

卒業論文

「冷却分子トラップに向けた高出力 DPSS レーザー の周波数安定化」

指導教員 井上 慎 准教授

平成 27 年 2 月提出

東京大学 工学部 物理工学科

03-130530 池田 浩太

03-130539 上東 幹

目次

第 1 章	序論	9
1.1	背景	9
1.1.1	レーザーの発明と発展	9
1.1.2	レーザーによる原子冷却	9
1.1.3	気体原子の BEC(Bose-Einstein condensation)	13
1.2	研究の目的	13
1.2.1	冷却分子トラップ	13
1.2.2	DPSS レーザーの周波数安定化	14
1.3	本論文の構成	14
第 2 章	原理	17
2.1	DPSS レーザー	17
2.1.1	4 準位レーザー	17
2.1.2	励起の方法	18
2.1.3	結晶でのエネルギー効率と発熱	19
2.1.4	結晶での発熱による効果	19
2.1.5	共振器の温度変化による影響	20
2.1.6	発振周波数	20
2.1.7	レーザー光の特性	21
2.2	Injection locking	23
2.2.1	Injection locking の原理	23
2.2.2	Pound-Drever-Hall 法	24
2.3	光トラップ	29
第 3 章	実験	33
3.1	DPSS レーザーのセッティング	33
3.1.1	DPSS 運用に必要な機器	33
3.1.2	DPSS レーザーの運用	33
3.2	温度調節	36
3.2.1	結晶と LD の温調	37

3.2.2	エタロンと光学定盤の温調	39
3.3	高出力化	40
3.3.1	Pump LD の温調と結晶の吸収	40
3.3.2	共振器のアライメント	40
3.3.3	Pump 光の照射位置の調整	42
3.4	Injection locking による周波数安定化	44
3.4.1	モードマッチング	45
3.4.2	両方向発振によるノイズ	48
3.4.3	Iris を利用する方法	49
3.4.4	retro-reflection の方法	50
3.4.5	アイソレーターの方法	56
3.5	Lock の改善	59
3.5.1	Error signal に生じていた現象	59
3.5.2	Error signal の振幅変化が原因とみられる問題	67
3.5.3	Error signal の改善	68
3.5.4	Lock を安定して行うための工夫	69
3.6	Injection locking の評価	71
3.6.1	評価方法	71
3.6.2	測定結果	73
第 4 章	まとめと今後の展望	81
付録 A	回路図・設計図	83
A.1	高速 PD	83
A.2	Lock 回路	85
A.3	EOM 用の共振回路	85
A.4	アライメント方法	87
A.4.1	ミラーの粗調整	87
A.4.2	ミラーの微調整	89
謝辞		91
参考文献		93

目次

1.1	原子の吸収とレーザー光の周波数特性	10
1.2	レーザー光と同じ向きに運動する原子	10
1.3	ドップラー効果で原子の共鳴周波数から大きく負に離調したレーザー光	11
1.4	レーザー光に対向して運動する原子	11
1.5	ドップラー効果で原子の共鳴周波数に近づいたレーザー光	12
1.6	ドップラー冷却される原子	12
2.1	4 準位レーザー	17
2.2	Side-Pump の方法	18
2.3	End-Pump の方法	18
2.4	結晶と共振器の周波数特性	21
2.5	周波数におけるシングルモードとマルチモード	21
2.6	空間モードの例	22
2.7	Injection	23
2.8	PDH 法による DPSS レーザーの周波数安定化	25
2.9	$\omega_1/\text{FSR} = 0.013$, $R_1 = 0.9$, $R_4 = 0.99$, $G = 0.99$ の場合の Signal	27
2.10	$\omega_1/\text{FSR} = 0.013$, $R_1 = 0.9$, $R_4 = 0.99$, $G = 1.10$ の場合の Signal	28
2.11	$\omega_1/\text{FSR} = 0.013$, $R_1 = 0.9$, $R_4 = 0.99$, $G = 1.12$ の場合の Signal	28
3.1	Pump LD	34
3.2	Pump LD 用の電源	34
3.3	DPSS レーザーの共振器	35
3.4	アイソレーターの方法	35
3.5	retro reflection の方法	36
3.6	DPSS レーザーを囲うアクリル製の箱	36
3.7	温度調節用の装置	37
3.8	低温バスサーキュレーター	37
3.9	結晶ホルダー	38
3.10	結晶ホルダー前面	39
3.11	Pump LD の側面	39

3.12	Nd : YVO ₄ の吸収曲線	40
3.13	LD2 の発振波長のピーク	41
3.14	LD4 の発振波長のピーク	41
3.15	実際の DPSS レーザーの共振器部分	42
3.16	Pump 光による結晶端面の蛍光スポット	43
3.17	微調可能レンズホルダー	43
3.18	Injection locking のためのセットアップ	44
3.19	master レーザーと slave レーザーのモードマッチング	45
3.20	Mephisto S のビームパラメータの測定	46
3.21	Pump 光なし、LPF:BLP-5+($f_c = 5$ MHz)	47
3.22	Pump 光なし、LPF:自作 ($f_c = 1.6$ kHz)	47
3.23	Pump 光なし、LPF:自作 ($f_c = 1.6$ kHz)、位相を調節	48
3.24	順方向発振と逆方向発振	48
3.25	共鳴における Cavity の増幅率	49
3.26	Iris を絞る方法による Error signal と PD の DC 信号	50
3.27	Iris を絞る方法による Lock	51
3.28	retro-reflection の方法のセットアップ	51
3.29	retro-reflection の Error signal および DC 信号	52
3.30	ビートの波形	53
3.31	光学系の変更	54
3.32	偏光の回転	54
3.33	ロック時の信号	55
3.34	ロック時の信号	55
3.35	アイソレーターの方法のセットアップ	56
3.36	アイソレーターの方法のセットアップ	57
3.37	アイソレーターの方法の Error signal および DC 信号	57
3.38	lock 時の信号	58
3.39	Pump 各 15 A PZT 2 Hz	60
3.40	Pump 各 15 A PZT 5 Hz	60
3.41	Pump 各 15 A PZT 10 Hz	61
3.42	Pump 各 15 A PZT 20 Hz	61
3.43	Pump 各 15 A PZT 50 Hz	62
3.44	Pump なし PZT 2 Hz	62
3.45	Pump なし PZT 5 Hz	63
3.46	Pump なし PZT 10 Hz	63
3.47	Pump なし PZT 20 Hz	64
3.48	Pump なし PZT 50 Hz	64
3.49	Error signal の振幅 (Pump 15A)	65

3.50	Error signal の振幅 (Pump 光なし)	65
3.51	Error signal の振幅 (Pump 15 A, 周波数解析)	66
3.52	Error signal の振幅 (Pump 光なし, 周波数解析)	66
3.53	ローパスフィルターの周波数特性	67
3.54	共鳴点と Error signal のゼロ点とのずれ	68
3.55	改善後の Error signal(15 A)	69
3.56	改善後の Error signal(20 A)	70
3.57	波長計 (WS-6-200) の原理	72
3.58	波長計による発振モードの確認	72
3.59	AOM と VCO を用いたビート測定 of 光学系	73
3.60	DPSS レーザーの出力 2 W での線幅 (ノイズ有)	74
3.61	DPSS レーザーの出力 4.3 W での線幅 (ノイズ有)	75
3.62	DPSS レーザーの出力 7.2 W での線幅 (ノイズ有)	76
3.63	AOM とシグナルジェネレーターを用いたビート測定 of 光学系	77
3.64	DPSS レーザーの出力 7.2 W での線幅 (ノイズなし)	78
A.1	高速 PD の回路図	83
A.2	高速応答 PD のケース (大型) の設計図	84
A.3	Lock 回路の回路図	85
A.4	共振回路の回路図	85
A.5	共振回路の周波数特性	86
A.6	参照用レーザー光の調整	87
A.7	ミラー (1) の調整	88
A.8	ミラー (2) の調整	88
A.9	ミラー (3) の調整	89
A.10	共振器のアライメント	90

第 1 章

序論

1.1 背景

1.1.1 レーザーの発明と発展

現在レーザーはさまざまな分野で利用されているが、その発明は 1954 年に C. H. Townes らがアンモニア Maser (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) の発振を成功させたことから始まった [1]。その後 C. H. Townes と A. L. Schawlow は、マイクロ波ではなく光でも同様の発振が可能であることを理論的に示し [2]、1960 年に T. H. Maiman がルビーを用いて世界初の Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) の発振を実現した [3]。C. H. Townes に加えて N. G. Basov , A. M. Prokhorov は 1964 年に ”for fundamental work in the field of quantum electronics, which has led to the construction of oscillators and amplifiers based on the maser-laser principle” としてノーベル賞を受賞している [4]。

1960 年代以降、気体レーザー、半導体レーザー、固体レーザー、などといった様々なレーザーが開発された。加えて、高出力化や狭帯域化、高調波発生などのレーザー技術も開発され、レーザー分野は大きく発展してきた。

1.1.2 レーザーによる原子冷却

1970 年代にはレーザーによる原子の冷却についての研究がされるようになった。レーザーというと一般には「高エネルギーで物を加熱・切断することができる」などといったイメージがあり、レーザーを用いて原子を冷却するというのは奇妙に思えるかもしれない。しかしそれはレーザー光の性質のごく一部によってもたらされる印象であって、適切な手法を用いればレーザーによって気体原子を冷却することができる。

レーザー光の性質をいくつか挙げると、単色性 (周波数線幅が狭い)、指向性 (拡散しにくい平行光)、コヒーレンス (位相が揃っている)、エネルギー密度を高めやすい、などがある。ではその性質を用いた、レーザーによる気体原子の冷却手法の一例であるレーザー冷却 (ドップラー冷却) の概要を記す。この方法は 1985 年にベル研究所の S. Chu によって最初に実現された [5]。

固体や液体では、内部の電子がとり得る準位が非常に多く、様々な周波数の光を吸収する。一方で気体

原子においては電子がとり得る準位は限られていて、その共鳴周波数 ω_A から大きく外れる周波数の光は吸収しない。

そこで、原子の共鳴周波数 ω_A から負に離調した(少し低い)周波数 ω_L のレーザー光を原子に照射することを考える。

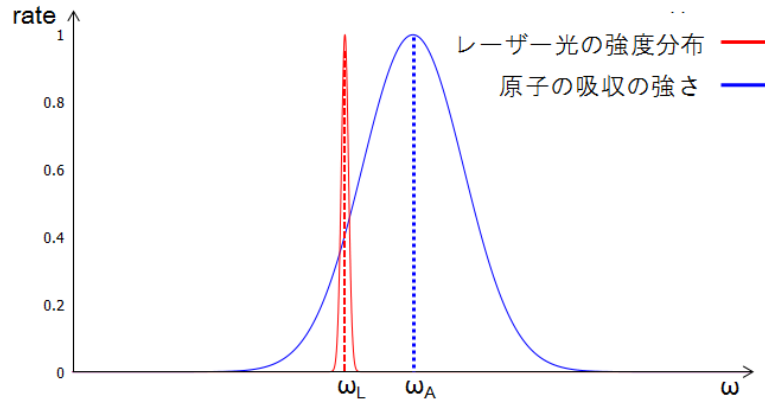


図 1.1 原子の吸収とレーザー光の周波数特性

このときレーザー光と同じ向きに運動する原子は、ドップラー効果によって光の周波数がさらに低く見えるため(図 1.2)、共鳴周波数より大きく負に離調したこのレーザー光の影響をほとんど受けない(図 1.2(b), 図 1.3)。

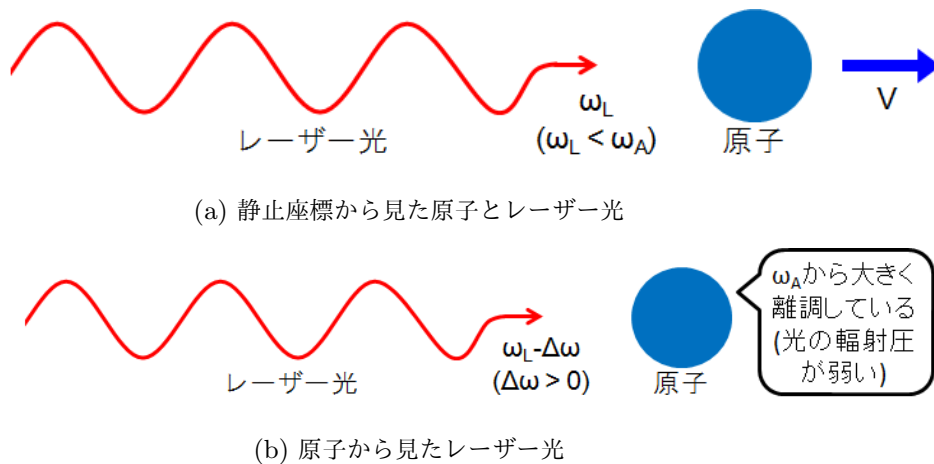


図 1.2 レーザー光と同じ向きに運動する原子

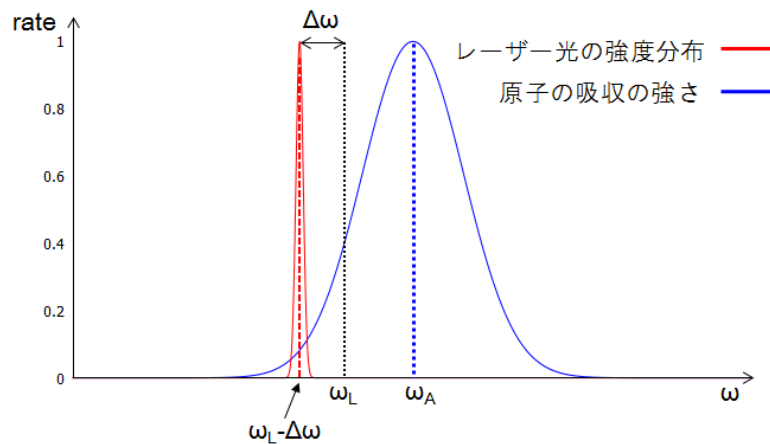


図 1.3 ドップラー効果で原子の共鳴周波数から大きく負に離調したレーザー光

一方でレーザー光に対向して運動する原子は、ドップラー効果によりレーザー光が共鳴周波数に近づいて見える (図 1.4)。そのため光子のエネルギーを強く吸収し (図 1.4(b), 図 1.5) 励起される (図 1.6(a))。このとき光子との運動量保存則から原子は減速する (図 1.6(a),(b))。その後自然放出によって基底状態に戻るときに原子は放出する光の反動を受けるが、光が放出される方向はランダムであるため、自然放出によって得る運動量は多数回の放出を平均すると 0 である (図 1.6(c))。この一連のサイクルによって、レーザー光に対向する向きに運動する原子は減速される。以上より、共鳴周波数から負に離調したレーザー光を気体原子に 3 次元的に 6 方向から照射すれば、どの方向に運動する原子も減速される、つまり気体原子が冷却できることになる。以上がドップラー冷却の概要である。

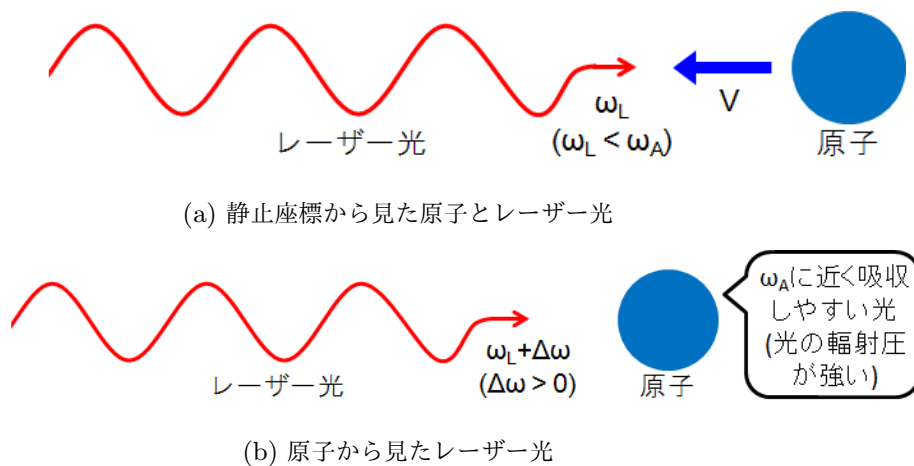


図 1.4 レーザー光に対向して運動する原子

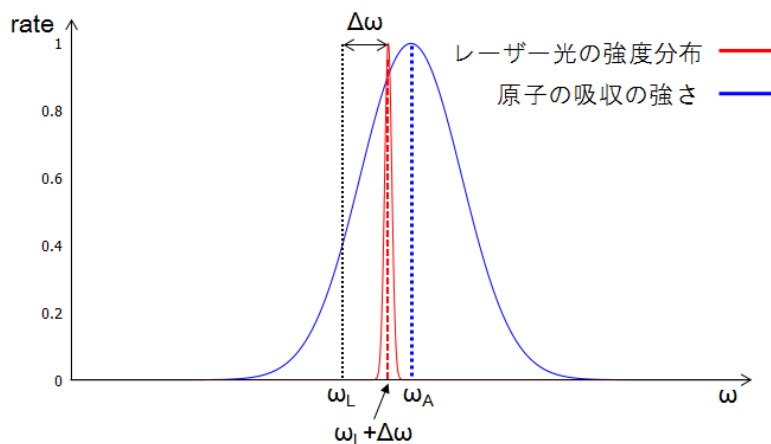
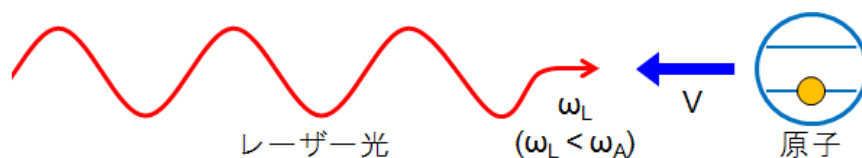
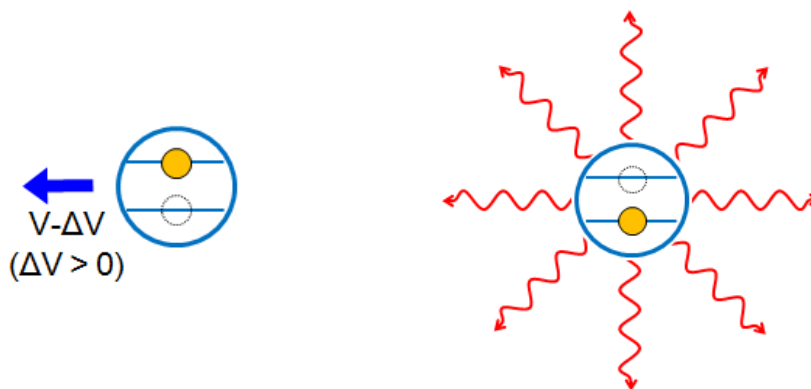


図 1.5 ドップラー効果で原子の共鳴周波数に近づいたレーザー光



(a) 励起される前の原子



(b) 励起され減速した原子

(c) 基底状態に戻った原子

図 1.6 ドップラー冷却される原子

この他にも、磁気光学トラップ (MOT)[6] や偏光冷却 [7] といった、気体原子のトラップ・冷却の手法が確立され、到達できる温度やトラップできる原子数が飛躍的に向上してきた。こうした冷却手法やトラップ手法を開発した S. Chu , C. Cohen-Tannoudji , W. D. Phillips は 1997 年に ”for development of methods to cool and trap atoms with laser light” としてノーベル賞を受賞している [4]。

1.1.3 気体原子の BEC(Bose-Einstein condensation)

BEC(ボース・アインシュタイン凝縮)の歴史は1924年のA. Einsteinによる予想にまで遡る。その元となったのはA. EinsteinがS. N. Boseから受け取った「プランクの法則と光量子仮説」という論文である。その論文によると、光を粒子とみなし、この粒子同士は区別がないと仮定して統計をとると、プランクの輻射公式が導けるといふのだ。この論文で採用された、現在では「ボース・アインシュタイン統計」と呼ばれる統計に着目したEinsteinは、Boseの論文をドイツ語訳しS. N. Boseの名前のみで投稿した[8]。そしてEinsteinはBoseのアイデアを原子系に適用することを考え、箱の中の理想気体原子がとり得る状態を離散化して、そこにボース統計を用いた計算を行った。その結果Boson(スピンの整数の粒子)について、ある温度以下でマクロな数の粒子が最低エネルギー準位を占めるという現象(BEC:Bose-Einstein condensation)が起こることを予想した[9][10]。

1938年に、液体ヘリウムの超流動がBECによるものだとF. Londonによって説明され[11]、1957年には水銀における超電導などがBECによるものであるとの理論(BCS理論)がJ. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schriefferによって発表された[12]。それぞれのBECにおけるBosonはHe原子やクーパー対(Fermionである電子2つが対になったもの)であるが、これらはEinsteinが予想した理想気体におけるBECとは異なり粒子間相互作用が強い。そのため、その性質を理論的な計算と単純に比較することは困難である[9]。そこで、相互作用が小さいBECとして実現が望まれていたのが冷却気体原子によるBECだ。

それ以降、レーザーによる気体原子冷却の項に記したような磁気トラップ・レーザー冷却の手法や、蒸発冷却と呼ばれる、トラップ中の高温の(高速で運動している)粒子を選択的に逃がす方式が確立されていったことで、それらの方法を融合してついに気体原子におけるBECが実現された。1995年6月にJILAのグループがRb原子を用いて世界初の冷却気体原子によるBECを実現[13]、そして同年9月にはMITのグループがNa原子を用いてBECを実現する[14]など成功が相次いだ。これ以降、世界中の様々なグループによりBECが実現され、生成手法も改良が重ねられて、トラップできる原子数や時間、到達できる温度などが向上しており、BECが実現された原子種も増えている。初めてBECを達成したJILAとMITのE. A. Cornell, W. Ketterle, C. E. Wiemanは”for the achievement of Bose-Einstein condensation in dilute gases of alkali atoms, and for early fundamental studies of the properties of the condensates”として2001年にノーベル賞を受賞している[4]。

1.2 研究の目的

1.2.1 冷却分子トラップ

井上研究室では、極低温の極性分子を制作することを目標としており、冷却分子のトラップ方法としては光トラップ(光双極子トラップ)を予定している。安定的に冷却分子をトラップするには、深いポテンシャルが必要となる。元となるレーザーが高出力であるほど、体積が大きくポテンシャルが深いトラップを作ることができ、多くの分子を長時間トラップすることができる。

しかし、実際に必要なレーザー光の出力を概算すると、100 μ Kの冷却分子を、その10倍程度である

1 mK のエネルギーに相当する深さのポテンシャルにトラップする場合、ビーム半径を $400\ \mu\text{m}$ とするならば 1 kW もの出力が必要となる。今回はこのような高強度レーザーを用いる代わりに、共振器内での増幅したレーザー光による光トラップ (共振器増幅光トラップ)[15] を目指す。

共振器増幅光トラップにおいて、元となるレーザーの出力を数 W 程度とすると、共振器の Finesse は 300 程度が必要となる。共振器長 600 mm の場合では $\text{FSR}=250\ \text{MHz}$ であるので、共振器の線幅は 1 MHz 程度となり、共振器に入れるレーザー光の線幅としては、これよりも十分に狭い必要がある。

加えて、長時間のトラップを目指す上で起こり得る問題として、トラップ中にレーザーの強度が変化することがあげられる。このようなレーザー光の変化は、ポテンシャルの深さに変化を引き起こしてしまう。その結果、トラップしている分子の温度上昇や分子のトラップからの脱落などが起こる可能性がある [16]。

また、レーザーの発振周波数が増加することも問題になる。分子は原子と比較して非常に多くのエネルギー準位を持つため、分子を励起しないよう慎重にトラップに用いるレーザーの周波数を決める必要がある。しかしレーザーの周波数が安定しない場合、分子を励起してトラップから脱落させてしまうことが考えられる。

1.2.2 DPSS レーザーの周波数安定化

前節で示したように、冷却分子のトラップには高出力で周波数が安定した線幅の狭い (数 W 級、モードホップや周波数ドリフトしない、線幅 $\ll 1\ \text{MHz}$ の) レーザーが必要である。井上研では、DPSS レーザー (Diode-Pumped Solid State Laser) を過去に自作している [17]。この DPSS レーザーは制作された当時、発振波長 1064 nm で最大出力 10 W 程度の周波数モード・空間モードともにシングルモード発振 (2.1.7 節参照) するレーザーであったが、温度調節による Cavity の安定化が難しく、適正な温度調節の条件下でなければモードホップが起こりやすい、周波数モードが安定しても周波数ドリフトは解消できない、といった問題もあった [17]。

今回の研究では、この DPSS レーザーで線幅が狭く周波数が安定したレーザー光を得るために周波数を安定化させることを目指した。そのための手法として Injection Locking (2.2 節参照) を採用し、レーザー本体の改良や Lock 及び測定に必要な機器などを制作した。

1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下のようになっている。

第2章

DPSS レーザー、Injection locking、光トラップの原理について説明する。DPSS レーザーについては、DPSS レーザーの構成を理解する上で必要な知識と、レーザーが発振する際の重要な性質を述べる。Injection locking については、Injection locking の一般的な原理と、Lock を行うための手法について説明する。最後に光トラップの概要についても述べる。

第3章

実験の方法及び結果を述べる。まず、DPSS レーザーの構成・運用・高出力化の方法を説明する。次に、その DPSS レーザーを Injection Lock するための実験を記し、そこで生じた問題点や改善策を述べる。最後に、Injection locking により DPSS レーザーの性能にどのような効果があったかを記す。

第4章

実験結果のまとめと、今後の課題・展望について述べる。

第 2 章

原理

2.1 DPSS レーザー

DPSS とは Diode-Pumped Solid State Laser (半導体励起固体レーザー) の頭文字をとったものである。今回用いた DPSS レーザーは、2010 年に齊藤祐介・福岡健太の両名によって提出された卒業論文「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」[17] において制作されたものが元である。

2.1.1 4 準位レーザー

実験に用いた DPSS レーザーは、Nd : YVO₄ (ネオジウム添加バナジウム酸イットリウム Nd 0.5 atom%) 結晶を媒質として用いている。Nd : YVO₄ DPSS レーザーは図 2.1 のような 4 準位レーザーとして説明される。Nd : YVO₄ は YVO₄ 結晶に Nd³⁺ が添加されており、図 2.1 における (1) → (2) の遷移に対応した波長 808 nm の光を強く吸収する。これが Pump 光となって Nd³⁺ の電子は準位 (2) に励起されるが準位 (2) の寿命は短く、速やかに準位 (3) に遷移する。その後 (3) → (4) と遷移する際に対応する波長 1064 nm の光を放出する。ここで準位 (4) の寿命も短く、速やかに準位 (1) に遷移して 4 準位で 1 サイクルを形成している。

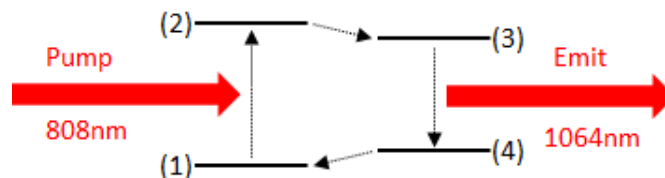


図 2.1 4 準位レーザー

(2) → (3) と (4) → (1) の遷移が速やかに起こり準位 (3) は寿命が長い場合、Pump 光が照射され続けている場合、準位 (3) には準位 (4) より多くの電子が存在することとなる。つまり、共振器中に Nd : YVO₄ 結晶を設置し 808 nm の Pump 光を照射し続けられれば、反転分布が形成され、自然放出がきっかけとなって誘導放出が起こり、放出された光は共振器によって何度も結晶を通して誘導放出が繰り返される。このよ

うにして 1064 nm の光が増幅されレーザー発振する。

2.1.2 励起の方法

DPSS レーザーの励起の方法は、Pump 光の照射方法によって主に 2 種類に分けられる。図 2.2 のように結晶側面から励起する Side-Pump の方法と、図 2.3 のように結晶端面から励起する End-Pump の方法である。実験で用いている結晶は図 2.2、図 2.3 に示したような直方体の結晶である。

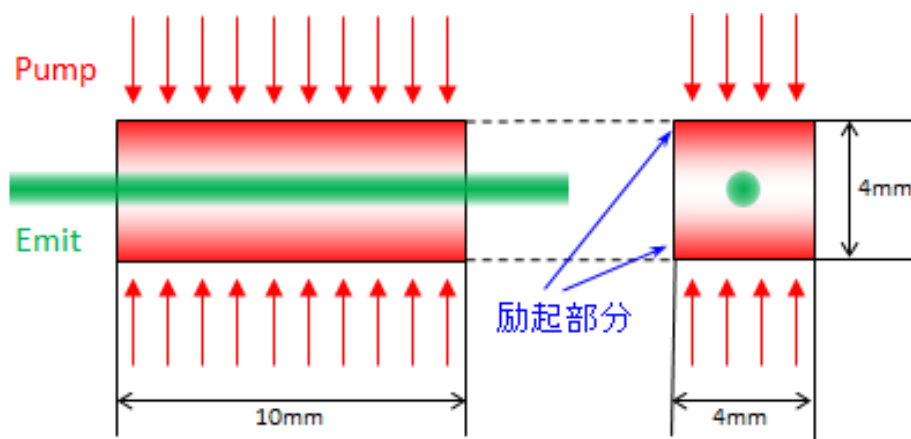


図 2.2 Side-Pump の方法

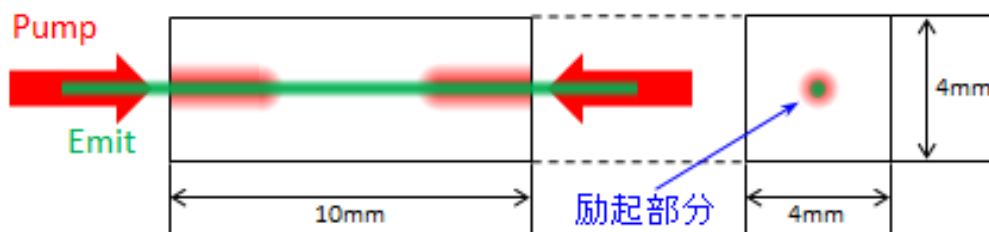


図 2.3 End-Pump の方法

Side-Pump の方法は、Pump 光源としてフラッシュランプやアークランプを使う場合によく用いられる方法で、照射が比較的容易という長所がある。しかし図 2.2 に示したように、Pump 光により励起が強く起こる部分とレーザー発振が起こる部分とがあまり一致しておらず、Pump 光のエネルギーに対して効率が低く発熱が大きくなる問題がある。加えて、TEM₀₀ モード (2.1.7 節参照) よりビーム径が大きい高次の空間モードが生じやすくなる問題がある。

これに対し今回実験に用いた DPSS レーザーでは、図 2.3 の End-Pump の方法を採用している。レーザー発振する光路に沿って Pump 光を照射することになるため、Pump 光 (808 nm) を透過して結晶から放出される光 (1064 nm) を反射する特殊なミラーが必要であり、Pump 光も指向性がよくエネルギー密度が高められる光源が必要であるといった短所は存在する。しかし励起が強く起こる部分とレーザー発振が起こる部分とがよく一致するため、高効率での発振を見込むことができる。また Pump 光のビーム径

が小さければ、発振するレーザー光においてもビーム径の小さい TEM₀₀ モードが支配的になることが期待できる。Pump 光源として半導体レーザーを使用すれば、必要な条件である指向性や収束性を有するという点を満たし、励起を行うのに十分な出力と適切な波長を得ることができる。

2.1.3 結晶でのエネルギー効率と発熱

図 2.1 で示したように、Nd:YVO₄ を媒質とした DPSS レーザーは 808 nm の Pump 光を吸収し 1064 nm の光を放出する。このことから Nd:YVO₄ を用いた DPSS レーザー (Pump 光 808 nm) のエネルギー変換効率は上限で

$$\frac{h\nu_{emit}}{h\nu_{pump}} = \frac{\lambda_{pump}}{\lambda_{emit}} = \frac{808}{1064} \simeq 0.76 \quad (2.1)$$

