

## 講義

## 光ファイバとその応用—II

## 光ファイバ構造と設計(2)—特殊構造

## 光ファイバの設計と特性

左 貝 潤 一\*

東京大学先端科学技術研究センター 〒153 東京都目黒区駒場 4-6-1

(1989年7月28日受理)

## Optical Fibers and Its Applications—II

Optical Fiber Structure and Design (2)—Design and Characteristics  
of Optical Fibers with Specific Structures

Jun-ichi SAKAI\*

Research Center for Advanced Science and Technology, University of Tokyo,  
4-6-1, Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153

## 4. 分散制御光ファイバ

## 4.1 目 的

既述のように、石英系光ファイバの低損失領域は $1.55\mu\text{m}$ 近傍にあるのに対して、通常の単一モード光ファイバの低分散領域は $1.3\mu\text{m}$ 近傍にある。この波長帯での中継間隔は分散制限となっているので、 $1.55\mu\text{m}$ で低分散となるように分散値を制御した光ファイバを作製すれば、低損失と低分散を兼ね備えた光ファイバが実現できる。

分散制御単一モード光ファイバを細かく分類すると2種類ある。一つは、ゼロ分散波長を $1.3\mu\text{m}$ 帯から $1.55\mu\text{m}$ に移すもので分散シフト光ファイバと呼ばれる。これでは特定の波長に対してゼロ分散が実現できるが、その波長からずれると分散値が急激に上昇するため、周波数多重伝送への応用では不利である。また、光源波長値への制限条件が厳しくなる。そこで、できる限り広い波長範囲にわたって低分散を実現する、分散フラット光ファイバも研究されている。これらの光ファイバ

を実現するため、接続・曲げ損失特性のほか、分散制御性(各種パラメータの変動に対する分散値変化)にも着目して検討が加えられている。表3におもな分散制御光ファイバの屈折率分布と特徴を示す。

## 4.2 分散シフト光ファイバ







$1.55\mu\text{m}$ でゼロ分散を実現する一つの方法は、式(32)から直ちにわかるように、比屈折率差 $\Delta$ と導波路分散パラメータを大きくして導波路分散を大きくし、材料分散と相殺させることである。初期には、ステップ形光ファイバにこの方法を適用して $1.55\mu\text{m}$ ゼロ分散が実現された<sup>31-33)</sup>。図14に示すように、ステップ形で導波路分散パラメータを大きくするには規格化周波数 $v$ を小さくしなければならない。単一モード条件を満たすためにはコア径を小さくする必要があり、光ファイバ接続が難しくなる。また、 $\Delta$ をつけるためコアへの添加物(通常、Ge)が多くなり、添加剤により散乱損失が増加し、全損失が必ずしも $1.3\mu\text{m}$ ゼロ分散光ファイバのようには下らない。この過剰損失には、コア・クラッド界面での応力に起因した欠陥が関連していることが指摘され<sup>34)</sup>、これを克服するため三角形コアが提案された。

三角形コアは次式のグレーデッド形

$$n(r) = n_1 \{1 - 2\Delta(r/a)^\alpha\}^{1/2} \quad (45)$$

\* 現在: NTT 基礎研究所 〒180 武蔵野市緑町 3-9-11  
Present address: Basic Research Laboratories, NTT  
Corporation, 3-9-11, Midori-cho, Musashino 180

表 3 分散制御光ファイバの構造と特性

種類	屈折率分布	特徴	損失 (dB/km)
ステップ形		$\Delta$ を大きくする必要あり. コア径微小で接続困難.	0.35
三角形コア		コア・クラッド界面の影響除去. 接続が比較的楽, 曲げに多少弱い.	0.3
変形三角形コア		曲げ損失に対し最適化. $\lambda_c \sim 1500 \text{ nm}$ ( $\Delta = 0.9\%$ )	0.18
セグメントコア形		曲げに対し強い.	0.19
W形 (ディプレストクラッド形)		$\lambda = 1.35 \sim 1.67 \mu\text{m}$ で $\pm 1 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 以下の分散可能.	0.4
4重クラッド形		$\lambda = 1.28 \sim 1.65 \mu\text{m}$ で $\pm 2 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 以下の分散.	0.4

損失は  $1.55 \mu\text{m}$  での値

で,  $\alpha=1$  としたものである. ただし,  $m_1$  はコア中心での屈折率,  $a$  はコア半径である. 三角形コア光ファイバではステップ形に比べコア径が大きくなるため, 接続に対して有利である. また,  $0.3 \text{ dB/km}$  (波長:  $1.55 \mu\text{m}$ ) という低損失光ファイバが実現されている<sup>35)</sup>. しかし, 上記三角形コアでは, 第1高次モードである  $LP_{11}$  モードのカットオフ波長  $\lambda_c$  が  $0.85 \sim 0.9 \mu\text{m}$  とかなり短波長にあるため,  $1.55 \mu\text{m}$  での規格化周波数  $v$  が小さくなり, マイクロベンディング損失などの曲げ損失を受けやすい.

