



3. 高出力固体レーザー及び最新動向

3. High-Power Solid-State Lasers and their Latest Trend

北島 将太郎

KITAJIMA Shotaro

大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付：2022年2月2日)

Yb 添加固体レーザーは励起光源である半導体レーザーの高輝度化に伴い、高出力・高効率なレーザーの主役となった。特に薄ディスクレーザーとファイバーレーザーをはじめとした高効率冷却型の利得媒質形状によって、これまでにない高平均出力な超短パルスレーザーが実現可能となり、現在では理学・産業の幅広い分野で用いられている。本稿ではこれら高出力レーザーの基礎と最新動向について解説を行う。

Keywords:

DPSSL, thin-disk laser, fiber laser, ultrafast laser, Yb-doped laser

3.1 はじめに

本章では高出力な固体レーザー開発の最新動向について、特に近年発展が著しい超短パルスレーザー (Ultra-short pulse laser, Ultrafast laser) 光源に焦点を当てて述べる。

レーザーの発振には大別して2つの方法がある。ひとつは時間にかかわらず常に一定の強度の光を出力する連続波 (Continuous wave, CW) 発振レーザーであり、それに対して一定の間隔で短時間の間強い光を出すパルスレーザーがある。中でもレーザーの縦モード間の位相を揃える技術、モード同期 (Mode-locking) を用いたレーザーは ps (10^{-12} 秒)~fs (10^{-15} 秒) 程と極限まで短いパルス幅を実現できる。これらは超短パルスレーザーと呼ばれ、その短いパルス幅と高いピーク出力を活かし、非熱微細加工や非線形分光、更には基礎物理学分野などでこれまで難しかった応用を可能にする手段として現在幅広く利用され、更なる研究がなされている。現在産業用に商用販売されている高出力超短パルスレーザーとしては薄ディスクレーザー (thin-disk laser, TDL)、ファイバーレーザーといった方式が主流である。本章では、まずこれら固体レーザーの方式についての比較を行い、次にモード同期をはじめとした超短パルスレーザーの発生法と増幅法を解説する。その後薄ディスクレーザー、ファイバーレーザーのそれぞれについて、最新の研究動向と合わせて紹介する。

3.2 高出力超短パルスレーザーの基礎

3.2.1 Nd イオンと Yb イオン

金属加工をはじめとする高出力な産業用レーザーはこれまで Nd³⁺ イオンをドープした固体レーザーである Nd:YAG (イットリウムアルミニウムガーネット) を利得

媒質として用いたものが主流であった。Nd イオン添加媒質は4準位系のエネルギー順位を持つことから高効率に発振が可能であり、また1μm 付近の発振波長は石英ファイバーによって伝搬が可能であるため、ロボットアームの先端への導光などが必要な産業用の光源としても非常に優れている。更に90年代以降には励起光源として半導体レーザー (Laser diode, LD) の出力が大きく向上したことから、従来のフラッシュランプ励起に代わり、LD直接励起固体レーザー (Diode pumped solid state laser, DPSSL) が小型で高効率・高出力、高ビーム品質な光源として不動の地位を築くに至った。

LD光源の高出力化はNdレーザーの高度化と同時期にもう一つの恩恵を固体レーザーにもたらした。それが Yb³⁺ 添加固体レーザーの発展である。1991年に T.Y.Fan らにより、Yb イオンが LD 励起で高効率に室温発振可能であることが報告[1]されて以来、Yb 添加固体媒質、特に Yb:YAG を用いたレーザーは Nd 添加媒質を凌ぐ高効率・高平均出力なレーザーとして大きく発展した。図1に Nd イオンと Yb イオンのエネルギー準位を示す[2]。Nd などの一般的な希土類イオンが複数の準位を持つのに対し、Yb イオンはシュタルク分裂をした2つの準位しかない。多数の準位がある場合、高密度励起した際に励起準位吸収 (ESA) という現象が起き、励起エネルギーが利用不可能な形の発光や非輻射遷移として消費されてしまう。その点において Yb イオンはレーザー上準位より上の準位が存在しないため、ESA が生じない。更にシュタルク分裂した準位を利用するため、ストークス効率 (励起光とレーザー発振光の波長差) が極めて高い。その反面の欠点として、レーザー下準位と基底準位のエネルギー差が小さく、無励起状態でも熱的励起でレーザー下準位に少数のイオンが常に存在す

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail: kitajima-s@ile.osaka-u.ac.jp

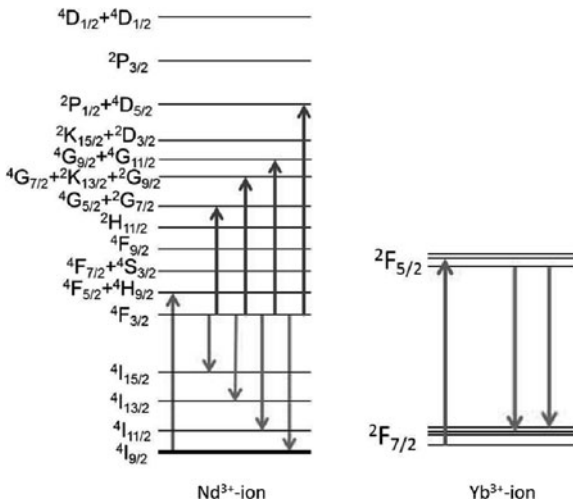


図1 Nd³⁺イオンとYb³⁺イオンの準位.

