

解説

半導体レーザーの周波数制御

大 津 元 一

東京工業大学総合理工学研究科 〒227 横浜市緑区長津田 4259

(1988年1月26日受理)

Frequency Control of Semiconductor Lasers

Motoichi OHTSU

Graduate School at Nagatsuta, Tokyo Institute of Technology,
4259, Nagatsuta, Midori-ku, Yokohama 227

1. ま え が き

光学では光源が不可欠であり、光学の多くの理論ではその光源は単色性が十分優れているものと仮定して議論を展開している。このような単色性の優れた光を実際に得るにはレーザーを使えばよいが、精密測長などには通常のレーザーの単色性では不十分なことが多い。レーザーには多数の種類があるが、そのなかでも半導体レーザーは実用上、有用である。ただし、半導体レーザーの周波数揺らぎは他種レーザーにくらべて大きく、単色性に関して劣るがこれは負帰還制御を施すことにより原理的には他種レーザーと同等以上に改良しうる(2.章参照)。

電磁波としての光の特性量は振幅、偏波、周波数であるが、光周波数は100 THz程度の大きな値なので周波数のもつ情報容量は振幅、偏波に比べ非常に大きい。さらに、周波数計測は高精度である。したがって上記のように周波数揺らぎを抑圧し、単色性を向上させた光の周波数を利用してヘテロダイン方式の測長などの光学計測を行なえば、その測定精度が向上する。このように、レーザーを安定な周波数源として取り扱おうと多くの利点がある。本稿では半導体レーザーを安定な周波数源にするための制御の方法、現状と問題点について筆者の研究内容などをもとに紹介する。

2. 周波数制御の原理

周波数制御の装置を図1(a)に示す。これは周波数基準部、周波数揺らぎ検出部、周波数変調部からなる。半導体レーザー共振器のQ値は小さいので、量子効果によ

る周波数揺らぎは大きい。したがって原子分子分光法、干渉法、ヘテロダイン法など通常の光電計測技術を用いれば図1の周波数揺らぎ検出部においてこの揺らぎを検出することができる。とくに干渉法ではファブリ・ペロー干渉計が簡便な周波数基準および周波数揺らぎ検出器として使える。周波数揺らぎのパワースペクトル密度はフーリエ周波数約10 kHz以下ではキャリア移動度の揺らぎに起因する1/f揺らぎ、それ以上では量子揺らぎからなる¹⁾。

一方、半導体レーザーの周波数は注入電流によって広帯域変調されるので揺らぎ検出部出力を注入電流に負帰還すれば揺らぎを抑圧できる。電流による変調は数kHz～数MHz以下では活性層の屈折率の温度変化により、またそれ以上ではキャリア密度変調により引き起こされる。変調特性の測定例を図2に示す¹⁾。同図(a)は周波数偏移、(b)は位相遅れの特性である。上記の温度効果、キャリア効果の支配する変調周波数領域とも位相は遅れるので負帰還制御には位相進み補償用電子回路を付加する必要がある。

負帰還制御系の帯域が十分広いと仮定すると制御時の周波数揺らぎ $\delta\nu(t)$ は半導体レーザーの動作を記述するランジュバン方程式にもとづき次式で与えられる²⁾。

$$\delta\nu(t) = \kappa \cdot \{\Gamma_s(t) + \Gamma_c(t)\} - \int_0^{\infty} h(\tau) \cdot \{\delta\nu(t-\tau) + \Gamma_n(\tau)\} d\tau \quad (1)$$

ここで κ はレーザー共振器損失、 Γ_s 、および Γ_c は半導体レーザー固有の量子揺らぎを表わしそれぞれ自然放光揺らぎおよびそれに誘起されるキャリア密度揺らぎに

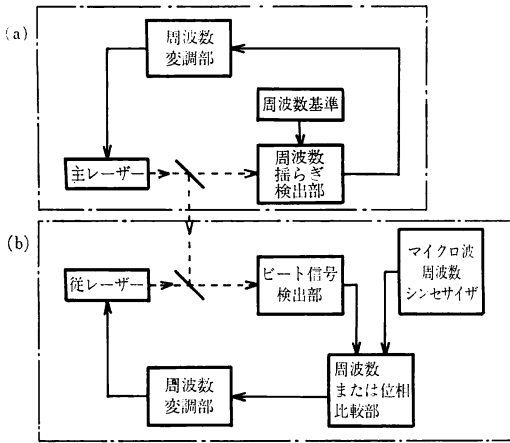


図 1 実験装置の概念図
 (a) 発振スペクトル中心周波数の安定化 (3.1 項参照), 線幅狭窄化 (3.2 項参照) のための装置. (b) 周波数同期 (3.3 項参照), 周波数掃引 (3.4 項参照) のための装置

