

オフセットレーザポンピングによる Rb 原子発振器の光シフトの解析

松 田 勲* 山 口 静 夫**

Analysis of the light shift in a Rb atomic clock pumped by detuned laser

Isao MATSUDA Shizuo YAMAGUCHI*

In recent years, laser pumped Rb atomic clocks have been numerously studied and developed to reduce “light shift” and increase the accuracy and stability of the frequency. Previously, we reported on the measurement of the linewidths and S/N of the optical-microwave double resonance signal and the light shift in a Rb atomic clock pumped by a stabilized diode laser. In this paper, the light shift was numerically calculated by using the theory proposed by Cohen-Tannoudji & Barrat. Furthermore, contributions of the laser power and frequency detuning to the light shift were also estimated to attain the microwave frequency stability as high as 10^{-12} .

1. まえがき

Rb 原子発振器は、精密測定器や、通信の分野、航法システムなどにおいて、周波数の基準として使用されている。従来の Rb 原子発振器では、 ^{87}Rb ランプと ^{85}Rb と Ar, N_2 などのガスを封入したフィルタセルとの組み合わせを用いるか、あるいは、共鳴セルに天然 Rb を用いて、それに含まれている ^{85}Rb によるフィルタ効果を利用している。ところがフィルタされた光は、スペクトルの中心周波数が元のものからずれてしまうため、原子発振器の周波数の基準として用いるマイクロ波共鳴周波数のシフト、いわゆる「光シフト」を引き起こす⁽¹⁾。またランプの寿命や、安定度などにも問題がある。ところで、半導体レーザーは単一周波数で発振するので、光ポンピングに必要な周波数で

レーザを周波数安定化して、これをランプにかわるポンピング光源として用いる方法が提案され、研究が進められている。たとえば、橋本らは光シフトの解消を図ることを試み、 $^{87}\text{RbD}_2$ 線 ($5^2\text{S}_{1/2} \leftrightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$) を用いた半導体レーザ励起型 Rb 原子発振器の動作を報告している^(2,3)。

また Camparo らはバッファガスを封入した Rb セルを用いた二重共鳴信号の光シフトについて報告している⁽⁴⁾、McClelland らは共鳴線の線幅の狭帯域化 (narrowing) について解析し⁽⁵⁾、Rahman らはコーティングセルを用いて非常に狭い共鳴線を検出している⁽⁶⁾。これらの実験では、ポンピング光として D_1 線 ($5^2\text{S}_{1/2} \leftrightarrow 5^2\text{P}_{1/2}$) が用いられている。ところで、ランプ励起の場合には、 D_2 線でポンピングする方が信号強度が大きいという報告もあるが⁽⁷⁾、先に述べた報告例や、 D_2 線にくらべてスペクトルが単純であるということを考慮して、我々は、 D_1 線で周波数安定化した半導体レーザーをポンピング光源として採用し、共鳴信号の特性について報告した⁽⁸⁾。

平成 4 年 9 月 4 日受理

* 本学電子工学科教授

** 愛知技術短期大学電子工学科助教授

Department of Electronics, Aichi College of Technology

ところで、ポンピング光源用レーザの安定化と原子発振器の周波数の基準として用いるマイクロ波共鳴周波数の安定化とを一個のセルを用いて行うが⁽⁹⁻¹³⁾, 光シフトが零になるレーザの周波数と、レーザの安定化に用いる吸収線の周波数とが一致しないため、光シフトを零にするためには、レーザの周波数をオフセットしてポンピングしなければならない。

本研究では、レーザ周波数を共鳴吸収線の中心からオフセットしてポンピングしたときのマイクロ波共鳴周波数のシフトを、Cohen-Tannoudji & Barrat⁽¹⁴⁾らの理論を用いて数値計算によって求め、文献(8)で報告した測定値と比較・検討を行った。さらに、光シフトに及ぼすポンピングレーザのパワーおよび周波数の影響を検討した。

2. 光シフトの計算

光とマイクロ波の二重共鳴において、ポンピング光の中心周波数が、ポンピングされる準位間の周波数と一致していないときに、ポンピング光強度が変化すると、マイクロ波共鳴周波数が変化する現象を光シフトというが、これについて数値計算を行う。

