

# 卒業論文

光会合用レーザーシステムの開発

指導教員 井上 慎 准教授

平成25年2月提出

東京大学工学部 物理工学科

03-100562 鈴木 皓博



# 目次

第 1 章	序論	7
1.1	歴史的背景	7
1.2	目的	7
1.3	構成	9
第 2 章	ロックの原理	11
2.1	PDH 法	11
2.2	飽和吸収分光	15
2.2.1	飽和吸収分光	15
2.2.2	FM サイドバンド法	16
第 3 章	レーザシステムの開発	19
3.1	レーザシステムの概要	19
3.2	外部共振器型半導体レーザー	21
3.3	原子の共鳴線へのロック	22
3.4	Cavity によるレーザ周波数の安定化	26
3.4.1	Transfer Cavity	26
3.4.2	Transfer Cavity を介した ECDL2 の安定化	31
3.5	PA 光源と参照光源とのビートの観測	36
3.5.1	ビートロック	36
3.5.2	PA 光源とのビートの観測	39
第 4 章	まとめと今後の展望	41
付録 A	Zeeman slower のモンテカルロ法によるシミュレーション	43
A.1	Zeeman slower とは	43
A.2	磁場の設計と飽和パラメータの関係	44
A.3	Transverse heating	47
A.4	シミュレーションに用いたコード	50
付録 B	回路図	55
B.1	Cavity を ECDL1 にロックする回路	55
B.2	OPLL 回路	56
B.3	高速 Photo-detector	57

---

付録 C	Optical Phase Lock Loop について	59
参考文献		63
謝辞		65

# 目次

1.1	光格子中の原子	8
1.2	光会合の概要	9
2.1	cavity	11
2.2	cavity lock 系の概略	12
2.3	微分信号	13
2.4	ドップラー効果	15
2.5	飽和吸収分光の概要	16
2.6	クロスオーバー	17
2.7	FM サイドバンド法の概略図	17
3.1	レーザーシステムの概要	20
3.2	レーザーシステムの概要 (周波数)	20
3.3	ECDL の概要図	21
3.4	$^{85}\text{Rb}$ の D1 線	22
3.5	ドップラー広がり	23
3.6	飽和吸収信号	23
3.7	FM サイドバンド法の系	24
3.8	FM サイドバンド法の系の写真	24
3.9	FM サイドバンド法微分信号	25
3.10	FM サイドバンド法による ECDL1 のロック	25
3.11	Cavity へのガウシアンビームの入射	26
3.12	Cavity の空間モード	27
3.13	共焦点 Cavity	27
3.14	Cavity の FSR と FWHM	28
3.15	Cavity を介した安定化の概略図	31
3.16	Cavity 長を振ったときの微分信号	32
3.17	Cavity 長を ECDL1 にロックしたとき フィードバックゲイン小	32
3.18	Cavity 長を ECDL1 にロックしたとき フィードバックゲイン大	33
3.19	ECDL2 を振ったときの微分信号	33
3.20	ECDL2 をロックしたとき フィードバックゲイン小	34
3.21	Cavity 長を ECDL1 にロックしたとき フィードバックゲイン大	34
3.22	ECDL2 の光学系	35
3.23	ECDL2 の光学系の写真	35

3.24	ECDL のビートによる線幅の見積もり . . . . .	36
3.25	ビートロックの系 . . . . .	37
3.26	ビートロック時のビートの波形 Span1MHz . . . . .	38
3.27	ビートロック時のビートの波形 Span300kHz . . . . .	38
3.28	ECDL2 と PA 光源のビート レーザーシステム稼働時 . . . . .	39
3.29	ECDL1 と PA 光源のビート . . . . .	40
3.30	ECDL2 と PA 光源のビート ECDL2 を Cavity にロック時 (Cavity はロックされていない) . . . . .	40
A.1	Zeeman slower の磁場 . . . . .	45
A.2	磁場の変化率 . . . . .	46
A.3	原子の初速による速度の変化 S=6 . . . . .	47
A.4	原子の初速による速度の変化 S=15 . . . . .	47
A.5	設計時の f と必要とされる飽和パラメータ s の関係 . . . . .	48
A.6	Zeeman slower の終点における原子集団の散らばり N=1000 . . . . .	48
A.7	Zeeman slower の終点から 0.1m の地点における原子集団の散らばり N=1000 . . . . .	49
A.8	原子集団の分布 N=1000 . . . . .	49
B.1	Cavity を ECDL1 にロックする回路 . . . . .	55
B.2	OPLL 回路 . . . . .	56
B.3	高速 Photo-detector . . . . .	57
C.1	位相差とフォトダイオード信号の関係 . . . . .	60
C.2	OPLL におけるフォトダイオードの AC 成分 (C=0) . . . . .	61
C.3	OPLL におけるフォトダイオードの AC 成分 (C=0.09) . . . . .	61
C.4	OPLL におけるフォトダイオードの AC 成分 (C=0.1) . . . . .	62
C.5	OPLL におけるフォトダイオードの AC 成分 (C=1) . . . . .	62

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 歴史的背景

科学の進歩が技術の発展を促し、技術の発展によって科学の新しい地平が切り開かれる。科学と技術は密接にかかわっており光をめぐる物理学の発展もその例に漏れない。

20 世紀の初め、黒体輻射のエネルギースペクトル、原子のエネルギー準位、光電仮説など従来の古典力学、電磁気学では説明のつかない現象があらわになってきた。古典論を内包しつつこれらの実験事実を説明する理論として量子論が発展していった。原子は通常は粒子として扱われるが量子論に従うと二重性を持ち、波動としての性質もあわせ持つ。そのような性質から予言された現象が Bose-Einstein 凝縮 (BEC) である。Bose 粒子は極低温かつ高密度な状態において、隣り合う原子波どうしが重なり合い、系の基底状態に凝縮する。液化や固化と異なり、BEC は相互作用を必要としない凝縮である。しかしながら 1925 年に Einstein の論文において BEC の存在が予言された当時は実現など考えられていなかった。

一方、量子論に基づく理論により、1954 年にはメーザー、1960 年にはレーザーの発振がなされた。レーザーは時間的コヒーレンス、空間的コヒーレンスに優れ、その技術の発展は科学技術を取り巻く環境に革命をもたらした。その中の一つとしてレーザーを用いた希薄原子気体の冷却の研究がある。1982 年にはレーザー冷却による Na 原子線の冷却 [1]、1987 年には磁気光学トラップ [2] がなされるなど原子の冷却やトラップの技術が向上した。レーザー冷却では  $100 \mu\text{K}$  まで冷却することができたが、原子気体を縮退させるのには更なる冷却が必要とされた。レーザー冷却の技術に加え、高エネルギーの原子を選択的にトラップ中から追い出す蒸発冷却 [3] を用いて、1995 年に JILA のグループで  $^{87}\text{Rb}$ [4]、MIT のグループで  $^{23}\text{Na}$ [5] の BEC の生成に成功した。Einstein が BEC の存在を予言してから 70 年後のことである。

BEC の実現後も冷却原子系の研究は精力的に進められている。Feshbach 共鳴 [6] や Efimov 状態 [7] など理論的に予言されていた現象が冷却原子系で確認された。光格子時計 [8] のように精密測定も行われている。内部状態や相互作用等を自由に操作できるのが冷却原子系の特徴である。この高い操作性から、冷却原子系は量子多体系のシミュレーションに適しており、超流動 Mott 絶縁体転移 [9]、BEC-BCS クロスオーバー [10]、ユニタリー極限 [11] といった現象も発見されている。

### 1.2 目的

井上研究室において、 $^{87}\text{Rb}^{41}\text{K}$  の冷却分子を対象にした研究が行われている。原子の場合の相互作用は衝突であり、短距離で等方的である。一方、極性分子は大きな電気双極子モーメントを持つためその相互作用は長距離で異方的であり、新たな物理が期待できる。

極低温にまで冷やされた原子を光格子中にロードし、Feshbach 共鳴によって浅く束縛された Feshbach 分子を作っ

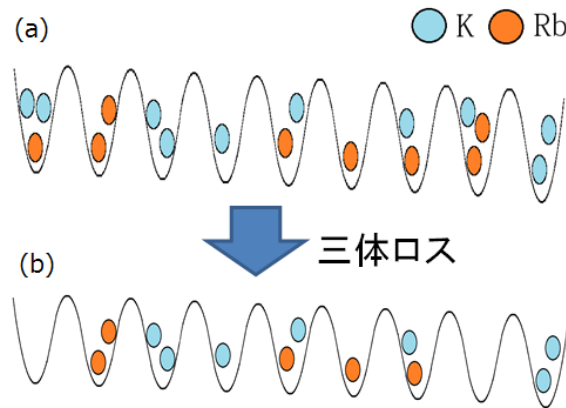


図 1.1 光格子中の原子 青玉が K 原子、赤玉が Rb 原子を表す (a) ランダムにロードされた状態 (b) Feshbach 分子作製直前の状態

ている。Feshbach 共鳴を横切るように断熱的に磁場をスイープすることで高効率での分子生成が可能となっている。Feshbach 分子を STIRAP と呼ばれる遷移を用いて振動回転基底状態に遷移させ、量子縮退した極低温極性分子を作製することが井上研究室での E1 グループで課題となっていることである。

そのためには Feshbach 分子の分子数を確保することが必要である。浅く束縛された Feshbach 分子は衝突により崩壊しやすいため光格子中で Feshbach 分子を作り分子を保護している。

光格子に原子がロードされた状況について図 1.1 を用いて整理してみよう。青玉を K 原子、赤玉を Rb 原子として話を進めよう。光格子にランダムにロードされた状態とすると (a) のようにいろいろな組み合わせが考えられる。

分子の生成効率を最大化するためには K、Rb がともに 1 個ずつ入ったサイト数を最適化する必要がある。各サイトの状態を原子が 1 個、2 個、3 個以上入っている場合に分けて考える。光格子中において原子が 3 個以上同じサイトに入っていた場合、三体ロスにより原子は光格子の外にいらなくなってしまう。そのため、Feshbach 分子を作る直前の各サイトには、(b) のようにサイト内に 1 個または、2 個の原子が入っているときが考えられる。K、Rb がともに 1 個ずつ入ったサイト数を最適化するためには、光格子に原子がどのようにロードされているかの内訳を実際に確かめられるようにする必要がある。現在、光格子中の総原子数は調べることが可能である。K 原子、Rb 原子がともに 1 個 Rb が 2 個、K が 2 個、Rb と K が 1 個ずつの場合について各々のサイト数を測定することができれば原子のロードがどのようになされているかが判明し、分子の生成効率を最適化に必要な情報が得られるようになる。

サイト内に 2 個の原子が入っている場合のサイトの状態を調べるには光会合 [12] を用いる手法が考えられる。光会合とは衝突する原子に対し、分子の励起状態に共鳴する光を当てることで分子の励起状態へ遷移させることである。光会合によりサイト内に存在する原子数が減少するため、そこから光格子中の原子の配分を調べることができる。

光会合の光源としては高強度のものが必要なため、スペクトラフィジクス社の Ti:Sa レーザー Matisse を用いる。原子を各サイトにロードするのに時間がかかることから、光会合のラインにレーザーの周波数を精度良く合わせなければならない。波長計では 10MHz の桁まで表示されるが最低次の桁は不確かさを持つ。そのため波長計よりもよいモニターを用意することが望まれる本研究の目的は参照光を用意し、Matisse の光とのビートで Matisse の光をモニターできるようなシステムを構築するということである。なお、PA の信号の線幅は 10~20MHz で Rb<sub>2</sub> の PA 信号は Rb 原子の D1 線から 0.7THz 程度低いところに存在している。



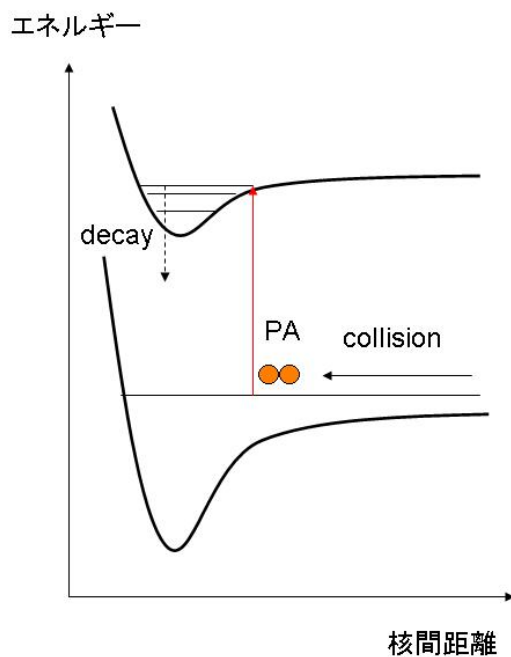


図 1.2 光会合の概要

### 1.3 構成

第 1 章では本研究の背景と目的について述べた。第 2 章では本研究について用いられたロックについての理論的な説明として飽和吸収分光と PDH 法について述べる。飽和吸収分光はレーザーの中心周波数の安定化に、PDH 法は Transfer Cavity のロック、レーザーの Transfer Cavity へのロックに用いられている。第 3 章では本研究で行ったレーザーシステムの詳細について述べる。第 4 章では本研究のまとめと今後の展望について述べる。なお、本研究は井上研究室修士 2 年の上原城児氏との共同研究である。



## 第 2 章

# ロックの原理

この章では本研究で用いたロックの理論的な説明を行う。フィードバックの目標値となる信号をどのように得るのか、現在の値と目標値の値のずれの情報を含む信号、エラー信号はどのようにすれば得られるかといったことである。今回ロックの対象となるのは、ECDL と Cavity であり、それらはモードホップフリーな領域において入力電圧に対して線形な応答をする。そのため、目標値の前後で信号の符号が 0 を横切ることがエラー信号として用いる信号の条件となる。

### 2.1 PDH 法

cavity が共鳴条件を満たさないとき、入射光はすべて反射してしまう。一方、cavity が共鳴条件を満たしているとき入射光は cavity 内を往復し反射光が弱くなる。ただ反射光を PD でそのままとらえた信号からではレーザーの周波数がどちらにずれているのかを知ることはできず cavity を用いたロックもできない。そこで Pound-Drever-Hall(PDH 法)[19][18] という手法を用いて、反射光強度の周波数微分をとることで共鳴周波数の前後で符号の異なるエラー信号をつくりフィードバックに利用することができる。その詳細について説明しよう。

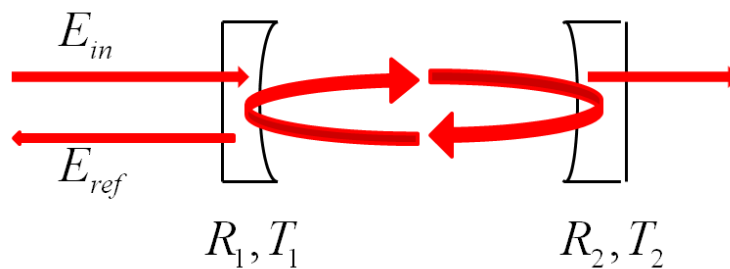


図 2.1 cavity

まず、図 2.1 のようにそれぞれのミラーの反射率及び透過率が  $R_i, T_i$  であるような cavity にレーザー光が入ったこ

とを考えよう。cavity からの反射光は

$$E_{ref} = \sqrt{R_1}E_{in} + T_1(-\sqrt{(1-L)R_2})e^{-2i\delta_l} E_{in} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \sqrt{(1-L)R_1R_2}e^{-2i\delta_l} \right]^n \quad (2.1)$$

$$= \left( \sqrt{R_1} - \frac{T_1 \sqrt{(1-L)R_2} e^{-2i\delta_l}}{1 - \sqrt{(1-L)R_1R_2} e^{2i\delta_l}} \right) E_{in} \quad (2.2)$$

$$\stackrel{\text{def}}{=} F(\omega) E_{in} \quad (2.3)$$

$$F(\omega) = \sqrt{R_1} - \frac{T_1 \sqrt{(1-L)R_2} e^{-2i\delta_l}}{1 - \sqrt{(1-L)R_1R_2} e^{2i\delta_l}} \quad (2.4)$$

と書ける。ただし、 $\delta_l \equiv \frac{\omega l}{c}$  は cavity 長  $l$  の距離を光が進むことによって変化した位相である。

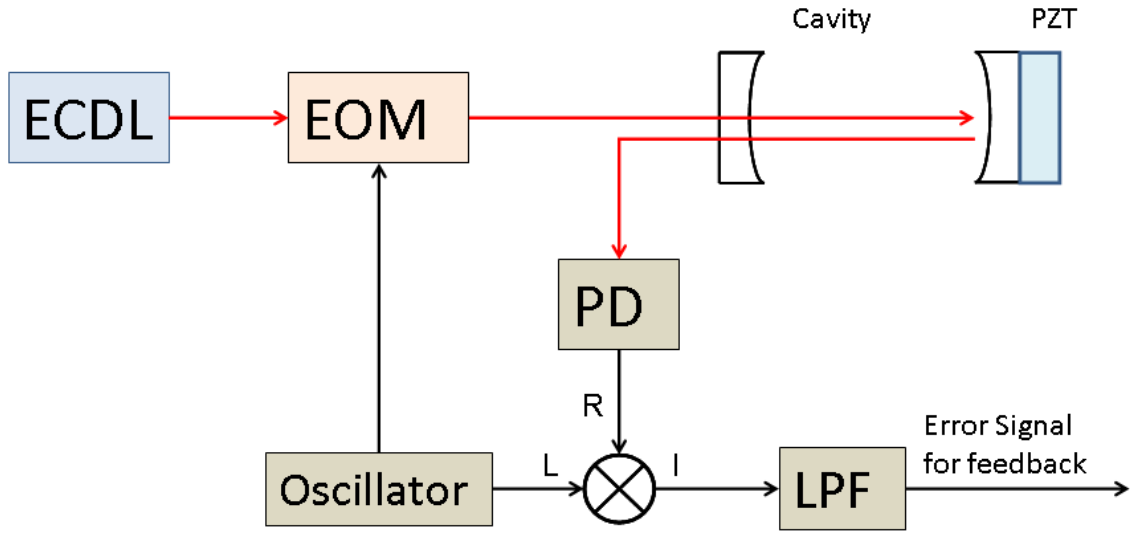


図 2.2 cavity lock 系の概略

図 2.2 のような系を考えよう。RF 信号は  $V_a = V_{a0} \sin \omega_1 t$ 、レーザの電場は  $E_b = E_{b0} e^{i\omega_0 t}$  と書ける。これに EOM による位相変調がかかると、Bessel 関数  $J_n(\beta)$ ,  $\beta \ll 1$  を用いて

$$E_c = E_{c0} e^{i(\omega_0 t + \beta \sin \omega_1 t)} \quad (2.5)$$

$$\cong E_{c0} [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \omega_1 t] e^{i\omega_0 t} \quad (2.6)$$

$$\cong E_{c0} (1 + i\beta \sin \omega_1 t) e^{i\omega_0 t}$$

$$= E_{c0} \left[ 1 + \frac{\beta}{2} (e^{i\omega_1 t} - e^{-i\omega_1 t}) \right] e^{i\omega_0 t} \quad (2.7)$$

となる。なお、 $\omega_1 t + \omega_0 t$ ,  $-\omega_1 t + \omega_0 t$  で振動する項がサイドバンドに対応する。これが cavity に入って反射されると、式 2.4 より

$$\begin{aligned} E_d &= F(\omega) E_c \\ &= E_{b0} (F(\omega_0) e^{i\omega_0 t} + \frac{\beta}{2} F(\omega_0 + \omega_1) e^{i(\omega_0 + \omega_1)t} - \frac{\beta}{2} F(\omega_0 - \omega_1) e^{i(\omega_0 - \omega_1)t}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

となるから、PD で測られる電圧としては

$$\begin{aligned}
V_e &\propto |E_d|^2 \\
&= \beta E_{d0} (\Re[F(\omega_0)F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0)F(\omega_0 - \omega_1)] \cos \omega_1 t) \\
&\quad + \beta E_{d0} (\Im[F(\omega_0)F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0)F(\omega_0 - \omega_1)] \sin \omega_1 t) + Const + O(e^{-2i\omega_1 t})
\end{aligned} \tag{2.9}$$

ミキサ後の電圧は  $V_a \times V_e$  だが、ロック回路がローパスフィルターの働きもするため、式 2.9 における定数項と  $2\omega_1$  で振動する項は切り捨てられる。エラー信号として

$$V_f \propto \frac{\beta E_{d0}}{2} (\Im[F(\omega_0)F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0)F(\omega_0 - \omega_1)]) \tag{2.10}$$

$$= \frac{\beta E_{d0}}{2} \Im \left[ F(\omega_0) \frac{F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0)}{\omega_1} + F^*(\omega_0) \frac{F(\omega_0) - F(\omega_0 - \omega_1)}{\omega_1} \right] \omega_1 \tag{2.11}$$

$$\sim \frac{\beta E_{d0}}{2} \omega_1 \Im \left[ F(\omega_0) \frac{dF^*(\omega_0)}{d\omega} + F^*(\omega_0) \frac{dF(\omega_0)}{d\omega} \right] \tag{2.12}$$

$$= \omega_1 \frac{\beta E_{d0}}{2} \Im \left( \frac{d|F|^2}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \right) \tag{2.13}$$

が得られる。

したがって、PDH 法により、反射光の強度の周波数微分をエラー信号として取ることができる。共鳴のとき微分信号は 0 になり、共鳴の前後で正から負に変化する。エラー信号をフィードバックすれば共鳴の周波数にロックすることができる。

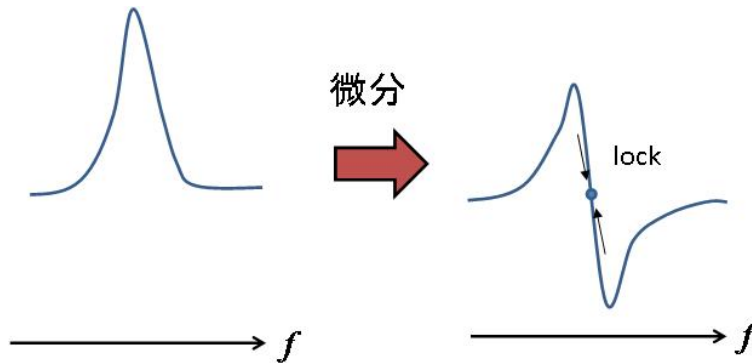


図 2.3 信号から微分信号の抽出 強度の情報を微分することで周波数軸で 0 を横切るエラー信号が得られる

次に、フィードバック制御として PID 制御について少し触れる。

$$\text{入力 (制御対象): } \Delta x(t) = x(t) - x_0 \tag{2.14}$$

$$\text{出力 (制御出力): } y(t) = \Delta y(t) - y_0 \tag{2.15}$$

$x_0$  を目標値として  $x(t)$  が  $x_0$  になるようにフィードバックを行う。 $y_0$  は  $x(t) = x_0$  の状態を維持するために必要な出力としてのオフセットである。目標値からのずれ  $\Delta x(t)$  から出力の変化量  $\Delta y(t)$  を次のように決める。

$$\Delta y(t) = K_p \left\{ \Delta x(t) + \frac{1}{T_i} \int_0^t \Delta x(t') dt' + T_d \frac{d\Delta x(t)}{dt} \right\} \tag{2.16}$$