る. このようなレーザー媒質を準3準位レーザーといい, 再吸収による損失が生じるため4準位レーザーと比べて発振閾値が高く, 高効率な動作のためには高輝度な励起光源が必要となる. これがLDの出力が向上するまでYb添加媒質が見過ごされてきた理由である. しかし上記のような特徴から, Yb添加媒質は高密度励起でもそのエネルギーを失うことが少なく, また発熱も小さいため, 高輝度なLD励起と組み合わせることで高効率高出力なレーザー発振が可能となる.

Nd添加レーザーと比べたもう一つの優位点が, 特別な技術を用いずに数psからfsのレーザーを発振, 増幅できる点である. これはYbイオンの蛍光スペクトルが電子とフォノンの相互作用による振動電子遷移の影響で比較的広い幅を持つためである[3]. パルスレーザーの最短パルス幅は, 発振スペクトルの帯域幅とフーリエ共役の関係を取るため, より短いパルス幅を得るためには広帯域な利得が必要である. Nd:YAGとYb:YAGを例にとると, 前者が半値全幅0.5nm程度の蛍光帯域幅なのに対し, 後者は10nm程度の帯域幅を持つ. これはそれぞれフーリエ限界パルス幅2.4ps, 100fs程度に相当する. また, Yb:CaF₂やYb:CALGO(CaGdAlO₄)といった50nm以上の利得帯域幅を持つ新規Yb添加媒質の研究開発も盛んであり, それらを用いることで30fs程度までの短パルス発振も報告されている. 上記のような特徴より, Yb添加固体媒質を用いたレーザーはNd系レーザーだけでなく, 従来の超短パルスレーザーの代表であるTi:Sapphire(Ti³⁺:Al₂O₃)レーザーも代替するような高出力超短パルスレーザーとして, 理学・産業の幅広い応用で用いられている.

3.2.2 利得媒質の形状

レーザーの出力を制限する要因として主に①媒質内の発熱, ②増幅自然放出(ASE)・寄生発振, ③光学ダメージ④非線形光学効果が挙げられる. レーザーはこれらの要因を克服するようにこれまで発展が続いてきた. 特に①の媒質内の発熱は, 誘導放出を用いたレーザーの場合には原理的に避けられない問題であり, CWレーザーや高繰り返し・高平均出力レーザーにおいては最初につぶれる限界とな

る. この発熱による温度分布は, 利得媒質の屈折率を変化させ, ビーム品質の低下を招く(熱レンズ効果)だけでなく, 媒質内部に機械的応力分布を発生させ, 熱による複屈折や媒質の破壊を引き起こす.

したがって, 対策としては(a)レーザー媒質内部の発熱を抑制し, (b)効率的な排熱で温度上昇を抑制し, (c)温度分布の勾配を緩やかにすることがレーザーの高平均出力化においては重要である. (a)については, 上述したようにYbイオンはストークス効率が高いうえに, ESAがないため非輻射遷移のような発熱量の多い緩和過程が少なく, 非常に優れている. (b)と(c)については, 利得材料の物性だけでなく, 媒体の形状や冷却方式によっても決定される. 冷却の効率を考えると, 利得媒質の表面体積比が重要である. ここで半径*r*, 長さ*l*の円柱状の媒体を想定すると, 媒体の表面体積比*S/V*は次のように表される.

$$S/V = \frac{2\pi r l + 2\pi r^2}{\pi r^2 l} = \frac{2}{r} + \frac{2}{l}$$

$V = \pi r^2 l$ が一定であると仮定すると, *S/V*が最大値を持つ極限は2つある. 1つは*r* → ∞, *l* → 0であり, もう1つは*r* → 0, *l* → ∞である(図2). 前者は薄いディスク状の媒質であり, 後者はファイバー状の(繊維状, 細長い)媒質である. これは植田らが1990年に初めて発表した「表面体積比拡大則」であり[4], その予言どおりこの2つの形状が現在の高出力レーザーの主流である. 薄ディスクレーザーは端面冷却を用い, ファイバーレーザーは側面冷却を用いている.

3.2.3 モード同期による超短パルスレーザー発生

モード同期とはps~fsのごく短い「光ソリトンパルス」を, レーザー発振器単体から発生させる方法である. 光ソリトンパルスとは共振器内の非線形光学現象である自己位相変調(SPM)と, 主に材料分散に起因する群遅延分散(GDD)が共振器中で釣り合うことにより, 安定して存在することのできる光パルスの一形態である[5]. このようなソリトン(孤立波)は光パルスの基礎方程式である非線形シュレーディンガー方程式の安定解の一つとして得られ, 自己保存的な特徴を持つため光共振器にて安定的に存在することが可能である. 光ソリトンパルスを波長(周波数)スペクトル, 時間波形の双方から表したのが図3である. レーザー共振器の縦モードの共振周波数は共振器長に応じた間隔(*c/2L*)で等間隔に並ぶ. 利得が損失より大きいモードは発振する可能性があり, 利得帯域が広いレーザーほど広帯域に縦モードが発振しうる. しかし実際には

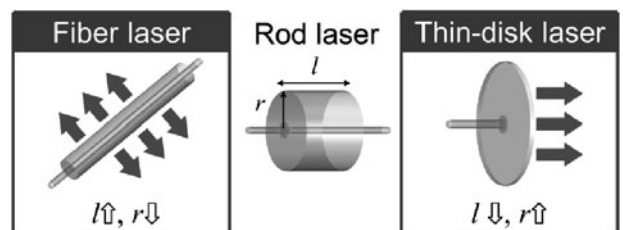


図2 体積表面積比拡大則.

