

# マルチコアフォトニック結晶ファイバーレーザーの位相同期特性の研究

白川 晃 研究室 黒須 雄太

## 1. はじめに

希土類イオンを添加したファイバーレーザーは低損失のシリカガラスによって作られているために高効率、導波路構造によって空間モードを完全に制御可能であるため高ビーム品質、体積比で大きな表面積を持つために優れた放熱性を持つ等の複数の優れた特徴を持つ、高平均出力レーザーである。しかし、パルスでの発振では、非線形光学効果や、ファイバー端面の損傷により性能に制限が生じることが欠点である。

ファイバーレーザーのコアの大口径化では、モードフィールド面積を増大させることで、高出力化の際の問題となる非線形光学効果の抑制や、破壊閾値の向上が可能である。しかし、曲げ損失や閉じ込め損失の影響から、コアの大口径化にも限界がある。また、自己収束効果の発生閾値はコア径には依存しておらず、ファイバーの非線形屈折率のみで決まる。そのため、ファイバーレーザーの高出力化に関する問題は、コアの大口径化のみで解決することはできない。

これらの問題を解決することのできるファイバーレーザーのアレイ化では、複数のファイバーレーザーを束ねて出力加算を行うことで、出力限界の向上が可能である。特に複数のファイバーレーザーをコヒーレントに結合するコヒーレントビーム結合(CBC)では、高輝度且つ高ビーム品質で結合を行うことができる。

マルチコアファイバー(MCF)に周期的空孔構造を加えた Yb<sup>3+</sup>添加マルチコアフォトニック結晶ファイバー(MCPCF)では、モードフィールド面積を大きくすることで、非線形光学効果を抑制し、パルス動作時に高尖頭出力化、高エネルギー化が可能である。

我々はこの MCPCF を用いて、上記の CBC によるファイバーレーザーの高尖頭出力化、高エネルギー

化の研究を行ってきた[1]。

本研究では、6 コア及び7 コア MCPCF を用いて、エンドシール法での in-phase モード、out-of-phase モードの選択励振の実証を行った。また、動作時の MCPCF レーザーのモード解析として、新たに干渉を用いた簡便なモード解析の手法を考案した。

## 2. MCPCF

本研究で用いた6 コア及び7 コア MCPCF の構造パラメータを表1、断面図を図1にそれぞれ示す。7 コア MCPCF はファイバーの中心のコアとその周りの6つのコア、6 コア MCPCF は周りの6つのコアに Yb<sup>3+</sup> イオンが添加されている。また、コアの周りの周期的空孔構造によって、シングルモード伝搬が可能である。MCPCF レーザーは、それぞれのコアがエバネッセント光により結合している。この結合によって位相同期がなされており、コア数と同数のスーパーモードを励振する(図2)。特に、最もモード屈折率の大きい1番目のモードを in-phase モード、最もモード屈折率の小さいモードを out-of-phase モードと呼ぶ。in-phase モードでは全てのコアの位相が揃っており、out-of-phase モードでは隣り合うコアの位相が $\pi$ ずれている。7 コア MCPCF に関しては周りのコアの影響で電界が打ち消しあい、中心コアでは電界がなくなっている。in-phase モードは近視野で全ての位相が揃っているために、遠視野では中心に高いピークを持っており、高輝度且つ高ビーム品質な CBC となっている。また、out-of-phase モードは隣り合う位相が $\pi$ ずれていることから、遠視野では6つのピークを持った特徴的なビーム形状が形成される。

本研究ではこの in-phase モード、out-of-phase モード についての選択励振を目標とし、実証・考察を行った。

表 1 6 コア・7 コア MCPCF の構造パラメータ

	6 コア	7 コア
空孔間隔 $\Lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	13.5	13.3
空孔サイズ $d$ [ $\mu\text{m}$ ]	6.6	5.6
コア径 [ $\mu\text{m}$ ]	20.7	21.2
第一クラッド径 [ $\mu\text{m}$ ]	180	165
Yb 添加濃度 [ppm]	1300	3000
$d/\Lambda$	0.49	0.42

