



Title	多モード光ファイバの伝送特性に関する研究
Author(s)	北山, 研一
Citation	大阪大学, 1981, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2657
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

多モード光ファイバの 伝送特性に関する研究

昭和 56 年 4 月

北 山 研 一

あ ら ま し

多モード光ファイバケーブルを用いた光通信の実用化は間近に迫っているが、その反面光ファイバの伝送特性がケーブル化の過程で変化したり、接続されたファイバの伝送特性が複雑であるなどの問題が残されている。これらの伝送特性を複雑にする主な原因はモード結合であり、高品質な光ケーブルの製造および正確な伝送路設計のためには、モード結合現象を解明し伝送特性の本質的な理解を得ることが不可欠である。本論文は多モード光ファイバの伝送特性に関する研究成果をまとめたものである。まず多モード光ファイバの伝送特性評価に不可欠なモード分析法を確立し、それを用いて光ファイバ内および接続点で生ずるモード結合現象を解明した。次にモード結合効果および「群遅延時間補償効果」に着目して、接続された光ファイバの長距離伝送特性を明らかにした。さらにグレーデッド形光ファイバの構造パラメータの最適設計を行った結果を述べる。最後に、新たに提案した超広帯域特性をもちかつコア径が従来の単一モード光ファイバの約2倍大きい2モード光ファイバの伝送特性を検討した結果を述べる。

目 次

第1章 序 論	1
第2章 多モード光ファイバの基本伝送特性	5
2.1 緒 言	5
2.2 損失の要因とその波長依存性	6
2.3 導波モードの伝搬定数および電磁界分布	10
2.3-1 スカラ近似によるモード解析	10
2.3-2 ステップ形光ファイバの場合	14
2.3-3 放物形光ファイバの場合	18
2.3-4 一般のグレーデッド形光ファイバの場合	20
2.4 伝送帯域の諸特性	23
2.4-1 伝送帯域劣化（パルス拡がり）の諸要因	23
2.4-2 群遅延時間	24
2.4-3 モード分散を最小にする最適屈折率分布とその波長依存性	26
2.4-4 波長分散の測定例	32
2.5 結 言	34
付録2-1 ベクトル波動方程式の導出について	36
第3章 多モードグレーデッド形光ファイバのモード分析	37
3.1 緒 言	37
3.2 測定原理	38
3.2-1 レンズのフーリエ変換作用	38
3.2-2 ステップ形光ファイバのファフィールド分析法	43
3.2-3 放物形光ファイバへの適用	48
3.2-4 一般のグレーデッド形光ファイバへの適用性について	53
3.3 モード分析装置の自動化	56
3.4 応用例：モード依存性損失係数の測定	59

3.5 結 言	65
付録3-1 $H(f_x, f_y)$ の導出	67
付録3-2 Frecher-Powell 法による2乗最適近似法	68
第4章 モード結合を有する多モード光ファイバの伝送特性	70
4.1 緒 言	70
4.2 電力結合方程式とその解法	71
4.2-1 電力結合方程式の導出	71
4.2-2 多モード光ファイバへの適用	74
4.2-3 電力結合方程式の解法	75
4.3 モード結合係数の測定法	77
4.3-1 定常モードパワー分布から算出する方法	77
4.3-2 モード群パルス応答波形から算出する方法	78
4.3-3 測定例	80
4.4 光ファイバケーブルのモード結合	84
4.4-1 ケーブル化工程における変化	84
4.4-2 モード結合の伝送特性に及ぼす影響	97
4.5 接続点のない長距離光ファイバの伝送特性	99
4.5-1 伝送帯域の距離依存性	99
4.5-2 伝送帯域の入射条件依存性	102
4.5-3 パルス応答波形の距離依存性	103
4.6 結 言	105
付録4-1 式(4.41)の導出	107
第5章 接続点におけるモード結合およびその接続損失への影響	108
5.1 緒 言	108
5.2 接続点におけるモード結合	109
5.2-1 光線近似に基づく解析	109
5.2-2 突き合せ接続点におけるモード結合	114
5.2-3 融着接続点におけるモード結合	118

