而不发生全反射。于是从尼科耳棱镜另一端射出的将是单一的线偏振光。

尼科耳棱镜的一个缺点是入射光束的会聚角不得过大。设想图 6-47b 中的入射线  $SM$  向上偏离,则  $o$  光投在剖面上的入射角减小,当入射线达到某一位置  $S_oM$  时,  $o$  光将不发生全反射,若  $SM$  向下偏离,则  $e$  光与光轴的夹角变小,从而折射率变大,且投在剖面上的入射角也增大。当入射线达到某一位置  $S_eM$  时,  $e$  光也被全反射掉。计算表明,入射光线上、下两方的极限角  $\angle S_oMS \approx \angle SMS_e = 14^\circ$ ,<sup>①</sup>使用尼科耳棱镜时,入射光束的会聚角不能超过此限。

由于加拿大树胶吸收紫外线,故尼科耳棱镜对此波段不适用,这时可使用罗雄棱镜或沃拉斯顿棱镜。

#### 4.2 波晶片 —— 相位延迟片

用双折射晶体除了可以制做偏振器外,另一重要用途是制做波晶片。波晶片是从单轴晶体(如石英)中切割下来的平行平板,<sup>②</sup>其表面与晶体的光轴平行(见图 6-48)。这样一来,当一束平行光正入射时,分解成的  $o$  光

① 上述将晶体端面磨掉一些的目的,便是为了保证上、下两个极限角差不多大小。这样可使入射会聚光束的中心光线平行于  $AA'$  棱,调节起来较方便。

② 云母很容易按其天然解理面撕成薄片,它虽是双轴晶体,但两光轴都差不多和解理面平行,所以波晶片常用云母片来做。

和 e 光传播方向虽然不改变,但它们在波晶片内的速度  $v_o$ 、 $v_e$  不同,<sup>①</sup>或者说波晶片对于它们的折射率  $n_o = c/v_o$ 、 $n_e = c/v_e$  不同。设波晶片的厚度为  $d$ ,则 o 光和 e 光通过波晶片时的光程也不同:

$$\text{o 光的光程 } L_o = n_o d,$$

$$\text{e 光的光程 } L_e = n_e d.$$

同一时刻两光束在出射界面上的相位比入射界面上落后

$$\varphi_o = \frac{2\pi}{\lambda} n_o d, \quad (\text{o 光})$$

$$\varphi_e = \frac{2\pi}{\lambda} n_e d, \quad (\text{e 光})$$

这里  $\lambda$  是光束在真空中的波长。这样一来,当两光束通过波晶片后 o 光的相位相对于 e 光多延迟了

$$\Delta = \varphi_o - \varphi_e = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d. \quad (6.71)$$

$\Delta$  除与折射率之差 ( $n_o - n_e$ ) 成正比外,还与波晶片厚度  $d$  成正比。适当地选择厚度  $d$ ,可以使两光束之间产生任意数值的相对相位延迟  $\Delta$ 。在无线电技术中起这种作用的器件叫相位延迟器,所以波晶片也可以叫相位延迟片。在实际中最常用的波晶片是四分之一波片(简称  $\lambda/4$  片),其厚度  $d$  满足关系式  $(n_o - n_e)d = \pm\lambda/4$ , 于是  $\Delta = \pm\pi/2$ ; <sup>②</sup>其次是二分之一波片(简称  $\lambda/2$  片)和全波片,它们的厚度分别满足  $(n_o - n_e)d = \pm\lambda/2$  和  $\lambda$ , 即  $\Delta = \pm\pi$  和  $2\pi$ 。

现在来考察 o 光和 e 光的振动方向。如前所述,折射线与光轴构成的平面叫主平面(图 6-48a、b 的纸平面就是主平面), o 振动与主平面垂直, e 振动与主平面平行。在波晶片的特定条件下(光轴平行于表面,光线正入射), e 振动与光轴在同一方向上。为了更清楚地说明 o 振动、e 振动和光轴的方向,我们作波晶片的正面投影图 6-48c,三者都在此图纸平面内, e 振动与光轴一致, o 振动与光轴垂直。今后我们就在此平面内以 e 振动为横轴、o 振动为纵轴取一直角坐标系。沿任何方向振动的光正入射到波晶片

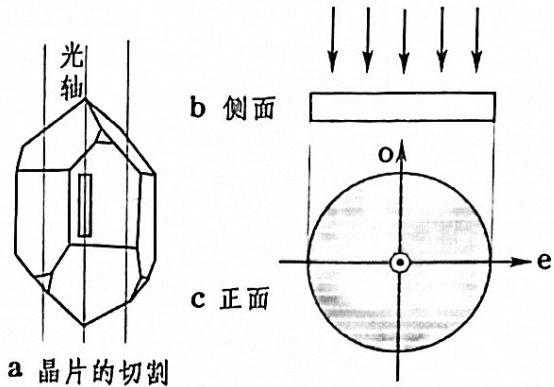


图 6-48 波晶片

① 参见 3.3 节中的例 2。

② 更确切地说,是  $(n_o - n_e)d = (2k+1)\lambda/4$ , 这里  $k$  是任意整数。 $\lambda/2$  片和全波片的情况也是这样。因此,对于一块  $\lambda/4$  片,其附加的有效相位差有  $\pm\pi/2$  两种可能,这与晶体的正负并没有必然的联系。

表面上时,其振动都按此坐标系分解成 o 分量和 e 分量,两分量各有各的速度和光程,最后出射时彼此间产生附加相位延迟。

### 4.3 垂直振动的合成

在 1.5 节、1.6 节里我们已引进圆偏振光和椭圆偏振光的概念,那里曾看到,它们都可看成是相互垂直并有一定相位关系的两个线偏振光的合成。为了进一步详细研究这两种偏振光,必须对垂直简谐振动的合成问题比较熟悉。读者可能已在力学课中学过这个问题,下面我们用一小节的篇幅结合光学内容复习一下将是有益的。

在光波的波面中取一直角坐标系,将电矢量  $\mathbf{E}$  分解为两个分量  $E_x$  和  $E_y$ ,它们是同频的,设  $E_y$  相对于  $E_x$  的相位差为  $\delta$ ,即

