

修 士 論 文 の 和 文 要 旨

研究科・専攻	大学院 情報理工 学研究科	基盤理工学 専攻 博士前期課程
氏 名	本田海斗	学籍番号 2033097
論 文 題 目	^{87}Rb 原子の $5S$ - $6P$ 遷移における光会合分光に関する研究	

要 旨

本研究室ではレーザー冷却を行っている.これは光の運動量を利用して原子を冷却,また磁場等と組み合わせて1ヶ所に留め置くトラップも可能とする手法で,これを利用し原子の高い位相空間密度実現を目指している.

しかしその妨げとなるのが光会合である.これは分子ポテンシャルの形状が基底状態のそれより励起状態のそれがより長距離まで及ぶ為に発生する現象で,原子集団に光が入射し励起することで分子が形成され,結果トラップから散逸してしまう事に繋がる.光会合が発生する周波数は分子ポテンシャルから計算でき,これを避ければ影響が抑制できる.しかし,計算値と実験値の間には差異があり,実験で確認してこの差を埋める必要がある. $5S$ - $5P$ 遷移については先行研究が豊富だが,冷却並びに光会合周波数間隔の広さからより有利とみて始めた $5S$ - $6P$ 遷移については情報がほぼ無い.

光会合周波数の測定は,トラップ中の原子に光会合用のレーザーを照射し,その散逸量から判別する.その為,実験用光源は狭線幅,安定,周波数可変という条件を満たしている必要がある.このような光源はオフセットロックと呼ばれる,2 台の外部共振器レーザーを用い,事前に安定化したものとのビート信号が一定となるようにする手法が一般的である.しかし一般に外部共振器やその安定化機構は高コストであることから,我々は外部共振器レーザー1 台と自由発振レーザー1 台で同等の機能が実現できる,サイドバンドへの光注入同期を利用した.

光注入同期は狭線幅化したレーザーを自由発振レーザーに注入すると,注入元と同じ周波数,線幅で発振する現象であり,電流変調によってサイドバンドを掛ければ周波数差を生み出せる.通常,数 GHz のオーダーではサイドバンドは数%しか立たない為そのまま利用はできないが,そこに発振モードが存在する事は確かであるため光注入は成功する.

このサイドバンドへの光注入同期を利用した光源を用いて,現在は任意のロックポイントから 5.5GHz-7.5GHz のオフセットを設けてロックが可能な系を構築できた為,図 1 の右半分程度の範囲の掃引が可能となっている.

本発表ではこれらとそこから得られた成果について発表する予定である.

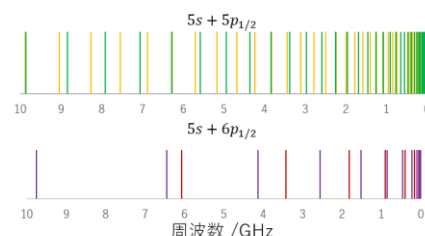


図1 光会合周波数の予想位置

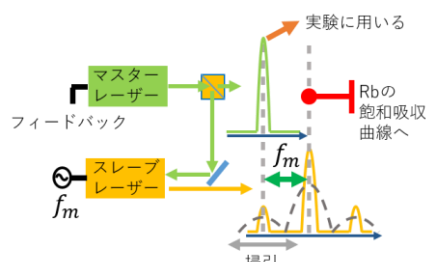


図2 サイドバンドへの光注入同期

令和 3 年度 修士論文

^{87}Rb 原子の 5S-6P 遷移における光会合分光に
関する研究

学籍番号 2033097

氏名 本田 海斗

基盤理工学専攻 物理工学プログラム

主任指導教員： 岸本 哲夫 准教授

指導教員： 斉藤 弘樹 教授

提出日 令和 4 年 3 月 11 日

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	本研究の目的	2
第 2 章	原理	4
2.1	光と原子の相互作用	4
2.2	ドップラー冷却	5
2.3	磁気光学トラップ	6
2.4	原子の準位	7
2.4.1	ボーア模型	7
2.4.2	微細構造	8
2.4.3	超微細構造	9
第 3 章	光会合	10
3.1	概要	10
3.2	光会合周波数	11
3.2.1	光会合が発生する周波数	11
3.2.2	光会合周波数間隔	11
3.3	分子の準位	12
3.3.1	分子の量子数	12
3.3.2	Hund's Case	13
3.4	光会合周波数の計算	14
3.5	計算結果の妥当性	14
3.6	フランク=コンドン効果	16
第 4 章	実験系の構築	18
4.1	光源の安定化	18
4.1.1	外部共振器レーザー	18
4.1.2	飽和吸収分光	19

4.1.3	電気光学変調器 (EOM)	19
4.1.4	変調移行分光法	20
4.2	周波数可変の光源	21
4.2.1	オフセットロック	21
4.2.2	サイドバンドへの光注入同期による方法	22
4.3	評価系	24
4.3.1	ファブリペロー干渉計	24
第 5 章	実験結果	25
5.1	光学系の準備	25
5.1.1	光学素子の準備	25
5.1.2	マスター光源の評価	29
5.2	キャリアに対する光注入同期	31
5.3	サイドバンドへの光注入同期	32
5.3.1	+1 次サイドバンドへの光注入同期	32
5.3.2	-1 次サイドバンドに対する光注入	34
第 6 章	まとめと今後の展望	38
付録 A		39
A.I	自製ロック回路のデジタル制御	39
参考文献		43
謝辞		45

1.1	BEC の生成法の例	2
1.2	^{87}Rb 原子の遷移図	2
2.1	ローレンツモデルの概念図	4
2.2	磁気光学トラップの概要図	7
2.3	磁気光学トラップ中の原子準位	7
2.4	ボーア模型の概要図	7
3.1	光会合の概要図	10
3.2	核間軸の対称性	13
3.3	電荷の中心からの対称性	13
3.4	光会合周波数の予想位置	15
3.5	フィッティング後の光会合周波数計算値と測定値	15
3.6	各周波数における原子の残存率 [1] と光会合周波数予想位置	16
3.7	フランク=コンドン効果の概要図	16
4.1	リトロ型 ECDL の模式図	18
4.2	飽和吸収分光法の概要図	19
4.3	飽和吸収信号の概要図	19
4.4	位相を π シフトさせるのに必要な EOM の駆動電圧 [2]	20
4.5	変調移行分光法の光学系	21
4.6	4 光波混合の概念図	21
4.7	キャリアへの光注入同期	22
4.8	キャリアとサイドバンドの強度比の周波数特性	23
4.9	サイドバンドへの光注入	23
4.10	ファブリペロー共振器の概要図	24
5.1	作成した波長板と PBS のセットマウンタ	25
5.2	改造した EOM の本体	26

5.3	追加したインダクタ箱	26
5.4	Thorlabs 既製品 (共振 15MHz) の EOM の周波数特性	26
5.5	改造後 (共振 1.9MHz) の EOM の周波数特性	27
5.6	^{87}Rb , ^{85}Rb 原子の 5S-6P 遷移における飽和吸収分光スペクトル [3]	27
5.7	レーザー安定化用フィードバック回路の回路図	28
5.8	レーザー安定化用フィードバック回路の実物	29
5.9	電流掃引回路図	29
5.10	電流掃引回路の実物	29
5.11	作成した光学系の概要図	30
5.12	作成した光学系の写真	30
5.13	マスターレーザーによる飽和吸収信号	31
5.14	^{85}Rb 原子の遷移図 [3]	31
5.15	スレーブレーザーのキャリアに対する光注入同期によって得られた飽和吸収信号	32
5.16	ファブリペロー共振器によるサイドバンドへの光注入同期の確認	33
5.17	光スペクトラムアナライザによるサイドバンドへの光注入同期の確認	33
5.18	6.3GHz の +1 次サイドバンドへ光注入同期されたスレーブレーザーによる飽和 吸収信号	34
5.19	図 5.18 の共鳴付近の拡大版	34
5.20	3.3GHz の +1 次サイドバンドへ光注入同期されたスレーブレーザーによる飽和 吸収信号	35
5.21	レーザー駆動電流 64mA 時における光注入時の信号	35
5.22	レーザー駆動電流 85mA 時における光注入時の信号	36
5.23	-1 次サイドバンドへ光注入同期されたスレーブレーザーによる飽和吸収信号 (4 回 平均)	36
A.1	作成したデジタル変換基板の回路図	41
A.2	作成したデジタル変換基板の実物	42
A.3	作成したデジタル変換基板の配線図	42

第 1 章

序論

1.1 研究背景

C.H.Towns らによって発明され,1964 年にノーベル物理学賞を受賞したレーザーは, 今日において工業, 医療, 軍事等を初めとした様々な分野で幅広く利用されるようになった. これはレーザーの特徴の一つである指向性の良さのおかげで, 焦点距離の短いレンズを使えば波長の数倍以内の直径に収束させられ, 非常に高いエネルギー密度が得られる為 [4] であろう.

他にもレーザーは, 情報通信や数々の研究にも用いられてる. こちらは件の指向性の良さを齎すコヒーレンス性の高さやそこから来る単色性の良さにより, 容易に小数点以下何桁もの分解能を叩き出せる数少ない装置故であろう.

上記の様なレーザーの特徴は,Steven Chu らによる気体原子を μK やそれ以下の領域まで冷却する事が可能となるレーザー冷却という手法を齎し, これは気体原子によるボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) の実現に大きな役割を果たした [5]

BEC は 1925 年,S.N.Bose の論文を受けて, ボース粒子について A.Einstein による「ある温度以下において最低エネルギーの量子状態を占有する粒子数が巨視的な大きさになる」という予言に端を発する [6]. 後に 2.17K 以下における ^4He の超流動が BEC によるものであると説明づけられた [7] が, 液体である ^4He では原子間相互作用が強く, 実際に凝縮している原子の数は少ない. そこで, より多くの原子による BEC の実現を目指し, レーザー冷却と合わせて磁気光学トラップ [8] や蒸発冷却といった手法を組み合わせ 1995 年, M.H.Anderson らによる, ボース気体である Rb 原子による BEC が達成された [9].

今日 BEC は, 巨視的な数の原子が単一の量子状態を取るというその性質上, 高いコヒーレンス性を活かしてこれをレーザーの様に利用した原子波レーザーであったり, 量子そのものの研究であったりといった様々な分野で応用が為されている.

1.2 本研究の目的

今日一般に BEC は, 図 1.1 を一例 [10] として時間的, 空間的に段階を踏んで生成されている. そのため, 連続的な生成は未だ達成されていない.

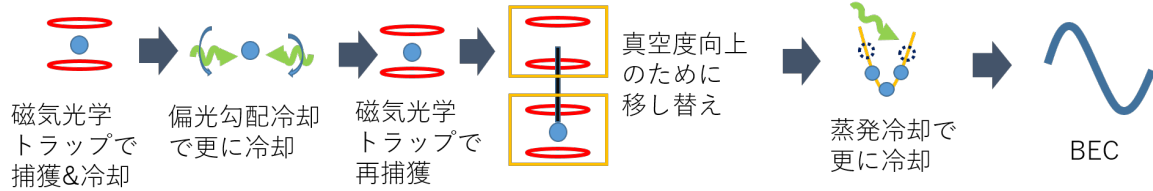


図 1.1 BEC の生成法の例

加えて, 生成された BEC は真空度との兼ね合いにも依るが, 概ね数十秒程度の寿命しか無い為, BEC を用いた実験には大きな制約が存在している. そこで, BEC 状態の原子を連続的に生成できるようにすれば, これらの研究にも大きな進展が見込まれる.

現状 BEC は, 時間的に大きな枷となっている蒸発冷却を経て生成されているが, その前段階であるレーザー冷却自体は概ねミリ秒のオーダーで完了する. その為, 当研究室では BEC 実現の為に高い位相空間密度の達成を目指しレーザー冷却を行っている.

背景に述べた様に最初にボース気体による BEC が達成されたのは Rb 原子であり, これは計算が簡単な水素様原子であることや, 基底状態である $5S$ 準位から $5P$ 準位への遷移波長がチタンサファイアレーザーの発振波長 (800nm) に近いといった背景に基づく. そのため, 今日様々に行われている Rb 原子に関する研究はほとんどがこの $5S - 5P$ 遷移のものである.

一方, 今日では半導体レーザーの登場によりある程度任意の波長で発振するレーザーが入手できるようになり, ^{87}Rb 原子における $5S - 6P$ 遷移に相当する約 420nm のレーザーも登場した. 我々は ^{87}Rb 原子において, 従来長らく扱われてきた $5S - 5P$ 遷移ではなく, この $5S - 6P$ 遷移を用いた方が, 波長の短さや吸収断面積の小ささ, あるいは寿命時間の長さ等がより冷却に際し有利になるのではないかと考えている.

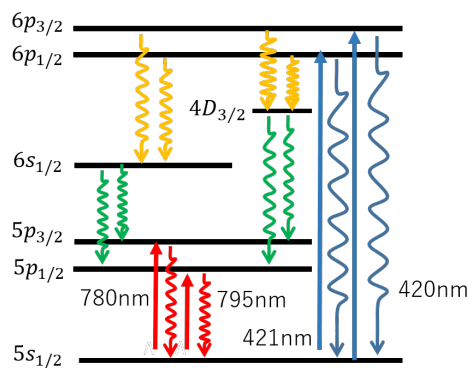


図 1.2 ^{87}Rb 原子の遷移図

さしあたって, $5S - 6P$ 遷移を用いた冷却とトラップを行うに際し, 高い位相空間密度実現の妨げとなる光会合現象について, $5S - 5P$ 遷移については数多の先行研究が存在するものの, $5S - 6P$ 遷移については情報が無い為改めてこれを調査するのが本研究の目的となる.

第 2 章

原理

2.1 光と原子の相互作用

簡単の為, 原子は図 2.1 の様に, 原子核と電子 1 つずつから為り, それが固有角振動数 ω_0 のバネで繋がれた, 所謂ローレンツモデルとして扱う.