となる。残りのエネルギー $h(\nu_{pump} - \nu_{emit})$ の大部分は熱エネルギーになる。この他にもエネルギー効率を下げる要因が存在する。図 2.1 は準位を単純化したモデルであり、実際には他にも多数の準位が存在している。そのため図 2.1 で示した以外の遷移が起こった場合、1064 nm の光として放出されるはずだったエネルギーが結晶の加熱という形で放出されることもある。特に高出力レーザーの場合、この加熱が続くと結晶の破損につながる可能性があるため、結晶の冷却が必要となる。レーザーの出力パワーや波長を安定化させモードホップを防ぐためには、ペルチェ素子などによる温調で結晶の温度を一定に保つ必要がある。

2.1.4 結晶での発熱による効果

Nd:YVO₄ 結晶に Pump 光が照射されているとき、前節で説明した加熱により温度勾配が生じる。その結果結晶中で屈折率にも勾配が生じるため、結晶がレンズとして働く。これは熱レンズ効果と呼ばれ、今回使用した DPSS レーザーの共振器ではこの効果が利用されている。End-Pump DPSS レーザーにおいて熱レンズ効果によるレンズの焦点距離 f_{th} は、

$$\left(\begin{array}{l} \kappa_e : \text{結晶の熱伝導率} \\ \omega_p : \text{結晶端面での Pump 光のビーム半径} \\ P_a : \text{Pump 光から結晶が吸収するパワー} \\ \frac{dn}{dT} : \text{熱光学係数} \end{array} \right)$$

を用いて

$$f_{th} = \frac{2\pi\kappa_e\omega_p^2}{P_a(dn/dT)} \quad (2.2)$$

となり、ここに各値を代入すれば焦点距離が得られる。一例として

$$\left\{ \begin{array}{l} \kappa_e = 5.17 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K}) \\ \omega_p = 500 \mu\text{m} \\ P_a = 20 \text{ W} \\ \frac{dn}{dT} = 2.9 \times 10^{-6} / \text{K} \end{array} \right. \quad (2.3)$$

を代入すると、

$$f_{th} = 140 \text{ mm} \quad (2.4)$$

となる。ただし、式 2.2 は焦点距離を見積もるために簡略化されたモデルから得られる式であり、実際の焦点距離とは完全には一致しない。また、式 2.2 から分かるように焦点距離は結晶が吸収するエネルギーに反比例するため、Pump 光の強度によっても変化する。実際の焦点距離は 100~350 mm の範囲である [17]。

2.1.5 共振器の温度変化による影響

DPSS レーザーにおいて温度を考慮する必要があるのは結晶での熱レンズ効果だけではない。共振器を構成するための光学定盤やエタロン、結晶や共振器中の空気などが温度変化によって膨張・収縮や屈折率の変化といった影響を受ける。これにより共振器の光路長が伸縮することになり、発振周波数の変化 (詳細は 2.1.6 節を参照) が起きてしまう。

この影響を低減するために、実験で使用した DPSS レーザーには熱平衡を保つための各種素子・装置が取り付けられ、温調が可能になっている [17]。

さらに今回の実験では、Injection Locking を行うために必要な piezo 素子 (以下 PZT) が共振器長を制御するために組み込まれ、これによって温度変化による光路長の変化も抑えられると考えられる。

ただし、共振器長は上記の他にも光学系の振動によって影響を受ける。そのため光学系の高さを下げ除振台の上に置いて対策した。

2.1.6 発振周波数

DPSS レーザーの発振周波数は、主にレーザー媒質の結晶と共振器によって決まる。まず Nd:YVO₄ 結晶は図 2.4 の赤色の破線のように、1064 nm (281 THz) 付近に発振周波数のなだらかなピークをもつ。共振器は、その光路長 L と整数 N で決まる波長 $\lambda = L/N$ を満たす波長で鋭いゲインのピークを持つ。これを周波数 f で表すと

$$f = \frac{c}{\lambda} = N \times \frac{c}{L} = N \times \text{FSR} \quad (2.5)$$

よって共振器は図 2.4 の青色の実線のように、FSR 間隔で周期的に鋭いゲインのピークを持つことがわかる。ここで FSR とは Free Spectral Range のことである。

$$\text{FSR} = \frac{1}{(\text{光が共振器を一周する時間})} \quad (2.6)$$

であり、共振器の光路長で決まる共振器の性質を示す値の一つである。

結晶の発振周波数のピークと共振器のゲインのピークとの兼ね合いで、レーザーがどの周波数で発振するか決まる。

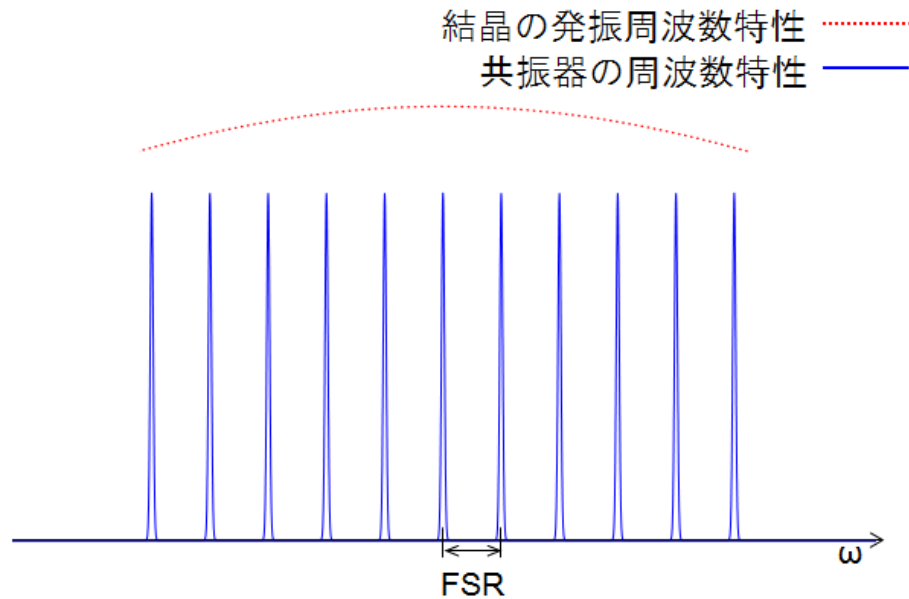
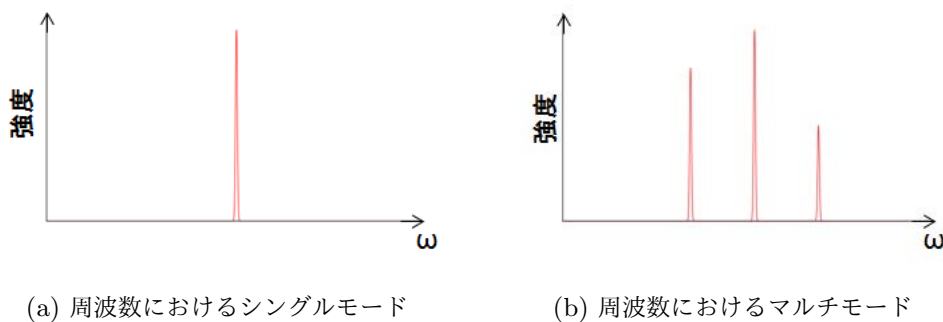


図 2.4 結晶と共振器の周波数特性

2.1.7 レーザー光の特性

レーザーはその発振波長や出力パワーなど以外に、周波数モード (縦モード) と空間モード (横モード) と呼ばれるもので特性が評価される。周波数モード (縦モード) とは、レーザー発振により放出されている光にいくつの周波数が含まれているかを示すものである。一つの周波数でのみ発振しているものが縦シングルモード (図 2.5(a))、複数の波長で発振しているものは縦マルチモード (図 2.5(b)) と呼ぶ。空間モード (横モード) はレーザー光断面 (進行方向に垂直な面) での強度分布を示すものである。「TEM_{mn}モード」(Transverse Electro-Magnetic モードの頭文字) と表記され、一般に m は水平方向にある節の数を n は垂直方向にある節の数を示す (図 2.6)。円形の反射鏡を用いた軸対称の共振器の場合などでは円筒座標系で表現され、基本的に m は半径方向にある節の数を n は角度方向に一周したときにある節の数を表す。どちらの場合でも TEM₀₀ モードのみなら横シングルモード、そうでない場合は横マルチモードと呼ぶ。



(a) 周波数におけるシングルモード

(b) 周波数におけるマルチモード

図 2.5 周波数におけるシングルモードとマルチモード

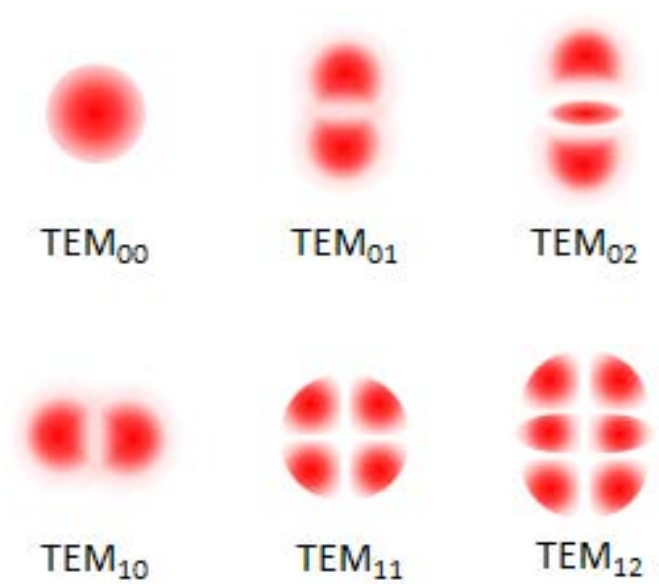


図 2.6 空間モードの例

図 2.4 のように結晶のゲインのピークがなだらかでそれに対し FSR が狭い場合、共振器のゲインのピークのうち複数の結晶のゲインのピーク付近に存在することになる。その結果レーザーは複数の周波数で発振する、つまり縦マルチモードになる可能性が高くなる。これを防ぐには、結晶と共振器の他にゲインを変化させるものを用いればいい。縦シングルモードで発振させるためによく用いられるのがエタロンである。エタロンは Fabry-Perot Etalon と呼ばれ、FSR の大きい (共振器長の短い) Fabry-Perot 共振器としてはたらく。これを DPSS レーザーの共振器中に設置すれば、広い周波数間隔で比較的大きなゲインの変化を与えることができる。よって発振する周波数が 1 つだけ選ばれやすくなり、縦シングルモードで発振させることが可能になる。

また、横シングルモードを実現するには、共振器中にアイリス (ピンホール) を置く方法がある。一般に TEM_{00} より高次のモードのビームは TEM_{00} モードよりもビーム径が太い。レーザー光が適切な大きさのアイリスを通ると、 TEM_{00} モード以外のビームの外周部が遮られることになり、それら高次のモードのビームは急速に減衰する。共振器中でいえば、 TEM_{00} より高次のモードのゲインが小さくなるということであり、これによって横シングルモード発振も可能となる。

2.2 Injection locking

Injection locking とは、自由に振動している振動子に、それと近い周波数の信号を注入したとき (injection)、振動子の周波数が injection の周波数に Lock される現象のことである。

レーザー技術においては、低出力で周波数の安定した master レーザーを高出力な slave レーザーに注入することで、高出力かつ周波数安定性に優れたレーザー光源を得ることができるという点で有用であり、アルゴンイオンレーザーや色素レーザー、半導体レーザーなど、さまざまなレーザーに応用されている [18]。

この節では、Injection locking の原理と Lock の方法について説明する。Injection locking に関しては [19] を、Lock の方法については [17] を参考にした。

2.2.1 Injection locking の原理

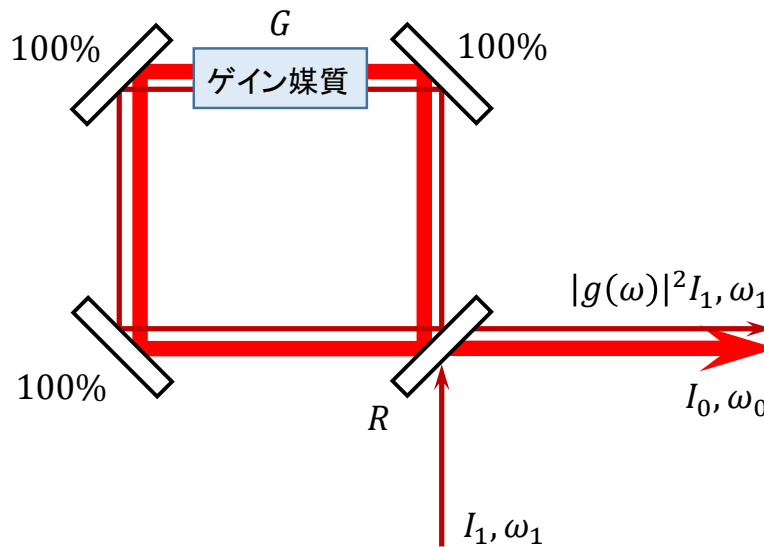


図 2.7 Injection

角周波数 ω_0 , 強度 I_0 で発振しているレーザーに、角周波数 ω_1 , 強度 $I_1 (\ll I_0)$ のレーザー光を注入する場合を考える。以後、前者を slave レーザー、後者を master レーザーと呼ぶ。 ω_1 が十分 ω_0 に近いとき、master レーザーの光は slave レーザーの Cavity 内で増幅される。図 2.7 のような Cavity を考え、Cavity に入る前の電場を E_1 , Cavity を通って出てきた電場を E_2 としたとき、 E_1 と E_2 の比 $g(\omega) = E_2/E_1$ は、

$$\begin{aligned}
 g(\omega) &= \sqrt{1-R}\sqrt{G}e^{-i\delta}\sqrt{1-R}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\sqrt{RGe^{-i\delta}}\right)^n \\
 &= \frac{(1-R)\sqrt{G}e^{-i\delta}}{1-\sqrt{RGe^{-i\delta}}}
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

となる。ただし、 $\delta = \omega l/c$ は Cavity を 1 周したときの位相シフトである。式 (2.7) の分母に含まれる \sqrt{RG} は Cavity 1 周分のゲインを表しているから、slave レーザーが発振している条件下では $\sqrt{RG} = 1$ である。特に、 $\omega - \omega_0 \ll c/l = \text{FSR}$ を満たすときには、 $g(\omega)$ は次のように近似できる。

$$\begin{aligned} g(\omega) &= \frac{(1-R)\sqrt{G}}{1 - \left\{ 1 - i \frac{(\omega - \omega_0)l}{c} \right\}} \\ &= -i \frac{c}{l} \frac{(1-R)\sqrt{G}}{\omega - \omega_0} \end{aligned} \quad (2.8)$$

式 (2.8) より、Cavity を通過して出てくる周波数 ω_1 の光の強度は、

$$|g(\omega_1)|^2 I_1 = \left(\frac{c}{l}\right)^2 \frac{(1-R)^2 G}{(\omega_1 - \omega_0)^2} I_1 \quad (2.9)$$

となる。

ここで、master レーザーの強度 I_0 を変化させずに、角周波数 ω_1 を徐々に ω_0 に近づけていく場合を考える。Cavity で増幅された光の強度 $|g(\omega_1)|^2 I_1$ は $\omega_1 - \omega_0$ が小さくなるに従って大きくなってゆく。十分に ω_1 が ω_0 に近づくと、あるところで $|g(\omega_1)|^2 I_1 \simeq I_0$ となるはずである。すると、Cavity 内の媒質によるゲインが飽和し、注入された ω_1 の光がもともと発振していた ω_0 のモードからゲインを奪うようになる。さらに ω_1 を ω_0 へと近づけると、周波数 ω_0 の発振は止まり、外から入れた周波数 ω_1 の増幅光のみが残る。この現象が Injection locking である。

式 (2.9) より、 $|g(\omega_1)|^2 I_1 \simeq I_0$ となるときの $|\omega_1 - \omega_0|$ は次のように求められる。

$$|g(\omega_1)|^2 I_1 = \left(\frac{c}{l}\right)^2 \frac{(1-R)^2 G}{(\omega_1 - \omega_0)^2} I_1 \simeq I_0 \quad (2.10)$$

$$|\omega_1 - \omega_0| \simeq \left(\frac{c}{l}\right) (1-R)\sqrt{G} \sqrt{\frac{I_1}{I_0}} \quad (2.11)$$

$$\sim \text{FSR} \times \frac{1-R}{\sqrt{R}} \sqrt{\frac{I_1}{I_0}} \quad (2.12)$$

また、 $\Delta\omega_{lock} = 2|\omega_1 - \omega_0|$ を locking range と呼ぶ。例として、 $\text{FSR} = 800 \text{ MHz}$, $R = 0.9$, $I_0 = 10 \text{ W}$, $I_1 = 50 \text{ mW}$ の場合の locking range は、

$$\frac{\Delta\omega_{lock}}{2\pi} \sim 1.9 \text{ MHz} \quad (2.13)$$

となる。

2.2.2 Pound-Drever-Hall 法

DPSS レーザーの発振周波数 ω_0 は、台の振動や熱膨張、空気の密度の変化などのさまざまな要因によって絶えず変化する。master レーザーとの周波数差 $\omega_1 - \omega_0$ を locking range 以下に保つためには、周波数差に応じた信号によって DPSS レーザーの Cavity 長を制御し、master レーザーの共鳴に Lock し続ける必要がある。

Lock の手法としては、位相変調を用いる Pound-Drever-Hall 法 [20]、偏光を用いる Hänsch-Couillaud 法 [21] などがあるが、我々が用いたのはパワーやアライメントの変化による影響が小さい前者の方法である。

図 2.8 に Pound-Drever-Hall 法 (以下 PDH 法) による DPSS レーザーの周波数安定化の概略図を示す。Master レーザーの光に EOM(Electro-Optic Modulator) で位相変調を加え、DPSS レーザーの Cavity に入射させる。反射光を PD(Photodetector) で検出し、変調周波数で振動する成分のみを取り出すことにより、反射光の強度の周波数微分に相当する信号を得ることができる。

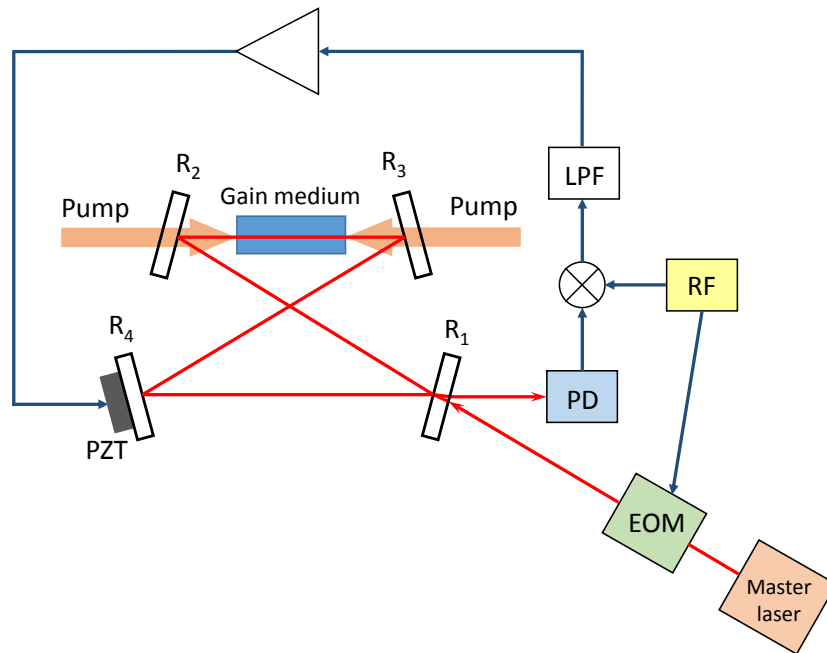


図 2.8 PDH 法による DPSS レーザーの周波数安定化

まず角周波数 ω_0 のレーザー光を考える。電場は、

$$E = E_0 e^{i\omega_0 t} \quad (2.14)$$

で表される。この光に EOM で位相変調を加える。RF Oscillator の電圧が

$$V_{RF} = V_0 \sin \omega_1 t \quad (2.15)$$

であるとき、EOM を通過した後の光の電場は、

$$E = E_0 e^{i(\omega_0 t + \beta \sin \omega_1 t)} \quad (2.16)$$

となる。 $\beta \ll 1$ であるとするれば、式 (2.16) は以下のように近似できる。

$$E \simeq E_0 e^{i\omega_0 t} (1 + i\beta \sin \omega_1 t) \quad (2.17)$$

$$= E_0 e^{i\omega_0 t} \left\{ 1 + \frac{\beta}{2} (e^{i\omega_1 t} - e^{-i\omega_1 t}) \right\} \quad (2.18)$$

$$= E_0 \left(e^{i\omega_0 t} + \frac{\beta}{2} e^{i(\omega_0 + \omega_1)t} - \frac{\beta}{2} e^{i(\omega_0 - \omega_1)t} \right) \quad (2.19)$$

つまり、 ω_0 の搬送波の両側に $\omega_0 \pm \omega_1$ の sideband が加わった形になる。

次に、この光を Cavity に入射したときの反射光を考える。図 2.8 の Cavity に電場 $E_{in}(\omega)$ を入射したとき、反射光の電場 $E_{out}(\omega)$ は、

$$E_{out}(\omega) = \left(\sqrt{R_1} - T_1 \sqrt{R_2 R_3 R_4 G} e^{-i\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4 G} e^{-i\delta} \right)^n \right) E_{in}(\omega) \quad (2.20)$$

$$= \left(\sqrt{R_1} - \frac{T_1 \sqrt{R_2 R_3 R_4 G} e^{-i\delta}}{1 - \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4 G} e^{-i\delta}} \right) E_{in}(\omega) \quad (2.21)$$

と表される。ただし、 G は Cavity を 1 周したときのゲイン、 $\delta \equiv \omega l/c$ は Cavity 1 周分の位相差である。 $E_{out} \equiv F(\omega) E_{in}$ と定義すれば、

$$F(\omega) = \sqrt{R_1} - \frac{T_1 \sqrt{R_2 R_3 R_4 G} e^{-i\delta}}{1 - \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4 G} e^{-i\delta}} \quad (2.22)$$

となる。したがって、位相変調した光を Cavity に入射したときの反射光の電場 E_{out} は、 $F(\omega)$ を用いて

$$E_{out} = E_0 \left(F(\omega_0) e^{i\omega_0 t} + \frac{\beta}{2} F(\omega_0 + \omega_1) e^{i(\omega_0 + \omega_1)t} - \frac{\beta}{2} F(\omega_0 - \omega_1) e^{i(\omega_0 - \omega_1)t} \right) \quad (2.23)$$

と書ける。

Cavity からの反射光は PD で電圧に変換され、式 (2.15) の RF 信号と乗算された後に LPF (Low-Pass Filter) を通る。PD の電圧は光の強度に比例するから、

$$\begin{aligned} V_{PD} &\propto |E_{out}|^2 \\ &\propto E_0^2 \left[|F(\omega_0)|^2 + \frac{\beta^2}{4} |F(\omega_0 + \omega_1)|^2 + \frac{\beta^2}{4} |F(\omega_0 - \omega_1)|^2 \right. \\ &\quad + \frac{\beta}{2} \operatorname{Re} \{ F(\omega_0) F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0) F(\omega_0 - \omega_1) \} \cos \omega_1 t \\ &\quad + \frac{\beta}{2} \operatorname{Im} \{ F(\omega_0) F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0) F(\omega_0 - \omega_1) \} \sin \omega_1 t \\ &\quad \left. - \frac{\beta^2}{4} \{ F(\omega_0 + \omega_1) F^*(\omega_0 - \omega_1) e^{2i\omega_1 t} + F^*(\omega_0 + \omega_1) F(\omega_0 - \omega_1) e^{-2i\omega_1 t} \} \right] \end{aligned} \quad (2.24)$$

である。Mixer を通過した後の電圧は $V_{PD} \times V_{RF}$ であるが、LPF を通ることによって式 (2.24) の $\sin \omega_1 t$ の項のみが残る*1から、LPF 後の電圧 V_{err} は、

$$V_{err} \propto \frac{\beta E_0^2}{2} \operatorname{Im} \{ F(\omega_0) F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0) F(\omega_0 - \omega_1) \} \quad (2.25)$$

*1 RF と PD の信号に位相差がない場合。一般には $\sin \omega_1 t$ の項と $\cos \omega_1 t$ の項の線形結合となる。

となる。この V_{err} を Error signal と呼ぶ。 ω_1 が十分小さいときには、

$$\begin{aligned}
 & F(\omega_0)F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0)F(\omega_0 - \omega_1) \\
 &= F(\omega_0) (F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0)) + F^*(\omega_0) (F(\omega_0) - F(\omega_0 - \omega_1)) \\
 &= F \left(\omega_1 \frac{dF^*}{d\omega} + \frac{1}{2}\omega_1^2 \frac{d^2F^*}{d\omega^2} + \dots \right) + F^* \left(\omega_1 \frac{dF}{d\omega} - \frac{1}{2}\omega_1^2 \frac{d^2F}{d\omega^2} + \dots \right) \Big|_{\omega=\omega_0} \\
 &\simeq \omega_1 \left(F \frac{dF^*}{d\omega} + F^* \frac{dF}{d\omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_0} \\
 &= \omega_1 \frac{d|F|^2}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}
 \end{aligned} \tag{2.26}$$

であるから、 V_{err} は Cavity の反射光強度の微分に相当する。したがって V_{err} は、レーザー光が Cavity に共鳴して反射光強度が最大となるときの 0 となり、その両側では符号が変わる。この信号を用いて Cavity 長をフィードバック制御すれば、Cavity を master レーザーの共鳴に Lock して Injection を行うことができる。

図 2.9、図 2.10、図 2.11 は Error signal の計算結果の例である。横軸に Cavity1 周の位相差をとり、 $F(\omega_0)F^*(\omega_0 + \omega_1) - F^*(\omega_0)F(\omega_0 - \omega_1)$ の実部と虚部を表している。実部と虚部で信号の符号や形が異なっているが、これは Mixer に入ってくる RF と PD からの信号の位相によって Error signal の形が変わることを意味している。それぞれの図はゲイン G を変化させて計算した結果であり、 G の値によっても Error signal の大きさや形が変化することがわかる。

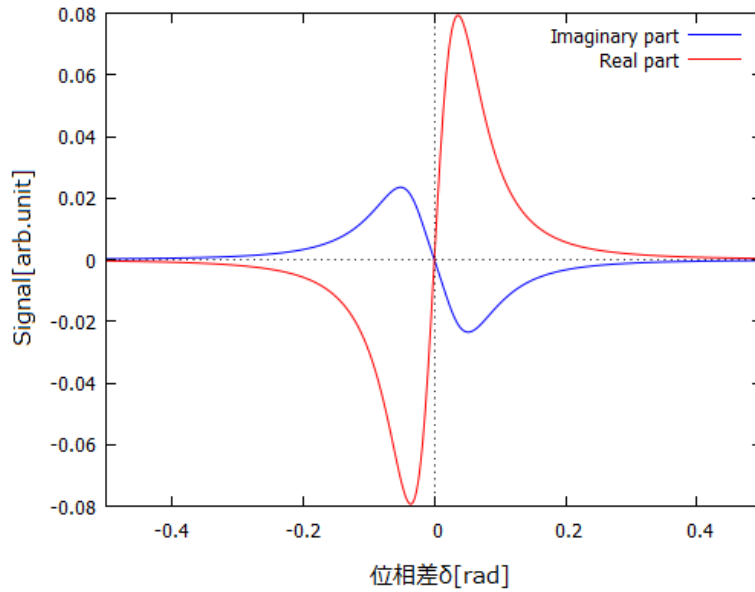


図 2.9 $\omega_1/\text{FSR} = 0.013$, $R_1 = 0.9$, $R_4 = 0.99$, $G = 0.99$ の場合の Signal

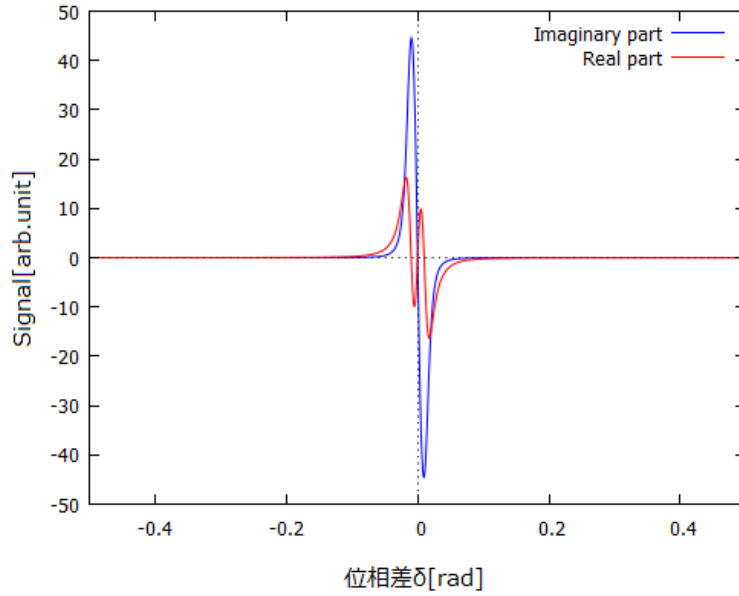


図 2.10 $\omega_1/\text{FSR} = 0.013$, $R_1 = 0.9$, $R_4 = 0.99$, $G = 1.10$ の場合の Signal

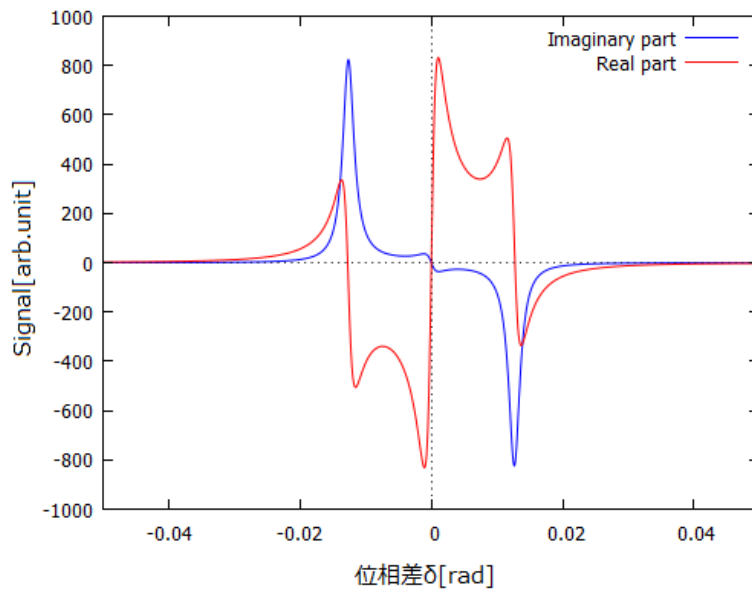


図 2.11 $\omega_1/\text{FSR} = 0.013$, $R_1 = 0.9$, $R_4 = 0.99$, $G = 1.12$ の場合の Signal

2.3 光トラップ

レーザー光を照射された誘電体には双極子モーメントが誘起され、双極子ポテンシャルが働く。このポテンシャルエネルギーによって原子や分子をトラップするのが光トラップと呼ばれる手法である。この節では光トラップの原理について軽く触れ、高出力で線幅の狭いレーザーが有利である理由を説明する。ここでの記述は [22] を参考にした。

電場 \mathbf{E} が、分極率 $\epsilon_0\chi_a$ の原子に誘起する電気双極子モーメントは $\boldsymbol{\mu} = \epsilon_0\chi_a\mathbf{E}$ であるから、電場との相互作用エネルギー U は、

$$U = -\frac{1}{2}\epsilon_0\chi_a E^2 = -\frac{1}{2}\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E} \quad (2.27)$$

で与えられる。原子がこのポテンシャルから z 方向に受ける力は、

$$F_z = -\frac{\partial U}{\partial z} = \epsilon_0\chi_a E \frac{\partial E}{\partial z} \quad (2.28)$$

となり、 x 方向、 y 方向についても同様である。電場は x 方向に振動しているものと仮定して、 $\mathbf{E} = E_0 \cos(\omega t - kz) \hat{\mathbf{e}}_x$ としても一般性を失わない。このとき、 F_z は次のように書ける。

$$F_z = \mu_x \left\{ \frac{\partial E_0}{\partial z} \cos(\omega t - kz) + kE_0 \sin(\omega t - kz) \right\} \quad (2.29)$$