5.2-4	突き合せおよび融着接続点におけるモード結合のインパルス応答に 及ぼす影響	121
5.3	モードスクランブラによるモード結合の制御	127
5.4	接続点で生ずる漏洩モードの影響	132
5.4-1	漏洩モードの性質	132
5.4-2	接続損失への影響	136
5.4-3	伝送損失への影響	141
5.5	結 言	144
第6章	長距離光ファイバの伝送特性	145
6.1	緒 言	145
6.2	伝送帯域の改善効果	146
6.2-1	群遅延時間補償効果による広帯域化	146
6.2-2	接続点のモード結合の影響	152
6.3	接続点のある長距離光ファイバの伝送特性	153
6.3-1	実験結果	153
6.3-2	簡便な伝送特性推定法	156
6.4	モードスクランブラ装荷による伝送帯域の決定法	159
6.4-1	伝送帯域の決定	159
6.4-2	伝送帯域の改善効果	162
6.5	ケーブル化による伝送帯域の距離依存特性の変化	168
6.6	結 言	170
第7章	グレーデッド形光ファイバの構造パラメータの検討	171
7.1	緒 言	171
7.2	設計手順	171
7.3	構造パラメータの設計	173
7.3-1	構造パラメータと伝送特性の関係	173
A	光損失	174
B	一様曲り損失	175

C 側圧による損失	178
D 接続損失	180
E 光源との結合効率	182
7.3-2 評価関数を用いた最適パラメータの決定	184
A 中継区間の伝送路損失	184
B 最適パラメータの決定	187
7.3-3 その他の構造パラメータ	189
A 屈折率分布	189
B クラッド厚およびクラッド・ジャケット間の比屈折率差	189
7.4 伝送路設計例	192
7.4-1 伝送系モデル	192
7.4-2 伝送路設計	193
A 前提条件	193
B 定数設計	194
C 統計的設計	194
7.5 結 言	196
第 8 章 2 モード光ファイバの伝送特性	198
8.1 緒 言	198
8.2 構造パラメータの設計	199
8.2-1 設計原理	199
8.2-2 最適構造パラメータ	202
8.2-3 コア中心部の屈折率の dip の影響	205
8.2-4 界分布とクラッド厚	206
8.3 ステップ形光ファイバを用いた 2 モード導波特性の実験的検証	208
8.4 試作 2 モード光ファイバの測定結果	213
8.4-1 試作光ファイバの諸元	213
8.4-2 モード間群遅延時間差の測定	218
8.4-3 第 3 高次モード群 (LP_{21} モード) の実効的遮断波長	226
8.4-4 接続損失	227

8.5 結 言	229
付録 8-1 外部光変調器の動作原理	230
(i) 電気光学効果	230
(ii) 横型光変調器	231
(iii) 装置の構成	234
付録 8-2 ファイバラマンレーザの特性	235
(i) 測定用光源としての要求条件	235
(ii) 装置の構成	235
A ディレイシステム	235
B 励起用光ファイバ	239
(iii) 発振特性	239
A ラマン発振スペクトラム	239
B 臨界励起パワー	240
C 発振ストークスの励起用ファイバ長依存性	241
D 発振ストークスのパルス波形	242
第 9 章 結 論	247
謝 辞	249
文 献	250

第1章 序 論

1960年初頭にレーザが発明されて以来空間的にコヒーレントでかつ波長スペクトル純度が高いレーザ光を利用しようとする光通信の研究が本格的に開始された。当初、光伝送路としてはレンズ^[1]やガスレンズ^{[2], [3]}を用いた空間伝搬形あるいは誘電体薄膜導波路^{[4], [5]}等が考えられていたが、1966年にKao等の報告^[6]によって、ガラスファイバの損失が数dB/Km以下に低減できる可能性が明らかにされて以来、光ファイバの研究が精力的に行われるようになった。

光ファイバの損失は、1970年コーニング社のKapron等^[7]がCVD法による石英ガラス光ファイバで20 dB/Kmを実現したのを皮切りに、1972年には同じくコーニング社が7 dB/Km^[8]、1973年にはベル研がMCVD法によって2.5 dB/Km^[9]、1976年には通研と藤倉電線が波長1.2 μm で0.5 dB/Km^[10]、またごく最近では1979年に通研が波長1.55 μm で0.2 dB/Km^[11]という理論的極限值に近い値を実現するなど、短期間に飛躍的に低減され、また寸法精度や強度の向上も著しく、光ファイバの性能は十分に実用に供し得る段階に達している。この光ファイバの高品質化と並行して、レーザ光源等の周辺光部品の研究も活発に行われており、半導体レーザでは石英系光ファイバの損失が比較的小さい波長0.8 μm 帯^[12]、1.3 μm 帯^[13]および最小となる1.55 μm ^[14]近傍における室温連続発振も可能となり、また長寿命・安定化も実現されつつあることなどから、光通信光源としての実用化の見通しが得られるに至った。