図 2.1 ローレンツモデルの概念図

光の様な振動電場 E 中で, 原子は複素分極率 α に比例して

$$p = \alpha E \quad (2.1)$$

となる複素分極率であり双極子モーメントである p を持つ. この p は複素数であり, 光の角周波数 ω に依存している. この双極子モーメントと光電場からなる双極子ポテンシャル U_{dip} は

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \overline{\mathbf{p} \mathbf{E}} = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I \quad (2.2)$$

と表される. ここで $\overline{\mathbf{p} \mathbf{E}}$ は双極子モーメントと電場の内積の時間平均を取ったものであり, ϵ_0 は真空誘電率, c は光速, I は光強度 ($I = 2\epsilon_0 c E^2$) である.

原子による光の吸収によって受ける運動量 P_{abs} は,

$$P_{abs} = \overline{\mathbf{p} \mathbf{E}} = 2\omega \text{Im}(\overline{p E^*}) = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I \quad (2.3)$$

となる. これを光子 1 個あたりの運動量 $\hbar\omega$ で割ったものが散乱力 Γ_{sc} であり,

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

と記述できる [11].

次に, α の具体的な形を考える. ローレンツモデルであるから, バネ軸方向を x として, 原子の運動方程式は

$$\ddot{x} + \Gamma_\omega \dot{x} + \omega_0^2 x = -eE(t)/m_e \quad (2.5)$$

と立式できる. e は素電荷, m_e は電子の質量である. この微分方程式を解いて,

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_\omega} \quad (2.6)$$

$$\Gamma_\omega = \frac{e^2\omega^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^3} \quad (2.7)$$

と求まる. $\Gamma \equiv \Gamma_{\omega_0} = (\omega_0/\omega)^2 \Gamma_\omega$ を用いて式 2.6 を纏めると,

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (2.8)$$

が古典的に求められる複素分極率となる [11] [4].

求めた α を利用して式 2.2 と式 2.4 を展開すると,

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I \quad (2.9)$$

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I \quad (2.10)$$

となる. $\omega/\omega_0 \approx 1$ であり, どちらも十分に大きいとすると, 回転波近似を用いて $\Gamma/\omega_0 + \omega$ の項は無視できる. 離調 $\Delta \equiv \omega - \omega_0$ を用いれば,

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) \quad (2.11)$$

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

となる. これが原子と光の相互作用である [11].

2.2 ドップラー冷却

気体分子運動論に従うと, 理想気体の温度は,

$$\frac{3}{2}k_B T = \frac{\Delta p^2}{2M} \quad (2.13)$$

と表せる [12]. k_B はボルツマン定数, T は絶対温度, M は原子の質量, Δp は気体原子系の運動量分布の幅である. 重心が静止している系であれば, これは気体原子の平均運動エネルギーで置き換えられる.

原子が光を吸収すると, 吸収した光の運動量 $\hbar\mathbf{k}$ によって原子の運動量も変化する. 吸収された光はやがて自然放出されるが, その時の運動量変化は, 放出の向きが等方的にランダムであることから, 平均を取れば無視できる. よって, 原子は光の照射方向の向きに力を受けると言える.

運動している原子はドップラー効果により自身が感じるレーザー光の周波数が変化する. その変化量は, 速度 \mathbf{v} とレーザー光の波数 \mathbf{k}_l の内積で表される. 従って原子が実際に感じるレーザー光の角周波数は, 元の角周波数を ω_l として,

$$\omega'_l = \omega_l - \mathbf{k}_l \cdot \mathbf{v} \quad (2.14)$$

と表せる. この式から, 光の進行方向と原子の運動方向が対向する場合, 原子から見た光の角周波数は高くなる. これを見越して静止状態に置ける共鳴角周波数より低い角周波数の光を照射することで, 対向する向きの光のみより共鳴に近づき吸収率が上がる為, 原子は対向する光を選択的に吸収し, 結果運動量が減少して冷却される. これがドップラー冷却である.

ドップラー冷却によって受ける力 F_{sc} は, 光の運動量と散乱レートの積, つまり $F_{sc} = \hbar k \Gamma_{sc}$ と表せる. ここから, 原子が受ける減衰力 F は,

$$\begin{aligned} F &= F_{sc}(\Delta - kv) + F_{sc}(\Delta + kv) \\ &\simeq F_{sc}(\Delta) - kv \frac{\partial F_{sc}(\Delta)}{\partial \omega} - \left\{ F_{sc}(\Delta) + kv \frac{\partial F_{sc}(\Delta)}{\partial \omega} \right\} \\ &\simeq -2 \frac{\partial F_{sc}(\Delta)}{\partial \omega} kv \end{aligned} \quad (2.15)$$

となる [13].

ドップラー冷却による冷却限界温度は, この冷却力とその他の加熱要因のつり合う位置となる. 主な加熱要因は対向光以外の吸収であり, これには原子の吸収線幅 Γ が大きく関わってくる. 即ち, 吸収線幅が広ければ広いほど対向光以外も吸収しやすくなるという事であり, 結論としてドップラー冷却限界温度は

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} \quad (2.16)$$

と表される [13]. この式から Γ が小さければ小さいほどドップラー冷却限界温度も小さくなる事が分かり, 一般に Γ は波長が短いほど小さい. 従って, 波長が 5S – 5P 遷移より短い 5S – 6P 遷移では, それだけドップラー冷却限界温度が低くなる事が予想され, より冷却に有利に働くと見て取れる訳である.

2.3 磁気光学トラップ

2.2 節のドップラー冷却では, 原子の冷却は可能であるが, 原子を 1 点に留めておくことはできない. そこで, 磁場を利用して復元力を働かせ, 冷却ついでに原子を 1 点に留めるトラップの機能も兼ね備えた手法が磁気光学トラップ (Magnetooptic Trap, MOT) である.

MOT は, 図 2.2 の様に, 上下に巻かれた逆方向に電流が流れる, アンチヘルムホルツコイルによって作られる, 中心磁場が 0 となるような四重極磁場を利用する.

磁場中の原子は, ゼーマン効果によって図 2.3 の様に磁気量子数 M_j の縮退が解けて準位が分裂する [13].

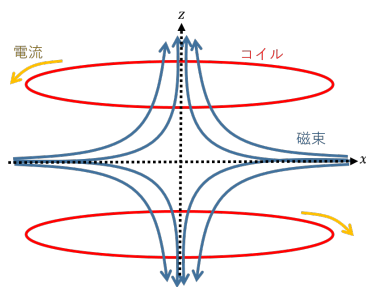


図 2.2 磁気光学トラップの概要図

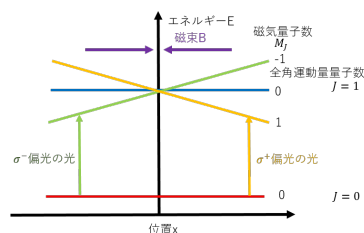


図 2.3 磁気光学トラップ中の原子準位

円偏光の光を用いると、角運動量保存則から来る遷移選択則により、遷移先を磁気量子数が 1 だけ増加または減少する方向に限定できる。x 軸上において、図中の様に負方向から σ^- 、正方向から σ^+ の光を、負離調でもって入射すると、正の位置に居る原子は正方向からの光を、負の位置に居る原子は負方向からの光をより選択的に吸収するようになる。その結果として中心方向へ向かう力が働き、磁場の中心へ原子をトラップする事が可能となる他、負離調の光を用いるので同時にドップラー冷却も働く。これが磁気光学トラップの原理である。尚、z 軸方向については x 軸、y 軸と異なり湧き出し磁場となっているので偏光の向きが逆となることに注意すべきである。

磁気光学トラップは、磁気量子数の縮退が解け、円偏光の光と遷移選択則を用いる都合、磁気量子数の取りうる範囲を決定する全角運動量 J が基底状態のそれより励起状態の方が大きくないといけないという制約があるのみで、原子を常温から冷却しトラップする事が可能であるため、多くの実験で測定の為、あるいはその準備の為の予備冷却として用いられている。

2.4 原子の準位

2.4.1 ボーア模型

先の計算はすべて原子は 2 準位系、即ち基底状態と励起状態の 2 通りのエネルギー状態しか存在しないという前提で計算していたが、実際には原子の準位は複数に分裂している。

ボーア模型は、図 2.4 の様に、原子核の回りを電子が周回しているという古典的モデルである。

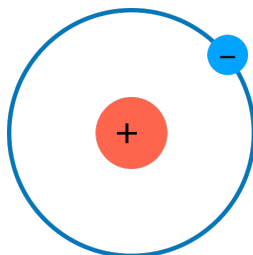


図 2.4 ボーア模型の概要図

電子の円運動による遠心力がクーロン力と釣り合っているという状況であり, 式にすると

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m_e \frac{v^2}{r} \quad (2.17)$$

となる. r が軌道半径である. ボーアの量子条件は, この電子の描く円軌道のうち, 角運動量がプランク定数の整数倍になるもののみが成立するという条件であり, 式にすると

$$m_e v r = \frac{n\hbar}{2\pi} \quad (2.18)$$

となる. n を主量子数とし, 各 n におけるエネルギーは

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0 \hbar^2 n^2} \quad (2.19)$$

と表せる [13]. ここから, 原子のエネルギー状態は主量子数 n に依存して複数存在するという事も言える.

2.4.2 微細構造

ボーア模型の見方を変えると, 電子の回りを原子核が周回している様に見る事もできる. 電子は軌道角運動量 L に依存して原子核の回りを周回している, つまり今回は原子核が同等の条件で周回しているとみなせる. また, 電子はスピン角運動量 S によってスピンしている.

電荷を持つ粒子が運動しているという事は, そこに電流が存在すると見なすことができる. 今回は円運動をしている想定なので, 円形電流となり, その中心には磁場が発生する. また, その中心にある電子がスピンしているという事は磁気モーメントを持つと見なすことができ, 結論として磁場上に磁気モーメントが存在するという状況になっている. 従って, この磁気モーメントの向き, 即ちスピンの向きに応じて原子のエネルギー状態が変動する, スピン-軌道相互作用が存在するという事を意味している.

原子核の作る電場 E は, 原子核のポテンシャル V から $E = \frac{1}{e} \frac{\partial V}{\partial r} \frac{\mathbf{r}}{r}$ と表せ, ビオ・サバルの法則から

$$\mathbf{B} = \frac{1}{m_e c^2} \left(\frac{1}{er} \partial V \partial r \right) \times m_e \mathbf{V} = \frac{\hbar}{m_e c^2} \left(\frac{1}{er} \frac{\partial V}{\partial r} \right) \mathbf{L} \quad (2.20)$$

と求まる. また, 電子の磁気モーメントはランデの g 因子 g_s を用いて

$$\boldsymbol{\mu} = -g_s \mu_B \mathbf{S} \quad (2.21)$$

となる. μ_B はボーア磁子であり, $\mu_B = e\hbar/2m_e$ である. これらの積がスピン-軌道相互作用の大きさという事になる [13]. よって, 電子の全角運動量 $J = L + S$ に依存して原子のエネルギー状態は変動する.

2.4.3 超微細構造

電子に比べればその影響は小さいものの、原子核もスピンを持つ。従って 2.4.2 節と全く同じ議論で、原子核のスピンに依存したエネルギー状態の変化を記述する事ができる。つまり、原子の核スピン \mathbf{I} を用いて、原子の全角運動量 $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$ に依存して原子のエネルギー状態が変動する。

一方、原子核のスピンを考慮する場合、電子スピンと原子核スピンの相互作用、スピン-スピン相互作用も存在する。軌道角運動量 $L = 0$ において、量子論的な表現では電子は電子雲と形容されるように、原子核を中心として存在確率分布が広がっている。この波動関数を $\phi(r)$ とし、その期待値と等しく電子による磁荷も分布しているとすると、電子による磁荷の分布は

$$\mathbf{M} = -g_s \mu_B \mathbf{S} |\psi(r)|^2 \quad (2.22)$$

と表記できる。磁荷が分布しているという事は磁場が存在するという事であり、その大きさは $B_e = 2\mu_0 M/3$ となる。ここから、 $L = 0$ 、即ち S 軌道において電子が中心、つまり原子核の位置に作る磁場は

$$\mathbf{B}_e = -\frac{2}{3} \mu_0 g_s \mu_B |\psi_{ns}(0)|^2 \mathbf{S} \quad (2.23)$$

であり、ここから $L = 0$ の状態においても、それ以外の場合と同様に F に依存して原子のエネルギー状態が変動する [13]。

第3章

光会合

3.1 概要

光会合とは、原子に光を入射する事で分子が生成される現象である。図 3.1 は分子ポテンシャルを示したもので、原子間距離が十分離れている領域では原子同士の相互作用はほとんどなく、原子間距離が近づくと主にファンデルワールス力によってポテンシャルが下がり、さらに近づくとクーロン斥力により反発する。このポテンシャルの谷に囚われると原子間距離が一定となるので、分子となる。

図から読み取れる様に、励起状態の分子ポテンシャルの谷は基底状態のそれよりもより長距離にまで及んでいる [14]。そのため、通常分子となりうる程原子間距離が近づいてはいない状態であっても、光が入射し励起することでポテンシャルの谷に陥り、分子が生成される。これが光会合である。

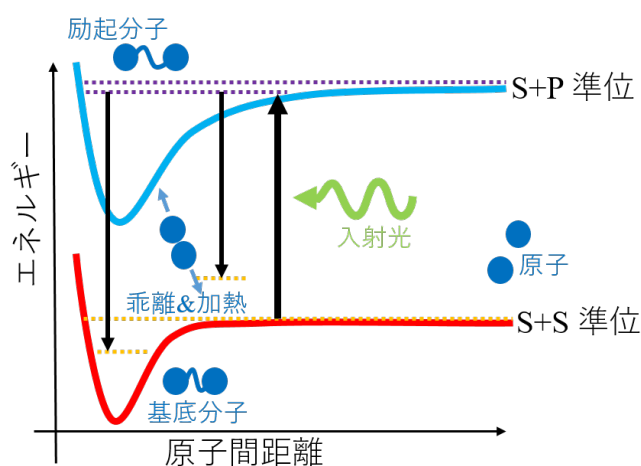


図 3.1 光会合の概要図

光会合によって生成された分子は、ポテンシャルの谷を滑り落ちて加熱するか、あるいは基底状態の分子の何れかとなる。トラップ中の原子に光会合が発生した場合、通常それほどトラップ力は強く無い為加熱によって散逸したり、あるいは分子となる事で共鳴周波数が変わり、トラップ力が

働かなくなる等して, 結果トラップから散逸してしまう.