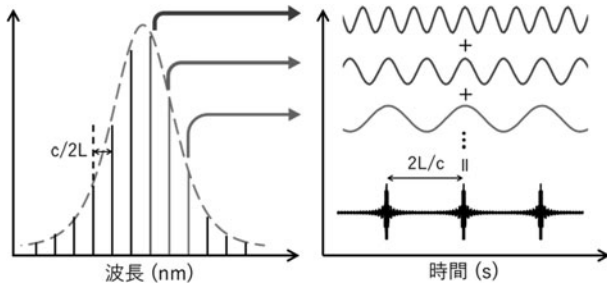


図3 モード同期の周波数空間・時間空間的表現.

これらの縦モード間の間隔は共振器中の分散や非線形効果などにより完全に等間隔ではなく、またそれらの相対的な位相関係もランダムになる場合が多い。その重ね合わせとして得られるレーザーの時間的強度波形はCWとなる。もしこの縦モードの位相を同期させることができたなら、位相の揃う点において電界強度の極めて高いパルスが生じ、その他の点においては電界の打ち消しあい起きる。この「各縦モードの位相と波長間隔を揃える」操作をモード同期と呼ぶ。モード同期は共振器長に応じたモード間隔 $c/2L$ に等しい周期の損失や利得の変調を加えることで達成される。レーザーに変調を加えると、各縦モードに対して $\pm c/2L$ の位相の揃ったサイドバンドが発生する（電気回路におけるAM変調と同じ原理である）。このサイドバンドの周波数は隣接する縦モードの周波数とほぼ等しくなるため、それらの中でエネルギーの引き込みが生じモードは結合されることになる。これがすべての縦モードのサイドバンドについて連鎖的に生じると、縦モードの位相関係と周波数間隔が一致することになり、モード同期が実現される。

モード同期レーザーの歴史は古く、1964年にはHe-Neレーザーなどにおいて縦モードの結合現象を指して Mode-locking という単語が用いられていた[6]。1982年に初めてレーザー発振が実現されたTi:Sapphireレーザーは広いスペクトル幅と優秀な熱的・機械的特性により一気に超短パルスレーザーの主流となった[7]。Ti:Sapphireレーザーは数fsという人類が未到達の超高速時間領域へのアクセスを可能とする画期的な光源であった。現在では共振器から直接5fsのパルスが得られている[8]。しかしTi:Sapphireレーザーは直接LD励起が難しいため装置が大掛かりになりがち、量子欠損が大きい、効率が低いなどの要因により高出力化に限界があり、産業用途などの幅広い応用には不向きであった。そこで上述の通り近年新たな高効率・高出力超短パルスレーザー光源として登場したのがYb添加固体レーザーであり、現在最も高出力な超短パルスを安価に信頼性高く実現できる手段として幅広い応用に利用されている。

モード同期の具体的な方法は能動モード同期と受動モード同期に大別される。前者は音響光学変調器(AOM)や電気光学変調器(EOM)を用いて電気的信号を光学的変調として印加することでモード同期を達成する。後者は共振器中に非線形性(強度依存性)を有する光学素子を配置することで、光パルスがそれを通過する際にパルスの波形に応じて自発的に損失変調や位相変調が生じることを利用して

モード同期を実現する。パルスは共振器中を繰り返し周波数と同じ周期で往復するため、受動モード同期においてパルス自身により引き起こされる変調の周波数は共振器長に応じた変調周波数となる。受動モード同期は外部からの信号を必要とせず、また応答速度が速い変調が得られるため、より短いパルスが得られる。受動モード同期の手法としては、半導体可飽和吸収鏡(SESAM)[9]を用いるものや、媒質の強度による屈折率変化を利用したカーレンズモード同期(KLM)が挙げられる[10](図4)。SESAMモード同期は素子を共振器中に挿入するだけでモード同期が可能、セルフスタートなどの利点があるが、得られるパルス幅に限界がある、非飽和吸収損失が大きい、ダメージが生じやすい、素子の不均一性・個体差が大きいなどの問題がある。一方のKLMはSESAMを用いたモード同期と比べて、深い変調幅と高い応答が得られ、利得帯域幅を超える短パルス化が可能であるうえ、ダメージ耐性と均一性の高い光学素子を使うことができるため、高出力化も可能である。その反面共振器の特別な設計が必要であり、またセルフスタートが困難である等の課題があり、産業的には問題も多い。

上述の通りモード同期にて生成される高出力超短パルスレーザーは極めて短いパルス幅と、高いピークパワーを実現できることから、現在様々な用途に利用されている。その代表的な応用分野の一つが、材料加工や機械加工である。高出力薄ディスクレーザーを用いた微細加工[10]、非線形吸収を利用した加工[11]などが実現されている他、付加製造(AM(Additive manufacturing), 3Dプリンター)[12]や表面の特殊加工(撥水[13], 構造色[14])など、高付加価値な加工に用いられている。基礎科学の分野では、ガスジェット上に超短パルスレーザーを集光して得られる高次高調波発生(HHG)に利用されてきた[15, 16]。この技術は、MHzの繰り返しでXUVや軟X線光を発生させることができ、回折イメージングや様々な物性測定に利用されている。また、HHGを用いたアト秒パルスの生成について

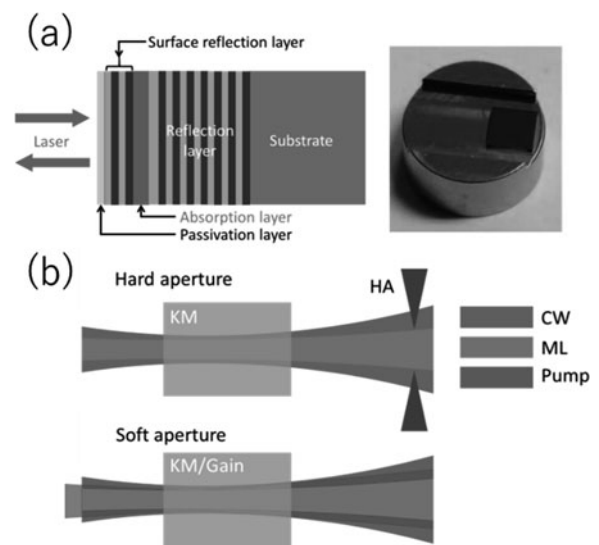


図4 モード同期の方式(a)SESAMの構成とその写真、(b)KLMの原理.

