

フィードバック型正弦波状波長走査スーパールミネセント・ダイオード干渉計による実時間距離計測

秋山 和弘*・佐々木修己**・鈴木 孝昌**

*新潟大学自然科学研究科 〒950-2181 新潟市五十嵐2の町8050

**新潟大学工学部 〒950-2181 新潟市五十嵐2の町8050

Sinusoidal Wavelength-Scanning Superluminescent Diode Interferometer with Feedback Control for Real-Time Distance Measurement

Kazuhiro AKIYAMA*, Osami SASAKI** and Takamasa SUZUKI**

*Graduate School of Science of Technology, Niigata University, 8050, Ikarashi 2, Niigata 950-2181

**Faculty of Engineering, Niigata University, 8050, Ikarashi 2, Niigata 950-2181

A sinusoidal wavelength-scanning interferometer using a superluminescent diode is constructed. A modulation amplitude of the interference signal produced by the wavelength scanning is proportional to the optical path difference (OPD) and the scanning width of the wavelength. The modulation amplitude is extracted from the interference signal with electric circuits, and it is kept at a constant value for different values of OPD by controlling the scanning width of the wavelength with a feedback loop. The OPD or the distance longer than a wavelength can be measured from the scanning width of the wavelength in real time with an accuracy of about a wavelength.

1. はじめに

単一の光波長を用いる通常のレーザー干渉計では、光の伝搬距離を干渉により0から 2π の位相変化として検出するため光波長以上の光路差の時間変化あるいは空間分布を測定することはできない。原理的には複数の光波長を用いれば、光波長以上の光路差を測定することができる。2つの波長を用いる2波長干渉法は古くから用いられているが、2波長に対して高い波長安定度が必要なため波長程度の高い測定精度を得ることは容易でない。非常に多くの光波長を同時に用いる白色干渉法あるいは低コヒーレンス干渉法があるが、一般に光路差が0となる位置を探すために参照面の機械的な走査が必要となる。10 nm前後の波長幅にわたって連続的な複数の波長を用いる多波長干渉法が最近盛んに研究されている。時間的に複数の波長を用いる波長走査干渉法¹⁻⁵⁾と空間的に複数の波長を分離して用いる分散干渉法⁶⁻¹¹⁾がある。波長走査干渉法では測定精度は波長の走査幅に比例するため、波長走査幅の大きな光源が望

まれ、波長可変半導体レーザーがよく用いられる。

本論文では、スーパールミネセント・ダイオード(SLD)を用いた正弦波状波長走査光源⁴⁾を使用する。正弦波状の波長走査であるため、容易かつ正確に波長走査幅を制御することができる。この波長走査の特性と正弦波位相変調された干渉信号の特性を活用する。周波数 f_0 の正弦波状波長走査によって生じる干渉信号の変調振幅 Z_b は光路差と波長走査幅 $2b$ に比例する。また、変調振幅 Z_b は干渉信号に含まれる周波数 f_0 の高調波成分の振幅を決定する。そこで、この高周波成分の振幅を電子回路による信号処理によって取り出すために、参照鏡を三角波振動させ、干渉信号にキャリヤー信号として三角波位相変調項を付け加える。このキャリヤー信号の振幅から高周波成分の振幅すなわち、 Z_b の値が得られる。光路差が変化した場合 Z_b の値が変化するが、この変化を打ち消すように b の値をフィードバック制御を用いて変化させる。その結果、 Z_b の値は一定に保たれ、このときの b の値から光路差すなわち距離を測定できる。 b はスピーカーで振動を与えているスリットの振動振幅で決まるため、スピーカーの印加

