

フォトニック結晶ファイバーと超短光パルス

中 沢 正 隆

Photonic Crystal Fibers and Their Application to Ultrashort Pulse Propagation

Masataka NAKAZAWA

It is possible to make an index-guiding optical fiber by making small air holes in the cladding instead of doping high index materials into the core. This fiber is called index-guiding type photonic crystal fibers. They have very interesting new features such as endlessly single-mode operation, zero GVD in the visible region, and easy control of spot-size due to the strongly guiding characteristics caused by a very high relative refractive index between the core and air-holed cladding. We describe recent progress on ultrashort pulse propagation in the photonic crystal fibers, referring to the possibility of high speed optical communication over 500–1300 nm.

Key words: photonic crystal fibers, holey fibers, ultrashort pulse propagation, nonlinear fiber optics, zero group velocity dispersion, high-speed optical communication

最近、光ファイバー研究の分野で、フォトニック結晶ファイバー (PCF: photonic crystal fiber) とよばれる新しいファイバーが注目を浴びている。フォトニック結晶ファイバーは2つに大別することができる^{1,2)}。1つはコアにガラスを用い、クラッド部には周期的に空孔を設ける構造であり、屈折率導波型フォトニック結晶ファイバー (index-guiding PCF) とよばれる。Bath 大学はこれをフォトニック結晶ファイバーとよび、Southampton 大学のグループは空孔がたくさんあることから “holey” fiber とよんでいる^{3,4)}。筆者らは、ここでは単にフォトニック結晶ファイバーあるいは PCF とよぶことにする。一方 PCF は、クラッドの等価屈折率を空孔 (屈折率 $n=1$) とガラス ($n=1.45$) との比率により変化させ、ガラスコアより屈折率を下げたコアに光を閉じ込めるもので、光の閉じ込めの原理としては従来のものと同じである。大きな相違点は、従来の構造がコアとクラッドの屈折率の差が小さい ($\Delta \sim 0.2\%$) weakly guiding structure に対して、フォトニック結晶ファイバーは $\Delta \sim$ 数%以上と strongly guiding structure になっている点である。このため構造分散が非常に大きくな

り、ファイバーのゼロ分散波長が幅広く変化する特徴がある。

もう1つのフォトニック結晶ファイバーは、従来のコア-クラッド境界での全反射 (TIR: total internal reflection) を利用しない二次元ブラッグ反射構造をもつファイバーである^{1,5)}。これをフォトニックバンドギャップ型フォトニック結晶ファイバー (photonic bandgap PCF)、あるいは単に PBF (photonic bandgap fiber) とよんでいる。PBF は、光の進行方向 (z 方向) での伝搬モードが存在する場合に、二次元断面 (x - y) 方向での周期構造による完全反射を実現するもので、コアが空気でクラッドの屈折率のほうがコアよりも高い場合でも光を導波できる。空気コアの実現により、低損失低分散な光伝送および非線形光学効果の抑制効果が期待されている。

本解説では PCF に焦点を当て、特にファイバーのゼロ分散波長を幅広く変化できる特徴を利用した超短光パルスの伝搬、非線形光学応用ならびに従来実現が難しかった 500~1300 nm 波長域における高速通信の可能性⁶⁾ について述べる。

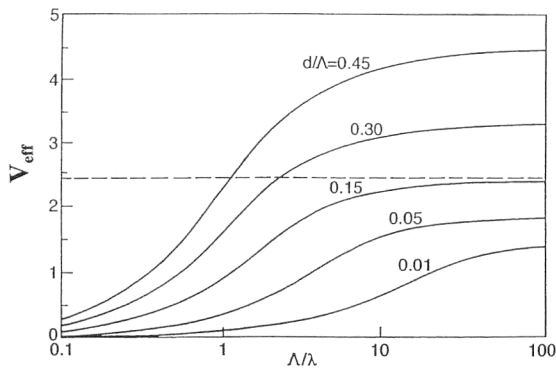


図1 Λ/λ (規格化周波数) に対する等価的な V 値 (V_{eff}) の変化. Λ は空孔間の距離, λ は波長, d は空孔の直径を示す.

