

# 外差干涉仪中声光调制器特性 对测量精度的影响

赵 洋 周 挺 李达成

(清华大学精密仪器系, 精密测试技术与仪器国家重点实验室, 北京 100084)

**摘 要** 提出并论证了混合型声光调制器衍射光的衍射级次混叠特性, 它使衍射光强中存在着驱动频率的谐波项, 此外入射光束的漂移将引起衍射光的频率漂移。分析了在外差干涉仪中应用它们对测量精度的影响, 提出了消除这些因素影响的方法: 利用双声光调制器外差干涉, 并在干涉仪的内部提取测量的参考信号。用双声光调制器的外差干涉仪可以实现纳米测量。

**关键词** 声光调制器, 外差干涉仪, 纳米测量, 衍射级次混叠。

## 1 引 言

外差干涉要求光波在干涉仪两个干涉臂间形成一定的频差。除了使用双频激光器外, 常用声光调制器实现外差干涉<sup>[1, 2]</sup>。本文在实验和理论分析的基础上, 指出了声光调制器的非理想特性及其对实现纳米外差干涉仪的影响。研究发现, 经声光调制器衍射后的光波存在着衍射级次混叠和频移漂移等非理想特性, 在微米精度范围, 它们对测量精度的影响可以不予考虑。但是要实现纳米级的测量精度, 这些影响就不能被忽略。本文提出了克服这些影响的办法, 并在外差绝对距离测量干涉仪中得到了应用, 取得了良好的结果<sup>[3]</sup>。

## 2 声光调制器衍射特性

### 2.1 声光调制器衍射级次混叠特性

声光效应分为三类: 拉曼-奈斯(Raman-Nath)衍射、布拉格(Bragg)衍射, 和介于两者之混合型衍射。拉曼-奈斯衍射与薄相位光栅衍射类似, 呈多级衍射图像; 布拉格衍射与体光栅衍射类似, 呈单级衍射图像。通常在外差干涉仪中的声光衍射是混合型(频率范围在几十兆赫兹)。图 1 是声光调制器的工作原理图, 当声波作用地透明的光学介质上时, 在声波的传播方向上, 介质内部形成一个以速度  $v_s$  传播的正弦密度或者应力变化。材料的这种密度或应力的变化, 反映在光学特性上就是介质折射率的变化。如果声波的驱动频率为  $\omega$ , 介质中传播波数为  $k_s$ , 它引起介质折射率的变化可以用下式表示<sup>[4]</sup>:

$$\Delta n(z, t) = \Delta n \sin(\omega t - k_s z) \quad (1)$$

$\Delta n$  为折射率调制率, 且

$$\Delta n = \frac{1}{2} \left( \frac{n^6 p^2 W}{\rho v_s^3 b L} \right)^{1/2} \quad (2)$$

式中  $n$  为介质的折射率,  $p$  为介质的光弹常数,  $\rho$  为介质的密度,  $W$  为声功率,  $b$  为超声场宽度,  $L$  为声光作用长度。介质折射率变化的频率和初始相位与驱动的超声信号的频率相同。

假设一个直径为  $2a$  的单位振幅激光束, 以布拉格角  $\alpha_B = \lambda/2\lambda_s$  入射到一个声光调制器上。对于拉曼-奈斯衍射, 其衍射光波的光矢量大小的方程为

$$E(x, y, t) = \text{circ} \left( \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{a} \right) \exp \left[ -ik \frac{\Delta n}{2} L \sin(\omega_s t - k_s x) \right] \exp \left[ -i(\omega t - \frac{\pi}{\lambda_s} x) \right] \quad (3)$$

式中  $\omega$  为光波的角频率,  $k$  为波数。根据傅里叶光学的理论, 衍射光的角谱可以写成<sup>[5]</sup>:

$$A_i \left( \frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, t \right) = a^2 \pi \frac{J_1(2\pi a \sqrt{(\alpha/\lambda)^2 + (\beta/\lambda)^2})}{2\pi a \sqrt{(\alpha/\lambda)^2 + (\beta/\lambda)^2}} \otimes \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(v) \delta \left( \frac{\alpha}{\lambda} - \frac{q - 0.5}{\lambda_s} \right) \delta \left( \frac{\beta}{\lambda} \right) \exp \left[ -i(\omega + q\omega_s) t \right] \quad (4)$$

