

ERL 電子銃励起用ファイバーレーザー  
オシレータの開発

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

指導教員 中村典雄 准教授

川崎泰介

## Abstract

次世代放射光源として開発が進められている ERL (Energy Recovery Linac:エネルギー回収型ライナック) のフォトカソード電子銃励起レーザーシステムのマスターオシレータには、Yb ファイバーレーザーの採用が検討されている。

我々の研究の目的は、ERL フォトカソード電子銃用のファイバーレーザーオシレータを開発することである。このオシレータには、ERL の高周波加速空洞の設計周波数と同じ、1.3GHz の繰り返し周波数が要求されるが、現在一般に使用されているモード同期 Yb ファイバーレーザーオシレータの繰り返し周波数は 100MHz 程度に留まっている。

今回我々は、1.3GHz のパルス列を作ること为目标として研究を行い、

- 1、100MHz Yb ファイバーレーザーオシレータからの光を 1.3GHz 相当の繰り返し周波数を持つ外部キャビティに入射し、繰り返し周波数を増加させる方法
- 2、SESAM(Semiconductor Saturable Absorber Mirrors:半導体過飽和吸収鏡)を用いてモードロックを行うコンパクトなキャビティ長を持つ発振器を作る方法

の 2 方式で Yb ファイバーレーザーを開発し、それぞれの特性を検証した。

# 目次

Abstract.....	1
第1章 序論	
1.1 放射光源.....	5
1.2 エネルギー回収型ライナック (ERL).....	7
1.3 フォトカソード電子銃.....	10
1.4 レーザー.....	13
1.5 ファイバーレーザー.....	14
1.6 電子銃励起用レーザーシステム.....	15
1.6.1 レーザーシステムに求められる条件.....	15
1.6.2 ERLで想定されているレーザーシステムの概要.....	17
1.7 研究目的.....	21
第2章 外部キャビティによる方法	
2.1 理論.....	23
2.1.1 モード同期.....	23
2.1.2 ファブリーペロー共振器.....	27
2.1.3 ファブリーペロー共振器の安定条件.....	30
2.1.4 回折格子による分散補償.....	35
2.1.5 Hansch-Coillaud 法.....	37
2.2 セットアップ.....	40
2.2.1 100MHzYb ファイバーレーザーオシレータ.....	40
レーザー媒質の励起.....	40
分散補償.....	40
非線形偏頗回転モード同期.....	41
2.2.2 100MHzYb ファイバーレーザーオシレータの性能.....	42
2.2.3 1.3GHz 外部キャビティ.....	44
2.3 実験結果.....	47
2.4 まとめと今後の課題.....	50

第3章	リニアキャビティによる方法	
3.1	理論	51
3.1.1	可飽和吸収体によるモード同期	51
3.1.2	Qスイッチ、Qスイッチモード同期	55
3.2	セットアップ	57
3.3	実験結果	59
3.3.1	425.5MHzでの発振	59
3.3.2	モード同期状態	62
3.3.3	パルス幅	63
	パルス圧縮	64
	自己相関干渉計	65
	パルス圧縮結果	67
3.3.4	667MHzでの発振	68
3.5	まとめと今後の課題	70
第4章	結論	71
	謝辞	72
	付録	
	二次高調波発生	73
	ファイバーアンプ	76
	レーザーダイオード出力	78
	参考文献	79



## 第1章 序論

### 1.1 放射光源

高エネルギーの電子の進行方向が磁場による加速度を受けて変化すると、放射光と呼ばれる光を発生する。放射光は大強度、高い指向性を持ち、そのスペクトルは赤外線領域から X 線領域までの連続スペクトルである、といった性質をもつ。これらの特性から放射光は今日、物質科学や生命科学、材料科学、医学等様々な研究分野に利用されている。

そもそも放射光は 1940 年代中頃から、高エネルギー物理学実験用加速器の大型化に伴い、エネルギーのロスを引き起こす障害としてその存在が知られていた。その後、前述した様な幅広い分野への利用が可能な光源としての可能性が注目され、1950 年代に最初期の放射光に関する研究が始まる。第 1 世代に分類される当時の放射光源の実験は、高エネルギー物理学実験用加速器を用いることで寄生的に行われた。その後放射光の有用性が広く認識され、1970 年代頃からは世界各地で放射光源専用の加速器が建設されるようになった。第 2 世代と呼ばれる加速光源は、主に偏向磁石からの放射光を利用するもので、SOR-RING (380MeV:日本)、Photon Factory(2.5GeV:日本)、等が挙げられる。その後、1980 年代に入り、放射光源の利用が増えると、光源に対する要求が高度化、多様化した。これらの要求に応えるために向上した加速器技術やアンジュレータ等の放射光発生技術を用いて放射光源としての性能を最適化したのが第 3 世代型と呼ばれる放射光源である。この世代の光源は、X 線領域では SPring-8 (8GeV:日本)、APS(7GeV, Advanced Photon Source:米国)、ESRF(6 GeV, European Synchrotron Radiation Facility:ヨーロッパ)、極紫外線・軟 X 線領域では ALS(1.5GeV, Advanced Light Source:米国)、ELETTRA(2.4GeV, イタリア)、BESSY-II (1.7GeV, Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung ドイツ)等を挙げることができる。更に近年、アンジュレータ技術の進歩により、6-8GeV の大型放射光源施設とほぼ同等に X 線領域までをカバーできる 3-5GeV の中型施設が各地で作られるようになってきている。これを新第三世代と呼ぶことがある。

更に、現在の第三世代型放射光源、新第三世代放射光源に続く次世代の放射光源として、第 4 世代型放射光源の開発が進められている。第 4 世代型放射光

源には ERL (Energy Recovery Linac:エネルギー回収型ライナック)、FEL (Free Electron Laser:自由電子レーザー) 等がある。

## 1.2 エネルギー回収型ライナック (ERL)

第一世代から新第三世代の放射光施設では、円形加速器に電子や陽電子を蓄積して放射光を発生させる。蓄積リングでは、入射器から入射した電子が周回を繰り返しながら放射減衰を経て平衡状態に達する。これにより、電子ビームの特性は入射電子の素性には依存せず、蓄積リングのエネルギーや曲率半径等のパラメータによってほぼ決定される。ただし、蓄積リングのパラメータによってどこまでも電子ビームの特性が良くなる訳ではない。例えば、エミッタンスは小さくなりすぎるとビーム内で電子同士が多重クーロン散乱を起こして何周か回っているうちに増加してしまったり、バンチ長も短すぎるとある種のビーム不安定性などによって短い時間内で伸びてしまう。つまり、蓄積リングで達成可能な光源性能には限界があり、現在の放射光源の性能はこの限界に近づきつつある。このような欠点を持たない在来型よりも遥かに高輝度で高コヒーレントな放射光を発生させることの出来る次世代の放射光源として期待されているのが、ERLである。

ERLは、エネルギー回収型ライナックの名前通り、線形加速器をベースにした放射光源である。概要を下に示す。ERLは主に超伝導体の加速空洞を利用した主線形加速器と、ビームを輸送するための周回部からなる。電子銃で生成された電子ビームはまず入射部で比較的低いエネルギーまで加速され、次いで主線形加速器により高エネルギーまで加速された後、周回部へと輸送される。周

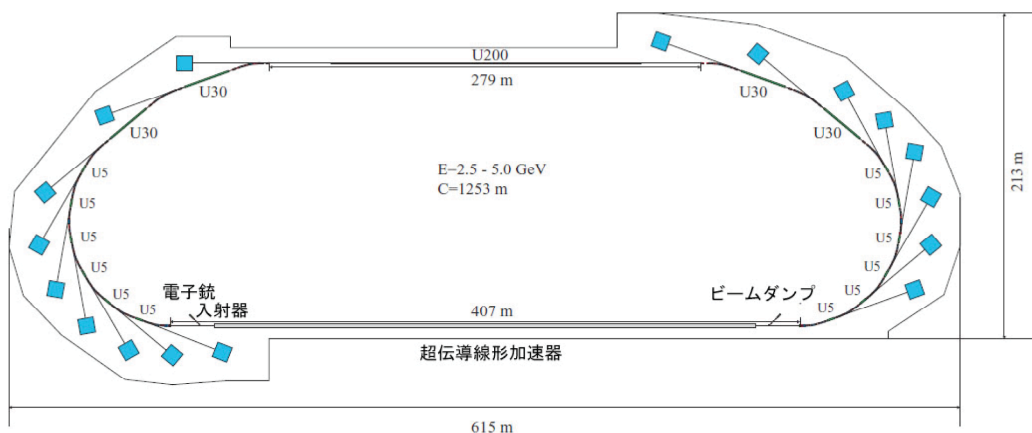


図 1.1:PF-ERL計画 Ref[4]



表 1.1: ERL と既存放射光施設(Spring-8)の比較 Ref[4]

放射光施設		ERL		SPring-8	
エネルギー		5GeV		8GeV	
電流		100mA	100mA	100mA	100mA
アンジュレータ長		30m	5m	25m	5m
光源サイズ ( $\mu\text{m}$ ,FWHM)	水平	37.8 $\mu\text{m}$	18.2 $\mu\text{m}$	892 $\mu\text{m}$	892 $\mu\text{m}$
	垂直	37.8 $\mu\text{m}$	18.2 $\mu\text{m}$	22.8 $\mu\text{m}$	10.6 $\mu\text{m}$
発散角 ( $\mu\text{rad}$ ,FWHM)	水平	4.1 $\mu\text{rad}$	9.8 $\mu\text{rad}$	37.4 $\mu\text{rad}$	38.4 $\mu\text{rad}$
	垂直	4.1 $\mu\text{rad}$	9.8 $\mu\text{rad}$	4.3 $\mu\text{rad}$	10.0 $\mu\text{rad}$
ビームサイズ @50m(FWHM)	水平	244 $\mu\text{m}$	510 $\mu\text{m}$	2761 $\mu\text{m}$	2813 $\mu\text{m}$
	垂直	244 $\mu\text{m}$	510 $\mu\text{m}$	236 $\mu\text{m}$	509 $\mu\text{m}$
平均輝度 $B(\text{ph}/\text{s}/0.1\%/ \text{mm}^2/\text{mrad}^2)$		$6.0 \times 10^{23}$	$7.6 \times 10^{22}$	$2.2 \times 10^{21}$	$5.0 \times 10^{20}$
コヒーレント比 $p_c$		19	15	0.14	0.13

回部にはアンジュレータが多数設置されており、加速ビームがそれらの中で蛇行運動する際、高輝度放射光が生成される。周回部を一周して主線形加速器に帰還したビームは、今度は主加速器により減速された後、ビームダンプに廃棄される。このように、ERL では、電子ビームは基本的に軌道を一度周回するだけであり、電子ビームが平衡状態になることはない。そのために、ERL 内で生成された高品質のビームを放射平衡やその他の作用によって劣化させる前に利用できることになる。また、次々と新しいビームを打ち込んで利用するため、主加速器内には加速ビームと減速ビームが  $180^\circ$  異なる位相で同時に存在する。ここで、減速ビームから回収したエネルギーを利用してビームを加速することにより、使用電力を大幅に抑えたエネルギー効率の良い運転を行うことが出来る。これがエネルギー回収型と命名されている理由である。

この原理は、1965年に M. Tigner によって提案されたが、根幹となる超伝導空洞技術が追いつかず長らく忘れ去られていた。しかしながら、近年の技術の進歩とともに、次世代放射光源として脚光を浴びるようになった。ERL では、既存の放射光源に比べて遥かに高い輝度やコヒーレンス性、サブピコ秒の超短パルス等が期待されている。

## 第1章 序論

現在、日本において、ERLの実証機であるコンパクトERLの開発が進められている。コンパクトERLは、約40m×10mで周回エネルギー60-85MeVの持つ小型のERLで、2011年の運転開始を目指している。

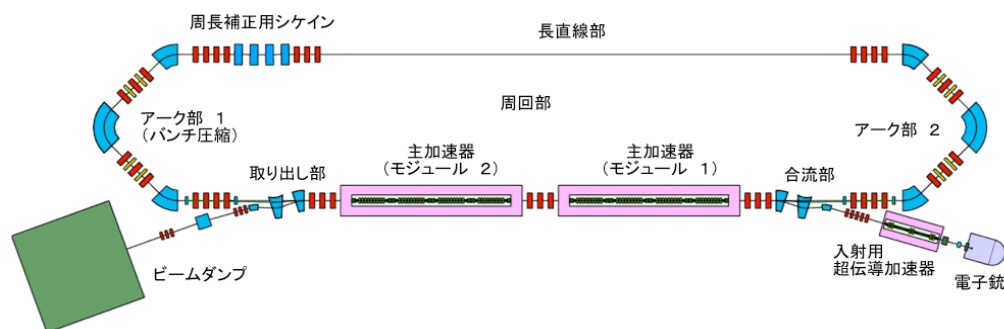


図 1.2: コンパクトERL配置の概要 Ref[1]

表 1.2: コンパクトERLと5GeV ERLの主なパラメータの比較 Ref[1]

	コンパクトERL	5GeV ERL
周回エネルギー	60-85MeV	5GeV
平均電流	10-100mA	10-100mA
電子バンチ長	0.1-3ps	0.1-3ps
電子バンチ電荷量	7.7-77pC	7.7-77pC
規格化エミッタンス	0.1-1mm-mrad	0.1-1mm-mrad

### 1.3 フォトカソード電子銃

放射光源において放射光を発生させる電子は、一般的に電子銃から供給される。電子銃とは、光電効果、高熱、高電界等を用いることで固体中の電子を空中に放出し、加速する装置である。電子銃は電子の発生方法によって熱陰極型とフォトカソード（光陰極）型の大きく二つに分けられる。また、これらのカソードから放出された直後の電子はほとんどエネルギーを持っていないため、電圧によって加速させる。この加速電圧の種類によって DC 電子銃、RF 電子銃に分けることが出来る。

現在の放射光源で最も一般的に用いられているのが熱陰極 DC 電子銃である。金属を高温に熱すると、伝導体の自由電子がエネルギーを得て表面障壁を越えて真空中に放出される。この現象を熱電子放出という。熱陰極 DC 電子銃では、この熱電子放出によって得られた電子を DC 電場によって加速し取り出している。熱陰極を利用した電子銃は容易に大電流を得ることが出来、更に安定性も良いため、多くの放射光施設で採用されている。しかしながら熱陰極電子銃は熱を伴う電子を利用しているため、カソードから出た直後の電子はそれぞれ様々な方向に向かって進んでいく。そのため、発散角が小さい超低エミッタンスの電子ビームを実現することが難しい。

フォトカソード電子銃は、物質が光子を吸収して電子を放出する光電効果を利用してカソードから電子を取り出して加速する電子銃である。フォトカソード電子銃は、熱由来の電子を用いる熱陰極型と違い、フォトカソードのバンドギャップに励起レーザーの波長を合わせ込むことでカソードから出てきた直後の電子の運動量を非常に小さく抑えることが可能で、超低エミッタンスを実現することが出来る。更に、フォトカソードからの電流は励起レーザーの出力に比例するので、励起パワーを増加させることで大電流化も実現できる見込みである。また、高周波空洞で電子を加速する為には、電子をバンチ（粒子の固まり）に区切らなければ成らない。フォトカソード電子銃では、励起レーザーにパルスレーザーを用いることで電子をパルスの的に発生させることが出来るため、電子のバンチ化を容易に行うことが可能であるという利点もある。一方で、フォトカソード電子銃は熱陰極電子銃に比べて安定性が高くないことが知られている。これは、入射レーザーの揺らぎに起因していることが多い。また、一般的にカソードの寿命が熱陰極に比べて短いという欠点もある。

## 第1章 序論

光源性能が入射ビームには左右されない既存の放射光源施設とは異なり、入射ビームがそのまま光源性能に繋がる ERL では、電子銃の低エミッタンス化は大きな課題となる。ERL 放射光源用の電子ビームに求められる性能は、エネルギー5GeV、平均電流 100mA で、規格化 rms エミッタンス 1mm-mrad、あるいは平均電流 0.1mA で規格化 rms エミッタンス 0.1mm-mrad である。世界的な放射光源施設である蓄積リング型の Spring-8 を例に挙げると、エネルギー8GeV、平均電流 100mA、規格化エミッタンス 10mm-mrad であり、ERL では従来の電子銃よりも、非常に低エミッタンスであるものが求められる。

また、ERL と蓄積リング型放射光源では、どちらも 100mA 程度のビームを使って放射光を生成するが、入射器からの電流量に大きな違いがある。蓄積リングでは電子が多数回リング内を周回し続けるので、蓄積電流量がある程度減ってくるまで入射の必要がない。これに対して ERL では入射電子は每周ビームダンプに捨てられるため、100mA のビームを常に入射器側から周回リングに供給しなくてはならない。この供給の頻度は ERL の高周波加速空洞との同期の問題から、高周波加速空洞の動作周波数 1.3GHz(または、その整数分の一)である必要がある。更に、放射光源用加速器は原則的に十時間以上の連続運転が行われる。つねに 100mA で運転が行われたとすると、460 クーロン/時間、8640 クーロン/日の電子をカソードから引き出すことに相当し、カソードには非常に高い耐久性が求められる。

ERL の電子源にはフォトカソード DC 電子銃の採用が検討され、開発が進められている。電子銃の安定性を高めるため、レーザーには安定性が高いことで知られるファイバーレーザーが採用される予定である。これが、本研究の動機でもある。ERL のフォトカソード電子銃では、NEA 表面 (Negative Electron Affinit=負電子親和力：伝導帯の最低準位よりも真空準位が低い状態を指す。量子効率が高い。) を持つ GaAs(ガリウム砒素)半導体カソードが想定されている。GaAs の NEA 表面は、p 型にドーブした GaAs の表面に Cs を添付することで実現できる。このカソードでは、バンドギャップに整合したレーザーの照射により光電効果がおこり、荷電子帯に存在する電子が伝導体に励起され、NEA 表面に到達した励起電子が真空障壁をトンネルすることでビームとして出てくる。その電子をアノードカソード間にかけて DC 電圧によって必要なエネルギーまで加速し、ERL の高周波加速空洞に入射する。フォトカソードの寿命が短いという問題に関しては、電極周辺の真空度の向上、電極素材の工夫、加速勾

配の向上等による解決が見込まれている。

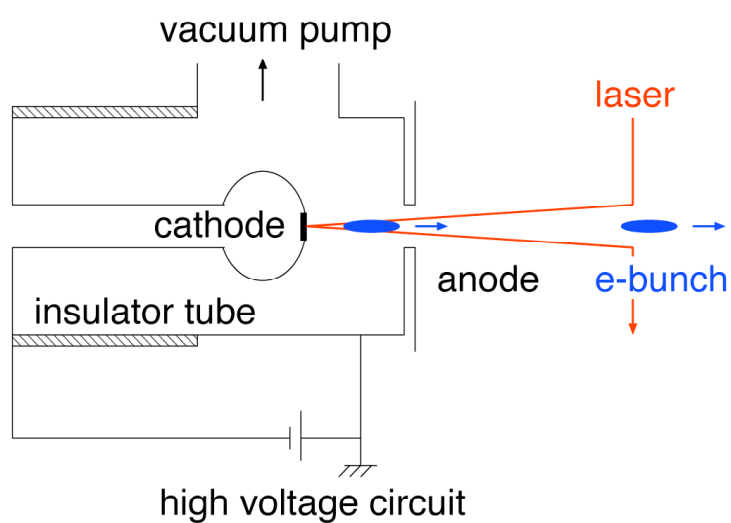


図 1.3: フォトカソード DC 電子銃の構造例 Ref[1]

表 1.3: ERL 電子銃のパラメータ Ref[4]

Current	10-100mA
Pulse repetition(Max.)	1.3GHz
Micro pulse length	10-20ps
Charge per pulse	7.7-77pC
Peak Current	0.77-7.7A
Emittance(norm.)	0.1-1.0mm-mrad

## 1.4 レーザー

レーザーとは、LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation の頭文字をとった頭字語で、原子や分子による光の誘導放出を利用した光の増幅を意味する。レーザーは1960年に初めてルビー結晶によるレーザーの連続発振が成功して以来、光技術と分光光学に革命をもたらし、科学技術の諸分野に大きな波及効果を与えており、生命科学から医学、核融合に至るまで、レーザーを利用した多くの研究が行われている。レーザーの特徴としては、

- (1) 指向性
- (2) 高エネルギー密度
- (3) 単色性
- (4) 超短光パルス

が挙げられる。

レーザーは細いビームになっていて、反射や屈折させない限り、ほとんど一直線に進む。ただし、レーザー光でも完全な平行光線束ではなくて、波動光学あるいは電磁光学で知られている回折の為に、遠方に行くにつれて少しずつ広がる。レーザーの光束の直径を  $d$  とし、その波長を  $\lambda$  とすると、指向性を表すは、ビームの曲がり角  $\Delta\theta$  は回折で制限される限界  $\Delta\theta \sim \lambda/d$  になっている。レーザーは指向性が良いので、無収差レンズで焦点を結ぶと、結像半径は  $F\lambda$  (ただし  $F$  はレンズの  $F$  ナンバー) であり、波長の数倍程度までエネルギーを集中させることが出来る。

あるスペクトルの波長幅を  $\Delta\lambda$  とすると、 $\lambda\nu = c$  より、周波数幅  $\Delta\nu$  は  $\Delta\nu/\nu = -\Delta\lambda/\lambda$  となり、過干渉時間  $\tau$  は  $\Delta\nu\tau \sim 1$  となるので、 $\tau \sim 1/\Delta\nu$  となる。可干渉距離  $L$  は  $c\tau$  と表されるので、 $L \sim c/\Delta\nu \sim \lambda(\nu/\Delta\nu)$  を得る。安定なレーザーでは、 $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-15}$  のオーダーになることが知られている。また、レーザーは単色光を良くすることも出来るが、むしろ逆にスペクトル幅  $\Delta\nu$  を広くして光のパルス幅  $\tau$  を短くすることも出来る。1ps やそれ以下の 100fs–10fs の超短パルス光がモード同期によって可能である。

## 1.5 ファイバーレーザー

フォトカソード電子銃は熱陰極電子銃に比べて一般的に安定性が良くない。これは、カソードに照射されるレーザーの安定性に起因していることが多い。その為、ERL の電子銃励起レーザーには高い安定性をもつレーザーとして、ファイバーレーザーの採用が計画されている。

一般的な固体レーザーはミラーとレンズを組み合わせることにより光が特定の経路を通るようにして構成されている。その為、アライメントに高い精度が必要となり、振動にも弱い。

一方、ファイバーレーザーでは光路の殆どにファイバーを用いることで、アライメントを簡略化、固定化することが出来、一般に通常の固体レーザーよりも安定性が高い。また、レーザー媒質をファイバーにすることで媒質の長さを稼ぐことが出来るため、ゲインの面でも有利である。一般的に知られているファイバーレーザーには波長 1550nm の Er ファイバーレーザーと、波長 1030nm の Yb ファイバーレーザーがある。

## 1.6 電子銃励起用レーザーシステム

フォトカソード DC 電子銃で発生する電子バンチのエミッタンスやバンチ長、繰り返し周波数、安定性等の特性は、ERL の放射光源としての性能に直結する。一方でフォトカソード電子銃の性能は励起レーザーの性能に大きく依存するため、電子銃励起レーザーの性能は ERL の性能に直結するといっても過言ではない。

