

位相型全息记录介质的浮雕深度和折射率变化的测量方法

张晓春 郭永康 郭履容

(四川大学信息光学研究所, 成都 610064)

徐 平

(湖北民族学院物理系,)

提 要

本文提出了一种直接测量位相型全息记录介质的浮雕深度和折射率改变量的方法,它利用干涉显微镜及带 CCD 摄像头的微机组成的简单系统,可获得很高的测量精度. 本文分析了测量误差以及为使系统保持最高测量精度而应选取的最佳测量条件.

关键词 全息记录介质, 浮雕深度, 折射率调制, 干涉测量.

1 引 言

位相型全息图可分为浮雕和折射率调制两种类型. 通常,通过测量衍射效率来估算折射率调制度(折射率最大改变量的二分之一)^[1,2]. 文献[3]提出了一种利用分光光度计间接测量位相型介质折射率调制度的方法. 但是,这些间接测量方法只能确定折射率的调制度,而不能得出介质中折射率变化的分布. 并且这种方法一般都先假定介质中折射率按正弦分布,加之普通位相全息记录材料常常同时形成浮雕和折射率的改变,难以将它们分开. 因此,对折射率调制度的测量精度不易保证.

本文提出,利用干涉显微镜及带 CCD 摄像头的微机,通过记录介质两表面反射光和来自干涉系统另一臂参考光所产生的两组等厚干涉条纹的测量和处理,可直接获得浮雕深度和折射率改变量的分布. 这种方法所用设备简单,测量精度高,不仅可用于研究记录材料的性质和处理工艺,而且可用于分析位相全息图的衍射机理.

2 测量方法和原理

测量系统由干涉显微镜和带 CCD 摄像头的微机构成. 测量前先记录一块非倾斜条纹的透射全息光栅,然后用锋利的刀片或溶剂沿与光栅条纹基本平行的方向去掉一小部分介质层,以暴露一小部分基片使其直接反射光. 样品结构示于图 1. 图中 S_1 、 S_2 分别表示记录介质的上表面和基片表面. 测量时,将样品 P_1 放在干涉显微镜的载物台上,仔细地调整干涉显微镜,直到

收稿日期:1992年3月16日;收到修改稿日期:1992年5月25日

* 本课题得到国家教委博士学科点基金资助.

看见光栅介质层两表面的反射光与来自干涉光路另一臂反射参考光干涉产生的清晰的两组干涉条纹(图 2 中的①和②)^[4],以及基片表面直接反射光与参考光干涉产生的直干涉纹(图 2 中的③),然后用上面配置的照相机拍下此图的照片. 但要注意,应使干涉图样中的直干涉纹③与放大的光栅条纹④相垂直. 此时,干涉显微镜中平面镜 M 的镜像 M' 与样品 P₁ 的交线(如图 3 所示)即图 1 中的 x 轴方向. 此后,用 CCD 摄像头将记录胶片的光密度数据摄入并存入微机中. 最后由计算机处理这幅图像并输出结果.

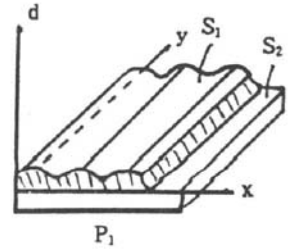


Fig. 1 Schematic diagram of sample structure

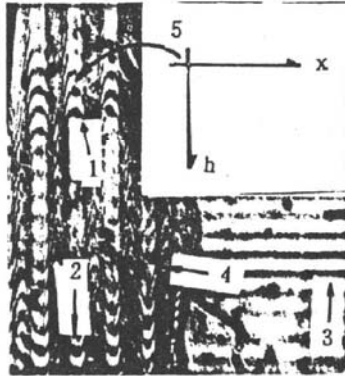


Fig. 2 One of interfering patterns and selected coordinate system. (①,②,③:interfering fringes; ④:magnified grating fringes; ⑤:original point of the coordinate system.)

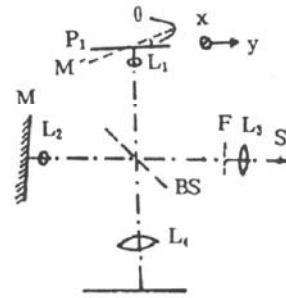


Fig. 3 interference microscope in testing

在图 1 中,因记录的是非倾斜条纹的光栅,因而介质的厚度和折射率沿 y 及 d 方向的变化可以忽略,其分布可视为一维的,分别用 $d(x)$ 和 $n(x)$ 表示. 待测量分别是浮雕深度分布 $d_n(x) = d_0 - d(x)$, 和折射率改变量的分布 $\Delta n(x) = n_0 - n(x)$. 其中 d_0 表示介质的最大厚度, n_0 表示该点的折射率. 因为曝光前后介质折射率要发生改变. 为了保证测量精度,将同一块样片上的记录层去掉一小部分,用基片直接反射的光与参考光产生的干涉直条纹和穿过记录层的基片反射的光与参考光的干涉条纹之比来确定 n_0 .