2.1 ポンピング光によるエネルギー準位の変化

Cohen-Tannoudji & Barratによれば、光シフトは、ポンピング光 $u(\nu)$ の中心 ν_p が原子の共鳴線の中心周波数 ν_0 からはずれているときにも、仮の (virtual) 遷移が起こり、その差に相当するエネルギーが基底準位に伝達されることに基づいている。そのエネルギーの変化 ΔE は、次式で与えられる⁽¹⁴⁾。

$$\Delta E = K \int_0^\infty u(\nu) v(\nu) d\nu \quad (1)$$

ここで、 K は光と原子の相互作用を表す定数である。

ポンピング光のスペクトル $u(\nu)$ は、ガウス形と考え、次のようにおく。

$$u(\nu) = A_p \exp \left[-\ln 2 \times \left(\frac{\nu - \nu_p}{\Delta/2} \right)^2 \right] \quad (2)$$

ただし A_p : 中心周波数 ν_p の光強度

Δ : ポンピング光のドップラー幅

このとき、周波数領域 $d\nu$ 内の光強度は、 $u(\nu) d\nu$ で与えられる。

$v(\nu)$ は共鳴周波数 ν_0 を中心とする分散型の関数であり、次式で与える。

$$v(\nu) = A_v \frac{\nu - \nu_0}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (3)$$

ただし、 A_v : 共鳴の強さに比例する定数
また、 Γ は原論文ではポンピング光の自然幅としているが、ここでは光領域の共鳴線の幅と考える。これらの関係を図1に示す。

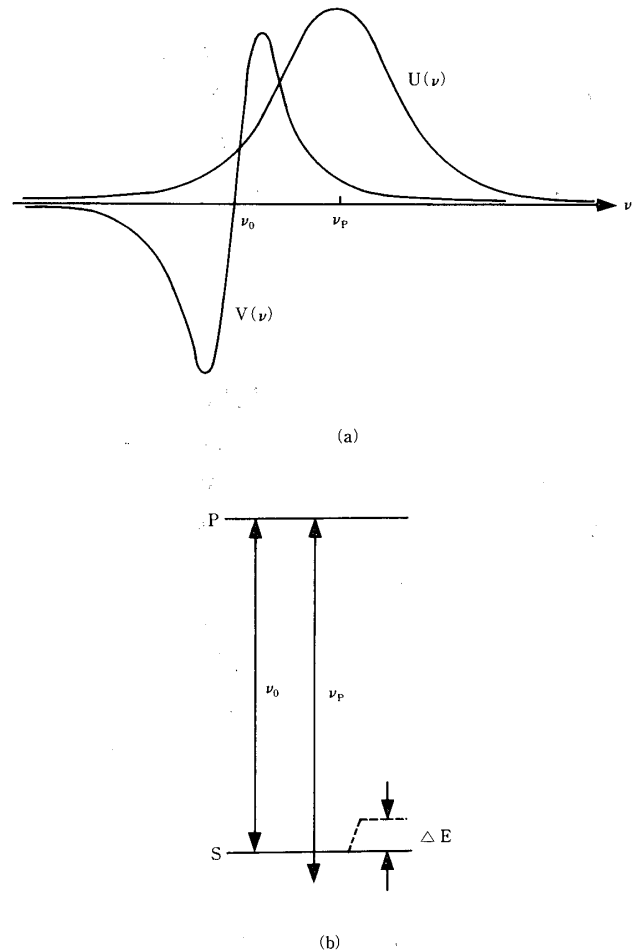


図1 (a) ポンピング光スペクトル $u(\nu)$ と分散型関数 $v(\nu)$ の関係
(b) ポンピング光によるエネルギー準位の変化
 ν_p : ポンピング光 $u(\nu)$ の中心周波数,
 ν_0 : 励起準位 P より基底準位 S に遷移する光の周波数