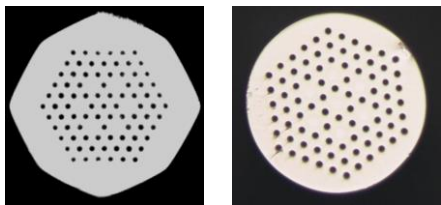


図 1. (左) 6 コア、(右) 7 コア MCPCF の断面図

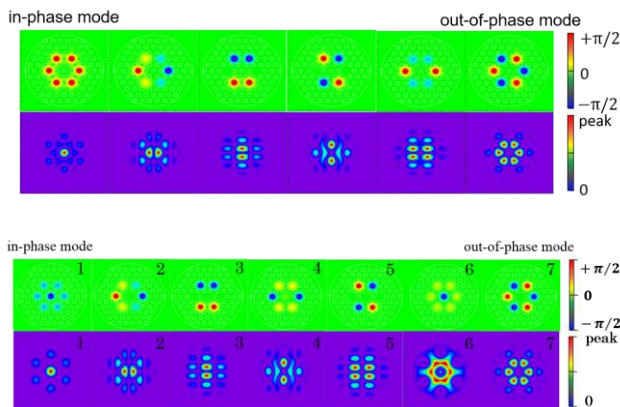


図 2. 近視野電界分布及び遠視野強度分布

### 3. エンドシール法による位相同期

MCPCF のモード選択にあたり、選択的に励振を行うためには特定のモードとそれ以外のモード間で損失差を与え、特定のモードだけを励振させる必要がある。このスーパーモードの選択励振の手法の一つに Talbot 法がある。複数の光源が等間隔に並んでいるとすると、出射後の光は回折・干渉を繰り返し、出射

直後と類似した強度分布が一定の距離で周期的に再形成される。これを自己イメージング効果(Talbot 効果)、この一定距離を Talbot 距離といい、この効果を利用して自己イメージングが再形成される距離はモードごとに異なっており、Talbot 法とは、この各モードの Talbot 距離の違いを利用した、外部共振器型モード選択法である。また、この手法を用いた共振器は Talbot 共振器とよばれる。

しかし、Talbot 共振器では MCPCF 端面でのフレネル反射がモード選択に悪影響を及ぼす[1]。

そこで本研究ではエンドキャップを MCPCF に融着するエンドシール法を用いた。エンドシール法の概念図を図 3 に示す。エンドシール法は MCPCF の空孔部分をフィラメント型融着器で熔融消滅させることで作製する。この方法では鏡の部分シリカロッド端面でのフレネル反射で行い、全ファイバーモード選択器を実現することができる[1]。エンドシール法は Talbot 法と同じく、スーパーモードごとの Talbot 距離の違いを利用して、特定のスーパーモードとその他のスーパーモードで損失差を与え、特定のスーパーモードの選択的な励振を行う。エンドシール共振器はエンドシール部であるシリカロッド側面での全反射を行うことが可能なため、ビーム広がりによる損失なしに再結合を行うことができる。