辺最終項の積分が負帰還制御の効果を表す. この式をフーリエ変換すると

$$F(f) = \frac{\kappa}{1+H(f)} \cdot \{\Pi_s(f) + \Pi_c(f)\} - \frac{H(f)}{1+H(f)} \cdot \Pi_n(f) \quad (2)$$

と表わせる. ここで $F, \Pi_s, \Pi_c, H, \Pi_n$ はおののおの $\delta\nu, \Gamma_s, \Gamma_c, h, \Gamma_n$ のフーリエ変換である. ここで制御利得が高くなると ($|H| \rightarrow \infty$) 右辺第 1, 2 項の値は 0 に, 第 3 項は $|\Pi_n|$ にそれぞれ漸近する. すなわち量子揺らぎの効果は制御により抑圧でき, 周波数揺らぎは制御系の雑音の大きさによって決まる値まで小さくすることができる. 言い換えると高利得, 低雑音制御系を使えば非制御時の量子揺らぎよりも小さい揺らぎの値を実現でき, 単色性の優れた光が人工的に作り出せる. 図 2 (a) にも示したが半導体レーザーの周波数変調効率是他種レーザーに比べ大きいので制御利得を高くすることができ, (1), (2) 式の原理に従う負帰還制御に適している.

周波数制御の効果を検討するには周波数揺らぎのパワースペクトル密度の値を知ればよいが, レーザーの応用上は揺らぎの低周波成分, すなわちゆっくりしたドリフト, に対応する発振スペクトルの中心周波数安定度 (1), さらに, より高周波成分に対応する発振スペクトル線幅の値 (2) を尺度とすることが多い. 実用上さらに, 他の高安定半導体レーザーへの周波数同期 (3), 周波数の広帯域掃引 (4), の性能に注目することが多い. 次章ではこれらの 4 項目の実験結果について記す.

3. 周波数制御の実際

3.1 中心周波数の安定化

温度効果による周波数ドリフトを抑えるには制御系内の周波数基準部も高安定なものが必要となる. そのような基準として気体原子分子のスペクトル線が適している. 波長 $0.7 \sim 1.6 \mu\text{m}$ の範囲には $\text{NH}_3, \text{H}_2\text{O}, \text{CO}_2$ など有機分子の振動回転遷移の結合調, 高調波成分が約 10 GHz の周波数間隔で多数分布するのでこれらの吸収スペクトルが使用できる^{3,4)}. これらの吸収強度は小さく, またスペクトル基準周波数が温度シフトを示すこと (H_2O では $3 \text{ MHz/K}^{5)}$ が問題であるがこれに対し波長 $0.8 \mu\text{m}$ 付近における $\text{Cs}^{6)}$, $\text{Rb}^{7)}$ などのアルカリ金属蒸気の電子遷移スペクトルは吸収強度が大きく, また温度シフトも小さい (Rb では 0.5 MHz/K 以下⁸⁾).

Rb の飽和吸収スペクトルを周波数基準に用い, Al-

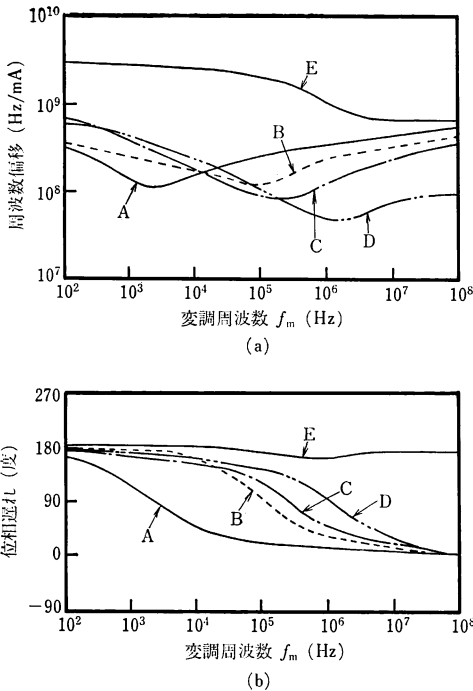


図 2 注入電流変調による半導体レーザーの周波数変調特性の測定例
 (a) 周波数偏移, (b) 位相遅れ. 曲線 A~D は波長 $1.5 \mu\text{m}$ の InGaAsP レーザー, 曲線 E は波長 $0.8 \mu\text{m}$ の AlGaAs レーザーの例

