

纳米精度外差干涉仪非线性漂移的研究*

戴高良 殷纯永

(清华大学精密仪器与机械学系, 北京 100084)

谢广平

(中国矿业大学北京研究生部, 北京 100083)

摘 要 在纳米精度外差干涉仪中, 由于非线性的温度漂移, 成为外差干涉仪实现纳米精度测量的重要误差源。本文对差动干涉仪的理论分析得出了如下的结论: 干涉仪中除了存在测量光路和参考光路以外, 还存在参考光误差分量和测量光误差分量的额外光路, 从而引入新的干涉混叠, 产生非线性漂移; 1/4 波片的相位延迟量误差和安装误差是引入非线性漂移的主要因素, 其影响程度是一阶的。提高波片加工精度, 并尽量减少其级数可降低非线性漂移。

关键词 外差干涉仪, 非线性, 非线性漂移, 纳米测量, 波片。

1 引 言

外差干涉仪中, 由于激光源、光学元件加工误差和环境等因素的影响, 测量光和参考光不能完全分离, 由此引入非线性, 较大时可达 10 nm, 在微米精度测量中, 这项误差可以被忽略, 而对于纳米精度测量, 已成为一种重要误差源。

国内外学者对非线性进行了广泛的理论和实验研究^[1-4], 其中文献[2]、文献[4]采用相位检测技术实现了亚纳米测量精度, 对非线性误差进行了详尽的实验测定, 并进行了理论分析, 受到广泛的关注。在大量的实验中, 文献[4]发现非线性存在热漂移。

为了分析这一非线性漂移的根本原因, Hou 和 Zhao 外差干涉仪的最一般情况出发, 建立了一套非线性分析公式^[4], 分别对激光源、线性干涉仪、差动干涉仪、非偏振分光镜和光纤等因素进行了隔离分析, 得出如下结论: 在图 1 的差动干涉仪中, 光线被多次反射或透射, 随着环境温度的变化, 干涉仪中的光学元器件将产生一定的变形, 这样导致差动干涉仪的光学特性(如测量光和参考光的损失因子)随温度变化, 从而导致非线性漂移。上述结论尚不能较好地解释非线性误差随着温度的升高呈周期性波动以及波动频率受温度调制这一实验结果。

本文目的在于找出差动干涉仪非线性及其漂移的关键因素, 从而对纳米干涉仪的设计提供理论依据。

* 国家教委博士点基金、精密测试技术与仪器国家重点实验室开放基金资助。

收稿日期: 1997-06-09; 收到修改稿日期: 1997-12-15

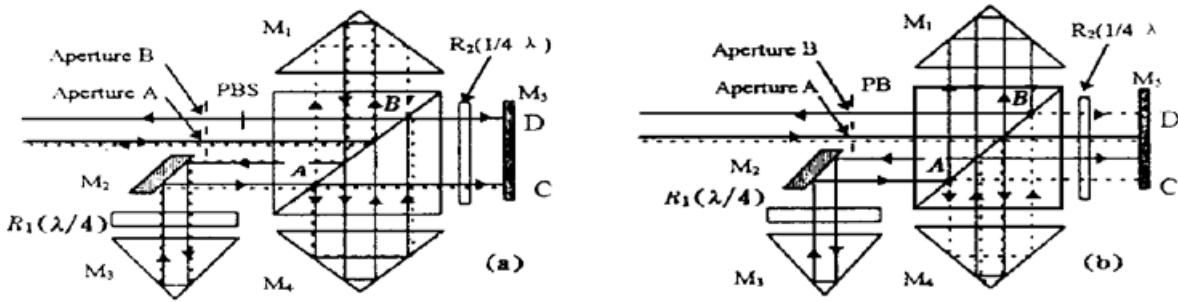


Fig. 1 Optical path of the interferometer. (a) Optical path of reference light, (b) Optical path of measuring light

2 非线性分析

输入到干涉仪的偏振光的 f_1 、 f_2 偏振分量分别描述为:

$$E_{1x} = a_0 \sin(2\pi f_1 t + \varphi_{01}), \quad E_{1y} = b_0 \sin(2\pi f_1 t + \varphi_{01} - \epsilon) \quad (1)$$

$$E_{2x} = d_0 \sin(2\pi f_2 t + \varphi_{02} + \sigma), \quad E_{2y} = c_0 \sin(2\pi f_2 t + \varphi_{02}) \quad (2)$$