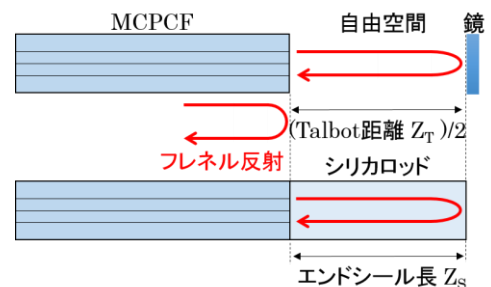


図 3. エンドシール法による選択励振

エンドシール共振器を用いた際の再結合係数について考える。6 コア・7 コア MCPCF の各スーパーモードの再結合係数を図 4、図 5 に示す。この計算には FIMMWAVE のアドオンである FIMMPROP を用いている。6 コア MCPCF では、in-phase モードを選択する場合、エンドシール長 3.1 mm の位置で再結合係数が最大値 0.67 となっており、さらに他のスーパーモードとの再結合係数の差が最も大きいのがわかる。よって、エンドシール長 3.1 mm の位置で in-phase モードは優先的に選択され、選択励振が可能である。同じように 7 コア MCPCF では、in-phase モードを選択する場合、エンドシール長 3.2 mm の位置で再結合係数が最大値 0.83 となっており、他のスーパーモードとの再結合係数の差が最も大きいため、この位置で in-phase モードの選択励振が可能である。ここで 6 コア MCPCF と 7 コア MCPCF を比較すると、7 コア MCPCF の方が高い再結合係数となっている。これは Talbot 効果により再構成される自己イメージが、6 コア MCPCF の in-phase モードの際にも中心に若干の強度を有してしまい、端面での強度分布が完全に再構成されないことが影響しており、中心にコアのある 7 コア MCPCF の方が再結合の際に損失が少なくなる。これにより、再結合係数に約 16%もの差がある。そのため、in-phase モードの選択励振の際には 7 コア MCPCF の方が有利である。

また、out-of-phase モードの選択励振に関しては、どちらとも 4.5~5.5 mm の広い範囲で 80%程度の高い再結合係数と他のモードとの大きな損失差を有しており、他のモードに比べて選択励振が容易であると考えられる。

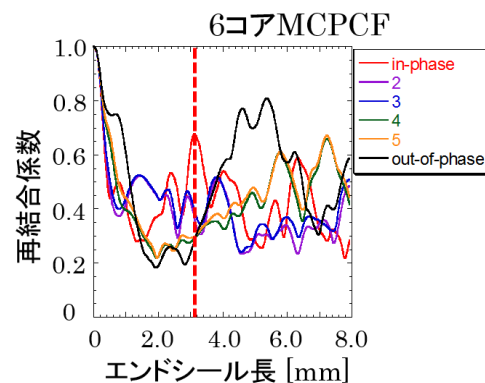


図 4. 6 コア MCPCF のスーパーモードの再結合係数

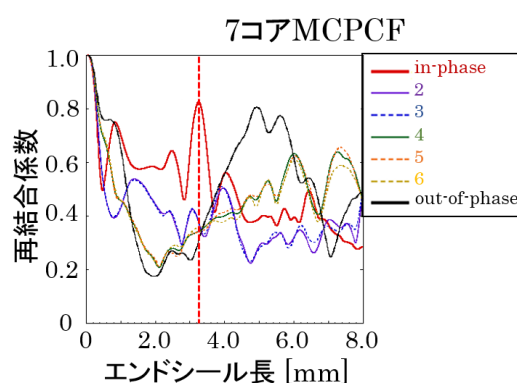


図 5. 7 コア MCPCF のスーパーモードの再結合係数

本研究では in-phase モードの占有率の評価方法として、以下の式で表される中心ローブ比 $\eta_c$ を用いる。

$$\eta_c = \frac{\left| \iint_{d < 2.2 \text{ deg}} I(x, y) dx dy \right|}{\left| \iint I(x, y) dx dy \right|} \quad (1)$$

中心ローブ比 $\eta_c$ は、in-phase モードの全体の強度のうち、中心ローブの強度が占める割合としている。この定義式において、中心ローブの領域は直径  $d < 2.2 \text{ deg}$  と定義した。これは遠視野強度分布での in-phase モードが、計算値では  $d = 2.2 \text{ deg}$  のときに中心ローブの裾があることから決定しており、in-phase モードがどの程度の割合で中心にビーム結合しているのかを示す指標ともなっている。

今回用いたエンドシール共振器での in-phase モードの選択励振では、Talbot 共振器に比べて中心ローブの高い遠視野強度分布を形成することが可能である。これはエンドシール部の作製の際に発生するテーパ部、つまり空孔が徐々に潰れていく領域の影響であると考えられる (図 6)。空孔径による中心ローブ比と  $M^2$  の推移を表したグラフを図 7 に示す。これを見るとわかるように、空孔径が小さくなるにつれて、中心ローブが縮小していき、サイドローブも減少していくことがわかる。また、それに伴い中心ローブ比と  $M^2$  の値も向上する。これは中心ローブの周りに存在したサイドローブが抑制され、その抑制された分が中心ローブに加えられることで、TEM<sub>00</sub> のガウシアンビームに近くなっていくからであると考えられる。