対応する. h は制御系のインパルス応答関数, $\delta\nu(t-\tau)$ は制御系の周波数揺らぎ検出部で測定された周波数揺らぎの値, Γ_n は制御系内で発生する雑音の値である. 右

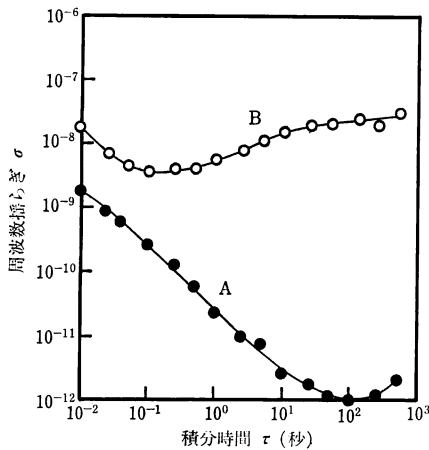


図3 AlGaAs レーザーの周波数揺らぎの大きさを表わす分散 σ^2 の平方根とその測定の積分時間 τ との関係
 曲線 A: 制御時, 曲線 B: 非制御時

GaAs レーザーの周波数ドリフトを抑圧した結果, 残留周波数揺らぎの大きさを表わす分散値 σ^2 の平方根を積分時間範囲 $10^{-2} \text{ s} \leq \tau \leq 10^3 \text{ s}$ において図3の曲線 A に示す⁹⁾. この値は非制御時(曲線 B)に比べ σ の値の著しい減少が見られ, とくに $\tau=10^2 \text{ s}$ において $\sigma=1.0 \times 10^{-12}$, すなわち揺らぎの振幅は約 400 Hz まで抑圧されている. これは(2)式の $|H_n|$ の値とはほぼ同等, すなわち自然放光揺らぎによる量子揺らぎレベルに相当すると推定されている¹⁰⁾. さらに制御利得を上げることにより(2)式の $|H_n|$ で与えられる理論限界 $\sigma=1.7 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ に近づく可能性があり¹⁰⁾, 現在最も高安定な原子発振器である水素メーザーと同等の高性能になる.

3.2 スペクトル線幅の狭窄化

レーザーの発振スペクトル線幅はレーザー光の単色性の度合を判断する尺度の一つである. この線幅の値を決定する主要因はフーリエ周波数 f が数十 MHz 以下の揺らぎ成分である. これを抑圧し, 線幅を狭窄化するには 3.1 項よりも広帯域制御が必要である.

共振曲線の半値全幅 $\Delta\nu_{\text{FP}}=400 \text{ MHz}$ のファブリ・ペロー干渉計を周波数揺らぎ検出に使い, $0.8 \mu\text{m}$ AlGaAs レーザーに帯域約 20 MHz の制御を施したときの線幅の値を図4の曲線 A に示す¹¹⁾. 図中 I, I_{th} はおののレーザーの注入電流とその閾値を表わす. $(I/I_{\text{th}}-1)^{-1}=1$ において線幅 100 kHz が得られており, これは非制御時(曲線 B)の 1/50 である. これは非制御時の自然放光揺らぎによる量子揺らぎの値((2)式の $|H_n|$) 以下になっていることが確認されている¹¹⁾.

