

ゼーマン効果を用いた半導体レーザの周波数安定化における
制御信号の改善

中野 博之[†] 渡部 直紀[†] 佐藤 孝[†] 大河 正志[†]
丸山 武男[†] 榛葉 實^{††}

Zeeman Effect-Based Control-Signal Improvement for Frequency
Stabilization of a Semiconductor Laser

Hiroyuki NAKANO[†], Naoki WATANABE[†], Takashi SATO[†], Masashi OHKAWA[†],
Takeo MARUYAMA[†], and Minoru SHIMBA^{††}

あらまし 我々はこれまで、Rb 原子の D₂ 吸収線を用い、780nm 帯の半導体レーザの発振周波数の安定化を行ってきた。吸収線は自然幅やドップラー幅などの広がりをもちこれが安定度を制限している。そこでこれまでに、吸収線の広がりを抑えるため、飽和吸収分光法によりドップラーフリーの自然幅程度の広がりをもつ吸収線を得て安定化を行ってきた。しかし、光学系の工夫だけではこれ以上狭い吸収線を得ることはできない。本論文では、Rb 原子の吸収線のゼーマン効果および新たに提案した PEAK 方式、BOTTOM 方式を用い、更に広がり少ない基準信号を得て周波数弁別曲線の幅を狭くすることで、基準周波数に対するレーザ発振周波数の追従度を改善した。更に、この周波数弁別曲線の掃引が可能であることを確認した。

キーワード 半導体レーザ、周波数追従度、Rb 原子の吸収線、ゼーマン効果

1. まえがき

半導体レーザは現在、光通信、計測などの分野で光源として広く用いられている。これは、半導体レーザの発振周波数が注入電流や温度により容易に変化できることが大きな理由の一つである。しかし、このことは言い換えれば、注入電流や温度を制御しないと発振周波数が変化してしまうことを意味する。高精度な計測や次世代の光通信であるコヒーレント光通信の光源として半導体レーザを用いる場合にこれは問題となる。そのためさまざまな半導体レーザの発振周波数の安定化が報告されてきた [1]~[7]。

我々も、Rb 原子の D₂ 吸収線を外部周波数基準として用い、発振周波数 384THz (波長 780nm) 付近の半導体レーザの発振周波数の安定化を行ってきた [3]

~[5]。これらの安定化は、外部周波数基準と発振周波数の差を誤差信号として検出し、半導体レーザのバイアス電流にフィードバックする電氣的負帰還制御法で行われる。誤差信号は周波数弁別曲線から得られ、周波数弁別曲線は何らかの方法で観測するレーザ光の光強度に変調を加え、この光強度変調された信号を変調周波数で同期検波することで得られる。このような安定化の方法で安定度を向上させるためには、外部周波数基準、変調方式、光学系、制御回路などの工夫が考えられる。変調方式としては、レーザ注入電流に微小変調を加え直接半導体レーザの発振周波数を変調する直接変調方式がある [1]~[3]。しかし、この方式では本来安定化しなければならないはずの半導体レーザの発振周波数に変調が加わる上、発振スペクトル幅が広がるという欠点があった [5]。そこで我々は、吸収線の磁気光学効果であるゼーマン効果やファラデー効果を用いた磁界変調方式により安定化を行ってきた [4], [5]。磁界変調方式は外部周波数基準に変調を加える方式で、この方式による安定化では、変調に伴う発振スペクトルの広がりはない。また、安定化周波数

[†] 新潟大学工学部電気電子工学科, 新潟市
Faculty of Engineering, Niigata University, Niigata-shi, 950-21
Japan

^{††} 東京電機大学工学部電気通信工学科, 東京都
Faculty of Engineering, Tokyo Denki University, Tokyo, 101
Japan

を掃引・制御できるという利点もある [4]~[6].

ところが、吸収線は衝突幅や自然幅等の均一広がりや、ドップラー幅等の不均一広がりをもつ。このため幅をもった周波数基準となり、これによりレーザ周波数安定度は制限を受ける。そこで、飽和吸収分光光学系 [2], [5] によりドップラーフリーの自然幅程度の広がり吸収線を観測し、これを外部周波数基準として用いることで、吸収線の広がりによる安定度の制限を緩和させ、周波数安定度を通常の吸収分光光学系を用いた安定化法に比べ1けた程度向上させた [5]。しかし、吸収線は自然幅より狭いものを得ることはできない。そこで本論文では、吸収線の磁気光学効果の一つであるゼーマン効果および新たに提案する PEAK 方式、BOTTOM 方式を組み合わせ用いて、制御信号の改善を行った。その結果、PEAK 方式、BOTTOM 方式では基準周波数に対するレーザ発振周波数の追従度が良く、また安定化周波数の掃引が可能であることを確認したので報告する。

2. Rb 原子の吸収線とゼーマン効果

本論文では、半導体レーザの発振周波数安定化のための外部周波数基準として、Rb 原子の D_2 吸収線を利用する。Rb 原子は自然界では二つの同位体が存在し、その D_2 吸収線は合計 12 本の吸収スペクトルから成り立っているが、それぞれのスペクトルが常温で 500MHz 程度のドップラー広がりをもっているため、観測される吸収線は、図 1(a) のように 4 本の広がったものとなる [8]。そこで飽和吸収分光光学系を用いると 4 本の吸収スペクトルにいくつかのくぼみが生じる。これはラムディップとクロスオーバー共鳴と呼ばれる 24 本のくぼみから成り立っているが [9]、これらのくぼみもそれぞれ数十 MHz 程度の広がりをもっているため、実際は図 1(b) のように 100MHz 程度の広がりをもつくぼみがいくつか観測される。従ってこの吸収線を外部周波数基準として用いることで、飽和吸収分光光学系では誤差信号の検出感度が上がり安定度が向上した [5]。