其中  $\alpha$ 、 $\beta$  为  $x$ 、 $y$  方向衍射光束的方向角,  $q$  为整数,

$$v = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n = \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{n^6 p^2 2WL}{\rho v_s^3 b} \right)^{1/2} \quad (5)$$

从(4)式可见, 声光调制器在  $y$  方向无衍射分量,  $x$  方向显多级衍射特性, 第  $m$  级衍射光的方向角为  $\alpha_m = (m - 0.5)\lambda/\lambda_s$ 。为了讨论问题方便, 取  $\beta = 0$ , 那么第  $m$  级衍射光的角谱为

$$A_i \left( \frac{\alpha_m}{\lambda}, 0, t \right) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(v) a^2 \pi \frac{J_1(2\pi a |m - q|/\lambda_s)}{\pi a |m - q|/\lambda_s} \exp \left[ -i(\omega + q\omega_s) t \right] \quad (6)$$

这束激光经过拉曼-奈斯衍射后, 只有零级光衍射满足布拉格衍射条件, 因此该级光中的一部分光被衍射到布拉格级次上, 且最大能量为  $I = I_0 \sin^2(\frac{v}{2})$ <sup>[6]</sup>。根据方程(6), 布拉格衍射光的角谱为

$$A_B \left( \frac{\alpha_B}{\lambda}, 0, t \right) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_{q-1}(v) a^2 \pi \frac{J_1(2\pi a |1 - q|/\lambda_s)}{2a\pi |1 - q|/\lambda_s} \exp \left[ -i(\omega + \omega_s) t \right] \sin \frac{v}{2} \quad (7)$$

可见, 布拉格衍射光的方向与拉曼-奈斯正一级衍射光重合。综合上述两种衍射的情形, 混合型声光调制器的衍射光的角谱可以写为

$$A \left( \frac{\alpha_m}{\lambda}, 0, t \right) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q a^2 \pi \frac{J_1(2\pi a |m - q|/\lambda_s)}{a\pi |m - q|/\lambda_s} \exp \left[ -i(\omega + q\omega_s) t \right] \quad (8)$$

其中

$$J_q = J_q(v) \cos \left( \frac{v}{2} \right) \Big|_{m=0}, \quad J_q = J_q(v) + J_{q-1}(v) \sin \left( \frac{v}{2} \right) \Big|_{m=1}, \quad J_q = J_q(v) \Big|_{m \neq 0, 1}$$

衍射光的强度为

$$I_i \left( \frac{\alpha_m}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, t \right) = C J_m^2 \left\{ a^2 \pi \frac{J_1[2\pi a |m - q|/\lambda_s]}{2a\pi |m - q|/\lambda_s} \right\}_{m-q=0}^2 + C \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq m}}^{\infty} J_q^2 \left\{ a^2 \pi \frac{J_1[2\pi a |m - q|/\lambda_s]}{2a\pi |m - q|/\lambda_s} \right\}^2 +$$

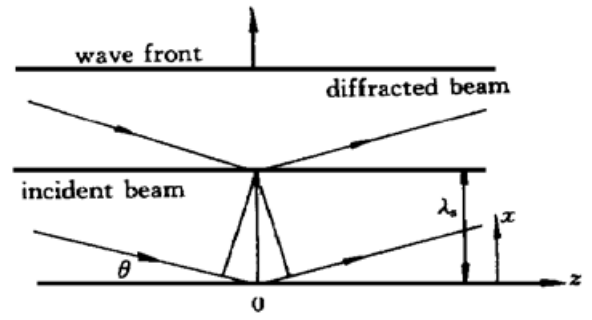


Fig. 1 Diagram of operating principle of an AOM

$$2C \sum_{j=0}^{\infty} \left\{ \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q J_{q-j} a^2 \pi \frac{J_1[2\pi a |m - q| / \lambda_s]}{2a\pi |m - q| / \lambda_s} a^2 \pi \times \right. \\ \left. \frac{J_1[2\pi a(m - q + j) / \lambda_s]}{2a\pi |m - q + j| / \lambda_s} \cos j \omega_s t \right\} \quad (9)$$