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos \omega t, \\ E_y = A_y \cos(\omega t + \delta). \end{cases} \quad (6.72)$$

下面讨论不同情况下的合成振动。

(1)  $\delta = 0$  或  $\pi$  的情形

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos \omega t, \\ E_y = \pm A_y \cos \omega t. \end{cases}$$

由此得

$$E_y = \pm \frac{A_y}{A_x} E_x.$$

这是直线方程。由于  $E_x$  和  $E_y$  的变化范围分别限制在  $\pm A_x$  和  $\pm A_y$  之间,电矢量端点的轨迹是以  $E_x = \pm A_x$ ,  $E_y = \pm A_y$  为界的矩形的对角线。 $\delta = 0$  时取正号,轨迹是一、三象限的对角线(图 6-49 a);  $\delta = \pi$  时取负号,轨迹是二、四象限的对角线(图 6-49 b)。在这两种情况下合成的偏振态仍是线偏振的,其振幅为

$$A = \sqrt{A_x^2 + A_y^2},$$

振动方向由下式决定:

$$\tan \theta = \pm \frac{A_y}{A_x}.$$

(2)  $\delta = \pm \pi/2$  的情形

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos \omega t, \\ E_y = \mp A_y \sin \omega t. \end{cases}$$

消去  $t$ , 得

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} = 1.$$

这是标准的椭圆方程,其主轴分别沿  $x$ 、 $y$  方向,与上述矩形框内切(见图

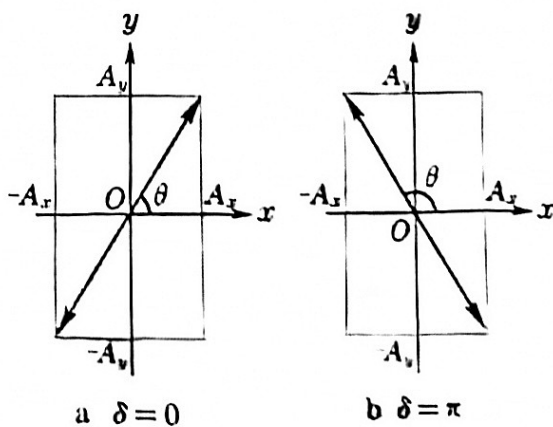


图 6-49 垂直振动合成之一

6 - 50 )。

当  $A_x = A_y = A$  时, 矩形框变为正方形框, 椭圆退化为与此方框内切的圆(见图 6 - 51)。

虽然  $\delta = \pm\pi/2$  时的轨迹一样, 但旋转方向是相反的。为了考察旋转方向, 我们可看  $t=0$  时刻的情况, 这时  $E_x = A_x \cos\omega t = A_x$ ,  $E_y = \mp A_y \sin\omega t = 0$ , 即电矢量的端点处在图 6 - 50 或图 6 - 51 中  $P$  点的位置。我们设想此后过了一短时间  $\Delta t$ , 这时若  $\delta = +\pi/2$ , 则  $E_y = -A_y \sin\omega \Delta t < 0$ ; 若  $\delta = -\pi/2$ , 则  $E_y = +A_y \sin\omega \Delta t > 0$ 。这就是说,  $\delta = +\pi/2$  时电矢量的端点自  $P$  点向下移, 沿顺时针方向旋转(右旋),  $\delta = -\pi/2$  时电矢量的端点自  $P$  点向上移, 沿逆时针方向旋转(左旋)。

(3) 普遍情形

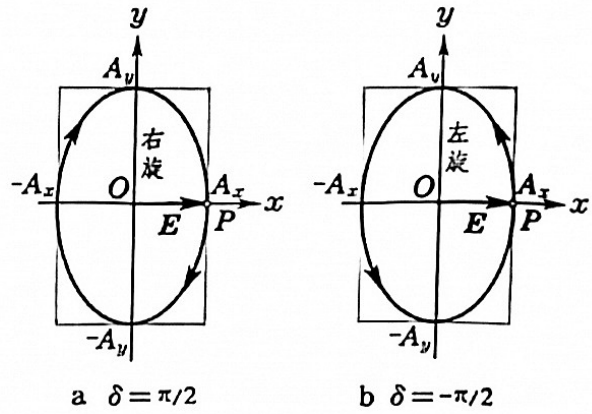


图 6 - 50 垂直振动合成之二

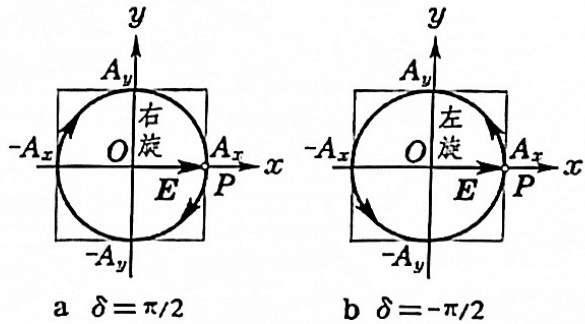


图 6 - 51 垂直振动合成之三

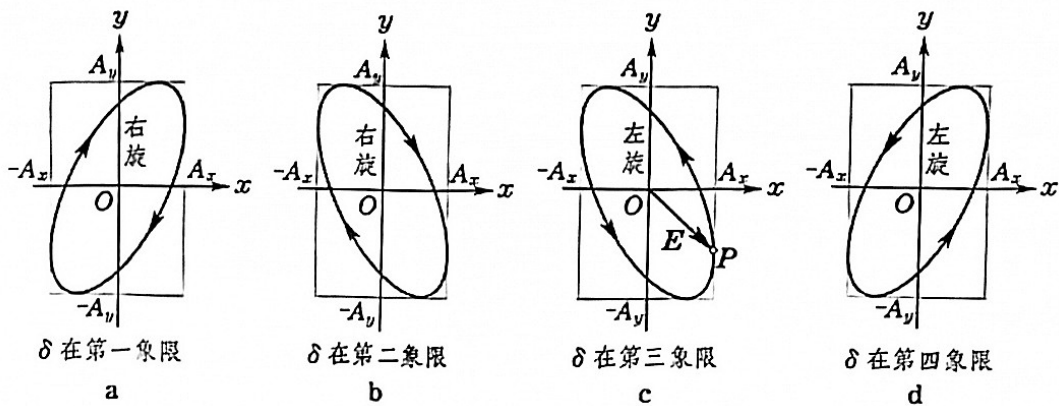


图 6 - 52 垂直振动合成之四

由(6.72) 式中的两式消去  $t$ , 得轨迹方程

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - \frac{2E_x E_y}{A_x A_y} \cos\delta = \sin^2\delta. \quad (6.73)$$