ところが、これ以上狭い吸収線は観測できない。そこで、我々は吸収線の磁気光学効果の一つであるゼーマン効果を利用する。吸収線を観測するためには、レーザ光を Rb 原子が詰まったガラス容器 (以後セルと呼ぶ) 中を透過させその透過光強度を観測する。このときセルに入射光と平行に均一磁界を印加するとゼーマン効果により、入射光の右回り円偏光成分、左

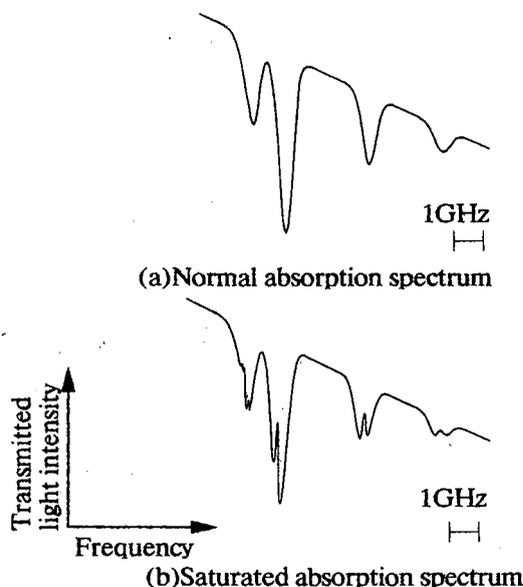


図 1 Rb- D_2 吸収線
Fig. 1 Absorption profiles of Rb- D_2 absorption line.

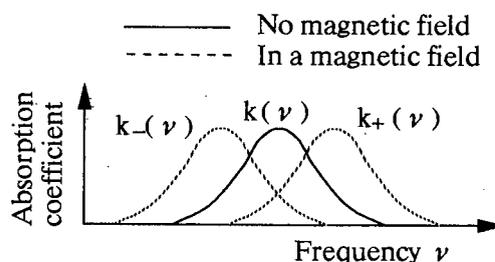


図 2 吸収係数
Fig. 2 Absorption coefficient.

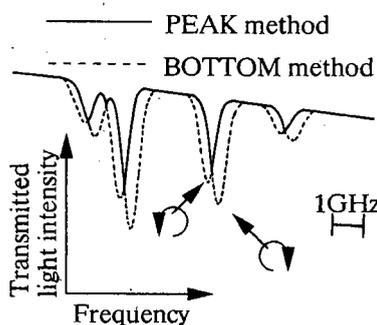


図 3 磁界を印加した場合に観測される吸収線
Fig. 3 Absorption profile in a magnetic field.

回り円偏光成分に対する吸収係数が図 2 のようにシフトする。吸収量はこの吸収係数に依存するため、吸収線の観測される周波数は、左右の円偏光で異なり図 3 のようになる。またシフト量は印加均一磁界の大きさにより異なる。我々はこの左右二つの円偏光での吸収波形の周波数の違いを利用する。

3. 外部周波数基準信号の観測方法

本論文では、後で示す理論値との比較検討が簡単のため通常の吸収分光法で得られる吸収線を用いる。実際に図1(a)のような吸収線を観測するには、半導体レーザー光をセルに透過させ、発振周波数を吸収線付近でゆっくり掃引し透過光強度を観測する。既に述べたように、右回りの円偏光と左回りの円偏光とでは吸収線の周波数が異なる。そこで、左右二つの円偏光の光を磁界の印加されたセル中を透過させ、周波数の異なる二つの吸収線を観測し、これら二つの信号を利用して新たな周波数基準信号を作り出す二つの方法を考案した。以下にこれらの方式を説明し、理論計算によって得られた周波数基準信号波形およびその1次微分信号波形を図4に示す。ここで、1次微分信号は同期検波の結果得られる信号で、この信号が周波数弁別曲線となる。実際の安定化は1次微分波形の零交差点(安定化点)で行われる。ここで、1次微分信号における零交差点の接線の傾きを周波数弁別利得Gdと言い、この値が大きいほどレーザー発振周波数が安定化周波数からずれたときに出力される電圧つまり誤差信号の大きさが大きくなるため、フィードバック制御系の利得が上がり安定度が向上する[3]~[5]。従って、安定度を向上させる目的でGdを大きくするためには、周波数基準波形のくぼみを鋭くし、1次微分信号の傾きを大きくすればよい。そのための方法として、今回PEAK方式、BOTTOM方式を考案し実験を行った。

以下に、理論計算から求めた波形を添えてこれらの方式を説明する。ここで、理論計算に用いた式ならびに計算条件は以下のとおりである。

自然幅がドップラー幅に比べて十分小さいとき、吸収係数 $k(\omega)$ は近似的に次のように表される [10].

$$k(\omega) = k_0 \exp(-\omega^2) \quad (1)$$

ここで、

$$k_0 = \frac{1}{\Delta_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{e^2}{2m c \epsilon_0} \cdot N_1 f$$

$$\omega = \sqrt{\frac{\ln 2}{\Delta_D}} (\nu - \nu_0)$$

但し、

$$\Delta_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2\ln 2 \cdot k_B T}{M}} \quad \text{: ドップラー幅}$$