通常, 分子のレーザー冷却は原子のそれより困難であるため, あらかじめ原子として冷却をしておき, 光会合によって目的の分子を生成する, 等といった使われ方をされる場合もあるが, 我々の目的において光会合の発生はトラップロスを齎すだけであるので, この影響を可能な限り抑制する事が必要となる.

3.2 光会合周波数

3.2.1 光会合が発生する周波数

光会合が発生する周波数は分子の振動準位によって定まる為, 事前にそれを計算, 予測し, その周波数を避ける様運用することで影響を抑制することが可能となる. 分子のポテンシャル $V(R)$ は, 次式で表される [15].

$$V(R) = D - \sum_n \frac{C_n}{R^n} \quad (3.1)$$

D は乖離限界, 即ち原子が単体で存在する場合のエネルギーであり, C_n は $n > 2$ における漸近定数である. 今回想定しているのはトラップ中で冷却している原子であるため, そこまで原子密度が高くない, 即ち原子間距離 R が十分に大きい領域について考える. その場合, 高次の項は無視する事ができ, 励起状態の分子ポテンシャル $V_e(R)$ にて想定すべきは双極子力である 3 次の項, C_3 のみである.

$$V_e(R) = \frac{C_3}{R^3}, C_3 = \frac{3\hbar\lambda^3}{16\pi^3\tau} \quad (3.2)$$

ここで, \hbar はディラック定数, λ は波長, τ は寿命時間である. この分子ポテンシャルから, エネルギー準位 $E(\nu)$ は

$$E(\nu) = D - X_0(\nu - \nu_d)^6 \quad (3.3)$$

$$X_0 = \frac{\hbar^6}{\mu^3 C_3^2} \left[\frac{\Gamma(4/3)}{2\sqrt{2\pi}\Gamma(5/6)} \right] \quad (3.4)$$

と導出される [16]. ここで, ν は振動準位量子数, ν_D はその補正項, h はプランク定数, μ は換算質量, Γ はガンマ関数である.

3.2.2 光会合周波数間隔

式 3.3 より, 各振動準位ごとのエネルギー差, 即ち光会合周波数の間隔は

$$\Delta(\nu) = -X_0(\nu - \nu_D)^6/h \quad (3.5)$$

と求まる. この式は X_0 に比例し, X_0 は C_3 に反比例している. このことから, C_3 が小さければ小さいほど X_0 が, ひいては Δ_ν が大きくなり, 光会合周波数間隔が広がっていくことが分かる.

C_3 は式 3.2 より, 波長 λ と線幅 $1/\tau$ に比例している事が分かる. この線幅は厳密には遷移確率の事であり, これはアインシュタインの A 係数に比例する. 従って, 波長と A 係数が小さければ小さいほど, 光会合周波数間隔は広がる事が分かる.

^{87}Rb 原子において, 各遷移ごとの波長と A 係数, それに基づき導出された C_3 を纏めた表が 3.1 である.

表 3.1 ^{87}Rb 原子の各遷移における波長と A 係数

遷移	波長 /nm [17]	A 係数 /s ⁻¹ [17]	C_3 (計算値) /a.u.
$5s_{1/2} - 5p_{1/2}$	794.9783	35920000	8.9070
$5s_{1/2} - 5p_{3/2}$	780.2405	37550000	8.8030
$5s_{1/2} - 6p_{1/2}$	421.6706	2456000	0.009088
$5s_{1/2} - 6p_{3/2}$	420.2972	3664000	0.13426

この表より, 波長が約半分, A 係数が 1 桁小さい 5S-6P 遷移の方が C_3 がおよそ 2 桁程小さく, 伴って光会合周波数間隔が 4 桁程広がる事が見込まれる. 従って, 周波数間隔の広さから, 光会合の発生を抑制すべく該当周波数を避けて運用したい場合, 5S-6P 遷移を用いる事はメリットとなる.

3.3 分子の準位

導出した式を使って実際に光会合周波数を導出する場合, 原子で言う微細構造に相当する準位が付近に存在するため, それも計算しておく必要がある.

原子における微細構造は電子の全角運動量 $J = S + L$ に依存している事は 2.4.2 節で述べた. それが分子の場合どう変化するかを, 次節以降で述べる.

3.3.1 分子の量子数

原子の準位を決定する量子数は, 主に主量子数 N , 軌道角運動量 L , 電子スピン S , 原子核スピン I とそれらの和 $J = L + S, F = J + I$ であった. 分子の場合, まず軌道角運動量について, 原子の場合球対象であったものが円柱対象となる. そこで L の分子の核間軸上への射影成分 Λ でもってこれに変える事になる. 同じ規則で, $L = 0$ で S 軌道, $L = 1$ で P 軌道, $L = 2$ で D 軌道と読んでいたものが, それぞれ Σ 軌道, Π 軌道, Δ 軌道と読み替える事になる.

また, 分子ならではの対称性による準位の分裂も存在する. 図 3.2 の様に, Σ 軌道においては, 核間軸における反転対称の向きによってエネルギー状態が変わりうる. この場合は $+$, $-$ の様に添え字として右上に記載する. あるいは, 図 3.3 のように電荷の中心から波動関数を空間反転させた場合には, ドイツ語における偶奇を意味する gerade と ungerade の頭文字を取って, g, u の様に添え字として右下に記載する. よって分子の準位は, 例として $^3\Sigma_u^+$ の様な書き方となる [18].

これらに加えて, 原子の状態では存在しなかった, 振動と回転という 2 つの状態量が加わったものが分子の準位を決定する.

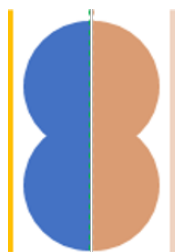


図 3.2 核間軸の対称性

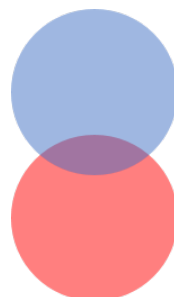


図 3.3 電荷の中心からの対称性

3.3.2 Hund's Case

微細構造や超微細構造のスピン-軌道相互作用やスピン-スピン相互作用の様に, どの角運動量とどの角運動量の相互作用が強いかを場合分けして近似したものが Hund's case である.(a) から (e) まで存在するこの近似によって, どの角運動量を用いてエネルギー準位の計算をするか, つまりハミルトニアンと可換であり, 保存量であるかを決定する.

case (a),(b)

原子間距離 R が小さい領域, 即ち分子ポテンシャルの丁度谷の領域において適応される. 従って, エネルギー状態は Born-Opppenheimer ポテンシャルが支配的であり, その条件下においてスピン-軌道相互作用が強い場合は (a), 回転-軌道相互作用が強い場合は (b) となる.

(a) の場合, 準位を決定する量子数は Ω であり,

$$\omega = \Lambda + S \quad (3.6)$$

となる.(b) の場合は準位を決定する量子数は N であり,

$$N = R_{rot} + L \quad (3.7)$$

となる. R_{rot} は分子の回転量子数である.(b) において Λ でなく L で書かれるのは, (b) が適用される状況が $L = 0$ である基底状態である場合がほとんどであり, 逆に励起状態であれば (a) が適用される事が多い.

case (c)

原子間距離 R が大きい, 所謂長距離分子の場合に該当する. 光会合についてもこの領域で発生する.

原子間距離が大きい為,Born-Opppenheimer ポテンシャルとスピン-軌道相互作用が同じぐらいのオーダーで効いてくる領域であり, 準位を決定する量子数は (a) の場合と同じく Ω が使われる.

case (d),(e)

アルカリ原子の 2 量体の様に, 分子間力がほぼ働かず, 原子が 2 個ぼつんと存在するのとそう変わらない状態において用いられる. 準位を決定する量子数はどちらも R_{rot} である.

この場合, 比較的スピン-軌道相互作用が強ければ (d), そうでなければ (e) が該当する.

3.4 光会合周波数の計算

今回の場合, トラップ中にて原子を冷却する際に発生する光会合を問題としているので, 必然的に長距離分子, つまり Hund's case の (c) が該当する. この場合, 準位の分裂を決定する量子数は Ω であるため, 準位の書き方としては, 例えば $\Omega = 1$ で $^+,_u$ であるのならば, 1^+_u という書き方となる.

Hund's case (c) を用いた場合の分子ポテンシャルは, 2 つの状態を表すベクトル $|\phi_i\rangle$ と $|\phi_f\rangle$ を用いて,

$$\mathcal{M} = \langle \phi_f | g'_l(\Omega) | \phi_i \rangle \quad (3.8)$$

と表記される行列 [19] と, 補正項 ε を介して原子寿命とリンクした相対論的補正行列 $\Delta\mathcal{M}$ との和を対角化したものになる [20].

3 次の項までで考える場合は, Ω を考慮した各準位は C_3 に係数を掛ける事で表現できる. 各準位ごとの係数は表 3.2, 3.3 の様になる [20].

表 3.2 D1 遷移における準位ごとの C_3 補正係数

準位	補正係数
1^\pm_g	$\frac{2}{3}(1 + \varepsilon)^2$
0^+_u	$\frac{4}{3}(1 + \varepsilon)^2$

表 3.3 D2 遷移における準位ごとの C_3 補正係数

準位	補正係数
2^\pm_u	1
1^\pm_u	$\frac{-2+\sqrt{7}}{3}$
1^\pm_g	$\frac{2+\sqrt{7}}{3}$
0^+_u	$\frac{5}{3}$
0^-_g	1

これを用いて, 5S – 6P 遷移における光会合周波数の位置について計算したものが図 3.4 である.

図 3.4 より, 3.2.2 節の事前予想通り, 5S – 6P 遷移を用いた方が光会合周波数間隔が明らかに広がっていることが見て取れる. 尚, 超微細構造で色分けしている.

3.5 計算結果の妥当性

5S – 5P 遷移に関してはいくつか先行研究があり, 計算式自体に変化はない為, この 5S – 6P 遷移における周波数間隔の妥当性について検証が可能である.

一般的に, 係数 C_3 には 5% 程度の差異がある事が知られている [18]. 他, 式 3.3 で出てくる $\nu_D (0 < \nu_D < 1)$ 等の補正項の値も不明である. 間隔の指標としてはこれらの係数が不明であっても有効であるが, 厳密な周波数位置の導出という観点からは問題となる. そこでまずは, 先行研究で

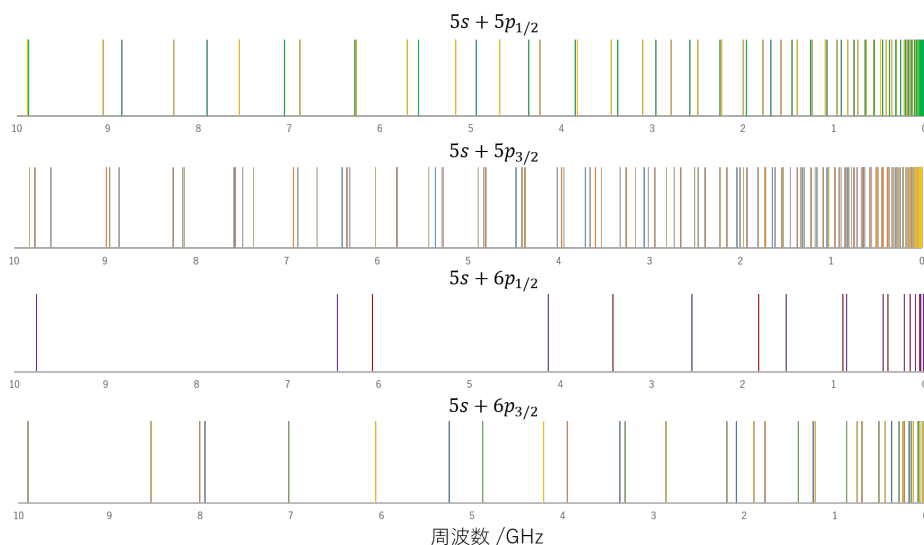


図 3.4 光会合周波数の予想位置

ある文献 [21] の TABLE II にある, ^{87}Rb 原子の D1 遷移における 0_u^+ 準位の光会合周波数の測定結果を用いてフィッティングを行い, 上記の係数を導出する.

計算に用いた各係数が表 3.4, フィッティングしたグラフが図 3.5 である.

表 3.4 $5s - 5p_{1/2}$ 遷移における C_3 計算用データ

質量 /kg [22]	波長 /nm [17]	A 係数/ s^{-1} [17]	C_3 (計算値) /a.u.
1.1443×10^{-25}	794.9783	35920000	11.876

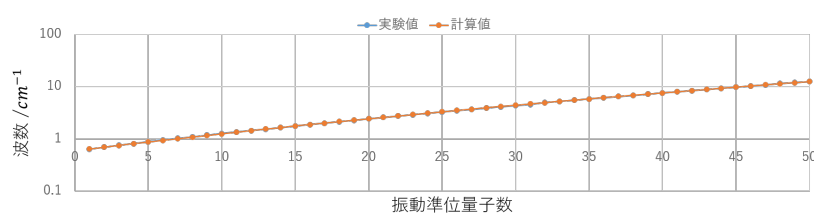


図 3.5 フィッティング後の光会合周波数計算値と測定値

この時のフィッティング結果より, C_3 は 0.96 倍, ν_D は 0.653 であると求まった.

これにて導出できた 0_u^+ 遷移の光会合周波数を, 先行研究である文献 [1] の Fig.4 上の図と重ねたものが図 3.6 である.

この図から, 光会合周波数予想位置は確かに図中の谷 (原子残存率の低いところ) と重なっていることが分かる. 以上より, 一度測定を行い, C_3 の倍率と ν_D という 2 つのフィッティングパラメータを導出し適用すれば, 上述の計算結果は十分有効に使えるという事になる. 従って, 実際に測定を行いフィッティングパラメータを導出することが次なる目標となる.