### 1.6.1 レーザーシステムに求められる条件

ERL 電子銃励起用レーザーに必要とされる性能には、

- ERL の高周波加速空洞の設計周波数と同じ 1.3GHz の繰り返し周波数を持つこと。
- 最終的にフォトカソードに入射する 20ps の矩形波に整形することが可能な、十分に短いパルス幅であること。
- 電子をフォトカソードから飛び出させるために、波長がフォトカソードのバンドギャップの波長よりも短いこと。
- 電子銃のエミッタンスを小さく抑えるために、波長が可能な限りフォトカソードのバンドギャップに近いこと。
- 必要な数の電子をフォトカソードから取り出すのに十分なパルスエネルギーを持つこと。

などがある。

フォトカソードから発生する電子ビーム電流は、カソードの光子一個あたりの発生電子数 = 量子効率と、ドライブレーザーのパワーで決定される。電子ビーム電流  $I$  と、量子効率  $QE$ 、レーザーパワー  $P$ 、レーザー波長  $\lambda$  は

$$I(\text{mA}) = \frac{\lambda(\text{nm})}{124} P(\text{W}) QE(\%) \quad (1.1)$$

で与えられる[1]。ERL 用電子銃のフォトカソードとしては NEA GaAs(ガリウム砒素)が仮定されており、バンドギャップが 800nm 程度、量子効率が 1%とする



と、励起レーザーには15Wのパワーが必要と見積もられている。また、波長は最終的に最適化するパラメータの一つであるので、可変であることが望ましい。

表 1.4: ERL の電子ビーム発生に必要なドライブレーザーの性能 Ref[1]

平均パワー	15W
繰り返し周波数	1.3GHz
マイクロパルスエネルギー	12nJ
マイクロパルス長	10-30ps
波長	800nm 可変
波長可変性	~50nm
プロファイル操作性	三次元整形

### 1.6.2 ERL で想定されているレーザーシステムの概要

レーザーオシレータのみで 1.3GHz、15W という、高繰り返し、高出力のパルス光を作り出すことは非常に困難である。その為、ERL では MOPA(Master Oscillator and Power Amplifier)と呼ばれる方法が提案されている。MOPA とは、ERL の高周波空洞と同じ 1.3GHz の繰り返し周波数を持つパルス列を発生させる発振器と、それを必要出力まで増幅するアンプからなるレーザーシステムのことである。

波長可変性、短パルス発生、技術的な成熟度を考えると、MOPA のアンプ部分の候補としてチタンサファイアレーザーが挙げられる。チタンサファイアレーザーは、700nm～1100nm という広い波長範囲で発振可能で、波長に関する要求には十分に答えることが出来る。しかしながら、ERL では 15W という非常に高いパワーが必要である。チタンサファイアレーザーでは、ポンプ光として 500nm 程度の波長が必要となり、そのためには通常、レーザーダイオードや Nd:YAG 等の連続発振が容易に可能な固体レーザーの二倍波を使用する。そのために、ポンプ光からのパワーの変換効率が低く大量のポンプ光を必要とし、装置が大規模化するという欠点がある。また、結晶を高出力のレーザー光で発振させると熱レンズ効果等による不安定化が危惧される。さらに、レーザー媒質の形状から利得長が制限されるため、1.3GHz という高繰り返しでの増幅は困難である。

そこで、ERL では、アンプ部分に光通信技術から派生したファイバーレーザーを用いることが計画されている。一般的なファイバーレーザーには、Yb ファイバーレーザーと Er ファイバーレーザーがあるが、中でも Yb ファイバーレーザーは高出力化が比較的容易で、既に連続発振で 2.0kW、パルス増幅に置いても 131W でパルス長 1ps 以下のパルス列発生が実現している。

Yb ファイバーアンプはレーザー媒質である Yb イオンを添加したコアと、976nm 励起光を伝搬する第一クラッド、外側の第二クラッドからなるダブルクラッドファイバーで構成されている。コアと第一クラッドの屈折率は、コアで発生した 1030nm 付近の波長を持つ誘導放出光がコアのみを伝播する様に調整されている。励起光は外側の第一クラッドを伝播し、内側のコアを通過する際に Yb イオンを励起する。ポンプ光は損失の少ない第一クラッドを伝播するため、パワー密度が減少し、チタンサファイアレーザーで問題になる熱の問題が大幅に緩和される。そのため、長さあたりの増幅率が小さくても、ファイバーを長

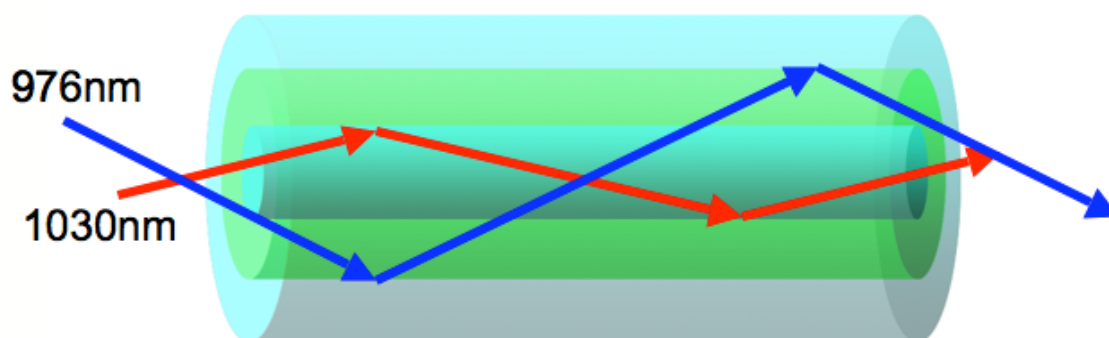


図 1.4: ダブルクラッドYbドープファイバーレーザーによる増幅

くすることによって非常に高い増幅率を得ることが出来る。また、Yb ファイバーはレーザーダイオードからの 976nm 光で励起できる。LD からの光を直接励起に使える点においても高出力化に向いている。

Yb ファイバーアンプを利用する方法は、そのままでは最終的に発生する光の波長が 1030nm 付近となり、そのままでは NEA GaAs のカソードから電子を取り出すことが出来ない。そこで、取り出した 1030nm 光を SHG(Second Harmonic Generator:二次高調波発生)によって 515nm 光へ変換する。更に、その光をポンプ光とすることで、800nm のシード光を NOPA(Non-collinear Optical Parametric Amplification)により増幅し、800nm のパルス列を発生させる。

NOPA のシード光を作る方法としては、

○Yb の二倍波を分岐し、一つを NOPA のポンプ光に使用し、もう一つの光は 800nm 付近のスーパーコンティニュームを発生させることで、NOPA のシード光とする (図 1.5)

○チタンサファイアレーザーの光を発振器として使用し、チタンサファイアの広い発振可能バンド幅を利用して Yb ファイバーアンプへのシード光の 1030nm の光と同時に 800nm の光を発生させ、それを NOPA のシード光に使う (図 1.6)

という 2つの方法が考えられる。

## 第1章 序論

NOPA を用いたシステムに組み込むことの出来るオシレータとして、Yb ファイバーレーザーオシレータ、Yb:YAG レーザーオシレータ、チタンサファイアレーザーオシレータがある。中でも、Yb ファイバーレーザーオシレータは安定性が高く、メンテナンスも比較的容易であることから、ERL 用フォトカソード DC 電子銃励起レーザーシステムのマスターオシレータへの採用が予定されている。

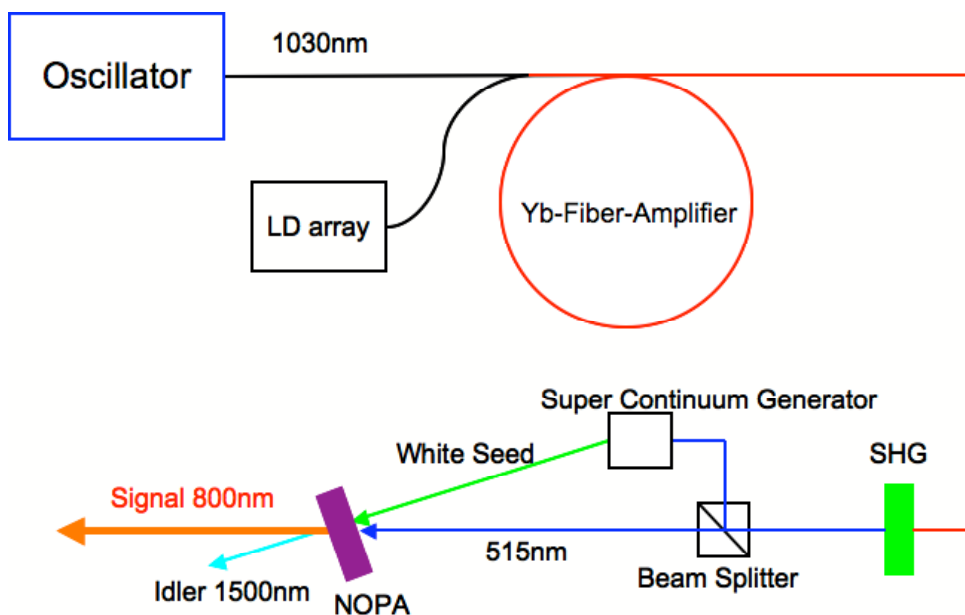


図 1.5: Yb:YAG レーザーオシレータ、またはYbファイバーレーザーオシレータを用いたERLフォトカソードDC電子銃励起レーザーシステムの構成

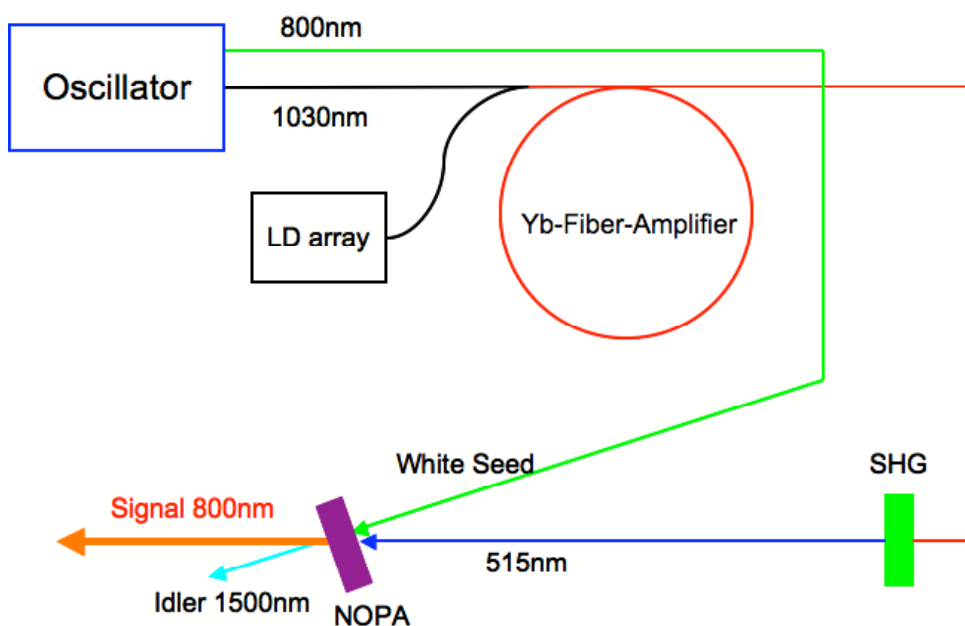


図 1.6: チタンサファイアレーザーオシレータを用いた ERLフォトカソードDC電子銃励起レーザーシステムの構成

## 1.7 研究目的

現在の Yb ファイバーレーザーの繰り返し周波数は 100MHz 程度に留まっている。我々の研究の目的は、ERL 電子銃励起用のファイバーレーザーオシレータを開発することであるが、その為には Yb ファイバーレーザーで繰り返し周波数 1.3GHz を達成することが最終的に要求されている。

レーザー発振器の繰り返し周波数は普通、発振器長に依存している。そのため、繰り返し周波数を増加させるには、発振器長を短くするのが最も単純な方法である。しかしながら、一般的な高繰り返し Yb ファイバーレーザーオシレータは、発振器内に Yb ファイバー、波長板、分散補償器をはじめとする様々なコンポーネントが必要で、発振器長を短くすることが困難である。そのため、繰り返し周波数を増加させるには、オシレータ内に等間隔の複数パルスを作り出し、繰り返し数を増加させる、オシレータの外部で繰り返し周波数を増加させる、モード同期の方法を変更することでオシレータ内に必要なコンポーネントを減らし、コンパクトなキャビティを作る、といったアプローチが必要となる。

具体的には、

1. 高出力の励起光でレーザー媒質を励起することで、オシレータ内に複数のパルスを保持する。
2. オシレータ内で高周波を用いた EO(Electro-optic:電気光学)変調器での変調を行うことでオシレータ内に複数のパルスを保持する。
3. 従来型の高繰り返しファイバーレーザーオシレータからのパルス列をその整数倍の繰り返し周波数を持つ外部ファブリーペロー共振器に入射し繰り返し数を増加させる。
4. モード同期を SESAM(Semiconducting Saturable Absorber Mirror)によって行うコンパクトなリニアキャビティ型オシレータを構成する。

といった方法を挙げる事が出来る。

1 の励起光の出力を上昇させることでキャビティ内に複数パルスを保持する方法は、Yb ファイバーレーザーにおいて既に報告されているが、オシレータから出力されるパルスの間隔を完全に等間隔にすることは現時点では困難である。ピコ秒のオーダーのジッターがあるため、ERL の電子銃に利用するに

は解決しなければならない課題が多い。

残る2、3、4の方法のうちから、今回は、3の外部キャビティを用いた方法と、4のリニアキャビティでのSESAMによるモード同期を用いた方法を試した。

## 第2章 外部キャビティによる方法

2枚の鏡を対抗させると、ファブリーペロー共振器と呼ばれるキャビティになる。我々は、100MHzの繰り返し周波数を持つモード同期 Yb ファイバーレーザーオシレータを作成し、このオシレータからのパルス光を 1.3GHz の繰り返し周波数を持つファブリーペロー共振器型の外部キャビティに入射することにより、繰り返し周波数を増加させる方法を試した。

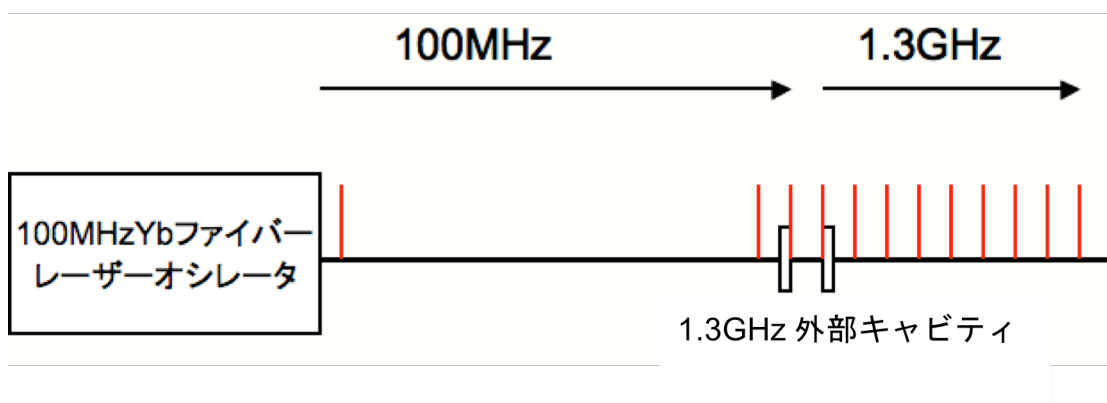


図 2.1: 100MHz Yb ファイバーレーザーオシレータと 1.3GHz 外部キャビティを用いた繰り返し周波数増加

### 2.1 理論

#### 2.1.1 モード同期

モード同期とは、レーザーオシレータ内に立った複数のモードの位相を揃えることで、超短パルス光の発生に欠くことの出来ないものである。固体レーザーオシレータを例に挙げてモード同期について説明する。

レーザー遷移のバンド幅が比較的大きいレーザー媒質中においては、非常にたくさんの固有モードが、同時に励起されることが可能である。これらのモードは、非線形分散効果等を考慮しなければ、キャビティによる境界条件によつて

$$n\lambda = 2L \quad (2.1)$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2L} n \quad (2.2)$$



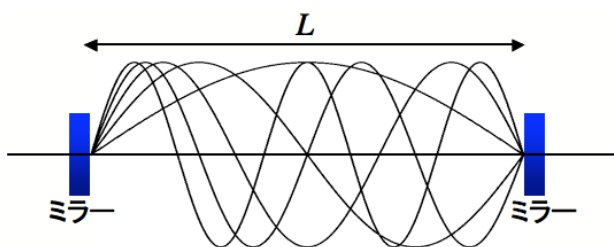


図 2.2: キャビティ内に立つモード

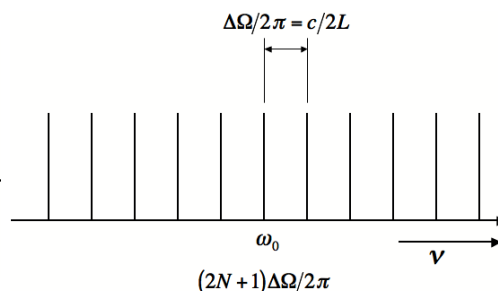


図2.3: キャビティ内に立つモードの間隔

の等しい周波数間隔で存在する。共振条件が広い周波数領域にわたって満たされ、多数のモードが存在しているとし、 $\Delta\Omega \equiv \pi c/L$ とすると、キャビティの中のある位置における波動場の波形は

$$E(t) = \sum_{n=-N}^N \varepsilon_n \exp[-i(\omega_0 + n\Delta\Omega)t + \phi_n] \quad (2.3)$$

で表される。位相は一般にランダムで、これでは短パルス光にはならない。しかしながら、もし異なるモード間の位相を揃えることが出来れば、 $\phi_n = \phi$ となり、

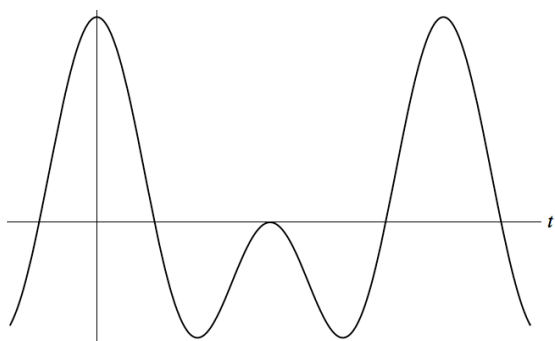
$$\begin{aligned} E(t) &= \varepsilon \exp(-i\omega_0 t + \phi) \sum_{n=-N}^N \exp[-in\Delta\Omega t] \\ &= \varepsilon \exp(-i\omega_0 t + \phi) \frac{\sin[(2N+1)\Delta\Omega t/2]}{\sin(\Delta\Omega t/2)} \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。ただし、各モードの振幅は、簡単のため同じとした。図 2.4 に 2 モード、5 モードのモード同期状態でのパルスのエンベロープと、5 モードのモード同期状態での電場の様子を示した。

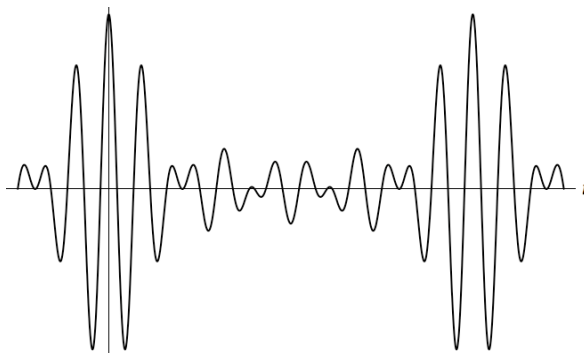
また、強度波形  $I(t)$  は、

$$I(t) = \varepsilon^2 \frac{\sin^2[(2N+1)\Delta\Omega t/2]}{\sin^2(\Delta\Omega t/2)} \quad (2.5)$$

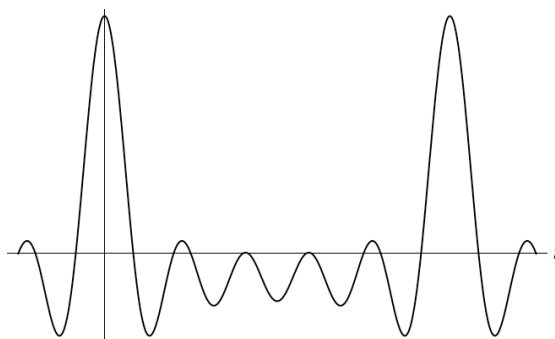
## 第2章 外部キャビティによる方法



2 モードでのモード同期状態におけるパルスのエンベロープ



5 モードでのモード同期における電場の様子



5 モードのモード同期におけるパルスのエンベロープ

図 2.4: モード同期時におけるパルスのエンベロープと電場

となり、パルス幅は

$$\begin{aligned}
 \tau &= \frac{2\pi}{(2N+1)\Delta\Omega} \\
 &= \frac{2L/c}{2N+1} \\
 &\sim \frac{1}{\Delta\nu}
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

となる。また、このパルスが、

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{2\pi}{\Delta\Omega} \\
 &= \frac{2L}{c}
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

の周期で出てくる。この周期はリニアキャビティの場合キャビティ長 $L$ をパルスが往復する時間であり、リングキャビティの場合キャビティ長 $2L$ をパルスが一周する時間である。

実際にレーザーが多モード発振しているとき、発振モード間の周波数の差は一般的に等しくない。ファブリーペロー共振器の縦モードの共振周波数は等間隔であるが、各モードの発振周波数はレーザー媒質の非線形分散効果等のために、発振器の共振周波数とはいくらか異なるからである。しかし、レーザー発振器の中に非線形光学素子を入れたり、変調素子を入れてそれにビート周波数に近い高周波を加えて損失や屈折率を変調したりすると、多モード発振の周波数間隔が等しくなる。

外部から高周波を加えてモード同期をさせる場合を強制モード同期、外部から信号を加えないでモード同期をする方法を受動モード同期という。また、レーザー発振器の中に非線形光学素子を入れなくとも、レーザー媒質には非線形光学効果があるので、励起条件やキャビティの特性を調整すれば、モード同期が起ることがある。これを自己モード同期と呼ぶ。

自己モード同期は、基本調と結合調の発振が互いに引き込まれることによつて起る。図 2.5 の様な $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$ となる3モード発振の場合を考える。 $\omega_1$ と $2\omega_2 - \omega_3$ 、 $\omega_2$ と $\omega_1 + \omega_3 - \omega_2$ 、 $\omega_3$ と $2\omega_2 - \omega_1$ は近いところにある。そこで結合調がある程度近づくと周波数が引き込まれて、 $\omega_1 = 2\omega_2 - \omega_3$ 、 $\omega_2 = \omega_1 + \omega_3 - \omega_2$ 、 $\omega_3 = 2\omega_2 - \omega_1$ になる。これらはいずれも $\omega_3 - \omega_2 = \omega_2 - \omega_1$ となり、結合調を含む原理的には無限個存在するすべてのモードの周波数が等間隔になる。ただし、4つ以上多数の基本調が発振しているときには、必ずしも全部が同時にモード同期しないこともある。