光ファイバは低損失であるばかりでなく、広帯域であること、軽量で可撓性に富み、電磁誘導の影響を受けにくいこと、さらに材料が豊富にあるなどの特徴を有しており、今後価格の低減も期待できることから、電電公社においても、近距離および長距離伝送方式^(註)、海底、加入者伝送方式等の公衆通信サービスへの適用が検討されている。とくに、近・長距離伝送方式においては、既存の同軸線路等と比較して中継間隔の増大が見込まれ、かつケーブルの高密度多心化も可能であるため、伝送路コストの大幅な低減が期待でき、将来の通信網のデジタル化

註 近距離伝送方式は、都市間および近郊都市間の概略50 Km以下の中小容量の中継伝送に適用される方式で、主として局間無中継をめざしている。一方長距離伝送方式は、東京、大阪等大都市間の長距離大容量中継伝送に適用されるもので、適用距離は最大約2500 Kmである。

にむけてその導入効果は大きい。光ファイバは、多モード光ファイバと単一モード光ファイバの2種類に大別される。多モード光ファイバにおいては、研究の対象はステップ形光ファイバから現在では屈折率分布を制御して伝送帯域の改善をはかったグレーデッド形光ファイバへと移行しており、近・長距離伝送方式においては小容量および中・大容量伝送路としての幅広い利用が考えられている。一方、単一モード光ファイバは極めて広い伝送帯域を有していることから、将来長距離大容量伝送路として有望である。近距離伝送方式では、第1次現場試験⁽¹⁵⁾が既に1978年から1979年にかけて、東京都内の唐ヶ崎～浜町間の約21kmの区間において実施されており、グレーデッド形光ファイバを用いた良好な特性をもつ光ファイバ伝送路が実現され、伝送試験においても所期の結果が得られている。

光ファイバ伝送路は、光ファイバの機械強度を補強し、環境による特性の劣化を防ぐために通常保護用被覆を施した光ファイバケーブル⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾という形で、管路や洞道に布設し、接続することによって構成される。ある伝送システムを構成する場合には、システム上の要求条件を満たす伝送路を実現する必要があるが、そのためにはあらかじめ中継間隔の設定や損失の配分等の伝送路設計を行い、光ファイバケーブルの特性の規格値を決定し、さらにこれを実現することが必要となる。したがって、適切な伝送路設計、および良好な特性を有する光ファイバケーブルの実現が実用上重要な課題である。

多モード光ファイバにおいては、伝送損失あるいは伝送帯域は距離に対して複雑な変化を示したり、またケーブル化の工程や布設によって変化するなど、その伝送特性は多モード伝送路特有の複雑さを有している。したがって、上記伝送路設計を行うためには、この伝送特性の距離依存性を把握し、正確に伝送特性を推定する必要がある。また良好な光ファイバケーブルを実現するためには、ケーブル化工程における伝送特性の変動要因を解明し、その結果をケーブル設計に適切に反映することが不可欠である。

(16) 光ファイバケーブルは、光ファイバ素線を用いて次の3つの工程を経て作製される。なお光ファイバ素線は、光ファイバ母材を線引きしさらに同一工程で変性シリコン、ウレタン等のプライマリコート塗布し、その上にシリコンゴムの緩衝層を被覆するという1次被覆工程を経て作製されるものである。

- (i) 2次被覆工程：光ファイバ素線にナイロン等を被覆して光ファイバ心線とする工程。
- (ii) 集合化工程：複数本の光ファイバ心線を撚り合わせ、押さえ巻きしユニットを構成する工程。
- (iii) 外被がけ工程：ユニットに紙およびアルミシースを被覆し、さらにポリエチレン等の外被をかける工程。

本研究は、光ファイバの本格的な公衆通信サービスへの導入を控えて、実用的な観点からみて従来明らかにされていなかったいくつかの研究課題を解決し、光ファイバの実用化に貢献することを目的としている。

多モード光ファイバに関しては、(1)光ファイバおよびそのケーブル化工程における伝送特性の変動要因を解明し、その結果をケーブル設計に適切に反映する。(2)伝送特性の距離に対する変化を接続点を含めて把握し、伝送路設計に必要な伝送特性の評価法を確立する、という2つの目的のために次の項目について検討する。

