



光導波路評価用干渉型後方散乱測定系

高田 和正*・高戸 範夫・野田 壽一・内田 直也

NTT 光エレクトロニクス研究所 〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根 162

(1989年6月15日受理)

Interferometric Optical Time-Domain Reflectometer for Investigating Backscattering Characteristics of Optical Waveguides

Kazumasa TAKADA,* Norio TAKATO, Juichi NODA and Naoya UCHIDA

NTT Opto-Electronics Laboratories, Tokai, Naka-gun, Ibaraki 319-11

Recent progress of optical waveguides and hybrid optical circuits requires the optical time-domain reflectometer (OTDR) with submillimeter resolution to investigate the fault location and scattering centers in these optical devices. This paper presents a new OTDR with the resolution higher than 0.1 mm using a superluminescent diode and Michelson interferometers. Characterizations of silica-based optical waveguides by using the OTDR, such as scattering distribution, modal birefringence, loss origin, and facet reflectivity, are also presented.

1. はじめに

最近、石英系ガラス光導波路や LiNbO_3 光導波路を用いた各種の光導波回路が注目されている。従来これらの光導波路を評価する項目は、伝播損失および光ファイバと光学部品の接続損失に限られていた。これらの損失を測定することは不可欠であるが、光導波路を実用化するうえでは、さらに光導波路中の散乱形態、端面反射率、複屈折率等の主要な要因を評価する必要がある。しかしながら、カットバック法を主体とする従来の方法では、損失も含めこれらの特性を正確に測定することができないのが現状であった。一方、同じ光導波路でも光ファイバでは、光後方散乱測定装置 (OTDR) という有力な方法がある¹⁾。しかし、光パルスを用いた方法では、短パルスの発生や光検出器の帯域幅の制限などで、測定できる空間分解能は数十 cm に留まっている。

光導波路診断用として、周波数掃引型レーザーを利用した後方散乱測定装置 (OFDR) が提案されているが²⁾、

空間分解能、感度ともに不十分な状況にある。一方、筆者らはすでに 0.1 mm 以下の空間分解能を有する干渉型の OTDR を提案し、その有効性を確認した³⁾。干渉型 OTDR は、後方散乱光を参照光と合波させてホモダインあるいはヘテロダイン的に検波する方式であり、(1)空間分解能が高い、(2)量子的ショット雑音限界までの高感度化が実現できる点が特徴である。本稿では、光源に 1.3 μm 帯のスーパーluminescentダイオード (SLD) を使用して、光伝送用部品として注目されている石英系ガラス光導波路の特性評価を行ない、新たな知見を得たのでその結果について報告する。

2. 測定系

干渉型 OTDR の構成を Fig. 1 に示す。測定系は SLD およびファイバ型とバルク型から成る二重マイケルソン干渉計で構成される。SLD からの出射光は入射端のアーム C_1 より PANDA ファイバカプラ⁴⁾で構成されるマイケルソン干渉計に入射する。入射光はカプラの結合部で二分され、一方は出射側のアーム C_3 側に伝播して参照光となり、他方はアーム C_4 側に伝播して被測定用光導波路に入射する。アーム C_4 の一部は円筒型電歪振動子 (PZT) に数回巻き付けられており、伝播光はこ

* 現在: NTT 交換システム研究所 〒180 武蔵野市緑町 3-9-11

Present address: NTT Communication Switching Laboratories, 3-9-11, Midori-cho, Musashino 180

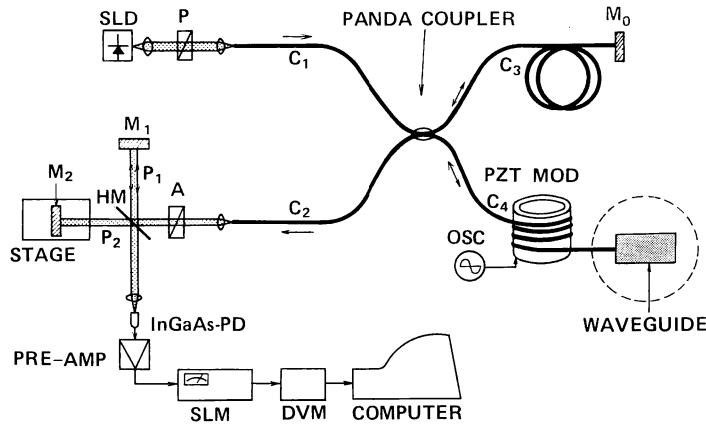


Fig. 1 Experimental setup of interferometric OTDR system. M_1, M_2 , mirrors; HM, half mirror; A, analyzer; PD, photodiode; DVM, digital voltmeter.

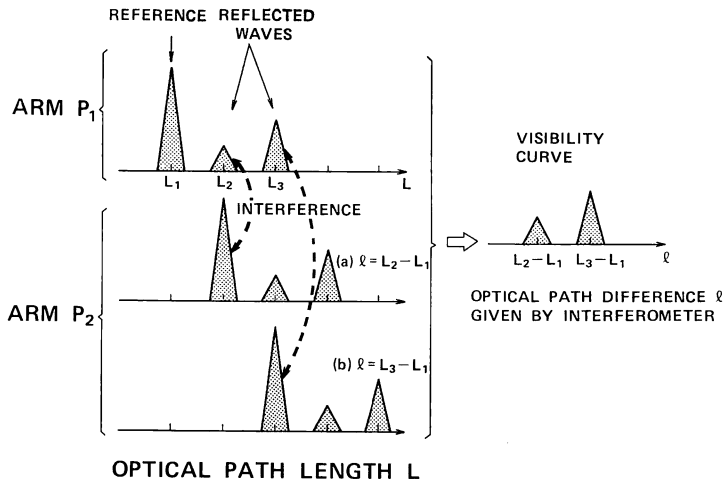


Fig. 2 Schematic diagram of interference between reference light and reflected light.

