

# ファブリー・ペロー・エタロンを用いる正弦波位相変調 SLD 光の発生と干渉計測への応用

辻 健一郎\*・佐々木修己\*\*・鈴木 孝昌\*\*

\*新潟大学自然科学研究科, \*\*新潟大学工学部 〒950-21 新潟市五十嵐 2 の町 8050

## Generation of a SLD Light Phase-Modulated Sinusoidally with Fabry-Perot Etalons and Its Application to Interferometric Measurements

Kenichiro TSUJI,\* Osami SASAKI\*\* and Takamasa SUZUKI\*\*

\*Graduate School of Science of Technology, \*\*Faculty of Engineering, Niigata University, 8050, Ikarashi 2, Niigata 950-21

When we measure a change in optical path difference larger than wavelength of light by using changing wavelength of laser diode, it is desirable that the wavelength change is as large as possible. In this paper, we use a superluminescent diode (SLD) and Fabry-Perot etalon (FPE). We obtain a maximum change of about 10 nm in a central wavelength, by extracting a narrow spectrum from a wide spectrum of the SLD with the FPE. We generated a SLD light phase-modulated sinusoidally by vibrating a mirror of FPE sinusoidally with piezoelectric transducers. We describe about measurements of change in optical path difference with a double sinusoidal phase-modulating interferometer using the phase-modulated SLD light.

### 1. はじめに

通常のレーザー干渉計では、光の伝搬距離を干渉によって  $0 \sim 2\pi$  の位相変化として検出するため、波長以上の光路差の変化を測定することはできない。波長以上の光路差変化を測定するために、異なる波長のレーザー光を用いる 2 波長干渉法が用いられてきた<sup>1-4)</sup>。また、半導体レーザーを光源とする干渉計では、半導体レーザーの発振波長の可変性が利用されている。半導体レーザーの注入電流を時間的に変化させた場合、干渉信号の位相変化は光路差に依存する変化を示すことより、波長以上の光路差変化の測定が行える<sup>5-9)</sup>。正弦波位相変調干渉法では、干渉信号の正弦波位相変調振幅  $Z_0$  が光路差  $L$  と注入電流による発振波長の変化幅  $\Delta\lambda$  に比例する<sup>9,10)</sup>。干渉信号から変調振幅を検出し光路差を求めるために、二重正弦波位相干渉法<sup>11)</sup> が用いられる。半導体レーザーでは、発振波長の変化幅  $\Delta\lambda$  の大きさは 0.1 nm 程度が限界であるため、測定できる光路差変化は数  $\mu\text{m}$  程度である。変調振幅から得られる光路差の測定感度は  $\Delta\lambda$  の大きさに比例するので、光波長の変化幅  $\Delta\lambda$  の大

きな光源が望まれる。

そこで本研究では、発振スペクトル幅の広い SLD (superluminescent diode)<sup>12)</sup> を光源に用い、その光スペクトルの一部分をミラー間隔が時間的に正弦波状に変化するファブリー・ペロー・エタロン (FPE) を用いて切り出すことによって、10 nm 程度の  $\Delta\lambda$  をもつ正弦波位相変調光を得る。このとき、FPE ミラーの 2 面間距離は、距離  $d_0$  を中心距離として時間的に正弦波状に変化する。時間的に安定な正弦波位相変調 SLD 光を発生させるためには、 $d_0$  を一定に保つことが重要である。そこで、FPE の透過光強度の時間的変化を検出して、 $d_0$  を一定に保つようにフィードバック制御を行う。正弦波位相変調 SLD 光を干渉計の光源とする場合に得られる干渉信号の近似式を導出し、近似式から変調振幅  $Z_0$  を求めるための信号処理方法を導く。この信号処理方法によって、理論式を用いて計算機内で作成した正確な干渉信号に対して  $Z_0$  を求め、 $Z_0$  と光路差  $L$  の関係を明らかにし、実験結果と比較する。また、 $Z_0$  から求められる光路差変化の測定精度は 2 分の 1 波長以下であることが実験結果より示される。

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

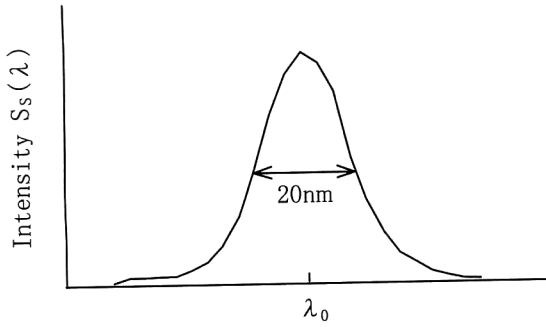


Fig. 1. Spectrum of SLD.

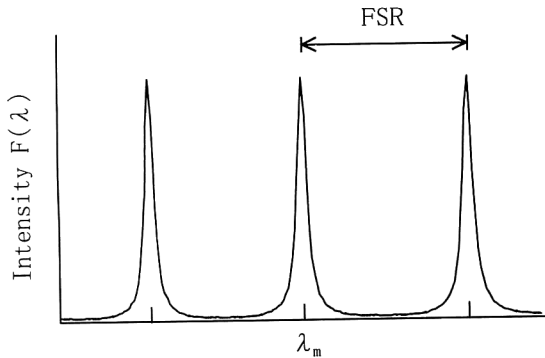


Fig. 2. Transmission spectrum of FPE.