因为偏振分量 f_1 、 f_2 接近线偏振光, 故 $a_0 \gg b_0$, $c_0 \gg d_0$ 。

若偏振分光镜 PBS 存在角度为 α 的非偏振正交误差, (偏振分光方向分别用 L_1 和 L_2 表示, 假设 L_1 和 x 轴重合), 当光线 E_1 、 E_2 被偏振分光镜第一次分别反射和透射到 M_1 和 M_5 时, 由于偏振分光镜的非偏振正交性, 将引入偏振混叠, 两路光线的偏振态将变为:

$$\begin{aligned} L_x^{(0)} &: a \sin(2\pi f_1 t + \varphi_{01} + \varphi^{(0)}) + d \sin(2\pi f_2 t + \varphi_{02} + \sigma + \alpha + \varphi^{(0)}) \\ L_y^{(0)} &: b \sin(2\pi f_1 t + \varphi_{01} - \epsilon + \varphi^{(0)}) + c \sin(2\pi f_2 t + \varphi_{02} + \varphi^{(0)}) \end{aligned} \quad (3)$$

式中:

$$\begin{aligned} a &= a_0, & b &= b_0, & c &= c_0, \\ d &= \sqrt{d_0^2 + c_0^2 \tan^2 \alpha - 2c_0 d_0 \tan \alpha \cos \sigma}, \\ \alpha &= \tan^{-1} c_0 \sin \alpha \sin \sigma / (d_0 \cos \alpha - c_0 \sin \alpha \cos \alpha), \end{aligned}$$

式中 $\varphi^{(0)}$ 为测量光和参考光的位相变化量。此后, 干涉仪中参考光和测量光的历经光路分别如图 1(a)、图 1(b) 所示。

在理想情况下, 光路将沿着如图 1(a)、图 1(b) 所示的实线传播。但由于实际装置存在波片位相延迟量和安装误差, 将引起偏振光的椭圆化。

首先分析参考光的传播过程: 从光栏 A \rightarrow PBS \rightarrow M_1 \rightarrow PBS \rightarrow M_2 \rightarrow R_1 \rightarrow M_3 \rightarrow R_1 \rightarrow M_2 \rightarrow A 点。可得光路传播到 A 点时的琼斯(Jones)矢量为:

$$\begin{bmatrix} E_{x1}^{(1)} \\ E_{y1}^{(1)} \end{bmatrix} = J_{m2} J_{r1}^* J_{m3} J_{r1} J_{m2} J_{pbs} J_{m1} J_{pbs} \begin{bmatrix} L_x^{(0)} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中: J_{m1} 、 J_{m2} 、 J_{m3} 、 J_{pbs} 分别表示 M_1 、 M_2 、 M_3 和 PBS 作用于偏振光的琼斯矩阵。由于平面镜和四面体反射镜的加工误差, 会对偏振光线产生椭圆化, 为了简化分析, 这些影响等效到 1/4 波片的位相误差中, 从而可以假设他们的反射为理想无退偏反射, 其琼斯矩阵等效于 1/2 波片, 为 $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$ 。

J_{r1} 表示 R_1 对正向通过偏振光的琼斯作用矩阵, 假设波片 R_1 的位相延迟量为 $\Delta = 90^\circ + \delta_1$, 波片快轴和 x 轴夹角为 $\theta = 45^\circ + \gamma_1$ 。得:

$$J_{r1}^* = \begin{bmatrix} \cos(\Delta/2) - i \sin(\Delta/2) \cos 2\theta & -i \sin(\Delta/2) \sin 2\theta \\ -i \sin(\Delta/2) \sin 2\theta & \cos(\Delta/2) + i \sin(\Delta/2) \cos 2\theta \end{bmatrix}$$

将各矩阵代入(4)式, 略去二阶小量, 得:

$$\begin{bmatrix} E_{x1}^{(1)} \\ E_{y1}^{(1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (2\gamma_1 + i\delta_1)L_x^{(0)} \\ L_x^{(0)} \end{bmatrix} \quad (5)$$