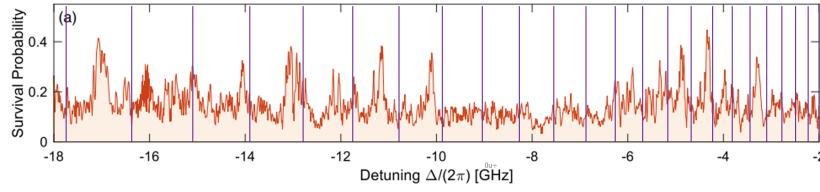


図 3.6 各周波数における原子の残存率 [1] と光会合周波数予想位置

また, 今回計算したのは 1 準位分だけであるため, すべての谷の位置を予想したものではない. また, 各予想位置における谷の深さについては別途計算が必要である.

3.6 フランク=コンドン効果

光会合周波数の予想位置は各振動準位に基づき決定しているものの, すべての準位からすべての準位に等確率で遷移する訳ではない為, 各遷移ごとにその影響, 即ちトラップロス率の変動する. この各準位から各準位における遷移確率を決定しているのがフランク=コンドン効果である.

フランク=コンドン効果とは, 図 3.7 の様に, 各振動準位の波動関数を考えたとき, その存在確率の高い場所から高い場所 (波動関数の腹から腹) へは遷移しやすく, 逆に低い場所 (節から節) へは遷移しにくい, というものである.

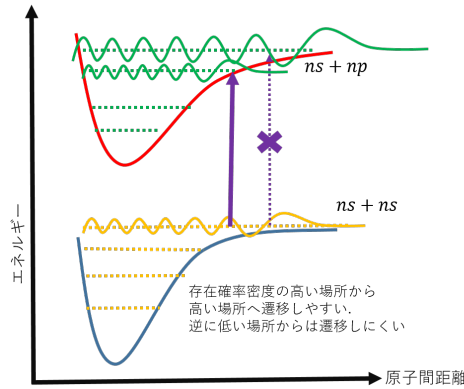


図 3.7 フランク=コンドン効果の概要図

従って, フランク=コンドン効果を式で表すと, 基底状態と励起状態の波動関数の重ね合わせの期待値という事になる.

$$F_{eg}(E, \Delta_a) = \left| \int_0^\infty \psi_e(r) \psi_g(r, E) dr \right|^2 \quad (3.9)$$

ここで, Δ_a はレーザーの離調, E はエネルギー, r は原子間距離であり, ψ_e と ψ_g はそれぞれ基底状態と励起状態の波動関数である [23].

反射波近似を使うと, 式 3.9 は次の様に書き換えられる.

$$F_{eg}(E, \Delta_a) = \frac{\partial E_\nu}{\partial \nu} \frac{1}{d_c} |\Psi_g(r_c, E)|^2 \quad (3.10)$$

ここで, d_c はコンドン点 r_c におけるポテンシャルの傾きであり,

$$d_c = \left| \frac{d}{dr} [V_e(r) - V_g(r)] \right|_{r=r_c} \quad (3.11)$$

である. コンドン点とは, 離調 Δ_a が励起状態と基底状態のポテンシャルの差に対して $\hbar\Delta_a = V_e(r_c) - V_g(r_c)$ を満たす点である.

式 3.10 より, 最終的にフランク=コンドン効果は基底状態の波動関数にのみ依存し, 励起状態のそれに依らないことが分かる. これは, 励起状態の波動関数が基底状態のそれに対して高速で振動している為である [23].

ここで導出したフランク=コンドン効果 F_{eg} に, 光強度 I を掛け, 更に光パワーの揺らぎの幅等を加味した最終的な光会合ロス率を決める定数が K_ν となり, これを用いるとロス率 β は

$$\beta = \frac{2K_\nu \gamma_{mol}}{\gamma} \frac{1}{1 + 4(f - f_\nu)^2 / \gamma^2} \quad (3.12)$$

と表せる. ここで f は入射光の周波数, f_ν は振動準位 ν における分子遷移の中心周波数, γ は分子遷移の線幅, $\gamma_{mol} = 2\gamma_{atomic}$ であり, これは原子の自然幅の 2 倍である [24].

以上より, 基底状態の波動関数を計算すればその振動準位における光会合によるトラップロス率の計算が可能となるが, 入射光強度やその揺らぎといったパラメータを見積もれないことや, そもそもとして光会合周波数自体がフィッティングパラメータを導出しなければ厳密な周波数の計算ができない為, 今回は考慮しない.

第 4 章

実験系の構築

4.1 光源の安定化

4.1.1 外部共振器レーザー

通常のレーザーダイオード (LD) は、大まかに光源、レーザー媒質、端面のガラスから為り、ガラスやレーザー媒質端面にて一部の光が反射することで共振器を構成し、レーザー発振をしている。一方、外部共振器レーザー (External Cavity Diode Laser, ECDL) はそれら端面に反射防止膜 (Anti Reflection Coating, AR コート) を付与して別個 LD の外部に部分反射ミラーを設ける事で、共振器の構成を LD の外部にまで広げたものである。

図 4.1 は、一般的に使われるリトロ型外部共振器レーザーの模式図である。

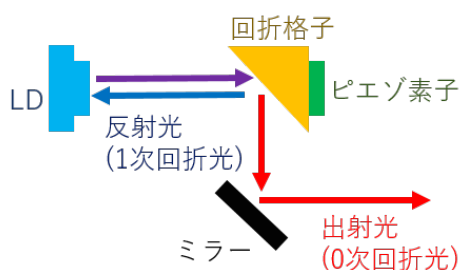


図 4.1 リトロ型 ECDL の模式図

共振器を LD 外部まで拡張する最大のメリットは、レーザー媒質と部分反射ミラーの間に別の素子を挿入できることであり、例えばここに波長選択性のある回折格子や干渉フィルタを挿入することで、ミラーにより帰還してくる光の波長を絞り、結果として発振波長帯域 (線幅) を大幅に狭める (狭線幅化) ことができる。また、図 4.1 の様に、ピエゾ素子等を用いて共振器長を変える事で周波数引き込み現象により発振周波数自体をある程度掃引する事も可能となる。

4.1.2 飽和吸収分光

4.1.1 節で述べたように、ECDL 付属のピエゾ素子や LD への印加電圧、電流を操作することによってレーザーの発振波長を変化させることができる。この原理を用いて外部からの振動や電氣的ノイズによるレーザーの波長の変化を抑制し安定化させるにあたり、安定化の基準が必要となる。レーザーの発振周波数は数百 THz と、電気回路の水準から見るとかなりの高周波数であるため、直に周波数を測定しそれに合わせてフィードバックを行うことは難しい。そこで、原子に光を入射し、その共鳴周波数を安定化の基準として用いる手法の一つが飽和吸収分光である。

原子が封入されたセルに光を入射し、その透過光強度を測定、その吸収量が最大となる点が共鳴周波数であるが、セル中で原子は高速で移動しているためドップラー効果により吸収線幅は大きく広がってしまっている。そのため単純に吸収量の多寡に依る判別では左程安定化には寄与しない。そこで、図 4.2 のように、透過光強度の測定に用いるプローブ光に対向させてポンプ光を入射させることで、光軸上において速度 0 の原子のみポンプ光、プローブ光双方により励起される状況が作りだせる。ポンプ光をプローブ光より強力に設定すれば、ほとんどの原子はポンプ光により励起され、プローブ光はそのまま透過することになり、図 4.3 の様に中心にディップが観測される。これを安定化の基準として用いるが、このままでは周波数の高低どちらにずれているのか判別できない為、EOM や電流変調といった手段でプローブ光に変調を掛け、それを復調することで微分信号を得、それを電氣的フィードバックに利用する。



図 4.2 飽和吸収分光法の概要図

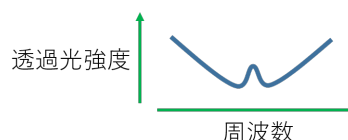


図 4.3 飽和吸収信号の概要図

4.1.3 電気光学変調器 (EOM)

飽和吸収分光法による光源の安定化の為には微分信号を得る必要があり、そのために光に変調を掛ける必要がある。レーザーの駆動電流に変調を掛ける事でも達成できるが、光源全体に変調が掛かってしまう為何かと不都合が生じる場合もある。そこで用いられるのが音響光学変調器 (AOM) や電気光学変調器 (EOM) である。

どちらも非線形光学素子の一種であり、前者は音波で、後者は電圧によって結晶の屈折率を変化させる事で稼働する。これによって結晶を透過した光に位相シフトを設ける事が可能であり、EOM の場合はこの駆動電圧を発振させることで変調を掛ける事が可能となる。

しかしながら一般的に EOM は駆動に高い電圧を必要とする。図 4.4 は位相を π シフトさせるのに必要な EOM の駆動電圧である [2]。

市販のファンクションジェネレータは 10Vpp 程度までしか出力できないことを考えると、通常

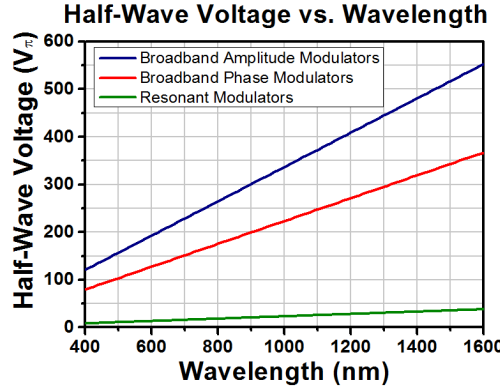


図 4.4 位相を π シフトさせるのに必要な EOM の駆動電圧 [2]

の手段でこのような高電圧を印加する事は難しい. しかし, EOM の結晶は電氣的にはキャパシタとして振る舞う事を利用し, インダクタと合わせて LC 共振回路を作成することで, 結晶に実効的に高電圧を掛ける事ができる為, これを利用する場合が多い.

4.1.4 変調移行分光法

飽和吸収分光法では, 電氣的フィードバックに用いる微分信号全体にオフセットが乗る場合がある. これは, 本来飽和吸収によって観測されたディップのみが微分されるべき所, ドップラー効果による周波数広がり全体が微分されてしまう事による影響であり, 全周波数においてプローブ光に変調が掛けられている状況ではこれはやむを得ない. オフセットが存在するとフィードバック時に不都合であるため, 電気回路的にこれを除去するか, あるいはディップ信号のみ微分されるよう改善する, 即ちちょうど原子の共鳴周波数の時のプローブ光にのみ変調が掛かる様な仕組みが必要となる. そのような都合の良い仕組みが変調移行分光法である.

変調移行分光法は, 3 つの周波数を持つ光が非線形媒質中で相互作用した時に, 第 4 の周波数を持つ光が発生する [25], 4 光波混合と呼ばれる現象を利用する. 図 4.5 のような光学系を考える. この系では, 分岐したポンプ光とプローブ光のうち, ポンプ光にのみ EOM によって変調が掛けられる.

それぞれの光の角周波数について, プローブ光を ω_p , ポンプ光を ω_c , ポンプ光のサイドバンドを $\omega_c + \omega_m$ とする. 図 4.6 のように, 3 つの周波数を持つ光の相互作用, つまりポンプ光で励起し, ポンプ光のサイドバンドで誘導放出 (図では -1 次サイドバンドとしている), 更にプローブ光を吸収したような場合を考える. プローブ光の向きを正とすると, 運動量保存則より, 原子の運動に伴うドップラーシフトをそれぞれ kv_1, kv_2 とすると,

$$-\hbar\omega_p + kv_1 - \hbar(\omega_p - \omega_m) + kv_1 + \hbar\omega_p + kv_2 = \hbar\omega_i + kv_2 \quad (4.1)$$

を満たす第 4 の角周波数 ω_i を持つ光, アイドラ光が放出される. $v_1 = v_2 = 0$ の時, このアイドラ光の角周波数は式 4.1 より, $\omega_c + \omega_m$ となる事が分かる. 即ち, アイドラ光は, プローブ光にポンプ光の変調分の周波数が乗り, かつプローブ光と同じ向きに放出される, つまりあたかもポンプ光

4.2.2 サイドバンドへの光注入同期による方法

オフセットロックを用いれば周波数可変の光源は実現できるものの、ECDL が 2 台必要となる。一般に ECDL やその制御回路は高価であるため、オフセットロックは高コストな手法であると言える。そこで我々は、ECDL 1 台と自由発振しているレーザー 1 台によって同等の機能を実現する、サイドバンドへの光注入同期を行っている。

光注入同期

光注入同期とは、ECDL 等により狭線幅で発振しているレーザー（マスターレーザー）を自由発振しているレーザー（スレーブレーザー）に注入することで、スレーブレーザーもマスターレーザーと同じ周波数、且つ狭い線幅で発振するようになる現象の事である。

通常、自由発振状態のレーザーは多数のモードによる発振が行われており、それによって線幅も広がっている。そこに外部から ECDL 等で狭線幅化した、単一モードで発振している光を注入することで、そのモードにおける誘導放出の確率が大幅に上昇するため、結果として入射したレーザー光と同じ周波数、同じ線幅で発振するようになる。これが光注入同期である [27]。

サイドバンドによる周波数差の創出

図 4.7 の様に、自由発振しているスレーブレーザーに電流変調を掛ける事でサイドバンドが立ち、そこに光注入同期を行う事でサイドバンド共々狭線幅で発振するようになる。

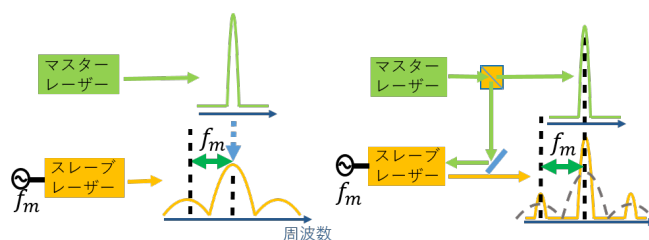


図 4.7 キャリアへの光注入同期

このサイドバンドとキャリアの周波数差は電流変調周波数のそれと等しい為、これによって周波数差を生み出す事ができる。しかしながら、一般にサイドバンドは電流変調周波数が高くなるにつれほとんど立たなくなる事が知られており、今回の実験で用いる LD と同系列の NICIA の 420nm 発振の LD では、電流変調強度とサイドバンドの高さは図 4.8 のようになる [28]。

