

博士論文

超高繰り返しカーレンズモード同期レーザーの
開発

木村 祥太

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	本論文の位置づけ	2
1.3	本論文の構成	4
第 2 章	超短パルスレーザー設計の方法論	5
2.1	利得媒質・共振器損失・励起光の設計	5
2.2	共振器モードの設計	9
2.3	共振器内光パルスの設計	14
2.4	まとめ	26
第 3 章	カーレンズモード同期レーザーの高繰返し化	29
3.1	背景・課題	29
3.2	ハーフカット共振器	30
3.3	36GHzQ スイッチモード同期	35
3.4	まとめ	40
第 4 章	Q スイッチ不安定性の抑制	41
4.1	背景・課題	41
4.2	理論	42
4.3	実験	47
4.4	まとめ	50
第 5 章	新たな共振器構造の提案	52
5.1	背景・課題	52
5.2	直線共振器	53
5.3	モノリシック共振器	56
5.4	まとめ	59
第 6 章	誘導ラマン散乱を用いたカーレンズモード同期レーザーの短パルス化	60

目次	ii
6.1 背景・課題	60
6.2 理論	62
6.3 実験	66
6.4 まとめ	70
第 7 章 結論	72
付録 A GHz 受動モード同期レーザーの一覧	73
付録 B 任意の共振器構造における共振器内ビーム径のカーレンズ効果による変化	74
付録 C Half-cut 共振器の色分散	76
付録 D レーザー出力の線形安定性解析	78
付録 E 固体バルクレーザーにおける最短パルス幅の歴史	79
付録 F レーザー媒質のラマン特性	80
付録 G ケリーサイドバンド	81
参考文献	82
研究発表リスト	94
謝辞	96

第 1 章

序論

1.1 研究背景

1960 年に発明されたレーザーは光科学を大きく進展させた [1, 2]。特にレーザー光を一瞬だけ光らせる光パルス発生技術は、現象の一瞬を切り取るフラッシュランプの用途で研究が進んだ。1974 年には光パルスの時間幅が 1 ピコ秒 (ps) を下回り、フェムト秒 (fs) の領域に到達した [3, 4]。これにより分子や原子の動きを捉えることが可能となり、物質科学の発展に大きく貢献した [5]。しかしそれまでの光パルス発生技術は色素レーザーによる方法が一般的であり、安定な長期動作が困難であった。

1991 年に固体レーザーによるフェムト秒パルスの発生が初めて実現し、安定して超短パルスを得られるようになった [6]。このレーザーは固体中で生じる「カーレンズ効果」を利用して超短パルスを発生させているため「カーレンズモード同期レーザー」と呼ばれている [7]。カーレンズモード同期レーザーの台頭により超短パルスレーザーは幅広い応用展開を見せた。1994 年には超短パルスレーザーによる高品位な材料加工に対して重要な特許が取得され [8]、2000 年には光周波数コムが実現 [9–11]、2001 年にはアト秒パルスの発生も実現した [12, 13]。これらの実現は当初全てカーレンズモード同期レーザーによるものであり、カーレンズモード同期レーザーが超短パルスの応用を切り拓いてきたと言える。カーレンズモード同期レーザーから出力されるパルスの時間幅が 5 fs に達したのも丁度このころであり、現在でもレーザー共振器から出力されるパルスの時間幅として世界最短記録を保持し続けている [14–17]。

近年は様々なレーザーが開発され、超短パルスレーザーのパラメータ領域は広がり続けている。図 1.1 に光パルスを時間領域、周波数領域でそれぞれ示す。光パルスのパラメータはパルス幅以外にもパルス波形、パルスエネルギー、パルス列の繰り返し時間、波長、キャリア位相など様々である。これは周波数領域でみると帯域幅、スペクトル波形、スペクトル強度、縦モード間隔、中心周波数、オフセット周波数に対応する。その他にもパルスの安定性や系全体の大きさ、エネルギー効率や外乱への耐性を向上させる研究が行われている。本研究では数あるパラメータの中から「繰り返し周波数」に着目した。

一般的な超短パルスレーザーの繰り返し周波数は 100 MHz 程度である。一方でパルスの繰り返し

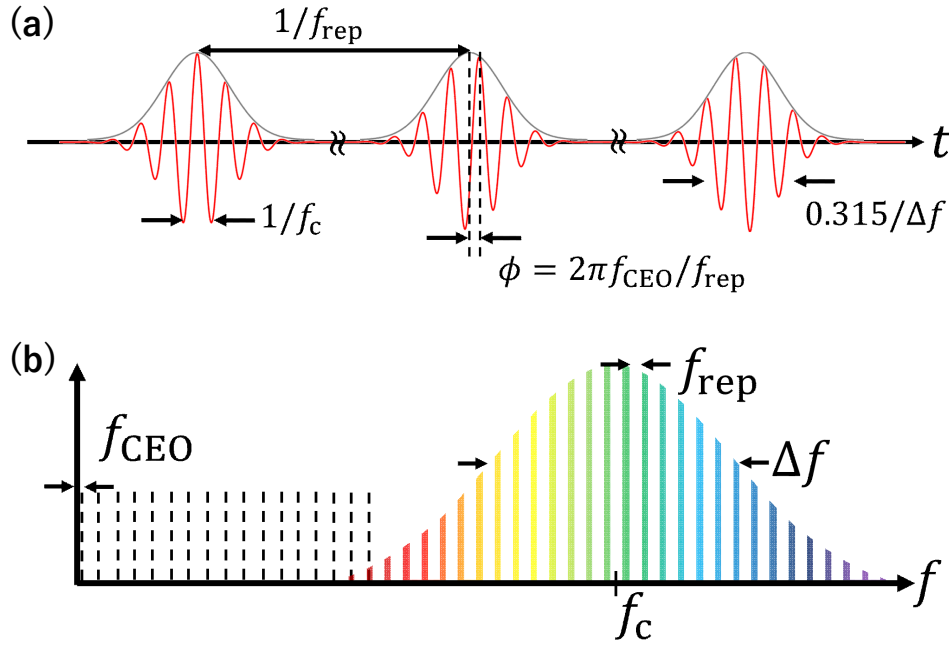


図 1.1 光パルス。 f_c :中心周波数、 Δf :周波数帯域、 f_{rep} :繰り返し周波数、 f_{CEO} :キャリアエンベロープオフセット周波数 (a) 時間領域。 (b) 周波数領域。

し周波数が 10 GHz を超える「超高繰り返し」領域では、超短パルスレーザーのユニークな応用が期待されている。例えば光パルス列を信号源としてマイクロ波、ミリ波帯の低ノイズ信号を発生させることができる [18]。これを利用して電波望遠鏡やレーダー、通信への応用が期待されている [19–21]。また周波数領域でみるとレーザーの縦モード間隔が商用分光器の分解能 (4 GHz 程度) よりも広く、縦モードを空間的に分離することができる。この性質を利用して天体光の波長を正確に決定するための参照用光源としての活用が期待されている [22]。縦モード間隔が 30~40 GHz あれば主要な天文台の分光器で縦モードを分解可能であり、この繰り返し周波数帯で波長帯域の広い光源が求められる [23]。その他にも精密分光用の光源 [24] やレーザー加工の新領域を探るための光源として [25]、また物質を操作する新しいツールとしての利用が期待されている [26, 27]。

これらの大きな期待の一方で、超高繰り返し超短パルスレーザーの開発は十分に進んでいない。超高繰り返しパルスによる応用を切り拓くためには超高繰り返し超短パルスレーザーの開発が必要となる。

1.2 本論文の位置づけ

これまでに超高繰り返し超短パルス光の発生方法はいくつも検討がなされてきた。低繰り返し周波数のパルス列を通倍化する手法 [28]、連続波 (CW) レーザーを電気光学効果により変調する手法 [29]、微小共振器内で CW レーザーを超短パルス化する手法 [30, 31]、可飽和吸収体を用いた受

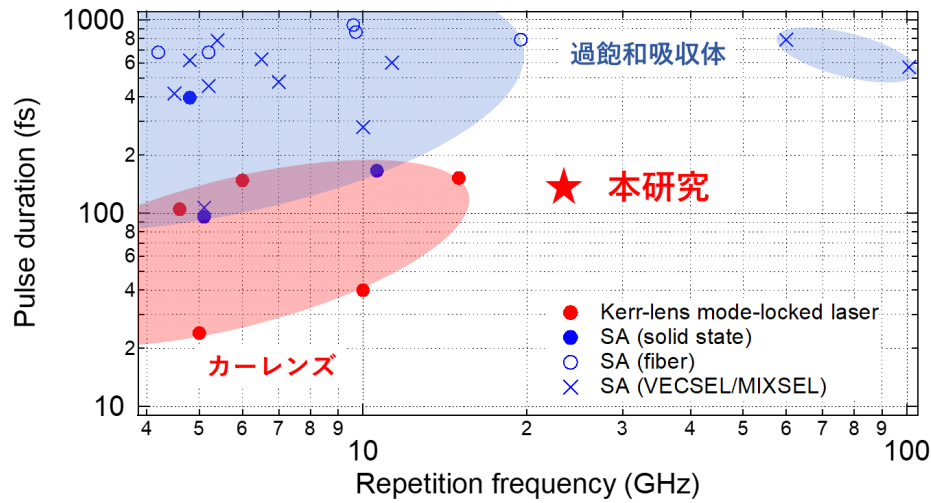


図 1.2 2017 年までに開発された繰り返し周波数 4 GHz 以上の受動モード同期レーザー。各点の詳細は付録 A にまとめた。SA; saturable absorber

動モード同期レーザーの高繰り返し化 [32–36]、そしてカーレンズモード同期レーザーの高繰り返し化である [37–39]。これらの手法の中で受動モード同期レーザー（可飽和吸収体・カーレンズ）による方法はシンプルな構成でロバスト・高エネルギーなパルスを生成できるという特徴を有しており、応用展開が期待されている。

実際の応用を見据えると、これらの特徴に加えて短いパルス幅 (< 1 ps) が求められる。これはパルス幅が長いと波長変換の過程でレーザーのコヒーレンスが崩れるためである [40]。図 1.2 には繰り返し周波数が 4 GHz を超える受動モード同期レーザーについて、横軸を繰り返し周波数、縦軸をパルス幅にとってプロットした。各プロットの詳細は付録 A にまとめた。図からわかるように超高繰り返しと超短パルスを両立する光源は数少なく、特に繰り返し周波数が 20 GHz を超えるフェムト秒パルスはほとんど実現していない。本研究では短いパルス幅が実現可能なカーレンズモード同期レーザーに着目し、カーレンズモード同期レーザーを高繰り返し化することで超高繰り返し・超短パルス光源の開発を目指した。

カーレンズモード同期レーザーの高繰り返し化の研究はこれまで継続的に行われてきた。図 1.3 にカーレンズモード同期レーザーの高繰り返し化の歴史を示す。初めて実現したカーレンズモード同期レーザーの繰り返し周波数は 100 MHz 程度であった [6]。その後すぐに繰り返し周波数は 1 GHz に到達し [41]、徐々に繰り返し周波数は高くなった [42–45]。2008 年には NIST(アメリカ国立標準技術研究所) により 10 GHz の繰り返し周波数が実現され、縦モードの空間的分離が可能となった [37, 46]。2015 年には筆者が所属する東京大学物性研究所において繰り返し周波数 15 GHz が実現し [38]、2016 年には筆者が 16 GHz の繰り返し周波数を達成した [39]。

本研究ではカーレンズモード同期レーザーの繰り返し周波数の世界最高値更新を目指した。具体的な周波数の目標値は 20~40 GHz と設定した。この周波数帯は近年通信の分野で需要が高まって

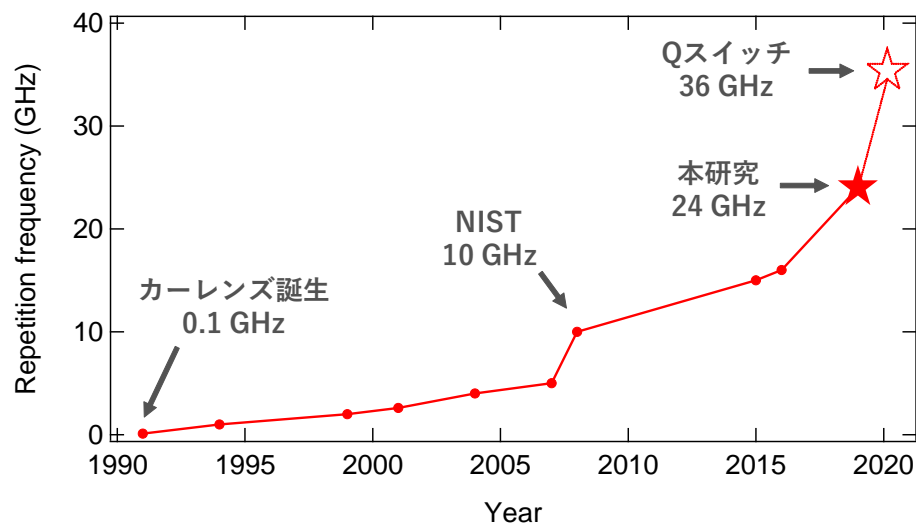


図 1.3 カーレンズモード同期レーザーの高繰り返し化の歴史

おり、低ノイズなマイクロ・ミリ波源が必要となる [47]。また天体用の波長校正光源としては、この程度の繰り返し周波数があると世界の主要な天文台のほぼ全てに適用が可能となる [23]。本研究では超高繰り返しカーレンズモード同期レーザーの開発におけるいくつかの課題を解決し、実際にカーレンズモード同期レーザーとして世界最高繰り返しを記録した。本論文ではこの課題や解決方法、開発したレーザーについて詳しく述べる。

1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。

- 第1章 本章である。
- 第2章 超短パルスレーザー設計の方法論について述べる。
- 第3章 開発したレーザーと Q スイッチ不安定性の発生について述べる。
- 第4章 カーレンズモード同期レーザーにおける Q スイッチ不安定性の抑制方法を議論する。
- 第5章 Q スイッチ不安定性の抑制可能な新しいカーレンズモード同期レーザーを提案する。
- 第6章 超高繰り返しレーザーを短パルス化する新しい手法を議論する。
- 第7章 本研究のまとめと今後の展望を述べる。
- 付録 本文で省略した内容載せる。

第 2 章

超短パルスレーザー設計の方法論

本章では超短パルスレーザーを設計するにあたり必要な知識について概説する。本章の最後に設計方法をフローチャートにまとめたので、時間の無い場合はそちらを参照していただきたい。初めにレーザーの基礎となる利得媒質や出力結合鏡の選定方法について述べる。次にレーザー共振器の設計指針とその手法について述べる。最後に共振器内でパルスを発生させる手法と注意すべきパラメータについて述べる。

2.1 利得媒質・共振器損失・励起光の設計

2.1.1 利得媒質

レーザー (Light amplification by stimulated emission of radiation) は利得媒質内のイオンを励起し、誘導放出光を共振させることで実現する。ある波長・出力のレーザーを作製するには利得媒質、励起強度、そして共振器を適切に選定しなければならない。特に利得媒質は波長を決定し、また出力にも大きな影響を与えるため最重要の光学素子である。

利得媒質は添加イオンと母材の組合せで決定する。超短パルスレーザー用の光源としてとして広く用いられている添加イオンには Ti, Yb, Er, Tm, Ho, Pr, Nd, Cr などがある。これらのイオンそれぞれに対して多様な母材が開発されており、組み合わせは多岐にわたる。利得媒質の基本的な選び方は、まず所望の波長で反転分布を形成できるイオンを選択し、その中で光学特性の良い母材を選択する。添加イオンは母材の結晶場によりその準位構造を変化させるため、添加イオンが同じでも母材の種類により光学特性は異なる [48]。このように多種多様な利得媒質の中から、所望のレーザー特性を実現し得る材料を選択しなければならない。この指針を得るために以下で簡単なレーザーのモデルを考える。

図 2.1 にレーザーを簡素化したモデルを示す。ビーム形状はフラットトップを仮定し、 r, θ 方向の依存性は無視する。この仮定のもとで利得 g は光子流束 (単位時間単位面積あたりの光子数) W を用いて $W(d) = (1 + g)W(0)$ と定義される。ここで d は利得媒質長である。利得媒質通過後の

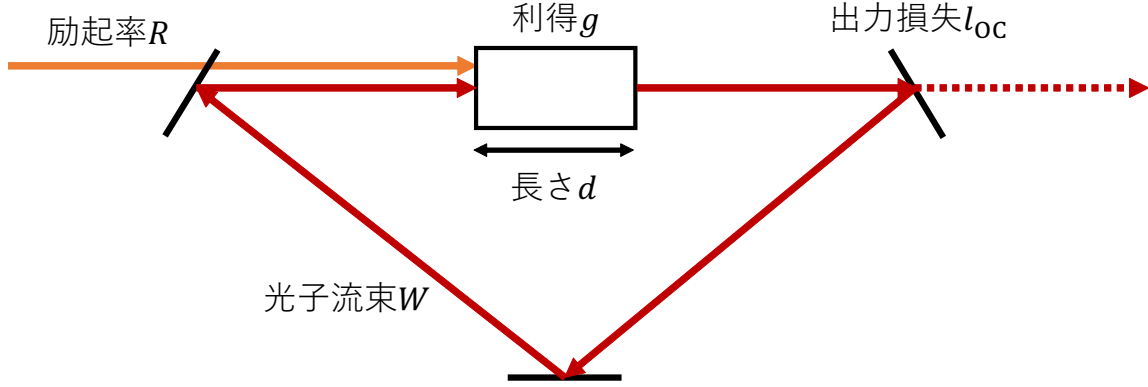


図 2.1 レーザーを簡素化したモデル

光子流束 $W(d)$ にランベルト・ベール則を適用すると利得 g は

$$g = \exp \left[\int_0^d N(z) \sigma_{\text{em}} dz \right] - 1 \approx \sigma_{\text{em}} \int_0^d N(z) dz = \sigma_{\text{em}} \bar{N} d \quad (2.1)$$

と表現できる [49]。ここで σ_{em} は利得の誘導放出断面積である。利得媒質内の反転分布密度 N は z 方向に様な実効密度 \bar{N} で代用した。式 (2.1) から利得 g を大きくするためにはイオン 1 個あたりの発光効率（誘導放出断面積 σ_{em} ）を大きくし、利得媒質長 d を長くとり、また反転分布密度 N を大きくすれば良いことがわかる。

反転分布密度 N は 4 準位系における電子分布の時間発展方程式から導くことができる [49]：

$$\frac{d}{dT} \bar{N} = \bar{R} - \frac{1}{t_{\text{inv}}} \bar{N} - \sigma_{\text{em}} \bar{W} \bar{N}, \quad (2.2)$$

ここで T は時間変数、 R は励起率、 t_{inv} は利得の寿命であり、アクセント記号の Bar は利得媒質内における z 方向での平均を表している。式 (2.2) から反転分布密度 N を大きくするためには励起率 R を大きくすれば良いことがわかる。一方、光子流束 W が大きくなると反転分布密度 N は小さくなる。従って反転分布密度 N を定量的に議論するためにはレーザー共振器内の光子流束 W を評価する必要がある。

レーザー共振器内の光子流束 W の時間発展は

$$\frac{d}{dT} \bar{W} = \frac{1}{T_R} (g - l) \bar{W}, \quad (2.3)$$

と記述できる [49]。ここで T_R は光が共振器を 1 周する時間、 l は線形損失を表す。式 (2.1)(2.2)(2.3) を解析することでレーザー設計の指針を得ることができる。

2.1.2 レーザー発振の閾値

レーザー発振を実現するためには弱い励起率 R でも発振するような低閾値のレーザーを設計することが有効である。レーザー発振の閾値付近では $W \approx 0$ であるので、この条件下で式 (2.2)(2.3)

の定常解を求めると励起率 R の閾値は

$$\bar{R}_{\text{th}} = \frac{l}{\sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}} d} \quad (2.4)$$

となる。従って励起閾値を低下させるためには共振器の損失 l を小さく、結晶長 d を長く、また $\sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}}$ 積を大きくすることが有効である。式 (2.2) からわかるように $\sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}}$ 積を大きくすることは、自然放出に比べて誘導放出を優位にすることを意味している。これはレーザーにとって本質的な条件であり、良いレーザーを作製するうえで重要なパラメータである。

反転分布の寿命 t_{inv} の値は4準位系における上準位寿命 t_2 の値に大きく依存するものの、非輻射緩和率 γ_{nr} や他の準位への遷移率 γ_{et} にも依存し、 $1/t_{\text{inv}} = 1/t_2 + \gamma_{\text{nr}} + \gamma_{\text{et}}$ の関係がある [49]。そのため、反転分布の寿命 t_{inv} を増加させるには非輻射緩和や他準位への遷移を低減することが有効である。一方、上準位寿命 t_2 は誘導放出断面積 σ_{em} との間に逆数の関係がある。例えば発光スペクトルを Lorentzian と仮定すると誘導放出断面積 σ_{em} は

$$\sigma_{\text{em}} = \frac{1}{t_2} \frac{3\lambda^2}{2\pi\Omega} \frac{1}{1 + 4\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Omega}\right)^2} \quad (2.5)$$

と書ける [49]。ここで Ω は線幅、 ω_0 は中心周波数を表す。従って上準位寿命 t_2 を大きくしても誘導放出断面積 σ_{em} は減少するため $\sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}}$ 積の値は大きく変化しない。 $\sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}}$ 積を大きくするためには、線幅 Ω の細いスペクトルのピーク周波数 ω_0 を発振に利用することが有効である。

ここまでの議論を実際の実験系に適用しやすくするために、励起率 R を身近な物理量に書き換える。励起率 R は吸収断面積 σ_{abs} と励起光の光子流束 \bar{W}_p 、添加イオンの密度 N_{I} を用いて

$$R \approx \sigma_{\text{abs}} \bar{W}_p N_{\text{I}} \quad (2.6)$$

と書ける。この関係を用いれば、例えばレーザー発振のための励起強度閾値 $\bar{I}_{p,\text{th}}$ は

$$\bar{I}_{p,\text{th}} = \frac{h\nu_p \bar{R}_{\text{th}}}{\sigma_{\text{abs}} N_{\text{I}}} = \frac{h\nu_p l}{\sigma_{\text{abs}} N_{\text{I}} \sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}} d} \quad (2.7)$$

と表される。従って励起強度閾値 $\bar{I}_{p,\text{th}}$ を低減するにはイオンの添加密度 N_{I} を上昇させること、吸収断面積 σ_{abs} を大きくすることも有効である。実際にはイオンの添加密度を上げすぎると母材の結晶性が悪化し破壊閾値の低下につながったり、イオン間でのエネルギー移動により寿命が低下したりする [50]。従って各材料で最適な添加密度を探る必要がある。

レーザー発振を実現するには励起光強度を $I_p > \bar{I}_{p,\text{th}}$ とすれば良いことが分かった。しかし励起光強度 I_p は利得媒質を伝搬するにつれて吸収により強度が低下する。長さ d の利得媒質の端では励起光の強度 I_p が $I_p \exp(-N_0 \sigma_{\text{abs}} d)$ となる。従って利得媒質長 d や励起光強度 I_p は、吸収減衰を加味したうえで利得媒質を z 方向全域に十分励起可能な値に設定する必要がある。

2.1.3 出力特性

レーザーの出力を最大化するために、出力特性について考える。定常状態での共振器内光強度 I は式 (2.2)(2.3) より

$$I = h\nu\bar{W} = h\nu \left(\frac{\bar{R}d}{l} - \frac{1}{\sigma_{\text{em}}t_{\text{inv}}} \right) \quad (2.8)$$

となる。従って共振器内光強度 I を増大させるためには励起率 R を高く、結晶長 d を長く、損失 l を小さく、そして $\sigma_{\text{em}}t_{\text{inv}}$ 積を大きくすることが有効である。これらの傾向は前節で議論した発振閾値を低くするためのパラメータ選択と同様である。

共振器からの出力を考えるには共振器の損失 l を出力結合鏡による損失 l_{OC} とそれ以外の損失 l_0 の和 $l = l_{\text{OC}} + l_0$ として考える必要がある。このとき共振器からの出力 I_{OC} は

$$I_{\text{OC}} = l_{\text{OC}}I = l_{\text{OC}}h\nu \left(\frac{\bar{R}d}{l_{\text{OC}} + l_0} - \frac{1}{\sigma_{\text{em}}t_{\text{inv}}} \right) \quad (2.9)$$

となる。従って出力強度 I_{OC} を増大させるためには励起率 R を高く、その他の損失 l_0 を小さく、そして $\sigma_{\text{em}}t_{\text{inv}}$ 積を大きくすることが有効である。一方、出力結合鏡による損失 l_{OC} の選択には注意が必要となる（後述）。

その他の損失 l_0 には出力結合鏡以外のミラーでの損失や、利得媒質におけるレーザー波長での吸収などが挙げられる。良質な利得媒質に求められる条件として、レーザー波長での吸収係数 $\alpha(\lambda)$ が励起波長での吸収係数 $\alpha(\lambda_p) = \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)N_I$ よりも十分小さいことが挙げられる。これらの比 $\alpha(\lambda_p)/\alpha(\lambda)$ は Figure of Merit と呼ばれ、例えば Ti:sapphire レーザーでは 100 を上回ることが望ましいと言われている [51–53]。

図 2.2 に共振器内光強度 I と出力強度 I_{OC} の出力結合鏡損失 l_{OC} 依存性を示す。ここでは例として厚さ 1 mm の 1 at% ドープ Yb : Y₂O₃ についての計算した。詳細な計算条件は図の説明に明記した。図からわかるように出力結合率 l_{OC} 、その他の損失 l_0 を小さくするほど共振器内光強度 I が大きくなるのがわかる。一方、出力強度 I_{OC} は出力結合率 l_{OC} の値に極大点を有する。出力強度 I_{OC} が最大となるような出力結合鏡損失 l_{OC} は

$$l_{\text{OC}} = \sqrt{g_0 l_0} - l_0 \quad (2.10)$$

である。ここで $g_0 = \sigma_{\text{em}}\tau_{\text{inv}}\bar{R}d$ は小信号利得である。式 (2.10) を満たすとき出力は $I_{\text{OC}}^{(\text{max})} = I_{\text{sat}}(\sqrt{g_0} - \sqrt{l_0})^2$ となる。ここで $I_{\text{sat}} = h\nu/\sigma_{\text{em}}\tau_{\text{inv}}$ は利得の飽和光強度である。従って出力強度 I を最大化したい場合には出力結合率 l_{OC} を式 (2.10) に、共振器内光強度 I_{OC} を最大化したい場合には l_{OC} を小さくすれば良い。

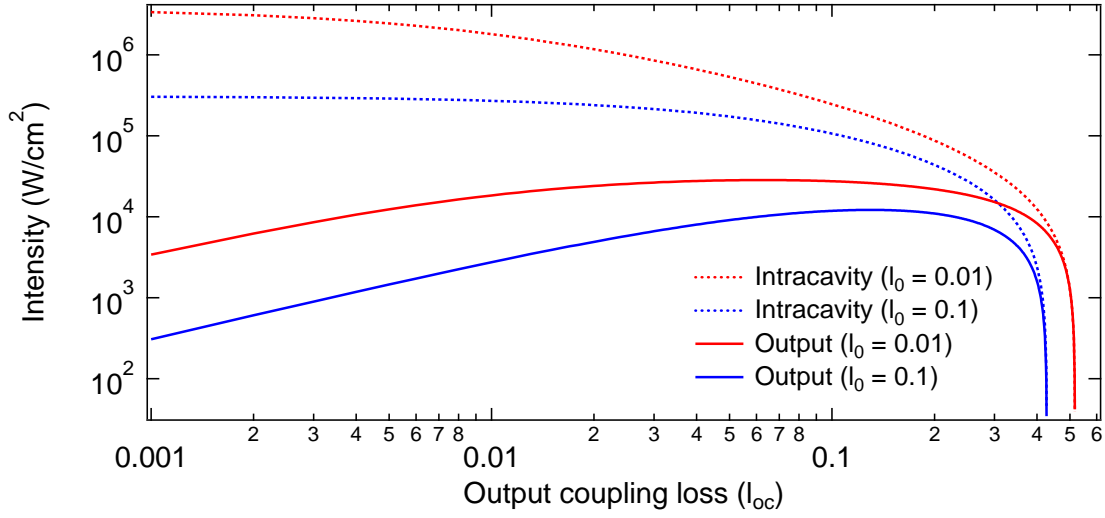


図 2.2 共振器内光強度と出力強度の計算結果。1 at% ドープ Yb:Y₂O₃ を想定。 $N_1 = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_{\text{abs}} = 2.1 \text{ pm}^2$, $\sigma_{\text{em}} = 0.3 \text{ pm}^2$, $t_{\text{inv}} = 0.85 \text{ s}$, $d = 1 \text{ mm}$, $h\nu = 1.15 \text{ eV}$, $h\nu_p = 1.27 \text{ eV}$, $I_p = 10^5 \text{ W/cm}^2$

2.2 共振器モードの設計

2.2.1 ガウシアンビーム光学

共振器内のレーザー光は有限のビーム径を有する。効率的なレーザー発振を実現するには共振器内のレーザー光と励起光を空間的に良く重ねる必要がある。これを実現するためにはレーザー内光電場の空間分布を良く理解して共振器を設計しなければならない。

レーザーから出力される電磁波の振る舞いは Maxwell 方程式に従う。いま波動方程式に近軸近似と SVE (Slowly varying envelop) 近似を施すと、一様媒質中において z 方向に波数 k で伝搬する周波数 ω の光電場は

$$E_{mn}(x, y, z, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{-jk \frac{x^2+y^2}{2R(z)}} e^{j(m+n+1)\phi(z)} e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.11)$$

と表される [54]。ここで $H_l(x)$ はエルミート多項式、 w_0 は最小ビーム径を表す。またその他のパラメータは

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{R(z)} = \frac{z}{z^2 + z_0^2} \quad (2.13)$$

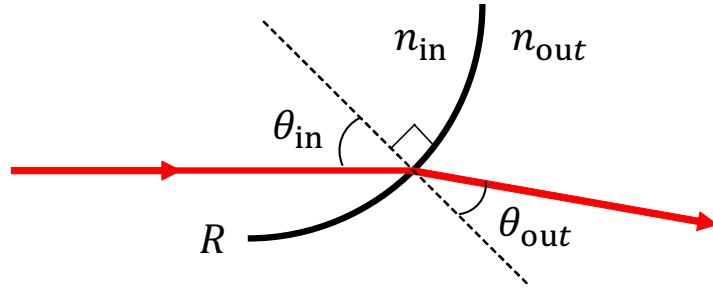


図 2.3 屈折率界面の模式図。光線の成す面に平行な向きが Tangential、垂直な向きが Sagittal を表す。

$$\phi(z) = \text{Arctan} \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2.14)$$

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2 n_0}{\lambda} \quad (2.15)$$

である。 $w(z)$ は位置 z におけるビーム径、 $R(z)$ は位置 z におけるビームの曲率半径、 $\phi(z)$ は位置 z における Gouy 位相、 z_0 は Rayleigh 長、 n_0 は屈折率、 $\lambda = 2\pi c/\omega$ は波長を表す。

光電場 E_{mn} の横モードは TEM_{mn} と呼ばれる。 $m = n = 0$ のときエルミート多項式は $H_0(x) = 1$ となるので、 TEM_{00} はレーザー進行方向と垂直な面の電場強度分布がガウス分布と一致する。 TEM_{mn} ではガウス分布がエルミート多項式で変調を受けるものの、その他の特性は TEM_{00} と同じである。このような特徴をもつ光をガウシアンビームと呼び、レーザー光はガウシアンビームとして記述できることが知られている。

レーザー光は光学素子によりビーム径 w や曲率半径 R が変化する。正確にこれらを扱うには Maxwell 方程式を随時解く必要があり、非常に煩雑である。一方、幾何光学の取り扱う光線近似が適用可能な現象領域では、光の伝搬や光学素子の効果を ABCD 行列（光線行列）により簡易に記述することができる [55]。ガウシアンビームは幾何光学では取り扱えないが、上手くパラメータを選ぶことで幾何光学の ABCD 行列をガウシアンビームに適用できることが知られている [56]。このパラメータは q パラメータと呼ばれ、

$$\frac{1}{q(z)} \equiv \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi n_0 w^2(z)} \quad (2.16)$$

で定義される。例えば、ビーム q_{in} が M_1, M_2, M_3 なる変化を受けたとき、最終的なビーム q_{out} は

$$q_{\text{out}} = \frac{Aq_{\text{in}} + B}{Cq_{\text{in}} + D} \quad (2.17)$$

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = M_3 M_2 M_1 = \begin{pmatrix} A_3 & B_3 \\ C_3 & D_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

と表現される。表 2.1 に代表的な ABCD 行列をまとめた。

表 2.1 代表的な ABCD 行列

行列	光学素子
$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	距離 d の伝搬
$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$	焦点距離 f のレンズ。凹面鏡の場合は $f = R/2$
$\begin{pmatrix} \frac{\cos\theta_{\text{out}}}{\cos\theta_{\text{in}}} & 0 \\ \frac{n_{\text{out}}\cos\theta_{\text{out}} - n_{\text{in}}\cos\theta_{\text{in}}}{n_{\text{out}}R\cos\theta_{\text{in}}\cos\theta_{\text{out}}} & \frac{n_{\text{in}}\cos\theta_{\text{in}}}{n_{\text{out}}\cos\theta_{\text{out}}} \end{pmatrix}$	曲率半径 R の屈折率界面 (Tangential)。 図 2.3 [57]
$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{out}}\cos\theta_{\text{out}} - n_{\text{in}}\cos\theta_{\text{in}}}{n_{\text{out}}R} & \frac{n_{\text{in}}}{n_{\text{out}}} \end{pmatrix}$	曲率半径 R の屈折率界面 (Sagittal)。 図 2.3 [57]
$\begin{pmatrix} \cos\gamma z & (n_0\gamma)^{-1}\sin\gamma z \\ -n_0\gamma\sin\gamma z & \cos\gamma z \end{pmatrix}$	GRIN レンズ。 $n(x) = n_0 - n_2x^2/2$; $\gamma = n_2/n_0$

2.2.2 共振器モード

理想的な共振器内では光が無限回周回する。このとき適当なガウシアンビームがこの条件を満たし、このガウシアンモードを共振器モードと呼ぶ。共振器モードはビーム q が共振器を一周したときに、もとのビーム q と一致するという条件

$$q_c = \frac{Aq_c + B}{Cq_c + D} \quad (2.19)$$

から導くことができる。ガウシアンビームは必ず有限のビーム径を持つので、 q は虚数成分を持たなければならない。この条件から共振器モードが存在する条件は

$$\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 < 1 \quad (2.20)$$

となる。ここで ABCD 行列における始点と終点の屈折率が一致しているため、 $AD - BC = 1$ の関係を用いた。これらの条件下で式 (2.19) を解くと q パラメータは

$$\frac{1}{q_c} = \frac{D-A}{2B} - j \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}{|B|} \quad (2.21)$$

となる。従って ABCD 行列の始点（終点）における共振器モードのビーム径 w と曲率半径 R は

$$w_c = \sqrt{\frac{\lambda|B|}{\pi n_0 \sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}} \quad (2.22)$$

$$\frac{1}{R_c} = \frac{D-A}{2B} \quad (2.23)$$

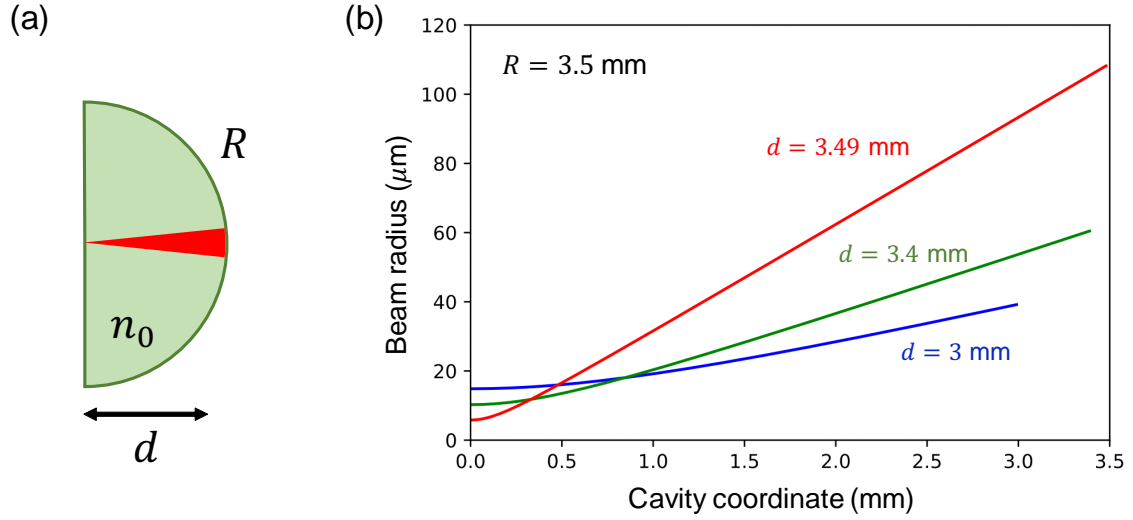


図 2.4 (a) 共振器のモデル (b) ビーム径の計算値。 $\lambda = 976 \text{ nm}$, $n_0 = 1.9$

と書ける。上式よりひとたび ABCD 行列の始点における q パラメータがわかれば、共振器内の任意の点におけるビーム q を ABCD 行列により求めることが出来る。

例として図 2.4(a) のような共振器内が利得媒質で満たされた系を考える。このとき共振器一周の ABCD 行列は

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2d}{R} & 2d(1 - \frac{d}{R}) \\ -\frac{2}{R} & 1 - \frac{2d}{R} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

となる。従って ABCD 行列の始点における共振器ビーム径 w は式 (2.22) より

$$w_c = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi n_0} \sqrt{d(R-d)}} \quad (2.25)$$

となる。このとき ABCD 行列により計算した共振器内ビーム径を図 2.4(b) に示す。計算には $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$ を想定したパラメータを用いた。図からわかるように共振器長 d が曲率半径 R に近づくとビーム径が小さくなっている。 $d \approx R$ という条件は式 (2.25) からわかるように共振器の安定境界である。従って共振器の安定境界で最小ビーム径が小さくなることがわかる。