ここで、2 準位系の波動関数

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = c_1(t) \psi_1(\mathbf{r}) e^{-iE_1 t/\hbar} + c_2(t) \psi_2(\mathbf{r}) e^{-iE_2 t/\hbar} \quad (2.30)$$

を仮定すると、双極子モーメントの x 成分 μ_x は、

$$\mu_x = -e \int (c_1 e^{-i\omega_1 t} \psi_1 + c_2 e^{-i\omega_2 t} \psi_2)^* x (c_1 e^{-i\omega_1 t} \psi_1 + c_2 e^{-i\omega_2 t} \psi_2) d^3\mathbf{r} \quad (2.31)$$

$$= -eX_{12} \{c_2^* c_1 e^{i\omega_0 t} + c_1^* c_2 e^{-i\omega_0 t}\} \quad (2.32)$$

となる。ただし、 $\omega_0 = \omega_2 - \omega_1$ 、 $X_{12} = \langle 1|x|2\rangle$ である。式 (2.32) の c_1 、 c_2 を

$$\tilde{c}_1 = c_1 e^{-i(\omega - \omega_0)t/2} = c_1 e^{-i\delta t/2} \quad (2.33)$$

$$\tilde{c}_2 = c_2 e^{-i(\omega - \omega_0)t/2} = c_2 e^{-i\delta t/2} \quad (2.34)$$

によって書き換え、密度行列

$$|\Psi\rangle\langle\Psi| = \begin{pmatrix} \tilde{c}_1 \\ \tilde{c}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{c}_1^* & \tilde{c}_2^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & \tilde{c}_1 \tilde{c}_2^* \\ \tilde{c}_2 \tilde{c}_1^* & |c_2|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_{11} & \tilde{\rho}_{12} \\ \tilde{\rho}_{21} & \tilde{\rho}_{22} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

の非対角要素を用いて表せば、

$$\begin{aligned} \mu_x &= -eX_{12} \{ \tilde{\rho}_{12} e^{i\omega t} + \tilde{\rho}_{21} e^{-i\omega t} \} \\ &= -eX_{12} (u \cos \omega t - v \sin \omega t) \end{aligned} \quad (2.36)$$

となる。ただし、式 (2.36) における u, v はブロッホベクトル (u, v, w) の成分であり、

$$u = \tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21} \quad (2.37)$$

$$v = -i(\tilde{\rho}_{12} - \tilde{\rho}_{21}) \quad (2.38)$$

$$w = \tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{11} \quad (2.39)$$

である。ブロッホベクトルは次式の光ブロッホ方程式 (optical Bloch equation) に従う。

$$\begin{cases} \dot{u} = \delta v - \frac{\Gamma}{2}u \\ \dot{v} = -\delta u + \Omega w - \frac{\Gamma}{2}v \\ \dot{w} = \Omega v + \Gamma(w + 1) \end{cases} \quad (2.40)$$

ここで、 $\Omega = eX_{12}|\mathbf{E}_0|/\hbar$ はラビ周波数、 Γ は自然放出レートである。式 (2.40) の定常解は、

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \frac{1}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \begin{pmatrix} \Omega\delta \\ \Omega\Gamma/2 \\ -\delta^2 - \Gamma^2/4 \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

で与えられる。

さて、先程求めた、式 (2.36) で表される μ_x を式 (2.29) に代入し、時間平均を取ると、

$$\bar{F}_z = \frac{-eX_{12}}{2} \left\{ u \frac{\partial E_0}{\partial z} - v E_0 k \right\} \quad (2.42)$$

$$= F_{dipole} + F_{scatt} \quad (2.43)$$

となる。第1項は電場の勾配に比例して勾配方向に働く力であり、第2項は電場の大きさに比例して光の進行方向に働く力である。前者を双極子力 (dipole force)、後者を散乱力 (scattering force) と呼ぶ。式 (2.41) の u, v を代入すると、

$$F_{dipole} = -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{\Omega}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \frac{\partial\Omega}{\partial z} \quad (2.44)$$

$$F_{scatt} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \quad (2.45)$$

原子の共鳴からの離調 δ が緩和レートやラビ周波数よりも十分大きく、 $|\delta| \gg \Gamma$, $|\delta| \gg \Omega$ が満たされているとき、式 (2.45) は次のように近似できる。

$$F_{dipole} \simeq -\frac{\hbar\Omega}{2\delta} \frac{\partial\Omega}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\hbar\Omega^2}{4\delta} \right) \quad (2.46)$$

したがって、双極子ポテンシャルの深さは、

$$U_{dipole} \simeq \frac{\hbar\Omega^2}{4\delta} \propto \frac{I}{\delta} \quad (2.47)$$

で近似することができる。一方、式 (2.45) の散乱力 F_{scatt} は、

$$F_{scatt} = (\text{光子の持つ運動量 } \hbar k) \times (\text{散乱レート } R_{scatt}) \quad (2.48)$$

の形で書くことができるので、散乱レート R_{scatt} は、

$$R_{scatt} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \quad (2.49)$$

と表すことができる。 F_{dipole} の場合と同様に $|\delta| \gg \Gamma$, $|\delta| \gg \Omega$ を仮定すれば、

$$R_{scatt} \simeq \frac{\Gamma}{4} \frac{\Omega^2}{\delta^2} \propto \frac{I}{\delta^2} \quad (2.50)$$

となる。散乱は原子の加熱を引き起こすため、光トラップを行う上で散乱レートは十分に小さくなくてはならない。式 (2.47), 式 (2.50) で見たように、トラップの深さは I/δ , 散乱レートは I/δ^2 に比例するので、散乱レートを小さくしつつトラップを深くするためには、レーザー光の強度 I と離調 δ をともに大きくする必要があることがわかる。

第3章

実験

3.1 DPSS レーザーのセッティング

今回実験で用いた DPSS レーザーは、共振器部分の光学系、Pump 光源の半導体レーザー、各種温調のための回路、水冷のためのサーキュレーターがそれぞれ分けて保管されていた。そのため、まず光学テーブルおよびその周辺に各種機器の設置を行った。

3.1.1 DPSS 運用に必要な機器

Pump 用半導体レーザー (以下 Pump LD) には COHERENT 社製 FAP600 中心波長 808nm 付近のものを 2 台用いる (図 3.1)。LD 用の電源としては、シグマ光機製 SLD0635 2 台 (図 3.2) を各 LD に 1 台ずつ使用する。Pump LD の発振波長は温度に依存するため、それぞれ 808nm 付近で発振するように冷却して温度調節を行う。またこの他にも冷却や加熱による温調をしている部分がある。いずれも温度調節のための機器によって、冷却・加熱のための素子に流す電流を制御している。温度調節に用いる素子は、加熱による温調ではヒーター (抵抗)、冷却による温調ではペルチェ素子である。ただし、ペルチェ素子で移動または発生する熱を効率よく放熱させるために、低温バスサーキュレーターを用いた水冷も行う。温調については、3.2 節で詳しく説明する。

3.1.2 DPSS レーザーの運用

DPSS レーザーの共振器は図 3.3 で示すように Bow-tie 型と呼ばれる方式を採用している。共振器長はおよそ 380mm であり、FSR は 790MHz となる。また、共振器中のエタロンは厚さ 3mm の石英板 (屈折率 1.45) を用いており、FSR は 34GHz である。

Pump 光を照射しレーザーが発振すると、レーザー光は図 3.3 中右下の 90% 反射ミラーの部分から出てくる。しかし実際に図に示した共振器の部分だけで発振を行うと、共振器中を光が伝搬する向きについて制限がない。すると両方向の発振、つまり図 3.3 に実線で示した右向きにレーザー光が出てくる場合 (以下「順方向発振と呼ぶ」と、点線で示した右下の方向にレーザー光が出てくる場合 (以下「逆方向発振」と呼ぶ) の 2 通りの出力が発振し得る。これでは実用的ではないため、実際の DPSS レーザーの光学系は図 3.4 のようになっている。

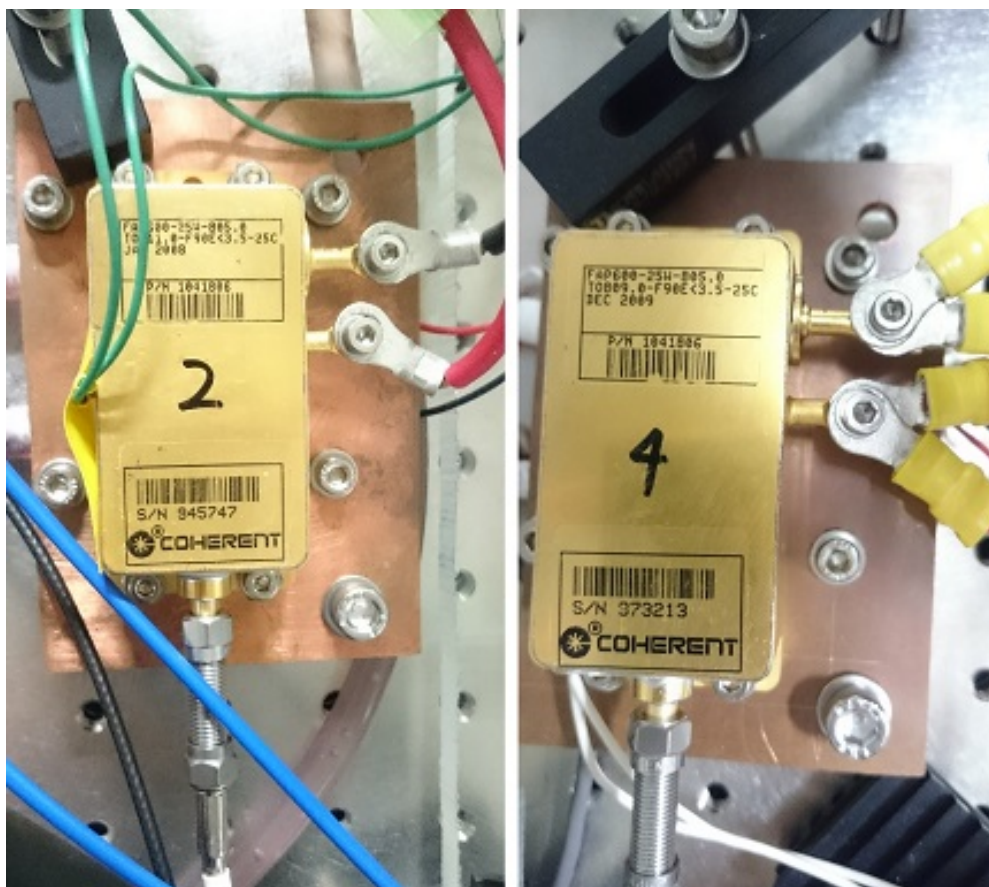


図 3.1 Pump LD



図 3.2 Pump LD 用の電源

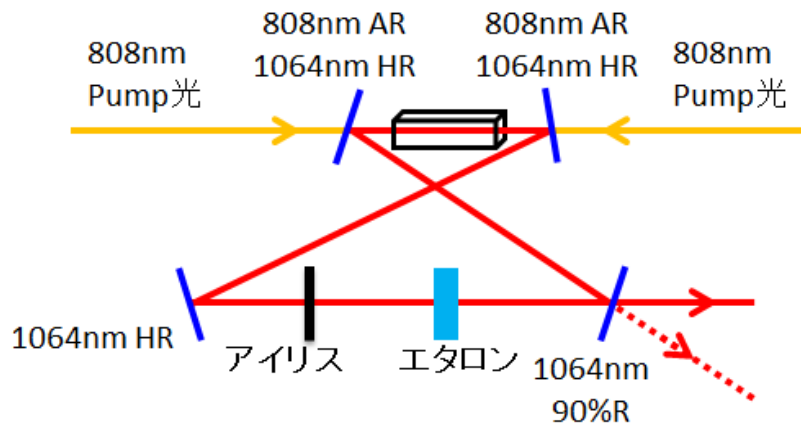


図 3.3 DPSS レーザーの共振器

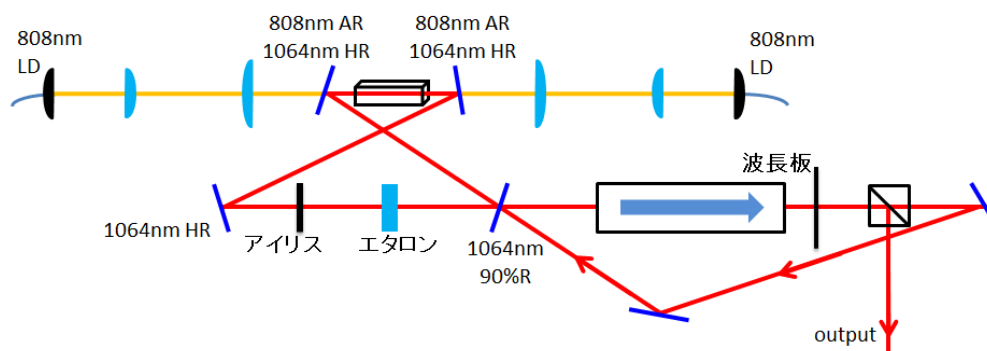


図 3.4 アイソレーターの方法

これはアイソレーターを用いて発振方向を制御する方法が採用されたものである。順方向発振したレーザー光出力の一部を、逆方向発振の場合の出力光に対向するように、共振器右下のミラーを通して共振器内に戻す。この戻し光によって共振器内では、順方向発振の向きに共振器内を光が伝搬するモードが支配的になり、安定的に順方向発振する。アイソレーターを用いる方法にはこの他にも、共振器内にアイソレーターを置いて一方向発振をさせるものがある。この他の方法として、retro reflection と呼ばれるミラーのみを用いる方法がある。図 3.5 のように逆方向発振してくる光をミラーで逆向きに反射させて共振器に戻すことで、共振器内を順方向発振の向きに光が伝搬するモードが支配的になる。

しかし、DPSS レーザーを初めに作った際の研究によると [17]、retro reflection の方法では順方向発振にはなるものの、複数の周波数モードで発振しシングルモードにできなかった。このため、まずはアイソレーターの方法で順方向発振をさせることにした。アイソレーターの方法には、高出力に対応できる高価なアイソレーターが必要な点と、出力の一部を戻し光にするため出力パワーが少し減少してしまう点といった欠点もある。

DPSS レーザーの共振器部分は図 3.6 のように、風や音の影響および温度変化を低減するためアクリル製の箱に入っており、Pump 光はファイバーを用いて End-Pump の方法で結晶に照射される。Pump 用 LD は共振器の入った箱の外で、光学テーブルに固定されている。

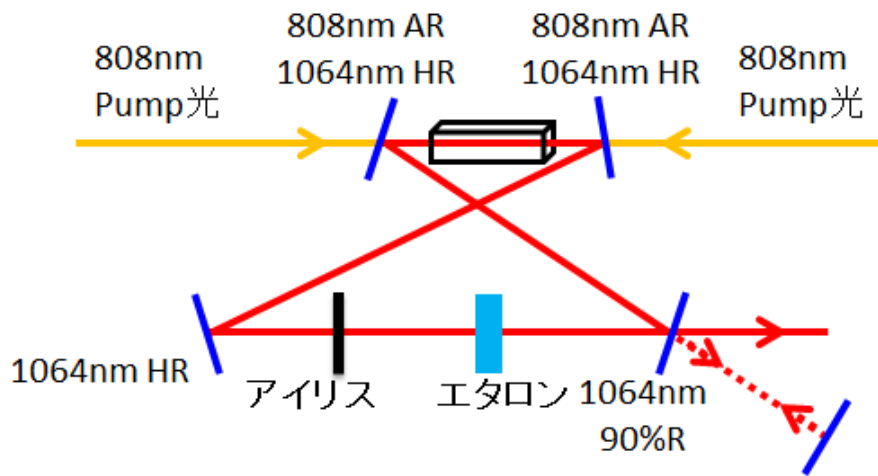


図 3.5 retro reflection の方法

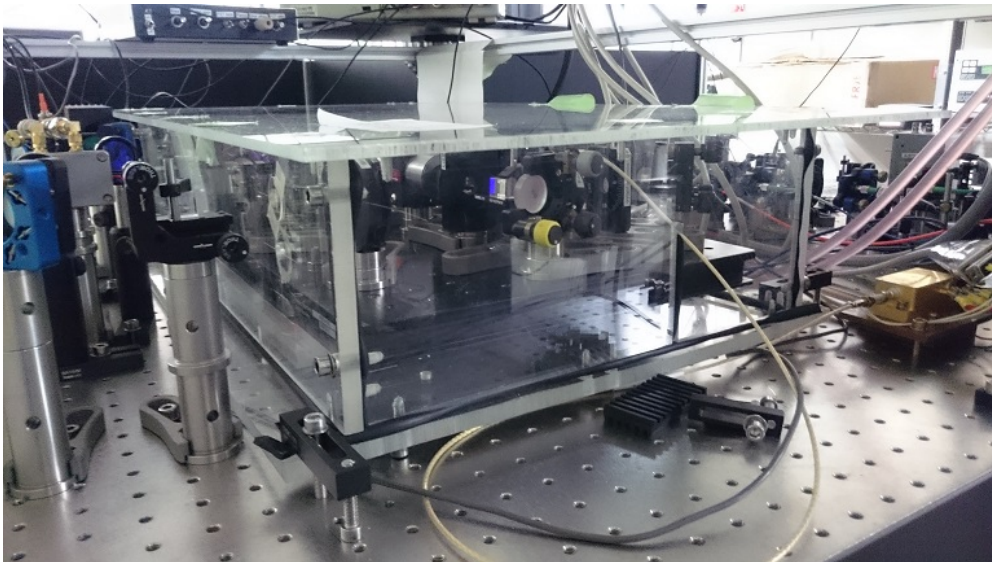


図 3.6 DPSS レーザーを囲うアクリル製の箱

3.2 温度調節

3.1.1 節で一部を記したが、今回使った DPSS レーザーでは温度調節を 5 か所で行っている。温度調節の制御には 5 か所とも Omron E5CN-C2T を組み込んだ装置を使っている (図 3.7)。これは 0.1℃刻みで温度調節が可能な、PID 制御の装置である。Pump LD 2 つ (LD2,LD4) と結晶ホルダーの計 3 か所では冷却による温度調節、エタロンと光学定盤では加熱による温度調節をする。



図 3.7 温度調節用の装置

3.2.1 結晶と LD の温調

結晶ホルダーと Pump LD の冷却による温調は、ペルチェ素子に電流を流すことで行っている。ペルチェ素子に電流を流すと、一方の面からもう一方の面へと熱が移動する。また、ペルチェ素子自体の電力消費による発熱もあるため、ペルチェ素子の発熱側を冷却する必要がある。この冷却のために、M & S Instruments 社製の NESLAB RTE7 低温バスサーキュレーター (図 3.8) を使用する。水冷の設定温度は $20.00(\pm 0.01)^{\circ}\text{C}$ 、サーキュレーター→結晶ホルダー→LD4→LD2→サーキュレーター の順に直列に接続している。



図 3.8 低温バスサーキュレーター

この水冷を怠ると、過熱によるペルチェ素子の破損や、ペルチェ素子によって冷却されるべき部分が十分に冷却されないといった問題が発生する。

一例として実際に発生した現象を挙げる。状況としては、レーザーおよび水冷用サーキュレーターは電源を切った状態で、結晶ホルダーのペルチェ素子による冷却温調の電源が入ったままだったというものである。この時室温 (DPSS レーザーの電源が入っていない時の結晶ホルダーの温度) よりも結晶ホルダーの温調装置で目標の温度として設定されていた温度が低く、冷却のためペルチェ素子に電流が流れていた。すると本来水冷されるべき面は、ペルチェ素子による熱移動や電力消費による発熱で温度が上がっていた。しかし水冷が機能していないため、熱は直接接触している周囲の金属や空気に放出されるのみであった。結果として、ペルチェ素子周辺の光学定盤や結晶ホルダー等の温度上昇を引き起こした。さらにこの温度上昇により、温調装置は結晶ホルダーの温度を下げるためペルチェ素子に電流を流し続けた。こうした悪循環により、この状況が発見された時には、結晶ホルダーおよび光学定盤の温度が 50°C を超えていた。

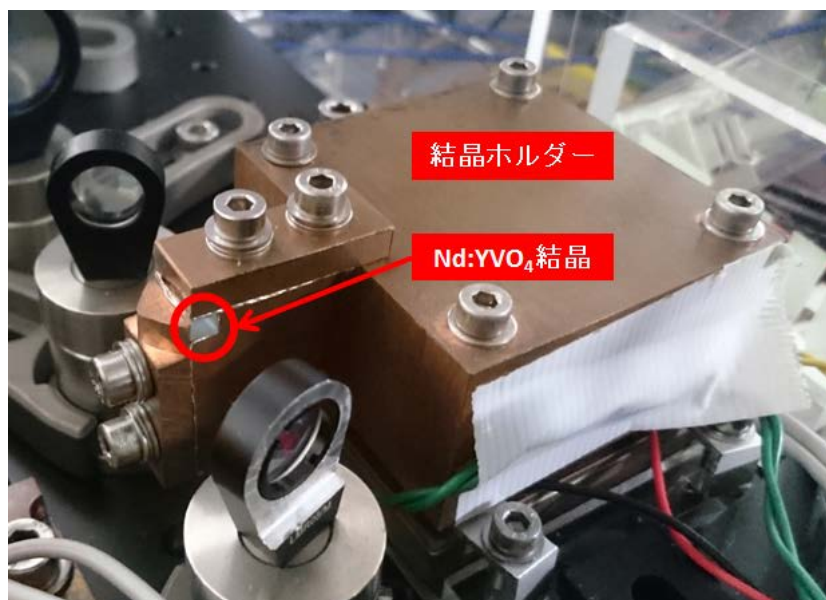


図 3.9 結晶ホルダー

Nd : YVO₄ 結晶について、結晶の固定と効率的な冷却のために図 3.9 のように銅製の結晶ホルダーを用いている。この銅製の結晶ホルダーをペルチェ素子で冷却することで、間接的に Nd : YVO₄ 結晶を冷却することができる (図 3.10)。

Pump LD については図 3.1 のように Pump LD を銅製の板に固定し、ペルチェ素子で銅板を冷却して Pump LD の冷却を行う (図 3.11)。

3.1.1 節にも記した通り、半導体レーザー (LD2,LD4) の発振波長は半導体の温度によって変化する。そのため Pump LD を温調して、Pump 光の波長を Nd : YVO₄ に効率よく吸収される範囲に保つ必要がある。Pump LD はかなり熱くなるため、ペルチェ素子による十分な冷却を行い使用する。

この温調は励起の効率に関わるため、DPSS レーザーの出力にも影響する。LD の温調の詳細は 3.3.1 節で説明する。

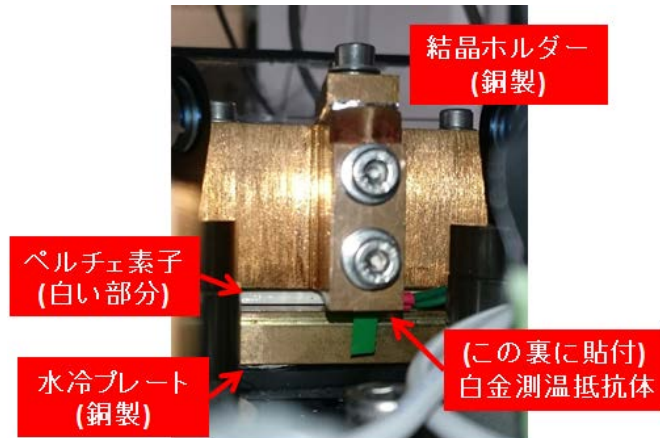


図 3.10 結晶ホルダー前面

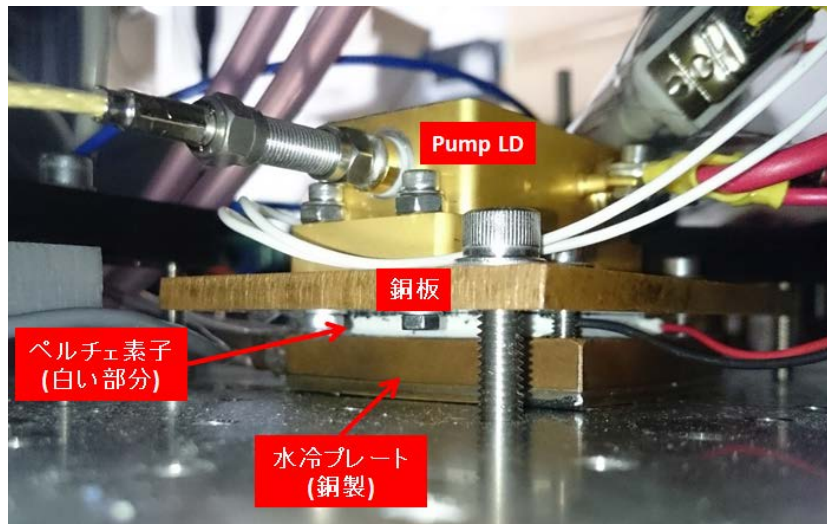


図 3.11 Pump LD の側面

3.2.2 エタロンと光学定盤の温調

エタロンと光学定盤は、ヒーター（抵抗）を用いた加熱による温調をする。これらの部分は温調をしていなくても、DPSS レーザーを発振させていれば温度が上昇する部分である。しかし、DPSS レーザーの電源を入れて、各部分が室温の状態から熱平衡に達するまでにはかなりの時間がかかる。この間、光学定盤の膨張やエタロンの膨張と屈折率の変化などにより、DPSS レーザーの発振周波数が安定しにくい。そのため対策として、あらかじめエタロン及び光学定盤を温めて熱平衡となる温度付近にしておくために温調を用いる。この温度調節は、PID 制御によって一定温度を保つよりも、DPSS レーザーが発振しているときの発熱により熱平衡を保つ状態になるのが理想であり、設定温度は熱平衡時の温度よりわずかに低くしておく。

3.3 高出力化

一連の実験の最終目的は DPSS レーザーの周波数安定化であるが、その前の段階として出力が高く一定であることが必要である。DPSS レーザーを高出力で発振させるための調整を行った。

3.3.1 Pump LD の温調と結晶の吸収

Pump LD の発振周波数は温度に依存するため、LD の過熱を防ぐとともに発振周波数を最適に保つためにも温調を行った。Nd : YVO₄ の吸収曲線は以下である (図 3.12)。

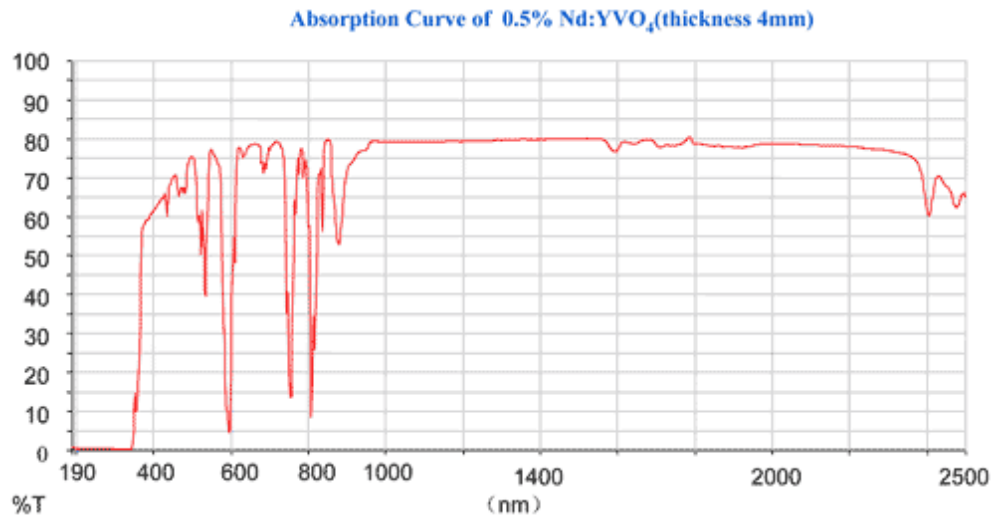


図 3.12 Nd : YVO₄ の吸収曲線 [23] より引用

図 3.12 からわかるように 808 nm 付近に比較的広い吸収がある。この吸収に合致するように Pump LD の周波数を保つことができれば、効率よく Nd³⁺ を励起して DPSS レーザーを高出力で発振させることができる。

そこで、各 LD の発振周波数の温度依存性を測定したところ以下ようになった。

図 3.13・図 3.14 中の赤色で示した点のように、LD2 の温調は 25.4 °C、LD4 の温調は 27.7 °C、に設定すれば、Pump LD の発振波長は 808 nm 付近でピークとなる。また、0.1 °C 単位の温度変化に対しては発振波長の変化も大きくない。そのため Pump LD の温度調節は、現在用いている 0.1 °C 刻みの PID 制御で十分であるといえる。

3.3.2 共振器のアライメント

レーザーの発振にもっとも重要になるのが共振器のアライメントである。このアライメントが不十分な場合、DPSS レーザーの出力が低下するだけでなく、全く発振しないこともありえる。詳しいアライメントの方法は付録 (参照) で記すが、共振器のアライメントのために微調整するのは、図 3.15 の下 2 つのミラーである。このときアイリスやエタロンは不要なので外しておくとおアライメントがしやすい。アライ

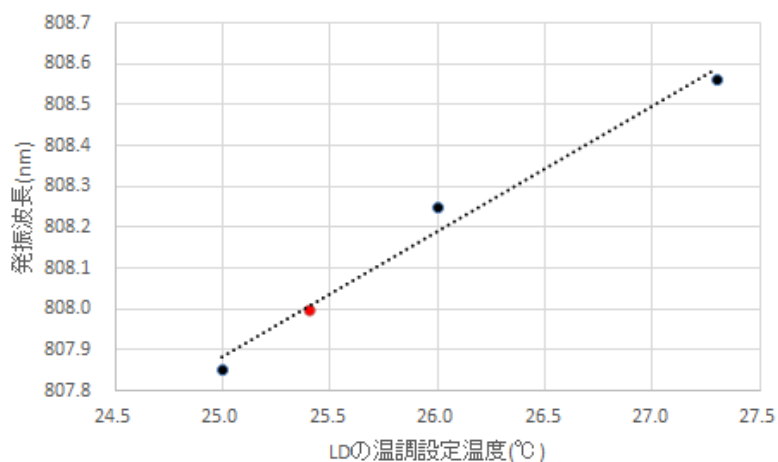


図 3.13 LD2 の発振波長のピーク

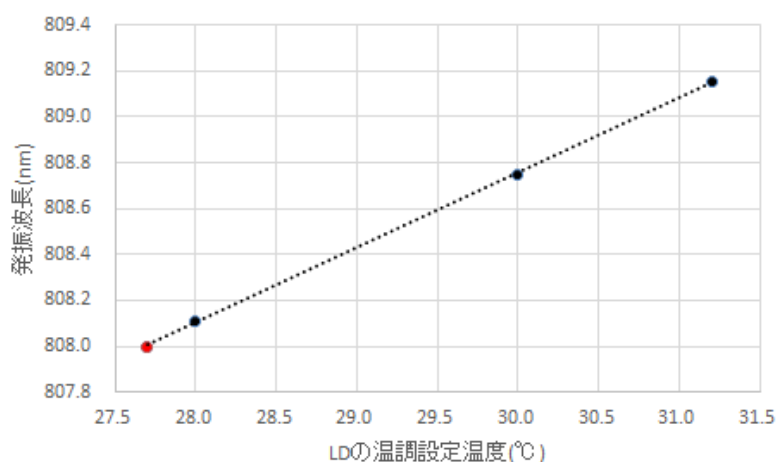


図 3.14 LD4 の発振波長のピーク

メントにより DPSS レーザーが発振するようになったら、パワーメーターで出力を確認しながらさらに微調整し、出力が最大となるミラーの角度を探す。その後、順方向発振のみが起こるように戻し光をアライメントする。この時は図 3.4 の右下二つのミラーを調整する。最後は再びパワーメーターを見ながら戻し光の最適な光路を決める。

以上のようにして、順方向発振のパワーが最大になるように共振器のアライメントができる。アイソレーターの部分でのパワーの最適化については、結晶の光学異方性からこの DPSS レーザーは水平方向の偏光で発振していることがわかっているため、水平方向の偏光の光が最大限透過するようにあらかじめ調整しておく。共振器のアライメントが終わったら、シングルモード発振に必要なアイリスとエタロンを設置する。