この図から、1.3GHz 程度までは 30% 程度の強度が得られている為、辛うじて飽和吸収分光に用いる事ができるが、それ以上の周波数となるとサイドバンドは最大でも 5% 程度しか立たず、今回の目的である数 GHz の範囲で周波数掃引を行うのはこの方法では難しい。

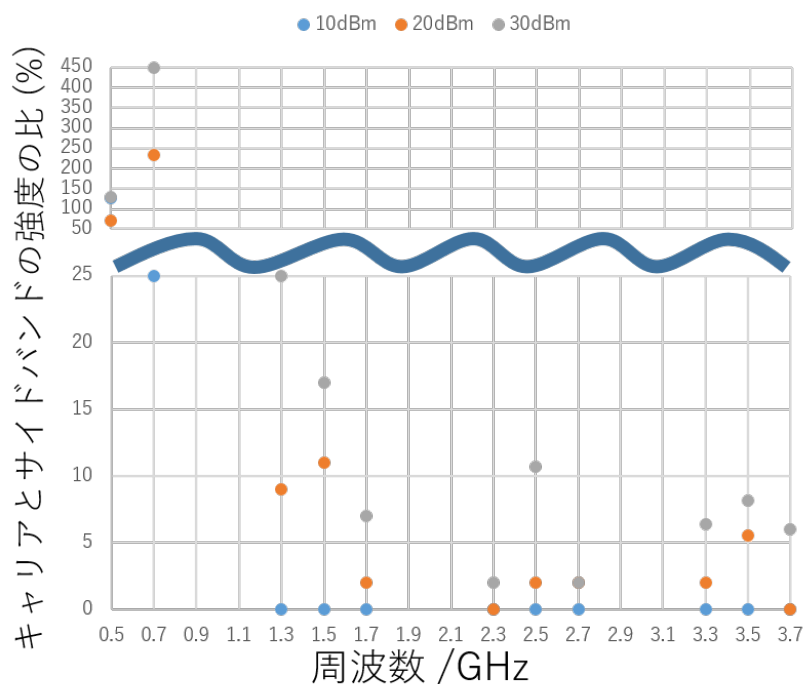


図 4.8 キャリアとサイドバンドの強度比の周波数特性

サイドバンドへの光注入同期

高い電流変調周波数領域においてサイドバンドがほとんど立たず、そのままでは周波数差を設けることが出来ない問題の解決方法が、サイドバンドへの光注入同期である。

図 4.9 の様に、サイドバンドへの光注入であれば、たとえサイドバンドが数 % しか立っていないかたとしても、そこに発振モードが存在する事は確かであるため、光注入同期が発生してキャリア共々狭い線幅で発振し始める。

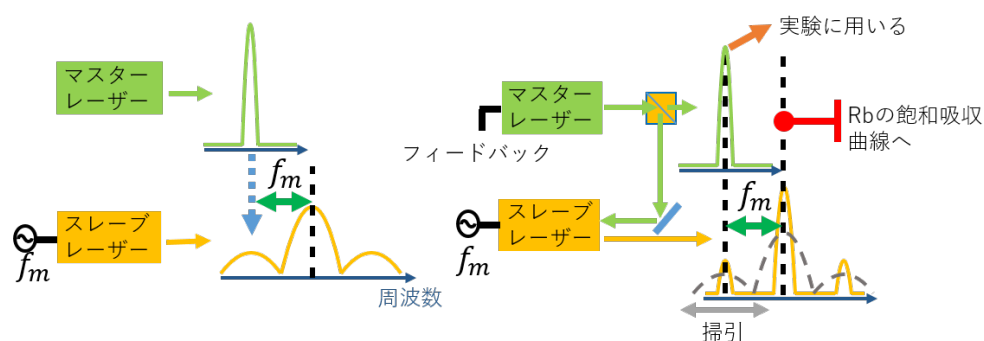


図 4.9 サイドバンドへの光注入

図 4.9 右側に示したように、スレーブのキャリアで飽和吸収分光を行い、そのフィードバックをマ

スターへ送る事でマスターレーザとそれに同期しているスレーブレザーを、周波数オフセットを付けた状態で安定化させる事ができ、マスターはスレーブの様にサイドバンドのような余計な発振無しでクリーンな光源として実験に用いる事ができ、またスレーブは先述の通り自由発振していれば良い為、外部共振器やフィードバックを省略でき、省力化しながらも周波数差を設けて安定化が可能となる。

4.3 評価系

4.3.1 ファブリペロー干渉計

ファブリペロー干渉計とは、図 4.10 の様に、向かい合わせに置かれた 2 枚の鏡からなるファブリペロー共振器を用いた干渉計である。

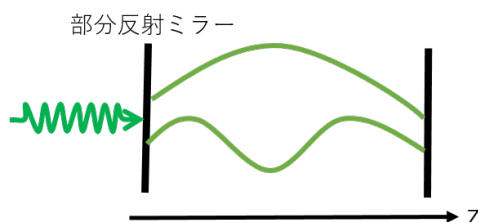


図 4.10 ファブリペロー共振器の概要図

ファブリペロー共振器の共振器長を L とすると、角周波数 ω が共振器長の整数倍、即ち

$$\omega = n \frac{\pi c}{L} \quad (4.3)$$

を満たす光が、それぞれの鏡で反射された光と重なり合って強めあい、それ以外の角周波数の光は互いに打ち消しあって減衰していく。

ファブリペロー干渉計は、整数 n が変化しない範囲（モードホップフリーレンジ）内でピエゾ素子等により共振器長 L を掃引することで、共振条件である式 4.3 を満たす角周波数 ω の光をフォトディテクター等により検知することで、モードホップフリーレンジ内に置ける入射光の周波数分布をかなりの精度で測定することができる。

今回の実験では、これをサイドバンドの立ち具合の確認や、光注入時の様子の確認等に用いる。

第 5 章

実験結果

5.1 光学系の準備

5.1.1 光学素子の準備

PBS, 波長板ホルダーの作成

今回の系の作成にあたり副次目標としてコンパクトに系を作成するという計画を立てている。その為ミラーマウンタや波長板は小型の物を用意した他, それらをマウントするロッドやクリップがスペースを取る為, 事前に微調ノブとして使うミラーマウンタ, PBS ホルダー, 波長板ホルダーをアルミ板を切り出して作成したスペーサーをかまして接着することで省スペースを実現している。



図 5.1 作成した波長板と PBS のセットマウンタ

EOM の作成

変調移行分光法によってエラーシグナルを取得する事を想定した系であるが, 参考文献 [29] に依ると, Rb 原子の場合 1.5MHz 程度の変調を掛けた時が微分信号の傾き, ピークの大きさ共に最大となる。しかし研究室在庫に適切な共振周波数を持つ共振型 EOM が存在しなかったため, Thorlabs の既製品を 1.9MHz の共振周波数を持つよう, 図 5.2 の様に配線をジャンプし, 外部に図 5.3 の様にインダクタを追加する改造を行い運用する事とした。

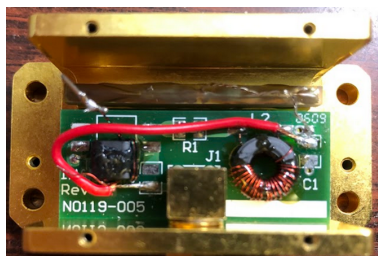


図 5.2 改造した EOM の本体

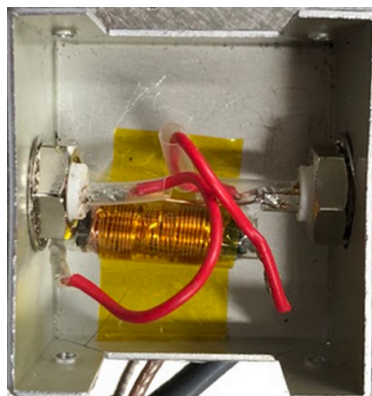


図 5.3 追加したインダクタ箱

元々の EOM は精度よくインピーダンスマッチングを行う事によって高い Q 値を叩き出していたが、同じ様にトロイダルコアを選定し自分でトランスを巻いてみたもののインピーダンス整合はうまく行かなかった為、ひたすらに内部抵抗を下げる事によって高い Q 値を実現した。トラッキングジェネレータ付きスペクトラムアナライザで反射波を測定した結果が図 5.4, 5.5 である。

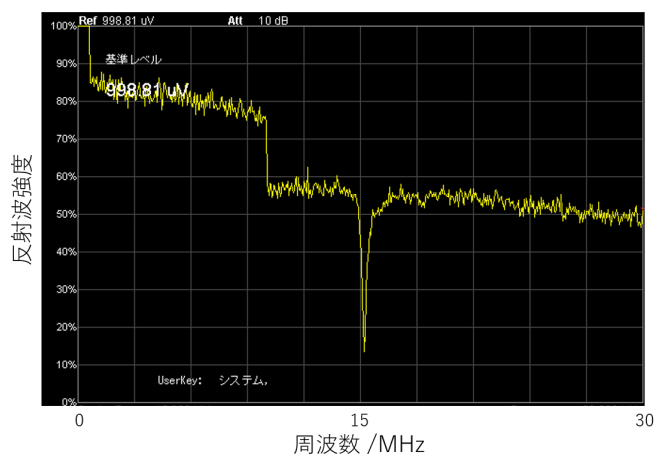


図 5.4 Thorlabs 既製品 (共振 15MHz) の EOM の周波数特性

測定結果 (図 5.5) から得られた Q 値は 17.04 である。図 4.4 から波長 420nm においては必要な π 電圧は約 130V と見積もれ、ファンクションジェネレータが 10Vpp まで出力できることを考えれば十分な性能を満たすことができたと言える。

原子セルの選定

飽和吸収分光を行う為には原子が封入されたセルが必要である。通常 Rb 原子は、 ^{85}Rb と ^{87}Rb の 2 つの同位体が 7:3 程度の割合で存在しているが、我々はこのうち ^{85}Rb のみが封入されたエンリッチドセルを用いている。

測定対象の原子が ^{87}Rb であるにも関わらず ^{85}Rb を用いてレーザーの安定化を行う理由は、 ^{87}Rb

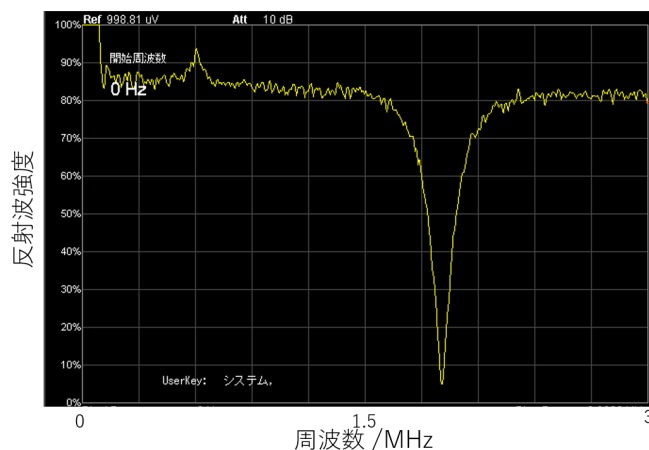
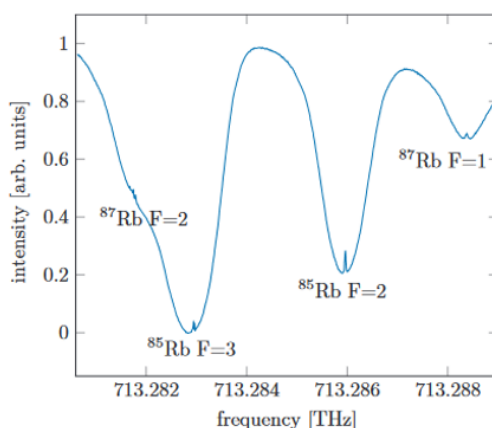


図 5.5 改造後 (共振 1.9MHz) の EOM の周波数特性

の共鳴に対してある程度共鳴周波数が離れている為である。

図 5.6 は先行研究 [3] による ^{87}Rb , ^{85}Rb 共々封入された 5S-6P 遷移の飽和吸収分光のスペクトルである。

図 5.6 ^{87}Rb , ^{85}Rb 原子の 5S-6P 遷移における飽和吸収分光スペクトル [3]

この図から, ^{85}Rb を用いて安定化を行うと, ^{87}Rb の共鳴周波数に合わせた段階で既に 2GHz 程度のオフセットが付くことになる. このオフセットの存在はいくつかの利点を齎す。

まず第 1 に, サイドバンドの強度が安定することが挙げられる. 以前の研究 [28] でサイドバンドの周波数と強度比は図 4.8 の様になると解説したが, この図から 2GHz 以上の領域ではその周波数に依らず強度比が一定となっている事が見て取れる. 即ち, 2GHz 以上の領域で運用する場合, 電流変調の強度を弄らずとも安定して運用できるという利点がある。

第 2 に, サイドバンドへの光注入のしやすさの向上が期待できる. 我々はサイドバンドへの光注入のしやすさを優先して自己発振周波数を持つ AR コート無しのスレーブレーザーを利用しているが, それでもキャリアに対して光注入を行って, ある程度の周波数は掃引しても追従する. 即ち,