受動モード同期では、同期が起りやすいように非線形光学素子を用いて強い結合調を発生しているということの他は、自己モード同期と同様である。

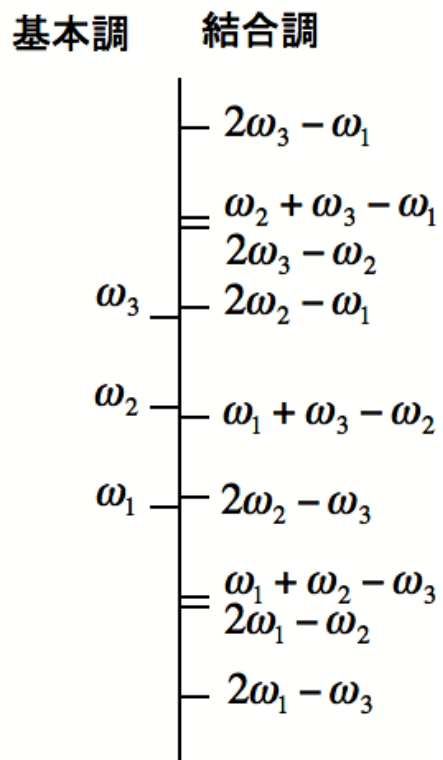


図 2.5: 不均一な間隔を持つ

$\omega_1, \omega_2, \omega_3$  の 3 モード

### 2.1.2 ファブリーペロー共振器

ファブリーペロー共振器とは、二枚の高反射率の鏡を2枚対向させ、内部で光を共振させる光学系のことである。入射光の振幅を  $E_i$ 、キャビティの長さを  $L$ 、入射側の鏡の振幅反射率を  $r_1$ 、振幅透過率を  $t_1$ 、出射側の鏡の振幅反射率を  $r_2$ 、振幅透過率を  $t_2$  とする。なお、キャビティ内側での反射率を正、外側を負とした。簡単の為に

$$\begin{aligned} R &\equiv r_1 r_2 \\ T_1 &\equiv t_1^2 \\ T_2 &\equiv t_1 t_2 \end{aligned} \tag{2.8}$$

と置くと、ファブリーペロー共振器の反射  $E_r$  と透過  $E_t$  は

$$E_r = \left( -r_1 + \frac{r_2 T_1 \exp(-2ikL)}{1 - R \exp(-2ikL)} \right) E_i \tag{2.9}$$

$$E_t = \frac{T_2}{1 - R \exp(-2ikL)} E_i \tag{2.10}$$

となる。ただし、 $k$  は波数で、 $k = \Omega/c$  である。 $\exp(-2ikL) = 1$  となるとき、透過光が最大、反射光が最小となり、

$$E_{r,Max} = \left( -r_1 + \frac{r_2 T_1}{1 - R} \right) E_i \tag{2.11}$$

$$E_t = \frac{T_2}{1 - R} E_i \tag{2.12}$$

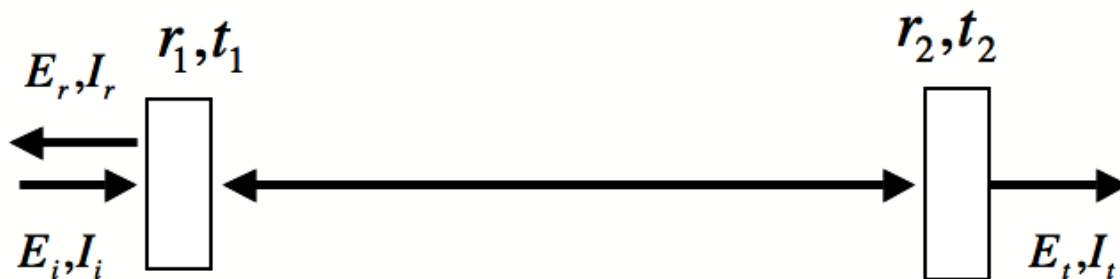


図2.6: ファブリーペロー共振器

## 第2章 外部キャビティによる方法

となる。また、入射強度  $I_i = |E_i|^2$  とすると、このときの反射強度  $I_r$  と透過強度  $I_t$  は、

$$I_r = |E_i|^2 = \left( -r_1 + \frac{r_2 T_1}{1-R} \right)^2 I_i \quad (2.13)$$

$$I_t = |E_i|^2 = \left( \frac{T_2}{1-R} \right)^2 I_i \quad (2.14)$$

となる。このときを共振状態と呼ぶ。共振周波数  $\nu_n$  は、 $\nu_n = nc/2L$  ( $n$  は  $n > 0$  である整数) で表され、共振周波数の間隔  $\nu_F = c/2L$  をフリースペクトルレンジ (FSR: Free Spectral Range) と呼ぶ。また、ファブリーペロー共振器のピーク間隔  $\nu_F$  とピークの半値全幅  $\Delta\nu$  の比をフィネスと  $F$  呼び、

$$F \equiv \frac{\nu_F}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.15)$$

で定義される。フィネスは、キャビティの精度を表す。

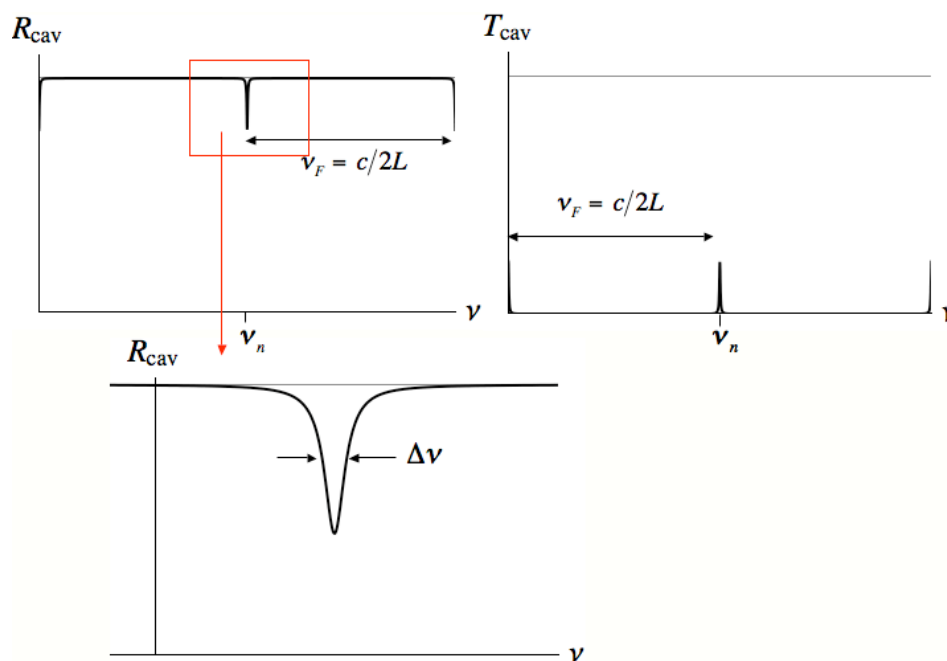


図2.7: ファブリーペロー共振器の透過率、反射率特性

### 2.1.3 ファブリーペロー共振器の安定条件

ファブリーペロー共振器中の電磁波は次の波動方程式

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (2.16)$$

を満たさなければならない。

$$E = f(x, y, z) \exp(ikz) \quad (2.17)$$

として波動方程式に代入すると、

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial f}{\partial z} = 0 \quad (2.18)$$

が得られる。ここで、 $\partial^2 f / \partial z^2 \ll k(\partial f / \partial z)$ と仮定した。

$$f(x, y, z) = G(z) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{F(z)}\right) \quad (2.19)$$

として、

$$-\frac{4}{F(z)} + 2ik \frac{G'(z)}{G(z)} + 2 \frac{x^2 + y^2}{F(z)^2} (2 + ikF') = 0 \quad (2.20)$$

となる。上の式が任意の  $x, y, z$  で成立するためには

$$\begin{aligned} 2 + ikF' &= 0, \\ -\frac{4}{F(z)} + 2ik \frac{G'(z)}{G(z)} &= 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

が成立しなければならない。従って、

第2章 外部キャビティによる方法

$$\left. \begin{aligned} F(z) &= -\frac{2z}{ik} + \omega_0^2, \\ \frac{G'(z)}{G(z)} &= \frac{2}{ik} \frac{1}{(-2z/ik + \omega_0^2)} = -\frac{1}{z - (ik/2)\omega_0^2} \\ G(z) &= \frac{A}{z - (ik/2)\omega_0^2} = \frac{A_0 \exp(i\phi(z))}{\omega(z)} \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \omega(z) &= \omega_0 \left( 1 + \frac{4z^2}{k^2 \omega_0^4} \right)^{\frac{1}{2}}, \\ \tan \phi(z) &= \frac{-2z}{k\omega_0^2}, \\ A_0 &= \frac{2A_i}{k\omega_0} \end{aligned} \quad (2.23)$$

である。求める波動場は

$$\begin{aligned} E &= \frac{A_0 \exp(i\phi(z))}{\omega(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{F(z)} + ikz\right) \\ &= \frac{A_0}{\omega(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega(z)^2} + ik\left(z - \frac{r^2}{2R(z)}\right) + i\phi(z)\right) \end{aligned} \quad (2.24)$$

となる。ここで、

$$R(z) = -\left(1 + \frac{k^2 \omega_0^4}{4z^2}\right) \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{\omega^2} + \frac{ik}{2R} \quad (2.26)$$

である。位相が一定の面は



$$k\left(z - \frac{r^2}{2R(z)}\right) + \phi = \text{const.} \quad (2.27)$$

で与えられる。すなわち、

$$z \sim z_0 + \frac{r^2}{2R(z_0)} \quad (2.28)$$

これは半径  $R$  の球面である。ここで  $z$  の正の方向に対して凹の場合に  $R$  を正、凸の場合に  $R$  を負となるようにした。また、 $z$  軸上の  $z$  でのビームの半径(振幅が  $1/e$  となる半径)は  $\omega(z)$  になる。このようなモードをガウスビームという。波面に一致する二つの凹面鏡からなるファブリーペロー共振器を考える。光が一往復したとき、光の複素振幅はもとの値に戻っている必要があるので、位相差は  $2\pi$  の整数倍でなければならない。2つの球面鏡の  $z$  座標を  $z_1, z_2$  としたときの共振の条件として

$$\begin{aligned} 2\left[\{kz_2 + \phi(z_2)\} - \{kz_1 + \phi(z_1)\}\right] &= 2\pi n, \\ 2(z_2 - z_1) + \left(\tan^{-1} \frac{b}{z_2} - \tan^{-1} \frac{b}{z_1}\right) &= n\lambda \end{aligned} \quad (2.29)$$

が得られる。二つの球面鏡の間隔を  $L = z_2 - z_1$  とすると、左辺の第二項が無視される場合は

$$2L = n\lambda \quad (2.30)$$

となる。二つの球面鏡の極率半径をそれぞれ

$$R_1 \equiv -z_1 \left(1 + \frac{b^2}{z_1^2}\right) = R(z_1) \quad (2.31)$$

$$R_2 \equiv -z_2 \left(1 + \frac{b^2}{z_2^2}\right) = -R(z_2) \quad (2.32)$$

## 第2章 外部キャビティによる方法

とする。  $z_1 < 0, z_2 > 0$  のとき、  $R_1 > 0, R_2 > 0$  となるように決めてある。ただし、  $b$  は、コンフォーカルパラメータと呼ばれ、

$$b \equiv \frac{k\omega_0^2}{2} = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (2.33)$$

である。

$z_1, z_2$  を消去すると、

$$\begin{aligned} z_1 &= \frac{(R_2 - L)L}{2L - R_1 - R_2} \\ &= \frac{-L\beta(1 + \alpha)}{2\alpha\beta + \alpha + \beta} \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} z_2 &= L + z_1 \\ &= \frac{L\alpha(1 + \beta)}{2\alpha\beta + \alpha + \beta} \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$b^2 = \frac{L^2\alpha\beta(1 - \alpha\beta)}{(2\alpha\beta + \alpha + \beta)^2} \quad (2.36)$$

の関係式が導かれる。ただし、

$$\alpha \equiv \frac{L}{R_1} - 1 \quad (2.37)$$

$$\beta \equiv \frac{L}{R_2} - 1 \quad (2.38)$$

とした。  $b^2 > 0$  であるから、  $1 > \alpha\beta > 0$ 、すなわち

$$\left(\frac{L}{R_1} - 1\right)\left(\frac{L}{R_2} - 1\right) > 0 \quad (2.39)$$

の条件が満たされなければならない。

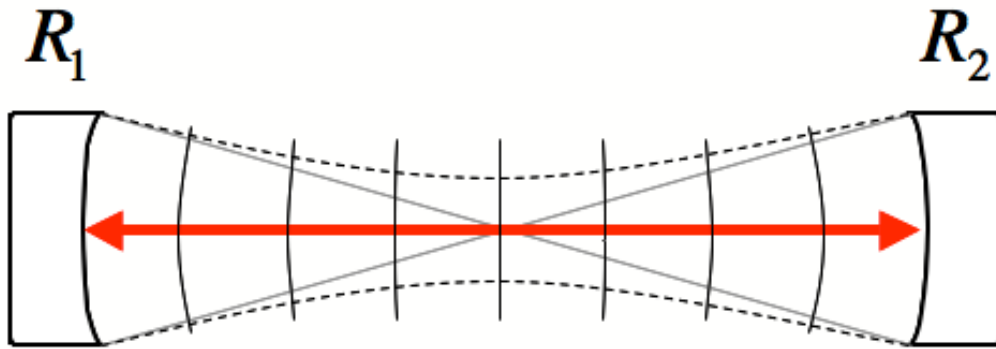


図 2.8: ファブリーペロー共振器内でのガウスビームの波面（実線）と半径方向の広がり（点線）

### 2.1.4 回折格子対による分散補償

回折格子は、mm あたり数百本以上のスリット線が引かれており、この多スリットからの光波の干渉によりいくつかの回折光 ( $\pm m$  次) が生じる。それらの回折角は、光路長の位相すなわち波長に依存するので、光スペクトルを分光する素子として用いられる。 $\gamma$  を回折格子面への入射角、 $\varphi_m$  を  $m$  次回折光と回折格子面の法線とのなす角 ( $m$  次回折角)、 $d$  を格子間隔とすると、 $m$  次回折光は

$$d(\sin\gamma - \sin\varphi_m) = m\lambda \quad (2.40)$$

の関係を満たす  $\varphi_m$  の方向に現れる。この回折光の分散は図 2.9 に示すように、回折格子を 2 個平面に並べ、その両者の間隔  $b$  を変えることによって、広範囲にわたって可変な負の群速度分散を与える。回折光の効率は、チャープミラー（誘電体多層膜鏡）の反射光に比べてよくないため、主にレーザーキャビティ外部でのチャープ補償パルス圧縮素子として用いられるが、Yb ファイバーレーザーオシレータに関しては、Yb ファイバーのゲインが非常に良いため、発振器内部での分散補償にも用いられる。

図 2.9 において、 $-1$  次回折されたパルス光（点 A で  $-1$  次回折され、更に点 B で  $-1$  次回折された）PABQ の光路 P の分散補償量  $d^2\phi(\omega)/d\omega^2$  は、

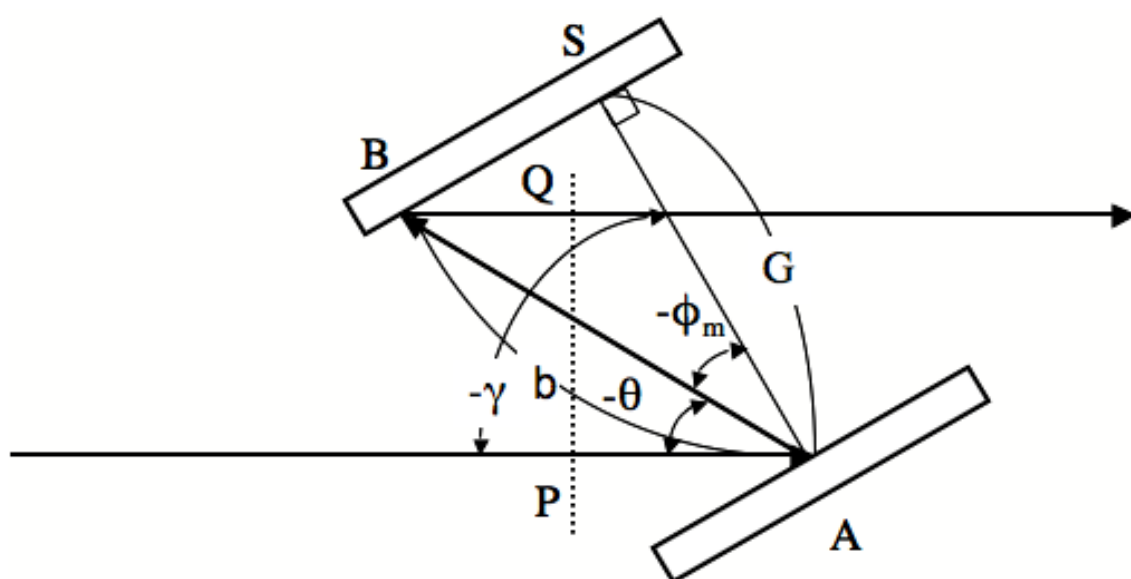


図2.9: 回折格子対による分散補償

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\phi}{d\omega^2} &= \frac{2\pi}{\omega} G d^{-1} \frac{\frac{2\pi c}{\omega^2 d}}{\cos^2(\gamma - \theta)} \left[ 1 - \left( \frac{2\pi c}{\omega d} - \sin\gamma \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \\
 &= \frac{\lambda^3 b}{2\pi c^2 d^2 \left[ 1 - \left( \frac{\lambda}{d} - \sin\gamma \right)^2 \right]} \\
 &= \frac{\lambda^3 b}{2\pi c^2 d^2 \cos(\gamma - \theta)}
 \end{aligned}
 \tag{2.41}$$

となる[10]。回折格子間の距離  $G$  が大きいほど、また、格子本数  $d^{-1}$  が多いほど、負の群速度分散が多くなる。

### ブレイズされた回折格子

回折格子の反射面を図 2.10 のように階段状にしたものをブレイズされた回折格子という。反射面の傾きを、反射光が回折光の方向に正反射するように選べば、特定波長  $\lambda_B$  に対して入射光のエネルギーを効果的に回折光に変換できる。ブレイズ波長  $\lambda_B$  は分散に影響しないが、1 次回折光の反射率に影響するため、入射光の波長に近い  $\lambda_B$  の回折格子を入射角度も考慮した上で選ぶのが良い。

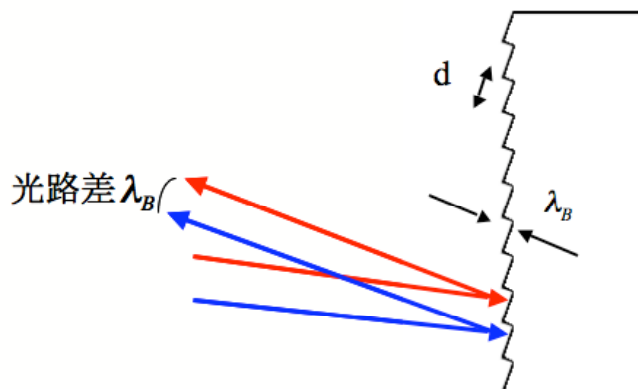


図 2.10: 波長  $\lambda_B$  でブレイズされた格子間隔  $d$  の回折格子

### 2.1.5 Hansch-Couillaud 法

ファブリーペロー共振器の項で述べたように、共振状態でファブリーペロー共振器の反射率は低下し、結果、キャビティ内の内部パワーが増大する。実際にこのロック状態を維持する為には、ファブリーペロー共振器のキャビティ長を制御し、常に内部パワーが最大になるようにしなければならない。その為には、キャビティ長のスイープに応じた反射率変化の微分かそれに準じた信号を得ることが出来れば便利である。

今回、ファブリーペロー共振器を外部から入射するパルス光にロックするためのエラー信号を Hansch-Couillaud 法[12]を用いて得た。

図 2.12 の様なセットアップを考える。入射ビームの電場はキャビティ内の偏光と垂直な偏光と平行な偏光を基準とした直交座標に分解することが出来る。入射電場のキャビティ内偏光に対する水平成分  $E_{i//}$  と垂直成分  $E_{i\perp}$  は、入射ビームの電場を  $E$ 、内部の偏光とのなす角を  $\theta$  とおくことによって

$$E_{i//} = E_i \cos\theta \quad (2.42)$$

$$E_{i\perp} = E_i \sin\theta \quad (2.43)$$

と表すことが出来る。次に検出器へ向かうビームについて考える。キャビティ内では、直線偏光板に平行な成分はキャビティ内でのロスが小さいため内部で反射を繰り返す。そのため、検出器に向かうビームの平行成分は、ミラーで反射された成分に内部からの漏れ光が加えられる。一方、検出器へ向かうビームの垂直成分は単純にミラーで反射されたものとなる。検出器へ向かう電場のキャビティ内偏光と水平な成分  $E_{r//}$  と垂直な成分  $E_{r\perp}$  は

$$E_{r//} = \left( -r_1 + \frac{r_2 T_1 \exp(-2ikL)}{1 - R \exp(-2ikL)} \right) E_{i//} \quad (2.44)$$

$$E_{r\perp} = r_1 E_{i\perp} \quad (2.45)$$

となる。

完全に共鳴した状態では、反射係数は実数で、反射された波の成分は同位相になる。そのため、反射ビームの偏光は回転するものの、直線偏光のままである。しかしながら共鳴状態から離れるにつれ、 $E_{r//}$  の虚部が増加し、平行成分の

位相が水平成分に対しずれてゆく。そのため、次第に反射ビームの偏光は楕円偏光へと移行してゆくことになる。その際、楕円偏光の掌性（回転方向）は共鳴状態からのずれ方向によって決まる。

楕円率を検出する為に、検出器へのビームを $\lambda/4$ 板に通し、さらに偏光ビームスプリッタで分割する。二つの受光部と差動増幅回路により光強度 $I_a$ と $I_b$ の差が得られる。

楕円偏光は二つの逆回転する円偏光を用いて作ることが出来る。検出器へ向かう楕円偏光がこの二つの円偏光から成っていると考えると、 $\lambda/4$ 板は、これらの二つの円偏光を直行する二つの直線偏光に変換する。その為、これらの光をビームスプリッタに通すことでその強度を個々に測ることが出来る。

二つの逆回転する円偏光の強度が等しければ、これらの光の重ね合わせは直線偏光になる。つまり、 $I_a - I_b$ は、強度と掌性にのみ依存し、角度にはよらない。

$\lambda/4$ と偏光ビームスプリッタを通過したビームの電場 $E_a$ 、 $E_b$ は、行列を用いて、

$$E_a = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{r//} \\ E_{r\perp} \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

$$E_b = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{r//} \\ E_{r\perp} \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

で表される。よって、強度 $I_a$ 、 $I_b$ は、

$$I_a = |E_a|^2 = \left| \frac{1}{2} (E_{r//} + iE_{r\perp}) \right|^2 \quad (2.48)$$

$$= \frac{1}{4} E_i^2 \left| \left( -r_1 + \frac{r_2 T_1 \exp(-2ikL)}{1 - R \exp(-2ikL)} \right) \cos \theta + ir_1 \sin \theta \right|^2$$

$$I_b = |E_b|^2 = \left| \frac{1}{2} (E_{r//} - iE_{r\perp}) \right|^2 \quad (2.49)$$

$$= \frac{1}{4} E_i^2 \left| \left( -r_1 + \frac{r_2 T_1 \exp(-2ikL)}{1 - R \exp(-2ikL)} \right) \cos \theta - ir_1 \sin \theta \right|^2$$