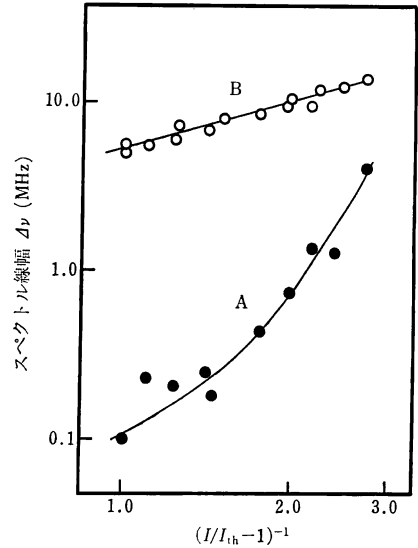


図4 AlGaAs レーザーのスペクトル線幅 $\Delta\nu$ とバイアスレベル $(I/I_{\text{th}}-1)$ の逆数との関係
 I, I_{th} はそれぞれ注入電流とその閾値. 曲線 A: 制御時, 曲線 B: 非制御時

現在, この線幅の狭窄度は制御系の帯域により制限されているが, 群遅延時間 0.2 ns の GaAs 系高速制御用増幅器を使えば, 制御ループを集積化する必要なく現在の制御系を用いて 1/630 の狭窄度が得られると推定されている¹¹⁾. 最近ではフィネス 10^4 以上の高性能ファブリ・ペロー干渉計が実現しており¹²⁾, これを周波数揺らぎ検出に用いると制御利得がさらに増加し, より高い狭窄度が期待される. ファブリ・ペロー干渉計は制御系において低域通過フィルタとして働くがフィネスの増加($\Delta\nu_{\text{FP}}$ の減少)とともに遮断周波数が減少し, これが制御系の帯域を狭める. したがってレーザーの線幅を最小にする $\Delta\nu_{\text{FP}}$ の最適値があり, その値は 820 kHz~6.8 MHz と推定されている. このときレーザーの線幅は非制御時の $6 \times 10^{-9} \sim 3 \times 10^{-7}$ 倍, すなわち 58 mHz~2.9 Hz というきわめて小さい値をとる¹¹⁾. このように制御により超高性能気体レーザー¹³⁾と同等の優れた単色性が期待できる.

帯域制限があるとレーザー発振スペクトルの形はローレンツ形からずれるのでスペクトル線幅の値は必ずしも単色性を表わすよい尺度ではなくなる. その代わりに周波数揺らぎのパワースペクトル密度を尺度としたほうが適切で, これによると $\Delta\nu_{\text{FP}}=1 \text{ MHz}$ の高フィネス・ファブリ・ペロー干渉計を使うと市販の半導体レーザーや制御用増幅器を用いて図5のようにパワースペクトル密度が非制御時の -57 dB 減少することが推定されてい

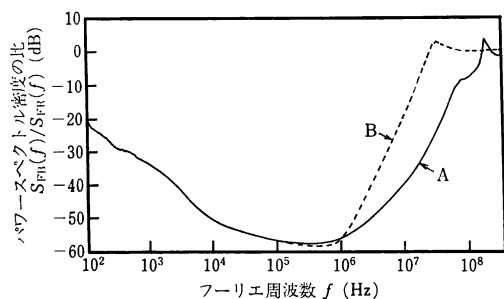


図5 高フィネス・ファブリ・ペロー干渉計を用いた制御時の周波数揺らぎのパワースペクトル密度 $S_{PR}(f)$ を非制御時の値 $S_{FR}(f)$ で規格化したもの
 曲線 A, B はそれぞれ干渉計の反射光, 透過光を用いて周波数揺らぎ検出を行なった場合のシミュレーションの結果

る¹⁴⁾。さらに、同図に示すように干渉計の反射光を使って周波数揺らぎを検出すると透過光を使うよりも制御帯域が広がるのが指摘されている¹⁴⁾。これは反射光を使った揺らぎの検出感度にはファブリ・ペロー干渉計の遮断周波数以上のフーリエ周波数において微分要素が付加されるからである。

このほか、負帰還制御を施すかわりに ((1)式で $h=0$)、レーザー外部に反射鏡を置き、それからの反射光をレーザーに帰還して共振器損失を小さくする光帰還法 ((1)式の κ の値を小さくする)がある¹⁵⁾。これは周波数揺らぎを広帯域で抑圧できるが系が不安定になるという問題点がある。そこで負帰還制御法の安定性と、この光帰還法の広帯域性の両利点を活かすために、外部ファブリ・ペロー共振器にレーザーを弱く光結合させ、同時に全体の系を電氣的に負帰還制御する方法が提案されている^{16,17)}。