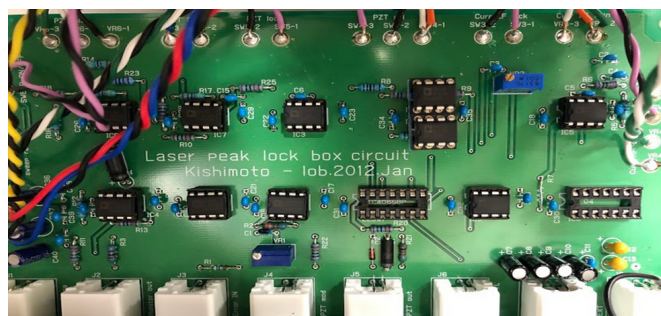


図 5.8 レーザー安定化用フィードバック回路の実物

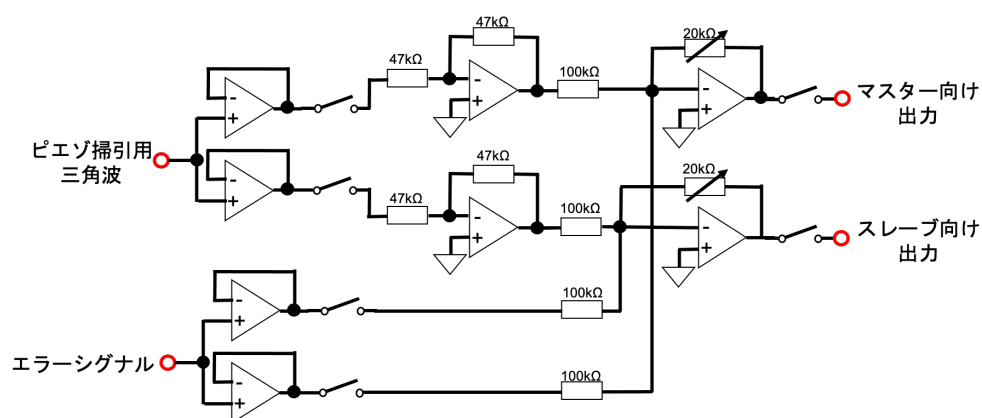


図 5.9 電流掃引回路図

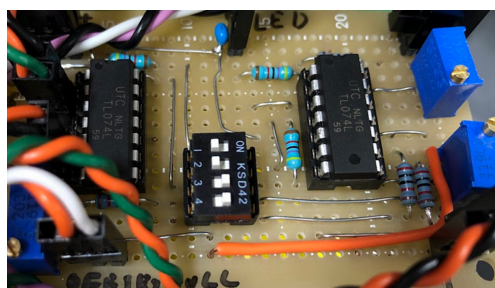


図 5.10 電流掃引回路の実物

5.1.2 マスター光源の評価

作成した光学系は図 5.11, 5.12 の様になった。

この光学系において、まずはマスターレーザーの評価を行った。通常 Rb 原子は ^{85}Rb と ^{87}Rb の 2 つの同位体が 7:3 ぐらいの比率で存在しているが、今回飽和吸収信号の確認に用いるセルは ^{85}Rb のみを封入したエンリッチドセルである。このセルにマスターレーザーを透過させ、フォトディテ

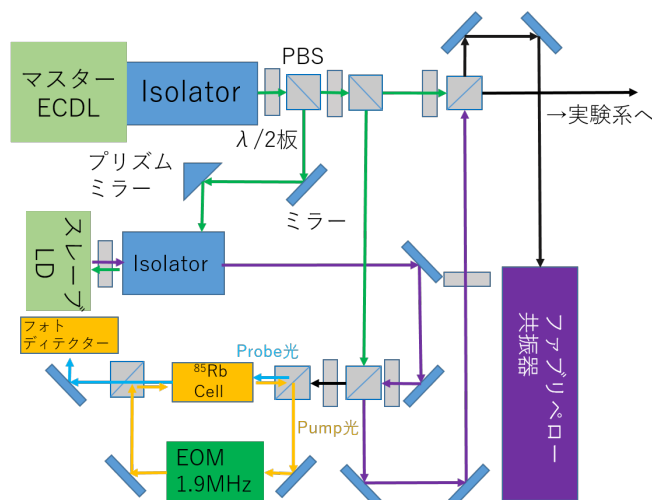


図 5.11 作成した光学系の概要図

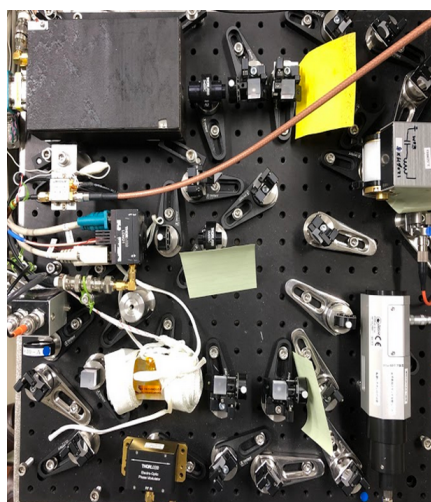


図 5.12 作成した光学系の写真

クターによって飽和吸収信号の確認を行ったものが図 5.13 である．参考用に隣に図 5.14 として Rb 原子の $5S - 6P$ 準位図 [3] を載せる．

図 5.13 より, ^{85}Rb の $5S_{1/2} - 6P_{1/2}$ 遷移 ($D1$ 遷移) におけるクーリング光とリポンプ光両方の山が見ていることになる．よってモードホップフリーレンジは丁度 3GHz 程度という事が分かる．

それぞれの山にはディップが 3 つずつ見えている．両端の 2 つは準位図における $F = 2$ と $F = 3$ のそれぞれの準位によるディップであり，両者の中心に見えるのはクロスオーバーと呼ばれるもので，両準位の丁度中央の周波数の光を入射した時，ドップラー効果によって対向しているポンプ光とプローブ光のそれぞれがそれぞれの準位と丁度共鳴となる事で顕現するものである．

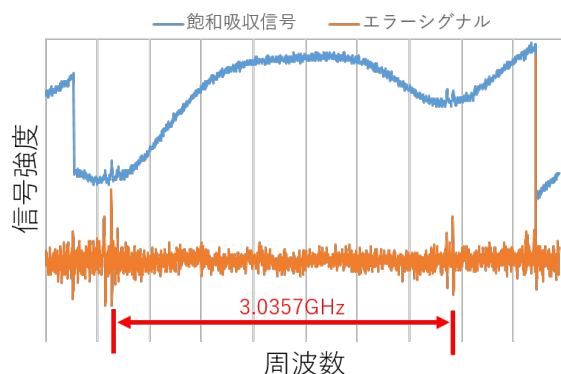
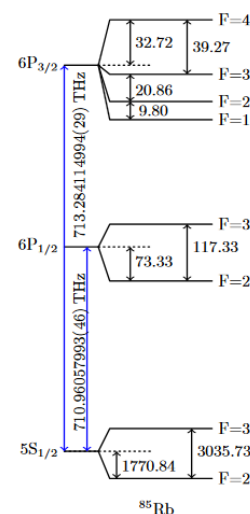


図 5.13 マスターレーザーによる飽和吸収信号

図 5.14 ^{85}Rb 原子の遷移図 [3]

5.2 キャリアに対する光注入同期

我々の目標はサイドバンドへの光注入同期によるオフセットを設けた状態での周波数安定化であるが、その目標達成の為にまず光注入同期そのものがうまく行く必要があり、かつキャリアが原子の共鳴近傍に発振モードを持つことが大前提となる。

スレーブレザーとして用いる LD は、端面に AR コートが施されていないものを利用している。これは、端面反射による自己発振モードが存在することによって、よりサイドバンドへの注入を成功しやすくするための物である。実際に AR コート付きの LD で試験したところ、数 GHz 程度の周波数差ではすべてキャリアに引き込まれてしまいサイドバンドへの光注入ができなかった。

一方、AR コート無しの LD では自己発振周波数が定まっており、今回の売りである外部共振器無しで所定の運用をするには電流値と温度のみで自己発振周波数を原子の共鳴に追い込む必要がある。一番最初に試した LD では自己発振周波数が共鳴からあまりに遠く（共鳴 421.67nm に対し 419.7nm）目標が達成できなかった為、NICHIA より 1nm 程度のオーダーで波長が厳選された固体を購入し、電流と温度によって追い込むことでキャリアに対する光注入を行い、飽和吸収信号を得ることができた。得られた信号が図 5.15 である。

注入光の強度が 2mW の時、ほぼマスターのモードホップフリーレンジまで同期範囲が追従していることが分かる。また、注入光の強度を下げていくとそれに伴って同期範囲が狭まっていくことも分かる。尚、本来注入光の強度を下げていくと図でいう左右均等に同期範囲が狭まっていくものだが、ここでは見やすさの為に左端のモードホップで揃う用、スレーブ光の電流を操作している。また、各データごと位置が揃わないのはマスターの周波数がずれていっている為であると考えられる。

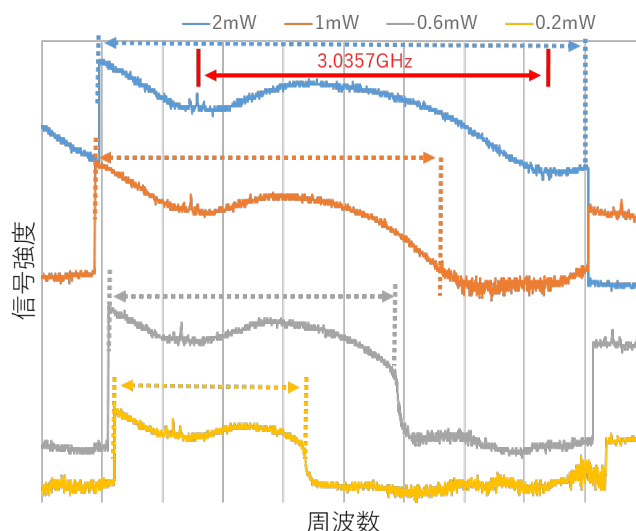


図 5.15 スレーブレザーのキャリアに対する光注入同期によって得られた飽和吸収信号

5.3 サイドバンドへの光注入同期

5.3.1 +1 次サイドバンドへの光注入同期

サイドバンドに対する光注入は、先述の通り変調周波数が低いとキャリアに対し注入されてしまう。そこでひとまず周波数変調を大きく取り、6.3GHz にて実験を行った。

ファブリペロー共振器によってサイドバンドへの注入状態を確認したものが図 5.16 である。非注入時と比較して明らかにピークの高さが変化しており、またファブリペロー共振器の FSR は 1GHz であるのでそれによって見られるマスターレーザの繰り返しの 1/3 あたりの位置にスレーブのキャリアのピークが確認できることから、スレーブとマスターの間に周波数差を設ける事ができている事が確認できる。

この時のスレーブレザーの発振の様子を確認したものが図 5.17 である。サイドバンドへの光注入により周波数が引き込まれている他、自由発振している為多数の自己発振モードが見られる非注入時に対して、キャリア以外のモード発振がほぼ完全に抑制されていることが確認できる (分解能的にサイドバンドは確認できない)。

この状態でマスターレーザの周波数を掃引し、飽和吸収信号を確認したものが図 5.18 であり、共鳴付近を拡大したものが図 5.19 である。

マスターレーザに対する追従範囲こそ顕著に狭いものの、3つのディップがすべて確認できる程度、即ち準位図から推定しておよそ 200MHz 程度の同期範囲があり、またエラーシグナルの S/N 比も安定化に十分なものとなっており、ロックが可能であることも確認できた。

これによって、サイドバンドへの光注入同期によって ECDL たるマスターレーザと、自由発振しているスレーブレザーでもって原子の共鳴周波数から数 GHz 程度のオフセットを設けてロックし安定化するという目標を達成できたことになる。

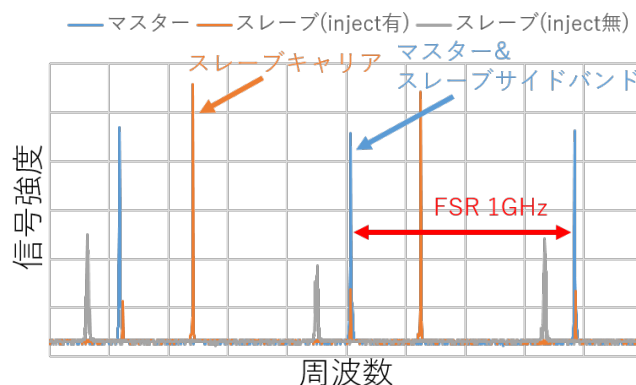


図 5.16 ファブリペロー共振器によるサイドバンドへの光注入同期の確認

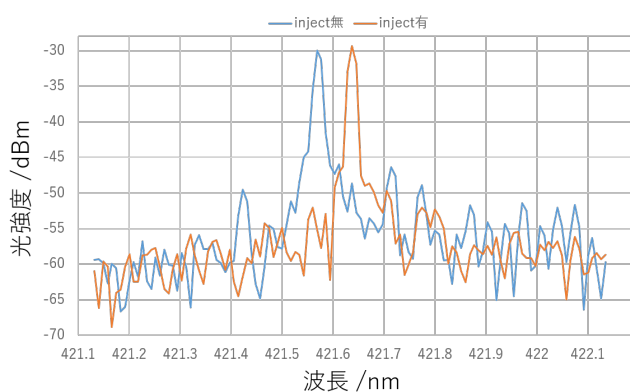


図 5.17 光スペクトラムアナライザによるサイドバンドへの光注入同期の確認

現在のオフセット可能な周波数領域は、 $5s_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5p_{1/2}$, クロスオーバーから赤方に 5.5GHz-7.5GHz となっている。下限の 5.5GHz は、周波数差が小さくなりキャリアに近づくにつれてサイドバンドへの注入率が悪くなり、エラーシグナルの強度が落ちていく為、ロックが可能な限界値、上限の 7.5GHz については、マスターレーザー側がモードホップしてしまう事による制限であり、こちらはマスター側が該当周波数で発振するモードを発見できれば更に広がる見通しである。

この下限については、図 5.15 から光注入パワーを落とす事で、キャリアへ光注入した際の同期範囲が狭まることを利用して、電流変調周波数が小さい状態でもキャリアに注入されにくくなる様にできないかと考え試行したものが図 5.20 である。

ここでは、光注入パワーを半分の 1mW に下げ、電流変調周波数を 3.3GHz としている。図 5.18 と比較して、同期範囲が狭まり、クロスオーバーともう 1 準位分のエラーシグナルが辛うじて見える程度になっている。これは光注入パワーを下げたことでキャリア同様に同期範囲が狭まったものと考えられる。エラーシグナルの S/N 比自体はそれなりに良いため周波数安定化は可能であるものの、その同期範囲の狭さ故ロックポイントの搜索に難航することが予想され、この手法によって低い電流変調周波数にて安定化を行うのはあまり実用的とは言えない。

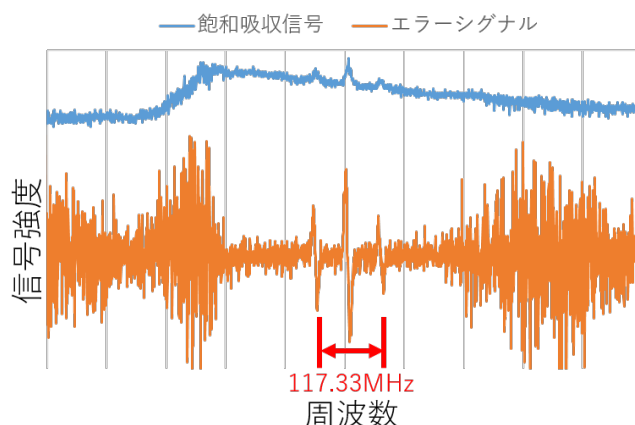


図 5.18 6.3GHz の +1 次サイドバンドへ光注入同期されたスレーブレーザーによる飽和吸収信号

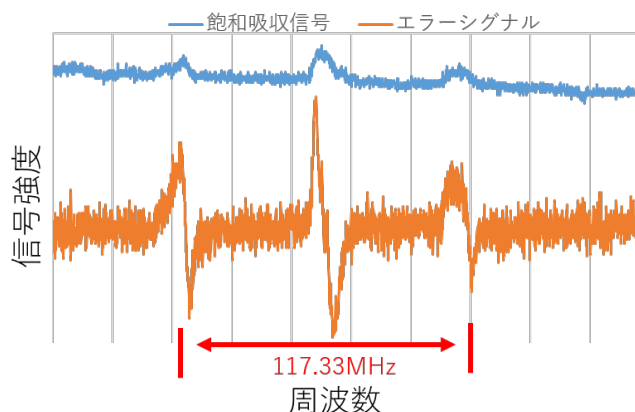


図 5.19 図 5.18 の共鳴付近の拡大版

しかし注入量を下げずとも, $5s_{1/2}, F = 2$ 準位からのロックと組み合わせる事で, ^{87}Rb 原子の共鳴から 0.5-5GHz 程度の掃引が可能であり, これは図 3.4 のおよそ半分程度であることから, これは光会合周波数の同定には十分な性能であると考えられる.