1. PCF

1.1 有効屈折率モデルによる PCF の評価

PCF の特徴を理解するためにいちばん簡単でかつ従来のファイバーとの類似性からも理解しやすい方法として, Birks らにより提案された有効屈折率法 (effective index method) がある⁷⁾. この方法は, シリカの屈折率 n_{co} をもつコアに対して空孔とガラスからなるクラッドの有効(等価)屈折率を求め, PCF の特性を従来のステップインデックス型の単一モードファイバーとして記述するものである. このようにすると, 等価的な V 値 (規格化周波数) V_{eff} が求められ, それからかなりの情報が得られる. ここで, クラッドの有効屈折率 n_{eff} は以下のように定義している.

$$n_{\text{eff}} = \beta_{\text{FSM}}/k \quad (1)$$

ただし, β_{FSM} はこのような空孔構造が一面にあるとした場合の平面波基本モードの伝搬定数であり, k は空気中での波数 $2\pi/\lambda$ である. したがって, このような PCF での伝搬定数 β は $kn_{\text{co}} > \beta > kn_{\text{eff}}$ を満足する. このようにして得られる n_{eff} を用いると, この PCF の V_{eff} は次式で与えられる.

$$V_{\text{eff}} = (2\pi\Lambda/\lambda) (n_{\text{co}}^2 - n_{\text{eff}}^2)^{1/2} \quad (2)$$

ここで, 六方最密構造 (三角格子) を考え, 真中の空孔 (コア) をガラスで埋めてあるとして, 空孔間の距離 Λ をコア半径としている. これは, コア部で隣接する空孔間距離は 2Λ で与えられることに起因している (正確には $2\Lambda - d$; d は空孔径). このようにして得られた Λ/λ (規格化周波数) に対する V_{eff} の変化を図 1 に示す^{8,9)}. $V_{\text{eff}} = 2.405$ が従来のステップインデックス型単一モードファイバーの LP_{11} モードの cut-off であり, これ以下の V 値でファイバーは単一モードとなる. 図より, 例えば $d/\Lambda = 0.15$ の場合には, Λ を固定して λ を変えても V_{eff} は 2.405 以下にあることがわかる. これは, 非常に広い波長域にわたって単一モード動作が実現できることを示している. Birks らは,

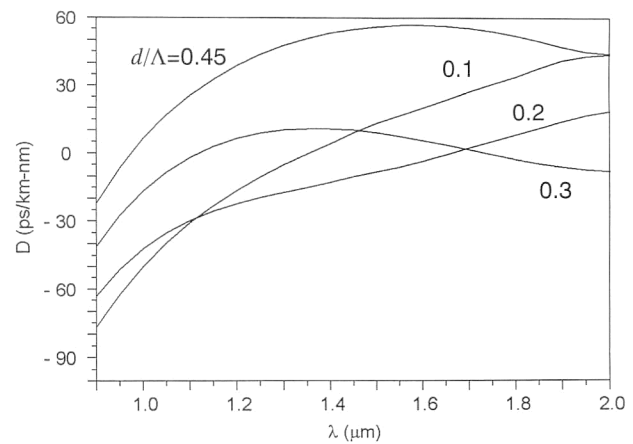


図2 ベクトル場ビーム伝搬法により得られた波長に対する PCF の分散特性. d/Λ は 0.1, 0.2, 0.3 および 0.45 とし, 三角格子の 2 辺の長さ (Λ) は $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ の場合である. この場合, セルマイヤーの多項式により材料分散も考慮している.

この PCF の特徴を “endlessly single-mode” とよんでいる⁸⁾. 例えば, $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ として波長 λ を $1.5 \sim 0.5 \mu\text{m}$ まで変化したとき, Λ/λ は 1.33~4 の範囲で変化するが, V_{eff} は $V = 2.405$ を超えない. V 値を決める場合コア径の大きさが問題となるが, Birks らは $0.625\Lambda^{10}$, また小柴は $\Lambda/\sqrt{3}^{11}$, とした場合に $V = 2.405$ 以下において単一モードであることを報告している. このように V 値が飽和傾向になる理由は, 従来のファイバーではクラッドの屈折率 n_{clad} は波長依存性がないために V 値は (波長)⁻¹ に比例して増大するが, PCF では有効クラッド屈折率 n_{eff} が波長に強く依存する関数であることに起因している. したがって, 光通信で用いる $1.5 \mu\text{m}$ 帯から緑色の可視光までの広波長帯域で動作する単一モードファイバーを実現できることになる.

