

# Grad $n$ 和 Grad $h$ 全息干涉测量

李锡善 蒋安民 夏青生

(中国科学院上海光机所)

## 提 要

从经典干涉概念出发, 导出反射干涉条纹和透射干涉条纹的干涉方程。两方程联立求解, 得出 Grad $n$  和 Grad $h$  的解析形式。运用四物光二次曝光全息差分干涉原理, 将两组条纹记录在在同一张全息图上, 从全息图的再现波面, 求得 Grad $n$  和 Grad $h$  的数值。

本文用自制的直径 250 毫米激光全息干涉仪, 实现了光学玻璃和激光玻璃等光学材料均匀性的高精度定量测量。

## 一、引 言

无论是固态、液态或是气态光学传输介质, 均要求有良好的光学均匀性。也就是内部折射率梯度 Grad $n$  要尽量小(光导纤维内外层之间的人为 Grad $n$  除外)。对于平面平行光学元件的(包括气体和液体的窗口)平面面积则要求有很好的完整性, 即厚度梯度 Grad $h$  要小。

以往, Grad $n$ (或  $\Delta n$ ) 和 Grad $h$ (或  $\Delta h$ ) 的测量多采用经典干涉法和阴影法<sup>[1, 2, 3]</sup>。经典干涉法在原理上可以做到高精度定量测量。事实上, 由于难以区分内部折射率不均匀和面形不规整所引起的干涉条纹变化, 使测量精度大大下降。除非将样品(或贴置玻璃)表面加工得非常完好, 并测出样品的楔形差, 这时才可能获得较高测量精度。显然, 这种测量方法难度大、代价高, 尺寸很难做大。阴影法是一种定性测量方法, 对样品面形质量同样有很高的要求。

1962 年美国的 Lieth 在 Gabor 全息原理基础上, 首次获得了有实用价值的离轴式全息图<sup>[4]</sup>, 相继全息术获得了迅速发展。全息干涉度量是全息术的一种重要应用。本文采用的二次曝光全息差分干涉测量是全息干涉度量术在光学材料检验中的实际应用。它具有测量精度高、对干涉仪本身光学元件质量要求低、Grad $n$  和 Grad $h$  同时测量等独特优点。文献 [5] 介绍了一种大块光学玻璃毛坯均匀性的全息检验方法, 但没有将材料内部不均匀性和表面(贴置玻璃)加工缺陷区分开来, 测量精度和经典干涉法(如台曼-格林干涉法)差不多。全息干涉测量的优点没有充分体现出来。

以固体光学材料为例, 测量了各种不同型号大尺寸光学玻璃和激光玻璃的 Grad $n$  和 Grad $h$ , 确定了各自均匀性 ( $\Delta n$ ) 等级。这里应当特别指出: 用文中所描述的二次曝光全息干涉法检验光学玻璃的均匀性是现有各种检验方法中最好的一种。

收稿日期: 1978 年 9 月 6 日。

## 二、原 理

全息照相是一种波前相干成象, 象面上的每一点具有确定的振幅和位相分布。无论何种全息照相, 只要能获得两个相干象的叠加, 就可以得到一种全息干涉度量技术。二次曝光全息照相就是其中一种<sup>[6]</sup>。一张全息图可以存储大量信息, 本文采用的四物光二次曝光法就是把四束物光波通过两次曝光记录在同一张全息图上, 形成一个复杂的相干波前叠加图。再现时, 可以提取我们所需要的某种物波信息。正是基于这种全息干涉原理, 才能将反射干涉条纹和透射干涉条纹正确地叠加在同一张照片上, 从而才有可能从它们的联立方程解得  $\text{Grad } n$  和  $\text{Grad } h$ 。

### 1. $\text{Grad } n$ 和 $\text{Grad } h$ 的干涉方程

$n$  和  $h$  一般是坐标  $(x, y, z)$  的函数。这里只讨论  $n$  和  $h$  在  $(x, y)$  平面上的变化。文中所有  $n$  和  $h$  均是指  $n(x, y)$  和  $h(x, y)$ 。