式中  $C$  为比例常数,  $j$  为整数。在通常的应用(特别是外差干涉仪)中,使用的是声光调制器的零级和一级衍射光。因为  $\frac{2\pi a}{\lambda_s}$  很大,因此根据(9)式零级衍射光和一级衍射光的光强为

$$I_i\left(\frac{\alpha_0}{\lambda}, \frac{0}{\lambda}, t\right) \approx Ca^2\pi \left[ 1 + 4 \tan\left(\frac{v}{2}\right) \frac{J_1(2\pi a/\lambda_s)}{2a\pi/\lambda_s} \cos \omega_s t \right] \quad (10)$$

$$I_i\left(\frac{\alpha_1}{\lambda}, \frac{0}{\lambda}, t\right) \approx Ca^2\pi \left[ 1 + 4 \frac{J_0(v) \cos(v/2) + J_2(v)}{J_1(v) + J_0(v) \sin(v/2)} \frac{J_1(2\pi a/\lambda_s)}{2\pi a/\lambda_s} \cos \theta_s t \right] \quad (11)$$

对于一工作频率在 40 MHz 的重火石玻璃声光调制器<sup>[7]</sup>,其折射率  $n = 1.92$ ,光弹常数  $p = 0.25$ ,密度  $\rho = 6.3$ ,材料中声波波长  $\lambda_s = 77.5 \mu\text{m}$ ,假设超声场的宽度与光学作用长度相同,如果超声功率  $W = 1.7 \text{ W}$ ,入射光束的直径为  $2a = 0.45 \text{ mm}$ ,波长为  $0.633 \mu\text{m}$ ,根据(5)式有:  $v = 1.22$ ,那么零级光和一级衍射光的强度为

$$I_i\left(\frac{\alpha_0}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, t\right) = Ca^2\pi (1 + 0.032 \cos \omega_s t) \quad (12)$$

$$I_i\left(\frac{\alpha_1}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, t\right) = Ca^2\pi (1 + 0.028 \cos \omega_s t) \quad (13)$$

上述现象在实验中得到了证明。实验中,用 DC-300MHz 光电接收器分别接收从上述声光调制器出射的各衍射级次的光波强度,并用频谱分析仪对该信号进行分析。结果表明声光调制器的每一级衍射光都存在光强调制分量,其零级衍射光和一级衍射光的光强调制幅度约 4%。

从(9)式可知,如果入射到声光调制器的波面足够大,使得式中的后一项为零,那么各个衍射级是角空间的  $\delta$  函数。但是实际上入射的波面是受限制的,这一项不可能为零,因此各个衍射级次间存在着相互影响,或者说衍射级次混叠。这种衍射级次的混叠使得衍射的光强中包含有声光调制器驱动频率的谐波项,这些谐波的强度与声光调制器的材料、工作频率、驱动功率、以及入射光束及其波长等因素有关。虽然衍射光中的这种调制非常小,在许多的应用中都忽略,但是从下面的分析可以看到,它给外差干涉带来了新的误差。

## 2.2 声光调制器的频移漂移特性

假定声波横向尺寸无限大,光波以布拉格角  $\alpha_B$  入射到声波的等价波面上,如果在声波的传播方向上,入射光束与声光调制器存在一个速度为  $v_f$  的相对运动,那么相对入射光束,声波的速度  $v_u$  为

$$v_u = v_s + v_f$$

根据多普勒频移原理,衍射光的频移  $\omega'$  为

$$\omega' = 2\omega n \frac{v_u \sin \alpha_B}{c} = \frac{2\omega n}{c} (v_s + v_f) \sin \alpha_B = \omega + \frac{2\pi v_f}{\lambda_s} \quad (14)$$