1.2 分散特性

PCF の分散特性を求めるには導波モードの伝搬定数を算出し, その微分から群速度分散を計算する必要がある. 精度のよい計算手法としては, FEM 法 (有限要素法)^{1,12,13)}, FDTD 法 (時間領域差分法)^{14,15)}, ベクトル波平面波展開法がある¹⁶⁻¹⁸⁾. いずれの方法も, 空孔が大きく d/Λ が大きくなる場合には, H_x, H_y (もしくは E_x, E_y) 間の結合が無視できないため, フルベクトル場での解析が不可欠である.

ベクトル場の BPM (ビーム伝搬法) により得られた分散特性を図 2 に示す. パラメータ d/Λ は 0.1, 0.2, 0.3 および 0.45 とし, 三角格子間の長さ (Λ) は $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ の場合である. この場合, セルマイヤーの多項式により材料分散も考慮している. 図 2 からわかるように, d の変化とともに分散特性が大きく変化する. d が小さい場合には

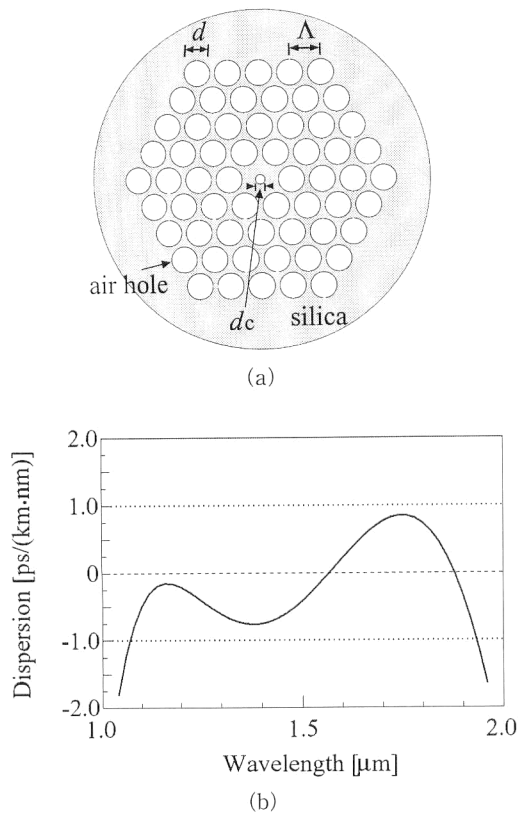


図3 コア部に小さな空孔を有するPCFの構造とその広帯域低分散特性¹⁹⁾. (a) PCFの断面構造, (b) 分散特性.

n_{eff} も n_{co} に近くなり、構造分散は小さくなる。したがって、ゼロ分散はほとんど材料分散で決まり $1.3 \mu\text{m}$ 付近になる。 $d/\Lambda=0.3$ 程度になると分散フラットの特性が得られ、さらに $d/\Lambda=0.45$ と大きくすると、ゼロ分散は $1 \mu\text{m}$ 付近に、すなわち短波長に移動しはじめる。

小柴らは、コアの中心に $1 \mu\text{m}$ 以下の小さな空孔を設けることにより、少ない空孔数で閉じ込め損失が小さくかつ分散フラットの特性を報告している¹⁹⁾。その中心空孔付加型PCFの構造図を図3(a)に、またその波長分散特性を図3(b)に示す。波長 $1.1 \sim 1.8 \mu\text{m}$ まで $\pm 1 \text{ ps/km/nm}$ 以下の超広帯域低分散特性が得られていることがわかる。

図4に、3種類の空孔率 d/Λ の大きさ small ($0.1 \sim 0.3$), medium ($0.3 \sim 0.5$), large ($0.5 \sim 0.8$) におけるPCFの群速度分散 (GVD: group velocity dispersion) の変化の様子および光通信との関係を示す。図4に示すように、small d/Λ の場合には広帯域分散フラット特性により $1.3 \sim 1.5 \mu\text{m}$ 広帯域光通信に、medium d/Λ では波長 $1 \mu\text{m}$ 帯の高速光通信、さらに large d/Λ では $0.8 \mu\text{m}$ 帯の高速光通信が期待できる。従来のファイバーでは $1.3 \mu\text{m}$ より短波長でのゼロ分散は実現できなかったが、PCFは短波長帯での高速光通信、特に GaAlAs/Si 領域での安価で