这是个一般椭圆方程, 它也与以  $E_x = \pm A_x$ ,  $E_y = \pm A_y$  为界的矩形相内切, 不过其主轴可以是倾斜的(图 6 - 52)。主轴究竟朝哪一边倾斜, 以及是左旋

还是右旋,与 $\delta$ 在哪一象限有关。图6-52a—d分别给出 $\delta$ 在四个象限里的情形。我们以 $\delta$ 在第三象限为例来说明。

先看 $t=0$ 的时刻,此时 $E_x=A_x \cos \omega t=A_x$ ,它表明电矢量端点位置 $P$ 处在椭圆轨迹与 $E_x=A_x$ 的直线相切的切点上。若 $\delta$ 在第三象限,则 $E_y=A_y \cos(\omega t + \delta)=A_y \cos \delta < 0$ 。它表明这切点在 $x$ 轴的下方。所以椭圆必如图6-52 b或c所示,其长轴朝第二、四象限倾斜。现在再考虑过了时间 $\Delta t$ 以后的情况,这时 $E_y=A_y \cos(\omega t + \delta)$ 。由于 $\delta$ 在第三象限,在此象限内余弦函数是负的,其绝对值随角度的增加而减小。这就是说,电矢量端点的位置由 $P$ 点向上移,亦即运动是逆时针的(左旋)。可见, $\delta$ 在第三象限时电矢量端点的运动属于图6-52 c而不是6-52 b所示的情况。

综合以上所述,我们将 $\delta$ 从 $-\pi$ 到 $+\pi$ 整个区间合成运动的变化情况作系列图于图6-53中,这便是我们在§1中已给过的图6-10。应当注意,当 $A_x=A_y=A$ 和 $\delta = \pm\pi/2$ 时,椭圆退化为圆。

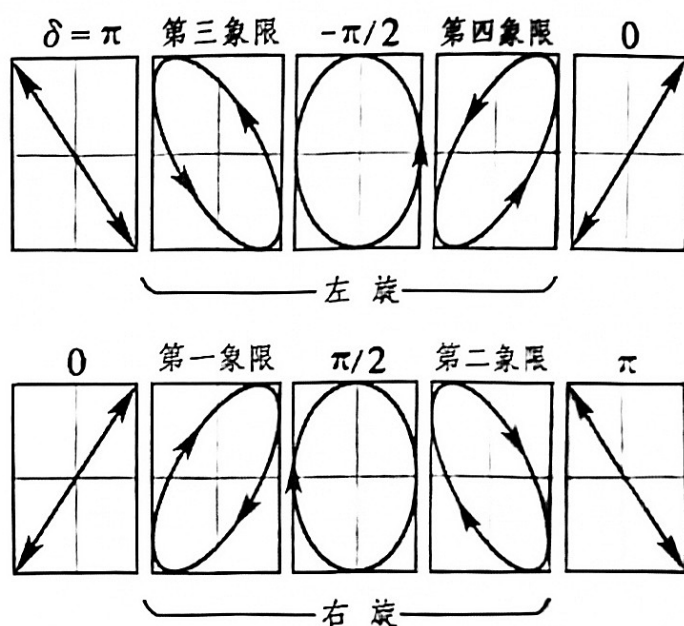


图6-53 各种相位差的椭圆运动

#### 4.4 圆偏振光和椭圆偏振光的获得

自然界的大多数光源发出的是自然光,但有时也发出圆或椭圆偏振光。例如处在强磁场中的物质,电子作拉莫尔回旋运动,它们发出的电磁辐射就是圆或椭圆偏振的。这里所谓圆或椭圆偏振光的“获得”,是指利用偏振器件把自然光改造成圆或椭圆偏振光。

获得一般的椭圆偏振光并不难,只需令自然光通过一个起偏器和一个波晶片即可。如图6-54所示,由起偏器出射的线偏振光射入波晶片后被分解成 $E_o$ 和 $E_e$ 两个振动,它们在晶体内传播速度不同,穿过晶片时产生一定附加的相位差 $\Delta$ 。射出晶片之后两光束速度恢复到一样,合成在一起一般得到椭圆偏振光。只有在一定条件下才成为圆偏振光或仍为线偏振光。保证出

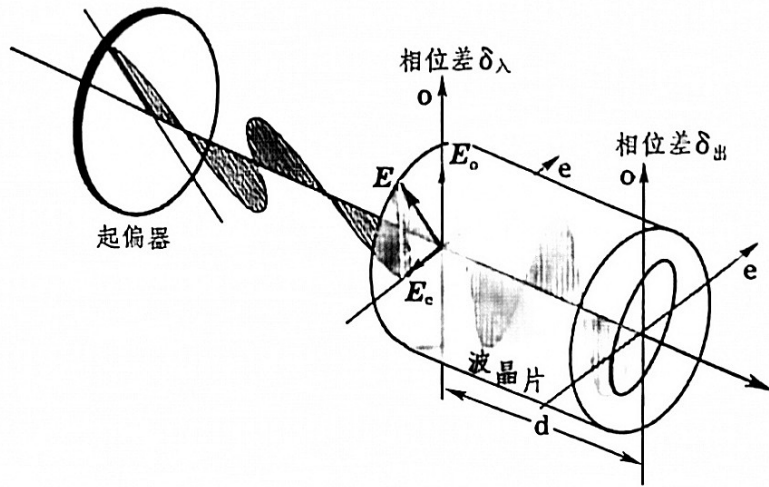


图 6 - 54 产生椭圆偏振光的装置

射光是圆偏振的条件有二：

(1)  $E_o$  和  $E_e$  之间的相位差  $\delta_{出} = \delta + \Delta = \pm\pi/2$ .

