



# 超 高 コ ヒ ー レ ン ト レ ー ザ ー

中 川 賢 一

東京工業大学総合理工学研究科 〒227 横浜市緑区長津田町 4259

(1990年6月11日受理)

## Ultra-high Coherent Laser

Ken'ichi NAKAGAWA

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

### 1. は じ め に

レーザーが発明されてから30年になり、現在レーザーは基礎研究から産業にわたる幅広い分野に応用されている。そのレーザーの性能も初期のものに比べて飛躍的に進歩しており、それに伴いその応用も多様かつ高度なものになってきている。とくにレーザーのコヒーレンス性・高輝度・高出力などの性質を利用した超精密測定、高感度微量検出などへの応用は物理・化学などの基礎研究の分野において必要不可欠なものになっている。

一方、このような応用分野においては従来のレーザーの性能では満足できなくなってきており、きわめて高い性能が要求されるようになってきた。たとえば、基礎物理の分野において最近計画されている重力波検出のためのレーザー干渉計においては、 $10^{-21}$ 程度の極微小な空間の歪を検出するためきわめて高い感度が要求される<sup>1)</sup>。検出感度はレーザーの周波数雑音や量子雑音で決まるため、超高安定かつ高出力なレーザーが必要とされている。また、将来の周波数標準として考えられているイオントラップ中の単一イオンを用いた原子時計においては $10^{-18}$ 以下の周波数精度が期待されるが<sup>2)</sup>、これにはきわめて周波数高安定なレーザーが必要になる<sup>3)</sup>。現在実用化されている半導体レーザーを用いた光通信においても、伝送距離および通信容量はレーザーの量子雑音によって最終的に制限される。このためこの従来の量子雑音限界を越えるものとしてスクィーズド光の利用などが提案されている<sup>4)</sup>。このスクィーズド光を利用した検出感度向上は先の重力波検出においても検討されてい

る。

このようにレーザーに対しての極限的な性能の追求はその応用分野に大きく貢献するだけでなく、スクィーズド光発生などのように光の量子状態を制御するなどそれ自身物理的にも非常に興味深い。そのなかでもレーザー光の特長であるコヒーレンス性の追求は多くの応用分野において必要とされる非常に重要なものである。今回は、このレーザーのコヒーレンス性向上について、その原理および最近の研究成果を含めて解説する。また、こうして得られる超高コヒーレンスレーザーの応用についてもいくつか取り上げ、要求される周波数安定度や現状の問題点などについても解説する。

### 2. レーザーの周波数雑音とその制御

レーザーの発振周波数は媒質の原子の遷移周波数と共振器の共振周波数によって決まり、その周波数はある有限の幅をもって揺らいでいる。機械的、熱的変動などによる共振器の共振周波数の変動が実際のレーザーの発振周波数の変動のおもな要因であるが、これらの外乱の影響をすべて取り除いたとしてもレーザー発振モードに混入する自然放出光によってランダムな位相揺らぎが生じこれが発振周波数の変動を引き起こす。ここでは後者の自然放出によって生ずる周波数雑音を簡単に説明し、これらの周波数雑音を負帰還制御することによって減少させる方法についても説明する。

#### 2.1 自然放出による周波数雑音の発生

レーザー周波数の揺らぎのうち、外乱による共振器長変動やレーザー媒質への揺らぎを完全になくしたとして

最後に残るのは自然放出に起因する量子雑音によるものである。これは簡単には次のように理解できる。励起された原子からレーザー共振器内に放出された自然放出光は誘導放出によってコヒーレントに増幅されるが共振器の線幅の逆数で決まる寿命で共振器の外に取り出される。このため共振器にはランダムな位相をもつ自然放出光がある一定の割合で混入して増幅および出力として取り出されるため、共振器内の光は平均的にはランダムな位相揺らぎを受けることになる。レーザー発振が自然放出光が種になっていることからこの自然放出光による揺らぎは本質的に避けることのできないものである。この自然放出によって生ずるレーザーの周波数揺らぎの影響はシャロウ・タウンズらによって導出されており<sup>9)</sup>、これをレーザー周波数雑音のスペクトル密度  $\tilde{\nu}$  で表すと、

$$\tilde{\nu} = \Delta\nu_c \sqrt{\frac{2h\nu_0}{P}} \quad [\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (1)$$

と表される<sup>6)</sup>。ここで  $\Delta\nu_c$  はレーザー共振器の半値全幅 (FWHM) を、 $\nu_0$  はレーザーの発振周波数、 $P$  はレーザー出力を含んだ共振器の全パワー損失を表す。自然放出による周波数雑音がレーザー共振器の帯域内では白色雑音であることからこの周波数雑音スペクトル密度よりレーザーの線幅 (FWHM) を求めると、

$$\begin{aligned} \Delta\nu_0 &= \pi\tilde{\nu}^2 \\ &= \frac{2\pi(\Delta\nu_c)^2 h\nu_0}{P} \end{aligned} \quad (2)$$

となる。この式を用いて実際のレーザーの線幅の限界を求めてみると、He-Ne レーザーの場合 ( $\Delta\nu_c=2\text{ MHz}$ ,  $\nu_0=4.7\times 10^{14}\text{ Hz}$ ,  $P=5\text{ mW}$ ) には線幅  $\Delta\nu_0$  は約  $1\text{ mHz}$  にまで達する。