2.2.3 カーレンズ効果による共振器モードの変化

共振器内のレーザー強度が強い場合に、レーザー光自身によって共振器モードを変化せる現象が存在する。熱に起因する熱レンズ効果はレーザーを不安定にする要因であり、抑制や制御が求められる [58]。一方、自己位相変調（カー効果）に起因するカーレンズ効果は超短パルスレーザーの設計、特に本論文の主題であるカーレンズモード同期レーザーの設計に積極的に取り入れられる。本節では後の議論（特に 4 章）で必要となるカーレンズ効果による共振器モードの変化について概説する。

カーレンズ効果はガウス分布のビームがカー効果により空間的な屈折率変化を起こし、その変化がレンズのような役割を果たすことでビームが集光（拡大）される現象である。カーレンズ効果は既存の ABCD 行列では表現できないため、その取扱いが難しい。空間的な屈折率分布は GRIN レンズに近い効果だが、カー効果による屈折率変化量はビーム径に依存するため、ビーム径を変化させながら伝搬するガウシアンビームには GRIN レンズの公式を適用できない。これまで共振器内でカーレンズ効果を扱ういくつかの方法が提案されてきた [59, 60]。本節では Haus の方法によりカーレンズ効果を取り扱う [59]。

Haus らによれば q パラメータに対して

$$\frac{1}{q^K} = \text{Re} \left[\frac{1}{q} \right] + j \text{Im} \left[\frac{1}{q} \right] \sqrt{1 - 2K} \quad (2.26)$$

なるスケール変換を行い、カー媒質の長さぶんの伝搬を計算した後に式 (2.26) の逆スケール変換を行うことでカー媒質中の光の伝搬は計算可能である [59]。ここで $K = P/P_{\text{cr}}$ はカーレンズ効果の強さを表すパラメータ、 $P_{\text{cr}} = \lambda^2/4\pi n_0 n_2$ はカー効果の基準パワー [61]、 n_2 は非線形屈折率を表す。従って K が十分小さければカーレンズ効果は無視して良い。

簡単のためにビーム集光点から長さ d だけカー媒質を伝搬する状況を考える。ビーム集光点では q パラメータは $q_0 = jz_0$ と書ける。このとき式 (2.26) のスケール変換、長さ d の伝搬、逆スケール変換を順次施すと q_0 は

$$\frac{1}{q_0^K} = \frac{\sqrt{1 - 2K}}{jz_0} \approx \frac{1}{jz_0(1 + K)} \quad (2.27)$$

$$\frac{1}{q_d^K} = \frac{1}{q_0^K + d} = \frac{d - jz_0(1 + K)}{d^2 + z_0^2(1 + K)^2} \quad (2.28)$$

$$\frac{1}{q_d} = \text{Re} \left[\frac{1}{q_d^K} \right] + j \text{Im} \left[\frac{1}{q_d^K} \right] \frac{1}{\sqrt{1 - 2K}} = \frac{d}{d^2 + z_0^2(1 + K)^2} - j \frac{z_0(1 + K)^2}{d^2 + z_0^2(1 + K)^2} \quad (2.29)$$

となる。従って長さ d のカー媒質を伝搬したあとの q パラメータは

$$q_d = q_0 + d + \delta q^K \quad (2.30)$$

$$\delta q^K = -K \frac{2z_0 d}{d^2 + z_0^2} (z_0 - jd) \quad (2.31)$$

となる。ここからわかるようにカー媒質の伝搬は通常の伝搬に比べて q パラメータに δq^K だけ変化が加わる。これは見方を変えれば初期 q パラメータ q_0 を δq^K だけ変化させておくことで、その後の計算は通常の ABCD 行列を使用できることを意味している。

実際の共振器における例として、前節で考えたモノリシック共振器のビーム径が式 2.25 からどの程度変化するかを見積もる。共振器モードのレイリー長が $z_c = \pi w_c^2 n_0 / \lambda$ からカーレンズ効果により δz だけ変化したとする。ここで z_c は $1/R = \text{Re}[1/(jz_c + d)]$ を満たす。このとき共振器モードは凹面鏡でのビーム曲率半径が R になるという拘束条件に従うので

$$\frac{1}{R} = \text{Re} \left[\frac{1}{jz_c + j\delta z + d + \delta q^K} \right] = \text{Re} \left[\frac{1}{jz_c + d} \right] - \text{Re} \left[\frac{1}{(jz_c + d)^2} (j\delta z + \delta q^K) \right] \quad (2.32)$$

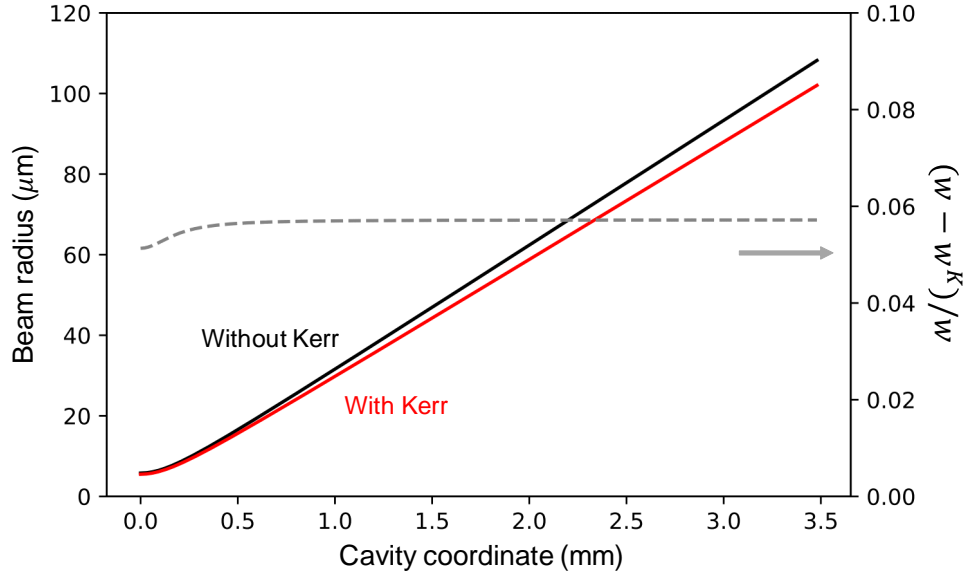


図 2.5 カー効果によるビーム径の変化。左軸はビーム径、右軸はビーム径の変化率を表す。 $R = 3.5$ mm, $d = 3.49$ mm, $K = 0.1$, $\lambda = 976$ nm, $n_0 = 1.9$

の条件を満たす。従って右辺の第2項はゼロとなり

$$\frac{\delta z}{z_c} = -K \quad (2.33)$$

となる。以上よりカー効果が生じた際の共振器内ビーム径 w_c^K は

$$w_c^K = w_c \sqrt{1 - K} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi n_0} \left(1 - \frac{P}{P_{cr}}\right) \sqrt{d(R - d)}} \quad (2.34)$$

となる。従ってビーム径はカーレンズ効果が大きい程小さくなることがわかる。共振器内の他の点におけるビーム径や曲率半径は w_c^K と式 (2.30) を用いて求めることができる。図 2.5 に計算値を示す。図からわかるようにカーレンズ効果によりビーム径が小さくなっていることがわかる。またカーレンズ効果によるビーム径の変化率は共振器のどの点においても概ね一定であることもわかる。

モノリシック共振器以外の共振器構造におけるカーレンズ効果の取り扱いは付録 B にまとめたのでそちらを参照していただきたい。

2.3 共振器内光パルスの設計

2.3.1 自己強度変調と利得帯域

共振器内で光パルスが発生させる代表的な手法として受動モード同期がある [4]。受動モード同期は自己強度変調と利得によりパルス在先鋭化させていく手法である。受動モード同期の定性的な

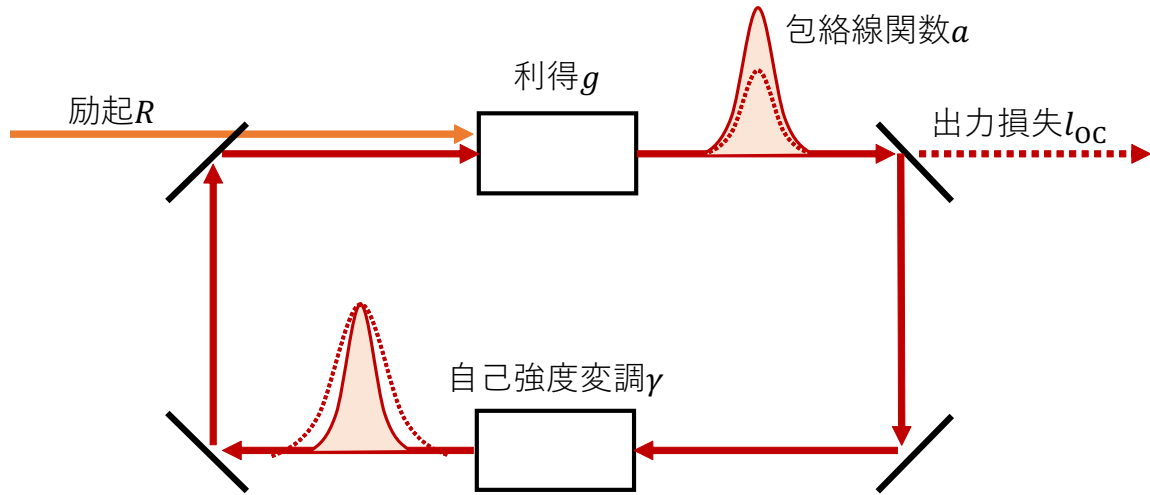


図 2.6 受動モード同期のイメージ図

説明を図 2.6 に示す。自己強度変調は光強度に依存して損失や利得が変化する減少で、適当な機構を選べばパルスが先鋭化する。多くの場合に自己強度変調は損失として働くため、光パルスの時間幅は短くなるもののエネルギーは減少してしまう。減少したエネルギーは利得により回復させる。このプロセスを共振器内で何度も繰り返すことで、パルスのエネルギーは一定のまま時間幅は短くなっていく。時間幅が短くなると利得の時間応答が追いつかずパルス波形を相似形に増幅できなくなる。ここがパルスの時間幅の定常状態となる。利得の時間応答（パルス幅の限界）は利得帯域幅で決まっている。これらを定量的に理解するために以下で簡単なモデルを考える。

自己強度変調には大きく分けて2種類、「遅い変調」[62]と「速い変調」[63]がある。遅い変調は可飽和吸収体による変調が該当する[64]。速い変調は非線形偏波回転[65,66]、干渉を用いる手法[67,68]、非線形スペクトル拡大とフィルターを組み合わせた手法[69,70]、カーレンズ効果を利用した手法[7]などがある。表 2.2 に自己強度変調の種類と特徴をまとめた。以下では速い変調、特に即時応答の可飽和吸収について議論する。

即時応答の可飽和吸収 $s(t)$ は

$$s(t) = \frac{s_0}{1 + I(t)/I_{\text{sat}}} \approx s_0 - s_0 \frac{I(t)}{I_{\text{sat}}} = s_0 - \gamma |a(t)|^2 \quad (2.35)$$

と書ける。ここで s_0 は可飽和吸収体の非飽和損失、 $a(t)$ は光電場の包絡線関数、 $\gamma = s_0/I_{\text{sat}}$ は自己強度変調係数を表す。 I_{sat} は吸収体の飽和強度を表す。飽和が小さい領域では自己強度変調は包絡線の光強度 $I(t) = |a(t)|^2$ に比例することがわかる。

次に利得スペクトルを考える。周波数領域での利得スペクトル $G(\omega)$ として Lorentian を仮定すると

$$G(\omega) = \frac{G(\omega_0)}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Omega}\right)^2} \approx G(\omega_0) \left[1 - \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Omega}\right)^2 \right] \quad (2.36)$$

表 2.2 自己強度変調の種類と特徴

自己強度変調	利点	欠点	文献
可飽和吸収体	セルフスタートしやすい	パルス幅が制限・光損傷	[64]
カーレンズ	構成がシンプル・短パルス	緻密な共振器設計が必要	[7]
非線形偏波回転	ファイバー可	外乱に弱い	[65, 66]
光の干渉	PM ファイバー可	共振器構造が複雑	[67, 68]
カラーフィルター	高パルスエネルギー可	位相が乱れる	[69, 70]

と書ける。従って時間領域での利得 $g(t)$ はフーリエ変換の関係より

$$g(t) \approx g \left(1 + \frac{1}{\Omega^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) \quad (2.37)$$

と書ける [63]。ここで右辺の g は式 (2.1) の利得を表す。

これらの利得・損失のもとで電場の包絡線関数 $a(t)$ に関する時間発展方程式は

$$T_R \frac{d}{dT} a(T, t) = \left[\frac{1}{2} g \left(1 + \frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \left(\frac{1}{2} l - \gamma |a(T, t)|^2 \right) \right] a(T, t) \quad (2.38)$$

と書ける [63]。ここで T_R はパルスの周回時間、 T は共振器の周回時間 T_R より長い時間スケール、 t はパルス波形の時間スケール、 l は s_0 を含む共振器内の全線形損失を表す。上式は電場 $a(T, t)$ に関する方程式であるため利得 g 、線形損失 l に係数 $1/2$ がついている。上式からフルエンス $F = \int I(t) dt = \int |a(t)|^2 dt$ に対する時間発展方程式を導くと係数 $1/2$ は消え、式 (2.3) と同様の方程式になる。慣習的に $\gamma |a(T, t)|^2$ は電場 $a(t)$ に対し定義することが多いため、本論文でもそのように定義した。

この方程式は定常状態で

$$a_0(t) = A_0 \text{sech}(t/\tau_0) \quad (2.39)$$

なる解を持つ。ここで2つのパラメータ A_0, τ_0 はそれぞれ電場振幅、パルス幅を表す。 A_0, τ_0 は以下の連立方程式で決定される。

$$g \left(1 + \frac{1}{\Omega^2 \tau_0^2} \right) = l \quad (2.40)$$

$$\frac{g}{\Omega^2 \tau_0^2} = \gamma A_0^2 \quad (2.41)$$

上式における利得 g は定常状態で式 (2.1)(2.2) に従うので

$$g = \frac{\bar{R} t_{\text{inv}} \sigma_{\text{em}} d}{1 + t_{\text{inv}} \sigma_{\text{em}} \bar{W}} = \frac{g_0}{1 + 2A_0^2 \tau_0 / F_{\text{sat}}} \quad (2.42)$$

となる。ここで $g_0 = \bar{R} t_{\text{inv}} \sigma_{\text{em}} d$, $F_{\text{sat}} = h\nu T_R / t_{\text{inv}} \sigma_{\text{em}}$, $h\nu T_R \bar{W} = \int |a_0|^2 dt = 2A_0^2 \tau_0$ を用いた。以上の3式を満たすような A_0, τ_0 を有する sech 型のパルスが定常解となる。しかし式

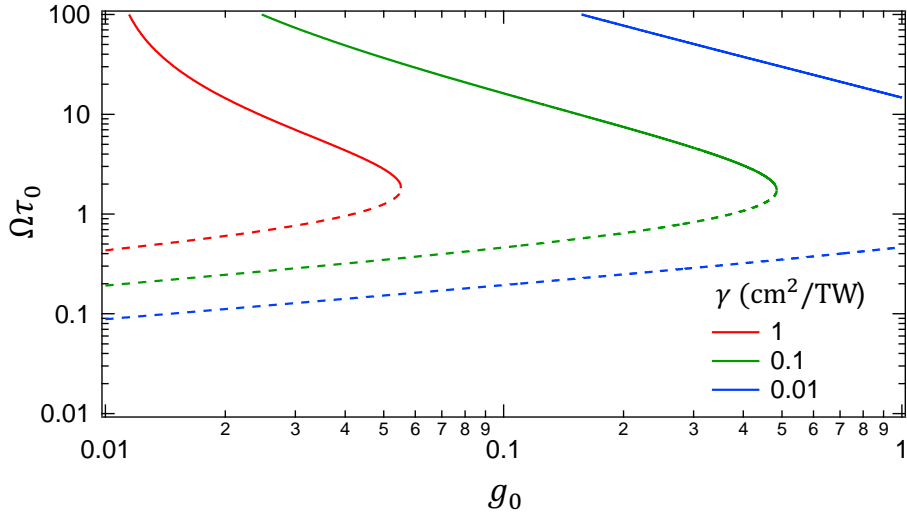


図 2.7 $\Omega\tau_0$ の計算値。実線部分は安定解、点線部分は不安定解 [63]。1 at% ドープ Yb : Y₂O₃ を想定。 $g_0 > l$, $l=0.01$, $\sigma_{\text{em}} = 0.3\text{pm}^2$, $t_{\text{inv}}=0.85\text{ s}$, $h\nu=1.15\text{ eV}$, $h\nu_p=1.27\text{ eV}$, $\Omega/2\pi = 3\text{ THz}$, $T_R=1\text{ ns}$

(2.40)(2.41)(2.42) から求まる A_0, τ_0 の解析解は非常に煩雑である。そこで以下ではいくつかの簡単な解釈について述べる。

式 (2.40) から明らかなようにパルスにとっての利得 g_{pulse} は連続光の利得 $g_{\text{cw}} = l$ に対して $g_{\text{pulse}} < g_{\text{cw}}$ なる関係を持つ。従って光パルスと CW 光の光子流束 \bar{W} には

$$\bar{W}_{\text{pulse}} > \bar{W}_{\text{cw}} \quad (2.43)$$

の関係が成り立つ。この関係はパルスが利得帯域幅 Ω を有しており、各周波数での利得飽和が小さくなるため成り立つと解釈できる。

図 2.7 には式 (2.40)(2.41)(2.42) から計算した $\Omega\tau_0$ の小信号利得 g_0 依存性を示す。小信号利得は式 (2.42) からわかるように励起率 R に比例するため、横軸は励起率 R と読み替えることができる。実線部分は安定解、点線部分は不安定解である [63]。図 2.7 から明らかなように励起率が大きすぎると解が存在しない。現実のレーザーではこのような領域でダブルパルスや高次モード同期が生じることが知られている [71]。また自己強度変調係数 γ が大きい場合、小信号利得 g_0 が小さいときのみ解が存在する。従って自己強度変調が強い場合には弱い励起率 R でもパルスが定常解をもつことを意味している。

次にパルス幅について考える。図 2.7 の縦軸 $\Omega\tau_0$ のうち Ω は利得媒質で決まる静的な値であり、縦軸はパルス幅 τ_0 と読み替えることができる。図からわかるように同一の励起率 R では γ が大きいほど安定解 $\Omega\tau_0$ が小さくなる。また励起率 R を増加させることで安定解での $\Omega\tau_0$ を小さくすることができる。安定解において $\Omega\tau_0$ が最も小さいときの値はおおよそ 1 である。この値は式 (2.41) において利得 g と自己強度変調 γA_0^2 が $g \approx \gamma A_0^2$ を満たすと仮定すると $\Omega\tau_0 \approx 1$ が成り立つ

ことから理解できる。従ってレーザー共振器におけるパルスの時間幅の限界は $\tau_0 \approx 1/\Omega$ 程度の値となる。超短パルスレーザーを設計する際にはパルス幅 τ_0 を利得帯域幅 Ω からおよそ見積もることが可能であり、利得帯域幅 Ω の大きな利得媒質を用いることでパルス幅 τ_0 の短いレーザーを実現することが出来る。

時間波形が $\text{sech}(t/\tau_0)$ のとき、周波数スペクトルはフーリエ変換の関係より $\text{sech}(\pi\tau_0\omega/2)$ となる。このとき時間幅の半値全幅 $\Delta\tau = \tau_0 2\ln(1 + \sqrt{2})$ とスペクトル幅の半値全幅 $\Delta\omega = (2/\pi\tau_0) 2\ln(1 + \sqrt{2})$ の間には

$$\Delta\tau\Delta\omega/2\pi = 0.315 \quad (2.44)$$

の関係が成り立つ。この関係は $\Omega\tau_0 \approx 1$ の関係とよく似ている。実際、良く設計された超短パルスレーザーでは $\Omega \approx \Delta\omega$ の関係が成り立つ。これは受動モード同期によるパルス発生が利得の帯域全体を利用して時間幅を短くできる手法であることを意味しており、受動モード同期が超短パルス発生の強力な手法であることを意味している。

2.3.2 光パルスの繰り返し周波数

光パルスは共振器を時間 T_R で一周するため、定常状態で包絡線関数は周期境界条件 $a(t+T_R) = a(t)$ を満たす。もし共振器に存在するパルスが一つであれば包絡線関数は式 (2.39) を用いて

$$a(t) = A_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \text{sech}\left(\frac{t - mT_R}{\tau_0}\right) \quad (2.45)$$

と書ける。ここで m は整数である。このときパルスは一定の時間間隔 T_R で共振器から出力される。この周波数は $1/T_R = f_{\text{rep}}$ であり、この周波数をパルスの繰り返し周波数と呼ぶ。パルスの周回時間 T_R は共振器長と中心周波数 ω_0 に対するパルスの群速度で決まり、 $T_R = L_{\text{cav}}(\omega_0)/c$ となる。ここで $L_{\text{cav}}(\omega_0)$ は実効的な共振器長、 c は光速を表す。従ってパルスの繰り返し周波数は

$$f_{\text{rep}} = \frac{1}{T_R} = \frac{c}{L_{\text{cav}}(\omega_0)} \quad (2.46)$$

と書ける。上式からわかるようにパルスの繰り返し周波数を高くするためには共振器長 L_{cav} を短くすれば良い。

次にパルス列の光周波数特性を考える。光電場 $e(t)$ は包絡線関数 $a(t)$ とキャリア周波数 ω_0 の振動との積 $e(t) = a(t)\exp(j\omega_0 t)$ となる。この関数をフーリエ変換すると周波数スペクトルは

$$\begin{aligned} E(\omega) &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} A_0 \tau_0 \text{sech}\left(\frac{\pi\tau_0}{2}(\omega - \omega_0)\right) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(-jm(\omega - \omega_0)T_R) \\ &= \sqrt{2\pi\pi} \frac{\tau_0}{T_R} A_0 \text{sech}\left(\frac{\pi\tau_0}{2}(\omega - \omega_0)\right) \sum_{M=-\infty}^{\infty} \delta\left(\omega - \omega_0 - M\frac{2\pi}{T_R}\right) \end{aligned} \quad (2.47)$$

と導かれる。ここで2つめの等号には楕型関数 (Dirac comb) の性質を用いた。M は整数である。従って周波数スペクトルは周波数間隔 $1/T_R = f_{\text{rep}}$ の楕形状であり、その強度は $\text{sech}(\pi\tau_0(\omega - \omega_0)/2)$ に従うことがわかる。図 2.8 に光パルスの時間・周波数スペクトルの例を示す。

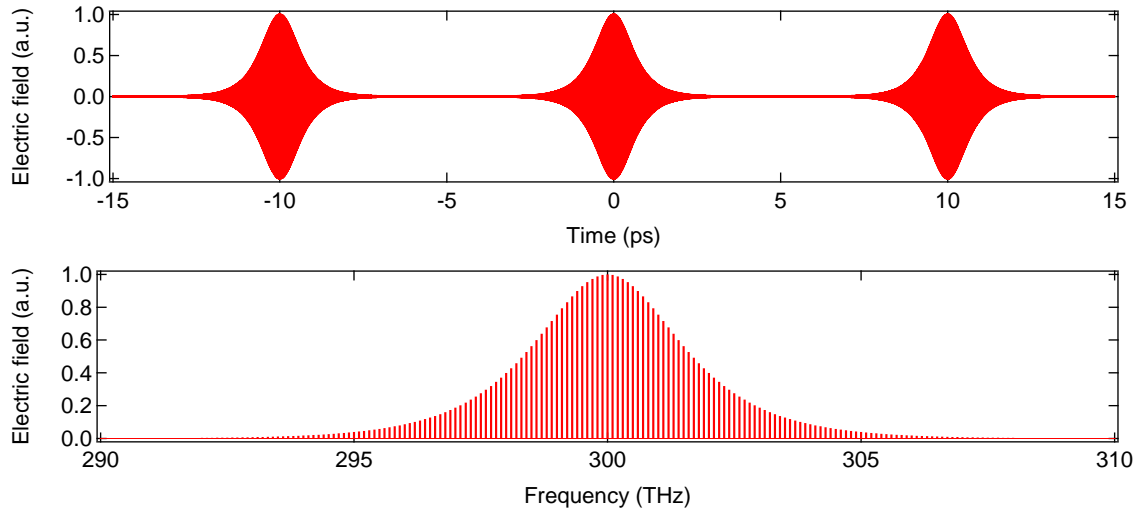


図 2.8 光パルスの時間・周波数波形。 $\tau_0=500$ fs, $T_R=10$ ps, $\lambda_0=1$ μm

商用の分光器の分解能は 4 GHz 以下であるため、繰り返し周波数 f_{rep} が 4 GHz 以下のレーザーでは楕形状のスペクトルは観測されずに滑らかなスペクトルが観測される。逆に繰り返し周波数が 4 GHz 以上のレーザーではスペクトルの楕形状を分光器で観測することが可能である。

CW レーザーは共振器内での波の共振条件より周波数間隔

$$\text{FSR} = \frac{c}{L_{\text{cav}} n(\omega)} \quad (2.48)$$

で周波数スペクトルにピーク（縦モード）が発生する。光パルスのスペクトルとは異なり、CW レーザーの縦モード間隔は屈折率 $n(\omega)$ が周波数依存するため一定でない。この現象は後述する 1 次の分散の効果である。受動モード同期により CW 光が光パルスに遷移するとき、不等間隔であったレーザーの縦モード間隔（式 2.48）は強制的に一定の値 f_{rep} に固定される。このようにレーザーの縦モード周波数が変化することを周波数引き込みと呼ぶ [49]。

2.3.3 分散と自己位相変調の影響

光の伝搬が波長に依存することを分散と呼ぶ。光パルスが分散の影響を受けると波長ごとの位相関係が変化（チャープ）するためパルス波形が変化してしまう。一方、自己位相変調と呼ばれる非線形光学効果も波長ごとの位相関係を変化させる。自己位相変調と負の分散を適切に設計すると光パルスが波形を維持したまま伝搬する孤立波（ソリトン）と呼ばれる状態を作り出すことができる [72]。このときの自己位相変調 δ と二次分散 D は

$$A_0 \tau_0 = \sqrt{\frac{2|D|}{\delta}} \quad (2.49)$$

の関係を満たすことが知られている [72]。この関係はソリトンの面積定理と呼ばれている。

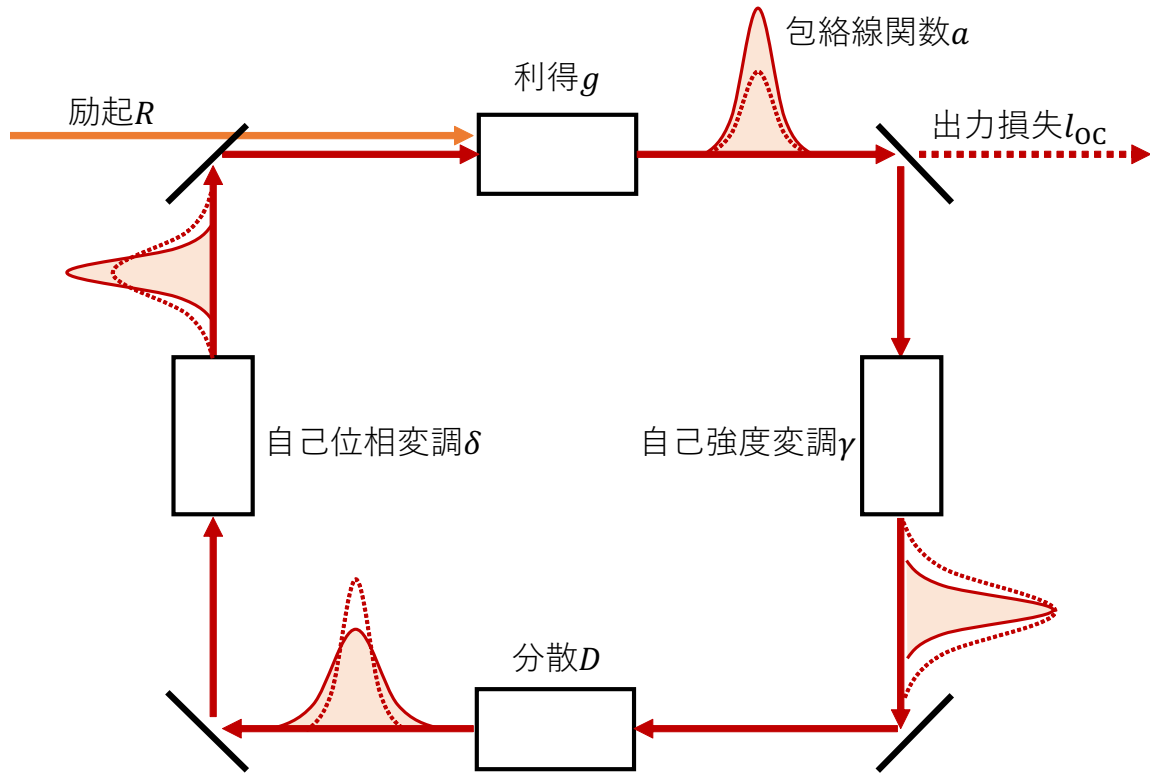


図 2.9 分散と自己位相変調を考慮した受動モード同期のイメージ図

レーザー共振器内においても光パルスは分散の影響を受け、その波形を崩す。例えば利得媒質における屈折率の波長依存性は分散となる。一方で、共振器内の分散を設計することでソリトン状態を作り出すことが可能であり、短い時間幅のパルスを生成するために必須の設計となる。この分散を定量的に理解するために図 2.9 で示す簡単なモデルを考える。

物質内では波数 k と周波数 ω の間に分散関係 $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$ が成り立つ。波数 k を周波数 ω_0 を中心に Taylor 展開すると

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \left. \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.50)$$

となる。ここで右辺第一項は周波数に依存しない定数であり、パルス波形に影響を与えないため無視する。また右辺第二項は周波数に線形な項（1 次分散）であり、時間領域では群速度を与える。以降の議論で群速度は重要でないため本項も無視する。右辺第三項は 2 次分散と呼ばれ、パルス波形を時間的に広げる効果がある [54]。右辺第二項は時間領域で

$$\frac{L}{2} \left. \frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 \rightarrow -\frac{L}{2} \left. \frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \equiv -D \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (2.51)$$

となる。ここで L は分散媒質の長さを表す。

次に自己位相変調を考える。屈折率 n は光強度 I に依存して $n = n_0 + n_2 I$ なる変化を起こす

(カー効果)。このときの波数 k は

$$kL = \frac{\omega L}{c}(n_0 + n_2 I) = \frac{\omega L}{c}n_0 + \delta|a|^2 \quad (2.52)$$

なる変化を受ける。ここで $\delta = \omega n_2 L/c$ は自己位相変調係数であり、上式第二項が自己位相変調を表す。

式 (2.38) に分散と自己位相変調の項を加えると包絡線関数 $a(t)$ に関する時間発展方程式は

$$T_R \frac{d}{dT} a(T, t) = \left[\frac{1}{2}g \left(1 + \frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \left(\frac{1}{2}l - \gamma|a(T, t)|^2 \right) - j \left(\delta|a(T, t)|^2 - D \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \right] a(T, t) \quad (2.53)$$

と書ける [4]。この方程式は

$$a_s(T, t) = A \operatorname{sech}^{(1+j\beta)}(t/\tau) e^{-\psi T/T_R} \quad (2.54)$$

なる解を持つ [4, 73]。ここで 4 つのパラメータ A, τ, β, ψ はそれぞれ、電場振幅、パルス幅、チャープ係数、位相シフトを表す。これら 4 つのパラメータは以下の連立複素方程式で決定される：

$$j\psi = \frac{1}{2}(g - l) + \frac{(1 + j\beta)^2}{\tau^2} \left(\frac{1}{2} \frac{g}{\Omega^2} + jD \right) \quad (2.55)$$

$$(\gamma - j\delta)A^2 = \frac{2 + 3j\beta - \beta^2}{\tau^2} \left(\frac{1}{2} \frac{g}{\Omega^2} + jD \right) \quad (2.56)$$

ここで利得 g は式 (2.42) において $A_0, \tau_0 \rightarrow A, \tau$ に置き換えた値である。4 つのパラメータはこれらの式から一意に定まるものの、解析解は非常に煩雑な形となる。数値計算により解を求めることも可能だが、2.3.2 節や文献 [63] で議論された解の安定性に関する議論が難しい。以下では簡単な解釈についてのみ述べる。

ソリトンの類推から、チャープ係数 β が小さいときパルス幅 τ が短いことが予想される。そこで $\beta = 0$ のときの A, τ を式 (2.42)(2.55)(2.56) から求めると

$$A = A_0, \quad (2.57)$$

$$\tau = \tau_0 \quad (2.58)$$

$$A\tau = \sqrt{\frac{-2D}{\delta}} \quad (2.59)$$

なる解が求まる。ここで $D < 0$ である。この解は式 (2.49) のソリトンの面積定理と一致している。さらにパルス幅 τ と電場振幅 A は前節で議論した分散・自己位相変調を無視した場合の値と一致している。従って共振器分散 $|D|$ を式 (2.49) のソリトンの面積定理を満たすよう設計することで、共振器内でパルス幅 τ_0 、チャープ係数 $\beta = 0$ のソリトンが定常的に存在できるようになる。

次に $\beta \neq 0$ の解について考える。ここでは計算を簡略化するために式 (2.55) 実部の右辺第二項を無視し、利得が $g = l$ を満たすと仮定する [4, 74]。この仮定はパルスの利得 g を CW レーザー

の利得 $g_{\text{cw}} = l$ で代用することを意味する。一方、式 (2.43) の類推からパルスの利得 g と CW の利得 $g_{\text{cw}} = l$ の間には $g < g_{\text{cw}}$ の関係が成り立つ。この関係は式 (2.55) 実部より

$$(1 - \beta^2) - 2\beta D_n > 0 \quad (2.60)$$

という条件に焼き直すことができる。ここで $D_n = D\Omega^2/l$ である。従って以下では $g = l$ として β, τ, A を計算するが、これらの解が式 (2.60) の条件を満たさない場合に解は不安定になると考える。

仮定 $g = l$ と式 (2.42) よりパルスのフルエンスは

$$F = 2|A|^2\tau = F_{\text{sat}} \left(\frac{g_0}{l} - 1 \right) \quad (2.61)$$

と求まる。従って式 (2.56) よりチャープ係数 β とパルス幅 τ は

$$\beta = -\frac{3}{2}\chi - \text{sgn}(\delta + \gamma D_n) \sqrt{\left(\frac{3}{2}\chi\right)^2 + 2} \quad (2.62)$$

$$\tau = \frac{2l}{\gamma F \Omega^2} (2 - 3\beta D_n - \beta^2) \quad (2.63)$$

と求まる。ここで sgn は符号関数、 $\chi = (\delta D_n - \gamma)/(\delta + \gamma D_n)$ である。これらの式により β, τ, A が求まる。

図 2.10 に β, τ , 安定条件 (式 2.60) の分散 D 依存性を示す。図 2.10(a)(c)(e) には自己強度変調係数 γ を変化させた際の結果を示している。図 2.10(a) からわかるようにパルス幅 τ は γ が大きいほどパルス幅が短くなる。これは 2.3.1 節の図 2.7 と同様の振る舞いである。またパルス幅 τ が極小となる分散 D が存在し、この分散 D は γ の増加に伴い負の方向にシフトする。このシフトは図 2.10(c) における $\beta = 0$ となる分散 D の値、すなわちソリトンが面積定理 (式 2.59) を満たす分散の値 D_a と相関がある。従ってパルス幅を短くするためには分散を $D_a < D < 0$ 程度の値に設定すればよい。ここで注意が必要な点として、図 2.10(e) からわかるように γ が小さすぎると $D \approx 0$ で解が安定ではなくなる。そのためレーザーを設計する際は分散の値を $D \sim D_a$ を目安に設定するのが良い。

図 2.10(b)(d)(f) には自己位相変調係数 δ を変化させた際の結果を示している。 δ の増加に伴いパルス幅が極小となる分散値 D や、 $\beta = 0$ となる分散値 D が低下している。これは面積定理 (式 2.59) の振る舞いと一致する。また、図 2.10(e) と同様に図 2.10(f) においても $D \approx 0$ で解が安定ではなくなる。従ってレーザーを設計する際は分散の値を $D \sim D_a$ を目安に設定するのが良い。

図 2.10(e)(f) の計算結果は分散 D が正の場合にも定常解が存在することを示している。しかしこのときのパルス幅 τ は長く、チャープ係数 β の絶対値は大きく、加えて解が安定となる領域も狭い。これらの理由から実際にこの領域でソリトンモード同期を実現している例はほとんどない [75]。一方、正の分散領域では本理論では説明できない「散逸性ソリトン」と呼ばれるパルスが観測・応用されている [76]。散逸性ソリトンは分散が正、かつ自己強度変調に式 (2.35) の近似が成り立たないときに実現する [77]。すなわち散逸性ソリトンの発生には強い自己強度変調の機構が必