- (i) 光ファイバのケーブル化の各工程において光ファイバ内に生ずるモード結合を定量的に把握し、その要因を分析する。
- (ii) 接続点におけるモード結合によって生ずる伝送特性の変化を明らかにする。
- (iii) 長距離光ファイバの伝送特性に影響を及ぼす「群遅延時間補償効果」あるいはモード結合による伝送帯域の改善効果を把握し、接続点を含む長距離光ファイバの伝送特性を解明する。
- (iv) グレーデッド形光ファイバについて、伝送特性、機械特性および経済性を総合的に評価して、ファイバ構造パラメータの最適化を計る。
- (v) グレーデッド形光ファイバの伝送特性の評価に不可欠な実用的なモード分析法を確立する。

さらに将来の長距離大容量伝送路用として、

- (vi) 単一モード光ファイバと同程度の広い伝送帯域をもつ新しい構造の2モード光ファイバを提案し、その伝送特性を明らかにする。

第2章では、モード結合のある多モード光ファイバについて、第3章以降の検討に必要な基本的な伝送特性をまとめて概説する。第3章では、多モード光ファイバの個々の導波モードに着目した伝送特性の検討に不可欠なモード分析法について述べる。とくにグレーデッド形光ファイバに関して、新たに提案したモード分析法の有用性を示す^{[17]~[20]}。第4章および第5章では、それぞれ光ファイバ^{[21]~[28]}内および光ファイバ接続点^{[29]~[34]}で生ずるモード結合が伝送特性に及ぼす影響を理論的および実験的に検討した結果について述べる。第6章では、第4章で述べる光ファイバ内のモード結合および第5章の接続点のモード結合の検討結果を基にして、接続点を含む長距離光ファイバの伝送特性に関する検討結果を示す^{[35]~[40]}。第7章では、グレーデッド形光ファイバの構造パラメータと種々の伝送特性の関係を実験的に明らかにし、その結果をもとにした構造パラメータの最適設計について述べる^{[41]~[43]}。第8章では、伝送帯域が

極めて広く，かつコア径が単一モード光ファイバの 2 倍程度に拡大可能な 2 モード光ファイバを新たに提案し，伝送特性を理論的および実験的に検討した結果について述べる^{[44]～[50]}。最後に第 9 章では，結論として本研究の成果を総括して述べる。

第2章 多モード光ファイバの基本伝送特性

2.1 緒言

光ファイバは使用される材料によって石英系ファイバ^[56]、多成分ガラスファイバ^[56]、ポリマクラッドファイバ^[57]、およびプラスチックファイバに分類される。その中で石英系光ファイバは低損失化および広帯域化が最も進んでおり、公衆光通信用伝送路に適している。光ファイバを電磁波論的に見れば、最低次モードのみを導波する単一モード光ファイバと多モード光ファイバに分けることができ、本章では次章以下の多モード石英系光ファイバの伝送特性に関する検討に最小限必要な基本伝送特性を概説する。

まず石英系光ファイバの損失要因を列挙し、理論的な最小損失値について述べる^{[11], [58]}。次に幾何形状のゆらぎや外部から印加される曲り、応力等の摂動がない理想化された多モード光ファイバの電磁波論に基づくモード解析結果を示す。

まず光ファイバのモード解析に対するスカラ近似の適用条件を明らかにし、通常が多モード光ファイバではスカラ近似が有効であることを示す^{[59], [60]}。多モード光ファイバはコアの屈折率分布が一樣なステップ形と放物形に近いグレーデッド形光ファイバに大別できるが、ここでは解析的に厳密解が得られるステップ形^{[61], [62]}および放物形光ファイバ^{[59], [63]}の導波モードの伝搬定数および電磁界分布に対するスカラ近似に基づく解析結果について述べる。また一般のグレーデッド形光ファイバについても、 α 乗屈折率分布を仮定して得られるモード解析結果^[64]を示す。

次にこれらのモード解析結果をもとにして多モード光ファイバの伝送帯域の制限要因であるモード分散および材料分散について述べる。またとくに実用上興味のあるグレーデッド形光ファイバのモード分散を最小とする最適屈折率分布およびその波長依存特性を理論的および実験的に検討した結果を示す^{[67], [65]}。最後にグレーデッド形光ファイバの材料分散の測定例を示す。