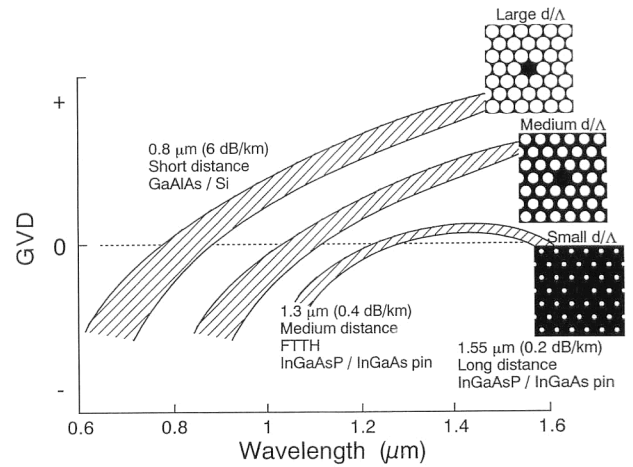


図4 PCFの群速度分散 (GVD: group velocity dispersion) の変化と光通信との関係.

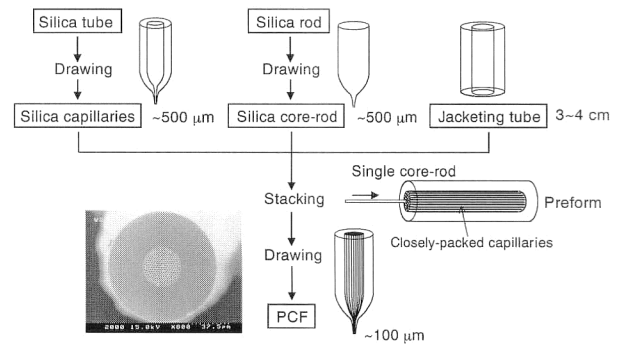
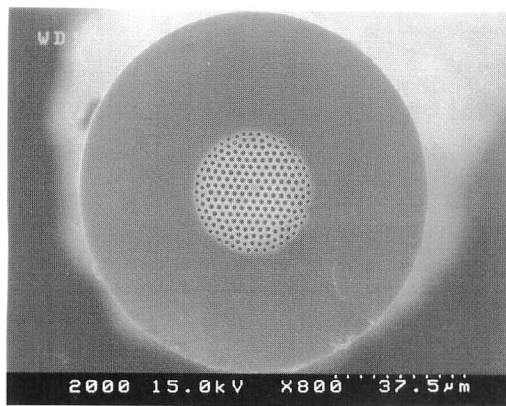


図5 キャピラリー法 (capillary methodあるいは stack and draw method) によるPCFの作製方法²⁰⁾.

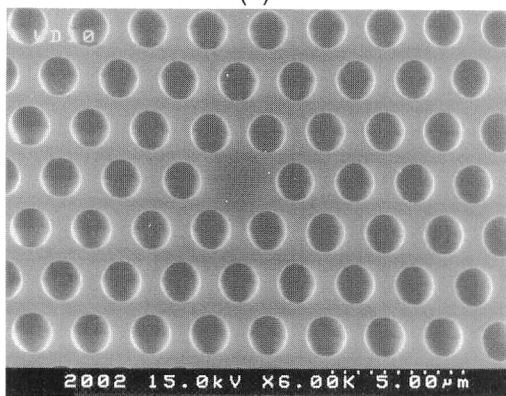
高速な光通信が期待できる新たな伝搬媒体といえる⁶⁾。また、スポットサイズも数 μm 以下と小さいため、非線形光学効果の発生にも威力を発揮する。

2. PCFの作製と超短パルス伝搬特性

キャピラリー法 (capillary methodあるいは stack and draw method) によるPCFの作製とその分散特性について述べる²⁰⁾。PCFの作製法を図5に示す。プリフォームの大きさにもよるが、1回の線引きで数kmは容易に作製できる。線引き時に圧力の変化が伴いやすいため、圧力を一様にするように工夫する必要がある。キャピラリー法の利点として長手方向の均一性が保たれる反面、キャピラリーの表面の散乱や管自体の良し悪しが伝送特性に影響する。他の方法として穴あけ (超音波ドリル) 法がある。これは、PANDA (偏波保持) ファイバーの応力付与部の加工に用いた穴あけ技術により、穴を多数あける方法である。不純物の少ないガラス母材を用いれば低損失のPCFが実現できるが、長手方向に均一に深く穴あけをすることが難しいという面もある。