現在の目標値からのずれ  $\Delta x(t)$  に対し第 1 項は比例した信号 (P 動作)、第 2 項は積分値に比例した信号 (I 動作)、第 3 項は微分値に比例した信号 (D 動作) を表す。比例制御 (P 動作) は比例ゲイン  $K_p$  を決めることで出力  $y(t)$  は

$\Delta x(t)$  により一意に決まるが周囲の環境の変化のため  $x(t)$  を  $x_0$  にたもつために必要な出力は変化してしまい、出力値と目標値の差であるオフセットが生じてしまう。

そこで第2項の積分動作 (I 動作) を利用することで出力を周囲の環境に合わせて変化させることができる。 $T_i$  は積分時間と呼ばれており、 $T_i$  は小さいほど目標値に到達する時間が早くなるが、小さすぎると振動につながり不安定になる。

一方、積分動作は外乱等による急激な変化には向いていない。急激な変化に対応する必要があるときは第3項の微分動作 (D 動作) を加える。 $T_D$  は微分時間と呼ばれ、大きいほど変化に対する応答が迅速になるが、大きすぎると振動につながり不安定になる。

ロック回路で各パラメータを調整することで適切なロックをしている。本研究においてしようしたロック回路は先行研究 [16][18][22] により安定なロックができる係数設定となっているものを作製した。

## 2.2 飽和吸収分光

### 2.2.1 飽和吸収分光

原子の共鳴線が安定な周波数レファレンスとして利用できることを説明する。この節の説明は主に [24] を参考にした。

#### ドップラー効果

原子が感じる角周波数はその速度成分のため

$$\omega' = \omega - kv \quad (2.17)$$

とレーザーの各周波数から  $kv$  だけずれる。光の角周波数が  $\omega$  原子の共鳴になっている場合、速度  $0$  のとき吸収が最大で速度が大きくなるにしたがって共鳴から外れて吸収されなくなっていく。そのため原子の速度分布に対応して、光の吸収が観測される。これがドップラー広がりといわれるものである。

$v \sim v+dv$  の速度成分を持つ原子の割合は

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{M}{\pi 2k_B T}} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2k_B T}\right) dv \equiv \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right) dv \quad (2.18)$$

ここで  $u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}$  は質量  $M$ 、温度  $T$  のときの確率最大の速度成分である。光の吸収は

$$g_D(\omega) = \frac{c}{u\omega_0\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{c^2}{u^2} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)^2\right\} \quad (2.19)$$

となる。ドップラー効果のため半値全幅  $2\sqrt{\ln 2} \frac{u}{c} \approx 1.7 \frac{u}{c}$  の広がりの持つのである。

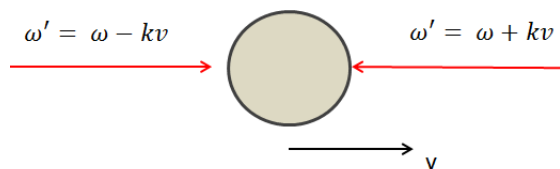


図 2.4 ドップラー効果

#### 飽和吸収分光

次にドップラーフリーな信号を得られる飽和吸収分光について説明する。

図 2.5 が飽和吸収分光の概要である。(a) のようにレーザーからの光を強い Pump 光と弱い Probe 光に分け、原子のガスセル内で重ね合わさるようにして Probe 光を観測する。強度としては  $I_{probe} \ll I_{sat}$ 、 $I_{pump} \geq I_{sat}$  とするのが一般的である。

Pump 光は原子の  $v = (\omega - \omega_0)/k$  の速度成分に作用して、原子は  $N_2$  状態への励起により、 $N_1$  状態の原子数の速度分布には次のような幅の穴があく。

$$\Delta\omega_{hole} = \Gamma \left(1 + \frac{I}{I_{sat}}\right)^{1/2} \quad (2.20)$$

$|\omega - \omega_0| \gg \Delta\omega_{hole}$ 、レーザーの周波数が原子の共鳴から離れている場合 (図 2.5(c) の左図) は、Pump 光と Probe 光の相互の間で影響はなく観測される Probe 光の強度は式 2.19 の形になる。共鳴付近  $\omega \approx \omega_0$  においては (図 2.5(c)

の右図)、 $v \approx 0$  の速度成分の原子が Pump 光と Probe 光の影響を受ける。Pump 光の励起で  $N_1$  状態の原子数の速度分布に穴があき、Probe 光の吸収量が減る。Probe 光の強度は図 2.5(b) のように細いピークを持つ。ピークの幅は  $\Delta v = \Delta\omega_{hole}/k$  程度である。

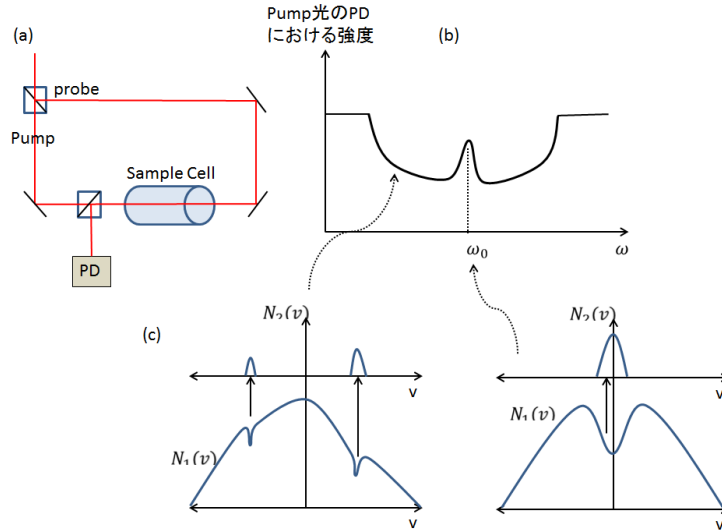


図 2.5 飽和吸収分光の概要

### クロスオーバー

飽和吸収分光において二つの遷移の周波数の間にピークが見える。図 2.6(a) のような 3 準位系で考えよう。図 (b) のように  $N_1 \leftrightarrow N_2$  の遷移は  $v = \pm \frac{\omega - \omega_{12}}{k}$  の速度成分を持つ原子で、 $N_1 \leftrightarrow N_3$  の遷移は  $v = \pm \frac{\omega - \omega_{13}}{k}$  の速度成分を持つ原子で生じる。((c) の左図、右図)  $\omega = \omega_{12}, \omega_{13}$  においてのみ吸収信号が得られるように思える。だが、 $\omega = \frac{\omega_{12} + \omega_{13}}{2}$  の場合は、図 (c) の中央の図のように両遷移の対象となる速度成分が重なる。Pump 光による  $1 \leftrightarrow 2$  間の遷移は Probe 光の  $1 \leftrightarrow 3$  間の遷移を減少させ、Pump 光による  $1 \leftrightarrow 3$  間の遷移は Probe 光の  $1 \leftrightarrow 2$  間の遷移を減少させる。そのため  $\omega = \frac{\omega_{12} + \omega_{13}}{2}$  でピークが観測される。((d) の X の信号)

### 2.2.2 FM サイドバンド法

飽和吸収信号を用いて微分信号を抽出し、レーザーの周波数を安定化させる方法である。2.7 のように Probe 光に EOM で位相変調をかけて、ミキサーで掛け合わせることで微分信号を取ることができる。ロックの精度は吸収信号の精度になる。原子の吸収信号は決まっているため、長期的に安定な周波数のレーザーが用意できる。Phase Shifter は Mixer に入れる RF の位相をきれいな微分信号が得られるように調整する役割を果たしている。なお、PD で観測した信号から微分信号を取り出す理論については PDH 法と同様であり 2.1 節を参照されたい。



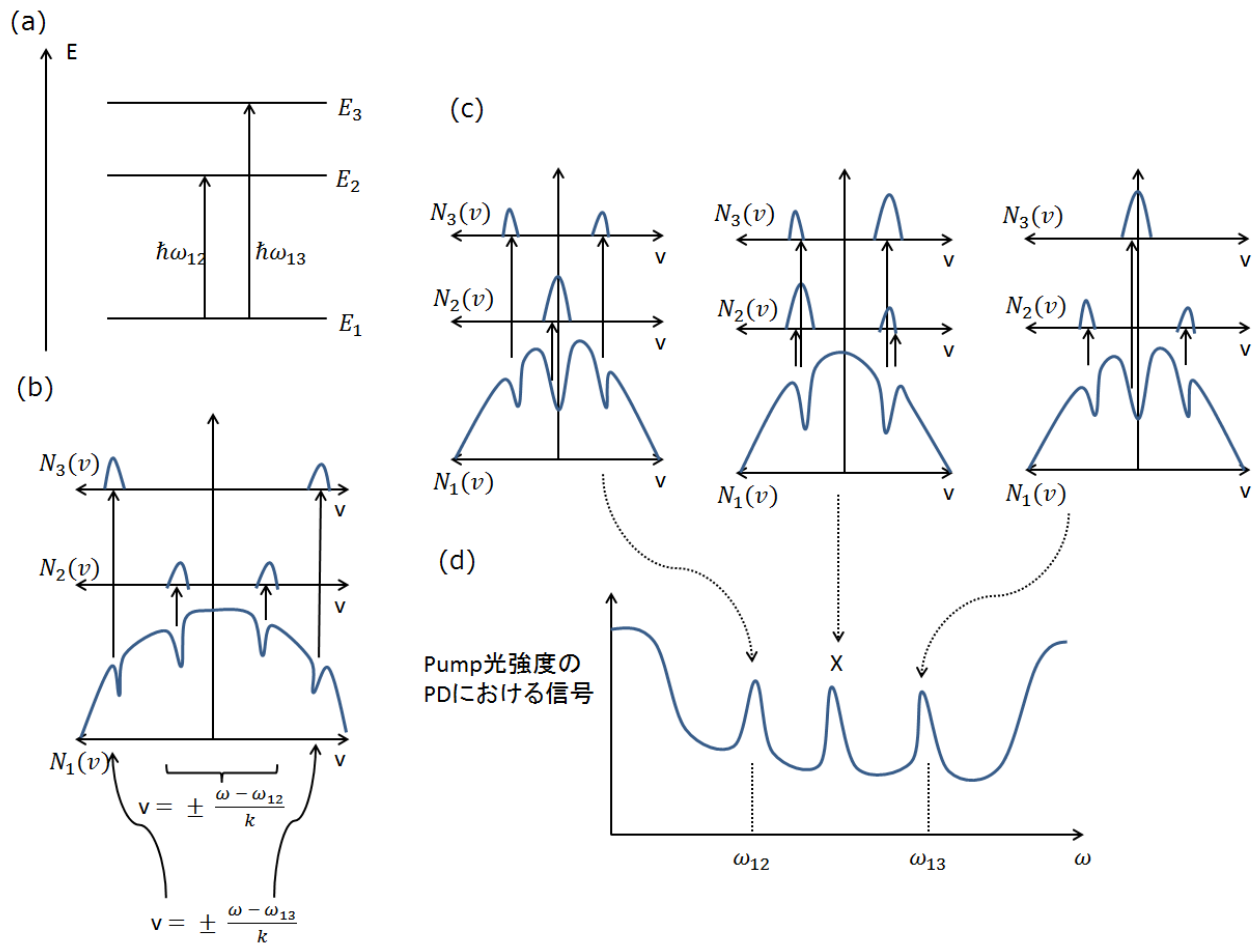


図 2.6 クロスオーバー

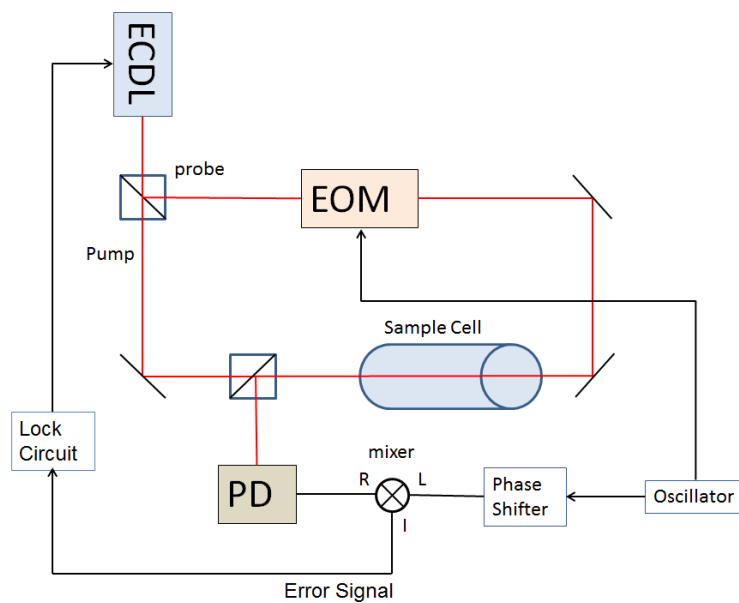


図 2.7 FM サイドバンド法の概略図



## 第 3 章

# レーザーシステムの開発

この章では PA 光のための光源の開発について説明する。

### 3.1 レーザーシステムの概要

PA に使うためのレーザーは 1W 程度の高強度のものが必要となる。しかし、PA を行う光源 Matisse の中心周波数を波長計の精度で PA に用いる周波数に持っていくのは難しい。波長計の精度は 10MHz までであり、PA に用いる周波数に Matisse の光の周波数を合わせるのに不便である。そこで PA に用いる周波数の近くに安定な周波数の光源を用意し、ビート信号を観測することによりスペクトルアナライザーの精度で PA 光源の周波数を測定できるようにした。レーザーシステムの概容は図 3.1 であり、ECDL2 台と Cavity を用いている。まず、1 台目の ECDL(ECDL1 とする)を Rb 原子の D1 線 795nm に FM サイドバンド法を用いて安定化した。PA に用いる光の周波数は  $20\text{cm}^{-1}$  程度 Rb の D1 線から離れているので、そのままビートを観測することはできない。そこで Transfer Cavity を用いる。ECDL1 の光に対し、Transfer Cavity の Cavity 長を PDH 法を用いて安定化した。2 台目の ECDL(ECDL2 とする)を Transfer Cavity に PDH 法を用いて安定化する。Transfer Cavity に安定化できるレーザーの周波数は、Cavity の FSR である 750MHz おきのとびとびの値なので、安定化できる中で PA に用いる光の周波数に最も近いものを選択する。ECDL2 と PA に使う Matisse の光のビートを観測することで波長計よりも高精度の測定ができるようになるのである。

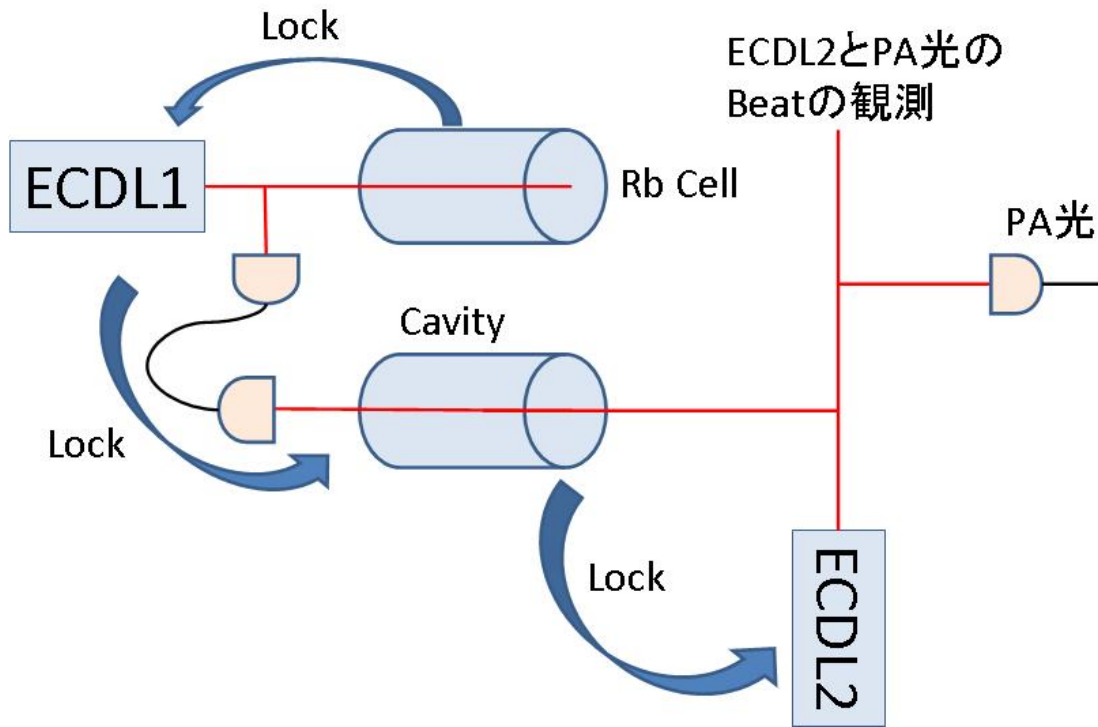


図 3.1 レーザシステムの概要

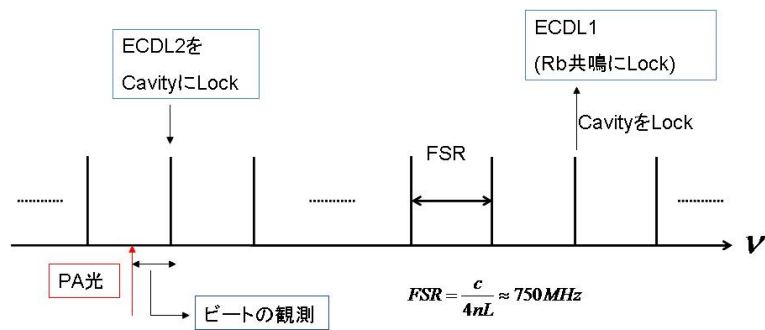


図 3.2 レーザシステムの概要 (周波数)

### 3.2 外部共振器型半導体レーザー

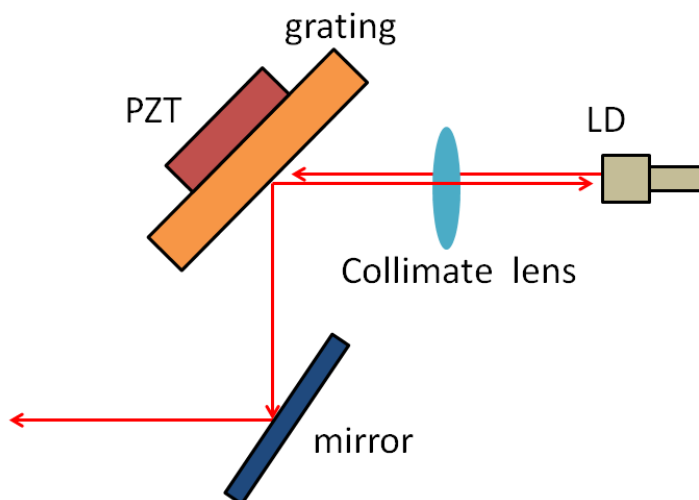


図 3.3 ECDL の概要図

外部共振器型半導体レーザー (External Cavity Diode Laser: ECDL) とは実効的な共振器長を大きくすることで線幅を狭くしている半導体レーザー光源である。今回の実験で使用した光源は Littrow 型 ECDL で大きなパワーを出しやすい利点を持つ。Littrow 型 ECDL の概要を図 3.3 に示す。LD から出力された光は collimate lens により平行にされ、grating により周波数選択的に LD に戻される。LD と回折格子で外部共振器を構成しており、共振器長が数十倍になっている。回折格子の裏側にある piezo 素子に印加する電圧を変えることで cavity の長さを調整することができ、発振周波数を最大 10GHz 程度調整することができる。また、grating に対する光の入射角度を変えることによっても発振周波数を選択できる。

ECDL はペルチェで温度を加熱冷却制御されている。温度調節によって 1nm 程度は中心周波数を動かすことができる。

なお、Current のフィードバックのため、保護ダイオード、ローパスフィルタが挿入されている。ECDL の周波数は電流の変化に対してモードホップを除けば直線的に変化するので、電流のフィードバックを用いる周波数安定化をできるようにするためである。

今回作製した波長 795nm の ECDL の線幅は温度調節がなされた状態で線幅が 1~2MHz である。最終的に得られるパワーが大きくなるので、偏光は PBS に対して反射する成分が最大となるように (縦偏光) 調整した。

電流、PZT によって ECDL の発振周波数は変化するが、モードホップなしに調節できる範囲がせいぜい 1GHz と狭くなってしまっている。LD の得意でない領域の波長である、または LD の経年劣化のため、Threshold が 90mA 程度と高くなっていることが原因だと考えられる。

### 3.3 原子の共鳴線へのロック

安定な周波数レファレンスとしては原子の共鳴線がある。原子の共鳴線から信号を取り出す方法については2.2節で説明したので、ここでは実際に実験を行った様子を説明したい。

Rbの共鳴構造としては $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ で波長が795nmのD1線と $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ で波長が780nmのD2線がある。Rbのガスセル内には $^{85}\text{Rb}$ と $^{87}\text{Rb}$ の両方が存在している。後述するようにPAで用いる波長と近いほうがCavityのくしからのずれが少なくなることが期待されるのでRbのD1線795nmを選択した。今回採用した $^{85}\text{Rb}$ のD1線の準位構造を図3.4に載せておく。