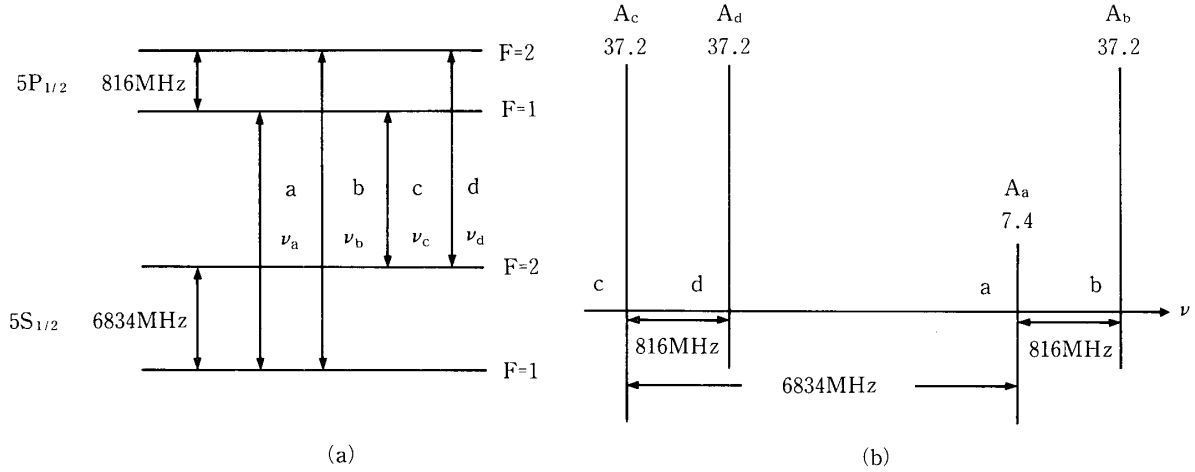


図 2 (a) $^{87}\text{RbD}_1$ 線のエネルギー準位
(b) 共鳴線の強度比

$^{87}\text{RbD}_1$ 線のエネルギー準位をモデル化したものとそれぞれの相対スペクトル強度を図 2 に示す⁽¹⁵⁾。図 2 (a) に示すように、基底準位と励起準位はともに、それぞれ 2 本に分かれており、共鳴線が 4 本存在する。これら 4 本の吸収線は Rb 原子のドップラー幅や、封入ガスによる圧力幅によって、それぞれ 1000 [MHz] 程度の線幅をもっており⁽¹⁶⁾、この幅は、励起準位の間隔 816 [MHz]、および、基底準位の間隔 6834 [MHz] にくらべて無視できない幅である。それゆえ、式 (3) の $\nu(\nu)$ を次のようにおく。

$$\begin{aligned} \nu(\nu) &= \nu_a(\nu) + \nu_b(\nu) + \nu_c(\nu) + \nu_d(\nu) \quad (4) \\ &= A_a \frac{\nu - \nu_a}{(\nu - \nu_a)^2 + (\Gamma_a/2)^2} \\ &\quad + A_b \frac{\nu - \nu_b}{(\nu - \nu_b)^2 + (\Gamma_b/2)^2} \\ &\quad + A_c \frac{\nu - \nu_c}{(\nu - \nu_c)^2 + (\Gamma_c/2)^2} \\ &\quad + A_d \frac{\nu - \nu_d}{(\nu - \nu_d)^2 + (\Gamma_d/2)^2} \quad (5) \end{aligned}$$

ただし $A_a \sim A_d$ は共鳴強度を表し、数値計算では図 2 (b) に示す値を使う。

2.2 マイクロ波共鳴周波数の変化

図 3 に示すように周波数 ν_p (ただし、 $\nu_p > \nu_b$) の光で、ポンピングした場合には、基底準位 S の $F=1, 2$ 準位にそれぞれ $\Delta E_1, \Delta E_2$ のエネルギーのシフトを与える。したがって基底準位間のマイクロ波共鳴周波数の変化 $\Delta \nu_M$ は、

$$\Delta \nu_M = (\Delta E_2 - \Delta E_1) / h \quad (6)$$

ただし、 h : プランクの定数

として与えられる。ここで、 ΔE_1 に寄与するのは式 (4) の ν_a と ν_b であり、 ΔE_2 に寄与するのは ν_c と ν_d である。したがって、光シフトの計算においては、

$$A_a < 0, A_b < 0, A_c > 0, A_d > 0$$

とする必要がある。

2.3 光シフトの計算

基底状態のエネルギー準位の変化は、以上述べたことから次式を計算することにより得られる。

$$\begin{aligned} \Delta \nu_M &= \frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{h} \\ &= \frac{K}{h} \int_0^\infty u(\nu) \\ &\quad \times \{ \nu_a(\nu) + \nu_b(\nu) + \nu_c(\nu) + \nu_d(\nu) \} d\nu \end{aligned}$$