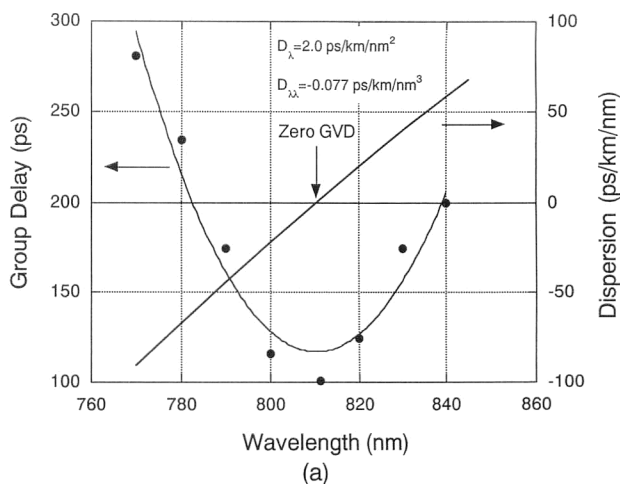
(a)



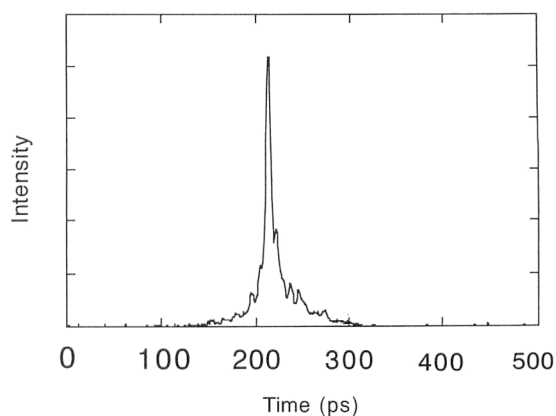
(b)

図6 キャピラリー法により作製したPCFの断面のSEM写真。(a)はPCF全体を、(b)はコア部を拡大して示す。

キャピラリー法により作製したPCFの断面のSEM写真を図6(a)と(b)に示す。(a)は全体を(b)はコア部を拡大して示しているが、キャピラリー間の空隙が消失し、大変きれいなPCFが作製できていることがわかる。このPCFの空孔率 d/Λ は ~ 0.7 と高く、短波長側(800 nm帯)にゼロ分散をもつPCFである。本PCFの実測した分散特性を図7(a)に示す。分散特性は、波長可変フェムト秒Ti:sapphireレーザーを用いてパルス遅延法により求めている。すなわち、群遅延特性をフィッティングし、それを微分して求めたゼロ分散波長は810~820 nmである。また、実際に2 kmの本PCFに1 psのパルスを入射させた場合の波形の変化を図7(b)に示す。従来のファイバーではナノ秒まで広がってしまうが、このPCFではパルス幅の広がり約7 ps程度であり、800 nm帯でも超短光パルスが伝搬できることがわかる²⁰⁾。このことは、この波長帯においても数十Gb/sの伝送が実現できる可能性を示している。



(a)



(b)

図7 PCFの分散特性と超短パルスの伝搬特性²⁰⁾。(a)は群遅延および分散特性、(b)は2 kmを伝搬したピコ秒パルスを示す。入射パルス幅は1 ps。分散特性は波長可変フェムト秒Ti:sapphireレーザーを用いてパルス遅延法により求めている。

3. PCF中の超短パルスと非線形光学・新波長帯高速光通信への応用

3.1 PCFによる800 nm帯ソリトン効果の発生

Wadsworthらは、800 nm帯にゼロ分散をシフトできることを用いて、波長850 nmにおいて約200 fsのソリトンパルスを得ている²¹⁾。また、Priceらは、半導体レーザー励起のモード同期Ybファイバーレーザーを用いて波長1.06 μm のピコ秒パルスを170 fsまで圧縮している²²⁾。その様子を図8に示す。図8(a)はパルス圧縮の長さ依存性であり、2.4 psの入力パルスがどのようにソリトン圧縮されていくかを示している。また、図8(b)は圧縮された波形の自己相関波形を示している。パルスエネルギーが高い場合には、パルスの裾野から高次の光ソリトンが励振されていることがわかる。

