

# 半導体レーザの周波数スペクトラムの微細構造

梅野正義・丹羽 勝\*・酒井士郎・井上彌治郎\*

共通講座教室

(1981年9月3日受理)

## Fine Structures of Frequency Spectrum on Semiconductor Lasers

Masayoshi UMENO, Masaru NIWA\*, Shiro SAKAI and Yajiro INOUE\*

Engineering Science

(Received September 3, 1981)

The stabilization of an optical oscillation frequency in semiconductor laser is an important problem in developing laser amplifiers and a coherent optical transmission system which is used to carry information. We must thus study the fine structure of oscillating laser spectra in detail.

In the CW operation of GaAlAs/GaAs double-heterostructure junction lasers, some optical spectra with oscillations in the microwave frequency range have been observed. This frequency domain includes the relaxation oscillation frequency, which is difficult to measure by the electric instrumental method. We measured the oscillations by using a high resolution Fabry-Perot interferometer and found that they depended on the injection current and the operation temperature.

### 1. まえがき

半導体レーザは、放出光が空間的及び時間的干渉性を持つという点で他の固体ルビーレーザや He-Ne 気体レーザに似ているが、物理過程の面からみると、他のレーザはすべて基本的には原子、分子あるいはそれらのイオンにおける電子遷移を利用しているのに対して、半導体レーザでは特定の局在中心に束縛されない結晶中の自由電子や自由正孔の振舞いを利用している点が大きな違いである。また、他のレーザにおけるような比較的狭いエネルギー単位ではなく幅の広いエネルギー帯が関与していることも違っている、半導体レーザの特長をまとめると以下ようになる。

(1) 通常のレーザは離散的なエネルギー準位の間で量子力学的遷移が起こるのに対し、半導体レーザでは物質のバンド構造に付随して電子遷移が起こる。

(2) 半導体レーザは寸法が極めて小さい。(0.3mm 立方程度) これは、遷移確率の非常に大きな許容遷移を用いるので、小さくとも十分な利得が得られるからである。

(3) 半導体レーザ光の空間的性質及びスペクトル特性は  $p-n$  接合部の材料の性質、例えばドーピング (doping) とか、バンドテイリング (bandtailing) に強く影響される。

(4) 半導体レーザでは種々のポンピング (pumping) の方法が可能である。例えば  $p-n$  接合 (いわゆる電流注入型)、光ポンピング、電子ビーム、および電子なだれ降伏がある。

(5)  $p-n$  接合レーザの場合は、ダイオード自身に電流を流すだけでレーザ作用が起こる。したがって、ポンピングエネルギーは伝導帯に直接電子を励起するのに使われる。さらに半導体のエネルギー準位やキャリアの挙動が一般に外部条件 (電流, 磁場, 圧力, 温度) によって変化しやすいので、これを利用してレーザの発振周波数や光出力を非常に効率よく制御することができる。また誘導放出の寿命が非常に短いという性質は周波数を広範囲に変調したり、変調を加えるのに都合がよい。

以上のように多くの利点があるにも関わらず、半導体レーザは長い間レーザ光源としての実用性に乏しく、他の

\*電子工学科

レーザに比べて研究者の数も少なかった。その理由は、第一には室温での連続発振が困難であったこと、第二には単色性・指向性・出力などの点で他のレーザより一段と劣っていたからである。この壁を打ち破るものとして登場したのが、ヘテロ接合 (hetero-junction) を半導体レーザとして用いる考えで、1970年に具体化され室温での連続発振が実現された。この接合を使ったダブルヘテロ構造 (Double-Heterostructure) と呼ばれるものは、光とキャリアの両方がサンドイッチされた狭い層 (0.5 $\mu$ m以下) に閉じ込められるため、発振閾値電流が下がり、さらにヒートシンクに取り付けることなどによって連続発振を可能にした。さらに活性領域の局所化によって膜厚方向の横モードも単一になった。これと並行して、接合面と平行な方向での横モード単一化も進められた。

一方この頃、それまで有力な光伝送路の一つと考えられていたにも関わらず損失が大きかった光ファイバの低損失化に成功した。こうしてその後の半導体レーザの長寿命化と光ファイバの一層の低損失化の研究とによって、光通信の実用化が芽生えたのである。

現在の半導体レーザは発光放射パターンが鋭く、光ファイバとの結合が良好で応答速度も速い。また発光スペクトル幅も狭いので長距離広帯域通信に適している。しかし一方では、非常に高価 (初期のトランジスタ以上) で取り扱いも難しく、また半導体レーザの発振周波数のゆらぎ・発振線幅・高速パルス変調時の発振スペクトル・雑音などの問題が周波数多重光通信等を困難にしている。