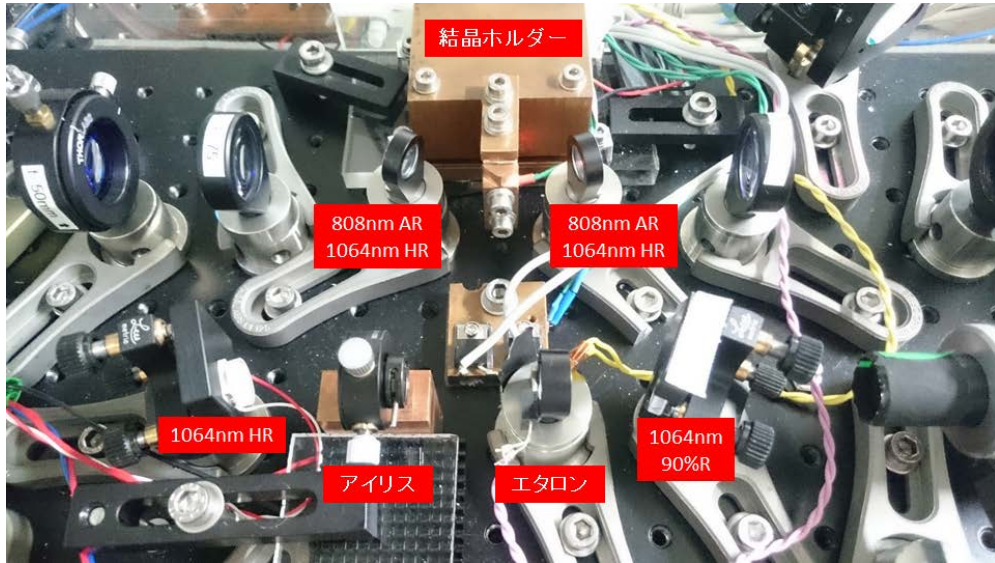


図 3.15 実際の DPSS レーザーの共振器部分

3.3.3 Pump 光の照射位置の調整

共振器のアライメントで安定なレーザー発振は可能になっているはずだが、まだパワーに影響する部分がある。それは結晶のどの部分に左右からの Pump 光が当たっているかという点である (図 3.16)。図 2.3 から分かるように、End-Pump の方法では、Nd : YVO₄ 中でレーザー発振が起こる部分と Pump 光が当たっている部分の重なりが大きいほど、効率的に Nd³⁺ を励起し発振させることができる。

レーザーの発振が起こる部分は共振器のアライメントと Pump 光が結晶に照射されている場所が決まる。図 3.4 の Pump 光が通っている 4 つのレンズのうち、Pump LD の出力ファイバーに近い左右 2 つのレンズは Pump 光の光路に対して上下左右に微調節でき、Nd : YVO₄ 結晶のどこに Pump 光が当たるか調整できる (図 3.17)。パワーメーターを見ながらこの調整を行うことで、Pump 光による励起の効率を上げて発振パワーをさらに高めることができる。

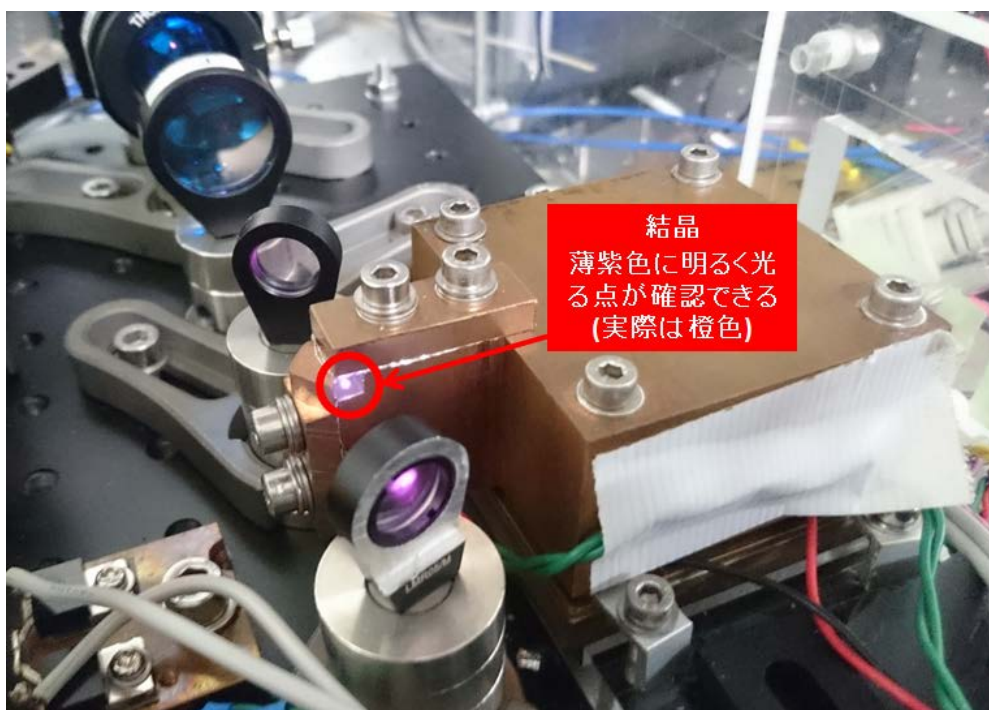


図 3.16 Pump 光による結晶端面の蛍光スポット 肉眼で確認でき橙色に光る
(カメラが赤外線に反応して紫に写っている)



図 3.17 微調可能レンズホルダー 上と横のねじを回してレンズを微動させることができる

3.4 Injection locking による周波数安定化

前節までで高出力な DPSS レーザーを得ることができたので、ここからは Injection locking による線幅の狭窄化を目指す。2.2.2 節で述べたように、PDH 法によって DPSS レーザーの Cavity 長を制御し、DPSS レーザーの発振周波数を master レーザーの周波数付近に保つことによって Injection lock を行い、DPSS レーザーを master レーザーの線幅で発振させることが目的である。セットアップの概略は、基本的には図 3.18 のようになる。赤線はレーザー光、青線は電気信号を表している。

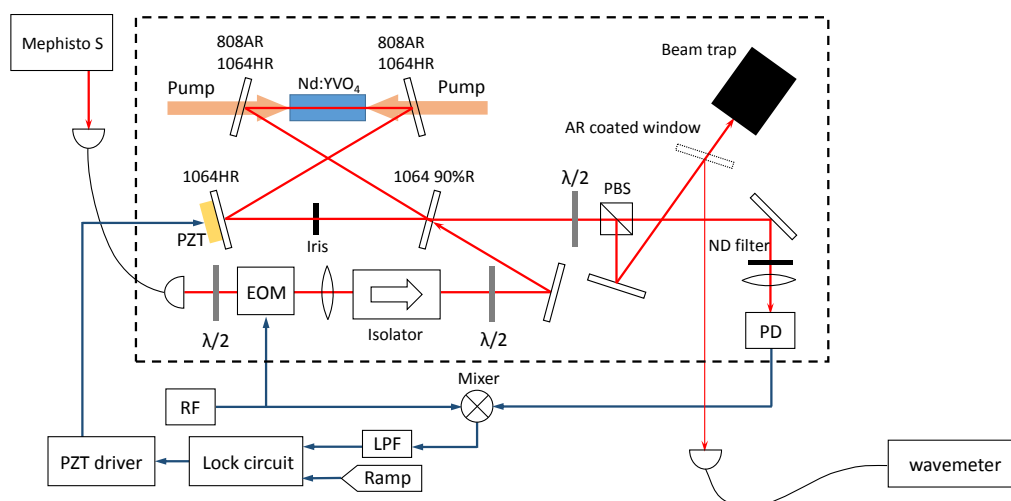


図 3.18 Injection locking のためのセットアップ

master レーザーとして用いる光源は、線幅が狭く周波数が調節可能であることが望ましいため、本研究では INNOLIGHT 社の Mephisto S を用いた。この光源は、線幅が 1 kHz 未満、出力が 150 mW 程度であり、400 GHz 程度の幅で連続的に周波数を調節することができる。

EOM に入力する RF source にはファンクションジェネレータ (DS345) を使い、変調周波数は 15 MHz とした。アイソレーターは、DPSS レーザーが逆方向に発振した場合にファイバーや master レーザーが破損することを防いでいる。EOM の後のレンズと波長板は、master レーザーと DPSS レーザーのビーム形状および偏光を合わせる (モードマッチング) ためのものであり、詳しくは 3.4.1 節で述べる。Cavity から出てくる光を検出するための PD には、フォトダイオードの電流をそのまま電圧に変換する DC 出力と、DC 成分をカットして AC 成分だけを 20 倍に増幅する AC 出力がある。AC 出力を Error signal の生成に、DC 出力をパワーの変化の測定に用いた。ロック回路は、Error signal の他に三角波を外部から入力できるように作られており、三角波で Cavity 長を変化させて周波数をスキャンし、Error signal をオシロスコープで確認しながら Cavity を Lock することができる。また周波数の安定性を見るため、DPSS レーザーの出力のうち、ごく一部の光を Anti-Reflection (AR) coated window で反射させて取り出し、波長計で周波数を測定できるようにした。この window の反射率は、波長 1064 nm の光に対して

1% 程度である。

3.4.1 モードマッチング

2.2.1 節で見たように、ロックできる周波数幅を表す locking range は式 (2.12) で与えられる。ただし、この式は master レーザーと slave レーザーのビーム形状および偏光が 100% 一致している場合を表しており、実際にはカップリング効率に応じて locking range が狭くなる。したがって、安定した Injection locking を行うためにはなるべく 2 つのレーザーのモードを一致させることが重要である。

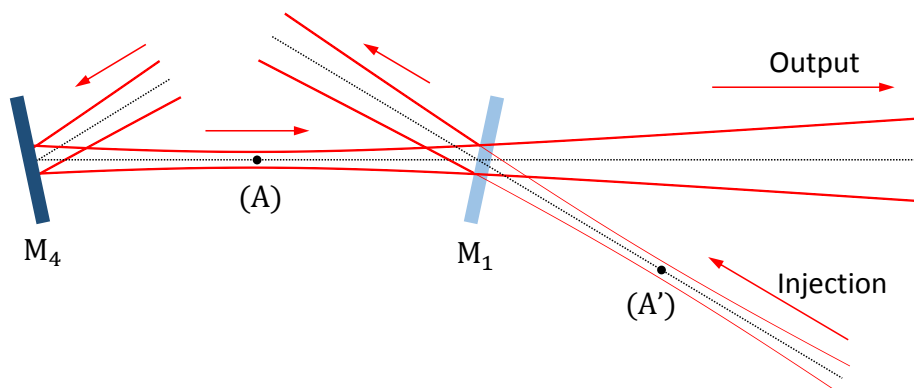


図 3.19 master レーザーと slave レーザーのモードマッチング

Cavity 内のビーム形状

Cavity 内のビーム形状を考える。図 3.19 は、Bow-tie cavity の下側の 2 つのミラー M_1 , M_4 と、Cavity 内部のビーム形状を模式的に表したものである。ビームの形状はビームウエストの大きさとその位置を決めれば一意に定まるので、DPSS レーザーのウエスト径および位置を考える必要がある。

まず、ウエストの位置は図の (A) の位置になる。これは Nd:YVO₄ 結晶の熱レンズ効果がレンズの役割を果たし、Cavity 内を周回する光が結晶の反対側で焦点を結ぶためである。

ビーム径 w_0 は熱レンズ効果の焦点距離 f に応じて変化する。先行研究 [17] を参考にすると、Pump 光に 25 A の電流を流したとき $f \sim 180$ mm 程度であると見積もることができ、このときのビームウエスト径は $w_0 \sim 250 \mu\text{m}$ となる。

master レーザーと slave レーザーのビーム形状を一致させるためには、ミラー M_1 に関して (A) と対称な (A') の位置で master レーザーの光が焦点を結び、そのときのビーム径が w_0 となるように、fiber coupler やレンズの位置、レンズの焦点距離などを調節すれば良い。

master レーザーのビームパラメータの測定

モードマッチングのためのレンズの焦点距離や位置を決定するため、Mephisto S のビーム半径をビームプロファイラーで測定し、ビームウエストの位置 z_0 およびウエストでのビーム半径 w_0 を求めた。図 3.20 は測定結果である。

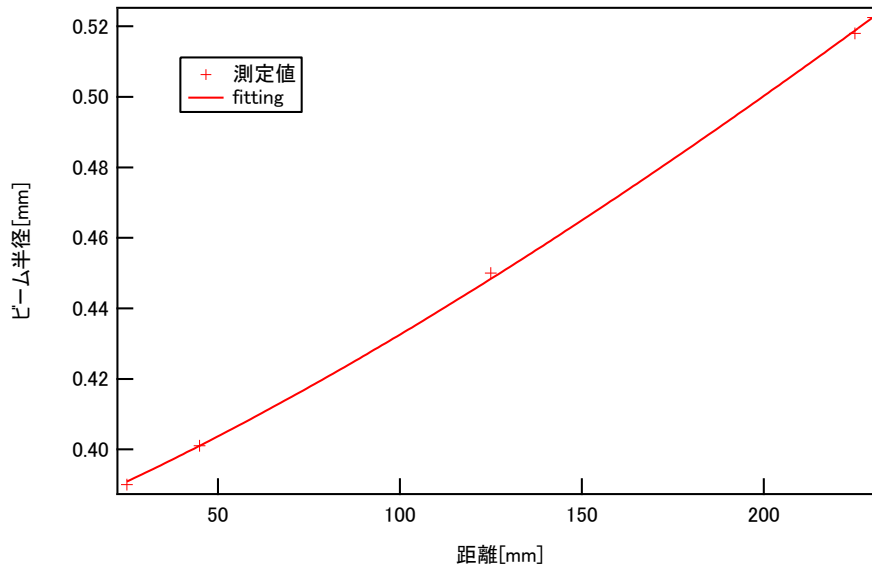


図 3.20 Mephisto S のビームパラメータの測定

横軸は fiber coupler からの距離、縦軸はビーム半径である。実線は

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R} \right)^2} \quad (3.1)$$

$$= w_0 \sqrt{1 + \left\{ \frac{(z - z_0)\lambda}{\pi w_0^2 n} \right\}^2} \quad (3.2)$$

による fitting であり、 $z_0 = -168$ mm, $w_0 = 0.34$ mm という結果になった。ここから、 z の位置におけるビームパラメータ $q(z)$ は、

$$q(z) = (z - z_0) + i \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad (3.3)$$

$$= (z + 168) + 341 i \quad (3.4)$$

と求まる。この結果をもとにして、レンズを通過した後のビームパラメータを ABCD 行列法によって計算し、適切なレンズの位置と焦点距離を決定した。^{*1}

Error signal の観測

まず、master レーザーを Cavity に入射した状態で PZT を 10 Hz の三角波で振り、オシロスコープで Error signal を観測した。図 3.21、図 3.22、図 3.23 は Pump 光を照射しない場合の信号であり、CH2 が

^{*1} 実際にはレンズの焦点距離は自由に選べないので、まず使うレンズを決め、焦点の位置が一致するようにレンズの位置を決定した。図 3.18 のセットアップでは $f = 300$ mm のレンズを選んでおり、coupler から焦点までの距離を 370 mm, coupler からレンズまでの距離を 97 mm としている。このとき焦点におけるビーム半径は $300 \mu\text{m}$ 程度であり、これは Pump LD の電流値が 18 A の場合に相当する。

PZT の電圧、CH3 が Error signal、CH4 が PD の DC 信号である。なお、PD の信号が低いほど光の強度が強いことを表している。

図 3.21 は Mixer の後に入れる LPF として Mini-Circuits 社の BLP-5+ ($f_c = 5 \text{ MHz}$) を用いた場合の信号であるが、Error signal は非常に小さく、ノイズに埋もれてほとんど見えていない。そこで、 $R = 1 \text{ k}\Omega$, $C = 0.1 \mu\text{F}$ からなる $f_c = 1.6 \text{ kHz}$ の RC フィルタを自作して用いたところ、図 3.22 のような信号が得られた。さらに、PD-Mixer 間と RF-Mixer 間の相対的なケーブル長を変えることで位相を調節し、共鳴点で Error signal の傾きが大きくなるように調整した結果が図 3.23 である。このとき得られた信号の振幅は 4 mV 程度であった。

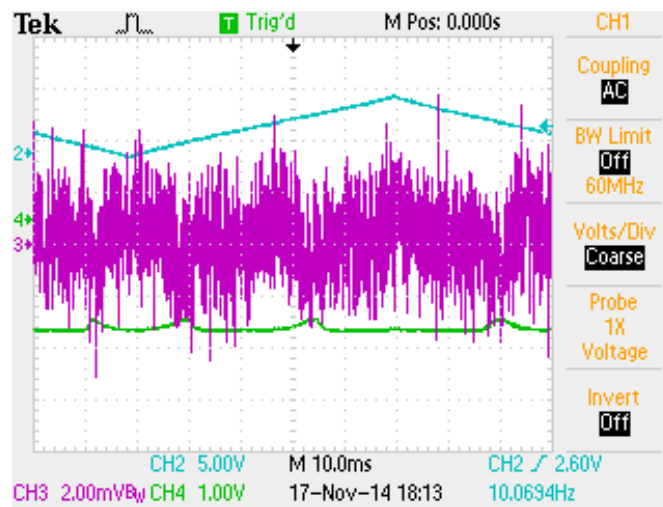


図 3.21 Pump 光なし、LPF:BLP-5+ ($f_c = 5 \text{ MHz}$)

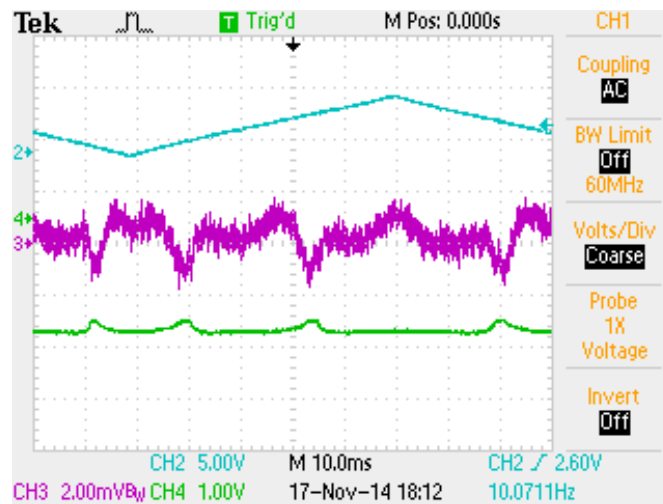


図 3.22 Pump 光なし、LPF:自作 ($f_c = 1.6 \text{ kHz}$)

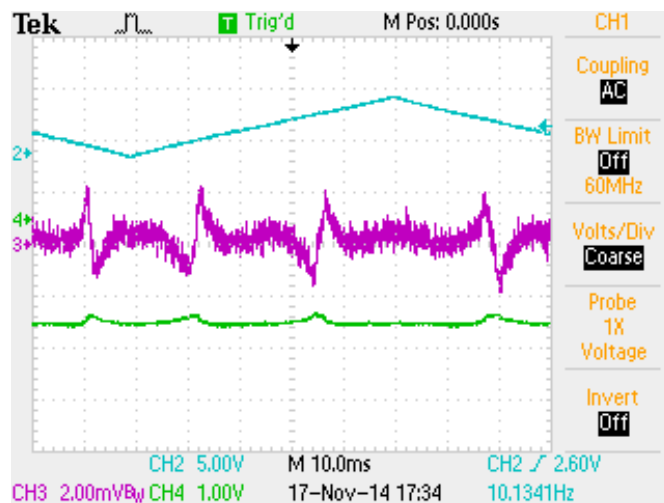


図 3.23 Pump 光なし、LPF:自作 ($f_c = 1.6$ kHz)、位相を調節

3.4.2 両方向発振によるノイズ

3.1.2 節で既に述べたように、発振方向を制限しない DPSS レーザーは両方向に発振するが、Injection を行うことによって順方向のゲインが逆方向よりも大きくなり、順方向発振のみ残ることが期待される。しかし実際には、DPSS レーザーが両方向に発振している状態では出力の強度が大きく振動し、Error signal にノイズが乗るため Lock が難しくなる。

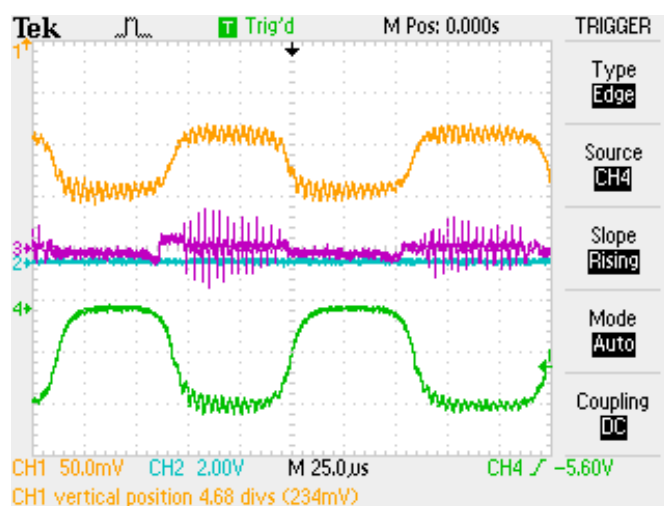


図 3.24 順方向発振と逆方向発振

図 3.24 は、Pump LD にそれぞれ 12 A を流して DPSS レーザーを発振させ、順方向の出力と逆方向の漏れ光の強度変化を PD で測定した結果である。CH1 が逆方向の漏れ光、CH4 が順方向の光であり、 $100 \mu\text{s}$ ほどの周期で発振方向が交互に入れ替わる様子が見て取れる。CH3 は PD の AC 信号が Mixer と LPF を通過した後の信号であり、Error signal に対するノイズである。順方向発振が強くなるのと同じタ

イミングで、振幅が 10 mV 程度、周波数が 300 kHz 程度のノイズとなって現れている。前節で得られた Error signal は振幅が 4 mV 程度しかないため、このままではノイズが大きく Lock できない。

Error signal が小さいという点に関しては、EOM 用の共振回路を製作することによって大きく改善し、数 10 から数 100 mV の signal が得られるようになった。詳しくは付録 A.3 で述べる。以降の実験では、共振周波数である 10.43 MHz を変調周波数としている。

両方向発振によるノイズを取り除くには、発振そのものを抑える方法や、発振方向を制限する方法が考えられる。次の 3.4.3 節から 3.4.5 節では、ノイズを低減して Injection lock を行うために試した 3 種類の方法と、その結果について述べる。

3.4.3 Iris を利用する方法

DPSS レーザーの Cavity 内には、横モードを制限するための Iris が置かれている。横モードの 1 つに注目したとき、Iris を絞ることによってそのモードの一部分を次第に遮っていくと、あるところで Cavity1 周のゲインが 1 に満たなくなり、そのモードは発振しなくなる。最もビーム径が小さく中心に集中しているモードは TEM₀₀ であるから、Iris の径を適切なサイズにまで絞れば、TEM₀₀ のみを残すことができるわけである。ここからさらに Iris を絞っていくと、やがて TEM₀₀ の発振も止まる。

一方、Cavity の外から光を入射したとき、出てくる光の強度は式 (2.21) の絶対値の 2 乗で表される。共鳴、すなわち $\delta = 0$ においては、次式のようなになる。

$$I_{out} \propto \left(\sqrt{R_1} - \frac{T_1 \sqrt{R_2 R_3 R_4 G}}{1 - \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4 G}} \right)^2 I_{in} \quad (3.5)$$

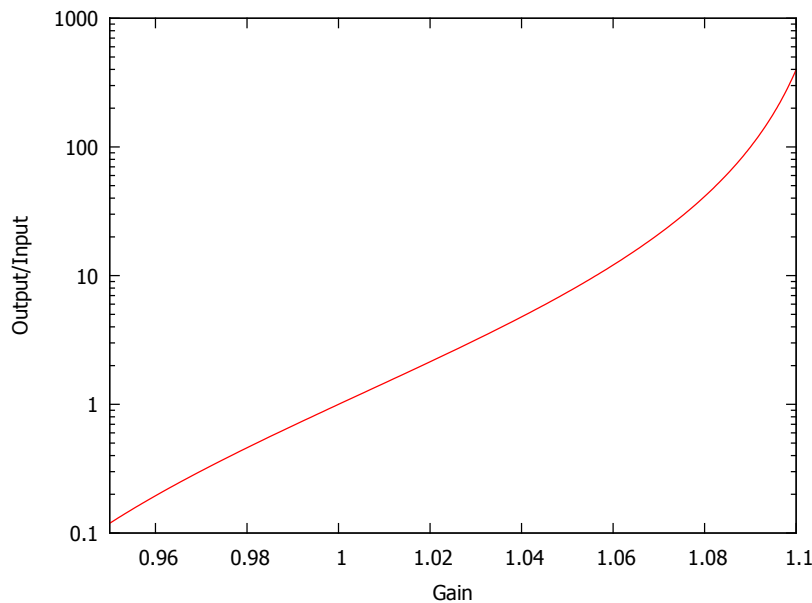


図 3.25 共鳴における Cavity の増幅率

G を横軸にとり、 $R_1 = 0.9$, $R_2 = R_3 = R_4 = 1$ として式 (3.5) をプロットすれば図 3.25 のようになる。DPSS レーザーが発振するのは $G = 1/R_1$ のときであり、このとき式 (3.5) は無限大に発散する。図

3.25 を見ればわかるように、 $1 < G < 1/R_1$ のときには、Cavity に共鳴する光を外から入射すると増幅される。

つまり、Iris を調節し、TEM₀₀ に対するゲインを $1 < G < 1/R_1$ の範囲内に収めることができれば、DPSS レーザーを発振させずに master レーザーを増幅することができると考えられる。まず Iris を開いた状態で Pump 光を照射してから徐々に Iris を閉じていき、一度起こった発振がちょうど止まる状態にもっていくことによって、master レーザーの光を増幅できるかどうか試みた。図 3.26 は、Pump LD の電流値を 12 A とし、PZT を三角波で振ったときの DC 信号と Error signal である。CH2 は PZT の電圧、CH3 は Error signal、CH4 は PD の DC 信号を示している。

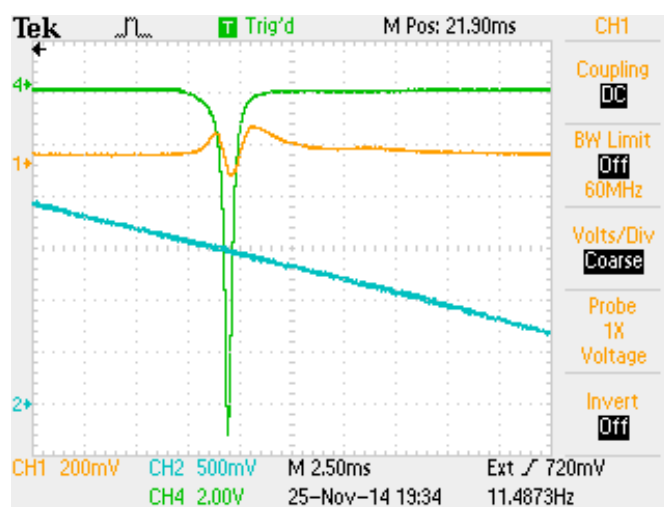


図 3.26 Iris を絞る方法による Error signal と PD の DC 信号

DC 信号を見ると、Cavity から出てきた光の強度が共鳴付近で急に大きくなっていることがわかる。非共鳴時に観測される光の強度は入射光の強度と同じと考えられるので、共鳴時に Cavity から出てくる光は入射光の 50 倍以上に増幅されていることになる。

Error signal は、期待される波形 (図 2.10 や図 2.11) と比べて歪な形をしていたが、信号が 0 を横切る点は共鳴の位置とほぼ一致していた。横軸は周波数に対応しているから、Cavity に共鳴する光の周波数と外から入れた master レーザーの周波数が一致していることを示している。

Iris を絞る方法によって master レーザーを増幅できることが確かめられたので、Pump LD の電流値を 12 A に設定した状態で Cavity の Lock を行った。このときの様子を図 3.27 に示す。

Error signal や PZT、DC 信号が安定しており、Lock に成功している。しかし電流を 12.7 A まで上げると DPSS レーザーが発振し始め、DC 信号や周波数が不安定になった。これは電流値を上げたことによって結晶によるゲインが大きくなったためであると考えられる。

3.4.4 retro-reflection の方法

Iris を用いる方法では、Pump 光のパワーを変えると結晶のゲインが変化してしまうため、master レーザーの光を安定して増幅することができなかった。そこで、3.1.2 節で挙げたアイソレーターの方法や

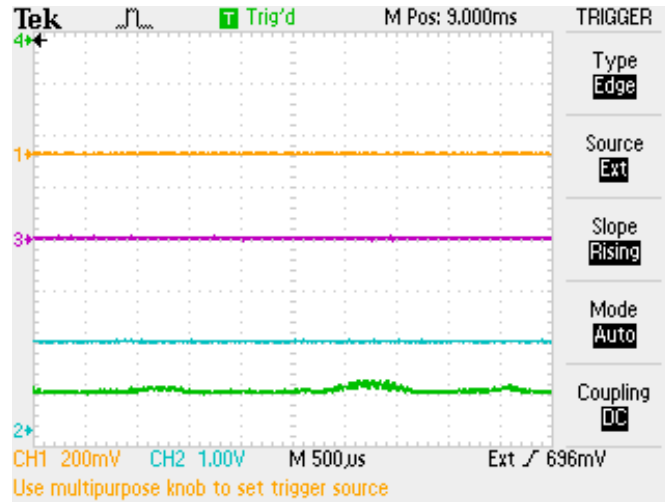


図 3.27 Iris を絞る方法による Lock

retro-reflection の方法を利用し、発振方向を制限することによるノイズの低減を目指した。ここでは retro-reflection の方法について述べる。セットアップは図 3.28 の通りである。

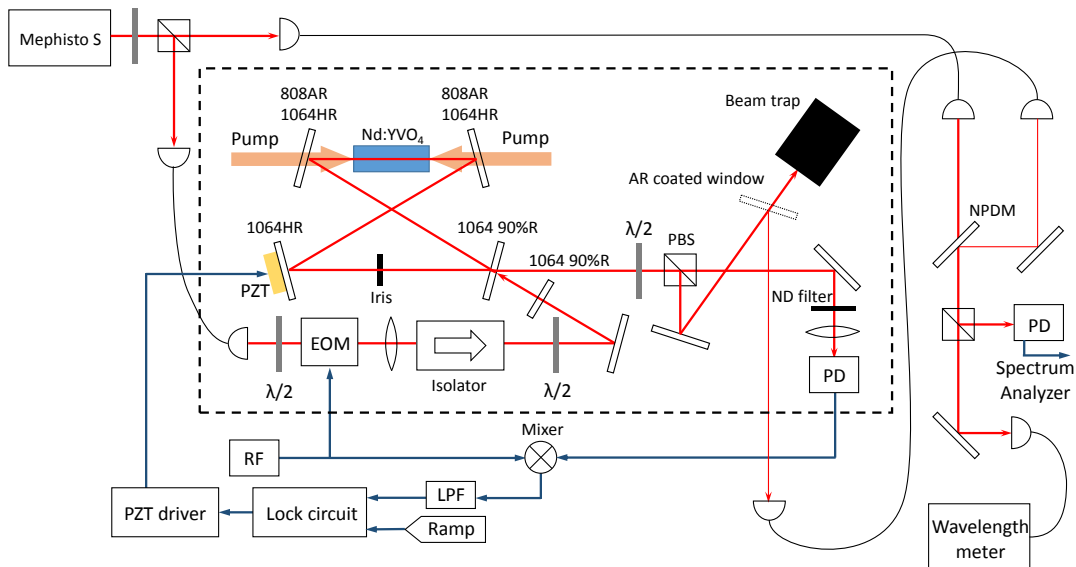


図 3.28 retro-reflection の方法のセットアップ

図 3.18 との違いは、Cavity の右下のミラー (1064 nm, 90% 反射) の手前に、逆方向の光を Cavity に打ち返すためのミラーを配置した点である。アライメントの調整は、このミラーのさらに手前側にパワーメーターを置き、透過光のパワーが最小になるようにミラーの角度を変えることによって行った。