式中  $c$  为光速。因此,决定衍射光频率的因素有两个:一是由作用在介质上的声波频率,第二则是光束在声波传输方向的相对运动。

### 3 单声光调制器实现的外差干涉仪

#### 3.1 声光调制器强度调制对外差干涉仪的影响

用一只声光调制器实现外差干涉仪的原理图<sup>[1, 2]</sup>如图2所示。从He-Ne激光发出的光经声光调制器衍射, 其一级光作为参考光, 零级光作为测量光。经过参考镜和测量镜的反射, 它们在分光镜上汇合形成外差干涉, 在光电探测器 D 上获得外差光电信号。

根据前面的分析, 声光调制器的零级和一级衍射光的光矢量大小的方程可以写成:

$$E_0 = \sqrt{1 + a \cos \omega t} \exp[-i(\omega t - \varphi_0)] \quad (15)$$

$$E_1 = \sqrt{1 + b \cos \omega t} \exp\{-i[(\omega + \omega)t - (\varphi_0 + \varphi)]\} \quad (16)$$

式中  $\varphi$  代表测量光的光程差,  $\varphi_0$  是信号的初相位,  $a, b$  代表两光波光强调制幅度。干涉场强度为

$$I_0 = (E_0 + E_1)(E_0 + E_1)^* = 2 + (a + b) \cos \omega t + 2 \sqrt{1 + (a + b) \cos \omega t + \frac{1}{4}(a + b)^2 \cos^2 \omega t + \frac{1}{4}(a - b)^2 \cos^2 \omega t} \cos(\omega t - \varphi) \approx 2 + (a + b) \cos \omega t + 2 \cos(\omega t - \varphi) + (a + b) \cos(2\omega t - \varphi) + (a + b) \cos \varphi \quad (17)$$

该信号经过滤波处理后, 滤除直流项和高频项后有

$$I_0 = (a + b) \cos \omega t + 2 \cos(\omega t - \varphi) \quad (18)$$

可见, 外差干涉仪输出的光电信号不再是一个单纯的正弦信号, 其中存在着一个频率相同、相位固定的干扰。改写(18)式, 得到

$$I_0 = \sqrt{1 + 2(a + b) \cos \varphi + [(a + b)/2]^2} \cos\{\omega t + \arctan[\frac{2 \sin \varphi}{2 \cos \varphi + (a + b)}]\} \quad (19)$$

由声光调制器的强度调制引起的相位误差:

$$\Delta\varphi = \arctan[\frac{2 \sin \varphi}{2 \cos \varphi + (a + b)}] - \varphi \quad (20)$$

该相位误差是  $\varphi$  的周期函数, 其大小与声光调制器的强度调制振幅有关。图 3 是相位误差与强度调制幅度间的关系曲线。如果在外差干涉仪中使用上述实验中的声光调制器, 其光强调制的振幅为  $a + b = 0.08$ , 这时所引起的最大相位误差是  $\Delta\varphi = 4.6^\circ$ , 相当于  $\lambda/156$ 。对微米量级测量, 这个精度能够满足要求, 但是要实现纳米测量, 就远远不够。