となる。

第2章 外部キャビティによる方法

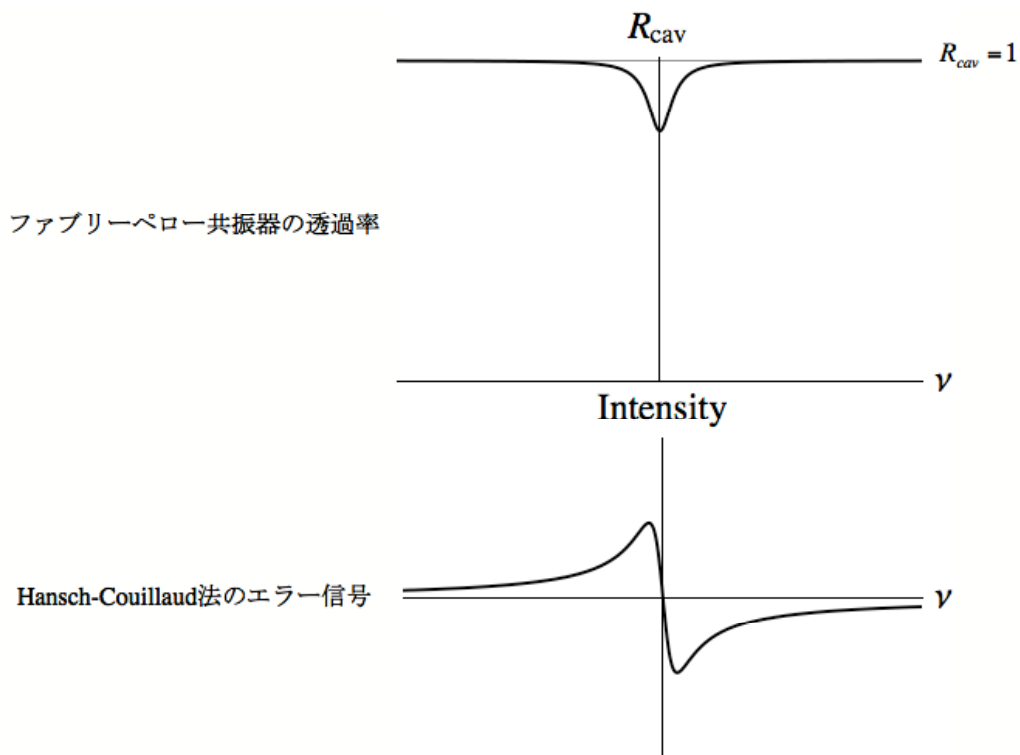


図2.11: ファブリーペロー共振器の透過率とHansch-Couillaud法

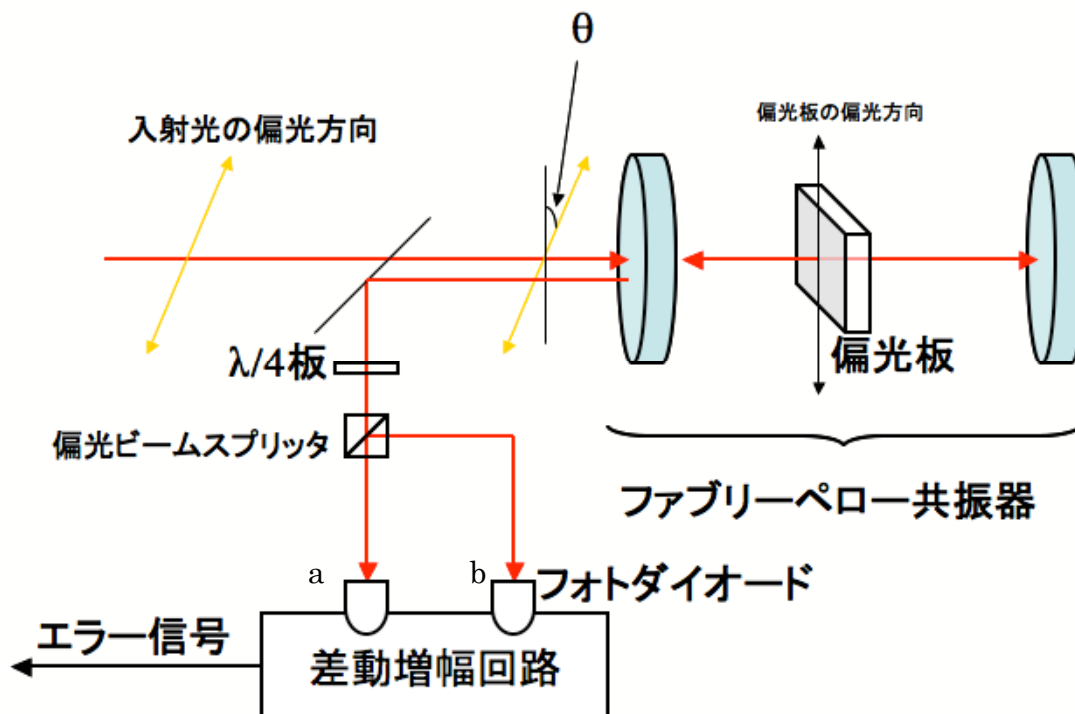


図2.12: Hausch-Couillaud検出器のセットアップ



## 2.2 セットアップ

### 2.2.1 100MHzYbファイバーレーザーオシレータ

1.3GHzの繰り返しを達成するために、100MHzのパルス光を発生させるYbファイバーレーザーオシレータをマスターオシレータとして作成した。100MHzYbファイバーレーザーオシレータのセットアップを図2.13に示す。

#### レーザー媒質の励起

Ybファイバーレーザーの媒質には、 $4\mu\text{m}$ コアで25cmの長さをもつ、 $1.3\times 10^4$  ppmのYbドープファイバー (YDF) を用いた。YDFは1030nm付近にゲインのピークを持つ。YDFは、WDM(Wavelength Division Multiplexing Mixer:ファイバー内の光を分岐、合流させることの出来る素子)を介することで、ファイバーカップルのレーザーダイオードで励起することが出来る。それにより発生した自然放出光はファイバー内で誘導放出を繰り返し増幅された後、ファイバー端から空中に放出され、レンズによってコリメートされることで平行光になる。

#### 分散補償

ファイバー端から空間に放出され、コリメートされた光は3枚の波長板と偏光ビームスプリッター(後述)を通過した後にグレーティングペアへと入射する。

レーザー光がパルス化するには、波長が幅広い帯域を持ち、位相がそろっている必要がある。一方で、1030nm付近の光は、石英に対して $23\text{fs}^2/\text{mm}$ の分散を持っている。そのため、発生したパルスはファイバー内を伝搬していくうちに波長ごとに位相がずれ、広がってゆく。そのため、何らかの方法で分散を補償しなければパルスが維持できない。

グレーティングペアは、このファイバー内で発生した分散の補償を行っている。グレーティングの溝本数は600本/mmで、回折効率を高めるためにブレイズされたものを用いた。グレーティングの間隔は約3.5cmである。グレーティングで分散を補償された光はアイソレータを通過した後にレンズで集光され、再びファイバーにカップルされる。その後光がYDFに戻ることでリングキャビティのオシレータが構成される。

### 非線形偏波回転モード同期

一般にファイバー内では偏光が回っていくが、偏光の回り方が光の強度に依存する、非線形偏波回転がある。パルスのピークパワーはCW発振の平均パワーに比べて桁違いに大きいため、キャビティ内を一周したパルス成分とCW成分の光は偏光が分離されている。そこで、 $\lambda/4$ 板2枚と $\lambda/2$ 板、偏光ビームスプリッタを用いることでパルス光とCW発振光を分離する。 $\lambda/4$ 板は、直線偏光を楕円偏光、または円偏光に偏光することの出来る素子で、 $\lambda/2$ 板は偏光の方向を回転させることのできる素子である。これらの波長板を調整することで、任意の偏光を任意の方向の直線偏光に変換することが出来る。また、偏光ビームスプリッタは、P偏光をそのまま透過、S偏光を $90^\circ$ の角度に反射することが出来る素子である。波長板と偏光ビームスプリッタを巧く調節することによってパルス発振に対するQ値を高め、CW発振を抑えることでモード同期が可能となる。

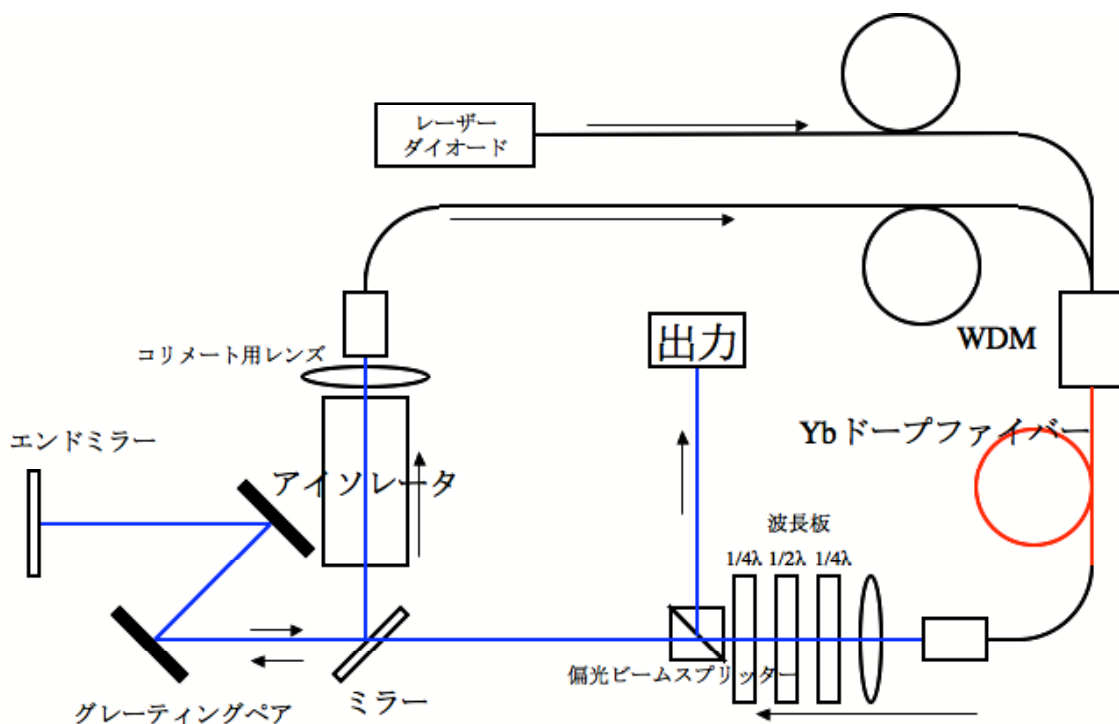


図 2.13: 100MHzモード同期Ybファイバーレーザーオシレータのセットアップ

### 2.2.2 100MHzYbファイバーレーザーの性能

作成した100MHzYbファイバーレーザーの波長と繰り返し周波数成分を以下に示す。図2.14は、スパン1.5GHz、Resolution Band Width  $\Delta f_{RBW} = 15\text{MHz}$ の周波数成分である。100MHz周期でピークが立ち、ビームがパルス化しているのが分かる。図2.15は100MHz部分の拡大図( $\Delta f_{RBW} = 1\text{MHz}$ )である。320mWの励起光で40mWの非常に安定な100MHzパルスが得られた。

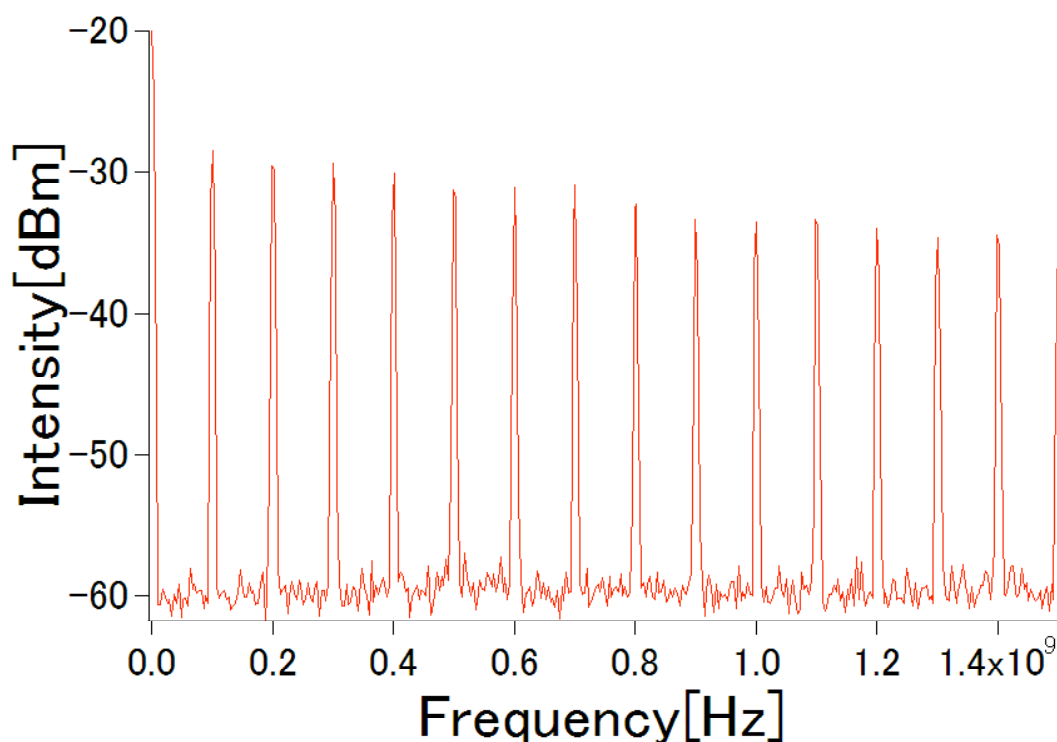


図 2.14: 100MHzモード同期Ybファイバーレーザーオシレータからのパルス列の周波数成分。スパン1.5GHz、 $\Delta f_{RBW} = 15\text{MHz}$

## 第2章 外部キャビティによる方法

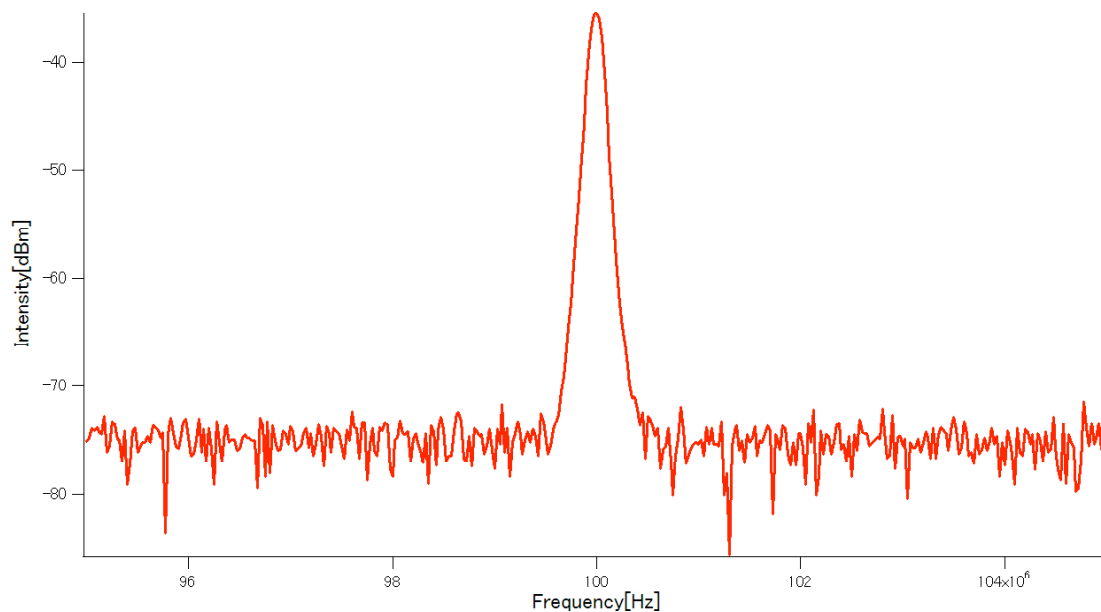


図 2.15: 100MHzモード同期Yb ファイバーレーザーオシレータの周波数成分。  
スパン10MHz、 $\Delta f_{RBW} = 100\text{kHz}$

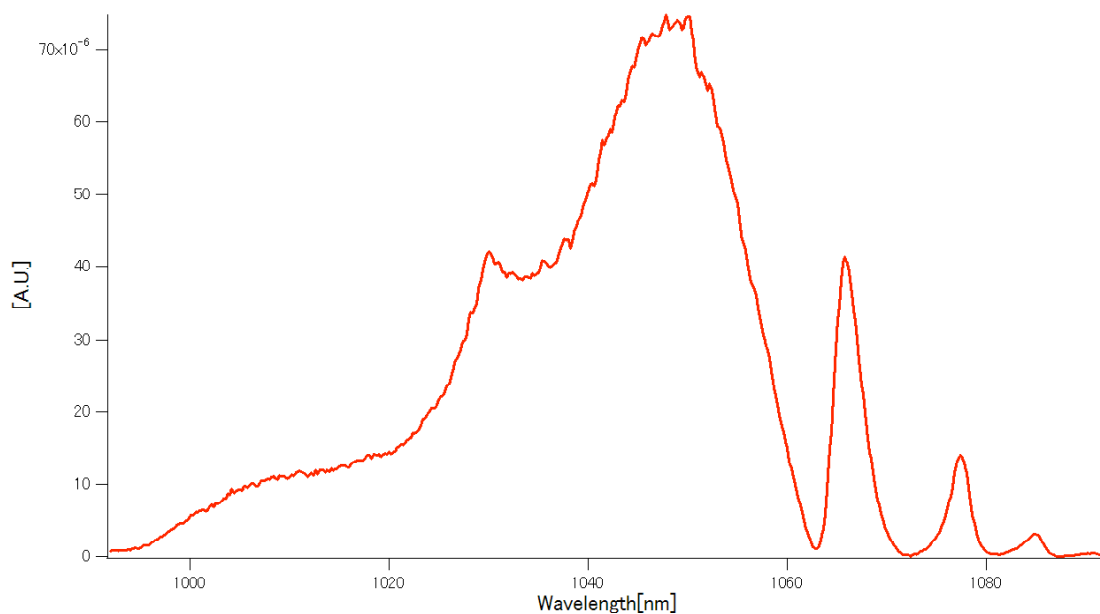


図 2.16: モード同期Ybファイバーレーザーオシレータの波長成分。ただし繰り返し周波数は129MHz

### 2.2.3 1.3GHz外部キャビティ

上記のYbファイバーレーザーオシレータからの100MHzパルス列をその整数倍である1.3GHz相当の全長を持つ外部キャビティに入射し、内部を往復するパルスと外部から入射するパルスを位相精度で合わせ、ロックすることで繰り返し周波数を増加させる実験を行った。セットアップを図2.17に示す。外部キャビティは約115.4mmの長さを持つファブリーペロー共振器で、98.4%カップラーと反射率100%でR=350mmの凹面鏡から構成されている。この様なファブリーペロー共振器のフィネスは通常390であるが、今回のセットアップではキャビティ内部を往復するパルスは13往復ごとにしか外部からの100MHzパルスと干渉しない。そこで、1.3GHz外部キャビティを13往復が1周期の100MHzキャビティと見なしてフィネスを計算した。この場合、透過率が98.4%と $(0.984)^{12} \times 100\%$ のミラーで構成された100MHzキャビティと考えることが出来、フィネスは30となる。

マスターオシレータからのパルス光が外部キャビティに入射すると、透過したパルス光は1.3GHzの繰り返し周波数でキャビティ内を往復し始める。この外部キャビティ内のパルスがキャビティを13往復すると同時に、マスターオシレータからの次のパルス光が入射する。このとき、マスターオシレータからの光と外部キャビティ内の光の位相が完全にそろおうと、ファブリーペロー共振器の項で述べたように、反射光が最低になり外部キャビティが共振し、その際に外部キャビティの内部パワーは最大となる。しかしながら、マスターオシレータからのパルス列の繰り返し周波数、外部キャビティのキャビティ長は温度変化や、振動、空気の揺らぎ等の様々な理由によって常に揺らいでおり、そのままでは外部キャビティの周波数をマスターオシレータの周波数の13倍に正確に合わせ続けることは出来ない。その為にまず、凹面鏡にピエゾ素子を取り付けることで、全長を数マイクロメートル変化させることが出来るようにしてある。更に、外部キャビティの中央付近にはレーザー光とのなす角がブリュースター角となるようにガラス板を置いた（ブリュースター板）。一般に、ガラス板は入射光に直角におくと4%程度の反射率を持つ。そこからガラス板の角度を次第に傾けてゆくと、S偏光の反射率は単調に増加するが、P偏光の反射率はブリュースター角で0まで減少し、その後増加する。このブリュースター板により、入射光に比べてキャビティ内のS偏光は減少し、P偏光の割合が多くなる。こうすることによって、Hansch-Couillaud法により反射率変化の微分に似た信号を得ることが出来、これをピエゾにフィードバックする為のエラー信号とした。

## 第2章 外部キャビティによる方法

Hansch-Couillaud法によるエラー信号は、そのままではあらゆる周波数の成分が含まれている。その為、高周波成分によるフィードバックは信号にピエゾ素子の動きが追随出来ずに発振してしまう可能性がある。そこで、エラー信号をピエゾ素子にフィードバックする前に、フィードバック回路に通すことにより、エラー信号の整形を行っている。

出力は凹面鏡に部分透過型ミラーを用いることで取り出すのが最も効率的であるが適当なミラーが入手できなかったため、ブリュースター板をブリュースター角からわずかに傾かせることによってP偏光の反射が微量ながらおこるようにし、この漏れ光を出力とした。ブリュースター板からの漏れ光は二つあるが、一つはPINフォトダイオードで受けることでパルスの周波数成分の検出に用いた。もう一つは、パルス列を観測するだけの帯域を持たない遅いフォトダイオードを用いることで、内部の平均パワーを測定することに用いた。