- c : 光速
- e : 電気素量
- ν_0 : 中心周波数
- k_B : ボルツマン定数
- M : Rb 原子の質量
- m : 電子質量
- f : 振動子強度
- ϵ_0 : 真空の誘電率
- T : 絶対温度

N_1 : 単位体積中にある基底状態の原子の数

ω は規格化した周波数であり、また光が弱いため励起状態の Rb 原子の数を零とした。ゼーマン効果による周波数シフトを $\Delta\omega$ とすると、左右の円偏光に対する吸収係数は、

$$k_{\pm}(\omega) = k(\omega \mp \Delta\omega) \quad (2)$$

となる。ここで下添字の+および-は、それぞれ右および左円偏光を示す。レーザー光のセル入射強度を I_0 ,

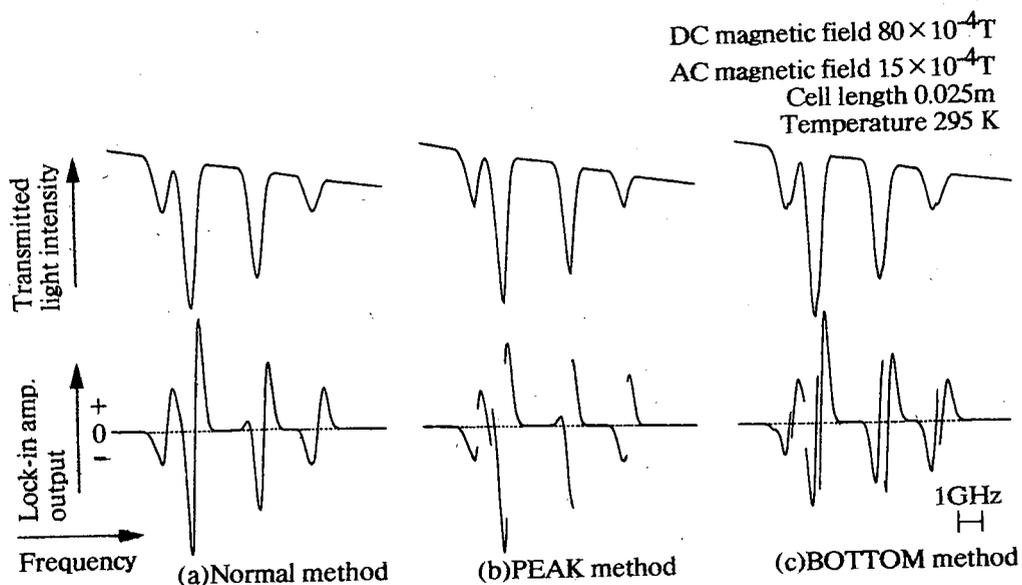


図4 吸収波形および1次微分波形の理論計算結果
Fig. 4 Calculated results of absorption profiles and differential signals.

透過後の強度を I 、セルの長さを L とすると、 I は、

$$I = I_0 \exp\{-k_{\pm}(\omega) \cdot L\} \quad (3)$$

となる。計算はセルの長さ 0.025m、温度 295K、セル印加直流磁界の大きさ $80 \times 10^{-4}T$ 、交流磁界 $15 \times 10^{-4}T_{p-p}$ の場合について行った。

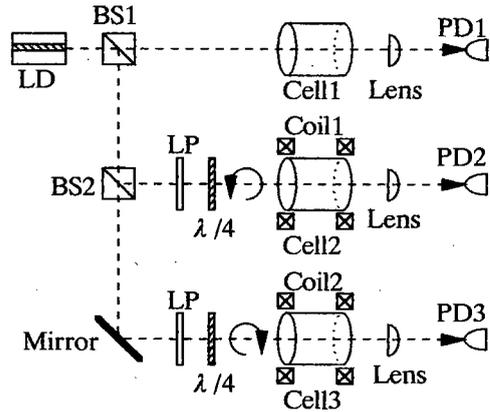
(1) 通常方式 この方式は、右回りまたは左回り円偏光で得られた吸収線を周波数基準として用いる方法である。理論計算結果を図 4(a) に示す。

(2) PEAK 方式 左右の円偏光で得られる二つの吸収線を同時に観測すると図 3 のように重なり合う二つの吸収線が観測される。PEAK 方式とは、これら二つの吸収線のうち、識別回路によって強い方の信号のみを取り出し、これを周波数基準信号とするもので、この方法で得られる信号は図 4(b) に示すように非常に鋭いくぼみの信号 (図 3 に示す二つの重なり合う吸収線の上側をなぞった実線) となる。このくぼみの先端は、左右の円偏光で観測される吸収線が切り換わる点であり、不連続な点となる。従って、この不連続な点における 1 次微分信号の傾きは図 4(b) に示すように理論的には無限大となり、 $Gd = \infty$ の周波数弁別曲線が得られる。しかし、実際はレーザの発振スペクトル幅や回路の応答の遅れがあるため有限の傾きとなる。このように、この方式では Gd の大きい信号が得られるので安定度が向上するものと期待される。

(3) BOTTOM 方式 この方式は、左右の円偏光で得られる二つの吸収線のうち、識別回路によって弱い方の信号のみを取り出すもので、図 4(c) に示すように PEAK 方式と同様鋭いくぼみ (不連続点) をもつ周波数基準 (図 3 に示す二つの重なり合う吸収線の下側をなぞった破線) となり、傾きの急しゅんな 1 次微分信号 (周波数弁別曲線) が得られるため、安定度が向上するものと期待される。