$1.55 \mu\text{m}$  でゼロ分散を実現しかつ曲げに対して強くする方法は,  $\lambda_c$  を大きくすることである. このために実効的な  $\Delta$  と  $a$  を適度に大きくする方法がとられる. このような構造としてセグメントコア形が提案された<sup>36)</sup>. これではゼロ分散波長がカットオフ波長  $\lambda_c$  にあまり依存しない特徴も有している. この構造で  $1.55 \mu\text{m}$  帯低分散・低損失 ( $0.19 \text{ dB/km}$ ) 光ファイバが実現されている.

上記曲げ最適化のため, 三角形コアの外側に突起をつけた変形三角形コア構造も考案されている<sup>37)</sup>. 図 14 からわかるように, この構造ではカットオフ波長  $\lambda_c$  近傍で導波路分散パラメータがかなり大きくなっている. そのため, 三角形コアで  $\lambda_c \sim 1.500 \mu\text{m}$  とするのに  $\Delta = 2.5\%$  が必要なの, この構造では  $\Delta = 0.9\%$  で済む.

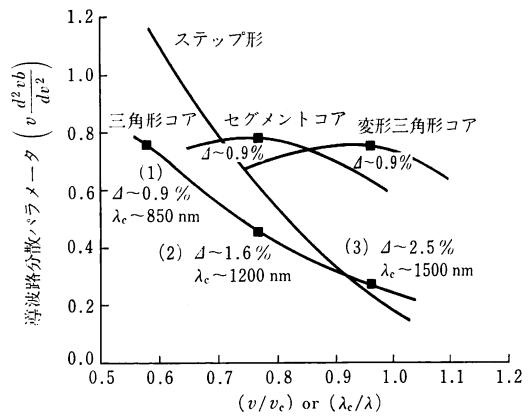


図 14 分散制御光ファイバでの導波路分散パラメータ  
 $v_c$ : カットオフ規格化周波数,  $\lambda_c$ : カットオフ波長

この変形三角形コア構造により波長  $1.55 \mu\text{m}$  で光損失  $0.18 \text{ dB/km}$ ,  $\lambda_c = 1.500 \mu\text{m}$  が達成されている.

### 4.3 分散フラット光ファイバ

厳密な分散フラット光ファイバを実現するには, 材料分散と符号の反転した導波路分散を形成すればよい. 材料分散は, 図 5 からわかるように, 波長に対しかなり急な勾配をもっている. したがって, 導波路パラメータが

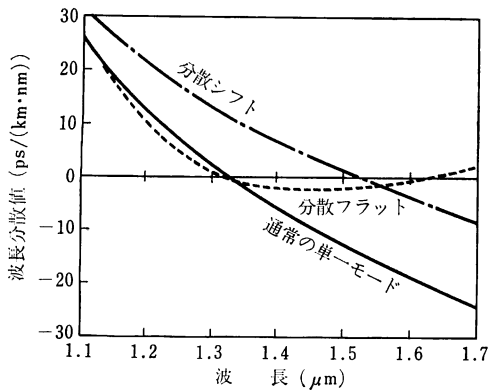


図 15 分散制御光ファイバの全分散

規格化周波数に対して急な勾配をもった構造を探せばよい。W形光ファイバで  $1.55 \mu\text{m}$  近傍の広い波長範囲にわたる低分散設計例が示された<sup>38)</sup>。W形光ファイバの曲げ特性を改善するものとして、4重クラッド形が考えられた<sup>39)</sup>。これでは波長域  $1.28 \sim 1.65 \mu\text{m}$  で  $2 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  以下の分散値、 $1.55 \mu\text{m}$  での損失  $0.4 \text{ dB}/\text{km}$  が実現されているが、制御すべきパラメータが多くなっている。

図 15 に分散制御光ファイバの波長分散例を通常の単一モード光ファイバとともに示す。

#### 4.4 導波路分散の計算

波長分散のうち、材料分散は既述のように式(34)を用いて計算できるので、分散制御光ファイバで新たに問題となるのは、任意の屈折率分布光ファイバに対する導波路分散である。まず、規格化伝播定数  $b$  を求めなければならない。不均一分布光ファイバの軸方向伝播定数を求める方法は多層分割法<sup>40)</sup>、有限要素法<sup>41)</sup>、変分法<sup>42)</sup>などいくつかあるが、いずれも数値計算に頼らねばならない。

不均一分布光ファイバの導波路分散は数値微分で求める。すなわち、等間隔にとった数点の  $v$  に対する規格化伝播定数  $b$  を計算し、各値に対して適当な重みづけをして微分値を求める。たとえば、 $y=f(v)$  の第2階微分を  $v$  の前後5点の値から求める場合、 $v$  のきざみを  $\delta v$  として

$$y'' = (2f_{-2} - f_{-1} - 2f_0 - f_1 + 2f_2) / (7\delta v) \quad (46)$$

が得られる<sup>43)</sup>。

ところで、単一モード光ファイバの帯域は、第一次近似では式(30)で示した波長分散で制限される。しかし、式(30)では伝播定数をテイラー展開したとき3次以上の項を無視しているの、いわゆるゼロ分散波長に近づく