の PZT 位相変調器によって $f=10\text{ kHz}$ で位相変調される。アーム C_3 を伝播した参照光はミラー M_0 で全反射した後、被測定用光導波路内で生じた後方散乱光と光ファイバカプラで再び合波される。合波光は、バルク型のマイケルソン干渉計に入射する。バルク型マイケルソン干渉計ではアーム P_2 の全反射ミラー M_2 の移動に伴い、参照光と導波路各点で反射した後方散乱光とが順次干渉する。この干渉計からの出射光は InGaAs-PIN ホイダイオードで受光され、ホトダイオード出力中の周波数 $f+\Delta f$ 成分が選択レベル計 (SLM) で測定される。ここで、 Δf はミラーの移動で生じる SLD 出射光のドプラー周波数偏移量である。第一のマイケルソン干渉計をファイバ型とした利点は、(1) SLD 出射光を光導波路に容易に結合できること、(2) 光導波路内で生じ

た後方散乱光と参照光との波面を過剰損失無しに容易に一致できる点にある。

3. 測定原理

導波路内を光が伝播すると、導波路内の各点に存在する散乱点で伝播光が散乱される。2点で後方散乱された光の光路長差は、2点間の幾何学的距離 z と導波モードの屈折率 n_c により $l=2z n_c$ で表わされる。二つの後方散乱光間の光路長差 l が光の可干渉距離 l_c よりも長くなると、散乱光間の位相に相関がなくなり、両光は互いに独立した光となる。Fig. 2 は、バルク型マイケルソン干渉計内の参照光 ($L=L_1$) と相関のない二つの後方散乱光 ($L=L_1, L_2$) の波束の関係を图示したものである。図に示すように、 $l>l_c$ であれば、アーム P_2 の長さの

変化とともに参照光が順次後方散乱光と干渉して、それぞれの散乱光による干渉フリッジが生じる。したがって、 $l=l_c$ の条件より、干渉型 OTDR の空間分解能は $z_r=l_c/2nc$ で決定される。後方散乱光は PZT により位相変調を受けているため、参照光と後方散乱光の干渉成分のみが検波され背景光は検波されない。以下に理論的検討結果を述べる。

散乱体が離散的に分布し、その間隔が空間分解能 z_r に比して十分離れており、各散乱体からの後方散乱光と参照光がそれぞれ独立に干渉する場合を考える。バルク型マイケルソン干渉計から射出する参照光の電場 $E_{ref}(t)$ は

$$E_{ref}(t) = K_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e(\nu) \exp\{2\pi j\nu(t-\tau)\} d\nu \quad (1)$$

で表わされる。ここで、 K_0 は定数、 $e(\nu)$ は SLD 出射光の電場のフーリエ振幅であり、 τ はバルク型干渉計のミラーの移動によって生じる両パス P_1, P_2 間の群遅延時間差である。一方、アーム C_4 における光ファイバと導波路の光結合係数を C 、導波路入射端から z 点までの光パワー透過率を $T(z)$ 、後方伝播モードへの散乱捕獲係数⁶⁾ を S とする。また、導波路内の z 点にある散乱体の散乱係数 $Q(z)$ を、 z 点で散乱されたパワーの伝播パワーに対する比として定義する。すると、 z 点からの後方散乱光の光電場 $E_{scat}(t)$ は

$$E_{scat}(t) = K_1 C \exp(j\phi \sin 2\pi ft) \times \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{T^2(z)Q(z)S} e(\nu) \times \exp[j\{2\pi\nu t - 2\beta(\nu)z\}] d\nu \quad (2)$$

となる。ここで、 K_1 は定数、 $\phi/2$ は位相変調器の変調指数、 $\beta(\nu)$ は導波路の励起 x または y モードの伝播定数である。

(1)と(2)式より、バルク型マイケルソン干渉計から射出する合波光の干渉強度は次式で表わされる。

$$I(\tau) = \langle E_{ref}^*(t) E_{scat}(t) \rangle_t + c.c. = K_0 K_1 C \exp(j\phi \sin 2\pi ft) \times \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{R(z)} G(\nu) \exp[j(2\pi\nu\tau - 2\beta(\nu)z)] d\nu + c.c. \quad (3)$$

ここで、 $\langle \rangle_t$ は時間平均を示し、 $R(z) = T(z)^2 Q(z) S$ であり、 $G(\nu)$ は光源のスペクトルを示す。(3)式中の位相因子 $2\pi\nu\tau - 2\beta(\nu)z$ を $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ (ν_0 は光の中心周波数) の2次までのべき乗で展開すれば、

$$\exp[j\{2\pi\nu\tau - 2\beta(\nu)z\}] = \exp[j(2\pi\nu_0\tau - 2\beta_0 z)] \times \exp\{2\pi j(\tau - \beta_{1z}/\pi)\Delta\nu\} \exp(-2j\beta_{2z}\Delta\nu^2) \quad (4)$$

となる。ここで、 $\beta_0 = \beta(\nu_0)$ 、 $\beta_1 = \{d\beta(\nu)/d\nu\}_{\nu=\nu_0}$ 、 $\beta_2 = (1/2)\{d^2\beta(\nu)/d\nu^2\}_{\nu=\nu_0}$ である。定速度 v_m で移動するミラー M_2 の移動によって生じる群遅延時間差は、光速 c をとして $\tau = 2v_m t/c$ で与えられる。したがって、式(4)の位相因子 $\exp(2\pi j\nu_0\tau)$ は、ドブラー-偏移周波数を $\Delta f = 2v_m\nu_0/c$ として $\exp(2\pi j\Delta f t)$ で与えられる。

ベッセル関数による展開式⁶⁾

$$\exp(j\phi \sin 2\pi ft) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\phi) \exp(2\pi j m f t) \quad (m: \text{integer}, m=0, \pm 1, 2, \dots)$$