将(5)式写成分量形式:

$$\begin{cases} L_x^{(1)} = k_1 a \sin(2\pi f_1 t + \varrho_0 + \zeta' + \varphi^{(1)}) \\ L_y^{(1)} = a \sin(2\pi f_1 t + \varrho_0 + \varphi^{(1)}) + d \sin(2\pi f_2 t + \varrho_2 + \sigma + \alpha + \varphi^{(1)}) \end{cases} \quad (6)$$

式中: $k_1 = \sqrt{\delta_1^2 + 4\gamma_1^2}$, $\zeta' = \arctan(\delta_1/2\gamma_1)$, $\varphi^{(1)}$ 为参考光传播到 A 点时的位相变化量。由(6)式知, 参考光经过波片 R_1 时被椭圆化。由于偏振分光镜的非偏振正交误差, 椭圆光经过偏振分光镜时, 再次引入偏振混叠, 混叠后的偏振分量为:

$$\begin{cases} L_x^{(2)} = k_2 a \sin(2\pi f_1 t + \varrho_0 + \zeta'' + \varphi^{(1)}) \\ L_y^{(2)} = a \sin(2\pi f_1 t + \varrho_0 + \varphi^{(1)}) + d \sin(2\pi f_2 t + \varrho_2 + \sigma + \alpha + \varphi^{(1)}) \end{cases} \quad (7)$$

式中

$$\begin{cases} k_2 = \sqrt{k_1^2 + \tan^2 \alpha - 2k_1 \tan \alpha \cos \zeta'} \\ \zeta'' = \arctan[k_1 \sin \zeta' / (k_1 \cos \zeta' - \tan \alpha)] \end{cases}$$

(7) 式中的 x 偏振分量 $L_x^{(2)}$ 被偏振分光镜反射, 沿 $A \rightarrow M_2 \rightarrow \text{PBS} \rightarrow B \rightarrow$ 光栏 B 被光电器件接受, 可描述为:

$$R_1 = k_2 a \sin(2\pi f_1 t + \varrho_0 + \zeta'' + \chi_1) \quad (8)$$

式中, χ_1 表示这部分误差分量沿历经光路的位相变化量。

y 偏振分量应为 $L_y^{(2)}$ 继续沿着图 1(a) 所示的方式传播, 这一过程中经过了波片 R_2 两次, 用琼斯矩阵分析可知, 每经过一次波片 R_2 都引起偏振光的椭圆化, 但此椭圆光的误差分量在干涉仪中如图 1(a) 的虚线传播, 最后经光栏 A 出射, 因此不能被接收, 即不造成非线性。最后被光电器件接受的 y 偏振分量可描述为:

$$R_2 = a \sin(2\pi f_1 t + \varrho_0 + \chi_2) + d \sin(2\pi f_2 t + \varrho_2 + \sigma + \alpha + \chi_2) \quad (9)$$

式中 χ_2 表示参考光整个历经光路的位相变化量。

相似地分析测量光, 可得到如下结果: 测量光经过波片 R_2 、 R_1 三次, 均产生一阶椭圆化。其中两次经过 R_2 时引入的椭圆化误差分量将沿着图 1(b) 的虚线传播到光栏 A, 不能被光电器件接收, 故不影响非线性; 由 R_1 引入的椭圆化误差分量沿着 $A \rightarrow R_2 \rightarrow M_5 \rightarrow R_2 \rightarrow A$ 点 $\rightarrow M_4 \rightarrow B$ 点 $\rightarrow R_2 \rightarrow M_5 \rightarrow R_2 \rightarrow B$ 点 \rightarrow 光栏 B, 被光电器件接受, 产生非线性。用类似(5)式~(8)式的分析过程, 最后被光电器件接受的测量光误差分量可描述为:

$$R_3 = k_3 c \sin(2\pi f_2 t + \varrho_2 + \xi'' + \chi_3) \quad (10)$$

式中: $k_3 = \sqrt{\delta_1^2 + 4\gamma_1^2}$, $\xi'' = \pi - \arctan \frac{\delta_1}{2\gamma_1}$, χ_3 为此误差分量整个历经光路的位相变化量。

测量光的主体部分沿着图 1(b) 的实线传播, 最后被光电器件接收的测量光分量可描述为:

$$R_4 = b \sin(2\pi f_1 t + \varrho_0 - \epsilon + \chi_4) + c \sin(2\pi f_2 t + \varrho_2 + \chi_4) \quad (11)$$

