



激光束干涉法测平行平晶楔角 和它的一些推广应用

张光寅

(南开大学物理系)

这里介绍一种利用激光束的相干性测量光学平行平晶楔角的方法^[1]。这个方法十分简单,而且十分灵敏,平行度可测至十分之一秒的数量级。此法可以推广应用于其它多种检测上,也都具有十分简单,十分灵敏的特点。

测量平行平晶楔角的装置如图1所示。由氦氖激光器发出的 6328 \AA 的激光束,经一凸透镜会聚后,成为一发散的球面波。将被测的平行平晶置于这个发散的激光束的光路上,则由平晶前后两表面反射回来的两球面波,在反射光束扩展的空间内叠合相干,形成非定域干涉条纹。这时,如在激光束的焦点处,垂直激光束,放置一个中心开孔的屏,其中心开孔位置与激光束的焦点正好相合,则在此屏上可观察到由一组同心圆组成的类似于牛顿环的干涉条纹。如被测光学平行平晶的两个表面严格平行,则同心圆干涉条纹的中心与屏的中心完全重合。一般地,干涉条纹的中心与屏的中心不相重合,这是反映被测平行平晶的两个表面不是严格地平行,而是有一小的楔角所致。利用这种双束非定域干涉条纹的这一特点,我们可以灵敏地测定光学平行平晶的楔角。

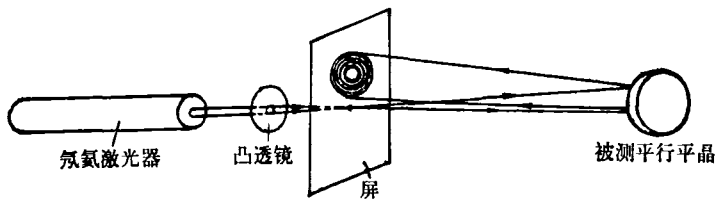


图1 激光束干涉法测平行平晶楔角的示意图

1. 干涉条纹中心对屏中心的偏离与平行平晶楔角的关系

我们知道,经凸透镜会聚后的激光束,犹如发自一个点光源的球面波。在图2中我们以 S 表示这个等效的点光源,它位于激光束的焦点。发自点光源 S 的球面波,经平晶前后两表面反射后,分为两个位相相关的球面波:球面波1(由前表面反射所形成)和球面波2

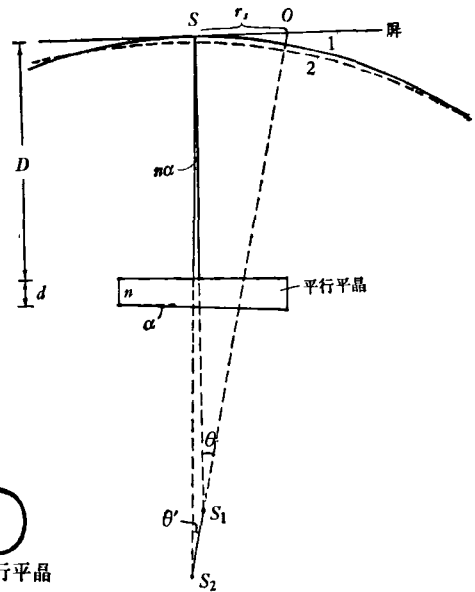


图2 干涉条纹中心对屏中心的偏离与平行平晶楔角的关系

(由后表面反射所形成)。它们可看成分别发源自 S 的两个虚象源 S_1 和 S_2 。由几何光学的成像定律可知, S_1 应是 S 对于平晶前表面的镜对称点,因而有