を用いると、干渉強度中の周波数 $f + \Delta f$ 成分の強度 $I_{f+\Delta f}(\tau)$ は次式で与えられる。

$$I_{f+\Delta f}(\tau) = K_0 K_1 C J_1(\phi) \times \exp[j\{2\pi(f+\Delta f)t - 2\beta_0 z\}] \times \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{R(z)} \tilde{G}(\Delta\nu) \times \exp\{2\pi j(\tau - \beta_{1z}/\pi)\Delta\nu\} \times \exp(-2j\beta_{2z}\Delta\nu^2) d\Delta\nu + c.c. \quad (5)$$

ここで $\tilde{G}(\Delta\nu) = G(\nu_0 + \Delta\nu)$ である。通常、(5)式の $R(z)$ は入射光のスペクトル範囲内で一定であり、また、因子 $\exp(-2j\beta_{2z}\Delta\nu^2)$ は無視できる。この条件の下に、(5)式の振幅は、群遅延時間差が $\tau = \beta_{1z}/\pi$ (ピーク地点) のときに最大となる。このピーク地点では(5)式は

$$I_{f+\Delta f}^p = 2K_0 K_1 C J_1(\phi) \sqrt{R(z)} P_0 \times \cos\{2\pi(f+\Delta f)t - 2\beta_0 z\} \quad (6)$$

となる。ここで、 P_0 は入射パワー $\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(\Delta\nu) d\Delta\nu$ である。したがって、ピーク地点では、電流増幅器からの出力中の $f + \Delta f$ 成分の電圧振幅は、(6)式で表わされた $I_{f+\Delta f}^p$ の振幅となる。電流増幅器の次段に接続された選択レベル計 (SLM) は、 $f + \Delta f$ 成分のパワーを測定することから、その出力は定数 $V_0 = 2\{K_0 K_1 J_1(\phi)\}^2$ として

$$V(z) = V_0 C^2 R(z) P_0^2 \quad (7)$$

で表わされる。すなわち、 $R(z)$ は、干渉フリッジの包絡線のピーク地点における SLM 出力 $V(z)$ によって与えられる。ここで、導波路内に散乱体が連続的に分布している場合、 $Q(z)$ は、 z 点を中心として z_r の範囲内で散乱されたパワーの伝播パワーに対する比である。

新たに開発した長波長帯 SLD⁷⁾ の光出力-電流特性およびスペクトルを Fig. 3 に示す。SLD の中心波長は $1.3 \mu\text{m}$ 、スペクトル幅は 40 nm である。注入電流 140 mA での光出力は 1.2 mW である。Fig. 3 に示した光路長差 l に対するビジビリティ曲線から、ビジビリティ

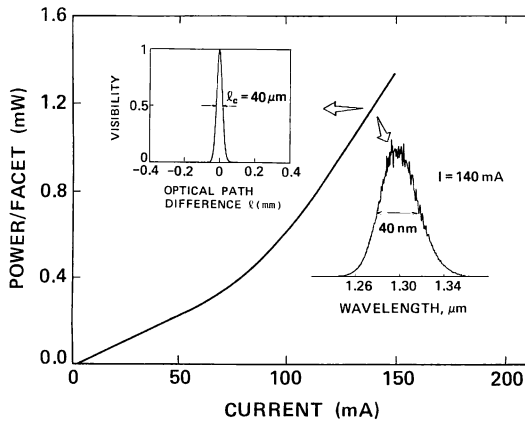


Fig. 3 I - L characteristic of developed 1.3- μm -wavelength superluminescent diode, its spectrum (lower part) and visibility curve (upper part).

は $l > 70 \mu\text{m}$ ではほとんどゼロとなる。ビジビリティの半値全幅で定義される可干渉距離は図より $l_c = 40 \mu\text{m}$ である。したがって、石英系のガラス導波路 ($n_c = 1.46$) の場合、空間分解能は $l_c/2n_c = 14 \mu\text{m}$ となり、従来の光パルス法の OTDR に比して 4 桁以上の改善が可能となる。

4. 実験結果

4.1 散乱分布

測定用光導波路は、火炎堆積法と反応性イオンエッチングによって作製された石英系ガラス光導波路である⁹⁾。この導波路の断面写真を **Fig. 4** に示す。TiO₂ を添加した SiO₂ ガラスからなる正方形型コアの寸法は 8 μm であり、バッファ層とクラッド層の厚みはそれぞれ、8 μm と 32 μm である。コアとクラッドの比屈

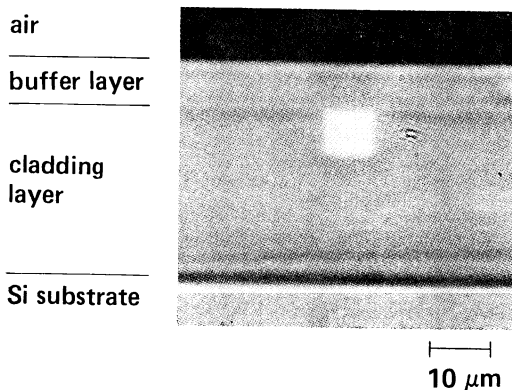


Fig. 4 Cross sectional view of silica-based glass optical waveguide.

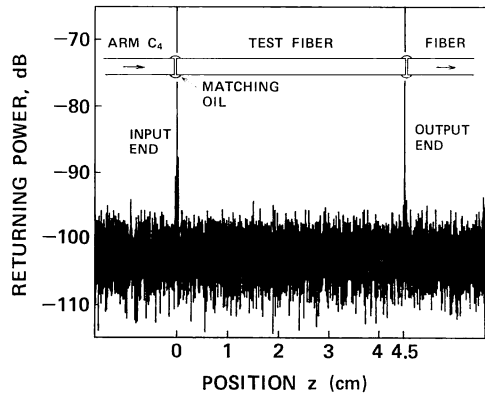


Fig. 5 Backscattering light power distribution in 4.5 cm-long piece of PANDA fiber.