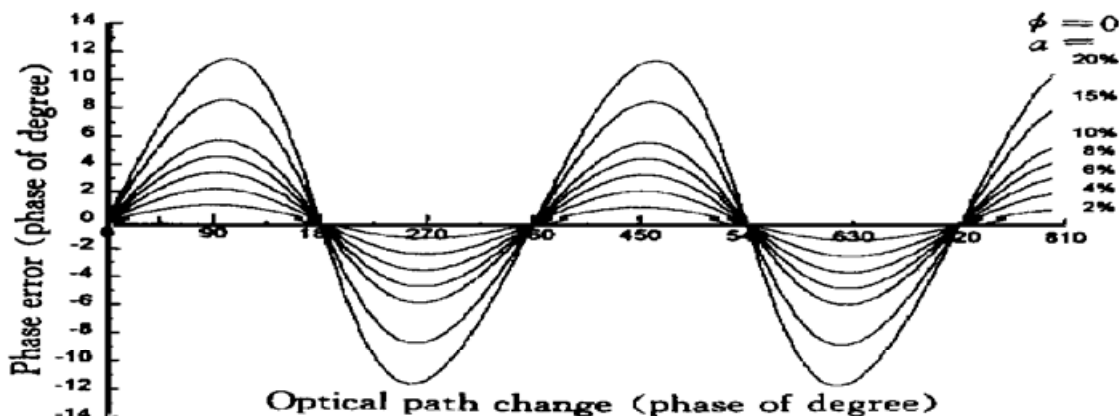


Fig. 3 Curves of phase error vs. optical path change in an interferometer

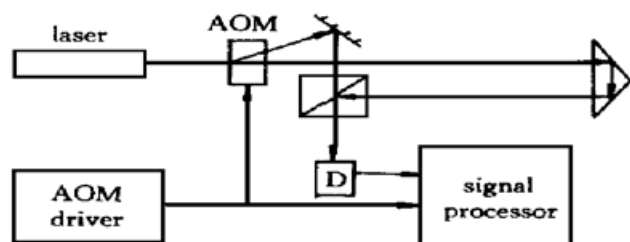


Fig. 2 Schematic diagram of a typical heterodyne interferometer with one AOM

### 3.2 光束漂移对测量精度的影响

激光器发出的光本身有角漂和横向漂移，且构成干涉仪的结构合理性和稳定性等因素都可能使干涉仪中的激光束在声光调制器中声波传播方向上产生漂移。根据前面的理论分析，这些漂移都反映到声光调制信号的衍射光频率中。在不考虑衍射光强度调制的条件下，将(14)式代入光电信号表达(18)式有

$$I = 2 \cos [(\omega_s + 2\pi\nu_t/\lambda_s)t + \varphi] \tag{21}$$

根据频率和相位的关系，在  $\Delta t$  时间间隔中，该光电信号的相位变化为

$$\Delta\varphi = 2\pi \int_t^{t+\Delta t} \frac{\nu_t}{\lambda_s} dt + k\Delta x = 2\pi \frac{x}{\lambda_s} + 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda} \tag{22}$$

式中  $x$  为在  $\Delta t$  时间内，激光束在声光调制器声波传播方向上的位移， $\Delta x$  为干涉仪的光程差变化。可见光电信号的相位变化由两部分组成：一部分是由干涉仪中光程变化引起的，另一部分则是由光波在沿声光调制器声波方向漂移引起的。根据相位和光程差的关系，由光波在沿声光调制器声波方向漂移引起测量信号的相位变化所对应的光程变化为

$$\Delta l = (\lambda/\lambda_s)x \tag{23}$$

如果干涉仪使用的激光波长为 633 nm，工作频率为 40 MHz 的重火石玻璃声光调制器，那么  $\Delta l = 0.00816x$ 。对于一个自由运转的 He-Ne 633 nm 激光器来说，角漂移为 0.3 mrad，光束横漂为 0.2 mm。如果声光调制器距离光腰是 150 mm，那么  $x' = 0.245$  mm，引起的光程变化为  $\Delta l = 2 \mu\text{m}$ 。

综上所述使用一个声光调制器构成的外差干涉测量系统，虽然结构简单、紧凑，但测量精度不能优于波长的 1/160，干涉仪内部的光束漂移和光程变化就会引入测量误差。因此，在用单声光调制器构造外差干涉仪时，必须从结构上考虑声光调制器这些特性对测量精度的影响。