$$SS_1 = 2D, \quad (1)$$

此处 D 为 S 至被测平晶前表面的垂直距离。 S_2 的位置与平晶的楔角 α 和折射率 n 有关; SS_2 的连线与 SS_1 联

一、测量方法的原理

为了更好地运用这个测量方法,我们有必要对这种双束非定域干涉条纹的特征作进一步的描述。这里我们利用虚象源的分析方法加以讨论。

线成 $n\alpha$ 角,并偏向平晶楔角的方向。在平晶楔角极小的情况下, SS_2 可表示为

$$SS_2 = 2D + \frac{2d}{n}, \quad (2)$$

此处 d 为平晶的厚度。

由虚象源 S_1 和 S_2 发出的这两个球面波在反射光束所扩展的空间内将随处叠合相干。由球面波的特点容易明白,这两个球面波在反射空间中的交线乃是一些同心圆族,它们的中心落在 S_1S_2 联线的延线上。因此,在屏上将呈现出一组同心圆的干涉条纹(严格地讲,是一些近乎圆形的椭圆干涉条纹),它们的中心是在屏和 S_1S_2 延线的交点 O 处。除非平行平晶楔角为零,一般地,干涉条纹中心 O 与屏中心 S 不相重合。利用图 2 所示的关系,不难确定干涉条纹中心对屏中心的偏离量 r_s 与平行平晶楔角之间的关系。由(1)与(2)式,我们近似有

$$S_1S_2 = \frac{2d}{n}, \quad (3)$$

如此,图 2 中的 θ' 与 θ 分别为

$$\theta' = \frac{2nD\alpha}{S_1S_2} = \frac{n^2D\alpha}{d}, \quad (4)$$

$$\theta = (\theta' + n\alpha) = \left(\frac{n^2D}{d} + 1\right)n\alpha. \quad (5)$$

在 $nD \gg d$ 的情况下,(5)式简化为

$$\theta = \frac{n^2D}{d}\alpha, \quad (6)$$

因而可得

$$r_s = \frac{2n^2D^2}{d}\alpha, \quad (7)$$

或

$$\alpha = \frac{r_s d}{2n^2D^2}. \quad (8)$$

(8)式是测量平行平晶楔角的基本公式。该式与参考文献[1]中用复杂的光程差计算所得结果是相同的。

值得指出的是,这个干涉条纹系统的角放大的特性。从(6)式容易看出,干涉条纹中心对屏中心的偏离角 θ 与平行平晶楔角 α 之间有一简单的正比关系,因而我们可以将 θ 看作是 α 的角放大, $\frac{n^2D}{d}$ 为它的放大系数。由于 $D \gg d$, α 的角放大系数可以很大。如以 $D = 1$ 米, $d = 2.5$ 毫米, $n = 1.55$ 为例, $\frac{n^2D}{d}$ 可达 10^3 。因此,即使是对于极微小的楔角,例如 $\alpha = 5 \times 10^{-6}$ 弧度(约 1 秒),这时,对应的 $\theta = 5 \times 10^{-3}$ 弧度, $r_s = 10$ 毫米。这里 r_s 仍是一个相当大的量值。一般地,我们用目测的方法分辨 $r_s = 1$ 毫米的偏离量是可能的(用光电测量方法还可分辨 r_s 的更小值),因而,我们有可能测出十分之一秒数量级的微小楔角。这个分析表明,正是由于这种干涉条纹系统的角放大的特性,使我们可以通过测量 r_s 量,十分灵敏地测出光学

平行平晶的微小楔角。

此外,由图 2 还可以看出,干涉条纹的中心 O 正好是背离平晶楔角的方向,由此,我们可以依据干涉条纹中心在屏上的方位,很快地判断出平晶楔角所张的方向。

2. 干涉条纹的变化规律与平晶折射率的测定方法

各级干涉条纹的变化规律类似于牛顿环的形式,利用虚象源的分析方法,我们不难求得各级干涉条纹的半径的表达式:

$$r_N = 2D\sqrt{\frac{Nn\lambda}{d}}, \quad (9)$$

此处 N 表示该条纹与条纹中心相隔的条纹数(N 不一定恰好是整数), λ 为激光束的波长。

我们感兴趣的是,由关系式(9)可以引出一个测平晶折射率的方法。由(9)式可得

$$n = \frac{(r_{N+m}^2 - r_N^2)}{m} \cdot \frac{d}{4D^2\lambda}, \quad (10)$$

此处 m 为任意两个干涉条纹的级数差。由(10)式可知,只要测得任何两个同心圆干涉条纹的半径,即可求得平晶的折射率 n 。

3. 双束非定域干涉条纹的稳定性

这种干涉条纹还有一个重要的特性,即呈现于屏上的干涉条纹位置的稳定性。如我们转动被测平晶,使反射光斑在屏上移动几厘米,对应的平晶的转动角约一度,此时,屏中心至平晶的垂直距离的改变量只有约三千分之一。因而,由(7)式和(9)式的关系可知, r_s 和 r_N 的改变量也都是很小的,这就是说,呈现于屏上的干涉条纹几乎是固定不动的,不因平晶的振动而引起条纹位置的明显移动。此外,还由于屏上任一点的光点都是由两条紧邻传播的光线叠合而成(见图 3),这

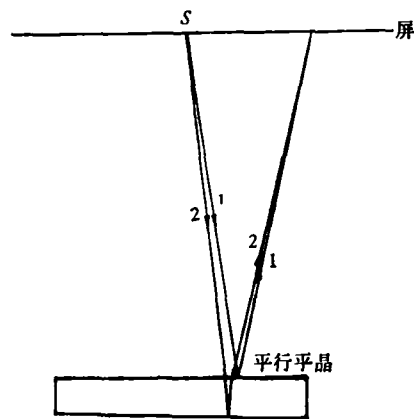


图 3

样在光线传播光路中介质折射率的变化,一般地,对这样两条光线有同样的影响,因而也不会引起条纹的明显移动。而在许多其它类型的干涉仪中,由于两干涉光束分开较远,光路中介质折射率的偶然变化,都将灵敏地影响干涉条纹的位置。由于双束非定域干涉条纹的这种稳定特性,使得测量工作可以在极普通的车间条件下进行,不象大多数精密的干涉测量那样,要求有严格控制的工作条件,如防振、恒温及环境气流稳定等。

二、测量操作和测量条件的选择

在实际测量时,使用低功率的毫瓦级的氦氖激光器即已足够。为了使激光束反射在屏上的光斑,在通常的室内条件下有足够的便于观察的亮度,经聚焦后的激光束的发散角不宜太大。为此,凸透镜的焦距可选择在3~8厘米之间。这样,屏上的反射光斑只显现同心圆干涉条纹组的一部分,一般地,由一组弯曲的条纹所组成。这时,如慢慢地转动被测平晶的方位,使反射光斑向着条纹弯曲或间距增大的方向移动,则很快可以找到同心圆干涉条纹组的中心部位。此时,光斑中将由几个最小的同心圆干涉条纹所组成。利用屏上的极坐标,我们可以容易地确定干涉条纹的中心位置 r_s 。最后,利用(8)式即可求得平行平晶的楔角。如平行平晶的折射率未知,则可利用(10)式所示的关系,对 n 作补充测量。

为了便于确定干涉条纹的中心,应要求屏上光斑的大小能容纳一或二个最小的圆条纹。然而,屏上的光斑的大小与透镜的焦距有直接的联系。如测量较薄的平晶时,由于同级干涉条纹的半径较大[参看(9)式],为了满足上述要求,透镜的焦距要取短一些。如测量的样品较厚,同时截面又较小,则透镜的焦距要取长一些。

为了提高测量的灵敏度,可使被测样品尽可能地离屏远一些,因为 r_s 与 D^2 成正比[参看(7)式]。如被测平行平晶的楔角为秒级, D 可取1米左右,如此, r_s 有几毫米的量值,便于测量。如被测平行平晶的楔角为10秒的量级,则 D 可取0.5米左右较为方便。

三、测量方法的一些推广应用

1. 棒状样品端面平行度的测量

由于激光束具有高相干性,因而此法也可用来测量固体激光棒和电光晶体棒的端面的平行度。但由于此时 d 值较大,通光截面较小,因而凸透镜的焦距要选用长一些,使激光束发散角小一些,这样激光束的大部分可投射到被测样品上;同时,把被测样品放置离屏远