また、RF を出力するためのファンクションジェネレータを、位相を調節可能な DG4062 に変更している。

さらに、DPSS レーザーと master レーザーのビート信号を観測するため、図の右側の光学系を追加し

た。NPDM と書かれているミラーは無偏光ダイクロイックミラーである。ここで使っているミラーは本来 809 nm~910 nm の光を選択的に反射するためのものであるが、1064 nm の光に対しては $T_p \sim 80\%$, $T_s \sim 30\%$ となっており、また図の左上の面は AR コートになっているため、ここでは DPSS レーザーのビームと master レーザーのビームを重ねるためのビームスプリッターとして利用している。重ねたビームを PD で検出し、スペクトラムアナライザーでビートを観測した。

retro-reflection の方法を用いて DPSS レーザーを順方向発振させれば、パワーが安定してノイズが小さくなり、Lock をかけやすくなることが期待される。

retro-reflection の欠点としては、master レーザーの光がミラーを通過してから Cavity へと入射するため、Iris の方法と比べて Injection のパワーが小さくなる点が挙げられる。このため、Error signal 自体が小さくなることや、locking range が狭くなることが想定される。

図 3.29 は PZT を三角波で振ったときの Error signal と PD の DC 信号の一例である。CH3 が Error signal、CH4 が DC 信号を表している。



図 3.29 retro-reflection の Error signal および DC 信号

DC 信号を見ると、3.4.2 節で見たような両方向発振によるノイズを防ぐことができていることがわかる。その代わりに、共鳴付近とその両側に特徴的なノイズが見られた。図の中心付近には大きなノイズのピークが 2 つあり、おおよそ左右対称にノイズが存在している。Iris の方法ではこのノイズは見られなかったことや、中心の大きなノイズから少し離れた左右に小さなノイズがあることから考えると、このノイズは DPSS レーザーと増幅された master レーザーのビート信号であると推測される。

DPSS レーザーの周波数が master レーザーの周波数に近づいていくとき、Cavity は master レーザーの共鳴に近づき、次第に master レーザーが増幅されるようになる。ビート信号の強度はそれぞれの光の電場振幅に比例するので、共鳴に近づくにつれてビート信号は大きくなる。しかし Injection locking が起こり、DPSS レーザーが master レーザーと同一の周波数で発振しているときにはビート信号は見えないはずである。したがって、PZT を振ったときには、図 3.30 に示すような波形が観察できると予想される。図 3.29 を見ると、中心付近のノイズの波形は確かに図 3.30 に近い形になっていることがわかる。

中心の大きいノイズが master レーザーと DPSS レーザーのビート信号であるならば、両側の小さい

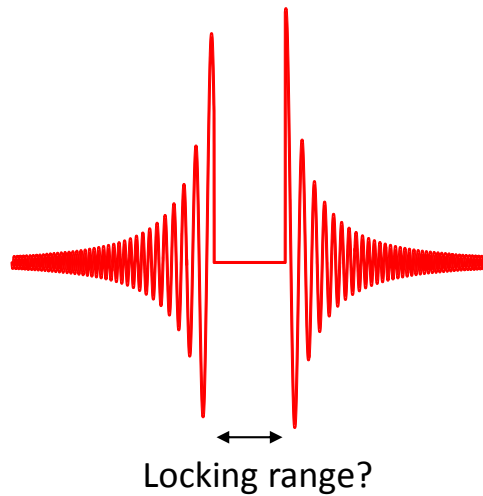


図 3.30 ビートの波形

ノイズは master レーザーの sideband と DPSS レーザーのビート信号であると考えられる。搬送波と sideband は変調周波数 ω_1 だけ離れているから、大きなノイズの中心と小さなノイズの中心の間隔は ω_1 に相当する。ところで、先程述べたように、中心の大きいノイズに挟まれたノイズのない部分は Injection locking が起こっている場所であるから、この長さは locking range に相当する。この長さを大小のノイズ間隔と比較することで、locking range をある程度見積もることができると考えられる。

図 3.29 の場合を見てみると、中心のノイズのない部分の時間は約 0.12 ms, 外側の小さいノイズの間隔は約 7.4 ms であるから、locking range は、

$$\Delta f_{lock} \sim \frac{0.12 \text{ ms}}{7.4 \text{ ms}} \times (10.43 \text{ MHz} \times 2) = 0.34 \text{ MHz} \quad (3.6)$$

程度であると見積もることができる。

図 3.29 に戻って CH3 の Error signal を見ると、波形は Iris の方法の時と同様に歪である。また、振幅は Iris の方法よりも小さく、数 10 mV 程度であった。このときの master レーザーのパワーはアイソレーターの前で 40 mW 程度であったが、retro-reflection のミラーと Cavity の右下のミラーの反射率がそれぞれ 90% であるため、Cavity には 0.4 mW の光しか入っていないためであると考えられる。

そこで、Injection のパワーを変化させられるように光学系を一部変更した。変更点は図 3.31 の通りである。逆方向の光を Cavity に打ち返す部分に PBS と波長板を用いることで、打ち返しと Injection の比率を変えられるようにした。

図 3.32 のように、DPSS レーザーの偏光と master レーザーの偏光が x 軸方向であるとして、 $\lambda/2$ 波長板の軸を $\theta/2$ だけ傾けたとする。retro-reflection によって Cavity に打ち返される光や、Injection として Cavity に入射する master レーザーの光は、PBS や波長板を通過することによってパワーや偏光が変化する。重要なのは、DPSS レーザーの偏光方向である x 成分のパワーである。逆方向の光のパワーを P , 打ち返された光の x 成分のパワーを P_x , PBS を通る前の master レーザーのパワーを P' , Cavity に入る直前の master レーザーの x 成分のパワーを P'_x としたときの、retro-reflection の実効的なパワー

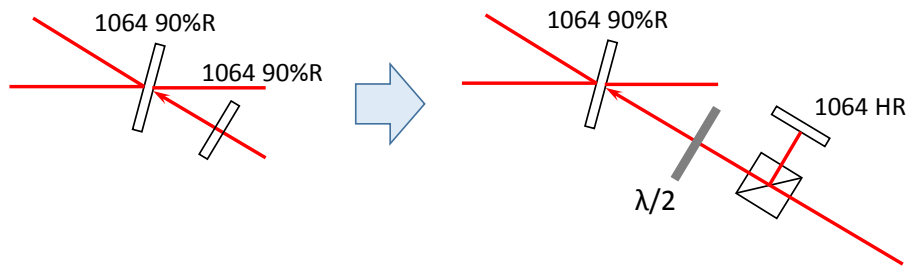


図 3.31 光学系の変更

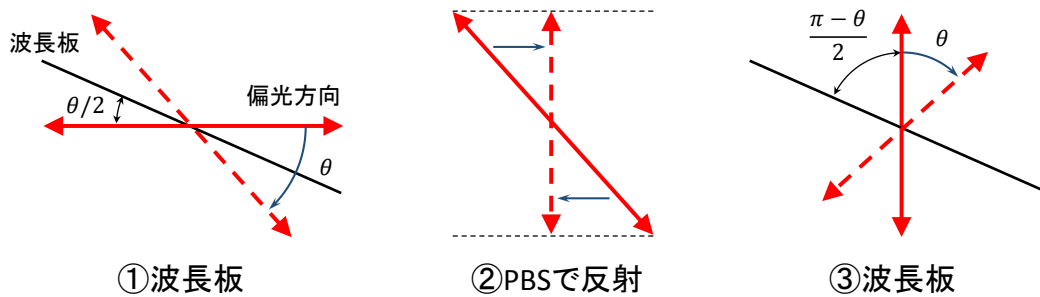


図 3.32 偏光の回転

の割合 $F = P_x/P$ と Injection の実効的なパワーの割合 $F' = P'_x/P'$ を考える。Cavity からの逆方向の光は、波長板→PBS で反射→ミラーで反射→PBS で反射→波長板の順に通過し、Cavity へと戻る。1 回目の波長板で偏光が θ だけ回転するため、1 回目の PBS で反射されたときにパワーは $(\sin \theta)^2$ 倍になる。最後に 2 回目の波長板で偏光が回転し、 x 軸方向のパワーの割合は $(\sin \theta)^2$ になるから、結局 retro-reflection の実効的なパワーの割合は $F = (\sin \theta)^4$ となる。一方で Injection の光は、PBS を透過した後に 1 回だけ波長板を通るから、偏光が θ 回転して、 x 軸方向のパワーは $(\cos \theta)^2$ 倍となる。つまり、波長板を回して θ を変化させ、retro-reflection の実効的なパワーの割合 $F = (\sin \theta)^4$ を小さくすることにより、Injection の実効的なパワーの割合 $F' = (\cos \theta)^2$ を大きくすることができるはずである。

しかし実際には、retro-reflection の方法で一方向発振させるためには逆方向の光の大部分を打ち返す必要があり、打ち返しの割合を少し下げただけで逆方向発振し始めることがわかった。このとき、逆方向発振を抑えられる範囲は、波長板の角度にして 30° 程度であった。retro-reflection の実効的な割合が最大になる $\theta = 90^\circ$ から波長板を 15° 回したとき、Injection の実効的な割合は $(\cos 75^\circ)^2 = 0.067$ となるから、ミラーの裏から Injection 光を入れるという以前の方法と比べてパワーは弱くなっている。ただ、以前の方法では打ち返しのミラーそのものが Cavity となって Injection に悪影響を与える可能性があったため、Injection パワーの向上は 3.4.5 節のアイソレーターの方法に譲ることにして、ここでは PBS を用いる方法で Injection lock を試すことにした。

図 3.33 は Pump 光を 12A にして Lock した時の様子であり、CH1 が DC 信号、CH2 が PZT 電圧、CH3 が Error signal である。Error signal と PZT が 150 Hz 程度で振動しており、同じ周期で DC 信号

にも変化が見られた。

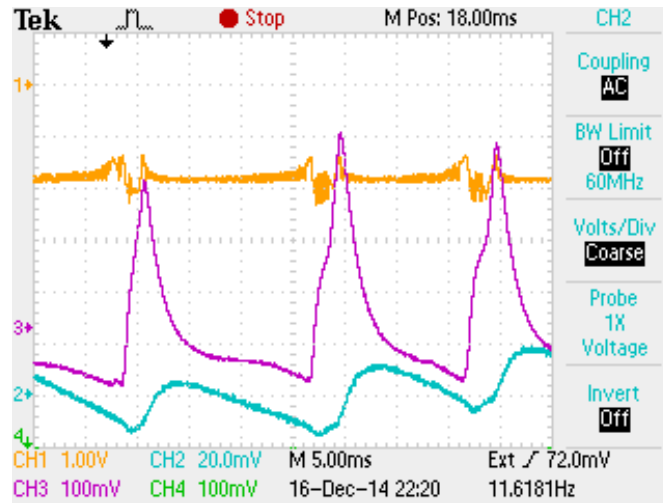


図 3.33 ロック時の信号

図 3.34 は時間軸を拡大して Error signal と DC 信号を見た様子である。DC 信号にはノイズが乗っているが、Error signal の符号が負から正に変化するときにノイズがなくなっており、この場所で Injection locking が起こっていると考えられる。

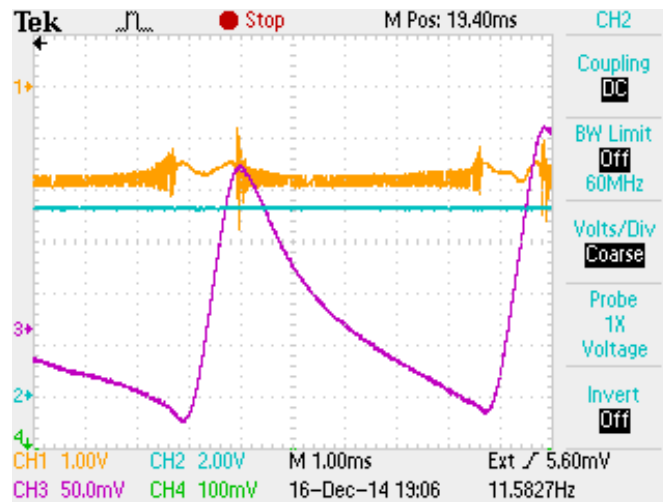


図 3.34 ロック時の信号

また、master レーザーと DPSS レーザーのビート信号をスペクトラムアナライザーで観測すると、0Hz から数 MHz くらいの範囲で激しく揺れ動く様子が確認できた。以上の結果は、Lock のためのフィードバックがうまくいかず、locking range を超える範囲で DPSS レーザーの周波数が振動していることを示している。^{*2}

^{*2} フィードバックのゲインを大きくしたところ、Error signal の振幅は小さくなったものの PZT の振幅は大きくなり、結果としてビート周波数の揺れる幅は大きくなった。ここから、フィードバックのどこかに大きな遅れが存在するために、150Hz

3.4.5 アイソレーターの方法

ここではアイソレーターの方法を利用した Injection locking について述べる。アイソレーターの方法のセットアップを図 3.35、図 3.36 に示す。図 3.35 は DPSS レーザーおよび Injection locking のための光学系であり、図 3.36 は Lock の様子を観察するための光学系である。

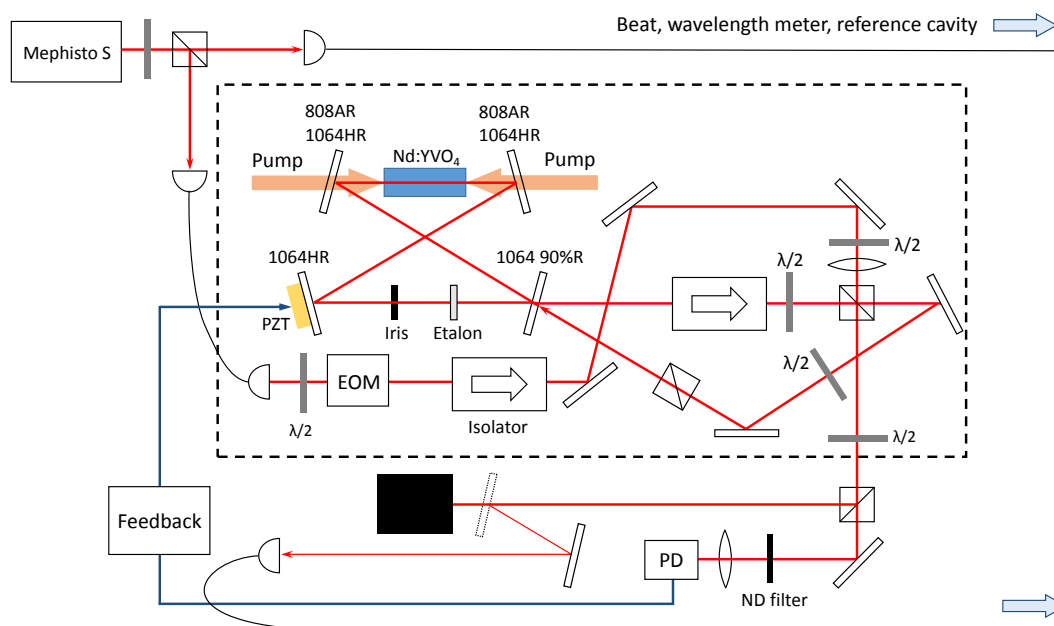


図 3.35 アイソレーターの方法のセットアップ

Cavity 内にはエタロンを置き、DPSS レーザーがシングルモード発振しやすくなるようにした。ここで使用したエタロンは先行研究 [17] で使われたものと同一であり、屈折率 1.45、厚さ 3 mm の石英板である。

逆方向発振を防ぐための方法としてアイソレーターの方法を採用し、順方向の光の一部を Cavity に戻すことによって一方向発振できるようにした。master レーザーの光は PBS によって戻し光と重ねられ、戻し光とともに Cavity に入射する。PBS で重ねた 2 つの光は偏光が 90 度異なっているため、波長板で偏光を回転させた上で再び PBS に通すことによって、DPSS レーザーの偏光と一致する横方向の偏光のみが Cavity に入るようにしている。^{*3}波長板の角度を調節することで、戻し光と Injection のパワーの比率を変えることができる。

アイソレーターの方法では、一方向発振させるために必要な戻し光のパワーはそれほど小さくなく、順方向の光の数 % を Cavity に戻せば十分である。したがって、master レーザーのパワーの大部分を

近傍において位相遅れが 180° に達し、ゲインが大きいときに発振してしまっている可能性が考えられる。この遅れの原因については 3.5 で述べる。

^{*3} Nd : YVO₄ 結晶には光学異方性があるため、偏光方向によって Cavity 1 周の位相差が変わってくる。そのため、結晶の光学軸に対して斜めの偏光を持った光を入射すると、Error signal に余計な信号が現れる原因となる。

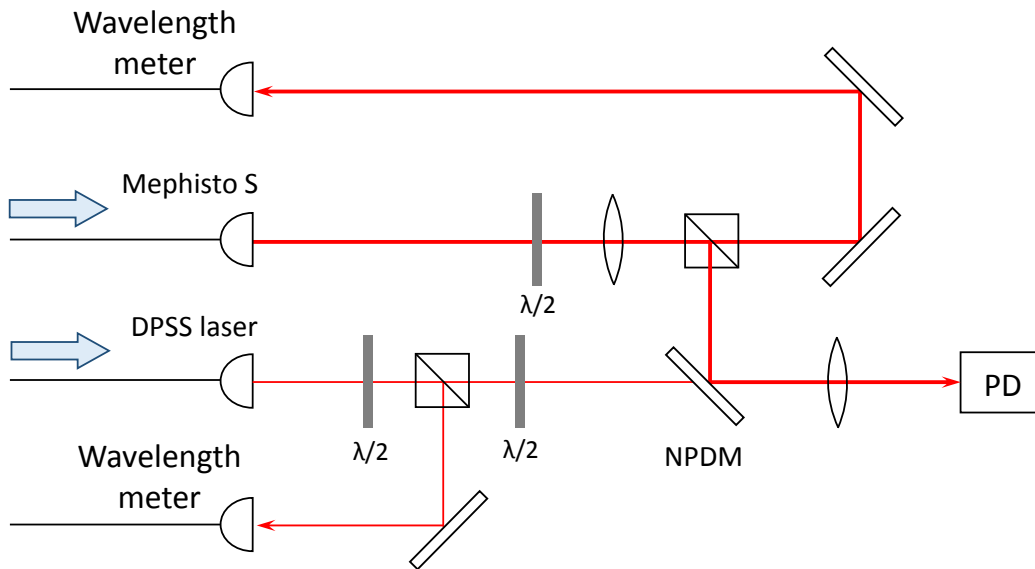


図 3.36 アイソレーターの方法のセットアップ

Injection に用いることができるため、retro-reflection の方法よりも Lock を安定させることができると期待される。Cavity に入射する直前での master レーザーのパワーは 50 mW 程度であり、これは retro-reflection の方法と比べて 10 倍以上であるから、このときの locking range は 3 倍以上広がる計算になる。

図 3.37 は、Pump LD の電流値を 12 A に設定し、PZT を三角波で振ったときの Error signal と PD の DC 信号である。CH1 の DC 信号には、retro-reflection の時 (図 3.29) のように、ビート信号であると思われるノイズが現れている。共鳴点付近のノイズがない部分は、図 3.29 と比較して明らかに広がっていることがわかる。

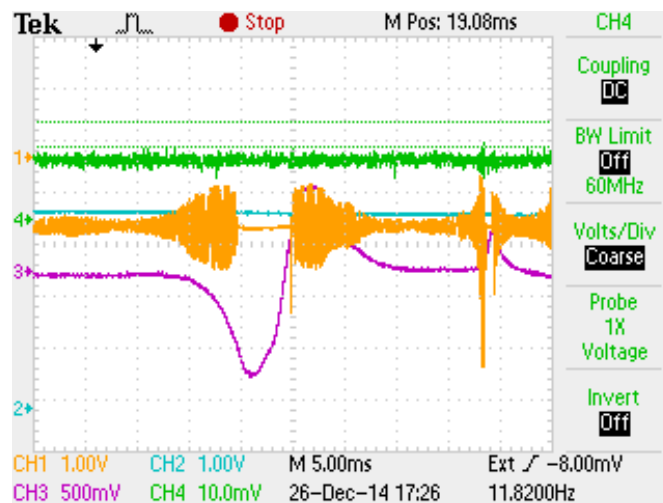


図 3.37 アイソレーターの方法の Error signal および DC 信号

式 (3.6) と同様に locking range の見積もりを行うと、ノイズがない部分の時間は約 5.1 ms, 大きなノイズの中心と小さなノイズの中心の間隔は約 38 ms であるから、

$$\Delta f_{lock} \sim \frac{5.1 \text{ ms}}{38 \text{ ms}} \times 10.43 \text{ MHz} = 1.4 \text{ MHz} \quad (3.7)$$

となる。これは retro-reflection の方法のときと比べて 4 倍以上大きい値である。

また、CH2 の Error signal が 0 を横切る点は、locking range の中心からは少しずれているものの、locking range に収まっている。

実際に Lock をかけた時の様子が図 3.38 である。CH1 の DC 信号が小さくなっているのは、DPSS レーザーの出力から PD へと分岐させる割合を減らしたためである。retro-reflection の時と違い、DC 信

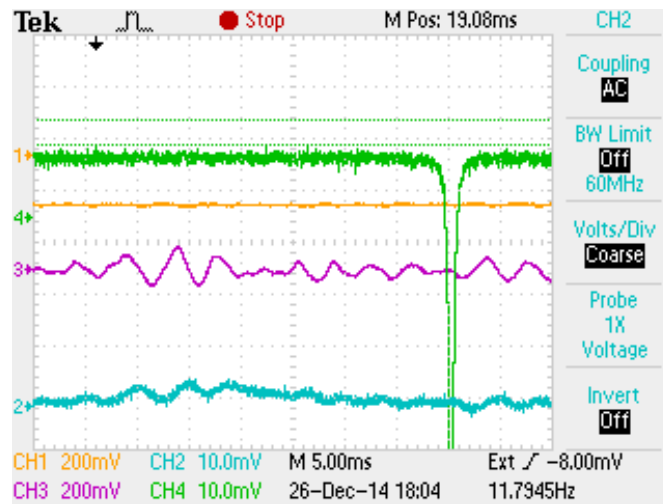


図 3.38 lock 時の信号 *4

号にノイズが現れていない。また Error signal や PZT の電圧も比較的安定していることがわかる。このとき波長計では master レーザーと DPSS レーザーの周波数は一致しており、スペクトラムアナライザーではビートを確認できなかったことから、Injection locking は成功していると判断できる。

Lock が続いた時間は長くても数分程度であったため、まだ安定性が十分とはいえない。このとき、Lock が不安定な原因になっていると思われる現象は 2 つ見つかった。1 つは Error signal のゼロ点が共鳴点からずれているという現象であり、もう 1 つは、Lock を行うときに PZT に加える三角波の振幅を狭めていくと、それに従って Error signal の振幅が大きくなるという現象である。これら 2 つの現象は、Mixer の後に入れた LPF の特性に起因することが判明したため、詳細を次の 3.5 節で説明する。

*4 CH4 は、DPSS レーザーと master レーザーの出力を Reference cavity に通し、その透過光を PD で見ている。それぞれの共鳴のピークが重なっており、両者の周波数が一致していることを示している。

3.5 Lock の改善

3.5.1 Error signal に生じていた現象

ここまでの実験で Lock をするときには、Lock したい Error signal が現れる付近でのみピエゾを伸縮させるよう、ピエゾに印加する三角波の電圧 (ファンクションジェネレーターからの三角波を増幅するゲイン、およびオフセット) を調整してから Lock のスイッチを入れるという操作をしていた。このピエゾの電圧を調整するときを確認されていた現象として、Error signal が現れる周囲でのみピエゾが伸縮するよう振幅を調整すると、Error signal の振幅が大きくなる、というものがあつた (3.4.5 節の最後を参照)。

Error signal の振幅は、master レーザーの強度やアライメント、Cavity でのゲインなどによって変わるものである。しかしピエゾの振幅を変えたことが、上記のように Error signal の振幅を変化させる要因となることは通常は考えにくい。そこで原因を確かめるため、まずは「PZT の振幅」または「PZT が動く速さ」のどちらかが Error signal の振幅を変化させる原因なのか調べた。

三角波の増幅率を手動で変化させると、PZT の振幅も PZT が動く速さも変化してしまうため、三角波の周波数も調整が必要となり測定が煩雑になる。一方、PZT に印加する周波数のみを変化させれば、PZT の振幅は変化させずに PZT の動く速さだけを変化させて測定ができる。三角波の周波数はファンクションジェネレーターで変化させることが簡単にできるため、周波数を変えることで PZT が動く速さを変え、Error signal の振幅が変化するか確認した。

Pump 用の LD2 と LD4 それぞれ 15 A の電流を流して Nd : YVO₄ 結晶を励起した場合と、Pump 光なしの場合、どちらも PZT を動作させる三角波の周波数を 2 Hz, 5 Hz, 10 Hz, 20 Hz, 50 Hz と変化させて、Error signal をオシロスコープで観察した結果が図 3.39-図 3.48 である。いずれも CH2 が PZT を動かすための三角波、CH3 が Error signal である。

このオシロスコープで得られた結果を、横軸に PZT に印加する三角波の周波数、縦軸に Error signal の振幅 (V_{pp}) をとってグラフにしたものが、図 3.49 と図 3.50 である。

PZT に印加する三角波の周波数が大きくなるほど、つまり PZT の動きが速くなるほど、Error signal の振幅が小さくなっているのがわかる。Error signal の振幅が、PZT に印加される電圧 (PZT の動く距離) によるのではなく、PZT の動く速さによって変化している可能性が高いといえる。前述したとおり、Error signal の振幅は PZT の動く速さとは通常ならば無関係であるはずなので、PZT の動く速さに応じた何らかの変化を Error signal に与えてしまっている部分を見つけなければならない。

周波数に応じた強度の変化をもたらすものとして挙げられるのが、ローパスフィルターなどの周波数特性を持ったものである。そこで図 3.49 と図 3.50 を、ローパスフィルターの周波数解析に用いられるような、横軸に三角波の周波数の常用対数、縦軸に 2 Hz の時の Error signal の電圧を基準にしたパワーの比 (dB) をとってグラフにしたものが図 3.51 と図 3.52 である。