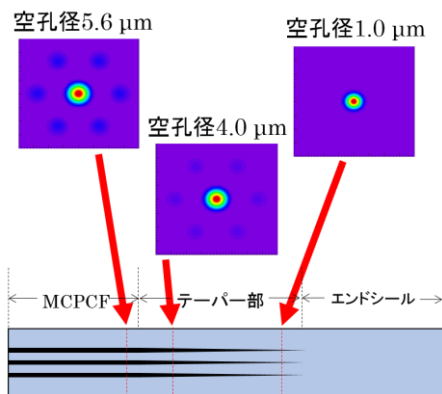


図 6. 空孔径による遠視野ビーム形状の変化

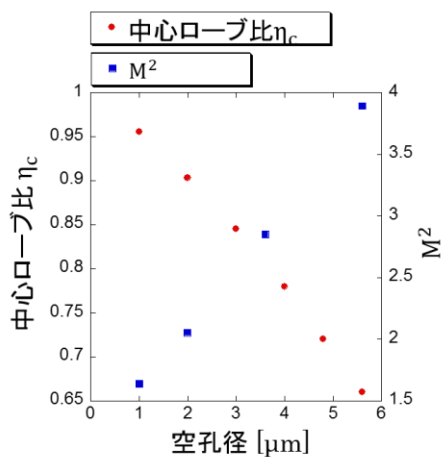


図 7. 空孔径による中心ローブ比、 $M^2$  の推移

#### 4. エンドシール法による位相同期発振実験

7 コア MCPCF を用いた発振光学系を図 8 に示す。両側のファイバー端面によるフレネル反射で共振器を構築しており、エンドシール側から出射されたビームを CCD で観測した。in-phase モード選択時のエンドシール最適長 5.2 mm で観測した遠視野像と評価を図 9 に示す。このモードの評価方法として、直径  $d < 2.2$  deg の範囲内に含まれる光強度の割合を表す中心ローブ比  $\eta_c$ 、及び  $M^2$  を用いた[1]。in-phase モードの  $M^2$  及び中心ローブ比の理論値は  $M^2 = 3.89$ 、 $\eta_c = 0.66$  程度であるが、エンドシール部でサイドローブが抑制されており、理論値を越えた  $M^2 = 3.44$ 、中心ローブ比  $\eta_c = 0.98$  という値を持つ遠視野ビーム形状を観測した。また、エンドシール長 5.6 mm の時に、図 5 のような out-of-phase モードの特徴を持った近視野像及び遠視野ビーム形状を観測した。ただし、遠視野像で中心にもピークが存在しており、他のスーパーモードも同時に励振されていると考えられる。今回は中心ローブ比等の方法では、このビーム形状に関して評価を行うことはできなかったため、全てのスーパーモードに関して評価することのできるモード解析法を新たに考案した。

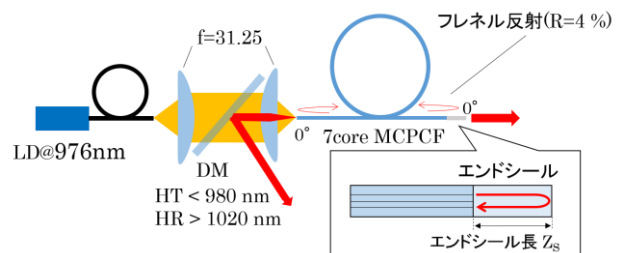
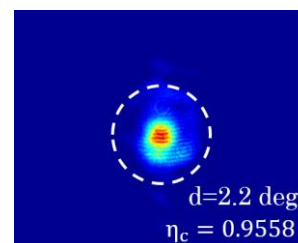