一方、半導体レーザーの場合には自然放出によるキャリア数変動が屈折変動を介して周波数揺らぎを引き起こすため、先の(2)式にその補正を加えた式、

$$\Delta\nu_0 = \frac{h\nu}{8\pi P} \left(\frac{c}{nL}\right)^2 \left(\alpha_1 L + \ln\frac{1}{R}\right) \left(\ln\frac{1}{R}\right) n_{sp}(1+\alpha^2) \quad (3)$$

が適用される<sup>7)</sup>。 $P$  はレーザー片端面からの出力パワー、 $n$  は屈折率、 $L$  は共振器長、 $\alpha_1 L$  は共振器内部損失、 $R$  は端面反射率、 $n_{sp}$  は自然放出光係数を表す。キャリア数変動による周波数雑音増加は  $\alpha$  によって表される。この式を用いて半導体レーザーの場合の線幅の限界を求めると、数百 kHz~数 MHz 程度の範囲になる。

このような自然放出光によるレーザーの位相揺らぎの影響は先の(2)式よりポンピングを大きくして出力を大きくする、またはレーザー共振器の  $Q$  値を高くすることによって小さくなり、レーザー光は理想的な単一モードのコヒーレント光に近づけることが可能である。

### 2.2 レーザーの周波数制御

レーザー光の自然放出による位相揺らぎや外乱による共振器長変動による周波数揺らぎは、外部のより安定な原子・分子の吸収線やファブリ・ペロー共振器などを周波数弁別器として用いて検出し、その誤差信号よりレーザー共振器長に負帰還制御を行うことによって減らすことができる。このような負帰還制御でレーザーのスペクトル線幅を狭窄化する方法としては、FM 側帯波法を用いてファブリ・ペロー共振器に周波数安定化する Pound-Drever 法と呼ばれる方法が広く用いられている<sup>8)</sup>。この FM 側帯波法は高感度かつ広帯域に周波数雑音を検出できるもので、この方法の原理については他の解説および論文を参考にしてもらいたい<sup>8,9)</sup>、ここでは簡単にその構成およびこれによって得られる周波数雑音の制御限界を示す。この Pound-Drever 法の基本構成を図 1 に示す。レーザーから出た光は E/O 変調器によって周波数  $\nu_m$  で FM 変調され偏光ビームスプリッターおよび  $\lambda/4$  波長板を通して基準共振器に入れられる。共振器からの反射光は再び  $\lambda/4$  波長板を通る際に偏光面が  $90^\circ$  回転するため偏光ビームスプリッターを通して分離して検出す

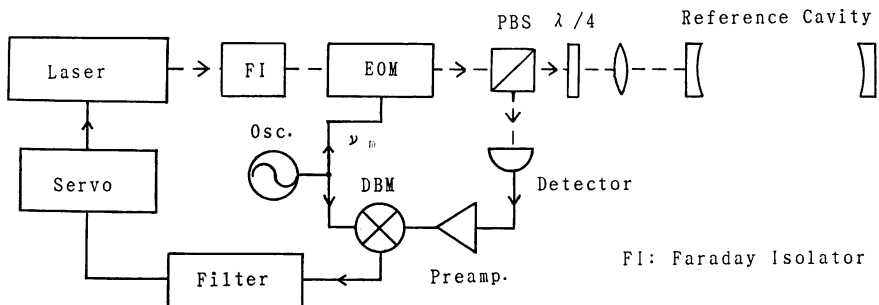


図 1 Pound-Drever 法によるレーザーの線幅狭窄化<sup>8)</sup>

る。こうして得られた光電流のうち変調周波数  $\nu_m$  の項をミキサーによって変調周波数で復調することによって次の式、

$$I_s = 2I_0 \cdot \kappa^{1/2} \cdot J_0(M) J_1(M) \frac{2\Delta\nu/\Delta\nu_r}{1 + (2\Delta\nu/\Delta\nu_r)^2} \quad (4)$$

で表される誤差信号を得る。  $I_0$  はレーザー周波数が共振器の非共振状態のときの光電流で  $I_0 = e\eta P_0/h\nu_0$  で表され、  $\eta$  は検出器の量子効率、  $P_0$  は光出力、  $\nu_0$  はレーザーの周波数をそれぞれ表す。  $\Delta\nu = \nu_0 - \nu_r$  はレーザーの発振周波数  $\nu_0$  と基準共振器の共振周波数  $\nu_r$  の差、  $\Delta\nu_r$  は基準共振器の線幅 (FWHM) をそれぞれ表す。  $\kappa$  は入射光の共振器への結合効率で  $\kappa = (F \cdot T/\pi)^2$  と表され、  $F$  は共振器のフィネス、  $T$  は共振器入射鏡の強度透過率を表す。また  $M$  は周波数変調の変調指数を表す。こうして得られた誤差信号をもとにレーザーの共振器長に負帰還制御をかけることによって、レーザー周波数を基準共振器の共振周波数に安定化することができる。この方法の特長は、高い周波数 (>10 MHz) で FM 変調を行って誤差信号を得るためショット雑音 (量子雑音) 限界で決まる S/N 比が達成できる。また共振器からの反射光を検出することによって、その誤差信号は共振器の線幅より低い周波数領域では周波数弁別器として用いられ、帯域外の高い周波数領域では位相弁別器として用いることができるため共振器の線幅を越える広帯域制御ができる。