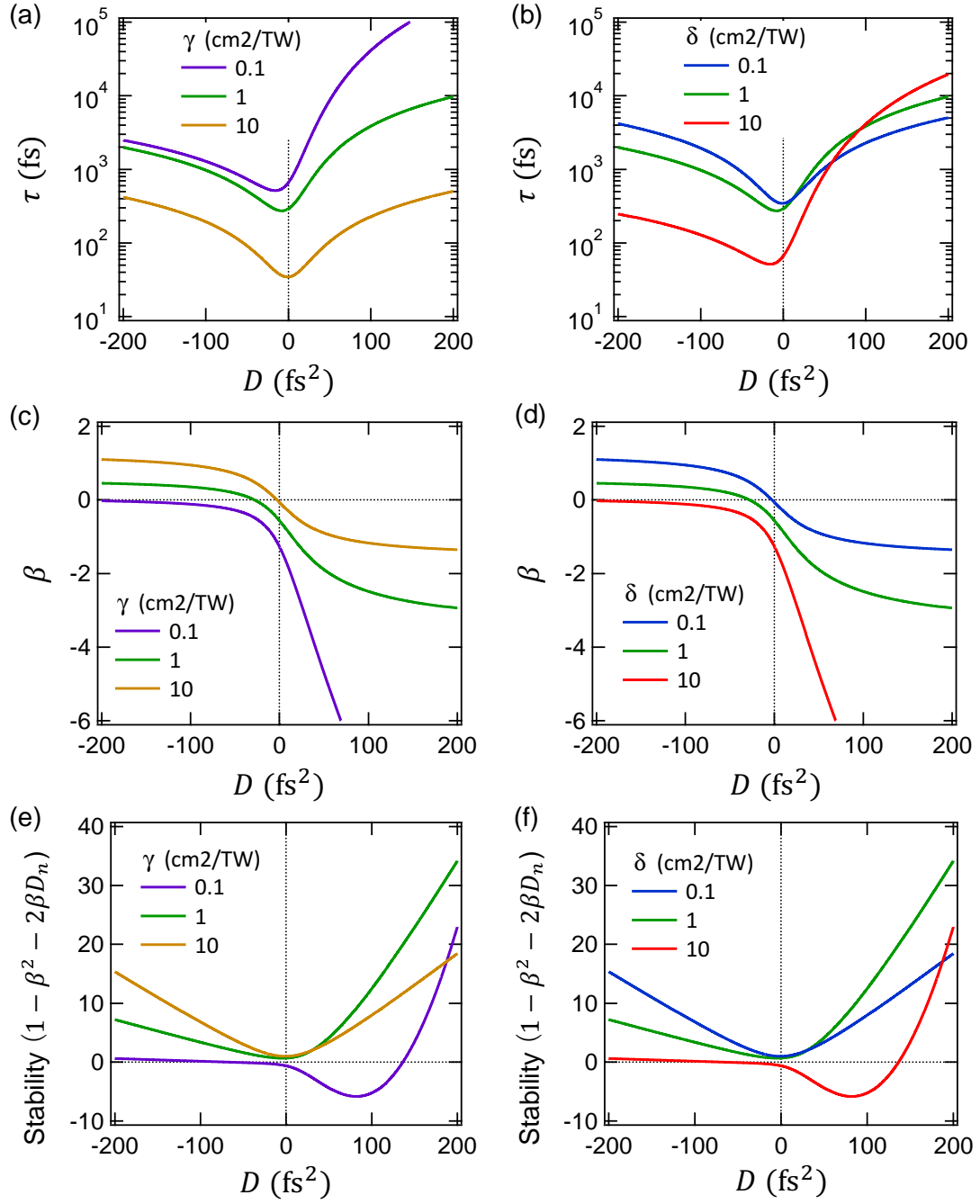


図 2.10 (a) パルス幅 τ の分散 D 依存性。 $\delta = 1\text{cm}^2/\text{TW}$ 。 (b) $\gamma = 1\text{cm}^2/\text{TW}$ 。 (c) チャープ係数 β の分散 D 依存性。 $\delta = 1\text{cm}^2/\text{TW}$ 。 (d) $\gamma = 1\text{cm}^2/\text{TW}$ 。 (e) 安定性の分散 D 依存性。 $\delta = 1\text{cm}^2/\text{TW}$ 。 (f) 安定性の分散 D 依存性。 $\gamma = 1\text{cm}^2/\text{TW}$ 。 その他のパラメータは 1 at% ドープ Yb : Y₂O₃ を想定。 $g_0 = 0.1$, $l = 0.01$, $I_{\text{sat}} = 36\text{kW}/\text{cm}^2$, $T_R = 1\text{ ns}$, $\Omega/2\pi = 3\text{ THz}$

要であり、例えば高分散によるチャープとカラーフィルターを組み合わせた自己強度変調機構などで実現されている [69, 70]。

以上よりパルス幅の短いレーザーを設計するためには、式 (2.59) を参考に分散 D を決定すれば良いことがわかった。実際の設計時には共振器内平均出力と繰り返し周波数（共振器長）からパルスフルエンス $2A^2\tau$ を見積もり、また利得帯域幅 Ω からパルス幅 τ を見積もることで共振器分散 D を決定する。共振器の分散は回折格子 [54] やプリズム [78, 79]、誘電体多層膜 [80–82] などを用いて調整を行う。

ここまでの議論の注意点として、本理論では共振器内分散の光伝搬方向の分布を議論できない。しかし実際には光伝搬方向の分散分布を設計することにより様々なパルスが実現されている。例えばストレッチパルス [83]、シミラリトン [84] などが知られている。これらの議論には非線形シュレディンガー方程式の数値解析が有効である [85]。

2.3.4 モード同期の立ち上げ方法

ここまで共振器内でパルスが定常状態で解をもちうるかどうかを議論してきた。レーザー内にひとたび式 (2.54) で表される光パルスを用意できれば、この光パルスは定常的に共振器内に存在できる。しかし式 (2.54) の光パルスをどのように共振器内に生成するかは異なる問題である。特に式 (2.53) は光電場 $a(T, t)$ の波形が時間的に長く強度も弱い場合に式 (2.3) に帰着するため、多くの場合パルスレーザーの共振器は CW 発振も安定解となる。通常レーザー作製時にはまず CW 発振が実現され、その後にパルス発生を試みる。従って、受動モード同期レーザー内の CW 状態をどのように式 (2.54) の状態に持っていくかが大きな問題となる。

パルス発生機構の定性的な理解は以下である。まず CW 光のモード干渉や雑音により時間的ピークが発生し、これを種として図 2.6 のように利得や自己強度変調によりパルスが形成されていく [86–89]。このとき自己位相変調や分散はパルス形成を阻害するため、これらの効果との競合となる。パルス形成を阻害する効果が小さい場合にモード同期は「セルフスタート」となり、十分な励起強度のもとでパルスが自己形成する。一般的に負の分散は自己位相変調によるチャープを打ち消す方向に働くため、パルス形成が起きやすいと考えられている。実際、式 (2.49) に近いパラメータを持つパルスレーザーは数多くの自己強度変調機構で実現されている [7, 64–68]。一方で、正の分散を持つ共振器でのパルス形成は光フィルターを用いた方法がほとんどである [69, 70]。

セルフスタートの可否を定量的に予想することは難しい問題である。これは共振器内でのパルス形成ダイナミクスが式 (2.53) の時間発展により記述され、この方程式が複雑なことに起因する。数値計算による手法 [90, 91] や解析的な手法 [87, 89, 92] が提案されているが、簡便で実用的な手法は未だに無い。従って現状では実験をするまでセルフスタートとなるかどうかはわからない。構築したレーザーがセルフスタートではなかった場合には、共振器内の CW 光に時間的な鋭いピークを誘起する必要がある。共振器に振動などの雑音を加える方法や、共振器の外から種パルス光を挿入する方法 [70] が知られている。

2.3.5 カーレンズモード同期レーザー

本節では本論文の主題であるカーレンズモード同期レーザーについて詳しく述べる。

受動モード同期レーザーの中でカーレンズ効果を自己強度変調の機構として用いるレーザーをカーレンズモード同期レーザーと呼ぶ。カーレンズモード同期レーザーには大きく分けて2種類、ハードアパーチャーカーレンズモード同期とソフトアパーチャーカーレンズモード同期がある。図2.11に模式図を示す。どちらのアパーチャーも利得（損失）が共振器モードのビーム径に依存する。カーレンズ効果は共振器内パワーに依存して共振器モードのビーム径を変化させる。このビーム径の変化がアパーチャーによる利得（損失）を変化させることで自己強度変調が生じる。カーレンズ効果による共振器モードの変化は既に議論したように式 (B.4) で表される。従って本節ではビーム径 w の変化による利得（もしくは損失）の変化について説明する。

ハードアパーチャーによる損失 $s^{(H)}$ はガウシアンビームがアイリスにより遮られることで生じる。この損失 $s^{(H)}$ は

$$Ps^{(H)}(w) = \frac{2P}{\pi w^2} \int_{w_a}^{\infty} e^{-2\left(\frac{r}{w}\right)^2} 2\pi r dr = P e^{-2\left(\frac{w_a}{w}\right)^2} \quad (2.64)$$

と書ける。ここで $s^{(H)}$ はハードアパーチャーにより生じる非線形損失、 w_a はハードアパーチャーの半径である。従ってビーム径が小さくなるほど損失 $s^{(H)}$ が減少することがわかる。式 (B.4) からわかるように共振器内パワーが大きいほどカーレンズ効果によるビーム径の変化も大きくなる。そのためハードアパーチャーカーレンズモード同期は薄ディスク共振器などのハイパワーレーザーで用いられることが多い [93]。一方、アイリスを共振器モードが大きく変化する点に挿入しなければならぬため共振器構造が複雑になるという欠点もある。

ソフトアパーチャーカーレンズモード同期ではパルス発生のために共振器内に光学素子を追加する必要が無く、共振器構造がシンプルになる。光学素子の挿入はやパルス幅の増加につながるため、構造がシンプルなソフトアパーチャーカーレンズモード同期レーザーは超短パルスの生成に適している [94]。実際、カーレンズモード同期レーザーは受動モード同期レーザーで最も短いパルス幅 5 fs の記録を有している [14–17]。共振器構造のシンプルさは共振器長を短縮する際にも有利に働くため、本論文の主題である超高繰り返し超短パルスの発生にも適している。

ソフトアパーチャーという言葉は利得 g の空間プロファイルによる実効的な損失 $s^{(S)}$ を意味する。簡単のため励起光と共振器モード双方に、利得媒質中のプロファイルとして円柱ガウシアン形状を仮定する。このときの利得 $g(w)$ は式 (2.1)(2.2)(2.3) より

$$Pg(w) = \int_0^{\infty} \frac{\bar{R}(r)t_{\text{inv}}\sigma_{\text{em}}d}{1+t_{\text{inv}}\sigma_{\text{em}}\bar{W}(r)} I(r)2\pi r dr = P \frac{h\nu}{h\nu_p} \frac{I_p}{I_{\text{sat}}} \int_0^1 \frac{u^{\frac{w^2}{w_p^2}}}{1 + \frac{1}{I_{\text{sat}}} \frac{2P}{\pi w^2}} du, \quad (2.65)$$

と書ける。ここで w_p は励起光のビーム径、 $I_{\text{sat}} = h\nu/t_{\text{inv}}\sigma_{\text{em}}$ は利得の飽和強度、 $I_p = 2P_{\text{abs}}/\pi w_p^2$ は吸収された励起光の強度、 P_{abs} は吸収された励起光出力である。計算を簡単にするために $u = \exp(-2r^2/w^2)$ とした。上式からわかるようにビーム径 w が励起光のビーム径 w_p が近いと

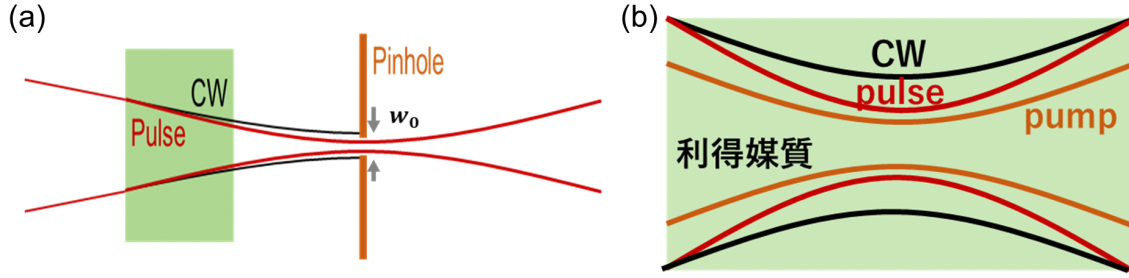


図 2.11 カーレンズモード同期の原理。(a) ハードアパーチャー。(b) ソフトアパーチャー

き最も利得が大きくなる。従ってソフトアパーチャーカーレンズモード同期レーザーはカーレンズ効果によりビーム径が変化した際に励起光とのビームの重なりが良くなるよう共振器を設計すれば良い。

議論を簡単にするためにソフトアパーチャーカーレンズモード同期レーザーにおける実効的な損失 $s^{(S)}$ を以下で定義する。

$$g(w) \equiv g_m - s^{(S)}(w), \quad (2.66)$$

ここで $g_m \equiv g(w_p)$ は励起光と共振器モードのビーム径が一致している場合の利得、 $s^{(S)}(w)$ は実効的な非線形損失、すなわち励起光と共振器モードの不一致度を表している。ここで定義した損失 $s^{(S)}(w)$ がソフトアパーチャーによる損失であり、この損失とカーレンズ効果を組み合わせることで自己強度変調が生じる。

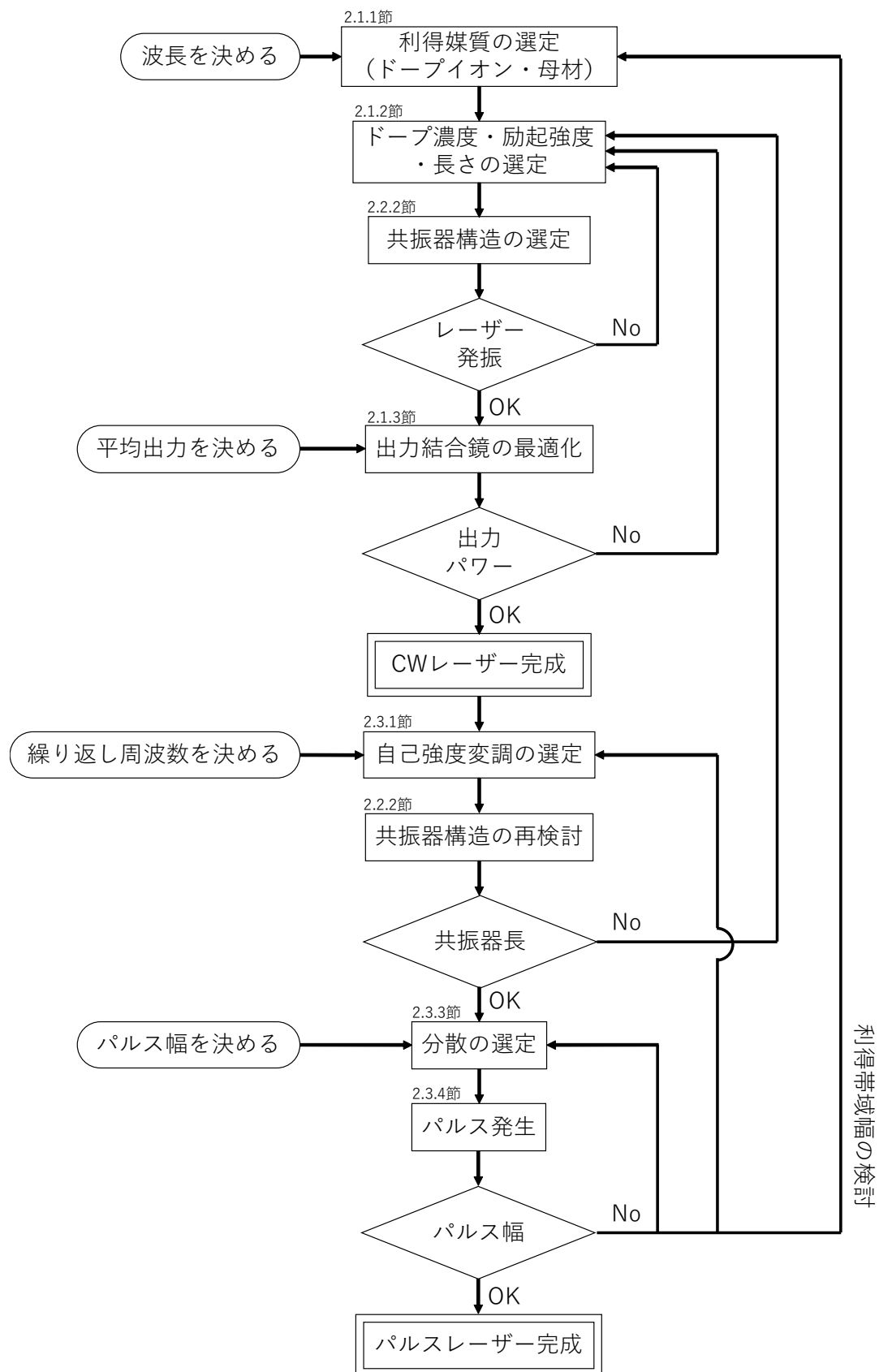
式 (2.65) や式 (2.66) からわかるようにカーレンズモード同期レーザーにおける自己強度変調は複雑であり、理論的な取り扱いが難しい [7, 95]。加えてカーレンズモード同期は CW 光のガウシアンモードが TEM_{00} ではないときに実現することが知られている [96]。しかしカーレンズモード同期とガウシアンモードの関係はほとんど研究されておらず理解が不十分である。これらの要因によりカーレンズモード同期の定量的な設計は難しく、レーザー共振器のパラメータは実験的に決めることとなる。特に共振器構造に関しては共振器のアライメントを調整していく中で、パルスが形成する幾何構造を探る必要がある。本論文の主題である超高繰返しカーレンズモード同期レーザーでは、レーザー共振器長を短くする必要があるため微小な光学素子を用いる。そのため一般的なカーレンズモード同期レーザーと比較して共振器のアライメントが困難であり、研究の敷居が高くなっている。

2.4 まとめ

本章では超短パルスレーザーの設計に必要な知識とその理論的背景について概説した。図 2.12 に本章で述べた超短パルスレーザーの設計方法をまとめた。レーザー設計の際にはまず利得媒質を決定し、その後共振器構造を決定する。レーザー発振が実現した後に出力の最適化を行い CW レーザーが完成する。パルスを発生させるために自己強度変調の機構を共振器に導入し、共振器構

造を再検討する。その後共振器の分散を調整することで所望のパルス幅を得る。次章からはこれらの方法により設計したレーザーについて議論する。

図 2.12 超短パルスレーザー設計のフローチャート



第 3 章

カーレンズモード同期レーザーの高繰り返し化

本章ではカーレンズモード同期レーザーの高繰り返し化について述べる。初めに従来利用されてきた共振器を高繰り返し化する際の課題について述べる。次に本研究で新しく考案・実証した共振器について述べる。最後にこれらの共振器の課題について述べる。

3.1 背景・課題

カーレンズモード同期レーザーの繰り返し周波数 f_{rep} は式 (2.46) で決定されるため、繰り返し周波数 f_{rep} を高くするためには共振器長 L_{cav} を短くする必要がある。図 3.1(a) に標準的なカーレンズモード同期レーザーの共振器構造を示す。カーレンズモード同期には、パルスを成長させるための自己強度変調の機構、そしてパルスを共振器内で維持するための分散設計が必要となる。これらの機能を付与するために必要な光学素子は共振器長を制限する。例えば分散はプリズム対を用いれば 3 次の分散まで補償できるため、短いパルス幅を狙う場合には採用されることが多い [78]。しかしプリズム対による分散補償は 10 cm 程度以上の光伝搬を必要とするため、共振器長を長くする要因となる。標準的なカーレンズモード同期レーザーの共振器長は 1 m を超え、パルスの繰り返し周波数に換算すると 300 MHz となる。

これまでに繰り返し周波数が 10 GHz を超えるカーレンズモード同期レーザーは 3 件報告されており、全て同じ共振器構造が採用されている [37–39]。図 3.1 に共振器構造を示す。この共振器構造では分散補償を誘電体多層膜により実現しているため共振器長を短縮できる。この共振器構造は Bow-tie 型と呼ばれており、光が共振器内を往復しない周回型の共振器である。Bow-tie 共振器構造は二枚の凹面鏡が利得媒質内の共振器モードを縮小し、二枚の平面鏡が分散補償や出力結合鏡の役割を果たしている。筆者が過去に作製した世界最高繰り返し 16.1 GHz を有するレーザーは、曲率が 5 mm の微小な凹面鏡を採用することで共振器長 18.6 mm を実現している [39]。そこで本研究では初めに文献 [39] の共振器構造を踏襲し、凹面鏡の曲率半径を 3.5 mm に変更することで更なる共振器長の短縮を試みた。しかしながらこの共振器ではカーレンズモード同期の実現には至らな

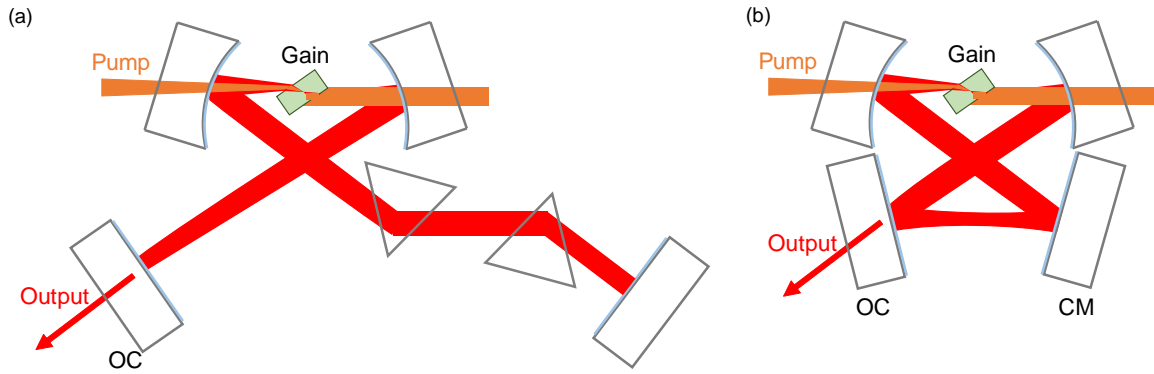


図 3.1 標準的な共振器構造 (a) プリズムによる分散補償, OC; output coupler (b) 誘電体多層膜による分散補償, CM; chirped mirror

かった。この原因として光学素子の数が多く共振器のアライメント調整が難しいこと、また凹面鏡の小さな曲率半径に起因して励起光の集光が阻害されることが挙げられる。従って、更なる共振器長の短縮には新たな工夫が必要となる。

共振器構造を短縮する直接的な手法として、新しい共振器構造の提案が考えられる。これまで共振器長短縮のためにいくつかの共振器構造は提案されてきたが共振器長が最も短いもので 115 mm、繰り返し周波数に換算して 2.6 GHz であり、共振器構造の検討は不十分であった [41, 43, 97]。そこで本章では Bow-tie 型周回共振器に代わる新たな共振器構造として 2 種類の共振器構造を提案する。次節では繰り返し周波数 24 GHz のカーレンズモード同期レーザー、次々節では繰り返し周波数 36 GHz の Q スイッチカーレンズモード同期レーザーについて述べる。

3.2 ハーフカット共振器

3.2.1 共振器の幾何構造

Bow-tie 型共振器におけるアライメント調整や励起光集光の困難さを解決する共振器構造として、Bow-tie 共振器を半分に割った形の Half-cut 共振器を考案した。図 3.2 に Half-cut 共振器を示す。凹面鏡は二つの平面鏡の間に位置しているため、共振器モードの集光点は共振器の端に現れる。平面鏡の 1 つは利得媒質に製膜された誘電体多層膜であり、利得媒質もまた共振器の端に位置している。従って励起光を阻害する光学素子がないため、励起光の空間自由度が高く集光性が良い。更に利得媒質は Brewster 角にカットし、結晶と自由空間界面でのフレネル損失を抑えている。利得媒質が三角形状であるため媒質長の調整が可能であり、利得長や分散の微調整が可能である。本共振器の懸念として、利得媒質の三角形状に起因する色分散が挙げられる。しかし色分散は本研究で扱うような微小な共振器においては無視できる（付録 C）。

本共振器を ABCD 行列で表現すると、紙面内方向 (tangential)、垂直面方向 (sagittal) でそれ

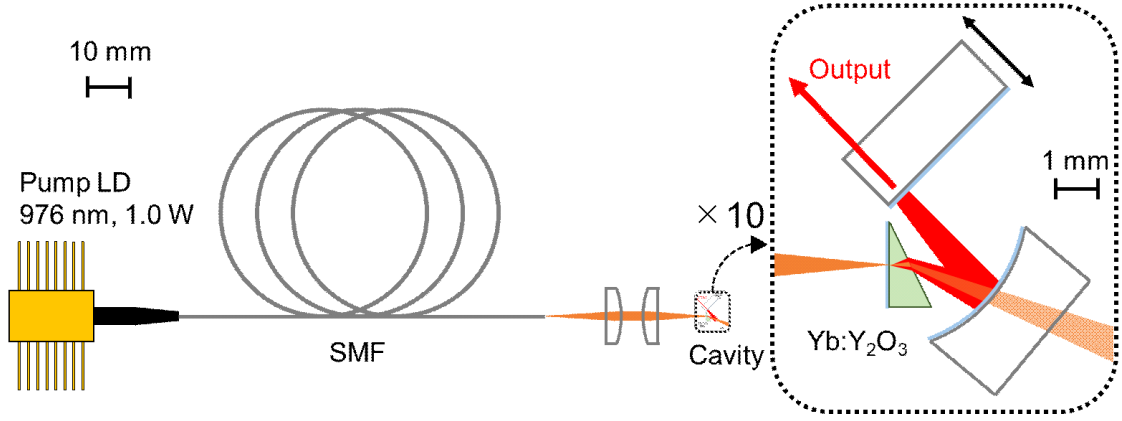


図 3.2 Half-cut 共振器とレーザーの全体図。LD; laser diode, SMF; single mode fiber

ぞれ

$$\begin{pmatrix} A_t & B_t \\ C_t & D_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_0 & 0 \\ 0 & 1/n_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R\cos\theta & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R\cos\theta & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/n_0 & 0 \\ 0 & n_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

$$\begin{pmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\theta/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\theta/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

と書ける。ここで A_i, B_i, C_i, D_i はそれぞれ紙面内 (tangential)、垂直面 (sagittal) の共振器の行列要素を表す。 n_0 は利得媒質の屈折率、 R は凹面鏡の曲率半径、 l_g, l_1, l_2 はそれぞれ利得媒質長、利得媒質と凹面鏡間の長さ、凹面鏡と出力結合鏡間の長さを表す。式 (3.1)(3.2) で示したように凹面鏡での反射において有限の角度 θ を有する場合、紙面内 (tangential) と垂直面 (sagittal) で焦点距離に差が生じることが知られている (非点収差) [98]。この違いは紙面内 (tangential) と垂直面 (sagittal) 間でビーム径を変化させる。特に共振器モードの安定境界付近では非点収差が強く現れ、ビームが楕円となる。このような凹面鏡の焦点距離の差は屈折による収差、特に利得媒質への Brewster 角入射による収差で補償できることが知られており、多くの共振器で採用されている [99]。本共振器においても凹面鏡反射と Brewster 角での屈折間で収差を補償するために、凹面鏡の角度 θ を

$$\cos\theta = \sqrt{1 + \left(\frac{l_g N}{2R}\right)^2} - \frac{l_g N}{2R} \quad (3.3)$$

とすることで収差を補償可能である。ここで $N = 2(n_0^2 - 1)/n_0^2$ であり文献 [99] の定義とは異なる

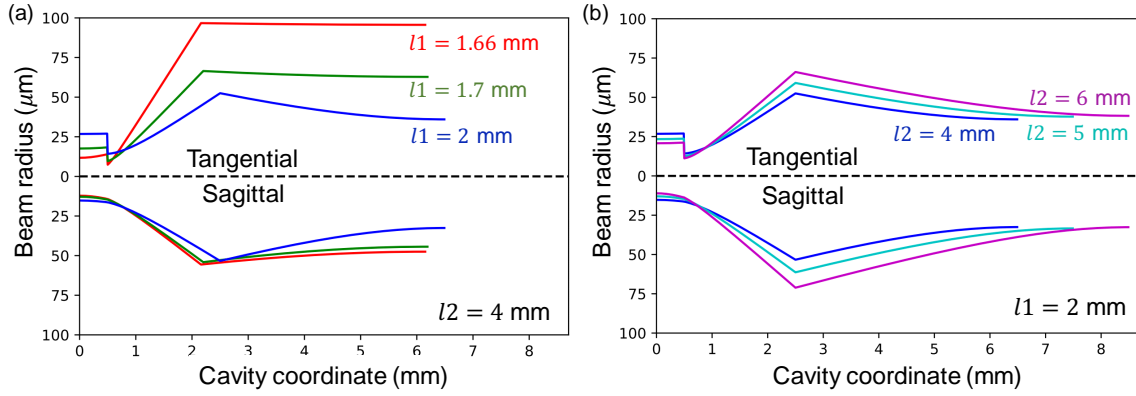


図 3.3 共振器モードのビーム径計算値。グラフの上は紙面内方向 (tangential)、垂直面方向 (sagittal) を表す。波長 $1.06 \mu\text{m}$, $n_0=1.9$, $l_g=0.5 \text{ mm}$, $R=3.5 \text{ mm}$, $\theta=10 \text{ deg}$. (a) l_1 依存性 (b) l_2 依存性

ことに注意されたい^{*1}。実際、利得媒質内最小ビーム径は式 (3.1)(3.2) より

$$w_{0t} = n_0 \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\left(l_1 + \frac{l_g}{n_0^3} - \frac{R \cos \theta}{2}\right) \left\{ \frac{l_2 \frac{R \cos \theta}{2}}{l_2 - \frac{R \cos \theta}{2}} - \left(l_1 + \frac{l_g}{n_0^3}\right) \right\}}} \quad (3.4)$$

$$w_{0s} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\left(l_1 + \frac{l_g}{n_0} - \frac{R}{2 \cos \theta}\right) \left\{ \frac{l_2 \frac{R}{2 \cos \theta}}{l_2 - \frac{R}{2 \cos \theta}} - \left(l_1 + \frac{l_g}{n_0}\right) \right\}}} \quad (3.5)$$

となる。両式の1つ目の括弧内がゼロとなる点は共振器の安定境界である。両式の1つ目の括弧内が等しいという条件を置くと式 (3.3) を導くことができる。

本共振器では利得媒質として Yb を 3 at. % 添加した Y_2O_3 セラミックスを採用した。屈折率は波長 $1.06 \mu\text{m}$ で $n_0=1.9$ である [100]。利得媒質長は $l_g \approx 0.5 \text{ mm}$ を選択した。凹面鏡は曲率半径 $R=3.5 \text{ mm}$ のものを用いた。このとき収差を補正できる凹面鏡の角度は式 (3.3) より 25.6 度と見積もられる。しかし本実験で使用した凹面鏡の誘電体多層膜が角度 10 度用に設計されたものであったため、実験では凹面鏡の角度を $\theta \approx 10 \text{ deg}$ に設定した。

共振器の残るパラメータは l_1 と l_2 であり、共振器モードのビーム径はこれらのパラメータに強く依存する。図 3.3 に式 (3.1)(3.2) より計算した共振器モードのビーム径を示す。横軸 0.5 mm の点にある紙面内 (tangential) 方向のみに存在する不連続点は Brewster 角での屈折によるビーム径の変化である。図からわかるように利得媒質内でのビーム径はおおよそ n_0 倍大きい。各グラフの中心付近に存在する折れ曲がり凹面鏡の効果である。図 3.3(a) の l_1 依存性からわかるように

^{*1} 文献 [99] では Brewster プレートを仮定しているためプレートの厚み t と幾何光路長 d の間に $d = t \sqrt{1 + 1/n_0^2}$ の関係がある。本研究では媒質の厚みと幾何光路長の値は一致しており $2l_g$ である。この差異を N の定義式に反映している。

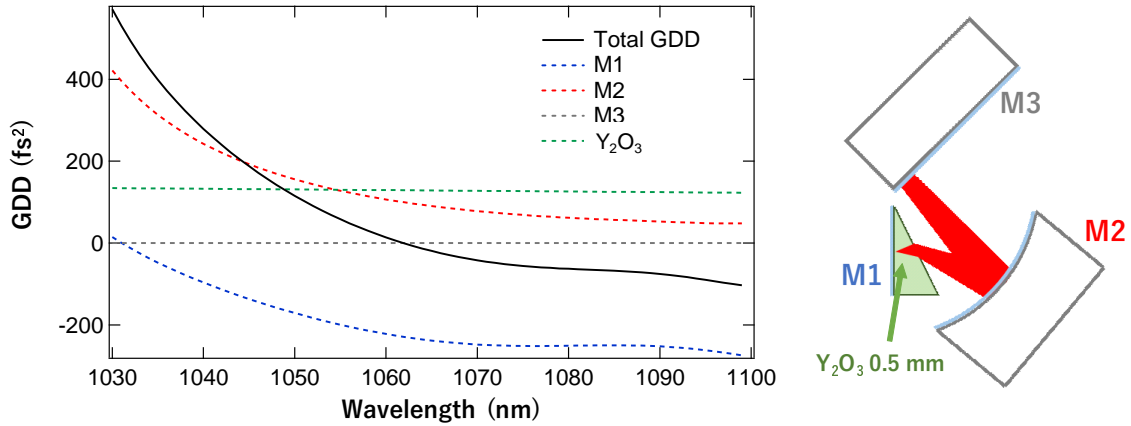


図 3.4 光学素子の分散

$l_1=1.66$ mm に近づくと紙面内 (tangential) 方向の最小ビーム径が小さくなっている。これは紙面内 (tangential) 方向の共振器安定境界が $l_1=1.66$ mm 付近に存在することを意味する。一方、垂直面 (sagittal) 方向は紙面内 (tangential) 方向ほどビーム径が変化していない。これは非点収差の補正が不十分であるため収差が残っており、垂直面 (sagittal) 方向の安定境界が $l_1=1.66$ mm よりも小さい値にあることを意味している。この結果は式 (3.4)(3.5) から明らかである。しかしながら興味深い点として、収差が存在することにより利得媒質内のビームが新円になり得るがわかる。従って、 l_1 を調整することで利得媒質内の共振器モードを新円に近づけ、新円の励起光による簡易な励起が可能となる。図 3.3(b) には共振器モードの l_2 依存性を表す。 l_2 が長いほど利得媒質内でのビーム径が小さくなるのがわかる。従って l_2 により共振器モードのビーム径を調整することができる。

3.2.2 実験結果

Yb: Y₂O₃ は吸収波長が $\lambda_p=976$ nm であり、シングルモードファイバー出力の InGaAs 系半導体レーザーによる励起が可能である。シングルモードファイバーの出力はビーム品質が高く集光性が高いため良質な励起が可能である [101]。前節で議論したように共振器モードは新円とすることができるので、ファイバーの出力は楕円成形することなく使用可能である。コア径 3 μ m のファイバー出力を焦点距離 25 mm と 50 mm のレンズで伝送し、結晶内でビーム径が 6 μ m となるよう集光した。Yb: Y₂O₃ には誘電体多層膜を製膜し、976 nm は透過、1080 nm は反射するようなダイクロイック機能を付与した。Yb: Y₂O₃ セラミックスは非線形屈折率が $n_2 = 1.3 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ と大きいためカーレンズ効果を誘起しやすい [102]。共振器を構成する全てのミラーの反射率を 99.5% 以上にすることで共振器内パワーの向上を目指した。共振器を構成する光学素子と共振器全体の分散を図 3.4 に示す。1080 nm の波長で総分散が -50 fs² 程度になるように共振器を設計した。分散の微調整は利得媒質長により調整する。

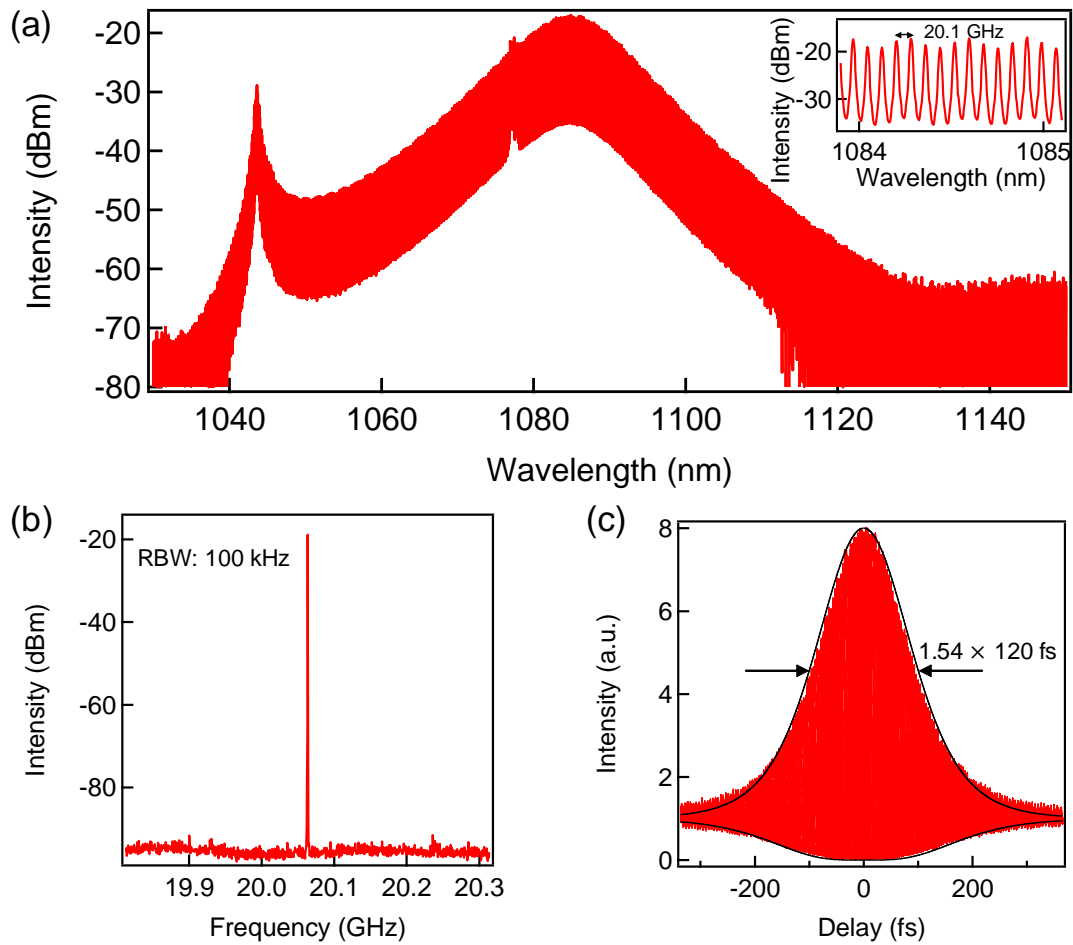


図 3.5 実験結果。(a) 分解能 4 GHz で取得した光スペクトル。インセットは波長 1084-1085 nm の拡大図。(b) RF スペクトル。RBW; resolution bandwidth (c) フリンジ分解自己相関波形。黒線はパルスの包絡線として sech 波形を仮定した際のフィッティング曲線。半値全幅は 120 fs と見積もられる。