这里  $\delta_\lambda$  是入射到波晶片上线偏振光的电矢量在  $e$ 、 $o$  两轴上投影时可

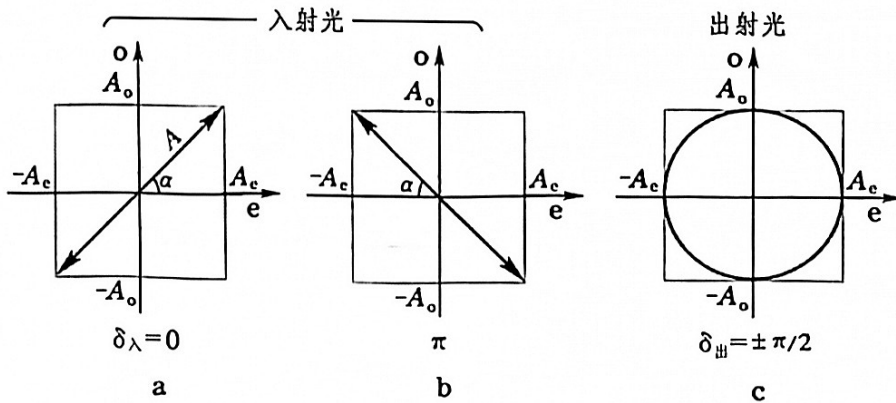


图 6 - 55 获得圆偏振光的条件

能引起的相位差。例如图 6 - 55 所示,当入射的线偏振光的振动在第一、三象限里  $\delta_\lambda = 0$  (图 a),在第二、四象限里  $\delta_\lambda = \pi$  (图 b)。 $\Delta = (2\pi/\lambda)(n_o - n_e)d$  是波晶片本身引起的,它与波晶片的厚度  $d$  有关。要想使  $\delta_{出} = \pm\pi/2$ , 必须使  $\Delta = \pm\pi/2$ , ①也就是说,我们必须选用四分之一波片。

(2)  $E_o$  和  $E_e$  的振幅  $A_e = A_o$ 。

设入射的线偏振光的振幅为  $A$ ,其振动方向与  $e$  轴的夹角为  $\alpha$ ,则  $A_e = A\cos\alpha$ ,  $A_o = A\sin\alpha$ 。要使  $A_e = A_o$ , 必须  $\alpha = 45^\circ$ 。总之,令一束线偏振光通过一波晶片,一般说来我们得到一束椭圆偏振光;只有通过  $\lambda/4$  片,而且  $\lambda/4$

①  $\pm\pi/2 + 0 = \pm\pi/2$ ,  $\pm\pi/2 + \pi = \pi/2$  或  $3\pi/2$ , 它与  $-\pi/2$  是一样的。

片的光轴与入射光的振动面成  $45^\circ$  角时, 我们才得到一束圆偏振光。

#### 4.5 圆偏振光和椭圆偏振光通过检偏器后强度的变化

设有一椭圆偏振光, 其半长轴为  $A_1$ , 半短轴为  $A_2$ . 在偏振片上取直角坐标系, 其  $x$  轴平行于透振方向,  $y$  轴与透振方向垂直. 当椭圆偏振光射到(作为检偏器用的)偏振片时, 电矢量就被分解成  $E_x$ 、 $E_y$  两个分量,  $E_x$  分量通

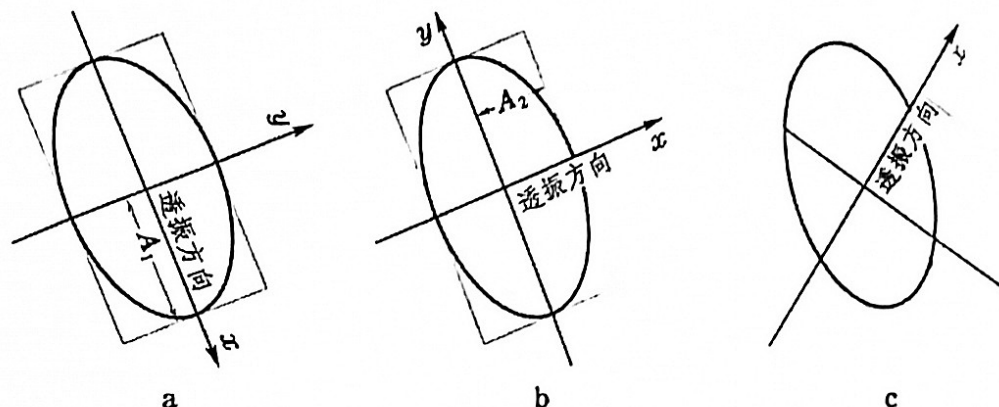


图 6-56 椭圆偏振光通过检偏器后强度的变化

过,  $E_y$  分量被阻挡. 这时出射光的强度  $I = A_x^2$  ( $A_x$  是  $E_x$  的振幅). 如果偏振片转到图 6-56a 所示的位置, 其  $x$  轴与椭圆长轴平行, 则  $A_x = A_1$ , 强度  $I = A_1^2$ . 如果偏振片转到图 6-56b 所示的位置, 其  $x$  轴与椭圆的短轴平行, 则为  $A_x = A_2$ , 强度  $I = A_2^2$ . 当偏振片的  $x$  轴相对椭圆主轴处于任意倾斜位置时(图 6-56c), 计算  $A_x$  的大小是个比较繁的数学问题, 但是定性的结论完全可以用下列方法得出. 作一个两边分别与  $x$ 、 $y$  轴平行的矩形框同椭圆外切(见图 6-56c 中的灰线), 这矩形两边的长度之半就是椭圆在此坐标系上投影的振幅  $A_x$  和  $A_y$ . 由图上不难看出, 这时  $A_2 < A_x < A_1$ , 从而  $A_2^2 < I < A_1^2$ .