この方法で制御した場合の周波数雑音の抑圧限界を求めてみる。変調周波数  $\nu_m$  での検出器のショット雑音 (量子雑音) は、

$$I_n^2 = 2eI_{\min} \times 2 \quad (5)$$

で表される。  $I_{\min}$  はレーザー周波数が共振器の共振状態にあるときの検出器での DC 光電流で、  $I_{\min} = I_0 \{J_0(M)^2 \times (1 - \sqrt{\kappa})^2 + J_1(M)^2 + J_{-1}(M)^2\}$  で表される。周波数制御のゲインを十分大きくした場合、最終的に得られる周波数雑音限界は (5) 式のショット雑音によって決まり、その周波数雑音スペクトル密度は、

$$\tilde{\nu} = \Delta\nu_r \sqrt{\frac{h\nu}{\eta P_0}} \cdot \frac{1}{M} \cdot \frac{(1 - \sqrt{\kappa})}{\sqrt{\kappa}} \quad [\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (6)$$

になる。ただし  $M \ll 1$  として  $J_0(M) = 1$ 、  $J_1(M) = M/2$  とおき、  $I_{\min} = e\eta P(1 - \sqrt{\kappa})^2/h\nu$  とした。この式を用いて制御時の周波数雑音および線幅の限界を求めてみると、  $\Delta\nu_r = 150 \text{ kHz}$ 、  $P_0 = 1 \text{ mW}$ 、  $h\nu = 3.5 \times 10^{-19} \text{ J}$ 、  $\eta = 0.8$ 、  $M = 0.3$ 、  $\kappa = 0.1$  より  $\tilde{\nu} = 0.02 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  となる。これは線幅にして約  $1 \text{ mHz}$  に相当する。

この式を先のシャウロウ・タウンズの関係式 (1) と比

較すると、レーザー共振器の線幅が外部基準共振器の線幅に、レーザー光出力が周波数弁別の際の検出器での実効的な光パワーにそれぞれ対応する。この (6) 式よりレーザー共振器よりも共振線幅の狭い基準共振器を用いることによって、周波数制御時の周波数雑音は非制御時の自然放出雑音限界以下に小さくすることが可能である。このことは負帰還によってレーザー共振器の  $Q$  値が実効的に向上することに相当しており、自然放出自身を制御しているわけではない。またこうして負帰還制御によって取り除ける周波数雑音は共振器の線幅および制御帯域によって制限されており、この帯域以上の高いフーリエ周波数の周波数雑音は取り除くことはできない。しかしこのように外部共振器を用いて周波数制御する方法がレーザー共振器自身の  $Q$  値を上げる方法よりも優れている点は、レーザーの外部のほうがより高い  $Q$  値と外乱の影響を受けにくい安定な基準共振器を得やすいからである。

一方、レーザー共振器の  $Q$  値を上げる方法として、外部共振器からの光帰還を用いた方法があり、半導体レーザーによく用いられる<sup>10)</sup>。半導体レーザーの場合、レーザー共振器長が短いことと端面反射率が小さいことによって共振器の  $Q$  値が小さいため、外部共振器を使って  $Q$  値を上げることは非常に有効である。ただし振動などによる外部共振器とレーザー共振器間の距離の変動によって帰還光の位相が変わり制御が不安定になる問題点がある。

### 3. 超高コヒーレントレーザー

高フィネスファブリペロー基準共振器を用いたレーザーの周波数制御による超高コヒーレントレーザーの実現例をいくつか紹介し、その手法および得られた安定度を紹介する (表 1)。

J. Hall らのグループは  $1 \text{ Hz}$  を大幅に下回る線幅を He-Ne レーザーを用いて実現している (図 2)<sup>11)</sup>。これは 2 台の He-Ne レーザーの周波数をそれぞれ独立に安定な基準共振器にロックすることにより両者のビート信号から  $50 \text{ mHz}$  に相当する線幅が得られている。また中心周波数は基準共振器の共振周波数に対して  $\pm 1.5 \text{ Hz}$  の誤差の範囲にロックすることができた。この実験に用いている基準共振器はフィネス 3500 で線幅  $70 \text{ kHz}$  のものを用いている。この実験結果は現在報告されているなかで最も狭い線幅を示すものである。しかし、得られた線幅 ( $\Delta\nu = 50 \text{ mHz}$ ) は、先のシャウロウ・タウンズの式で与えられる自然放出による線幅の限界値 ( $\Delta\nu_0 \sim 1$

mHz) よりも 1 桁以上大きな値である。このグループの続報によると、同一の基準共振器に安定化した 2 台のレーザー間の相対的な周波数揺らぎはアラン分散にして  $8 \times 10^{-17}$  ( $\tau=300$  s) になる<sup>12)</sup>。また長期間の周波数安定度は共振器長のドリフトによって決まり、これは  $\sim 20 \times 10^{-10}$ /day であることが確認された。