4. 各方式における誤差信号比較のための実験系

本実験で用いた光学系および実験系をそれぞれ図 5、図 6 に示す。使用した半導体レーザは CSP 形で、レーザ温度 $20^{\circ}C$ 、バイアス電流 47mA のとき Rb-D₂ 吸収線付近で発振する GaAlAs 半導体レーザである。まず、温度変化による発振周波数の変化を抑えるため、温度変化を $\pm 1/100^{\circ}C$ 以下に抑えている。発振したレーザ光はレンズによりコリメートされた後、ビームスプリッタ (BS) 1 で二つの光に分けられる。BS1 の透過光は、セル 1 を透過させた後レンズで集光し



LD:Laser Diode BS:Beam Splitter
LP:Linear Polarizer $\lambda/4$: $\lambda/4$ plate
PD:PIN Photo Diode

図 5 光学系
Fig. 5 Optical setup.

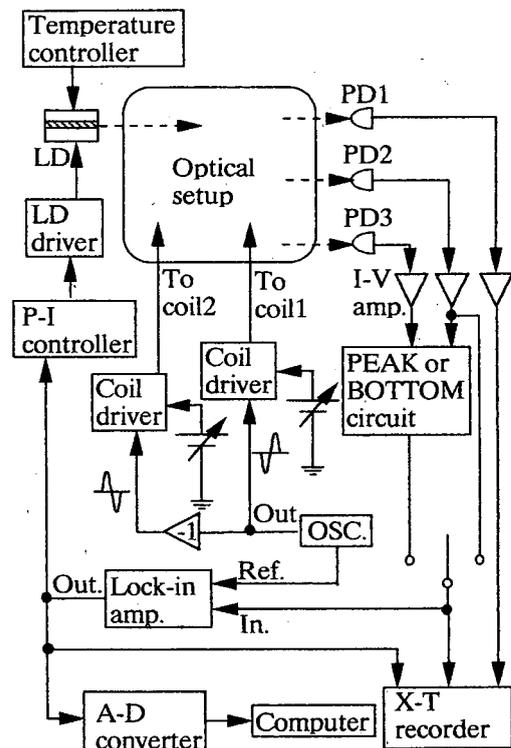


図 6 実験系
Fig. 6 Experimental setup.

PIN ホトダイオード (PD) 1 で受光し光電変換される。この PD1 からの信号は Gd や後述する周波数シフト量を求める際の基準吸収線となる。ここで、セル 1 の大きさは直径 0.025m、長さ 0.05m の円筒形である。BS1 からの反射光は BS2 およびミラーを用いて更に二つの光に分ける。BS2、ミラーからはほぼ強度の等しいレーザ光が反射される。この二つのレーザ光はそれぞれ直線偏光板を透過させた後、4分の1波長

板を用い BS2 からのレーザー光は左回り円偏光に、ミラーからの光は右回り円偏光にしてからそれぞれ別々のセル 2, セル 3 に入射させる。これらのセルの大きさはいずれも直径 0.02m, 長さ 0.025m の円筒形である。セル 2, セル 3 はそれぞれヘルムホルツコイル 2, ヘルムホルツコイル 3 の中心に置かれており、コイルに直流電流を流すことでセル内にレーザー光の進行方向に均一磁界を発生させることができる。今回の実験では、それぞれ $80 \times 10^{-4} \text{T}$ の磁界を印加した。セルを通過するレーザー光はゼーマン効果を受けるが、円偏光の回転方向が異なるためゼーマン効果による吸収の中心のシフトする方向が異なる。更にコイルに周波数 1 kHz, 大きさ $15 \times 10^{-4} \text{T}_{p-p}$ の微小変調用交流磁界を重畳している。交流磁界を重畳することで吸収線の周波数に変調を加え、観測するセル透過光強度に微小強度変調を加えている。ここで、二つのコイルに同相の正弦波電流を重畳すると、左右の円偏光で観測される吸収線の中心周波数のシフト方向が逆のため、観測される透過光強度に加わる変調が逆相になる。既に述べたように、PEAK 方式, BOTTOM 方式では不連続な点が生じるのでこれらの点で信号の切り換えを不都合なく行うため、セル 3 のコイルに重畳する交流電流は位相を反転させてある。セル 2 とセル 3 を透過した後のレーザー光もそれぞれレンズで集光して PD2 と PD3 で受光し光電変換される。PD からの出力はすべて電流-電圧変換増幅器 (I-Vamp.) で電圧信号に変換され増幅される。通常方式では PD2 からの信号を、PEAK 方式と BOTTOM 方式では識別回路を通した

後の信号をロックインアンプに取り込み、微小変調周波数で同期検波し、低域フィルタを通過させることで 1 次微分信号が得られる。安定化可能な点は、1 次微分信号の零交差点 (安定化点) となる。安定化はレーザー発振周波数が安定化点からずれたとき出力される誤差信号であるロックインアンプ出力に比例・積分制御を施し、半導体レーザーの駆動電流源にフィードバックすることで行われる。従って、安定化点における接線の傾きが急しゅんだと、つまり周波数弁別利得 Gd が大きいと誤差信号の検出感度が上がり安定度が向上すると考えられる。ここで、ロックインアンプの時定数は 30ms であり、積分制御は時定数 47s と 5ms の 2 種類を用いた。