综上所述, 如果入射光是椭圆偏振的, 转动检偏器的透振方向时, 透射光的强度在极大值  $I = A_1^2$  和极小值  $I = A_2^2$  之间变化, 但不会发生消光现象. 这一特点与部分偏振光相似。

如果入射光是圆偏振的, 转动检偏器的透光方向时, 透射光的强度不变, 其特点与自然光无异. 以上结论请读者自己分析。

由此看来, 只靠一个检偏器, 我们不能区分椭圆偏振光和部分偏振光, 也不能区分圆偏振光和自然光. 为了分辨出入射光是否圆偏振光和椭圆偏振光, 还需借助于  $\lambda/4$  片。

#### 4.6 通过波晶片后光束偏振状态的变化

现在让我们系统地分析一下, 具有各种偏振结构的光束经过  $\lambda/4$  片后偏振态的变化。

关于入射光是线偏振光的情况, 我们已在 4.4 节里作过初步分析, 所用



的方法可归结为如下几步,它们对讨论其它偏振态的入射光也大体适用。

(1) 将入射光的电矢量按照波晶片的 e 轴和 o 轴分解,求出其振幅  $A_e$ 、 $A_o$  和入射点的相位差  $\delta_\lambda$ 。对于线偏振光,如图 6-55 所示,已知  $A_e = A \cos\alpha$ ,  $A_o = A \sin\alpha$ ,  $\delta_\lambda = 0$  或  $\pi$ 。对于椭圆或圆偏振光,如何求  $A_e$ 、 $A_o$  和  $\delta_\lambda$ , 则需对照 4.3 节中的图 6-53 来分析,详见下面的例题。

(2) 由波晶片出射光的振幅仍为  $A_e$  和  $A_o$ ,从而电矢量端点的轨迹与边长为  $2A_e$ 、 $2A_o$  的矩形框内切,矩形的各边分别与 e、o 轴平行。出射光两分量间的相位差  $\delta_{出} = \delta_\lambda + \Delta$ , 这里  $\Delta = (\frac{2\pi}{\lambda})(n_o - n_e)d$  是波晶片引起的相位差,对  $\lambda/4$  片它等于  $\pm\pi/2$ 。出射光电矢量端点的轨迹要根据  $\delta_{出}$  的大小对照着 4.3 节中的图 6-53 来具体分析。

下面我们举一个例题。

**例题 4** 入射光为右旋椭圆偏振光,波晶片为  $\lambda/4$  片(设  $\Delta = +\pi/2$ ),  $\alpha$  代表其光轴与椭圆长轴的夹角,问  $\alpha = 0^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $45^\circ$  时出射光的偏振状态。

**解:** 如图 6-57,作各边分别与 e、o 轴平行的矩形框同椭圆外切,此矩形框的边长即为  $2A_e$  和  $2A_o$ 。将图 6-57 中的入射光电矢量端点轨迹与 4.3 节的图 6-53 对比,就可知道,  $\alpha = 0^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $45^\circ$  时的  $\delta_\lambda$  分别为  $\pi/2$ 、 $\pi/2$  和第二象限内的某个角度。加上  $\Delta = \pi/2$  后,即得  $\delta_{出} = \pi$ 、 $\pi$  和第三象限内的某个角度。再次对照 4.3 节的图 6-53 可判知,出射光的偏振状态将如图 6-57 所示,  $\alpha = 0^\circ$ 、 $90^\circ$  时为第二、四象限内的线偏振光。 $\alpha = 45^\circ$

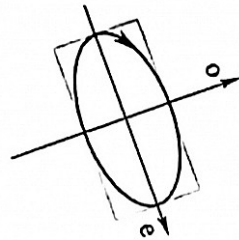
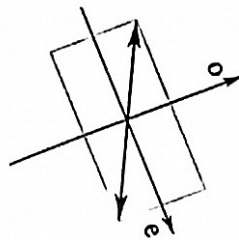
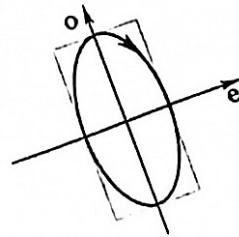
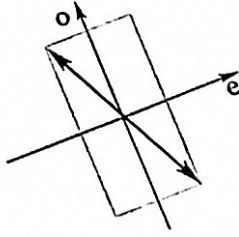
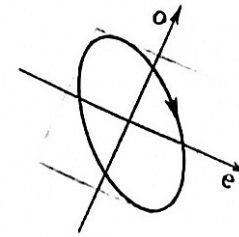
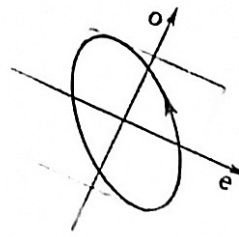
$\alpha$	入射光	出射光
$0^\circ$	$\delta_\lambda = \pi/2$ 	$\delta_{出} = \pi$ 
$90^\circ$	$\delta_\lambda = \pi/2$ 	$\delta_{出} = \pi$ 
$45^\circ$	$\delta_\lambda$ 在第二象限 	$\delta_{出}$ 在第三象限 

图 6-57 例题 4——经过  $\lambda/4$  片后偏振态的变化  
 时为左旋椭圆偏振光(所谓“正”和“斜”,当然是相对于 e、o 坐标轴来说的)。请读者

自己分析一下,如果入射光是圆偏振的,则无论  $\lambda/4$  片的光轴方向如何,出射光总是线偏振的。|

现在我们把各种偏振光经过  $\lambda/4$  片后发生的变化总结成表 6 - 3。

表 6 - 3 各种偏振光经过  $\lambda/4$  片后偏振态的变化

入射光	$\lambda/4$ 片光轴取向	出射光
线偏振	e 轴或 o 轴与偏振方向一致*	线偏振
	e 轴或 o 轴与偏振方向成 $45^\circ$ 角	圆偏振
	其它取向	椭圆偏振
圆偏振	任何取向	线偏振
椭圆偏振	e 轴或 o 轴与椭圆主轴一致	线偏振
	其它取向	椭圆偏振