も、今後更なる発展が期待されている[17]。さらに、OPCPAによる数サイクルの中赤外パルスの生成[18]や、光整流効果を利用した高出力THzの生成[19]など、特殊な光を生成するためのベースとなる光源としても、高い需要がある。

3.2.4 超短パルスレーザーの増幅法

超短パルスレーザーの増幅手法として欠かすことができない概念がCPA (Chirped pulse amplification, チャープパルス増幅)である。これは回折格子などを用いてパルスを時間的に伸長することでピークパワーを抑えて増幅し、増幅後に圧縮する手法であり、この発明により、D.Strickland, J.Mourouがノーベル物理学賞を2018年に受賞したことは記憶に新しい。以降の解説はこのCPAを用いていることを前提としている。

モード同期によって得られるパルスのエネルギーは以下のように表される。

$$E_{\text{pulse}} = \frac{P_{\text{ave}}}{f_{\text{rep}}}$$

P_{ave} はレーザーの平均出力、 f_{rep} は繰り返し周波数である。モード同期レーザーの繰り返し周波数は共振器長によって決定されるため、 f_{rep} は一般的に1~100 MHz程度である。その為、平均出力100 Wのレーザーにおいてもパルスエネルギーは>1 mJ程度に制限される。繰り返し周波数1 MHzは共振器長300 mに対応することからも、繰り返し周波数を共振器の延長で下げることが工学的に困難であることがわかる。よってより高いパルスエネルギーの必要な応用に対しては、モード同期レーザー発振器から得られたパルスをパルスピッカーで間引き、増幅器にて増幅する方式が主流である。このような方式をMOPA (Master oscillator passive amplifier) と呼ぶ。繰り返し周波数とパルスエネルギーのどちらが重要かは応用の要求によるが、一般的な機械加工では5~100 kHz程度の繰り返しが最適である。

固体レーザー増幅器の方式としては大きく分けてマルチパス増幅方式と再生増幅方式 (regenerative amplifier) の2つがある。それぞれの概略を図5に示す。前者は利得媒質中を多重通過させることで増幅する古典的手法であり、後者は偏光を利用することで光を共振器に閉じ込めて100~1000回パルスを往復させることで高い利得を得る方法である。一般的に、マルチパス増幅器は既にある程度高いパルスエネルギーを10~100倍程度の利得で増幅するブースターアンプとして用いることが多く、対する再生増幅器は極めて小さいパルスエネルギー (pJ~nJ) の種光を高い利得 ($10^6 \sim 10^8$) で増幅することが多い。再生増幅器は単段の増幅器で高い利得を得られるため産業用光源として広く用いられている。

3.3 薄ディスクレーザー

3.3.1 薄ディスクレーザーのコンセプト

図6に薄ディスクレーザーの概略図を示す。1994年にA.Giesenらによって発表された薄ディスクレーザーの基本的なコンセプトは、その名の通り利得媒質を薄くするこ

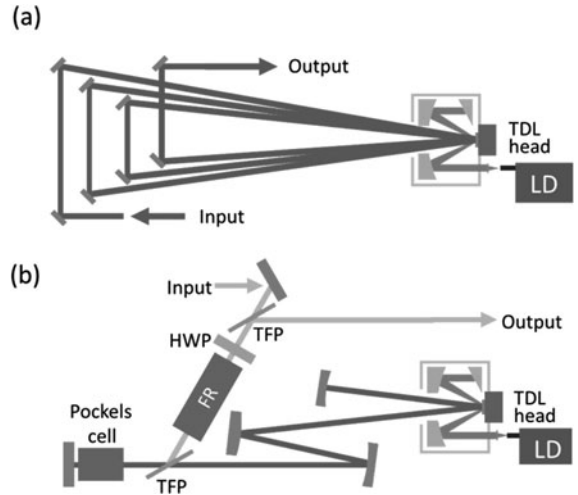


図5 超短パルスレーザー増幅器の方式 (a)マルチパス増幅器, (b)再生増幅器。

とで冷却効率を上げることであるが、それ以外にあと2つの要素が重要であった[20]。それがアクティブミラー方式と、多重パス励起方式である。アクティブミラー方式はディスクの裏面にHRコーティングを施し、利得媒質とミラーを一体化した方式である。HRコート側はヒートシンクに直接接合することができるため、裏面からの直接冷却が可能となり、効率的かつ均一な冷却が可能となる(図6)。多重パス励起方式は図7のように放物面鏡と折り返し鏡を組み合わせることで、励起光を利得媒質で多重反射させ、効率的な吸収を促す方式である。薄ディスクレーザー媒質は媒質層が薄いため、高濃度添加した媒質においても、一反射当たりの吸収量は制限される。この方式は単純に励起光の吸収効率を上げるというだけでなく、本来正比例であるはずの励起光吸収率とレーザー光の再吸収損失を分離することを示している。それにより、Yb添加媒質の