また、外部キャビティへのパルス光のロックは外乱に非常に弱い為、装置全体をアクリルの箱で覆ってある。

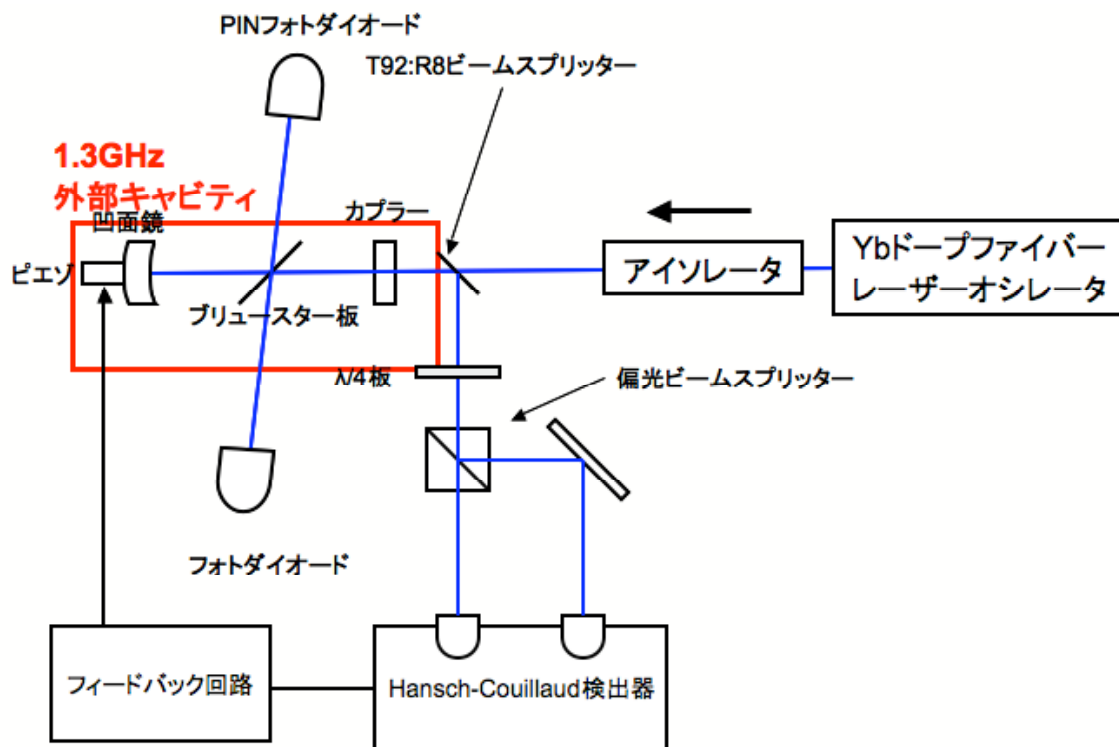


図 2.17: 1.3GHz外部キャビティ及びHansch-Couillaud検出器

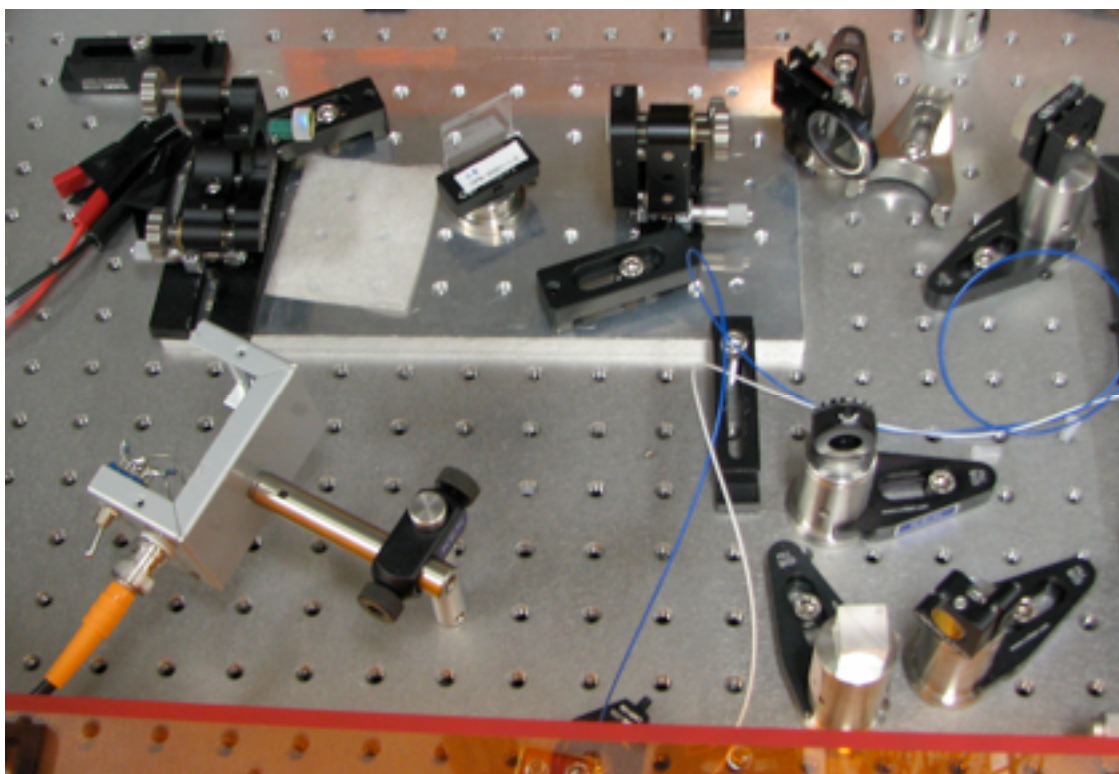


図 2.18: 外部キャビティ

## 2.3 実験結果

最初に、Hansch-Couillaud 検出器からのエラー信号を確認する為に、フィードバックをかけずにピエゾ素子に三角波の電圧をかけて、一定速度でキャビティ長をスイープした。このときにフォトダイオード部分で検出した内部パワーを図 2.19 に示す。緑のラインがピエゾ素子にかけた電圧で、赤のラインがそのときの内部パワーになる。内部パワーは等間隔でピークと谷が交互に現れる櫛のような構造になる。このピーク部分が共振状態で、この位置に外部キャビティをロックすることで共振状態を維持して繰り返し周波数を増加させることが可能になる。また、この時のピークと谷の幅の比率から、キャビティのフィネス  $F$  を見積もることが出来る。測定したフィネスは 10 程度で、2.2.3 で見積もった理想的なフィネス値 30 に比べて小さい。これにはブリュースター板から出力をとる為にガラス板をブリュースター角からわずかに傾かせていることによって生じた損失の為に考えられる。また、青で示したラインが Hansh-Couillaud 検出器で検出した内部パワーのエラー信号で、内部パワーの微分に準じた信号が正常に検出出来ていることが分かる。

次に、フィードバック回路を通して Hansch-Couillaud 検出器からのエラー信号をピエゾ素子にフィードバックし、ピークの頂点付近にキャビティをロックした。このときの内部パワーとエラー信号を図 2.20 に示す。赤で示したラインが内部パワー、青で示したラインがエラー信号である。外部キャビティが共振状態となり、内部パワーが高い状態で安定しているのが分かる。また、そのときの 1.3GHz 成分を図 2.21 に示す。ロック状態では 1.3GHz の成分が検出でき、繰り返し数の増加が行われていることが分かる。

最後に、長時間安定性を確認する為に、ロック状態で 20 分程度内部パワーの状態を観測した (図 2.22)。この観測から、安定な共振状態は最大で 200 秒程度であることが確認できた。



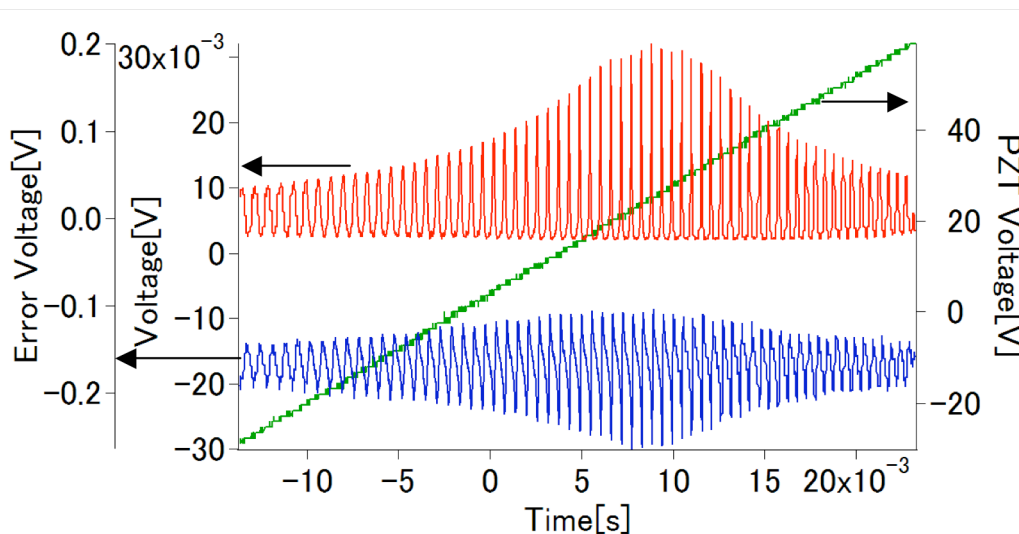


図 2.19: ピエゾ電圧 (緑) スイープ時の外部キャビティの内部パワー変化 (赤) と Hansch-Couillaud 法によるエラー信号(青)

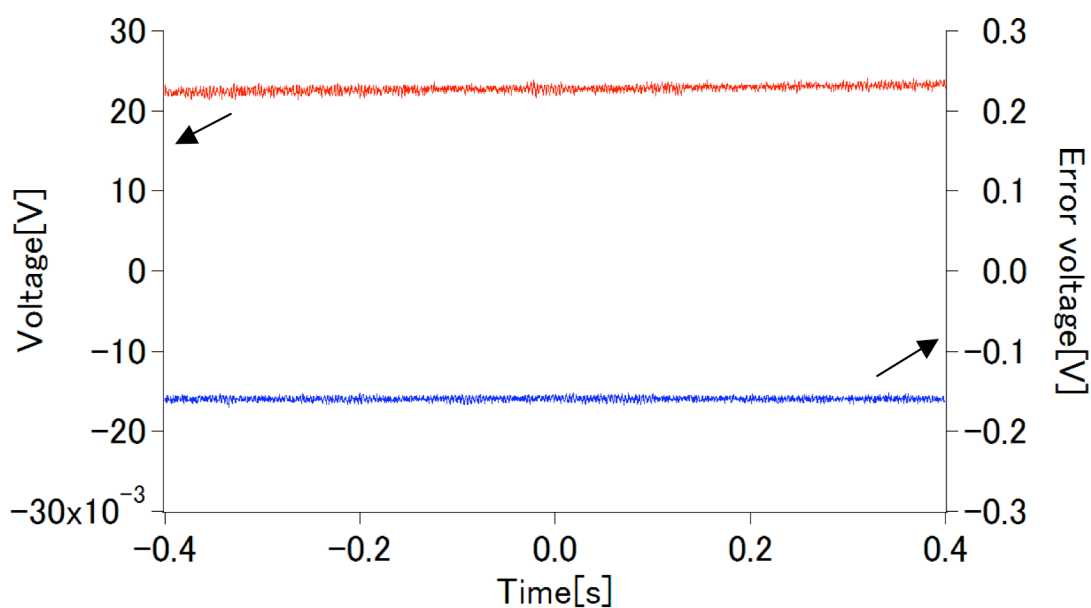


図 2.20 外部キャビティロック時の内部パワー(赤)及びエラー信号(青)

## 第2章 外部キャビティによる方法

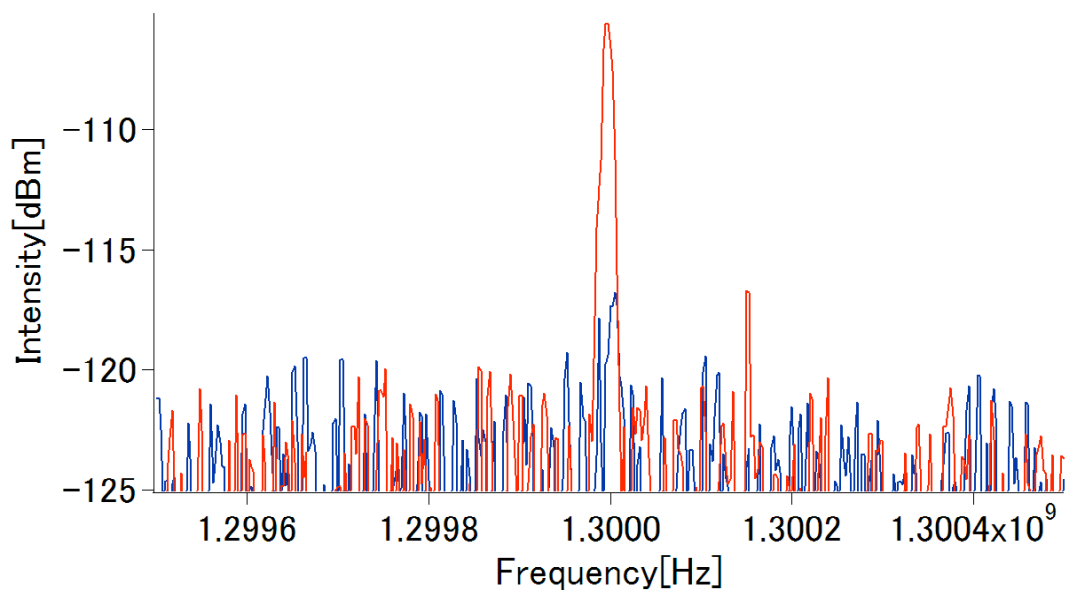


図 2.21: 外部キャビティロック時 (赤) と、非ロック時 (青) の1.3GHz周波数成分。スパン1MHz、 $\Delta f_{RBW} = 10\text{kHz}$

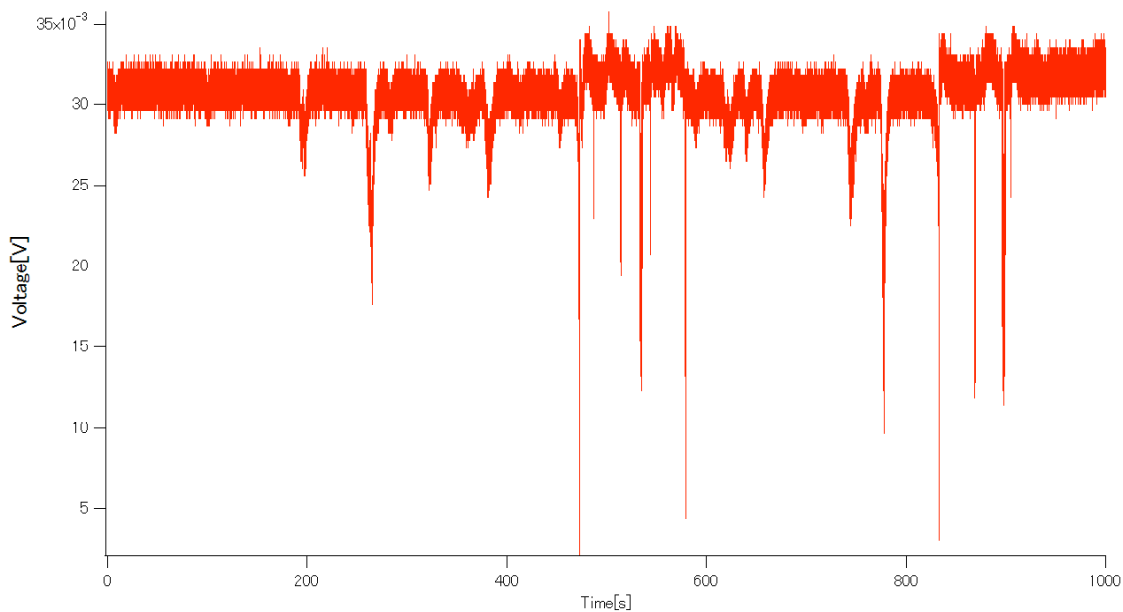


図2.22: 外部キャビティ内部パワーの長時間安定性

## 2.4 まとめと今後の課題

100MHz、40mW の Yb ファイバーレーザーオシレータを作成し、このオシレータからのパルスをもつ1.3GHzの繰り返し周波数を持つファブリーペロー型の外部キャビティにロックした。1.3GHz外部キャビティからの信号を検出し、1.3GHzのパルスを確認することができた。また、信号を長時間観測したところ、連続的にロックを続けられる時間は200秒程度であった。

今後の課題として、以下の2つがある。

- ・ キャビティ出力の改良

今回、使用可能できたミラーの制約から、外部キャビティの出力をブリュースター板を用いて取り出した。そのため、フィネス値やアウトプットの効率が十分ではなかった。外部キャビティの入射側とは反対側に用いた凹面鏡を部分透過型のものに置き換えることで、フィネスを高くし、出力も上昇させることが出来る。

- ・ 安定性の向上

加速器では、数時間の安定な連続運転が要求されるため、今回達成できたロック時間では不十分である。更に振動に対する対策を行い、必要によっては温度の安定化等を行う必要がある。

## 第3章 リニアキャビティによる方法

リニアキャビティ型のファイバーレーザーはファイバーレーザーの中でも最も構造がシンプルなものである。そのため、容易にキャビティ長を短くすることが出来、Er ファイバーレーザーオシレータにおいては既に 2GHz でのパルス発振が報告されている[13]。我々は、この方法を Yb ファイバーレーザーオシレータに応用することを試みた。Er の場合、Er の発振波長である 1550nm の光はファイバー内で異常分散となるため、キャビティ内での分散補償を行う必要がない。しかしながら、Yb の発振波長である 1030nm 付近の光では正常分散となる。この点が Yb と Er の最も大きな違いである。

### 3.1 理論

#### 3.1.1 可飽和吸収体によるモード同期

CW 発振に比べて、モード同期時のパルスの尖頭出力は非常に高い。そのため、入射する光の強度によってロスが変化する可飽和吸収体と呼ばれる素子をレーザーオシレータのキャビティ内に配置することにより、パルス発振に対する CW 発振のロスを大きくすることでモード同期を行うことが出来る。

一般的なファブリーペロー共振器型のレーザーキャビティを例に挙げて、可飽和吸収体によるモード同期の基礎的な方程式を導出する[14]。レーザー媒質後のパルスは、周波数に依存したレーザー媒質のゲインを  $G(\omega_k)$ 、レーザー媒質中を通過するのにかかる時間を  $T_l$  として、周波数スケールで

$$E_{nl}(\omega_k) = \exp(-i\omega_k T_l) \exp[G(\omega_k)] E_n(\omega_k) \quad (3.1)$$

と表される。また、時間スケールでは、

$$E_{nl}(t) = \exp\left[G\left(\frac{d}{dt}\right)\right] E_n(t - T_l) \quad (3.2)$$

となる。可飽和吸収体を透過後の電場は

$$E_{nII}(t) = \exp[-L(t)] \exp\left[G\left(\frac{d}{dt}\right)\right] E_n(t - T_I - T_{II}) \quad (3.3)$$

となる。ここで、 $L(t)$ はモード同期時の光の強度に依存する可飽和吸収体の飽和係数である。元の位置にパルスが戻って来るまでにかかる時間  $T_R$  は、 $T_R = 2(T_I + T_{II})$  となり、これはキャビティの繰り返し周波数の逆数である。さらに、 $Q$  値に応じた減衰  $\exp[-(\omega_0/2Q)T_R]$  を考慮に入れることによって、キャビティ一往復後の電場の式は、

$$E_{n+1}(t) = \exp\left(-\frac{\omega_0}{2Q}T_R\right) \exp\left[G\left(\frac{d}{dt}\right)\right] \exp[-2L(t)] \exp\left[G\left(\frac{d}{dt}\right)\right] E_n(t - 2T_I - 2T_{II}) \quad (3.4)$$

となる。

ビームのエンベロップ  $v(t)$  と  $e$  を用いて時間スケールでの電場を

$$E_n(t) = v_n(t) \exp(j\omega_0 t)$$

周波数スケールでの電場を

$$E_n(\omega_k) = v_n(\omega_n - \omega_0) \quad (3.5)$$

と表すと、キャビティを一往復した後のビームエンベロップは

$$v_{n+1}(t) = \left[ 1 - \frac{\omega_0}{2Q}T_R - 2L(t) + 2G(\omega_0) \left( 1 + \frac{1}{\omega_L^2} \frac{d^2}{dt^2} - \frac{1}{\omega_L} \frac{d}{dt} \right) \right] v_n(t - T_R) \quad (3.6)$$

簡単のため、

$$g \equiv \frac{2G(\omega_0)}{(\omega_0/2Q)T_R} \quad (3.7)$$

$$\frac{Q}{Q_A(t)} \equiv \frac{2L(t)}{(\omega_0/2Q)T_R} \quad (3.8)$$

とすると、

$$v_{n+1}(t) = v(t - T_R) - \frac{\omega_0}{2Q} T_R \left[ 1 + \frac{Q}{Q_A(t)} - g \left( 1 + \frac{1}{\omega_L^2} \frac{d^2}{dt^2} - \frac{1}{\omega_L} \frac{d}{dt} \right) \right] v_n(t - T_R) \quad (3.9)$$

である。 $Q_A$ は可飽和吸収体によって作り出される強度＝時間に依存した $Q$ 値と解釈できる。括弧内の第一項はキャビティによる損失、第二項は可飽和吸収体による変調、第三項はレーザー媒質の分散とゲインを表している。分散は分散演算子 $d^2/dt^2$ と時間遅延 $-(\omega_0 g / 2Q \omega_L)(d/dt)$ によって引き起こされる。

更に、エンベロープの微小な変化を考慮すると、 $v(t)$ は時間の微小変化 $\delta T$ に対して

$$v(t + \delta T) = v(t) + \delta T \frac{dv}{dt} \quad (3.10)$$

と表すことが出来、定常状態では、

$$v_{n+1}(t) = v_n(t - T_R + \delta T)$$

となる。そのため、上式に上の条件を代入すると、

$$\left[ 1 + \frac{Q}{Q_A(t)} - g \left( 1 + \frac{1}{\omega_L^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) + \frac{g + \delta}{\omega_L} \frac{d}{dt} \right] v = 0 \quad (3.11)$$

$$\delta = \frac{\omega_L \delta T}{(\omega_L / 2Q) T_R} \quad (3.12)$$

これが平衡状態のパルスに要求される条件である。

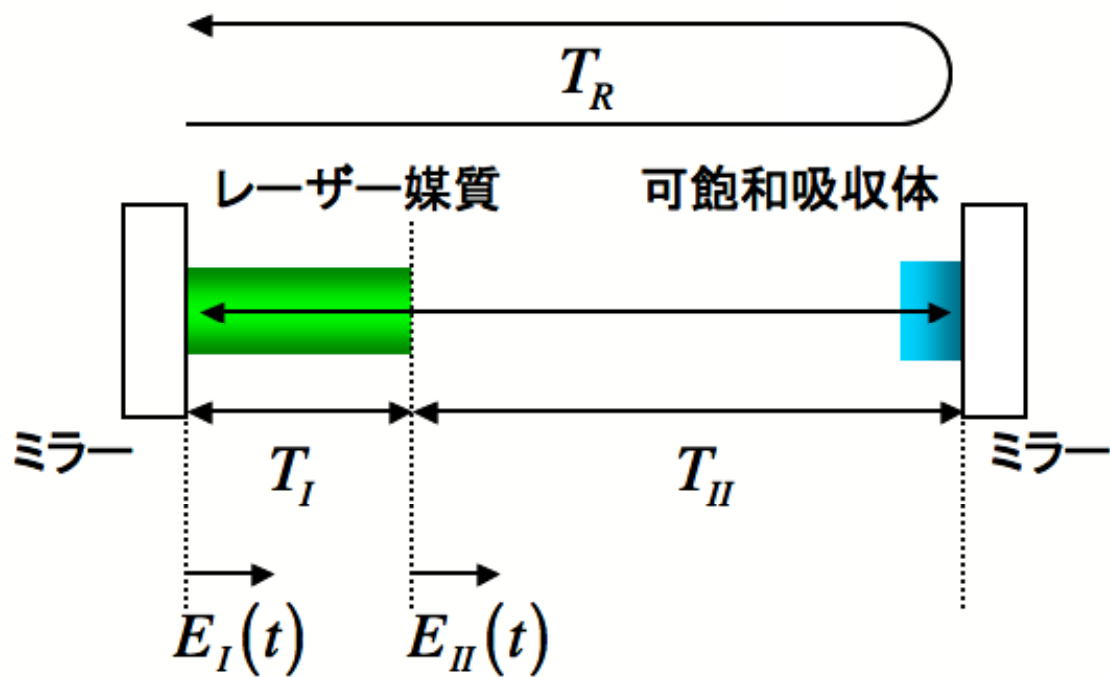


図3.1: 可飽和吸収体を用いたファブリーペロー共振器型モード同期レーザー  
オシレーター

### 3.1.2 Qスイッチ、Qスイッチモード同期

キャビティの閉じ込めが十分でない場合、Qスイッチ、Qスイッチモード同期と呼ばれるレーザー発振がおこる。

Qスイッチは以下のプロセスによって発生する。

- 1、レーザーオシレータのQ値が低い場合、レーザー発振がおこらないため、上準位に励起されたままのイオン（反転分布）がたまってゆく。
- 2、次第に上準位からのイオンが緩和することにより、SESAMに入射するASE（自然放出光）の強度が上昇する。
- 3、SESAMがASEによって飽和し、反射率が高まることでレーザー発振が発生する。
- 4、誘導放出光の立ち上がりとともに、反転分布は減少し、レーザー媒質の利得が急速になくなることによって発振が終わる。
- 5、SESAMが緩和し、再び反転分布がたまり始める