## 4 双声光调制器的纳米精度外差干涉仪

图 4 是双声光调制器外差干涉仪的工作原理图。在干涉仪中，声光调制器 AOM<sub>2</sub> 的一级衍射光作为测量光，声光调制器 AOM<sub>1</sub> 的一级衍射光作为参考光，这两束光经干涉仪中的光路分别入射到两个光电探测器上。光电接收器 D<sub>1</sub> 接收的光电信号作为干涉仪的参考信号，D<sub>2</sub> 接收的作为测量信号。设这两只声光调制器的光强调制幅度为  $a$  和  $b$ ，那么在光电接收器 D<sub>2</sub> 上接收到的光电信号为

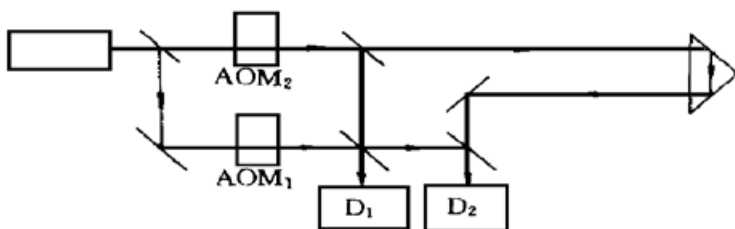


Fig. 4 Schematic diagram of a heterodyne interferometer with two AOMs

$$I_2 = (E_0 + E_1)(E_0 + E_1)^* = [1 + a \cos(\omega t + \phi)] + [1 + b \cos(\omega_2 t + \phi_2)] +$$

$$\begin{aligned}
& 2 \sqrt{1 + a \cos(\omega_1 t + \phi_1)} \sqrt{1 + b \cos(\omega_2 t + \phi_2)} \times \\
& \cos [(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2 + (\phi_1 - \phi_2)] \approx \\
& 2 + a \cos(\omega_1 t + \phi_1) + b \cos(\omega_2 t + \phi_2) + 2 \cos [(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2 + (\phi_1 - \phi_2)] + \\
& \frac{a}{2} \{ \cos [(2\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2 + (2\phi_1 - \phi_2)] + \cos (\omega_2 t - \varphi_1 + \varphi_2 + 2\phi_2) \} + \\
& \frac{b}{2} \{ \cos [(\omega_1 - 2\omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2 + (\phi_1 - 2\phi_2)] + \cos (\omega_1 t + \varphi_1 - \varphi_2 + 2\phi_1) \} + \\
& \frac{ab}{4} \{ \cos (\varphi_1 - \varphi_2) + \cos [2(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2 + 2(\phi_1 - \phi_2)] \} + \\
& \frac{ab}{4} \{ \cos [2\omega_1 t + \varphi_1 - \varphi_2 + 2\phi_1] + \cos [2\omega_2 t - \varphi_1 + \varphi_2 + 2\phi_2] \} \quad (24)
\end{aligned}$$

其中:  $\omega_i$ 、 $\varphi_i$  ( $i = 1, 2$ ) 为衍射光的频移和位相,  $\phi_1$ 、 $\phi_2$  为声光调制器的初始相位。从(24)式可知, 在该外差干涉信号中, 除包含有本文需要的差频项外, 还包含着频率为  $\omega_1$ 、 $\omega_2$ 、 $2\omega_1$ 、 $2\omega_2$ 、 $2\omega_1 - \omega_2$ 、 $2\omega_2 - \omega_1 \dots$  等项。在一般情形下,  $\omega_1 - \omega_2$  远小于  $\omega_1$  或  $\omega_2$ , 因此在信号处理中, 利用一个带通的滤波器, 将直流项和高于  $\omega_1 - \omega_2$  的项滤除, 此时该信号可以写成

$$I_2 = 2 \cos [(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2 + \phi_1 - \phi_2] \quad (25)$$

可见, 采用双声光调制器进行外差干涉, 声光调制器光强调制产生的影响被消除; 同样的道理, 可以得到光电接收器  $D_1$  上接收到的光电信号方程:

$$I_1 = 2 \cos [(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1' - \varphi_2' + \phi_1 - \phi_2] \quad (26)$$