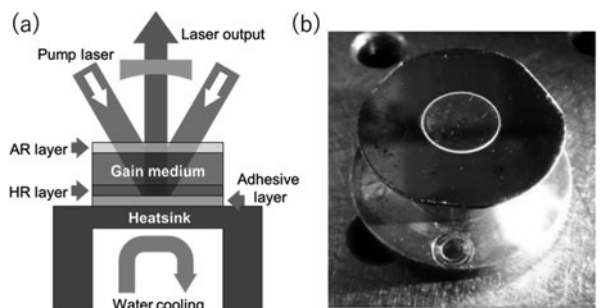


図6 薄ディスクレーザー媒質 (a)構成図 (b)Yb:Lu₂O₃セラミック薄ディスクモジュールの写真。

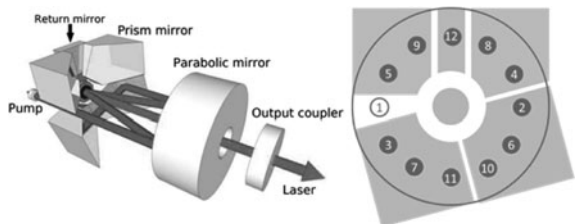


図7 薄ディスクレーザー用多重パス励起光学系。

欠点である再吸収損失を大きく上回る利得を得ることができ、高い効率を実現できる。このように、薄い媒質、アクティブミラーによる背面冷却、多重パルス励起方式を組み合わせた薄ディスクレーザーは、高い励起密度においても温度上昇を抑え、1次元的な温度分布を実現できるため(図8)、高平均出力レーザーに適している。更に薄ディスクはビーム径を大きくすることでのスケールアップが可能であり、高平均出力と高パルスエネルギーの両立が可能である。特にパルスエネルギーに関しては、ファイバーレーザーでは不可能な高い値を実現することが可能である。一方の欠点としては、結晶の垂直方向と比べて面内方向の利得が非常に大きくなるため、面内方向のASEや寄生発振が発生しやすいという点が挙げられる。ASEを抑制するために、Anti-ASE capと呼ばれる方法[21]やふちを面取りする方法が知られている。

3.3.2 薄ディスクレーザー発振器

薄ディスクレーザーをベースとしたモード同期発振器は現代において最も高い平均出力を得られる超短パルスレーザーの生成法である。モード同期の手法としてはSESAM-KLMとKLMが主に用いられる。

薄ディスクレーザーにおける初めてのモード同期は2000年にSESAMモード同期Yb:YAG薄ディスクレーザーにおいてETHのU.Kellerらによって報告された[22]。この時のパルス幅は730 fs、出力は16.2 Wであった。これは当時のフェムト秒レーザーの最高出力を大幅に上回るものであったため、薄ディスクレーザーは高平均出力超短パルスレーザーとして注目を集めることとなり、その後20年間にわたり高出力化と短パルス化の研究が重ねられてきた。図9にこれまでのモード同期薄ディスクレーザー発振器及び増幅器の報告をまとめる。

薄ディスクレーザーはディスク上でのビーム径を自由に拡大できるため、発振器出力のスケールアップにおける限界はディスクの発熱や光学的ダメージではなく、光路中の空気非線形性によって生じる。通常のレーザーにおいては空気非線形性は無視できる程度のものであるが、長い共振器と高いピーク強度ではそれが無視できなくなる。よって100 W級のSESAMモード同期発振器ではその克服のために、共振器全体を真空チャンバー中に置いたり、非線形光学結晶を利用した分散補償を用いたりする手法[23]がとられている。現在では平均出力350 W、パルス幅940 fsが真空チャンバー下でのSESAMモード同期で得られている(図中①)[24]。

一方短パルス化には2つの方向性の研究がこれまで進められてきた。その一つがYb:YAG以外の広帯域材料を用いる研究で、もう一つがKLMの薄ディスクレーザー発振器への適用であった。Yb:YAG薄ディスクを用いたSESAMモード同期レーザーは、その帯域幅と変調深さから、パルス幅1 ps前後が限界であった。それに対し、Yb:Lu₂O₃、Yb:KYW (KGW)、Yb:CALGO、Yb:CaF₂などの材料は帯域幅が広く、それぞれ200 fs以下程度のパルス幅が実現されている。しかし出力は概ね20 W以下に制限され、パルス幅と出力のトレードオフの関係が見て取れる。それに対し

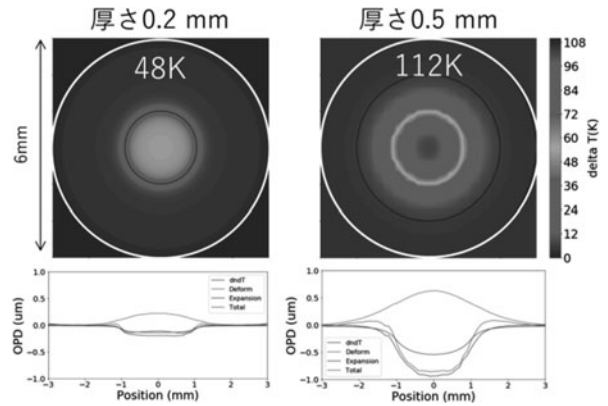


図8 薄ディスクレーザーの温度分布計算。

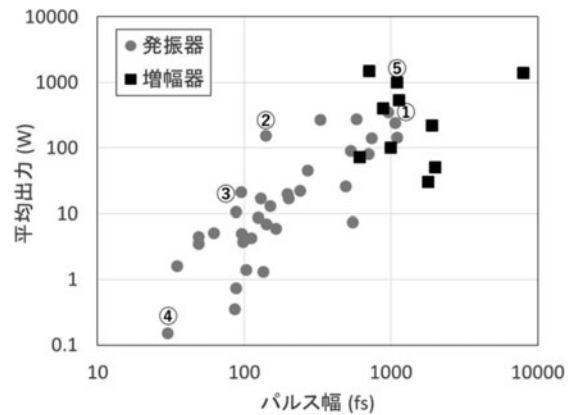


図9 これまでの薄ディスク型超短パルス発振器及び増幅器の結果。

出力とパルス幅の両立が図れる手段がKLMである。前述のとおりKLMは極めて高い変調深さが低損失で得られるため、共振器の非線形性を大きく高め、結果として利得媒質の帯域限界、もしくは限界を超えるパルス幅を実現できる。薄ディスクレーザーにおいてはミュンヘン大学のO.Proninらから2011年に世界で初めてのKLM薄ディスクレーザーが報告され、2014年には出力270 W、パルス幅330 fsに[25]、また2015年には155 W、140 fsに到達している(図中②)[26]。

