

## 研究

## 外部共振器型半導体レーザーを用いた 光ビート計数法による変位測定

高橋 法彦・覚間 誠一・大場 良次

北海道大学工学部応用物理学科 〒060 札幌市北区北13条西8丁目

(1994年11月7日受付, 1995年1月26日受理)

### Displacement Measurement by Optical Beat Counting Method Using External Cavity Laser Diode

Norihiko TAKAHASHI, Seichi KAKUMA and Ryoji OHBA

Department of Applied Physics, Faculty of Engineering, Hokkaido University,  
Kita-13 Nishi-8, Kita-ku, Sapporo 060

(Received November 7, 1994; Accepted January 26, 1995)

A new method for displacement measurement is proposed. Displacement of a target is obtained from optical frequency of a laser diode which shifts according to the displacement due to optical feedback. The method is implemented by using optical heterodyne technique to determine small changes of the light frequency. Because the oscillation frequency of an external cavity laser diode depends on the cavity length, displacement of the target is transformed into the frequency shift of a laser diode in the external cavity configuration. In the present paper, we show experimental results on displacement measurement of a PZT with an accuracy of 4 nm. One of advantages of the method is that a small displacement such as fractional fringe order of conventional interference methods can be easily obtained without any complex numerical computation.

#### 1. はじめに

光波長に基づく変位測定法にはさまざまな手法が開発されている。それらの多くは変位量を干渉光の強度変化として検出するものであるが、高分解能化が困難なほか、光強度雑音に弱いといった欠点がある。これを解決する一方法として、干渉次数を一定に保つように光源の光周波数を変位量に追従させ、その周波数変化を検出することが考えられる<sup>1)</sup>。光周波数の変化は、その光周波数と十分近接する安定な周波数をもった参照光とのヘテロダイナミックビートシフト量から求めることができる。ビート周波数測定の精度は干渉光強度の測定精度より優れているので、光強度揺らぎの影響を受けず容易に高分解能化を図ることが可能である。

この変位・周波数変換による変位測定法の一つとして、本稿では半導体レーザーに光帰還を施したとき生じ

る特有の発振モード（外部共振モード）の周波数が外部共振器長に依存してシフトすることに着目し、測定対象物体の微小変位を光周波数変化から高精度に求める方法を提案する。本方式では生じた光周波数シフトを、別の半導体レーザーとのビート周波数のシフトとして中間周波数領域で検出し、ビート周波数をカウンタにより直接計数することで変位量決定の高精度化を図るとともに光強度揺らぎの影響を受けにくくしている。以上の特性を活かして行った測定の詳細について以下に報告する。

#### 2. 外部共振器型半導体レーザーの特性

半導体レーザー（以下 LD）に光帰還を施すとその発振特性は複雑に変化する<sup>2-5)</sup>。光通信システムや光ディスプレイ用光源として LD を用いるときには光強度雑音が大きき問題となるため、戻り光による雑音や縦モード特性などに関してこれまで多くの研究がなされている<sup>6,7)</sup>。

他方, 光帰還を積極的に利用することで発振スペクトルの改善やモード制御を実現する試みも数多く行われており, 実際にモジュール化した例も報告されている<sup>8-12)</sup>. LD は共振器端面の反射率が他のレーザーに比べて比較的小さいため, ある程度強い光帰還を施すと外部電場との結合が支配的となり, 外部共振器に依存する発振モードを生成することが知られており, 本研究ではこの効果を利用する.

外部共振器型半導体レーザーの解析のため Fig. 1 のようなモデルを想定する.  $n$  はレーザー活性層の屈折率,  $l$  はレーザー共振器長,  $L$  は外部共振器長である.  $r_1, r_2$  はそれぞれ, 光帰還を受けない側と受ける側のレーザー共振器端面の振幅反射率,  $r_3$  は回折損失なども含めた外部鏡からの光振幅帰還率とする. 光帰還を施さないとき, 単体レーザーの発振周波数条件はレーザー共振器のフリースペクトルレンジ (FSR) から定まり, 一定の間隔  $c/2nl$  を持つ周波数の光のみが発振する. ここで十分遠方にある ( $L \gg nl$ ) 反射鏡から LD に光を再入射させると, LD 出射端面と反射鏡は外部共振器を形成する. この時の発振周波数間隔はおよそ  $c/2L$  となり, 単体レーザーの FSR と比べて十分小さいため 1 本の単体レーザー縦モードの近傍でいくつかの外部共振モードが発振可能となる. また光帰還によってレーザー共振器の実効的な  $Q$  値が上がるため, 外部共振モードの発振スペクトルは単体レーザーのときに比べ狭窄化される. この様子を Fig. 2 に示す. (a) における一つの LD 単体縦モードは, 外部鏡からの光帰還によって (b) のような複数の外部共振モード群に分裂したと見なすことがで

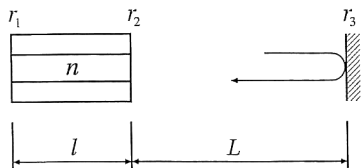


Fig. 1 Model of an external cavity laser diode.