色素レーザーは可視域を中心に広い波長範囲で発振可能でまた波長可変なためこのレーザーの周波数安定化は応用上非常に重要である。色素レーザーは色素ジェット面の揺らぎによる周波数雑音が比較的高い周波数領域まで存在するためその線幅はフリーラン状態では数十 MHz 程度である。このため高いフィネスのファブリペロー共振器と Pound-Drever 法を用いて数 MHz 以上の広帯域にわたって周波数制御する必要がある<sup>8)</sup>。周波数制御の結果、レーザー周波数は基準共振器の共振周波数に対して  $\pm 1$  Hz 以下の精度で安定化できることが確認されている<sup>13)</sup>。またこのように周波数安定化した色素レーザーを用いた単一イオンの高分解能分光によって線

幅約 80 Hz のスペクトルが得られていることから、レーザーの絶対周波数の揺らぎも 80 Hz 以下であることが確認されている<sup>3,14)</sup>。

最近、半導体レーザー励起固体レーザーがその高変換効率および高安定な性質から非常に注目されており、とくにこれをレーザー干渉計型重力波検出計のための周波数超高安定化レーザーとして用いることが検討されている<sup>1)</sup>。Shoemaker らは最近、半導体レーザー励起 Nd:YAG レーザーを周波数制御することにより mHz 程度に相当する線幅を得たことを報告している<sup>15)</sup>。周波数雑音のスペクトル密度は非制御時には 1 kHz で約  $100 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  あったが、これに制御を施すと検出器のショット雑音で決まる値の  $\bar{\nu}=12.5 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$  にまで減少している (図 3)。この値から見積もられる線幅は mHz のオーダーになる。またこの値は (1) 式より得られる自然放出による周波数雑音の限界値、 $\bar{\nu}=200 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$  を大きく下回るものである。

同様の実験が Day らによっても報告され、半導体レ

表 1 超高コヒーレントレーザーの実現例

| レ ー ザ ー                            | 波 長     | 周 波 数 安 定 度   | 文 献     |
|------------------------------------|---------|---|---------|
| He-Ne                              | 633 nm  | $\Delta\nu$ (FWHM) $\sim 50 \text{ mHz}^{\text{a)}$                             | 11)     |
| Dye laser                          | 486 nm  | $\Delta\nu \sim 1 \text{ Hz}^{\text{b)}$  | 13)     |
| Dye laser                          | 563 nm  | $\Delta\nu \sim 80 \text{ Hz}^{\text{c)}$                                       | 3), 14) |
| LD pumped Nd: YAG                  | 1064 nm | $\nu = 12.5 \text{ mHz/Hz}$ (@1 kHz), $\Delta\nu \sim 1 \text{ mHz}^{\text{b)}$ | 15)     |
| LD pumped Nd: GGG                  | 1062 nm | $\nu = 0.834 \text{ Hz/Hz}$ , $\Delta\nu = 3 \text{ Hz}^{\text{a)}$             | 16)     |
| Diode laser                        | 830 nm  | $\Delta\nu = 560 \text{ Hz}^{\text{b)}$   | 17)     |
| Diode laser with O-F <sup>d)</sup> | 830 nm  | $\Delta\nu \sim 1 \text{ Hz}^{\text{b)}$  | 18)     |

a) 2本のレーザーのヘテロダイナミック信号より評価した値。

b) 周波数制御に用いた F-P 反射光の誤差信号から評価した値。

c) 高分解能分光によってそのスペクトル線幅より評価した値。

d) 外部 F-P 共振器からの光帰還を用いた半導体レーザー<sup>10)</sup>。

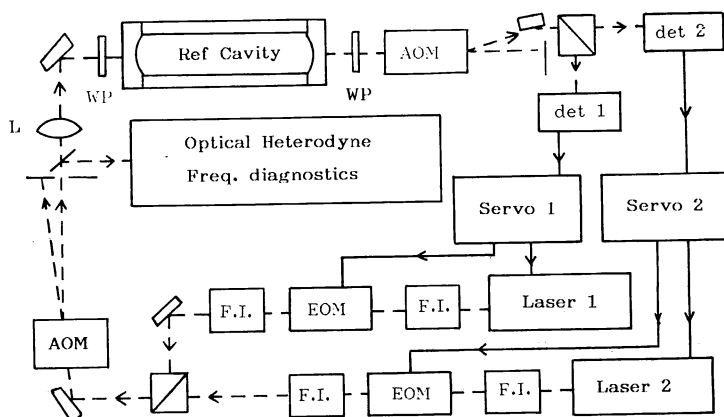


図 2 2 台の He-Ne レーザーを用いた周波数安定度の評価<sup>11)</sup>。

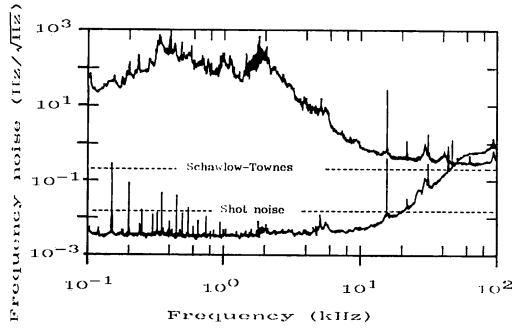


図3 半導体レーザー励起 Nd:YAG レーザーの周波数安定化<sup>15)</sup>  
 上の曲線: 非制御時の周波数雑音のスペクトル密度, 下の曲線: 制御時の周波数雑音スペクトル密度.

