

ヘテロダイン正弦波位相変調干渉法による複数の表面の形状測定

仲田 孝之・佐々木修己・辻 健一郎・鈴木 孝昌

新潟大学工学部 〒950-21 新潟市五十嵐二の町 8050

Profile Measurement of Multiple Surfaces by Heterodyne Sinusoidal Phase-Modulating Interferometry

Takayuki NAKADA, Osami SASAKI, Kenichirou TSUJI and Takamasa SUZUKI

Faculty of Engineering, Niigata University, 8050, Ikarashi 2, Niigata 950-21

It is impossible to measure two surface profiles of a front side and a back side of a glass plate with a conventional interferometer. In order to measure the two surface profiles, we use a diode laser and modulate the injection current with a ramp waveform to produce heterodyne frequencies in the interference signal. The signal from the front side can be discriminated from the signal from the back side with the heterodyne frequencies. In addition, we phase-modulate the reference wave with a sinusoidally vibrating mirror to shift the heterodyne frequencies to high frequency region where undesirable interference signals do not exist. We measure the two surface profiles of a glass plate with a high accuracy by this method called heterodyne sinusoidal phase-modulating interferometry.

1. はじめに

レーザー干渉計でガラス板の表面形状を測定する場合、ガラス板の表面と裏面からの反射光がある。従来の干渉計では、これらの反射光と参照光による異なる2つの干渉信号を識別できないため、表面と裏面の形状をそれぞれ求めることはできない。このように複数の表面が存在する場合、各表面からの反射光を分離するためには、コヒーレンス度の低い白色光¹⁾あるいはスーパーluminescentダイオード光²⁾を光源とする干渉計が用いられる。また、半導体レーザーを光源とする干渉計で注入電流を時間とともに直線的に変化させるヘテロダイン変調で得られる正弦波状の干渉信号の周波数、すなわちヘテロダイン周波数を用いる方法がある³⁻⁵⁾。ヘテロダイン周波数は測定表面までの距離に比例するため、各測定表面からの反射光と参照光による複数の干渉信号を区別することができる。しかし、これらの干渉信号のほかに、各測定表面および光学部品の表面からの反射光同士による不要な干渉信号成分が存在する。干渉信号の位相から表面形状を求める場合、不要な干渉信号の存在は測定精度を著しく低下させる。そこで、各測定表面からの

反射光と参照光によるヘテロダイン周波数を高い周波数にシフトさせることにより、不要な干渉信号と分離させる必要がある。このための方法として、参照光と物体光の光路差を大きくすることが考えられるが、干渉計への入射光の位相分布が伝搬とともに変化する場合、物体光と参照光の間に位相分布の差が生じ、表面形状を正確に求めることが困難となる。

そこで、本論文では、ヘテロダイン変調に加えて、参照光を正弦波振動しているミラーで正弦波位相変調⁶⁾する方法を提案する。この方法をヘテロダイン正弦波位相変調法と呼ぶ。ミラーの振動により簡単に得られる正弦波位相変調によって、ヘテロダイン周波数を高い周波数に容易にシフトすることができる。まず、本方法の原理および複数の干渉信号の分離特性について述べる。次に、フィゾー型の干渉計による円柱ガラスの表裏面の形状測定について示し、数nmの精度で表裏面の形状測定が行えることを明らかにする。さらに、正弦波位相変調を用いずに、光路差を大きくとりヘテロダイン変調だけを用いる方法と比較し、本方法の有効性を明らかにする。

2. ヘテロダイン正弦波位相変調干渉法

Fig. 1 にヘテロダイン正弦波位相変調(HSPM)干渉法の基本構成を示す。半導体レーザー(LD)の注入電流が i_0 のときの発振波長を λ_0 とする。注入電流の変化 Δi に対し、発振波長は