図 8. 6 コア MCPCF の位相同期連続発振光学系



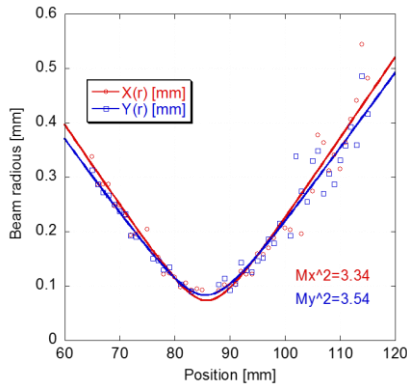


図9. 観測した遠視野ビーム形状とその評価

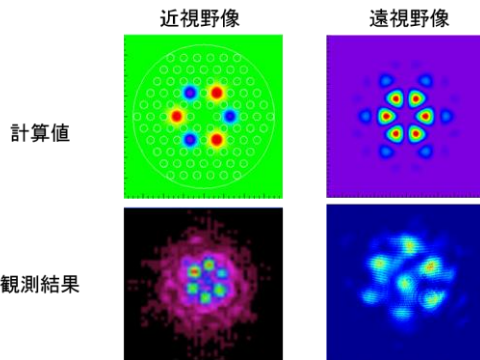


図10. out-of-phase モードの近視野像と遠視野像

## 5. 干渉法によるモード解析

これまで遠視野ビーム形状に関する評価は、中心ローブ比を用いて行ってきたが、この評価方法では他のスーパーモードの割合を算出することはできなかった。そのため、新たなモード解析法が必要であった。現在、静的ファイバーのモード解析は Spatially and spectrally resolved imaging (S<sup>2</sup>法) などを用いて行われているが、この手法はアクティブレーザーに用いることはできない。これまで動作時の MCPCF レーザーのモード解析は一件しか報告されておらず、その手法もモード解析を行うそれぞれのレーザーに対して、それぞれ違った回折格子ホログラムを作製する必要があるために、ファイバーレーザーのようなファイバーの設計によって、伝搬するモードが異なるレーザーのモード解析を行うには、非常に高価で困難なモード解析法であった[2]。そのため、新たなモード解析法を考案した。

本研究で用いる干渉法によるモード解析では、像転送した近視野像で干渉縞を観測する。得られた干渉縞について、フーリエ変換を用いることによって、干渉縞の空間周波数スペクトルの検出が可能である。干渉縞の空間周波数スペクトルには電界分布と位相の情報が含まれており、これらの情報を抽出することでモード解析を行うことができる。

電界分布と位相の算出方法（フーリエ変換法）についての詳細を記す。今回はマッハ・ツェンダー干渉計によって干渉縞を得た。この干渉縞の空間周波数スペクトルから電界分布と位相を算出する手法をフーリエ変換法という[3]。干渉縞はフーリエ変換を行うことにより、三つの分離した空間周波数スペクトルで表すことができる（図6）。空間周波数スペクトルの中心には低周波数成分があり、その両側に干渉縞の空間周波数スペクトルがある。その干渉縞の空間周波数スペクトルを抽出し、原点に移動する処理を行ったうえで逆フーリエ変換をすることで、干渉縞の明暗と空間キャリア周波数を取り除くことが可能である。

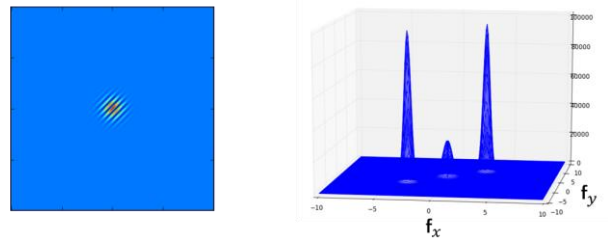


図6. 干渉縞とその空間周波数スペクトル

次に、求めた電界分布 $E$ から、それぞれのスーパーモードの割合を求めるモード解析について記述する。MCPCF レーザーの全てのスーパーモードは線形結合として表されるため、以下のようにスーパーモードで分解して電界分布 $E$ を表すことができる。

$$E = c_1\alpha_1 + c_2\alpha_2 + \dots + c_n\alpha_n \quad (2)$$

$c_n$ は $n$ 番目のモードの振幅、 $\alpha_n$ は $n$ 番目のモードの電界分布を表している。次に、求めたい $n$ 番目のスーパーモードの複素共役 $\alpha_n^*$ を両辺に掛け合わせ、積分を行うこ