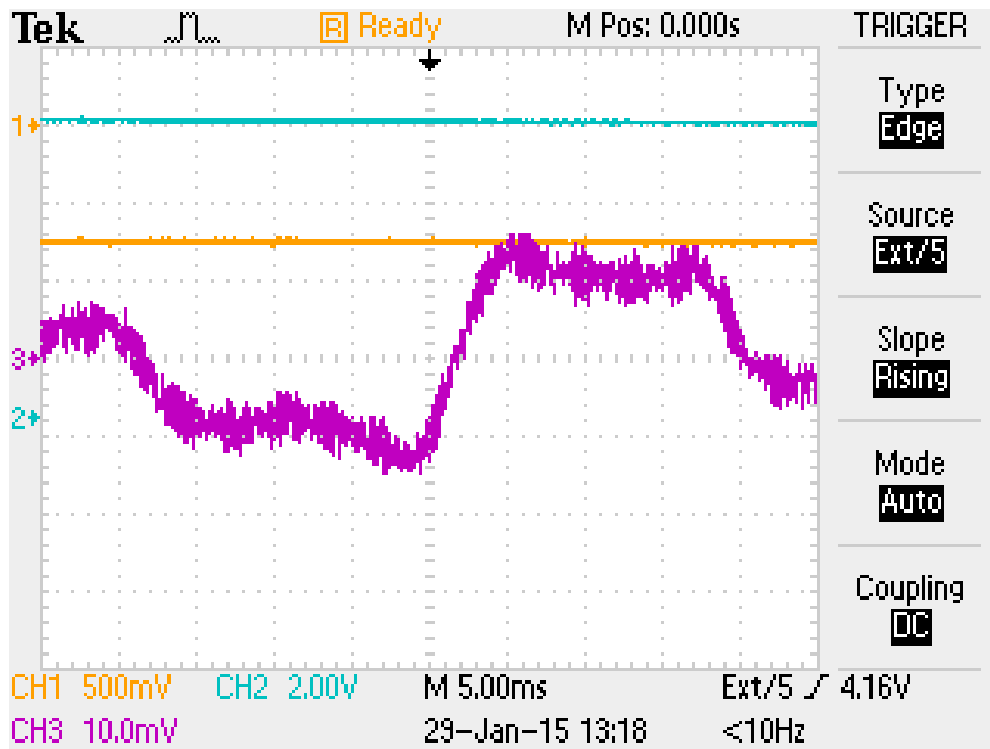


図 3.39 Pump 各 15 A PZT 2 Hz

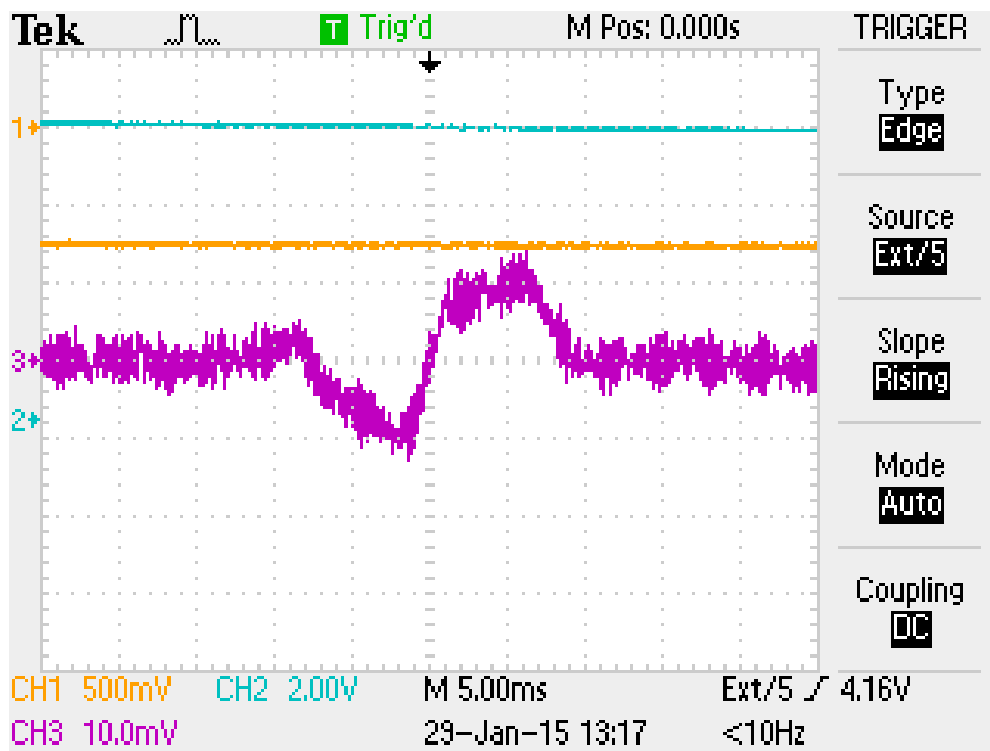


図 3.40 Pump 各 15 A PZT 5 Hz

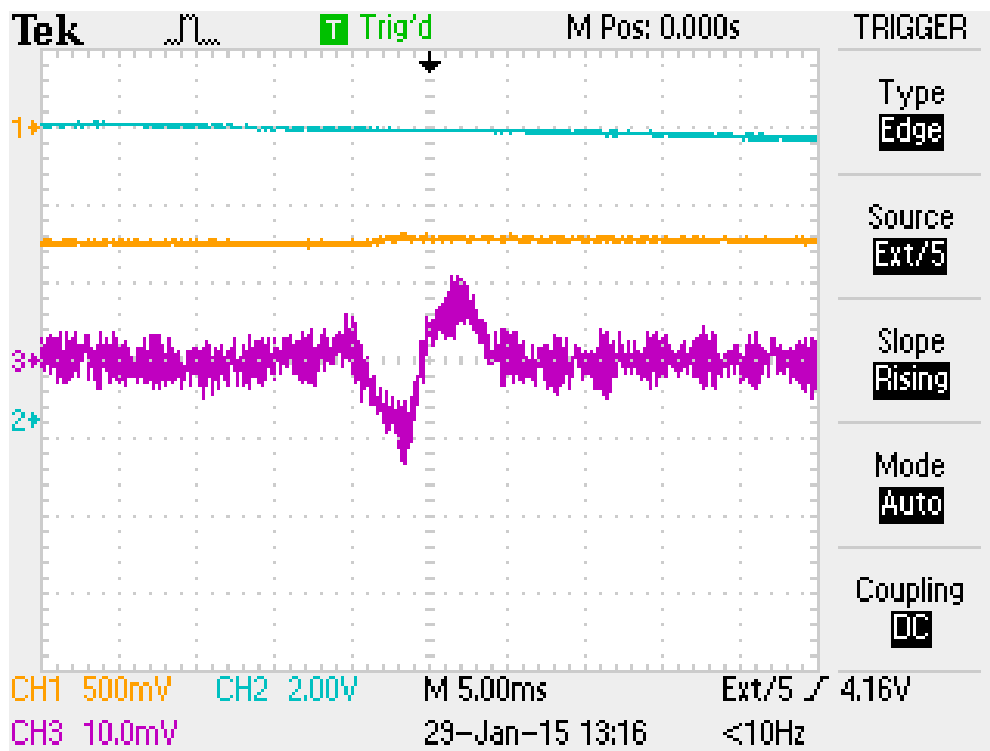


図 3.41 Pump 各 15 A PZT 10 Hz

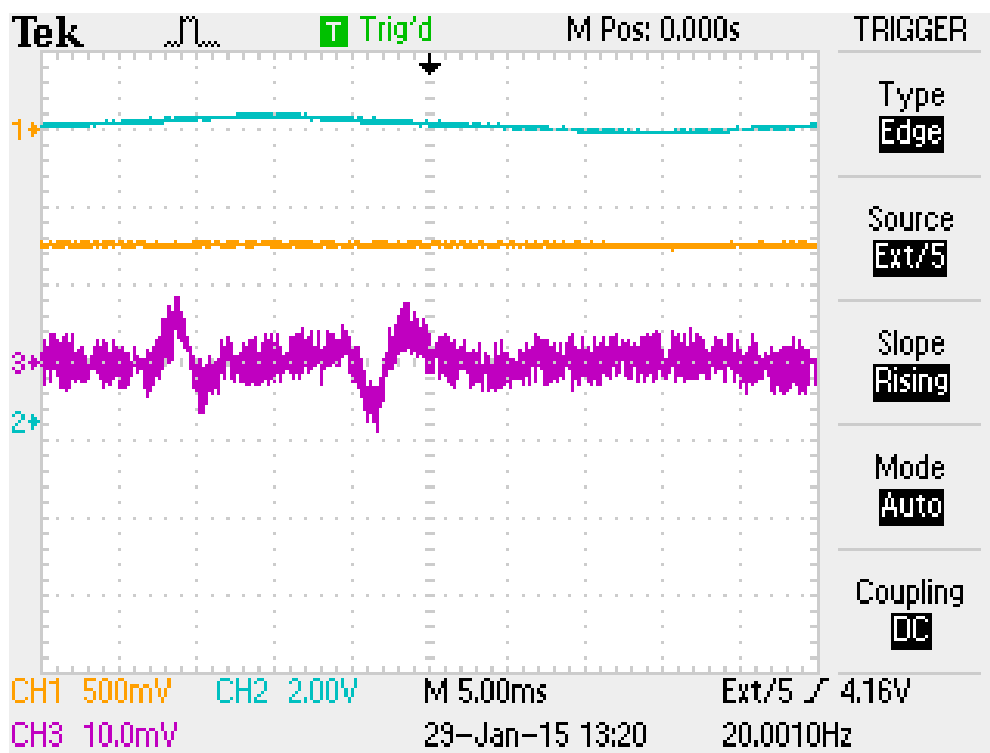


図 3.42 Pump 各 15 A PZT 20 Hz

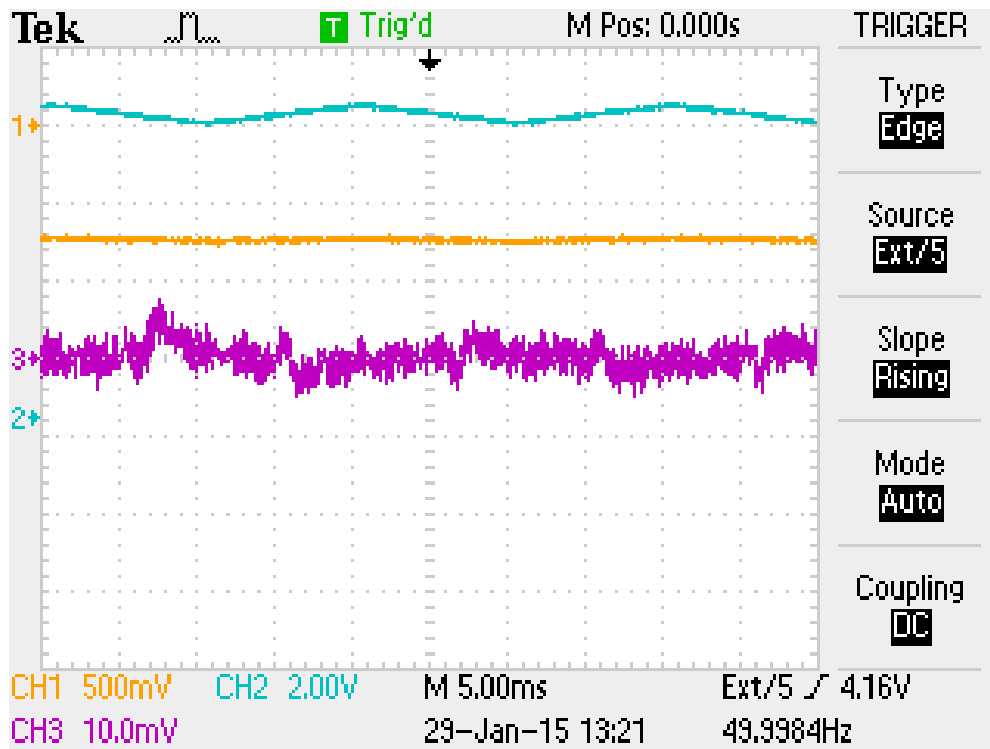


図 3.43 Pump 各 15 A PZT 50 Hz

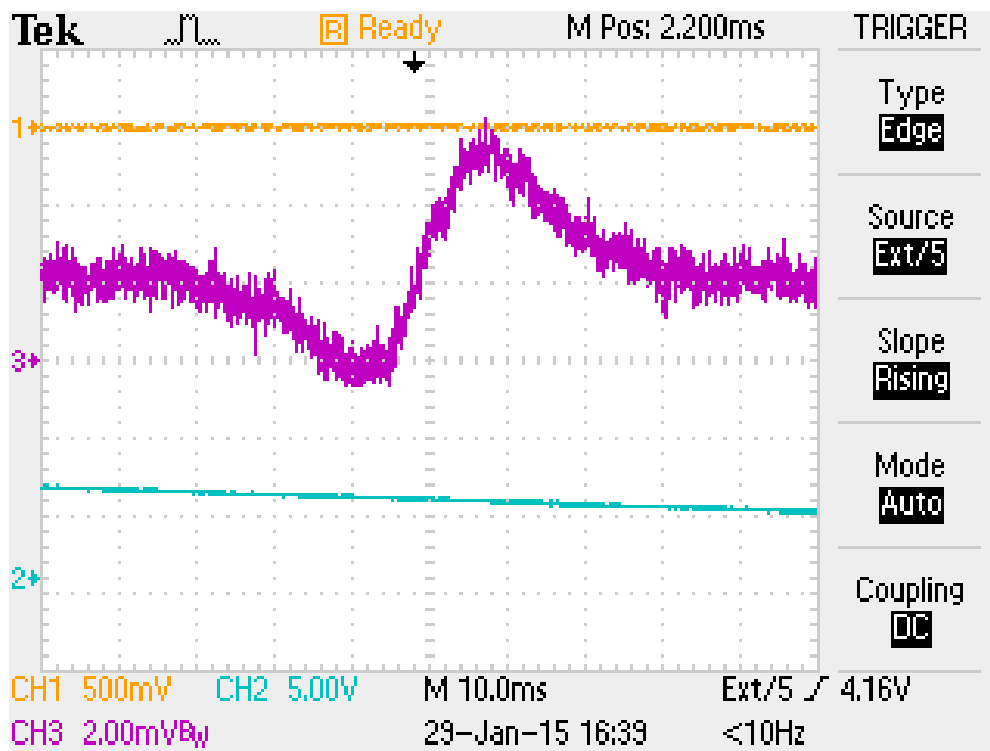


図 3.44 Pump なし PZT 2 Hz

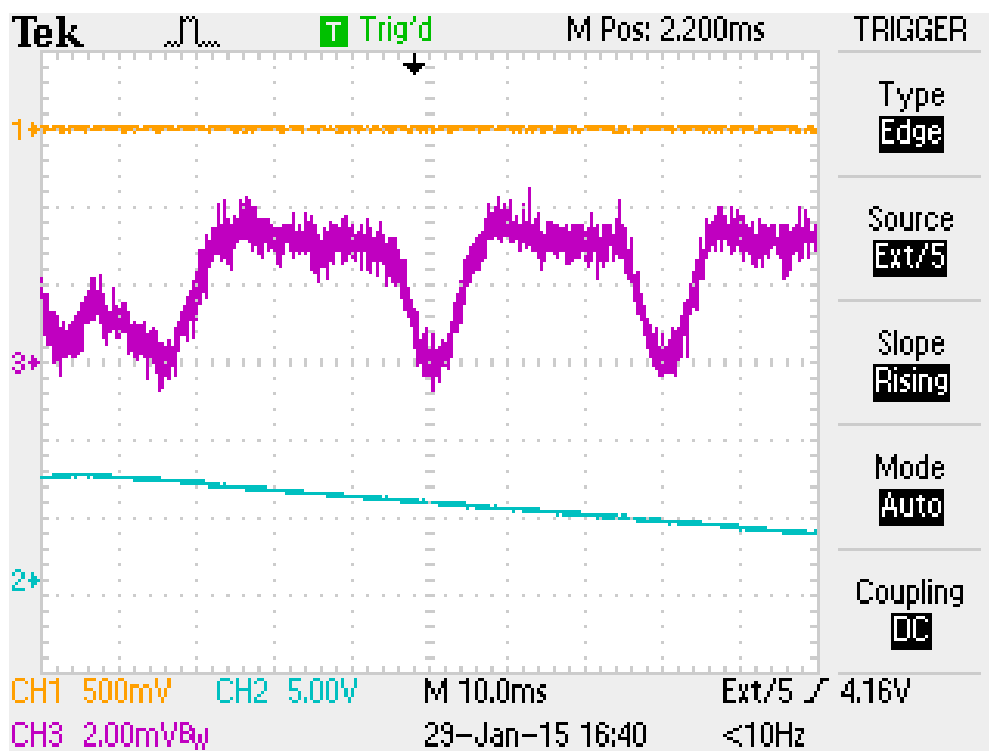


図 3.45 Pump なし PZT 5 Hz

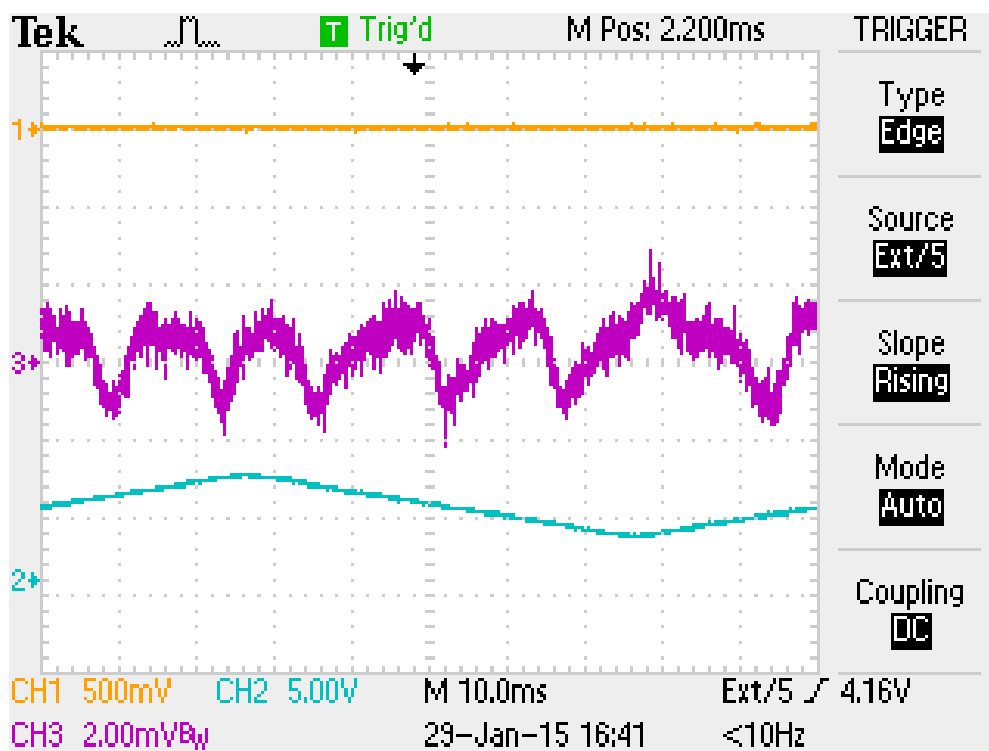


図 3.46 Pump なし PZT 10 Hz

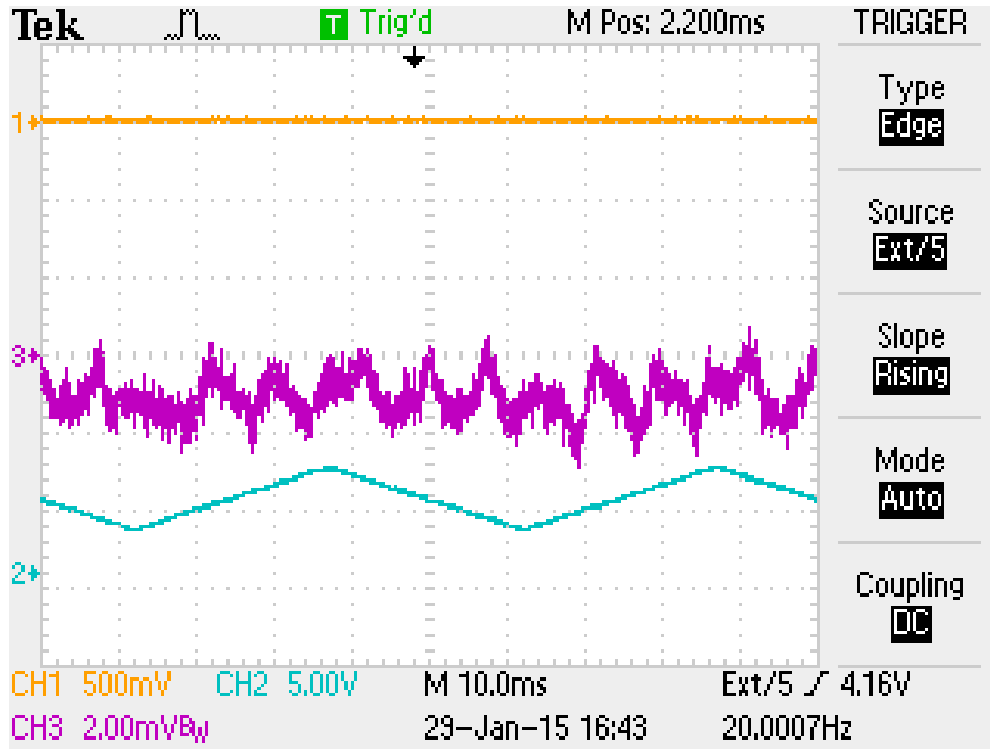


図 3.47 Pump なし PZT 20 Hz

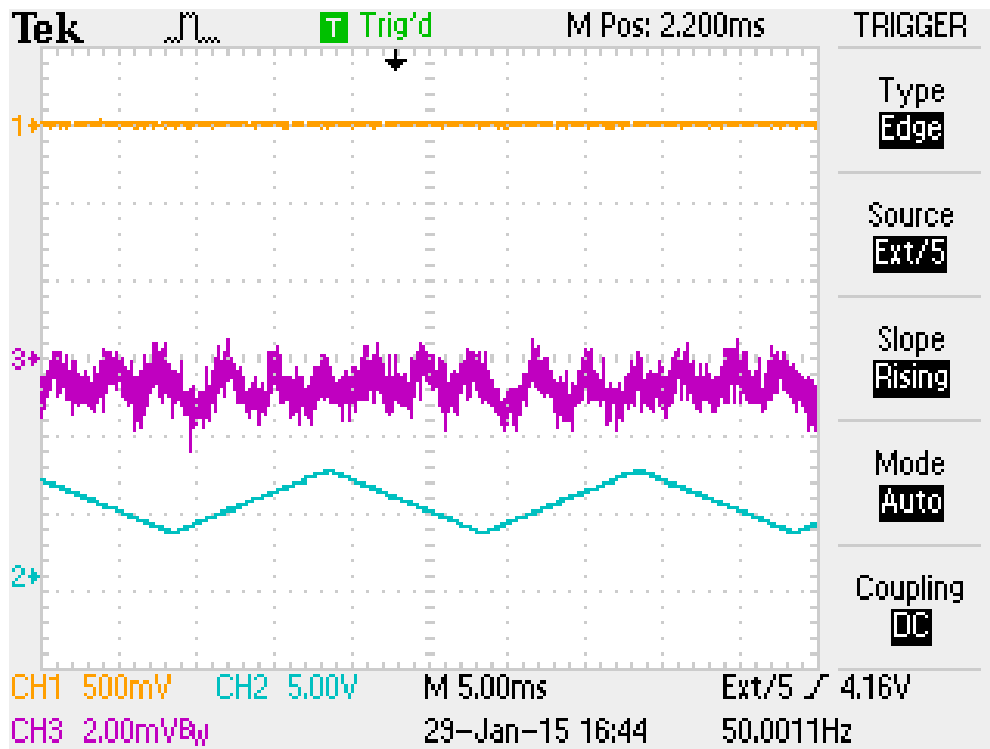


図 3.48 Pump なし PZT 50 Hz

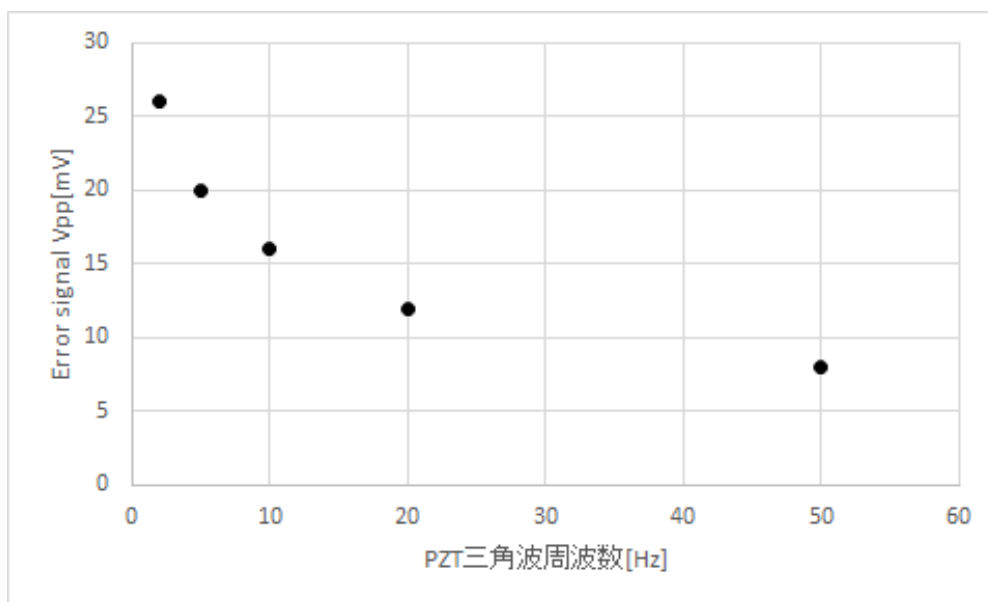


図 3.49 PZT の周波数と Error signal の振幅
LD2,LD4 に各 15 A を流した場合

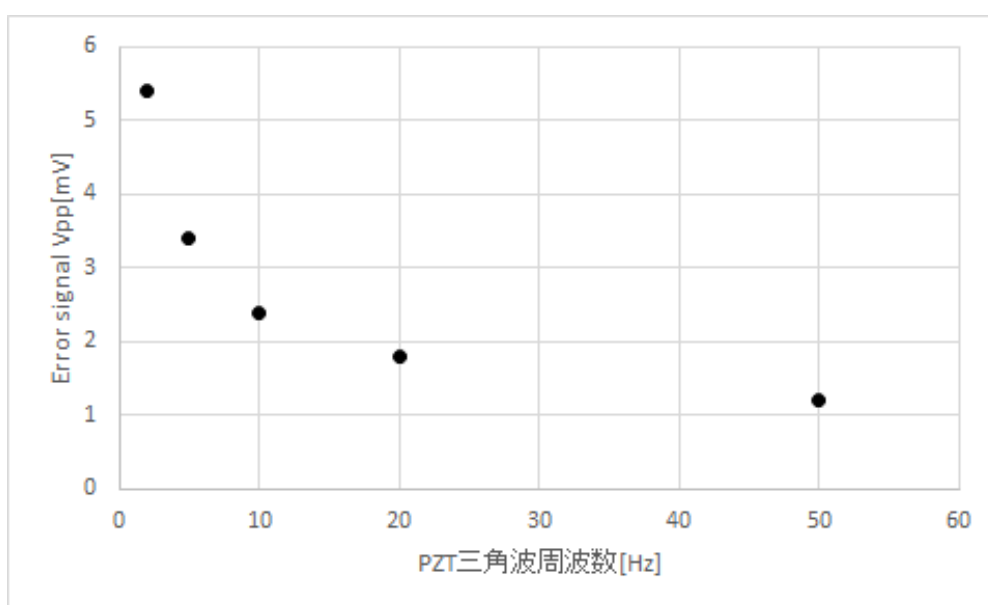


図 3.50 PZT の周波数と Error signal の振幅
Pump 光を照射しない場合

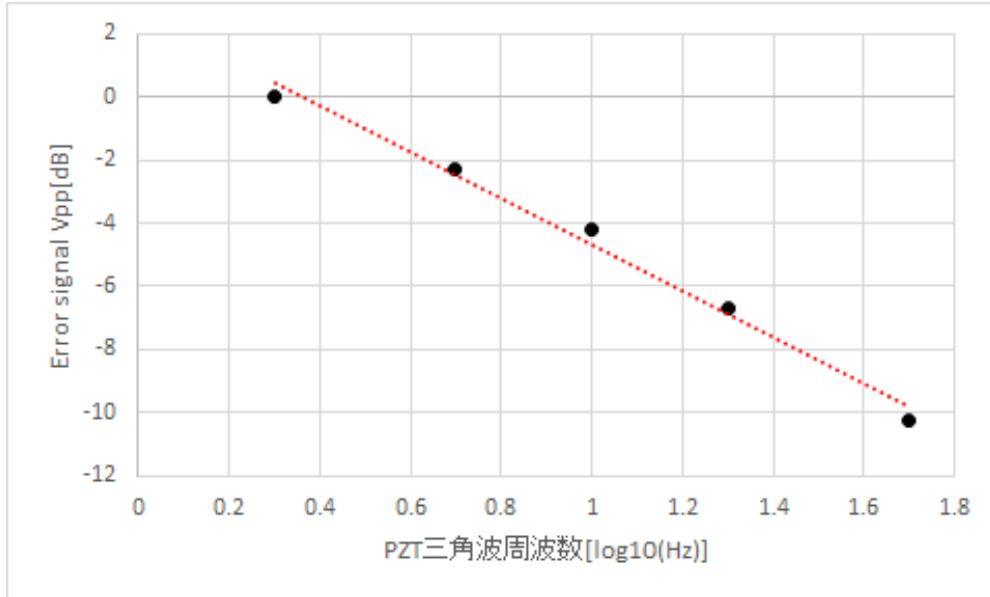


図 3.51 PZT の周波数と Error signal の振幅 (周波数解析形式)
LD2,LD4 に各 15 A を流した場合

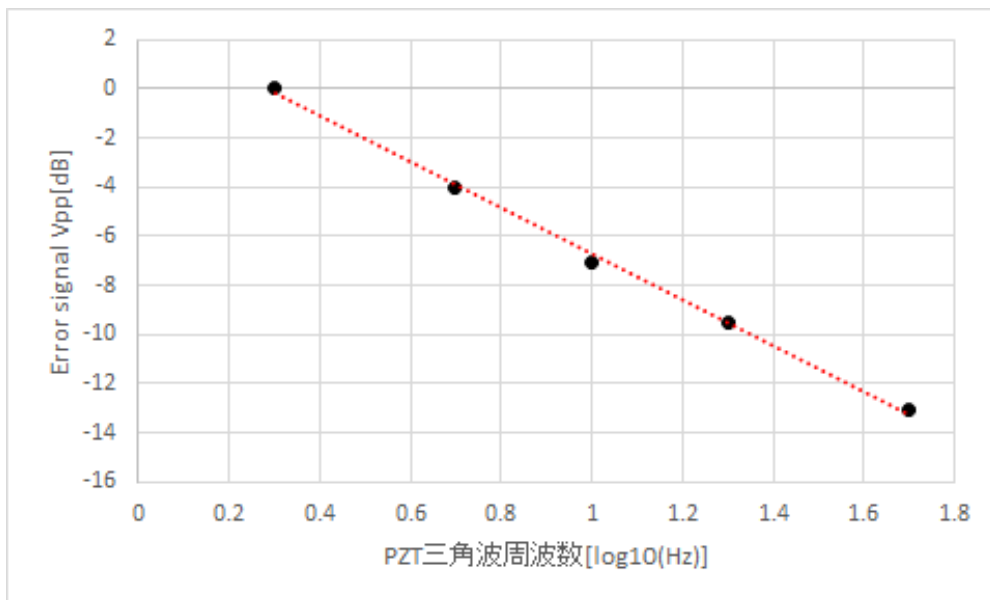
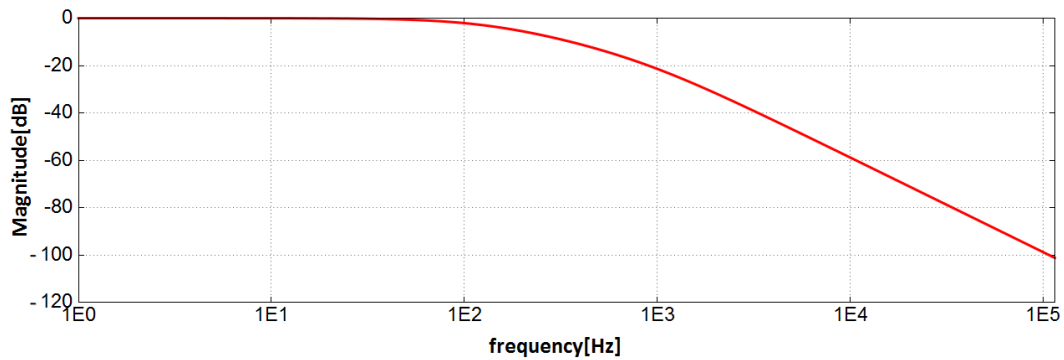
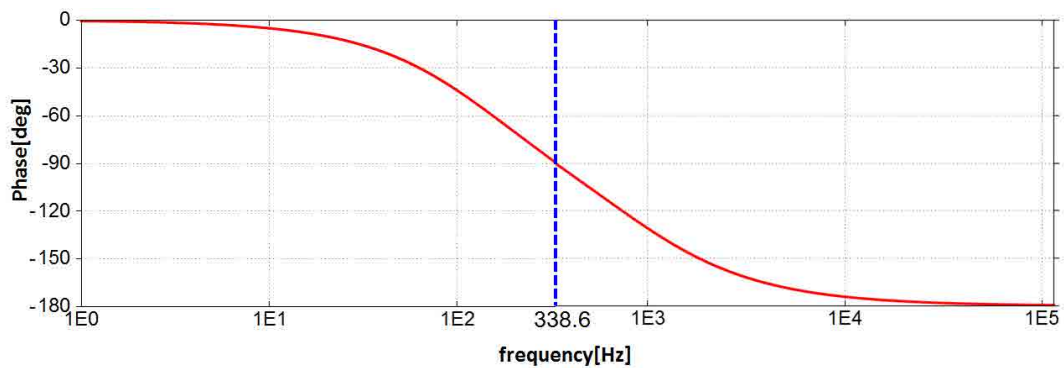


図 3.52 PZT の周波数と Error signal の振幅 (周波数解析形式)
Pump 光を照射しない場合



(a) ゲイン特性



(b) 位相特性

図 3.53 ローパスフィルターの周波数特性 $R=4.7\text{ k}\Omega$ $C=0.1\text{ }\mu\text{F}$

これら図 3.51, 図 3.52 を見ると、周波数特性がローパスフィルターのボード線図 (図 3.53) と非常に類似していることがわかる。以上より、Error signal に対してローパスフィルターが作用してしまい、PZT の動きが速く Error signal が鋭く変化する場合に、Error signal の振幅が小さくなり、波形にも応答の遅れによる影響が出てしまっていたと考えられる。Error signal に作用したと考えられるローパスフィルターは、3.4.1 節の最後の部分で Error signal のノイズを除去するために用いた自作のローパスフィルターである。この自作のローパスフィルターに後から変更を加えた、 $R=4.7\text{ k}\Omega$, $C=0.1\text{ }\mu\text{F}$ の 2 段ローパスフィルター (図 3.53) を、Error signal のノイズ除去のために Mixer の直後に入れてあり、これが影響を及ぼしたと考えられる。

3.5.2 Error signal の振幅変化が原因とみられる問題

前節 (3.5.1 節) で述べた、Error signal に対するローパスフィルターの作用は、Lock の挙動にも影響を与えていたと考えられる。ローパスフィルターによって Error signal の振幅および波形に変化が生じたことで発生したとみられる問題が、3.4.5 節の最後でも述べた「Error signal のゼロ点が共鳴点からずれているという現象」である。本来 Mephisto S が共鳴する Cavity 長になるような PZT の位置において、同時に Error signal の電圧がゼロとなる様子がオシロスコープで確認できるはずであるが、図 3.54

のようになっている。CH1 が PD からの DC 信号であり、ノイズのように見えるビートの隙間部分に共鳴点がある。CH2 が Error signal であり、ゼロ点が共鳴点とずれている。

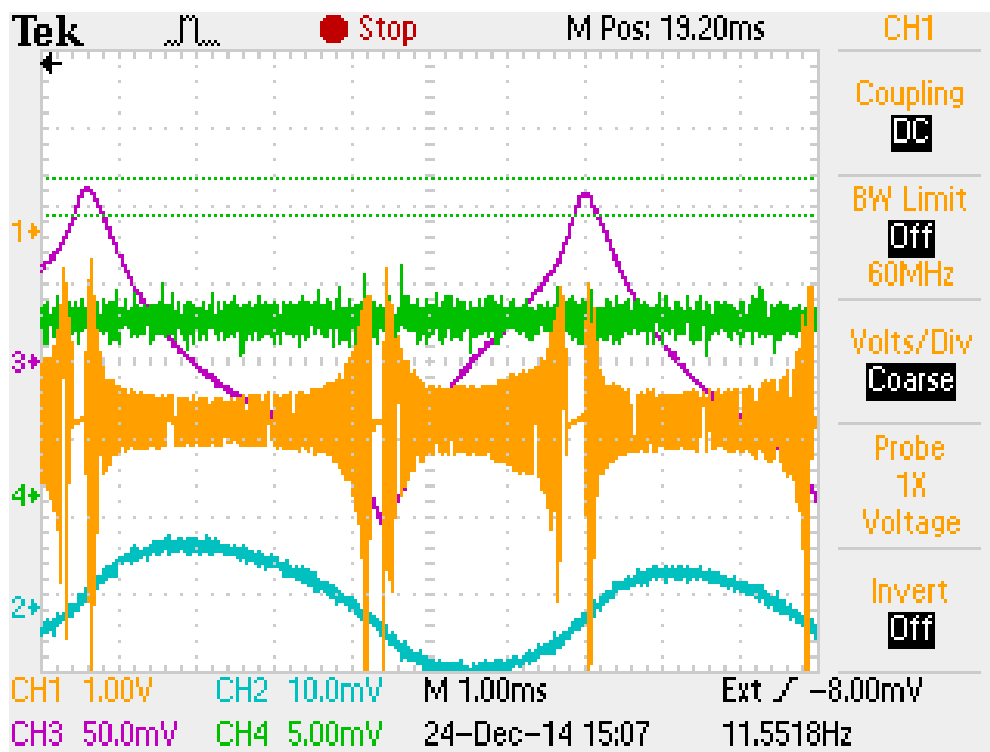


図 3.54 共鳴点と Error signal のゼロ点とのずれ

CH1:PD からの DC 信号 CH2:Error signal CH3:PZT の電圧 (増幅前)