これら2つの方針を組み合わせ、広帯域材料KLMレーザー発振器の研究も近年盛んに行われている。これまでにYb:Lu₂O₃を用いて出力21 Wで95 fs(図中③)[27]、Yb:CALGOを用いて150 mWで30 fsの結果が報告されている(図中④)[28]。今後100 W級のパワースケールアップが期待されるが、それを妨げているのは結晶自体の品質やダメージ耐性である。また薄ディスク媒質の製造は、研磨、コーティング、接合の全てに高い品質が要求されるなど工学的な難易度が高いことが、研究の参入障壁を上げ多様な利得媒質での実験を妨げていると考えられる。筆者の所属していた電通大レーザー研のグループでは、モード同期薄ディスクレーザーの更なる特性改善をめざし、セラミックレーザー媒質による独自の薄ディスクレーザーの開発を行った。最大の難点であった薄ディスク媒質とヒートシンクの接合(基本的に非公開の技術である)を、低粘性UV硬化樹脂を用いた独自の方法で解決し、高密度励起に

耐えうる薄ディスクレーザー媒質の作製に成功した。これまでに Yb:LuAG セラミック, Yb:Lu₂O₃ セラミックにて KLM をそれぞれ実現し最大で 17 W, 130 fs, 最短パルス幅 86 fs のパルスをそれぞれ得ている [29, 30]。これにより我が国発の技術であるセラミックレーザー媒質は薄ディスク用レーザー媒質としても十分に有用であることが証明され, 今後増幅器などの更なる研究を進める予定である。

また最近の注目すべき研究成果として DRL (ドイツ航空宇宙センター) の報告した「モノリシック薄ディスクレーザー」が挙げられる [31]。これは適切な角度にウェッジを施した薄ディスクに波長依存性を制御したフィルターをコートすることで, 斜めから入射した励起光を媒質内に閉じ込めて多重反射させて効率的な吸収を実現する方式であり, 薄ディスクレーザーのコスト的ボトルネックの一つであった多重励起モジュールが必要ないことから, 今後大きな発展が見込まれる。初報では 890 W の CW 出力がスロープ効率 59% で得られている。超短パルスレーザーの増幅可能性などが今後気になるところである。

3.3.3 薄ディスクレーザー増幅器

薄ディスクレーザーを用いた超短パルス増幅器は現在においては kW 級の平均出力と 100 mJ 級のパルスエネルギーを両立できるほぼ唯一の手段である。研究室レベルではこれまでにマルチパス構成で 6.8 mJ パルス, 2 kW の平均出力 [32], 再生増幅器構成で 200 mJ, 1.1-ps, 1 kW の平均出力 (図中⑤) [32] を達成している。また再生増幅器にて 300 mJ, 100 Hz の出力を得たのち, これをマルチパス増幅器で増幅することによって 1 J, 100 Hz のレーザーが報告されている [33]。

商業的には独 Trumpf 社が多種の薄ディスクレーザー光源を上市している。CW で 16 kW の基本モードレーザーを発売しているほか, 平均出力 750 W, パルスエネルギー 150 mJ, パルス幅 2 ps のレーザーを理化学応用向けに販売している。薄ディスクレーザーの発明者である A. Giesen が創設した, 独 Dausinger + Giesen 社も高出力な薄ディスクレーザーを開発しており, 400 W, 150 mJ といった高出力な超短パルスレーザーをはじめとした, 豊富なラインナップの光源を開発している。他には独 Jenoptics 社や, チェコの国家プロジェクトである HiLASE, 日本のサイバーレーザー社などが薄ディスクレーザーベースの超短パルスレーザー増幅器を開発・販売している。

薄ディスクレーザー超短パルス増幅器のパルス幅は一般に 1 ps 程度に制限されていることが多い。これは Yb:YAG の利得帯域幅と, 利得狭窄 (gain narrowing) と呼ばれる現象に起因するものであり, 現在その有効な解決策は考案されていない。しかし増幅後のピコ秒パルスを非線形なパルス圧縮器にて 100 fs 以下にまで圧縮する手法は積極的に研究されている。従来の非線形圧縮法は中空コアファイバー (HCF) を用いたものが多かったが [34], これらは高パルスエネルギーに耐えることはできないため, 薄ディスクレーザーにおいては固体非線形媒質 (サファイヤやガラスなど) を多重通過させるマルチパスセル (MPC) 方式が用いられることが多い。最近では, 375 W の平均出力を 170 fs

まで圧縮した結果 [35] や, 60 W のパルスを 16 fs まで圧縮した結果 [36] などが報告されている。これらは高いピークパワーを必要とする多くの非線形光学応用のために有用である。