$$\Delta\lambda = \beta\Delta i \quad (1)$$

だけ変化する。 β は半導体レーザーの変調効率である。ヘテロダイン干渉法では、注入電流を時刻 t に対して

$$\Delta i = bt \quad (2)$$

で変調する。 b は注入電流の増加率であり変調係数と呼ぶ。干渉信号は A, B を定数として

$$S(t) = A + B \cos(\omega_n t + \alpha) \quad (3)$$

となる。ここで、干渉する2つの光の間の光路差を L とすると、

$$\omega_n = (2\pi\beta L/\lambda_0^2)b \quad (4)$$

である。干渉信号の周波数 ω_n は、光路差 L と変調係数 b に比例する。この周波数をヘテロダイン周波数と呼ぶ。位相 α は

$$\alpha = (2\pi/\lambda_0)L \quad (5)$$

である。以後、簡単のため干渉信号の直流分 A を無視し、信号振幅 B を1とする。さらに、ミラーを圧電素子(PZT)で $a \cos(\omega_c t + \theta)$ の正弦波振動させ、参照光を位相変調すると干渉信号は次式のようなになる。

$$S(t) = \cos\{z \cos(\omega_c t + \theta) + \omega_n t + \alpha\} \quad (6)$$

ただし、 $z = (4\pi/\lambda_0)a$ である。

$$\begin{aligned} S(t) \text{ のフーリエ変換は、} \\ F(\omega) = \Im[-\sin(\omega_n t + \alpha)] \otimes \Im[\sin\{z \cos(\omega_c t + \theta)\}] \\ + \Im[\cos(\omega_n t + \alpha)] \otimes \Im[\cos\{z \cos(\omega_c t + \theta)\}] \end{aligned} \quad (7)$$

となる。ただし、 \Im はフーリエ変換を、 \otimes はコンボリューションを意味する。

$\omega_c/2 < \omega < 3\omega_c/2$ の範囲では、 $F(\omega)$ は次式で与えら

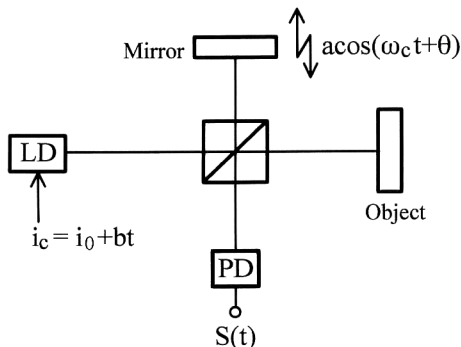


Fig. 1. Basic construction of HSPM interferometer.

れる。

$$\begin{aligned} F(\omega) = \frac{1}{2j} \delta[\omega - (\omega_c - \omega_n)] \exp(-j\alpha + j\theta) J_1(z) \\ - \frac{1}{2j} \delta[\omega - (\omega_c + \omega_n)] \exp(j\alpha + j\theta) J_1(z) \end{aligned} \quad (8)$$

ただし、 δ はデルタ関数、 $J_n(z)$ は n 次のベッセル関数である。したがって、正弦波位相変調によって生じる周波数成分 ω_c は両側に ω_n だけシフトすることになる。 ω_c より低い周波数側にシフトした周波数成分は、

$$F(\omega_c - \omega_n) = \frac{1}{2} J_1(z) \exp\left[j\left(-\alpha + \theta - \frac{\pi}{2}\right)\right] \quad (9)$$

となり、位相 α は次式で与えられる。

$$\alpha = -\tan^{-1}\left[\frac{\text{Re}\{F(\omega_c - \omega_n)\}}{\text{Im}\{F(\omega_c - \omega_n)\}}\right] + \theta - \frac{\pi}{2} \quad (10)$$

ただし、 $\text{Re}\{y\}$ と $\text{Im}\{y\}$ はそれぞれ y の実数部、虚数部を意味する。同様に、 ω_c より高い周波数側にシフトした周波数成分は、

$$F(\omega_c + \omega_n) = \frac{1}{2} J_1(z) \exp\left[j\left(\alpha + \theta + \frac{\pi}{2}\right)\right] \quad (11)$$

となる。したがって

$$\alpha = \tan^{-1}\left[\frac{\text{Re}\{F(\omega_c + \omega_n)\}}{\text{Im}\{F(\omega_c + \omega_n)\}}\right] - \theta - \frac{\pi}{2} \quad (12)$$

となる。

3. HSPM 干渉法の特長

3.1 複数の干渉信号の分離

Fig. 2 に示す干渉計でヘテロダイン正弦波位相変調干渉法を用い、ガラス板の表と裏面の形状を測定する。半導体レーザーには時間とともに増加する注入電流 i_c を加える。振動ガラス板は PZT により周波数 f_c で正弦波振動しており、裏面からの反射光が参照光として用いられる。ガラス板はウエッジ基板であり、表面からの反射