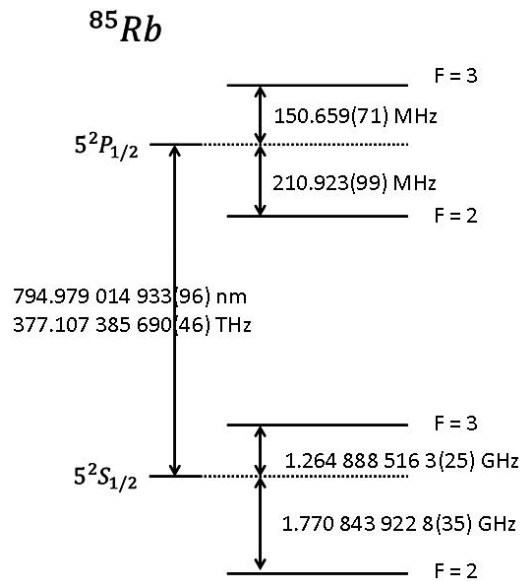


図 3.4  $^{85}\text{Rb}$  の D1 線 [31]

以下この節では、ECDL1のPZTを三角波で振ることにより周波数を振っており、CH1三角波、CH2はフォトダイオードで観測されたProbe光のDC成分である。

Probe光のみをRbのガスセルに入射したときは図3.5のようにドップラー広がりをもった吸収が観測できた。対向するPump光とProbe光の両者をRbガスセルに入れた時の信号が図3.6である。文献により知られている信号の形、周波数と比較により $^{85}\text{Rb}$ の $5S_{1/2}$ の $F=3 \Rightarrow 5P_{1/2}$ の $F=2$ 、 $5S_{1/2}$ の $F=3 \Rightarrow 5P_{1/2}$ の $F=2, F=3$ のクロスオーバー、 $5S_{1/2}$ の $F=3 \Rightarrow 5P_{1/2}$ の $F=3$ の飽和吸収信号と判別した。文献値は $^{85}\text{Rb}$ の $5S_{1/2}$ の $F=3 \Rightarrow 5P_{1/2}$ の $F=2$ は377.105910THz、 $5S_{1/2}$ の $F=3 \Rightarrow 5P_{1/2}$ の $F=2, F=3$ のクロスオーバーは377.106091THz、 $5S_{1/2}$ の $F=3 \Rightarrow 5P_{1/2}$ の $F=3$ は377.106272THzである。

図3.7はFMサイドバンド法の光学系である。Pump光とProbe光にPBSで分けられており、Rbのガスセルで両者が重ねあわされている。Pump光の強度は飽和強度より少し強いくらいである。Pump光によりRbの大部分が励起されているためドップラーフリーな速度成分においてProbeでの飽和がみられる。

Probe光にEOMによって位相変調をかけて微分信号を得たのが図3.9である。CH1はECDL1の周波数を振る三角波、CH2はprobe光の信号、CH3は微分信号を表している。ローパスフィルタを入れることによりきれいな微分信号が得られた。この微分信号をロック回路により積分し、PZT driverで15倍に増幅してECDL1のPZTにフィードバックすることで周波数安定化をする。

$5S_{1/2}$ の $F=3 \Rightarrow 5P_{1/2}$ の $F=2, F=3$ のクロスオーバーの飽和吸収信号が大きく微分信号もきれい

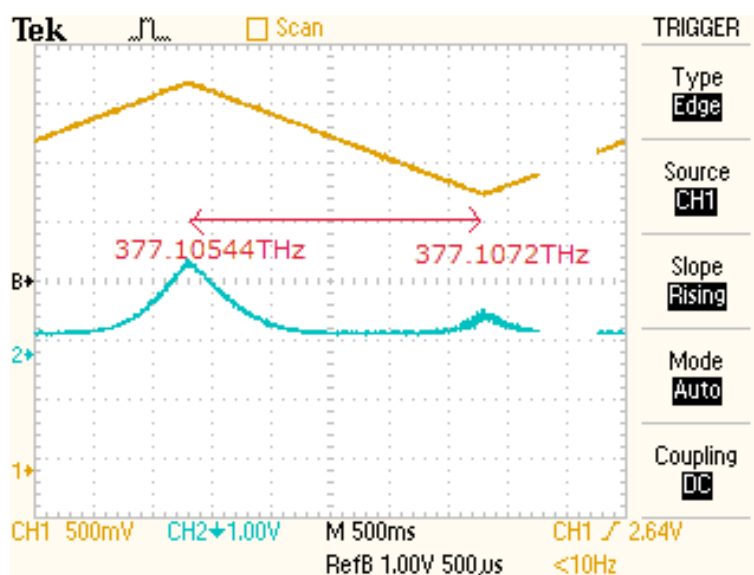


図 3.5 ドップラー広がり

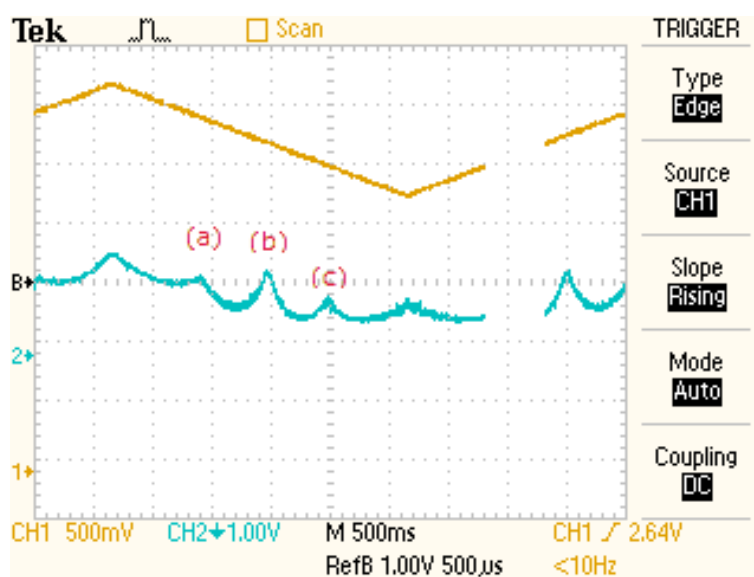


図 3.6 飽和吸収信号: (a)  $^{85}\text{Rb}$  の  $5S_{1/2}$  の  $F = 3 \Rightarrow 5P_{1/2}$  の  $F = 2$ , (b)  $5S_{1/2}$  の  $F = 3 \Rightarrow 5P_{1/2}$  の  $F = 2, F = 3$  のクロスオーバー、(c)  $5S_{1/2}$  の  $F = 3 \Rightarrow 5P_{1/2}$  の  $F = 3$

だったため、FM サイドバンド法による ECDL の周波数安定化に用いた。図 3.10 は  $5S_{1/2}$  の  $F = 3 \Rightarrow 5P_{1/2}$  の  $F = 2, F = 3$  のクロスオーバーの飽和吸収信号から得られた微分信号を用いて ECDL1 をロックした様子である。 $5S_{1/2}$  の  $F = 3 \Rightarrow 5P_{1/2}$  の  $F = 2, F = 3$  のクロスオーバーの点で CH2 の probe 光の信号が  $5S_{1/2}$  の  $F = 3 \Rightarrow 5P_{1/2}$  の  $F = 2, F = 3$  のクロスオーバーの飽和吸収信号のピークの電圧値で一定になっている。CH3 の微分信号が 0 になっており ECDL1 の周波数が  $5S_{1/2}$  の  $F = 3 \Rightarrow 5P_{1/2}$  の  $F = 2, F = 3$  のクロスオーバー  $377.106091\text{THz}$  に安定化されていることがわかる。

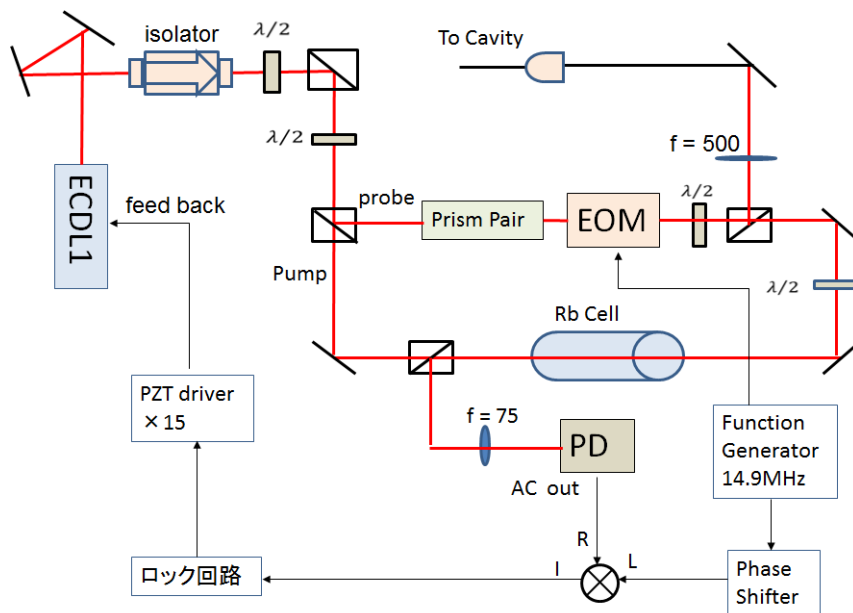


図 3.7 FM サイドバンド法の系

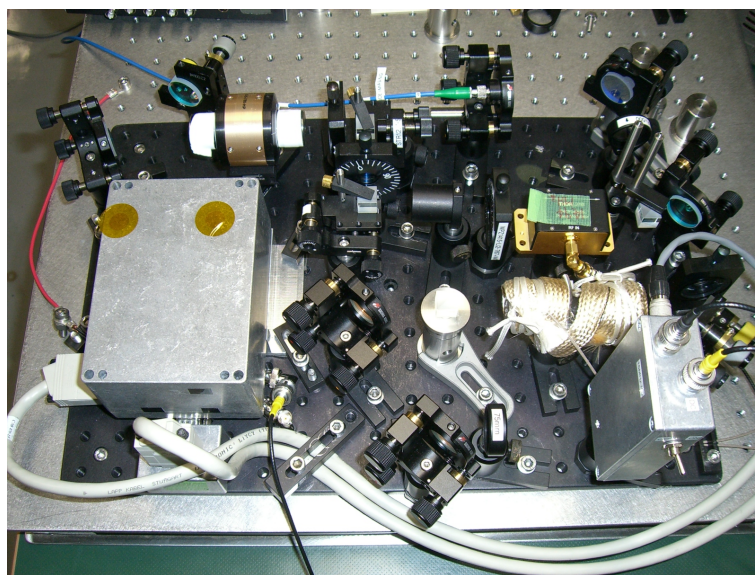


図 3.8 FM サイドバンド法の系の写真



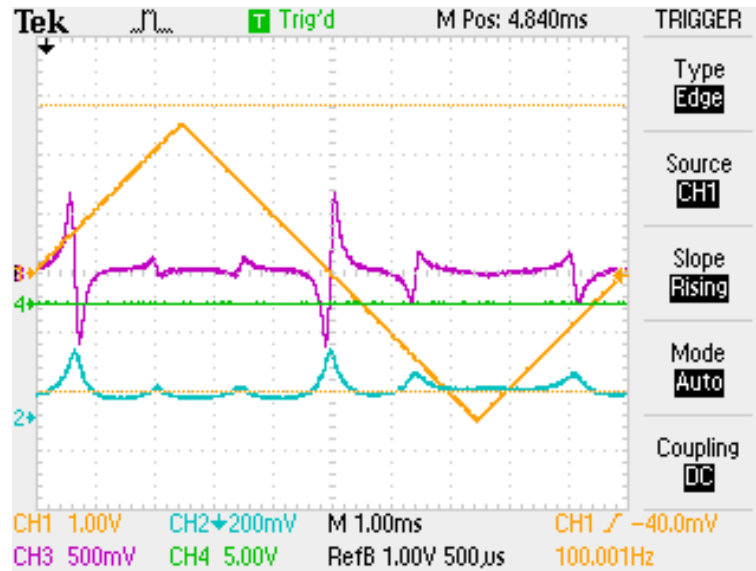


図 3.9 FM サイドバンド法微分信号 CH1 は ECDL1 の周波数を振る三角波、CH2 は probe 光の信号、CH3 は微分信号を表す。

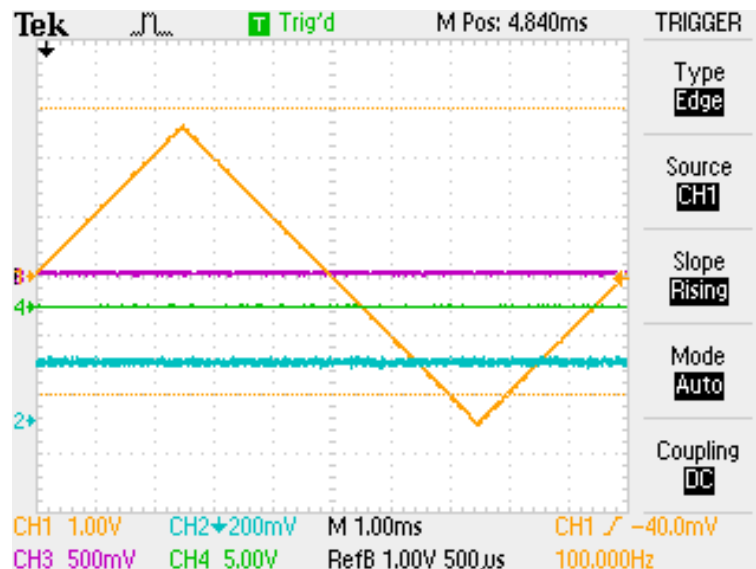


図 3.10 FM サイドバンド法微分信号 CH1 は ECDL1 の周波数を振る三角波、CH2 は probe 光の信号、CH3 は微分信号を表す。CH2 の値が  $5S_{1/2}$  の  $F = 3 \Rightarrow 5P_{1/2}$  の  $F = 2, F = 3$  のクロスオーバーの飽和吸収信号のピークの電圧値に安定化されている。

### 3.4 Cavity によるレーザー周波数の安定化

#### 3.4.1 Transfer Cavity

Cavity とは 2 つの対向するミラーが配置されたもので、特定の周波数モード、空間モードのみを通過するフィルターとしての役割を果たす。2 枚の平面ミラーを組み合わせたもの、同心型のミラーを組み合わせたもの、共焦点のミラーを組み合わせたものなどの種類があるが、ここでは共焦点型の Cavity について説明する。[18][25]

屈折率  $n_0$  の均質な媒質中を伝播する光はガウシアンビームで表される。

$$E_{mn}(r) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} H_m \left[ \sqrt{2} \frac{x}{\omega(z)} \right] H_n \left[ \sqrt{2} \frac{y}{\omega(z)} \right] \times \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)} - ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} - ikz + i(m+n+1)\eta \right] \quad (3.1)$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (\text{ビーム径}) \quad (3.2)$$

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2 n_0}{\lambda} \quad (\text{レイリー長}) \quad (3.3)$$

$$R(z) = \frac{z^2 + z_0^2}{z} \quad (\text{曲率半径}) \quad (3.4)$$

$$\eta = \tan^{-1} \left( \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2 n_0} \right) = \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (3.5)$$

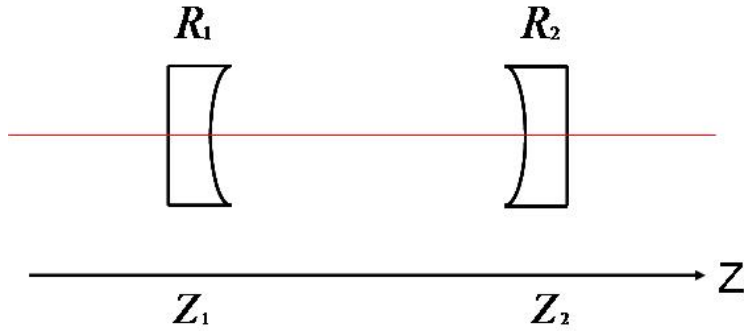


図 3.11 Cavity へのガウシアンビームの入射

図 3.11 で考える。ガウシアンビームの  $z$  軸に関する位相成分は

$$\theta_{m,n}(z) = kz - (m+n+1) \tan^{-1} \frac{z}{z_0} \quad (3.6)$$

であり、共鳴条件は次のように表される。

$$\theta_{m,n}(z_2) - \theta_{m,n}(z_1) = q\pi \quad (3.7)$$

$$k_q l - (m+n+1) \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) = q\pi \quad (3.8)$$

空間モード  $m,n$  を固定すると、

$$k_{q+1} - k_q = \frac{\pi}{l} \Leftrightarrow \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2n_0 l} \quad (3.9)$$

のように周波数軸上に等間隔で共鳴が生じる。(周波数モード)

次に  $q$  を固定して  $(m+n)$  の和の影響について考える。 $k_1, k_2$  を  $(m+n)$  が隣り合うときの波数として共鳴条件は次のようになる。

$$(k_1 - k_2)l = [(m+n+1)_1 - (m+n+1)_2] \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) \quad (3.10)$$

$k_1 - k_2 = (\omega_1 - \omega_2)n_0/c = 2\pi(\Delta\nu)n_0/c$  なので

$$\Delta\nu = \frac{c}{2\pi n_0 l} \Delta(m+n) \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) \quad (3.11)$$

のように  $\Delta\nu$  の間隔で共鳴する。

共焦点の Cavity でない場合はミラーが平面に近い場合、 $z_1, z_2 \ll z_0$  なので  $\tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \approx \frac{z_1}{z_0}, \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} \approx \frac{z_2}{z_0}$  として

$$\Delta\nu \approx \frac{c}{2\pi n_0 z_0} \Delta(m+n) \quad (3.12)$$

という周波数間隔で共鳴する。(図 3.12)(空間モード)

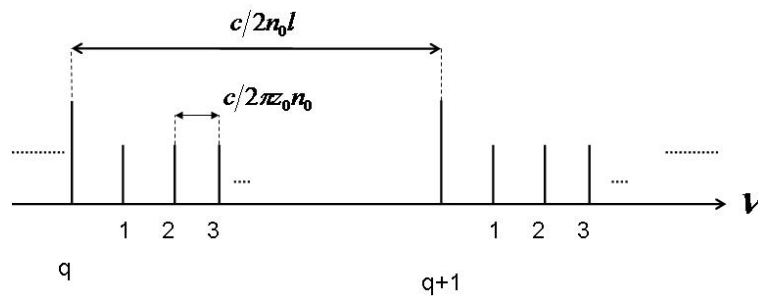


図 3.12 Cavity の空間モード ミラーが平面に近いとき

共焦点の Cavity の場合レイリー長は  $z_0 = \frac{l}{2}$  であり、 $z_2 = -z_1 = z_0$  となり、 $\tan^{-1}(\frac{z_2}{z_0}) = -\tan^{-1}(\frac{z_1}{z_0}) = \frac{\pi}{4}$  が成り立つので

$$\Delta\nu = \Delta(m+n) \frac{c}{4n_0 l} \quad (3.13)$$

の周波数間隔で共鳴する。(図 3.13(a))

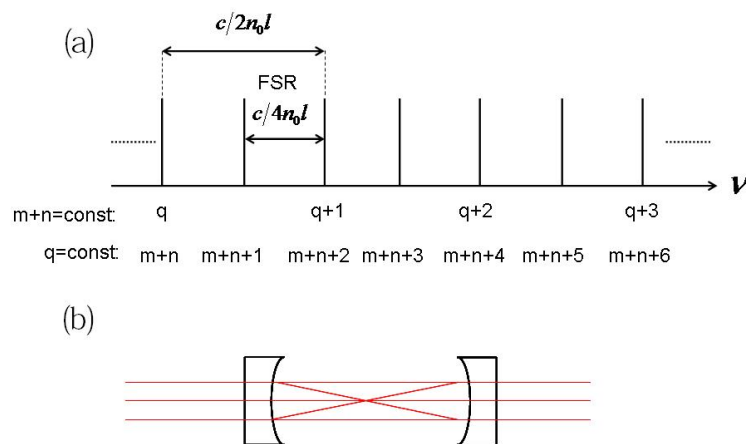


図 3.13 共焦点 Cavity (a) 共焦点 Cavity の共振周波数 (b) 共焦点 cavity の実効的光路

周波数モードのことを通常は FSR と呼ぶが、共焦点の Cavity では実効的な FSR は  $\frac{c}{4n_0l}$  になっていると考えることができる。(図 3.13(b)) 共焦点の Cavity はスペクトル構造が単純なため不確かさのある光の性質を確かめるのに適している。共焦点の Cavity は FSR が小さく、共鳴構造を見つけるために PZT に印加する電圧が小さくなるので本研究で用いることにした。

また、このような共鳴構造(“くし”)にレーザーを安定化させることで、 $\nu_m = mFSR$  の安定な周波数のレーザーを用意することができる。

同様に、安定化されたレーザーに対して Cavity 長を変化させても特定の Cavity 長に対してのみ共鳴構造(“くし”)が現れ、“くし”に Cavity 長を安定化することができる。

本研究における Transfer Cavity は Rb の D1 線に安定化された光に対しての“くし”にロックを行い Cavity 長を安定化する。安定化された Cavity に対して 2 台目の ECDL を安定化させることで原子の共鳴線から離れた周波数のレーザーでありながら安定化を行えるのである。

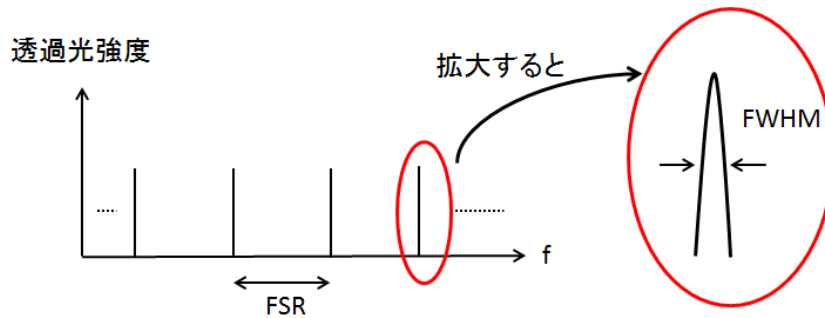


図 3.14 Cavity の FSR と FWHM

### 短期安定度

短期的安定度(線幅)には、共鳴構造が持っている有限の幅が影響を与える。共鳴構造の幅はミラーの反射率  $R$  とロス  $L$  によって決まる。

ここでは“くし”の幅がミラーの反射率  $R_1, R_2$  と Cavity を一周したときのロス  $L$  によって受ける影響について考察する。長さ  $l$  の Cavity に強度  $I_i$  の光が入射したとき、透過光強度  $I_t$  は

$$I_t = \frac{(1-R_1)(1-R_2)\sqrt{1-L}}{1+R_1R_2(1-L)-2\sqrt{R_1R_2(1-L)}\cos\phi} I_i \quad (3.14)$$