レーザー励起 Nd:GdG レーザーを周波数制御することによって 3 Hz 以下の線幅を実現している(図4)<sup>16)</sup>. この報告では, それぞれ独立に制御を施した2台のレーザーのビート信号から線幅 3 Hz という値を直接求めており, これは検出器のショット雑音限界で決まる線幅よりも約1桁ほど大きい. これらの報告より半導体レーザー励起固体レーザーは周波数超安定化レーザーを実現するのにきわめて有望であることが確認された.

一方, 半導体レーザーの周波数雑音は非制御時には非常に大きく線幅にして数 MHz~100 MHz 程度である. しかし注入電流によって広帯域にわたって周波数変調が可能のため, 周波数制御を施すことによって周波数安定度をきわめて高くすることが可能である. Ohtsu らは高

フィネス外部共振器と注入電流による負帰還制御を使って約 560 Hz の線幅が実現できたことを報告している<sup>17)</sup>. この値は先の(3)式で表される半導体レーザーの場合の自然放出雑音限界で決まる線幅を大きく下回るものである. また外部のファブリペロー共振器からの光帰還によって半導体レーザーの線幅は 10 kHz 程度にまで下げられることが Dahmani らによって示されている<sup>10)</sup>. さらに最近, Shin らによってこの光帰還を用いてあらかじめ線幅を約 10 kHz に狭帯化した半導体レーザーを高フィネス基準共振器を使って周波数制御することによって約 1 Hz の線幅に相当する周波数雑音の抑圧が実現されている<sup>18)</sup>.

このように基準共振器を用いた周波数制御によってレーザーの周波数安定度は先の(5)式で表される検出器のショット雑音(量子雑音)で決まる限界にほぼ達することが確認されている. しかしこうしたレーザーの周波数安定度向上は基準共振器に対する相対的な安定度の向上で, 外乱による基準共振器自身の揺らぎによってレーザーの絶対周波数の安定度は大きく制限されてしまう. このためレーザーの真の周波数超安定化を得るには基準共振器の安定度向上が必須である. 現在, ファブリペロー共振器に用いられている誘電体多層膜ミラーの性能は非常に良くなってきており, 反射率 99.99% 以上, 損失 100 ppm 以下, フィネスにして 70,000 以上が実現されている. これは共振器の線幅  $\Delta\nu_r < 10$  kHz,  $Q$  値にして  $Q = \nu_r / \Delta\nu_r \sim 10^{11}$  に相当する. それに対して共振器の共振周波数をその分解能  $1/Q \sim 10^{-11}$  以下の安定度に保つ

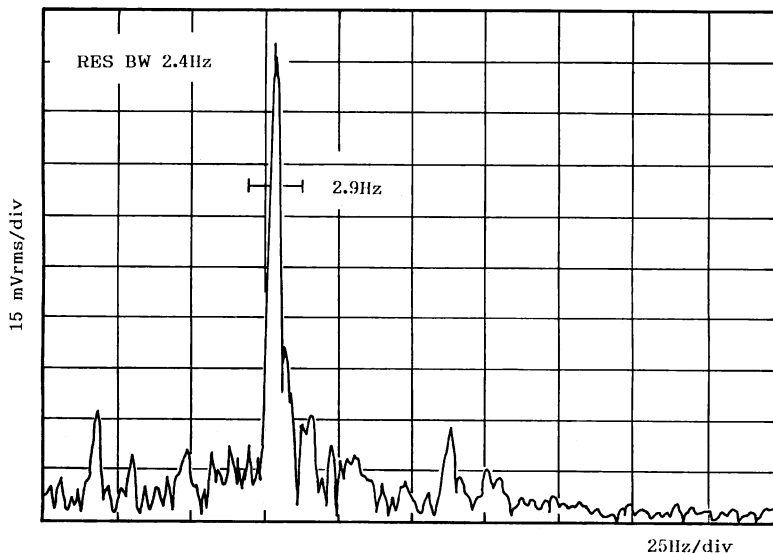


図4 周波数安定化した2台の Nd:YAG レーザーのヘテロダインビート信号<sup>16)</sup>

ためには、その共振器のスペーサーの長さをきわめて安定にしなければならない。たとえば可視域で数 Hz 以下のレーザーの周波数揺らぎは周波数安定度にして約  $10^{-14}$  に相当する。これは共振器長 0.25 m とすると共振器のスペーサー長の変化は実に  $2.5 \times 10^{-5}$  A 以下にしなければならない。これはスペーサーの材料に温度膨張係数約  $10^{-8}$  のゼロデュアと呼ばれるセラミックガラスを用いたとしても温度揺らぎを  $10^{-6}$  K 以下に制御する必要がある。また周囲の温度揺らぎや振動および音響による影響を避けるため、 $P < 10^{-6}$  Torr 以下の高真空中にワイヤーで釣り下げられる。このように外部の揺らぎの影響を極力排除しても低い周波数領域 (<100 Hz) の振動を完全に取り除くことはむずかしく、これが実際の安定度を決めている。また長期の安定度は残留ガスの影響やスペーサーの材料自身の変形などによる大きなドリフトがある<sup>19)</sup>。このような基準共振器の安定度の限界によって、周波数高安定化レーザーの実質的な周波数変動は数 10 Hz、周波数安定度にして  $\Delta\nu_0/\nu_0 \sim 5 \times 10^{-14}$  程度である。