式中 χ_4 为测量光整个历经光路的位相变化量。

综上分析, 可知经光栏 B 出射的分量由四部分构成, 考虑到光在光路传播过程中的损耗因子, 被光电器件接收时的光学分量可描述为:

$$\begin{cases} L_4^{(3)} = b^* \sin(2\pi f_1 t + \varrho_1 - \epsilon + \lambda_4) + c^* \sin(2\pi f_2 t + \varrho_2 + \lambda_4) + \\ \quad k_2^* a \sin(2\pi f_1 t + \varrho_1 + \zeta' + \lambda_1) \\ L_y^{(3)} = a^* \sin(2\pi f_1 t + \varrho_1 + \lambda_2) + d^* \sin(2\pi f_2 t + \varrho_2 + \sigma + \alpha_c + \lambda_2) + \\ \quad k_3^* c \sin(2\pi f_2 t + \varrho_2 + \xi'' + \lambda_3) \end{cases} \quad (12)$$

式中: $a^* = p_1 a$, $b^* = p_2 b$, $c^* = p_2 c$, $d^* = p_1 d$, $k_2^* = p_3 k_2$, $k_3^* = p_4 k_3$ 。 p_1 、 p_2 、 p_3 、 p_4 分别为参考光、测量光、参考光误差分量、测量光误差分量在传播过程中的损耗因子。

这两路光学信号通过 1/2 波片和偏振分光镜后, 分别在接收器 D_{m1} 和 D_{m2} 上产生混频, 混频信号中只有频差为 $(f_2 - f_1)$ 的信号用于外差比相。令 $\psi_1 = \lambda_4 - \epsilon - \lambda_2$, $\psi_2 = \zeta' + \lambda_1 - \lambda_2$, $\psi_3 = \sigma + \alpha_c + \lambda_2 - \lambda_4$, $\psi_4 = \xi'' + \lambda_3 - \lambda_4$, 根据(12)式, D_{m1} 和 D_{m2} 上的测量信号分别为:

$$I_{m1} \propto \cos(\alpha/2 - \pi/4) A^* C^* \cos[2\pi(f_1 - f_2)t + \varrho_m + \rho - \eta] \quad (13)$$

$$I_{m2} \propto \cos(\alpha/2 + \pi/4) A^{*'} C^{*' } \cos[2\pi(f_1 - f_2)t + \varrho_m + \rho' - \eta'] \quad (14)$$

式中:

$$\varrho_m = \varrho_1 + \lambda_2 - \varrho_2 - \lambda_4,$$

$$\begin{aligned} A^* &= \sqrt{(b^* \cos \psi_1 + k_2^* a \cos \psi_2 + a^*)^2 + (b^* \sin \psi_1 + k_2^* a \sin \psi_2)^2}, \\ C^* &= \sqrt{(d^* \cos \psi_3 + k_3^* c \cos \psi_4 + c^*)^2 + (d^* \sin \psi_3 + k_3^* c \sin \psi_4)^2}, \\ \rho &= \arctan \frac{b^* \sin \psi_1 + k_2^* a \sin \psi_2}{a^* + b^* \cos \psi_1 + k_2^* a \cos \psi_2}, \\ \eta &= \arctan \frac{d^* \sin \psi_3 + k_3^* c \sin \psi_4}{c^* + d^* \cos \psi_3 + k_3^* c \cos \psi_4}, \\ A^{*' } &= \sqrt{(a^* - b^* \cos \psi_1 - k_2^* a \cos \psi_2)^2 + (b^* \sin \psi_1 + k_2^* a \sin \psi_2)^2}, \\ C^{*' } &= \sqrt{(c^* - d^* \cos \psi_3 - k_3^* c \cos \psi_4)^2 + (d^* \sin \psi_3 + k_3^* c \sin \psi_4)^2}, \\ \rho &= -\arctan \frac{b^* \sin \psi_1 + k_2^* a \sin \psi_2}{a^* - b^* \cos \psi_1 - k_2^* a \cos \psi_2}, \\ \eta' &= -\arctan \frac{d^* \sin \psi_3 + k_3^* c \sin \psi_4}{c^* - d^* \cos \psi_3 - k_3^* c \cos \psi_4}, \end{aligned} \quad (15)$$