从图 1 看出, 反射干涉条纹和透射干涉条纹的光程差分别为:

$$P_r = 2nh + \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

$$P_t = 2h(n-1) \quad (2)$$

$n$ 、 $h$  分别为样品的折射率和厚度,  $\lambda$  为光源波长,  $\lambda/2$  为半波损失。

对式(1)和(2)求梯度:

$$\text{Grad } P_r = 2n \text{Grad } h + 2h \text{Grad } n \quad (3)$$

$$\text{Grad } P_t = 2(n-1) \text{Grad } h + 2h \text{Grad } n \quad (4)$$

$\text{Grad } P_r$  和  $\text{Grad } P_t$  是以相应的反射干涉条纹和透射干涉条纹的变化来量度的, 所以:

$$\begin{cases} 2n \text{Grad } h + 2h \text{Grad } n = \nu_r \lambda \mathbf{K}_r & (5) \\ 2(n-1) \text{Grad } h + 2h \text{Grad } n = \nu_t \lambda \mathbf{K}_t & (6) \end{cases}$$

式中  $\nu_r$ 、 $\nu_t$  分别为反射干涉条纹和透射干涉条纹法线方向单位长度上的条纹数,  $\mathbf{K}_r$ 、 $\mathbf{K}_t$  为各自法线方向的单位矢量。(5)和(6)联立求解, 得到:

$$\text{Grad } n = \frac{\lambda}{2h} [(1-n)\nu_r \mathbf{K}_r + n\nu_t \mathbf{K}_t] \quad (7)$$

$$\text{Grad } h = \frac{\lambda}{2} (\nu_r \mathbf{K}_r - \nu_t \mathbf{K}_t) \quad (8)$$

### 2. 四物光二次曝光全息干涉波面分析

如图 1 所示, 未放样品时的标准波面  $O(x, y)$  被样品前后表面反射产生新的物光  $O_1(x, y)$ 、 $O_2(x, y)$ , 穿过样品后被全反射平面镜反射又自准反回透过样品的物光称为  $O_3(x, y)$ 。 $R(x, y)$  为参考光束。这里只讨论平面全息问题, 下文出现的  $O$ 、 $O_1$ 、 $O_2$ 、 $O_3$ 、 $R$  均是坐标  $(x, y)$  的函数。

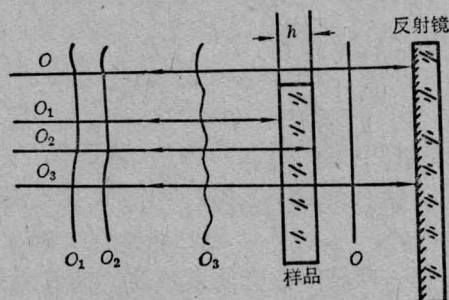


图 1 四物光干涉波面分布示意图

$$\text{令: } O(x, y) = O_0(x, y) e^{i\varphi_0}$$

$$O_1(x, y) = O_{10}(x, y) e^{i\varphi_1}$$

$$O_2(x, y) = O_{20}(x, y) e^{i\varphi_2}$$

$$O_3(x, y) = O_{30}(x, y) e^{i\varphi_3}$$

$$R(x, y) = R_0 e^{i\varphi_R}$$

$O_0$ 、 $O_{10}$ 、 $O_{20}$ 、 $O_{30}$  及  $R_0$  为各自的振幅,  $\varphi_0$ 、 $\varphi_1$ 、 $\varphi_2$ 、 $\varphi_3$  和  $\varphi_R$  为相应的相位分布。

不放样品, 拍标准波面,  $R$  和  $O$  对全息底片的曝光量为:

$$I_1(x, y) = |R + O|^2 \quad (9)$$

放进样品后,  $O_1$ 、 $O_2$ 、 $O_3$  和  $R$  对底片的曝光量为:

$$I_2(x, y) = |O_1 + O_2 + O_3 + R|^2 \quad (10)$$

两次曝光的总曝光量为:

$$I(x, y) = |R + O|^2 + |O_1 + O_2 + O_3 + R|^2 \quad (11)$$

全息图片的振幅透过率为:

$$T(x, y) = \beta I(x, y) \quad (12)$$

$\beta$  是与全息底片感光特性有关的常数<sup>[7]</sup>。

用参考光  $R(x, y)$  进行再现时, 透过全息图的光波场为:

$$\psi(x, y) = R(x, y)T(x, y),$$

代入有关各量,

$$\begin{aligned} \psi(x, y) = & \beta R(O_{10}^2 + O_{20}^2 + O_{30}^2 + O_0^2 + 2R_0^2) \\ & + \beta R_0^2(O_{10}e^{i\varphi_1} + O_{20}e^{i\varphi_2} + O_{30}e^{i\varphi_3} \\ & + O_0e^{i\varphi_0}) + \beta R^2(O_{10}e^{-i\varphi_1} \\ & + O_{20}e^{-i\varphi_2} + O_{30}e^{-i\varphi_3} + O_0e^{-i\varphi_0}) \\ & + \beta R(O_{10}e^{-i\varphi_1}O_{20}e^{i\varphi_2} \\ & + O_{10}e^{i\varphi_1}O_{20}e^{-i\varphi_2}) \\ & + \beta R(O_{10}e^{-i\varphi_1}O_{30}e^{i\varphi_3} \\ & + O_{10}e^{i\varphi_1}O_{30}e^{-i\varphi_3}) \\ & + \beta R(O_{20}e^{-i\varphi_2}O_{30}e^{i\varphi_3} \\ & + O_{20}e^{i\varphi_2}O_{30}e^{-i\varphi_3}) \end{aligned} \quad (13)$$

再现光波中包含有全部储存信息  $O, O_1, O_2, O_3, R$ , 同时产生了它们之间的交叉干涉波面。

第一项是参考光的衰减波, 构成全息图的零级透射波。

第二项含有  $O, O_1, O_2$  和  $O_3$ , 是物光的真实再现。

第三项含有  $O^*, O_1^*, O_2^*, O_3^*$ , 是原物光的共轭再现。

其余三项为

$$\text{令: } \psi_1(x, y) = \beta R_0^2(O_1 + O_2 + O_3 + O)$$

$$\psi_2(x, y) = \beta R^2(O_1^* + O_2^* + O_3^* + O^*)$$

再现时所得到的  $\psi_1(x, y)$  或  $\psi_2(x, y)$  的波面强度分布为:  $I'(x, y) = \psi_1(x, y)\psi_1^*(x, y) = \psi_2(x, y)\psi_2^*(x, y)$ 。有关各式代入后得:

$$\begin{aligned} I'(x, y) = & \beta^2 R_0^4(O_{10}^2 + O_{20}^2 + O_{30}^2 + O_0^2) \\ & + \beta^2 R_0^4 O_0 O_{30} (e^{i(\varphi_0 - \varphi_3)} + e^{-i(\varphi_0 - \varphi_3)}) \\ & + \beta^2 R_0^4 O_{10} O_{20} (e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + e^{-i(\varphi_1 - \varphi_2)}) \\ & + \beta^2 R_0^4 O_0 O_{10} (e^{i(\varphi_0 - \varphi_1)} + e^{-i(\varphi_0 - \varphi_1)}) \\ & + \beta^2 R_0^4 O_0 O_{20} (e^{i(\varphi_0 - \varphi_2)} + e^{-i(\varphi_0 - \varphi_2)}) \\ & + \beta^2 R_0^4 O_{10} O_{30} (e^{i(\varphi_1 - \varphi_3)} + e^{-i(\varphi_1 - \varphi_3)}) \\ & + \beta^2 R_0^4 O_{20} O_{30} (e^{i(\varphi_2 - \varphi_3)} + e^{-i(\varphi_2 - \varphi_3)}) \end{aligned} \quad (14)$$

第一项为平均光强, 第二项表示透射干涉条

纹, 第三项表示反射干涉条纹, 其余四项对测量  $\text{Grad } n$  和  $\text{Grad } h$  没有贡献, 称为附加干涉条纹。反射干涉条纹的光强分布为:

$$I_r = \beta^2 R_0^4 [(O_{10} - O_{20})^2 + \psi O_{10} O_{20} \cos^2 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}]$$