5. 各方式における誤差信号の比較結果

今回実験を行った三つの方式において、実際に観測された外部周波数基準信号, 1 次微分信号 (周波数弁別曲線) をそれぞれ図 7 に示す。これより PEAK 方式, BOTTOM 方式では、周波数弁別利得 Gd の大きい信号が得られていることが確認された。そこで、図 7 に示すいくつかの点において実際に発振周波数の安定化を行い、この間に出力されるロックインアンプ出力つまり基準周波数とレーザー発振周波数の差にあたる信号の変動をアラン分散で評価した。この評価結果を図 8 に示す。これより PEAK 方式, BOTTOM 方式ではアラン分散の値が小さいことから、基準周波数に対するレーザー発振周波数の変動が少ないことがわかる。従って、PEAK 方式, BOTTOM 方式は、外部

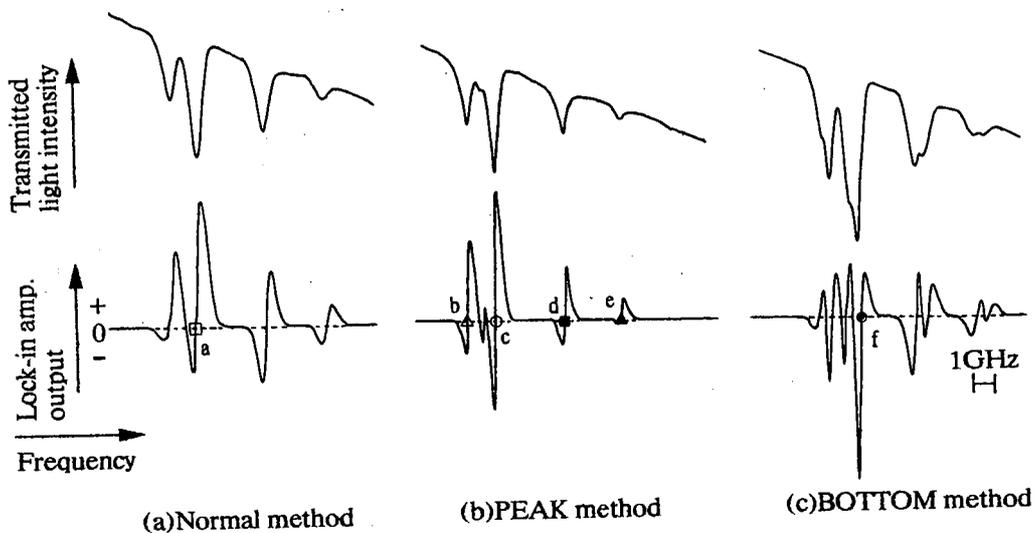


図 7 吸収波形および 1 次微分波形の観測結果
Fig. 7 Observed results of absorption profiles and differential signals.

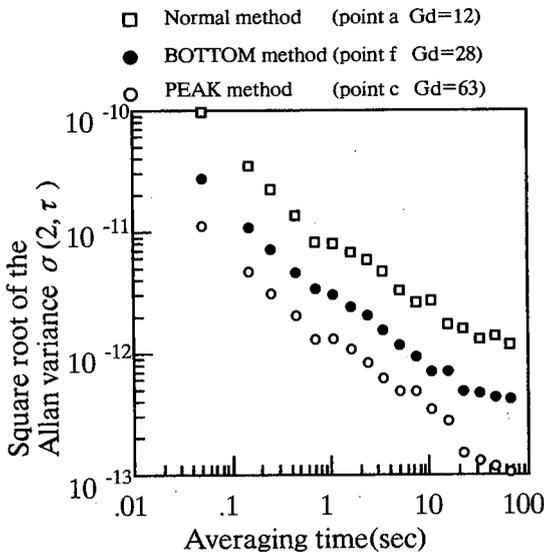


図8 周波数追従度
Fig. 8 Frequency traceabilities.

周波数基準に対する周波数追従度が良いことから、半導体レーザの発振周波数安定度の向上には有効な手段だと考えられる。

6. 安定化周波数の掃引

PEAK方式、BOTTOM方式で大きなGdが得られた点は左右の円偏光の光で観測された吸収線の交点である。従って、セル印加直流磁界の大きさを変えると、二つの吸収線の交点の位置が変わり、鋭いくぼみや谷の観測される位置が図9に示したように移動するため、これを利用すれば安定化周波数の掃引・制御が行えると予想し実験を行った。実験は、PEAK方式でセル2に印加する直流磁界の大きさを $80 \times 10^{-4} \text{T}$ とし、セル3に印加する直流磁界の大きさを $10 \times 10^{-4} \text{T}$ から $90 \times 10^{-4} \text{T}$ まで変化させ安定化周波数のシフト量および安定度を測定した。また交流磁界の大きさはいずれのセルも $15 \times 10^{-4} \text{T}_{p-p}$ である。シフト量の測定は、1次微分波形と同時に基準となる磁界を印加していない場合に観測される吸収線を記録し、図10中の長さ W_1 、 W_2 を測定する。そして、基準吸収線の周波数の低い方から数えて二つ目の谷と三つ目の谷の中心の周波数差が 2.9GHz であることから、次の式を用いて求めた。

$$\Delta f = 2.9 \times \frac{W_1}{W_2} \quad [\text{GHz}] \quad (4)$$

ここで、シフト量はすべて基準となる吸収波形の二つ目の谷の中心からのずれを示している。

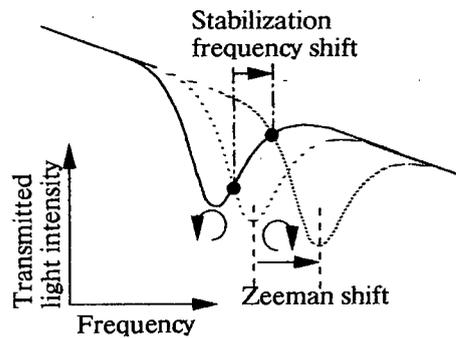


図9 安定化周波数の掃引の原理
Fig. 9 Sweeping principle of the stabilization frequency.