とあらわされる。ここで光の位相は  $\phi \equiv 2\pi\frac{nl}{\lambda}$  とおいた。

透過光強度  $I_t$  は FSR ごとに共鳴構造をとる。共鳴構造の幅を評価するのに FWHM を用いると、

$$FWHM = \frac{FSR}{\pi} \arccos \left\{ 1 - \frac{(1-Z)^2}{2Z} \right\} \quad (3.15)$$

$$Z \equiv \sqrt{R_1R_2(1-L)}$$

となる。

Cavity の  $Q$  値に対応する Finesse という値を導入する。

$$Finesse \equiv \frac{FSR}{FWHM} \quad (3.16)$$

Finesse が高いほど分解能が高くなる。 $Z \approx 1$  を考えればいいので、

$$Finesse = \frac{\pi}{\arccos \left\{ 1 - \frac{(1-Z)^2}{2Z} \right\}} \quad (3.17)$$

$$\approx \frac{\pi R_1 R_2 (1-L)^{\frac{1}{4}}}{1 - \sqrt{R_1 R_2 (1-L)}} \quad (3.18)$$

本研究で用いた Cavity は反射率 99%、曲率半径 100mm の 2 枚の球面ミラーから成り立っている。FSR は 750MHz で、 $Finesse \sim 300$ 、 $FWHM \sim 2.5MHz$  となる。よって Reference Cavity の線幅程度でロックできれば十分である。本研究で必要とされる線幅は数 MHz なので十分な性能を持っているといえる。

Cavity を長を ECDL1 に安定化していないとき、実験室の環境の変化により Cavity 長は変化してしまう。Cavity 長の変化は測ることができないので、環境によって ECDL2 の周波数は変化する。Cavity をロックする際のくしの選択により、ECDL2 をロックする周波数がどのくらい変化するのを見積もりたい。考えなければならないのは、くしがずれたことにより ECDL2 をロックする周波数がどのくらい変化するかということと、日にちによってくしが何本分ずれるかということである。日にちごとの影響を与える要因としては温度と気圧が考えられる。

まず、Rb の共鳴線にロックした光で、Cavity を安定化する際に、通常使用するくしとは異なるくしを選択することによって、PA の参照光である ECDL2 の周波数に及ぼされる影響について考えよう。L=10cm の共焦点の Cavity を考えると、くしの間隔 FSR は

$$\frac{c}{4L} = FSR \quad (3.19)$$

とあらわされるので L がちょうど 10cm であれば、 $FSR_{ideal} = 749.475MHz$  となる。ECDL1 の周波数は  $^{85}Rb$  の  $F = 3 \rightarrow F' = 2$ 、 $F = 3 \rightarrow F' = 3$  のクロスオーバーで  $f_0 = 377.106091THz$ 。PA で使う周波数としては原子の共鳴より 0.69THz 深い  $f_{PA} = 376.386345THz$ [20][21] がよく知られているのでこの周波数で考える。

$\frac{f_0}{FSR_{ideal}} = 503160.33$  なので Cavity を ECDL1 にロックする際のくしは  $n_0 = 503160$  番目とする。ECDL1 に Cavity をロックすることで Cavity 長が決まり、したがって FSR も

$$FSR = \frac{f_0}{n_0} \quad (3.20)$$

と定まる。PA で用いる周波数を小数点以下もゆるして  $n_{PA}$  番目のくしに相当すると考える。

$$n_{PA} = \frac{f_{PA}}{FSR} = \frac{f_{PA}}{f_0} \times n_0 \quad (3.21)$$

これを用いて PA に用いる周波数に一番近い  $n_1$  番目のくしを判断すると

$$n_1 = \begin{cases} (a)[n_{PA}] & (0 \leq n_{PA} - [n_{PA}] < 0.5) \\ (b)[n_{PA}] + 1 & (0.5 \leq n_{PA} - [n_{PA}] < 1) \end{cases} \quad (3.22)$$

となる。(a) は  $f_{PA}$  より低い周波数のくしが最近接の場合、(b) は  $f_{PA}$  より高い周波数のくしが最近接の場合である。ECDL2 の周波数は  $f_1 = FSR \times n_1$  になる。

Cavity を ECDL1 にロックするためのくしがずれてしまい  $n_0 + x$  番目のくしにロックしたとする。 $FSR_x = \frac{f_0}{n_0 + x}$ 、 $n_{xPA} = \frac{f_{PA}}{f_0} \times (n_0 + x)$  となる。くしがずれたことによって、 $n_{xPA} - [n_{xPA}] = 0.5$  で (a) と (b) のもう一方の場合に非連続に移り変わるときには  $\sim 750MHz$  の周波数が変化してしまい ECDL2 を参照用として用いることができない。

$\frac{f_{xPA}}{f_0} = 0.998$  なので  $n_{xPA} - [n_{xPA}]$  が連続的に変化するのはいくし 500 個分のずれの範囲内であり、現実的にずれるのはせいぜい数個で、なおかつ非連続に ECDL2 をロックする周波数がずれたときは波長計で判別できることから、 $n_{xPA} - [n_{xPA}]$  が連続的に変化する場合のみを考えればよい。

以下では、正しいくしにおいても、くしをずらしてしまったときにおいても (a) の場合であるとして議論を進める。ずれたときの ECDL2 の周波数を  $f_2$ 、それに相当するくしを  $n_2$  番目とする。

$$\begin{aligned} n_2 &= [n_{xPA}] = \left[ \frac{f_{xPA}}{f_0} \times (n_0 + x) \right] = \left[ \frac{f_{PA}}{f_0} \times n_0 \right] + x \\ f_2 &= FSR_x \times n_2 = \frac{f_0}{n_0 + x} \times \left[ \frac{f_{PA}}{f_0} \times n_0 \right] \end{aligned} \quad (3.23)$$

今知りたいのは Cavity をロックする際にくしをずらしたことによる影響  $f_1 - f_2$  である。

$$\begin{aligned} f_1 - f_2 &= FSR \times n_1 - FSR_x \times n_2 \\ &= \frac{f_0}{n_0} \times \left[ \frac{f_{PA}}{f_0} n_0 \right] - \frac{f_0}{n_0 + x} \times \left( \left[ \frac{f_{PA}}{f_0} \right] + x \right) \\ &\approx \frac{f_0}{n_0} \left[ \frac{f_{PA}}{f_0} n_0 \right] - \frac{f_0}{n_0} \left( 1 - \frac{x}{n_0} \right) \left( \left[ \frac{f_{PA}}{f_0} \right] + x \right) \\ &= \frac{f_0}{n_0^2} \left( \left[ \frac{f_{PA}}{f_0} n_0 \right] x + x^2 \right) - \frac{f_0}{n_0} x \end{aligned} \quad (3.24)$$

途中  $n_0 \gg x$  なので  $\frac{1}{n_0+x} \approx \frac{1}{n_0} \left( 1 - \frac{x}{n_0} \right)$  の近似を用いた。 $\frac{f_{PA}}{f_0} \approx 1$ 、 $n_0 \gg x$  のため  $x^2$  の項を無視し、 $\left[ \frac{f_{PA}}{f_0} n_0 \right] \approx \frac{f_{PA}}{f_0} n_0$  と近似する。

$$f_1 - f_2 \approx \frac{f_{PA} - f_0}{n_0} x = 1.43 \text{MHz} \times x \quad (3.25)$$

よって、Cavity をロックする際にくしがずれると ECDL2 の周波数は 1 本あたり 1.43MHz ずれることがわかった。

温度による Cavity 長の変化について考える。 $\frac{dn}{n} = 2L \Leftrightarrow n = \frac{4L}{\lambda}$  で Cavity 長に対して  $n$  番目のくしが決まる。  $4\Delta L$  が  $\lambda$  の倍数になるとくしがずれるということである。Cavity 長を決めるミラーの間隔はガラス管と PZT によって決まり、ガラス管が 90mm、PZT は 10mm である。熱膨張率はガラスが  $5.6 \times 10^{-7}/K$ 、PZT が  $5 \sim 10 \times 10^{-6}/K$  である。実験室の温度は  $\pm 2K$  程度長期的にゆらいでいるので、Cavity 長は  $\Delta L = \pm 300 \text{nm}$  程度のゆらぎを持つ。  $4\Delta L = \pm 1200 \text{nm}$  なので実験室の温度変化によって Cavity を ECDL1 にロックする際のくしの番号は  $\pm 2$  本程度ずれうる。

また、空気の屈折率が気圧により変化し光路長が変わる影響について考えよう。常温・常圧付近では屈折率  $n$  と密度  $\rho$  の関係は  $n - 1 \propto \rho$  である。空気の密度は、気圧  $P[\text{hPa}]$ 、気温  $t[^\circ\text{C}]$  を用いて

$$\rho[\text{kg}/\text{m}^3] = \frac{1.293}{1 + 0.00367t} \times \frac{P}{1013.25} \quad (3.26)$$

とあらわされる。標準空気  $15^\circ\text{C}$ 、1 気圧のときの屈折率  $n_s$  は 1.000275 で実験室の温度は  $23^\circ\text{C}$  とすると、気圧が 1hPa 変化するごとに光路長は  $\Delta L = 26.4 \text{nm}$  だけ変化する。くし選択の際の不確かさは、1 日のうちでは気圧の変動幅は大きいときで 20hPa なので 3 本分、通年では気圧の変動幅を 40hPa とすると 5 本分となる。気圧に気を配りくしの選択の際に補正を行うことが望ましい。

以上の議論より参照光の日隔差は 10MHz 以下であり、波長計が示す不確かさよりも小さく、Matisse のドリフトの様子がビートによって確認できるため波長計以上の参照ができることが分かった。なお、さらに正確に合わせたい場合は真空槽内で温度調節をすることが必要である。

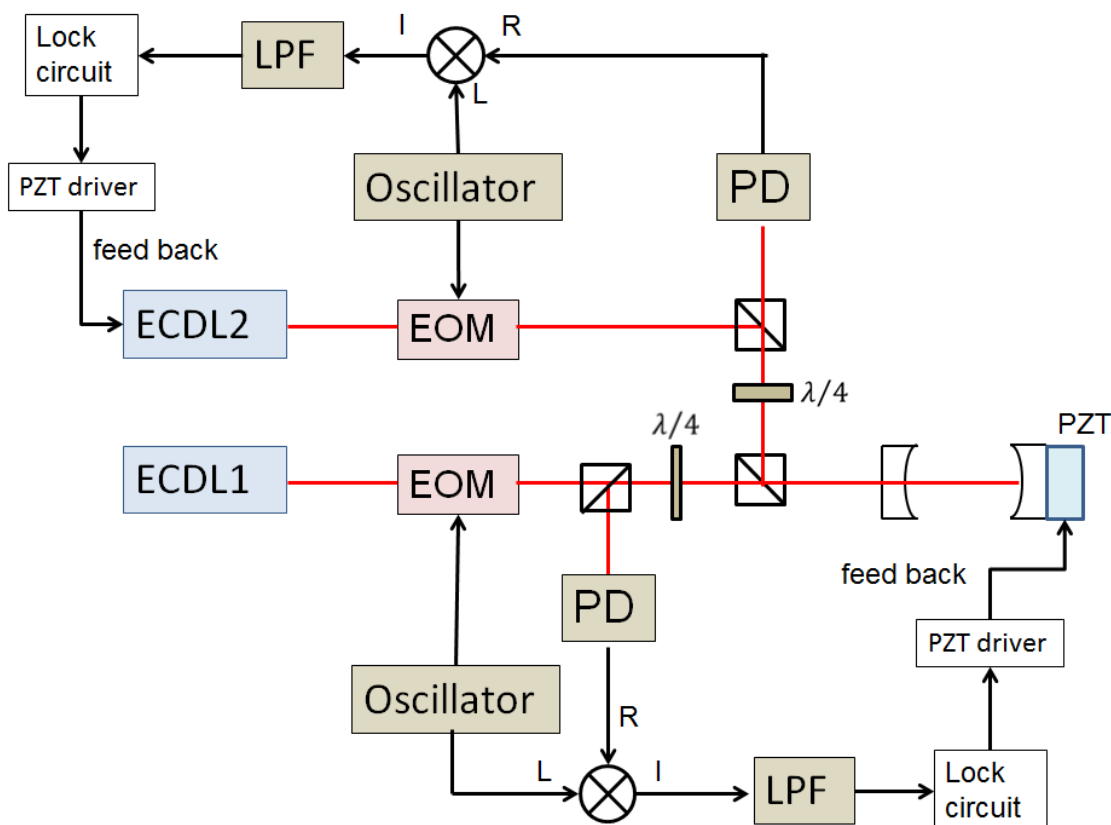


図 3.15 Cavity を介した安定化の概略図

### 3.4.2 Transfer Cavity を介した ECDL2 の安定化

図 3.15 は ECDL1 の光に Cavity をロックし、安定化した Cavity に ECDL2 をロックするためのフィードバックの系である。ECDL1 の光はファイバーの前で EOM によって位相変調がかけられている。ロックの方法としてはどちらも 2 章で説明した PDH 法を用いた。Cavity 内には ECDL1 と ECDL2 の 2 つの光を入れ、フォトダイオードで信号を取り出すときには両者を区別できなくてはならない。 $\lambda/4$  波長板と PBS により偏光によって互いに混ざり合わないようになっている。まず、ECDL2 から来る光についてみてみよう。EOM を通過した際 PBS で反射される s 偏光で、PBS を反射後  $\lambda/4$  波長板によって円偏光になる。PBS で s 偏光のみが反射され強度が半分になり Cavity に入る。Cavity で反射された光は s 偏光のみなので PBS で反射され  $\lambda/4$  波長板を通り円偏光になり、その p 偏光の成分のみが PBS を透過しフォトダイオードで検出される。次に、ECDL1 から来る光についてみてみる。EOM 後 PBS を透過する p 偏光で、 $\lambda/4$  波長板を通り円偏光になる。PBS で p 偏光のみが透過して強度が半分になり Cavity に入る。Cavity で反射された光は p 偏光のみなので PBS を透過し  $\lambda/4$  波長板を通り円偏光になり、その s 偏光の成分のみが PBS で反射されフォトダイオードで検出される。このように、ECDL1 と ECDL2 の光は偏光により区別される。

本研究で用いた方式では、フォトダイオードで検出される光の強度が  $1/4$  になってしまう代わりに、PBS によって決まる反射と透過の割合しか余計な光の成分がフォトダイオードで検出されない。パワーは十分に用意することができ、きれいな信号が得られると期待できるのでこの方式を用いた。

まず、Rb 原子の共鳴線に安定化した ECDL1 を用いて Cavity 長の安定化を行ったことについて説明する。図 3.16 は Cavity 長を PZT で振って、特定の Cavity 長で共鳴状態になり生じるくし、そこから PDH 法によって取り出した微分信号を表している。CH1 は Ramp に入力している三角波、CH2 は反射光、CH3 は微分信号、CH4 はロック回

路の Monitor out の出力を表している。CH4 はロック回路でオフセットを調節する際に用いるもので、微分信号を増幅したものをオフセットにより調整したものである。CH2 で見える小さいくしは ECDL2 の光によるものだが十分小さいので Cavity 長のロックには問題ない。ロックをするには PZT のオフセットを共鳴点にもっていき三角波の出力をオフにしてロックのスイッチを入れる。図 3.17、図 3.18 は ECDL1 の光を用いて Cavity 長をロックしたときの信号である。図 3.17 ではフィードバックゲインが小さいため、共鳴点からのズレの幅に相当するエラー信号の大きさ CH3 が大きく、CH2 の反射光の信号も揺らいでいるのがわかる。図 3.18 はフィードバックゲインを上げたときのロックの様子であり、CH3 のエラー信号の幅も小さく、CH2 の反射光の信号の幅も小さくなり安定なロックになっている。なお、ゲインをこれよりもあげていくと振動により揺らぎが逆に大きくなってしまった。

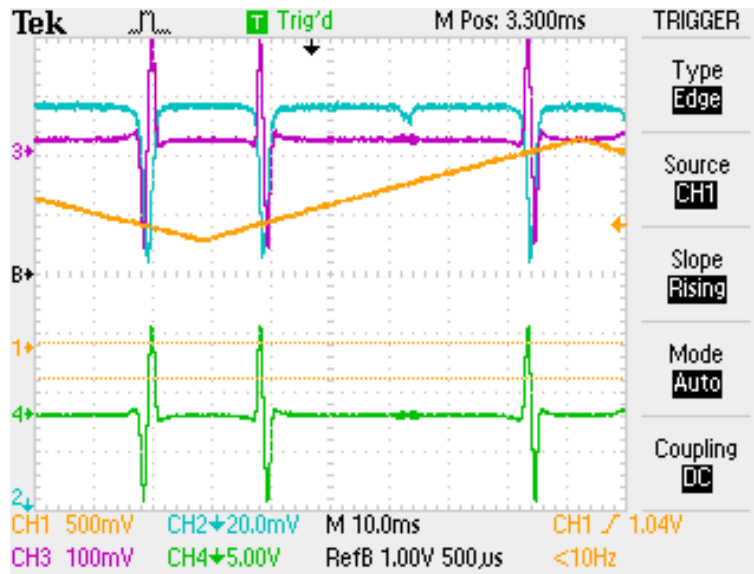


図 3.16 Cavity 長を振ったときの微分信号

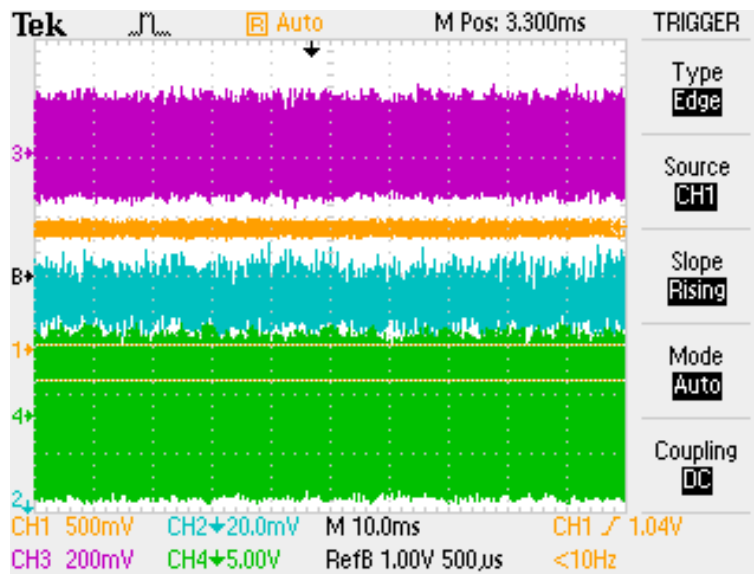


図 3.17 Cavity 長を ECDL1 にロックしたとき フィードバックゲイン小

次に、Cavity によって ECDL2 の安定化を行った様子について説明する。図 3.19 は ECDL2 の PZT に印加する電圧を三角波で振り、共鳴状態になる周波数で生じるくし、そこから PDH 法によって取り出した微分信号を表してい



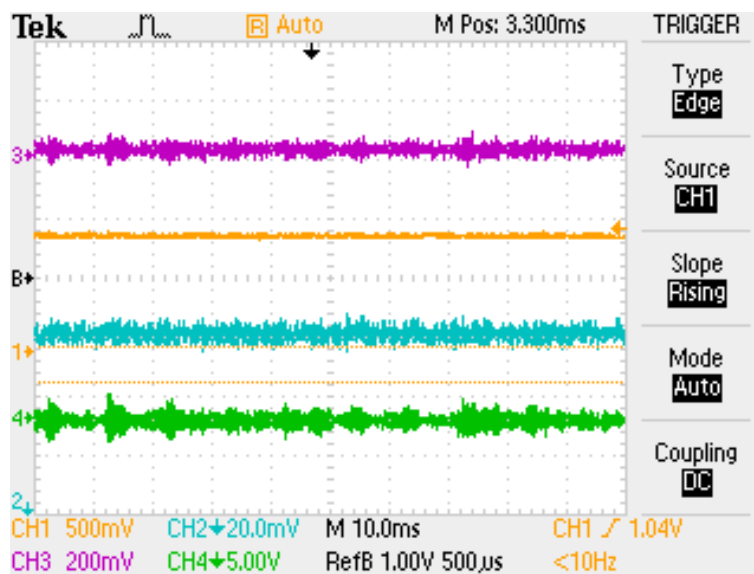


図 3.18 Cavity 長を ECDL1 にロックしたとき フィードバックゲイン大

る。CH1 は Ramp に入力している三角波、CH2 は反射光、CH3 は微分信号を表している。ロックをするには ECDL の周波数が共鳴点になるように PZT のオフセットをもっていき三角波の出力をオフにしてロックのスイッチを入れる。図 3.20、図 3.21 は ECDL2 を PZT へのフィードバックでロックしたときの信号である。CH2 の反射光の信号が Cavity が共鳴しているときの電圧値に固定されているのがわかる。図 3.20 はフィードバックゲインが小さいときのロックの様子である。ゲインが小さいため CH3 のエラー信号の幅も大きく、CH2 の反射光の信号の幅も大きく Cavity の共鳴点の周波数からの揺らぎが大きいことが見て取れる。図 3.21 はフィードバックゲインを大きくしたときのロックの様子である。CH3 のエラー信号の幅、CH2 の反射光の信号の幅ともに小さくなり、共鳴点からの揺らぎが小さくなっておりロックが安定化していることがわかる。また、これよりゲインを上げていくとゲインが大きくなりすぎてロックが外れてしまった。