5.3.2 -1 次サイドバンドに対する光注入

クーリング遷移の方がリポンプ遷移より信号が大きく見える事, そこから 6.3GHz のオフセットを取る場合, リポンプ遷移から 3.3GHz のオフセットを取れば等価となる +1 次サイドバンドへの光注入の方がやりやすかった為先にそちらを確認したものの, 実験では赤方離調を取るため, 本来光注入を行うべきはこちらの -1 次サイドバンドである.

原理的には +,- どちらでも 1 次サイドバンドである以上等しい強度であり, スレーブレーザーは光注入時のキャリアが共鳴となる様合わせこむ為, 光注入時の駆動電流にもほぼ差異は無い. そのため -1 次サイドバンドへ光注入を行った場合でも, +1 次サイドバンドへの光注入とほぼ同様の注入

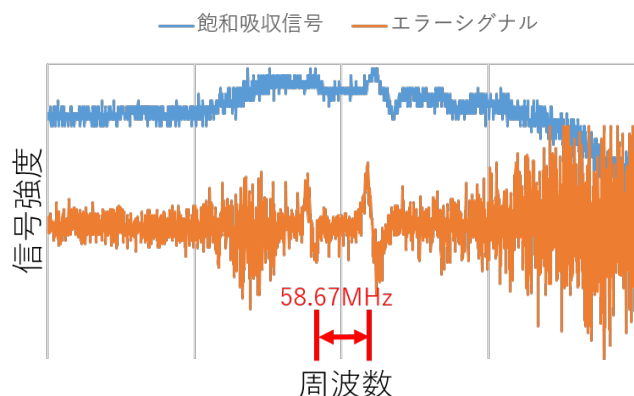


図 5.20 3.3GHz の +1 次サイドバンドへ光注入同期されたスレーブレーザーによる飽和吸収信号

効率となり、同じ様に飽和吸収信号が見える事を期待していた。

にも関わらず、図 5.21 の様に、スレーブレーザーの駆動電流 64mA 時において +1 次,-1 次それぞれの 6.5GHz サイドバンドへ光注入を行った場合、ファブリペロー共振器で観測できる光注入時のピーク強度には大きな差があった。

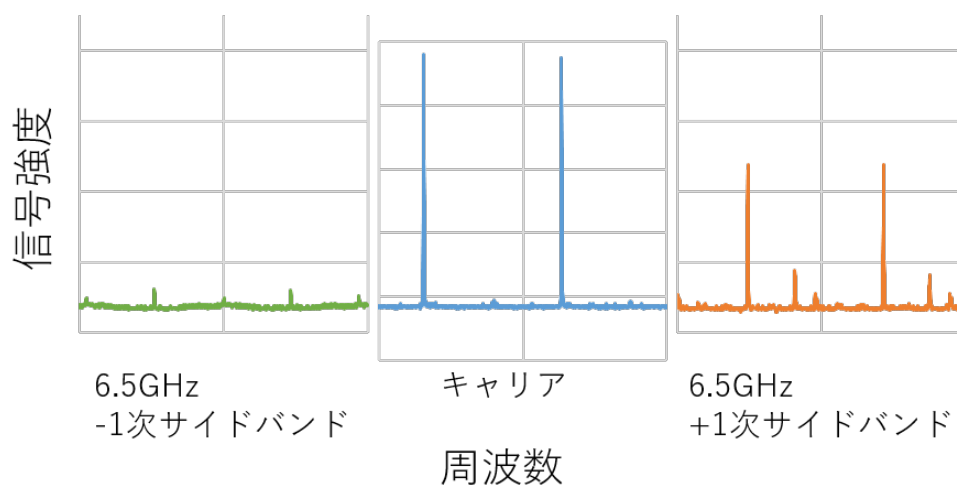


図 5.21 レーザー駆動電流 64mA 時における光注入時の信号

この図から-1 次サイドバンドに対して光注入を行った場合、そのピーク強度は +1 次サイドバンドに対して光注入を行った場合のそれと比較して 1/10 程度しか無い事が見て取れ、光注入の効率が相当低いことが分かる。

当然、この程度の光注入効率では、注入時の同期範囲が殆ど無く、エラーシグナルの観測はおろかロックポイントの搜索も不可能である。

過去の経験から、光注入時のレーザー駆動電流が高ければ高いほど-1 次サイドバンドに関しては

注入しやすい事が分かっている。そこで、レーザーの定格電流至近の駆動電流 85mA にて同様に光注入を行った場合の信号強度を観測したのが図 5.22 である。

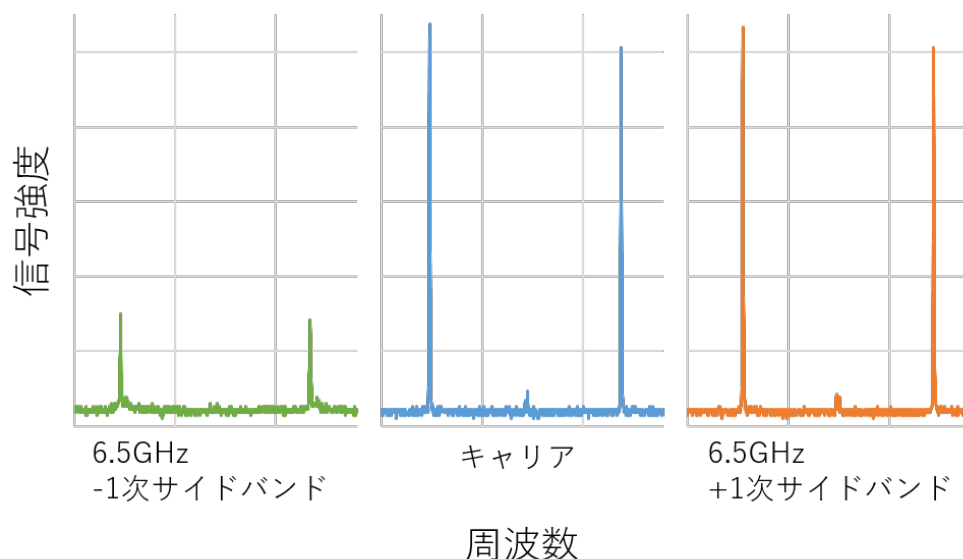


図 5.22 レーザー駆動電流 85mA 時における光注入時の信号

レーザー駆動電流 64mA 時と比較して、対 +1 次サイドバンド比で -1 次サイドバンドはおよそ 1/3 程度まで信号強度が向上している。しかしながらそれでもまだ尚 1/3 であり、注入効率が十分であるとは言えない。実際、この状態にて -1 次サイドバンドへ光注入を行い、キャリアにて飽和吸収信号を確認したものが図 5.23 である。

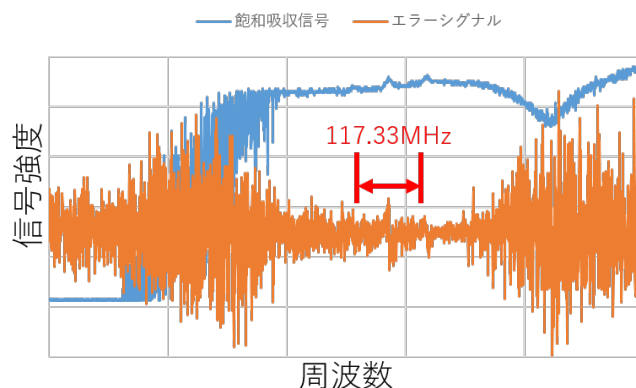


図 5.23 -1 次サイドバンドへ光注入同期されたスレーブレーザーによる飽和吸収信号 (4 回平均)

ここで得られた飽和吸収信号は 4 回分の移動平均処理を入れている。それでも尚エラーシグナルの S/N 比が悪く、とてもロックが可能な状態ではない理由は、図 5.22 で確認した通り -1 次サイドバンドに対する光注入効率が悪く、自励を含むスレーブレーザーの他のモード発振を抑え込めてい

ない事に起因すると考えられる。

尚, この時はリポンズ遷移ではそもそもの信号強度が弱い為, 信号の確認には向かないと判断してクーリング遷移にて確認することにした。その際, +1 次サイドバンドの時の様にリポンズ遷移のような使える目印が無い状態で 6GHz のオフセットを設けるのは容易ではないと判断し, 光注入パワーを 1mW に下げ, 電流変調周波数を 3.3GHz に落としている。

光注入パワーを下げて図 5.20 では, 同期範囲が狭まったのみでシグナルの S/N 比自体はそれほど下がっていない為, 光注入パワーの不足によって S/N 比が落ちているというよりは, やはり注入効率が悪い為であると考えられる。

第 6 章

まとめと今後の展望

冷却されトラップ中の原子に対して光を入射した時、その周波数如何によって光会合が発生する。原子が分子となるこの光会合は強力な加熱を発生させるためトラップロスの最たる要員となり、目標である高い位相空間密度の実現にはこの影響抑制が不可欠となる。

光会合周波数は分子の振動準位に基づき決定され、この周波数間隔は波長 λ の 3 乗とアインシュタインの A 係数に反比例することから、5S – 5P 遷移と比較してどちらも小さい 5S – 6P 遷移を用いた場合、光会合周波数間隔は 4 桁程度広がる事が予想される。

しかし光会合周波数の絶対的な位置については、いくつかの補正項を実験的に確認する必要がある。先行研究が十分にある 5S – 5P 遷移とは異なり情報が無い 5S – 6P 遷移については改めて測定を行い、これを同定する必要がある。

光会合周波数の測定は、トラップ中の原子に光会合用レーザーの周波数を適宜掃引しながら照射し、トラップからの散逸量で判定する。そのため、狭線幅、周波数が安定、且つある程度自由に周波数を変化させられる光源が必要となる。このような光源の作成方法としては片方の周波数を固定した 2 台の ECDL のビート信号を安定化させるオフセットロックが一般的であるが、一般に ECDL やその周波数安定化機構は高価である為、我々は ECDL 1 台と自由発信しているレーザー 1 台による、サイドバンドへの光注入同期によってこれを達成しようと考えた。

実験の結果、+1 次サイドバンドに対する光注入 (青方離調側) では任意のロックポイントから 2GHz 程度の範囲で自由にオフセットを設けた状態でマスターレーザーの周波数を安定化させることに成功した。

しかしながら、本来実験で用いたい赤方離調側に相当する -1 次サイドバンドに対する光注入では、+1 次サイドバンドと比較して注入効率が著しく悪く、周波数安定化は達成できなかった。

+1 次と -1 次それぞれでここまで注入効率に差がついた理由は不明だが、光注入のアライメント、レーザーの駆動電流、温調を初めとして、電流変調用の交流信号のカップリング効率や強度、周波数等を最適化することでもう少し -1 次サイドバンドに対する光注入効率が改善できる可能性はある。

今後は、-1 次サイドバンドに対する光注入効率の改善を目指すか、別原子の吸収線にロックする等で青方離調側で光会合分光を行えるようにする方法や、オフセットロックに切り替える等の方策を用い、光会合分光を行っていく予定である。

付録 A

A.1 自製ロック回路のデジタル制御

サイドバンドへの光注入同期を利用する現在の系では、周波数を変更するために、

- ファンクションジェネレータの周波数
- スレーブ LD への印加電流値
- マスター ECDL のピエゾバイアス
- マスター ECDL への印加電流値

を初めとして多数のノブを適切に動かす必要がある。

下の 3 つは自作のロック回路で既に実現している機能であり、値を決定しているのはポテンショメータの抵抗値である。そこで、基本的なアナログ回路はそのままに、ポテンショメータのみをデジタルポテンショメータに置き換え、マイコン制御によってそれらの値をプログラマブルに変更できるようにすれば、すべてをデジタル化する程の労力を掛けずに操作が必要なノブ数を減らす、果ては自動化が達成できると考え、その様な回路を作成する事にした。

基本的な回路の機能は、マイコンからの制御信号でもってデジタルポテンショメータ、デジタルアナログコンバータ (DAC)、アナログスイッチを操作する物となっている。回路は元のロック回路の基板 (図 5.8) と合わせて用いる為、既存の箱に収まる様コンパクトに設計した。

作成した回路は図 A.1 の様になった。

この回路は、自作ロック回路すべてのポテンショメータをデジタル化する為に、表 A.1 の様な素子が搭載されている他、図 5.10 の、ピエゾ向け掃引電圧をレーザー電流コントローラ (LDC) へフィードバックする機能を担うオペアンプも搭載されている。

表 A.1 デジタル変換基板に搭載されている主な素子

品名	型番	分解能	ch	用途
デジタルポテンショメータ	AD5292	10bit	6ch	各ポテンショメータの置き換え
デジタルアナログコンバータ	AD5754	16bit	4ch	ピエゾ,LDC 向けバイアス
アナログスイッチ	MAX314		8ch	各スイッチの置き換え
デジタル IO エキスパンダ	MCP23S17		32ch	各素子との通信, スイッチ入力受付
アナログデジタルコンバータ	LTC1867	16bit	8ch	各ポテンショメータからの入力受付

これらの制御用マイコンには ESP32 を使用した. この作成した回路はロック回路含め金属製の箱の中に収められている為, せっかくの機能である Wi-Fi が使える様, 敢えて図 A.2 の左側のコネクタからマイコン向けの配線を伸ばし, 箱に外付けされたプラスチックケースに収める構造とした.