**E-mail: osami@eng.niigata-u.ac.jp

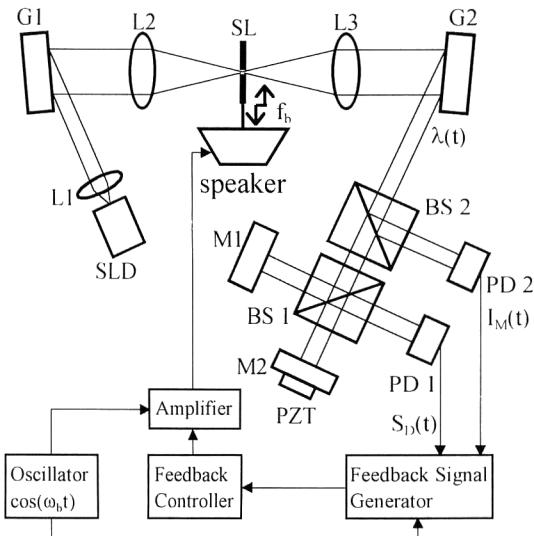


Fig. 1. Configuration of SWS-SLD interferometer.

電圧から b は実時間で求められる。以上のように、干渉信号の電子回路処理と波長走査幅のフィードバック制御によって実時間で波長以上の光路差を測定することができ、その測定精度は波長程度である。

2. 原 理

2.1 干 渉 計

Fig. 1 に干渉計の構成を示す。SLD からの平行光は回折格子 G1 で回折され、その1次回折光をレンズ L2 でフーリエ変換すると、SLD の光スペクトラム分布がフーリエ変換面に得られる。スリット SL により特定の波長成分を取り出し、レンズ L3 で逆フーリエ変換する。この光場が回折格子 G2 で回折されると、すべての波長の1次回折光は等しい伝搬方向をもつ平行光となり、干渉計への入射光となる。このとき、スリットをスピーカーで正弦波状に振動させると中心波長が正弦波状に走査された光が得られる。この波長走査幅の広い光源を正弦波状波長走査 SLD (SWS-SLD) 光源と呼ぶ。SWS-SLD 光源からの平行光はビームスプリッター BS1 により、物体光と参照光に分けられる。物体光は、測定物体であるミラー M1 で反射され、参照光は、圧電素子 PZT の取り付けられているミラー M2 で反射される。この2つの光は再び BS1 を通り光検出器 PD1 上で干渉し、干渉信号 $S_b(t)$ が検出される。また、波長走査によって生じる SWS-SLD 光源の光強度の時間的变化 $I_M(t)$ は光検出器 PD2 によって検出される。SWS-SLD 光源の波長は

$$\lambda(t) = \lambda_0 + \Delta\lambda = \lambda_0 + b \cos \omega_b t \quad (1)$$

のように中心波長 λ_0 、振幅 b 、角周波数 ω_b で正弦波状に走査される。物体光と参照光の伝搬距離差である光路差を

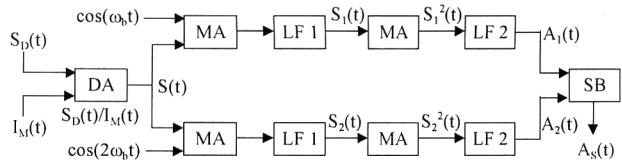


Fig. 2. Block diagram of feedback signal generator. DA: divider, LF: low pass filter, MA: multiplier, SB: subtractor.

L とする。さらに、圧電素子 (PZT) によって三角波振動 $a(t)$ をミラー M2 に与える。このとき、 $L(t) = L + 2a(t)$ となり、 $b \ll \lambda_0$ 、 $a(t) \ll L$ の条件より、干渉信号の位相変化は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \varphi(t) &= 2\pi L(t)/\lambda(t) \\ &= (2\pi/\lambda_0)L - 2\pi[\Delta\lambda(t)/\lambda_0^2]L + (4\pi/\lambda_0)a(t) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $\Delta\lambda(t)a(t)$ の項は、微小量であるため無視している。 A 、 B を定数とすると干渉信号は次式のように表現される。

$$S_b(t) = I_M(t) \{A + B \cos[Z_b \cos \omega_b t + \gamma(t) + \alpha]\} \quad (3)$$