由前述各式, 可以得到如下的结论:

1) D_{m1} 和 D_{m2} 输出的测量信号的非线性分别为 $(\rho - \eta)$ 和 $(\rho' - \eta')$, 非线性由入射激光初始偏振态、偏振分光镜的非偏振正交误差、波片的位相延迟量和安装误差、光束的传播损耗等多个因素引入。

2) 由于入射激光近乎线偏振态, 故 $b^* \ll a^*$, $d^* \ll c^*$; 由(7)式和(10)式可知, $k_2^* \ll 1$, $k_3^* \ll 1$ 。因此 $\rho \approx -\rho'$ 、 $\eta \approx -\eta'$, 即可以用双路位相检测技术^[4]补偿这一非线性, 这点与文献[4]的实验结果吻合。

3) 当波片 R_1 的位相延迟量误差和位置安装误差极小, 即当 $k_2^* = 0$ 、 $k_3^* = 0$ 时, (13)式、(14)式转化成文献[4]的(7)式, 说明文献[4]中公式(1)~(12)的成立需要一定的条件: $k_2^* = 0$ 、 $k_3^* = 0$ 。而满足这一条件的途径, 其一为减小波片 R_1 的位相延迟量误差和位置安装误差; 其二为调整干涉仪光路, 使其满足从入光孔到被接收器仅存在参考光和测量光两条光路的条件, 不出现多余干涉支路。

4) 对于差动干涉仪, 波片对非线性的影响是一阶的而非高阶的, 而且波片 R_1 和 R_2 的影响是不对称的, 仅 R_1 影响非线性, 可见波片 R_1 是影响系统非线性关键元件。

3 非线性漂移

由(13)式、(14)式可知,非线性受到 ψ_1 、 ψ_2 、 ψ_3 和 ψ_4 的调制。根据文献[4]的实验结论,由于测量光和参考光在干涉仪中完全共光路,在整个实验过程中 ψ_1 和 ψ_3 的变化不可能超过 $\pm 3^\circ$,而 ψ_2 和 ψ_4 随环境温度变化而变化较复杂。

由图1(a)、(b)的几何关系,不难看出被接收器接收的参考光及其误差分量、测量光及其误差分量都是不对称的。其光程差:

$$\Delta L_R = 2L_{AC} + 2L_{BD}, \quad \Delta L_M = - (2L_{AC} + 2L_{BD}) \quad (17)$$

式中, ΔL_R 为参考光与其误差分量的光程差, ΔL_M 为测量光与其误差分量的光程差, L_{AC} 为图1(a)中光线由A点经PBS、R₂到C点光程和, L_{BD} 为图1(a)中光线由B点经PBS、R₂到D点光程和。

随着环境温度的改变,反射镜M₅的支架、底座、偏振分光镜支架等光学机械结构均会产生热变形,波片R₂的厚度以及各种光学零件的折射率系数也会改变,这将使光程差 ΔL_R 和 ΔL_M 产生较大变化,相应地引起 ψ_2 和 ψ_4 的改变,从而引入非线性的漂移。

以上是非线性的漂移的定性解释,为了更直观地分析环境温度对非线性的漂移的影响,进行了非线性漂移的计算机仿真,仿真条件:波片材料为石英,厚度为1mm,位相延迟差为 -0.25° ,初始安装误差为 0.083° ;假设偏振分光镜为完全偏振正交、无光学泄漏、入射光为完全线偏振光;反射镜M₅距偏振分光镜为300mm,支架、底座均为铝材。其结果如图2所示。

比较图2(a)的仿真结果和图2(b)的实测曲线^[4],可知非线性漂移的确受温度的调制,理论和实验相当吻合。但图2(b)的实测曲线的包络线比图2(a)的仿真结果复杂得多,其原因是仿真过程作许多假设,在实际的干涉中,随着环境温度的改变,由于各分量泄漏因子的变化,其幅值将发生改变,由(13)式、(14)式知,这些变化相当于在上述温度因素频率调制的基础上又叠加了幅值调制。本文的仿真条件中,波片位相延迟误差为 -0.25° ,当这项误差上升到 3° 时,非线性误差的波动为 12° 。