共鳴点と Error signal のゼロ点が一致すれば、共鳴点に PZT がロックされはらずであるが、Error signal の遅れによって共鳴点ではない部分に Error signal のゼロ点が存在してしまう。するとそのずれたゼロ点をもとに PZT が lock のために移動するが、Error signal のゼロ点は共鳴点ではないため、また異なる場所に Error signal の (やはり共鳴点からずれた) ゼロ点があられるため、PZT の位置が安定しない。図 3.54 の CH3 が PZT の電圧 (増幅前) であり、Error signal のゼロ点付近では電圧の時間変化が 0 である。しかしその場所は共鳴点ではなく、Error signal のゼロ点はローパスフィルターの影響を受けながら変化するため、結果的に PZT は「共鳴点を通り過ぎて戻る」という動きを繰り返している。さらにこのとき PZT の動く速度が増減すると、PZT の動きが遅いときにはローパスフィルターの影響が減って Error signal の振幅と傾きが大きくなり、速いときにはローパスフィルターの影響が大きくなり Error signal の振幅や傾きが小さくなる。このように PZT の位置や速度が安定せず、Lock が不安定な状態になっていたと考えられる。

3.5.3 Error signal の改善

カットオフ周波数が低いローパスフィルターが上記の問題の原因だったと考えられるため、ノイズを軽減するために用いている Mixer 直後のローパスフィルターを、従来よりカットオフ周波数が高い

(Mini-Circuits 社製 BLP-5+) カットオフ周波数 5MHz のものに変更した。

改めて Error signal をオシロスコープで見たものが図 3.55, 図 3.56 である。CH1 が PD の DC 信号、CH2 が PZT を動かすための増幅前の電圧、CH3 が Error signal である。

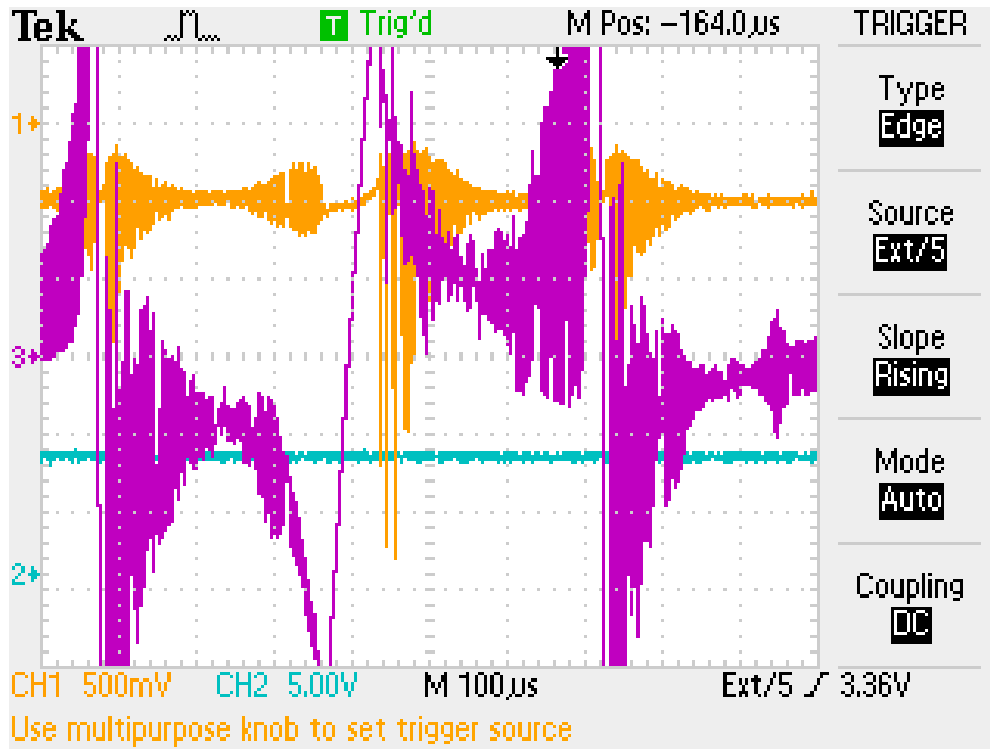


図 3.55 ローパスフィルター 5 MHz Pump 各 15 A での Error signal

図 3.55,3.56 を見ると、Error signal のノイズが図 3.39~3.48 と比較して大きくなっているようにも見える。しかしこの図 3.55,3.56 でノイズのように見えているのは、master レーザーが Cavity に共鳴する前後の Cavity 長においてみられる、slave レーザー (DPSS レーザー) と master レーザー (Mephisto S) とのビートである。CH1 に見える PD の DC 信号 (つまり DPSS レーザーと Mephisto S を合わせたレーザー光の強度の指標) が、ビートによりノイズのように細かく振動しており、それが Error signal にも細かな振動としてあらわれる。一方で Lock に必要な Error signal の中心部分は、図 3.55,3.56 いずれの場合にも、ノイズがなくきれいな右肩上がりの信号になっている。

3.5.4 Lock を安定して行うための工夫

当初の想定では、DPSS レーザーを Injection lock することで、任意に選んだ master レーザー (Mephisto S) の発振周波数に合わせて slave レーザー (DPSS レーザー) の発振周波数を定めることができると期待していた。しかし、(エタロンを入れた節) に記したように DPSS レーザーの Cavity 中にエタロンを入れたことで、DPSS レーザーの発振周波数はエタロンにより比較的広い FSR 間隔 (34GHz) の制限を受ける。このため、任意に選んだ Mephisto S の発振周波数では、DPSS レーザーが発振しにくい周波数になってしまい全く Injection lock できないことも考えられる。

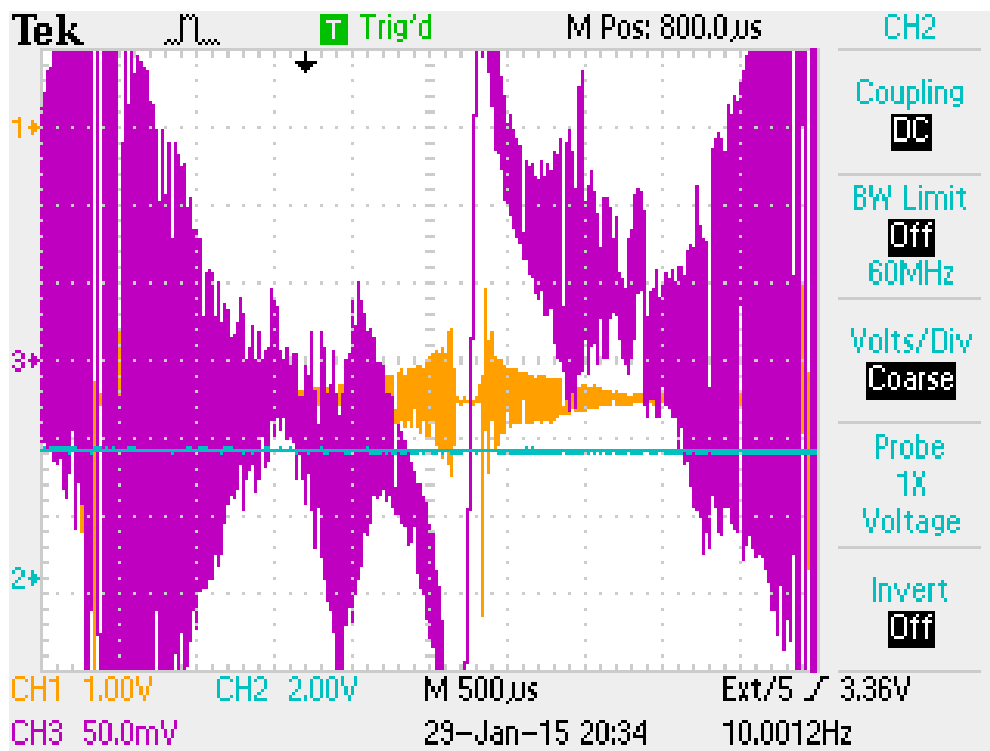


図 3.56 ローパスフィルター 5 MHz Pump 各 20 A での Error signal

任意に周波数を選択することよりも Injection lock によって高出力で周波数の安定した線幅の狭いレーザーを得ることがまず大切なので、Mephisto S の発振周波数と DPSS レーザーが発振しやすい周波数を合わせてから Injection lock する方法を採用した。

以前は、DPSS レーザーの Nd : YVO₄ 結晶やエタロンの温調の設定温度を変更して、Cavity の光路長やエタロンの FSR を変えることで、DPSS レーザーが発振する周波数の制御を目指していた。しかし、Nd : YVO₄ 結晶の温度変化による光路長の変化は小さく、温調が可能な温度域内での発振周波数はあまり変化しない。また、エタロンの温度変化による FSR の調整では、発振周波数は比較的大きく変えられるものの、周囲との熱平衡が保ちにくく、結果的に発振モードが不安定になる原因となり得る。

そこで、Nd : YVO₄ 結晶の温調は特に変化させず、エタロンの温調は DPSS レーザーを制作した当初 [17] の実験で行っていた、事前に DPSS レーザー運用中に達する熱平衡の温度付近まで温調で温めておいて DPSS レーザーを発振させ始めた後は温調を作動させず熱平衡で定温を保つ、という方法を試すことにした。

この方法では、DPSS レーザーの発振周波数を意図的に変化させる手段を、実質的に放棄している。しかし、DPSS レーザーを発振させてから十分な時間が経ち、周辺の系との熱平衡によって DPAA レーザーの各部分の温度が非常に安定した場合には、温調により強制的に温度を保つ場合と比較して、発振周波数がかかなり安定することが期待できる [17]。

上記の方法で slave レーザーである DPSS レーザーの発振周波数をある程度安定化させた後、master レーザーである Mephisuo S の発振周波数を、両者のビートが見える範囲まで近づけて、その条件の下で Injection lock を行うという手法を採用した。

3.6 Injection locking の評価

3.5.3 節で記したように Error signal の問題点を改善して Lock がうまくいかない原因を取り除いた上で、3.5.4 節のように lock の方法も見直したことで、Cavity の Lock がより確実にかかるようになった。そこで、この卒業論文のテーマである DPSS レーザーの周波数安定化がどれほどできているか評価するための実験を行った。主に評価するのは、Injection lock した状態での DPSS レーザーの出力、周波数安定性 (シングルモード発振であること、周波数ドリフトやモードホップしない)、レーザーの線幅、という部分である。

3.6.1 評価方法

レーザーの出力はパワーメーターで測定することができる。また、シングルモード発振やモードホップの確認は波長計 (HighFinesse/Ångstrom 社製 WS-6-200) によって可能である。この波長計はフィゾー干渉計による干渉縞を CCD で観測しており、CCD 上の位置が干渉の光路差を表している (図 3.57)。この CCD からの信号は波長計からのデータとして PC の画面上で確認でき、Cavity と PZT を用いた場合と同様に、レーザーの発振モードを簡易的に見ることができる (図 3.58(a),(b))。

しかし、波長計の精度より細かな範囲での周波数ドリフトを波長計で確認することは難しい。さらにレーザーの線幅の測定については、十分に高いフィネスをもつ cavity がなく、光ファイバーによる自己遅延法も現実的ではない。フィネスの低い (線幅が広い) cavity では、その cavity の線幅より狭い線幅のレーザーの線幅は測定することができず、光ファイバーの方法で狭い線幅のレーザーを自己遅延させるためには、とてつもなく長いファイバーが必要になってしまう。

そこで線幅の測定に採用したのが、DPSS レーザーと他のレーザーとのビート (うなり) の線幅をスペクトラムアナライザーで測る方法だ。DPSS レーザーと同じ波長帯で発振し十分に細い線幅のレーザーを用いればよいので、Injection lock に用いている Mephisto S のレーザー光を一部分けて、DPSS レーザーとのビートを観測することにした。ただし、Injection lock している際には 2 台のレーザーの周波数差がなくなりビートが観測できないため、ビート観測に用いる Mephisto S のレーザー光には AOM (Acoust Optic Modulator: 音響工学変調器) (Crystal Technology 社製 3110-197) による 110 MHz の周波数シフトを与えてあり、ビートの周波数が 110 MHz になるようにしてある。ビートの観測にはスペクトラムアナライザー (ANRITSU 製 MS2683A) を用いる。

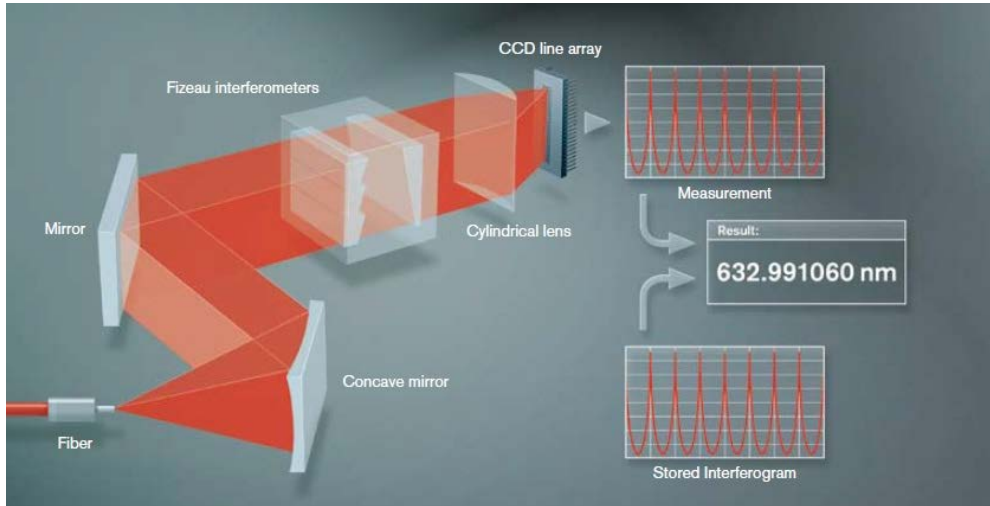
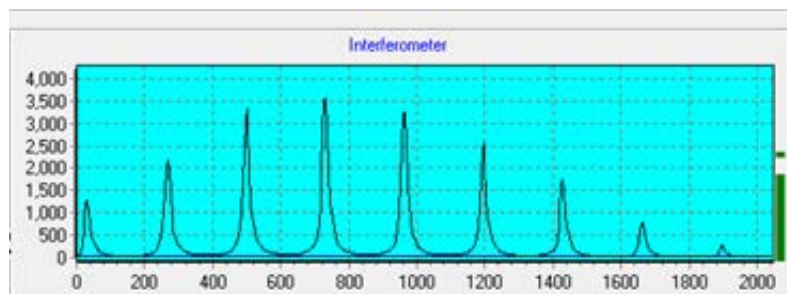
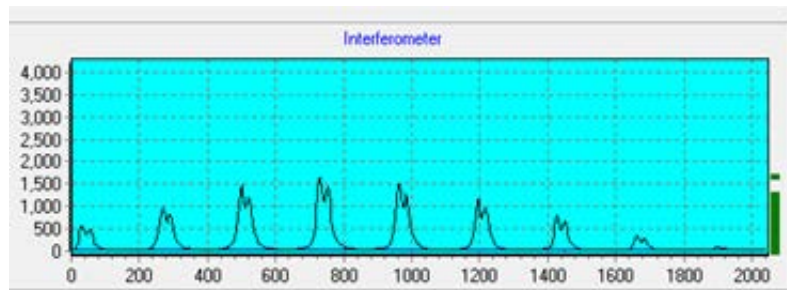


図 3.57 波長計の原理 [24] より引用



(a) シングルモード時の波長計からのデータ



(b) マルチモード時の波長計からのデータ

図 3.58 波長計による発振モードの確認

3.6.2 測定結果

Pump 光を出している LD2,LD4 の電流値をともに、15 A,20 A,25 A のそれぞれに設定し、Injection lock をした状態で各測定を行った。AOM への 110 MHz の入力は、VCO(Voltage-Controlled Oscillator)(Mini-Circuitss 社製 ZOS-150) に 3.80 V の直流電圧を入力して得たものを RF アンプ (Mini-Circuits 社製 ZHL-1-2W) で増幅した信号を用いている (図 3.59)。

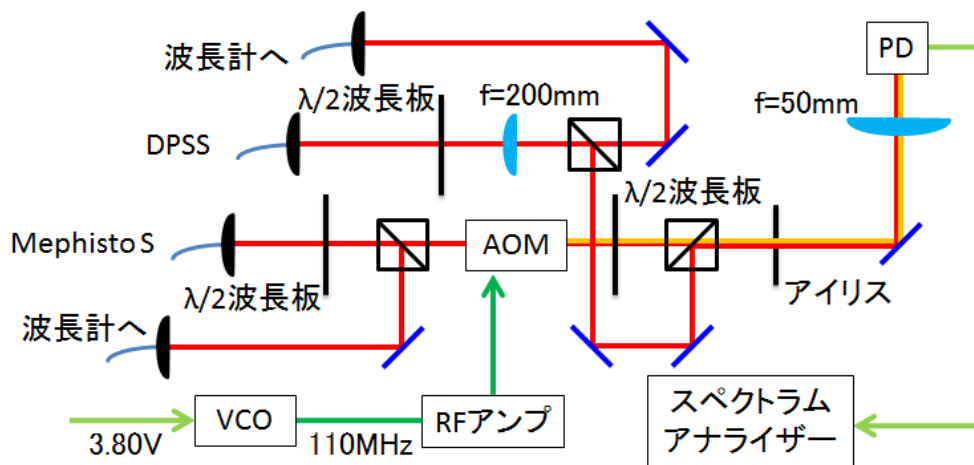


図 3.59 AOM と VCO を用いたビート測定の光学系

15 A Pump LD × 2 台

表 3.1 Injection locking 時の DPSS レーザーの性能 (PumpLD 15A)

レーザー光出力	2 W
master レーザー出力	10 mW @cavity 直前
ロックできた時間 (モードホップしない時間)	> 61 分 (大きな物理的ノイズで外れた)
発振モード	シングルモード
発振周波数	281.6472 THz
レーザー線幅	< 10 kHz (図 3.60)

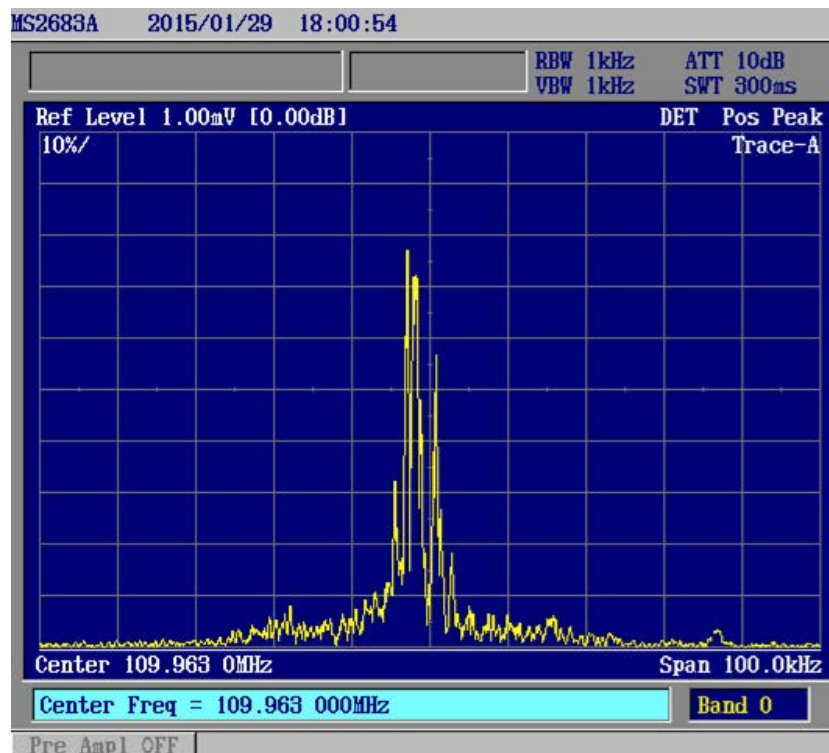


図 3.60 DPSS レーザーの出力 2 W での線幅 (VCO で 110 MHz)

上記の Pump LD 15 A での測定後 20 A に Pump LD の電流を上げたが、DPSS レーザーの発振パワーが以前と比べて低かったため Cavity のアライメントを改善した。また master レーザー (Mephisto S) から DPSS レーザーの Cavity に入るパワーも低かったため、master レーザーのアライメントおよび偏光も改善した。これらの改善を加えた後で、下記の 20 A での測定を行った。

20 A Pump LD × 2 台

表 3.2 Injection locking 時の DPSS レーザーの性能 (PumpLD 20 A)

レーザー光出力	4.3 W
ロックできた時間 (マルチモードになるまで)	平均約 7 分 lock されたままマルチモードになる
発振モード	シングルモード (数分間)
発振周波数	281.6312 THz
レーザー線幅	< 15 kHz (図 3.61)



図 3.61 DPSS レーザーの出力 4.3 W での線幅 (VCO で 110 MHz)

この 20 A の場合に 15 A の場合と比較して、シングルモード発振していた時間が短くなった原因としては、Pump のパワーが上がったことでマルチモード発振しやすくなったこと、エタロンや光学定盤の温度が熱平衡に達しておらず変化し続けていて発振周波数が安定しにくかったこと、などが考えられる。

25 A Pump LD × 2 台

表 3.3 Injection locking 時の DPSS レーザーの性能 (PumpLD 25 A)

レーザー光出力	7.2 W
ロックできた時間 (モードホップするまで)	25 分 (シングルモード) (各部分の温度が非常に安定したとき)
発振モード	シングルモード (温度安定時)
発振周波数	281.6440 THz
レーザー線幅	< 15 kHz (図 3.62)

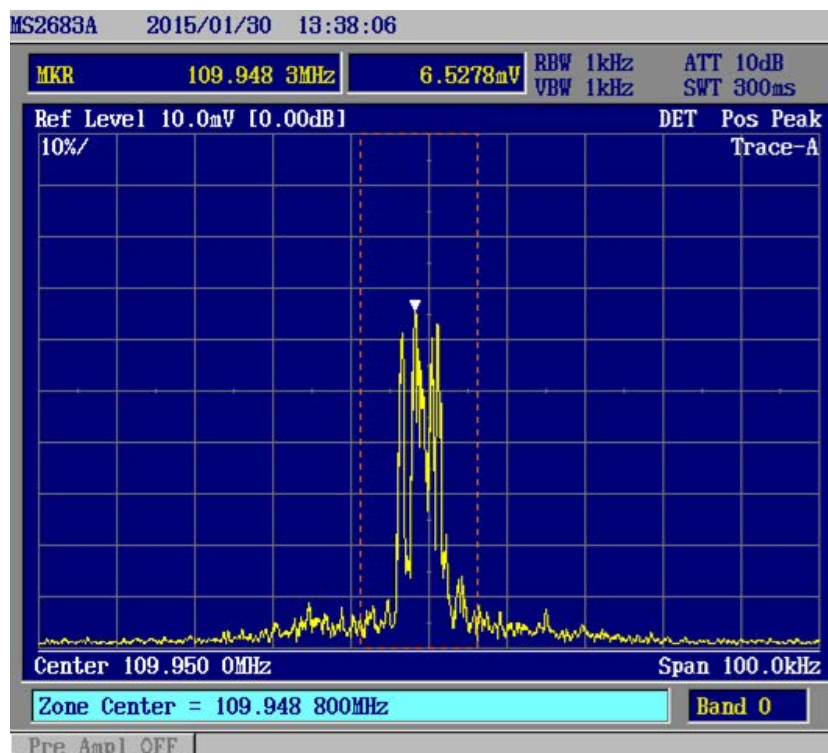


図 3.62 DPSS レーザーの出力 7.2 W での線幅 (VCO で 110 MHz)

この 25A の場合では、エタロンや光学定盤がなかなか周囲と熱平衡にならず、温度が変化してく様子が見られた。温度が不安定な場合は、Injection lock 中も数分でマルチモードになる様子が確認できたが、110 MHz のビートも見え続けており、lock をかけた周波数の発振は必ず続いている状態だった。表 3.3 のデータが得られた 25 分間は、エタロンや光学定盤の温度変化が非常にゆるやかであったが、完全に安定していたわけではなかったため、その後モードホップが起きて lock が外れたと考えられる。

AOM への 110 MHz 信号の改善

図 3.60, 図 3.61, 図 3.62 は線幅を解析する目的で DPSS レーザーと 110MHz 変調した Mephisto S レーザーとのビートをスペクトラムアナライザーで観察したものであるが、明らかに波形が乱れており、実際の画面上では何本もの鋭いピークが激しく動いている様子が確認できた。この状態では線幅を正確に測定することも難しいため、ビートの信号を安定させる必要があった。

このビートの乱れの原因として挙げられたのが、VCO が出す 110 MHz の信号だった。今回用いた VCO(ZOS-150) では、3.80 V の DC 入力に対し 110 MHz の信号を出すため、DC 入力に 0.4 mV のノイズがあると AOM への出力信号の周波数が 11.6 kHz ほどノイズをもつことになる。こうしたノイズにより、ビートの周波数が 10 kHz 程度の範囲で非常に速く動いていると考えられる。

そこでビートの周波数を安定させ線幅を正確に測定するために、シグナルジェネレーター (RO-HDE&SCHWARZ 社製 SMA100A) から出力したより高精度な 110 MHz の信号を AOM に入力して、改めて線幅の測定を行った。

線幅の正確な観察

Pump 光を出している LD2,LD4 の電流値をともに 25 A に設定し、Injection lock した状態で各測定を行った。AOM への 110 MHz の入力は、シグナルジェネレーターからの出力を RF アンプで増幅したものである (図 3.63)。

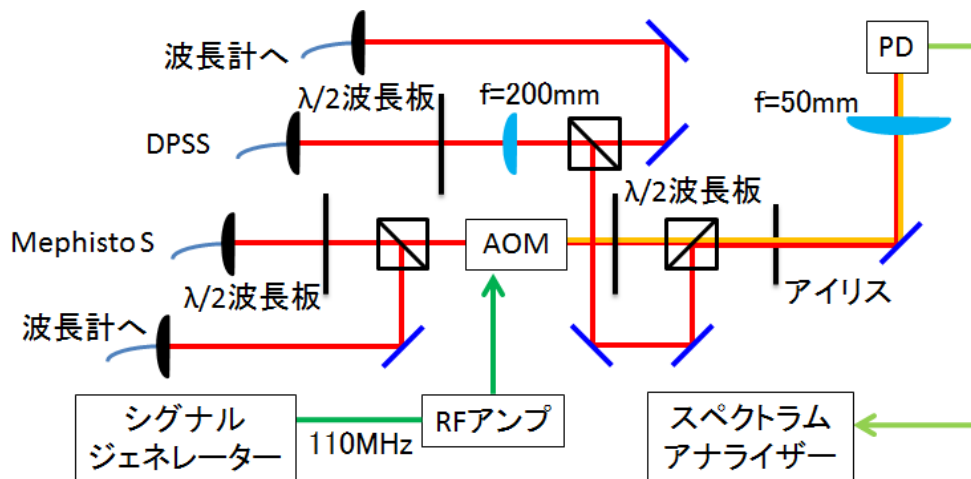


図 3.63 AOM とシグナルジェネレーターを用いたビート測定の光学系

表 3.4 Injection locking 時の DPSS レーザーの性能 (PumpLD 25 A part2)

レーザー光出力	7.2 W
ロックできた時間 (モードホップするまで)	> 20 分 (ロックが外れた時刻が不明) (目を離れた間に周波数が変化していた)
発振モード	シングルモード (温度安定時)
発振周波数	281.6452 THz
レーザー線幅	< 1 kHz (図 3.64)

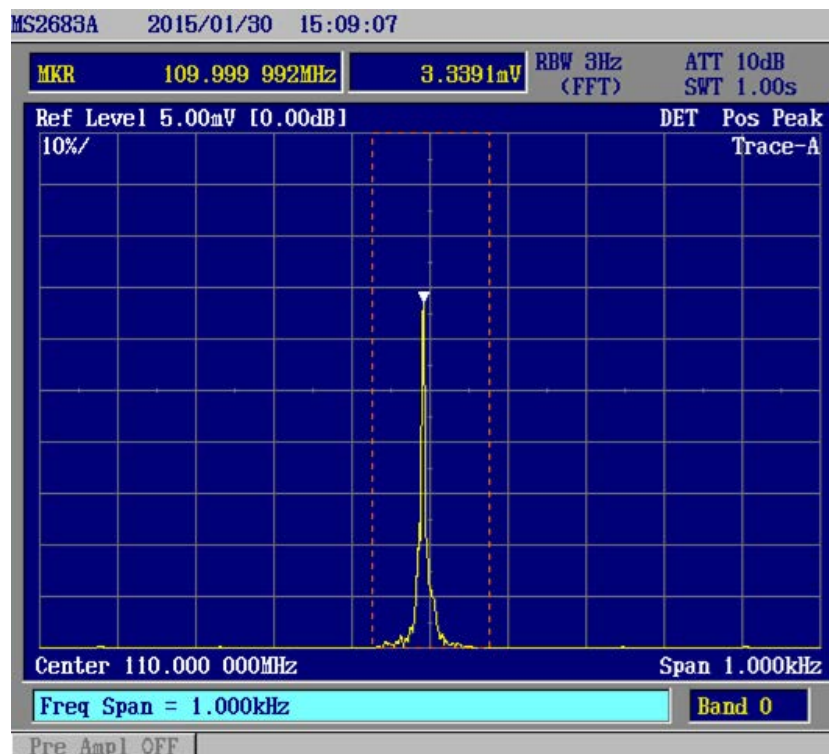


図 3.64 DPSS レーザーの出力 7.2 W での線幅 (VCO で 110 MHz)

図 3.64 から分かる通り、AOM に入力する 110 MHz の信号が高精度になったことで、ビートの周波数が動かなくなり、波形がきれいに表示されている。

ここで図 3.64 について注目すべき点は、このスペクトラムアナライザーの横軸が画面全体で 1 kHz に設定してある点である。つまりビートの周波数の線幅が 1 kHz よりかなり小さく、半値全幅でみると 10 Hz 未満である。ビートの半値全幅が 10 Hz 未満まで小さくなってしまっていることから考えられるのは、この図 3.64 のビートは、実質的に同じレーザーどうしのビートを観測している状態になっているということである。そしてこの 10 Hz 程度という値は、DPSS レーザーの発振周波数は Mephisto S の発振周波数から幅 10 Hz 以内の範囲にあるということを示している。

つまり、DPSS レーザーの Injection locking が成功しており、slave レーザーである DPSS レーザーが出すレーザー光は、master レーザーである Mephisto S が発振して出力しているレーザー光と周波数

や線幅などの性質が一致している。よってこのときレーザー光の線幅についても、Mephisto S と DPSS レーザーは同じ線幅となるから、Injection lock した DPSS レーザーの線幅は Mephisto S のスペックシートに記載された線幅と同じく 1 kHz 未満になっている。

Injection locking によって DPSS レーザーの線幅が 1 kHz 未満になったという結果は、DPSS レーザー製作当時 [17] に見積もられた DPSS レーザーの線幅 100 kHz と比較して、100 倍以上狭い線幅を達成しており、大幅な性能の向上といえる。

以上に記したように、Mephisto S を用いた Injection locking によって、DPSS レーザーを「数 W の高出力で、周波数安定性が高く、線幅の狭い」レーザーとして運用することが可能となった。

第4章

まとめと今後の展望

本研究において、我々は冷却分子トラップに利用できる高出力・狭線幅なレーザー光源の製作を目指し、Injection locking による DPSS レーザーの周波数安定化を行った。