ただし、

$$Z_b = (2\pi b/\lambda_0^2)L, \quad \gamma(t) = (4\pi/\lambda_0)a(t), \quad \alpha = (2\pi/\lambda_0)L \quad (4)$$

2.2 干渉信号の処理

干渉信号 $S_b(t)$ は、Fig. 2 に示された feedback signal generator (FSG) によって信号処理される。まず、干渉信号 $S_b(t)$ を除算器によって光源の光強度変化 $I_M(t)$ で割ることにより、干渉信号

$$S(t) = A + B \cos[Z_b \cos \omega_b t + \gamma(t) + \alpha] \quad (5)$$

を得る。干渉信号 $S(t)$ をベッセル関数 J_n を用いて展開すると

$$\begin{aligned} S(t) &= B \cos \Phi(t) [J_0(Z_b) - 2J_2(Z_b) \cos 2\omega_b t + \dots] \\ &\quad - B \sin \Phi(t) [2J_1(Z_b) \cos \omega_b t + 2J_3(Z_b) \cos 3\omega_b t + \dots] \end{aligned} \quad (6)$$

となる。ただし、

$$\Phi(t) = \gamma(t) + \alpha \quad (7)$$

$\Phi(t)$ について次式の条件が成り立つように、ミラー M2 に与える三角波振動 $a(t)$ の振幅や周波数を調整する。

$$\Im\{\cos \Phi(t)\} = 0$$

$$\Im\{\cos \Phi(t)\} = 0, \quad |\omega| > \omega_b/2 \quad (8)$$

ただし、 \Im は時間軸 t から角周波数軸 ω へのフーリエ変換を示す。この条件のもとで、 $S(t)$ に $\cos \omega_b t$ 、 $\cos 2\omega_b t$ を掛けローパスフィルター 1 によって $0 < \omega < \omega_b/2$ の周波数成分を取り出すと、次式の信号を得る。

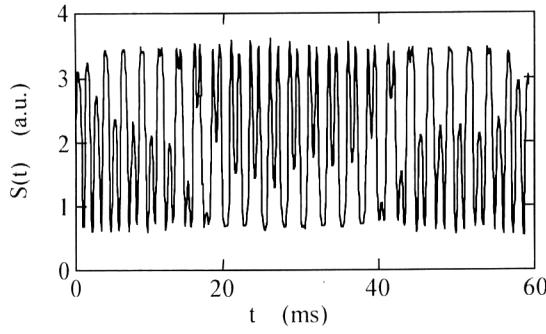


Fig. 3. Waveform of interference signal $S(t)$.

$$\begin{aligned} S_1(t) &= g_1 J_1(Z_b) \sin \Phi(t) \\ S_2(t) &= g_2 J_2(Z_b) \cos \Phi(t) \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 g_1, g_2 は回路によって生じる定数であり、 $g_1 = g_2 = g$ とする。 $S_1(t)$ および $S_2(t)$ の信号を 2乗した後、ローパスフィルター 2 によって直流成分付近を取り出すと $A_1(t) = g^2 J_1^2(Z_b)$ および $A_2(t) = g^2 J_2^2(Z_b)$ の信号が得られる。さらに、それぞれの信号を減算して

$$A_s(t) = g^2 [\{J_1(Z_b)\}^2 - \{J_2(Z_b)\}^2] \quad (10)$$

の信号を作る。 $Z_b = 2.63$ のとき、 $J_1(Z_b) = J_2(Z_b)$ より $A_s = 0$ となる。このとき、式 (4) より

$$L = 2.63 \lambda_0^2 / 2\pi b = K/b \quad (11)$$

が成り立つ。ある光路差 L に対して A_s を検出し、 $A_s = 0$ になるように b の値を調整する。このとき、 b の値と式 (11) より L を求めることができる。フィードバック制御を用いて、 $A_s = 0$ となるように b の値を制御する。