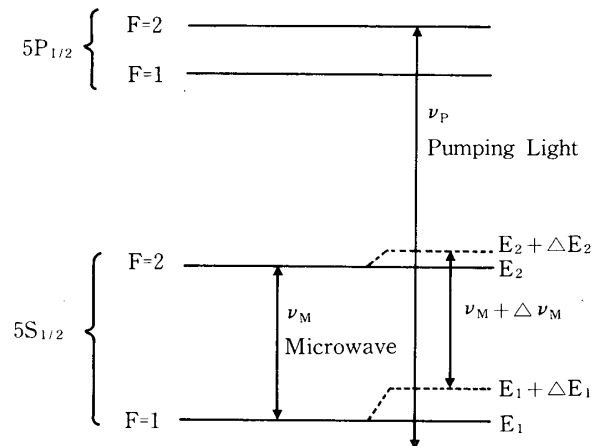


図 3 ポンピング光によるエネルギー準位の変化

$$\begin{aligned}
&= K' \int_0^{\infty} \exp \left[-\ln 2 \times \left(\frac{\nu - \nu_p}{\Delta/2} \right)^2 \right] \\
&\quad \times \left\{ A_a \frac{\nu - \nu_a}{(\nu - \nu_a)^2 + (\Gamma_a/2)^2} \right. \\
&\quad + A_b \frac{\nu - \nu_b}{(\nu - \nu_b)^2 + (\Gamma_b/2)^2} \\
&\quad + A_c \frac{\nu - \nu_c}{(\nu - \nu_c)^2 + (\Gamma_c/2)^2} \\
&\quad \left. + A_d \frac{\nu - \nu_d}{(\nu - \nu_d)^2 + (\Gamma_d/2)^2} \right\} d\nu \quad (7)
\end{aligned}$$

上式においてポンピング光の中心周波数 ν_p と光領域の共鳴周波数 ν_a との差を

$$\Delta f = \nu_p - \nu_a \quad (8)$$

とおき、さらに積分の原点を ν_a とするために $f = \nu - \nu_a$ とおくと、

$$\begin{aligned}
\Delta \nu_M &= K' \int_{-\nu_a}^{\infty} \exp \left[-\ln 2 \times \left(\frac{f - \Delta f}{\Delta/2} \right)^2 \right] \\
&\quad \times \left\{ A_a \frac{f}{f^2 + (\Gamma_a/2)^2} + v_b(f) + v_c(f) + v_d(f) \right\} df \quad (9)
\end{aligned}$$

となる。

ν_p は光周波数であるから積分区間の考え方として次の2通りが考えられる。

① 積分の下限の $-\nu_a$ を $-\infty$ と置き換えて

積分区間を $-\infty$ から $+\infty$ までとする方法

② 積分の上限の ∞ を ν_a と置き換えて

積分区間を $-\nu_a$ から $+\nu_a$ までとする方法

解析を進めるにあたり、バッファガスによる圧力広がり効果を等価的に Γ に含めることとして、 Γ として 800 [MHz]、 Δ としては、実際の半導体レーザのスペクトル線幅に近い値として 100 [MHz] とした。以下に計算に用いた各パラメータの値を示す。

$$\Gamma = \Gamma_a = \Gamma_b = \Gamma_c = \Gamma_d = 800 \text{ [MHz]}$$

$$\Delta = 100 \text{ [MHz]}$$

$$A_a = -7.4 \quad A_b = -37.2 \quad A_c = A_d = 37.2$$

また、計算は①の方法を用いたが、積分範囲は $\pm\infty$ ではなく、被積分関数とその最大値と比較して十分零とみなせる範囲で行った。積分には、台形公式を用いた。

数値計算の原点： ν_a

積分範囲： $-1000 \sim 2000$ [MHz]

Δf の値： $-400 \sim 1400$ [MHz]