透射干涉条纹的光强分布:

$$I_t = \beta^2 R_0^4 [(O_0 - O_{30})^2 + \psi O_0 O_{30} \cos^2 \frac{\varphi_0 - \varphi_3}{2}]$$

### 3. $\Delta n$ 和 $\Delta h$ 的计算方法

公式(7)和(8)是计算  $\text{Grad } n$  和  $\text{Grad } h$  的普遍公式。图2是某一样品的再现全息条纹图, 求图上任意两点  $A, O$  间的折射率差  $\Delta n$ 。

$$\Delta n = \int_0^l |\text{Grad } n| \cos(\boldsymbol{\tau}, \boldsymbol{l}_0) dl \quad (15)$$

$l$  是  $A, O$  两点间的距离,  $\boldsymbol{\tau}$  是梯度方向单位矢量,  $\boldsymbol{l}_0$  是  $l$  方向单位矢量。将(7)代入(15)得:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2h} [nm_t + (1-n)m_r] \quad (16)$$

式中,  $m_t = \int_0^l \nu_t \cos(\boldsymbol{K}_t, \boldsymbol{l}_0) dl$ ,

$$m_r = \int_0^l \nu_r \cos(\boldsymbol{K}_r, \boldsymbol{l}) dl$$

分别是  $A, B$  两点间的透射干涉条纹数和反射干涉条纹数。

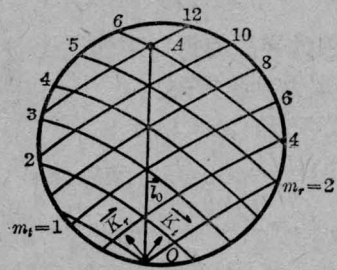


图2 由再现全息条纹图求任意两点  $A, O$  之间的折射率差  $\Delta n$

若  $l=40$  毫米,  $n=1.6130$ , 则  $\Delta n_{A-O}=2.1 \times 10^{-5}$

同理,  $A, B$  两点间的厚度差  $\Delta h$  可表为:

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2} (m_r - m_t) \quad (17)$$

(16)和(17)是当  $\text{Grad } n \neq 0$  和  $\text{Grad } h \neq 0$  时, 计算样品上任意两点间折射率差和厚度差的

一般公式。

当  $\text{Grad}n=0$  时, 由(7)得到:

$$\mathbf{K}_r \parallel \mathbf{K}_t \text{ 和 } \nu_r/\nu_t = n/(n-1),$$

这就是说, 当材料内部的折射率梯度为零时, 透射干涉条纹和反射干涉条纹走向完全一致, 疏密之比为  $n/(n-1)$ 。

当  $\text{Grad}h=0$  时, 由(8)式得到:

$$\mathbf{K}_r \parallel \mathbf{K}_t \text{ 和 } \nu_r = \nu_t.$$

另外, 也可用矢量作图法来表示  $\text{Grad}n$  和  $\text{Grad}h$ , 如图3所示。

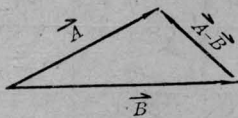


图3 用矢量作图法表示  $\text{Grad}n$  和  $\text{Grad}h$

$$\text{若 } \mathbf{A} = \frac{\lambda}{2h} n \nu_t \mathbf{K}_t, \quad \mathbf{B} = \frac{\lambda}{2h} (n-1) \nu_r \mathbf{K}_r,$$

$$\text{则 } \mathbf{A} - \mathbf{B} = \text{Grad}n$$

$$\text{若 } \mathbf{A} = \frac{\lambda}{2} \nu_r \mathbf{K}_r, \quad \mathbf{B} = \frac{\lambda}{2} \nu_t \mathbf{K}_t,$$

$$\text{则 } \mathbf{A} - \mathbf{B} = \text{Grad}h$$

### 三、实 验

#### 1. 测量装置

测量是在图4所示的口径250毫米的激光全息干涉仪上进行的。光源采用输出波长为  $6328\text{\AA}$  的 He-Ne 激光管(模式稳定)。主光路采用  $\phi 250$  毫米非球面透镜, 参考光束为平面波。仪器台面用70毫米厚铸铁板, 橡