\* 由于沿这两个特殊方向振动的线偏振光在波晶片内根本不分解,它们从波晶片射出时仍然是沿原振动方向的线偏振光。

由于自然光和部分偏振光是一系列偏振方向不同的线偏振光组成的,它们经过  $\lambda/4$  片后有的仍是线偏振光,有的是圆偏振光,而大部分是长短轴比例各不相同的椭圆偏振光,这时出射光在宏观上仍是自然光或部分偏振光。

#### 4.7 圆偏振光和椭圆偏振光的检验

现在我们全面地来讨论偏振光的检验方法。假定入射光有五种可能性,即自然光、部分偏振光、线偏振光、圆偏振光、椭圆偏振光。我们已看到,利用一块偏振片(或其它

检偏器)可以将线偏振光区分出来,但对于自然光和圆偏振光、部分偏振光和椭圆偏振光不能区分。而利用一块  $\lambda/4$  片可以把圆偏振光和椭圆偏振光变为线偏振光,但不能把自然光

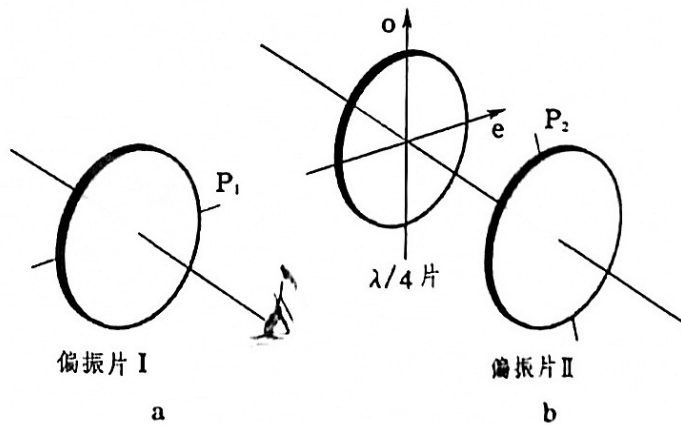


图 6 - 58 偏振态的检验

部分偏振光变为线偏振光。将偏振片和  $\lambda/4$  片两者结合起来使用,就可以把上述五种光完全区分开来了。检验的步骤通过表 6 - 4 来说明,装置参见图 6 - 58。

表 6 - 4 偏振光的检验

第 一 步	令入射光通过偏振片 I, 改变偏振片 I 的透振方向 $P_1$ , 观察透光强度的变化(图 6 - 58a)				
观察到的现象	有消光	强度无变化		强度有变化, 但无消光	
结 论	线偏振	自然光或圆偏振		部分偏振或椭圆偏振	
第 二 步	a. 令入射光依次通过 $\lambda/4$ 片和偏振片 II, 改变偏振片 II 的透振方向 $P_2$ , 观察透射光的强度变化(6 - 58b) b. 同 a, 只是 $\lambda/4$ 片的光轴方向必须与第一步中偏振片 I 产生的强度极大或极小的透振方向重合				
观察到的现象		有消光	无消光	有消光	无消光
结 论		圆偏振	自然光	椭圆偏振	部分偏振

对于表 6 - 4 我们做些简单的说明。如果入射光是线偏振光, 经过第一步就已经可以判断出来了, 其标志是通过偏振片 I 会产生消光现象。如果第一步观察结果是没有消光现象, 入射光有可能是圆或椭圆偏振的。如果确实如此, 我们就可能利用  $\lambda/4$  片把它变成线偏振光。对于椭圆偏振光来说, 变成线偏振光的条件是  $\lambda/4$  片的光轴与椭圆的主轴平行, 后者就是第一步中偏振片 I 产生强度极大或极小时的透振方向(对于圆偏振光则无需此条件)。经过  $\lambda/4$  片是否变成线偏振光, 是进一步区分椭圆偏振光和部分偏振光(或区分圆偏振光和自然光)的标志, 这一点通过偏振片 II 就可以检验出来。

最后应当指出的是, 实际上在实验室中用的偏振片和  $\lambda/4$  片上透光方向和光轴常常是不标明的, 这就使我们在第二步判断椭圆偏振光和部分偏振光时发生困难。解决的办法留待读者在实验课中去研究(参见思考题 6 - 31 和 6 - 32)。

## § 5. 偏振光的干涉及其应用

偏振光的干涉现象在实际中有许多应用, 它的基本原理可以通过一个典型装置——两偏振器间放一块波晶片来说明。

### 5.1 偏振器间的波晶片

如图 6 - 59a 所示, 在两偏振片 I、II 之间插入一块厚度为  $d$  的波晶片, ①三元件的平面彼此平行, 光线正入射到这一系统上, 直接用眼睛或屏

① 这里可用任何其它的偏振器, 如尼科耳棱镜。

幕观察其强度随各元件取向的变化。图 6-59b 标出了偏振片的透振方向、波晶片的光轴及电矢量的投影关系。

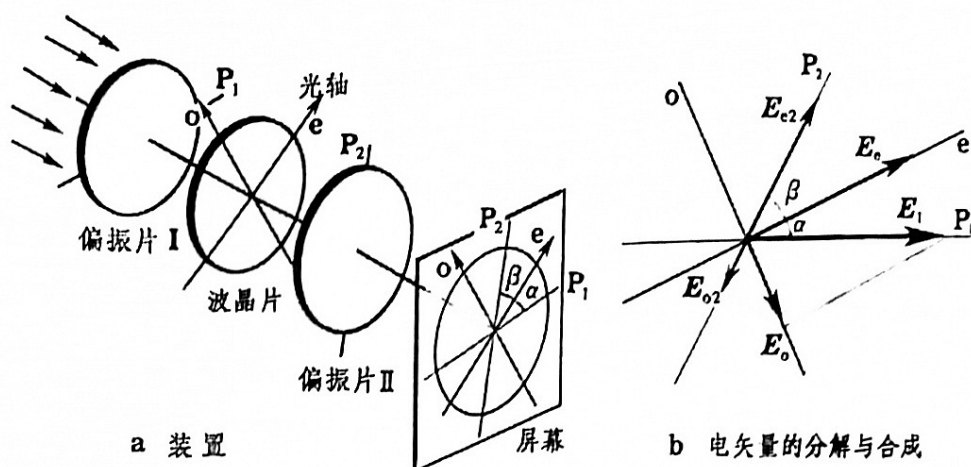


图 6-59 光通过插有波晶片的二偏振片后偏振态的变化

我们先在这装置上做几个实验,实验的内容和现象如下:

(1) 当波晶片的厚度均匀时,单色光入射,幕上照度是均匀的,转动任何一个元件,幕上的强度都会变化;

(2) 白光入射时,幕上出现彩色,转动任何元件时,幕上颜色发生变化;

(3) 如果波晶片厚度不均匀(例如是尖劈状的),幕上出现干涉条纹,白光照明时条纹带有彩色;

(4) 用一块透明塑料代替波晶片,可能有干涉条纹,也可能没有,但给塑料加应力后,就出现干涉条纹,条纹随所加应力的大小而改变着。

下面我们通过计算来解释这些现象。

入射光经偏振片 I 变成沿其透振方向  $P_1$  振动的线偏振光,设其振动矢量为  $E_1$ ,振幅为  $A_1$ ,此线偏振光投射到波晶片上以后分解为 e 振动  $E_e$  和 o 振动  $E_o$ ,设 e 轴与  $P_1$  轴的夹角为  $\alpha$ ,  $E_e$  和  $E_o$  的振幅分别是

$$A_e = A_1 \cos\alpha, \quad A_o = A_1 \sin\alpha$$

光线从波晶片穿出射到偏振片 II 上, e 分量和 o 分量中都只有它们在其透振方向  $P_2$  上的投影  $E_{e2}$  和  $E_{o2}$  才能通过。设  $P_2$  与 e 轴的夹角是  $\beta$ ,则  $E_{e2}$  和  $E_{o2}$  的振幅分别为

$$A_{e2} = A_e \cos\beta = A_1 \cos\alpha \cos\beta, \quad A_{o2} = A_o \sin\beta = A_1 \sin\alpha \sin\beta,$$

最后从偏振片 II 射出的光线,其强度应是  $E_{e2}$  和  $E_{o2}$  这两个同方向振动相干叠加的结果。设  $E_{e2}$  和  $E_{o2}$  的合成振动为  $E_2$ ,即

$$E_2 = E_{e2} + E_{o2}$$

由于两振动之间是有相位差的,设此相位差为  $\delta$ ,则根据同方向简谐振动合

成的原理,  $E_2$  的振幅应为

$$A_2 = \sqrt{A_{e2}^2 + A_{o2}^2 + 2A_{e2}A_{o2}\cos\delta},$$

从而强度为

$$\begin{aligned} I_2 &= A_{e2}^2 + A_{o2}^2 + 2A_{e2}A_{o2}\cos\delta \\ &= A_1^2(\cos^2\alpha\cos^2\beta + \sin^2\alpha\sin^2\beta + 2\cos\alpha\cos\beta\sin\alpha\sin\beta\cos\delta). \end{aligned} \quad (6.74)$$

(6.74) 式表明,  $I_2$  与  $\alpha$ 、 $\beta$  有关, 这就说明了实验(1)中强度与偏振片 I、II 和波晶片的取向有关的事实。

现在我们来分析干涉强度交叉项中的相位差  $\delta$  的大小。考虑到入射波晶片的光的偏振态及波晶片与偏振片 II 的作用,  $\delta$  应由三个因素决定:

(1) 入射在波晶片上的光 e、o 分量间的相位差  $\delta_\lambda$ 。

在本节讨论的装置里, 波晶片之前是一个起偏器  $P_1$ , 故入射在其上的光总是线偏振的, 因而  $\delta_\lambda = 0$  或  $\pi$ 。在普遍的情况下, 入射光也可能是圆偏振或椭圆偏振的,  $\delta_\lambda$  的值应由 4.4 节中讲述的方法来判断。

(2) 由于波晶片引起的相位差  $\Delta$ 。

$E_e$  和  $E_o$  通过波晶片时产生附加相位差  $\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d$ , 它与波晶片的厚度成正比。

(3) 坐标轴投影引起的相位差  $\delta'$ 。

若 e 轴和 o 轴的正向对  $P_2$  轴的两个投影分量方向一致, 则  $\delta' = 0$ ; 若两个投影分量方向相反, 则  $\delta' = \pi$ 。

$E_{e2}$  和  $E_{o2}$  间总的相位差  $\delta$  是  $\delta_\lambda$ 、 $\Delta$  与  $\delta'$  三者之和, 即

$$\delta = \delta_\lambda + \Delta + \delta' = \delta_\lambda + \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d + \begin{cases} 0, \\ \pi. \end{cases} \quad (6.75)$$

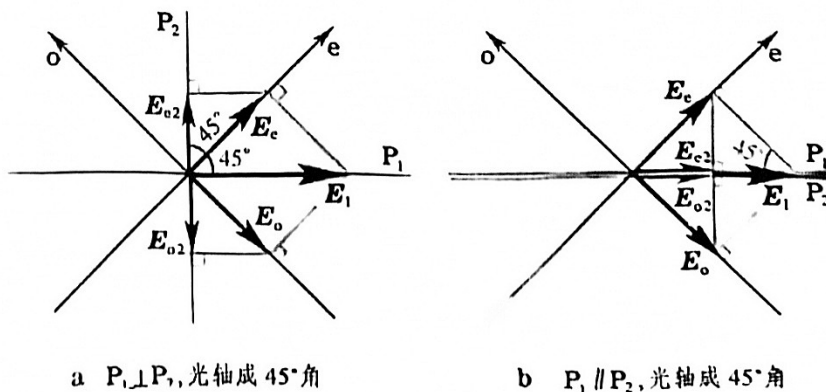


图 6-60 两个简单特例的电矢量图

下面我们看两个简单的特例：(1)  $P_1$  与  $P_2$  垂直， $\bullet$   $e$  轴为它们的分角线 (图 6-60 a)；(2)  $P_1$ 、 $e$  轴不动，将  $P_2$  转到与  $P_1$  平行 (图 6-60 b)。在这两种情形里  $\alpha = \beta = 45^\circ$ ，但前者  $\delta_\lambda = \pi$ ， $\delta' = 0$ ；后者  $\delta_\lambda = \pi$ ， $\delta' = \pi$ 。所以

$$\begin{cases} P_1 \perp P_2 \text{ 时, } I_2 = \frac{A_1^2}{2} [1 + \cos(\Delta + \pi)] = \frac{A_1^2}{2} (1 - \cos\Delta), \\ P_1 // P_2 \text{ 时, } I_2 = \frac{A_1^2}{2} (1 + \cos\Delta), \end{cases} \quad (6.76)$$