実際の半導体レーザ発振スペクトルの高分解能測定例としては、発振線幅測定を目的としたファブリーペロー分光法<sup>1)</sup>、遅延自己ヘテロダイン法<sup>2)</sup>などがあげられる。これらの測定は、数 MHz~数 10MHz の周波数領域で行なわれた。一方、回折分光器の分解能は数 10GHz~100GHz 程度であり、この中間領域 100MHz~数 10 GHz の周波数範囲の発振スペクトル測定はあまり行なわれていない。この領域は緩和振動の周波数を含んでおり、かつ電子機器的手段では測定が難しくなるところである。そこで本研究では、回折分光器とファブリーペロー干渉分光器の両方を用いて、高分解能で室温連続発振時における半導体レーザ発振スペクトルを測定した。

ストライプ構造をもった半導体レーザの CW (continuous wave) 動作時における発振スペクトルにおいて、マイクロ波周波数での振動が報告されている<sup>3)</sup>。この振動は 0.5~3.0GHz で観測されており、それらは注入電流や温度に依存していることが報告された。GaAlAs/GaAsDH (Double-Heterostructure) レーザダイオード (LD; Laser Diode) を用いた光通信が実用化されようとしている現在、このような振動現象は通信中のノイズと

なりかねないため、この現象を徹底的に解明する必要がある。本実験ではファブリーペロー干渉分光器を使うことで CW 発振時のスペクトルを高分解能分光し、1~3.5GHz の振動を観測したので報告する。ここでは注入電流が発振閾値の 1.25 倍を越えると主発振線から 1~3.5GHz 離れたところに雑音の共鳴増幅とみられる振動 (サブピーク) が観測された。この現象は GaAlAs レーザだけでなく、InGaAsP/InP レーザについても見られた。しかし、試料によってはこの現象が見られないものもあり、構造による影響があると思われる。また振動現象そのものに注入電流依存性や温度依存性があることがわかっている。

## 2. 実験

被測定試料 (LD) として、酸化膜ストライプ型 (試料番号 LN 128), CSP 型 (同 LS819), TJS 型 (同 LT324, LT916), SML 型 (同 LF001, LF002) の各 GaAlAs DH レーザと、SA 型 (同 LP610) の InGaAsP DH レーザを用いた。注入電流-出力光パワー曲線、および回折分光器で得た発振スペクトルの例を Fig. 1 に示す。使用した LD の発振波長、発振閾値電流  $I_{th}$  を Table. 1 にま

Table. 1 The experimental samples with their threshold current ( $I_{th}$ ), oscillating wavelength ( $\lambda$ ) and the laser's structure (TYPE).

SAMPLE No.	$I_{th}$ (mA)	TYPE	$\lambda$ ( $\text{\AA}$ )
LT 324	33	TJS	8397
LT 918	27	TJS	8440
LN 128	113	OS	8265
LS 819	60	CSP	8289
LF 001	80	SML	8364
LF 002	70	SML	8293
LP 610	95	SA	12886

TJS; Transverse Junction Stripe  
 OS; Oxide Stripe  
 CSP; Channeled Substrate Planar  
 SML; Separated Multiclad Layer  
 SA; Self-Aligned

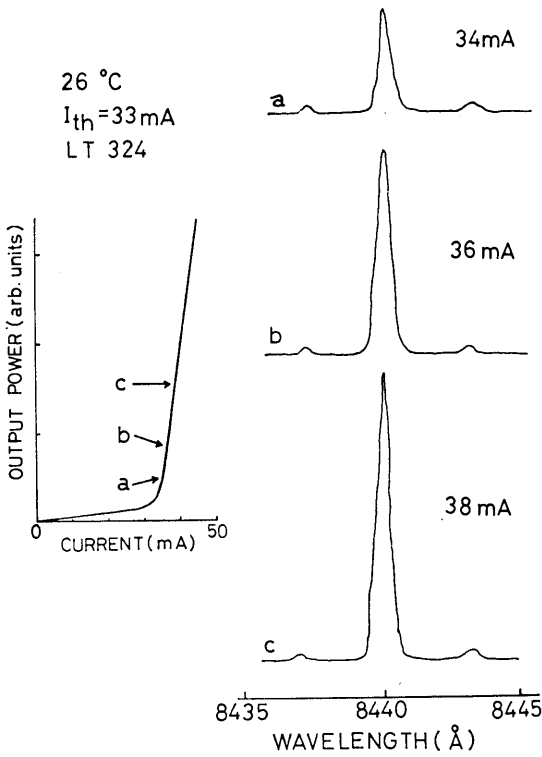


Fig. 1 Typical injection current versus light output characteristic and the lasing spectra.