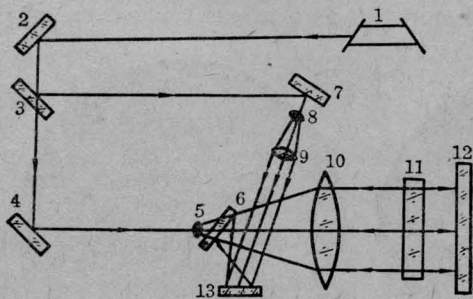


图 4LH-250 激光全息干涉仪光路图

1—He-Ne 光源; 2, 4, 7, 12—平面反射镜;  
3, 6—分光镜; 8, 9—扩束平行光管; 5—扩  
束小透镜; 10—非球面主物镜; 11—样  
品; 13—全息底板

胶海绵防震, 稳定性良好。

高精度检验要求样品两表面抛光到一个光圈, 两面平行度小于30秒。也可将两表面细磨, 加高质量贴置玻璃检查。

#### 2. 实验方法

先拍反射干涉条纹和透射干涉条纹(第一次曝光)。因为样品是不镀膜的, 在同样的曝光时间内反射干涉条纹的强度比透射干涉条纹弱得多, 因而必须单独增加反射干涉条纹的曝光时间。第二次曝光拍摄标准波面。将拍好的全息底片进行显影定影处理后, 用  $R(x, y)$  或  $R^*(x, y)$  再现, 即可获得清晰的再现全息条纹图。从条纹图可求出  $\Delta n$  和  $\Delta h$ 。必要时, 可将再现全息条纹图用相机拍下来, 得到普通的透射干涉条纹和反射干涉条纹的叠加干涉图。

#### 3. 结果分析

本文所描述的全息干涉测量方法的最主要应用是测量透明固体光学材料的均匀性, 即材料内部的折射率分布  $\Delta n(x, y)$ 。用图4中装置检验了一大批光学玻璃和激光玻璃的光学均匀性。在光学玻璃检验校准中规定: 均匀性  $\Delta n(x, y) = \Delta n_{\max}(x, y) - \Delta n_{\min}(x, y)$ 。表1列出若干样品的测量结果。图5是六块样品的再现全息条纹图。

实验结果表明, 再现全息条纹图大致可分为以下几种类型(令  $\mu = \frac{m_r}{m_t}, \mu_0 = \frac{n}{n-1}$ ):

A.  $\mathbf{K}_r \parallel \mathbf{K}_t \parallel \boldsymbol{\tau}, \mu \rightarrow \mu_0, \Delta n \leq \pm 1 \times 10^{-6}$ , 材料的均匀性极好(图6(a))。

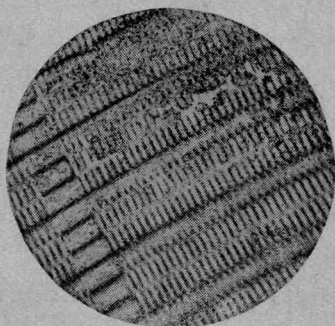
B.  $\mu > \mu_0$ (相差不多),  $\mathbf{K}_r \parallel \mathbf{K}_t, \Delta n < \pm 5 \times 10^{-6}$ (图6(b))。  $m_r$  和  $m_t$  交叉一条以内, 约在此范围。

C.  $\mu < \mu_0$ (相差不多),  $\mathbf{K}_r \parallel \mathbf{K}_t, \Delta n < \pm 5 \times 10^{-6}$ (图6(c))。(实际上,  $\mathbf{K}_r$  只是近似平行于  $\mathbf{K}_t$ )。

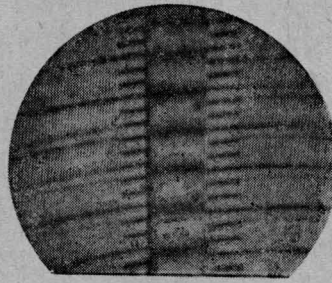
D.  $\mu \neq \mu_0, \mathbf{K}_r$  和  $\mathbf{K}_t$  一定交叉角, 即  $m_r$  和  $m_t$  交叉一条以上,  $\Delta n \approx \pm 1 \times 10^{-5}$ , 均匀性较差(参看图6(d))。