3.2 広帯域光源

Rankaらは、75 cmのPCFに波長800 nmの100 fsパ

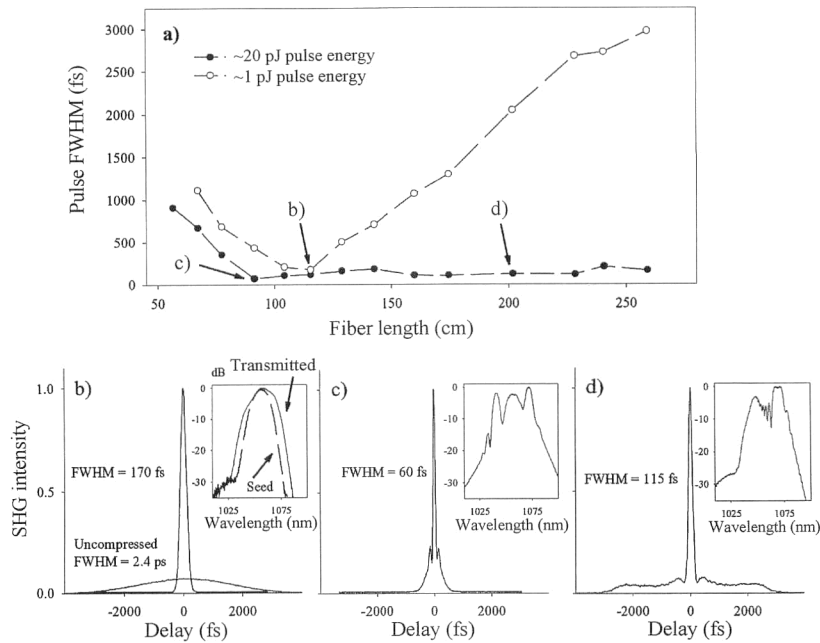


図8 PCFのソリトン効果によるパルスの圧縮特性²²⁾。(a) 出力パルスのPCF長依存性を示し、2.4 ps入射パルスのエネルギーの違いにより出力パルス幅が大きく異なる。この違いはソリトン効果による。(b)~(d) 圧縮されたパルス波形と対応するスペクトル波形を示す。(b)は基本ソリトンの圧縮でパルスの圧縮度は小さいがきれいなパルスが得られている。(c)と(d)はピークパワーの大きい場合であり、非圧縮パルスの裾野に高次ソリトンの広がりがみられ、それに対応してスペクトルの広がりも大きい。

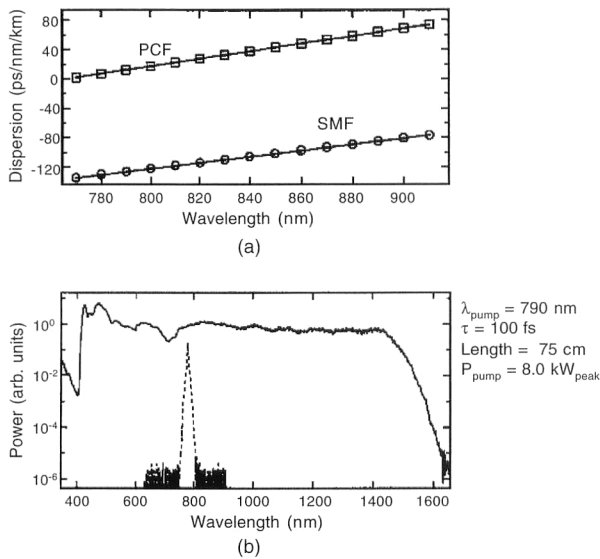


図9 ゼロ分散が800 nm帯にシフトしたPCFと通常の単一モードファイバー(SMF)との群速度分散の比較と、そのPCFによる白色光発生の様子²³⁾。(a) PCFのゼロ分散が760 nm付近に存在するために、モード同期Ti:sapphireの超短パルスでソリトンを励振できる。また低分散のためFWM(四光波混合)も起こりやすい。(b) 波長790 nm、パルス幅100 fsのパルスを75 cmのPCFに入射させた場合の広帯域スペクトルの発生を示す。破線は入力スペクトルである。