とめて示す。

測定は回折分光器 (Nikon P-250) とファブリーペロー干渉分光器 (島津製作所 FP-50) を併用して高分解能分光を行なうものである。回折分光器は入射・出射スリットとも  $10\mu\text{m}$  とし、理論分解能は約  $1\text{\AA}$  (約  $40\text{GHz}$ ) である。ファブリーペロー干渉分光器は気圧掃引型のもので、真空槽内のエタロン板の間隔 (光路長) を炭酸ガス濃度によって等価的に変化させるものである。エタロン板は波長  $0.84\mu\text{m}$  に対して反射率  $94\%$  の銀蒸着のもので、スペーサ間隔は  $2.5\text{mm}$  と  $1\text{cm}$  の2つの場合について測定した。光検出器は、GaAlAs レーザでは光電子増倍管を、InGaAsP レーザでは Ge フォトダイオードを

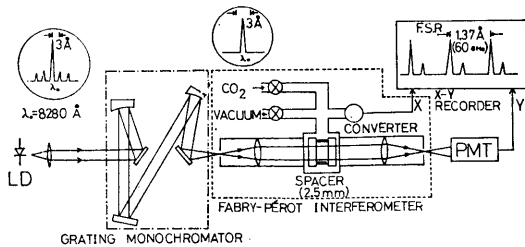


Fig. 2 The schematic diagram of experimental arrangement.

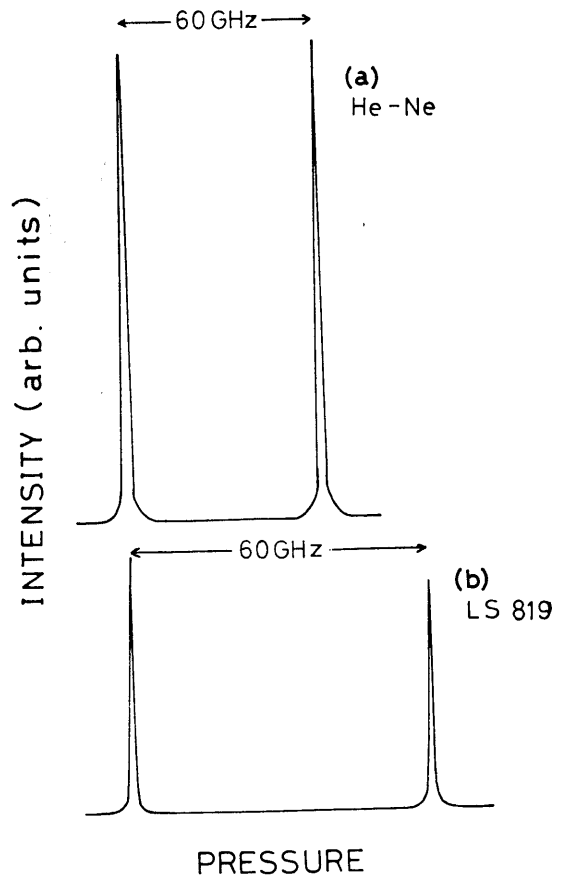


Fig. 3 The laser spectra measured by Fabry-Perot interferometer.

(a) He-Ne  $6328\text{\AA}$   
(b) LS 819  $8289\text{\AA}$

用いそれぞれロックインアンプで増幅した。実験の測定系を Fig. 2 に示す。

Fig. 2 に示すように、直流電流を注入して LD を発振させ、まず前置回折分光器で主発振線 (メインピーク) のみを取り出す。一般に半導体レーザは縦モード (軸モード) 間隔約  $3\text{\AA}$  で発振しているが、この段階でとなりの縦モードは除去されている。そしてさらにファブリーペロー干渉分光器にこの光を入れ分光を行なうのである。この測定系における光軸の調整は He-Ne レーザ (波長  $6328\text{\AA}$ ) を使用して行なった。Fig. 3 に Free Spectral Range (F.S.R)  $60\text{GHz}$  のときの He-Ne レーザの分光結果と示す。