1から5が繰り返し発生することにより、レーザー媒質や励起パワーに応じた繰り返し周波数で、通常のパルス発振よりも遥かに大きなパルス（ジャイアントパルス）が発生する。さらに閉じ込めが大きくなると、Qスイッチによるジャイアントパルスの中にモード同期パルスが随伴したQスイッチモード同期となる。全てのパルスの強度が完全に同じになるCWモード同期を行う為には、1パルスごとに十分にSESAMが飽和するように、十分な閉じ込めを行わなければ成らない。可飽和吸収体を用いてCWモード同期を行う条件式は、 $E_p$ =オシレータ内のパルスエネルギー、 $F_{sat,L}$ =レーザー媒質の飽和フルエンス、 $F_{sat,A}$  SESAMの飽和フルエンス  $A_{eff,L}$ =レーザー媒質でのビームの断面積、 $A_{eff,A}$ =SESAMの受光部面積  $\Delta R$ =SESAMのモジュレーションデプスとすると、

$$E_p > \sqrt{F_{sat,L} A_{eff,L} F_{sat,A} A_{eff,A} \Delta R} \quad (3.13)$$

で与えられる[14]。また、レーザー媒質の飽和フルエンスは、

$$F_{sat,L} = \frac{h\nu}{m\sigma} \quad (3.14)$$



で与えられる。ただし、 $\sigma$ はレーザー媒質の誘導放出断面積である。また、 $m$ は一往復あたりのレーザー媒質で、リニアキャビティでは2、リングキャビティでは1である。

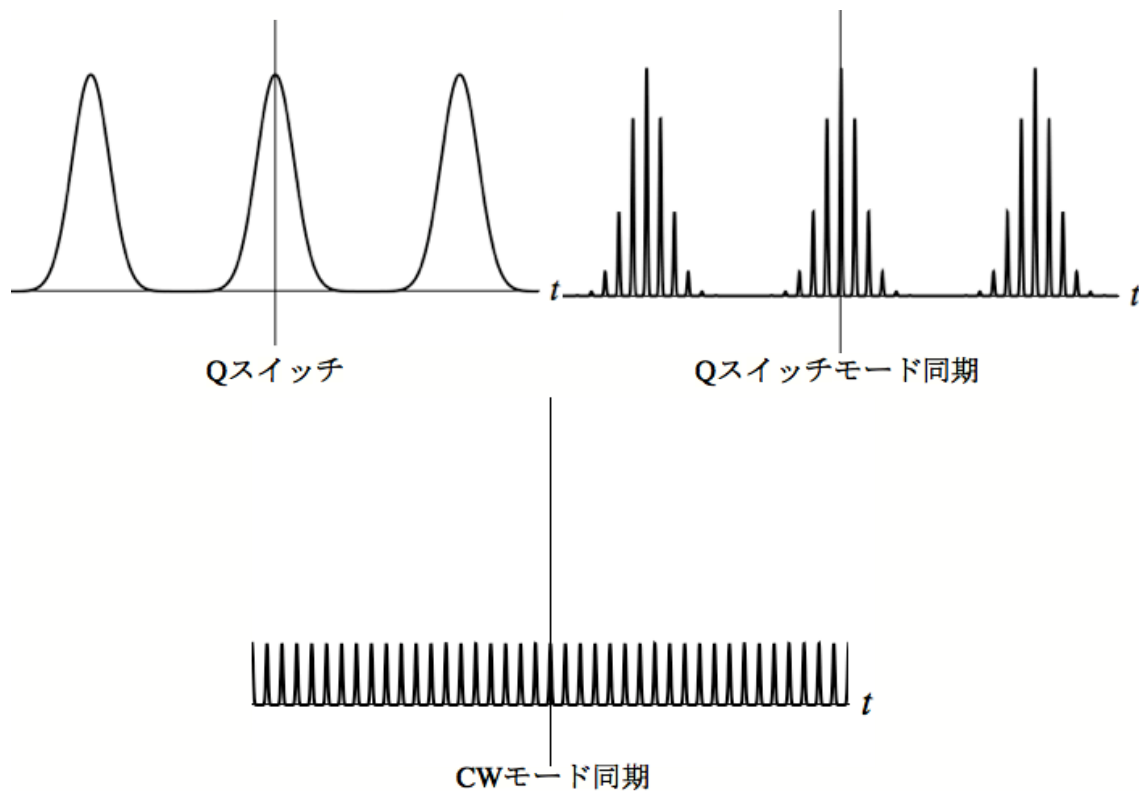


図3.2: 可飽和吸収体を用いたモード同期レーザーの出力波形

## 3.2 セットアップ

セットアップを図 3.4 に示す。まず、レーザーダイオードからの 976nm 励起光をコリメートし、YDF に入射する。YDF はコア径  $4\mu\text{m}$ 、ドープ量  $1.3 \times 10^4\text{ppm}$ 、長さ 23cm 程度のものを用いている。YDF の入射側には波長依存性のあるダイクロミックカップラーをファイバー端面に押し付ける形で密着してある。このカップラーは、励起光である 976nm の光をファイバー内部へと透過し、Yb ファイバーから放出される 1030nm の光を反射する。また、モード同期を行う為の素子として、SESAM を用いた。SESAM とは、(Semiconductor Saturable Absorber Mirrors: 半導体可飽和吸収鏡)の略で、あるしきい値を超える強度の光が入射したときのみ反射率が上昇するという性質を持つ特殊なミラーである。ダイクロミックアウトプットカップラーと同様にして出力側に SESAM を密着させた。SESAM は BATOP 社製で、1040nm 付近に帯域を持ち、飽和フルエンス（飽和に必要なエネルギー密度） $F_{sat} = 90\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 、モジュレーションデプス（飽和時と非飽和時の反射率の差） $\Delta R = 0.6\%$ 、ノンサチュラブルロス（完全に飽和している状態で反射した場合のロス） $A_{ns} = 0.4\%$ のものを用いた。また、この SESAM は、アウトプットカップラーも兼ねており、1.5%の光を透過するようになっている。

レーザーダイオードによって励起された YDF からの放出光は、ファイバー両端に取り付けられたカップラーと SESAM によりキャビティ内に閉じ込められファイバー内を往復しながら誘導放出を繰り返し増幅される。今回のキャビティでは、閉じ込め強度はダイクロミックカップラーの反射率が 100%、SESAM のノンサチュラブルロス  $A_{ns} = 0.4\%$ 、透過率が 1.5%であることから、50 倍程度となる。普通、キャビティ内では CW 発振が起るが、ファイバー端にある SESAM は CW 発振では飽和しない。一方でパルス発振では、CW 発振と比較して何桁も高いピーク強度を持つため、パルスが SESAM に入射したときのみ SESAM が飽和することになる。そのため、キャビティ内では CW 成分のロスが大きく、パルス成分のロスが小さくなる状態が作り出され、パルス発振が起る。

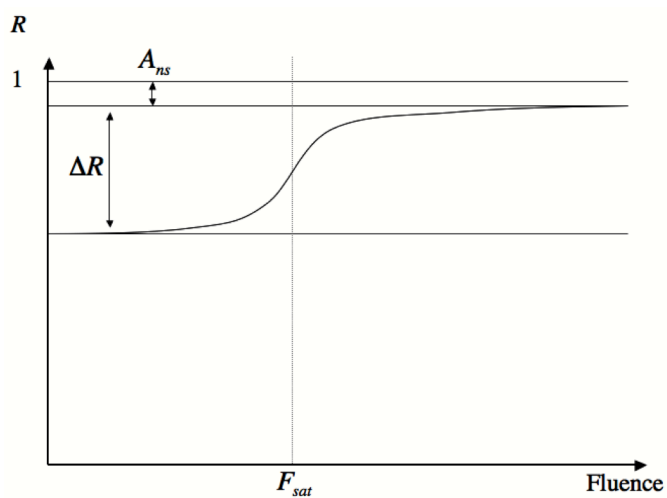


図 3.3: 可飽和吸収体の飽和特性

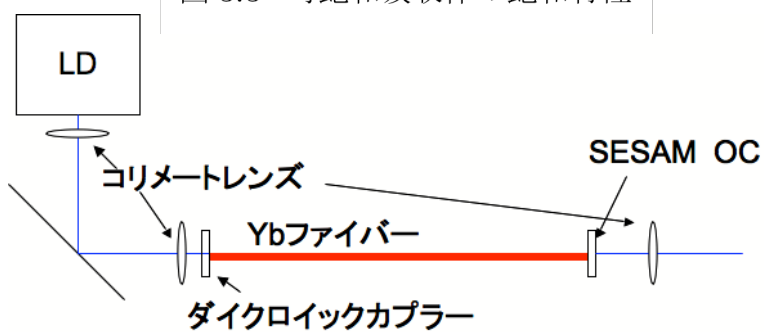


図3.4: リニアキャビティ型Ybファイバーレーザーオシレータのセットアップ

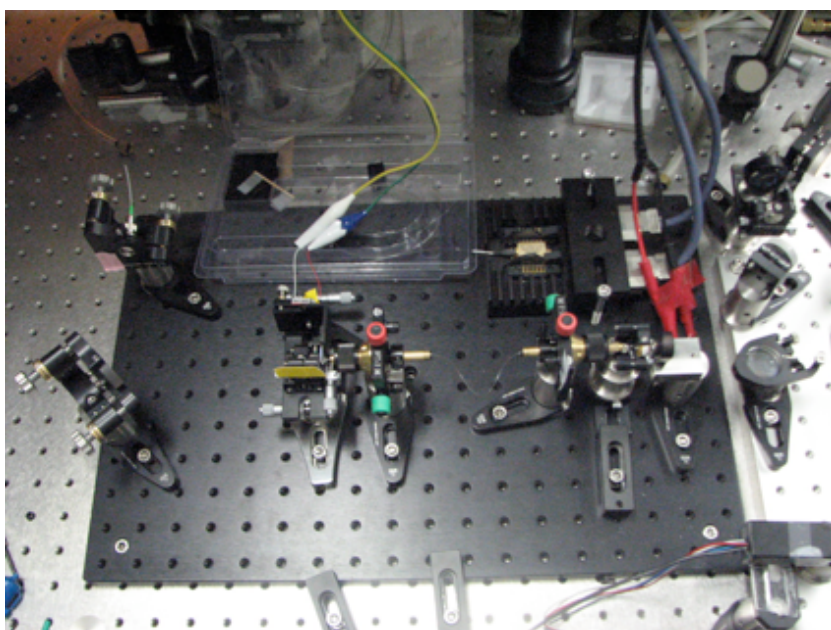


図 3.5: リニアキャビティ型Ybファイバーレーザーオシレータ

### 3.3 実験結果

#### 3.3.1 425.5MHz での発振

800mW の励起光で YDF を励起したところ、5mW、400MHz 以上の繰り返し周波数のパルスが得られた。時間スケールで見たパルス列と周波数成分を図 3.6 に示す。(なお、時間スケールで見たパルス列は 1GHz の帯域を持つ PIN フォトダイオードと 600MHz の帯域を持つオシロスコープで測定したものである為、パルスの形状がそのまま見えているのではない。) 図 3.7 は、スパン 1.5GHz、Resolution Band Width  $\Delta f_{RBW} = 15\text{MHz}$  で見たパルスの周波数成分である。425.5MHz ごとに等間隔でピークが立ち、パルスが発生しているのが分かる。図 3.8 はスパン 100kHz、 $\Delta f_{RBW} = 1\text{kHz}$  で基本周波数を拡大したものである。また、スペクトルの広がりには 5nm 程度であった (図 3.9)。

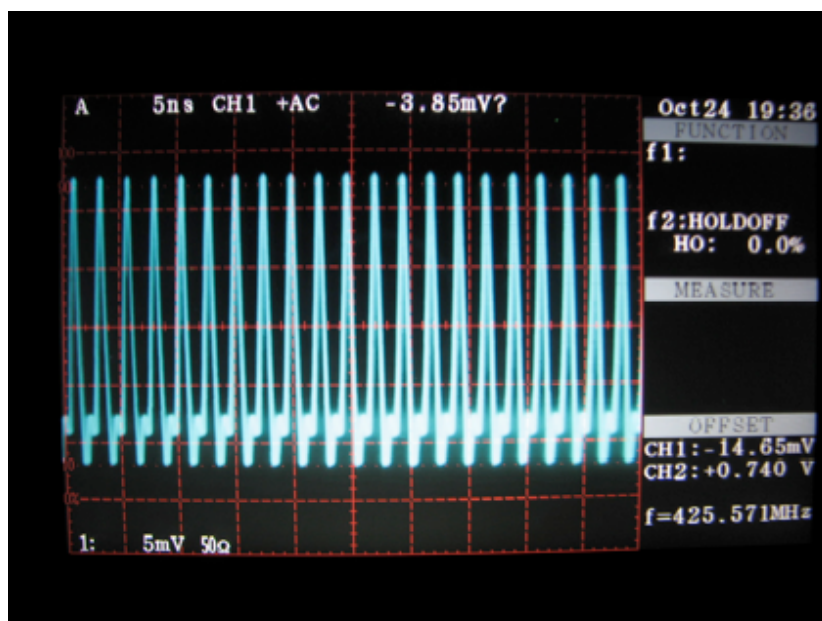


図 3.6: 425MHzリニアキャビティ型Ybファイバーレーザーオシレータの時間スケールでのパルス列 (帯域1GHzのフォトダイオードと帯域600MHzのアナログオシロスコープで観測したものであり、パルス波形そのものではない。)

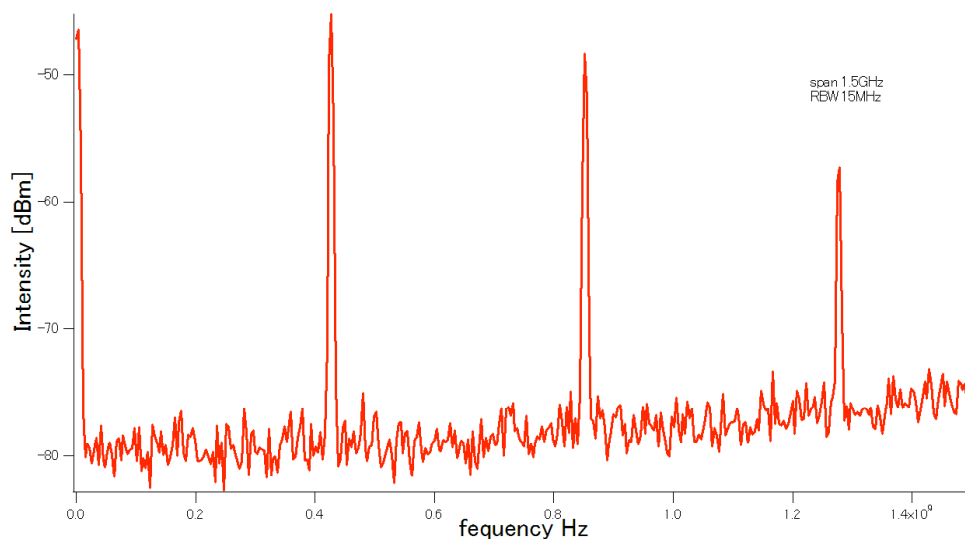


図 3.7: 425MHz リニアキャビティ型 Yb ファイバーレーザーオシレータのパルスの周波数成分。スパン 1.5GHz、 $\Delta f_{RBW} = 15\text{MHz}$ 。1.3GHz 付近の 3 本目のピークの高さが低いのは、測定に使用した PIN フォトダイオードの帯域 1GHz によって制限されている為である。

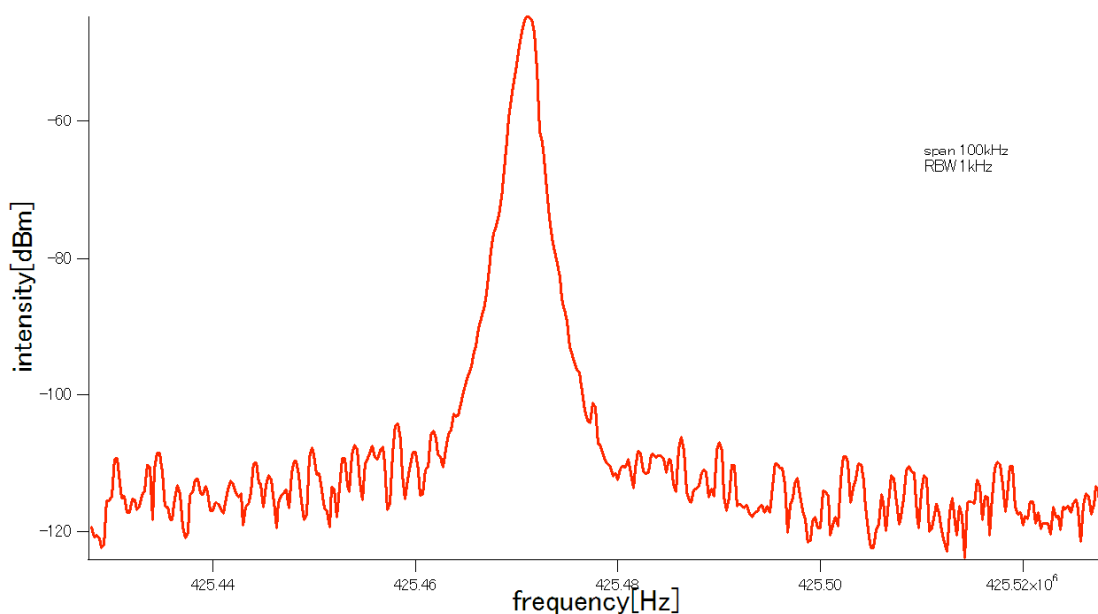


図 3.8: 425MHz リニアキャビティ型 Yb ファイバーレーザーオシレータのパルスの周波数成分。スパン 100kHz、 $\Delta f_{RBW} = 1\text{kHz}$

### 第3章 リニアキャビティによる方法

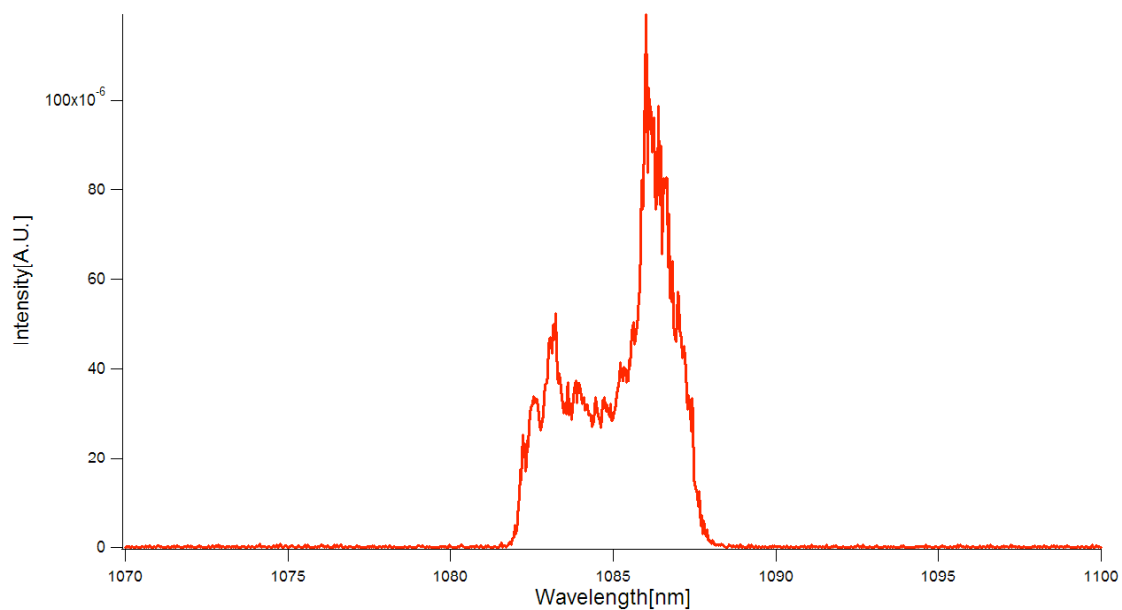


図 3.9: リニアキャビティ型Ybファイバーレーザーオシレータの波長成分。  
ただし、繰り返し周波数は、388MHz

### 3.3.2 モード同期状態

徐々に励起パワーを上昇させていったところ、CW発振から、Qスイッチモード同期を経て、CWモード同期へと移行する状態が観測できた。CWモード同期のしきい値の式を、波長 $\lambda=1085\text{nm}$ 、繰り返し周波数 $425.5\text{MHz}$ で計算すると、しきい値での内部パワーの理論値はおよそ $200\text{mW}$ となる。実験でのしきい値での出力 $5\text{mW}$ は、内部パワーに換算すると $250\text{mW}$ となる（ただし、 $1085\text{nm}$ でのYDFの誘導放出断面積を $0.3\times 10^{-24}\text{m}^2$ とした[15]）。 $250\text{mW}$ という値は、ファイバーとその両端のミラーのカップリング効率が $100\%$ である場合の理想的な値であり、実際の内部パワーはこの値よりもやや小さいと考えられる。これらを考慮すると、実験結果と理論値はほぼ一致している。しきい値付近での周波数成分の状態を図3.10に示す。

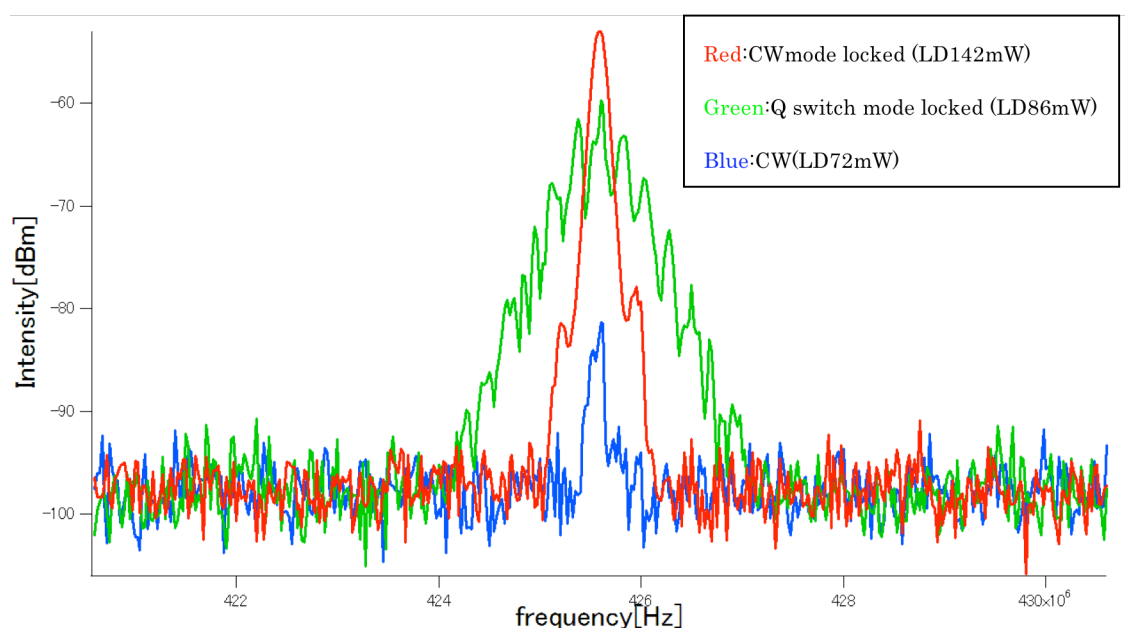


図 3.10: 425MHz リニアキャビティ型 Yb ファイバーレーザーオシレータの励起パワーとモード同期状態(スパン 10MHz、 $\Delta f_{RBW} = 100\text{kHz}$ )。それぞれの状態でのオシレータの出力は青が  $2.3\text{mW}$ 、緑が  $2.8\text{mW}$ 、赤が  $5.0\text{mW}$  であった。