と、高次項も考慮しなければならない<sup>44)</sup>。

## 5. 偏波光ファイバ

### 5.1 目的

偏波光ファイバは光計測やコヒーレント光伝送に用いられる。干渉や偏光を計測に利用すると、一般には強度のみを利用した計測よりも測定精度が向上する。しかし、通常の単一モード光ファイバでは偏波モード間のモード変換のため、測定精度が低下する。そこで、偏波光ファイバが計測に用いられる。一方、コヒーレント光伝送ではヘテロダイン効率を上げることが重要である。このための方策を光ファイバの立場から考えると、通常局部発振光は直線偏光なので、(i)光ファイバ伝播中も直線偏光を維持する、(ii)光ファイバ出射端で直線偏光が得やすい光ファイバ構造を工夫することである。このために偏波光ファイバを用いる。

### 5.2 複屈折の起源

通常の単一モード光ファイバの屈折率分布が軸対称からずれて、たとえばコアが楕円化したとき、最低次モードである  $LP_{01}$  モードの縮退が解けて、電界が  $x$ 、 $y$  方向に偏光した  $LP_{01x}$  と  $LP_{01y}$  モード (伝播定数:  $\beta_x$  と  $\beta_y$ ) が存在する。これらの直交する2偏波を固有偏光モードという。この場合、光ファイバは直線偏光を伝播させる性質があるので、結晶での複屈折との対応から直線複屈折という。一方、光ファイバが捩られたときには、右回りおよび左回り円偏光 (伝播定数:  $\beta_R$  と  $\beta_L$ ) が固有偏光モードとなるので、そのような性質を円複屈折という。

### 5.3 偏波光ファイバの性能指数

固有偏光モードの伝播定数をそれぞれ  $\beta_1$ 、 $\beta_2$  で表わすとき、両固有モード間の伝播定数差

$$\delta\beta \equiv \beta_1 - \beta_2 \quad (47)$$

を複屈折と呼ぶ。さらに、複屈折を無次元にした規格化複屈折 (モード複屈折とも呼ばれる)

$$B \equiv \delta\beta/k \quad (48)$$

もよく用いられる。ここで、 $k$  は真空中の波数である。

偏波分散は両固有モードの単位距離当りの群遅延時間差を表わすもので、

$$\delta\tau_g \equiv \frac{1}{c} \cdot \frac{d(\delta\beta)}{dk} \quad (49)$$

で定義される。ただし、 $c$  は真空中の光速である。

ところで、光ファイバに不均一性 (散乱中心、境界層での不整など) が内在したり、ランダムな外乱が加わったとき、不均一性  $f(x)$  をパワースペクトル  $\Phi(\phi)$  で記

述する。  $\phi(\rho)$  は一般に高周波成分ほど少なく、3 dB 低下した  $\phi$  をカットオフ空間周波数  $\phi_c$  とする。式(42)で示したように、空間周波数  $\phi$  が  $\delta\beta$  に一致したときにモード結合が生じてモード変換が起きるから、モード変換が生じないためには、 $\phi_c$  を小さくするか、 $\delta\beta$  を大きくすればよい<sup>46)</sup>。  $\phi_c$  の大きさは光ファイバの長手方向均一性に関する製造技術と密接に結びついている。

偏波光ファイバの入射端で  $LP_{01}^x$  と  $LP_{01}^y$  モードが同時に励振されたとき、合成した振幅は光ファイバ内で周期  $\Lambda$  で変動する。この  $\Lambda$  をビート長といい、

$$\Lambda \equiv 2\pi/\delta\beta \quad (50)$$

で表わされる。したがって、モード変換を少なくするには、ビート長を短くすればよいともいえる。たとえば、可視光が入射したとき、散乱光の濃度がビート長を周期として現われるので、これは簡便な複屈折測定法として使える。

偏波光ファイバに一方の固有偏光 (たとえば、 $LP_{01}^x$ ) だけを入射させたとき、伝播途中に不均一性が存在すると、モード変換により他方の固有偏光 ( $LP_{01}^y$ ) に移行する。一般にはモード再変換も起こりうるが、これはモード変換よりさらに高次の微量である。このとき、光ファイバ射出端での両モードの光強度比を

$$\eta \equiv I_y/I_x \quad (51)$$

で定義し、消光比と呼ぶ。これは  $10 \log(I_y/I_x)$  で表示されることが多い。消光比は光ファイバの長手方向不均一性も反映した、偏波光ファイバの総合的な評価尺度である。とくに、長距離用では規格化複屈折よりも消光比のほうが評価尺度として望ましい。