## 2. 正弦波位相変調 SLD 光の発生方法

Fig. 1 に SLD の光スペクトル分布  $S_s(\lambda)$  を示す。SLD の中心波長は  $\lambda_0 = 840 \text{ nm}$  であり、半値幅はおおよそ  $20 \text{ nm}$  である。Fig. 2 に FPE の光波長  $\lambda$  に対する透過率曲線  $F(\lambda)$  を示す。FPE のミラーの反射率、および吸収率をそれぞれ  $R, B$  とし、2つのミラー間の距離を  $d$  とすると、 $F(\lambda)$  は次式で表される。

$$F(\lambda) = \left(1 - \frac{B}{1-R}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (1)$$

ただし、

$$\theta = \frac{4\pi d}{\lambda} - 2\pi \quad (2)$$

である。Fig. 2 の最大透過率波長  $\lambda_m$  は式 (1), (2) より、

$$\lambda_m = \frac{2d}{m+1} \quad (m \text{ は正整数}) \quad (3)$$

となり、FPE の 2 面間距離  $d$  と比例関係にある。Fig. 4 の実験装置に示すように SLD の出力光をレンズ L1 で平行光にし FPE に入射させると、FPE の透過光において SLD の光スペクトルの一部が切り出される。最大透過率波長  $\lambda_m$  と SLD の中心波長  $\lambda_0$  が等しくなるように  $d = d_0$  と設定すると、Fig. 3 のように SLD の中心部分のみを切り出すことができる。この FPE 透過光のスペクトル分布を  $T(\lambda) = S_s(\lambda) \cdot F(\lambda)$  とする。この状態で、FPE の片方の

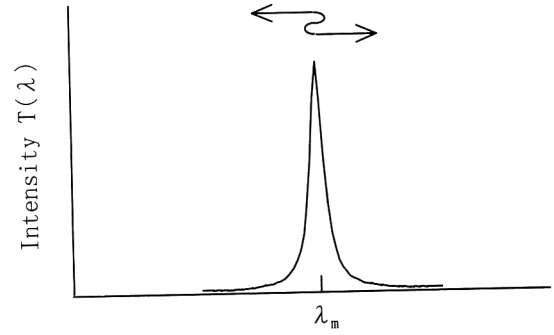


Fig. 3. Output spectrum of FPE.

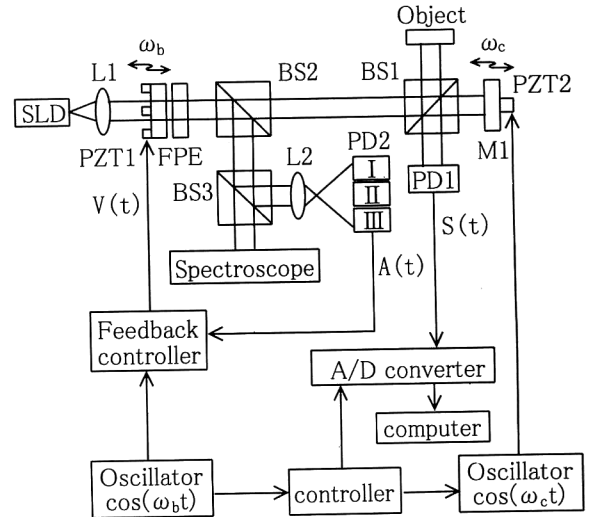


Fig. 4. Experimental setup.

ミラーを圧電素子 (PZT) によって正弦波振動させ、FPE の 2 面間距離  $d$  を次式のように時間的に変化させる。

$$d(t) = d_0 + \Delta d \cos \omega_b t \quad (4)$$

その結果、 $d$  と比例関係にある  $\lambda_m$  も同様に時間的に正弦波状に変化し、FPE の透過光は正弦波位相変調された光となる。このときの FPE の透過率曲線  $F(\lambda)$  において、時間的に変化する最大透過率波長  $\lambda_m(t)$  を

$$\lambda_m(t) = \lambda_{m0} + \Delta \lambda_m \cos \omega_b t \quad (5)$$

とし、スペクトル分布を  $T(\lambda, t) = S_s(\lambda) \cdot F(\lambda, t)$  とする。SLD の半値幅は  $20 \text{ nm}$  程度と大きいので、 $\lambda_m(t)$  の最大変化幅  $\Delta \lambda_m$  は  $10 \text{ nm}$  程度まで大きくすることが可能である。

## 3. 干渉信号

この章では、本方法により発生した正弦波位相変調 SLD 光を、干渉計の光源として用いたときの干渉信号について述べる。Fig. 4 に示すようにビームスプリッター BS2 から透過光が干渉計への入射光となる。ビームスプリッター BS1 で入射光は 2 つに分けられ、ミラー M1 で反射される