このため線幅 1 mHz 以下、周波数安定度が  $10^{-18}$  以下の周波数超高安定化レーザーを実現するには、いままで用いられてきたファブリ・ペロー基準共振器に代わる新しい周波数基準が必要になるだろう。その一つに原子および分子の高分解能分光を用いて絶対周波数を安定化する方法があり、これは現在長さの標準として用いられている周波数安定化 He-Ne レーザーに用いられている。レーザー周波数の短期安定度を高フィネスのファブリ・ペロー共振器を用いた周波数制御で向上し、振動および温度揺らぎによるドリフトが大きく影響する長期安定度は原子・分子の高分解能分光を用いて得ようとするものである<sup>14)</sup>。しかし先の超高安定度を得るには、原子・分子の吸収線の線幅は少なくとも 1 Hz 以下が要求される。このような超高分解能な分光を利用する具体的な応用については次の章でふれることとする。

#### 4. 超高コヒーレントレーザーの応用

現在、最もレーザーの周波数安定性が要求される応用分野としてあげられるのはレーザー干渉計型重力波検出器のための光源である。この重力波検出に要求されるレーザーの性能に関しては詳しくは先の大橋らによる解説<sup>1)</sup>を参照してほしい、ここではこのためのレーザーの周波数安定化および高出力化についての最近の研究を紹介する。

周波数超高安定および高出力なレーザーを実現する方

法としては、低出力の半導体励起 Nd:YAG レーザーを周波数安定化し、これをマスターレーザーとして高出力 (>10 W) のフラッシュランプ励起 Nd:YAG レーザー注入同期することが現在考えられている。マスターレーザーとしての半導体励起 Nd:YAG レーザーに関しては先の章でも示したようにきわめて高い周波数安定度が実現されており、周波数雑音密度にして  $\dot{\nu} = 12.5$  mHz/ $\sqrt{\text{Hz}}$  (@ 1 kHz) 程度である<sup>15)</sup>。しかし重力波検出に要求されるレーザーの周波数雑音は少なくともさらにこれよりも  $10^{-4}$  小さい値であるが<sup>1)</sup>、これはさらにフィネスが高いファブリ・ペロー共振器および高出力なレーザーを用いて周波数弁別感度の向上を図れば安定度はさらに向上すると思われる。一方、高出力化に関してはこの半導体励起 Nd:YAG レーザーをフラッシュランプ励起の Nd:YAG レーザーに注入同期を行うことによって 10 W 以上の高出力が得られている<sup>19,20)</sup>。得られた高出力スレーブレーザーの周波数雑音はマスターレーザーのそれより若干悪くなる程度である。この高出力スレーブレーザーもフラッシュランプ励起から高出力半導体レーザー励起に置き換えることが考えられており<sup>19)</sup>、これによって超高安定・高出力・高効率なレーザーが実現できることになる。

現在、周波数および時間の標準として使われている Cs 原子時計の周波数安定度および周波数確度は、装置のサイズ、磁場の不均一性や二次のドップラー効果による周波数シフトなどの要因によって制限されており、これ以上の飛躍的な性能向上はむずかしい。これに対して最近、イオントラップ中の 1 個のイオンを原子時計に用いることが提案されており、これによって周波数安定度および確度を大幅に向上できる可能性が示唆されている<sup>21)</sup>。現在提案されているものはレーザー冷却によって 1 個の水銀イオン ( $\text{Hg}^+$ ) を極低温にして捕捉し、これからのマイクロ波 (40 GHz) または紫外光 (282 nm) の遷移を周波数標準として用いようとするものである。とくに紫外域 (282 nm) の電気四重極遷移の自然幅は 1 Hz 程度と見積もられているため、自然幅で決まる分解能を得るにはレーザーの線幅は 1 Hz 以下が要求される。現在、この 282 nm の紫外光は 563 nm の色素レーザーの SHG を利用している。高分解能分光の結果、約 80 Hz の分解能が得られており<sup>3,14)</sup>、これは用いた周波数安定化色素レーザーの線幅によっておもに制限されている (図 5)<sup>3)</sup>。この周波数安定化レーザーに使われている基準共振器のフィネスは約 70,000 で、線幅にして約 8 kHz である。先の章で述べたようにレーザー周波数は

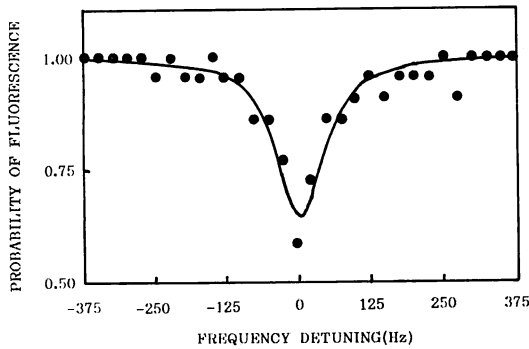


図5 イオントラップ中の単一  $\text{Hg}^+$  イオンの高分解能分光<sup>3)</sup>. 563 nm 色素レーザーの周波数に対する単一  $\text{Hg}^+$  イオンからの蛍光強度をプロットしたもの.