きる<sup>5,7,13)</sup>. Fig. 3 は実際にこの外部共振モード群を別の LD 光と混合してビート信号を検出した例である. 同図 (a), (b), (c) はそれぞれ  $L \approx 50$  cm, 100 cm, 200 cm のときのものであるが,  $L$  の増加に伴って外部共振モード間隔  $c/2L$  が狭くなっていることが確認できる.

### 3. 測定原理

外部共振モードはその周波数が外部共振器長  $L$  に依存しているため,  $L$  の変化に伴いシフトする. したがって, 変位を求めたい測定対象物体をレーザーの光軸上に配置し, 反射鏡やコーナーキューブ等を用いて LD 端面との間に外部共振器を形成させることで, 変位測定が可能となる.

Fig. 1 のモデルにおける半導体レーザーの光電場は, 次のレート方程式を用いて記述できる<sup>3,4)</sup>.

$$\frac{d}{dt}E(t) = \left\{ -i\omega_0 + \frac{1}{2}\Delta G(1-i\alpha) \right\} E(t) + \kappa E(t-\tau)$$

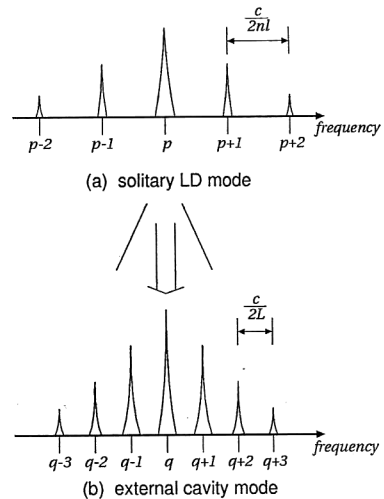


Fig. 2 Longitudinal modes of external cavity laser diode. (a) solitary LD mode (without optical feedback), (b) external cavity mode (with optical feedback).

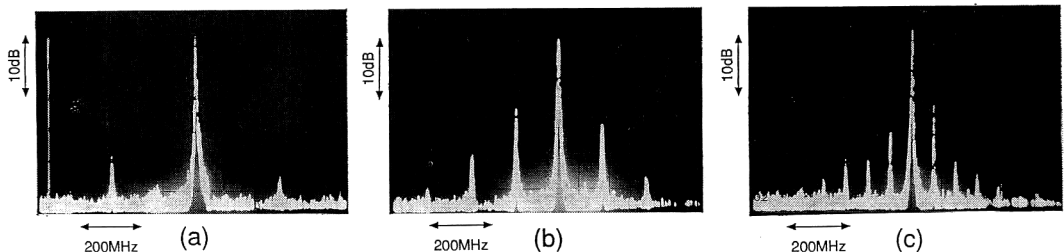


Fig. 3 Heterodyne beat spectra of LD oscillating in multiple external cavity modes for different external cavity length  $L$ , (a)  $L=50$  cm, (b)  $L=100$  cm, (c)  $L=200$  cm.

(1)

ここで、 $E(t)$  はレーザー内部の光電場、 $\omega_0$  は単体レーザーの共振角周波数（自走角周波数）、 $\omega$  は光帰還のもとでの発振角周波数、 $\Delta G$  はレーザーの利得変化、 $\alpha$  はスペクトル線幅増大係数である。また、 $\kappa$  は外部電場との結合の強さを表し、

$$\kappa = \frac{1}{\tau_1} \frac{r_3}{r_2} (1 - r_2^2) \quad (2)$$

で与えられる。 $\tau_1, \tau$  はそれぞれレーザー共振器と外部共振器の一往復に要する時間で、 $\tau_1 = 2nl/c$ 、 $\tau = 2L/c$  である。定常状態における解として  $E(t) = E_0 \exp(-i\omega t)$  を考えると、発振角周波数に対する条件として

$$\omega = \omega_0 - \kappa \sqrt{\alpha^2 + 1} \sin(\omega\tau + \tan^{-1} \alpha) \quad (3)$$