共振器のアライメントを最適化し、最初に CW 発振を実現した。出力は透過率 0.5% の平面鏡から取り出し、励起光 1 W 時の出力は 20 mW であった。共振器のアライメントを調整することでカーレンズモード同期を実現した。出力をシングルモードファイバに結合後、光スペクトルアナライザ (AQ6373, Yokogawa) で光スペクトルを計測した。図 3.5(a) に分解能 4GHz で計測した光スペクトルを示す。中心波長 1085 nm で半値全幅 11 nm の光スペクトルを観測した。ここから見積もられるフーリエ限界パルス幅は 102 fs である。1078 nm のピークは CW 光、1046 nm のピークは分散波（ケリーサイドバンド）と考えられる [103]。光スペクトルには稠密な等間隔の縦モードが確認された。図 3.5(a) のインセットは波長 1084 nm から 1085 nm の拡大図である。縦モードは 95% 以上の明瞭度で観測された。モード間隔は 20.1 GHz と見積もられ、これは光パルスの繰

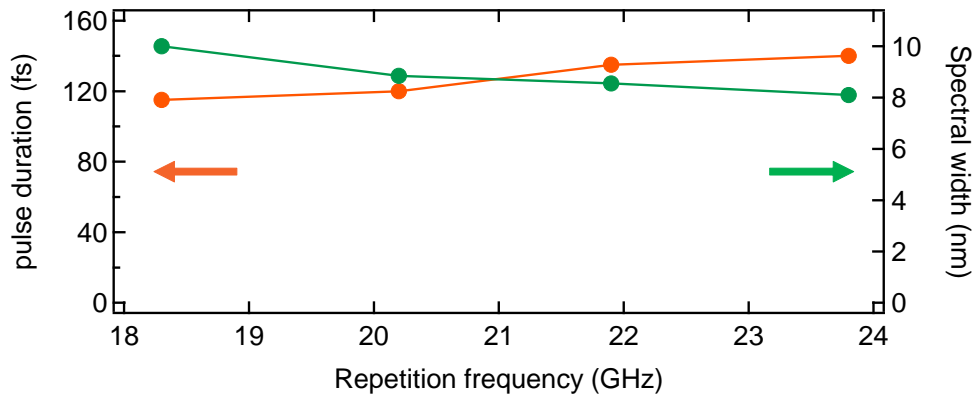


図 3.6 パルス幅（オレンジ）とスペクトル幅（緑）の繰り返し周波数依存性

り返し周波数が 20.1 GHzであることを示唆している。図 3.5(b) には出力を光検出器で受け、分解能 100 kHz の RF スペクトルアナライザで解析した結果を示す。20.1 GHz の周波数に明瞭なピークが観測された。この値は光スペクトルの縦モード間隔と一致している。パルスの時間波形はフリンジ分解自己相関法により計測した。図 3.5(c) に自己相関波形とパルスの包絡線として sech 波形を仮定した際のフィッティング曲線を示す。このフィッティングからパルス幅は 120 fs と見積もられる。

出力結合鏡の位置を調整することで l_2 を変化させ、パルスの繰り返し周波数を変化させる実験を行った。図にスペクトル幅とパルス幅の繰り返し周波数依存性を示す。繰り返し周波数 18.3, 20.1, 21.9, 23.8 GHz の 4 点について測定を行った。繰り返し周波数が増えるにつれてスペクトル幅は減少し、パルス幅は増加した。この原因は以下の 2 つが考えられる。1 つは繰り返し周波数が高いほどパルスエネルギーは低下するため、カーレンズ効果が弱まったと考えられる。もう 1 つの原因は図 3.3(b) からわかるように、共振器長を短くすると利得媒質内でのビーム径が大きくなることである。励起光のビーム径は変化させていないため、ビーム径が大きくなると励起光と共振器モードのマッチングが悪くなり励起効率が低下し、カー効果が弱まると考えられる。パルス幅やスペクトル幅に変化はあるものの、同一の光学素子を用いて繰り返し周波数を 18.3-23.8 GHz まで変化させることは本共振器の大きな特徴のひとつである。最も高い繰り返し周波数は 23.8 GHz で、パルス幅は 140 fs であった。この繰り返し周波数はカーレンズモード同期レーザーとして世界最高値を記録している。

3.3 36GHzQ スイッチモード同期

3.3.1 共振器の幾何構造

共振器長をさらに短縮するために、前節で考案した Half-cut 共振器の良い点を踏襲した新たな共振器構造を考案した。図 3.7 に共振器を示す。前節の Half-cut 共振器と同様に利得媒質は

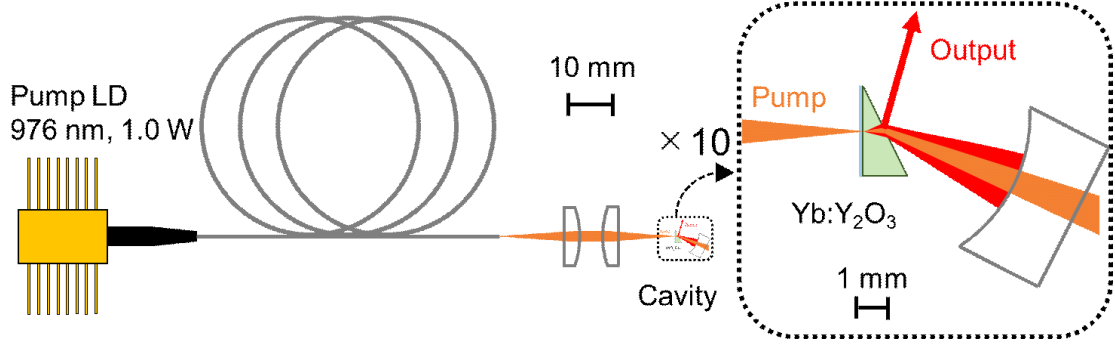


図 3.7 共振器とレーザーの全体図。LD; laser diode, SMF; single mode fiber

Brewster 角にカットし、片面は誘電体多層膜によりダイクロイック機能が付与されている。これにより、フレネル損失の抑制と利得長や分散の微調整が可能となる。また励起光の空間自由度も高い。凹面鏡の曲率半径 3.5 mm で、本共振器では角度 0 度で使用した。Half-cut 共振器と同様に色分散の影響は無視できる (付録 C)。

本共振器を ABCD 行列で表現すると、紙面内方向 (tangential)、垂直面方向 (sagittal) でそれぞれ

$$\begin{pmatrix} A_t & B_t \\ C_t & D_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_0 & 0 \\ 0 & 1/n_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/n_0 & 0 \\ 0 & n_0^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

$$\begin{pmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

と書ける。文字の定義は前節に準じる。本共振器では凹面鏡を角度 0 度で使用している。そのため Brewster 角の屈折による紙面内方向 (tangential) と垂直面方向 (sagittal) の非点収差を凹面鏡の角度で補償することができず、非点収差が直に表れる。利得媒質内の最小ビーム径は式 (3.6)(3.7) より

$$w_{0t} = n_0 \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{l_1 + \frac{l_g}{n_0^3}} \sqrt{R - \left(l_1 + \frac{l_g}{n_0^3}\right)}} \quad (3.8)$$

$$w_{0s} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{l_1 + \frac{l_g}{n_0}} \sqrt{R - \left(l_1 + \frac{l_g}{n_0}\right)}} \quad (3.9)$$

と書ける。上式から紙面内方向 (tangential) では $l_1 \sim R - l_g/n_0^3$ でビーム径が急激に小さくなり、垂直面方向 (sagittal) では $l_1 \sim R - l_g/n_0$ でビーム径が急激に小さくなるのがわかる。従って共

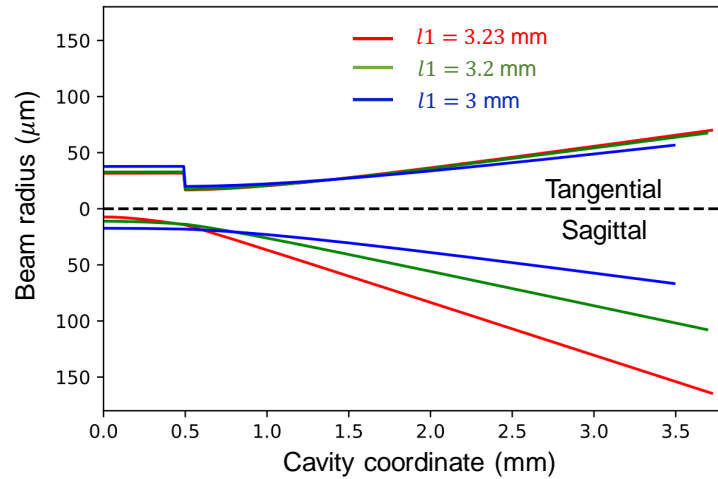


図 3.8 共振器モードのビーム径計算値

振器の安定領域は垂直面方向 (sagittal) のほうが狭く、 l_1 を変化させ安定境界に近づけると垂直面方向 (sagittal) の最小ビーム径のみが急激に小さくなる。

共振器を構成する光学素子は前節と同じものを用いた。利得媒質は $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$ を用い、屈折率は $n_0 = 1.9$ である [100]。利得媒質長は $l_g \approx 0.5$ mm を選択した。凹面鏡は曲率半径 $R=3.5$ mm のものを用いた。図 3.8 に式より計算した共振器モードのビーム径を示す。紙面内方向 (tangential) の不連続点は Brewster 角によるビーム径の変化である。 $l_1=3.23$ mm に近づくと垂直面方向 (sagittal) の最小ビーム径が急激に小さくなる一方で、紙面内方向 (tangential) の変化が小さいことが確認できる。従って共振器モードと励起光の重なりを良くするためには、励起光を楕円ビームにする必要がある。

3.3.2 実験結果

本実験の光学系は前節の実験系から共振器の配置のみを変更し、その他の光学系は同一のものを使用している。励起光は共振器モードに合わせて楕円に成形することが望ましいと考えられる。しかしながら、本研究では励起光の楕円率を 1:1、1:2、1:3、1:4 に成形して実験を行ったが大きな差異は観測されなかった。そこで以下では実験系が最も単純である、励起光が新円 1:1 のときの結果を示す。ファイバーに結合された半導体レーザーの出力は焦点距離 25mm と 50mm のレンズで転送し、結晶内でビーム径が $6 \mu\text{m}$ となるよう集光した。前節と同様に共振器を構成する全てのミラーの反射率は 99.5% 以上にして共振器内パワーを向上させている。分散は前節の図 3.4 と概ね等しい。分散は利得媒質長により微調整する。

共振器のアライメントを最適化し、最初に CW 発振を実現した。出力は Brewster 反射の漏れ光を使用し、励起光 1 W 時の出力は 50 mW であった。共振器のアライメントを調整することで光スペクトルの帯域拡大を観測した。出力をシングルモードファイバに結合後、光スペクトルアナラ

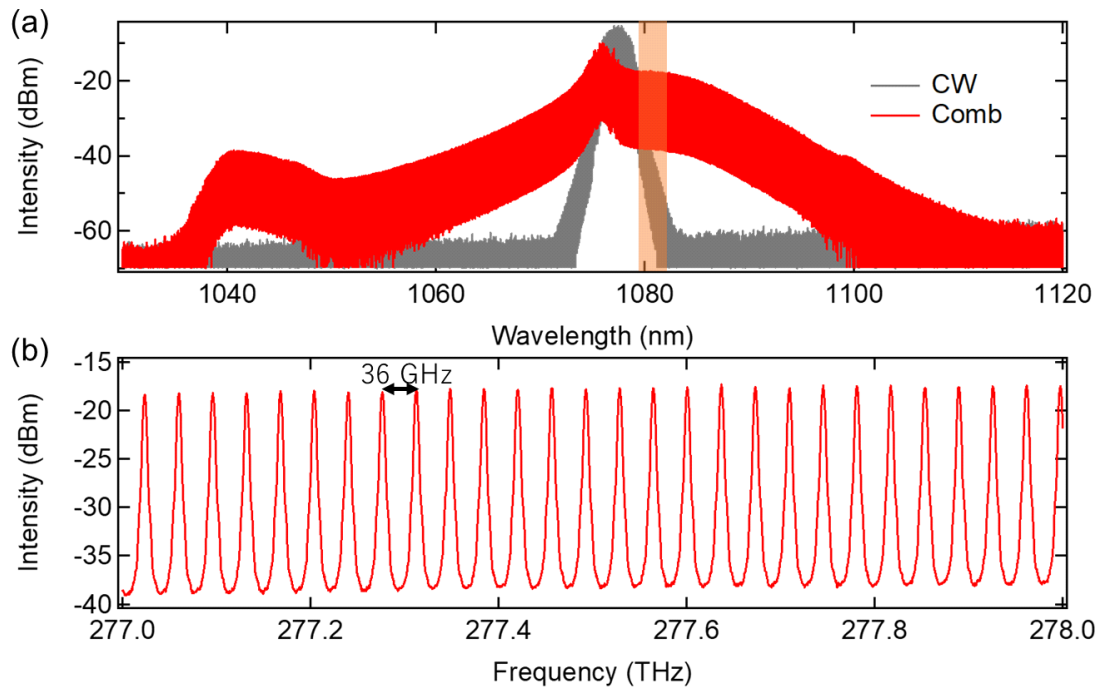


図 3.9 光スペクトル。(a) 灰色：CW、赤：拡大したスペクトル。(b) a の光スペクトルにおけるオレンジ色領域の拡大図

イザ (AQ6373, Yokogawa) で光スペクトルを計測した。図 3.9(a) に分解能 4 GHz で計測した光スペクトルを示す。CW 発振時と比較して光スペクトルの帯域が大幅に拡大した。1040 nm 付近のピークは分散波と考えられる。1075 nm 付近のピークは波長から考えて CW 光と推測される。図 3.9(b) に図 3.9(a) におけるオレンジ色の帯域の拡大図を示す。横軸は周波数に変換している。図からわかるように 36 GHz の明瞭な縦モードを観測した。縦モードの明瞭度は 99% 以上である。

出力を光検出器で取得し、RF スペクトルアナライザで解析した。図 3.10(a) は周波数 36 GHz 付近でのスペクトルを示している。周波数 36.06 GHz にピークを観測し、明瞭度は 40 dB、線幅は 100 MHz 程度あった。これは時間波形が周波数 36.06 GHz の周期構造を持つことを表しているが、前節の図 3.5 と比較して明瞭度も小さく、線幅も太い。従って 36 GHz 周期のフェムト秒パルスが安定に出力されているとは考えられない。図 3.10(b) には DC 成分付近のスペクトルを示す。350 kHz 周期のピークを観測した。このことから時間波形に 350 kHz 周期の強度変調があることがわかる。これを時間領域で実際に観測するために、光検出器の出力をオシロスコープで観測した。図 3.10(c)(d) に時間波形を示す。時間領域においても 350 kHz 周期の強度変調を確認できた。オシロスコープの時間分解能は 1 GHz 程度なので 36 GHz の周期振動は観測できないことに注意されたい。従って 36 GHz の繰り返し周波数で出力されたパルス列の強度が 350 kHz の周期で変調されていると考えられる。このようなパルス列の強度変調は Q スイッチ不安定性（受動 Q スイッチ、Q スイッチ不安定性）と呼ばれており、本レーザーにおいても Q スイッチ不安定性が

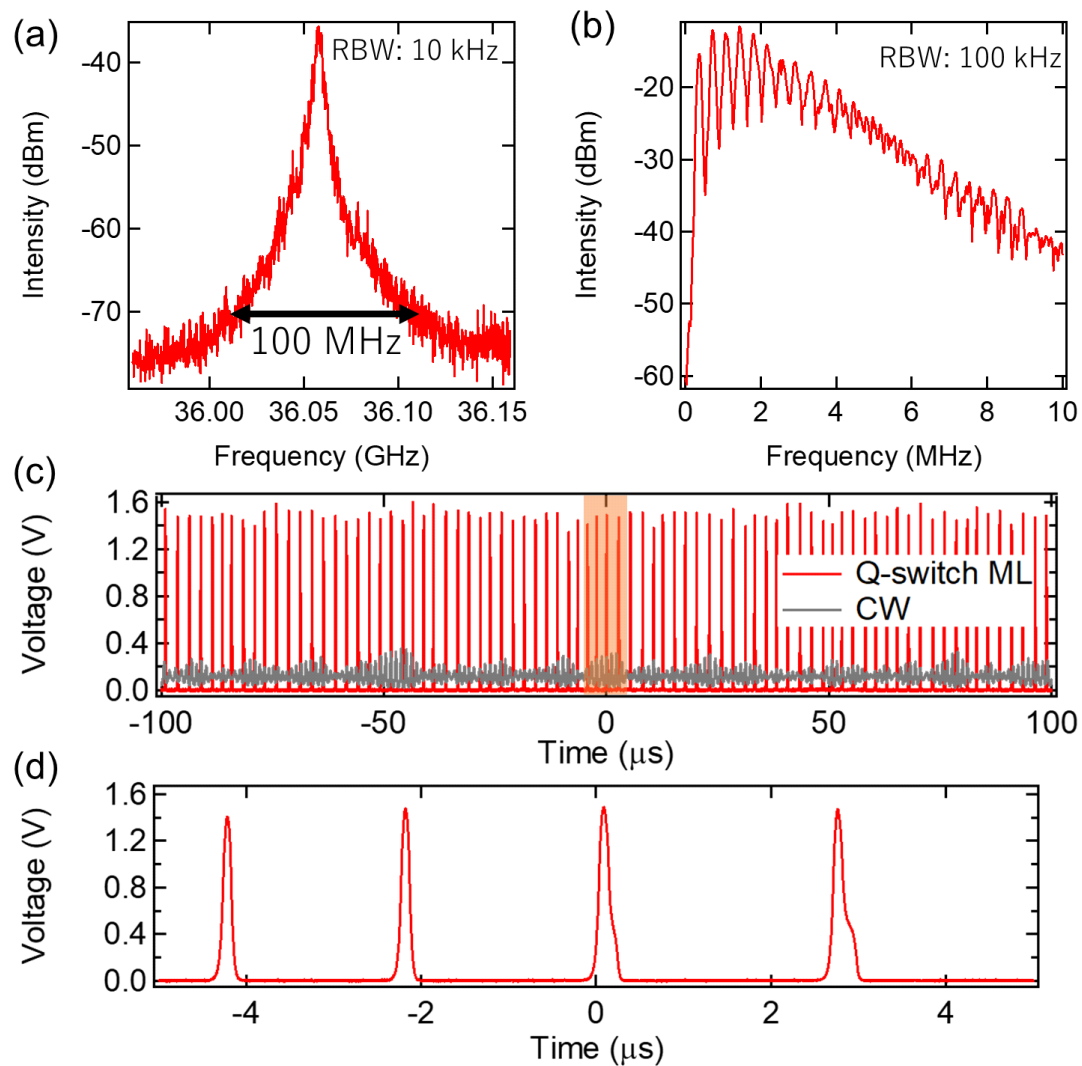


図 3.10 光スペクトル。(a) 灰色：CW、赤：拡大したスペクトル。(b)a の光スペクトルにおけるオレンジ色領域の拡大図

生じたと考えられる [104]。

Q スイッチ不安定性が生じた状態ではレーザーの応用範囲は限られてしまうため、Q スイッチ不安定性を抑制することが望ましい。しかしカーレンズモード同期レーザーにおける Q スイッチ不安定性を研究した例はなく、多くの場合は研究者の勘で抑制する。本研究においても勘による Q スイッチ不安定性の抑制を試みたが抑制することは出来なかった。具体的には共振器のアライメント、励起光強度の増強、結晶の冷却、凹面鏡の曲率半径変更による繰り返し周波数の増加、励起光形状の最適化などを行ったが Q スイッチ不安定性は抑制されなかった。従って本レーザーに生じた Q スイッチ不安定性を抑制するためには Q スイッチ不安定性について深く理解する必要があると考えられる。

3.4 まとめ

本章ではカーレンズモード同期レーザーを高繰り返し化する新たな共振器構造を提案・実証した。Bow-tie 共振器を改良した Half-cut 共振器ではカーレンズモード同期レーザーとして世界最高繰り返し周波数の 24 GHz を達成し、パルス幅は 140 fs であった。この共振器構造の特徴を活かして繰り返し周波数 18-24 GHz の調整に成功した。図 3.11 にはこれまでに開発された受動モード同期レーザーのピークパワーをプロットした。図からわかるように本レーザーは半導体を除くと世界最高の繰り返し周波数である。さらに本レーザーは Yb 添加材料により作製しているため、Yb ファイバーによるピークパワーの増幅が容易に実現可能である [105]。従って超高繰り返しレーザーの応用に対して強力なツールであると言える。

共振器構造をさらに単純化した前節では、36 GHz の周期性を確認したものの Q スイッチ不安定性を観測した。従って短い共振器長で安定な出力を得るためには Q スイッチ不安定性の抑制方法を理解する必要がある。一方で Q スイッチ不安定性にはパルスエネルギーが大きくなるという利点もある。実際、超高繰り返しレーザー加工ではパルス毎にパルスエネルギーが異なる「バーストモード」のレーザーを利用している [25]。しかしバーストモードのパルスを実現するためには非常に煩雑な装置が必要となる [106]。従って本レーザーはこれらの光源の代役として期待できる。

本章の結果は文献 [107] にまとめた。

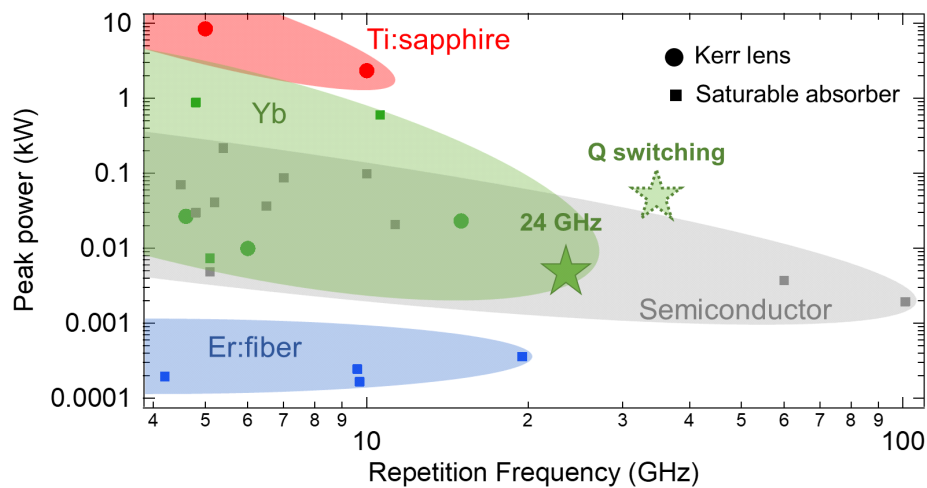


図 3.11 繰り返し周波数 4 GHz 以上の受動モード同期レーザーのピークパワー。各点の詳細は付録 A にまとめた。

第 4 章

Q スイッチ不安定性の抑制

本章では受動モード同期レーザーにおける Q スイッチ不安定性についての研究結果について述べる。まず初めに Q スイッチ不安定性の概要と研究の歴史について述べる。次に、今回導出したカーレンズモード同期における Q スイッチ不安定性の抑制条件を説明する。最後に実験により抑制条件の成否を確かめる。

4.1 背景・課題

受動モード同期レーザーの出力を不安定にする要因のひとつに受動 Q スイッチ（もしくは緩和発振）と呼ばれる現象がある。図 4.1(a)(b) に出力が安定なパルス列と Q スイッチ不安定性が生じたパルス列の模式図を示す。Q スイッチ不安定性は Haus により研究され、共振器内出力に依存する非線形な損失（自己強度変調）が原因であることが明らかにされた [108]。この理論により Q スイッチ不安定性を抑制する基本原理は導出されたものの、具体的な非線形損失（可飽和吸収体や非線形ループミラー、カーレンズ効果など）については議論されなかった。そのため実際のレーザー設計への適用は定性的なものに留まっていた。

Kärtner と Hönninger らはこの Q スイッチ理論を半導体可飽和吸収体ミラー (SESAM) へ適用した [104, 109–111]。彼らの導出した Q スイッチを抑制する条件式は非常に単純に

$$\tilde{E}^2 > E_{\text{sat}} E_{\text{sat,A}} \Delta R, \quad (4.1)$$

と書かれる。ここで \tilde{E} は共振器内パルスエネルギー、 E_{sat} は利得の飽和エネルギー、 $E_{\text{sat,A}}$ は可飽和吸収体の飽和エネルギー、 ΔR は非線形反射率の最大変化率を表す [109]。従って、SESAM を用いた受動モード同期レーザーではパルスエネルギーを増加させることで Q スイッチ不安定性を抑制できる。このシンプルな条件式は多くの極限的なレーザーの設計に使用され、高繰返しレーザー [34, 35]、sub-100fs のパルス幅を有するレーザー [112, 113]、ハイパワーレーザー [112, 114] などの開発に貢献してきた。しかしこの条件式の導出過程ではビームの空間プロファイルを考慮せず、フラットトップなビーム形状を仮定しているという問題がある。そのためカーレンズ効果などのビームの空間プロファイルに依存する効果は無視されており、式 (4.1) はカーレンズモード同期

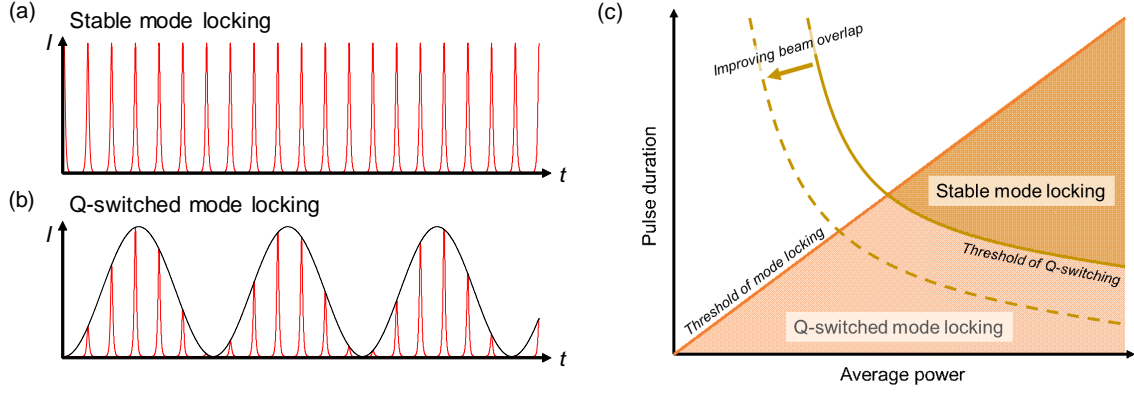


図 4.1 Q スイッチモード同期のイメージ図 (a) 安定なモード同期 (b) Q スイッチモード同期 (c) あるカーレンズモード同期レーザー共振器における安定領域

レーザーには適用できない。そこで次節ではカーレンズモード同期レーザーにも適用可能な Q スイッチ抑制条件を導出した。導出した条件式はソフトアパーチャー、ハードアパーチャーの両方に適用可能で、多種多様な共振器構造は ABCD 行列によって取り込まれている。

4.2 理論

4.2.1 基本方程式

Q スイッチ不安定性は 2 つのレート方程式で記述できる [108] :

$$\frac{d}{dT}P = \frac{1}{T_R}(g - l - s(P))P, \quad (4.2)$$

$$\frac{d}{dT}g = -\frac{1}{t_{\text{inv}}}(g - g_0) - \frac{P}{E_{\text{sat}}}g, \quad (4.3)$$

と表現される。ここで T_R はパルスが共振器を周回する時間、 T は T_R よりも長いスケールの時間変数、 P は平均出力である。 g は利得、 l は線形損失、 s は非線形損失（自己強度変調）、 t_{inv} は利得の寿命、 g_0 は小信号利得、 $E_{\text{sat}} = h\nu\pi w_g^2/2\sigma_{\text{em}}$ は利得の飽和エネルギーである。 w_g は利得媒質における共振器モードのビーム径、 σ_{em} は利得の誘導放出断面積である。これらの式は式 (2.2)(2.3) に対応しており、式 (4.2) は共振器内の平均出力に関するマスター方程式、式 (4.3) は反転分布のレート方程式をもとにした利得に対するマスター方程式である。これらの方程式は以下の仮定を含む。一つ目に、共振器一周における利得、線形損失、非線形損失は小さい ($<20\%$) ことを仮定している。二つ目に、共振器一周におけるパルス波形の変化は無視できることを仮定している。従って、式 (4.2) は分散や自己位相変調の効果を含んでいない。この過程は Q スイッチの時間スケールが T_R に比べて十分長い場合に正しい。

これらの方程式の定常解 (\tilde{P} , \tilde{g}) 近傍での振る舞いを考える。定常解の安定性は方程式系の安定性解析によって議論することができる (付録 D)。得られた Q スイッチ不安定性を抑制する条件式

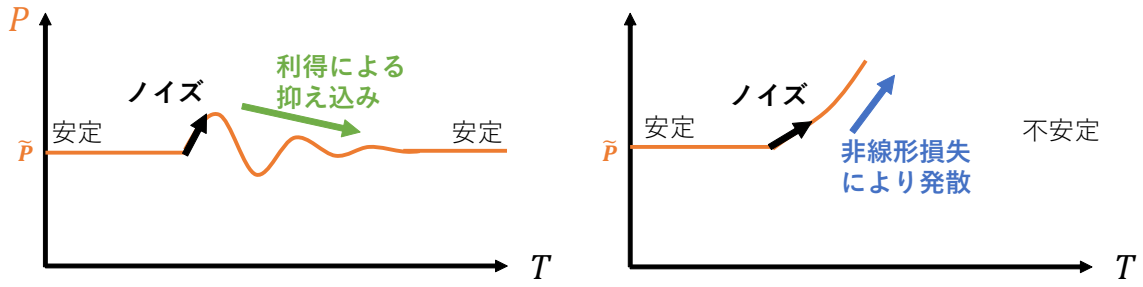


図 4.2 安定性のイメージ図 (a) 利得による負の帰還 (b) 非線形損失による正の帰還

は以下である：

$$\frac{1}{t_{\text{inv}}} + \frac{\tilde{P}}{E_{\text{sat}}} > -\frac{\tilde{P}}{T_R} \left. \frac{ds}{dP} \right|_{\tilde{P}}, \quad (4.4)$$

ここで $1/t_{\text{inv}}$ は反転分布の減衰率、 \tilde{P}/E_{sat} は誘導放出率を表す。式 (4.4) の左辺は実効的な利得の回復率と考えることが出来る。右辺は非線形損失の変化率を表す。従って Q スイッチ不安定性の抑制可否は利得の回復率と非線形損失の変化率の間の競合で決まる。Q スイッチ不安定性を抑制できるのは利得の回復率が非線形損失の変化率を上回る場合である。

この結果はフィードバック（帰還）という見方をすると理解しやすい。いま出力、利得ともに平衡状態 (\tilde{P}, \tilde{g}) のときに、出力に何らかのノイズが入ったとする。このとき式 (4.2) (4.3) からわかるように利得は出力に対し負の帰還をかけ、出力を安定させる（図 4.2 a）。一方、非線形損失は式 (4.2) からわかるように出力に対し正の帰還をかけ、出力を不安定にする（図 4.2 b）。非線形損失は超短パルスを生成するために必須であるが、安定性にとっては悪い方向に働くことがわかる。従って Q スイッチ不安定性を抑制する条件は正の帰還と負の帰還の競合で決まる。

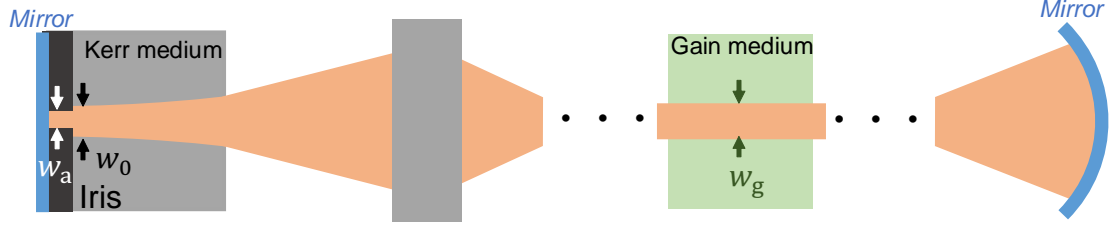
4.2.2 カーレンズ効果の導入

カーレンズモード同期レーザーの Q スイッチ抑制条件を議論するためには、式 (4.4) の右辺においてカーレンズ効果によるビーム径変化と、ビーム径変化による非線形損失を表現しなければならない。また式 (4.4) は平均出力に対しての条件式だが、カーレンズ効果は出力の尖頭値に依存する現状である。これらの効果を以下のように明示的に取り入れた：

$$\left. \frac{ds}{dP} \right|_{\tilde{P}} = \frac{\tilde{P}_{\text{pk}}}{\tilde{P}} \left. \frac{dw}{dP_{\text{pk}}} \right|_{\tilde{P}_{\text{pk}}} \left. \frac{ds}{dw} \right|_{\tilde{w}}, \quad (4.5)$$

ここで w はアパーチャーでのビーム径、 $P_{\text{pk}} = PT_R\beta/\tau$ は尖頭出力、 τ はパルス幅、 β はパルス波形に依存する係数である。式 (4.5) の右辺の値は共振器構造に強く依存するため計算が容易でない。ここでは議論を簡単にするために以下を仮定する。まず、非線形損失を起こすアパーチャーはビームウエストに置く。さらに、このビームウエストはカー媒質の中にあるものとする（図 4.3）。ソフトアパーチャー・カーレンズモード同期レーザーにおいて、この仮定は利得媒質とカー媒質が

(a) Hard-aperture KLML



(b) Soft-aperture KLML

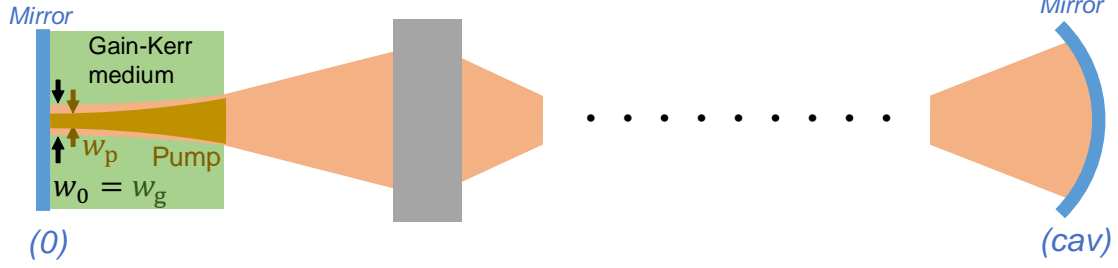


図 4.3 取り扱う共振器構造 (a) ハードアパーチャー (b) ソフトアパーチャー

同一のものであることを意味している。このような共振器構造を仮定すると式 (4.5) は以下のように書ける：

$$\left. \frac{ds}{dP} \right|_{\tilde{P}} = \beta \frac{T_R}{\tau} \left. \frac{dw_0}{dP_{pk}} \right|_{\tilde{P}_{pk}} \left. \frac{ds}{dw_0} \right|_{\tilde{w}_0}, \quad (4.6)$$

ここで w_0 はカー媒質におけるビームウエストのビーム径である。次節では式 (4.6) の右辺を具体的に書き下す。

次にカーレンズ効果による共振器モードのビーム径変化について考える。これは Haus らによって研究された [59]。ここでは彼らの理論を我々の理論に合うよういくつかの修正を加えて使用した (Appendix)。いまビーム径の尖頭出力依存性を明示的に $w(P_{pk})$ と書くと、カー効果により変調されたビーム径は以下のように表される：

$$w_0(P_{pk}) = \sqrt{1 - \eta \frac{P_{pk}}{P_{cr}}} w_0, \quad (4.7)$$

$$\eta = \frac{2}{1 + (\frac{z_0}{d})^2} \left(1 - \frac{B_h^2 - z_0^2 A_h^2}{2A_h B_h d} \right), \quad (4.8)$$

ここで $P_{cr} = \lambda^2 / 4\pi n_0 n_2$ はカー効果の基準出力、 n_0 と n_2 はそれぞれカー媒質の線形、非線形屈折率を表す。 λ は共振器モードの波長、 d はカー媒質の長さ、 $z_0 = \pi n_0 w_0^2(0) / \lambda$ はレイリー長、 η は共振器構造に依存するカー効果の補正係数である。ここで A_h, B_h, C_h, D_h 線形共振器片道分の ABCD 行列の要素を表す。もし共振器内に屈折率界面が無くモノリシックの場合、 $\eta = 1$ となる。この方程式はカー効果が小さいことを仮定して導出している ($P_{pk}/P_{cr} < 10\%$)。

式 (4.4)(4.6)(4.7) より、カーレンズモード同期レーザーにおける Q スイッチ抑制条件は以下になる：

$$\frac{T_R}{t_{\text{inv}}} + \frac{\tilde{F}}{F_{\text{sat}}} > \eta \frac{\tilde{P}_{\text{pk}}}{P_{\text{cr}}} \frac{\tilde{w}_0}{2} \left. \frac{ds}{dw_0} \right|_{\tilde{w}_0}, \quad (4.9)$$