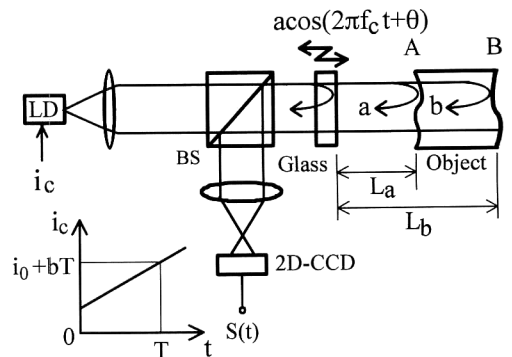


Fig. 2. Fizeau-type HSPM interferometer for measurement of two surface profiles.

光は干渉信号の生成に寄与しない。ガラス板と測定物体の表面 A との距離を L_a 、物体の裏面 B との距離を L_b とし、測定物体の表面 A からの反射光を反射光 a、裏面からの反射光を反射光 b とする。二次元 CCD イメージセンサー (2D-CCD) で干渉信号 $S(t)$ を検出する。干渉信号 $S(t)$ は、参照光と反射光 a との干渉信号 $S_a(t)$ および参照光と反射光 b との干渉信号 $S_b(t)$ を含んでいる。これらの干渉信号は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} S_a(t) &= \cos\{z \cos(2\pi f_c t) + 2\pi f_a t + \alpha_a\} \\ S_b(t) &= \cos\{z \cos(2\pi f_c t) + 2\pi f_b t + \alpha_b\} \end{aligned} \quad (13)$$

$S_a(t)$ のヘテロダイン周波数 f_a は距離 L_a に比例し、 $S_b(t)$ のヘテロダイン周波数 f_b は距離 L_b に比例する。これらの周波数 f_a 、 f_b から干渉信号 $S_a(t)$ と $S_b(t)$ が分離できる。そして、干渉信号の位相 α_a 、 α_b からそれぞれの表面形状が求められる。干渉信号 $S(t)$ には上記の干渉信号のほかには不要な干渉信号として、例えば反射光 a、b による干渉信号 $S_{ab}(t)$ も含まれている。干渉信号 $S_{ab}(t)$ は正弦波位相変調による項を含まないため干渉信号 $S_a(t)$ 、 $S_b(t)$ と分離することができる。

3.2 2物体の距離分解能

Fig. 2 の干渉計で、半導体レーザーの注入電流 i_c は時間 T にわたって増加し、発振波長は λ_0 から $\Delta\lambda$ だけ増加したとする。このとき光路差 $2L$ によって生じる干渉信号の位相の変化量 α_n は

$$\alpha_n = 4\pi L \Delta\lambda / \lambda_0^2 \quad (14)$$

である。よって、ヘテロダイン周波数は

$$f_n = \alpha_n / 2\pi T \quad (15)$$

で与えられる。いま、Fig. 2 の干渉計のように光路差 $2L_a$ と $2L_b$ の位置に2つの測定物体がある場合、それぞれのヘテロダイン周波数は f_a および f_b である。干渉信号 $S(t)$ の長さが T のとき $S(t)$ の高速フーリエ変換による $F(\omega)$ の周波数分解能 Δf は

$$\Delta f = 1/T \quad (16)$$

である。信号の長さ T が周波数 f_a 、 f_b の1周期の 2^n 倍 (n は整数) に等しくないとき、これらの周波数は sinc 関数 $\sin \omega T / \omega T$ による広がりが生じる。このときの周波数分解能 Δf_n を $\Delta f_n = 3\Delta f$ とすれば、 $f_b - f_a = 3\Delta f$ が測定可能な2物体間の最小距離 ΔL を与える。したがって、 ΔL は式(14)~(16)を用いて、

$$\Delta L = \frac{3}{2} (\lambda_0^2 / \Delta\lambda) \quad (17)$$

となる。したがって、2物体の距離分解能は発振波長の変化量 $\Delta\lambda$ に依存する。もし、 $\lambda_0 = 780$ nm、 $\Delta\lambda = 0.1$ nm とすれば $\Delta L = 9$ mm となる。