为了使计算机程序对分析干涉图样方便起见,选取图 2 所示的坐标系,其坐标原点则选在图 2 中第①组干涉条纹上边一条最暗纹的顶点上(图 2 中的⑤点). 在此情形下,图 2 的直干涉纹即与图 1 的 x 轴平行. 入射光束是白光经滤光片后的窄带光束. 干涉图样左边两组弯曲条纹的光强分布为^[5]:

$$I(x, h) = I_1 + I_2 + I_3 + 2 \sqrt{I_1 I_3} \gamma(\Delta s_{13}/c) \cos(2\pi \Delta s_{13}/\lambda_c) + 2 \sqrt{I_2 I_3} \gamma(\Delta s_{23}/c) \cos(2\pi \Delta s_{23}/\lambda_c) + 2 \sqrt{I_1 I_2} \gamma(\Delta s_{12}/c) \cos(2\pi \Delta s_{12}/\lambda_c) \quad (1)$$

式中 I 为光强,角标 1、2、3 分别与表面 S_1 、 S_2 和镜面 M 的反射光相对应. γ 函数为入射光的时间相干函数, c 为真空中光速, λ_c 为入射光的中心波长, Δs 为相应两光束的光程差,可以得出:

$$\Delta s_{13}(x, h) = 2[d_0 - d(x)] - 2htg \theta + \lambda_c/2, \quad (2)$$

$$\Delta s_{23}(x, h) = 2n(x)d(x) + 2[d_0 - d(x)] - 2htg \theta + \lambda_c/2. \quad (3)$$

其中, θ 是 P_1 与 M' 的交角(见图 3). (1) 式最后一项与测量无关,不予考虑. 当光波的波长宽度大于一定值时, γ 函数下降很快,使图 2 中第①组干涉条纹不致与第②组干涉条纹发生重叠. 在图 2 所示的坐标系中,对于选定的 x ,沿 h 方向都能在每组条纹里找到两个光强极小值点(这四点分别位于每组条纹最黑的两条干涉纹里),其 h 坐标以 h_1 、 h_2 、 h_3 和 h_4 表之,它们应满足以下

关系: $\Delta s_{13}(x, h_1) = \lambda_c/2, \Delta s_{13}(x, h_2) = -\lambda_c/2, \Delta s_{23}(x, h_3) = \lambda_c/2, \Delta s_{23}(x, h_4) = -\lambda_c/2$. 同样, 对于图 2 中右边直干涉条纹, 对于选定的 x , 两极小光强点的位置 $(x, h_5), (x, h_6)$ 满足下列关系: $\Delta s_{23}(h_5) = \lambda_c/2, \Delta s_{23}(h_6) = -\lambda_c/2$, 其中 $\Delta s_{23}(h) = 2d_0 - 2h \operatorname{tg} \theta + \lambda_c/2$. 因干涉条纹是平行于 x 轴的直线, 所以这两点的坐标与 x 无关. 经过推导, 可以得到计算待测量值的公式,

$$d_H(x) = \frac{h_1(x)}{h_2 - h_1} \frac{\lambda_c}{2}, \quad (4)$$

$$\Delta n(x) = \frac{h_3(x_0) - h_3(x) - (n_0 - 1)h_1(x)}{h_5 - h_1(x)}, \quad (5)$$

而 $n_0 = h_3(x_0)/h_5$, x_0 满足 $h_1'(x_0) = 0$. 也可以推导出 $d_0 = [h_5/(h_6 - h_5)] \cdot (\lambda_c/2)$. 上式中 λ_c 是已知量, h_1 到 h_6 全部是用计算机系统测出的量.

3 测量实例与最佳测量条件的选择

3.1 测量实例

使用由国产 6JA 型干涉显微镜与 IBM 微机组成的测量系统. 干涉显微镜干涉滤光片的中心波长 $\lambda_c = 0.54 \mu\text{m}$, 波长宽度 $\delta\lambda = 10 \text{ nm}$. CCD 器件是 512×512 面阵的器件, 可以将光强量化为 0 到 255 之间的一个整数.