表1  $\Delta n$  和  $\Delta h$  的测量结果

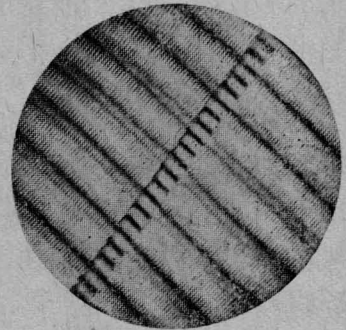
样品编号	型号	尺寸 (毫米)	$n$ ( $\lambda=6328\text{\AA}$ )	$\Delta n$ ( $\times 10^{-6}$ )	$\Delta h_{\max}$ ( $\lambda$ )	注
1	N <sub>312</sub>	$\phi 200 \times 40.20$	1.5208	2.8	5.5	激光玻璃
2	N <sub>312</sub>	$\phi 200 \times 40.25$	1.5208	2.4	6	激光玻璃
3	N <sub>312</sub>	$\phi 200 \times 40.12$	1.5208	3.5	3.5	激光玻璃
4	N <sub>312</sub>	$\phi 200 \times 40.00$	1.5208	-5.4	6	瓷坩锅钹玻璃
5	K <sub>9</sub>	$\phi 200 \times 40.10$	1.5147	22.5	8	光学玻璃
6	K <sub>9</sub>	150×100×59.80	1.5147	8.2	5	光学玻璃
7	BaK <sub>7</sub>	$\phi 120 \times 20.10$	1.56676	1.8	9	光学玻璃
8	BaK <sub>7</sub>	120×120×21.54	1.56676	1.0	2.5	光学玻璃
9	F <sub>3</sub>	120×120×20.44	1.61310	1.2	4.5	光学玻璃
10	F <sub>3</sub>	120×115×21.41	1.61310	-3.2	5	光学玻璃



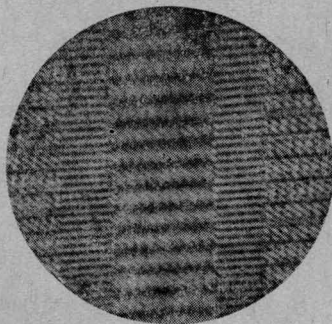
13#  $\phi 150 \times 40, \Delta n = 1.2 \times 10^{-6}$



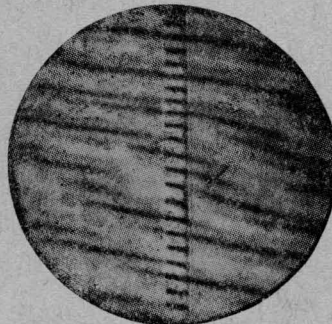
12#  $\phi 200 \times 40, \Delta n = 20 \times 10^{-6}$



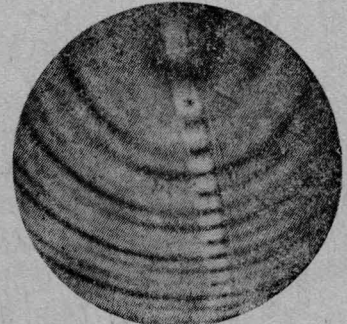
2#  $\phi 200 \times 40.25, \Delta n = 2.6 \times 10^{-6}$