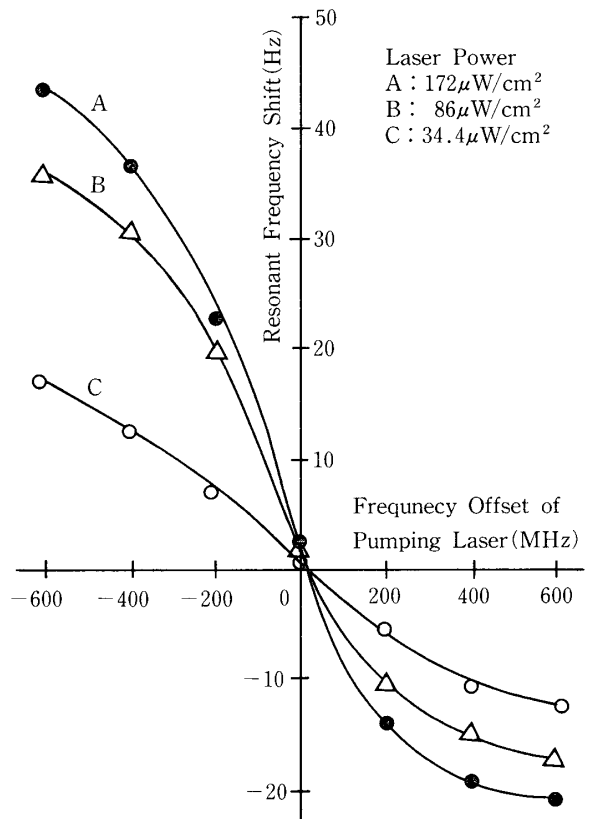


図 4 ポンピングレーザ周波数オフセットに対する共鳴周波数シフトの測定値

実際の計算では、まず、式 (7) の被積分関数の値を求め、図 4 に示す測定値⁽⁸⁾の形状に最もよく合うように、パラメータ Γ と Δ の値を決めた。そのうえで、ポンピング光強度の変化に対応させるため、 K' の値を変えた。5 $S_{1/2}$, $F=1 \leftrightarrow 5 P_{1/2}$, $F=2$ の光共鳴周波数 (図 2 における b 線) 付近におけるマイクロ波共鳴周波数シフト $\Delta \nu_M$ の計算結果を図 5 に示す。原点は、a 線と b 線との重なりによる吸収が最大になる周波数 (3 章参照) とした。計算結果は、光シフトが零となる周波数を中心として非対称になっており、ポンピング光のオフセット周波数が負のときに、マイクロ波共鳴周波数のシフト量が大きくなっている傾向は、実験結果とよく一致したが、オフセット周波数が大きくなると実験値とずれが生じた。