ここで F は利得媒質におけるパルスのフルエンス、 $F_{\text{sat}} = h\nu/\sigma_{\text{em}}$ は利得の飽和フルエンスを表す。ここで式 (4.9) は $\eta P_{\text{pk}}/P_{\text{cr}} \ll 1$ を仮定している。カーレンズモード同期レーザーの出力は式 (4.9) を満たすときに Q スイッチ不安定性が抑制され安定となる。式 (4.9) のパラメータに着目するとパルス幅 τ が右辺の尖頭出力 \tilde{P}_{pk} にのみ依存していることがわかる。これは Q スイッチ抑制には長いパルス幅が好まれることを意味している。この結果は、非線形損失が出力を不安定にするという事実と整合している。後に議論するように短いパルス幅で安定な出力を得るためには ds/dw_0 を小さくする必要がある。 ds/dw_0 はアパーチャーの種類に依存する。本論文ではハードアパーチャーとソフトアパーチャーの両方について議論する。

4.2.3 カーレンズ効果による非線形損失

ハードアパーチャー・カーレンズモード同期レーザーにおける非線形損失 $s^{(H)}$ は式 (2.64) で記述される。従ってハードアパーチャーがビームウエストに位置すると仮定すると、ハードアパーチャー・カーレンズモード同期レーザーにおける Q スイッチ不安定性の抑制条件は以下のように書ける：

$$\frac{T_R}{t_{\text{inv}}} + \frac{\tilde{F}}{F_{\text{sat}}} > 2\eta \frac{\tilde{P}_{\text{pk}}}{P_{\text{cr}}} \left(\frac{w_a}{\tilde{w}_0} \right)^2 e^{-2\left(\frac{w_a}{\tilde{w}_0}\right)^2}. \quad (4.10)$$

式 (4.10) より、ビーム径がハードアパーチャー径よりも小さいほど Q スイッチは抑制しやすいことがわかる。これは前節で述べたように非線形損失を小さくすることで Q スイッチを抑制できるためである。しかしながら非線形損失は受動モード同期レーザーに必須の機構である [7, 95]。従ってハードアパーチャー・カーレンズモード同期を実現し、かつ Q スイッチを抑制できる適当なビーム径（アイリス径）が存在すると考えられる。

ソフトアパーチャーにおける非線形損失（利得）は式 (2.66) で定義される。ソフトアパーチャー・カーレンズモード同期レーザーでは利得媒質とカー媒質は同一なため、利得のビーム径 w_g はカー媒質のビーム径 w_0 に一致する。これらの条件下で Q スイッチの抑制条件は以下ようになる：

$$\frac{T_R}{t_{\text{inv}}} + \frac{\tilde{F}_0}{F_{\text{sat}}} > \eta \frac{\tilde{P}_{\text{pk}}}{P_{\text{cr}}} \frac{\tilde{w}_0}{2} \left. \frac{ds^{(S)}}{dw_0} \right|_{\tilde{w}_0}, \quad (4.11)$$

$$\left. \frac{ds^{(S)}}{dw_0} \right|_{\tilde{w}_0} = - \frac{h\nu}{h\nu_p} \frac{I_p}{I_{\text{sat}}} \frac{d}{dw_0} \int_0^1 \frac{u^{\frac{w_0^2}{w_p^2}}}{1 + \frac{1}{I_{\text{sat}}} \frac{2P}{\pi w_0^2}} du \Big|_{\tilde{w}_0}, \quad (4.12)$$

ここで F_0 利得・カー媒質でのパルスのフルエンス、 $I_{\text{sat}} = h\nu/t_{\text{inv}}\sigma_{\text{em}}$ は利得の飽和強度、 $I_p = 2P_{\text{abs}}/\pi w_p^2$ は吸収された励起光の強度、 P_{abs} は吸収された励起光出力である。式 (4.11) の

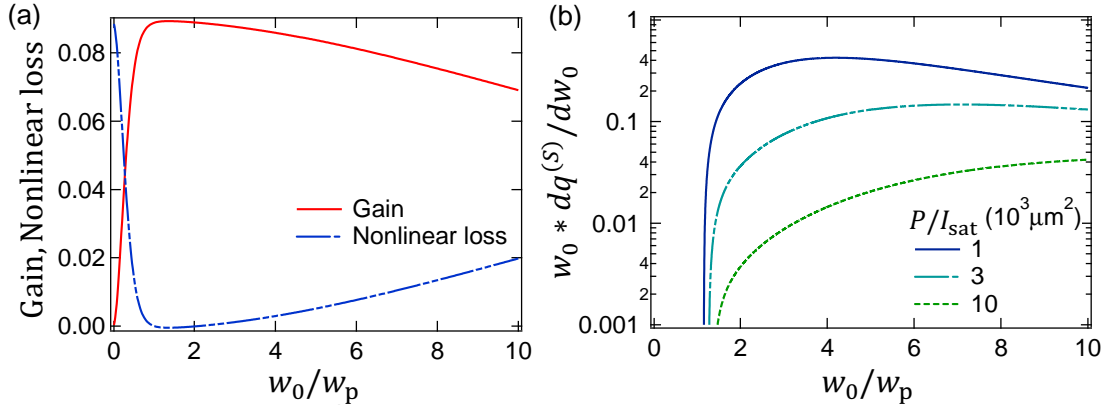


図 4.4 ソフトアパーチャーにおける実効的な非線形損失の計算値 (a) 利得と実効的な非線形損失: $w_p=6 \mu\text{m}$, $P_{\text{abs}}=500 \text{ mW}$, $I_{\text{sat}}=50 \text{ kW/cm}^2$, $P/I_{\text{sat}} = 10^4 \mu\text{m}^2$ (b) 非線形損失の共振器内平均出力依存性

左辺の項どちらかが無視できるような状況では、式 (4.11) はより簡潔な表式となる：

$$P_{\text{cr}}\tau > \eta\beta t_{\text{inv}}\tilde{P}\frac{h\nu}{h\nu_p}\frac{I_p}{I_{\text{sat}}}\frac{\tilde{w}_0^2\tilde{w}_p^2}{(\tilde{w}_0^2+\tilde{w}_p^2)^2}\left(\frac{\tilde{I}_0}{F_{\text{sat}}}\ll\frac{1}{t_{\text{inv}}}\right), \quad (4.13)$$

$$P_{\text{cr}}\tau > \eta\beta F_{\text{sat}}\frac{\pi\tilde{w}_0^2}{2}\frac{\tilde{w}_0}{2}\frac{ds^{(S)}}{dw_0}\bigg|_{\tilde{w}_0}\left(\frac{\tilde{I}_0}{F_{\text{sat}}}\gg\frac{1}{t_{\text{inv}}}\right), \quad (4.14)$$

ここで $\tilde{I}_0 = 2\tilde{P}/\pi\tilde{w}_0^2$ は利得・カー媒質での光強度である。式 (4.13) は反転分布の減衰率が誘導放出確率を上回る状況で適用できる。また式 (4.14) はその逆で適用できる。

一般的に、広く普及しているレーザーは式 (4.14) を適用する場合が多い。これは 2.1 節でも述べたように利得媒質の $\sigma_{\text{em}}t_{\text{inv}}$ 積や共振器内出力が大きいほどレーザー出力が大きくなり、発振閾値も低下するためである。式 (4.12) の積分を解析的に解くことは難しいため、利得と実効的な非線形損失を数値計算した。結果を図 4.4(a) に示す。非線形損失の曲線は励起光と共振器モードが一致する条件付近で最小値を取ることがわかる。この状況で非線形損失の傾きは 0 になるため式 (4.14) の条件を必ず満たすことがわかる。従ってパルス幅が短い場合でも安定なカーレンズモード同期を実現できることがわかる。実際の実験では励起光と共振器モードの重なりは共振器の凹面ミラーの位置などを調整することで改善することができる。

式 (4.12) の積分における被積分関数は共振器内平均出力に依存する。この平均出力は非積分関数の関数形を変化させるため重要な変数である。図 4.4(b) には非線形損失の変化率の平均出力依存性を示す。この結果からわかるように、共振器内平均出力が大きいほど非線形損失の変化率は小さくなる。従って式 (4.14) においては高い平均出力ほど Q スイッチを抑制できることがわかる。興味深い点として、式 (4.13) は式 (4.14) と比較して平均出力依存性、励起光と共振器モードの依存性の両方で逆の傾向を示している。従って、これらの変数については注意深く検討する必要がある。

4.2.4 可飽和吸収体を伴うカーレンズモード同期

可飽和吸収体を用いたいくつかのレーザーは利得媒質においてカーレンズ効果を示す [15]。この場合 Q スイッチ抑制条件はカーレンズ効果と可飽和吸収の2つの効果を考慮しなければならない。ここでは式 (4.2) における非線形損失を $s + s_A$ と表す。ここで s_A は可飽和吸収体により生じる非線形損失である。可飽和吸収体として半導体可飽和吸収鏡を採用すると、可飽和吸収体を伴うカーレンズモード同期レーザーの Q スイッチ抑制条件は以下となる：

$$\frac{T_R}{t_{\text{inv}}} + \frac{\tilde{E}}{E_{\text{sat}}} > \eta \frac{\tilde{P}_{\text{pk}}}{P_{\text{cr}}} \frac{\tilde{w}_0}{2} \left. \frac{ds}{dw_0} \right|_{\tilde{w}_0} + \Delta R \frac{E_{\text{sat,A}}}{\tilde{E}}, \quad (4.15)$$

左辺第1項と右辺第1項が無視できる場合、式 (4.15) は式 (4.1) に一致する。

4.3 実験

4.3.1 原理実証

前節で構築した理論が実際の実験系に適用できるかを確認するために、ソフトアパーチャカーレンズモード同期レーザーを作成した。共振器構造は典型的な直線共振器を採用した (図 4.5 a)。Q スイッチ不安定性を誘起するために、利得媒質として非線形屈折率の大きな Yb : Y₂O₃ セラミックを採用した。励起光源には 976 nm に波長安定化された半導体レーザーを用いた。励起光は単一モードファイバーから出射されるため、理想的なガウシアンビームによる集光が実現できる。共振器は4枚の誘電体多層膜ミラーで構成し、2つは曲率 20 mm の凹面ダイクロイックミラー、2つは負の2次分散 (− 550 fs² and − 650 fs²) を有する平面チャープミラーを用いた。計算を簡単にするために結晶から2つの平面ミラーへの距離が等しくなるよう配置した。また共振器の分散を微調整するために合成石英プリズムのペアを共振器内に挿入した。共振器からの出力は単一モードファイバーに結合し、その出力を各測定器により測定した。繰り返し周波数は RF スペクトルアナライザ (FSV, 40 GHz, Rohde & Schwarz) により測定し、600 MHz であった。表 4.1 には実験系のパラメータを列挙した。このパラメータ領域では自然放出よりも誘導放出のほうが優位であるため、式 (4.14) を用いて理論と実験の比較を行う。

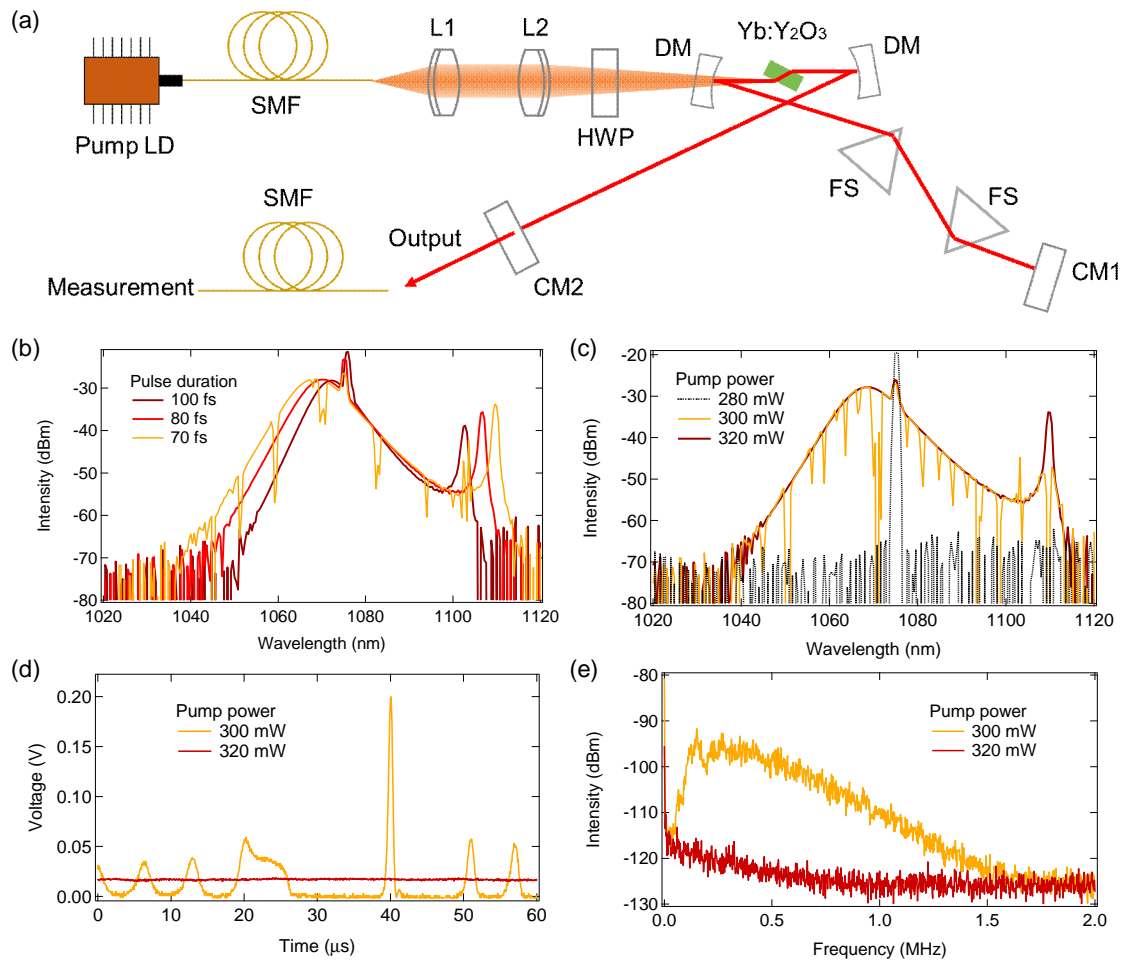


図 4.5 (a) 実験セットアップ。LD: laser diode; SMF: single-mode fiber; HWP: half-wave plate; DM: dichroic mirror; FS: fused silica; CM: chirped mirror. (b) 光スペクトルのパルス幅依存性 (c) 光スペクトルの励起強度依存性 (d) 安定・不安定状態での時間波形 (e) 安定・不安定状態での RF スペクトル

表 4.1 実験条件

Parameter	Value	Reference
w_p	6 μm	Measured
P_{abs}	250 mW	Measured at the intracavity power of 11W.
n_0	1.9	Ref. [102]
n_2	$1.2 \times 10^{-15} \text{cm}^2 / \text{W}$	Ref. [102]
λ	1075 nm	Measured
λ_p	976 nm	Measured
σ_{em}	$0.3 \times 10^{-20} \text{cm}^2$	Ref. [115]
t_{inv}	0.85 ms	Ref. [116]
β	0.88	Pulse shape of sech2
R	20 mm	Curvature of the concave mirrors
$d = l_g$	0.5 mm	Half length of the gain-Kerr medium
l_1	$l_1 \sim R/2 - l_g/n_0$	Length between concave mirror and gain medium
l_2	100 mm	Length between concave mirror and end mirror
$\begin{pmatrix} A_h & B_h \\ C_h & D_h \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & n_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	Matrix elements

式 (4.9) や式 (4.14) によればパルス幅が短いと Q スイッチ不安定性が現れやすい。この予想を確かめるためにプリズムの挿入量を変化させることでパルス幅を変化させ、出力の安定性を評価した。図 4.5(b) には光スペクトルアナライザ (AQ6373, Yokogawa) で測定した光スペクトルのプリズム挿入量依存性を示す。プリズムの挿入量を増加させるにつれてスペクトル幅が拡大することが確認された。これはフーリエ限界パルス幅が短縮されていることを意味する。パルス幅が 70 fs に到達したところで出力は不安定になった。この結果は式 (4.14) と整合している。次に、この出力が不安定な状態で励起光の出力を変化させた。図 4.5(c) は光スペクトルの励起光強度依存性を示す。励起光強度を増加させることでモード同期が安定になることが確認された。この振る舞いは図 4.4(b) で予想された振る舞いと一致する。不安定性の時間波形を確認するために出力を InGaAs 光検出器で受け、その波形をオシロスコープと RF スペクトルアナライザで測定した (図 4.5 d, e)。オシロスコープの分解能は 70 MHz であり、パルスの繰り返し周波数 600 MHz と比べて低速なためパルス個々の波形は観測されない。観測された不安定性は数百 kHz の時間スケールであり、典型的な Q スイッチの時間スケールと一致した [111]。

4.3.2 定量評価

ここまでの実験と理論は定性的に整合する結果を示している。そこで次に定量的な評価を行った。図 4.6 には横軸に平均出力、縦軸にパルス幅、また励起光と共振器モードの重なり具合をパラメータとして安定境界をプロットした。計算には表の値を用い、 $P_{\text{abs}} \propto P$ を仮定した。前節で述べたように励起光と共振器モードの重なりは重要なパラメータであり、重なりが大きくなると安定領域が劇的に拡大することがわかる。図 4.6 には図 4.5(b)(c) の実験結果も同時にプロットした。本実験では共振器の安定境界付近で共振モードを誘起しているため、ビーム径は光学素子の位置に非常に敏感となる。従って実験における共振器モードのビーム径を精度良く決定できず、共振器モードのビーム径はフリーパラメータとなってしまう。もし励起光と共振器モードの重なり w_0/w_p が 1.5 であれば、実験結果を良く説明できることがわかる。これらの結果からパルス幅と平均出力、励起光と共振器モードの重なりが Q スイッチを抑制するための重要なパラメータであり、この重なりを改善することで短いパルス幅でも安定なモード同期を実現できることがわかる。

4.4 まとめ

本章ではカーレンズモード同期レーザーにおける Q スイッチ不安定性を抑制するための条件式を導出し、実験により確かめた。結果から Q スイッチ不安定性はパルス幅が短いほど発生しやすいことがわかった。ソフトアパーチャーカーレンズモード同期レーザーにおいては、この不安定性を抑制するために共振器内パワーを上げること、励起光と共振器モードを良く重ねることが有効であるとわかった。

導出した条件式はハードアパーチャー、ソフトアパーチャーの両方に適用可能であり、かつ多種多様な共振器構造を ABCD 行列により考慮可能な汎用性の高い条件式だと考えられる。この

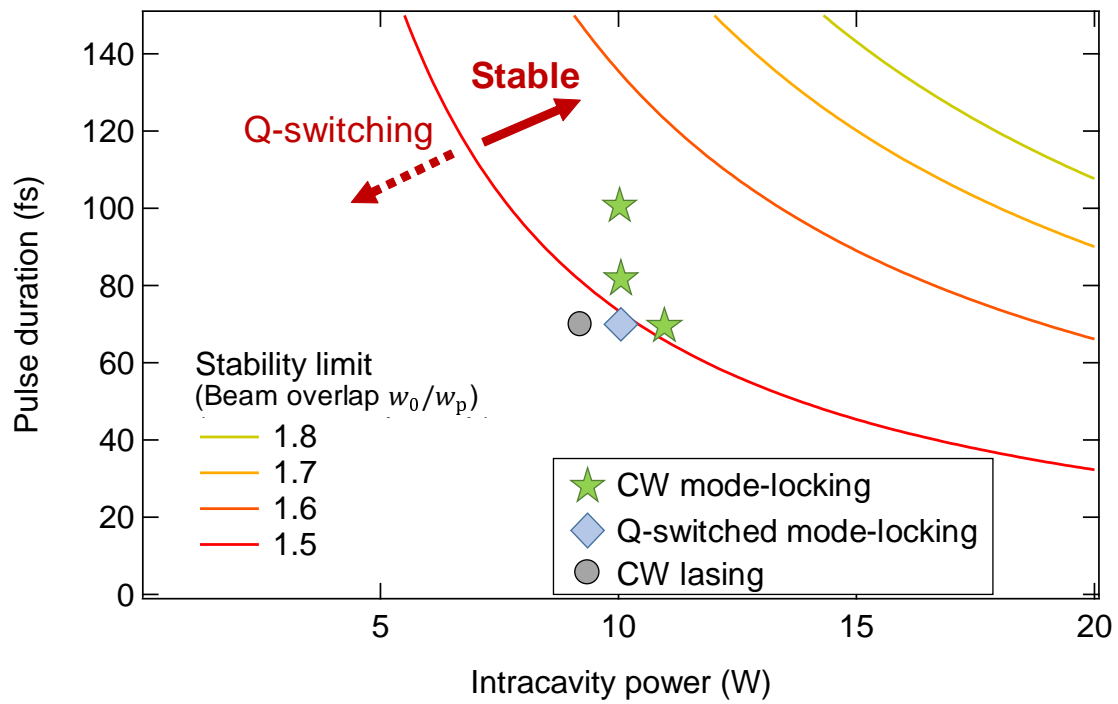


図 4.6 安定領域。各線は与えられた w_0/w_p に対し式 (4.14) から計算した安定境界。プロットは図 4.5(b)(c) の値

研究は超高繰り返しカーレンズモード同期レーザーの開発に役立つのみならず、様々なレーザー開発において有用だと考えられる。本章の結果は文献 [117] にまとめた。

第 5 章

新たな共振器構造の提案

本章では Q スイッチ不安定性の生じない、カーレンズモード同期レーザーの新たな共振器構造を提案する。初めに Q スイッチが生じやすい共振器構造の傾向について述べる。次に Q スイッチの生じない直線型共振器を提案する。最後にこの共振器構造の課題とその解決策であるモノリシック共振器について述べる。

5.1 背景・課題

カーレンズモード同期レーザーの繰り返し周波数を高くするためには共振器長を短縮する必要がある。本論文 3 章で述べたように、Half-cut 型共振器を用いることでカーレンズモード同期レーザーとして世界最高繰り返し 24 GHz が達成されている。一方、更なる高繰り返し化を目指した共振器構造では Q スイッチ不安定性が生じたため安定なカーレンズモード同期の実現には至らなかった。カーレンズモード同期レーザーにおける Q スイッチ不安定性を抑制する手法はこれまで理解されていなかったため、本論文 4 章ではこれを明らかにした。4 章の結果からソフトアパーチャーカーレンズモード同期レーザーにおいて共振器モードと励起光の空間的な重なりが重要なパラメータの 1 つであることがわかった。3 章の共振器で観測した Q スイッチ不安定性はこの共振器モードと励起光の空間的な重なりが原因で生じたと考えられる。

3 章図 3.7 の共振器は Brewster 角による非点収差が存在する。式 (3.8)(3.9) や図 3.8 からわかるように共振器集光点でのビーム径は紙面内方向 (tangential) で n_0 倍かつ、共振器の安定境界付近では垂直面方向 (sagittal) のビーム径が急激に縮小する。従って共振器モードのビーム径を小さくしようとするとビーム形状が楕円になってしまう。一方励起光の横モードはファイバー出力を 2 枚のレンズのみで集光する場合、利得媒質内で新円になる。図 5.1(a) に励起光のビーム形状計算値を示す。ここで励起光のビーム径は $6\ \mu\text{m}$ を仮定している。図 5.1(b) には共振器モードの垂直面方向 (sagittal) のビーム径が励起光のビーム径に等しいときの、共振器モードのビーム形状計算値である。図から明らかなように紙面内方向 (tangential) では励起光と共振器モードの重なりが悪い。これが Q スイッチ不安定性の原因と考えられる。

3 章では励起光のビーム径を 1:1、1:2、1:3、1:4 の楕円に成形し、共振器モードとの重なりを向

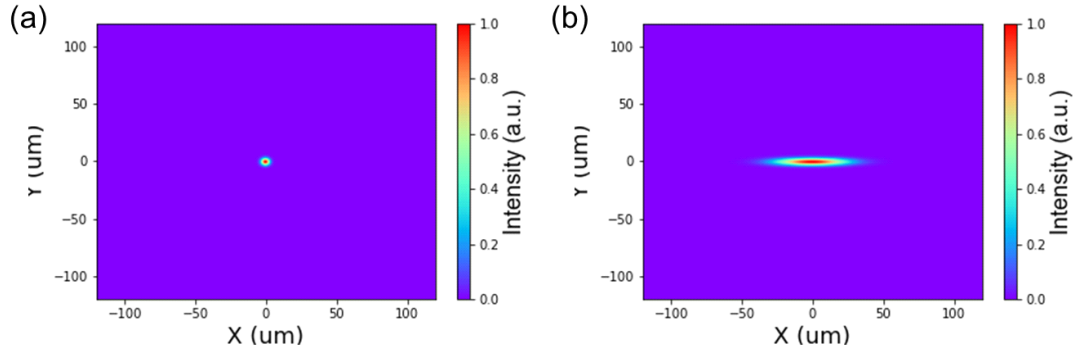


図 5.1 ビーム形状の計算値。(a) 励起光。(b) 共振器モード。垂直面方向 (sagittal) のビーム径が励起光のビーム径と概ね等しくなるようなモードを表示している。

上させる試みも行ったが Q スイッチ不安定性は抑制できていない。これは励起光の楕円率やビーム径が静的であるのに対し、共振器モードの楕円率やビーム径はミラー間距離を変えることで変化してしまうためと考えられる。またミラー間距離によりビーム径と楕円率は一意に決まるためこれらを独立に調整することが出来ず、励起光と共振器モードを良く重ねることが出来なかったと考えられる。そこで本章では共振器から非点収差を取り除き、共振器モードが常に新円となる短尺共振器を提案する。これにより Q スイッチ不安定性を抑制した超高繰り返しカーレンズモード同期が実現可能と考えられる。

5.2 直線共振器

5.2.1 共振器の幾何構造

図 5.2 に非点収差の生じない新たな共振器構造を示す。3 章で述べた Q スイッチ不安定性の生じたレーザーとの違いは、利得媒質を Brewster 角にカットせずに光が角度 0 度で屈折するようにしたことである。この構成により非点収差を抑えることが可能となる。屈折率界面でのフレネル反射を抑えるために反射防止膜を塗布してある。本共振器構造の欠点は利得媒質長を微調整できないために、分散や利得の微調整が出来ない点である。

本共振器を ABCD 行列で表現すると、紙面内方向 (tangential) と垂直面方向 (sagittal) は共通して

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

となる。紙面内方向 (tangential) と垂直面方向 (sagittal) で ABCD 行列が共通していることは、

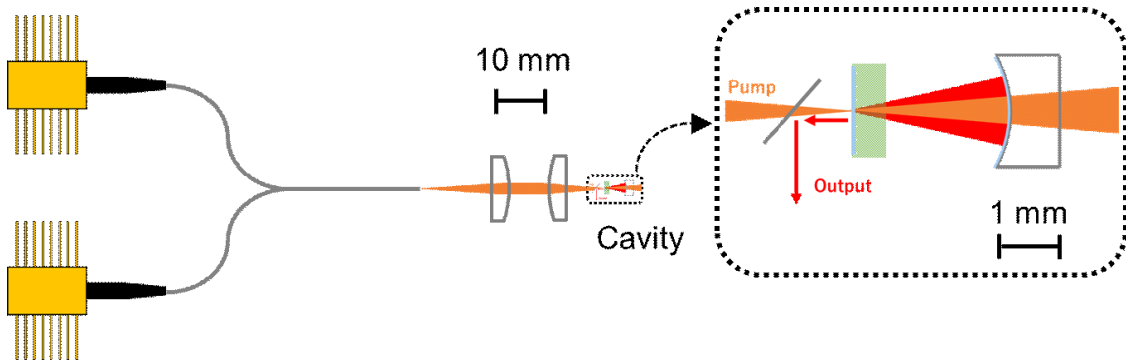


図 5.2 共振器とレーザーの全体図

非点収差が発生しないことを意味している。このときの利得媒質内最小ビーム径は式 (5.1) より

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{l_1 + \frac{l_g}{n_0}} \sqrt{R - \left(l_1 + \frac{l_g}{n_0}\right)}} \quad (5.2)$$

となる。利得媒質内の共振器モードは常に新円で、 $l_1 \sim R - l_g/n_0$ で急激にビーム径が小さくなる。

レーザーを構成する光学素子は3章と同じものを用いた。利得媒質は $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$ を使い、屈折率は $n_0 = 1.9$ である [100]。利得媒質長は $l_g = 0.5 \text{ mm}$ である。凹面鏡は曲率半径 $R = 3.5 \text{ mm}$ のものを用いた。図 5.3(a) に式 (5.2) より計算した共振器モードのビーム径を示す。 $l_1 = 3.23 \text{ mm}$ に近づくと紙面内方向 (tangential) と垂直面方向 (sagittal) 両方の利得媒質内ビーム径が小さくなることが確認できる。共振器モードは新円かつビーム径を調整可能なため励起光との重なりを良くすることができる。

5.2.2 実験結果

本実験では励起光として偏光が直交する2つの半導体レーザーを合波したものを用いた。最大励起強度は 1.6 W であり、高い共振器内パワーを誘起することで Q スイッチ不安定性の抑制が期待できる。利得媒質の片面には反射率を 0.1% 以下におさえる AR コートを塗布した。もう片面には誘電体多層膜を製膜して 976 nm は透過、 1080 nm は反射するようなダイクロイック機能を付与した。図 5.3(b) に共振器の分散を示す。分散は 1080 nm の波長で -100 fs^2 程度になるよう共振器を設計した。

共振器のアライメントを最適化し、CW 発振を実現した。出力は透過率 0.5% の平面鏡から取り出し、カラーフィルターを用いて励起光と分離した。出力は 80 mW であった。出力をシングルモードファイバに結合後、光スペクトルアナライザ (AQ6373, Yokogawa) で光スペクトルを計測した。図 5.4(a) に分解能 4 GHz で計測した光スペクトルを示す。波長 1079 nm を中心に複数のピークを観測した。このスペクトルを観察しながら共振器のアライメントを調整しモード同期を試みたが実現できなかった。

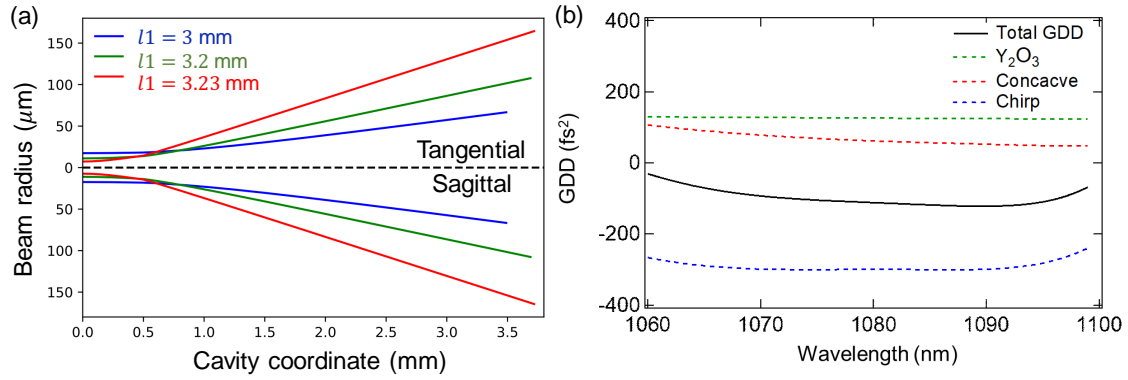


図 5.3 (a) 共振器モードのビーム径計算値。(b) 共振器の分散

モード同期が実現できない原因として周波数領域における縦モードの周期的な抑制が考えられる。図 5.4(a) からわかるように縦モードが共振器長から予想される $\text{FSR} \approx 36 \text{ GHz}$ で密には観測されず、ピーク強度に 150 GHz 程度の周期性が存在する。一般的には図 3.9(a) のように CW 光では稠密な縦モードが観測されるため、共振器に $\text{FSR} \approx 150 \text{ GHz}$ に相当する何らかの変調があると予想される。 $\text{FSR} \approx 150 \text{ GHz}$ は 0.5 mm 厚の利得媒質における $\text{FSR} = c/2dn_0 \approx 150 \text{ GHz}$ と一致する。従って図 5.4(b) 利得媒質が Fabry-Perot 共振器 (エタロン) として働いたと考えられる。本共振器では利得媒質界面でのフレネル反射を抑制するために 0.1% 反射率の AR コートを塗布していたが、これが不十分であったため利得媒質がエタロンとして働いたと考えられる。

利得媒質がエタロンとして機能し、縦モードの発生を阻害するという予想を確かめる実験を行った。利得媒質に AR コートを塗布していないものを容易し、同様の共振器を構成した。このときのフレネル反射 $(n_0 - 1)^2 / (n_0 + 1)^2$ は 9.6% と見積もられる。このときの光スペクトルを図 5.4(c) に示す。ピークが短波長に観測されたことは、フレネル損失による共振器内パワーの低下が原因と考えられる [118]。図からわかるようにおおよそ 150 GHz の周期でピークが観測された。従って、利得媒質がエタロンとして機能していることがわかる。周波数領域での共振器内エタロンの性質は図 5.4(d) にまとめた。フレネル反射率 R_f が大きいほど 150 GHz の変調が大きくなるため 35 GHz で稠密な縦モードを生成することが難しくなる。

繰り返し周波数 35 GHz のモード同期には、 35 GHz 周期の稠密な縦モードが求められる。従って利得媒質によるエタロンの効果、すなわち利得媒質でのフレネル反射を抑制しなければならない。本共振器構造でモード同期を実現するためには AR コートの質を向上させる必要があることがわかる。

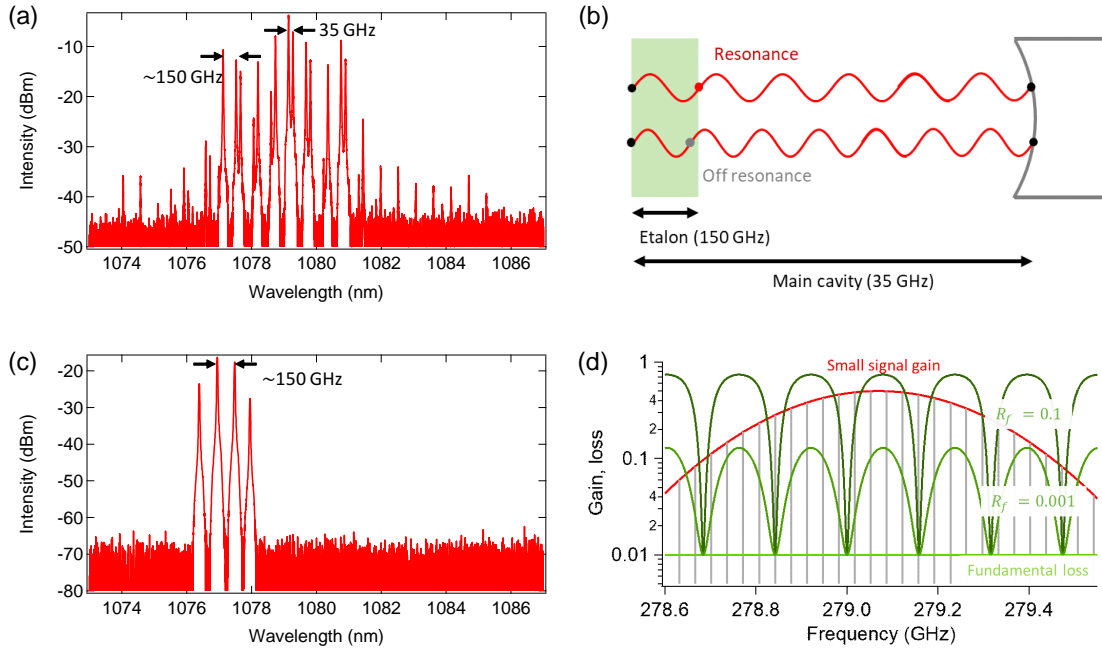


図 5.4 光スペクトル。(a) 利得媒質と自由空間の界面に AR コートを塗布した際のスペクトル。 $R_f = 0.001$ (b) 利得媒質による縦モード抑制のイメージ図。(c) 利得媒質と自由空間の界面にコートをしていないときのスペクトル。 $R_f = 0.1$ (d) 共振器内エタロンによる縦モード抑制のイメージ図

5.3 モノリシック共振器

5.3.1 共振器の幾何構造

前節で提案した直線型共振器では利得媒質におけるフレネル反射がモード同期を阻害した。このようなフレネル反射が生じない直線型共振器としてモノリシック共振器を提案する。図 5.5 に共振器の構成を示す。本共振器は球を適当な厚さでカットし、両面に誘電体多層膜を塗布することで作製した。共振器内に屈折率界面が存在しないためフレネル反射は生じない。本共振器はモノリシックであるため共振器長が安定であることが期待できる。一方で分散や利得媒質長、凹面鏡の曲率半径の設計が難しい。また共振器モードを調整することが出来ないため、共振器モードと励起光を良く重ね合わせるためには励起光の設計に細心の注意を払わなければならない。

本共振器を ABCD 行列で表現すると、紙面内方向 (tangential) と垂直面方向 (sagittal) は共通して

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

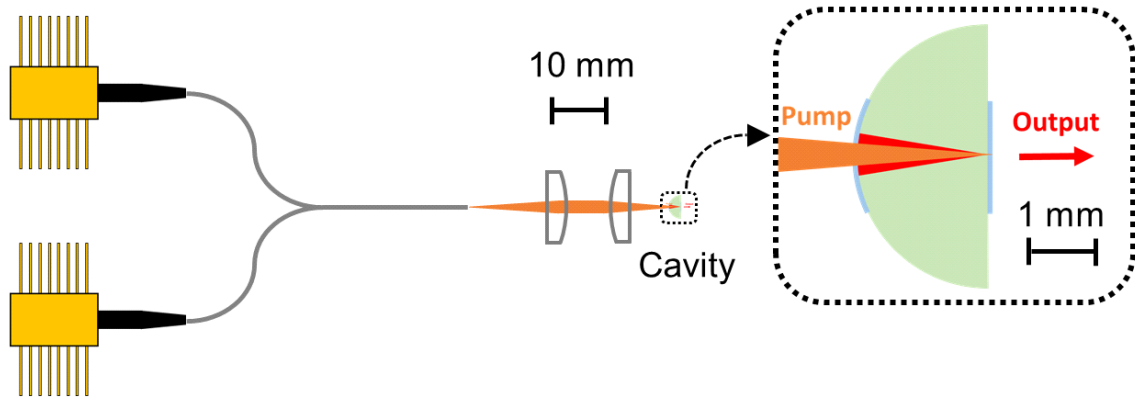


図 5.5 共振器とレーザーの全体図

となる。このときの最小ビーム径は

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi n_0}} \sqrt{l_g(R - l_g)} \quad (5.4)$$