光ファイバ射出端での偏光が見かけ上楕円偏光であっても、位相関係が揃っているものについては、たとえばバビネ・ソレイユ位相補償板を用いることにより、ある程度直線偏光に近づけることができる。このとき、直線偏光への回復の割合を

$$P \equiv (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (52)$$

で定義し、偏光度という。ただし、 $I_{\max}$ 、 $I_{\min}$  はそれぞれ位相補償後の検光子透過光強度の最大値と最小値である。

偏波光ファイバでは、規格化複屈折  $B$  が大きいだけでなく、消光比  $\eta$  がとれてかつ低損失なものが得られる構造が望ましい。

#### 5.4 各種偏波光ファイバの特性

表4に各種偏波光ファイバの断面形状と特性を示し、以下でさらに詳しく説明する。

##### 5.4.1 高複屈折光ファイバ

光ファイバで直線複屈折を生じさせるためには、光ファイバ断面内の形状あるいは屈折率分布を意図的に鏡面対称とすることである。初期にはこのような幾何学的異方性に基づく屈折率変化に着目されていた。その後、熱膨張係数の非対称分布による熱応力が直線複屈折を極度に高めることが指摘され、楕円クラッド形が作製された<sup>46)</sup>。いまでは熱応力に基づいた応力付与形が、直線偏光を長距離にわたって保持させる偏波維持光ファイバの主流となっている。このような光ファイバでは複屈折を大きくするので高複屈折光ファイバとも呼ぶ。

応力付与形として楕円ジャケット<sup>47)</sup>、PANDA (サイドピット)<sup>48)</sup>、蝶タイ形<sup>49)</sup>がよく研究されている。これらはいずれも、コアと内部クラッドとの境界が円形であるため、光パワーの大部分が伝播するこれらの領域では熱応力分布がゆるやかに変化している。したがって、応力をコア中心の値で代表させても誤差が少ない。このようなとき、規格化複屈折は

$$B = C(\sigma_{x0} - \sigma_{y0}) \quad (53)$$

で近似できる。ただし、 $C$  は光弾性定数、 $\sigma_{x0}$ 、 $\sigma_{y0}$  はコア中心での垂直応力である。また、同じ理由により  $B$  の波長依存性が無視できるから、偏波分散は

$$\delta\tau_g \approx B/c \quad (54)$$

と書ける。このとき、偏波分散は規格化複屈折に比例しており、たとえば、 $B=10^{-4}$  のとき、 $\delta\tau_g=333$  ps/km となる。

光ファイバが紡糸過程でガラスの軟化点  $T_g$  から室温  $T_r$  まで急冷されるとする。光ファイバ断面内の任意の場所の熱膨張係数を  $\alpha(r, \theta)$  とすると、熱弾性変位ポテンシャル法を用いて、コア中心での熱応力は次のように得られる<sup>50)</sup>。




$$\sigma_{x0} - \sigma_{y0} = \frac{E}{1-\nu} \int_{r_1}^{r_2} \alpha_2(r) (-\delta T) \left( \frac{1}{r} - \frac{3r^3}{b^4} \right) dr \quad (55a)$$

$$\alpha_2(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \alpha(r, \theta) \cos(2\theta) d\theta \quad (55b)$$

ただし、 $\delta T = T_r - T_g$  は温度変化、 $E$  はヤング率、 $\nu$  はポアソン比、 $b$  は外部クラッド半径である。式(55)の被積分項は  $r/b = 3^{-1/4} \approx 0.76$  でゼロとなり、この半径以上では負となる。したがって、複屈折を効率よくつけるには、応力付与層の最大半径は外部クラッド半径の0.76倍以下に保つ必要がある。

石英系ではコアに  $GeO_2$ 、応力付与層に  $B_2O_3$  が添加されており、熱膨張係数は  $B_2O_3$  が添加されたときのほうが大きい。したがって、急冷されたとき、応力付与層

表 4 偏波光ファイバの断面構造と典型特性値

種 類	断面構造	規格化複屈折 $B$	モード結合係数 $h(m^{-1})$	損 失 (dB/km)	
高複屈折	楕円クラッド		$3.0 \times 10^{-5}$	—	—
	楕円ジャケット		$3.0 \times 10^{-4}$	$5.5 \times 10^{-6}$	0.8
	PANDA		$3.2 \times 10^{-4}$	$4.0 \times 10^{-7}$	0.22
	蝶 タ イ		$1.2 \times 10^{-3}$	—	1.8
	楕 円 コ ア		$7.3 \times 10^{-5}$	$2.2 \times 10^{-3}$	—
単一偏波	サイドトンネル		$7.3 \times 10^{-5}$	—	—
円複屈折	振 り	 糸糸後	$7.0 \times 10^{-6}$	—	0.2
低複屈折	真 円 コ ア		$4.5 \times 10^{-9}$	—	—
	ス パ ン	 糸糸中	$1.8 \times 10^{-9}$	—	—

■ 応力付与層    ▨ 中空層

のほうが他の領域よりも多く収縮するから、コア中心では  $x$  方向の張力のほうが  $y$  方向のそれよりも大きくなる。その結果、 $\sigma_{z0} - \sigma_{y0} > 0$ ,  $B > 0$  となる。