### 3. 実験結果

F.S.R を  $60\text{GHz}$  とした場合の代表的な分光結果を Fig. 4 に示す。LS819 を除く各 LD については、注入

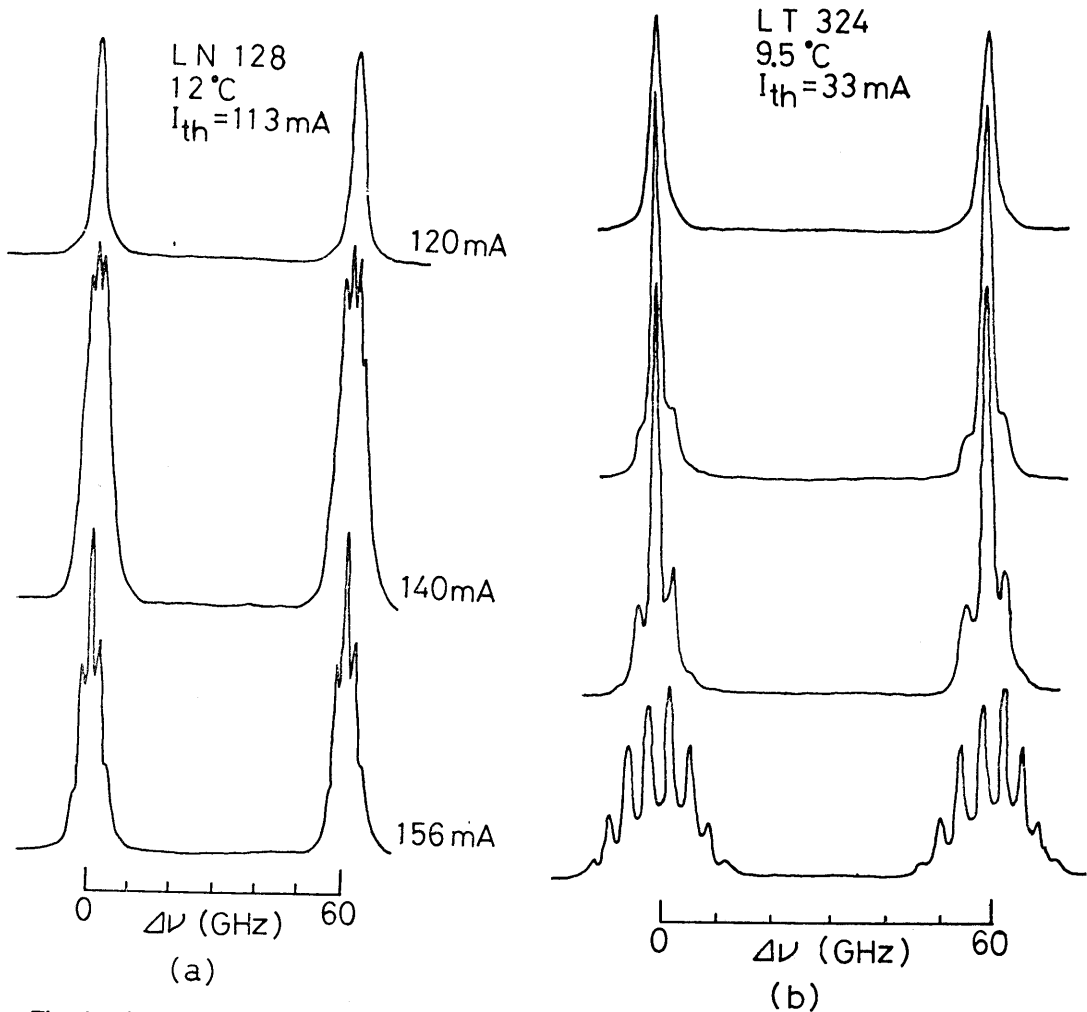


Fig. 4 The frequency spectra of laser light in various ranges of injection current in F.S.R 60GHz.  
 (a) LN 128 (b) LT 324

電流を  $I_{th}$  より数10%多くするとメインピークから  $\Delta\nu$  (1-3.5GHz) 離れたところに新たなピーク(サブピーク)が観測された。このサブピークのメインピークからのずれの周波数( $\Delta\nu$ )およびサブピークの数は注入電流と共に増加する。またその現われ方は同じ構造のレーザダイオードでも試料によってかなり異なっていた。F.S.Rを15GHzと狭くしたときの分光結果を Fig. 5 に示す。ここでは LT324 の場合、注入電流を  $1.15 \times I_{th}$  とすると明らかにサブピークが観測され、閾値近傍では幅広いスペクトルが得られた。これはピーク間隔が分解能以下になったためと思われる、これらのピークは閾値付近ですでに発生しているように思われる。Fig. 6 に LP610 の分光結果を示す。この試料は他の試料と材料が異なっているが、やはりサブピークが観測された。主発振線とサブピークの偏光特性を測定した結果を Fig. 7 に示す。