となる。ビーム径は $l_g \sim R$ で急激に小さくなることがわかる。

共振器以外の光学素子は前節と同じものを用いた。利得媒質は利得媒質は $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$ を用い、屈折率は $n_0 = 1.9$ である [100]。共振器長 l_g が長すぎると利得媒質の体積が大きくなり作製が難しい。また材料分散も大きくなるため誘電体多層膜による分散補償が難しくなる。一方、共振器長 l_g が短すぎるとパルスの繰り返し周波数が高くなることでパルスエネルギーが低下するため、カーレンズモード同期の実現が難しくなる。本実験では $l_g = 1.77 \text{ mm}$ とした。共振器内のビーム径(式 5.4)を小さくするために $l_g \sim R$ となる曲率半径 $R = 1.8 \text{ mm}$ に設計した。図 5.6(a) に共振器内ビーム径を示す。最小ビーム径は $5 \mu\text{m}$ 程度となることがわかる。

5.3.2 実験結果

モノリシック共振器を作製すると共振器モードは一意に決まり、また共振器分散の調整は困難となる。そのため共振器分散を適切に設計しなければならない。最適な共振器分散は式 (2.59) において波長 $\lambda = 1080 \text{ nm}$ 、パルス幅 $\tau = 100 \text{ fs}$ 、平均出力 $P = 20 \text{ W}$ 、 $n_2 = 1.2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ を仮定し、共振器モードとして図 5.6(a) を用いることで -40 fs^2 と算出された。図 5.6(b) に実際の共振器の分散を示す。分散は 1080 nm の波長で -100 fs^2 程度であり、ソリトンの面積定理から算出される分散値に近い値を有することがわかる。

本実験では前節と同様に励起光として最大励起強度 1.6 W の偏波混合した半導体レーザーを用いた。半球の両面には同一の誘電体多層膜を塗布してあり、 976 nm は透過、 1080 nm は透過する機能を有する。誘電体多層膜での光損傷を防ぐために励起光は共振器の曲面側から入射した。励起光の位置を最適化し、CW 発振を実現した。励起 0.8 W 時の出力は 20 mW であった。

出力をシングルモードファイバに結合後、光スペクトルアナライザ (AQ6373, Yokogawa) で光

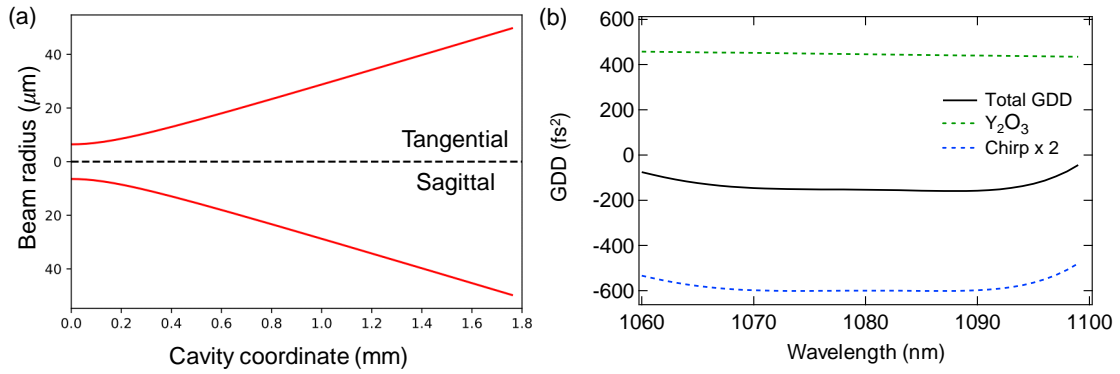


図 5.6 (a) 共振器モードのビーム径計算値。(b) 共振器の分散

スペクトルを計測した。図 5.7(a) に分解能 4 GHz で計測した光スペクトルの一例を示す。縦モード間の周波数間隔は 44 GHz であった。この値は共振器長から計算される $\text{FSR} = c/2n_0l_g \approx 44.6$ GHz と概ね一致する。また各縦モードの強度の違いは滑らかである。これは前節で観測された周波数フィルタリングの効果がないためであり、モード同期に適した光スペクトルと考えられる。

図 5.7(b) には強励起 (0.7 W) 時の光スペクトルを示す。縦モードの強度は中心波長から離れるにつれて滑らかに現象していることがわかる。これは共振器内で四光波混合のような非線形光学効果が生じていることが示唆される。スペクトルの中心波長は 1077.5 nm、半値全幅は 0.5 nm 程度であり、フーリエ限界パルス幅は 2 ps と見積もられる。

本スペクトルの縦モードがモード同期しているかどうかを確認するためにはパルスを時間波形で評価する必要がある。例えば RF スペクトルの線幅はモード同期の情報を有するが、44 GHz の周波数は本研究室の保有する計測器の測定限界を超えており測定ができない。パルス波形を捉えるには自己相関法が有効であるが、高繰り返しかつパルス幅が長いこと二倍波を観測することが難しく現状では成功していない。本レーザーがモード同期しているかを確認するには二倍波観測の感度を上げるか、パルス幅を短くする必要がある。

本レーザーのスペクトル幅が狭くフーリエ限界パルス幅が長い原因として、共振器分散の設計が適切でない可能性が挙げられる。出力結合鏡の結合率は 0.5% であるから共振器内出力は 4 W と見積もられる。この値は共振器分散を設計する際に仮定した共振器内出力 20 W と比較して 1/5 の値である。従って本共振器の適切な分散値は -8 fs^2 程度と考えられる。実際の共振器は -100 fs^2 の分散であるから、本実験の共振器分散の値が一桁大きいことがわかる。以上の理由から本共振器のスペクトルを広げ、短いパルス幅のモード同期を実現するには誘電体多層膜の分散を変更する必要があると考えられる。

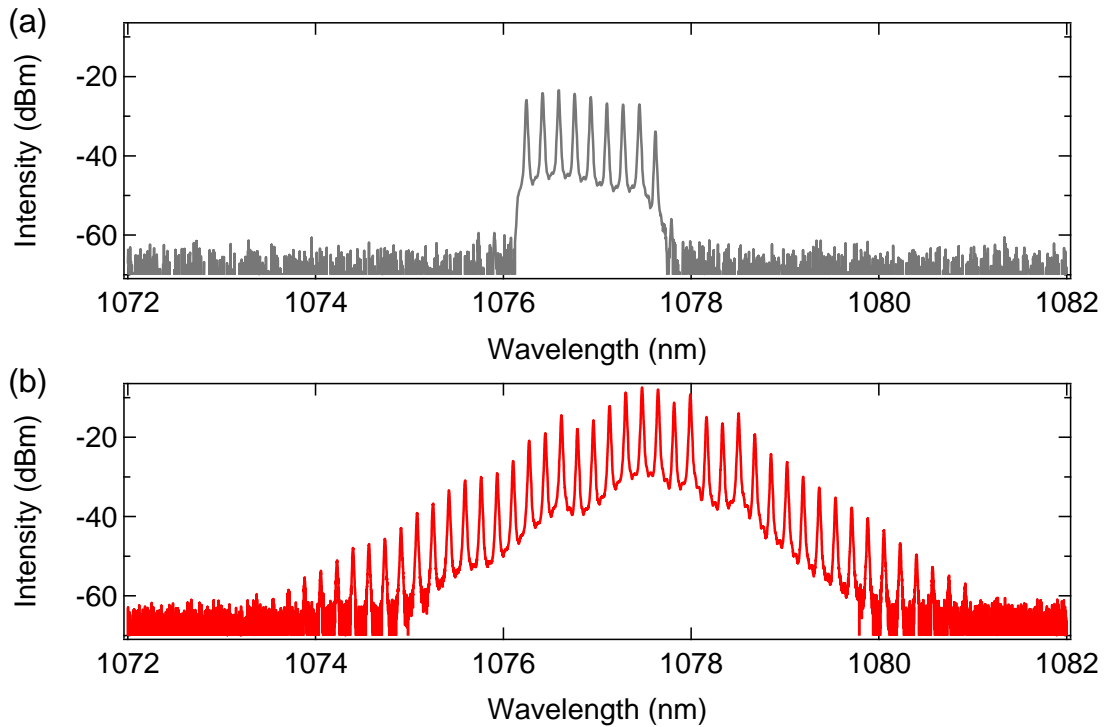


図 5.7 光スペクトル (a) 励起強度 100 mW (b) 励起強度 700 mW

5.4 まとめ

本章では Q スイッチ不安定性を抑制可能な新たな共振器構造を提案した。まず初めには 2 つの光学素子により構成した直線型共振器を提案し、共振器モードと励起光の空間的な重なりを改善することで Q スイッチ不安定性の抑制を目指した。しかしながらカーレンズモード同期の実現には至らなかった。これは利得媒質でのフレネル反射による周波数フィルタリングが原因と考えられる。そこでフレネル反射の生じない共振器として、半球型のモノリシック共振器を提案した。この共振器においては周波数フィルタリングが発生しておらず、カーレンズモード同期の実現が期待できる。現状ではモード同期の実現を確認出来ていないものの、共振器分散などを設計することで良質なモード同期が実現・観測可能と考えられる。

第 6 章

誘導ラマン散乱を用いたカーレンズモード同期レーザーの短パルス化

本章では超短パルスレーザーのパルス幅を短くする新たな手法として誘導ラマン散乱による方法を提案する。まず初めに超短パルスレーザーの短パルス化手法について述べる。続いて本論文で提案する誘導ラマン散乱を用いたレーザー短パルス化の手法と理論について述べる。次に実験による提案手法の検証について述べ、最後にいくつかのレーザーにおいて確認した現象の一般性について述べる。

6.1 背景・課題

超短パルスレーザー共振器から出力されるパルスにおいて、現在報告されている最も短いパルス幅は 5 fs である。この記録は利得媒質として Ti:sapphire を用いたカーレンズモード同期レーザーにより実現されている [14–17]。しかしながらこれらの数字は 2000 年前後に記録されたもので、それ以降レーザー共振器におけるパルス幅の最短記録は更新されていない。図 6.1 に Ti:sapphire レーザーの最短パルス幅の歴史を示す。各点の詳細は付録 E にまとめた。最短パルス幅が更新されなくなった原因は、レーザーの帯域が Ti:sapphire の利得帯域幅により制限されるためである。現状では Ti:sapphire の帯域幅を超える良質な利得媒質は発見されていない。

本論文で使用している Yb 添加の利得媒質では近年も盛んに材料開発が行われている。図 6.1 に Yb 添加固体バルクレーザーの最短パルス幅の歴史を示す。結晶構造が複雑で単位包の大きな母材の開発により Yb イオンの発光帯域が拡大し、パルス幅は 30 fs まで短縮された [119]。しかしながら劇的なパルス幅の短縮には至っておらず、Ti:sapphire のパルス幅には及んでいない。超短パルスレーザーのパルス幅をより短くするためには共振器内で利得帯域幅を拡大するような機構が求められる。

共振器内での利得帯域を拡大する手法のひとつに三次非線形光学効果がある [120] (図 6.2)。例えば、自己位相変調はモード同期それ自体に貢献するのみならず、スペクトルを対照的に拡大することができるため共振器内の帯域拡大に利用されてきた [14]。誘導ラマン散乱もまた、スペクトル

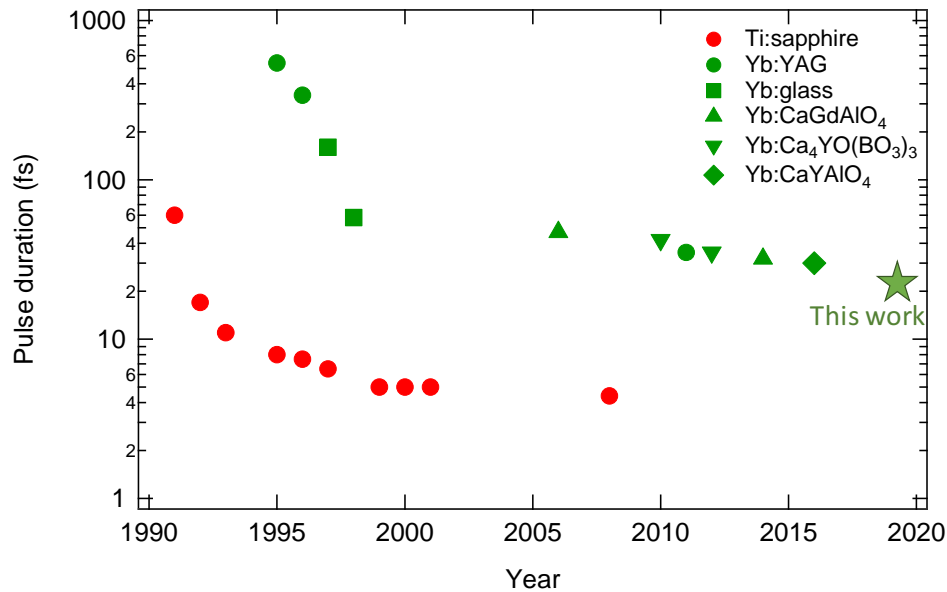


図 6.1 Ti:sapphire レーザーと Yb 添加固体バルクレーザーにおける最短パルス幅の歴史。各点の詳細は付録 E にまとめた。

を数十テラヘルツシフトさせることが可能であり、いくつかのレーザーで使用されてきた [121]。しかしながら、誘導ラマン散乱を超短パルスレーザー共振器内でのパルス幅短縮に用いることは容易でない。この原因はレーザーパルスとラマンパルスを共振器内に共存させる必要があること、またレーザーパルスとラマンパルス間の位相を揃える必要があることにある。近年 Babin らはレーザーパルスとラマンパルスをレーザー共振器内に共存させることに成功している [122]。しかし、これらのパルス間に位相関係はなく、帯域全体を利用した超短パルス発生は実現していない。

本論文ではカーレンズモード同期レーザーの共振器内でレーザーパルスとラマンパルスを共存させることで、これらのパルス間に位相関係を持たせる手法を提案する。この手法は筆者が偶然発見した現象からヒントを得て見出したものである [123]。まずラマンパルスは共振器内の利得媒質における誘導ラマン散乱により発生させる。共振器はレーザーパルスとラマンパルスがともに共振し、時間遅延のないように設計する。また、カーレンズモード同期レーザーの共振器はパルス幅が短いほど安定になるよう設計する。このような共振器では帯域全体での位相が揃うことで出力が安定するため、レーザーパルスとラマンパルスの間に位相関係を持たせることができる。次節では共振器設計の定量的な指針を得るために構築した理論について述べる。

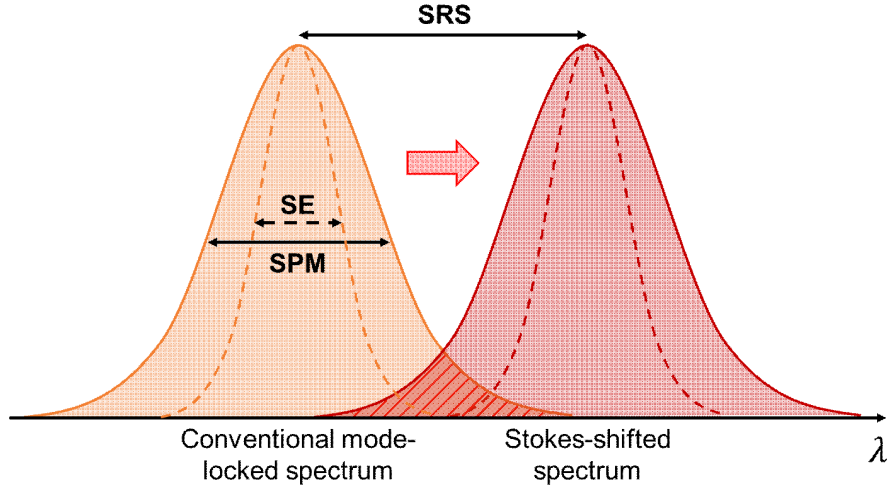


図 6.2 3 次非線形光学効果による帯域拡大のイメージ図。SE; stimulated emission, SPM; self phase modulation, SRS; stimulated Raman scattering

6.2 理論

6.2.1 基本方程式

共振器内の光パルスを記述する方程式は Haus により提案された [63]。ここでは図 6.3 に示すように共振器内の二色のパルス、メインパルス (P_m) とストークスパルス (P_s) が存在し、誘導ラマン散乱によりエネルギー交換を行うモデルを考える。このモデルは以下の 2 つの方程式で記述される：

$$T_R \frac{d}{dT} a_m(T, t) = \left[\hat{C}(a_m) - j \frac{\lambda_s}{\lambda_m} \delta_x |a_s(T, t)|^2 - \frac{\lambda_s}{\lambda_m} \gamma_R |a_s(T, t)|^2 \right] a_m(T, t), \quad (6.1a)$$

$$T_R \frac{d}{dT} a_s(T, t) = \left[\hat{C}(a_s) - j \delta_x |a_m(T, t)|^2 - \gamma_R |a_m(T, t)|^2 \right] a_s(T, t), \quad (6.1b)$$

ここでは T_R 共振器の周回時間、 a_i ($i = m, s$) はそれぞれのパルスの規格化された電場強度、 λ_i は波長、 δ_x は相互位相変調の係数、 γ_R はラマン係数を表す。ここでは 2 つの時間スケールを考えている。 t は共振器 1 周以内の間の時間スケール、 T は共振器一周以上の間の時間スケールを表す。式 (6.1) の右辺第 2 項、第 3 項は相互位相変調、誘導ラマン散乱を表しており、ラマン利得の帯域幅がメインパルスとストークスパルスよりも広いことを仮定している [124]。オペレータ \hat{C} は式 (2.53) で記述したモード同期の記述に必要な現象、すなわち利得 g_i 、損失 l_i 、分散、自己位相変調、自己強度変調（非線形損失）を含んでいる。ここではストークスパルスの利得 g_s をゼロと仮定す

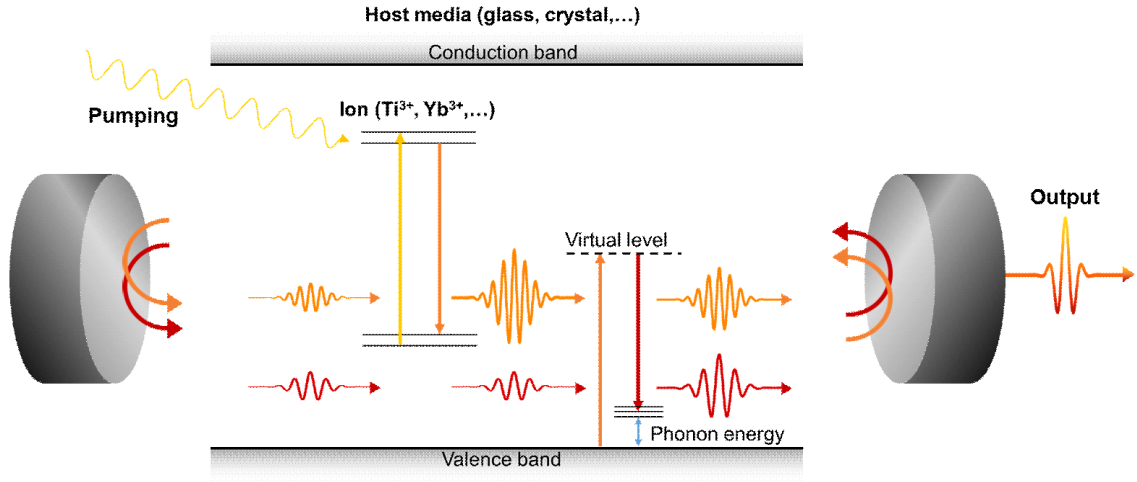


図 6.3 誘導ラマン散乱による短パルス化のモデル。オレンジはメインパルス、赤色はストークスパルスを表している。

る。これらの仮定のもとでオペレータ \hat{C} は以下のように書ける：

$$\hat{C}(a_m) = \frac{1}{2}(g_m - l_m) + jD_m \frac{\partial^2}{\partial t^2} - j\delta_m |a_m|^2 + \gamma_m |a_m|^2, \quad (6.2a)$$

$$\hat{C}(a_s) = -\frac{1}{2}l_m + jD_s \frac{\partial^2}{\partial t^2} - j\delta_s |a_s|^2 + \gamma_s |a_s|^2, \quad (6.2b)$$

ここで D_i は二次分散、 δ_i は自己位相変調係数、 γ_i は自己強度変調係数を表す。またメインパルスに対する利得帯域幅は十分広いと仮定し、利得帯域幅の効果は無視した。

以下では議論を簡単にするためにストークスパルスの立ち上がり特性のみを考える。すなわち以下の議論では $|a_s|$ は小さいと仮定し、 $|a_s|^3$ の項を無視する。この仮定のもとで式 (6.1) は式 (6.2) を用いて以下のように書ける：

$$T_R \frac{d}{dT} a_m(T, t) = \left[\frac{1}{2}(g_m - l_m) + jD_m \frac{\partial^2}{\partial t^2} - j\delta_m |a_m|^2 + \gamma_m |a_m|^2 - j\frac{\lambda_s}{\lambda_m} \delta_x |a_s(T, t)|^2 - \frac{\lambda_s}{\lambda_m} \gamma_R |a_s(T, t)|^2 \right] a_m(T, t), \quad (6.3a)$$

$$T_R \frac{d}{dT} a_s(T, t) = \left[-\frac{1}{2}l_m + jD_s \frac{\partial^2}{\partial t^2} - j\delta_x |a_m(T, t)|^2 - \gamma_R |a_m(T, t)|^2 \right] a_s(T, t), \quad (6.3b)$$

次に式 (6.3) をパルスのフルエンス $F_i(T) = \int |a_i(T, t)|^2 dt$ に対するマスター方程式に書き換える。簡単のためにパルスの電場波形としてソリトンを仮定する。すなわち電場は $a_i(T, t) = A_i \text{sech}(t/\tau_i) e^{j\phi T/T_R}$ であると仮定する。このときパルスフルエンスに対する方程式は以下となる：

$$T_R \frac{d}{dT} F_m(T) = \left[g_m - l_m + \frac{2}{3} \frac{\gamma_m}{\tau_m} F_m(T) - \frac{\pi}{4} \frac{\lambda_s}{\lambda_m} \frac{\gamma_R}{\tau_{ave}} F_s(T) \right] F_m(T), \quad (6.4a)$$

$$T_R \frac{d}{dT} F_s(T) = \left[-l_m + \frac{\pi}{4} \frac{\gamma_R}{\tau_{\text{ave}}} F_m(T) \right] F_s(T), \quad (6.4b)$$

ここで $\tau_{\text{ave}} = (\tau_m + \tau_s)/2$ はメインパルスとストークスパルスの平均パルス幅を表す。誘導ラマン散乱の項の積分計算では簡単のために $\int \text{sech}^2(t/\tau_i) dt \approx \int 1/(1 + (t/\tau_i)^2) dt$ と近似した。

6.2.2 定常解

出力特性を考えるために定常状態を考える。以降の計算では式 (6.4a) の右辺第三項、すなわち自己強度変調の効果を無視する。この仮定は後にわかるように自己強度変調がストークスパルスの立ち上がり特性、とくに立ち上がり閾値の有無や立ち上がりの関数形に影響を与えない。また、定常状態における利得は式 (2.42) より $g_m = g_0/(1 + F_m/F_{\text{sat}}) = Rd/(F_m + 1/\sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}})$ と導かれる。ここで $g_0 = R\sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}} d$ は小信号利得、 R は励起率、 σ_{em} は誘導放出断面積、 t_{inv} は反転分布の寿命、 d は利得媒質長、 $F_{\text{sat}} = h\nu T_R / \sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}}$ は飽和フルエンス、 $1/T_R$ は繰り返し周波数を表す。これらより式 (6.4) の定常解は以下となる：

$$0 = \left[\frac{R}{F_m + 1/\sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}}} - l_m - \frac{\pi}{4} \frac{\lambda_s}{\lambda_m} \frac{\gamma_R}{\tau_{\text{ave}}} F_s(T) \right] F_m(T), \quad (6.5a)$$

$$0 = \left[-l_m + \frac{\pi}{4} \frac{\gamma_R}{\tau_{\text{ave}}} F_m(T) \right] F_s(T), \quad (6.5b)$$

式 (6.5) を解くことで定常状態におけるパルスフルエンスの励起率 R 依存性を得る：

$$F_m = \begin{cases} \frac{h\nu T_R d}{l_m} (R - R_m^{(\text{th})}) & (R_s^{(\text{th})} > R \geq R_m^{(\text{th})}) \\ \frac{4}{\pi} \frac{\tau_{\text{ave}}}{\gamma_R} l_s \equiv F_m^{(\text{th})} & (R \geq R_s^{(\text{th})}) \end{cases} \quad (6.6a)$$

$$F_s = \begin{cases} 0 & (R_s^{(\text{th})} > R \geq R_m^{(\text{th})}) \\ \frac{\lambda_m}{\lambda_s} \frac{F_m^{(\text{th})}}{1 + F_m^{(\text{th})}/F_{\text{sat}}} \frac{\sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}} d}{l_s} (R - R_s^{(\text{th})}) & (R \geq R_s^{(\text{th})}) \end{cases} \quad (6.6b)$$

ここで $R_m^{(\text{th})} = l_m / \sigma_{\text{em}} t_{\text{inv}} d$ はメインパルスの励起閾値、 $R_s^{(\text{th})} = R_m^{(\text{th})} (1 + F_m^{(\text{th})} / F_{\text{sat}})$ はストークスパルスの励起閾値、 $F_m^{(\text{th})}$ はストークスパルスが立ち上がるためのメインパルスのフルエンス閾値を表す。上で述べたように式 (6.6) の結果は自己強度変調の効果を含まない。自己位相変調を考慮した場合でも、式 (6.6a) の第2項と式 (6.6b) の第1項の結果は正確に一致する。また式 (6.6b) 第2項の励起率に対する線形な関数形も自己強度変調に依存しない。従って $F_m^{(\text{th})}$ はストークスパルスを励起するため、メインパルスにどの程度のフルエンスが必要かを示す良い指標となる。

6.2.3 閾値特性

図 6.4 には式 (6.6) の結果を用いて描いたフルエンスの励起率依存性を示す。励起率を上げていくと初めにメインパルスが励起率 $R_m^{(\text{th})}$ で立ち上がる。さらに励起率を上げていき、メインパルス

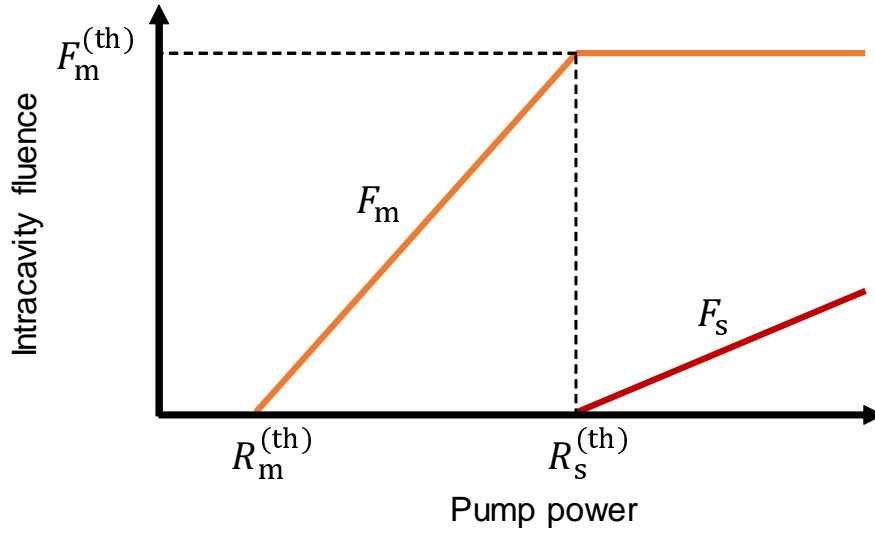


図 6.4 共振器内フルエンスの励起率依存性 (式 6.6)

のフルエンスが $F_m^{(th)}$ に到達したところでストークスパルスが立ち上がる。励起率が $R_s^{(th)}$ を超える部分では、励起エネルギーはメインパルスからストークスパルスへと移る。ストークスパルスのフルエンスは励起率に対して線形に振る舞う。ここで、この理論ではストークスパルスの電場が小さいことを仮定しているためストークスパルスの線形な振る舞いは立ち上がり付近でのみ正当である。

ストークスパルスが発生させるためにメインパルスのフルエンスがどの程度必要かを見積もる。いま閾値フルエンス $F_m^{(th)}$ は $\gamma_R \approx g_R d/2$ の関係を用いて

$$F_m^{(th)} = \frac{8}{\pi} \frac{\tau_{ave}}{g_R d} l_s \quad (6.7)$$

と書ける。ここで g_R はラマン利得係数、 d はラマン媒質の相互作用長を表す。小さいメインパルスのフルエンスでストークスパルスが発生させるには、ストークスパルスの損失 l_s を小さく、ラマン利得 g_R を大きく、相互作用長 d を長く、そしてパルス幅を短くすることが有効である。例えばストークスパルスの損失が $l_s=1\%$ 、ラマン利得係数が $g_R=0.01$ cm/GW、相互作用長（結晶長）が 1 mm、平均パルス幅が $\tau_{ave}=100$ fs の場合、メインパルスのフルエンスを $F_m^{(th)} > 10$ mJ/cm² とする必要がある。このような高い共振器内フルエンスを実現するには、メインパルスの損失 l_m を小さくし、共振器のパワーを高めることが有効である。

最後に、論文の主題からは少し逸れるがストークスパルス発生条件の一般性について述べる。ストークスパルスは共振器内に利得媒質を含まない微小共振器においても観測されている [125]。文献 [125] ではこれらの発生条件を 2 つの Lugiato-Lefever 方程式から理論的に導いている。この発生条件は式 (6.7) と酷似している。また励起強度依存性についても本研究で導いたものと同様の実験結果を観測している。我々の用いた方程式は Lugiato-Lefever 方程式と比較して簡素なものであ

り、かつ利得媒質を含むにもかかわらず発生条件が酷似したことは興味深い。

6.3 実験

6.3.1 原理実証

誘導ラマン散乱を用いた帯域拡大と超短パルス発生を実証するために、Yb : CaGdAlO₄(CALGO) 結晶を用いて Q 値の高いカーレンズモード同期レーザーを作製した (図 6.5)。Yb:CALGO は発光帯域が広く、32 fs の超短パルス発生が実現されている [126]。さらに CALGO 結晶は単位包が大きいので広いラマン利得帯域幅を有する。そのため前節の理論で仮定した「ストークスパルスの帯域幅よりもラマン利得帯域幅が広い」という条件を満たし得る。Yb:CALGO 結晶は 1 mm 厚、c-cut、3 at.% の結晶を採用し、ブリュースター角で共振器内に設置した。共振器の配置は bow-tie リング型を採用し、共振器長は 30 cm に設定した。共振器を構成するすべてのミラーの反射率は波長 1020 nm から 1170 nm にわたり 99.7% 以上の高反射ミラーを採用した。2 枚の凹面ミラーの曲率は 15 mm で、ダイクロイック機能を有する。2 枚の平面ミラーはチャープミラーを用いた。励起光には波長 980 nm に安定化された、ファイバー出力の半導体レーザーを用いた。このレーザーの出力は 3 mW であった。

図 6.5(b) には誘導放出による利得、ラマンによる利得、そして励起強度 580 mW 時のパルスのスペクトルを示す。ラマン利得スペクトルはラマンスペクトルとパルスのスペクトルを畳み込み計算した (付録 F)。得られたパルスのフーリエ限界パルス幅は 67 fs と見積もられる。パルスのスペクトルに見られる鋭いピークはケリーサイドバンドと見積もられる [103](付録 G)。図 6.5(c) にはパルスの光スペクトルの励起強度依存性を示す。メインピーク (P_m) はポンプ光強度を上げるにつれて徐々に帯域が拡大した。励起強度を 850 mW まで増加させると、波長 1100 nm から 1200 nm にわたる急激な帯域拡大が観測された。観測された帯域拡大はラマン利得の強い波長帯で顕著である。励起強度 850 mW のときの帯域幅から見積もられるフーリエ限界パルス幅は 19 fs である。新たに出現した波長成分には 2 つの特徴的なピーク P_{s1} (1137 nm) と P_{s2} (1167 nm) が観測された。図 6.5(d) には 3 つの特徴的なピーク P_m, P_{s1}, P_{s2} について出力の励起強度依存性をプロットした。 P_{s1}, P_{s2} は励起強度が 600 mW のときに出現し、閾値を有する振る舞いを示した。またこれらのピークは閾値付近で励起強度に対し線形な振る舞いを示した。これらの実験結果は図 6.4 で示した誘導ラマン散乱を考慮した理論の閾値特性と一致する。図 6.5(e) には励起強度 850 mW での RF スペクトルを示す。1.0180 GHz の周波数に明瞭で単一のピークを観測した。この結果はメインパルスとストークスパルスが同一の繰り返し周波数であることを示している。

もしカーレンズモード同期が正しく機能していれば、各ピーク P_m, P_{s1}, P_{s2} の位相が揃い、帯域全体を利用した超短パルスの発生が実現できるはずである。これを調べるために SHG-FROG (Second-Harmonic Generation Frequency-Resolved optical gating) 法によりパルスの時間波形を計測した。パルスの計測に際して、共振器外で SF6 プリズムにより分散補償を行った。図 6.6(a) に FROG トレースを示す。各ピーク P_m, P_{s1}, P_{s2} の SHG シグナルと和周波成分が明瞭に観測さ

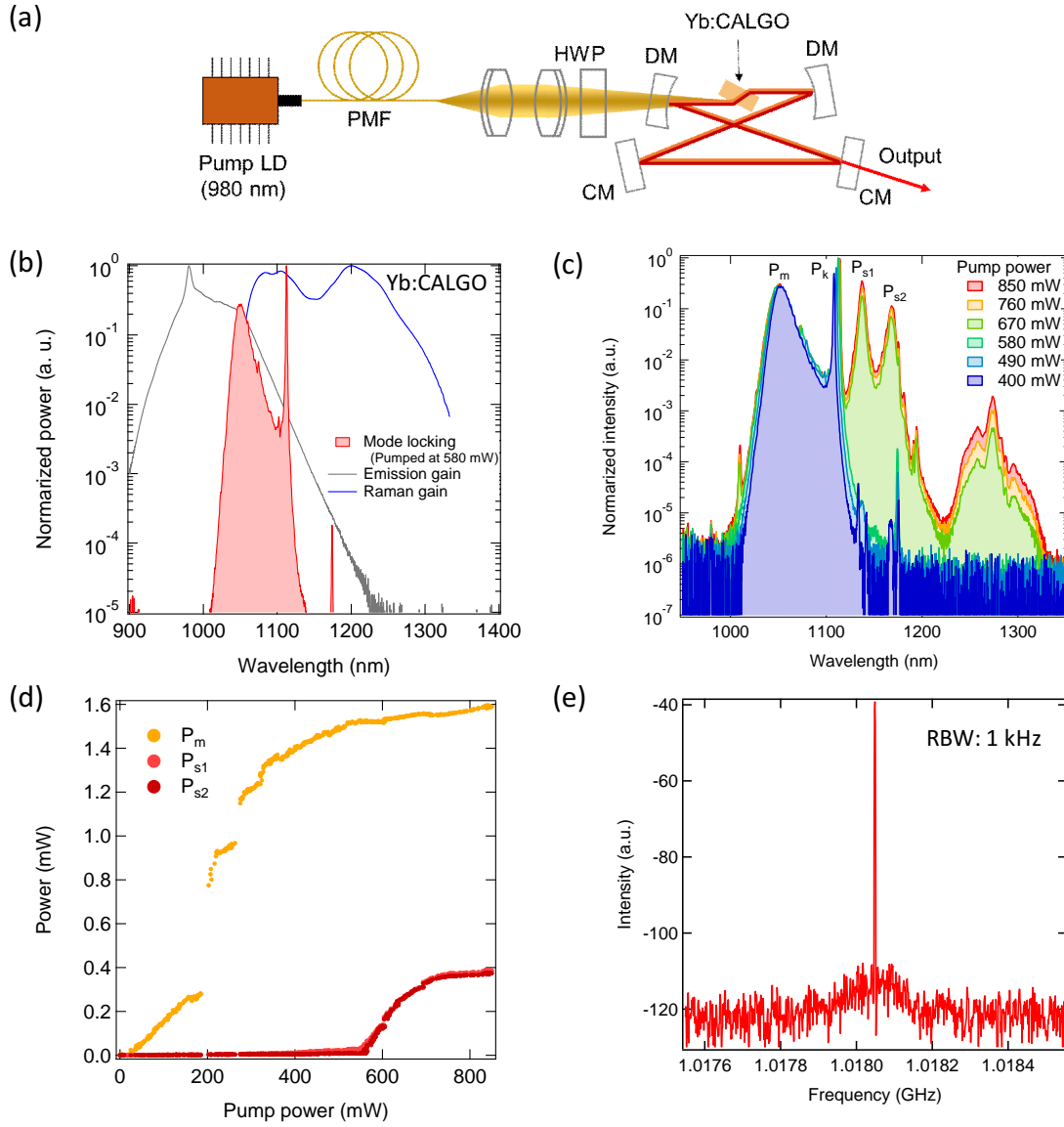


図 6.5 Yb:CALGO カーレンズモード同期レーザーの光スペクトル特性。(a) 実験セットアップ。PMF: polarisation-maintaining fibre; HWP: half-wave plate; DM: dichroic mirror; CM: chirp-compensating mirror. (b) 光スペクトル。赤: 580mW 励起時のパルス、灰: 誘導放出による利得、青: ラマン利得。(c) 光スペクトルの励起強度依存性。 P_m, P_k, P_{s1}, P_{s2} はそれぞれ 1048nm, 1112 nm, 1137 nm, 1167 nm のピークを表す。(d) 特徴的なピークにおける出力の励起強度依存性。黄: P_m 、赤: P_{s1} 、濃赤: P_{s2} 。(e) 励起強度 850 mW 時のパルスの RF スペクトル。RBW: resolution bandwidth