基準共振器の共振周波数に対して  $\pm 1 \text{ Hz}$  程度の誤差範囲で安定化できるようになっているため、レーザーの真の周波数安定度は基準共振器の安定度によって決まる。この単一イオンの高分解能分光を用いることによってレーザー周波数の真の線幅および周波数安定度が評価できることになる。きわめて正確な温度制御および徹底的な除振によって基準共振器の短期安定度向上を行い、 $\text{Hg}^+$  イオンの自然幅 (1.3 Hz) で決まる高分解能分光を用いて長期安定度向上を行うことができれば、周波数精度  $10^{-18}$ 、周波数安定度  $10^{-15}$  以下の周波数超高安定化レーザーが実現しうる。現在この実験には  $\text{Ar}^+$  レーザー励起色素レーザーが用いられているが、これをさらに安定度が良い半導体レーザー励起固体レーザーなどに置き換えることが検討されている。

このような超高コヒーレントレーザーを用いた原子の高分解能分光はこの他にも基本的な物理定数の精密測定や物理の基本法則の検証などに応用することもいくつか考えられている。その一つに水素原子の  $1\text{S}-2\text{S}$  遷位の高分解能分光による遷移周波数の精密測定がある<sup>22)</sup>。この水素の  $1\text{S}-2\text{S}$  間の遷移周波数は約  $2.5 \times 10^{15} \text{ Hz}$  (波長 121 nm) で、その自然幅は 1.3 Hz であるためこの自然幅で決まる分解能で測定すれば  $5 \times 10^{-16}$  の精度でその周波数を決定することができる。この  $1\text{S}-2\text{S}$  間の遷移周波数から、 $1\text{S}$  単位のラムシフトを精密に導き出すことができ、量子電気力学 (QED) による計算値と比較してその検証を行うことができる。また現在約  $10^{-9}$  の精度で求められているリッドベルグ定数をさらに高精度で決定することも可能になる。現在までのところ測定はセル内の水素原子を用いているためその分解能は 10 MHz 程度であるが<sup>22)</sup>、低温に冷却した原子線源や原子噴水の方法を用いることによって自然幅 1.3 Hz 程度の

分解能を達成することも不可能ではない。このような高分解能分光を行うにはレーザーの線幅は少なくとも自然幅の 1.3 Hz 以下である必要がある。また測定した紫外光の遷移周波数を周波数領域で測定するには、周波数チェーンと呼ばれる手法を用いて紫外域のレーザーの周波数を赤外およびマイクロ波領域まで周波数変換して原子時計による周波数標準と比較する<sup>23)</sup>。このため紫外域から可視および赤外にわたって多くの周波数高安定化レーザーを用意する必要がある。

また物理の基本法則である特殊相対性理論の検証にも周波数超高安定化レーザーが必要とされており、その一つに空間の異方性の測定がある。ファブリ・ペロー共振器に周波数安定化したレーザーを用いて共振器の方向に依存するレーザー周波数の変化を測定した例があり、空間の異方性は長さの変化にして  $\Delta l/l = 1.5 \times 10^{-15}$  以内であることが確かめられている<sup>24)</sup>。しかしこれは共振器内では光が往復するため一方の光速は計れない。これに対して最近、Ne 原子ビームのドップラーフリー二光子吸収を用いた実験がある<sup>25)</sup>。これは2次のドップラー効果により生ずる周波数シフトを精密測定することによって一方の光速の方向依存性を調べるものである。この実験によると、光速の異方性の上限は  $\Delta c/c \leq 3 \times 10^{-9}$  であることが確認された。この結果は主に実験の系統的な誤差によって制限されているため、さらに高精度な実験が計画されている。

## 5. おわりに

以上、レーザーの極限的な性能の追求という観点から超高コヒーレントレーザーの実現およびその応用に関して紹介してきた。レーザーのコヒーレンスの追求はレーザーが発明されて以来の永遠のテーマであり、これから先も引き続き研究が続けられるであろう。周波数超高安定化レーザーは基礎物理だけでなく産業分野においても今後必要不可欠なものになっており、この実現はこれらの応用分野に大きなインパクトをもたらすだろう。また一方、レーザーの周波数安定度のさらなる向上にはきわめて安定な周波数基準が必要となっており、これには原子・分子の超高分解能分光などの手法が必要不可欠になると考えられる。このため、超高コヒーレントレーザーの実現はこの応用分野である原子物理、量子光学などの研究とともにその成果を互いに取り入れながら進めていく必要があるだろう。