ESP32 のデフォルトの機能である Web サーバー機能と Wi-Fi 機能を用い, ブラウザが搭載されている任意の機器からネットワーク経由で接続することで, 今までのロック回路のポテンショメータのノブに相当する値が弄れる Javascript を用意し, 遠隔でも運用できる様にしている.

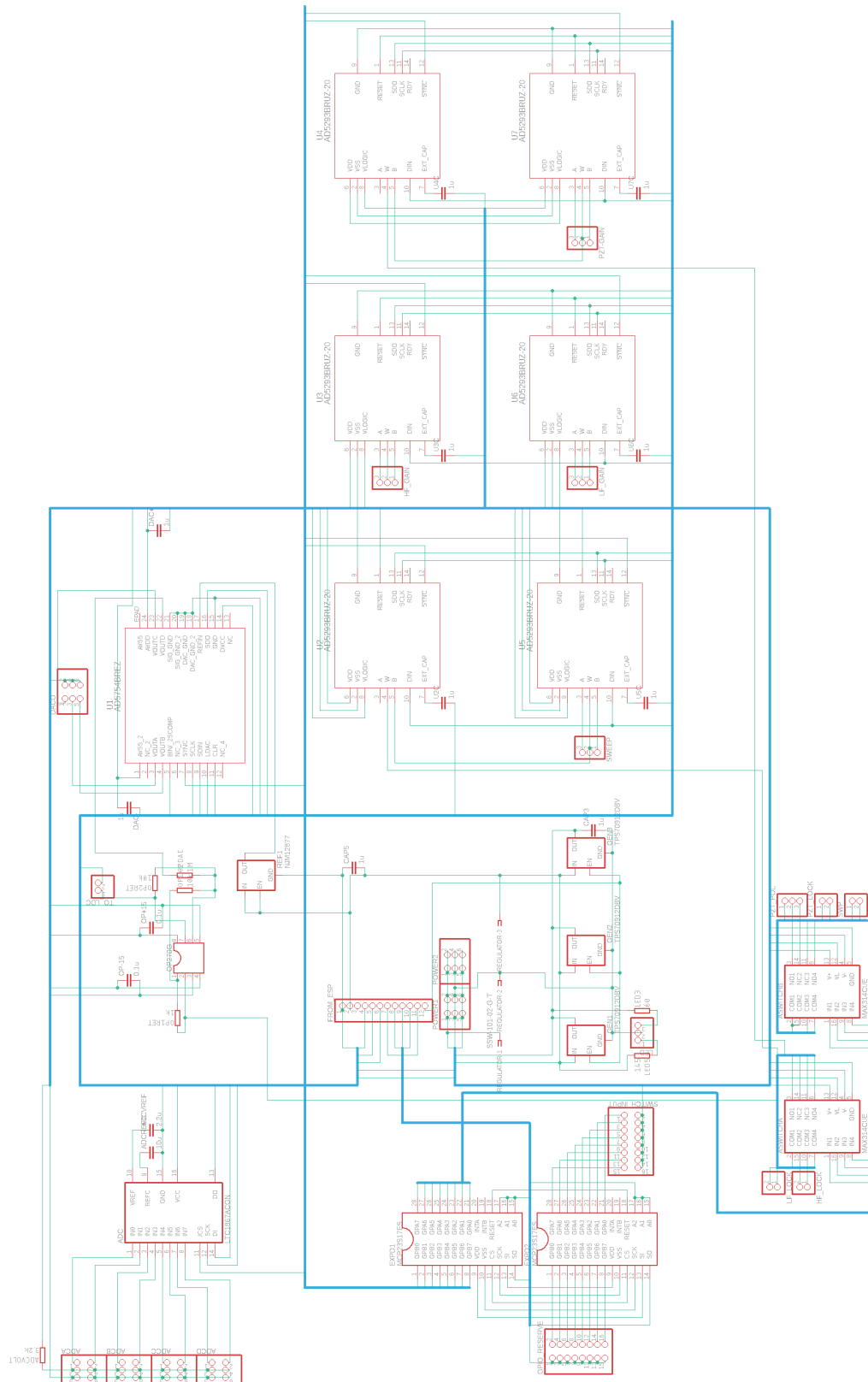


図 A.1 作成したデジタル変換基板の回路図

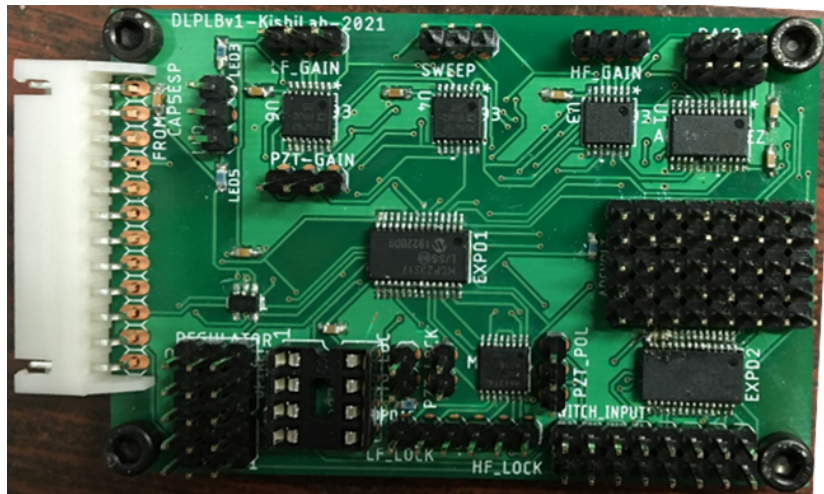


図 A.2 作成したデジタル変換基板の実物

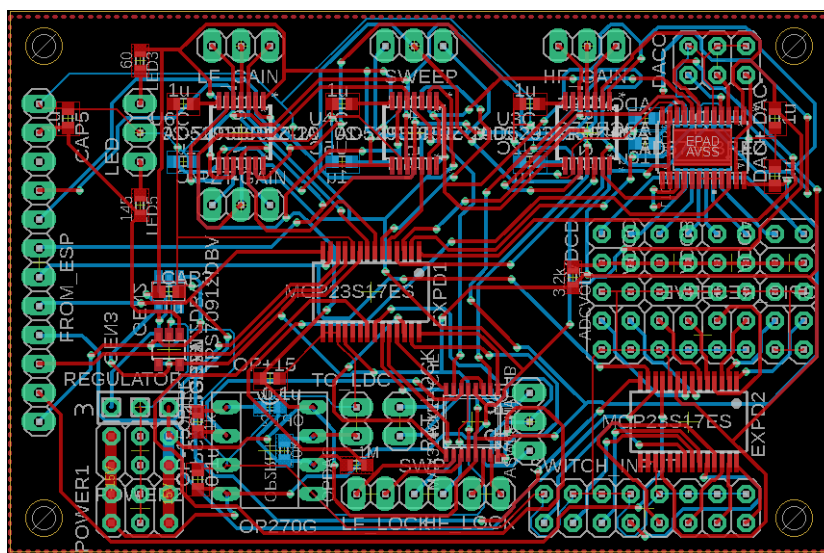


図 A.3 作成したデジタル変換基板の配線図

参考文献

- [1] A. Urvoy et al. Direct laser cooling to bose-einstein condensation in a dipole trap. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 203202, 2019.
- [2] THORLABS. 電気光学 (eo) 変調器. https://www.thorlabs.co.jp/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=2729.
- [3] C. Glaser et al. Absolute frequency measurement of rubidium $5s-6p$ transitions. *Phys. Rev. A*, **102**, 012804, 2020.
- [4] 霜田 光一. レーザー物理入門. 岩波書店, 2016.
- [5] S. Chu et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48–51, 1985.
- [6] A. Einstein. *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften: Physikalisch-mathematische Klasse*. 1924.
- [7] F. LONDON. The λ -phenomenon of liquid helium and the bose-einstein degeneracy. *Nature*, 643–644, 1938.
- [8] E. L. Raab et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631–2634, 1987.
- [9] M. H. Anderson et al. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, **269**, 198–201, 1995.
- [10] 寿夫 鳥井. ルビジウム原子気体のボース・アインシュタイン凝縮体の生成および原子波干渉計への応用. PhD thesis, 東京大学, 2000.
- [11] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **42**, 95, 2000.
- [12] 久我 隆弘. 量子光学. 朝倉書店, 2009.
- [13] C. J. Foot. *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2005.
- [14] J. D. Miller, R. A. Cline, D. J. Heinzen. Photoassociation spectrum of ultracold rb atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2204–2207, 1993.
- [15] D. Comparat. Improved leroy – bernstein near-dissociation expansion formula, and prospect for photoassociation spectroscopy. *The Journal of Chemical Physics*, **120**, 1318–1329, 2004.
- [16] M. Yasuda et al. Photoassociation spectroscopy of ^{88}Sr : Reconstruction of the wave

- function near the last node. *Phys. Rev. A*, **73**, 011403, 2006.
- [17] R. Krucz, B. Bell. Atomic line data krucz cd-rom no.23, 1995.
- [18] K. M. Jones et al. Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 483–535, 2006.
- [19] M. Marinescu, A. Dalgarno. Dispersion forces and long-range electronic transition dipole moments of alkali-metal dimer excited states. *Phys. Rev. A*, **52**, 311–328, 1995.
- [20] D. Comparat. Improved leroy – bernstein near-dissociation expansion formula, and prospect for photoassociation spectroscopy. *The Journal of Chemical Physics*, **120**, 1318–1329, 2004.
- [21] H. Jelassi, B. V. de Leseqno, L. Pruvost. Photoassociation spectroscopy of $^{87}\text{Rb}_2$ ($5s_{1/2} + 5p_{1/2}$) 0_u^+ long-range molecular states: Coupling with the ($5s_{1/2} + 5p_{3/2}$) 0_u^+ series analyzed using the lu-fano approach. *Phys. Rev. A*, **74**, 012510, 2006.
- [22] A. S. Danial. Rubidium 87 D line data. <http://steck.us/alkalidata>.
- [23] C. Boisseau et al. Reflection approximation in photoassociation spectroscopy. *Phys. Rev. A*, **62**, 052705, 2000.
- [24] J. C. Hill et al. Photoassociative spectroscopy of sr87. *Physical Review A*, **103**,, 2021.
- [25] D. Budker, D. F. Kimball, D. P. DeMille. *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2008.
- [26] U. Schünemann et al. Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers. *Review of Scientific Instruments*, **70**, 242–243, 1999.
- [27] 南谷 優吾. 光注入同期された半導体レーザーの同期周波数範囲の拡大方法に関する研究. 電気通信大学, 2014.
- [28] 本田 海斗. ^{87}Rb 原子の 5S-6P 遷移における光会合分光に向けて. 電気通信大学, 2020.
- [29] D. J. McCarron, S. A. King, S. L. Cornish. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Measurement Science and Technology*, **19**, 105601, 2008.

謝辞

岸本研究室には計3年間お世話になりました。しかし、B4の頃の1年間とは打って変わって、修士での2年間はコロナ禍による、環境が何もかも変わった状況でした。

感染拡大に努めなければならないが、しかして来て実験をしなければ成果が上がらない、そんな板挟みの状況下でしたが、先生方を初めとする皆様の尽力により何とかここまで漕ぎ着けることができました。

研究室に配属されてから、太田さんや伊藤さんを初めとする先輩方には、何よりもまずその姿勢について大いに学ばせて頂きました。あの1年があったからこそ今があるのは疑いようありません。伊藤さんはその後も、物理に対する深い考え方は勿論の事、政治論から人生観、その他諸々の四方山話まで、狭い世界で生きてきた私にとってどれも新鮮であり、研究も、研究以外の面でも多大な影響を受けました。太田さんはB4の時の1年間と、直接顔を合わせていたのは短い期間でありながら、このTexのテンプレートやパワーメーターホルダーを初めとして、残されていた数々の資産の利便性を身に染みて感じる様になり、改めて尊敬の念を抱くに至りました。

福田君は私にとって実質的に初めての同期であり、喫煙者であることに目を瞑れば公私共に良好な関係を築けた上、矢張り同じタイミングで同じ様に頑張っている人の存在は大いに励みになるものだと改めて実感しました。

後輩諸子はコロナのせいでなかなか顔を合わせる機会が少なくなっており、竹内君や浦川君にはいろいろと教え損ねてしまった物もありますが、2人ともB4の頃からは信じられないくらい成長しているので、今後もうまくやっていってくれると期待しています。他B4の方々はそれまでと比べて本当に殆ど顔を合わせる機会が無かったので何もしてあげられませんでした。が、きっと私よりずっと優しい先輩2人がついているので大丈夫でしょう。

岸本先生には電子工作に機械加工にアライメントまで、何でもチャレンジさせて貰え、おかげで大変良い経験をさせて頂きました。至らぬところが多く都度迷惑をお掛けしておりましたが、それでも熱心に指導して頂き、大変に感謝しております。

今後、私自身の生活も大きく変わっていく事になると思いますが、岸本研究室で得られた知識、経験を活かし、更に多くのことを学んでいきたいと思っています。改めて、研究室の皆様には感謝を申し上げます。本当に有難う御座いました。