光が参照光  $U_1(\lambda, t)$  であり, 測定物体からの反射光が物体光  $U_2(\lambda, t)$  である. \*を複素共役とし, 干渉によって生じる  $U_1 U_2^* + U_1^* U_2$  の項から得られる干渉信号  $S(t)$  は,

$$S(t) = \int T(\lambda, t) \cos \frac{2\pi}{\lambda} L d\lambda \quad (6)$$

で表せる. ただし,  $L$  は物体光と参照光の光路差である. 干渉信号  $S(t)$  はフォトダイオード PD1 で検出される. ここで, FPE 透過光のスペクトル分布  $T(\lambda, t)$  を強度  $A(t)$  の線スペクトルで近似する. 線スペクトルの波長を  $\lambda(t) = \lambda_{m_0} + \Delta\lambda \cos \omega_b t$  とすると,

$$T(\lambda, t) A(t) \delta\{\lambda - (\lambda_{m_0} + \Delta\lambda \cos \omega_b t)\} \quad (7)$$

となり, 干渉信号  $S(t)$  は,

$$S(t) = A(t) \cos \frac{2\pi}{\lambda_{m_0} + \Delta\lambda \cos \omega_b t} L \quad (8)$$

と表せる. 式(8)の  $1/(\lambda_{m_0} + \Delta\lambda \cos \omega_b t)$  の項をマクローリン展開し,  $\Delta\lambda/\lambda_{m_0} \ll 1$  の条件を用いて  $\Delta\lambda$  の1次の項までで近似すると,

$$S(t) = A(t) \cos\{Z_0 \cos(\omega_b t) + \alpha\} \quad (9)$$

が得られる. ただし,

$$Z_0 = \frac{2\pi\Delta\lambda}{\lambda_{m_0}^2} L, \quad \alpha = \frac{2\pi}{\lambda_{m_0}} L \quad (10)$$

である.

#### 4. 二重正弦波位相変調による変調振幅 $Z_0$ の検出

変調振幅  $Z_0$  を高精度に検出するために二重正弦波位相変調干渉法を用いる. 二重正弦波位相変調干渉法では, Fig. 4 に示すように参照光ミラー M1 を PZT2 により  $a \cos(\omega_c t + \theta)$  で振動させ, 参照光をさらに正弦波位相変調する. このときの光路差  $L_A(t)$  は,

$$L_A(t) = L + 2a \cos(\omega_c t + \theta) \quad (11)$$

となる. 一般的に  $L \gg 2a$  であるので, 式(10)の  $Z_0$  に対する光路差は  $L$  とみなし, 式(10)の  $\alpha$  に対する光路差は  $L_A(t)$  とする. このとき, 式(9)の干渉信号  $S(t)$  は,

$$S(t) = A(t) \cos\{Z_0 \cos(\omega_b t) + Z_c \cos(\omega_c t + \theta) + \alpha\} \quad (12)$$

となる. ただし,

$$Z_c = \frac{4\pi a}{\lambda_{m_0}} \quad (13)$$

である. ここで,

$$\Phi(t) = Z_0 \cos(\omega_b t) + \alpha \quad (14)$$

とし,  $\Phi(t)$  を FPE による位相変調項と呼ぶ.  $S(t)$  を  $n$  次のベッセル関数  $J_n$  を用いて展開すると,

$$\begin{aligned} S(t) &= A(t) \cos\{\Phi(t)\} \{J_0(Z_c) \\ &\quad - 2J_2(Z_c) \cos(2\omega_c t + 2\theta) + \dots\} \\ &\quad - A(t) \sin\{\Phi(t)\} \{2J_1(Z_c) \cos(\omega_c t + \theta) \\ &\quad - 2J_3(Z_c) \cos(3\omega_c t + 3\theta) + \dots\} \end{aligned} \quad (15)$$

となる.  $S(t)$  のフーリエ変換を  $F(\omega) = \mathfrak{F}\{S(t)\}$  とする.  $F(\omega)$  において,  $\omega_c/2 < \omega \leq 3\omega_c/2$ , および,  $3\omega_c/2 < \omega \leq 5\omega_c/2$  の範囲の周波数成分に対して, それぞれ,  $\omega = \omega_c$  および  $\omega = 2\omega_c$  が  $\omega = 0$  となるように周波数軸を移動する. このとき得られる周波数成分をそれぞれ,  $F_1(\omega)$ ,  $F_2(\omega)$  とすると次式のようなになる.

$$\begin{aligned} F_1(\omega) &= -J_1(Z_c) \cdot \exp(j\theta) \cdot \mathfrak{F}[A(t) \sin\{\Phi(t)\}] \\ F_2(\omega) &= -J_2(Z_c) \cdot \exp(j2\theta) \cdot \mathfrak{F}[A(t) \cos\{\Phi(t)\}] \end{aligned} \quad (16)$$

$S(t)$  から  $F_1(\omega)$ ,  $F_2(\omega)$  を求め, これらの逆フーリエ変換  $\mathfrak{F}^{-1}\{F_1(\omega)\}$ ,  $\mathfrak{F}^{-1}\{F_2(\omega)\}$ , および, あらかじめ測定されている  $Z_c$ ,  $\theta$  の値から, 次式によって  $\Phi(t)$  が得られる.