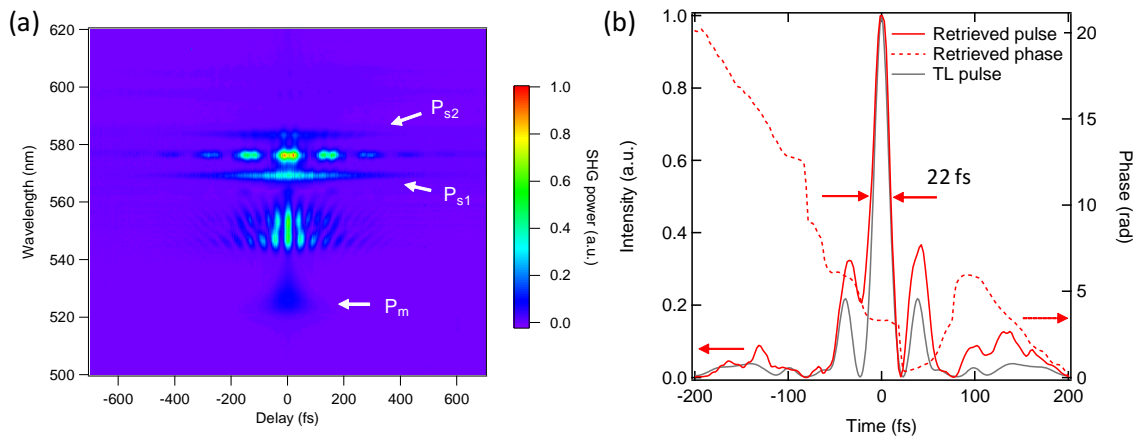


図 6.6 Yb:CALGO カーレンズモード同期レーザーの FROG トレース。(a) 図 6.5c における励起強度 850 mW での FROG トレース。(b) 構築された時間波形 (赤実線)。灰実線はフーリエ限界パルス波形、赤点線は構築された時間位相。

れた。一方、ケリーサイドバンド P_k はパルス幅が長いいため SHG 強度が小さく、雑音に埋もれて観測されなかった。図 6.6b には FROG トレースから構築された時間波形を示す。図からわかるように時間波形にはメインパルスとは別にいくつかのサブパルスが観測された。これはメインピーク P_m とストークスパルス P_{s1}, P_{s2} 間のビートに由来する。このパルスの半値全幅は 22 fs である。このパルス幅はフーリエ限界の 19 fs に近い値を示しており、帯域ほぼ全ての位相が揃っていることを示している。以上の結果から、我々が提案した誘導ラマン散乱による帯域拡大とパルス幅短縮の手法の有用性を確かめられた。また 22 fs というパルス幅は Yb 添加の固体バルクレーザーで最短のパルス幅である (図 6.1)。

6.3.2 波長選択性

次にストークスパルスの波長選択性について述べる。図 6.5(c) からわかるように P_{s1}, P_{s2} の波長は励起光強度に依存せず一定である。従ってこれらの波長は共振器の特性、とくに反射率や分散で決定されると予想される。そこで共振器特性の波長依存性を変化させる実験を行った。共振器を構成する誘電体多層膜ミラーの波長依存性は光の入射角度に依存する。従ってミラーの角度を調整することで共振器の反射率と分散の波長依存性を変化させることができる。図 6.7(a) は実験の模式図である。4 つのミラーはすべて同じ角度になるよう配置している。角度は 16.0, 20.4, 24.2, 27.0 度の 4 条件で実験を行った。図 6.7(b) は出力スペクトルのミラー角度依存性である。メインピーク P_m の中心波長はミラーの角度に依存していないが、ストークスピーク P_{s1}, P_{s2} の中心波長は変化している。これはメインピークの波長が主に誘導放利得の帯域で決定し、ストークスピークの波長が共振器特性の波長依存性で決まることを意味している。

共振器特性には反射率と分散の 2 つがある。ストークスピークの波長がどちらの特性で決定され

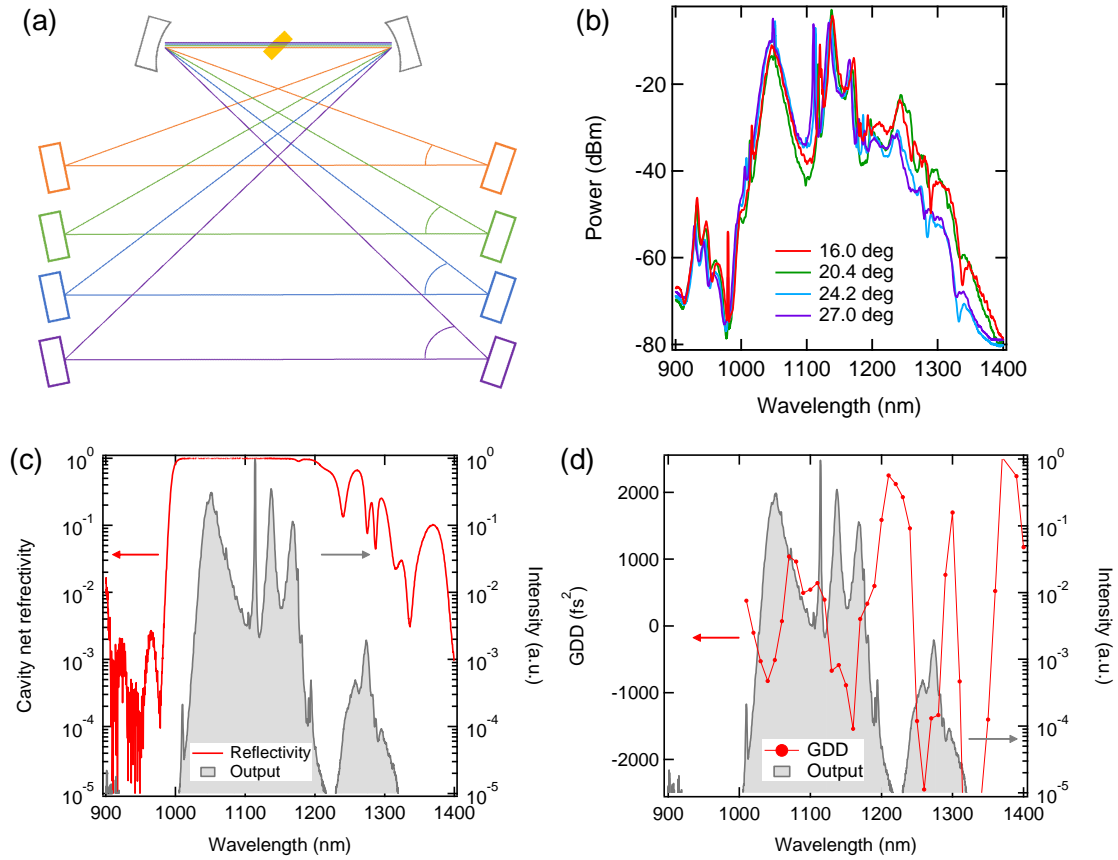


図 6.7 ストークスピークの波長選択性。(a) 共振器特性の波長依存性を変化させるためのミラー角度調整実験。(b) 光スペクトルのミラー角度依存性。(c) 共振器の反射率と出力スペクトル。(d) 共振器の二次分散と出力スペクトル。

ているかを確認するために、共振器の反射率と分散を調べた。図 6.7(c) に共振器の反射率と出力スペクトルを示す。3つのピーク P_m , P_{s1} , P_{s2} が現れる波長に、反射率の特徴的な構造は見られなかった。図 6.7(d) に共振器の二次分散と出力スペクトルを示す。このスペクトルから3つのピーク P_m , P_{s1} , P_{s2} は全て、共振器の分散が -500 fs^2 の波長に現れていることがわかる。従って、ストークスピークはメインピークと同じ二次分散を有する波長に現れると考えられる。

6.3.3 一般性

本論文で提案した帯域拡大の手法が他のレーザーでも実現可能なことを確かめるために、異なるレーザー媒質を用いてレーザーを作製した。レーザー媒質には 2 mm 厚の 5 at.% ドープ Yb: KY(WO₄)₂(KYW) 結晶と 1 mm 厚の 3 at.% ドープ Yb: Y₂O₃ セラミックを用いた。その他の共振器の構成は図 6.5(a) と同様で、条件 $F_m \geq F_m^{(th)}$ を満たすよう共振器内パワーを高めてある。Yb:KYW レーザーの出力は 20 mW、Yb: Y₂O₃ レーザーの出力は 50 mW であり、両レー

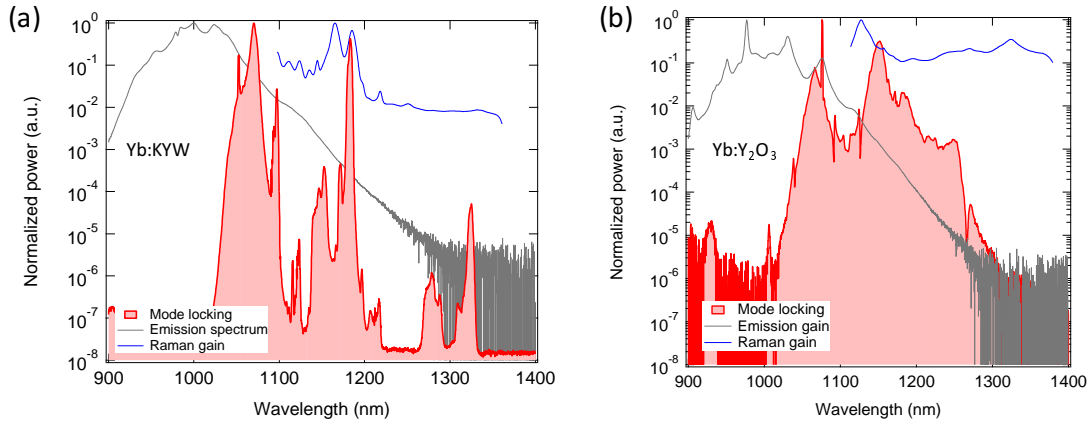


図 6.8 誘導ラマン散乱による帯域拡大の一般性。(a) 赤：Yb:KYW レーザーの光スペクトル、灰：誘導放出利得、赤：ラマン利得。(b) 赤：Yb:Y₂O₃ レーザーの光スペクトル、灰：誘導放出利得、赤：ラマン利得。

ザーの繰り返し周波数は 0.8 GHz であった。

図 6.8 に光スペクトルを示す。励起光の強度はメインパルスが条件 $F_m \geq F_m^{(th)}$ を満たすよう調整した。図 6.8 には誘導放出による利得とラマン利得もプロットした。この結果からわかるように、Yb:KYW, Yb:Y₂O₃ ともに波長 1070 nm 付近にメインパルスを、波長 1100 nm から 1200 nm に帯域拡大を確認した。帯域拡大が確認された帯域にはラマン利得が存在しており、帯域拡大が誘導ラマン散乱により生じたと考えられる。一点注意が必要なことは、Yb:KYW や Yb:Y₂O₃ のラマンスペクトルは鋭いピークを複数有する形状であり、式 (6.1) で仮定されている広いラマン利得の仮定を満たしていない (付録 F)。そのため出力スペクトルの励起光強度依存性は図 6.4 の特性から外れる。しかし本結果で得られた長波長帯への帯域拡大は一般的な共振器では観測されない急激な帯域拡大であり、誘導ラマン散乱による帯域拡大であると考えられる。以上の結果から我々が提案した「誘導ラマン散乱を用いた帯域拡大」の一般性が確かめられた。

6.4 まとめ

本節ではカーレンズモード同期レーザーのパルス幅を短くする手法として、誘導ラマン散乱により帯域を拡大する手法を提案した。理論では誘導ラマン散乱による帯域拡大の閾値を導出した。そして実際に Yb:CALGO, Yb:KYW, Yb:Y₂O₃ において帯域拡大を確認し、Yb:CALGO においては 22 fs のパルス幅を実現した。このパルス幅は Yb 添加固体バルクレーザーの中で最短のパルス幅である。

誘導ラマン散乱により帯域拡大を誘起するためには、メインパルスのパルスエネルギーが $F_m^{(th)}$ を超えるように共振器を設計する必要がある。これは例えば共振器内フルエンスを上げる、メインパルスのパルス幅を短くする、ラマン効果が広帯域で強い材料を選択する、など様々な手法が考え

られる。また共振器の分散もラマンパルスの波長選択において重要となる。このように我々が提案する手法は超短パルスレーザーの設計に「誘導ラマン散乱」という新たな自由度を与えたと考えられる。

本章の結果は文献 [127] にまとめた。

第 7 章

結論

本研究ではカーレンズモード同期レーザーの高繰り返し化に関する研究を行った。

本論文 3 章では超高繰り返しカーレンズモード同期レーザーの開発について述べた。まず初めに 3 つのミラーを用いた新たな共振器「Half-cut 共振器」を開発し、カーレンズモード同期レーザーとして世界最高繰り返し周波数の 24 GHz を達成した。続いて更なる高繰り返し化を目指して開発した共振器では、繰り返し周波数の 36 GHz を観測したものの Q スイッチ不安定性が生じた。

4 章では Q スイッチ不安定性に関する研究について述べた。これまで未解明であったカーレンズモード同期レーザーにおける Q スイッチ不安定性の抑制方法を理論的に明らかにし、実験的に確かめた。特に、励起光と共振器モードの重なりが重要なパラメータであることを明らかにした。

5 章では Q スイッチ不安定性が生じない新たな共振器構造を提案した。まず初めに 4 章の知見をもとに 3 章で述べた共振器を改良した、直線型共振器を提案した。しかし本共振器では新たにフレネル反射の問題が生じたためカーレンズモード同期の実現には至らなかった。そこで次に共振器内でフレネル反射の生じ得ない「モノリシック共振器」を提案した。

6 章では 3~5 章で述べたような超高繰り返しレーザーのパルス幅を共振器内で短縮する新たな手法として、誘導ラマン散乱を利用する手法を提案した。まず初めに理論を構築し、実現可否を議論した。次に実験を行い、3 種の利得媒質において帯域拡大を観測し、Yb:CALGO レーザーではパルス幅は 22 fs を実現した。このパルス幅は Yb 添加固体バルクレーザーの中で最短のパルス幅である。本手法は超短パルスレーザーの設計に「誘導ラマン散乱」という新たな自由度を与えたと考えられる。

本論文で述べた一連の研究は超高繰り返し超短パルスレーザーの新たなパラメータ領域を切り拓いた。一方で更なるパラメータ領域拡大のために残された課題は多い。特にモノリシック共振器の開発や誘導ラマン散乱によるパルス幅短縮は大きな可能性を秘めている。これらの研究が今後さらに発展し、本研究が超高繰り返し超短パルスレーザー科学の基礎となることを期待したい。

付録 A

GHz 受動モード同期レーザーの一覧

f_{rep} (GHz)	τ (fs)	λ (nm)	P_{pk} (kW)	利得媒質	自己強度変調	文献
5	24	798	8	Ti:sapphire	カーレンズ	[45]
10	40	788	2	Ti:sapphire	カーレンズ	[37]
4.6	105	1046	0.03	Yb:KYW	カーレンズ	[128]
6	148	1076	0.01	Yb:Lu ₂ O ₃	カーレンズ	[129]
15	152	1080	0.02	Yb:Y ₂ O ₃	カーレンズ	[38]
24	120	1080	0.005	Yb:Y ₂ O ₃	カーレンズ	本研究
4.8	396	1043	0.007	Yb:KGW	SESAM	[130]
5.1	96	1054	0.9	Yb:CaGdAlO ₄	SESAM	[131]
10.6	166	1050	0.6	Yb:CaGdAlO ₄	SESAM	[35]
4.2	680	1560	0.0002	Er:fiber	CNT	[32]
5.2	680	1565	0.00004	Er:fiber	CNT	[132]
9.6	940	1560	0.0002	Er:fiber	CNT	[32]
19.5	790	1560	0.0002	Er:fiber	CNT	[32]
9.7	865	1565	0.0004	Er:fiber	Graphene	[133]
4.5	416	961	0.07	VECSEL	SESAM	[134]
5.1	107	1030	0.005	VECSEL	SESAM	[135]
5.4	784	970	0.2	VECSEL	SESAM	[134]
6.5	625	963	0.03	VECSEL	SESAM	[136]
11.3	600	963	0.02	VECSEL	SESAM	[136]
4.8	620	964	0.03	MIXSEL	SESAM	[137]
60	790	964	0.003	MIXSEL	SESAM	[34]
101	570	964	0.002	MIXSEL	SESAM	[34]

付録 B

任意の共振器構造における共振器内 ビーム径のカーレンズ効果による変化

2.2.3 節ではカーレンズ効果による共振器内でのビーム径変化の取り扱いについて概説した。また例としてモノリシック共振器におけるビーム径変化について説明した。本節では任意の共振器構造でビーム径がどのように変化するかを文献 [59] を参考にしながら議論する。

議論を簡単にするために、図 4.3 のような共振器構造を考える。図 4.3 の参照面 (0) での q パラメータは $q_0 = jz_0$ と書ける。ここで $z_0 = \pi n w_0^2 / \lambda$ はレイリー長である。もしカーレンズ効果がなければ、参照面 (cav) での q パラメータ

$$q_{\text{cav}} = \frac{A_h q_0 + B_h}{C_h q_0 + D_h}, \quad (\text{B.1})$$

と書ける。ここで A_h, B_h, C_h, D_h は直線共振器片道分の ABCD 行列の要素である。

2.2.3 節で説明したように、長さ L のカー媒質を通過した時の q パラメータは式 (2.30) で表されるので、参照面 (0) での q パラメータを $q_0^K = q_0 + \delta q^K$ と考えると、通常の ABCD 行列を使用してカー効果を考えることができる。

参照面 (cav) においてビームの曲率と凹面ミラーの曲率 $1/R$ は一致するので、以下の境界条件が満たされる：

$$\frac{1}{R} = \text{Re} \left[\frac{1}{q_{\text{cav}} + \delta q_{\text{cav}}^K} \right] = \text{Re} \left[\frac{1}{q_{\text{cav}}} \right] - \text{Re} \left[\frac{1}{q_{\text{cav}}^2} \delta q_{\text{cav}}^K \right], \quad (\text{B.2})$$

ここで δq_{cav}^K は参照面 (cav) での q パラメータの変化を表す。式 (B.2) において $\text{Re}[1/q_{\text{cav}}] = 1/R$ が成り立つので、右辺第二項は 0 となる。この条件を以下のように書かれる：

$$0 = \text{Re} \left[\frac{1}{q_{\text{cav}}^2} \frac{dq_{\text{cav}}}{dq_0} (\delta q^K + j \delta z_0) \right], \quad (\text{B.3})$$

上式はカーレンズ効果により生じた変化が共振器モード z_0 の変化により補償されることを意味する。式 (2.31) と式 (B.3) を用いて、カー効果により変調された共振器モードは以下のように書ける：

$$\frac{\delta z_0}{z_0} = -\eta K, \quad (\text{B.4})$$

$$\eta = \frac{2}{1 + \left(\frac{z_0}{d}\right)^2} \left(1 + \frac{z_0}{d} \frac{\operatorname{Re} \left[\frac{1}{q_{\text{cav}}^2} \frac{dq_{\text{cav}}}{dq_0} \right]}{\operatorname{Im} \left[\frac{1}{q_{\text{cav}}^2} \frac{dq_{\text{cav}}}{dq_0} \right]} \right), \quad (\text{B.5})$$

式 (B.1) を用いれば、式 (B.5) は本文の式 (4.8) に一致する。もし参照面 (cav) におけるミラーが平面鏡である場合、式 (4.8) は $z_0^2 = -B_h D_h / A_h C_h$ の関係を用いて

$$\eta = \frac{2}{1 + \left(\frac{z_0}{d}\right)^2} \left(1 - \frac{A_h D_h + B_h C_h}{2 A_h C_h d} \right), \quad (\text{B.6})$$

と書ける。式 (B.4) や式 (B.6) の表現は参考文献 [59] と良く似ている。

本論文と参考文献 [59] の違いは 3 つある。1 つに本論文ではビーム径 w_0 をカー媒質の外でなく内側で定義した。2 つ目に δq_K は参考文献 [59] のようにカー媒質の有無を表現するのではなく、純粋なカーレンズ効果を評価するために用いた。3 つ目に参照面 (cav) のミラーは平面ミラーだけでなく、任意の曲率を持つ凹面鏡を考えた。これらの違いは本論文の議論を進めやすくするために生じたものである。

付録 C

Half-cut 共振器の色分散

Half-cut 共振器における色分散がパルス幅に及ぼす影響について議論する。図 C.1 に示すような光路 $A \rightarrow B \rightarrow C$ においてある周波数 ω_0 の光がどの程度の二次分散を持つかを計算する。以下の計算は文献 [61] を参考に行っている。

光路 $A \rightarrow B$ における光の位相変化は単純に $\psi = n\omega l/c$ で表現できるので、周波数 ω の光は

$$\psi_{AB}(\omega) = \psi_{AB}(\omega_0) + \frac{L_{AB}}{c} \left[n(\omega_0) + \omega_0 \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_0} \right] (\omega - \omega_0) + \frac{L_{AB}}{2c} \left[2 \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_0} + \omega_0 \left. \frac{d^2n}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \right] (\omega - \omega_0)^2 \quad (\text{C.1})$$

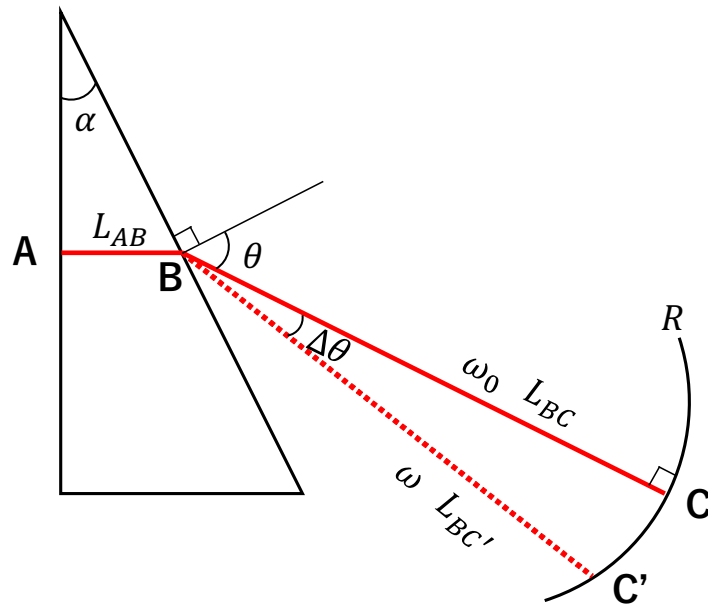


図 C.1 Half-cut 共振器の概略図

なる位相変化を起こす。従って光路 A → B での分散は

$$\left. \frac{d^2 \psi_{AB}}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} = \frac{L_{AB}}{c} \left[2 \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_0} + \omega_0 \left. \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \right] \quad (\text{C.2})$$

となる。この分散は材料中で生じる良く知られた二次分散であり、本論文におけるレーザー設計でも必ず考慮している値である。

光路 B → C では屈折により光路長が変化する。余弦定理より

$$R^2 = L_{BC'}^2 + (R - L_{BC})^2 - 2L_{BC'}(R - L_{BC})\cos(\pi - \Delta\theta) \quad (\text{C.3})$$

が成り立つので B → C の光路長は

$$L_{BC'} \approx L_{BC} + \frac{1}{2}L_{BC} \left(1 - \frac{L_{BC}}{R} \right) \Delta\theta^2 \quad (\text{C.4})$$

と書ける。ここでスネルの法則より $n(\omega_0)\sin\alpha = \sin\theta_0$, $n(\omega)\sin\alpha = \sin(\theta_0 + \Delta\theta)$ が成り立つので、 $\delta\theta$, $\omega - \omega_0$ が小さいとき

$$\Delta\theta = \frac{\sin\alpha}{\cos\theta} \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) \quad (\text{C.5})$$

が成り立つ。ここで θ が Brewster 角である場合 $\cos\theta = \sin\alpha$ が成り立つので光路 B → C での位相変化は

$$\psi_{BC}(\omega) = \frac{\omega L_{BC}}{c} \left[1 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{L_{BC}}{R} \right) \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_0}^2 (\omega - \omega_0)^2 \right] \quad (\text{C.6})$$

となる。従って光路 B → C での分散は

$$\left. \frac{d^2 \psi_{BC}}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} = \frac{\omega L_{BC}}{c} \left(1 - \frac{L_{BC}}{R} \right) \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_0}^2 \quad (\text{C.7})$$

となる。この分散は色分散による屈折角変化の効果を表しており、本節の議論の対象である。

図 3.2 のような Yb:Y₂O₃ のプリズムに $\lambda=1075$ nm の光が伝搬する状況を考える。他のパラメータは $R=3.5$ mm, $L_{AB}=0.5$ mm, $L_{BC}=3$ mm とした。屈折率は文献 [100] を参考にした。このとき B → C の色分散は $d^2 \psi_{BC}/d\omega^2|_{\omega_0} = 0.5\text{fs}^2$ と計算される。この値は図 3.4 で示す共振器分散の値と比較して十分小さいため、本共振器では色分散による屈折角変化の効果を無視できることがわかる。

付録 D

レーザー出力の線形安定性解析

式 (4.2)(4.3) で記述されるレーザー出力は \tilde{P}, \tilde{g} なる定常解を持つ。しかしながらこの定常解が安定解であるかどうかは非自明である。定常解 \tilde{P}, \tilde{g} が何らかの原因で $\delta P, \delta g$ だけ変化したときに解が再び \tilde{P}, \tilde{g} に落ち着くためには、 $\delta P, \delta g$ の時間微分 $d\delta P/dT, d\delta g/dT$ が負にならなければならない。いま $\tilde{P} + \delta P, \tilde{g} + \delta g$ を式 (4.2)(4.3) に代入すると $\delta P, \delta g$ に対する微分方程式

$$T_R \frac{d}{dT} \begin{pmatrix} \delta P \\ \delta g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\tilde{P} \frac{ds}{dP}|_{\tilde{P}} & \tilde{P} \\ -T_R \frac{\tilde{g}}{E_{\text{sat}}} & -T_R \left(\frac{1}{t_{\text{inv}}} + \frac{\tilde{P}}{E_{\text{sat}}} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta P \\ \delta g \end{pmatrix} \quad (\text{D.1})$$

が得られる。ここで $s(\tilde{P} + \delta P) \approx s(\tilde{P}) + \delta P ds/dP$ とした。

議論を簡略化するために $\delta P, \delta g$ の時間変化が $e^{\xi T}$ で書けると仮定する。この仮定により「 $d\delta P/dT, d\delta g/dT$ が負になる」という問題は「 ξ が負になる」という問題に帰着する。式 (D.1) は

$$\begin{vmatrix} -\tilde{P} \frac{ds}{dP}|_{\tilde{P}} - T_R \xi & \tilde{P} \\ -T_R \frac{\tilde{g}}{E_{\text{sat}}} & -T_R \left(\frac{1}{t_{\text{inv}}} + \frac{\tilde{P}}{E_{\text{sat}}} \right) - T_R \xi \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{D.2})$$

となるので、 ξ が負になるのは以下の 2 条件を満たすときである：

$$T_R \left(\frac{1}{t_{\text{inv}}} + \frac{\tilde{P}}{E_{\text{sat}}} \right) > -\tilde{P} \frac{ds}{dP}|_{\tilde{P}} \quad (\text{D.3})$$

$$-\frac{dg}{dP}|_{\tilde{P}} > -\frac{ds}{dP}|_{\tilde{P}} \quad (\text{D.4})$$

式 (D.4) の条件はレーザー発振時には必ず満たされるため考慮しなくて良い。式 (D.3) が定常解 \tilde{P}, \tilde{g} が安定解となる条件である。式 (D.3) は式 (4.4) と一致する。

付録 E

固体バルクレーザーにおける最短パルス幅の歴史

年	パルス幅 (fs)	利得媒質	文献
1991	60	Ti:sapphire	[6]
1992	17	Ti:sapphire	[138]
1993	11	Ti:sapphire	[139]
1995	8	Ti:sapphire	[140]
1996	7.5	Ti:sapphire	[141]
1997	6.5	Ti:sapphire	[142]
1999	5	Ti:sapphire	[16]
2000	5	Ti:sapphire	[15]
2001	5	Ti:sapphire	[14]
2008	4.4	Ti:sapphire	[17]
1995	540	Yb : Y ₃ Al ₅ O ₁₂	[143]
1996	340	Yb : Y ₃ Al ₅ O ₁₂	[64]
1997	160	Yb:glass	[144]
1998	58	Yb:glass	[145]
2006	47	Yb : CaGdAlO ₄	[146]
2010	42	Yb : Ca ₄ YO(BO ₃) ₃	[147]
2011	35	Yb : Y ₃ Al ₅ O ₁₂	[148]
2011	35	Yb : Ca ₄ YO(BO ₃) ₃	[149]
2014	32	Yb : CaGdAlO ₄	[126]
2016	30	Yb : CaYAlO ₄	[119]
2019	22	Yb : CaGdAlO ₄	本研究

付録 F

レーザー媒質のラマン特性

本論文で使用した 3 つレーザー媒質、Yb:CALGO 結晶、Yb:KYW 結晶、Yb : Y₂O₃ セラミックスのラマンスペクトルを図 F.1(a) に示す。励起光には波長 514 nm の CW レーザーを用いた。Yb:KYW は波数 765 cm⁻¹ と 905 cm⁻¹ に大きなピークが観測された。これらのラマン利得係数は 1060 nm 励起時に $g_{R,KYW} \approx 3.6$ cm/GW と報告されている [150]。従って、Yb : Y₂O₃, Yb:CALGO の利得係数はそれぞれ $g_{R,Y_2O_3} \approx 0.1$ cm/GW, $g_{R,CALGO} \approx 0.01$ cm/GW と見積もられる。Yb:CALGO の特徴としてラマンスペクトルが広帯域かつ扁平なことが挙げられる。特に波数 1000~1500 cm⁻¹ のピークは報告例のないピークである。このピークは Yb:CALGO の酸素欠陥によるものと考えられる [151]。また Yb:CALGO のラマンスペクトルは図 F.1(b) に示すように強いバックグラウンドを持つ。これは色中心からの発光と考えられるため、多項式でフィッティングした後に差し引いた。図 6.5 や図 6.8 のラマン利得スペクトルは、これらのデータとパルスのメインスペクトルを畳み込むことで計算している。

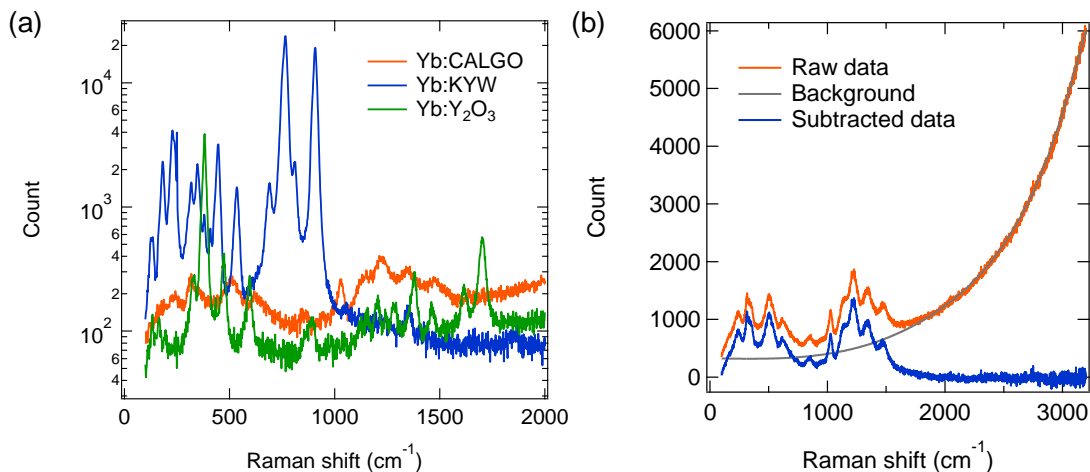


図 F.1 ラマンスペクトル。(a)Yb:CALGO 結晶、Yb:KYW 結晶、Yb : Y₂O₃ セラミックスのラマンスペクトル。(b)Yb:CALGO のラマンスペクトルとバックグラウンドの差し引き

付録 G

ケリーサイドバンド

超短パルスは共振器内で理想的にはソリトンとして振る舞う。しかしながら何らかの摂動によりソリトンが崩れ、分散波と呼ばれる「孤立波ではない」光を放出することがある。摂動が周期的な光増幅の場合はケリーサイドバンド [103]、3 次以上の分散の場合はチェレンコフ放射と呼ばれることが多い [152, 153]。超短パルス共振器内で分散波が生じるには、ソリトンと分散波の間で位相整合を満たす必要がある。位相整合条件は以下のように書ける：

$$\sum_{m=2}^{\infty} \frac{\psi_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m = \frac{\psi_2}{2} \frac{1}{\tau_0^2} + 2\pi n \quad (\text{G.1})$$

ここで ψ_m は m 次の分散、 τ_0 はパルス幅、 n は整数を表す。式 (G.1) の左辺は分散波の位相、右辺第一項はソリトンの位相である。この条件を満たす周波数 ω の分散波が発生する。

いま図 6.5(c) におけるピークについて考える。図 6.7 から 3 次までの分散は $\psi_2 = -450\text{fs}^2$ 、 $\psi_3 = 14000\text{fs}^3$ である。またパルス幅は $\tau_0 = 68\text{fs}^2$ であるから、分散波の波長は表 G のように見積もられる。 $m = 0$ の波長が図 6.5 の P_k と一致していることがわかる。加えて P_k はメインパルスのスペクトル幅が広がりパルス幅が短くなるにつれて赤方偏移しており、この振る舞いは式 (G.1) と一致する。

表 G.1 三次分散まで考慮した際の分散波の波長

m	波長 (nm)
-2	1190
-1	1165
0	1120
1	986
2	969

参考文献

- [1] Arthur L Schawlow and Charles H Townes. Infrared and optical masers. *Physical Review*, Vol. 112, No. 6, p. 1940, 1958.
- [2] Theodore H Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *nature*, Vol. 187, No. 4736, pp. 493–494, 1960.
- [3] CV Shank and EP Ippen. Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser. *Applied Physics Letters*, Vol. 24, No. 8, pp. 373–375, 1974.
- [4] Herman A Haus. Mode-locking of lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, No. 6, pp. 1173–1185, 2000.
- [5] Ahmed H Zewail. Femtochemistry: Atomic-scale dynamics of the chemical bond. *The Journal of Physical Chemistry A*, Vol. 104, No. 24, pp. 5660–5694, 2000.
- [6] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, Vol. 16, No. 1, pp. 42–44, Jan 1991.
- [7] Thomas Brabec, Ch Spielmann, PF Curley, and Ferenc Krausz. Kerr lens mode locking. *Optics letters*, Vol. 17, No. 18, pp. 1292–1294, 1992.
- [8] Gerard A Mourou, Detao Du, Subrata K Dutta, Victor Elner, Ron Kurtz, Paul R Lichter, Xinbing Liu, Peter P Pronko, and Jeffrey A Squier. Method for controlling configuration of laser induced breakdown and ablation, August 12 1997. US Patent 5,656,186.
- [9] Scott A Diddams, David J Jones, Jun Ye, Steven T Cundiff, John L Hall, Jinendra K Ranka, Robert S Windeler, Ronald Holzwarth, Thomas Udem, and Theodor W Hänsch. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 thz femtosecond laser comb. *Physical review letters*, Vol. 84, No. 22, p. 5102, 2000.
- [10] R Holzwarth, Th Udem, Th W Hänsch, JC Knight, WJ Wadsworth, and P St J Russell. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. *Physical review letters*, Vol. 85, No. 11, p. 2264, 2000.
- [11] David J Jones, Scott A Diddams, Jinendra K Ranka, Andrew Stentz, Robert S Windeler, John L Hall, and Steven T Cundiff. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*, Vol. 288, No. 5466, pp. 635–639, 2000.
- [12] Pierre-Marie Paul, Elena S Toma, Pierre Breger, Genevive Mullot, Frédérique Augé,

- Ph Balcou, Harm Geert Muller, and Pierre Agostini. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation. *Science*, Vol. 292, No. 5522, pp. 1689–1692, 2001.
- [13] M Hentschel, R Kienberger, Ch Spielmann, Georg A Reider, N Milosevic, Thomas Brabec, Paul Corkum, Ulrich Heinzmann, Markus Drescher, and Ferenc Krausz. Attosecond metrology. *Nature*, Vol. 414, No. 6863, pp. 509–513, 2001.
- [14] Richard Ell, Uwe Morgner, Franz X Kärtner, James G Fujimoto, Erich P Ippen, V Scheuer, Gregor Angelow, Theo Tschudi, Max J Lederer, Alex Boiko, et al. Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a ti: sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 26, No. 6, pp. 373–375, 2001.
- [15] DH Sutter, L Gallmann, N Matuschek, F Morier-Genoud, V Scheuer, G Angelow, T Tschudi, G Steinmeyer, and U Keller. Sub-6-fs pulses from a sesam-assisted kerr-lens modelocked ti: sapphire laser: at the frontiers of ultrashort pulse generation. *Applied Physics B*, Vol. 70, No. 1, pp. S5–S12, 2000.
- [16] U Morgner, FX Kärtner, SH Cho, Y Chen, HA Haus, JG Fujimoto, EP Ippen, V Scheuer, G Angelow, and T Tschudi. Sub-two-cycle pulses from a kerr-lens mode-locked ti: sapphire laser: addenda. *Optics Letters*, Vol. 24, No. 13, pp. 920–920, 1999.
- [17] Stefan Rausch, Thomas Binhammer, Anne Harth, Jungwon Kim, Richard Ell, Franz X Kärtner, and Uwe Morgner. Controlled waveforms on the single-cycle scale from a femtosecond oscillator. *Optics express*, Vol. 16, No. 13, pp. 9739–9745, 2008.
- [18] Takuma Nakamura, Josue Davila-Rodriguez, Holly Leopardi, Jeff A Sherman, Tara M Fortier, Xiaojun Xie, Joe C Campbell, William F McGrew, Xiaogang Zhang, Youssef S Hassan, et al. Coherent optical clock down-conversion for microwave frequencies with 10- 18 instability. *Science*, Vol. 368, No. 6493, pp. 889–892, 2020.
- [19] Cecilia Clivati, Roberto Ambrosini, Thomas Artz, Alessandra Bertarini, Claudio Bortolotti, Matteo Frittelli, Filippo Levi, Alberto Mura, Giuseppe Maccaferri, Mauro Nanni, et al. A vlbi experiment using a remote atomic clock via a coherent fibre link. *Scientific reports*, Vol. 7, p. 40992, 2017.
- [20] Paolo Ghelfi, Francesco Laghezza, Filippo Scotti, Giovanni Serafino, Amerigo Capria, Sergio Pinna, Daniel Onori, Claudio Porzi, Mirco Scaffardi, Antonio Malacarne, et al. A fully photonics-based coherent radar system. *Nature*, Vol. 507, No. 7492, pp. 341–345, 2014.
- [21] Hao Hu, Francesco Da Ros, Minhao Pu, Feihong Ye, Kasper Ingerslev, Edson Porto da Silva, Md Nooruzzaman, Yoshimichi Amma, Yusuke Sasaki, Takayuki Mizuno, et al. Single-source chip-based frequency comb enabling extreme parallel data transmission. *Nature Photonics*, Vol. 12, No. 8, pp. 469–473, 2018.
- [22] Richard A McCracken, Jake M Charsley, and Derryck T Reid. A decade of astrocombs: recent advances in frequency combs for astronomy. *Optics express*, Vol. 25, No. 13, pp.