4. 円柱ガラスの表裏面の形状測定

4.1 測定方法

Fig. 2 に示す干渉計で円柱ガラスの表裏面の形状測定を行った。光源には出力 10 mW、波長 $\lambda_0 = 780$ nm の半導体レーザーを用いた。LD からのレーザー光を、凸レンズで平行光とし、厚さ 5 mm の振動ガラス板を透過させ、測定物体に照射した。測定物体からの反射光をビームスプリッターで 90 度回転させ、凸レンズによって二次元 CCD イメージセンサー上に結像した。測定物体として直径 20 mm、高さ 20 mm の円柱ガラスを使用した。機械的な振動を受けにくいフィゾー型の干渉計であり、 L_a の長さをなるべく短くし、 $L_a \cong 9$ mm、 $L_b \cong 29$ mm とした。振動ガラス板によって参照光を $f_c = 120$ Hz で正弦波位相変調した。さらに、LD にランプ波の変調電流を加えてヘテロダイン周波数を得た。干渉信号は二次元 CCD イメージセンサーにより 15×15 の測定点で検出した。各測定点の干渉信号は A/D コンバーターにより $f_s = 8f_c$ の周波数でサンプリングされ、信号の長さは $T = 32/f_c = 533$ ms であった。測定物体の表面と裏面の干渉信号を分離できるように注入電流を大きく変化させるため、レーザー光の光強度変化が無視できない。そこで、光強度変化をあらかじめ測定しておき、検出された干渉信号の振幅を光強度変化の比で割ることに補正を行った。計算機内に取り込まれた干渉信号は高速フーリエ変換される。ヘテロダイン周波数 f_n の1周期の 2^n 倍 (n は整数) が信号の長さ T に等しくない場合、高速フーリエ変換によって得られるヘテロダイン周波数成分は sinc 関数による広がりをもつ。したがって、 $f_c \pm f_n$ の周りの最も値の大きな周波数成分を用い、式(10)、(12)により位相 α を求めた。このとき、円柱ガラスの屈折率 n が一様であるとすれば、ガラス面の表面の形状 r_a 、裏面の形状 r_b は次式で与えられる。

$$r_a = \frac{\lambda_0}{4\pi} \alpha_a \quad (18)$$

$$r_b = \frac{\lambda_0}{4\pi} \left\{ \left(1 - \frac{1}{n} \right) \alpha_a + \frac{1}{n} \alpha_b \right\} \quad (19)$$

4.2 HSPM 干渉計による測定結果

検出した干渉信号 $S(t)$ を Fig. 3 に示す。ヘテロダイン変調で生じる光強度の増加により干渉信号の振幅が時間とともに大きくなっている。干渉信号の振幅を一定にする補正を行った後の干渉信号のフーリエ変換の振幅分布を Fig. 4 に示す。測定物体 A、B 面に対する干渉信号 $S_a(t)$ と $S_b(t)$ のヘテロダイン周波数は、それぞれ $f_a \cong 12$ Hz、 $f_b \cong 39$ Hz であること、およびこれらの周波

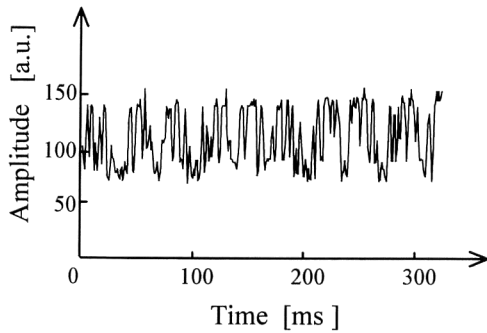


Fig. 3. HSPM interference signal $S(t)$.

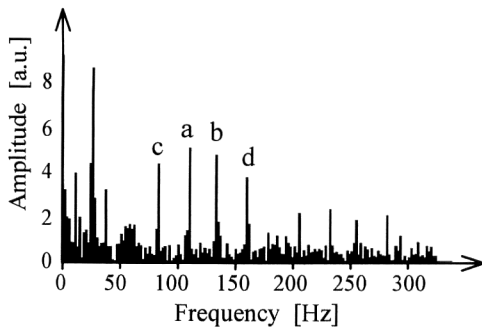


Fig. 4. Amplitude of Fourier transform of the HSPM interference signal.