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \tan^{-1} \left[ \frac{\mathfrak{F}^{-1}\{F_1(\omega)\} / J_1(Z_c) \exp(j\theta)}{\mathfrak{F}^{-1}\{F_2(\omega)\} / J_2(Z_c) \exp(j2\theta)} \right] \end{aligned} \quad (17)$$

$\Phi(t)$  をフーリエ変換し,  $\omega_b$  の周波数成分の振幅を求めれば  $Z_0$  が得られ, 式(10)から光路差  $L$  が求められる. このように二重正弦波位相変調法を用いることで FPE による変調項  $\Phi(t)$  を検出でき, その周波数成分から  $Z_0$  を正確に検出できる.

#### 5. 数値解析

変調振幅  $Z_0$  を検出するための干渉信号の式を得るために, 3, 4章では式(6)の干渉信号に対し, いくつかの近似を適用し式(12)の干渉信号を導いている. 式(12)の近似誤差を調べるために計算機による数値解析を行った.

式(6)を用いて計算機内で作成した干渉信号を Fig. 4 の実験装置で得られる干渉信号とした. 式(6)中の  $T(\lambda, t)$  は  $S_s(\lambda)$  と  $F(\lambda, t)$  の積であり, FPE の透過率  $F(\lambda, t)$  は式(1)および(4)を用いて計算した. ただし,  $R=0.8$ ,  $B=0.005$  であり, 実験装置で用いられている FPE ミラーと同じ値とした. また, 積分計算は波長を 800~880 nm の範囲で 800 分割し, シンプソン法を用いて計算を行った. このようにして作成された干渉信号に対して, 式(17)を用い  $\Phi(t)$  から  $Z_0$  を求めた.  $\lambda_{m_0} = \lambda_0$  を満たすためには, 式(3)~(5)より

$$d_0 = \frac{(m+1)}{2} \lambda_0 \quad (18)$$

の条件が必要である. また, ミラーの振動振幅  $\Delta d$  は

$$\Delta d = \frac{(m+1)}{2} \Delta \lambda_m \quad (19)$$

Table 1. Simulation results about frequency components of  $\phi(t)$ .

	$d_0(\mu\text{m})$	$ F(\omega_b) $	$ F(2\omega_b) $	$ F(3\omega_b) $	$ F(4\omega_b) $
(a)	9.2	1.440	0.003	0.002	0.004
(b)	13.4	1.637	0.007	0.020	0.003

$L=22.6\ \mu\text{m}$

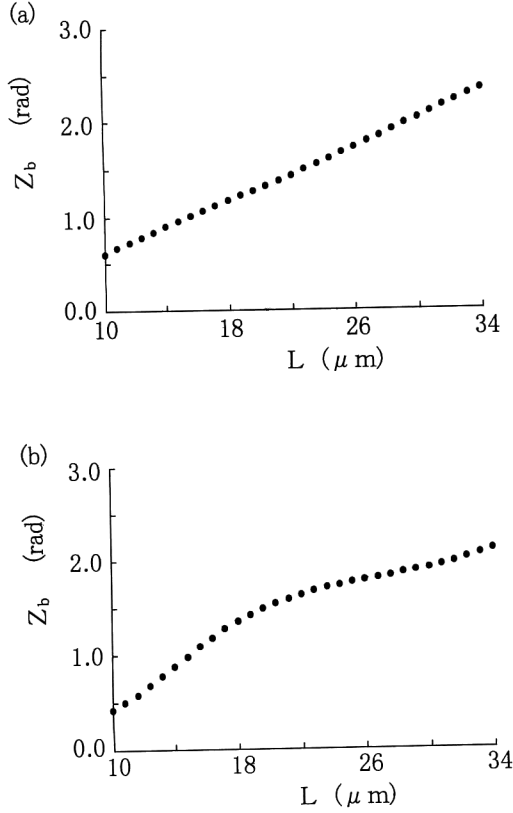


Fig. 5. Simulation results about relationships between  $Z_b$  and optical path difference  $L$ . (a)  $d_0=9.2\ \mu\text{m}$ , (b)  $d_0=13.4\ \mu\text{m}$ .