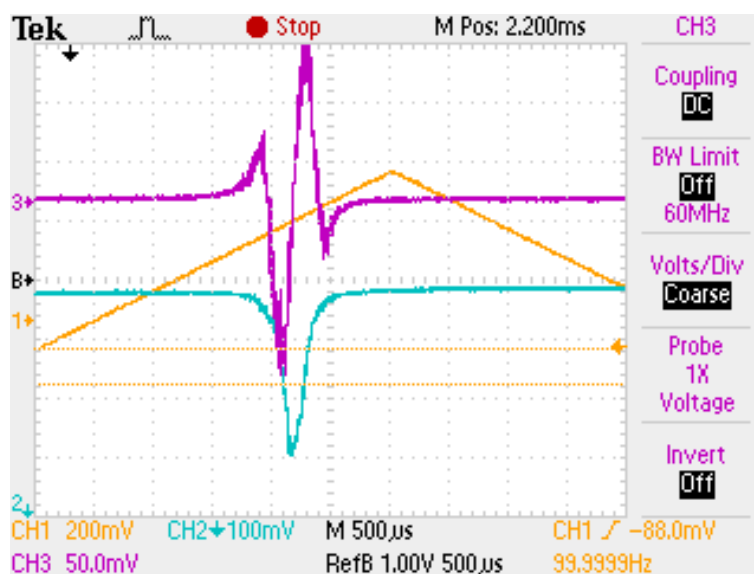


図 3.19 ECDL2 を振ったときの微分信号

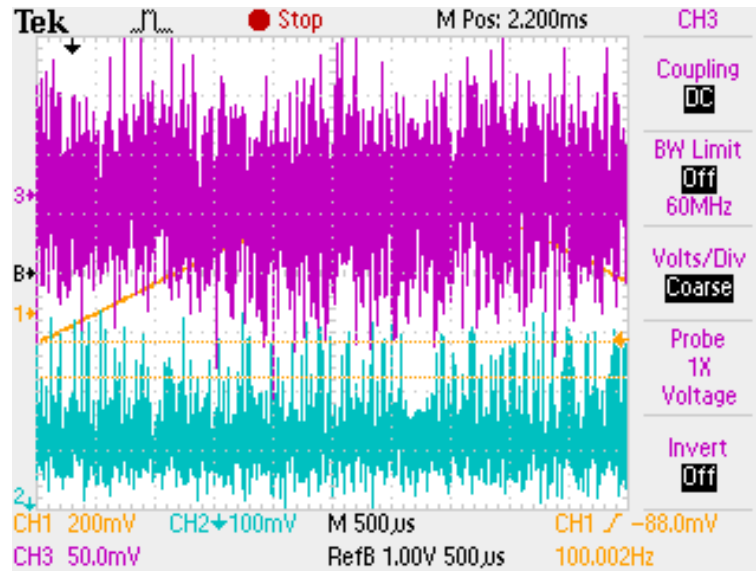


図 3.20 ECDL2 をロックしたとき フィードバックゲイン小

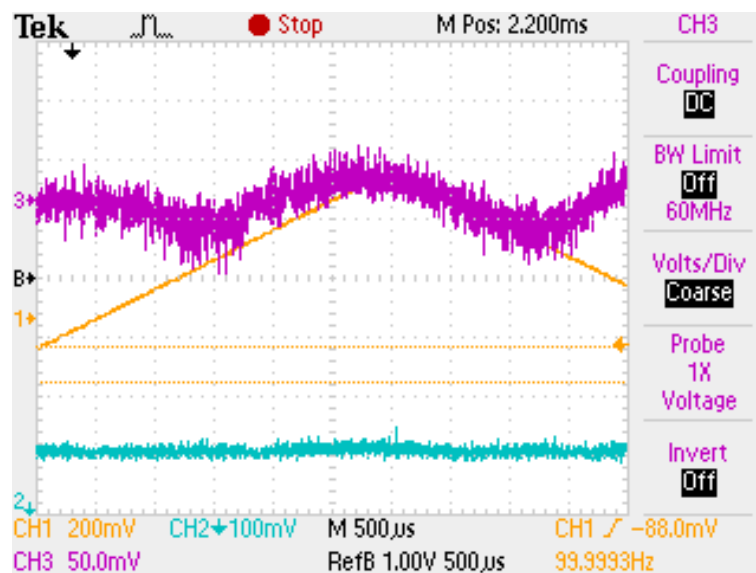


図 3.21 Cavity 長を ECDL1 にロックしたとき フィードバックゲイン大

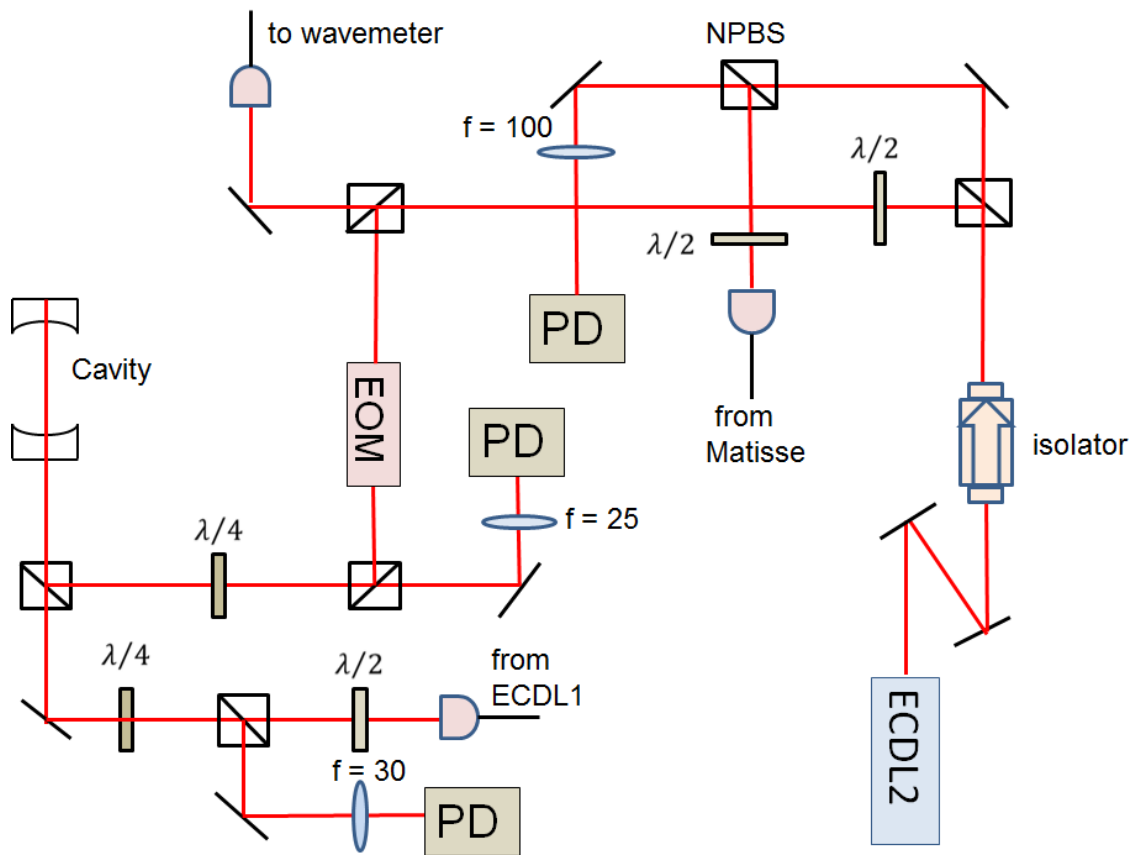


図 3.22 ECDL2 の光学系

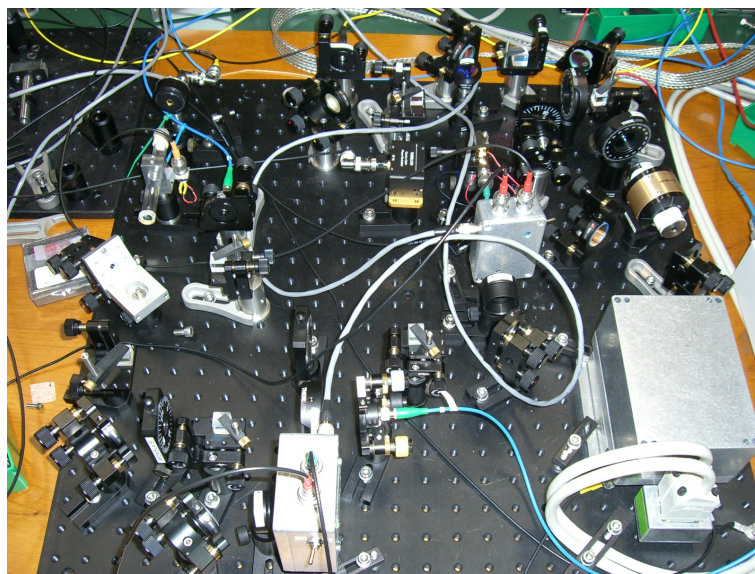


図 3.23 ECDL2 の光学系の写真

## 3.5 PA 光源と参照光源とのビートの観測

### 3.5.1 ビートロック

当初我々は ECDL2 台と Transfer Cavity によって任意の中心周波数で PA 光を安定化させようとしていた。1 台目の ECDL を Rb の共鳴線にロックして安定化し、1 台目の ECDL に 2 台目の ECDL をビートロックによって 1/2FSR 分の周波数 750MHz 以上を振れるようにする必要があった。ここでは本研究において最終的には使われないが ECDL を Rb の D1 線に安定化された ECDL にもう一方の ECDL を安定化できたということ述べる。図 3.25 はビートロックに用いた系である。

まず、ビートがフォトダイオードでどのように観測されるかについて述べる。2 つの光を重ね合わせたときフォトダイオードで観測されるのは光の強度  $P$  である。

$$\begin{aligned}
 P &= \left| \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \right|^2 \\
 &= \left| (E_{1x} \sin(\omega_1 t + \alpha_{1x}) + E_{2x} \sin(\omega_2 t + \alpha_{2x})) \vec{e}_x + (E_{1y} \sin(\omega_1 t + \alpha_{1y}) + E_{2y} \sin(\omega_2 t + \alpha_{2y})) \vec{e}_y \right|^2 \\
 &= |E_{1x}|^2 \sin^2(\omega_1 t + \alpha_{1x}) + |E_{2x}|^2 \sin^2(\omega_2 t + \alpha_{2x}) + 2E_{1x}E_{2x} \sin(\omega_1 t + \alpha_{1x}) \sin(\omega_2 t + \alpha_{2x}) \\
 &\quad + |E_{1y}|^2 \sin^2(\omega_1 t + \alpha_{1y}) + |E_{2y}|^2 \sin^2(\omega_2 t + \alpha_{2y}) + 2E_{1y}E_{2y} \sin(\omega_1 t + \alpha_{1y}) \sin(\omega_2 t + \alpha_{2y}) \quad (3.27)
 \end{aligned}$$

光の周波数は数百 THz に対しフォトダイオードの帯域は 10GHz 程度のためその周波数差  $\omega_1 - \omega_2$  に対応する成分だけがビートとして観測される。またビートは偏光の向きが同じ成分の振幅の掛け合わせが存在しないと観測されない。PBS により光を重ね合わせた場合偏光が直交してしまいビートが観測できない。そのため変更に関わらず入射した光の半分ずつを透過と反射に分ける NPBS を用いて 2 つの光を重ね合わせた。

まず、ビートロックを行わずにビートを観測したことについて説明する。ビートロックをしていないとき、ビート信号の線幅は合わされた 2 つの光の線幅の和となる。そのためビートの線幅から合わされた光の線幅を見積もることができる。同じ設計の ECDL2 台の光のビートを観測したのが図 3.24 である。どちらの ECDL も同じ程度の線幅を持つので、ECDL の線幅は  $\sim 2\text{MHz}$  であり設計どおりの性能を示している。

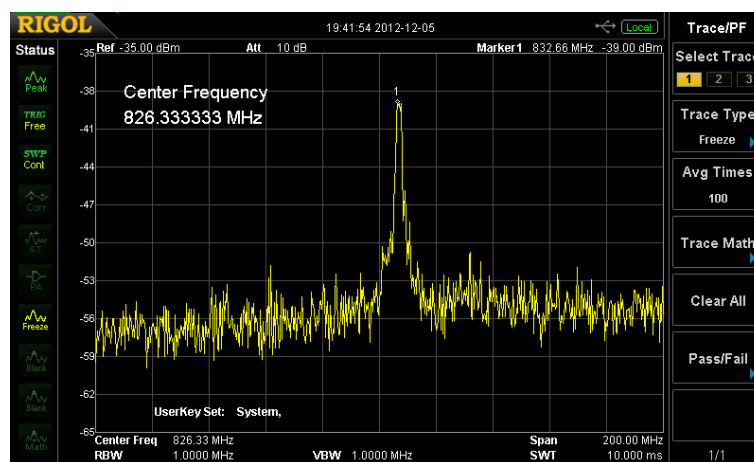


図 3.24 ECDL のビートによる線幅の見積もり

次にビートロック説明を行うが、その仕組みについては付録 C を参照されたい。PD は浜松フォトンクス社の GH76-03 を用いており帯域は 16GHz 程度、その直後の bias tee の帯域が 12GHz である。Prescaler の最低入力  $-12\text{dBm}$  だが、得られたビート信号は  $-34\text{dBm}$  程度であったため、minicircuits 社製の Amp、ZHL-1042J で  $25\text{dB}$

分増幅している。Prescaler は RF Bay INC. 社の FPS-9-8 である。ビートの周波数を 1/9 にするものである。RF 源としては Rb の D1 線に安定化した ECDL1 の周波数を  $f_{Rb}$ 、ECDL2 の周波数を  $f_{ref}$ 、VCO の周波数を  $f_{RF}$  とするとビートロックにより  $|\frac{f_{beat}}{9} - f_{RF}| = 0$  となるようにフィードバックされ、ECDL2 の周波数は  $f_{ref} = f_{Rb} \pm 9f_{RF}$  にロックされる。VCO で RF を 750MHz 振るのは厳しいため、1/9Prescaler を入れている。RF 源として安価なため mini circuits 社の VCO、ZOS-300+ を用いている。また、ビートロックでは  $f_{ref} = f_{Rb} \pm 9f_{RF}$  のように周波数の解が 2 つ出てくるが、現在の周波数に近いほうを選ばれる。ロックをする際には波長計で目的の周波数に近い値にしておき、スペクトルアナライザで RF によるオフセット分のビートの周波数に合わせてロックを行う。

ロックを行った結果が図 3.263.27 である。Prescaler 後で 1/9 倍された周波数を観測している。ビートロック時のビートの線幅は 1MHz 弱であるが、これは ECDL の線幅が数 MHz 程度ありビート信号として幅を持ってしまっているために生じている線幅であると考えられる。PA 光源の用意のためには十分な性能である。

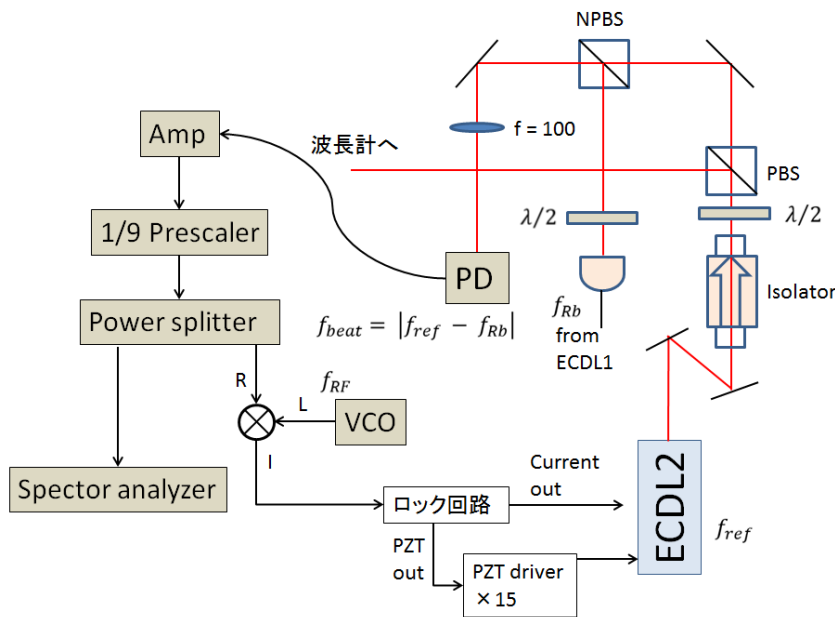


図 3.25 ビートロックの系

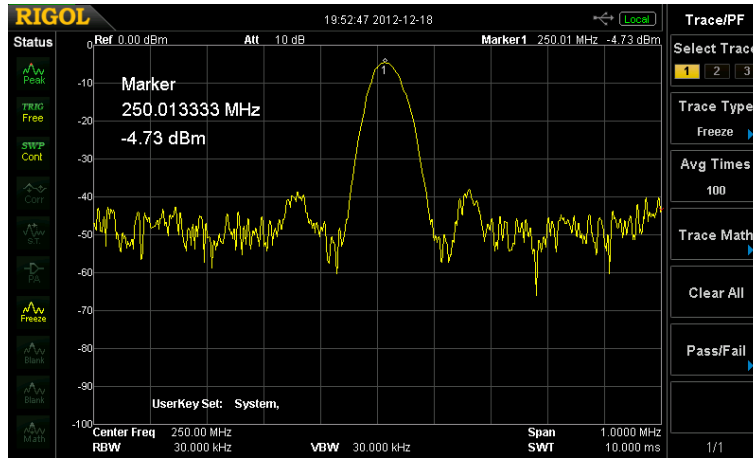


図 3.26 ビートロック時のビートの波形 Span1MHz

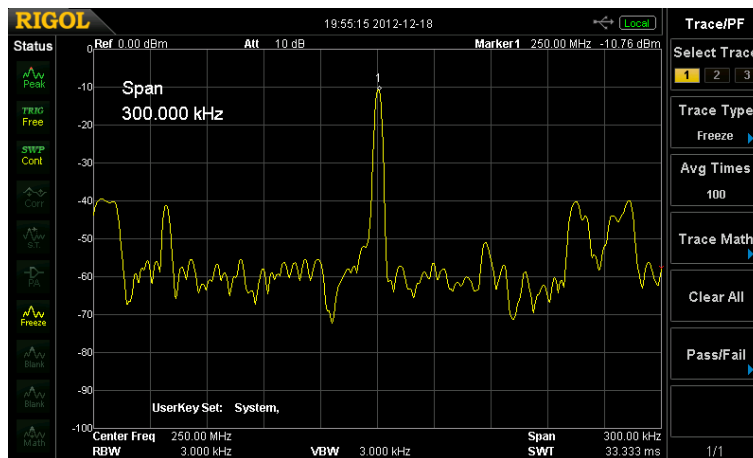


図 3.27 ビートロック時のビートの波形 Span300kHz

### 3.5.2 PA 光源とのビートの観測

波長計は 10MHz の桁までしか測定できないが、安定化された参照周波数とのビートを観測することでスペクトルアナライザの精度で PA 光の周波数が測定できるようになる。測定の系は図 3.22 であり、ECDL1 とのビートを見たときの系からファイバーを PA 光のものに付け替えたものである。ECDL の参照光を同じ周波数に用意することが必要であり、PA 光の周波数選択が完了すればビートにより参照ができる。

図 3.28 は本研究で開発したレーザーシステムを稼働させたときの ECDL2 と PA 光源のビートを観測したものである。ECDL2 と PA 光源のビートに 6MHz 程度の揺れがみられ、PA 光源のモニターには不十分な精度であった。

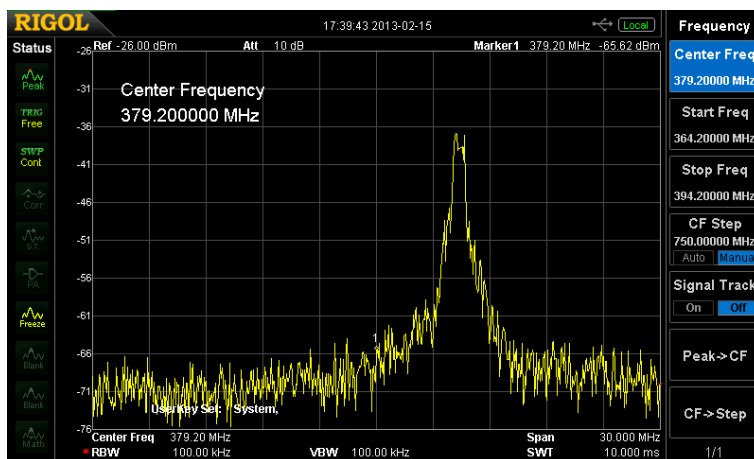


図 3.28 ECDL2 と PA 光源のビート レーザーシステム稼働時

図 3.29 は ECDL1 と PA 光源のビート、図 3.30 は ECDL2 と PA 光源のビートであり両者の揺れを比べた。このとき、ECDL1 は Rb の共鳴線にロックしており、ECDL2 は Cavity(Cavity はロックしていない)にロックしている。ECDL1 と PA 光源のビートと揺れは 10MHz に迫るほどで、ECDL2 と PA 光源のビートのせいぜい 5MHz の揺れよりも明らかに大きかった。このことから、ECDL1 の線幅が悪化しているためにレーザーシステムが正常に作動していないということが分かった。

これは、ECDL1 の fiber coupler からの戻り光が原因であった。本研究において ECDL1 の戻り光が深刻な影響を与えることになった原因としては、ECDL1 と fiber coupler の距離が近いこと、ほとんどのパワーを fiber coupler にもっていつていること等が考えられる。対策としては、Isolator を 2 台に増やすことや ECDL の偏光を変えるといったことが考えられ、これらは今後の課題である。

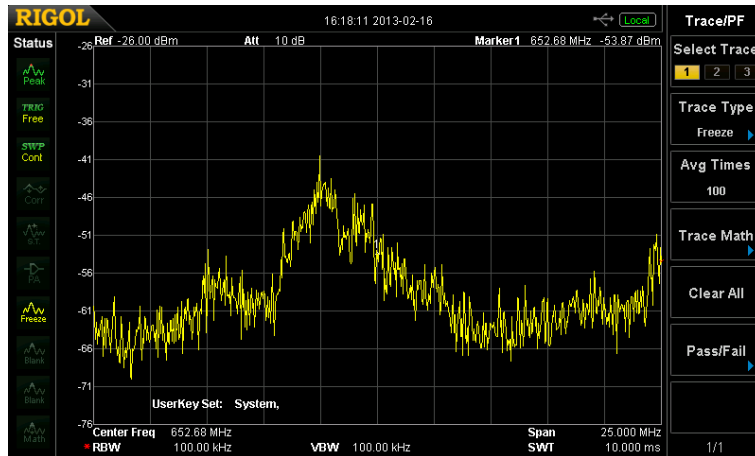


図 3.29 ECDL1 と PA 光源のビート

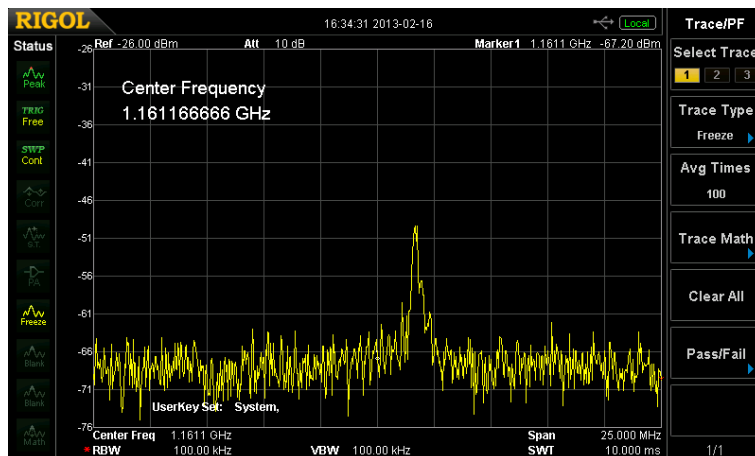


図 3.30 ECDL2 と PA 光源のビート ECDL2 を Cavity にロック時 (Cavity はロックされていない)