3.4 ファイバーレーザー

本講座の最後に, 薄ディスクレーザーと並ぶ高出力産業用レーザーの本命であるファイバーレーザーについて紹介する。従来の固体レーザーにおける出力の限界は主に熱によるものであったが, ファイバーレーザーの場合はそのビームモード面積が小さいことにより, 誘導ラマン散乱や誘導ブリュアン散乱などの非線形光学効果, 端面のダメージ閾値などによって決まる [37]。これらの現象は単位面積当たりの強度 (W/cm²) によって限界が決まるため, ファイバーレーザーにおける出力のスケーリングは, ファイバー中のモード面積スケーリングが主流である。一方ピーク出力の低い CW レーザーや高繰り返しレーザー (>MHz) においては非線形光学効果による限界には達しないため, 高平均出力なファイバーレーザーは既に数多くの産業実装が為されている。CW 出力のファイバーレーザーは既にシングルモードで出力 10 kW, マルチモードで 100 kW に達している。10 kW の出力は米 IPG 社が 2009 年に発表したもので [38], 1070 nm の信号光を 1018 nm の励起光で増幅することで熱負荷を下げて発生を可能にしている。100 kW の出力は同じ方法でコア径を拡大することで実現していると思われる。IPG 社は自社の技術を論文として発表することをあまり重視していないため詳細は不明な部分も多いが, 依然として CW レーザー出力では他社の追随を許していない。高出力高輝度なファイバーレーザーは従来 CO₂ レーザーの担っていた機械加工用光源を置き換えるものであり, 既に世界中の工場に導入が進んでいる。

ファイバーレーザーは超短パルスレーザーの生成においても利点が多い。共振器単体の平均出力やパルスエネルギーは薄ディスクレーザーに劣るが, 広帯域なスペクトルを生かし, sub-100 fs のパルスを高安定に得ることができる。特に近年では全偏波保持構成かつ全ファイバー型の NALM モード同期ファイバーレーザー発振器が開発され, その高い安定性から注目が集まっている [39]。また発振器単位で高いパルスエネルギーを得る試みとして, Mamyshev 共振器による超短パルス生成も注目を集めている。現在までに 190 nJ, 35 fs のパルスの共振器直接生成が報告されている [40]。ファイバーレーザー発振器の出力限界は主にファイバー中の非線形現象によってパルスの安定周回範囲が狭まることに起因しているため, 今後共振器の改良によって更に出力が向上していく可能性がある。

ファイバーによる超短パルスの増幅は, 主にファイバー中のモード面積の拡大によって発展してきた。一般的なステップインデックスファイバーのコアとクラッドの屈折率差を小さく (NA を小さくする) すると, コア径を大きくしてもシングルモードのままの伝搬が可能になる。このようなファイバーを LMA (Large mode area) ファイバーといい, 現在では NA0.06, コア径 40 μm 程度までが実現されて

いる。しかしこういった低 NA のファイバーは曲げに弱いなどファイバーレーザー本来の利点が失われる。そこで開発されたのがファイバーコアの周辺に複数の空孔を周期的に配置することで有効屈折率を制御し、伝搬モードをシングルモードのみとするフォトニック結晶ファイバー(PCF)である[41]。PCFは空孔の径と位置によって有効屈折率を設計することが可能であり、現在は NA0.02, 有効コア径 100 μm 程度が実現されているが、長軸方向の均一性の制御や、径が大きくなったことによる温度分布などによってスケーリングは制限されている。また、一般的なステップインデックスファイバーと比べて製造が難しいことや、融着が難しいことなども欠点として挙げられ、商業的な応用は現在も進んでいない。それでもこのPCFを用いた超短パルスレーザー増幅器では2010年に圧縮前 1 kW, 圧縮後 830 W, パルス幅 640 fsの結果が報告されている[42]。しかし繰り返し周波数は 78 MHzと高く、パルスエネルギーは 10 μJ 程度に留まっている。パルスエネルギーの観点では超短パルスファイバー増幅器は長らく mJ クラスのエネルギーを得ることはできていなかった。それを打破するため、分割パルス増幅 (DPA)[43]、コヒーレントビーム結合(CBC)[44]といった技術が近年開発された。DPFは偏光などを利用してパルスを時間的に分割し、増幅後に再び結合することで、パルスエネルギーの限界を分割数に比例して向上させる手法である。現在までに2分割DPAで1.1 mJの出力が得られている[45]。CBCは信号光を空間的に分割し、複数の増幅器に分けて増幅した後、コヒーレントに(位相をそろえて)結合することで高い出力を得る手法である。中でもイエナ大学の A. Tunnerman, J. Limpert らのグループの研究は特筆に値し、12本のファイバー増幅器の出力を束ねることで 10.4 kW, 254 fs, 80 MHzの結果を2020年に報告している[46]。これは現在の全ての超短パルスレーザーシステムの中で最高の平均出力である。また、同グループはパルスエネルギースケーリングにおいてもDPAとCBCを組み合わせることで23 mJの出力を得ている[47]。他のグループにおいては、仏 XCAN プロジェクトにて61本のファイバーをアレイ状に並べたCBCに成功している[48]。DPAやCBCは本質的なスケーリングの手法であり、予算の許す限り無限の出力増大が可能かに見えるが、実際には分割数の増加によって非線形な波面の歪みや位相の変調が生じ、結合効率率は低下していく。そういった困難を乗り越えて、今後どれだけの出力が実現するかは楽しみなどところである。

3.5 おわりに

本章では高出力固体レーザーの基本と最新の研究動向について、特に超短パルスレーザーの生成と増幅を中心に解説した。紙面の都合上各研究の解説は駆け足になってしまったが、薄ディスクレーザー、ファイバーレーザーのどちらもここ20年で急激な進展がなされてきたことを少しでも伝えることができたのなら幸いである。また光源の発展に伴って応用の範囲も広がり続けており、そちらの進展も今後非常に楽しみなどところである。高出力超短パルスレ