折率差は 0.25% である。

Fig. 5 は、標準試料として用いた 4.5 cm 長の PANDA ファイバ⁹⁾における後方散乱光の分布 $R(z)$ を示す。このファイバの諸元はガラス光導波路とほぼ同一である。光ファイバ射出端のフレネル反射 (-14.6 dB) を利用して後方散乱光のパワー値の絶対校正を行ない、(7)式中の定数 $V_0 C^2$ の値を決定した。実験では、アーム C₄ を回転させて測定ファイバの一方の偏波主軸モードのみを励起し、またファイバ両端は、フレネル反射を抑えるためにマッチングオイルに浸した。光ファイバ内の散乱要因は、サブミクロンの屈折率のゆらぎによるレイリー散乱によるもので、可干渉距離 40 μm 内で生じる後方レイリー散乱光強度は入射光に対して -120 dB 以下である⁹⁾。このため、-100 dB の検出感度では、**Fig. 5** に示すように、マッチングオイルのわずかな不整合に基づく両端のフレネル反射のみが観測された。また、フレネル反射以外の反射光が観測されなかったことは、本システム内の光学部品間の反射によるゴーストが存在しないことを示す。

3 種類のガラス光導波路に対する後方散乱光パワー分布の測定結果を **Fig. 6(a)~(c)** に示す。各ガラス導波路は、異なる条件 (火炎堆積時の温度等) 下で作製されたものであるが、導波路損失はいずれも 1 dB/cm 以下である。**Fig. 6(a)** に示す光導波路では、-100 dB の検出感度でも散乱光は検出されなかった。光ファイバの結果 (**Fig. 5**) との比較から、光導波路 (a) は光ファイバに近い良質な導波路であることがわかる。一方、導波路 (b) では、低損失な部分もあるが -70 dB 程度の鋭い散乱が数か所で観測され、導波路内に散乱体が形成されていることがわかる。また **Fig. 6(c)** に示すよう

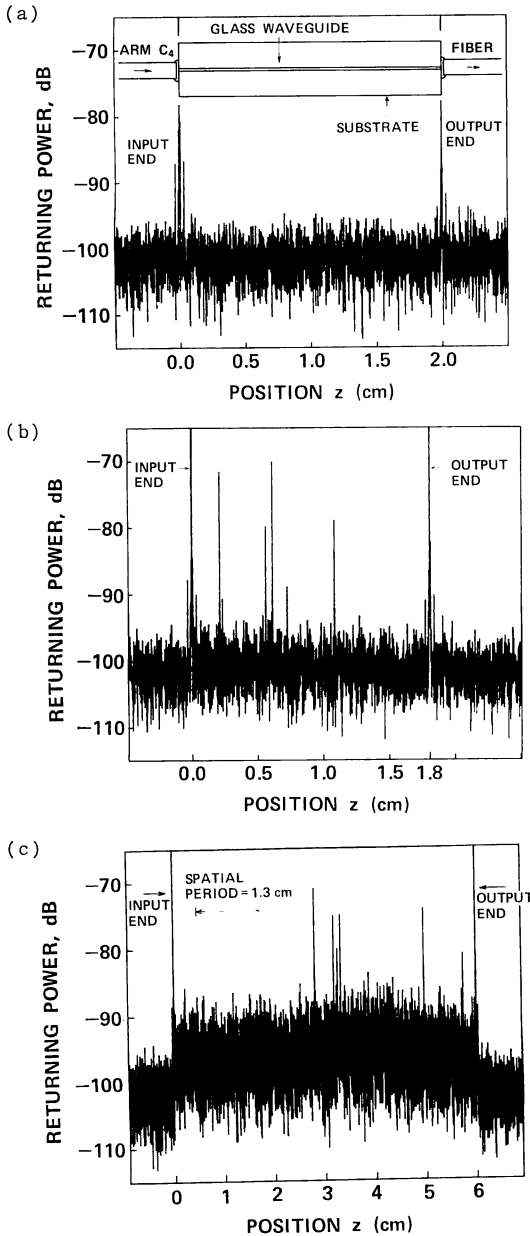


Fig. 6 Backscattering light power distribution in three kinds of glass optical waveguides. Losses are all less than 1 dB/cm.

に、導波路(c)内では、散乱体が導波路長手方向に連続的に分布しており、その散乱分布が長手方向に約 1.3 cm の周期で変動している。これは、火炎堆積あるいはイオンエッチング時の空間的不均一性によって、散乱体が導波路内に周期的に形成されたためと考えられる。このように、光導波路の損失が 1 dB/cm 以下としても、その中身はかなり異なることが、本装置で明らかとなっ

た。とくに Fig. 6(b)に示すように全体の損失レベルが低くてもスパイク状の散乱体があれば、これが半導体レーザー動作を劣化させる戻り光の重大要因となる。

4.2 モード複屈折率測定

導波路内の x, y 両直交モードの伝播定数をそれぞれ $\beta_x(\nu)$ と $\beta_y(\nu)$ とする。アーム C_4 の x 軸が導波路の x 軸に対して θ だけ回転した状況において、 z 地点で反射されて導波路入射端にもどった後方散乱光の x と y モードの成分は

$$e_{\text{scat}}^x(\nu) = \sqrt{CR(z)} \cos \theta e(\nu) \exp\{-2j\beta_x(\nu)z\} \quad (8.a)$$

$$e_{\text{scat}}^y(\nu) = \sqrt{CR(z)} \sin \theta e(\nu) \exp\{-2j\beta_y(\nu)z\} \quad (8.b)$$

で表わされる。次に PANDA ファイバカプラの出射端側に設置した検光子 A により、後方散乱光の電場成分のうち、ファイバカプラの x 軸を伝播してきた成分のみを抽出する。その抽出電場成分 $e^x(\nu)$ は共通位相因子を無視すると次式で表わされる。

$$\begin{aligned} e^x(\nu) &= e_{\text{scat}}^x(\nu) \sqrt{C} \cos \theta + e_{\text{scat}}^y(\nu) \sqrt{C} \sin \theta \\ &= CV\sqrt{R(z)} [\cos^2 \theta \exp\{-2j\beta_x(\nu)z\} \\ &\quad + \sin^2 \theta \exp\{-2j\beta_y(\nu)z\}] e(\nu) \end{aligned} \quad (9)$$