## 第4章

# まとめと今後の展望

本研究において行ったことは、ECDL、周波数安定化のためのロック回路の製作、飽和吸収信号の観測とそれを用いた ECDL の安定化、Cavity を ECDL1 にロック、ECDL2 を Cavity にロック、ビートの観測等である。本研究で開発したレーザーシステムは、現在光会合に用いる光のモニターには十分な性能を持ち合わせていないが、レーザーシステムを構成する要素を個別に行うことはできた。戻り光の対策を行い、ECDL1 の安定性を改善してレーザーシステムの性能の向上が目下の課題である。

レーザーシステムの性能を向上させた後の課題としては次のようなことが考えられる。光会合に用いる波長に対して ECDL2 の波長を合わせて ECDL1、Cavity、ECDL2 の順に安定化し、光会合に用いる光とビートをとることによりモニターができる。参照光源の不確かさは、Rb 原子の共鳴線と光会合で用いる周波数の差によって決まり、両者が離れれば離れるほど不確かさは増加する。本研究では  $^{87}\text{Rb}_2$  の光会合で用いる光に対してモニターをできるようにしているが、 $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$  も周波数が近いので同程度の不確かさでモニターができるであろう。参照光源の ECDL2 は 10MHz 程度の不確かさがあるので、よりよいレファレンスを得るためには真空槽に入れて温度調節をした Cavity を用意して気圧と温度の変化をなくすことが必要である。

真空槽を温度調節することで Cavity をロックする際のくしが毎回同じものであるという保証が得られれば  $^{41}\text{K}_2$  の光会合の光をモニターすることができる。

また、参照光で光会合の光源である *Mattise* をビートロックをすることができれば、*Mattise* の周波数ドリフトが抑えられる。光会合の分光の精度を上げることもつながる。ビートロックができれば光会合の興味深い性質が見られるかもしれない。井上研で用いられている  $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$  はボゾンであり光格子中でロスが生じてしまう。一方、光格子中ではロスによって量子相の制御ができる。[14] この作用は  $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$  が消失してしまうよりも早く起こりボゾンであってもこの現象が生じるとされている。[13] その前段階として、光会合によって原子のロスを生じさせることで量子相の制御が見られるのではないかと期待されている。



## 付録 A

# Zeeman slower のモンテカルロ法によるシミュレーション

レーザー冷却により原子が減速していくと、原子の感じる光の周波数はドップラー効果の影響で低くなっていくってしまう。原子の減速の効果を打ち消し原子を光に共鳴させておくため、Zeeman 分裂によるエネルギーを磁場により変化させる手法が Zeeman Slower である。この章では、まず Zeeman slower の理論について説明し、Zeeman slower に用いる磁場を設計作製する際に、飽和パラメータどれくらい余裕を持たせよいかをシミュレーションによって提示する。また、Zeeman Slower の出口においての動径方向の広がりについてのシミュレーションの結果についても述べる。モンテカルロ法によるシミュレーションの長所としては挙動を直接見ることができる点である。原子の減速は  $^{87}\text{Rb}$  の D2 遷移 ( $5^2S_{1/2} \Rightarrow 5^2P_{3/2}$ ) を仮定し、そのデータは [31] のものを用いている。ここでの議論は [28][29][30] を参考にしている。

### A.1 Zeeman slower とは

原子のレーザー冷却について考える。原子の進行方向に対向するレーザー光を照射すると原子は光を吸収して励起状態に励起され、光子から運動量  $\hbar k_l$  を受け取り減速する。その後自然放出によって基底状態に戻り再び光を吸収できるようになる。光を吸収するときに受け取る運動量の方向は原子が減速する方向であるが、自然放出は等方的におきるため自然放出による運動量の変化は平均するとゼロになる。よって、この光の吸収・放出のサイクルを繰り返すことによって原子を冷却することができる。

実際に行なう際には光が感じる周波数は光の周波数からドップラー効果分  $kv$  だけずれてしまう。ドップラーシフトのためレーザー周波数を固定したままであると、原子が減速するにしたがって原子が感じる光の周波数が変化してしまい共鳴から外れてしまう。Zeeman slower は原子の共鳴周波数をレーザーの周波数に近づける方法である。外部磁場によって Zeeman shift をおこし共鳴周波数を変化させるのだ。ここでは  $^{87}\text{Rb}$  における結果を述べるだけで済ませるが、Zeeman shift による光の共鳴周波数の変化分は

$$\Delta\omega = \pm \frac{\mu_B}{\hbar} B_Z \quad (\text{A.1})$$

である。複号の + は  $m_F = +2 \rightarrow +3$  の遷移を用いた場合で、複号の-は  $m_F = -2 \rightarrow -3$  の遷移を用いたものである。選択則から Zeeman slower に用いることができる閉じた遷移としては、原子に  $\sigma^+$  の光をあて  $|F = 2m_F = -2 \rangle \Rightarrow |F' = 3m_F = -3 \rangle$  の遷移と  $|F = 2m_F = 2 \rangle \Rightarrow |F' = 3m_F = 3 \rangle$  の遷移の 2 つがある。原子が減速されるにつれて Doppler shift により原子の共鳴周波数はしだいに大きくなるので、その効果を打ち消すためには前者の遷移では磁場をしだいに大きくしていき、後者の場合は磁場をしだいに小さくしていく。磁場を小さくしていく Decreasing type の Zeeman slower だと磁場のある領域を抜けたあとも光が原子と共鳴してしまい、軸方向の速度成分が小さくなりすぎて軸に垂直な方向に原子が広がってしまう。磁場を大きくしていく Increasing type の

Zeeman slower では磁場のある領域を出るとき急激に磁場が低下し 0 になるため、磁場のある領域を出た後に原子が光と共鳴することはなくなる。そのため、Increasing type の Zeeman slower が望ましいので今回のシミュレーションにおいて Increasing type の磁場を想定した。なお、減速が最後まで行われるか否かの判断は磁場の変化率によって定まるのでどちらのタイプでも同様の結果が得られると思われる。

## A.2 磁場の設計と飽和パラメータの関係

光が原子に当たっているとき原子が光から受ける加速度は

$$a = v_{rec} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + (\frac{2\delta}{\Gamma})^2} \quad (\text{A.2})$$

となっている。\$v\_{rec}\$ は光子の一回の衝突による運動量変化を表す。原子は光を吸収して励起状態になり自然放出を行い再び基底状態になるまで新たに光を吸収することはできないので \$\frac{\Gamma}{2}\$ は単位時間当たり光が原子に衝突する回数に相当する。\$f = \frac{s}{1+s+(\frac{2\delta}{\Gamma})^2}\$ は原子が光を吸収する確率である。\$\Gamma\$ は自然幅、\$\delta\$ は遷移周波数からの離調である。\$s\$ は飽和パラメータと呼ばれ、光の強度 \$I\$ と原子の飽和強度 \$I\_s = 2\pi^2\hbar c\Gamma/3\lambda^3\$ から \$I/I\_s\$ と光の強度に比例する値となっている。原子が光子を吸収する確率 \$f\$ は飽和パラメータ \$s\$ に対して単調増加であり \$s \to \infty\$ の極限では \$f \to 1\$ となり、光の強度が十分に大きければ吸収が必ず起きることをあらわしている。そのときの加速度 \$a\_{max}\$ は

$$a_{max} = v_{rec} \frac{\Gamma}{2} = \frac{2m}{\hbar k \Gamma} \quad (\text{A.3})$$

で原子が光によって受け取れる最大の加速度をあらわす。光が原子と常に共鳴状態にあり、原子が光から一定の加速度 \$a\$ を受け取っているとす。初速度 \$v\_i\$ の原子が Zeeman slower に入ってきたとき、初速度と \$z\$ だけ進んだときの速度 \$v(z)\$ の間には次の式が成り立つ。

$$v_i^2 - v^2(z) = 2aL \quad (\text{A.4})$$

Zeeman slower の終点 \$z=L\$ では原子は十分に減速されており \$v\_i \gg v(L)\$ が成り立つので

$$v_i \simeq \sqrt{2aL} \quad (\text{A.5})$$

と近似できる。よって、

$$v(z) = \sqrt{v_i^2 - 2az} = v_i \sqrt{1 - \frac{z}{L}} \quad (\text{A.6})$$

が得られる。Zeeman Shift と Doppler shift の寄与があるので原子と光の共鳴条件は次のようになる。

$$\omega_0 + \frac{\mu}{\hbar} B(z) = \omega + kv(z) \quad (\text{A.7})$$

ただし、\$\mu\$ は Increasing type で \$\mu = -\mu\_B\$、Decreasing type で \$\mu = \mu\_B\$ であり、原子の固有の共鳴角周波数を \$\omega\_0\$、レーザーの角周波数を \$\omega\$、レーザーの離調 \$\delta\_0 = \omega - \omega\_0\$ とおく。式 A.6 を代入し、理想的な場合の磁場 \$B(z)\$ は

$$\begin{aligned} B(z) &= \frac{\hbar}{\mu} (\delta_0 + kv(z)) \\ &= \frac{\hbar}{\mu} \delta_0 + \frac{\hbar}{\mu} kv_i \sqrt{1 - \frac{z}{L}} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

と求められる。

また、原子が最後まで減速されるかどうかは磁場の変化率によって決まる。原子の共鳴から外れたまま戻ってこないということがなければよい。磁場勾配が緩やかな場合は最大の加速度での減速ができないがその心配はない。しか

し原子の減速は最大でも  $a_{max}$  の加速度でしかなされないので、それよりも急な磁場勾配が続くと原子の共鳴から外れたまま戻ってこなくなってしまう。原子の共鳴からずれることがないようにするための十分条件は次のようにあらわされる。

$$\begin{aligned}\frac{dB(z)}{dz} &= \frac{\hbar k}{\mu_B} \frac{d}{dz} v(z) \\ &= \frac{\hbar k}{\mu_B} \frac{dt}{dz} \frac{dv(z)}{dt} \\ &= \frac{\hbar k}{\mu_B v(z)} a(z)\end{aligned}\tag{A.9}$$

$$\left| \frac{dB(z)}{dz} \right| \leq \frac{\hbar k}{\mu_B v(z)} a_{max}\tag{A.10}$$

この条件はあくまで減速の十分条件であり、この条件を満たさない場合でも減速は可能である。

さて、Zeeman slower に用いる磁場は軸方向の距離に応じて分割していくつかのコイルを並べることで実際には作製している。分割数を増やし、したがってコイルの数を増やしていけばいくほど理想的に近いなめらかな磁場ができるが、製作のために費やさなければならない時間と労力が膨大なものとなる。分割数が少なく、したがってコイルの数が少ない場合は、製作は早く容易にできるが出来上がる磁場はがたがたの汚い磁場となり、十分な減速が可能であるか不安が残る。十分に余裕を持った磁場の設計を行い、十分な強度の光を用意することができれば、分割数が少なくとも十分な減速が可能であることをシミュレーションにより示したい。なお、シミュレーションにおいては原子の進行方向を X 軸としている。

Zeeman shift と Doppler shift の影響が完全に打ち消しあっている場合  $f = \frac{s}{1+s}$  となる。設計の際には、減速できる原子の初速の上限や、f の値、すなわち飽和強度 s を定めることにより Zeeman slower の長さを決める。今回のシミュレーションにおいて磁場は 10 個に等分割にしたコイルで作ることとした。また減速できる原子の初速は 400m/s とした。なめらかな理想的な磁場に近づくように、各区間において巻数と電流値を調整した。図 A.1 は  $s=2$  つまり  $f=0.67$  とした場合の磁場で、実線が理想的な磁場、点線がシミュレーションに用いた磁場である。コイルが変わるたびごとに磁場が大きく変化し、理想的な設計磁場に比べて汚い階段形の磁場となっている。

なお、磁場は `jiba2-2.cpp` にコイルの長さ、巻数、電流値を格納したファイルを読み込ませることで作製した。

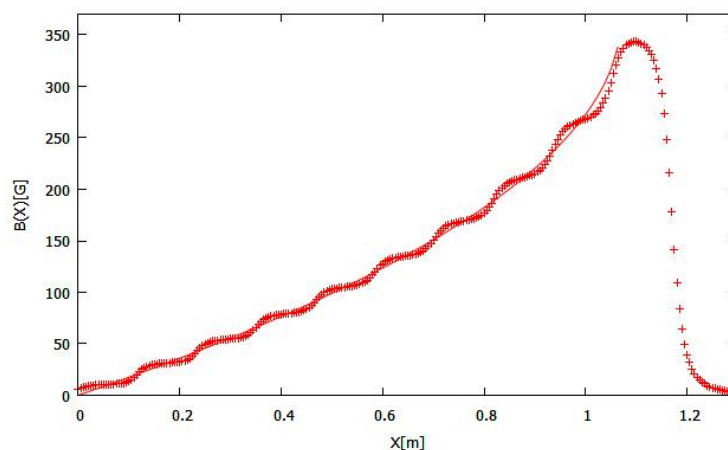


図 A.1 Zeeman slower の磁場

図 A.2 は点線が図 A.1 の変化率を表したもので、実線が式 A.10 であらわされる磁場の十分条件を表している。コイルが別のコイルに切り替わる領域において、磁場の十分条件を満たさない点があるが、各コイルの中ほどでは磁場の变化は緩やかである。一般的に知られている磁場に比べて汚い磁場となっているが以下の結果のように適切な強度を用意できれば最後まで原子を減速することができる。

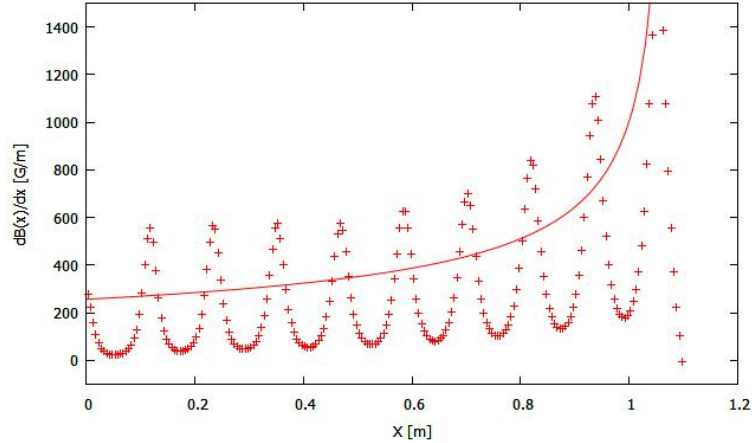


図 A.2 磁場の変化率

軸方向の変化のみの 1 次元のシミュレーションを `doppler6-2.cpp` によって行った。光を吸収するかしないか、1 回 1 回確率  $f$  でランダムにおきるように判断をしている。原子が光吸収したあとと光を放出するまでは光を吸わないので、光の吸収・放出のサイクルは自然放出によって決まっている。そのため、1 回のサイクルに要する時間を  $\frac{2}{f}[s]$  とした。光の吸収の判断は自然放出による速度変化は等方的に起こるため平均すると 0 となるので無視した。

図 A.1 の磁場を使ったシミュレーション結果が図 A.3、図 A.4 である。原子の初速を  $50\text{m/s}$  おきに変化させたときに速度がどのように変化するかの結果を表している。図 A.3 は飽和パラメータが  $s=6$  のときで、磁場の変化率が理想的な磁場より急なところで、共鳴から外れたままになってしまい減速が起こらなくなっている。磁場が汚いところで速度分布に穴が開いており、そこに到達したとたん共鳴から外れてしまうのである。一方、図 A.4 は飽和パラメータ  $s=15$  のとき、つまり光の強度を大きくしていったときの減速の様子である。 $s=6$  のときに見られた速度分布の穴がふさがっている。

穴をふさぐかどうかは原子の共鳴の自然幅と設計時の  $f$  にどれくらいのゆとりを持たせたかが関係している。原子の感じる周波数幅に離調が収まれば原子は光を吸収する。光の強度が飽和強度に対し  $I \gg I_s$  と十分大きい場合

$$\Gamma' = \Gamma \sqrt{1+s} \quad (\text{A.11})$$

と共鳴する周波数幅がパワーブロードニングによって大きくなっている。光の強度が大きいとき、磁場勾配が急で原子が共鳴から外れそうになっても、共鳴の幅が大きいために原子は光を吸収して減速が継続されるのである。

このように同じ磁場を用いていたとしても光の強度によって原子の減速がうまくいく場合もあればそうでない場合もある。十分な光の強度を用意することができれば、少くとも磁場が汚かったとしても最後まで減速が行われるのである。

磁場の設計により必要とされる飽和パラメータの値が定まることがわかった。磁場の設計時に想定した  $f$  と必要とされる飽和パラメータとの関係を表したのが図 A.5 である。 $f=0.67$  の場合と同様に磁場を作り、初速を  $v=400\text{m/s}$  として  $s$  の値を変えてシミュレーションを行い、初めて減速が起こる  $s$  を 0.1 の精度で調べた。通常の設計で用いられる  $f$  の値は  $0.4 \sim 0.7$  なので飽和強度は  $S=15$  あれば十分である。

磁場の汚さと飽和パラメータとの関係についての定式化は今後の課題である。

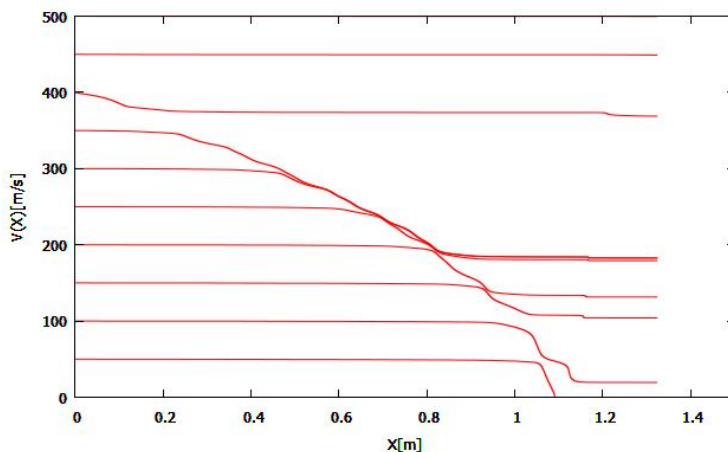


図 A.3 原子の初速による速度の変化 S=6

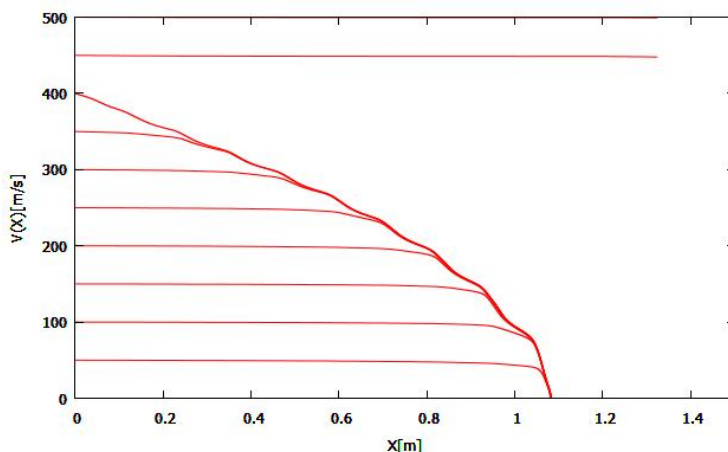


図 A.4 原子の初速による速度の変化 S=15

### A.3 Transverse heating

レーザー冷却において原子は吸収・放出を繰り返す。自然放出において原子は光をランダムな方向に放出し、その結果原子は減速軸に対して垂直な成分の速度成分を持つようになる。この原子ビームの広がりをも **transverse heating** と呼び、**Zeeman slower** の出口において原子集団がどのような分布を取るのかについてモンテカルロ法によるシミュレーションを行った。磁場は  $f=0.5$ 、減速できる最大の初速  $V_{max} = 400\text{m/s}$ 、終端速度  $V_{end} = 20\text{m/s}$  で設計し、飽和パラメータを  $S=15$  で  $N=1000$  回の試行を行った。用いたプログラムは `doppler7-3.cpp` で、自然放出が 3 次元でランダムに起こるようにして  $N$  回の試行を繰り返し、**Zeeman slower** の終点での座標と速度を記録した。原子が感じる磁場は原子の進行方向の軸によってのみ決まるとしている。その結果が図 A.6 である。

MOT でロードされるまでの原子集団の広がり、**Zeeman slower** 直後の広がりよりも速度成分による寄与が大きい。これは、進行軸方向の速度が小さくなっているため軸方向に進むのにかかる時間が大きくなっているからである。原子集団を減速させすぎると軸に垂直な方向の広がりが爆発的に大きくなってしまふので設計には注意が必要である。このシミュレーションでは 10cm **Zeeman slower** から遠ざかるにしたがって、中心軸からの平均距離は 5.25mm ずつ広がっていく。