3.3 他の高安定半導体レーザーへの周波数同期

3.1, 3.2 項で述べた方法で実現した単色性の優れた高安定レーザーを主レーザーとして用い、この周波数にもう一つのレーザー (従レーザー) 周波数を同期、追従させることはヘテロダイン方式の光計測などのための光源技術として重要である。高精度の同期法の一つは図1(b)に示すようにマイクロ波周波数シンセサイザを局部発振器とし、この周波数に二つのレーザー間のビート周波数を同期させる、周波数オフセット・ロック法である¹⁸⁾。これによりビート周波数揺らぎは図6の曲線Aに示すように非制御時 (曲線B) にくらべ著しく抑圧される¹⁹⁾。これは $0.8 \mu\text{m}$ AlGaAs レーザーに対する測定結果である。とくに $\tau=10^2 \text{ s}$ において $\sigma=1 \times 10^{-14}$ 、す

なわち残留周波数揺らぎは約 4 Hz である。この揺らぎは図3の曲線Aで示される主レーザーの揺らぎの値より小さい。このことは従レーザーの周波数揺らぎは主レーザーのそれと同等になっていること、言い換えれば主レーザーの高い安定性が従レーザーに移乗したことを意味する。

さらにこの方法の性能を向上させると両レーザー間の位相誤差を 1 rad 以下、すなわちヘテロダイン形光位相同期ループを実現することも可能である。このためにたとえば、あらかじめ主、従レーザー間のビート信号のスペクトル線幅を 1 MHz 以下にしておき制御利得 40~50 dB、制御帯域 2~3 MHz の同期用ループフィルタを使えばよいことが試算されている²⁰⁾。

一つの主レーザーを基準に複数個の従レーザーを周波数同期させ周波数同期網をつくると、これらすべてのレーザーからの合成光は互いに位相同期がかかっているの、ちょうどモード同期レーザー光と同等の状態になっている。すなわち、従来の非線形光学効果を使わずに超短光パルスを発生させることが可能である。

3.4 周波数の広帯域掃引

周波数掃引に重要なことはその範囲が広いことと同時に掃引中の周波数校正精度が高いこと、すなわち 3.1, 3.2 項に示した性能を保ちうることである。これを満たす掃引方法の一つが 3.3 項の周波数オフセット・ロック法である。すなわち、この方法で主、従レーザー間のビート周波数をマイクロ波周波数シンセサイザ周波数に同期させた状態でシンセサイザ周波数を掃引する。これによりビート周波数はシンセサイザ周波数に同期して掃引され、このとき図6の曲線Aと同等の安定度が保たれる。したがって従レーザーも主レーザーと同等の安定度を保ったまま掃引される。

ビート周波数の掃引範囲すなわち周波数同期ループのロック・レンジはビート信号検出用光検出器の帯域によりきまり、アバランシェ・フォトダイオード (APD) を使うと 2 GHz ¹⁹⁾ が得られている。3.1 項の方法で主レーザーをファブリ・ペロー干渉計の各共振周波数や有機分子の振動回転遷移のスペクトル線に次々と離散的に安定化し、そのたびに従レーザーに周波数オフセット・ロックを施すと上記のビート周波数のロック・レンジのもとで従レーザーの周波数掃引範囲を拡大できる。現在 AlGaAs レーザーに対し 60 GHz の掃引範囲が得られている¹⁹⁾。この範囲は使用した AlGaAs レーザーのモード・ホッピング特性により制限されているが、今後動的単一モード・レーザーの使用により 1 THz まで拡大