上記いずれの応力付与形の規格化複屈折  $B$  も

$$B \propto (\alpha_3 - \alpha_2)(-\delta T)EC/(1 - \nu) \quad (56)$$

で表わせる<sup>50,51)</sup>。ただし、 $\alpha_3(\alpha_2)$  は応力付与層 (外部クラッド) の熱膨張係数である。  $B$  は応力付与層と外部クラッド間の熱膨張係数差に比例している。上記 3 種類の応力付与形のうちでは、理論的には蝶タイ形が一番効率がよい。また、 $(\alpha_3 - \alpha_2)(-\delta T)$  は添加剤濃度に比例することが実験的に確かめられている<sup>52,53)</sup>。

楕円コア光ファイバは偏波維持光ファイバというだけでなく、円形コア光ファイバの特性劣化という観点からも研究されている。コアの長径を  $a_1$ 、短径を  $a_2$  とし、コア楕円化を  $e = (a_1 - a_2)/a_1$  で表わす。熱応力に基づく規格化複屈折は次式で得られる<sup>14)</sup>。

$$B = e(\alpha_1 - \alpha_2)(-\delta T)ECS(v)/2(1 - \nu) \quad (57 a)$$

$$S(v) = \omega^2/v^2 \quad (57 b)$$

ただし、 $\alpha_1(\alpha_2)$  はコア (クラッド) の熱膨張係数、 $S(v)$  は規格化周波数依存性を表わしており、5.5 節で述べる

摂動法で求めた熱応力分布をもとにして求められる。これより求めた偏波分散はすでに示した式 (35) である。コア楕円化による単なる屈折率変化に基づいた幾何学的異方性の効果は、熱応力効果に比べて規格化複屈折で約 1 桁、偏波分散で約 2 桁小さいので、通常は無視しうる。

#### 5.4.2 単一偏波光ファイバ

直線複屈折光ファイバは基本的には 2 モードなのでモード変換がありうる。そこで、一方のモードをカットオフにしたり、両モード間に強制的に損失差を与えて等価的に単一偏波光ファイバにすることが試みられている。

サイドトンネル形はクラッドの一部を中空 ( $n_1 = 1$ ) にしたもので、 $n_1 < n_2 < n_1$  ( $n_1, n_2$  はコアおよびクラッドの屈折率) とすると  $x$  偏波のほうがトンネル損失を多く受け、特定の周波数域で  $y$  偏波を単一偏波として使える<sup>54)</sup>。

$x$  偏波 (損失係数:  $\alpha_x$ ) と  $y$  偏波 ( $\alpha_y$ ) に損失差がつけられたとき、 $h$  をモード結合係数として、消光比は次式で与えられる<sup>55)</sup>。

$$\eta = h \tanh(\zeta x) / \{ \zeta + (\alpha_y - \alpha_x) \tanh(\zeta x) \} \quad (58 a)$$

$$\zeta = \{(\alpha_y - \alpha_x)^2 + h^2\}^{1/2} \quad (58b)$$

これより、消光比を向上させるには、 $h$  を小さくし、かつ2偏波間の損失差を大きくすればよい。損失差をつけるとある距離以上では $\eta$ は一定値に漸近する。

5.4.3 直線複屈折光ファイバの特性比較

図16は各種直線複屈折光ファイバに対する規格化複屈折 $B$ の理論値と実験値を示したものである。横軸は比屈折率差 $\Delta$ であるが、応力複屈折のときは応力付与層と純粋石英との $\Delta$ にとっている。サイドトンネル形は理論的には応力付与形よりも大きな $B$ を達成しうが、問題はいかにして中空部が精度よく製造できるかである。図で応力付与形の実験値が理論値を上回っている原因として次のものが考えられる。(i)熱応力の理論値はすべて光ファイバを弾性体として扱ったもので、粘性の効果が考慮されていない、(ii)アニーリングすると複屈折が上昇するが、理論では考慮されていない、(iii)実験と理論値

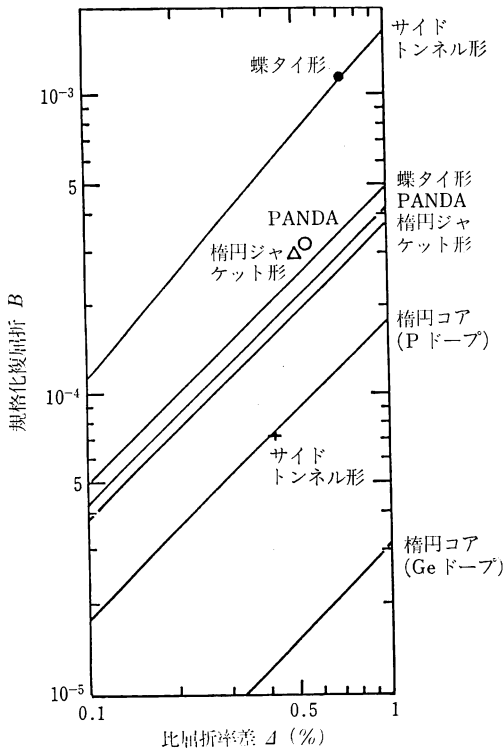


図16 直線複屈折光ファイバの規格化複屈折  
応力付与形の理論値はいずれも  $(r_o - r_i)/(r_o + r_i) = 0.6$ ,  $r_i/b = 0.2$  のとき。  $r_i$ : 応力付与層のコア中心からの内側半径,  $r_o$ : 応力付与層の外側半径,  $b$ : 外部クラッド半径。楕円コアは  $e = 0.6$ 。実験値での  $\Delta$  は  $B_2O_3$  のモル濃度当り 0.036% の  $\Delta$  がつくとした推定値