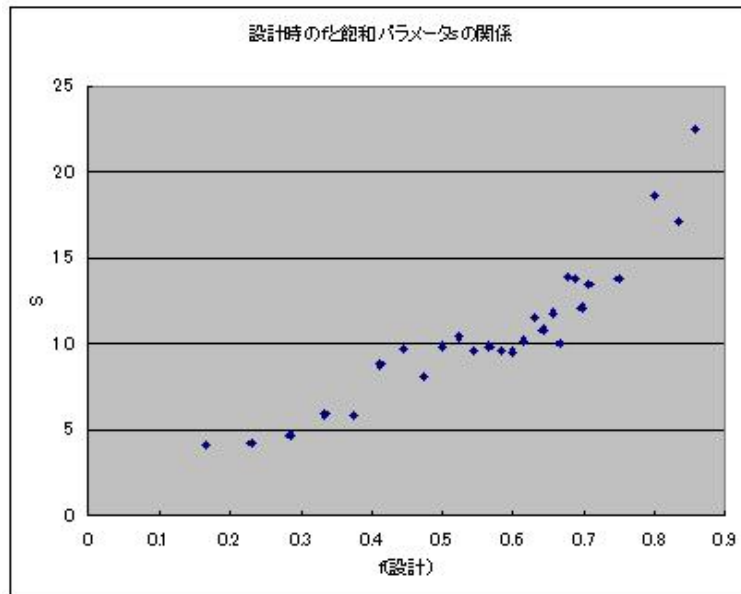


図 A.5 設計時の  $f$  と必要とされる飽和パラメータ  $s$  の関係

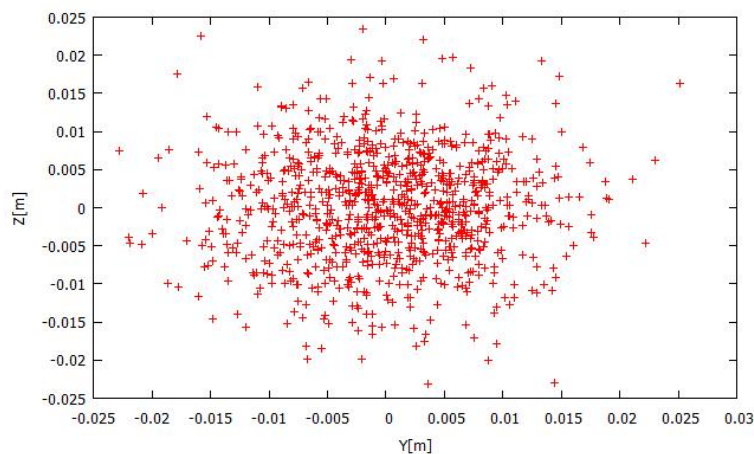


図 A.6 Zeeman slower の終点における原子集団の散らばり  $N=1000$

図 A.7 は終点から 0.1m の地点における原子集団の広がりである。終点と終点から 0.1m の地点での原子集団の分布を比較したのが図 A.8 である。棒グラフが頻度、折れ線が累積分布を表す。終点から 0.1m の地点になると分布の散らばりが大きくなっている。MOT で捕獲できる範囲が 2cm だとすると、終点においては 97% の原子数が得られるのに対し、終点から 0.1m のところでは 80% 弱の原子数にまで落ちてしまう。終点から離れるほど収率が低下していくので MOT と Zeeman slower の距離は 0.1m 程度にまで抑えたい。

また、Zeeman slower から MOT にロードする原子数を確保するためには、Zeeman slower と MOT をできる限り近づけるとともに、transvers heating の効果を抑えなければならない。光を絞り Zeeman slower の入り口の位置あたりに焦点を結ぶようにする transverse cooling[32] を行うことが必要である。



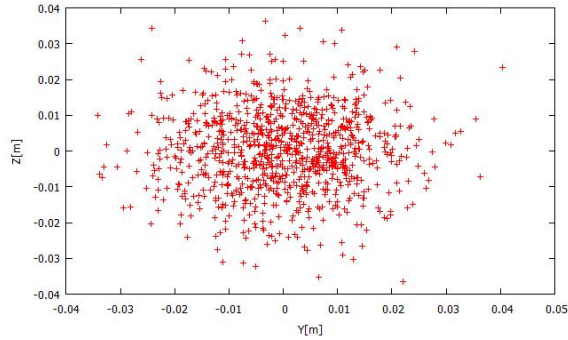


図 A.7 Zeeman slower の終点から 0.1m の地点における原子集団の散らばり N=1000

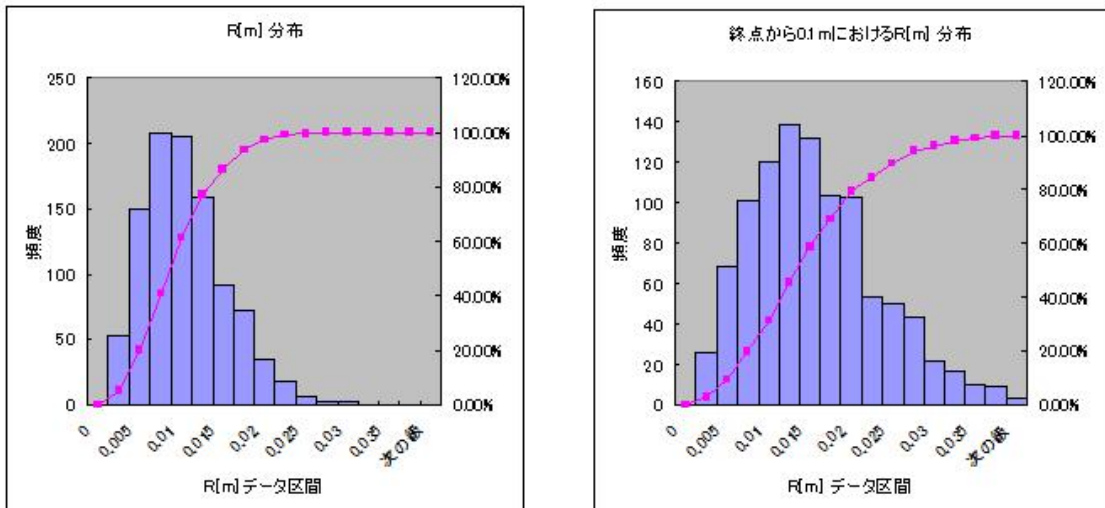


図 A.8 原子集団の分布 N=1000

## A.4 シミュレーションに用いたコード

リスト A.1 jiba2-2.cpp

```

1 //磁場の形成の仕方を変えられる(ファイルから読み込み)
2 //各 x における巻数を考えたもの
3
4
5 #include<math.h>
6 #include<stdio.h>
7 #include<stdlib.h>
8
9
10 #define R 0.017 //コイルの内側の半径 [m]
11 #define D 0.0015 //コイルに使う銅線の太さ [m]
12
13
14 double b(double x, int n, double length[], int m[], double current[])
15 {
16     double coil_b1 = 0;
17     double coil_b2 = 0;
18     double start = 0; //コイルの開始位置
19     int i, j, k;
20     int xn; //コイルの x 方向に並ぶ本数
21
22
23     for (k = 0; k < n; k++) {
24         xn = length[k] / D; //代入時に小数点以下切捨てられる
25
26         for (i = 1; i <= xn; i++) {
27             for (j = 1; j <= m[k]; j++) {
28                 coil_b1 += 0.006283185307 * current[k] * pow((R + D * (j - 0.5)), 2)
29                 / pow(pow(x - start - D * (i - 0.5), 2) + pow((R + D * (j - 0.5)), 2), 1.5);
30             }
31         }
32         coil_b2 += coil_b1;
33         start += length[k];
34         coil_b1 = 0;
35     }
36     return(coil_b2);
37 }
38
39
40 int main (void)
41 {
42     FILE *fp, *fcoil;
43     double x = 0;
44     int n = 0; //コイルの数
45     double length[50]; //各コイルの長さ
46     int m[50]; //各コイルの巻数
47     double current[50]; //各コイルの電流
48     double tlength = 0; //slower全体の長さ
49     int j = 0;
50
51
52     fp = fopen("jibatestS1-vend20.dat", "w");
53
54
55     fcoil = fopen("coiltestS1-vend20.dat", "r"); //コイルの読み取りデータオープン
56         //データは長さ [m]、巻数 [回]、電流 [A] の順
57
58
59     while(fscanf(fcoil, "%lf%d%lf", &length[j], &m[j], &current[j]) == 3) {
60         n++;
61         tlength += length[j];
62         j++;
63     }
64     fclose(fcoil);
65
66
67     while(x < (tlength * 1.1)){
68         fprintf(fp, "%f %f\n", x, b(x, n, length, m, current));
69         x += 0.005;
70     }
71     fclose(fp);
72
73
74     return(0);
75 }

```

リスト A.2 doppler6-2.cpp

```

1  /*原子が確率的に光を吸収し減速される
2  *確率は飽和パラメータ S、速度、磁場に依存
3  *
4  *コイルのデータを外部のファイルから読み込んで
5  *磁場を計算
6  *物理定数を代入した
7  */
8
9
10 #define _USE_MATH_DEFINES
11 #include <math.h>
12 #include <time.h>
13 #include <stdio.h>
14 #include <stdlib.h>
15
16
17 #define S 15 //飽和パラメータ
18 #define L 1.26 //slowerの長さ
19 #define V_REC 5.8845E-3 //反跳速度(光を一回吸った時の速度変化)
20 #define GAMMA 38.117E6 //自然幅
21 #define LAMDA 780.241209686E-9 //波長
22 #define DELTA -3.22116E9 //離調
23 #define R 0.017 //コイルの内側の半径[m]
24 #define D 0.0015 //コイルに使う銅線の太さ[m]
25
26
27 //コイルから磁場を計算する関数
28 double b(double x, int n, double length[], int m[], double current[])
29 {
30     double coil_b1 = 0;
31     double coil_b2 = 0;
32     double start = 0; //コイルの開始位置
33     int i, j, k;
34     int xn; //コイルの x 方向に並ぶ本数
35
36
37     for (k = 0; k < n; k++) {
38         xn = length[k] / D; //代入時に小数点以下切捨てられる
39
40         for (i = 1; i <= xn; i++) {
41             for (j = 1; j <= m[k]; j++) {
42                 coil_b1 += 0.006283185307 * current[k] * pow((R + D * (j - 0.5)), 2)
43                     / pow(pow(x - start - D * (i - 0.5), 2) + pow((R + D * (j - 0.5)), 2), 1.5);
44             }
45         }
46         coil_b2 += coil_b1;
47         start += length[k];
48         coil_b1 = 0;
49     }
50     return(coil_b2);
51 }
52
53
54 int main(void)
55 {
56     FILE *output, *fcoil;
57     double v = 400; //t~t+1の間の速度
58     double x = 0;
59     double f; //光を吸収する確率
60     double rn;
61     int n = 0; //コイルの数
62     double length[50]; //各コイルの長さ
63     int m[50]; //各コイルの巻数
64     double current[50]; //各コイルの電流
65     int j = 0;
66     double temp_b; //B(x)保存のため
67
68
69     fcoil = fopen("coiltestS2.dat", "r"); //コイルの読み取りデータオープン
70     //データは長さ[m]、巻数[回]、電流[A]の順
71
72     while(fscanf(fcoil, "%lf%d%lf", &length[j], &m[j], &current[j]) == 3) { //コイルの情報を格納
73         n++;
74         j++;
75     }
76     fclose(fcoil);
77
78
79     srand(time(NULL));
80
81

```

```

82 output = fopen("fname.dat", "w");
83
84
85
86 while ( x < L * 1.05 && v > 0) {
87
88     temp_b = b(x, n, length, m, current);
89
90     f = S / (1 + S + pow((2 / GAMMA) * (DELTA + (2 * M_PI / LAMDA) * v + 8.79385549E6 * temp_b), 2));
91
92     x += v * (2 / GAMMA);
93
94     rn = (double)rand() / RAND_MAX;
95
96
97     if(rn < f)
98         v -= V_REC;
99     fprintf(output, "%f %f \n", x, v);
100 }
101 fclose(output);
102
103
104 return(0);
105 }

```

## リスト A.3 doppler7-3.cpp

```

1 /*原子が確率的に光を吸収し
2 *ランダムな方向に自然放出して減速する
3 *
4 *光の吸収確率は飽和パラメータ S、速度、磁場に依存
5 *
6 *磁場はコイルの外部ファイルから計算
7 *ただし、磁場は軸に垂直方向で変化しないとした
8 *
9 *最終結果(座標、速度)のみ記録
10 *N回試行
11 */
12
13
14 #define _USE_MATH_DEFINES
15 #include<math.h>
16 #include<time.h>
17 #include<stdio.h>
18 #include<stdlib.h>
19
20
21 #define S 15 //飽和パラメータ
22 #define V_REC 5.8845E-3 //反跳速度(光を一回吸った時の速度変化)
23 #define GAMMA 38.117E6 //自然幅
24 #define LAMDA 780.241209686E-9 //波長
25 #define DELTA -3.22116E9 //離調
26 #define R 0.017 //コイルの内側の半径[m]
27 #define D 0.0015 //コイルに使う銅線の太さ[m]
28 #define N 1000 //Δrを出すのに使うサンプル数
29 #define V0 400 //初速
30
31
32 //コイルから磁場を計算する関数
33 double b(double x, int n, double length[], int m[], double current[])
34 {
35     double coil_b1 = 0;
36     double coil_b2 = 0;
37     double start = 0; //コイルの開始位置
38     int i, j, k;
39     int xn; //コイルの x 方向に並ぶ本数
40
41
42     for (k = 0; k < n; k++) {
43         xn = length[k] / D; //代入時に小数点以下切捨てられる
44
45         for (i = 1; i <= xn; i++) {
46             for (j = 1; j <= m[k]; j++) {
47                 coil_b1 += 0.006283185307 * current[k] * pow((R + D * (j - 0.5)), 2)
48                     / pow(pow(x - start - D * (i - 0.5), 2) + pow((R + D * (j - 0.5)), 2), 1.5);
49             }
50         }
51         coil_b2 += coil_b1;
52         start += length[k];
53         coil_b1 = 0;
54     }
55     return(coil_b2);

```

```

56 }
57
58
59
60 int main(void)
61 {
62     FILE *output, *fcoil;
63     double v[3]; //t~t+1の間の速度 Vx,Vy,Vz
64     double r[3];
65     double f; //光を吸収する確率
66     double rn1, rn2, rn3; //確率的判断に用いる
67     int n = 0; //コイルの数
68     double length[50]; //各コイルの長さ
69     int m[50]; //各コイルの巻数
70     double current[50]; //各コイルの電流
71     int j = 0;
72     int i, k;
73     double temp_b; //B(x)保存のため
74     double tc_length = 0; //コイル全体の長さ≒slowerの長さ
75     double y[N][6]; //終点でのr[],v[]の値
76
77
78     fcoil = fopen("coiltestS1-vend20.dat", "r"); //コイルの読み取りデータオープン
79             //データは長さ[m]、巻数[回]、電流[A]の順
80
81     while(fscanf(fcoil, "%lf%d%lf", &length[j], &m[j], &current[j]) == 3) { //コイルの情報を格納
82         tc_length += length[j];
83         n++;
84         j++;
85     }
86     fclose(fcoil);
87
88
89     output = fopen("r.dat", "w");
90
91
92     for(k = 0; k < N; k++){
93
94         srand(time(NULL));
95
96         v[0] = V0;
97         v[1] = v[2] = 0;
98         r[0] = r[1] = r[2] = 0;
99
100
101         while ( r[0] < tc_length && v[0] > 0) {
102
103             temp_b = b(r[0], n, length, m, current);
104
105             f = S / (1 + S + pow((2 / GAMMA) * (DELTA + (2 * M_PI / LAMDA) * v[0] + 8.79385549E6 * temp_b), 2));
106
107             for(i = 0; i < 3; i++)
108                 r[i] += v[i] * (2 / GAMMA);
109
110             rn1 = (double)rand() / RAND_MAX; //rn1は[0,1]
111
112
113             if(rn1 < f){ //球面の一様分布によって自然放出の方向を決める
114                 rn2 = (double)rand() * 2 / RAND_MAX - 1.0; //rn2はz=rcosθ,[-1,1]
115                 rn3 = (double)rand() * 2 * M_PI / RAND_MAX; //rn3はφ,[0,2π)
116                 v[0] += V_REC * (sqrt(1 - rn2 * rn2) * cos(rn3) - 1);
117                 v[1] += V_REC * sqrt(1- rn2 * rn2) * sin(rn3);
118                 v[2] += V_REC * rn2;
119             }
120
121
122         }
123
124         for(i = 0; i < 3; i++)
125             y[k][i] = r[i];
126
127         for(i = 3; i < 6; i++)
128             y[k][i] = v[i - 3];
129
130         for(i = 0; i < 6; i++){
131             fprintf(output, "%f ", y[k][i]);
132             printf("%f ", y[k][i]);
133         }
134         fprintf(output, "\n");
135         printf("\n");
136     }
137
138

```

```
139 | fclose(output);  
140 |  
141 | return(0);  
142 | }
```

## 付録 B

### 回路図

#### B.1 Cavity を ECDL1 にロックする回路

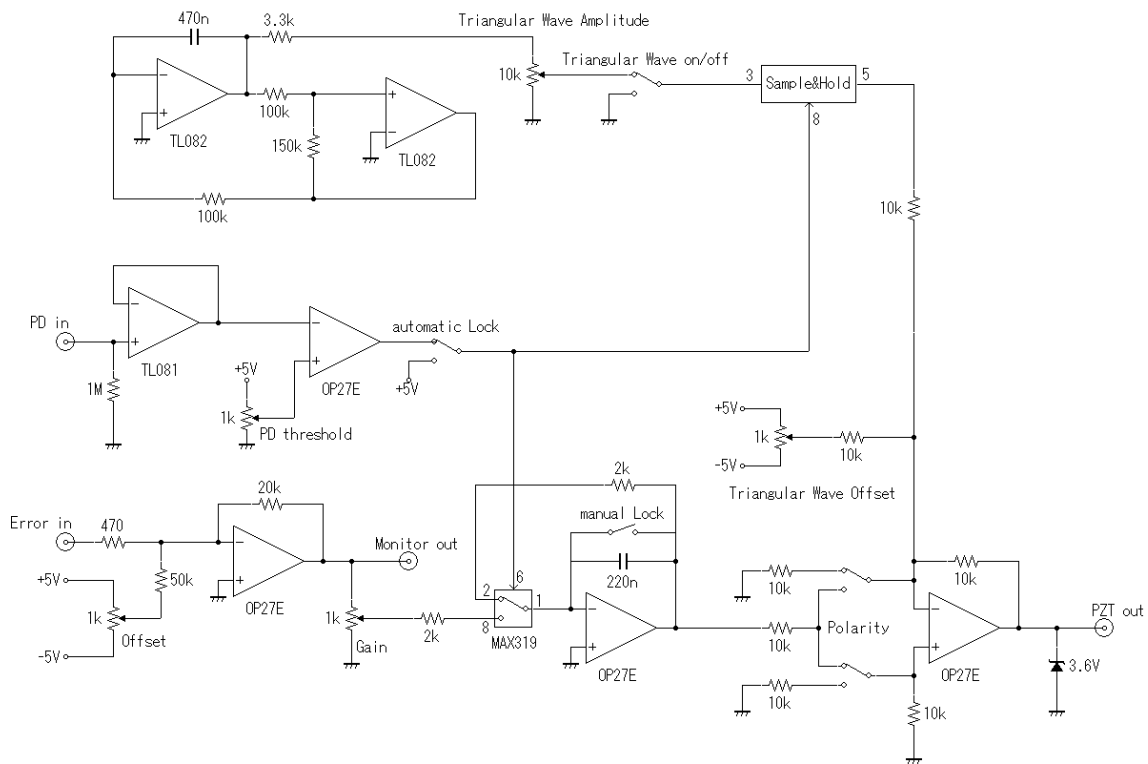


図 B.1 Cavity を ECDL1 にロックする回路

図 B.1 は Cavity を ECDL1 にロックするための回路である。エラー信号を積分器で増幅する I 動作を行っている。[18] の回路を一部改変した。自動ロックの機能がついているが、くしの選択をできるようにしたいので、手動でロックできるように三角波とロックの on/off のスイッチを追加した。本研究で用いた PZT driver の入力電圧が  $\pm 5V$  であるため、PZT out の出力を抑えるツェナーダイオードを追加している。

## B.2 OPLL 回路

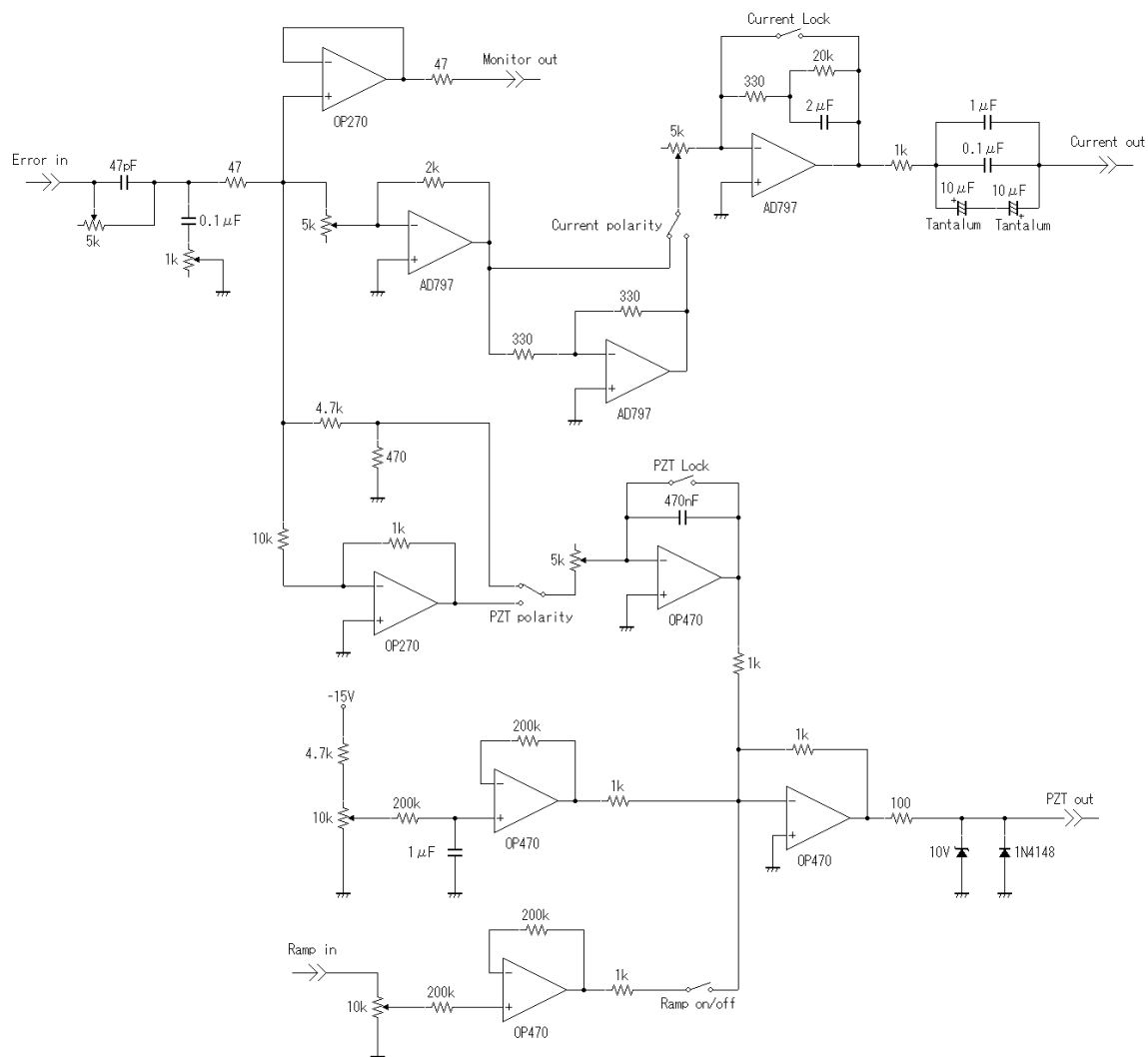


図 B.2 OPLL 回路

3.5.1 の ECDL2 のビートロックで用いた回路である。[16],[22] をもとにして作製した。エラー信号を増幅する電流へのフィードバックと、エラー信号を積分して ECDL の PZT へのフィードバックが組み合わされた PI 動作を行っている。