## 文 献

- 1) 大橋正健, 藤本真克: “レーザー干渉計による重力波検出”, 光学, **19** (1990) 505-510.
- 2) D. J. Wineland, W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, F. Diedrich and S. L. Gilbert: “High accuracy spectroscopy of stored ions,” *Frequency Standards and Metrology*, ed. A. DeMarchi (Springer-Verlag, Berlin, 1989) pp. 71-77.
- 3) B. G. Levi: “Ion sits still for sharp ‘picture’ of its optical transition,” *Phys. Today*, **42**, 9 (1989) 17-18.
- 4) Y. Yamamoto and H. A. Haus: “Preparation, measurement and information capacity of optical quantum states,” *Sev. Mod. Phys.*, **58** (1986) 1001-1020.
- 5) A. Schawlow and C. Townes: “Theory of infrared and optical masers,” *Phys. Rev.*, **112** (1958) 1940-1949.
- 6) A. Yariv and W. Caton: “Frequency, intensity, and field fluctuations in laser oscillators,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-10** (1974) 509-515.
- 7) D. Welford and A. Mooradian: “Output power and temperature dependence of the linewidth of single-frequency cw (GaAl) As diode lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, **40** (1982) 865-867.
- 8) R. Drever, J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley and H. Ward: “Laser phase and frequency stabilization using and optical resonator,” *Appl. Phys. B*, **31** (1983) 97-105.
- 9) 盛永篤郎: “位相安定レーザーの実現”, 光学, **16** (1987) 380-386.
- 10) B. Dahmani, L. Hollberg and R. Drullinger: “Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback,” *Opt. Lett.*, **12** (1987) 876-878.
- 11) C. Salomon, D. Hils and J. L. Hall: “Laser stabilization at the milihertz level,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **5** (1988) 1576-1587.
- 12) D. Hils and J. L. Halls: “Ultra-stable cavity-stabilized lasers with subhertz linewidth,” *Frequency Standards and Metrology*, ed. A. DeMarchi (Springer-Verlag, Berlin, 1989) pp. 162-173.
- 13) R. Kallenbach, C. Zimmermann, D. H. McIntyre and T. W. Hänsch: “A blue dye laser with sub-kilohertz stability,” *Opt. Commun.*, **70** (1989) 56-60; R. Kallenbach, T. W. Hänsch and R. G. DeVoe: “Locking of a 486 NM dye laser at the subhertz level,” proceeding of the CLEO '89 Postdeadline Papers PD 30 (1989).
- 14) M. G. Raisen, F. Elsner, J. C. Bergquist, W. M. Itano and D. J. Wineland: “Spectroscopy of a single  $^{199}\text{Hg}^+$  ion,” *Technical Digest of 17th IQEC* (Optical Society of America, Anaheim, 1990) p. 218.
- 15) D. Shoemaker, A. Brillet, C. N. Man, O. Cregut and G. Kerr: “Frequency-stabilized laser-diode-pumped Nd: YAG laser,” *Opt. Lett.*, **14** (1989) 609-611.
- 16) T. Day, E. K. Gustafson and R. L. Byer: “Active frequency stabilization of a 1.062- $\mu\text{m}$ , Nd: GGG, diode-laser-pumped nonplanar ring oscillator to less than 3 Hz of relative linewidth,” *Opt. Lett.*, **15** (1990) 221-223.
- 17) M. Ohtsu, M. Murata and M. Kourogi: “FM noise reduction and subkilohertz linewidth of an AlGaAs laser by negative electrical feedback,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-26** (1990) 231-241.
- 18) C-H. Shin and M. Ohtsu: *Opt. Lett.* (投稿中).
- 19) C. D. Nabors, A. D. Farinas, T. Day, S. Y. Yang, E. K. Gustafson and R. L. Byer: “Injection locking of a 13-W cw Nd: YAG ring laser,” *Opt. Lett.*, **14** (1989) 1189-1191.
- 20) O. Cregut, C. N. Man, D. Shoemaker, A. Brillet, A. Menhert, P. Peuser, N. P. Schmitt, P. Zeller and K. Wallmeroth: “18 W single-frequency operation of an injection-locked, cw, Nd: YAG laser,” *Phys. Lett. A*, **140** (1989) 294-298.
- 21) D. J. Wineland, W. M. Itano, J. C. Bergquist and F. L. Walls: “Proposed stored  $^{201}\text{Hg}$  ion frequency standards,” *Proceedings of the 35th Annual Frequency Control Symposium* (USAERADCOM, Fort Monmouth, 1981) pp. 602-611.
- 22) R. G. Beausolei, D. H. McIntyre, C. J. Foot, E. A. Hildum, B. Couillaud and T. W. Hänsch: “Continuous-wave measurement of the 1S lamb shift in atomic hydrogen,” *Phys. Rev. A*, **35** (1987) 4878-4881.
- 23) D. A. Jennings, C. R. Pollack, F. R. Petersen, R. E. Drullinger, K. M. Evenson, J. S. Wells, J. L. Hall and H. D. Layer: “Direct frequency measurement of the  $\text{I}_2$ -stabilized He-Ne 473-THz (633-nm) laser,” *Opt. Lett.*, **8** (1983) 136-138.
- 24) A. Brillet and J. L. Hall: “Improved laser test of the isotropy of space,” *Phys. Rev. Lett.*, **42** (1979) 549-552.
- 25) E. Riis, L-U. A. Andersen, N. Bjerre, O. Poulse, S. A. Lee and J. L. Hall: “Test of the isotropy of the speed of light using fast-beam laser spectroscopy,” *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988) 81-84.