3. 光シフトが零となるポンピング周波数

RbD₁ 線の線形吸収スペクトルを観測すると、ドップラー広がりや封入ガスの圧力広がりのために励起状態のエネルギー準位の分離は観測され

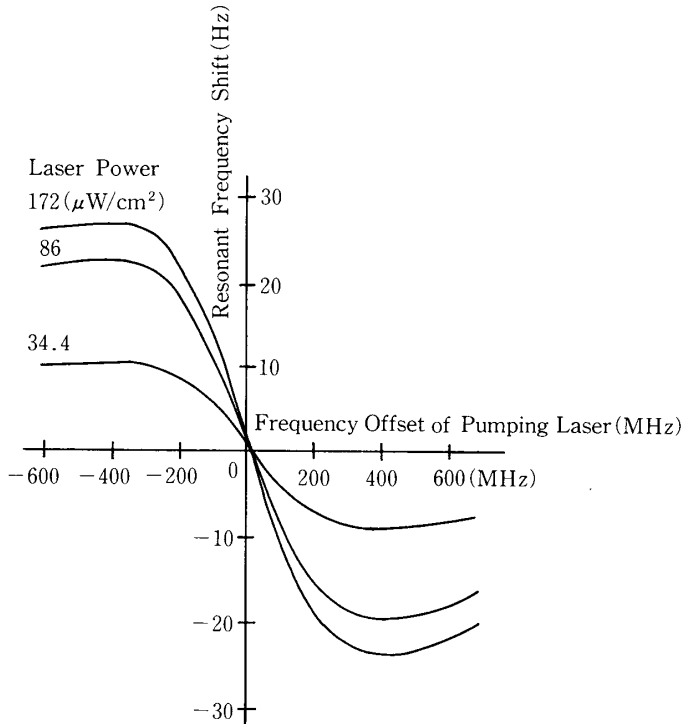


図5 ポンピングレーザ周波数オフセットに対する共鳴周波数シフトの計算値

ず、スペクトルは図2のa線とb線,c線とd線とが重なり合って、それぞれ1本のスペクトル線となっている⁽⁸⁾。本文では、これらの吸収線をab線, cd線と呼び、ab線の吸収が最大になる周波数をab線の中心と呼ぶことにする。図4および図5では、この点を原点にとっている。ここで光シフトの計算に用いたものと同じパラメータで、光シフトが零になる周波数、すなわち、図5において、曲線群が横軸と交わる点を求める。いま⁸⁷Rbの共鳴スペクトル強度a, b, ⁸⁵Rbの共鳴スペクトル強度A, Bをそれぞれa=7.4, b=37.2, A=28.6, B=100とし⁽¹⁵⁾、各共鳴線の幅を800 [MHz]として、⁸⁷Rbと⁸⁵Rbの混合ガスの吸収線のシミュレーション計算を行った。各吸収線のそれぞれの形をガウス形とローレンツ形とについて実行したが、いずれの場合にも、光シフトが零となる周波数は、吸収線abの中心周波数よりも、17 [MHz]高い周波数となった。これは図4の測定結果(15~20 [MHz])とよく一致している。

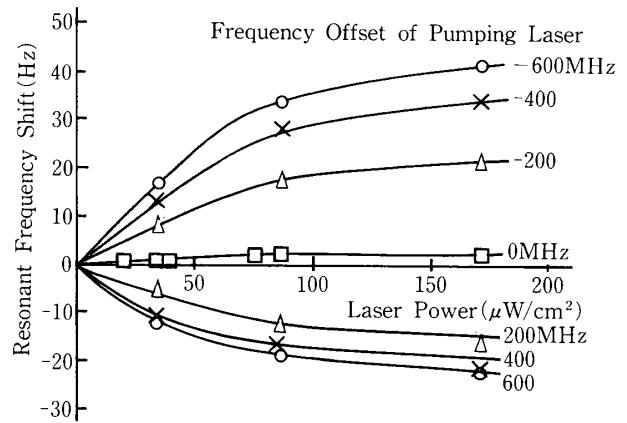


図6 ポンピングレーザパワーに対するマイクロ波共鳴周波数の変化

4. 考察

マイクロ波共鳴周波数を、原子発振器の基準周波数として用いるために必要なポンピングレーザの出力および周波数の安定度について考察する。

4.1 共鳴周波数シフトの係数

図4から明らかなように、レーザパワーが大きくなるにつれてマイクロ波共鳴周波数のシフトも大きくなり、 $\Delta\nu_p < 0$ でポンピングしたときの方が共鳴周波数のシフト量が大きく、非対称となっている。これは、他の準位間の遷移(図2のa, c, d)の影響によるものと思われる。またポンピング光のオフセットが零の周波数よりやや高い周波数で3本の曲線が横軸と交わっている。この周波数が光シフト零となるポンピング周波数であり、 $\Delta\nu_p = 15 \sim 20$ [MHz]となる。この傾向は、 D_2 線でポンピングしたHashimotoらの報告⁽³⁾と同じであるが、彼らの実験結果にくらべて非対称性が大きくなっている。また、オフセット零でレーザパワーを変化させたとき、わずかに周波数シフトが観測されている。

図4の結果を、レーザの周波数を一定量オフセットしてポンピングした場合のレーザパワー P_L に対する共鳴周波数の変化 $\Delta\nu_M$ として表したものを図6に示す。ここで、 $\Delta\nu_M = kP_L^n$ で近似したところ、

$$P_L < 60 [\mu\text{W}/\text{cm}^2] \text{ では } \Delta\nu_M = k_1 P_L \quad (10)$$

$$P_L > 80 [\mu\text{W}/\text{cm}^2] \text{ では } \Delta\nu_M = k_2 P_L^{1/4} \quad (11)$$