である。 $\Delta\lambda_m=7.4\ \text{nm}$ ,  $\lambda_0=840\ \text{nm}$  とし, (a)  $m=21$ ,  $d_0=9.2\ \mu\text{m}$ ,  $\Delta d=86\ \text{nm}$  と, (b)  $m=31$ ,  $d_0=13.4\ \mu\text{m}$ ,  $\Delta d=122\ \text{nm}$  の2つの場合について数値解析を行った。式(17)によって検出される位相変調項  $\Phi(t)$  の周波数分布  $F(\omega_b)$  を求めた。 $L=22.6\ \mu\text{m}$  のときの  $F(n\omega_b)$  ( $n=1\sim 4$ ) の振幅を Table 1 に示す。(a), (b) の2つの場合について, どちらの場合も基本周波数成分  $F(\omega_b)$  の振幅が他の周波数成分の振幅に比べ非常に大きいことから, 正弦波状の位相変調光が得られていることがわかる。しかし, (b) の場合は (a) の場合に比べ  $F(3\omega_b)$  の周波数成分の振幅が10倍程度大きくなっている。この原因は,  $d_0$  が大きくなると FPE の FSR (free spectrum range) が小さくなり, SLD スペクトルの中心部分のみを切り出すことができなくなるためと考えられる。式(3)より FSR は次式により得られる。

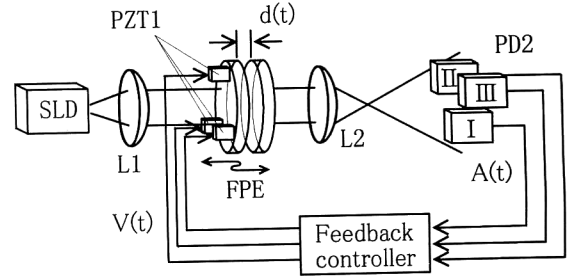


Fig. 6. Feedback control system for distance  $d(t)$  on three positions.

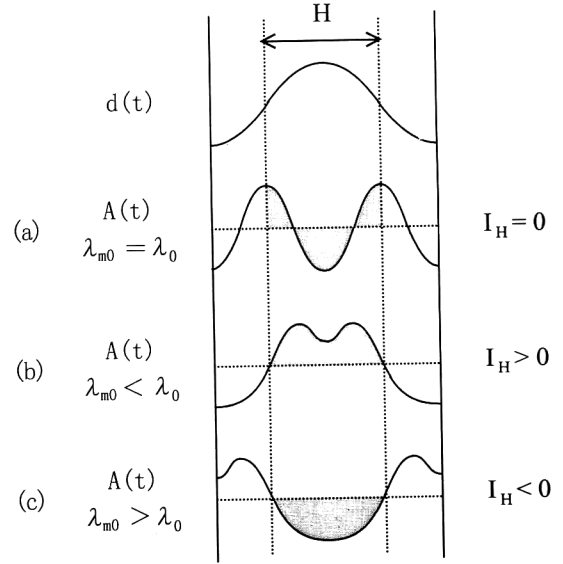


Fig. 7. Generation of feedback signal  $I_H$  from signal  $A(t)$ .

$$\text{FSR} = \frac{2d_0}{m(m+1)} \quad (20)$$

式(20)より FSR を求めると, (a) の場合の FSR は  $40\ \text{nm}$  であるのに対し (b) の場合の FSR は  $27\ \text{nm}$  であり, SLD の半値幅に近づいている。

次に, 光路差を変化させたときの光路差  $L$  と  $Z_b$  の関係を Fig. 5 に示す。 $L \gg 2a$  の条件を満たすため  $L$  の最小値は  $10\ \mu\text{m}$  とした。(a)  $d_0=9.2\ \mu\text{m}$  の場合,  $L$  と  $Z_b$  の比例関係が得られており  $\Delta\lambda=7.7\ \text{nm}$  となる。このことから, 式(7)の近似が成立しており, 式(12)における近似誤差はほとんどないといえる。しかし, (b)  $d_0=13.4\ \mu\text{m}$  の場合は,  $L$  と  $Z_b$  の比例関係が成立していないことがわかる。また,  $L$  と  $Z_b$  の関係を他の  $d_0$  についても調べた結果,  $d_0$  が大きいほど比例関係からのずれが大きくなることがわかった。

## 6. FPE のフィードバック制御と安定度

干渉信号  $S(t)$  から,  $Z_b$  を検出し式(10)から光路差  $L$  を求めるためには, 変調中心波長  $\lambda_{m0}$  が時間的に一定である

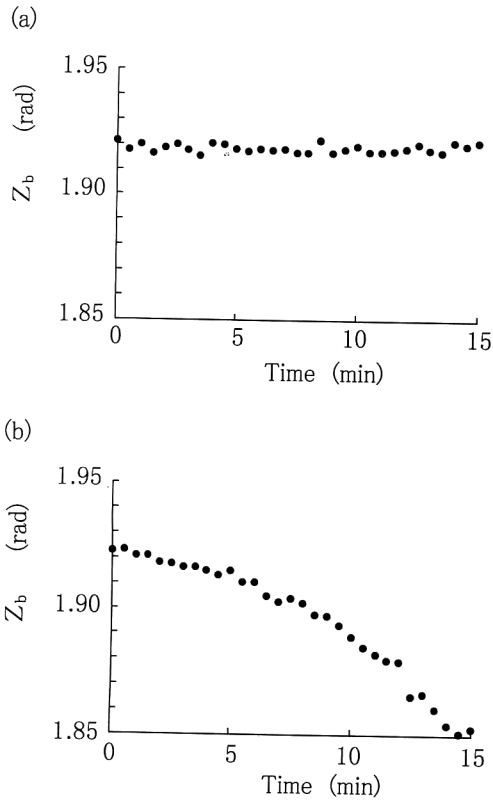


Fig. 8. Measured values of  $Z_b$  for time. (a) With feedback control, (b) without feedback control.