が得られる。

いま、外部反射点までの距離がレーザー共振器長に比べ十分離れていると仮定し ( $L \gg nl$ )、 $L$  が  $L + \Delta L$  に微小変化したとする ( $\Delta\tau = 2\Delta L/c$ )。このとき、発振角周波数も  $\omega + \Delta\omega$  と変化するが、上式を用いると、周波数シフトがそれほど大きくない範囲において、 $\Delta L$  は

$$\Delta L = -\frac{L}{\nu} \left( 1 + \frac{1}{\kappa\tau\sqrt{\alpha^2 + 1}} \right) \Delta\nu \quad (4)$$

と求められる ( $\omega = 2\pi\nu$ 、 $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ )。ここで、

$$L_{\text{eff}} = \left( 1 + \frac{1}{\kappa\tau\sqrt{\alpha^2 + 1}} \right) L \quad (5)$$

として実効共振器長  $L_{\text{eff}}$  を定義すると、式(4)は一般の光共振器の長さ変化に伴う共振周波数シフトと同様に考えられ、その変位が

$$\Delta L = -\frac{L_{\text{eff}}}{\nu} \Delta\nu \quad (6)$$

から求められることがわかる。すなわち  $L_{\text{eff}}$  と  $\nu$  が既知であれば、モードシフト量  $\Delta\nu$  を観測することにより、共振器長の変化  $\Delta L$  が測定できる。 $c/2L_{\text{eff}}$  は外部共振モード間隔に相当しているので、 $L_{\text{eff}}$  はモード間隔の測定から得ることができる。

一般の干渉計による変位測定と比較すると、周波数シフト  $\Delta\nu$  を  $c/2L_{\text{eff}}$  だけ誘起させる共振器長変化は  $\lambda/2$  ( $\lambda$ : 波長) の変位に対応しているの、式(6)は干渉縞の整数次に満たない変位 (fractional order) を求めていることになる。二光波干渉強度の変化から整数次未満の位相差を高精度に求めるには不要な強度揺らぎなどを補正するために複雑な計算処理が必要となる場合が多いが、本方式によれば式(6)より測定精度は周波数シフト  $\Delta\nu$  および実効共振器長  $L_{\text{eff}}$  の決定精度にのみ依存する。また、前述したように外部共振器を付加すると発振スペクトルが狭窄化され、周波数シフトの決定精度も向

上するので有用である。

しかしながら、光周波数 ( $10^{14} \sim 10^{15}$  Hz) を直接求めて外部共振モードのシフト量 (数 MHz ~ 数百 MHz 程度) を検出するのは、現在のところ不可能である。これを解決するためには、測定用のレーザーに対し 1 GHz 程度まで周波数を近付けた十分安定な参照用レーザーを用意し、2レーザーのビート信号シフトを観測すればよい。

## 4. 実験

### 4.1 実験装置

測定に用いた光学系を Fig. 4 に示す。光源 (LD1, LD2) には GaAlAs ダブルヘテロ接合 FP 共振器型高出力半導体レーザー (日立 HL 7838 G:  $\lambda = 785.45$  nm,  $I = 20$  mW) を使用し、ACC・ATC 回路によって温度と注入電流の制御を施している。また、共に外部反射鏡によって出射光の一部を帰還させ、複合共振器を構成している。参照用レーザー (LD1) 出射光の一部は周波数弁別用の固体エタロン (FSR: 10 GHz, Finesse: 100) を透過し PIN フォトダイオード (PD) で光電検出され、周波数揺らぎを検出する。LD1 の外部反射鏡 M1 には PZT アクチュエータが取り付けられており、検出信号を微分・比例・積分回路で構成される PID 制御部に入力することで、外部共振器長を数  $\lambda$  の範囲内で電圧制御できる。これにより PZT 印加電圧を微小変化させてエタロン透過光強度が一定となるように LD1 の外部共振モード周波数を安定化する。ここでは LD2 の外部反射鏡 M2 の後部に取り付けた PZT を測定対象とし、印加電圧を増加させたときの PZT の伸長量をビート周波数シフトとして検出する。検出にはアヴェランシェフォトダイオード (APD) を用い、得られたビート信号をスペクトラムアナライザで観測すると同時に、周波数カウンタで計数する。カウンタに接続したパーソナルコンピュータにより、サンプリング時間・回数等の設定のほか、必要な統計処理を行う。

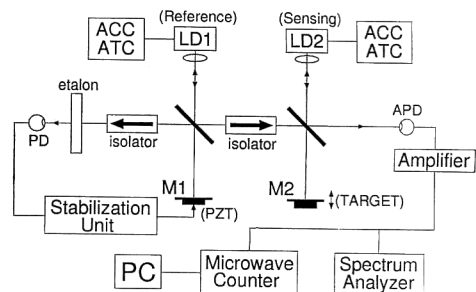


Fig. 4 Experimental setup.