2.3 精度・測定感度

$L = K/b$ の関係から、 L の変化量 ΔL に対する b の変化量 Δb は次式で与えられる。

$$\Delta b = -(b^2/K) \Delta L \quad (12)$$

すなわち、 L の測定感度は b^2 に比例する。

次に、 b の測定において ϵ_b の誤差が生じたとき、 L に ϵ_L の測定誤差が生じたとすると

$$L + \epsilon_L = K/(b + \epsilon_b) \quad (13)$$

が成り立つ。これを ϵ_L について解くと

$$\epsilon_L = -K/(b^2/\epsilon_b + 1) \quad (14)$$

となる。ここで、通常 $b \gg \epsilon_b$ であるので、次式のように変形できる。

$$\epsilon_L = -(K/b^2) \epsilon_b \quad (15)$$

上式から、 b が大きい程 L について測定誤差 ϵ_L が小さくなることがわかる。

以上のことから、 b をできるだけ大きくすることが望ましい。

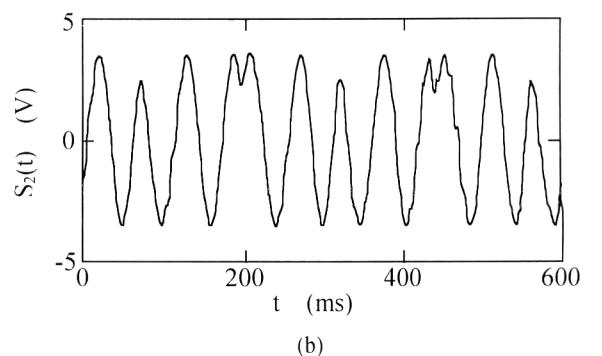
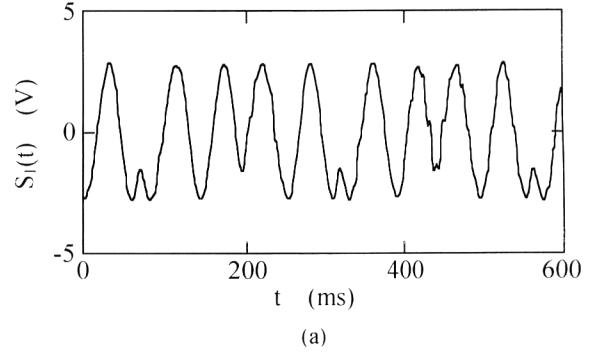


Fig. 4. Waveforms of $S_1(t)$ and $S_2(t)$.

3. 実験

3.1 実験装置と検出信号

Fig. 1において、SLD の中心波長 λ_0 は 788.8 nm であり、スピーカーの振動周波数 f_0 は 400 Hz であった。また、ミラー M2 に 4 Hz の三角波振動を与える、 $\cos \Phi(t)$ の周波数 f_a が 16 Hz となるように振幅を調整した。このとき、式 (8) の条件は満たされていた。FSGにおいて、LF1, LF2 のカットオフ周波数 f_{c1} および f_{c2} は、それぞれ、スピーカーの振動周波数 f_0 および $\cos \Phi(t)$ の周波数 f_a によって決まり、 $f_{c1} = f_0/10 = 40$ Hz, $f_{c2} = f_a/10 = 1.4$ Hz であった。Feedback controller (FC) では、FSGからの出力信号 $A_s(t)$ を偏差信号として用い、 $A_s(t) = 0$ となるように、比例・積分制御を行った。FC の出力と直流電圧の和を $\cos \omega_b t$ と掛け合わせ增幅することにより、スピーカーに印加する信号 $V_b \cos \omega_b t$ を得た。