一些,就可以同测量平行平晶一样方便地进行测量。灵敏度也不低,可测至秒级。

2. 棱镜和角锥的检测

一些光学元件,如直角棱镜、屋脊棱镜和角锥向后反射器等,当光线从元件的某一面垂直入射,如元件精确加工,出射光线能够从同一面或另一面垂直出射[见图4(a)、(b)]。对于这样的一些元件,如果只从入射面(1)和出射面(2)对光线的反射作用来看,它们与平行平晶的作用完全等同[见图4(c)、(d)],因而,我们同样可以应用此法检测其角加工的精度。

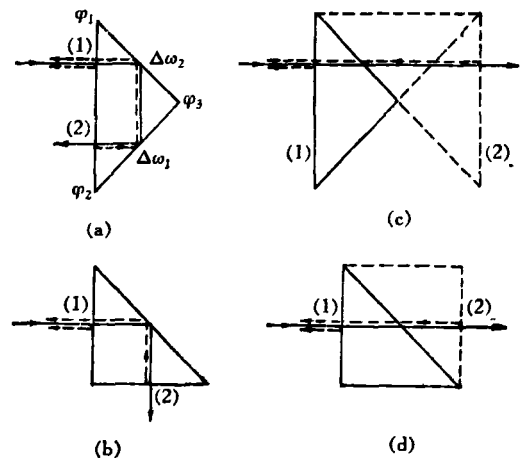


图4 45°-直角棱镜的检测:(a)、(b)——两种观察方式;(c)、(d)——与(a)、(b)对应的等效平行平晶

以45°-直角棱镜为例,我们可以通过两种不同的观察方式[图4(a)、(b)],确定它的角误差。按图4(a)的观察方式,可测得该观察方式下等效平行平晶的楔角:

$$\alpha_1 = \sqrt{\alpha_{1x}^2 + \alpha_{1y}^2}, \quad (11)$$

其中

$$\alpha_{1x} = 2\Delta\varphi_3, \quad (12)$$

$$\alpha_{1y} = \sqrt{2}(\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2), \quad (13)$$

此处 α_{1x} 、 α_{1y} 为楔角的两个分量,分别对应于 r_s 在 x 方向(垂直棱边)和 y 方向(平行棱边)的分量; $\Delta\varphi_3$ 为 φ_3 的角误差; $\Delta\omega_1$ 、 $\Delta\omega_2$ 分别为相对于 φ_1 和 φ_2 的棱面的塔差(相对于 φ_3 的棱面我们定为基准面,塔差为零)。

按图4(b)的观察方式,可测得另一观察方式下等效平行平晶的楔角:

$$\alpha_2 = \sqrt{\alpha_{2x}^2 + \alpha_{2y}^2}, \quad (14)$$

其中

$$\alpha_{2x} = -\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2, \quad (15)$$

$$\alpha_{2y} = \Delta\omega_1 + \Delta\omega_2, \quad (16)$$

此处 α_{2x} 、 α_{2y} 与 α_{1x} 、 α_{1y} 相类似,为另一观察方式下测

得的楔角的两个分量; $\Delta\varphi_1$ 、 $\Delta\varphi_2$ 分别为 φ_1 和 φ_2 的角误差, 它们和 $\Delta\varphi_3$ 一起应满足如下的关系:

$$\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 + \Delta\varphi_3 = 0. \quad (17)$$

利用测得的 α_{1x} 和 α_{2x} 值和 (12)、(15) 和 (17) 式的关系, 我们可以决定 45° -直角棱镜的角误差 $\Delta\varphi_1$ 、 $\Delta\varphi_2$ 和 $\Delta\varphi_3$ 。棱镜的塔差则只能测其累计值, 可由 α_{1y} 或 α_{2y} 确定。

对于 30° -直角棱镜, 较复杂的屋脊棱镜和角锥向后反射器等, 我们也都可以用类似的方法检测。

3. 法布里-珀罗标准具的调准

利用此法调准法布里-珀罗标准具十分方便。将标准具置于被测样品处, 则标准具的两个高反射率的反射面, 类似于光学平行平晶的前后两表面, 因而, 当它们把激光束反射回至屏上时, 在屏上可观察到类似于平行平晶所产生的一组同心圆干涉条纹。标准具这两个反射面的不平行性可用类似于 (8) 式的公式来描写, 只是此时介质为空气, (8) 式中的 $n = 1$ 。如若同心圆干涉条纹偏离屏中心, 则反映标准具的两个反射面不平行。屏上干涉条纹的中心向那个方向偏离, 就拧紧标准具上对应的那个方向上的微调螺旋, 使干涉条纹中心逐渐向屏中心靠拢, 及至两者完全相合。这样, 我们就可以十分迅速地调准好标准具。此外, 由于反射面的高反射率, 因而反射光斑中的暗条纹很锐, 这样就使得调准精度可以达到很高。