(9)式内の $e^x(\nu)$ を(2)式の $CV\sqrt{R(z)}e(\nu)$ と置換することにより、後方散乱光の検出値は、(7)式の P_0 を $P_0 |\cos^2 \theta \exp(-2j\beta_x^0 z) + \sin^2 \theta \exp(-2j\beta_y^0 z)|^2$ で置換して得られる。ここで $\beta_x^0 = \beta_x(\nu_0)$ 、 $\beta_y^0 = \beta_y(\nu_0)$ である。すなわち、 $V(z)$ は(7)式から次式で与えられる。

$$\begin{aligned} V(z) &= V_0 C^2 R(z) P_0^2 \{\cos^4 \theta + \sin^4 \theta \\ &\quad + (1/2) \sin^2(2\theta) \cos(4\pi Bz/\lambda_0)\} \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 B はモード複屈折率であり、 $\beta_x^0 - \beta_y^0 = 2\pi B/\lambda_0$ (λ_0 : 波長) で表わされる。(10)式より、後方散乱光の検出値 $V(z)$ はモード複屈折により振幅 $\sin^2(2\theta)$ の空間変調を受けることがわかる。その際、空間周期はビート長 $L_B = \lambda_0/B$ の半分となる。

Fig. 7 に 6 cm の光導波路を、(a)主軸モード励起 ($\theta = 0^\circ$) と (b)両モード励起 ($\theta = 45^\circ$) した場合の分布 $V(z)$ を示す。図より、主軸モード励起の場合には $V(z)$ はランダムに変動しているが、両モード励起の場合、このランダム分布に 0.6 cm の空間周期が重畳されていることがわかる。Fig. 7(b)のランダム変動に重畳された変調成分の周期と振幅値は $V(z)$ のフーリエ変換から求めた。その結果、ビート長は $L_B = 1.2$ cm、すなわちモード複屈折率は $B = \lambda/L_B = 1.1 \times 10^{-4}$ であった。この値は別の方法で求めた値とほぼ一致している。次に空間変調成分の回転角 θ 依存性を求めた結果、Fig. 8 に示す

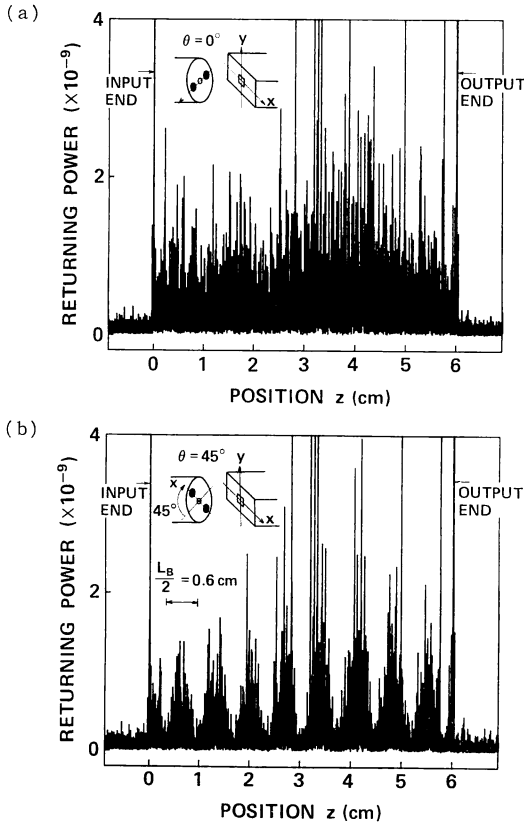


Fig. 7 Backscattering light power distribution for glass optical waveguide observed when (a) only x principal mode and (b) both x and y principal modes are excited at input end of test waveguide.

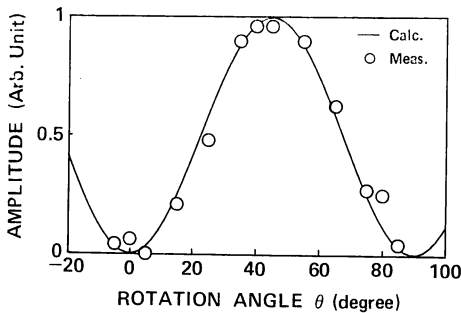


Fig. 8 Amplitude of spatial modulation versus rotation angle θ of fiber arm C_4 .

ように測定値は理論曲線 $\sin^2(2\theta)$ とよく一致した。これは Fig. 7 (b) で観測された空間変調が、導波路内のモード複屈折によって誘起されたことの実証となる。なお現状の検出感度は -100 dB であるから、Fig. 6 (a) に示した良質な導波部のモード複屈折率を測定するのは難しい。しかしながら、後方レイリー散乱光が測定でき

るレベル -120 dB まで感度を 2 桁向上させれば、上記の導波路のモード複屈折率の測定も可能となる。

4.3 損失要因

石英系ガラス光導波路では、損失の要因がまだ十分よくわかっていない。そこで光導波路内の損失要因を調べるために、同一基板上に作製され、コア幅のみ $5 \sim 11 \mu\text{m}$ まで異なる 7 種類の光導波路の後方散乱光パワー分布を測定した。コア幅以外のパラメータは同一で、いずれの光導波路も全損失量は 1 dB 以下である。このため $T^2(z)$ は 1 と近似できる。散乱量の規格化周波数 ν 依存性を検討するため、後方散乱光強度 $R(z) = V(z)/(V_0 C^2 P_0^2)$ を計算し、次に $Q(z) = R(z)/S$ から散乱係数 $Q(z)$ を求めた。ここで、光導波路のコア形状を円形と近似して、散乱捕獲係数 S の ν 値依存性を次式に基づいて計算した⁵⁾。