#### 4.2 測定

まず、外部共振器長  $L$  を求めるために外部共振モード間隔に相当するモード間ビート周波数を測定した。この共振ピークは従来より LD の自励発振やコヒーレンス・コラプス (coherence collapse) と関連づけられることが多いが、本研究においては複合共振型 LD が多モード発振したとき生じるモード間ビートとして捉えている<sup>5,7,13)</sup>。前述したように外部共振モード間隔  $c/2L_{\text{eff}}$  は、厳密には  $c/2L$  と一致しないので、光学系上で実測する必要がある。Fig. 5 はモード間ビートのスペクトルを示しているが、本スペクトルに対し周波数カウンタによりサンプリング間隔 1 ms で 100 回の計数を行った結果、そのばらつきは約 100 kHz 以内であった。なお、帰還光の光軸がわずかにずれると LD 端面と外部鏡との間の多重反射により等価的に 2 倍の光路長を持つ外部共振器が形成されるため、本来の縦モード間隔  $c/2L$  の 1/2 の位置に同様のスペクトルが観測される<sup>14,15)</sup>。このときには等価変位も 2 倍となって得られるので、結局、同一変位量から誘起される周波数シフトは  $c/2L$  の縦モード間隔から定まる量と同様である。

変位測定はサブモードが抑圧された完全な単一縦モード発振下で行った。外部共振器が形成されたかどうかは、発振スペクトル幅が無帰還時に比べ著しく減少することによって、容易に確認できる。Fig. 6 のヘテロダインビートスペクトルより、このときの発振スペクトル幅は 10 MHz 以下まで狭窄化されており、光帰還量は 1% 程度と推定される。Fig. 7 は光ビート信号の時間領域波形である。また、発振スペクトルがある程度以上シフトすると、モードホップ (干渉次数の変化に相当) が起こるが、先に求めたモード間隔周波数を加算してゆくことで、トータルの発振周波数シフトを得ることができる。

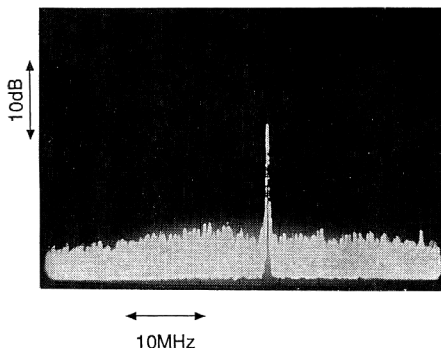


Fig. 5 Self-beat spectrum between external cavity modes.

これらの条件のもとにおいて、印加電圧を増加させたときの PZT 変位の様子を Fig. 8 に示す。直線は用いた PZT の標準仕様値 ( $0.15 \mu\text{m}/\text{V}$ , 最大使用電圧 100 V) によるものであり、 $\pm 10\%$  の誤差を持つ。各測定値はゲート時間 1 ms のサンプリング値 100 個の平均値から算出した。本測定時におけるモード間隔から求めた実効的な共振器長は 13.4 cm であった。このように、標準

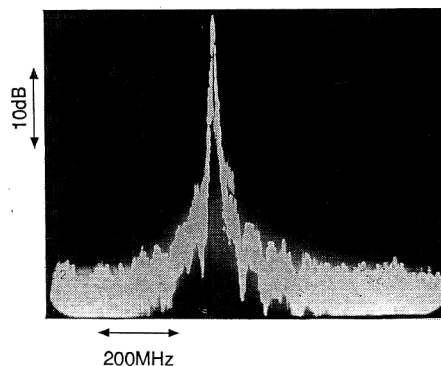


Fig. 6 Heterodyne beat spectrum under single mode operation.