ザーはこれまで人類の手にしたことの無い最先端のツールであり、それ故に今後予想だにしていなかった応用の道が開ける可能性に満ちている。

薄ディスクレーザーは独シュツットガルト大学発祥の技術であり、本論文で紹介した研究もその多くはドイツや、その近隣のスイス、オーストリアなどでなされた研究である。ファイバーをもとにした高出力超短パルスレーザーの分野においてもイエナ大学のグループをはじめとしてヨーロッパが先行している状況である。一方我が国における超短パルスレーザーの研究は、低出力領域での精密計測分野などでは数多くの素晴らしい成果が得られているものの、高出力領域での光源開発は数えるほどの研究機関でしか行われていない。したがって今後は我が国においても産学の連携によって高出力超短パルスレーザーの技術が発展していくことが、将来の応用の展開のためにも囑望されるところである。

参考文献

- [1] P. Lacovara *et al.*, *Opt. Lett.* **16**, 1089 (1991).
- [2] J.P. Elliott *et al.*, *Proc. R. Soc. Lond. A* **240**, 509 (1957).
- [3] A. Lupeia *et al.*, *J. Alloys Compd.* **275**, 196 (1998).
- [4] 植田憲一：重力波天文学シンポジウム報告集 1(1991).
- [5] F.X. Kartner *et al.*, *IEEE JSQTE*, **2**, 540 (1996).
- [6] L.E. Hargrove *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 4 (1964).
- [7] P.F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 125 (1986).
- [8] R. Ell *et al.*, *Opt. Lett.* **26**, 373-375 (2001).
- [9] U. Keller *et al.*, *IEEE JSQTE* **2**, 435 (1996).
- [10] A. Ancona *et al.*, *Opt. Lett.* **34**, 3304 (2009).
- [11] L. Krystian *et al.*, *Opt. Lasers Eng.* **78**, 64 (2016).
- [12] C. Wang *et al.*, *Precis. Eng.* **52**, 106 (2018).
- [13] M. Groenendijk, *L.T.J.* **5**, 44 (2008).
- [14] B. Dusser *et al.*, *Opt. Exp.* **18**, 2913(2010)
- [15] F. Emaury *et al.*, *Optica* **2**, 980 (2015).
- [16] N. Kanda *et al.*, *Light Sci. Appl.* **9**, 168 (2020).
- [17] Krausz *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 163 (2009).
- [18] Fattahi *et al.*, *Optica* **1**, 45 (2014).
- [19] C.J. Saraceno, *J. Opt.* **20**, 044010 (2018).
- [20] T. Brabec *et al.*, *Opt. Lett.* **17**, 1292 (1992).
- [21] A. Giesen *et al.*, *Appl. Phys. B* **58**, 365 (1994).
- [22] L.E. Zapata *et al.*, *Opt. Lett.* **40**, 2610 (2015).
- [23] F. Saltarelli *et al.*, *Optica* **5**, 1603 (2018).
- [24] F. Saltarelli *et al.*, *Opt. Exp.* **27**, 31465 (2019).
- [25] J. Brons *et al.*, *Opt. Lett.* **39**, 6442 (2014).
- [26] J. Brons *et al.*, *Opt. Lett.* **41**, 3567 (2016).
- [27] N. Modsching *et al.*, *Opt. Exp.* **27**, 16111 (2019).
- [28] N. Modsching *et al.*, *Opt. Lett.* **43**, 879 (2018).
- [29] S. Kitajima *et al.*, *Opt. Lett.* **43**, 5451 (2018).
- [30] S. Kitajima *et al.*, *ASSL, ATh3A*, (2018).
- [31] R. Lorbeer *et al.*, *Optica* **7**, 1409 (2020).
- [32] T. Nubbemeyer *et al.*, *Opt. Lett.* **42**, 1381 (2017).
- [33] J.-P. Negel *et al.*, *Opt. Exp.* **23**, 21064 (2015).
- [34] C., Xiaowei *et al.*, *Opt. Lett.* **34**, 1588 (2009).
- [35] J. Schulte *et al.*, *Opt. Lett.* **41**, 4511 (2016).
- [36] K. Fritsch *et al.*, *Opt. Lett.* **43**, 4643 (2018).
- [37] 白川 晃, 植田憲一：光学 **38**, 25 (2009).
- [38] M. O'Connor *Proc. CLEO 2009, CThA3* (2009).

- [39] C. Aguergaray *et al.*, Appl. Phys. Lett. **103**, 121111 (2013).
[40] P. Sidorenko *et al.*, Opt. Lett. **43**, 2672 (2018).
[41] T. Birks *et al.*, Opt. Lett. **22**, 961 (1997).
[42] T. Eidam *et al.*, Opt. Lett. **35**, 94 (2010).
[43] S. Zhou *et al.*, Opt. Lett. **32**, 871 (2007).
[44] T.Y. Fan, IEEE JSTQE **11**, 567 (2005).
[45] F. Guichard *et al.*, Opt. Lett. **40**, 89 (2015).
[46] M. Müller *et al.*, Opt. Lett. **45**, 3083 (2020).
[47] H. Stark *et al.*, Opt. Lett. **44**, 5529 (2019).
[48] I. Fsaifes *et al.*, Opt. Exp. **28**, 20152 (2020).



きた しま しょう た ろう
北島将太郎

大阪大学レーザー科学研究所 特任助教
(常勤)。2019年電気通信大学大学院博士後
期課程修了(博士(工学))。高出力な超短
パルスレーザーの光源開発と、次世代高線

り返し・高エネルギーレーザーの要素研究に従事。最近は本
号の講座でも取り上げた薄ディスクレーザー用の実験系を独
自に立ち上げ、今年の5月に初の発振を達成、今後超短パル
ス生成などの成果を出していきたいです。