Fig. 3 に得られた干渉信号 $S(t)$ の波形を示す。Fig. 4 に $S(t)$ を FSG の回路で処理することによって得られた $S_1(t)$ および $S_2(t)$ の波形を示す。 $S_1(t)$ および $S_2(t)$ とも、ミラー M2 の三角波振動の頂点で不連続となっている $f_a = 16$ Hz の正弦波信号であり、連続な正弦波の長さは 2 周期である。連続な正弦波となっている部分では、 $S_1(t) = g J_1(Z_b) \sin \Phi(t)$, $S_2(t) = g J_2(Z_b) \cos \Phi(t)$ となっており、 $\Phi(t) = 2\pi f_a t$ である。

$S_1(t)$ について、 $S_1^2(t)$ の波形とローパスフィルター 2

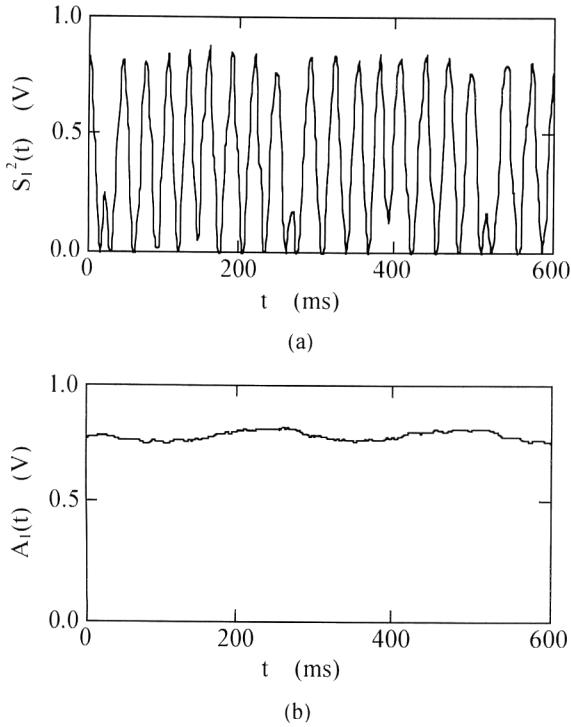


Fig. 5. Waveforms of $S_i^2(t)$ and $A_i(t)$.

の出力信号 $A_i(t)$ の波形を Fig. 5 および Fig. 6 に示す。ミラー M2 の三角波振動により、Fig. 5 の $A_i(t)$ は三角波振動の周期 250 ms でわずかに変動しているが、 $A_i(t)$ から $g^2 J_1^2(Z_b)$ の値が得られた。 $S_2(t)$ についても同様に $g^2 J_3^2(Z_b)$ の値が得られた。Fig. 6 は、40 Hz の機械的な振動を干渉計に加えた場合である。Fig. 5 に比べ、Fig. 6 の $S_i^2(t)$ には、振動の影響が現れているが、カットオフ周波数 $f_{c2}=1.4$ Hz の LF2 によって $S_i^2(t)$ の包絡線を検出した $A_i(t)$ の波形には、振動の影響は現れていない。このように、機械的な振動の影響をほとんど受けることなしに、 $A_s(t)$ の信号を干渉信号から作り出すことができた。光路差 L が固定されているとき、フィードバック制御によって $A_s(t)=0$ となるように b の値、すなわち V_b の値が固定される。実際に得られた $V_b(t)$ の波形を Fig. 7 に示す。この波形も周期 250 ms 位で変動しているが、時間的な平均値を V_b の測定値とした。