サブピークは主発振線と同じ偏光特性をもっている。

#### 4. 検討

これまでの実験で得られたサブピーク発生の原因としていくつかの可能性が考えられる。

- (1) キャビティ軸(z軸)に垂直な面(x-y平面)での屈折率分布の変化に基づく高次横モードの出現。
  - (2) LD 活性層内の高密度プラズマ状態におけるキャリアと光場の相互作用によるプラズマ振動。
  - (3) LD 活性層内雑音の緩和振動周波数での共鳴増幅。
- などが主に考えられる。

まず(1)については Zachos と Ripper によると<sup>4)</sup>, x-y平面内での屈折率分布が

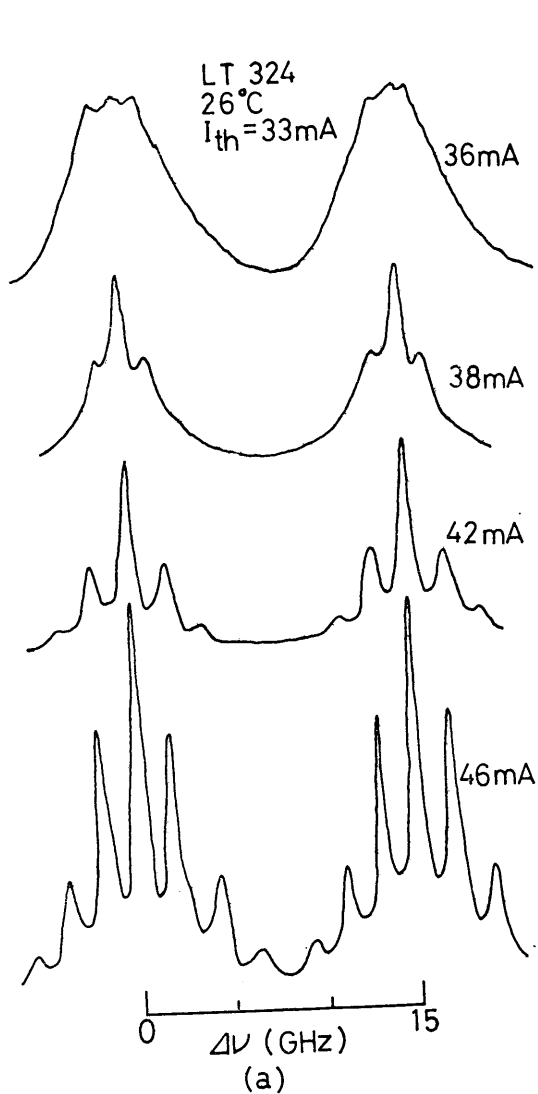


Fig. 5 The frequency spectra of laser light in various ranges of injection current in F.S.R 15GHz.  
 (a) LT 324