でよく表された。ここで k_1, k_2 は定数で、レーザ

表 1 ポンピングレーザの周波数オフセット $\Delta\nu_p$ によるマイクロ波共鳴周波数の変化 $\Delta\nu_M$

| 報告者 | 共鳴周波数シフトの係数 $\Delta\nu_M/\Delta\nu_p$ [Hz/MHz] | ポンピングに用いた レーザの波長 [nm] | レーザパワー | $\Delta\nu_M/\nu_M < 1 \times 10^{-12}$ となるための $\Delta\nu_p/\nu_p$ |
|---------------------------|---|--------------------------|----------------------------------|---|
| Hashimoto ⁽¹¹⁾ | -0.13 | 780.0 (D ₂ 線) | 2880 [μ W/cm ²] | 1.5×10^{-10} 以下 |
| 秋山 ⁽¹³⁾ | -0.3 | 780.0 (D ₂ 線) | 8 [μ W] | 6×10^{-11} 以下 |
| 本研究 | -0.11 | 794.8 (D ₁ 線) | 86 [μ W/cm ²] | 1.7×10^{-10} 以下 |

周波数オフセット量によって値は異なる。図 6 の場合、レーザ周波数オフセットが 0 [MHz] のときには、

$$k_1 = 0.024 \text{ [Hz/(\mu W/cm}^2\text{)]} \quad (12)$$

$$k_2 = 0.58 \text{ [Hz/(\mu W/cm}^2\text{)}^{1/4}\text{]} \quad (13)$$

となった。この結果は、レーザパワー P_L が小さいところでは共鳴周波数の変化量 $\Delta\nu_M$ はレーザパワーに比例し、パワーが大きくなるにつれて、徐々に変化がなくなってくるという Camparo らの報告⁽⁴⁾ とよく一致している。

4.2 ポンピングレーザの出力安定度の影響

レーザを Rb 原子発振器のポンピング光源として用いる場合には、レーザを吸収線 ab の中心に安定化する。この場合には、4.1 で述べたように、レーザの周波数は、光シフト零となる周波数とはならない。ポンピングレーザのオフセットが零のとき、すなわち ab 線の中心に安定化したときには、ポンピングレーザパワー変化に対するマイクロ波共鳴周波数の変化の割合 d ($\Delta\nu_M$)/ dP_L は、レーザパワーが 60 [μ W/cm²] 以下のときは、 k_1 で与えられ、式 (12) から、周波数の変化率として表すと、 $d(\Delta\nu_M/\nu_M)/dP_L = 3.5 \times 10^{-12} [1/(\mu W/cm^2)]$ となる。ところで実験に用いた半導体レーザの出力安定度は、0.9~2.1 [μ W/cm²] 程度であるから、このままでも、レーザの出力変動によるマイクロ波共鳴周波数の変動を、 $\Delta\nu_M/\nu_M = 3.1 \times 10^{-12} \sim 7.4 \times 10^{-12}$ に保つことができる。

4.3 ポンピングレーザの周波数安定度の影響

図 4 より、レーザパワが 86 [μ W/cm²] のとき、原点付近における傾きから、ポンピングレーザの周波数オフセットに対するマイクロ波共鳴周波数シフトの係数は、 $\Delta\nu_M/\Delta\nu_p = -0.11$ [Hz/MHz] となる。表 1 に本研究で得られた結果と Hashimoto ら⁽¹¹⁾ および秋山ら⁽¹³⁾ による報告結果を

まとめた。表からわかるように、レーザの周波数安定度の影響は、D₂ 線によるポンピング例とくらべて本研究で用いた D₁ 線でのポンピングの場合の方がやや有利な値となっている。我々の実験では、ab 線の中心にレーザを安定化した場合の周波数安定度は、70.7 [μ W/cm²] の出力のときに、 $\Delta\nu_p/\nu_p = 1.32 \times 10^{-10}$ であった⁽⁸⁾ ので、ポンピングレーザの周波数変動によるマイクロ波共鳴周波数の変動 $\Delta\nu_M/\nu_M$ は、 1×10^{-12} 以下になっていると考えられる。

5. むすび

天然 Rb と混合ガスを封入したセルを用いて、D₁ 線でオフセットポンピングしたレーザ励起 Rb 二重共鳴信号の周波数特性を数値計算によって求め、前に得られた測定値と比較・検討した。

①マイクロ波共鳴周波数の光シフトを Cohen-Tannoudji & Barrat らの理論を適用して、求めた。光ポンピングを行っている準位のみではなく、他のエネルギー準位の影響も考慮して光シフト量を計算することにより、実験結果をよく説明できた。またその結果から、光シフトを零にするためには、⁸⁷Rb の 5 S_{1/2}, F=1 \leftrightarrow 5 P_{1/2}, F=2 の遷移の共鳴周波数よりも数 MHz 高い周波数で、光ポンピングを行うのが有効であることがわかった。