样品是 Si_3N_4 薄膜基片上的 DCG 光栅, DCG 介质层厚约 $10 \mu\text{m}$, 折射率大约是 1.64. 采用 Si_3N_4 材料可以增加基片的反射率, 从而提高第②组干涉条纹的反衬度. 因条纹反衬度不会很高, 虽然系统具有 256 个光强量化阶数, 但测量中仅用到了其中约 100 个量化阶数.

条纹间距 $\Delta h = h_2 - h_1$ (见图 2, 同一幅干涉图样中, $\Delta h \equiv h_2 - h_1 \equiv h_4 - h_3 \equiv h_6 - h_5$ 是常数) 是须仔细加以选择的量. 在这个测量实例中, 让 $\Delta h = 32$ 个象元单位将使系统的测量精度达到最高 (见最佳测量条件一节). 但是, 当 $\Delta h = 32$ 时所需 CCD 器件维数约为 2000, 即第①组零级干涉条纹与第②组零级干涉纹相距约 2000 个象元单位. 本系统不能达到这个要求. 因此, 采取了分测三幅图像的办法来克服系统象元维数不足的难题. 这三幅图像分别是: 1) 只含第一组干涉条纹的图像, 使 $\Delta h_1 = h_2 - h_1$ 约 32 个象元单位; 2) 只含第②组干涉条纹的图像, 使 $\Delta h_2 = h_4 - h_3$ 约为 32 个象元单位; 3) 二组干涉条纹都出现的图像, 使 $\Delta h_3 = h_6 - h_5$ 约为 8 个象元单位. 由于在 h 方向间距 $\Delta h_1, \Delta h_2$ 和 Δh_3 对应的光程差都为光波长 λ_c , 所以用 $(\Delta h_1/\Delta h_2)[h_3(x_0) - h_3]$ 代替 (7) 式中的 $h_3(x_0) - h_3$, 以 $\Delta h_1/\Delta h_3 \cdot h_5$ 代替 (7) 式中的 h_5 , 即可计算出待测量.

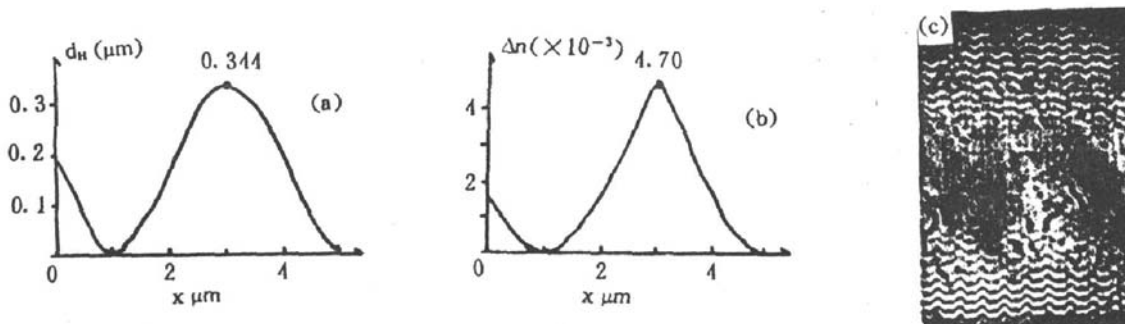


Fig. 4 output data (period of the grating is about $4 \mu\text{m}$).

(a) relief depth, (b) index variation, (c) interfering pattern about h_1-h_4

图 4(a)、(b) 分别是测出的 DCG 光栅的浮雕深度以及折射率改变量的分布, 光栅周期约 $4 \mu\text{m}$. 同时测出 $d_0 = 9.843 \mu\text{m}$, $n_0 = 1.6413$. 图 4(c) 是二组干涉条纹的照片, 上面的小斑点是因

重铬酸铵结晶析出明胶表面而产生的. 图 4(a)、(b)表明, 在 DCG 全息光栅中同时存在浮雕和折射率两种调制. 浮雕最大深度是 $0.344 \mu\text{m}$, 折射率最大变化量为 4.7×10^{-2} , 且都不是正弦变化的. 作者观测到, 浮雕深度在光栅空频增大时将迅速变浅.

3.2 误差分析

主要的误差来源于三个方面: 从 M 反射的参考波前位相与理想波前位相之差, 光波的非单色性, 离散采样和光强量化检测的量化误差. 前者起因于制造工艺的限制, 精密光学加工可以控制在 $1/40\pi$ 以内.