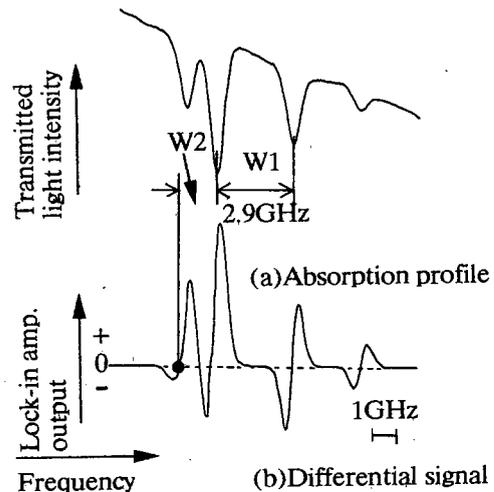


図10 安定化周波数のシフト量の測定方法
Fig. 10 Measuring method of the stabilized frequency shift.

7. 安定化周波数の掃引の実験結果

シフト量の測定は、図7(b)に示すb点からe点の4点について行った。安定化周波数のシフト量の測定結果を図11(a)に示す。これより、セル3に印加する直流磁界の大きさを $10 \times 10^{-4} \text{T}$ から $90 \times 10^{-4} \text{T}$ まで変化させたとき、b点は 167MHz 、c点は 163MHz 、d点は 256MHz 、e点は 431MHz シフトしていることがわかった。また、その際c点においていくつか磁界の大きさの異なる場合について安定化を行い誤差信号の変動をラン分散で評価した結果が図11(b)である。ここで、セル3の磁界が $20 \times 10^{-4} \text{T}$ のとき、変動が大きくなっているが、これはゼーマン効果による吸収線のシフト量が少なく左右の円偏光が観測される位置があまり変わらず、PEAK方式の有効性があまり現れなかったためであると思われる。しかし、それでも図8の誤差信号の変動結果と比較して通

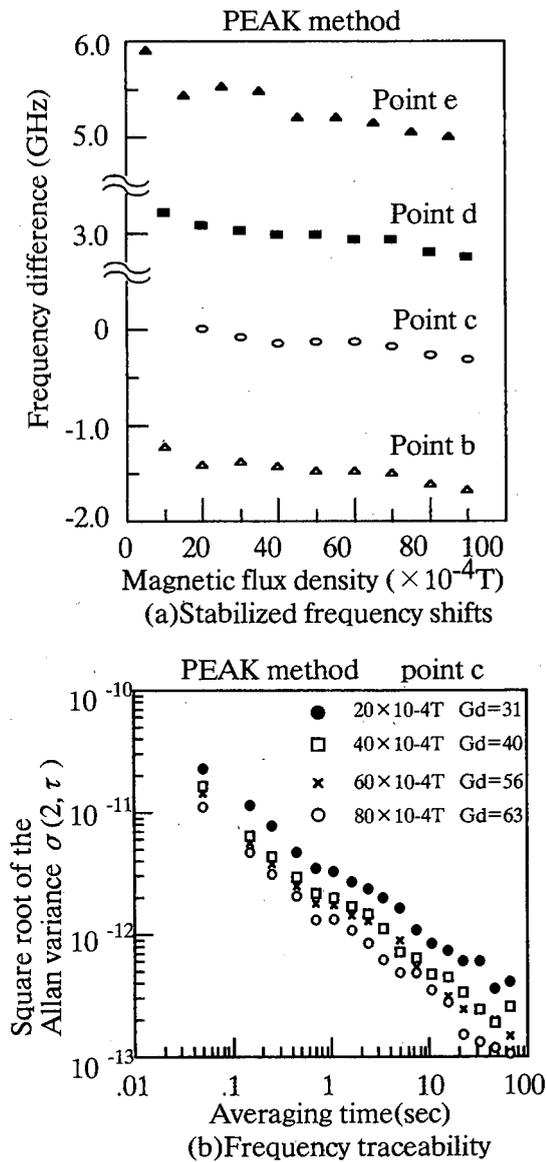


図 11 安定化周波数の掃引結果および周波数追従度
 Fig. 11 Observed results of the stabilized frequency shifts and frequency traceabilities.