### 3.3.3 パルス幅

リニアオシレータのパルス幅を 10GHzMSM フォトディテクタとサンプリングオシロスコープを用いて見積もったところ、120ps 程度であった(図 3.11)。赤で示したラインが 425.5MHz オシレータのパルスを入射した場合、青のラインがフェムト秒パルスに対する 10GHzMSM フォトディテクタの応答である。

チャープ量  $D_2$  はパルスの持続時間を  $\Delta t$ 、波長の角周波数帯域を  $\Delta\omega$  とすると、

$$D_2 = \frac{\Delta t}{\Delta\omega} \tag{3.15}$$

であるので、中心波長 1085nm、波長成分の広がり 5nm、のパルスの幅が 120ps となるには、 $23\text{fs}^2/\text{nm}$  の分散を持つ 23cm のキャビティ内部をパルスが約 1500 往復する必要がある。しかしながら、キャビティの内部パワーは出力の 50 倍であり、パルスはキャビティ内部を 50 往復しかしないと考えられる。この大きなチャープが何によって生じたのかは現時点では不明である。

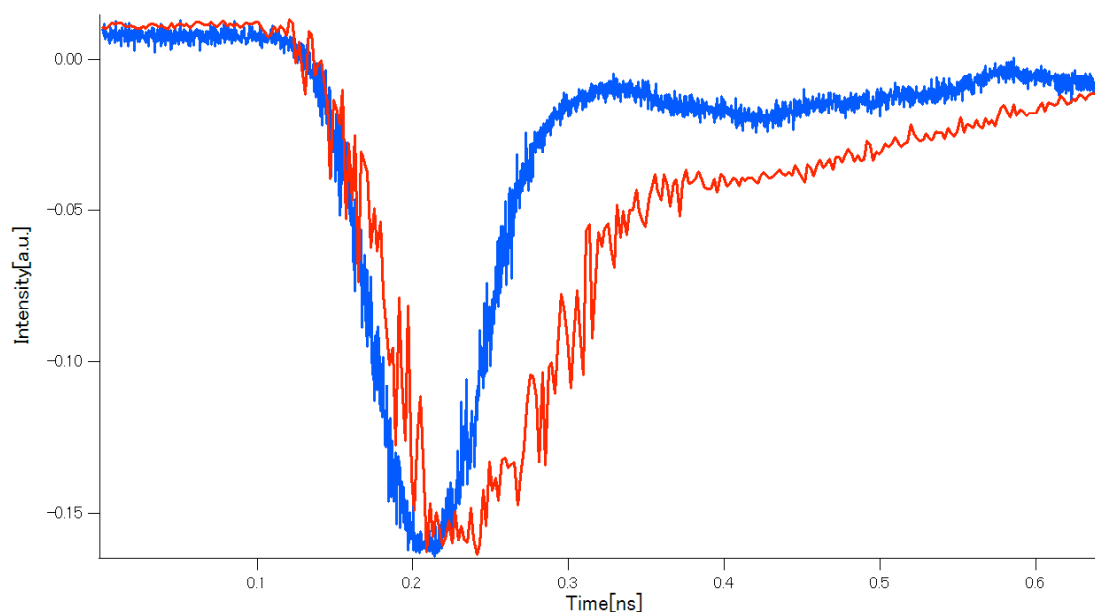


図 3.11: 10GHzMSM フォトディテクタとサンプリングオシロスコープを用いたパルス幅の見積もり。

赤：425MHzYbファイバーレーザーオシレータパルス

青：フェムト秒パルスのレスポンス



### 3.3.4 パルス圧縮

オシレータから出てきたレーザー光は、一般的にオシレータ内部で発生した分散のために理論上達成可能なパルス幅に比べて広がった状態が出てくる。分散を補償するためには、プリズム、チャープミラー、グレーティング等が用いられる。プリズムやチャープミラーはロスの無いパルスの圧縮が行えるものの、分散の補償量が非常に小さい。今回は理論上達成可能なパルス幅が 100fs 程度であるのに対して、実際にオシレータから出力されてきたパルスの幅が 120ps と、非常にチャープのついたものになっていた。そのため、今回はこのパルスの分散を補償するため、グレーティングペアを用いた分散補償を行った。

パルス圧縮に用いたグレーティングペアはブレイズされたもので、溝本数 1200 本/mm、グレーティング間隔 1725mm のものである。グレーティング対に入射した光は、一枚目のグレーティングで波長ごとに違う角度で回折し、二枚目のグレーティング上にスペクトルとして分布する。二枚目のグレーティングで回折した光は、波長ごとに広がった平行光となってエンドミラーで反射され、再びグレーティングに戻る。この際にグレーティング、エンドミラー間で光路差が発生し、分散が補償される。この後回折により一枚目のミラー上でビームの形状は元に戻り、出力される。

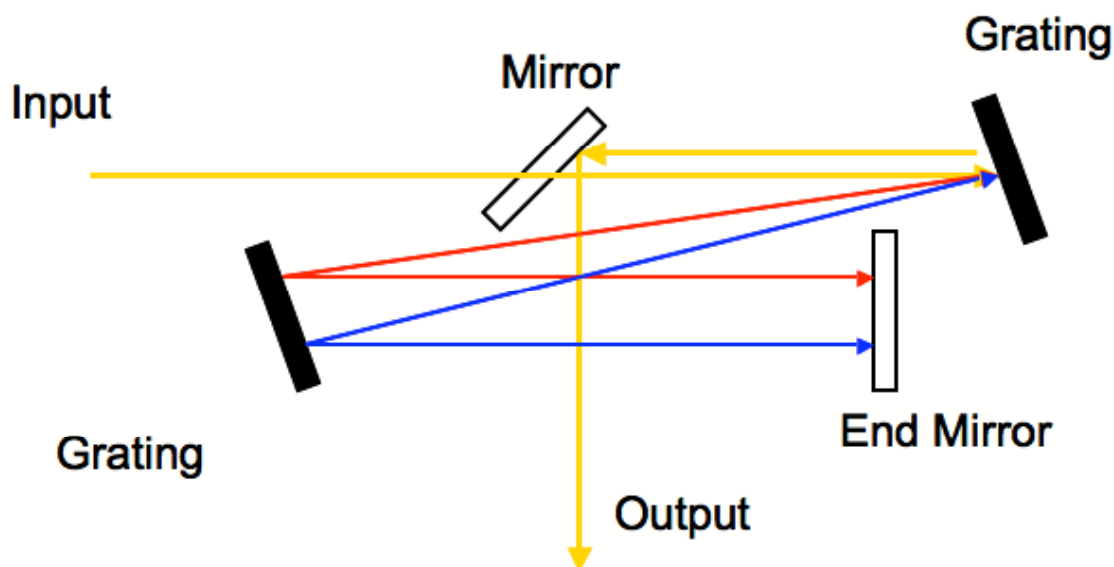


図 3.12: グレーティングペアを用いた分散補償器

#### 自己相関干渉計

圧縮後のパルス幅の測定には、自己相関干渉計を用いた。自己相関関数を用いたこの測定法はフェムト秒クラスの短パルス測定として最も一般的に用いられている方法で、正確なパルス波形を得ることこそ出来ないものの、パルス幅に関しては必要十分な結果が得られる。また、干渉計自体の構造も比較的単純で、測定に多くの手間を必要としないという利点もある。

自己相関干渉計のセットアップを図 3.13 に示す。自己相関干渉計に入射した光は、まずビームスプリッターによって二つに分けられる。この二つの光は別々の光路を進み、二次高調波発生(SHG: **Second Harmonic Generation**)を行う非線形結晶の中で再び合流する。このとき、二つに分かれていたパルスがほぼ同時間で合流すれば、二つの光路の二等分線上に二倍波が発生する。この二倍波の強度は、パルスの重なり具合により決定され、パルスの時間強度波形  $f(t)$  に対して以下の式で表される自己相関関数  $A(\tau)$  が測定される[11]。

$$A(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)f(t-\tau)dt \quad (3.16)$$

$A(\gamma)$  はパルス波形ではないので、実際の波形を見積もる必要がある。一般には、近似的に計算が容易なガウス波形が頻繁に用いられる。パルスの時間波形  $f(t)$  をガウシアンと仮定した場合、 $A(\gamma)$  もガウス型の関数となり、パルスの半値全幅は測定した  $A(\gamma)$  の  $1/\sqrt{2}$  となる。

今回の実験では、BBO 結晶には厚さ 1mm のものを用いた。また、光路の一方に自動移動ステージを配置し、光路遅延を連続的に変化させて強度変化を測定した。自動移動ステージは、光路差を一秒あたり 10mm 変化させることが出来るように調整している。

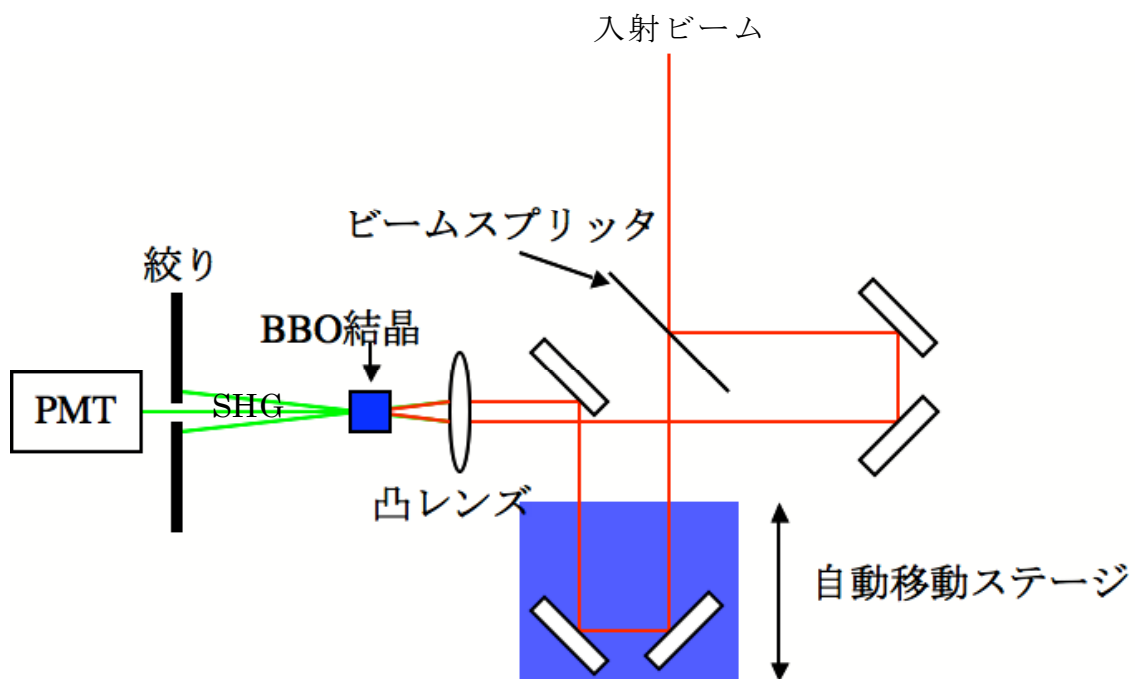


図 3.13: 自己相関干渉計のセットアップ

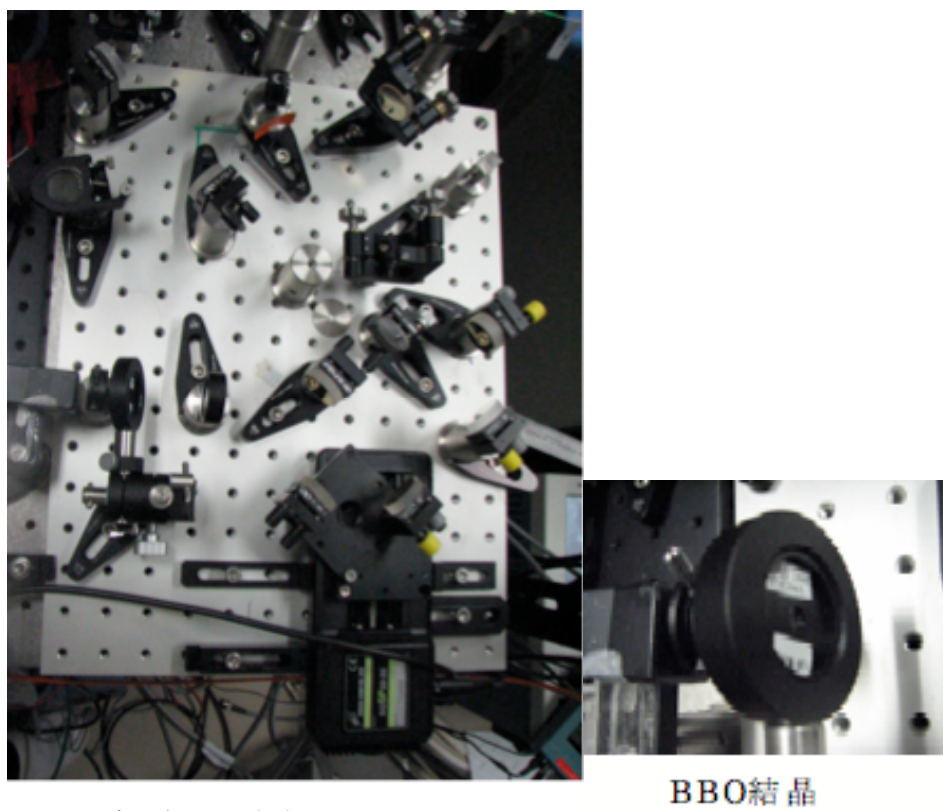


図 3.14: 自己相関干渉計

### パルス圧縮結果

パルス圧縮の結果を図(3.17)に示す。パルスはピーク付近が鋭くなっているものの、テール部分は幅がほとんど変わらず、圧縮が行えなかった。

パルスの圧縮を行えない最も一般的な理由としては、パルスの強度に依存して非線形にモード間の位相がずれてしまうSPM(Self Phase Modulation:自己位相変調)が考えられる。しかしながら、今回実験を行ったオシレータの内部でのパルスのピークパワーを見積もったところ、 $100\text{MW}/\text{cm}^2$ 程度でしかないため、SPM以外の可能性もあるが、現時点での原因は不明である。

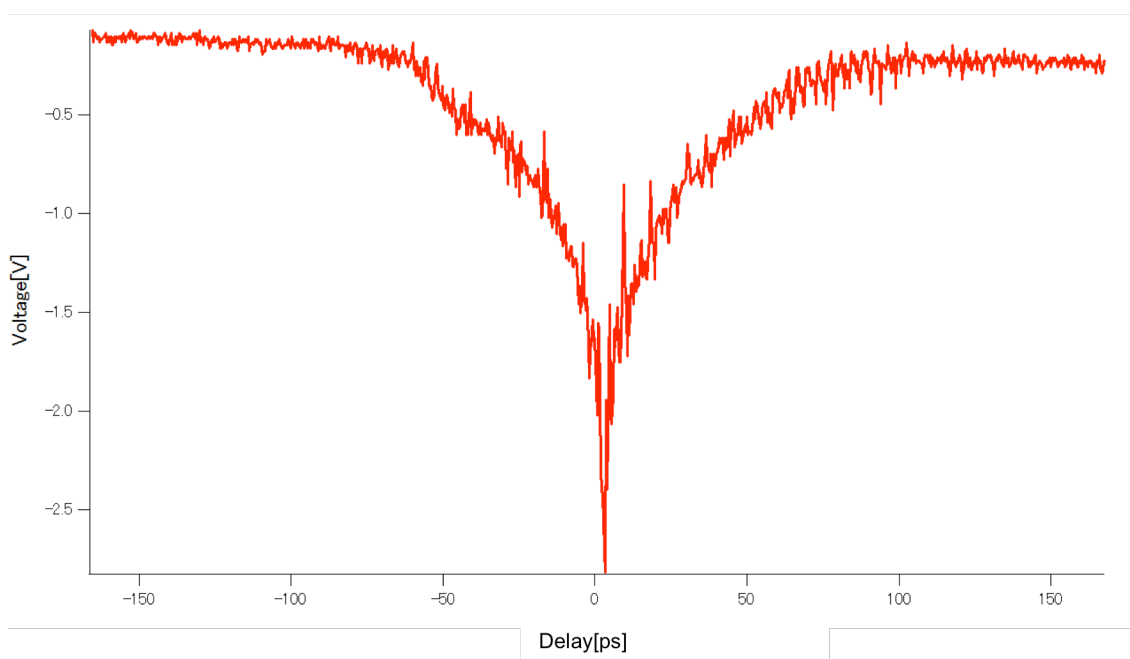


図 3.15:自己相関干渉計で測定した分散補償器通過後のパルス。

### 3.3.5 677MHzでの発振

ERLでは、1.3GHzの高繰り返しが要求される。そこで我々は、1.3GHzの半分の650MHzを想定したキャビティ長のオシレータを作成した。各部品は425.5MHzオシレータと同じものを用い、YDFの長さのみを変更した。

結果、波高値に変調が見られるものの、677MHzにおいてもパルス発振に成功した。10GHzの帯域を持つMSMフォトディテクタで受けたパルスの周波数成分を以下に示す。図3.16はスパン3GHz、30MHzで、677MHzごとにピークが立ち、パルス光が発生していることが分かる。図3.17は、スパン1MHz、 $\Delta f_{RBW} = 10\text{kHz}$ での基本周波数近傍の様子である。677MHzのピークのサイドにピークが立っているのは、波高が変調を受けているためである。

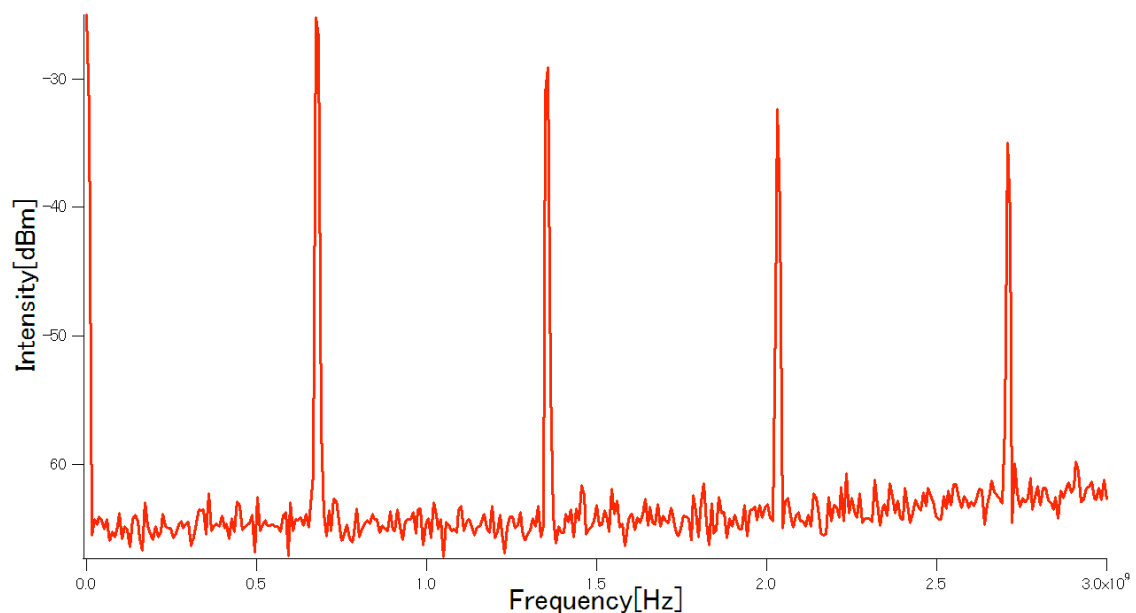


図3.16: 677MHzリニアキャビティ型Ybファイバーレーザーオシレータのパルスの周波数成分。スパン3GHz、 $\Delta f_{RBW} = 30\text{MHz}$ 。

### 第3章 リニアキャビティによる方法

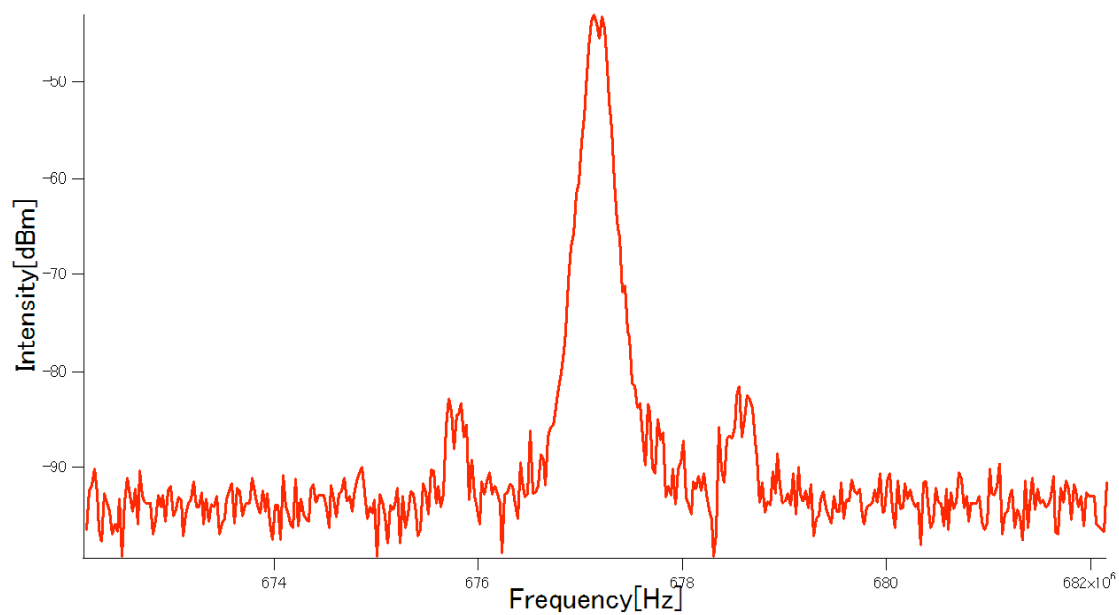


図 3.17: 677MHz リニアキャビティ型Yb ファイバーレーザーオシレータのパルスの周波数成分。スパン1MHz、 $\Delta f_{RBW} = 10\text{kHz}$ 。パルスの波高値が変動を受けているため、サイドピークが見られる。

### 3.4 まとめと今後の課題

今回我々は SESAM を用いたリニアキャビティ型モード同期 Yb ファイバーレーザーのパルス発振に成功した。400MHz 程度の繰り返し周波数で安定な発振に成功し、その出力は 5mW、パルス幅は 120ps であった。また、繰り返し周波数を上げた場合、677MHz での発振が確認できた。