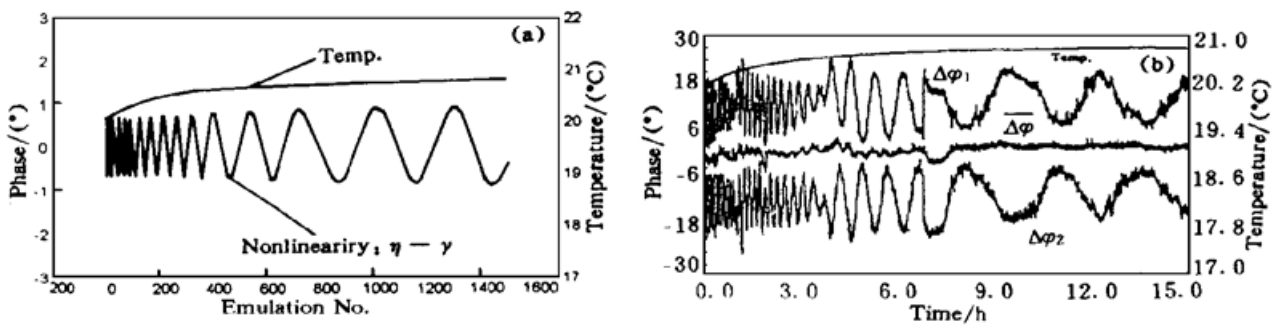


Fig. 2 (a) Computer simulation result of heterodyne interferometer's thermal nonlinearity drift, (b) Experimental result of heterodyne interferometer^[4]

需说明的是,实际上的非线性漂移比上述的仿真复杂,但本文的重点是分析误差产生的主要根源,对其他因素不再赘述。

结 论 由本文的分析,结合文献[4]给出的实验数据,可得出如下的结论:

- 1) 在图1所示的差动干涉仪中,波片R₁的位相延迟量误差和安装误差的影响是引入非

线性漂移的主要因素, 其对非线性的影响是一阶的而非高阶的, 波片 R_1 和 R_2 对非线性的影响不对称。文献[4]的实验数据与本文理论分析结果非常吻合, 证实了分析的正确性。

2) 差动干涉仪中影响系统非线性漂移的关键元件是波片 R_1 , 因此应设法提高 R_1 的加工精度, 并尽量减少波片级数, 以减少温度对波片的影响。

3) 非线性漂移存在的根本原因是差动干涉仪中除测量光路以外, 还存在其他的误差分量的支路。因此使光路的布置避免出现其他干涉支路可消除上述非线性误差。最基本的双频干涉仪光路不存在非线性漂移, 完全与本文的分析吻合。

参 考 文 献

- [1] A. E. Rosenbluth, N. Bobroff, Optical sources of nonlinearity in heterodyne interferometers. *Precis. Engng.*, 1990, **12**(1) : 7~ 11
- [2] 郭彦珍, 邱宗明, 李信, 激光偏振干涉光路非线性分析计算. 计量学报, 1995, **16**(4) : 273~ 279
- [3] Wenmei Hou, Gunter Wilkening, Investigation and compensation of the nonlinearity of heterodyne interferometers. *Precis. Engng.*, 1992, **14**(2) : 91~ 98
- [4] Wenmei Hou, Xianbin Zhao, Drift of nonlinearity in the heterodyne interferometer. *Precis. Engng.*, 1994, **16**(1) : 25~ 35

Study on Drift of Nonlinearity in Nanometer Precision Heterodyne Interferometers

Dai Gaoliang Yin Chunyong

(Department of Precision Instrument and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084)

Xie Guangping

(Beijing Graduate School, China University of Mining and Technology, Beijing 100083)

(Received 9 June 1997; revised 15 December 1997)

Abstract Study on nonlinearity of differential heterodyne interferometer indicates that nonlinearity of heterodyne interferometer drifts with thermal modulation. This drift of nonlinearity is of particular importance in nanometer measurement. Theoretical analysis shows that the retardation error and orientation error of the wave plate are the main reason, its influence is in the first order. These conclusions fit well with the experiment results.

Key words heterodyne interferometer, nonlinearity, nonlinearity drift, nanometer measurement, wave plate.