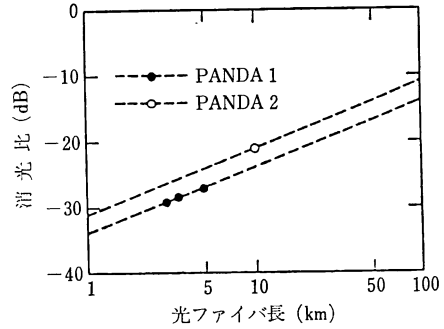


図17 直線複屈折光ファイバでの消光比の距離依存性  
モード結合係数:  $h = 4.0 \times 10^{-7} m^{-1}$ ,  $\lambda = 1.56 \mu m$

でのパラメータが少しずれている、などである。

長尺直線複屈折光ファイバにおける消光比の実例を図17に示す<sup>56)</sup>。PANDA-1では長さ5kmで-27dBが達成されており、これはモード結合係数  $h = 4.0 \times 10^{-7} m^{-1}$  に対応する。図中の破線は式(58)で  $\alpha_x = \alpha_y$  において求めたものである。低損失化のため応力付与層をコアから離し、規格化複屈折が  $B = 3.2 \times 10^{-4}$  と意図的に抑えられている。波長  $1.56 \mu m$  で損失  $0.22 dB/km$  と従来の光ファイバに匹敵する低損失値が実現された。

5.4.4 円複屈折光ファイバ

円複屈折を生じさせる例として、光ファイバを振った場合と磁界を印加してファラデー効果を生じさせた場合があるが、ここでは前者のみを説明する。通常の単一モード光ファイバ(残存する直線複屈折:  $\delta\beta_1$ )を単位長当たり振り率  $\phi_t$  で機械的に振った場合、剪断応力  $\tau_{\theta z} = G\phi_t r$  ( $G$ : 剛性率) が生じ、これが円複屈折を誘起する。複屈折解析をすると、複屈折は

$$\delta\beta = [\delta\beta_1^2 + \{2\phi_t(1-g)\}^2]^{1/2} \quad (59)$$

で得られる<sup>57,58)</sup>。ただし、 $2\phi_t(1-g)$  は円複屈折、 $g$  は振りによる旋光性を表す。石英系の場合  $g = 0.073$  程度である。振りによる複屈折は波長にほとんど依存しないから、偏波分散は

$$\delta\tau_g \approx \delta\tau_{g1} \delta\beta_1 / [\delta\beta_1^2 + \{2\phi_t(1-g)\}^2]^{1/2} \quad (60)$$

で近似できる。ただし、 $\delta\tau_{g1}$  は直線複屈折のみに起因する偏波分散である。これより、振り光ファイバの場合、 $\phi_t$  の増加とともに複屈折は増加するが、偏波分散は減少することがわかる。

偏光度には光源のスペクトル幅、光ファイバの偏波分散、モード変換係数などが関係する<sup>59)</sup>。図18は直線複屈折光ファイバと振り光ファイバの偏光度の距離依存性

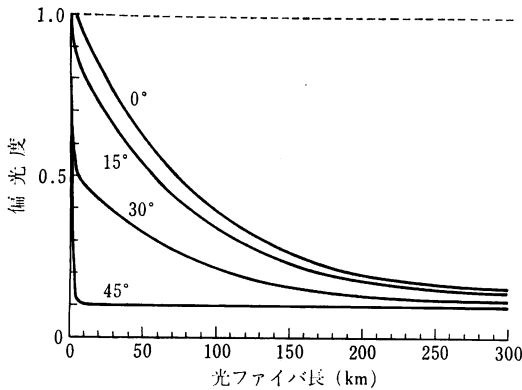


図 18 偏光度の距離依存性比較  
 スペクトル半値半幅:  $\delta\omega=1$  GHz. 直線複屈折光ファイバ (実線):  $\delta\tau_g=500$  ps/km, 角度は入射直線偏光が光ファイバの主軸となす角. 振り光ファイバ (破線):  $\delta\tau_{gl}=1$  ps/km,  $\delta\beta_l=1$  rad/m,  $\phi_l=20$  rad/m