3.2 V_b - b 特性の測定

光路差を測定するためには、スピーカーへの印加電圧の振幅 V_b を波長走査幅 b に変換する必要がある。そこで、 V_b と b の対応関係を実験的に求める。この測定では、Fig. 1においてミラー M2 に三角波振動を与えない。このときの干渉信号は

$$S(t)=A+B\cos[Z_b \cos \omega_b t + \alpha] \quad (16)$$

となる。 $S(t)$ をコンピューターに取り込み、正弦波位相

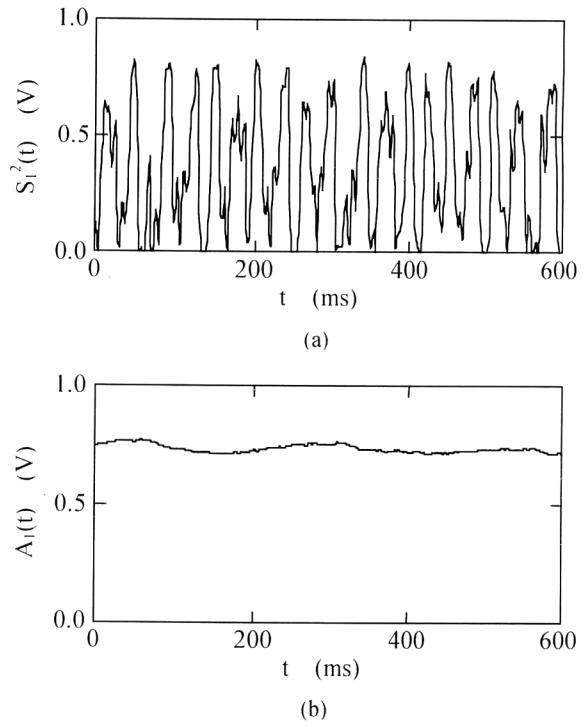


Fig. 6. Waveforms of $S_i^2(t)$ and $A_i(t)$ in the presence of mechanical vibration of 40 Hz.

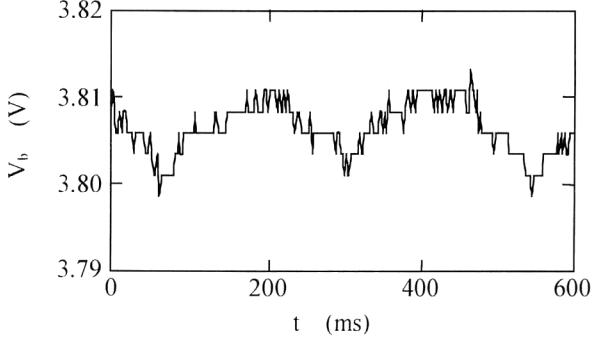


Fig. 7. Variations of V_b with time.

変調干渉法によって $S(t)$ を信号処理することにより Z_b を求めた。 $Z_b=(2\pi b/\lambda_0^2)L$ であるので、光路差 L を変化させたときの Z_b の変化の傾き γ より、 $b=(\lambda_0^2/2\pi)\gamma$ を求めることができる。測定物体であるミラー M1 に変位を与え、光路差を 1 波長ずつ変化させて、 Z_b を求めた。スピーカーへの印加電圧の振幅 $V_b=4.0$ V のときの測定結果を Fig. 8 に示す。横軸が光路差変化 ΔL であり、各 ΔL の値で 5 回測定した Z_b の値を \times 印で示す。 Z_b の変化の傾き γ を、Fig. 8 の直線で示すように最小二乗法によって求め、 b を決定した。この測定を、スピーカーへの印加電圧の振幅 V_b を変えて行った。この結果得られた b と V_b の関係を Fig. 9 に示す。この図からわかるように、 V_b が 4.5 V より大きいところでは、 b と V_b の関係は線形でな

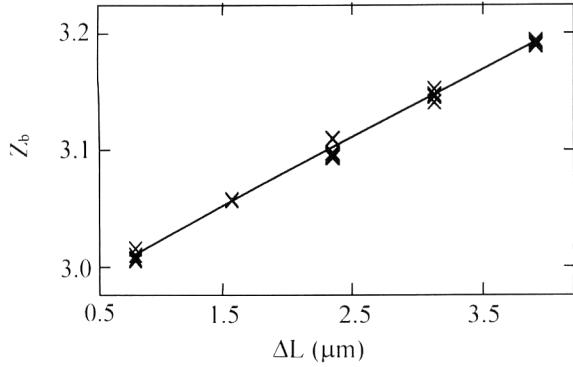


Fig. 8. Z_b versus ΔL at $V_b=4.0$ V.