- 15058–15078, 2017.
- [23] Tobias Herr and Richard A McCracken. Astrocombs: Recent advances. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 31, No. 23, pp. 1890–1893, 2019.
- [24] Scott A Diddams, Leo Hollberg, and Vela Mbele. Molecular fingerprinting with the resolved modes of a femtosecond laser frequency comb. *Nature*, Vol. 445, No. 7128, pp. 627–630, 2007.
- [25] Can Kerse, Hamit Kalaycıoğlu, Parviz Elahi, Barbaros Çetin, Denizhan K Kesim, Önder Akçaalan, Seydi Yavaş, Mehmet D Aşık, Bülent Öktem, Heinar Hoogland, et al. Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses. *Nature*, Vol. 537, No. 7618, pp. 84–88, 2016.
- [26] Mamoru Endo, Shota Kimura, Shuntaro Tani, and Yohei Kobayashi. Coherent control of acoustic phonons in a silica fiber using a multi-ghz optical frequency comb. *arXiv preprint arXiv:2004.09265*, 2020.
- [27] 遠藤護. Multi-ghz 光周波数コムによる精密分光研究, 2016.
- [28] Tilo Steinmetz, Tobias Wilken, C Araujo-Hauck, Ronald Holzwarth, TW Hänsch, and Thomas Udem. Fabry–pérot filter cavities for wide-spaced frequency combs with large spectral bandwidth. *Applied Physics B*, Vol. 96, No. 2-3, pp. 251–256, 2009.
- [29] David R Carlson, Daniel D Hickstein, Wei Zhang, Andrew J Metcalf, Franklyn Quinlan, Scott A Diddams, and Scott B Papp. Ultrafast electro-optic light with subcycle control. *Science*, Vol. 361, No. 6409, pp. 1358–1363, 2018.
- [30] Tobias Herr, Victor Brasch, John D Jost, Christine Y Wang, Nikita M Kondratiev, Michael L Gorodetsky, and Tobias J Kippenberg. Temporal solitons in optical microresonators. *Nature Photonics*, Vol. 8, No. 2, pp. 145–152, 2014.
- [31] Myoung-Gyun Suh and Kerry Vahala. Gigahertz-repetition-rate soliton microcombs. *Optica*, Vol. 5, No. 1, pp. 65–66, 2018.
- [32] Amos Martinez and Shinji Yamashita. Multi-gigahertz repetition rate passively mode-locked fiber lasers using carbon nanotubes. *Optics express*, Vol. 19, No. 7, pp. 6155–6163, 2011.
- [33] Lukas Krainer, Rüdiger Paschotta, Steve Lecomte, Michael Moser, Kurt J Weingarten, and Ursula Keller. Compact nd: Yvo/sub 4/lasers with pulse repetition rates up to 160 ghz. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 38, No. 10, pp. 1331–1338, 2002.
- [34] Mario Mangold, Christian A Zaugg, Sandro M Link, Matthias Golling, Bauke W Tilma, and Ursula Keller. Pulse repetition rate scaling from 5 to 100 ghz with a high-power semiconductor disk laser. *Optics Express*, Vol. 22, No. 5, pp. 6099–6107, 2014.
- [35] Aline S Mayer, Christopher R Phillips, and Ursula Keller. Watt-level 10-gigahertz solid-state laser enabled by self-defocusing nonlinearities in an aperiodically poled crystal. *Nature communications*, Vol. 8, No. 1, pp. 1–8, 2017.

- [36] Songtao Liu, Xinru Wu, Daehwan Jung, Justin C Norman, MJ Kennedy, Hon K Tsang, Arthur C Gossard, and John E Bowers. High-channel-count 20 ghz passively mode-locked quantum dot laser directly grown on si with 4.1 tbit/s transmission capacity. *Optica*, Vol. 6, No. 2, pp. 128–134, 2019.
- [37] Albrecht Bartels, Dirk Heinecke, and Scott A Diddams. Passively mode-locked 10 ghz femtosecond ti: sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 33, No. 16, pp. 1905–1907, 2008.
- [38] Mamoru Endo, Isao Ito, and Yohei Kobayashi. Direct 15-ghz mode-spacing optical frequency comb with a kerr-lens mode-locked yb: Y₂O₃ ceramic laser. *Optics express*, Vol. 23, No. 2, pp. 1276–1282, 2015.
- [39] 木村祥太. Yb ドープ固体レーザーによる超高繰り返し超短パルス光発生. Master’s thesis, 東京大学, 2018.
- [40] Goëry Genty, Stéphane Coen, and John M Dudley. Fiber supercontinuum sources. *JOSA B*, Vol. 24, No. 8, pp. 1771–1785, 2007.
- [41] Malini Ramaswamy-Paye and JG Fujimoto. Compact dispersion-compensating geometry for kerr-lens mode-locked femtosecond lasers. *Optics letters*, Vol. 19, No. 21, pp. 1756–1758, 1994.
- [42] Albrecht Bartels, Thomas Dekorsy, and Heinrich Kurz. Femtosecond ti: sapphire ring laser with a 2-ghz repetition rate and its application in time-resolved spectroscopy. *Optics letters*, Vol. 24, No. 14, pp. 996–998, 1999.
- [43] Tatsuya Tomaru. Two-element-cavity femtosecond cr⁴⁺: Yag laser operating at a 2.6-ghz repetition rate. *Optics Letters*, Vol. 26, No. 18, pp. 1439–1441, 2001.
- [44] CG Leburn, AA Lagatsky, CTA Brown, and W Sibbett. Femtosecond cr⁴⁺: Yag laser with a 4ghz pulse repetition rate. In *Advanced Solid-State Photonics*, p. WE4. Optical Society of America, 2004.
- [45] Albrecht Bartels, Raphael Gebs, Matthew S Kirchner, and Scott A Diddams. Spectrally resolved optical frequency comb from a self-referenced 5 ghz femtosecond laser. *Optics letters*, Vol. 32, No. 17, pp. 2553–2555, 2007.
- [46] Albrecht Bartels, Dirk Heinecke, and Scott A Diddams. 10-ghz self-referenced optical frequency comb. *Science*, Vol. 326, No. 5953, pp. 681–681, 2009.
- [47] ITU-R M2083-0. Imt vision—framework and overall objectives of the future development of imt for 2020 and beyond, 2015.
- [48] 配位子場理論とその応用. 物理科学選書. 裳華房, 1976.
- [49] Anthony E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [50] Yingchao Yan, Anne Jans Faber, and Henk De Waal. Luminescence quenching by oh groups in highly er-doped phosphate glasses. *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vol. 181, No. 3, pp. 283–290, 1995.
- [51] Joseph F Pinto, Leon Esterowitz, Gregg H Rosenblatt, Milan Kokta, and Dennis Per-

- essini. Improved ti: sapphire laser performance with new high figure of merit crystals. *IEEE journal of quantum electronics*, Vol. 30, No. 11, pp. 2612–2616, 1994.
- [52] Anthony J Alfrey. Modeling of longitudinally pumped cw ti: sapphire laser oscillators. *IEEE journal of quantum electronics*, Vol. 25, No. 4, pp. 760–766, 1989.
- [53] WR Rapoport and Chandra P Khattak. Titanium sapphire laser characteristics. *Applied optics*, Vol. 27, No. 13, pp. 2677–2684, 1988.
- [54] A. Weiner. *Ultrafast Optics*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2011.
- [55] E. Hecht. *Optics*. Pearson, 2012.
- [56] A. Yariv and P.E.E.A. Yariv. *Quantum Electronics*. Wiley, 1989.
- [57] J-P Taché. Ray matrices for tilted interfaces in laser resonators. *Applied optics*, Vol. 26, No. 3, pp. 427–429, 1987.
- [58] SJ Sheldon, LV Knight, and JM Thorne. Laser-induced thermal lens effect: a new theoretical model. *Applied optics*, Vol. 21, No. 9, pp. 1663–1669, 1982.
- [59] Hermann A Haus, James G Fujimoto, and Erich P Ippen. Analytic theory of additive pulse and kerr lens mode locking. *IEEE Journal of quantum electronics*, Vol. 28, No. 10, pp. 2086–2096, 1992.
- [60] Vittorio Magni, Giulio Cerullo, and Sandro De Silvestri. Abcd matrix analysis of propagation of gaussian beams through kerr media. *Optics Communications*, Vol. 96, No. 4-6, pp. 348–355, 1993.
- [61] J.C. Diels, W. Rudolph, P.F. Liao, and P. Kelley. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Optics and photonics. Elsevier Science, 2006.
- [62] Hermann Haus. Theory of mode locking with a slow saturable absorber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11, No. 9, pp. 736–746, 1975.
- [63] Hermann A Haus. Theory of mode locking with a fast saturable absorber. *Journal of Applied Physics*, Vol. 46, No. 7, pp. 3049–3058, 1975.
- [64] Ursula Keller, Kurt J Weingarten, Franz X Kartner, Daniel Kopf, Bernd Braun, Isabella D Jung, Regula Fluck, Clemens Honninger, Nicolai Matuschek, and J Aus Der Au. Semiconductor saturable absorber mirrors (sesam's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. *IEEE Journal of selected topics in QUANTUM ELECTRONICS*, Vol. 2, No. 3, pp. 435–453, 1996.
- [65] K Tamura, HA Haus, and EP Ippen. Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser. *Electronics Letters*, Vol. 28, No. 24, pp. 2226–2228, 1992.
- [66] Martin Hofer, Martin E Fermann, F Haberl, MH Ober, and AJ Schmidt. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation. *Optics letters*, Vol. 16, No. 7, pp. 502–504, 1991.
- [67] Erich P Ippen, Hermann A Haus, and LY Liu. Additive pulse mode locking. *JOSA B*, Vol. 6, No. 9, pp. 1736–1745, 1989.

- [68] Wolfgang Hänsel, Heinar Hoogland, Michele Giunta, Sebastian Schmid, Tilo Steinmetz, Ralf Doubek, Peter Mayer, Sven Dobner, Carsten Cleff, Marc Fischer, et al. All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation. In *Exploring the World with the Laser*, pp. 331–340. Springer, 2018.
- [69] Andy Chong, Joel Buckley, Will Renninger, and Frank Wise. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser. *Optics express*, Vol. 14, No. 21, pp. 10095–10100, 2006.
- [70] Zhanwei Liu, Zachary M Ziegler, Logan G Wright, and Frank W Wise. Megawatt peak power from a mamyshev oscillator. *Optica*, Vol. 4, No. 6, pp. 649–654, 2017.
- [71] M Becker, D Kuizenga, and A Siegman. Harmonic mode locking of the nd: Yag laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 8, No. 8, pp. 687–693, 1972.
- [72] A. Hasegawa and M. Matsumoto. *Optical Solitons in Fibers*. Springer Series in Photonics. Springer Berlin Heidelberg, 2002.
- [73] OE Martinez, RL Fork, and James P Gordon. Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion. *Optics letters*, Vol. 9, No. 5, pp. 156–158, 1984.
- [74] Hermann A Haus, James G Fujimoto, and Erich P Ippen. Structures for additive pulse mode locking. *JOSA B*, Vol. 8, No. 10, pp. 2068–2076, 1991.
- [75] Bob Proctor, Erik Westwig, and Frank Wise. Characterization of a kerr-lens mode-locked ti: sapphire laser with positive group-velocity dispersion. *Optics letters*, Vol. 18, No. 19, pp. 1654–1656, 1993.
- [76] Philippe Grelu and Nail Akhmediev. Dissipative solitons for mode-locked lasers. *Nature photonics*, Vol. 6, No. 2, pp. 84–92, 2012.
- [77] WH Renninger, A Chong, and FW Wise. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers. *Physical Review A*, Vol. 77, No. 2, p. 023814, 2008.
- [78] RL Fork, OE Martinez, and JP Gordon. Negative dispersion using pairs of prisms. *Optics letters*, Vol. 9, No. 5, pp. 150–152, 1984.
- [79] 鍋川康夫. 超短パルス高出力レーザーの研究, 2000.
- [80] R Szpöcs and A Köházi-Kis. Theory and design of chirped dielectric laser mirrors. *Applied Physics B Lasers and Optics*, Vol. 65, pp. 115–136, 1997.
- [81] B Golubovic, RR Austin, MK Steiner-Shepard, MK Reed, Scott A Diddams, DJ Jones, and Amelia G Van Engen. Double gires-tournois interferometer negative-dispersion mirrors for use in tunable mode-locked lasers. *Optics letters*, Vol. 25, No. 4, pp. 275–277, 2000.
- [82] J Heppner and J Kuhl. Intracavity chirp compensation in a colliding pulse mode-locked laser using thin-film interferometers. *Applied physics letters*, Vol. 47, No. 5, pp. 453–455, 1985.
- [83] K Tamura, EP Ippen, and HA Haus. Pulse dynamics in stretched-pulse fiber lasers.

- Applied physics letters*, Vol. 67, No. 2, pp. 158–160, 1995.
- [84] FÖ Ilday, JR Buckley, WG Clark, and FW Wise. Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser. *Physical review letters*, Vol. 92, No. 21, p. 213902, 2004.
- [85] G.P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Electronics & Electrical. Elsevier Science, 2007.
- [86] EP Ippen, LY Liu, and HA Haus. Self-starting condition for additive-pulse mode-locked lasers. *Optics letters*, Vol. 15, No. 3, pp. 183–185, 1990.
- [87] HA Haus and EP Ippen. Self-starting of passively mode-locked lasers. *Optics letters*, Vol. 16, No. 17, pp. 1331–1333, 1991.
- [88] Ferenc Krausz, Thomas Brabec, and Ch Spielmann. Self-starting passive mode locking. *Optics letters*, Vol. 16, No. 4, pp. 235–237, 1991.
- [89] Ariel Gordon, Omri Gat, Baruch Fischer, and Franz X Kärtner. Self-starting of passive mode locking. *Optics express*, Vol. 14, No. 23, pp. 11142–11154, 2006.
- [90] Norihiko Nishizawa, Lei Jin, Hiromichi Kataura, and Youichi Sakakibara. Dynamics of a dispersion-managed passively mode-locked er-doped fiber laser using single wall carbon nanotubes. In *Photonics*, Vol. 2, pp. 808–824. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2015.
- [91] Norihiko Nishizawa, Hayato Suga, and Masahito Yamanaka. Investigation of dispersion-managed, polarization-maintaining er-doped figure-nine ultrashort-pulse fiber laser. *Optics express*, Vol. 27, No. 14, pp. 19218–19232, 2019.
- [92] Ferenc Krausz and Thomas Brabec. Passive mode locking in standing-wave laser resonators. *Optics letters*, Vol. 18, No. 11, pp. 888–890, 1993.
- [93] Jonathan Brons, Vladimir Pervak, Elena Fedulova, Dominik Bauer, Dirk Sutter, Vladimir Kalashnikov, Alexander Apolonskiy, Oleg Pronin, and Ferenc Krausz. Energy scaling of kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators. *Optics letters*, Vol. 39, No. 22, pp. 6442–6445, 2014.
- [94] Th Brabec, Ch Spielmann, and F Krausz. Limits of pulse shortening in solitary lasers. *Optics letters*, Vol. 17, No. 10, pp. 748–750, 1992.
- [95] Joachim Herrmann. Theory of kerr-lens mode locking: role of self-focusing and radially varying gain. *Josa b*, Vol. 11, No. 3, pp. 498–512, 1994.
- [96] Ja-Hon Lin, Ming-Dar Wei, Wen-Feng Hsieh, and Hsiao-Hua Wu. Cavity configurations for soft-aperture kerr-lens mode locking and multiple-period bifurcations in ti: sapphire lasers. *JOSA B*, Vol. 18, No. 8, pp. 1069–1075, 2001.
- [97] BE Bouma and JG Fujimoto. Compact kerr-lens mode-locked resonators. *Optics Letters*, Vol. 21, No. 2, pp. 134–136, 1996.
- [98] F.A. Jenkins, H.E. White, and joint author White. *Fundamentals of Optics*. International student edition. McGraw-Hill, 1976.
- [99] H Kogelnik, E Ippen, Andrew Dienes, and C Shank. Astigmatically compensated cavities

- for cw dye lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 8, No. 3, pp. 373–379, 1972.
- [100] Yutaka Nigara. Measurement of the optical constants of yttrium oxide. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 7, No. 4, p. 404, 1968.
- [101] 平等拓範. レーザービーム品質測定の基礎. レーザー研究, Vol. 26, No. 10, pp. 723–729, 1998.
- [102] Yu Senatsky, A Shirakawa, Y Sato, J Hagiwara, J Lu, K Ueda, H Yagi, and T Yanagitani. Nonlinear refractive index of ceramic laser media and perspectives of their usage in a high-power laser-driver. *Laser Physics Letters*, Vol. 1, No. 10, p. 500, 2004.
- [103] SMJ Kelly. Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton. *Electronics Letters*, Vol. 28, No. 8, pp. 806–807, 1992.
- [104] Franz X Kaertner, Luigi R Brovelli, Daniel Kopf, Markus Kamp, Irio G Calasso, and Ursula Keller. Control of solid state laser dynamics by semiconductor devices. *Optical Engineering*, Vol. 34, No. 7, pp. 2024–2037, 1995.
- [105] Rudiger Paschotta, Johan Nilsson, Anne C Tropper, and David C Hanna. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of quantum electronics*, Vol. 33, No. 7, pp. 1049–1056, 1997.
- [106] Can Kerse, Hamit Kalaycioğlu, Parviz Elahi, Önder Akçaalan, and F Ömer Ilday. 3.5-ghz intra-burst repetition rate ultrafast yb-doped fiber laser. *Optics Communications*, Vol. 366, pp. 404–409, 2016.
- [107] Shota Kimura, Shuntaro Tani, and Yohei Kobayashi. Kerr-lens mode locking above a 20 ghz repetition rate. *Optica*, Vol. 6, No. 5, pp. 532–533, 2019.
- [108] H Haus. Parameter ranges for cw passive mode locking. *IEEE journal of Quantum Electronics*, Vol. 12, No. 3, pp. 169–176, 1976.
- [109] Clemens Hönninger, Rüdiger Paschotta, F Morier-Genoud, M Moser, and Ursula Keller. Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking. *JOSA B*, Vol. 16, No. 1, pp. 46–56, 1999.
- [110] TR Schibli, ER Thoen, FX Kärtner, and EP Ippen. Suppression of q-switched mode locking and break-up into multiple pulses by inverse saturable absorption. *Applied Physics B*, Vol. 70, No. 1, pp. S41–S49, 2000.
- [111] Adrian Schlatter, Simon C Zeller, Rachel Grange, Rüdiger Paschotta, and Ursula Keller. Pulse-energy dynamics of passively mode-locked solid-state lasers above the q-switching threshold. *JOSA B*, Vol. 21, No. 8, pp. 1469–1478, 2004.
- [112] Dominik Waldburger, Sandro M Link, Mario Mangold, Cesare GE Alfieri, Emilio Gini, Matthias Golling, Bauke W Tilma, and Ursula Keller. High-power 100 fs semiconductor disk lasers. *Optica*, Vol. 3, No. 8, pp. 844–852, 2016.
- [113] Daiki Okazaki, Hayato Arai, Anton Anisimov, Esko I Kauppinen, Shohei Chiashi, Shigeo

- Maruyama, Norihito Saito, and Satoshi Ashihara. Self-starting mode-locked cr: Zns laser using single-walled carbon nanotubes with resonant absorption at 2.4 μm . *Optics letters*, Vol. 44, No. 7, pp. 1750–1753, 2019.
- [114] A Diebold, T Zengerle, CGE Alfieri, C Schriber, Florian Emaury, M Mangold, M Hoffmann, Clara J Saraceno, M Golling, D Follman, et al. Optimized sesams for kilowatt-level ultrafast lasers. *Optics express*, Vol. 24, No. 10, pp. 10512–10526, 2016.
- [115] A Shirakawa, K Takaichi, H Yagi, JF Bisson, J Lu, M Musha, K Ueda, T Yanagitani, TS Petrov, and AA Kaminskii. Diode-pumped mode-locked yb 3+: Y 2 o 3 ceramic laser. *Optics Express*, Vol. 11, No. 22, pp. 2911–2916, 2003.
- [116] Stephen J Beecher, Tina L Parsonage, Jacob I Mackenzie, Katherine A Sloyan, James A Grant-Jacob, and Robert W Eason. Diode-end-pumped 1.2 w yb: Y 2 o 3 planar waveguide laser. *Optics express*, Vol. 22, No. 18, pp. 22056–22061, 2014.
- [117] Shota Kimura, Shuntaro Tani, and Yohei Kobayashi. Q-switching stability limits of kerr-lens mode locking. *Physical Review A*, Vol. 102, No. 4, p. 043505, 2020.
- [118] J Kong, DY Tang, J Lu, and K Ueda. Spectral characteristics of a yb-doped y 2 o 3 ceramic laser. *Applied Physics B*, Vol. 79, No. 4, pp. 449–455, 2004.
- [119] Jie Ma, Haitao Huang, Kaijie Ning, Xiaodong Xu, Guoqiang Xie, Liejia Qian, Kian Ping Loh, and Dingyuan Tang. Generation of 30 fs pulses from a diode-pumped graphene mode-locked yb: Cayalo 4 laser. *Optics letters*, Vol. 41, No. 5, pp. 890–893, 2016.
- [120] A. Yariv. *Quantum electronics*. Wiley, 1989.
- [121] H Ml Pask. The design and operation of solid-state raman lasers. *Progress in Quantum Electronics*, Vol. 27, No. 1, pp. 3–56, 2003.
- [122] Sergey A Babin, Evgeniy V Podivilov, Denis S Kharenko, Anastasia E Bednyakova, Mikhail P Fedoruk, Vladimir L Kalashnikov, and Alexander Apolonski. Multicolour nonlinearly bound chirped dissipative solitons. *Nature communications*, Vol. 5, No. 1, pp. 1–6, 2014.
- [123] Shota Kimura, Takuma Nakamura, Shuntaro Tani, and Yohei Kobayashi. Anomalous spectral broadening in high quality-factor, 1-ghz mode-locked oscillator using yb: Calgo crystal. In *2018 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR)*, pp. 1–2. IEEE, 2018.
- [124] Clifford Headley and Govind P Agrawal. Unified description of ultrafast stimulated raman scattering in optical fibers. *JOSA B*, Vol. 13, No. 10, pp. 2170–2177, 1996.
- [125] Qi-Fan Yang, Xu Yi, Ki Youl Yang, and Kerry Vahala. Stokes solitons in optical microcavities. *Nature Physics*, Vol. 13, No. 1, pp. 53–57, 2017.
- [126] P Sévillano, Patrick Georges, Frédéric Druon, D Descamps, and E Cormier. 32-fs kerr-lens mode-locked yb: Cagdalo 4 oscillator optically pumped by a bright fiber laser. *Optics Letters*, Vol. 39, No. 20, pp. 6001–6004, 2014.

- [127] Shota Kimura, Shuntaro Tani, and Yohei Kobayashi. Raman-assisted broadband mode-locked laser. *Scientific reports*, Vol. 9, No. 1, pp. 1–6, 2019.
- [128] Mamoru Endo, Akira Ozawa, and Yohei Kobayashi. Kerr-lens mode-locked yb: Kyw laser at 4.6-ghz repetition rate. *Optics Express*, Vol. 20, No. 11, pp. 12191–12197, 2012.
- [129] Mamoru Endo, Akira Ozawa, and Yohei Kobayashi. 6-ghz, kerr-lens mode-locked yb: Lu₂O₃ ceramic laser for comb-resolved broadband spectroscopy. *Optics letters*, Vol. 38, No. 21, pp. 4502–4505, 2013.
- [130] Selina Pekarek, Alexander Klenner, Thomas Südmeyer, Christian Fiebig, Katrin Paschke, Götz Erbert, and Ursula Keller. Femtosecond diode-pumped solid-state laser with a repetition rate of 4.8 ghz. *Optics express*, Vol. 20, No. 4, pp. 4248–4253, 2012.
- [131] Alexander Klenner and Ursula Keller. All-optical q-switching limiter for high-power gigahertz modelocked diode-pumped solid-state lasers. *Optics Express*, Vol. 23, No. 7, pp. 8532–8544, 2015.
- [132] Shinji Yamashita, Yusuke Inoue, Kevin Hsu, Tomoharu Kotake, Hiroshi Yaguchi, Daisuke Tanaka, Mark Jablonski, and Sze Y Set. 5-ghz pulsed fiber fabry-pe/spl acute/rot laser mode-locked using carbon nanotubes. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 4, pp. 750–752, 2005.
- [133] Amos Martinez and Shinji Yamashita. 10 ghz fundamental mode fiber laser using a graphene saturable absorber. *Applied Physics Letters*, Vol. 101, No. 4, p. 041118, 2012.
- [134] Martin Hoffmann, Oliver D Sieber, Valentin J Wittwer, Igor L Krestnikov, Daniil A Livshits, Yohan Barbarin, Thomas Südmeyer, and Ursula Keller. Femtosecond high-power quantum dot vertical external cavity surface emitting laser. *Optics Express*, Vol. 19, No. 9, pp. 8108–8116, 2011.
- [135] P Klopp, U Griebner, M Zorn, and M Weyers. Pulse repetition rate up to 92 ghz or pulse duration shorter than 110 fs from a mode-locked semiconductor disk laser. *Applied Physics Letters*, Vol. 98, No. 7, p. 071103, 2011.
- [136] Oliver D Sieber, Valentin J Wittwer, Mario Mangold, Martin Hoffmann, Matthias Golling, Thomas Südmeyer, and Ursula Keller. Femtosecond vecsel with tunable multi-gigahertz repetition rate. *Optics express*, Vol. 19, No. 23, pp. 23538–23543, 2011.
- [137] Mario Mangold, Valentin J Wittwer, Christian A Zaugg, Sandro M Link, Matthias Golling, Bauke W Tilma, and Ursula Keller. Femtosecond pulses from a modelocked integrated external-cavity surface emitting laser (mixsel). *Optics express*, Vol. 21, No. 21, pp. 24904–24911, 2013.
- [138] Chung-Po Huang, Melanie T Asaki, Sterling Backus, Margaret M Murnane, Henry C Kapteyn, and Howard Nathel. 17-fs pulses from a self-mode-locked ti: sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 17, No. 18, pp. 1289–1291, 1992.
- [139] Melanie T Asaki, Chung-Po Huang, Dennis Garvey, Jianping Zhou, Henry C Kapteyn,

- and Margaret M Murnane. Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked ti: sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 18, No. 12, pp. 977–979, 1993.
- [140] A Stingl, M Lenzner, Ch Spielmann, F Krausz, and R Szipöcs. Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled ti: sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 20, No. 6, pp. 602–604, 1995.
- [141] Lin Xu, Christian Spielmann, Ferenc Krausz, and Robert Szipöcs. Ultrabroadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation. *Optics letters*, Vol. 21, No. 16, pp. 1259–1261, 1996.
- [142] ID Jung, FX Kärtner, NI Matuschek, DH Sutter, F Morier-Genoud, G Zhang, U Keller, V Scheuer, M Tilsch, and T Tschudi. Self-starting 6.5-fs pulses from a ti: sapphire laser. *Optics letters*, Vol. 22, No. 13, pp. 1009–1011, 1997.
- [143] C Hönninger, G Zhang, U Keller, and A Giesen. Femtosecond yb: Yag laser using semiconductor saturable absorbers. *Optics letters*, Vol. 20, No. 23, pp. 2402–2404, 1995.
- [144] V Petrov, U Griebner, D Ehrt, and W Seeber. Femtosecond self mode locking of yb: fluoride phosphate glass laser. *Optics letters*, Vol. 22, No. 6, pp. 408–410, 1997.
- [145] C Hönninger, F Morier-Genoud, M Moser, U Keller, LR Brovelli, and C Harder. Efficient and tunable diode-pumped femtosecond yb: glass lasers. *Optics letters*, Vol. 23, No. 2, pp. 126–128, 1998.
- [146] Yoann Zaouter, Julien Didierjean, François Balembois, G Lucas Leclin, F Druon, P Georges, J Petit, Ph Goldner, and B Viana. 47-fs diode-pumped yb 3+: Cagdalo 4 laser. *Optics letters*, Vol. 31, No. 1, pp. 119–121, 2006.
- [147] Akira Yoshida, Andreas Schmidt, Huaijin Zhang, Jiyang Wang, Junhai Liu, Christian Fiebig, Katrin Paschke, Götz Erbert, Valentin Petrov, and Uwe Griebner. 42-fs diode-pumped yb: Ca 4 yo (bo 3) 3 oscillator. *Optics express*, Vol. 18, No. 23, pp. 24325–24330, 2010.
- [148] Sadao Uemura and Kenji Torizuka. Sub-40-fs pulses from a diode-pumped kerr-lens mode-locked yb-doped yttrium aluminum garnet laser. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 50, No. 1R, p. 010201, 2011.
- [149] Akira Yoshida, Andreas Schmidt, Valentin Petrov, Christian Fiebig, Götz Erbert, Junhai Liu, Huaijin Zhang, Jiyang Wang, and Uwe Griebner. Diode-pumped mode-locked yb: Ycob laser generating 35 fs pulses. *Optics letters*, Vol. 36, No. 22, pp. 4425–4427, 2011.
- [150] AA Kaminskii, CL McCray, HR Lee, SW Lee, DA Temple, TH Chyba, WD Marsh, JC Barnes, AN Annanenkov, VD Legun, et al. High efficiency nanosecond raman lasers based on tetragonal pbwo4 crystals. *Optics communications*, Vol. 183, No. 1-4, pp. 277–287, 2000.
- [151] Qiangqiang Hu, Zhitai Jia, Cheng Tang, Na Lin, Jian Zhang, Ning Jia, Shanpeng Wang, Xian Zhao, and Xutang Tao. The origin of coloration of cagdalo 4 crystals and its effect

- on their physical properties. *CrystEngComm*, Vol. 19, No. 3, pp. 537–545, 2017.
- [152] James P Gordon. Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear schrödinger equation. *JOSA B*, Vol. 9, No. 1, pp. 91–97, 1992.
- [153] Nail Akhmediev and Magnus Karlsson. Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers. *Physical Review A*, Vol. 51, No. 3, p. 2602, 1995.

研究発表リスト

論文

1. Shota Kimura, Shuntaro Tani and Yohei Kobayashi, "Q-switching stability limits of Kerr-lens mode locking", Physical Review A 102, 043505 (2020)
2. Shota Kimura, Shuntaro Tani and Yohei Kobayashi, "Kerr-lens mode locking above a 20 GHz repetition rate", Optica 6(5), 532 (2019)
3. Shota Kimura, Shuntaro Tani and Yohei Kobayashi, "Raman-assisted broadband mode-locked laser", Scientific Reports 9, 3738 (2019)

解説記事

1. 小林洋平, 木村祥太, "固体レーザーによる光周波数コム", 電子情報通信学会誌, Vol.103, No.11, p1082-1088 (2020)
2. 木村祥太, 谷峻太郎, 小林洋平, "カーレンズモード同期レーザーを用いた高繰り返し光周波数コムの開発", 光技術コンタクト, Vol.57, No.3, p3-9 (2019)

国際会議

1. Shota Kimura, Shuntaro Tani and Yohei Kobayashi, "Q-switching instability in Kerr-lens mode-locked lasers", Advanced solid state lasers, AW2A.1, Online (2020.10)
2. Shota Kimura, Shuntaro Tani and Yohei Kobayashi, "Three-element cavity enables Kerr-lens mode-locking at 20-GHz repetition rate", Conference on Lasers and Electro-optics 2019(CLEO2019), SF3E.5, San Jose (2019.5)
3. Shota Kimura, Takuma Nakamura, Shuntaro Tani and Yohei Kobayashi, "Anomalous Spectral Broadening in High Quality-Factor, 1-GHz Mode-locked Oscillator using Yb:CALGO crystal", Pasific Rim Conference on Lasers and Electro-optics 2018(CLEOPR2018), W4A.8, Hong Kong (2018.8)

国内会議

1. 木村祥太, 谷峻太郎, 小林洋平, "カーレンズモード同期レーザーにおける Q スイッチ不安定性", 第 81 回応用物理学会秋季学術講演会, オンライン, 2020 年 9 月 8-11 日
2. 木村祥太, 谷峻太郎, 小林洋平, "カーレンズモード同期レーザーにおける Q スイッチ不安定性の理論", 第 67 回応用物理学会春季学術講演会, 上智大学四谷キャンパス, 2020 年 3 月 12-15 日 (コロナにより中止だが発表扱い)
3. 木村祥太, 谷峻太郎, 小林洋平, "最小構成カーレンズモード同期レーザーの開発", 第 80 回応用物理学会秋季学術講演会, 北海道大学札幌キャンパス, 2019 年 9 月 17-21 日
4. (招待講演) 木村祥太, 谷峻太郎, 小林洋平, "誘導ラマン散乱を用いた広帯域モード同期レーザーの開発", 第 66 回応用物理学会春季学術講演会, 東京工業大学大岡山キャンパス, 2019 年 3 月 9-12 日
5. 木村祥太, 谷峻太郎, 小林洋平, "繰り返し 20GHz カーレンズモード同期レーザー", 第 66 回応用物理学会春季学術講演会, 東京工業大学大岡山キャンパス, 2019 年 3 月 9-12 日
6. (招待講演) 木村祥太, 谷峻太郎, 小林洋平, "超高繰り返し広帯域レーザー光源", 第 39 回レーザー学会学術講演会, 東海大学高輪キャンパス, 2019 年 1 月 13 日
7. 木村祥太, 谷峻太郎, 小林洋平, "誘導ラマン散乱を用いた広帯域モード同期レーザー", 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, 名古屋国際会議場, 2018 年 9 月 18-21 日

受賞

1. 第 45 回 (2018 秋季) 応用物理学会講演奨励賞

謝辞

本研究は東京大学工学系研究科物理工学専攻小林研究室で行われたものです。研究を進めるにあたり多くの方々のご指導、ご協力を賜りました。この場をお借りして深く感謝申し上げます。

指導教官である小林洋平教授には修士課程を含めて5年間大変お世話になりました。レーザー開発の研究がしたいという私の希望に沿って超高繰り返しレーザーの開発という興味深いテーマを与えていただきました。先生のご指導のもと5年間熱中して研究に打ち込むことができました。また私の突拍子のないアイデアにもいつも真剣に向き合ってくださり、自由に挑戦させていただけたことは非常に良い経験になりました。ありがとうございました。

小林研究室助教の谷峻太郎氏、石田行章氏、櫻井治之氏には日々の研究で貴重なアドバイスを頂きました。特に谷峻太郎氏には本論文4章6章の理論構築に多大なサポートをしていただきました。氏のアドバイスがなければここまで研究は進まなかったと思います。ありがとうございました。

技術職員の伊藤功氏には実験環境の整備を中心に研究をサポートしていただきました。また私の雑談に一番長く付き合ってくださいました。ありがとうございました。

研究員の小菅淳氏、乙津聡夫氏、Zhigang Zhao氏、中里智治氏、高塚肇氏、藤原和樹氏には身近な大人として研究や私生活のアドバイスをたくさんいただきました。ありがとうございました。

秘書の柴田亜矢子氏、三浦真帆氏、河野智恵美氏には多くの事務作業でお世話になりました。ありがとうございました。

学生の高橋孝氏、場本圭一氏、杉山慶氏、遠藤翼氏、島原光平氏、徐天予氏、孫東昇氏、佐藤達郎氏、David Feng氏、石塚悠也氏、住谷大志氏、柴優希氏には日々の研究生活を楽しく過ごさせていただきました。特に同期の高橋孝氏にはたくさん愚痴を聞いていただきました。ありがとうございました。

産業技術総合研究所の吉富大氏、高田英行氏、黒田隆之助氏、澁谷達則氏には技術的なアドバイスを多数いただきました。ありがとうございました。

本論文の審査委員を務めていただいた香取秀俊教授、吉岡孝高准教授、井手口拓郎准教授、戸倉川正樹准教授には貴重なご意見を数多く頂きました。この場をお借りして御礼申し上げます。

最後に3年間の研究生生活を支えてくれた妻の那月と両親に深く感謝いたします。ありがとうございました。