$$S = 3\Delta / \{(W/a)^2 \nu^2\} \tag{11. a}$$

ここで、 Δ は比屈折率差、 W と a は導波路のスポットサイズとコア半径であり、両者の比は次式で与えられる。

$$W/a = 0.65 + 1.619\nu^{-3/2} + 2.879\nu^{-6} \tag{11. b}$$

さらに結合係数 C はファイバのアーム C_4 のスポットサイズ W_0 により、次式で表わされる¹⁰⁾。

$$C = \{2W_0W / (W_0^2 + W^2)\}^2 \tag{12}$$

Fig. 9 に、 $\nu = 2.5$ の光導波路の後方散乱光パワーの分布 $V(z)$ を示す。ここで、後方散乱分布傾向をわかりやすくするために、測定分布 $V(z)$ を計算機により平滑化してある。図より、光導波路には一様に散乱が生じている二つの領域 A と B があり、その他の領域内では孤立的に大きな散乱が生じていることがわかる。他の光導波路においても、同一領域 A と B 内で散乱が一様に生じていた。そこで領域 A と B 内での後方散乱光のみに注目

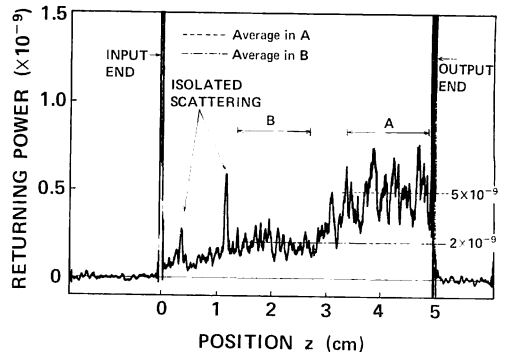


Fig. 9 Backscattering light power distribution in a waveguide having normalized frequency of $\nu = 2.5$.

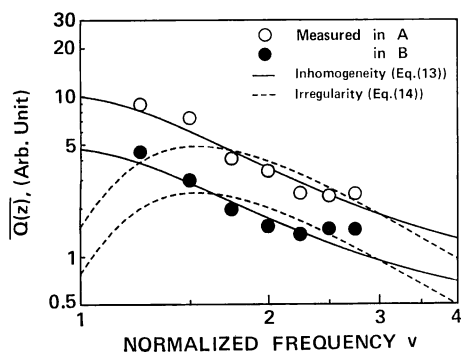


Fig. 10 Average scattering coefficient $\overline{Q(z)}$ versus normalized frequency ν . The ν value of a waveguide with rectangular core shape is equal to that of an optical fiber whose core area is identical to that of the rectangular waveguide.

し、 $V(z)$ の平均値を求めた。領域AとB内での平均散乱係数 $\overline{Q(z)}$ の ν 値依存性を Fig. 10 に示す。図中、白丸と黒丸はそれぞれ領域AとBで得られたデータを示す。図より、2領域においていずれも、 ν 値が減少すると散乱量が増加する傾向にあることがわかる。

ここで散乱の発生原因について考える。散乱要因としては、ガラス導波路の作成プロセスによって、(1)炎災堆積時に生じる材料的不均一性、または(2)イオンエッチング時に生じるコア/クラッド界面のゆらぎ(すなわちコア径の長手変動)が考えられる。これらの要因を ν 値依存性から解明するために散乱モデルとして、コアは円形であり、伝播光の電界分布がガウス分布 $E(r) = (2/W) \exp\{-r^2/W^2\}$ (r は径方向の距離、 W はスポットサイズ)であると仮定する。(11. b)式の W の ν 値依存性を考慮すると、 ν 値が減少すると電場はコア内よりクラッド部に浸み出すことがわかる。材料的不均一性に基づく散乱は、コアとクラッドで生じる散乱の和として表わされる。それぞれの寄与は、第一近似としてコアとクラッド内の全パワーに比例すると考えられるので、全散乱量 $\overline{Q(z)}$ は

$$\begin{aligned} \overline{Q(z)} &= Q_{co}(z) \int_0^a E^2(r)r dr + Q_{cl} \int_a^\infty E^2(r)r dr \\ &= Q_{co} \{1 - Y(\nu)\} + Q_{cl} Y(\nu) \end{aligned} \quad (13)$$

と表わされる。ここで、 $Y(\nu) = \exp\{-2(a/W)^2\}$ であり、 Q_{co} と Q_{cl} はコアとクラッドの散乱の大きさを特徴づける係数である。

一方、コア/クラッド界面のゆらぎに基づく散乱量は、コア径が平均的に $a - \Delta a/2$ と $a + \Delta a/2$ で変動していると仮定すれば、コア/クラッド境界変動部のパワーに

比例するので

$$\overline{Q(z)} = Q_b \int_{a-\Delta a/2}^{a+\Delta a/2} E^2(r)r dr = Q_b (2/W)^2 Y(\nu) a \Delta a \quad (14)$$

となる。ここで、 Q_b は境界面の散乱の大きさを特徴づける係数である。(13)と(14)式より得られる散乱量の ν 値依存性を示す理論曲線も Fig. 10 に示した。係数 Q_b , Q_{co} , Q_{cl} は、理論曲線が実測値にできるだけ一致するように決定した。図より、コア/クラッド境界のゆらぎのモデルでは実測値の傾向を十分説明できないことがわかる。一方、材料的不均質モデルでは実測値と理論値はよく一致する。とくに、 ν 値の小さい領域で散乱が増加するのは、クラッド部がコア部よりもいっそう不均質であり、 ν 値の減少に伴ってクラッド部に電界が浸透し、ここでいっそう散乱されるためであると解釈できる。以上の検討より、散乱の原因がおもにコアとクラッド部の材料的不均質性に由来する散乱によるものと予想される。石英ガラス導波路の低損失化には、コア部のみならずクラッド部の不均質性も低減させることが不可欠である。

4.4 反射防止膜の反射率

導波路の端面反射を低減するために、その端面に反射防止膜 (AR コート) が施される。通常の方法では、他端面の反射が障害となって、AR コート面の反射率を高ダイナミックレンジで測定することは難しい。そこで本方法で光導波路の端面反射率の測定を行なった。