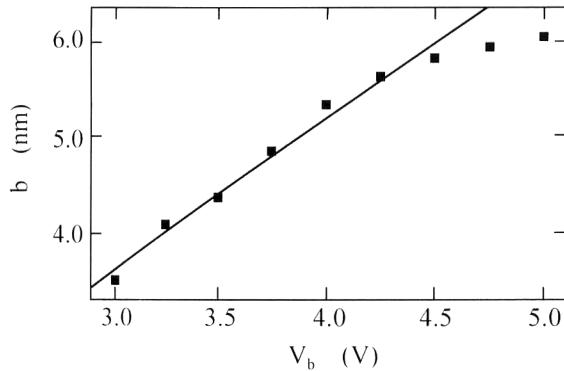


Fig. 9. Relationship between b and V_b .

くなるが、 $V_b < 4.5$ V の範囲では、Fig. 9 の直線で示すように

$$b = 1.58 V_b - 1.01 \quad (17)$$

の関係が得られた。

3.3 距離測定

測定物体であるミラー M1 の最初の位置、すなわち、 $\Delta L=0$ では $V_b=4.15$ V 付近で、フィードバック制御系の偏差信号 A_s は 0 となった。数秒ごとに測定した 5 回の測定値を \times 印で Fig. 10 に示す。 V_b の時間的変動幅は、0.1 V 程度である。この変動は、波長走査幅の変動あるいは干渉計の光路差の変動から生じたと思われる。次に、ミラー M1 に変位を与え、光路差を $2 \mu\text{m}$ 増加させた。光路差変化後、フィードバック制御により、再び $A_s=0$ となり、このときおおよそ $V_b=4.00$ V となった。Fig. 10 に示すように、 ΔL を $2 \mu\text{m}$ ずつ増加させて $A_s=0$ のときの V_b を測定した。

Fig. 10 の測定値 V_b から、式 (17) によって b を求め、さらに、式 (11) によって b から光路差 L を求めた。この結果を Fig. 11 に \times 印で示す。これらの光路差 L の測定値が Fig. 11 の直線上からずれている大きさから、測定誤差は $0.5 \mu\text{m}$ 位であることがわかる。また、測定範囲は $L=45 \sim 55 \mu\text{m}$ である。

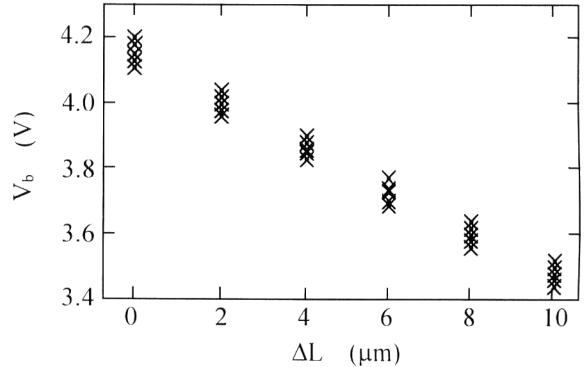


Fig. 10. Applied voltage V_b versus change ΔL in OPD.

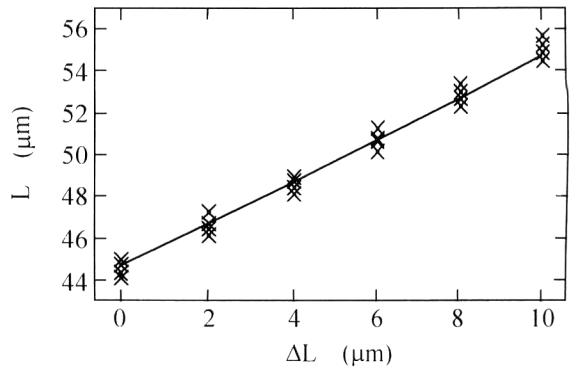


Fig. 11. Measured values of OPD for change ΔL in OPD.