とにより、以下の式を得る。このとき、全てのスーパーモードは規格化されているとする。

$$\iint E \cdot \alpha_n^* dx dy = c_n \quad (3)$$

式(3)より、MCPCF レーザーが励振する in-phase モードから out-of-phase モードまでの全てのスーパーモードについてのモードの振幅 $c_n$ を算出することによって、以下のように割合として表すことができる。

$$C_n = \frac{|c_n|^2}{|c_1|^2 + |c_2|^2 + \dots + |c_n|^2} \quad (4)$$

本研究で用いた近視野像転送干渉計を図7に示す。経路①では6コアMCPCF端面の近視野像を像転送しており、伝搬距離を変えられるように設計した。そして経路②のSMFより出射される参照光(平面波)との干渉縞を観測する。また、経路③で遠視野像を像転送することにより、同時に観測を行った。

観測した干渉縞を含む近視野像とフーリエ変換法により算出した電界分布及び位相を図8、図9にそれぞれ示す。図8(a)は干渉縞を含む近視野像、図8(b)は遠視野像、図9(a),(b)は干渉縞より算出した電界分布と位相をそれぞれ表している。

得られた電界分布を6つのスーパーモードで展開し、モードの割合を計算する。その結果、out-of-phaseモードが68%と大部分を占めており、遠視野像の観測結果も6つのピークを持っていることから特徴が一致した。

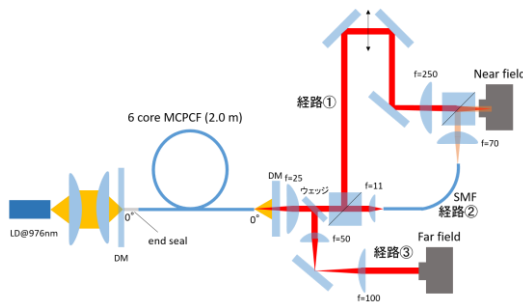


図7.6 コア MCPCF laser を用いた近視野像転送干渉計

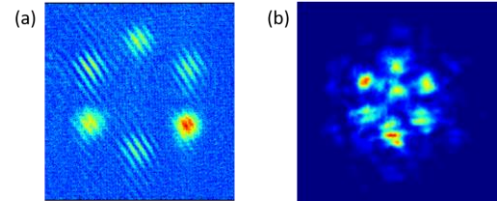


図8. (a)干渉縞を含む近視野像、(b)遠視野像

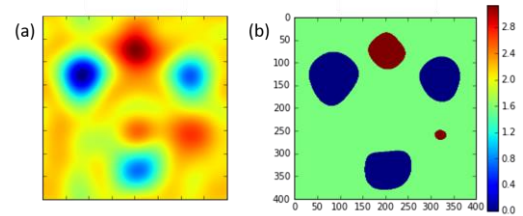


図9. 算出した(a)電界分布、(b)位相

## 6. 結論と今後の展望

7 コア MCPCF の位相同期特性として、in-phase モードの選択励振を実証した。研磨によりエンドシール長の最適化を行い、中心ローブ比 $\eta_c=0.98$ 、 $M^2=3.44$ の遠視野ビーム形状を観測した。これにより、in-phase モードの選択励振を確認した。また、エンドシール長 5.6 mm の時、out-of-phase モードの特徴を持った近視野像及び遠視野像を観測した。

また、MCPCF レーザー動作時の新たなモード解析の手法として、干渉法によるモード解析の考案及び実証を行った。その結果、近視野像および遠視野像が out-of-phase mode の特徴と一致するものを観測することができた。しかし、近視野像と算出した電界分布の強度が一致しておらず、干渉縞が不鮮明な部分については正確な結果が得られなかった。

## 参考文献

- [1] M. Matsumoto, T. Kobayashi, A. Shirakawa, and K. Ueda, "All-fiber phase-locked multi-core photonic crystal fiber laser," *Advanced Solid-State Photonics 2011*, paper AMC 3.
- [2] Jollivet, Clémence, et al., "Mode-resolved gain analysis and lasing in multi-supermode multi-core fiber laser," *Opt. Exp.* **22**, 24, pp.30377-30386, 2014
- [3] 武田光夫, "フーリエ変換法によるしま画像解析とその応用," *応用物理* 第62巻 第6号, 1993