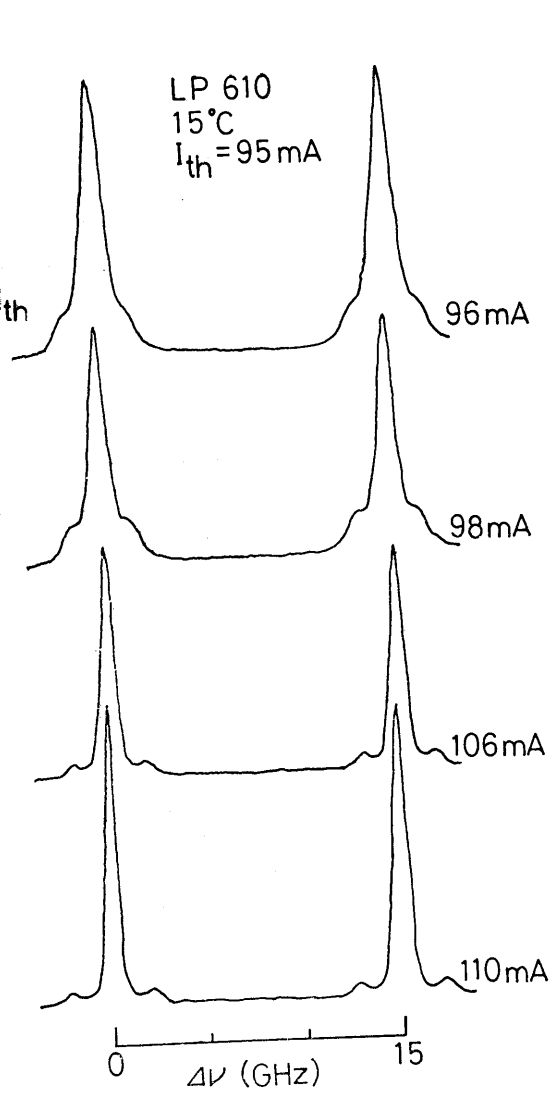
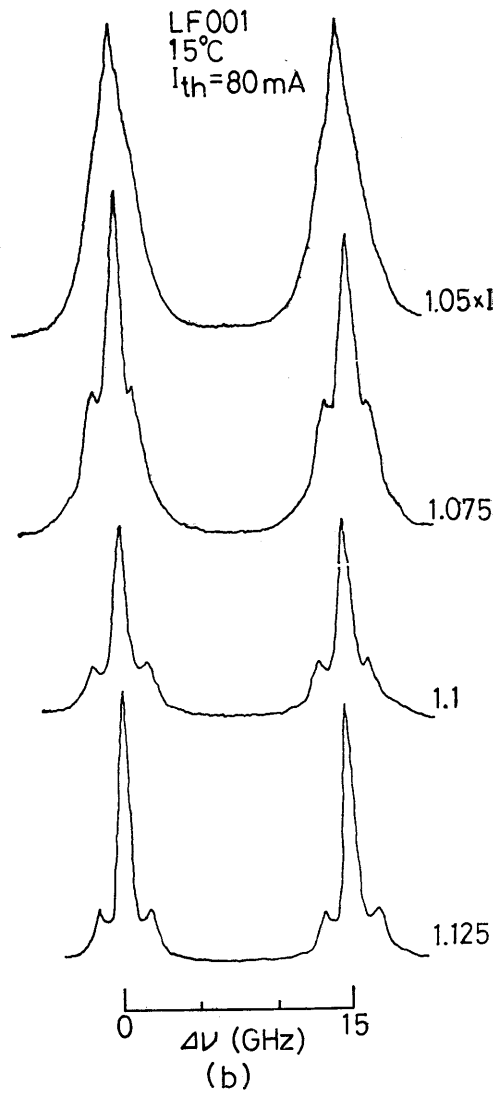


Fig.6 The LP 610's frequency spectra in various ranges of injection current in F.S.R 15GHz.

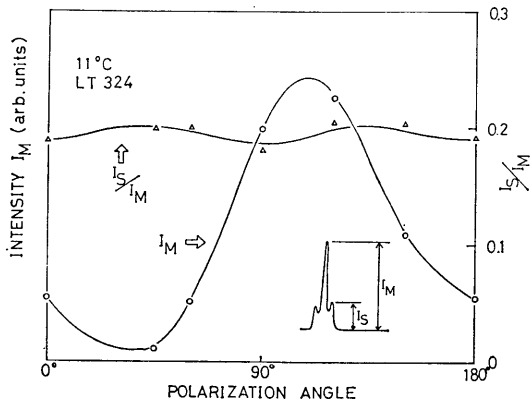


Fig. 7 The polarization characteristics of LT 324's laser light.

$$\bar{n} = \bar{n}_0 \left[ 1 - \left( \frac{x}{x_0} \right)^2 - \left( \frac{y}{y_0} \right)^2 \right]^{1/2}$$

で与えられるとき  $(m, n, q)$  モードに対する共振周波数  $\nu_{mnq}$  は

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{4\pi\bar{n}_0} \left( \frac{2m+1}{x_0} + \frac{2n+1}{y_0} \right) + \frac{cq}{2L\bar{n}_0} \times \left\{ 1 + \left[ \frac{L}{2\pi q} \left( \frac{2m+1}{x_0} + \frac{2n+1}{y_0} \right) \right]^2 \right\}^{1/2}$$

と表わされる。ここに

$m, n, q$ ;  $x, y, z$  方向のモード次数

$L$ ; 共振器長

$x_0, y_0$ ;  $x, y$  方向の屈折率分布の

広がりを決定する定数

$\bar{n}_0$ ;  $\bar{n} = [e(x, y)/\epsilon_0]^{1/2}$  の最大値

これらより,  $x$  方向のモード間隔は

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2\pi\bar{n}_0 x_0}$$

但し

$$\bar{n}_0 = \bar{n}_0 \left( 1 - \frac{\lambda}{\bar{n}_0} \frac{d\bar{n}_0}{d\lambda} \right)$$