4. む　す　び

正弦波状波長走査によって生じる干渉信号の異なる 2 つの周波数成分の振幅に関する値 $J_1(Z_b)$ および $J_2(Z_b)$ を、三角波位相変調をさらに干渉信号に付加し、干渉信号を電子回路によってヘテロダイイン検波および振幅変調検波することから実時間で検出した。条件 $J_1(Z_b)=J_2(Z_b)$ すなわち $Z_b=(2\pi b/\lambda_0^2)L=2.63$ が L の変化に対して常に成り立つように b の値をフィードバック制御し、この b の値より L を実時間で測定した。その結果、 $Z_b=2.63$ の値は、おおよそ $\lambda_0=790$ nm, $b=5$ nm, $L=50 \mu\text{m}$ で与えられ、 L を $\pm 5 \mu\text{m}$ だけ変化させた場合、 b の値は約 4.5 nm から 5.5 nm の範囲で変化した。 b の値は、波長走査を与えるスピーカーへの印加電圧から求められ、光路差 L の測定誤差は約 $50 \mu\text{m}$ を中心とする $10 \mu\text{m}$ の測定範囲で $0.5 \mu\text{m}$ 程度であった。

今後、正弦波状波長走査の安定性の向上および走査幅の拡大によって測定精度の向上と測定範囲の拡大を図る必要がある。

文　　献

- 1) S. Kuwamura and I. Yamaguchi: "Wavelength scanning profilometry for real-time surface shape measurement,"

- Appl. Opt., **36** (1997) 4473–4482.
- 2) F. Lexer, C. K. Hitzenberger, A. F. Fercher and M. Kulhavy: "Wavelength-tuning interferometry of intraocular distances," Appl. Opt., **36** (1997) 6548–6553.
 - 3) X. Dai and K. Seta: "High-accuracy absolute distance measurement by means of wavelength scanning heterodyne interferometry," Meas. Sci. Technol., **9** (1998) 1013–1035.
 - 4) O. Sasaki, K. Tsuji, S. Sato, T. Kuwahara and T. Suzuki: "Sinusoidal wavelength-scanning interferometers," Proc. SPIE, **3478** (1998) 37–44.
 - 5) K. Tsuji, O. Sasaki and T. Suzuki: "Sinusoidal phase-modulating superluminescent diode interferometer with Fabry-Perot etalon for step-profile measurement," Opt. Rev., **6** (1999) 62–67.
 - 6) J. Schwider and L. Zhou: "Dispersive interferometric profilometer," Opt. Lett., **19** (1994) 995–997.
 - 7) U. Schnell, E. Zimmermann and R. Dandliker: "Absolute distance measurement with synchronously sampled white-light channelled spectrum interferometry," Pure Appl. Opt., **4** (1995) 643–651.
 - 8) P. Sandoz, G. Tribillon and H. Perrin: "High-resolution profilometry by using phase calculation algorithms for spectroscopic analysis of white-light interferograms," J. Mod. Opt., **43** (1996) 701–708.
 - 9) L. Rovati, U. Minoni and F. Docchio: "Dispersive white-light combined with a frequency-modulated continuous-wave interferometer for high-resolution absolute measurements of distance," Opt. Lett., **22** (1997) 850–852.
 - 10) T. Li, R. G. May, A. Wang and R. O. Claus: "Optical scanning extrinsic Fabry-Perot interferometer for absolute microdisplacement measurement," Appl. Opt., **36** (1997) 8859–8861.
 - 11) T. Funabe, N. Tanno and H. Ito: "Multimode-laser reflectometer with a multichannel wavelength detector and its application," Appl. Opt., **36** (1997) 8919–8928.