まず光導波路射出端 $z=L$ での反射率を R とすれば、選択レベル計 (SLM) 出力 $V(L)$ は、(7)式で $Q(z) = R$, $S=1$ として、 $V(L) = V_0 C^2 T(L)^2 P_0^2 R$ と表わされる。一方、導波路射出パワーは $P_{out} = CT(L)P_0$ であるから、端面の反射率は、 $R = V(L)/(V_0 P_{out}^2)$ により、結合係数 C や透過率 $T(L)$ に無関係に決定できる。実験では、(a) PANDA ファイバのカットされた端面、(b) 石英系ガラス導波路の研磨された端面、(c) 中心波長 $1.55 \mu\text{m}$ に AR コートされた光導波路端面、(d) 中心波長 $1.35 \mu\text{m}$ に AR コートされた光導波路端面の各反射率を測定した。ここで、(b) のサンプルでは、研磨された端面をフッ酸水溶液でわずかにエッチングして、研磨の際に生じた高屈折率の薄膜を除去した。また、(c) と (d) では、 MgF_2 と SiO_2 の2層膜から成る AR コートを石英系ガラス光導波路端面に施した。多層膜の反射率は波長に依存するため、光学的バンドパスフィルタを用いて SLD 出射光のスペクトル幅を 10 nm 以下にした。

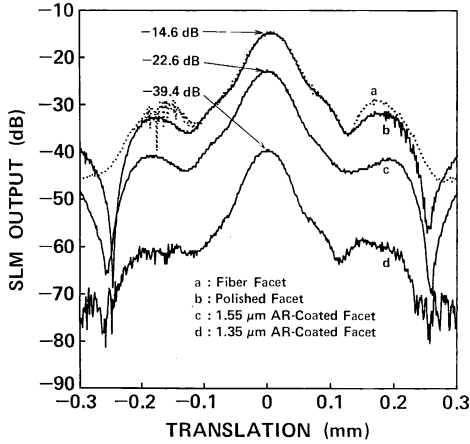


Fig. 11 Selective level meter (SLM) output versus mirror translation for facet reflectivity measurement. Peak value of each curve represents facet reflectivity.

バルク型干渉計のミラー移動量に対する選択レベル計の出力を **Fig. 11** に示す。図に示したミラー移動量の原点は、出射端に選んである。図に示した出力のピーク値より、それぞれの端面反射率は、(a) 3.5×10^{-2} 、(b) 3.5×10^{-2} 、(c) 5.5×10^{-3} 、(d) 1.1×10^{-4} であることがわかる。とくに、(d)の 1.1×10^{-4} の反射率は、従来の測定器では測定できない。図に示された雑音レベルより、本測定法により、 -80 dB 以下の反射率の測定が可能であり、従来の装置と比較して 50 dB 以上ダイナミックレンジが高いことがわかる。コヒーレント光通信システムでは、光導波路端面反射率を -70 dB 以下に抑えることが必要である。したがって、本システムは、光導波路の AR コート作製時のモニター系としても十分使えることが証明された。

5. 考 察

光導波路の分散の影響について考察する。(5)式より、導波路内の点 z からの後方散乱光のパワーは、次式に示す複素可干渉度の絶対値の二乗に比例する。

$$\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\tilde{R}(\Delta\nu)} \tilde{G}(\Delta\nu) \exp(2\pi j\tau\Delta\nu) \times \exp(-2j\beta_2 z \Delta\nu^2) d\Delta\nu \quad (15)$$

ここで、点 z の原点は $\beta_1 z / \pi$ に選んであり、また、 $R(z)$ の波長依存性を示すために $R(z)$ を $\tilde{R}(\Delta\nu)$ と記した。ここで、SLD 出射光のスペクトルを $G(\Delta\nu) = G_0 \exp[-(\Delta\nu/\delta\nu_0)^2]$ ($\delta\nu_0$ はスペクトル幅)、光源のスペクトル範囲内で $\tilde{R}(\Delta\nu) = \text{一定}$ と仮定すると、

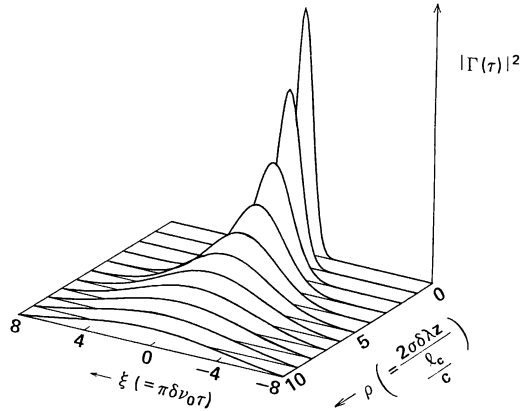


Fig. 12 Changes of curve $|\Gamma(\tau)|^2$ due to dispersion with changing measurement distance in test waveguide.

$$|\Gamma(\tau)|^2 = \frac{\Gamma_0^2}{\sqrt{1+\rho^2}} \exp[-\{2\xi^2/(1+\rho^2)\}] \quad (16)$$

を得る。ここで、 $\xi = \pi\delta\nu_0\tau$ 、 $\rho = 2\beta_2\delta\nu_0^2 z$ 、 Γ_0 は定数である。

Fig. 12 に ρ に対する $|\Gamma(\tau)|^2$ 曲線の変化を示す。 ρ の増加とともに $|\Gamma(\tau)|^2$ のピーク値は減少する。たとえば、 $\rho = \sqrt{3}$ の場合、ピーク値はもとの半分に減少する一方で、その幅が2倍に広がるために空間分解能が半減する。光導波路の伝播定数の周波数に関する二階微分 β_2 を分散 σ で表わすことにより、 ρ は次式で表わされる。

$$\rho = \frac{2\sigma\delta\lambda_0 z}{l_c/c} = \frac{8}{\pi} \cdot \frac{\sigma c \lambda_0^2 z}{l_c^2} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{c \sigma \lambda_0^2 z}{n_c^2 z_r^2} \quad (17)$$