②実験に用いたレーザ出力の安定度は 2.5×10^{-2} 以下であったので、ポンピングレーザの出力変動によるマイクロ波共鳴周波数の変動を 1×10^{-12} 以下に保つことができることがわかった。

③レーザの周波数安定度として、 1.7×10^{-10} 以下であれば、ポンピングレーザの周波数変動によるマイクロ波共鳴周波数の変動を 1×10^{-12} 以下に抑えることができることがわかり、これは D₂ 線でポンピングした場合の報告例とくらべて、や

や有利である結果を得た。

参考文献

- (1) A. Kastler, "Displacement of energy levels of atoms by light", J. Opt. Soc. Am., 53, 8 pp. 902-910 (1963)
- (2) 橋本 実, 小沢秀隆, 大津元一, "半導体レーザー励起ルビジウム原子発振器", 信学技報, OQE 85-3, pp. 15-22 (1985)
- (3) M. Hashimoto and M. Ohtsu, "Experiments on a semiconductor laser pumped Rubidium atomic clock", IEEE. J. Quantum Electron., QE-23, pp. 446-451, April (1987)
- (4) J. C. Camparo, R. P. Frueholz and C. H. Volk, "Inhomogeneous light shift in alkali-metal atoms", Phys. Rev. A, 27, pp. 1914-1924, April (1983)
- (5) T. McClelland, L. K. Lam and T. M. Kwon, "Anomalous narrowing of magnetic-resonance linewidths in optically pumped alkali-metal vapors", Phys. Rev. A, 33, pp. 1697-1707, March (1986)
- (6) C. Rahman and H. G. Robinson, "Rb 0-0 hyperfine transition in evacuated wall-coated cell at melting temperature", IEEE. J. Quantum Electron., QE-23, pp. 452-454, April (1987)
- (7) M. Arditi and T. R. Carver, "Pressure, light and temperature shifts in optical detection of 0-0 hyperfine resonance of alkali metals", Phys. Rev., 124, 3, pp. 800-809 (1961)
- (8) 松田 勲, 山口静夫, 林原 毅, "レーザー励起型 Rb 原子発振器の基礎特性", 東京工芸大学工学部紀要, 10, 1, pp. 88-97 (1987)
- (9) 山口静夫, 松田 勲, 鈴木正夫, "単一セルを用いた半導体レーザー励起型 Rb 原子発振器の基礎特性", 第 46 回応用物理学学会学術講演会, 3 a-ZC-1 (1985)
- (10) 山口静夫, 松田 勲, 鈴木正夫, "単一セルを用いた半導体レーザー励起型 Rb 原子発振器の諸特性", 第 33 回応用物理学関係連合講演会, 4 a-ZH-6 (1986)
- (11) M. Hashimoto, M. Ohtsu and H. Furuta, "Ultrasensitive frequency discrimination in a diode laser pumped ^{87}Rb atomic clock", Proc. 41st Ann. Freq. Control Symp. pp. 25-35, June (1987)
- (12) M. Hashimoto and M. Ohtsu, "Improvement of frequency accuracy in a semiconductor laser pumped ^{87}Rb atomic clock", CP88, WEB2-4, June (1988)
- (13) 秋山浩二, 水田淑也, 大手明, 古賀保喜, "半導体レーザー励起ルビジウムセル型原子周波数標準の実験", SICE'88, JS 7-4 (1988)
- (14) J. P. Barrat and C. Cohen-Tannoudji, "Etude du pompage optique dans le formalisme de la matrice densité", J. Phys. Rad., 22, 6, pp. 329-336 (1961)
- (15) H. M. Gibbs and R. J. Hull, "Spin-exchange cross sections for $\text{Rb}^{87}\text{-Rb}^{87}$ and $\text{Rb}^{87}\text{-Cs}^{133}$ collisions", Phys. Rev., 153, 1, pp. 132-151 (1967)
- (16) N. Kuramochi, T. Matsuo, I. Matsuda and H. Fukuyo, "Spectral profiles of the ^{87}Rb D_1 line emitted from a spherical electrodeless lamp", Jpn. J. Appl. Phys., 16, 5, pp. 673-679 (1977)