必要がある。しかし、FPEを用いてSLDスペクトルの一部を切り出す本方法では、FPEミラーの平行度やFPEの2面間中心距離 $d_0$ のわずかな変動が $\lambda_{m0}$ に影響する。そこで、FPEの透過光強度の時間的な変化 $A(t)$ を検出し、 $d_0$ をフィードバック制御し、 $\lambda_{m0}$ の安定化を図っている。その方法について説明する。

FPEの2面間距離 $d$ を変化させるためのPZT1は3個あり、Fig. 6に示すように正三角形に配置されその中心部分を光が透過する。式(4)のようにFPEの2面間の距離 $d(t)$ を変化させるため、それぞれのPZT1に加える電圧を $V(t) = V_0 + \Delta V \cos(\omega_b t)$ とする。 $\lambda_{m0}$ は $d_0$ に比例するので、 $V(t)$ の直流成分 $V_0$ を変えて $\lambda_{m0}$ を変化させることができる。FPEの透過光強度 $A(t)$ はFig. 3のスペクトル分布の面積に相当する。 $\lambda_{m0}$ が $\lambda_0$ と等しい場合、SLDのスペクトル分布がFig. 1のようなガウス状であるため、 $A(t)$ はFig. 7(a)に示すように変調周波数の2倍の周波数の正弦波状の信号となる。ところが、 $\lambda_{m0} < \lambda_0$ のときは $A(t)$ はFig. 7(b)のようになり、 $\lambda_{m0} > \lambda_0$ のときはFig. 7(c)のようになり、 $\lambda_{m0}$ の変化を知ることができる。Fig. 7の点線で示された $d(t)$ の半周期を区間Hとし、Hについて $A(t)$ を積分した値 $I_H$ は、Fig. 7(a)~(c)の場合それぞれ、ゼロ、正、負の値となる。この値をフィードバ

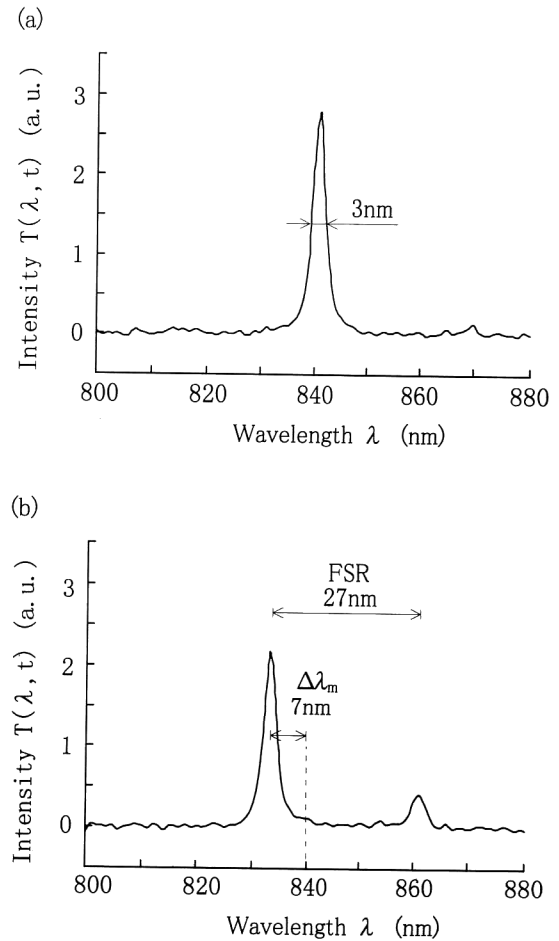


Fig. 9. Output spectra of FPE, measured with a spectro-scope. (a)  $d(t) = d_0$ , (b)  $d(t) = d_0 + \Delta d$ .

ック信号として用い、 $I_H = 0$ となるように $V(t)$ の直流成分 $V_0$ を変化させることにより、 $\lambda_{m0} = \lambda_0$ となるように $d_0$ を制御することができる。PD2は、Fig. 6に示すように、対称に設置された3個の光検出器により3点で $A(t)$ を検出する。この3つのフィードバック信号を用いて、それぞれ対応したPZT1を制御する。したがってFPEミラー上の異なる3箇所でFPEの2面間中心距離 $d_0$ を一定にすることができ、FPEの平行度も安定に制御することができる。

光路差を一定に維持し、干渉信号から検出される $Z_b$ の時間安定度を調べた。FPEによる変調周波数 $\omega_b/2\pi$ は500 Hz、M1によるキャリア周波数 $\omega_c/2\pi$ は8 kHzである。フィードバック制御を行ったときの結果をFig. 8(a)に示す。フィードバック制御を行った場合、 $Z_b$ がほぼ一定の値を示している。このときの $Z_b$ の最大変動量は、0.0065 radであった。次に、フィードバック制御を行わなかったときの結果をFig. 8(b)に示す。フィードバック制御を行わなかった場合、 $Z_b$ の値が時間とともに減少している。こ

Table 2. Experimental results about frequency components of  $\phi(t)$ .