7#  $\phi 120 \times 20, \Delta n = 1.8 \times 10^{-6}$



5#  $\phi 200 \times 40, \Delta n = 2.25 \times 10^{-5}$



3#  $\phi 200 \times 40, \Delta n = 3.5 \times 10^{-6}$

图5 激光玻璃和光学玻璃样品的再现全息条纹图

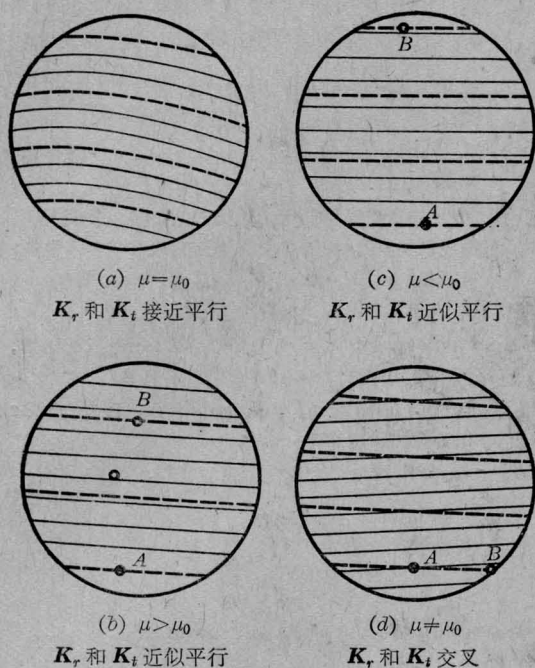


图6 再现全息条纹图的四种基本类型

粗虚线表示透射干涉条纹图

细实线表示反射干涉条纹图

这种方法特别适合于测量扩展性微小折光率梯度所引起的均匀性变化。对于  $\Delta n > \pm 1 \times 10^{-5}$  的条纹之类不均匀性，同样可以进行测量。一般没有必要用这种较复杂的方法来检验光学玻璃的条纹度。对于微区（<1毫米）均匀性测量最好采用透射式激光全息显微干涉仪，本文不予讨论。

#### 4. 测量误差

仪器的测量误差主要来自以下几方面：

(1)  $m_r$  和  $m_t$  的读取精度。

对式(16)微分，得到：

$$d(\Delta n) = \frac{\lambda}{2h} [ndm_t + (1-n)dm_r] \quad (18)$$

对一定的  $\lambda$ 、 $h$  和  $n$ ， $d(\Delta n)$  取决于  $dm_t$  和  $dm_r$ 。对熟练工作人员来说，目视测量， $dm_t$  和  $dm_r$  可读到 1/10 根条纹。当  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ， $n = 1.5163$ ， $h = 50$  毫米； $d(\Delta n) = \pm 6 \times 10^{-7}$ 。采用光电方法测量  $m_r$  和  $m_t$ ， $dm_r$  和  $dm_t$  可精确到 1/50，这时，在上述同样条件下， $d(\Delta n) \approx \pm 1 \times 10^{-7}$ 。

(2) 样品的温度变化。

$d(\Delta n) = \pm 1 \times 10^{-6}$  的测量精度要求在实验过程中样品本身的温度变化  $\Delta T_s < 0.1^\circ\text{C}$ 。相应的室温起伏  $\Delta T < \pm 1^\circ\text{C}$ （几分钟之内）。 $d(\Delta n) = \pm 1 \times 10^{-7}$  的精度，要求  $\Delta T_s < \pm 0.01^\circ\text{C}$ ， $\Delta T < 0.1^\circ\text{C}$ （均指测量过程中）。

(3) 全息图制作过程中周围环境（气流等）的剧烈变化。

虽然全息差分干涉可以消除光学元件的质量缺陷所带来的影响，实现通过象差介质的无象差成像。这只是对稳定象差介质而言。二次曝光过程中气流和温度的变化会造成象质变坏<sup>[7]</sup>。

(4) 样品支撑不良引起的附加应力和形变。

(5) 底片处理不当和条纹读数引起的偶然误差。

## 四、小 结

通过上述的理论分析和实验结果讨论可以清楚地看到：将经典干涉方程和全息原理相结合解决干涉测量中多年没有解决的反射干涉条纹和透射干涉条纹正确叠合的问题，从而促进全息干涉计量在光学材料测试工作中的广泛应用。其主要优点如下：