まず、先行研究 [17] に基づき、Bow-tie Cavity 内部に配置した Nd:YVO₄ 結晶に 808 nm の Pump 光を照射してレーザー発振させ、Pump LD 温調や Cavity のアライメント、Pump 光の照射位置を最適化することにより最大 10 W 以上の高出力 DPSS レーザーを得た。

このレーザーの Cavity に、線幅が 1 kHz 未満で周波数が安定な master レーザーの光を入射し、Injection lock による周波数安定化を試みた。Injection lock を行う際には、アイソレーターの方法やエタロン、アイリスによって、DPSS レーザーをあらかじめシングルモード発振させておくと Lock が安定した。結果的に、1 kHz 未満の線幅と 7 W 以上のパワーを 20 分以上維持することに成功した。

現時点では、DPSS レーザーを発振させた後に温調を切ることによって発振周波数を安定させている。このため、発振周波数を自由に変えることができないという問題点がある。また、Pump 光のパワーを上げていくとマルチモード発振しやすくなることがわかった。

今後の展望として、今挙げたような問題点を改善し、冷却分子トラップに向けてさらに周波数の安定性を向上させることが 1 つの目標である。具体的な方法としては、例えばエタロンの光軸に対する角度を可変にすることによって FSR を変化させ、発振周波数を調節することや、エタロンをより Finesse の大きいものと交換し、単一のモードが選ばれやすくなるようにすることなどが考えられる。また、除振台を利用したり、防音性の高い素材で箱の周りを囲うことにより、振動や音に対しても Lock が外れないようにすることも必要である。

付録 A

回路図・設計図

A.1 高速 PD

図 A.1 は高速応答 PD の回路図である。[17] を参考にして製作した。

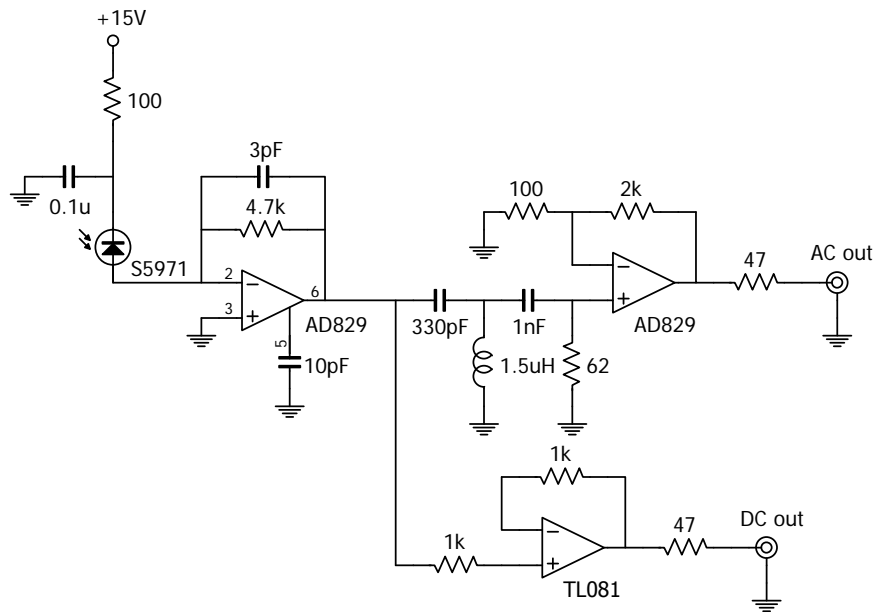


図 A.1 高速 PD の回路図

図 A.2 は高速応答 PD のケースの設計図である。ケースは TAKACHI の防水・防塵アルミダイキャストボックスに必要な加工を施して使用している。

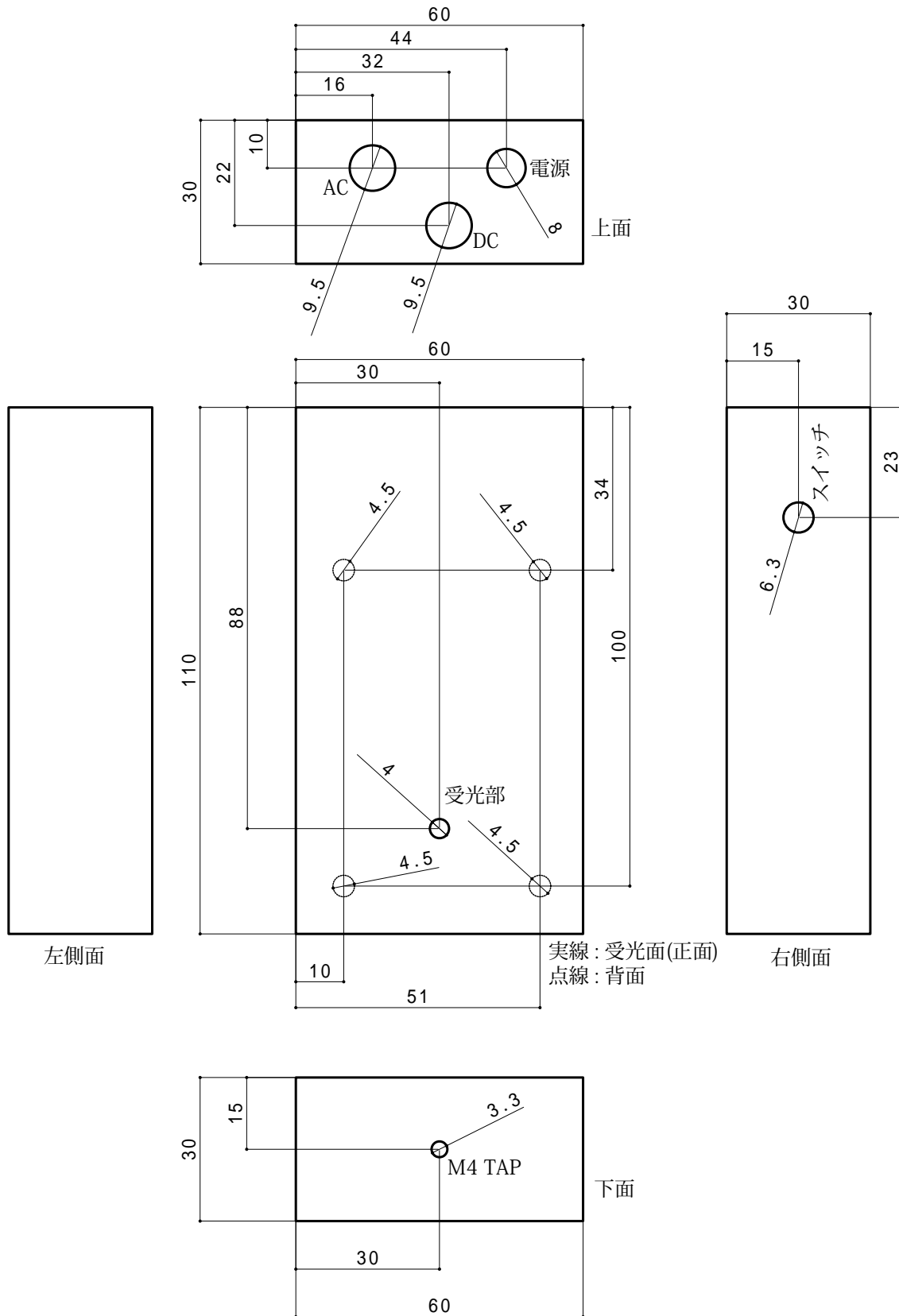


図 A.2 高速応答 PD のケース (大型) の設計図

A.2 Lock 回路

図 A.3 は Injection locking に用いた Lock 回路の回路図である。[17] や [25] を基にして製作した。

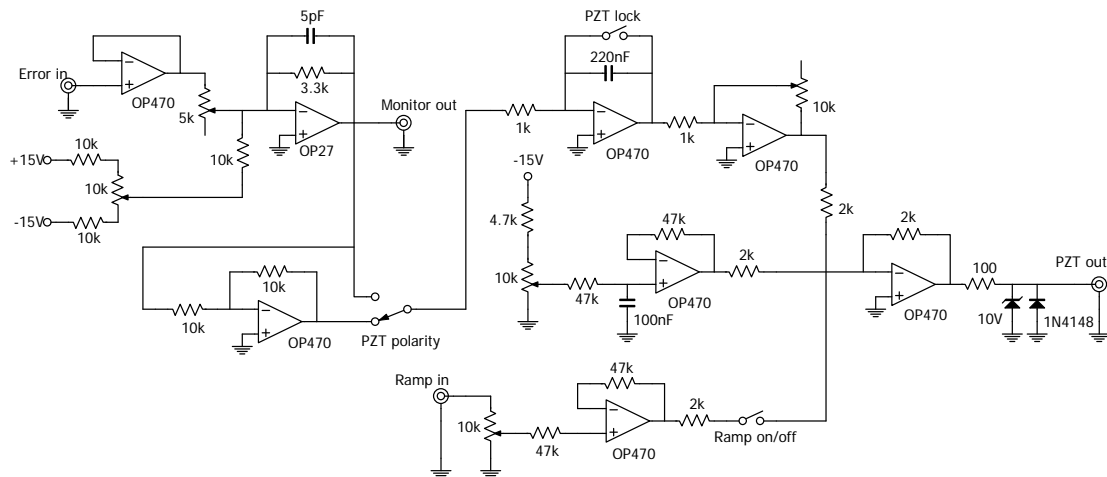


図 A.3 Lock 回路の回路図

A.3 EOM 用の共振回路

PDH 法で大きな Error signal を得るためには、位相変調による sideband を十分に大きくする必要がある。そのためには、EOM に図 A.4 のような回路を繋げばよい。今回用いた EOM は 12pF 程度の電気容量を持っており、図 A.4 の回路は共振回路となるため、EOM にかかる電圧は大きく増幅され、レーザー光に大きな sideband を持たせることができる。

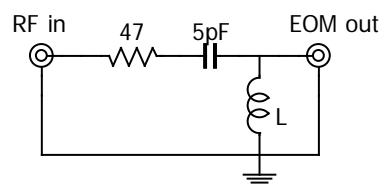


図 A.4 共振回路の回路図

回路中のコイル L は自作であり、トロイダルコア T50-10 に導線を 50 回巻いたものを使用した。

この共振回路の周波数特性を図 A.5 に示す。回路に EOM を接続した状態で、RF を入力したときに回路から漏れる電磁波を別のコイルで拾い、電圧を測定した結果である。このときの共振周波数は 10.38 MHz^{*1}であり、Q ~ 70 程度の Q 値が得られている。

^{*1} 測定ごとに多少変化した。コイルを置く位置によるものと考えられる。PDH 法を行うために入力した RF の周波数は、3.4.2 節で記した通り 10.43 MHz である。

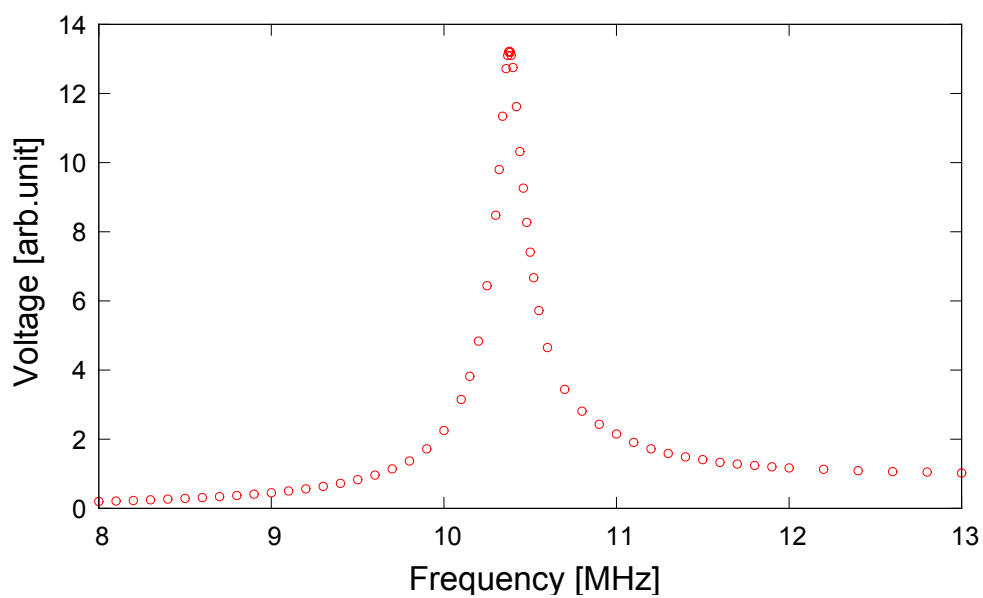


図 A.5 共振回路の周波数特性

A.4 アライメント方法

DPSS レーザーを発振させるための共振器のアライメント方法を記す。ただし、アライメント時にはアイリスとエタロンは共振器内から取り出しておくことが望ましい。

A.4.1 ミラーの粗調整

1. ミラー (1)~(4) の大まかな位置を決めて、ミラー (4) を固定。
2. ミラー (4) の裏側からミラーの中心を通してミラー (1) に向け Mephisto S のレーザー光を照射。(図 A.6)
3. ミラー (1) の中心で反射させたレーザー光が結晶の中心を通るよう、ミラー (1) の位置と向きを決めて固定。(図 A.7)
4. ミラー (2) の中心で反射させたレーザー光がミラー (3) に向かうよう、ミラー (2) の位置と向きを決めて固定。(図 A.8)
5. ミラー (3) の中心で反射させた光がミラー (4) の中心に当たるよう、ミラー (3) を固定。(図 A.9)

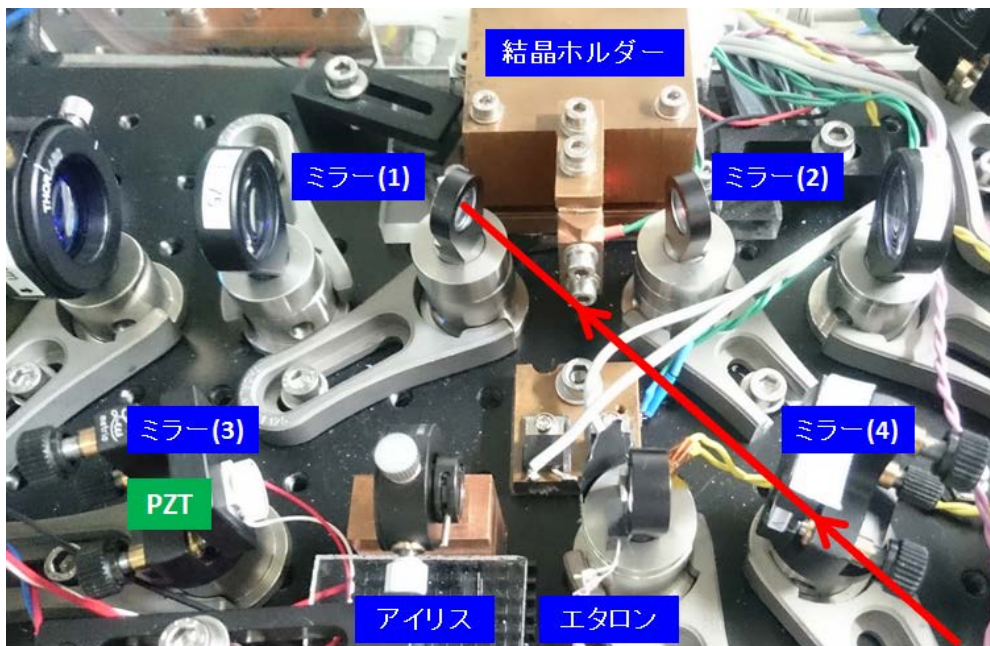


図 A.6 参照用レーザー光の調整

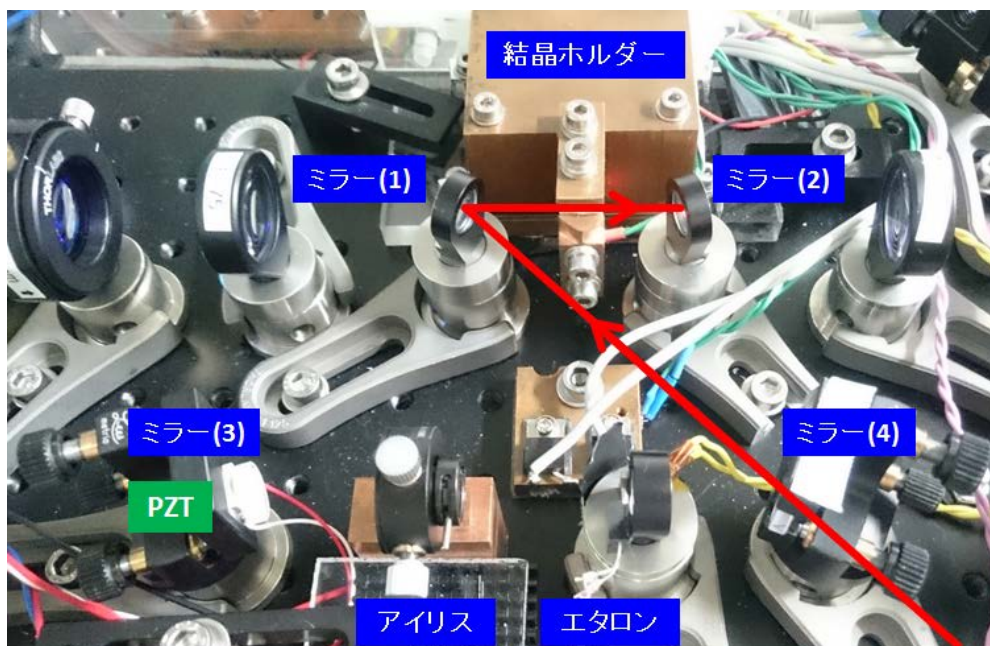


図 A.7 ミラー (1) の調整

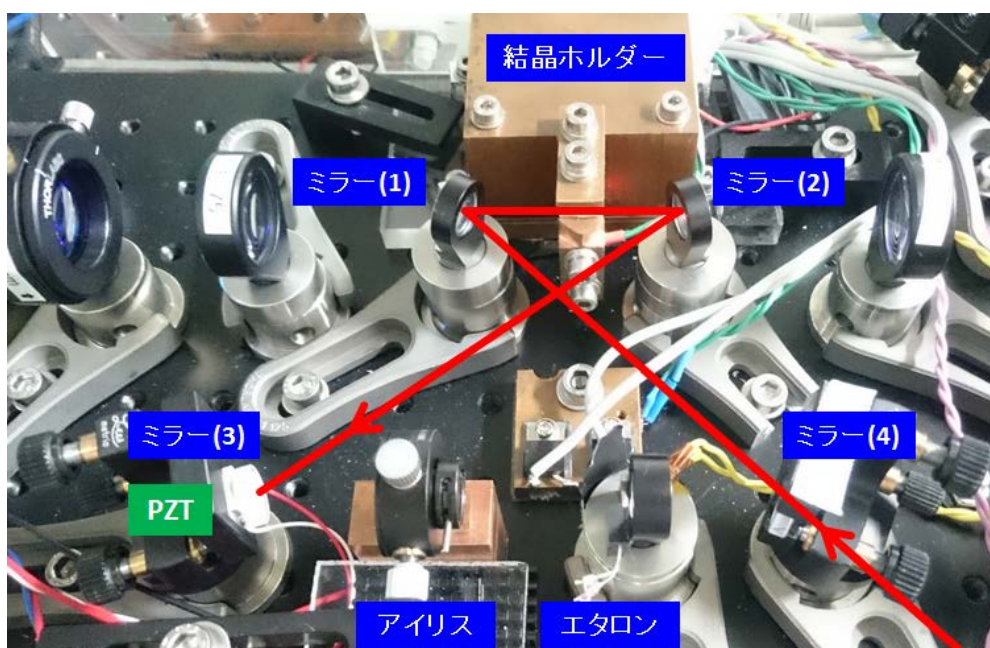


図 A.8 ミラー (2) の調整

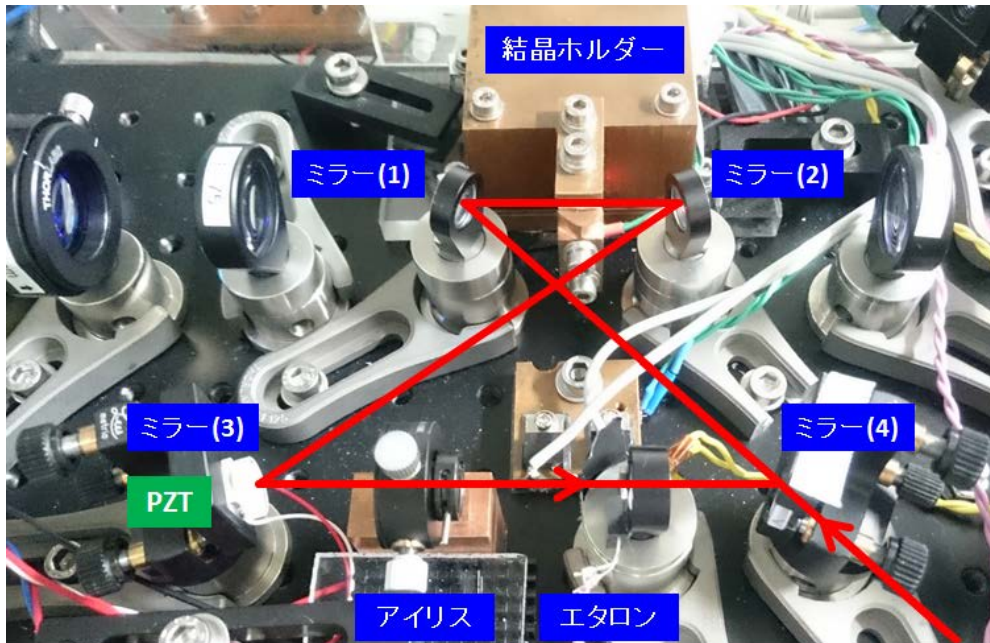


図 A.9 ミラー (3) の調整

A.4.2 ミラーの微調整

1. ミラー (4) の表側付近で、裏側からのレーザー光とミラー (3) から来てミラー (4) の表面で反射されたレーザー光が一致するよう、ミラー (3) を微調整する。
2. ミラー (1) やミラー (2) の付近で、ミラー (4) の裏側からのレーザー光と共振器内を一周してミラー (4) の表面で反射されたレーザー光が一致するよう、ミラー (4) を微調整する。
3. 上記 1 と 2 を何度か繰り返し行い、光路のずれが確認できなくなるまで調整する。
4. Pump LD の電源を入れて (電流値は最大でも 25A 程度の状態で) ミラー (3) とミラー (4) を微調整し、うまくアライメントできていれば発振する。^{*2}
5. 発振しない場合、微調整 1 の手順からやり直す。
6. 発振したらパワーメーターで出力を見ながら、ミラー (3) とミラー (4) をさらに微調整し出力を最大化

^{*2} レーザー発振し得るミラーの角度はかなり狭い。ミラー (3) やミラー (4) の調節ねじの回転量でいえば、最適なアライメント状態の前後、数分の一回転の範囲でしか発振しない。4 つのねじのうちどれか一つでもこの範囲を外れば発振しなくなる。

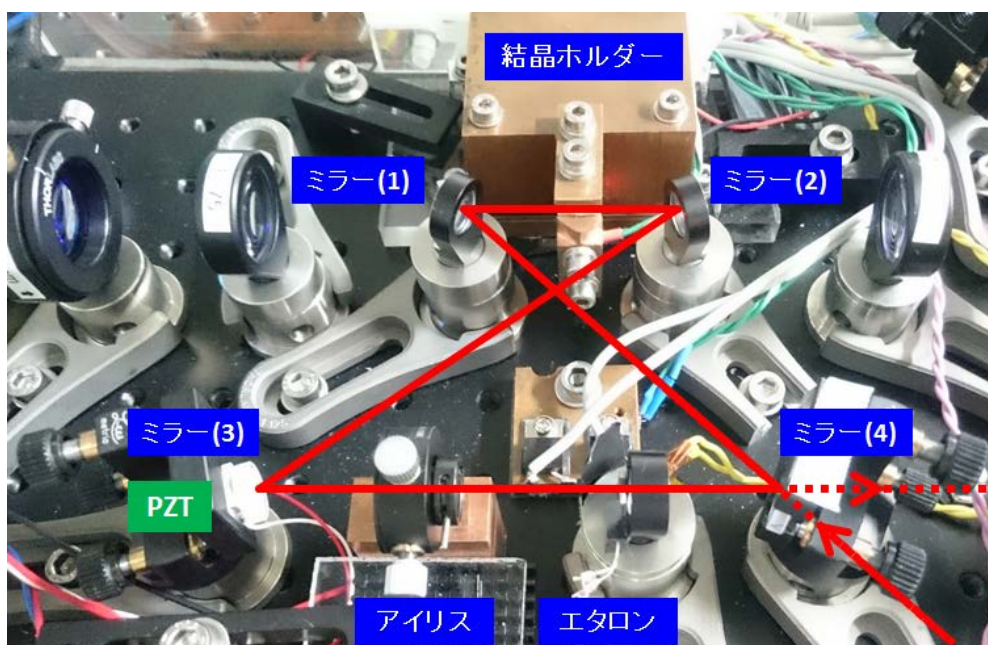


図 A.10 共振器のアライメント

アライメントできていれば共振器内をレーザー光が何周も回る

謝辞

本論文は東京大学工学部物理工学科 2014 年度卒業論文として執筆したものです。井上研究室で卒業研究を進め本論文を執筆するにあたって、多くの方々に様々なご指導・ご協力をしていただき様々なご意見もいただきました。お世話になった方々への感謝の言葉を述べて本論文の結びとさせていただきます。

指導教員である井上慎准教授には、DPSS レーザーの周波数安定化というやりがいのあるテーマを与えていただき感謝しています。この研究を通して、実験を進めていくうえで大切なことや大変な点、観察された現象をどう解釈するべきかなどといった重要なことを学ぶことができました。また、我々の理解が不十分な事柄について質問をすると、非常にわかりやすい説明をしていただき、研究内容や関連する内容に対する物理学的理解を深めることができました。井上先生の下で研究をさせていただいたこの 1 年間の経験は、今後研究をしていくうえでも非常に貴重なものであったと感じています。心よりお礼を申し上げます。

小林淳准教授 (現 京都大学特定准教授) には、この卒業研究を始める前の段階ではありましたが、研究室内のさまざまなことや、回路および実験機器の工作などについて様々な助言をいただきました。まだ我々が井上研究室に参加させてもらったばかりの頃に積極的に話しかけていただき、自然と研究室の雰囲気になれることができました。いつも気にかけていただいたこと感謝申し上げます。

D3 の加藤宏平氏には、回路の設計・工作をはじめ様々な器具の使い方などを丁寧に教えていただいたり、実験データ解析のためのプログラミングを教えていただき非常に多くのことを学ばせていただきました。また、実験を進める中で問題が発生したときによく話を聞いていただき、鋭い洞察力から問題の原因や対処法を指摘・助言していただいたことが何度もありました。議論をしながら問題の核心に迫ることができたこともあり、大変お世話になりました。

M2 の荻野敦氏には、Lock 回路の製作で大変お世話になりました。回路の他にも Lock が安定するように光学系周辺に様々な対策を施していた姿は、大変勉強になりました。安定した実験データを得るために実験を行う時間帯も意識するなど、研究に取り組む姿勢もとても感銘を受けました。

M1 の岡田彪利氏には、ご自身の実験の合間などにも我々の実験の様子を気にかけていただき、よく話しかけてくださいました。実験がうまくいかなかったときに一緒に光学系の問題点を探していただいたりお世話になることが何度もあり助けていただきました。

M1 の藤本晃吉氏には、レーザー光源を共同で使っていたこともあり光学系を組む時などに度々お世話になりました。光学系の変更などで迷惑をおかけすることもありましたが、いつもこちらの都合に合わせていただき、実験をスムーズに進めることができ大変助かりました。

本論文は井上研究室の方々の協力があって完成させることができたものだと思います。ご協力をい

ただいた皆様に非常に感謝しています。

また、ここには書ききれなかった方々にも大変お世話になりました。居室を共同で使わせていただいている三尾研・小芦研・石川研の皆様とも、様々な議論やお話をさせていただき、勉強になることや気分転換できることが多々ありました。

本論文・研究でお世話になった方々にお礼申し上げます。ありがとうございました。

2015年2月 池田浩太 上東幹

参考文献

- [1] J. P. Gordon, H. J. Zeiger and C. H. Townes: “The maser—new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer”, *Phys. Rev.*, **99**, pp. 1264–1274 (1955).
- [2] A. L. Schawlow and C. H. Townes: “Infrared and optical masers”, *Phys. Rev.*, **112**, pp. 1940–1949 (1958).
- [3] T. H. MAIMAN: “Stimulated optical radiation in ruby”, *Nature*, **187**, pp. 493–494 (1960).
- [4] “Nobelprize.org ホームページ”,
http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/.
- [5] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin: “Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, pp. 48–51 (1985).
- [6] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. E. Pritchard: “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, pp. 2631–2634 (1987).
- [7] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji: “Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, pp. 2023–2045 (1989).
- [8] S. N. Bose: “Planck’s law and light quantum hypothesis”, *Z. Phys.*, **26**, p. 178 (1924).
- [9] 鳥井寿夫: “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”, 博士論文, 東京大学 (2000). <http://maildbs.c.u-tokyo.ac.jp/~torii/thesis/doctor/pdf/>.
- [10] 塚田誠: “ボースアインシュタイン凝縮とは何か”, 日本物理学会公開講座「超低温気体のボース・アインシュタイン凝縮」(2002). <http://www.sci.osaka-cu.ac.jp/phys/eep/pdf/whatisBEC.pdf>.
- [11] F. London: “The λ -phenomenon of liquid helium and the bose-einstein degeneracy”, *Nature*, **141**, pp. 643–644 (1938).
- [12] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer: “Theory of superconductivity”, *Phys. Rev.*, **108**, pp. 1175–1204 (1957).
- [13] 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*, **269**, pp. 198–201 (1995).
- [14] 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.*, **75**, pp. 3969–3973 (1995).

- [15] A. Mosk, S. Jochim, H. Moritz, Th., M., R. Grimm : “Resonator-enhanced optical dipole trap for fermionic lithium atoms”, *Opt. Lett.*, **26**, pp. 1837–1839 (2001).
- [16] M. E. Gehm, K. M. O’Hara, T. A. Savard and J. E. Thomas: “Dynamics of noise-induced heating in atom traps”, *Phys. Rev. A*, **58**, pp. 3914–3921 (1998).
- [17] 齊藤祐介, 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). http://ultracold.t.u-tokyo.ac.jp/inouyeLAB/publications/2010_03_SAITO_FUKUOKA_undergrad_thesis.pdf.
- [18] C. D. Nabors, A. D. Farinas, T. Day, S. T. Yang, E. K. Gustafson and R. L. Byer: “Injection locking of a 13-w cw nd:yag ring laser”, *Opt. Lett.*, **14**, 21, pp. 1189–1191 (1989).
- [19] A. E. Siegman: “Lasers”, University Science Books (1986).
- [20] R. Drever, J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley and H. Ward: “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator”, *Applied Physics B*, **31**, 2, pp. 97–105 (1983).
- [21] T. Hänsch and B. Couillaud: “Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity”, *Optics Communications*, **35**, 3, pp. 441 – 444 (1980).
- [22] C. J. Foot: “Atomic Physics”, Oxford Univ Pr (Txt) (2005).
- [23] “Castech ホームページ”,
http://www.castech.com/products_list.html.
- [24] “ハイフィネス・ジャパンホームページ”,
<http://www.highfinesse.jp/>.
- [25] 大久保弘樹, 荻野敦: “電子・陽子質量比の変化に敏感な分子準位の分光”, 卒業論文, 東京大学 (2013). http://ultracold.t.u-tokyo.ac.jp/inouyeLAB/publications/201303_Ohkubo_Ogino_Bachelor_Thesis.pdf.
- [26] 久我隆弘: “原子のレーザー冷却”, 日本物理学会公開講座「超低温気体のボーズ・アインシュタイン凝縮」(2002). <http://photon.c.u-tokyo.ac.jp/~kuga/publications/injapanese/0211LaserCooling.pdf>.
- [27] OKAWA Electric Design: “フィルタ計算ツール”,
<http://sim.okawa-denshi.jp/Fkeisan.htm>.