を比較したものである。直線複屈折光ファイバでは固有偏光を入射させたときでも、長距離伝播後にはモード変換により偏光度が劣化している。一方、振り光ファイバでは偏波分散が微小なため、300 km 伝送後でも偏光度がほとんど劣化していない。このような特性が得られるのは、偏波分散が小さいほどコヒーレンスが向上するからである。

5.4.5 低複屈折光ファイバ

光ファイバが厳密に軸対称であれば、最低次モードである LP<sub>01</sub> モードは縮退したままであり、2 モード間の結合が生じない。このように複屈折をできる限り小さくしたものを低複屈折光ファイバという。

ひとつは、コアとクラッド材の熱膨張係数をできるだけ整合させ、かつコアの楕円化を  $e < 0.1\%$  と極力小さくすることにより、規格化複屈折  $B=4.5 \times 10^{-9}$  を達成したものである<sup>60)</sup>。他の例は、プリフォームを高速回転 (2000 回転/分) させながら光ファイバを紡糸するもので、スパン (spun) 光ファイバと呼ばれる<sup>61)</sup>。これでは、コアに残存した非軸対称性が中心軸の回りに平均化されるため、見かけ上複屈折が小さくなり、 $B=1.8 \times 10^{-9}$  が得られている。この場合、ガラスの粘性が低い間に振られるから剪断応力が働かない。

5.5 熱応力解析

既述のように、光ファイバ紡糸後には光ファイバ中に残留応力が生じる。この応力が非軸対称のとき、光弾性効果を通じて屈折率分布の異方性を生み、複屈折の原因となる。光ファイバは厳密には粘弾性体であるが、ここ

では解析解を得て見通しを良くするため弾性体で扱い、熱応力の求め方の一例を示す。

基本的な例として楕円コア光ファイバの熱応力分布を摂動法で求める。熱歪みを考慮したフックの法則は、円筒座標系で次のように表わされる<sup>62)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r - \alpha_i \delta T &= (1/E) \{ \sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z) \} \\ \epsilon_\theta - \alpha_i \delta T &= (1/E) \{ \sigma_\theta - \nu(\alpha_z + \sigma_r) \} \\ \epsilon_z - \alpha_i \delta T &= (1/E) \{ \sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\theta) \} \\ \gamma_{r\theta} &= \tau_{r\theta}/G, \quad \gamma_{rz} = \tau_{rz}/G, \quad \gamma_{\theta z} = \tau_{\theta z}/G \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

ここで、 $\sigma$  は垂直応力、 $\tau$  は剪断応力、 $\epsilon$  は垂直歪み、 $\gamma$  は剪断歪みである。また、 $\alpha_i$  は線膨張係数、 $\delta T = T - T_g$  は温度変化、 $E$  はヤング率、 $\nu$  はポアソン比、 $G$  は剛性率である。添字  $i=1$  (2) はコア (クラッド) に対して用いる。光ファイバは伝播軸方向に対し十分長いから、平面歪条件 ( $\epsilon_z = \gamma_{rz} = \gamma_{\theta z} = 0$ ) を用いると、断面内歪み成分は断面内応力成分のみで表わせる。

断面内応力成分は、応力関数  $\phi$  を用いて、次式から求められる<sup>63)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} \\ \sigma_\theta &= \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \\ \tau_{r\theta} &= -\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

ところで、コア楕円化が  $e \ll 1$  のとき、楕円化したコアを平均半径  $a=(a_1+a_0)/2$  を有する円形コアからの摂動とみなすと、コア・クラッド境界は次式で表わせる。

$$r/a \approx 1 + (e/2) \cos(2\theta) \quad (63)$$

したがって、応力関数を次式の 1 次結合で表わす。

$$\phi^{(1)} = A_1 r^2 + B_1 \ln r \quad (64 a)$$

$$\phi^{(2)} = (C_1 r^2 + D_1 r^4 + E_1 r^{-2} + F_1) \cos(2\theta) \quad (64 b)$$

ただし、 $A_i \sim F_i$  は境界条件から決まる定数である。式 (61)、(62) より、応力成分、歪み成分が計算できる。

一方、断面内歪みと変位  $u$  の関係は次式で得られる。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r &= \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \epsilon_\theta = \frac{u_r}{r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \\ \gamma_{r\theta} &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

これより変位成分が求められる。さらに、コア・クラッド境界は楕円だから円筒座標系と楕円座標系 ( $\xi, \eta$ ) での変換関係を用いる。

応力、変位に対する境界条件は次のようにまとめられる。  
 ① 応力成分はコア中心で有限値をとる。  
 ② クラッド外周上で  $\sigma_r = \tau_{r\theta} = 0$ 。  
 ③ コア・クラッド境界上で応力成分  $\sigma_\xi, \tau_{\xi\eta}$  および変位成分  $u_\xi, u_\eta$  がともに連続で

ある。この境界条件を適用して定数  $A_i \sim F_i$  が決定され、したがって応力分布が決まる。

熱応力分布から主応力  $\sigma_j$  ( $j=1\sim 3$ ) を求めると、光弾性効果による主屈折率  $n_j$  は次式で表わせる<sup>64)</sup>。