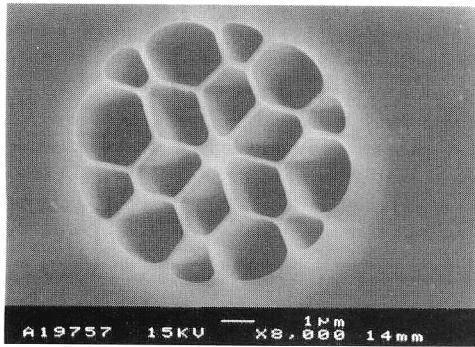
パルスを入射させ、非線形光学効果により非常に広帯域な白色光(SC光: supercontinuum)を発生させている²³⁾。その様子を図9に示す。図9(a)は、従来の単一モードファイ

バーSMFと実験に用いたPCFの分散特性を示す。PCFでは、従来のファイバーに比べて波長800 nm帯において小さい異常分散が得られており、ソリトンを励振しやすいようになっていることがわかる。重要な点は、PCF構造によりゼロ分散を760 nmにシフトするとともに、スポットサイズを小さくし、非線形光学効果を起こしやすくしていることである。図9(b)は得られたSC光の様子を示す。ソリトンの励振、自己位相変調効果ならびに四光波混合により、400~1500 nmのSC光が得られていることがわかる。

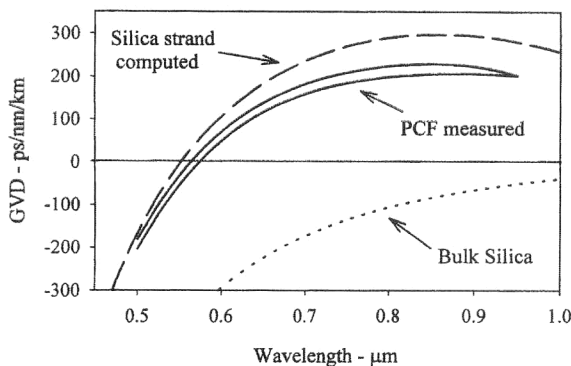
Holzwarthらは、この広帯域特性を用いてモード同期レーザーのCOE(carrier offset envelope)を測定することに成功し、これをもとに光の絶対周波数計測が容易に行えることを報告している²⁴⁾。

3.3 500~1300 nm帯高速通信の可能性

Knightらは、ほとんどシリカのみで細径コアと空気クラッドのようなPCFを作製し、そのゼロ分散が500 nm帯に入ることを報告している²⁵⁾。図10にその様子を示す。図10(a)はPCF断面のSEM写真を示す。また、材料分散を考慮して計算したこのような空気クラッドファイバーの分散特性と、実測した分散特性を図10(b)に示す。測定されたPCFの分散特性はおおよそ空気クラッドのシリカファイバーに一致する様子が見られる。このことは、ゼロ分散波長は約550 nmであり、緑色をした超短ソリトンパルスを伝搬できる可能性もあることを示唆している。



(a)



(b)

図10 非常に高い比屈折率差を有するPCFと空気クラッドシリカファイバーの分散特性の比較²⁵⁾。(a)中心のコア径が約 $1\mu\text{m}$ と細く、かつそれを支える厚さ 120nm のハニカム状のクラッドからなっているPCFの断面図。(b)材料分散を考慮して計算した空気クラッドファイバーの分散特性と、実測した分散特性。

以上のように、ゼロ分散波長が $500\sim 1300\text{nm}$ にわたって実現できる可能性があるために、光通信の波長域がほぼ無限になることも夢ではない。

全反射型(TIR)PCFと、そのファイバー中の超短パルス伝搬および非線形光学応用について報告した。PCFは“endlessly single-mode”，短波長へのゼロ分散シフト，空孔の大きさを変化させることによるスポットサイズの制御など，従来のindex-guiding fiberにはみられない特徴を有している。このため，新たな高速光通信，非線形光学への応用が積極的に行われており，大変興味深いファイバーである。これらの新機能的ファイバーは1995年に提案され，1996年に初めてつくられたものであり，まだ研究が始まって7~8年である。今後，大幅な低損失化，高機能化が図られ，将来さまざまな分野に利用されていくものと考えられる。