常方式より誤差信号の変動は少なくなっている。また、安定化周波数の掃引は安定化を行った状態のまま行えることを確認している。以上の結果より、PEAK方式は大きな周波数弁別利得をもつ安定化点を安定化したままかつ通常方式より良い周波数追従度を維持したまま掃引できる方法であることが確認された。また、BOTTOM方式でも同様な結果が得られることを実験的に確認している。

8. 周波数安定度についての考察

コイルに印加する直流磁界を変化させることで、安定化点を掃引できることが確認されたが、このことは

言い換えると、磁界の変動によって基準周波数が変動することを意味する。従って、基準周波数に対するレーザ発振周波数の追従度が良くても、磁界の安定度が悪いとレーザ周波数安定度が劣化することになる。そこで磁界の安定度が周波数安定度にどの程度影響を及ぼすのか考察した。以下に、コイル1について行った考察結果を述べる。今回用いたコイル用直流電流源の安定度は積分時間1sにおいて 6.1×10^{-5} である。これは、今回安定化を行った最も大きい直流磁界 $80 \times 10^{-4} \text{T}$ を発生させる際の電流値の場合 $163 \times 10^{-6} \text{A}$ の変動になり、発生磁界の変動に換算すると、 $4.86 \times 10^{-7} \text{T}$ となる。この磁界の変動を、安定化点の掃引結果の傾きから周波数変動に変換すると、b点は 10.1kHz 、c点は 9.9kHz 、d点は 15.6kHz 、e点は 26.3kHz の変動となる。これらの周波数値はアラン分散値でいうとb点は 26.6×10^{-12} 、c点は 25.8×10^{-12} 、d点は 40.6×10^{-12} 、e点は 68.5×10^{-12} となる。また、平均化時間50sでは電源の安定度は 2×10^{-4} と悪くなる。同様にアラン分散値に換算すると最も変動が大きくなるe点では 224×10^{-12} となる。現在報告されている電氣的負帰還制御法における磁気光学効果を用いた半導体レーザの周波数安定度は、平均化時間1sにおいて 3×10^{-10} 程度、平均化時間50sにおいて 7×10^{-10} 程度であり[6]、現時点では磁界の安定度は問題とならないが、更に安定度を向上させる場合には、磁界の変動によるレーザ周波数安定度の劣化を抑えるためにより安定度の高い電源を使用する必要がある。また、コイル2についても同様のことが言える。

次に、2台の独立に安定化されたレーザ間のビート周波数を用いて安定度を評価した。その結果を図12に示す。これより、PEAK方式では、短期の安定度は通常方式より良いが、長期の安定度は悪くなっている。この原因を追及したところ、I-Vアンプの温度ドリフトが最も悪影響を及ぼしていることが確認された。通常方式では、I-Vアンプ出力の温度ドリフトにより出力の直流分が変化つまり基準波形が上下しても、外部周波数基準の周波数自体は変化しない。ところが、PEAK方式やBOTTOM方式では、二つの吸収線の交点の位置が変わることになるため、外部周波数基準の周波数が変化してしまう。今回の実験では、安定化中に最大10MHz程度変化することがあった。よって、基準周波数に対するレーザ発振周波数の追従度が良くても、基準周波数が変動したため安定度は悪くなったのだと思われる。この回路的な問題を解決す

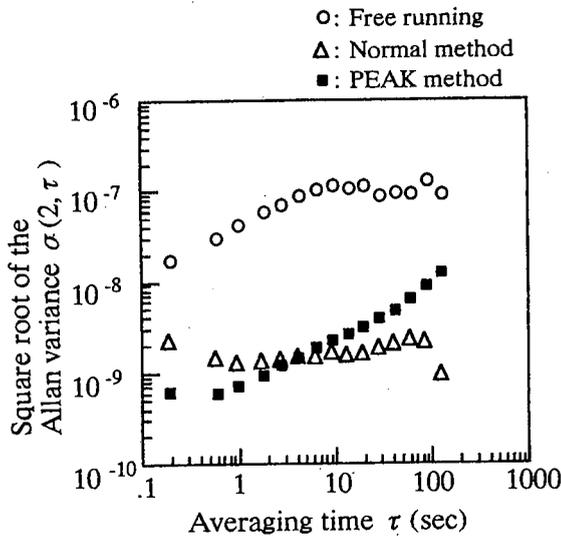


図12 周波数安定度
Fig. 12 Frequency stabilities.

れば、安定度も改善されるものと期待される。

9. 今後の課題

これまで述べた結果より、PEAK方式、BOTTOM方式では、今後基準周波数の変動を抑えることができれば、発振周波数の安定度は向上するものと思われる。基準周波数が変動する一番の原因は、回路の温度ドリフトであることがわかったため、この問題を解決し安定度の向上を目指したい。また、コイルで発生する直流磁界の大きさを変えることで、安定化周波数を掃引できるという利点は、磁界の変動が周波数安定度を劣化させるという欠点につながるようになるので、今後より高い安定度を目指すために、安定度の良いコイル用電源を使用していきたい。更に、今回コイルで発生させる直流磁界の大きさは、二つのコイルいずれも $80 \times 10^{-4} \text{T}$ としたが、この値を変えれば観測される周波数基準信号は異なり、1次微分信号の零交差点の前後の出力が大きくなったり、1次微分信号の傾きが更に急しゅんになりより大きなGdをもつ信号が得られるなどの改善がなされることも考えられる。そこで、最も大きなGdを得るための直流磁界の大きさの検討を行っていきたい。

10. むすび

原子の吸収線を外部周波数基準として用いた我々の半導体レーザの発振周波数安定化では、鋭い谷やくぼみをもつ外部周波数基準を得ると、1次微分信号の零交差点における接線の傾きが大きくなる。すると周波