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n_0 \\ n_0 \\ n_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} C_1 & C_2 & C_2 \\ C_2 & C_1 & C_2 \\ C_2 & C_2 & C_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix} \quad (66)$$

ここで、 $n_0$  は無摂動系の屈折率、 $C_1$  ( $C_2$ ) は直接(横)光弾性定数であり、光弾性定数と  $C=C_1-C_2$  で関係づけられる。

このほか、熱応力解析には熱弾性変位ポテンシャル法<sup>50)</sup>、有限要素法<sup>65)</sup>などが用いられている。複屈折解析は、結合モード方程式を用いてできるが<sup>57,58)</sup>、紙面の都合上割愛する。

## 文 献

- 31) L. G. Cohen and C. Lin: *Electron. Lett.*, **15** (1979) 334.
- 32) N. Imoto, A. Kawana, S. Machida and H. Tsuchiya: *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16** (1980) 1052.
- 33) T. Miya, M. Nakahara and N. Inagaki: *J. Lightwave Technol.*, **LT-1** (1983) 14.
- 34) B. J. Ainslie and C. R. Day: *J. Lightwave Technol.*, **LT-4** (1986) 967.
- 35) M. A. Saifi, S. J. Jang, L. G. Cohen and J. Stone: *Opt. Lett.*, **7** (1982) 43.
- 36) V. A. Bhagavatula, M. S. Spatz and W. F. Love: *Opt. Lett.*, **9** (1984) 186.
- 37) V. A. Bhagavatula, J. E. Ritter and R. A. Modavis: *J. Lightwave Technol.*, **LT-3** (1985) 954.
- 38) K. Okamoto, T. Edahiro, A. Kawana and T. Miya: *Electron. Lett.*, **15** (1979) 729.
- 39) L. G. Cohen, W. L. Mammel and S. J. Jang: *Electron. Lett.*, **18** (1982) 1023.
- 40) T. Tanaka and Y. Suematsu: *Trans. IECE Japan*, **E59** (1976) 1.
- 41) C. Yeh, K. Ha, S. B. Dong and W. P. Brown: *Appl. Opt.*, **18** (1979) 1490.
- 42) M. Matsuhara: *J. Opt. Soc. Am.*, **63** (1973) 1514.
- 43) A. Savitzky and M. J. E. Goley: *Anal. Chem.*, **36** (1964) 1627.
- 44) M. Miyagi and S. Nishida: *Appl. Opt.*, **18** (1979) 678.
- 45) I. P. Kaminow: *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1981) 15.
- 46) V. Ramaswamy, R. H. Stolen, M. D. Divino and W. Pleibel: *Appl. Opt.*, **18** (1979) 4080.
- 47) T. Katsuyama, H. Matsumura and T. Suganuma: *Appl. Opt.*, **22** (1983) 1741.
- 48) Y. Sasaki, T. Hosaka, M. Horiguchi and J. Noda: *J. Lightwave Technol.*, **LT-4** (1986) 1097.
- 49) R. D. Birch, D. N. Payne and M. P. Varnham: *Electron. Lett.*, **18** (1982) 1036.
- 50) M. P. Varnham, D. N. Payne, A. J. Barlow and R. D. Birch: *J. Lightwave Technol.*, **LT-1** (1983) 332.
- 51) P. L. Chu and R. A. Sammut: *J. Lightwave Technol.*, **LT-2** (1984) 650.
- 52) I. P. Kaminow and V. Ramaswamy: *Appl. Phys. Lett.*, **34** (1979) 268.
- 53) 枝広隆夫, 神宮寺要, 柴田典義: *信学論文誌*, **J63-C** (1980) 751.
- 54) T. Okoshi, T. Aihara and K. Kikuchi: *Electron. Lett.*, **19** (1983) 1080.
- 55) M. J. Marrone: *Electron. Lett.*, **21** (1985) 244.
- 56) Y. Sasaki, T. Hosaka, M. Horiguchi and J. Noda: *J. Lightwave Technol.*, **LT-4** (1986) 1097.
- 57) R. Ulrich and A. Simon: *Appl. Opt.*, **18** (1979) 2241.
- 58) J. Sakai and T. Kimura: *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1981) 1041.
- 59) J. Sakai: *J. Opt. Soc. Am. A*, **1** (1984) 1007.
- 60) S. R. Norman, D. N. Payne, M. J. Adams and A. M. Smith: *Electron. Lett.*, **15** (1979) 309.
- 61) A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen and D. N. Payne: *Appl. Opt.*, **20** (1981) 2962.
- 62) B. A. Boley and J. H. Weiner: *Theory of Thermal Stresses* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1960).
- 63) ティモシェンコ, グーディア: *弾性論* (コロナ社, 東京, 1977) 4, 6, 13 章.
- 64) 辻 二郎, 西田正孝, 河田幸三: *光弾性実験法* (日刊工業新聞社, 1968) p. 290.
- 65) K. Okamoto, T. Hosaka and T. Edahiro: *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1981) 2123.