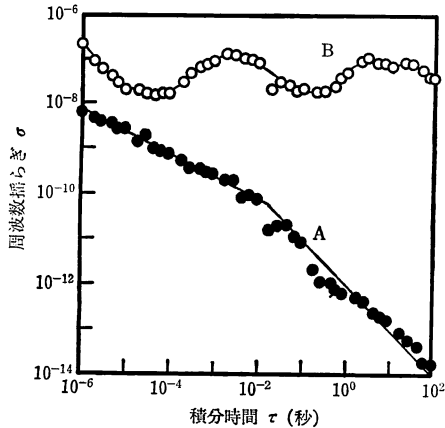


図6 主、従レーザー間のビート周波数揺らぎの大きさを表わす分散 σ^2 の平方根とその測定の積分時間 τ との関係
 曲線 A: 制御時, 曲線 B: 非制御時

されると試算されている²⁾。

4. 周波数制御のための問題点

半導体レーザーの周波数制御の性能を今後いっそう向上させるためには素子構造に関連するいくつかの問題を解決しなければならない。その第1は縦モードの単一性である。前章までの議論ではレーザーは一つの縦モードで発振すると仮定してきた。しかし、通常のファブリ・ペロー共振器形レーザー、さらに単一縦モード性のすぐれた分布帰還形 (DFB) レーザーでも実用上必ずしも単一モード発振が実現しているとは限らない。たとえば、静的測定によって一つの縦モード (主モード) に対し他

の縦モード (副モード) のパワーが小さいことが確認されたとしても動的な実時間測定によると図7のように両モード間の競合により主モードパワーは瞬時的に減少する。このパワー・ドロップアウトのパルス幅およびその発生確率はバイアスレベルに逆比例して指数関数的に変化し、とくにパルス幅は $1\mu\text{s} \sim 1\text{ns}$ の値をとる²¹⁾。これは両モードに混入する自然放光揺らぎ、およびキャリアの伝導帯内緩和による相互利得飽和、レーザー発振の利得スペクトル幅にくらべ縦モード波長間隔が狭いこと、に起因する現象である²²⁾。

この現象を回避するには(1)高バイアスレベルで動作させること、(2)両モードの静的パワー比を常に1000:1以上にすること、が必要である。(1)を満足するには熱的に高安定、高信頼性の素子をつくる必要がある。(2)のためには両モードの共振器損失に差をつけること (DFB レーザーがこれにあてはまる) が行なわれている。素子試作段階では高いパワー比が得られるが、実用的なレーザー応用システムにはまだこのような高パワー比のレーザーは十分安定に供給されていない。(2)のためにより進んだ方法としては両モードの発振利得の差を大きくすることが考えられる。これにはレーザー長を短くして両モードの波長間隔を広げるのが一方法であるが、この場合(1)式の κ の増加に伴うパワー低下、および周波数揺らぎ増加をひきおこすので、むしろ量子井戸²³⁾などの新構造、さらには新材料を用いて利得スペクトルの幅を狭くすべきである。

第2の問題点は長期にわたる周波数ドリフトである。AlGaAs レーザーの周囲温度揺らぎを 10^{-5}C 以内、注

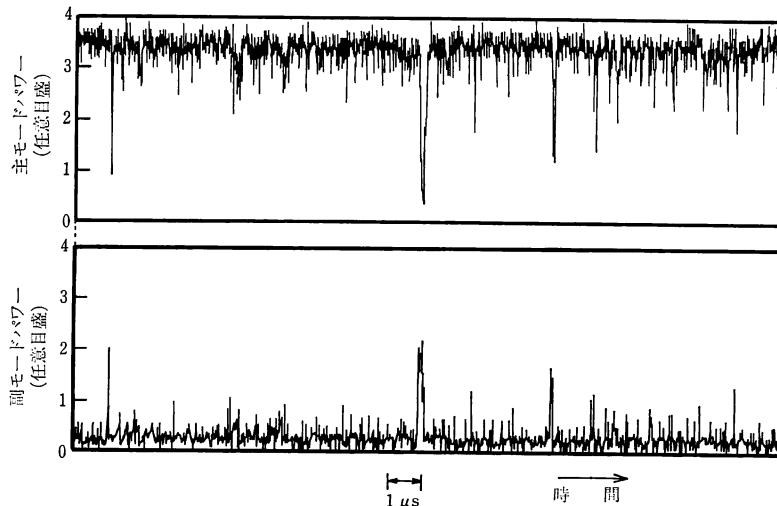


図7 ほぼ単一縦モードで発振している AlGaAs レーザーの主モードと副モードのパワーの時間変化

入電流揺らぎを $0.6 \text{ nA}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以内に抑圧した超高安定環境下で約6カ月にわたり周波数のドリフトを測定すると約 20 MHz/h のブルーシフトが見られる⁹⁾。これと同時にモードホッピング特性の経時変化も観測される。これらは In ボンディング層の酸化による熱抵抗の変化、レーザー端面付近でのキャリアの非放射再結合による熱効果などによると推定されている²⁴⁾。干渉測長などの光学計測では発振周波数の絶対値の再現性に対する要求が今後いっそう強くなると考えられるので、このような再現性、すなわちスペクトル寿命を向上させるために素子設計製作の段階での熱抵抗の低減とその経時変化の抑圧などの配慮が必要である。