对迈克尔逊干涉仪的调准工作也可用类似方法进行。

4. 非透明光学平板平行度的测量

对于非透明的光学平板, 如金属量块和半导体晶片等的平行度的检测, 我们可以借助于法布里-珀罗标准具对其进行测量。首先按三 (3) 中所述的方法, 调准好标准具。将被测平板插入标准具的两个平板之间。利用反射于屏上的同心圆干涉条纹, 仔细调节被测平板, 使其与标准具的前反射面平行。在作这一调节之前, 先用目视方法粗调: 即在屏与标准具之间插入与光束成 45° 角的玻璃片, 通过它可观察到由标准具前反射面与被测平板的前表面多次反射所成的点光源的一系列象点; 调节被测平板, 当其前表面与标准具的前反射面近乎平行时, 点光源的一系列象点将重合在一起, 此时在屏上即可观察到同心圆干涉条纹组。仔细调节被测平板, 使干涉条纹中心与屏中心相合, 这时, 被测平板的前表面即与标准具的前反射面达到严

格的平行。然后, 将标准具连同被测平板一起旋转 180° (旋转时要保证标准具与被测平板的相对位置不变), 使标准具的后反射面与被测平板的后表面正对着激光束。此时, 又可利用投射于屏上的同心圆干涉条纹组来测量标准具后反射面与被测平板后表面之间的楔角。此值即为被测平板的楔角, 但方向相反。

四、讨 论

在一 (1) 节中, 我们曾结合一个具体的例子 ($D = 1$ 米, $d = 2.5$ 毫米, $n = 1.55$), 分析了这个测量方法的高灵敏性。在本文的最后, 我们着重指出这个测量方法的潜在的极高灵敏性。

由 (7) 式可知

$$r_s \sim D^2, \quad (7a)$$

而由 (9) 式, 则有

$$r_N \sim D. \quad (9a)$$

注意到这两个关系式的差异是有意义的。由这两个关系式表明, 随着 D 的增大, r_s 与 r_N 的增大是不同的, r_s 的增大较 r_N 的增大来得大。因此, 加大被测样品与屏间的距离 D , 可相应地提高测量的灵敏度, 如 D 加大 S 倍, 则测量灵敏度亦增大 S 倍。就上面所举的例子而言, 如将 D 由 1 米增大至 5 米, 则其测微小楔角的灵敏度即可由 0.1 秒提高至 0.02 秒。如进一步增大 D 的量值, 则其灵敏度还可以提高! 我们曾在 $D = 5$ 米下作过观察, 屏上的干涉条纹仍然十分稳定而清晰。这表明, 进一步增大 D 的量值, 进行更高灵敏度的测量还有很大的潜力。

当然也需要指出, 对于较厚的样品, 其测量的灵敏度要相应的有所降低。由于 $r_s \sim \frac{1}{d}$, $r_N \sim \frac{1}{\sqrt{d}}$ (参看 (7)

与 (9) 式), d 增大 S 倍, 其测量灵敏度降低 \sqrt{S} 倍。如果这时相应地增大 D 值 \sqrt{S} 倍, 则其测量灵敏度仍可达 0.1 秒。如取用 $d = 2.25$ 厘米, $n = 1.55$ 的样品, 则 D 值取 3 米, 即可保持其测量灵敏度在 0.1 秒的量级。这是其它测微小楔角的最灵敏的方法也是不易达到的。对于更厚的样品, 只要再增大 D 值, 测量的灵敏度仍可以相当地高。

参 考 文 献

- [1] Wasilik, J. H., Blomquist, T. V., and Willett, C. S., *Appl. Opt.*, **10**-9 (1971), 2107.