$\Delta L$ ( $\mu\text{m}$ )	$ F(\omega_b) $	$ F(2\omega_b) $	$ F(3\omega_b) $	$ F(4\omega_b) $
0.0	0.323	0.000	0.031	0.003
8.4	1.222	0.054	0.009	0.007
16.8	1.823	0.065	0.015	0.032

れは、FPEの2面間中心距離  $d_0$  が変動しているためである。 $d_0$  が変化すると  $\lambda_{m0}$  が変動し、式(10)より  $Z_b$  が変化する。以上の結果より、フィードバック制御の有効性が認められた。

## 7. 測定結果と考察

分光器を用いて測定したFPEの透過光スペクトル  $T(\lambda, t)$  を Fig. 9 に示す。使用した分光器の波長分解能は  $0.1 \text{ nm}$  であり、Fig. 9 の測定点間隔は  $1 \text{ nm}$  である。(a) は  $d(t) = d_0$  のときで、 $\lambda_m(t) = \lambda_{m0} = \lambda_0 = 840 \text{ nm}$  となっている。(b) は  $d(t) = d_0 + \Delta d$  のときであり、 $\lambda_m(t) = 833 \text{ nm}$  となっており、 $860 \text{ nm}$  付近で  $T(\lambda, t)$  の値が大きくなっている。これは、 $F(\lambda)$  の最大透過率波長  $\lambda_m + \text{FSR}$  によるものである。Fig. 9 より、 $\Delta\lambda_m = 7 \text{ nm}$ 、 $\text{FSR} = 27 \text{ nm}$ 、透過光スペクトル  $T(\lambda)$  の半値幅は約  $3 \text{ nm}$  であることがわかる。 $\lambda_0 = 840 \text{ nm}$ 、 $\text{FSR} = 27 \text{ nm}$  として式(18)、(20)から、 $m$ 、 $d_0$  を求めると、 $m = 31$ 、 $d_0 = 13.4 \mu\text{m}$  となる。

Fig. 4 の実験装置において、測定物体としてミラーを用いた。参照ミラー M1 を  $\lambda_{m0}/2 = 420 \text{ nm}$  間隔で移動させた場合、干渉信号の位相  $\alpha$  は同じ値となることより、ミラー M1 を正確に  $420 \text{ nm}$  の等間隔で移動させた。いくつかの  $\Delta L$  に対して干渉信号から得られた  $\Phi(t)$  の周波数成分  $F(n\omega_b)$  ( $n=1\sim 4$ ) の振幅を Table 2 に示す。Fig. 9(b) が示すように FPE の 2 面間中心距離  $d_0$  が大きいため、すなわち FSR が小さいため、SLD スペクトルの中心部分の他に、SLD スペクトルの裾野部分が切り出されている。このため、 $\Phi(t)$  は式(14)の形ではなく、基本周波数成分  $F(\omega_b)$  以外の周波数成分を含んでいる。このとき、 $F(\omega_b)$  の振幅  $Z_b/2$  は光路差変化  $\Delta L$  に比例しない。 $\Delta L$  に対する  $Z_b$  を測定した結果を Fig. 10 に示す。 $\Delta L$  に対する  $Z_b$  の分布は、5章の数値解析で示した (b)  $m = 31$ 、 $d_0 = 13.4 \mu\text{m}$ 、 $\Delta d = 122 \text{ nm}$  の解析結果とよく一致しており、 $d_0$  が大きい場合には  $\Delta L$  と  $Z_b$  の比例関係が得られないことが明らかにされた。また、実験における  $\Delta d$  は  $122 \text{ nm}$  程度であることが推測される。Fig. 10 の測定結果に対して、式(10)の  $\Delta\lambda$  を  $Z_b$  と  $\Delta L$  がほぼ比例関係になっている部分に対して求めてみると  $\Delta\lambda = 3\sim 15 \text{ nm}$  の範囲であり、 $\lambda_0/2$  の光路差変化に対する  $Z_b$  の変化量の最小値は  $0.022 \text{ rad}$  であ

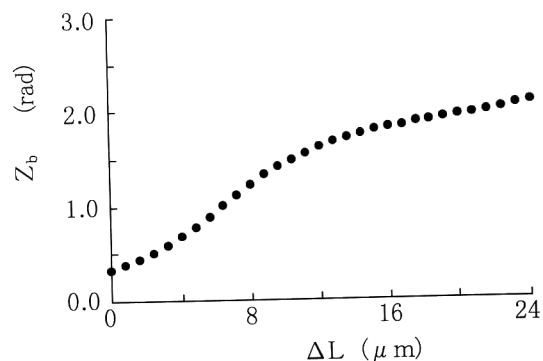


Fig. 10. Measured values of  $Z_b$  for different values of change  $\Delta L$  in optical path difference  $L$ .