数成分は正弦波位相変調周波数の整数倍の位置に周波数シフトされていることがわかる。不要な干渉信号 $S_{ab}(t)$ のヘテロダイン周波数は $f_b - f_a = 27$ Hz であり、この周波数成分は大きな振幅をもっている。不要な干渉信号 $S_{ab}(t)$ の周波数成分以外にも、不要なさらに低い周波数成分があり、これらの影響を小さくするために、干渉信号 $S_a(t)$ と $S_b(t)$ に対しては、 f_c を中心とする周波数成分を用いた。 f_a , f_b , L_a , L_b の値から $\Delta\lambda$ は約 0.15 nm となる。Fig. 4 に示すように、表面 A の干渉信号 $S_a(t)$ による $f_c - f_a$ および $f_c + f_a$ の周波数成分で最大の振幅をもつ a, b の周波数成分から位相 α_a を求め、Fig. 5 に示すように表面 A の表面形状 (a), (b) をそれぞれ得た。表面形状 (a), (b) の標準偏差 (rms) と最大最小値差 (P-V) の平均値はそれぞれ約 4.3 nm, 26.1 nm であった。表面形状 (a), (b) の形状差の rms は約 0.2 nm であり、他の不要な周波数成分による位相 α_a への影響がないことを示している。

次に裏面 B の干渉信号 $S_b(t)$ による $f_c - f_b$ および $f_c + f_b$ の周波数成分で最大の振幅である c, d の周波数成

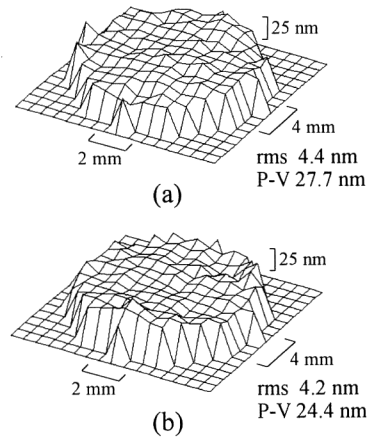


Fig. 5. Profiles (a) and (b) of surface A obtained from the frequency components a and b, respectively.

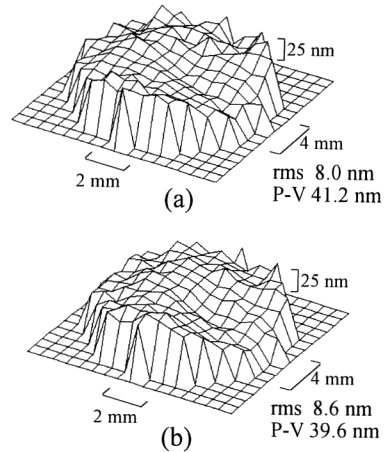


Fig. 6. Profiles (a) and (b) of surface B obtained from the frequency components c and d, respectively.

分から位相 α_b を求め、Fig. 6 に示すように裏面 B の裏面形状 (a), (b) をそれぞれ得た。裏面形状の rms と P-V の平均値はそれぞれ約 8.3 nm, 40.4 nm であり、表面 A よりも面粗さが大きくなっている。(a) と (b) の差の rms は約 0.6 nm である。各測定における表面形状の繰返し精度は 5 nm 程度であった。

4.3 ヘテロダイン位相変調干渉計による測定結果との比較

光路差を大きくとり、ヘテロダイン周波数それ自体を高くすることにより、他の不要な低い周波数成分と分離する方法について検討した。円柱ガラス表面から参照ガラスによる参照面までの距離 L_a を 60 mm とし、PZT

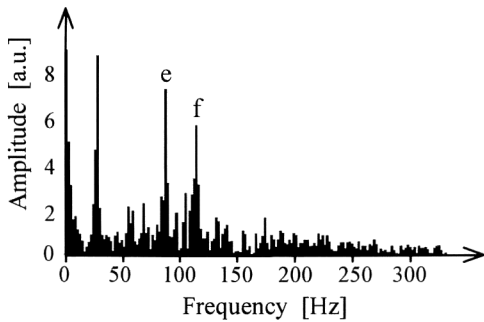


Fig. 7. Amplitude of Fourier transform of the HPM interference signal.