式中  $\varphi_1'$ 、 $\varphi_2'$  分别为光波到达光电接收器  $D_1$  时的相位。从(25)式和(26)式可以看出, 初始相位  $\phi_1$ 、 $\phi_2$  同时出现在两个信号中, 因此通过比较这两个信号的相位, 初始相位被减掉, 干涉仪的光程变化量被测量出来, 同时由激光束的相对漂移引起的相位漂移就被抑制。

因此利用双声光调制器实现的外差干涉仪可以消除其光强调制的影响; 利用共模抑制的原理, 从干涉仪内部提取测量的参考信号, 激光束漂移引起的误差也被消除, 干涉仪的测量精度得到了提高。该外差干涉仪的方案在双纵模 He-Ne 外差绝对距离测量干涉仪中得到了应用, 取得了良好的效果, 实验结果表明其测量精度优于  $1 \text{ nm}^{[3]}$ 。

**结 论** 声光调制器作为频移器已经在外差干涉测量中发挥了重要的作用。根据理论分析和实验结果可以得到下面的结论: 1) 声光调制器的衍射存在衍射级次混叠, 这种混叠导致了衍射光强度存在驱动频率谐波分量。当构成的外差干涉仪的测量精度在微米量级时, 这种光强调制特性对测量的影响可以忽略, 但是要实现纳米精度, 这个影响必须予以考虑。2) 干涉仪中激光束的漂移, 将引起外差信号中的相位漂移, 从而引起测量误差。用声光调制器实现的外差干涉仪必须在光机结构设计中注意减小激光束的相对漂移。3) 在干涉仪中提取测量的参考信号, 消除光束漂移对测量精度的影响。4) 利用双声光调制器建造的外差干涉仪, 可以消除声光调制器光强调制的影响, 以实现纳米精度的干涉仪。5) 与双频激光干涉仪相比较, 它不存在频率混叠带来的误差<sup>[8]</sup>, 更容易实现纳米测量。虽然利用声光调制器可能实现高精度的测量, 但是相对双频激光干涉仪而言, 它的调整比较困难。

## 参 考 文 献

- [1] Sommargren G E. A new laser measurement system for precision metrology. *Precision Engng*, 1987, **9** (4) : 179~ 184
- [2] Zhao Yang, Li Dacheng. Research on non-contact measuring flatness of magnetic disk with optical heterodyne interferometer. *Proc. SPIE*, 1993, **2101** : 2101~ 1172
- [3] 赵 洋, 任伟明. 利用外差干涉技术进行绝对距离测量的研究. *中国机械工程*, 1996, **7**(1) : 19~ 21
- [4] Yariv A. *Optical Electronics*. New York: CBS College Publishing, 1985. 386
- [5] Goodman J W. 傅里叶光学导论. 詹达三译. 北京: 科学出版社, 1976. 64
- [6] Sapriel J. *Acousto-Optics*. New York: John Wiley & Sons, 1979. 57
- [7] Yariv A. *Optical Electronics*. New York: CBS College Publishing, 1985. 395
- [8] Xie Yu, Wu Yizun. Zeeman laser interferometer errors for high precision measurements. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(7) : 881~ 884

### Influence of Characteristics of an AOM on the Measurement Accuracy of a Heterodyne Interferometer

Zhao Yang      Zhou Ting      Li Dacheng

(State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments,  
Department of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084)

(Received 9 October 1997; revised 6 July 1998)

**Abstract** The characteristics of an acousto-optical modulator (AOM) with cross-talks among its diffracted beam are proposed and verified theoretically and experimentally. The cross-talks cause intensity modulation items and the frequencies are harmonics of the driving frequency in each diffracted beam. The drift of the incident beam on an AOM will cause a frequency drift in its diffracted beams. The influences on the measuring accuracy of an AOM heterodyne interferometer are analyzed in detail. Methods to eliminate the influences are proposed and identified: employing two AOMs and obtaining its reference signal from the interferometer. The AOM heterodyne interferometer can be used in the case of the accuracy beyond nanometer.

**Key words** acousto-optical modulator, heterodyne interferometer, nanometer measurement, diffraction order cross-talk.