で与えられる。本実験の LT 324 で得られたピーク間隔として  $\Delta\nu = 1.5\text{GHz}$  (閾値の約 1.1 倍の電流を注入) と  $\Delta\nu = 3.5\text{GHz}$  (閾値の 1.8 倍の電流を注入) に対して,  $x_0$  の値はそれぞれ約 9mm, 4mm となる。レーザのストライプ幅を約 10 $\mu\text{m}$  程度としても  $x_0$  にこれらの値を代入すると活性層内の屈折率分布はほとんど一様となり, 理論的に本実験で観測した現象を説明するのは難しい。

次に (2) のプラズマ振動によるキャリアと光場の相互作用については, よく知られているプラズマ振動の式

$$\omega_p^2 = \frac{e^2}{\epsilon_0} \cdot \frac{n_e}{m_e^*}$$

$e$ ; 電荷素量

$\epsilon_0$ ; 真空の誘電率

$m_e^*$ ; LD 活性層内の

電子の有効質量

$n_e$ ; 電子の濃度

において

$$e = 1.60 \times 10^{-19} \text{ [C]}$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ [F}\cdot\text{m}^{-1}\text{]}$$

$$m_e^* = 0.07 \times m_0 \text{ [kg]}$$

$$m_0 = 9.11 \times 10^{-31} \text{ [kg]}$$

とすると,  $n_e = 10^{24} \text{ [m}^{-3}\text{]}$  のとき

$$\omega_p = 1.88 \times 10^{14} \text{ [s}^{-1}\text{]}$$

となり, レーザ光の角周波数 ( $\sim 2.24 \times 10^{15} \text{ [s}^{-1}\text{]}$ ) と比較して, 本実験で観測されたサブピークの出現に直接関係しているとは考えにくい。

次に (3) の雑音の緩和振動周波数での共鳴増幅について考えてみると, まず量子ショット雑音の緩和振動周波数での増幅が McCumber など<sup>5),6)</sup> によって報告されている。しかしその場合, 注入電流は閾値近傍でのものであり, 高電流 ( $> 1.5 \times I_{th}$ ) を注入した時には量子ショット雑音は減少すると考えられている。したがってここでは, 出力光そのもののゆらぎを考慮できるレート方程式の厳密解を知る必要があると思われる。本実験では主発振線とサブピークの周波数のずれ ( $\Delta\nu$ ) に注入電流依存性があることから, キャリアが拡散でのみ動くことを仮定して, レート方程式と電流連続の式から緩和振動周波数での共鳴増幅過程が説明できるものと考えられる。一般に知られている減衰緩和振動周波数 ( $\nu_r$ ) の表現式は次式で示される。

$$(2\pi\nu_r)^2 = \frac{1}{\tau_p \cdot \tau_n} \left( \frac{I}{I_{th}} - 1 \right) - \frac{1}{4\tau_n^2} \left( \frac{I}{I_{th}} \right)^2$$

ここで

$\tau_p$ : フォトンの寿命 [S]

$\tau_n$ : キャリア (電子) の寿命 [S]

$I$ : 注入電流 [A]

$I_{th}$ : 発振閾値電流 [A]

である。本実験で使用した試料については,  $\tau_n \sim 1\text{ns}$ ,  $\tau_p \sim 2\text{ps}$  と考えられており, したがって上式の右辺第 2 項は第 1 項に比べて無視することができる。このとき次のような近似式が得られる。

$$\nu_r = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{\tau_p \cdot \tau_n} \left( \frac{I}{I_{th}} - 1 \right) \right\}^{1/2}$$

GaAlAs/GaAsDH レーザの代表として LT324 については Fig. 8 (a) に, InGaAsP/InPDH レーザである LP 610 については (b) に, それぞれ注入電流と  $\Delta\nu$  の関係をプロットした。(a) 中の実線の傾きから  $\tau_p$  の値を求めると ( $\tau_n = 1\text{ns}$  とする),  $\tau_p \sim 1.67\text{ps}$  となっている。(b) についても上式に良い一致を見ている。本実験で得たデータはどの試料についても概して上式で表わされる曲線によく載っている。