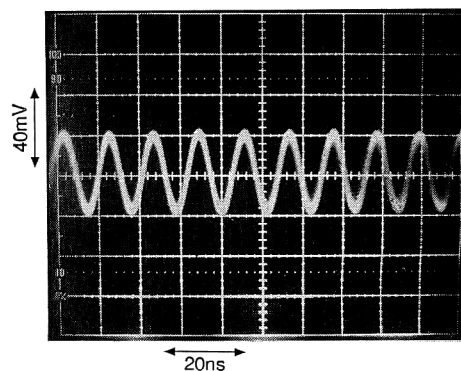


Fig. 7 Oscilloscope trace of the optical heterodyne beat signal.

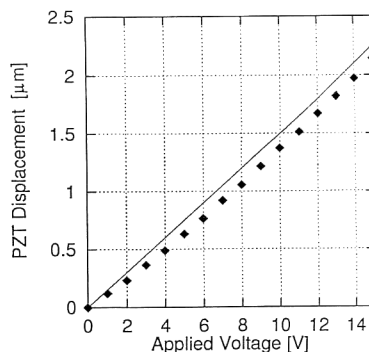


Fig. 8 PZT displacement vs. applied voltage.

仕様直線に近接したヒステリシスを伴う PZT の微小変位が確認できる。

5. 考 察

式(6)から、測定精度に影響を及ぼすのは  $\nu$ ,  $L_{eff}$ ,  $\Delta\nu$  決定の確かさである。このうち  $\nu$  は光スペクトラムアナライザで読み取る波長から求めるが、その分解能から、 $|\delta\nu/\nu| \sim 1 \times 10^{-5}$  ほどになる。また、 $L_{eff}$  は算出に用いる約 500 MHz のモード間ビート周波数の決定誤差が 100 kHz 以下なので、 $|\delta L_{eff}/L_{eff}| \sim 2 \times 10^{-4}$  となることがわかる。ところが、変位計測の際観測するビート周波数の揺らぎが数十 MHz あるため、周波数シフト量  $\Delta\nu$  の決定誤差は前二者に比べ非常に大きくなり、測定に与える影響が最も大きい。例えば、 $L \sim 10$  cm ( $\Delta\nu \sim 1$  GHz) の場合を考えると、約  $1 \mu\text{m}$  の変位に対し  $|\delta(\Delta\nu)/\Delta\nu| \sim 3 \times 10^{-3}$  となり、ビート周波数の揺らぎが誤差要因の中で支配的であることがわかる。

したがって、測定精度を求めるにはビート周波数の安定度を調べる必要がある。そのために行った測定の一例を Fig. 9 に示す。Open loop, closed loop はそれぞれ LD1 の安定化ループを作動させる前と作動させたときのビート周波数を計数したものである。測定時間は約 1 分 30 秒、サンプリング回数は 2000 回とした。Open loop において 19.5 MHz あった揺らぎの標準偏差は closed loop では 9.9 MHz まで抑制されている。これより、ビート揺らぎから定まる測定精度は、ループ動作時において  $L_{eff} = 13.4$  cm のとき 4 nm 程度となる。また、Fig. 10 はループ作動時のビート揺らぎ振幅をヒストグラム化したものである。これらの揺らぎの原因としては、レーザーそのもののもつ量子雑音のほか、温度や気圧の変化に伴う空気の屈折率揺らぎ、PZT 印加電圧に微弱な変動が入ることによるミラーの振動、参照用レーザーの周波数基準に用いたエタロンの安定度の問題等

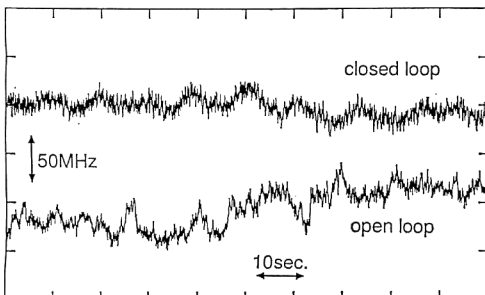


Fig. 9 Fluctuation of heterodyne beat frequency.

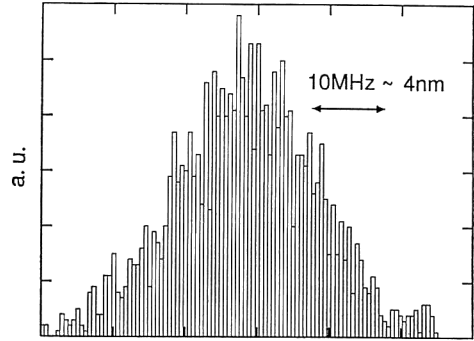


Fig. 10 Histogram of the fluctuation date in Fig. 9 for the closed loop.