今後の課題は下記の通りである。

- ・ パルス幅、パルス圧縮

今回測定したオシレータのパルス幅は、YDF の分散から考えると理論値に比べ、非常に広いものとなっていた。また、パルス圧縮実験では、パルス幅を圧縮することは出来なかった。一般的に、パルスの圧縮を行えない最も一般的な理由としては、SPM 考えられる。しかしながら、内部パワーやパルス幅を加味すると、尖頭出力は 100MW/cm<sup>2</sup> 程度となる。これは、SPM がおこるほどのピークパワーとは考えづらい。この大きな分散の原因を探ることで、パルス圧縮が可能になる可能性がある。

- ・ 高繰り返し化

今回作成したオシレータでは、1.3GHz の半分の繰り返し周波数で発振させた場合に、パルス波高値に変調が見られた。繰り返しが増加するほど、この変調は大きくなる傾向にある。原因としては、繰り返し周波数が増加することによるパルスのピーク強度の低下（平均出力が同じでも繰り返しが増加すれば、パルス一つあたりのパワーは低下する）が考えられる。そのため 1.3GHz を実現するには、YDF やダイクロイックカップラー、SESAM のパラメータを変更して、ゲインや内部パワーを調整する必要がある。

## 第4章 結論

我々は、1.3GHz を目標として、既存の Yb ファイバーレーザーを超える繰り返し周波数を持つオシレータを開発してきた。1.3GHz を達成できる可能性のある方法は複数あるが、その中の、外部キャビティを用いて繰り返し周波数を増加させる方法と、コンパクトなキャビティ長を持つリニアキャビティ型オシレータによる方法を試した。

外部キャビティでは 1.3GHz のパルスを 200 秒程度の間、安定に発生させることが出来た。この方法は、繰り返し周波数、パルス幅等に関しては十分に満たしており、今後安定性の向上が期待される。

また、リニアキャビティでは 425.5MHz、5mW の安定したパルス発振に成功した。また、波高に変調こそかかるものの、677MHz の繰り返しでのパルス発振を確認できた。この構成のオシレータは、最終的に励起から発振、アンプまで全てファイバー内で行える可能性があり、これが実現した場合、ERL 用電子銃に求められる大きな要素の一つである安定性に関して大きな期待が出来る。現時点では原因の分からない大きな分散が発生しており、パルス幅 120ps で、圧縮に成功していないが、今後の研究が期待される。



## 謝辞

本研究を行うにあたり、非常に多くの方々に助けていただきました。この場を借りて感謝の意を表します。

指導教官の中村典雄先生には、興味深い研究テーマを与えていただき、研究全般にあたるご指導を頂きました。学会や修士論文の関しても、非常に丁寧な助言や添削をしていただき、心から感謝しています。

産業技術総合研究所の小林洋平先生、吉富大先生には、研究の方針や、進め方について数々の助言を頂きました。また、技術的な内容に関するご指導にも多くの時間を割いていただき、非常に良い経験を積むことが出来ました。鳥塚健二先生には非常に充実した研究環境を与えていただきました。高エネルギー加速器研究機構 ERL 推進室長の河田洋先生にも多大なご協力と励ましをいただきました。本当に有り難うございました。

阪井寛志さん、高木宏之さん、伊藤功さんには、ミーティングや週一回のゼミにおいて、様々な助言を頂きました。二年間共に同じ研究室で学んできた白神剛志君には、研究だけでなく学生生活の様々な場面でお世話になりました。また、芝浦工業大学の谷修一君、青木崇君には、実験装置のセットアップ等の手伝いをしていただきました。

その他、研究に際し、数々の助言や実験の手伝いをしていただいた、東京大学物性研究所軌道放射物性研究施設の皆様、産業技術総合研究所光技術研究部門超短パルスレーザーグループの皆様、芝浦工業大学、高エネルギー加速器研究機構、ERL 研究開発共同チームの皆様にご心より感謝申し上げます。

## 付録

### 二次高調波発生

今回測定に用いた自己相関干渉計の BBO 結晶では、二次高調波発生を利用して測定が行われている。また、ERL レーザーシステムでの 500nm 光の発生には同じく、二次高調波発生が用いられる。

非線形効果を考慮した電場の波動方程式は

$$\nabla^2 E - \epsilon\mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \epsilon_0\mu_0\chi^{(2)} \frac{\partial^2 E^2}{\partial t^2}$$

で与えられる。この非線形媒質中を  $z$  方向に伝搬する次の 3 つの平面波の相互作用を考慮する。

$$E_1(z,t) = \frac{1}{2}(\bar{E}_1(z)\exp(ik_1 - i\omega_1 t) + c.c)$$

$$E_2(z,t) = \frac{1}{2}(\bar{E}_2(z)\exp(ik_2 - i\omega_2 t) + c.c)$$

$$E_3(z,t) = \frac{1}{2}(\bar{E}_3(z)\exp(ik_3 - i\omega_3 t) + c.c)$$

ただし、 $c.c$  は共役複素数。 $\bar{E}_1, \bar{E}_2, \bar{E}_3$  は、波長の範囲でゆっくり変化するとして、

$$k_n \left| \frac{d\bar{E}_m}{dz} \right| \ll \left| \frac{d\bar{E}_m}{dz} \right|$$

とする。3 つの平面波の和

$$E(z,t) = E_1(z,t) + E_2(z,t) + E_3(z,t)$$

を考え、波動方程式に代入すると、左辺は

$$\nabla^2 E_m = \frac{1}{2} \left( -k_m^2 \bar{E}_m(z) + 2ik_m \frac{d\bar{E}_m}{dz} \exp i(k_m z - \omega_m t + c.c) \right)$$

$$\varepsilon_m \mu_0 \frac{\partial^2 E_m}{\partial t^2} = -\frac{1}{2} \varepsilon_m \mu_0 \omega_m^2 (\bar{E}_m(z) \exp i(k_m z - \omega_m t) + c.c)$$

の和になる。ここで、 $k_m^2 = \varepsilon_m \mu_0 \omega_m^2$ である。右辺は非線形であるので、 $\bar{E}_1, \bar{E}_2, \bar{E}_3, \bar{E}_1^*, \bar{E}_2^*, \bar{E}_3^*$ の項の積の和になり、これらの項の周波数は $\pm\omega_i \pm \omega_j$ である。その一例を示す。

$$\frac{1}{4} \varepsilon_0 \mu_0 \chi^{(2)} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_2^* E_3 \exp((k_3 - k_2)z - (\omega_3 - \omega_2)t)$$

このようにして、 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ の中の二つの和、または差の周波数の光が発生することになる。

次に $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ の間に

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$$

の関係があるとする。 $-\omega_1 = -(\omega_3 - \omega_2), -\omega_2 = -(\omega_3 - \omega_1), -\omega_3 = -(\omega_1 + \omega_2)$ の周波数成分をとると、

$$ik_1 \frac{d\bar{E}_1}{dz} = \frac{1}{4} (\omega_1^2) \varepsilon_0 \mu_0 \chi^{(2)} E_1^* E_3 \exp i(k_3 - k_2 - k_1)z$$

$$ik_2 \frac{d\bar{E}_2}{dz} = \frac{1}{4} (\omega_2^2) \varepsilon_0 \mu_0 \chi^{(2)} E_1^* E_3 \exp i(k_3 - k_2 - k_1)z$$

$$ik_3 \frac{d\bar{E}_3}{dz} = \frac{1}{4} (\omega_3^2) \varepsilon_0 \mu_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \exp i(k_3 - k_2 - k_1)z$$

になる。従って三つの周波数の波の間に非線形項を通して相互作用が生じる。これがパラメトリック相互作用という。更に

$$k_3 = k_1 + k_2$$

付録

の条件が満たされるとき、 $\exp i(k_3 - k_2 - k_1)$ が1となり、相互作用が顕著になる。  
この条件を位相整合という。

次に $\omega_1 = \omega_2 = \omega, \omega_3 = 2\omega$ の場合を考える。これは周波数 $\omega$ の光を非線形媒質に入射したときに周波数 $2\omega$ の2次高調波が発生する場合に対応する。

$$\Delta k = k_3 - 2k_1$$

とすると、 $\bar{E}_{2\omega}$ は

$$\frac{d\bar{E}_{2\omega}}{dz} = \frac{i\omega}{2c} \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{2\omega}} \right)^{1/2} \chi^{(2)} E_\omega^2 \exp(i\Delta kz)$$

となるので、積分すると、

$$\bar{E}_{2\omega} = \frac{i\omega}{2c} \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{2\omega}} \right)^{1/2} \chi^{(2)} E_\omega^2 \frac{2xp(-i\Delta kl) - 1}{i\Delta k}$$

になる。二次高調波の強度 $I_{2\omega}$ は、 $|\bar{E}_{2\omega}|^2$ に比例し、

$$\begin{aligned} I_{2\omega} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\epsilon_{2\omega}}{\mu_0} \right)^{1/2} |\bar{E}_{2\omega}|^2 \\ &= \frac{1}{8} \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_{2\omega}} \right)^{1/2} (\omega \epsilon_0 \chi^{(2)})^2 \bar{E}_\omega^4 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta kl}{2}\right)}{(\Delta k)^2} \end{aligned}$$

となる。

## ファイバーアンプ

リニアキャビティのパルス幅測定に置いて測定に十分な出力を得るために、ファイバーアンプによるパルス光の増幅を行った。

セットアップを以下に示す。YDFにWDMを介してファイバーカップルのレーザーダイオードが接続されている。Ybファイバーレーザーオシレータの場合と同様にレーザーダイオードによる976nmの光でYbファイバーを励起する。さらに、入力ポートからシード光を入射することによりYbファイバー内で誘導放出を行わせ、シード光を増幅させることが出来る。

励起出力に対する増幅率と出力波長に関する測定結果を下図に示す。入力したシード光は繰り返し周波数435MHz、パルス幅120psのリニアキャビティからのパルス列で、入力パワーは1mWである。また、ピークの周波数は1055nm付近にある。励起光の出力を上げていくと、1030nm付近に増幅光とは別のなだらかなピークが出来る。これは、シード光の入力が励起光に対して小さすぎる場合に発生するASE(Amplified Spontaneous Emission:自然放出光)である。ASEと増幅光のピークは完全に分かれているため、出力されてきた光から必要な増幅光のみを分離することは容易である。しかしながら、ASEはWDMから逆流してレーザーダイオードに入ることでレーザーダイオードを破壊する可能性があるため、なるべくASEの発生が少ない励起パワーでファイバーアンプを利用することが望ましい。

レーザーダイオードの出力を上げていくと、シード光が相似形に増幅されていくことが確認された。出力と、出力波長から見積もると、増幅率は50倍程度と考えられる。

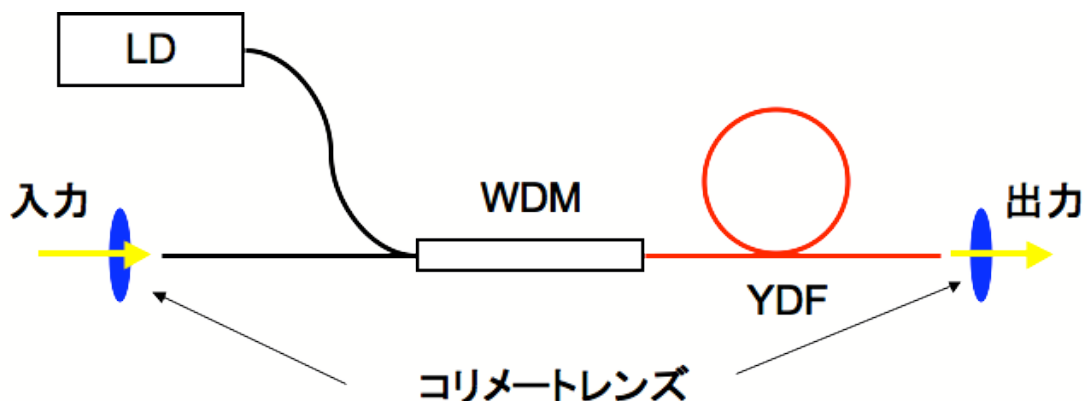


図 7.1: Yb ファイバーアンプ

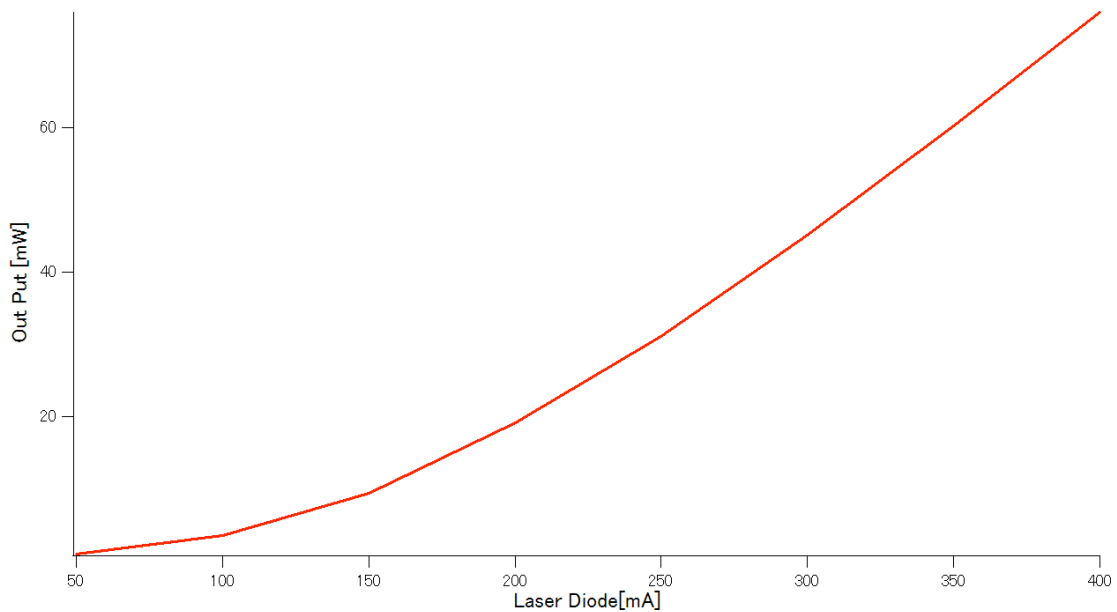


図 7.2:Yb ファイバーアンプの出力

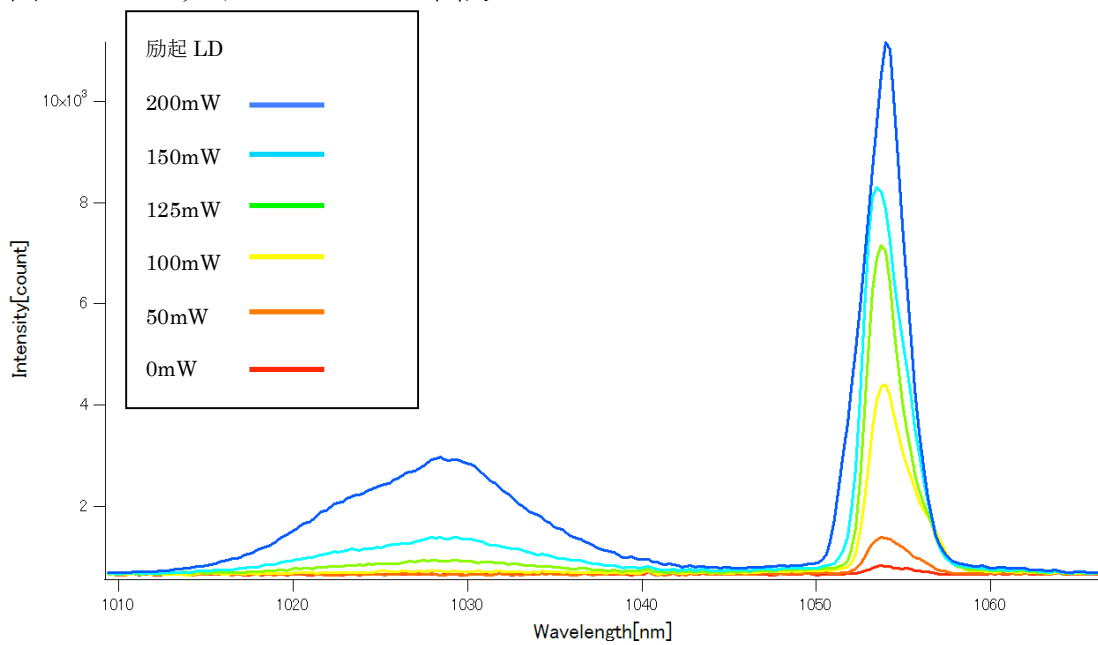


図 7.3:Yb ファイバーアンプの出力波長

### 励起用レーザーダイオードの出力

今回の実験に用いた Yb ファイバー励起用のレーザーダイオードに流した電流と、そのときの出力の特性を以下に示す。

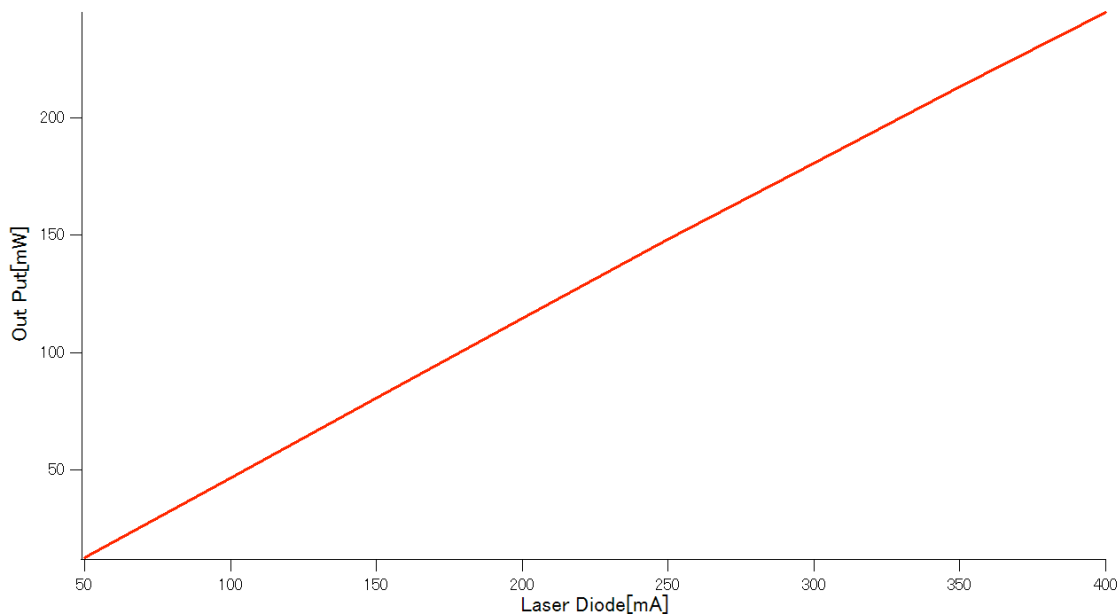


図 7.4: 100MHz Yb ファイバーレーザーオシレータ励起用レーザーダイオード

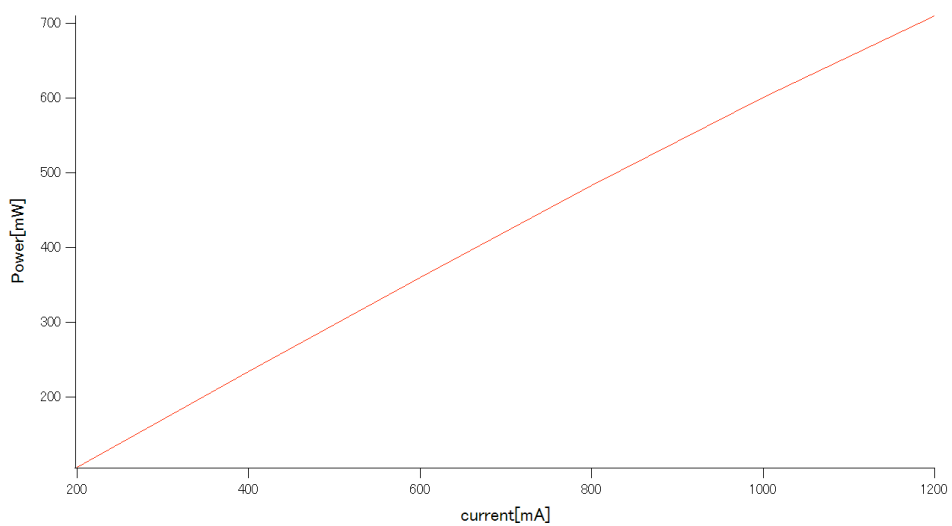


図 7.5: リニアキャビティ型ファイバーレーザー励起用レーザーダイオード出力

## 参考文献

### 第 1 章

- [1] 羽島良一, 中村典雄, 坂中章悟, 小林幸則:コンパクト ERL の設計研究(KEK Report 2007-7, JAEA-Research 2008-032)
- [2] 小川雄二郎, 栗木雅夫, 紙谷琢哉, 道園真一郎, 山口誠哉, 奥木敏行, 諏訪田剛, 阪井寛志, 古川和朗, 上窪田紀彦:高エネルギー加速器セミナーOHO'02
- [3] 佐藤康太郎, 大沢哲, 加藤茂樹, 紙谷琢哉, 竹入康彦, 清水裕彦, 中川孝秀, 小林集:高エネルギー加速器セミナーOHO'07
- [4] 古屋貴章, 平野馨一, 吉田光宏, 原田健太郎, 宮島司, 島田美帆, 西森伸行, 梅森健成, 飛山真理, 三橋利行, 仲井浩孝, 平松成範:高エネルギー加速器セミナーOHO'08
- [5] 富澤宏光, 松原伸一, 川戸栄:ILC、ERL 用のレーザー光源に求められるもの ERL-REPORT-002(2006)
- [6] 宮本健郎:光学入門 (岩波書店, 1995)
- [7] 霜田光一:レーザー物理入門 (岩波書店, 1983)
- [8] Shian Zhou, Dimitre G. Ouzounov, Frank W. Wise, “Passive harmonic mode-lock of a solution Yb fiber laser at repetition rate to 1.5 GHz

### 第 2 章

- [9] Jian Chen, Jason W. Sickler, Peter Fendel, Erich P. Ippen, Franz X. kärtner, Tobias Wilken, Ronald Holzwarth, Theodor W. Hänsch, “ Generation of low-timing-jitter femtosecond pulse train with 2 GHz repetition rate via external repetition rate multiplication,” Opt. Lett. 33, 959-961(2008)
- [10] 末田正, 神谷武志:超高速光エレクトロニクス (培風館, 1991)
- [11] J.Herrmann, B.Wilhelmi, “超短光パルスレーザー”(共立出版, 1991)
- [12] T.W.Hansch, B.Couillaud, “LASER FREQUENCY STABILIZATION BY POLARIZATION SPECTROSCOPY OF A REFLECTING REFERENCE CAVITY”OPTICS COMMUNICATIONS Vol.35, No.3

### 第 3 章

- [13] J.J.McFerran, L.Nenadović, W.C.Swann, J.B.Schlager, N.R.Newbury, “ A



- passively mode-locked fiber laser at  $1.54 \mu\text{m}$  with a fundamental repetition frequency reaching 2 GHz,” *Opt. Exp.* 13155, Vol.15, No.20(2007)
- [14]Hermann A.Haus, “Theory of mode locking with fast saturable absorber” *Journal of Applied Physics* Vol.46, No.7(1975)
- [15]H.M.Rask, Robert J. Carman, David C Hanna, Anne C. Tropper, Colin J. Mackechnie, Paul R. Barber, Judith M. Dawes, “Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2  $\mu\text{m}$  Region,” *IEEE Journal of selected topics quantum electronics*, Vol.1, No.1(1995)