文 献

- 1) T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin and T. J. Shepherd: “Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures,” *Electron. Lett.*, **31** (1995) 1941-1943.
- 2) J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and D. M. Atkin: “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.*, **21** (1996) 1547-1549.
- 3) P. J. Bennett, T. M. Monro and D. J. Richardson: “A robust, large air fill fraction holey fibre,” *Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics*, CWF64 (Baltimore, 1999) p. 293.
- 4) T. M. Monro, D. J. Richardson and P. J. Bennett: “Developing holey fibres for evanescent field devices,” *Electron. Lett.*, **35** (1999) 1188-1189.
- 5) R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts and D. C. Allan: “Single-mode photonic band gap guidance of light in air,” *Science*, **285** (1999) 1537-1539.
- 6) 中沢正隆: “フォトリック結晶ファイバによる $500\sim 1300\text{nm}$ 波長帯での超高速光通信の可能性について”，電子情報通信学会技術研究報告，OFT2001-105 (2002) pp. 1-11.
- 7) J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and J. P. de Sandro: “Properties of photonic crystal fiber and the effective index model,” *J. Opt. Soc. Am.*, **15** (1998) 748-752.
- 8) T. A. Birks, J. C. Knight and P. St. J. Russell: “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.*, **22** (1997) 961-963.
- 9) J. Broeng, D. Mogilevtsev, S. E. Barkou and A. Bjarklev: “Photonic crystal fibers: A new class of optical waveguides,” *Opt. Fiber Technol.*, **5** (1999) 305-330.
- 10) T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight, P. St. J. Russell, J. Broeng, P. J. Roberts, J. A. West, D. C. Allan and J. C. Fajardo: “The analogy between photonic crystal fibers and step index fibers,” *Technical Digest of Optical Fiber Communication Conference*, FG4 (San Diego, 1999) 114-116.
- 11) M. Koshiba: “Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method,” *IEICE Trans. Electron.*, **E85-C** (2002) 881-888.
- 12) J. B. Pendry: “Photonic band structures,” *J. Mod. Opt.*, **41** (1994) 209-229.
- 13) 小柴正則: “フォトリック結晶ファイバの伝送特性解析”，電子情報通信学会技術研究報告，OFT2001-8 (2001) 43-48.
- 14) A. Taflove: *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Artech House, Norwood, MA, 1995).
- 15) 宇野 亨: FDTD法による電磁界及びアンテナ解析 (コロナ社, 1998).
- 16) A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, P. Andres and M. V. Andres: “Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.*, **24** (1999) 276-278.
- 17) M. J. Steel and R. M. Osgood, Jr.: “Elliptical-hole photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.*, **26** (2001) 229-231.
- 18) A. Bjarklev, J. Broeng and S. E. Barkou: “Modeling of photonic crystal fibres,” *Technical Digest of European Conference on Optical Communication* (France, 1999) pp. 26-30.
- 19) 土田剛広, 齋藤晋聖, 小柴正則: “中心空孔付加型分散フラットフォトリック結晶ファイバ”，電子情報通信学会総大会予稿集，C-3-91 (2003) p. 231.
- 20) H. Kubota, K. Suzuki, S. Kawanishi, M. Nakazawa, M. Tanaka and M. Fujita: “Low-loss, 2 km-long photonic crystal fiber with zero GVD in the near IR suitable for picosecond pulse propagation at the 800 nm band,” *Techni-*

- cal Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics, CPD3-1* (Baltimore, 2001).
- 21) W. J. Wadsworth, J. C. Knight, A. Ortigosa-Blanch, J. Arriaga, E. Silvestre and P. St. J. Russell: "Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm," *Electron. Lett.*, **36** (2000) 53-55.
 - 22) J. H. V. Price, W. Belardi, T. M. Monro, A. Malinowski and D. J. Richardson: "Soliton transmission and supercontinuum generation in holey fiber, using a diode pumped Ytterbium fiber source," *Opt. Express*, **10** (2002) 382-387.
 - 23) J. K. Ranka, R. S. Windeler and A. J. Stentz: "Optical properties of high-delta air-silica microstructure optical fibers," *Opt. Lett.*, **25** (2000) 796-798.
 - 24) R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell: "Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy," *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000) 2264-2267.
 - 25) J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell: "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **12** (2000) 807-809.

(2003年7月28日受理)