$\delta\lambda_0$ は光源スペクトルの波長半値全幅であり、 λ_0 は光源の中心波長である。また、光源の可干渉距離 l_c とシステムの空間分解能 z_r は、 λ_0 と $\delta\lambda_0$ を用いてそれぞれ、 $l_c = 4\lambda_0^2/(\pi\delta\lambda_0)$ 、 $z_r = l_c/(2n_c)$ と表わされることを利用した。 $|\Gamma(\tau)|^2$ のピーク値が半減する長さを、測定可能な最大導波路長 z_{\max} と定義すれば、(17)式より z_{\max} は

$$z_{\max} = \frac{\sqrt{3}\pi}{2} \cdot \frac{n_c^2 z_r^2}{c \sigma \lambda_0^2} \quad (18)$$

となる。石英系ガラス導波路の分散値はこれまで測定されていない。しかしながら、諸元が通常の光ファイバとほぼ同一であるため、以下の光ファイバの分散値を使用することができる¹¹⁾： $\sigma = 110$ ps/km/nm ($\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$)、 $\sigma = 5$ ps/km/nm ($\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$)、 $\sigma = 15$ ps/km/nm ($\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$)。これらの分散値を用いて、ガラス導波路 ($n = 1.46$) に対して(18)式より計算した、測定可能な導波路長 z_{\max} と空間分解能 z_r の関係を **Fig. 13** に示す。図

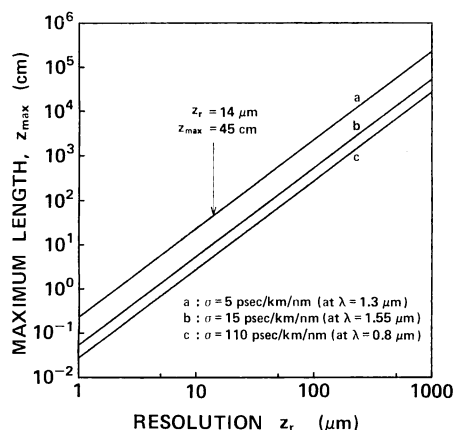


Fig. 13 Maximum length of silica waveguide versus system spatial resolution.

より、波長 $1.3 \mu\text{m}$ 帯の本システムでは、空間分解能 $z_r = 14 \mu\text{m}$ を保持した状態で、長さ $z_{\text{max}} = 45 \text{ cm}$ までの導波路の後方散乱分布測定が可能であり、通常の導波路後方散乱分布測定には十分な長さである。一方、 $1.3 \mu\text{m}$ 帯以外の領域では分散は重大な問題となる。たとえば、 $0.8 \mu\text{m}$ 帯では、空間分解能 $14 \mu\text{m}$ を保持できるのは 8 cm までである。

6. ま と め

本稿では、空間分解能 $14 \mu\text{m}$ の干渉型後方散乱測定系 (OTDR) を用いて、石英系ガラス導波路の散乱形態、モード複屈折率、損失要因について検討した。モード複屈折率は、入射端で両直交モードを励起したときの後方散乱分布中に観測される空間変調周期より決定された。また、 ν 値の異なる種々の導波路の後方散乱量と理論的モデルとの比較を行ない、損失要因が導波路内の材料的不均質によるものとの結論を得た。さらに、光導波回路で不可欠な端面反射防止膜の反射率を 80 dB 以上のダイナミックレンジで測定できることを示した。最後に、導波路の分散の影響について検討した。分散が空間分解能劣化と測定誤差の主要因であるが、波長 $1.3 \mu\text{m}$

帯では長さ 45 cm までの導波路に対して分散の効果は問題とならないことを明らかにした。以上の理論・実験結果より、干渉型 OTDR が、光導波路の障害点探索や、モード複屈折率、反射率等の評価を行なう総合診断システムとして有望であることを示した。

本研究を進めるに当たり、干渉型 OTDR に不可欠な $1.3 \mu\text{m}$ 帯 SLD を提供していただいた当所野口研究主任に深謝します。また、有益なご助言をいただいた当所の大森主幹員、山田研究主任に感謝します。

文 献

- 1) M. K. Barnoski and S. M. Jensen: "Fiber waveguides: A novel technique for investigating attenuation characteristics," *Appl. Opt.*, **15** (1976) 2112.
- 2) S. A. Kingsley and D. E. N. Davies: "OFDR diagnostics for fiber and integrated-optic systems," *Electron. Lett.*, **21** (1985) 434.
- 3) K. Takada, I. Yokohama, K. Chida and J. Noda: "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique," *Appl. Opt.*, **26** (1987) 1603.
- 4) I. Yokohama, M. Kawachi, K. Okamoto and J. Noda: "Polarization-maintaining fiber couplers with low-excess loss," *Electron. Lett.*, **22** (1986) 929.
- 5) E. Brinkmeyer: "Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers," *Electron. Cambridge, Lett.*, **16** (1980) 329.
- 6) E. T. Whittaker and G. N. Watson: *A Course of Modern Analysis*, 4th ed. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1973) Chap. 17.
- 7) H. Nagai, Y. Noguchi and S. Sudo: "High power high efficiency $1.3 \mu\text{m}$ superluminescent diode with a buried bend absorbing guide structure," *Appl. Phys. Lett.*, **54** (1989) 18.
- 8) N. Takato, M. Yasu and M. Kawachi: "High silica single-mode channel waveguides," *Electron. Lett.*, **22** (1986) 321.
- 9) Y. Sasaki, T. Hosaka, K. Takada and J. Noda: "8 km-long polarization-maintaining fiber with highly stable polarization state," *Electron. Lett.*, **19** (1983) 792.
- 10) D. Marcuse: "Loss analysis of single-mode fiber splices," *Bell Syst. Tech. J.*, **56** (1979) 703.
- 11) 大越孝敬, 岡本勝就, 保立和夫: 光ファイバ (オーム社, 東京, 1983) pp. 207-213.