が主なものとして考えられる。空気屈折率の圧力・温度依存係数  $4.85 \times 10^{-5}/\text{Pa}$ ,  $-0.931 \times 10^{-6}/\text{K}$  を用いると、今回の条件のもとで、0.1 mPa の気圧変化に対し 3.7 MHz, 1 mK の温度変化に対し 0.7 MHz のビート周波数揺らぎが生じると推定される。さらに PZT 印加電圧には 2 mV ほどのリップルが認められ、これによるビート揺らぎは 1.5 MHz と推測できる。これらの外乱を取り除くことによってビート周波数を 1 MHz の精度で直読することが実現できれば、測定精度は 0.4 nm 程度まで向上すると考えられる。

6. おわりに

光帰還を施した半導体レーザーを用い、その外部共振器長変化を光周波数の変化に置き換え、ヘテロダイナミックシフトとして検出する方法を提案した。被測定物体に PZT 素子を使用し、その微小変化を測定することができた。測定分解能は主にビート周波数揺らぎによって制限されるが、今回の測定においてはおよそ 4 nm であることがわかった。本方式の特徴としては、波長オーダー未満の微小変位を複雑な計算処理なしに容易に決定できる、光学系が比較的簡素で済むといった点が挙げられる一方、光軸方向以外の変位や、光帰還条件が大きく変わるような場合には適用できない。また、本方式は外部共振器の光路長変化を求めるものであるから、光ファイバーの屈折率変化を等価的に測定することで光ファイバーセンサーへの応用なども考えられる。

この研究の一部は、科学研究費補助金 0555018 および 06452136 より行われた。

文 献

- 1) R. Ohba, I. Uehira and S. Kakuma: "Sub-nanometer sensing by a wave length locked laser diode," *Sen-*

- sors: *Technology, Systems and Applications*, ed. K.T.V. Grattan (Adam Hilger, Bristol, 1991) pp. 263-268.
- 2) K. Kikuchi and T. Okoshi: "Simple formula giving spectrum-narrowing ratio of semiconductor-laser output obtained by optical feedback," *Electron. Lett.*, **18** (1982) 10-12.
  - 3) R. Lang and K. Kobayashi: "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16** (1980) 347-355.
  - 4) R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy: "Regimes of feedback effects in 1.5- $\mu$ m distributed feedback lasers," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **LT-4** (1986) 1655-1661.
  - 5) P. Besnard, B. Meziane and G. M. Stéphan: "Feedback phenomena in a semiconductor laser induced by distant reflectors," *IEEE J. Quantum Electron.*, **29** (1993) 1271-1284.
  - 6) B. Tromborg, J. H. Osmundsen and H. Olesen: "Stability analysis for a semiconductor laser in an external cavity," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20** (1984) 1023-1032.
  - 7) T. Fujita, S. Ishizuka, K. Fujito, H. Serizawa and H. Sato: "Intensity noise suppression and modulation characteristics of a laser diode coupled to an external cavity," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20** (1984) 492-499.
  - 8) G. P. Agrawal: "Line narrowing in a single-mode injection laser due to external optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20** (1984) 468-471.
  - 9) T. Fujita, J. Ohya, K. Matsuda, M. Ishino, H. Sato and H. Serizawa: "Narrow spectral linewidth characteristics of monolithic integrated-passive-cavity InGaAsP/InP semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, **21** (1985) 374-376.
  - 10) J. Harrison and A. Mooradian: "Linewidth and offset frequency locking of external cavity GaAlAs lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (1989) 1152-1155.
  - 11) R. Q. Hui, S. P. Tao, Y. Wu and H. Peng: "An experimental study on stable single-frequency semiconductor lasers with external cavity," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **1** (1989) 255-257.
  - 12) A. T. Schremer and C. L. Tang: "External-cavity semiconductor laser with 1000 GHz continuous piezoelectric tuning range," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2** (1990) 3-5.
  - 13) J. H. Osmundsen and N. Gade: "Influence of optical feedback on laser frequency spectrum and threshold conditions," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19** (1983) 465-469.
  - 14) D. S. Seo, J. D. Park, J. G. McInerney and M. Osiński: "Effects of feedback asymmetry in external-cavity semiconductor laser systems," *Electron. Lett.*, **24** (1988) 726-728.
  - 15) D. S. Seo, J. D. Park, J. G. McInerney and M. Osiński: "Compound cavity modes in semiconductor lasers with asymmetric optical feedback," *Appl. Phys. Lett.*, **54** (1989) 990-992.