第3の問題は周波数精度、再現性であるがこれらについてはまだ十分な実験的検討がなされていない。3.1項で記した基準周波数の温度シフト、さらに上記の長期ブルーシフトが精度、再現性を制限する。また、安定化された周波数を高精度測定する手法も必要である。現在のところ測定精度は 10^{-7} であるが^{3),4)}、高精度干渉測長などへの応用にはさらに測定精度向上が必要となる。

5. 高安定半導体レーザーの光学的応用

半導体レーザーは小型、低消費電力、長寿命であるため光学分野での応用は多数あるが、代表的な例を列挙すると次のようなものが考えられる。光ファイバ応用測定およびセンサー、ドップラー流速計による血流速度測定や振動面の振動速度測定²⁵⁾、ホログラフィ、1 m ~ 1 km の範囲の距離測定用の測距儀、半導体材料を加工する際の露光用マスクの位置決め、慣性航法用ファイバジャイロ²⁶⁾、地震予知・地球の極運動測定・惑星探査用高感度ファイバジャイロ²⁷⁾、大気中の汚染気体濃度測定およびレーザーレーダー²⁸⁾、マイクロ波領域の高精度センサ、ルビジウム原子発振器の光励起²⁹⁾、計測用波長標準、長さ標準。

6. あとがき

本稿ではまず半導体レーザーは原理的にはきわめて周波数安定度の高い光源となる可能性を指摘し、さらに4項目に関しその実験結果を示した。一方、半導体レーザー素子そのものに注目するとまだいくつかの問題点があり、周波数安定性の点ではまだ不十分な段階である。これらの問題を克服し、より信頼性の高い周波数安定化半導体レーザーを実現するためには新素子設計、周辺素子の高性能・集積化、制御法の改良、などを有機的に行なう必要があろう。

文 献

- 1) M. Ohtsu and N. Tabuchi: "Electrical feedback and its network analysis for linewidth reduction of a semiconductor laser," *J. Lightwave Technol.*, **LT-6** (1988) 357-369.
- 2) M. Ohtsu: "Realization of ultrahigh coherence in semiconductor lasers by negative electrical feedback," *J. Lightwave Technol.*, **LT-6** (1988) 245-256.
- 3) K. Fukuoka, M. Ohtsu and T. Tako: "Accurate wavelength measurements of the absorption lines in H₂O vapor by a 0.8 μm AlGaAs laser," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **23** (1984) L 117-L 120.
- 4) M. Ohtsu, H. Kotani and H. Tagawa: "Spectral measurements of NH₃ and H₂O for pollutant gas monitoring by 1.5 μm InGaAsP/InP lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **22** (1983) 1553-1557.
- 5) V. Pevtschin and S. Ezekiel: "Investigation of absolute stability of water-vapor-stabilized semiconductor laser," *Opt. Lett.*, **12** (1987) 172-174.
- 6) T. Yabuzaki, A. Ibaragi, H. Hori, M. Kitano and T. Ogawa: "Frequency locking of a GaAlAs laser to a Doppler-free spectrum of the Cs-D₂ line," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **20** (1981) L 451-L 454.
- 7) H. Tsuchida, M. Ohtsu, T. Tako, N. Kuramochi and N. Oura: "Frequency stabilization of AlGaAs semiconductor laser based on the ⁸⁵Rb-D₂ line," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **21** (1982) L 561-L 563.
- 8) 古田浩之, 橋本 実, 大津元一: "半導体レーザーの周波数絶対安定度評価", 「レーザー・原子発振器の周波数制御と応用」第2回シンポジウム予稿集 (応用物理学会量子エレクトロニクス研究会, 1987) pp. 71-77.
- 9) M. Ohtsu, M. Hashimoto and H. Ozawa: "A highly stabilized semiconductor laser and its application to optically pumped Rb atomic clock," *The 39th Annual Symposium of Frequency Control* (IEEE Sonics and Ultrasonic Group, 1985) pp. 43-53.
- 10) M. Ohtsu, H. Fukada, T. Tako and H. Tsuchida: "Estimation of the ultimate frequency stability of semiconductor lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **22** (1983) 1157-1166.
- 11) 加藤 徹, 久保木勝彦, 大津元一: "周波数オフセットロックシステムの性能評価", 「レーザー・原子発振器の周波数制御と応用」第2回シンポジウム予稿集 (応用物理学会量子エレクトロニクス研究会, 1987) pp. 69-70.
- 12) たとえば, *The Newport Catalog with Applications*, No. 100 (1987) H 2-H 3.
- 13) D. Hills and J. L. Hall: "Progress toward phase-stable lasers," *Technical Digest of the 15th International Quantum Electronics Conference*, Baltimore, MA, WDD 3 (1987) pp. 102-103.
- 14) 村田守啓, 大津元一: "高フィネス・ファブリ・ペロー共振器の反射モードによる半導体レーザーの FM 雑音抑圧," 第35回応用物理学関係連合講演会, 29 p ZP 9 (1988).
- 15) R. Wyatt and W. J. Devlin: "10 kHz linewidth 1.5 μm InGaAsP external cavity laser with 55 nm tuning range," *Electron. Lett.*, **19** (1983) 110-112.
- 16) B. Dahmani, L. Hollberg and R. Drullinger: "Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback," *Opt. Lett.*, **12** (1987) 876-878.
- 17) 大津元一: "周波数変調可能な狭スペクトル線幅半導体レーザー", 電子情報通信学会技術研究報告, 12月 (1987)