## B.3 高速 Photo-detector

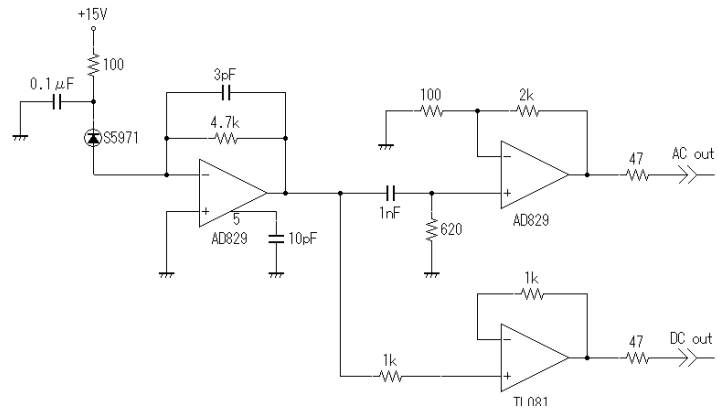


図 B.3 高速 Photo-detector: DC 成分の出力と、ハイパスフィルタにより DC 成分を除いた AC 成分の出力がある。帯域は 15MHz である。



## 付録 C

# Optical Phase Lock Loop について

信号源が2つあり、周波数はそれぞれ可変とする。VCO を考えてもよいし、半導体レーザーを考えてもよい。片方の信号の周波数 ( $\omega_1$ ) がもう片方の基準周波数 ( $\omega_2$ ) に一致するようにロックするにはどのような信号をフィードバックすればよいだろうか？

簡単に考え付くのはビートをとることである。ビートをとって、ビートの周波数がゼロになるようにロック回路を組めればよい。ところがそのような回路を組もうとして話はそう単純でないことが分かる。ビートの周波数を見ているだけでは、 $\omega_1$  が  $\omega_2$  よりも高い周波数にずれたのか、低い周波数にずれたのか分からない。

ひとつの解法は、信号に変調をかけて、周囲を「嗅ぎまわって」もらうことである。例えば、信号に振幅の小さい、比較的遅い周波数変調 (“ditter”とも言う) をかけ、ロックイン検出をするという方法が考えられる。VCO の電圧を上げ下げしたときに、ビートの周波数が同じ位相で上がり下がりした場合には、VCO の電圧を下げる方向にフィードバックを行えばよい。半導体レーザーの場合、ditter をかけるには電流に変調をかければよく、きわめて容易である。この方法は直感的であるという利点がある反面、光にじかに変調が乗ってしまうという欠点がある。(ロック用の光を分けてから ditter を乗せるためには EOM が必要になる。)

ここでは、周波数にこだわらず、むしろ干渉によって位相を直接に検出して、フィードバックをかけるという方法を紹介する。方法は、2つの光をフォトダイオード上で干渉させ、その AC 信号を半導体レーザーの電流に戻すという考えられうる限り、もっともシンプルな方法である。しかもこの方法のマジカルなところは、フィードバックのサインがどちらでもロックポイントが変わるだけで、ロック自体は働くことである。以下にそのメカニズムを解説する。

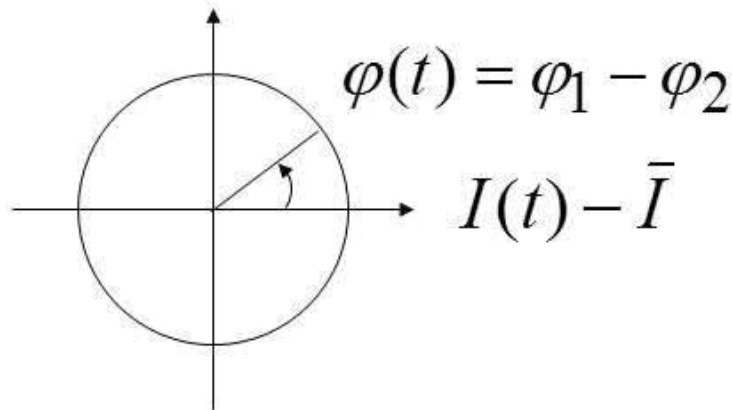


図 C.1 位相差とフォトダイオード信号の関係

フォトダイオード上の強度を  $I(t)$ 、信号光と基準光の位相差を  $\varphi(t) = \varphi_1 - \varphi_2$  とすると、 $I(t)$  は  $\varphi(t)$  を用いて

$$I(t) - \bar{I} = I_{AC} \cos \varphi(t) \quad (\text{C.1})$$

と書ける。ここで、 $\bar{I}$  は干渉のないときの二つのビームの強度和である。当然ではあるが、フォトダイオードの信号は2つの光の周波数差というよりは、位相差そのものを観測していることに注意しよう。

さて、信号光の周波数  $\omega_1$  が基準光の周波数  $\omega_2$  より高ければ(低ければ)、 $\varphi(t)$  は単調増加し(減少し)、干渉光は  $\omega_1 - \omega_2$  で単振動する。ここで、フォトダイオード信号  $I(t) - \bar{I}$  が大きければ信号光の周波数  $\omega_1 = \frac{d\varphi_1}{dt}$  を増し、小さければ周波数を減らすフィードバックをかけたとしよう。図 C.1 の上ではこのフィードバックは、 $\varphi(t)$  が右側にあったときには左に回そうとし、左側にあったときには右側に回そうとするようなフィードバックである。

ゲインが十分に大きいときを考えよう。位相差  $\varphi(t)$  にとって安定点は  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  であるから  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  にロックされるだろう。安上がりなロックの完成である！

同様に、もし  $I(t) - \bar{I}$  が大きければ信号光の周波数を減らし、小さければ周波数を増やすフィードバックをかけた場合には、図 C.1 の上ではこのフィードバックは、 $\varphi(t)$  が右側にあったときには右に回そうとし、左側にあったときには左に回そうとするようなフィードバックであるので、位相差は  $\varphi = -\frac{\pi}{2}$  にロックされるだろう。

ゲインが小さいときの振る舞いを見るために、数値解を用いて系の時間発展を確かめよう。基礎となる方程式を次のように立てる。

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = \omega_1 - \omega_2 + C \cos(\varphi(t)) \quad (\text{C.2})$$

ここで、 $C$  はフィードバックの大きさを示す定数である。 $\omega_1 \cdot \omega_2 = 0.1$  とし、フォトダイオード信号の AC 成分に対応する  $\cos(\varphi(t))$  をプロットした。使用した Mathematica のコードは次の通りである。

```
In[19] := Calculation[c_] := (
  sol = NDSolve[{phi'[t] == 0.1 + c * Cos[phi[t]], phi, {t, 0, 1000}];
  Plot[{Cos[phi[t]] /. sol}, {t, 0, 1000}, PlotRange -> {-1, 1}]
)
```

フィードバックがない場合 ( $C=0$ )、出力は  $\omega_1 - \omega_2$  で単振動する。

In[24]:= Calculation[0]

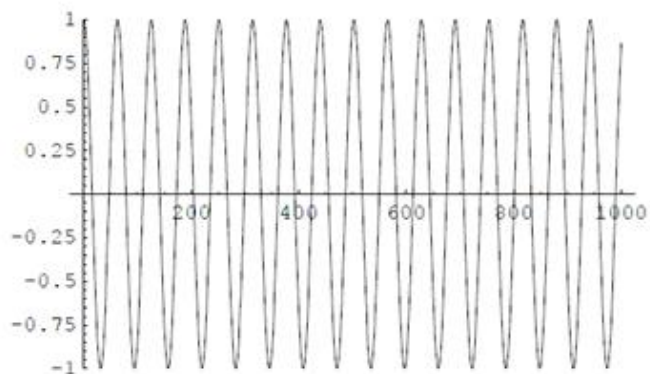


図 C.2 OPLL におけるフォトダイオードの AC 成分 ( $C=0$ )

次に  $C$  を大きくすると、フィードバックが効き始め、周波数差が小さくなり、くしのような特徴的な形が表れる。

In[32]:= Calculation[0.09]

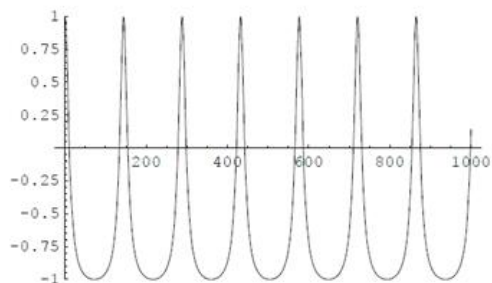


図 C.3 OPLL におけるフォトダイオードの AC 成分 ( $C=0.09$ )

これは、位相差が  $\pi$  の辺りでは、信号光の周波数を小さくしようとするフィードバックが、元々の周波数差を打ち消す方向に働き、その結果  $\varphi(t)$  の時間発展がゆっくりになっていることを示す。さらにフィードバックを大きくすると、位相差がロックする。

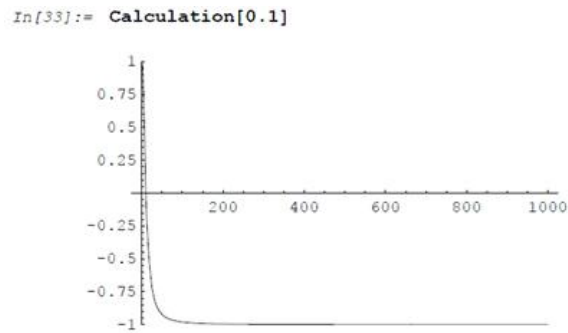


図 C.4 OPLL におけるフォトダイオードの AC 成分 (C=0.1)

位相差が一定値なので周波数差はゼロであり、周波数のロックという意味ではこれで十分である。さらにフィードバックを強くすると、位相差は最初に考えたとおり  $\pm\frac{\pi}{2}$  となり、その  $\cos$  はゼロとなる。

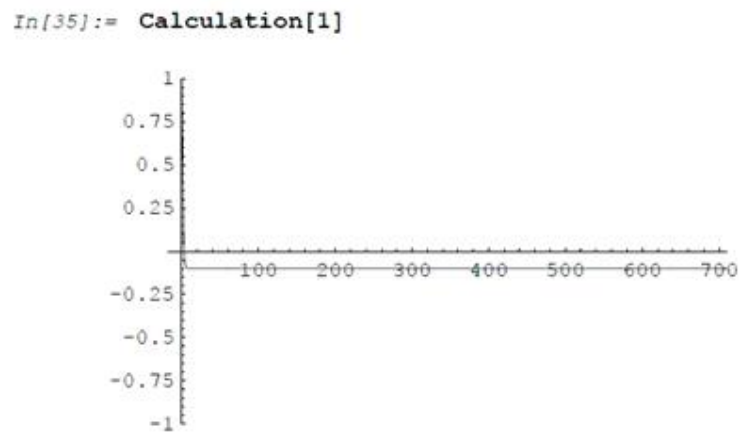


図 C.5 OPLL におけるフォトダイオードの AC 成分 (C=1)

C の符号をマイナスにしてもロックは有効であることが確かめられる。また、フィードバックなしの  $\omega_1 - \omega_2$  が 10 倍になったときには C を 10 倍にすればロックは可能であるので、ロックできる範囲はフィードバックゲインに比例すると言える。

## 参考文献

- [1] John V. Prodan, William D. Phillips, and Harold Metcalf: "Laser Production of a Very Slow Monoenergetic Atomic Beam" *Phys. Rev. Lett.* Vol. 49, No. 16, pp. 1149-1153, (1982)
- [2] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Prichard. "Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure" *Phys. Rev. Lett.* Vol. 59, No. 23, pp. 2631-2634, (1987)
- [3] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess, and G. P. K. Kochanski. "Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen" *Phys. Rev. Lett.* 61, 935 (1988)
- [4] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. "Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor" *Science*, Vol. 269, No. 5221, pp. 198-201, (1995)
- [5] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms" *Phys. Rev. Lett.* Vol. 75, No. 22, pp. 3969-3973, (1995)
- [6] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle. "Observation of Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate" *Nature*, Vol. 392, pp. 151-154, (1998)
- [7] T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. G. Danzl, C. Chin, B. Engester, A. D. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola, H-C. Nägerl, and R. Grimm. "Evidence for Efimov Quantum State in a Gas of Ultracold Atoms" *Nature*, 440, pp. 315-318, (2006)
- [8] Hidetoshi Katori, Masao Takamoto, V. G. Pal'Chikov, and V. D. Ovsiannikov. "Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap" *Phys. Rev. Lett.* Vol. 91, No. 17, p. 173005, (2003)
- [9] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor W. Hansch, and Immanuel Bloch. "Quantum Phase Transition from a Superfluid to a Mott Insulator in a Gas of Ultracold Atoms" *Nature*, Vol. 415, pp. 39-44, (2002)
- [10] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin. "Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs" *Phys. Rev. Lett.* Vol. 92, No. 4, p. 040403, (2004)
- [11] Joseph Kinast, Andrey Turlapov, John E. Thomas, Qijin Chen, Jelena Stajic, and Kathryn Levin. "Heat Capacity of a Strongly Interacting Fermi Gas" *Science*, Vol. 307, No. 5713, pp. 1296-1299, (2005)
- [12] Kevin M. Jones, Eite Tiesinga, Paul D. Lett, and Paul S. Julienne. "Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering" *Rev. Mod. Phys.* Vol. 78, No. 2, pp. 483-535, (2006)
- [13] S. Ospelkaus, K. Ni, D. Wang, M. H. G. de Miranda, B. Neyenhuis, G. Quémener, P. S. Julienne, J. L. Bohn, D. S. Jin, J. Ye "Quantum-State Controlled Chemical Reactions of Ultracold Potassium-Rubidium Molecules" *Science*, Vol. 327, No. 5967 pp. 853-857 (2010)
- [14] N. Syassen, D. M. Bauser, M. Lettner, T. Voltz, D. Dietze, J. J. García-Ripoll, J. I. Cirac, G. Rempe, S. Dürr "Strong Dissipation Inhibits Losses and Induces Correlations in Cold Molecular Gases" *Science*, Vol. 320, No. 5881, pp. 1329-1331 (2008)
- [15] 大麻 浩平 「極低温極性分子の超微細構造に関する研究」, 修士論文、東京大学、(2011)
- [16] 相川 清隆 "All-optical selective formation of ultracold molecules in the rovibrational ground state", 博士論文、東京大学、(2011)

- [17] 相川 清隆 "Preparation of ultracold atomic sources towards ground state polar molecules" 修士論文、東京大学 (2008)
- [18] 斉藤 祐介、福岡 健太 「混合ボース気体の共振器増幅光トラップに向けた単一モード DPSS レーザーの開発」, 卒業論文、東京大学 (2010)
- [19] E. D. Black: "An Introduction to Pound-Drever-Hall Laser Frequency Stabilization", AM. J. Phys. 69. 79 (2001).
- [20] Roahn Wynar, R. S. Freeland, D. J. Han, C. Ryu, J. Heinzen, "Molecules in a Bose-Einstein Condensate" Science, Vol 287, No. 5455 pp. 1016-1019 (2000)
- [21] Tim Rom, Thorsten Best, Olaf Mandel, Artur Widera, Markus Greiner, Theodor W. Hansch, and Immanuel Bloch "State Selective Production of Molecules in Optical Lattices" Phys. Rev. Lett. Vol. 93, 073002 (2004)
- [22] 長田 有登 「フェッシュバッハ分子の誘導ラマン断熱遷移による振動回転基底状態への遷移のための光源開発」, 卒業論文、東京大学, (2012)
- [23] 林 正泰 「光会合された分子の誘導ラマン断熱遷移」 修士論文、東京大学 (2009)
- [24] C. J. Foot: "Atomic Physics", OXFORD UNIVERSITY PRESS (2005).
- [25] Amnon Yariv: "QUANTUM ELECTRONICS", JOHN WILEY & SONS (1989).
- [26] Harold J. Metcalf, Peter van der Straten, "Laser Cooling and Trapping" Springer (1999)
- [27] "理科年表 平成 15 年", 丸善 (2002)
- [28] Kenneth J. Günter "Design and implementation of a Zeeman slower for  $^{87}\text{Rb}$ " Ecole Normale Supérieure, Paris (2004)
- [29] G. Reinaudi, C. B. Osborn, K. Bega, and T. Zlevinsky, "Dynamically configurable and optimizable Zeeman slower using permanent magnets and servomotors" JOSA B, Vol. 29, Issue 4, pp. 729-733 (2012)
- [30] 大久保 拓哉、松田 太一 「2 原子種の同時レーザー冷却の研究」, 卒業論文、東京大学 (2011)
- [31] D. A. Steck, Alkali D Line Data, <http://steck.us/alkalidata/>
- [32] Michael A. Joffe, Wolfgang Ketterle, Alex Martin, and David E. Pritchard, "Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a Zeeman slower" J. Opt. Soc. Am. B. Vol10, No12 pp. 2257-2262 (1993)
- [33] 久我 隆弘 「量子光学」 朝倉書店 (2003)



## 謝辞

本論文は東京大学工学部物理工学科井上研究室における 2012 年度の卒業研究をまとめたものです。この研究を進めるのにあたりご指導、ご協力して下さった多くの方々に感謝を述べさせていただきたいと思います。

指導教員である井上慎准教授には、物理、研究、発表の仕方をはじめとして様々なことを学ばせていただきました。物理に対しての直感的説明は今まで受けたことのなかったもので、より深い理解の仕方を垣間見たような気がしました。厳しく叱られたことや親身に話を聞いてくださったこと心に染み入りました。物理からは離れることとなりますが、井上研で学んだことを生かしてこれから活躍していきたいと思います。2 年間にわたるご指導ありがとうございました。

井上研究室の小林淳助教には、井上研に配属して実験のいろはからさまざまなことを教えていただきました。ミーティング等で、豊富な実験経験と物理への深い理解に裏打ちされた数多くのご指摘をいただきました。本研究においてクリティカルに効いてくる気圧や温度による屈折率の変化についても氏のご指摘によるものでした。氏の粘り強く熱心の実験を行う姿は研究に携わる者がどうあるべきかを示してくださいました。

博士課程 2 年の加藤宏平氏には本論文を纏め上げることはできなかつたでしょう。E1 の実験でお忙しいのにもかかわらず、実験で行き詰ったときに相談しにいくと一緒になって考え、的確な助言を下されました。私の実験の状況について常々気にかけてくださり、日々議論をすることで詰めの甘いところや考えなくてはいけないことが明らかになりました。研究の進行、卒業論文の執筆についても助言をくださり、叱咤激励によって助けられてきました。

修士課程 2 年の上原城児氏とは本研究を共同で行いました。ECDL の土台の作製等をしていただきました。正確な周波数の光会合の光源を用意するための方法について話し合いました。期限が差し迫った中、光会合の分光、修士論文の執筆を終えた氏の精神力には感服いたしました。横に並んでした雑談はよい気分転換で、栃木でのことなど新しく知る興味深いことも多々ありました。

修士課程 1 年の長田有登氏には、好奇心旺盛に研究を進められていた姿に刺激を受けました。同期として井上研に配属して自分の研究を進めるのに必要なことを着実にこなしていく様に刺激を受けました。ビートロックや回路のデバッグする際に助言をもらいました。氏が世界で活躍できる研究者になることを祈っております。

学部 4 年の大久保弘樹氏、荻野敦氏には ECDL の製作や飽和吸収分光等についてアドバイスをいただきました。彼らの実験を次々と進めていく姿に負けていられないと刺激を受けました。

これまで井上研におられた方々にもお世話になりました。

2011 年度に修士課程を修了された齋藤裕介氏は、気さくに話しかけてくださりどんなに心強く感じたことでしょう。氏のおかげで井上研での日々がにぎやかなものになりました。工作の仕方、プレゼンテーションの仕方等いろいろなことを教えてくださいました。実験で行き詰ったり、わからないことがあったときに、いつも親身になってくださり大変助かりました。

2011 年 11 月に 1 ヶ月間井上研に滞在された京都大学大学院理学研究科高橋研の中村悠介氏とは短い間でしたが交流させていただきました。特に、氏の物腰柔らかな気遣いについては見習いたいと感じていました。

論文読みのメンバーの皆様にもお世話になりました。

東京大学物理工学科の小芦雅斗教授の物理に対する深い洞察、鋭い指摘、博識ぶりは大変勉強になりました。

東京大学工学系研究科附属光量子科学研究センターの堀越宗一助教の物理に対する議論は視野を大きく広げ、理解

を深めるもので大変勉強になりました。

東京大学大学院理学系研究科上田研のポストクの作道直幸氏、博士課程 2 年の遠藤晋平氏の理論家の立場から語られる物理は新鮮なものでした。

五神研修士過程 2 年の富樫康平氏は、白熱した議論の中でもひるまずに立ち向かっていられた姿が印象的でした。

東京大学物理工学科小芦研 4 年の伊藤亜紀氏、五神研 4 年の池町氏は、同学年とは思えないほど堂々と、積極的に議論に参加されており、刺激を受けました。

工学部 6 号館工作室の川端氏と佐藤氏には、危なっかしく作業をする私に工作機械の使い方を教えてくださいました。

最後に、研究生生活を支えてくれた家族に感謝の念をささげて締めくくりとさせていただきます。