式中

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d$$

是纯粹由波晶片产生的相位差。影响这个量大小的因素是多方面的，如  $\lambda$ 、 $d$ 、 $n_o - n_e$  等，下面我们分别讨论它们的后果。

## 5.2 色偏振

白光是各种波长的单色光组成的。如果其中缺了某种颜色 (例如红色) 的光，则呈现出它的互补色 (绿色) 来。

对于给定的波晶片，它具有一定的  $n_o - n_e$  和  $d$ ，如果某单色光的波长  $\lambda_1$  满足下式时：

$$\Delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} (n_o - n_e) d = 2k\pi \quad (k \text{ 为整数}),$$

则  $\cos\Delta_1 = 1$ ，由 (6.76) 式可知

$$\begin{cases} P_1 \perp P_2 \text{ 时, } I_2 = 0 \quad (\text{消光}), \\ P_1 // P_2 \text{ 时, } I_2 = A_1^2 \quad (\text{极大}), \end{cases}$$

但对于另外一种波长为  $\lambda_2$  的单色光，可能

$$\Delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} (n_o - n_e) d = (2k + 1)\pi \quad (k \text{ 为整数}),$$

这时  $\cos\Delta_2 = -1$ ，由 (6.76) 式可知

$$\begin{cases} P_1 \perp P_2 \text{ 时, } I_2 = A_1^2 \quad (\text{极大}), \\ P_1 // P_2 \text{ 时, } I_2 = 0 \quad (\text{消光}). \end{cases}$$

如果入射光中同时包含波长为  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  的光，则  $P_1 \perp P_2$  时显示出波长为  $\lambda_2$  的颜色； $P_1 // P_2$  时显示出波长为  $\lambda_1$  的颜色。白光中包含各种可能的波长，随着  $P_2$  的转动，将显示出各种色彩的变换来。这便是实验 (2) 中描述的现象，这现象叫做色偏振。

① 今后我们把“ $P_1$  与  $P_2$  的透振方向垂直 (平行)”，就说成“ $P_1$  与  $P_2$  垂直 (平行)”，或写成“ $P_1 \perp P_2$  ( $P_1 // P_2$ )”。

### 5.3 偏振光的干涉条纹

以上讨论的几种情况,幕上的干涉场中只有均匀的亮暗颜色的变化,但没有出现干涉条纹,这是因为晶片的厚度是均匀的。如果换一块厚度不均匀的晶片,例如一块尖劈形晶片(见图 6-61),则由于各处厚度  $d$  不同相位差  $\delta$  也不同,用透镜将晶片的出射表面成像于幕

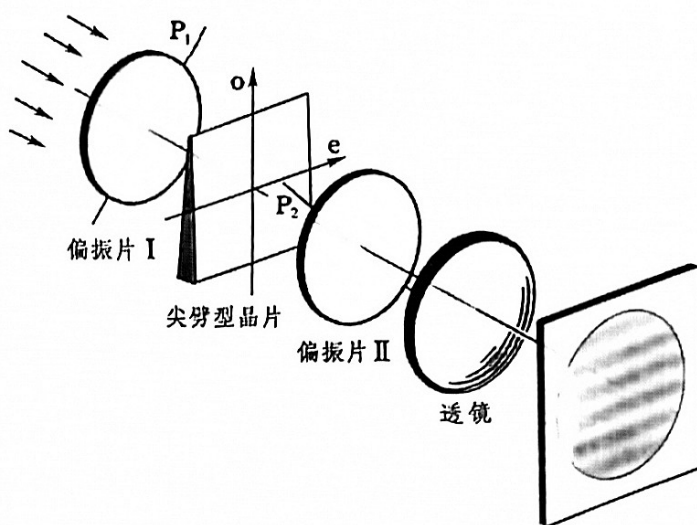


图 6-61 尖劈形晶片的等厚干涉条纹

上,则幕上相应点的强度也不同,于是就出现等厚干涉条纹。波长为  $\lambda$  的单色光正入射且  $P_1 \perp P_2$  时,在那些厚度  $d$  满足

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d = 2k\pi$$

的地方,  $\cos\Delta = 1$ ,  $I_2 = 0$ , 出现暗纹; 在那些厚度  $d$  满足

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d = (2k + 1)\pi$$

的地方,  $\cos\Delta = -1$ ,  $I_2 = A_1^2$ , 出现亮纹。同样不难分析出,把  $P_2$  转到与  $P_1$  平行时的情形。用白光照明时各种波长的光干涉条纹不一致,在某种颜色的光出现暗纹的地方就显示出它的互补色来,这样,幕上就出现彩色条纹。以上便是实验(3)中观察到的现象。

### 5.4 光测弹性术

折射率之差  $n_o - n_e$  也是一个影响相位差  $\Delta$  的因素。玻璃或塑料,若经过很好地退火,是各向同性的。若退火不好,就会有些局部应力“凝固”在里边。内应力会产生一定程度的各向异性,从而产生双折射。换句话说,这种有内应力的透明介质中  $n_o - n_e \neq 0$ , 它与应力分布有关。这样一来,把这种介质做成片状插在两偏振片之间,不同的地点因  $n_o - n_e$  不同而引起  $o$  光和  $e$  光间不同的相位差  $\Delta$ , 幕上也会出现反映这种差别的干涉花样来(参看彩图 11)。制造各种光学元件(如透镜、棱镜)的玻璃中不应有内应力,因为内应力会大大影响光学元件的性能。以上所述是检查光学玻璃退火后是否有残存内应力的一种有效方法。