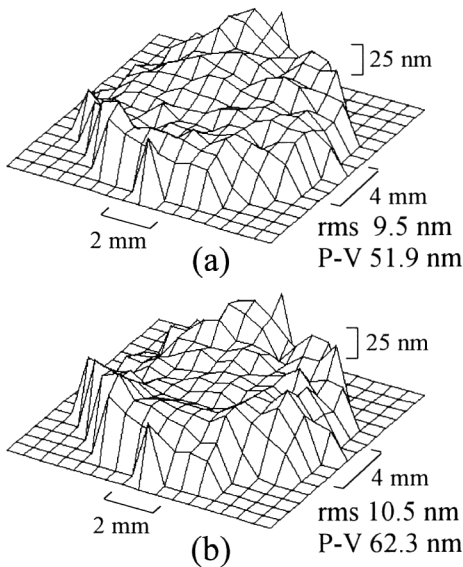


Fig. 8. Profile (a) of surface A obtained from the frequency component e, and profile (b) of surface B obtained from the frequency component f, respectively.

による正弦波位相変調を行わず、ヘテロダイン干渉計で測定を行った。干渉信号のフーリエ変換の振幅分布を Fig. 7 に示す。ヘテロダイン周波数 f_a は 87 Hz、 f_b は 113 Hz となり、不要な干渉信号成分から分離されていることがわかる。ヘテロダイン周波数成分の中で最大振幅である e、f 成分から、Fig. 8 に示すような表面形状を得た。Fig. 5、6 のヘテロダイン正弦波位相変調干渉計による結果と比較すると、表裏面 A、B とも rms は 2~5 nm 程度、P-V は 20 nm 程度増加している。これは、干渉計への入射光の位相分布が伝搬とともに変化するために生じる物体光と参照光間の位相分布の差による

ものである。この結果より、光路差を大きくとることによるヘテロダイン干渉計では正確な測定が困難であることがわかる。

5. おわりに

高さ 20 mm の円柱ガラスの表面と裏面の形状測定を行うために半導体レーザーの注入電流をランプ波で変調し、かつ正弦波振動しているミラーで参照光を位相変調するヘテロダイン正弦波位相変調干渉法によるフィゾー型の干渉計を構成した。円柱ガラスの表面および裏面からの反射光による干渉信号のヘテロダイン周波数は、それぞれ約 10 Hz、40 Hz であったが、正弦波位相変調によりこれらのヘテロダイン周波数を 120 Hz だけ周波数シフトし、他の不要な干渉信号と完全に分離した。周波数シフトされたヘテロダイン周波数成分の位相項により、表面および裏面の形状を約 5 nm の繰返し精度で求めることができた。参照光と物体光の光路差を大きくし、必要とする干渉信号のヘテロダイン周波数自体を高くすることにより、他の不要な干渉信号と分離することができるが、この場合、干渉計への入射光の位相分布が伝搬とともに変化する影響を受け、正確な形状測定が行えないことを示した。ヘテロダイン正弦波位相変調干渉法では、光路差を小さくすることができるため、その影響はほとんど現れなかった。

文 献

- 1) M. Ito, R. Yamada, R. Tian, N. Tsai and T. Yatagai: "Broad-band light-wave correlation topography using wavelet transform," *Opt. Rev.*, **2** (1995) 135-138.
- 2) 仲田孝之, 佐々木修己, 鈴木孝昌: "SLD 正弦波変調干渉計による複数の表面形状の絶対測定", 光学連合シンポジウム 東京 '95 講演予稿集 (1995) pp. 201-202.
- 3) K. Okada, H. Sakuta, T. Ose and J. Tsujiuchi: "Separate measurements of surface shapes and refractive index inhomogeneity of an optical element using tunable-source phase shifting interferometry," *Appl. Opt.*, **29** (1990) 3280-3285.
- 4) M. Takeda and H. Yamamoto: "Fourier-transform speckle profilometry: three-dimensional shape measurements of diffuse objects with large height steps and/or spatially isolated surface," *Appl. Opt.*, **33** (1994) 7829-7837.
- 5) R. Onodera and Y. Ishii: "Selective imaging with a frequency-modulated laser-diode interferometer," *Opt. Lett.*, **20** (1995) 761-763.
- 6) O. Sasaki, K. Takahashi and T. Suzuki: "Sinusoidal phase modulating laser diode interferometer with a feedback control system to eliminate external disturbance," *Opt. Eng.*, **29** (1990) 1511-1515.