る。この値は  $Z_b$  の時間的安定度の誤差  $0.0065 \text{ rad}$  の 3 倍以上であることより、時間的安定度から生じる光路差変化の測定誤差は  $\lambda_0/6$  以下となる。したがって、 $Z_b$  による光路差変化の測定精度は  $\lambda_0/2$  以下である。

実験では、FPE ミラーを完全に平行に設置することは困難であり、また、外乱などによる振動によってミラーが接触することを避けるため、 $d_0$  を  $10 \mu\text{m}$  以下に小さくすることができなかった。この場合、 $Z_b$  と  $\Delta L$  を関係づける比例定数が存在しないため、光路差変化の測定を行うためには、あらかじめ Fig. 10 のような  $Z_b$  と  $\Delta L$  の対応図を求める必要がある。測定物体の変位前後において測定された  $Z_b$  の値をこの対応図を用いて  $\Delta L$  に変換することによって、測定物体の変位による光路差変化を求めることができる。

$Z_b$  による測定は波長以上の光路差変化に対して有効である。一方、干渉信号の位相  $\alpha$  からは  $\lambda_0$  以下の光路差変化を数  $\text{nm}$  の精度で測定できる。 $Z_b$  より求められる測定値と、位相  $\alpha$  から求められる測定値を組み合わせるためには、 $Z_b$  による光路差の測定精度は  $\lambda_0/2$  以下である必要がある。この組み合わせ測定に対して、本方法による  $Z_b$  の測定精度は十分である。

## 8. ま と め

SLD スペクトルの一部を FPE により切り出す方法を用いることで、最大変調幅  $\Delta\lambda$  が数  $\text{nm}$  の正弦波位相変調光を発生することができた。本方法により発生した正弦波位相変調光を干渉計の光源として用いた場合、干渉信号から得られる変調振幅  $Z_b$  と光路差の関係を数値解析により明らかにした。また、FPE の透過光強度  $A(t)$  よりフィードバック信号を発生し、FPE の 2 面間中心距離  $d_0$  をフィードバック制御することで、安定した正弦波位相変調光を長時間発生できることを示した。本実験装置を用いて光路差変化の測定を行った結果、 $d_0$  を十分に小さくすることがで

きなかったため、 $\Delta L$  と  $Z_0$  の比例関係を得ることはできなかった。この場合、測定された  $Z_0$  の値から光路差の変化量を得るためには、 $\Delta L$  と  $Z_0$  の関係をあらかじめ測定しておく必要がある。

変調振幅  $Z_0$  と位相  $\alpha$  の 2 つを同時に測定することで、光源の波長以上の光路差変化の測定を数 nm の測定精度で行うことができる。この組み合わせ測定を行うためには、 $Z_0$  による光路差変化の測定精度は  $\lambda_0/2$  以下である必要がある。実験結果より得られた  $Z_0$  による測定精度は十分それを満たしており、組み合わせ測定が可能である。今後、組み合わせ測定を用いて段差形状の高精度測定を行う予定である。

## 文 献

- 1) P. de Groot and S. Kishner: "Synthetic wavelength stabilization for two-color laser-diode interferometry," *Appl. Opt.*, **30** (1991) 4026-4033.
- 2) O. Sasaki, H. Sasazaki and T. Suzuki: "Two-wavelength sinusoidal phase/modulating laser-diode interferometer insensitive to external disturbances," *Appl. Opt.*, **30** (1991) 4040-4045.
- 3) R. Onodera and Y. Ishii: "Two-wavelength laser-diode interferometer with fractional techniques," *Appl. Opt.*, **34** (1995) 4740-4746.
- 4) T. Suzuki, O. Sakaki and T. Maruyama: "Absolute distance measurement using wavelength-multiplexed phase-locked laser diode interferometry," *Opt. Eng.*, **35** (1996) 492-497.
- 5) 佐々木修己: "半導体レーザー干渉計による距離測定における誤差要因", *O plus E*, No. 191 (1995) 73-78.
- 6) 小林喬郎: "半導体レーザーによる干渉測長技術", *光学*, **17** (1987) 279-284.
- 7) M. Takeda and H. Yamamoto: "Fourier-transform speckle profilometry: Three-dimensional shape measurements of diffuse objects with large height steps and/or spatially isolated surfaces," *Appl. Opt.*, **33** (1994) 7829-7837.
- 8) 加藤純一, 山口一郎, 菊地信彦, 大園茂夫: "半導体レーザー帰還型干渉計による変位・距離計測", 第 6 回光波センシング技術研究論文集, LST 6-18 (1990) pp. 69-76.
- 9) A. J. den Boef: "Interferometric laser rangefinder using a frequency modulated diode laser," *Appl. Opt.*, **26** (1987) 4545-4550.
- 10) H. Kikuta, K. Iwata and R. Nagata: "Distance measurement by the wavelength shift of laser diode light," *Appl. Opt.*, **25** (1986) 2976-2980.
- 11) O. Sasaki, T. Yoshida and T. Suzuki: "Double sinusoidal phase-modulating laser diode interferometer for distance measurement," *Appl. Opt.*, **30** (1991) 3617-3621.
- 12) 三上 修: "スーパーluminescentダイオードの光学的特性と応用", *光学*, **19** (1990) 143-149.