数弁別利得Gdが大きくなりフィードバック系の利得が上がるため、発振周波数安定度が向上することがわかっている。今回の実験より、我々が考案したPEAK方式、BOTTOM方式では、大きな周波数弁別利得Gdをもつ周波数弁別曲線が得られ、基準周波数に対するレーザ発振周波数の追従度が改善されたことが確認された。これより、PEAK方式、BOTTOM方式は、レーザ発振周波数の安定度の向上に有効な手段であることがわかった。また、発振周波数の安定度については、基準周波数の変動を抑えることができなかったため、向上するには至らなかった。しかし、基準周波数が変動する一番の原因が回路の温度ドリフトであることがわかったため、今後この問題を解決すれば安定度も向上するものと思われる。更にPEAK方式、BOTTOM方式では、コイルで発生する直流磁界の大きさを変えることで、安定化周波数を掃引できることが確認された。しかしこのことは言い換えると、磁界の変動が周波数安定度を劣化させることになるので、今後より高い安定度を目指すためには、安定度の良いコイル用電源を使用するべきであることもわかった。

謝辞 本研究を進めるにあたり、実験に御協力頂いた石川訓弘君に感謝します。

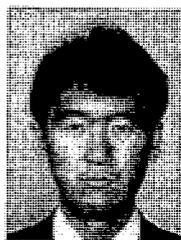
文 献

- [1] H. Tsuchida, M. Ohtsu, T. Tako, N. Kuramochi, and N. Oura, "Frequency stabilization of AlGaAs semiconductor laser based on the $^{85}\text{Rb-D}_2$ line," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 21, no. 9, pp. L561-L563, Sept. 1982.
- [2] H. Hori, Y. Kitayama, M. Kitano, T. Yabuzaki, and T. Ogawa, "Frequency stabilization of GaAlAs laser using a doppler-free spectrum of the Cs-D₂ line," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-19, no. 2, Feb. 1983.
- [3] 佐藤 孝, 小泉春吾, 斎藤敏紀, 榛葉 實, "半導体レーザの変調時における周波数安定化," 信学論(C), vol. J71-C, no. 10, pp. 1450-1457, Oct. 1988.
- [4] 上野 隆, 陸川 均, 中澤孝男, 佐藤 孝, 榛葉 實, "Rb原子のファラデー効果を用いた半導体レーザの周波数安定化と発振周波数制御," 信学論(C-I), vol. J75-C-I, no. 6, pp. 460-467, June 1992.
- [5] 中澤孝男, 中野博之, 上野 隆, 佐藤 孝, 榛葉 實, "磁気光学効果を用いた半導体レーザの周波数安定化と飽和吸収分光光学系," 信学論(C-I), vol. J76-C-I, no. 8, pp. 285-293, Aug. 1993.
- [6] T. Ikegami, S. Ohshima, and M. Ohtsu, "Frequency stabilization of laser diodes to the Cs-D₂ line with the zeeman modulation method," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 28, no. 10, pp. L1839-L1841, Oct. 1989.
- [7] R. A. Valenzuela, L. J. Cimini, R. W. Wilson, K. C. Reichmann, and A. Grot, "Frequency stabilisation of

AlGaAs lasers to absorption spectrum of rubidium using zeeman effect," Electron. Lett., vol. 24, no. 12, pp. 725-726, June 1988.

- [8] H. M. Gibbs and R. J. Hull, "Spin-exchange cross sections for $\text{Rb}^{87}\text{-Rb}^{87}$ and $\text{Rb}^{87}\text{-Cs}^{138}$ collisions," Phys. Rev., vol. 153, no. 1, pp. 132-151, Jan. 1967.
- [9] S. Nakayama, "Theoretical analysis of Rb and Cs- D_2 lines in saturation spectroscopy with optical pumping," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 23, no. 7, pp. 879-883, July 1984.
- [10] R. Fork and L. Bradley, "Dispersion in the vicinity of an optical resonance," Appl. Opt. vol. 3, no. 1, pp. 137-142, Jan. 1964.

(平成8年5月7日受付, 8月6日再受付)



中野 博之 (学生員)

平4新潟大・工・電気卒。現在、同大学院博士課程在学中。半導体レーザーの周波数安定化の研究に従事。



渡部 直紀 (学生員)

平6新潟大・工・電気電子卒。平8同大学院修士課程了。同年日本精機入社。在学中、半導体レーザーの周波数安定化の研究に従事。



佐藤 孝 (正員)

昭51京大・工・電子卒。昭58同大学院博士課程了。新潟大・工・助手、講師、助教授を経て、現在、新潟大・工・教授。レーザーによる粒子生成、色素レーザーおよび半導体レーザーの周波数安定化の研究に従事。工博、電気学会、日本物理学会、応用物理学会、レーザー学会、IEEE、OSA 各会員。



大河 正志 (正員)

昭59阪大・基礎工・電気卒。平1同大学院博士課程了。同年新潟大・工・助手、講師を経て、現在、同助教授。光集積回路、光計測をはじめとする光エレクトロニクスに関する研究に従事。工博、応用物理学会、レーザー学会各会員。



丸山 武男 (正員)

昭40新潟大・工・電気卒。新潟大・工・助手、講師、助教授を経て、現在、新潟大・工・教授。プラズマ物理、放電現象の基礎、固体物性の研究に従事。工博、電気学会、日本物理学会、応用物理学会各会員。



榛葉 實 (正員)

昭30早大・理工・通信卒。同年電電公社電気通信研究所入社。ミリ波導波管伝送、海底同軸ケーブル、準ミリ波アンテナ・伝搬等の研究に従事。昭58新潟大・工・教授。平4より東京電機大・工・教授。工博、電気学会、IEEE 各会員。