- OQE 87-135.
- 18) K. Kuboki and M. Ohtsu: "Frequency offset locking of AlGaAs semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electron., **QE-23** (1987) 388-394.
 - 19) 久保木勝彦, 加藤 徹, 申哲 浩, 大津元一: "半導体レーザーの周波数オフセット・ロック", 「レーザー・原子発振器の周波数制御と応用」第2回シンポジウム予稿集(応用物理学会量子エレクトロニクス研究会, 1987) pp. 67-68.
 - 20) 申 哲浩, 久保木勝彦, 加藤 徹, 大津元一: "半導体レーザーによるヘテロダイン型光位相同期ループの実現のためのシミュレーション", 第35回応用物理学関係連合講演会, 29 p ZP 14 (1988).
 - 21) 中原敏夫, 寺町康昌, 大津元一: "擬単一モード半導体レーザーのモード分配雑音の評価", 第35回応用物理学関係連合講演会, 29 p ZP 6 (1988).
 - 22) 宮崎哲弥, 中村康治, 大津元一, 寺町康昌: "半導体レーザーの縦モード安定性の実験と解析", 電子情報通信学会技術研究報告, 3月(1987) OQE 86-189.
 - 23) R. Chin, N. Holonyak, Jr. and B. A. Vojak: "Temperature dependence of threshold current for quantum-well $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructure laser diodes," Appl. Phys. Lett., **36** (1980) 19-21.
 - 24) F. Favre and D. Le Guen: "Emission frequency stability in single-mode-fibre optical feedback controlled semiconductor lasers," Electron. Lett., **19** (1983) 663-665.
 - 25) F. Durnst, A. Melling and J. H. Whitelaw: *Principle and Practice of Laser-Doppler Anemometry* (Academic Press, New York, 1976).
 - 26) T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G. H. Sigel, Jr., J. H. Cole, S. C. Rashleigh and R. C. Priest: "Optical fiber sensor technology," IEEE J. Quantum Electron., **QE-18** (1982) 626-665.
 - 27) M. Ohtsu and S. Araki: "Using a $1.5\mu\text{m}$ DFB InGaAsP laser in a passive ring cavity-type fiber gyroscope," Appl. Opt., **26** (1987) 464-470.
 - 28) N. Takeuchi, H. Baba, K. Sakurai and T. Ueno: "Diode-laser random-modulation cw lidar," Appl. Opt., **25** (1986) 63-67.
 - 29) M. Hashimoto and M. Ohtsu: "Experiments on a semiconductor laser pumped rubidium atomic clock," IEEE J. Quantum Electron., **QE-23** (1987) 446-451.