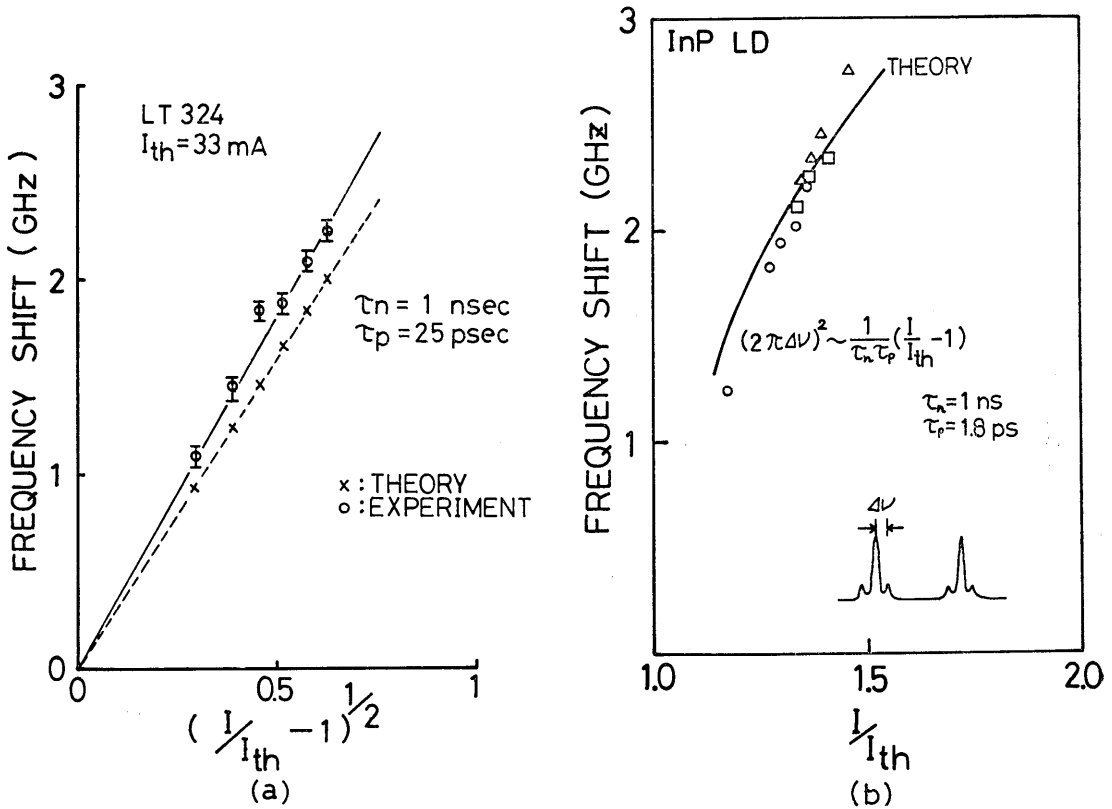


Fig. 8 (a) The frequency shift versus  $(1/I_{th}-1)$  characteristic of LT 324.  
 (b) The frequency shift versus  $1/I_{th}$  characteristic of LP 610.

今まで考えてきた (1), (2), (3) 以外に, LD 活性層内への自身の戻り光の影響による干渉効果が考えられる。これは測定系のうち, ファブリーペロー干渉分光器のエタロン板が高い反射率をもつため, 反射光が LD 活性層に戻る事が考えられるからである。この場合, 強い減衰板等を入れたり, あるいは偏光板を入れるなどして実験を行なったが, サブピークに影響は見られなかった。

5. まとめ

GaAsIAs/GaAs 系と, InGaAsP/InP 系の DH レーザの出力光を, 回折分光器とファブリーペロー干渉分光器を併用して高分解能分光を行なった。このとき, 主発振線から 1~3.5GHz 離れたところに, 新しいピーク(サブピーク)を観測した。このピークは, 注入電流をしきい値より数 10% 上げたところで出現すると考えられる。しかし試料によっては高い注入電流においてもサブピークの出ないものもあった。また同じ構造の LD でもサブピークの現われ方は大きく異なっていた。このサ

ブピークのメインピークからのずれの周波数 ( $\Delta\nu$ ) は, 緩和振動周波数を表わす曲線により一致を示している。

文献

- 1) 高倉, 田幸, 伊賀; 信学技報 OQE 79-159 (1979)
- 2) 菊池, 大越, 中山; 信学技報 OQE 80-50 (1980)
- 3) L.A. D'asaro, SR, J.M. Cherlow and T.L. Paoli  
IEEE J. Quantum Electron. QE-4 (1968)  
pp 164-167
- 4) T.H. Zachos and J.E.Ripper; IEEE Trans. Quantum Electron. (1968)
- 5) D.E.McCumber; Phys. Rev. 141 (1966)
- 6) H.Haug; Phys, Rev. 184 (1969) 338