引起浮雕深度的测量误差的其它两种误差源可以通过对(4)式微分得到,

$$\delta d_u = \left(\frac{\delta h_1}{\Delta h_1} - \frac{\delta(\Delta h_1)h_1}{\Delta h_1^2} \right) \frac{\lambda_c}{2} + d_u \frac{\delta \lambda}{\lambda_c}. \quad (6)$$

折射率改变量的测量误差可通过对(5)式的微分加上波长宽度引起的最大误差表示

$$\delta(\Delta n) = \frac{\delta h_3(x_0) - \delta h_3 - (n_0 - 1)\delta h_1}{h_5 - h_1} - \frac{n_0 h_1}{h_5 - h_1} \left(\frac{\delta h_3(x_0)}{h_3(x_0)} - \frac{\delta h_5}{h_5} \right) + \frac{\delta \lambda_0}{d_0}. \quad (7)$$

上式中 $h_5 = (\Delta h_1/\Delta h_3)h_5$. 测出值和最大误差 $\delta h = \pm 0.5$, $\delta(\Delta h) = \pm 0.5$, 波长宽度 $\delta \lambda = 10 \text{ nm}$ 代入(6)、(7)两式, 得出前一节测量结果的最大误差是:

$$\text{Max}(\delta d_u) = \pm 0.016 \mu\text{m}, \quad \text{Max}[\delta(\Delta n)] = \pm 0.0018.$$

3.3 最佳测量条件

从(6)、(7)两式可以看出, 测量精度与波长宽度 $\delta \lambda$ 和条纹间距 Δh 有关. 因此必须仔细加以选择, 以使测量系统具有高的测量精度.

假如改善光波的单色性, 那么图 4(c) 所示的每组干涉条纹数目都会增加, 最后两组干涉条纹交叠而影响测量. 从光的相干性理论可知, 要使其中一组 ± 1 级干涉条纹不被另一组重叠, 光束的波长宽度 $\delta \lambda$ 须大于 $\lambda^2/2 \min(nd)$. 式中 \min 表示取函数的最小值. 显然, 为使误差最小, 有下列最佳条件,

$$\delta \lambda = \lambda_c^2/2 \min(nd). \quad (8)$$

另外, 量化引起的测量误差与条纹间距 Δh 成反比. 因此, 保持 $|\delta h| \leq 0.5$ 的最大 Δh 将使量化误差最小. 下表是我们据(1)式及这个条件列出的最佳条纹间距 Δh_0 与实际光强量化阶数 N 的关系,

N	15	20	25	30	40	60	80	100	150	200	250	300	1000
Δh_0	12	14	16	17	20	25	28	32	39	45	50	55	100

Δh_0 的单位: 1 个象元单位.

按照最佳条件, 在测量实例中应选择 $\delta \lambda = 9.1 \text{ nm}$, $\Delta h_0 = 32$.

4 结 语

本方法能同时测出位相全息记录介质中各点的浮雕深度和折射率改变量. 因普通干涉显微镜和一台微机即可达很高的测量精度, 在本文测量实例中, 浮雕深度的最大偏差仅为 $\pm 0.016 \mu\text{m}$, 折射率改变量的最大偏差仅为 ± 0.0018 . 因此, 可以方便地利用本方法去研究位相介质的感光特性, 其全息图衍射机理和寻找最佳处理工艺.

此外, 本方法采用的程序软件不仅方便、可靠, 而且可以灵活地消除干涉图中的噪声.

参 考 文 献

- [1] R. R. A. Syms, L. Solymar, Planar volume phase hologram formed in bleached photographic emulsions. *Appl. Opt.*, 1983, 22(10):1479
- [2] B. J. Chang, C. C. Leonard, Dichromated gelatin for the fabrication of holographic optical elements. *Appl. Opt.*, 1979, 18(14):2407
- [3] Yun Gang, Yu Meiwen, A method of measuring the modulation of refractive index of phase holographic recording medium. *Acta Optica Sinica (China)*, 1989, 9(7):653
- [4] Y. K. Guo, X. C. Zhang, L. R. Guo, A method of measuring thin film thickness. *Photo-electro. Engng. (China)*, 1992, 3
- [5] J. W. Goodman, *Statistical Optics*, New York, John Wiley & Sons, 1985, chapter 4

Measuring method of relief depth and refractive index variation in a holographic phase medium

CHANG Xiaochun GUO Yongkang GUO Lurong

(*Information Optics Institute of Sichuan University*)

XU Ping

(*Hubei National College*)

(Received 16 March 1992; revised 25 May 1992)

Abstract

The paper presents a method of measuring relief depth and refractive index variation in holographic phase media. By the method an reflection interference microscope and a micro-computer with a CCD camera are used in testing, and can obtain highly precise data of them. In the paper, the testing error is analysed, the optimum conditions which make the measuring system keep its highest accuracy are given.

Key words holographic recording medium, relief depth, refractive index modulation, interfering measurement.