### 1. 测量精度高

若用一般干涉法测量  $\text{Grad } n$  和  $\text{Grad } h$  ( $\Delta n$  和  $\Delta h$ )，由于无法准确区分内部  $\text{Grad } n$  和表面  $\text{Grad } h$ （包括楔差），因而使实际测量精度大大下降。例如用台曼干涉仪测量一块  $\phi 200$  毫米、厚 40 毫米光学玻璃的均匀性 ( $\Delta n$ )，若要达到  $\pm 2 \times 10^{-6}$  的精度，那是相当困难的，在一般条件下甚至是不可能的。采用二次曝光全息干涉测量，则容易做到  $d(\Delta n) = \pm 1 \times 10^{-6}$ 。采用光电方法读取条纹数目，则能达到  $d(\Delta n) \leq \pm 1 \times 10^{-7}$ ， $d(\Delta h) \leq \pm \frac{\lambda}{50}$ 。

### 2. 可以同时测量 $\Delta n$ 和 $\Delta h$

过去,所有干涉测量法均做不到这一点。正是基于  $\Delta n$  和  $\Delta h$  的同时测量和定量区分,才使全息干涉测量的精度大大提高。 $\Delta h$  中的楔形差和面形差也可进行区分。

### 3. 二次曝光全息差分干涉降低了对干涉仪光学元件的质量要求

普通干涉仪平板面形要求  $N = \frac{\lambda}{20}$ ,  $\Delta N = \frac{\lambda}{40}$ ; 材料 1~2 级。若要研制一台口径 200 毫米以上的这类干涉仪,那是相当不容易的。而要制造一台口径 300 毫米的激光全息干涉仪,并不算困难。因为这种干涉仪平面光学元件的面形要求:  $N = 1$ ,  $\Delta N = \frac{1}{5}$ , 材料 3~4 级。

### 参考文献

- [1] F. E. Roberte *et al.*; *Appl. Opt.*, 1979, **8**, No. 11, 2311.
- [2] F. Reitmauger *et al.*; *Appl. Opt.*, 1972, **11**, No.5, 1107.
- [3] “大尺寸钹玻璃棒的光学质量检验及其与激光输出特性的关系”,《中国科学院上海光机所研究报告集》第二集, p. 167~181.
- [4] E. N. Lieth *et al.*; *JOSA*, 1962, **52**, 1123.
- [5] A. Masumura *et al.*; *Optics and Laser Technol.*, 1971, **3**, No. 1, 36~40.
- [6] J. W. Goodman, “Introduction to Fourier Optics”, 1968, 287~302.
- [7] H. M. Smith; “全息学原理”, 1972.

(上接第 56 页)

不能振荡。由此可以确定出极限弯曲的数值,在  $X = 100$  微米时,附加传输损耗为 1.7 分贝/米,比直波导的损耗大三倍以上,这时单程总损耗将超过 1 分贝而使振荡受到抑制。

### 器件的结构

器件采用派莱克斯玻璃管,波导内径为 1.5 毫米,长度为 130 毫米。采用自来水冷却,水冷外套直径为 20 毫米。流动气体入口气压为 110 托,出口气压为 5 托,水银气压计测量。

谐振腔一端是镀金膜的  $K_8$  玻璃全反射镜,另一端为 GaAs 平面镜,对 10.6 微米激光透过 10%。气体的组份为  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1.2:3.3$ 。

采用高压直流电源进行放电激励,改变镇流电阻、放电电压和气体组份进行了实验。

在镇流电阻 2.47 兆欧、放电电流 4.5 毫安、管压降 11.8 千伏时,获得 600 毫瓦激光输出。

### 参考文献

- [1] E. A. J. Marcatili *et al.*; *Bell. Syst. Tech. J.*, **43** (1964), 1783~1809.
- [2] P. W. Smith; *Appl. Phys. Lett.*, **19**(1971), 132~134.
- [3] T. J. Bridges *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, **20** (1972), 403~405.
- [4] R. E. Jeson *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, **20** (1972), 508~510.
- [5] V. K. Konyukhov; *Sov. Phys.-Tech. Phys.*, **15** (1971), 1283~1287.
- [6] Hiromichi Shirahata *et al.*; *J. Appl. Phys.*, **46**, 6 (1975), 2627~2628.
- [7] J. J. Degnan *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-9** (1973), 901~910.
- [8] D. R. Hall *et al.*; *J. Appl. Phys.*, **48**, 3 (1977), 1212~1216.
- [9] R. L. Abrams; *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-9** (1973), 940~946.