これら摂動が加わらない理想化された多モード光ファイバの伝送特性は、以後の章で述べるモード結合のある場合の伝送特性検討の基礎となるものである。

2.2 損失の要因とその波長依存性

光通信用石英系光ファイバの使用光源波長は、その損失が低くなる波長 $0.8 - 1.6 \mu\text{m}$ の近赤外領域にある。この波長領域での損失の要因は表 2-1 に示すように、石英ガラス材料に固有の損失以外に不純物による吸収損失および構造不完全性によって生ずる損失の 3 つに分類される⁶⁶⁾。石英ガラスの固有吸収では、紫外域にピークをもつ紫外吸収および波長 $10 \mu\text{m}$ 付近にピ

表 2-1 損失の要因

	要 因	備 考
ガラス材料に固有の損失	紫 外 吸 収 赤 外 吸 収 レ ー リ 散 乱	$\propto \lambda^{-4}$
不純物吸収による損失	O H 基 吸 収 遷移金属イオン吸収	$\lambda \simeq 0.9, 1.24 \mu\text{m}$ および $1.38 \mu\text{m}$ にピーク Br, V 等
構造不完全性による損失	コア・クラッド境界面の ゆらぎ 曲り, 接続等	プリフォーム線引時 ケーブル化, 伝送路構成時

ークを持つ赤外吸収の裾が問題となり、さらにガラス固有の屈折率のゆらぎによって生ずるレーリ散乱も重要である。これら光ファイバ材料の本質的な損失要因以外に、波長 $0.95 \mu\text{m}, 1.24 \mu\text{m}$ および $1.38 \mu\text{m}$ 付近に高調波吸収のピークをもつ OH 基による吸収損失あるいは遷移金属イオンによる吸収等の不純物吸収や、コア・クラッド境界面のゆらぎ等の構造不完全性に起因する損失がある。なお、曲りや接続等の外部から加わる摂動によって生ずる損失については後章で議論することにする。

光ファイバの製造法は従来半導体工業で行われている CVD (Chemical Vapor Deposition) 法によるものが代表的である。CVD 法はガラス微粒子の付着法あるいはガラス化の方法等の相違によって、内付け法 (MCVD 法)^{67), 68)} 外付け法 (OV D 法)^{69)~71)} および気相軸付け法 (VAD 法)^{72), 73)} の 3 種類に分けられるが、原理的にはいずれも SiCl_4 等の光ファイバ原料ガスを加水分解して得られるガラス微粒子を高温でガラス化し、線引き材料となるプリフォー

ムのロッドを作成するものである。なお原料ガスには屈折率分布を形成するため GeCl_4 , POCl_3 , BBr_3 等のガスを混入させており、グレーデッド形光ファイバを作製する場合にはこれらのガス流量を時間的あるいは空間的に制御して屈折率分布を形成する。表2-2には3つの製造法の特徴を示している⁽⁷⁴⁾。MCVD法と他の2つの製造法の相違は、石英管の内側にガラス微粒子を付着させる

表2-2 CVD法に基づく光ファイバの製造法

名 称	製 造 法
内 付 け 法 MCVD : (Modified Chemical Vapor Deposition)	石英管中に原料ガスを流し、石英管外より加熱し、高温でガラス化する。ガラス層を付着後加熱し、透明ガラス化する。
外 付 け 法 OVD : (Outside Vapor - phase Oxidation)	芯棒の周囲に加水分解によりガラス微粒子を付着させる。付着後、加熱し透明ガラス化し芯棒を取り除き、内外面を研磨後中空化する。
気相軸付け法 VAD : (Vapor - phase Axial Deposition)	種棒上に原料ガスの加水分解により作られるガラス焼結体を付着させ、順次種棒を上方に移動させることにより長さ方向に成長させる。付着後、加熱し透明ガラス化する。

のと同時にガラス化を行う点にある。またVAD法の特徴はガラス焼結体を長手方向に成長させるため大型プリフォームの作製が可能な点にある。VAD法は1977年通研で開発された新技術であり、量産化に適していることから将来有望な製造法である。

光ファイバの損失は最近の製造技術の著しい向上に伴って、不純物吸収や構造不完全性によって生ずる損失はほぼ零にまで低減化することが可能となり、現在では損失要因は石英ガラス材料固有のもののみとなっている。図2-1は各固有損失および全損失の理論値を波長に対して示したものである⁽⁸⁸⁾。コアとクラッド間の比屈折率差 Δ が1%では最低損失波長は $1.6\ \mu\text{m}$ であり、理論的な最低損失値は約 $0.3\ \text{dB/km}$ である。また Δ の低下に伴って最低損失波長はやや短波長側に移動する傾向があり、 $\Delta = 0.2\%$ では波長 $1.55\ \mu\text{m}$ で最低損失値は0.2

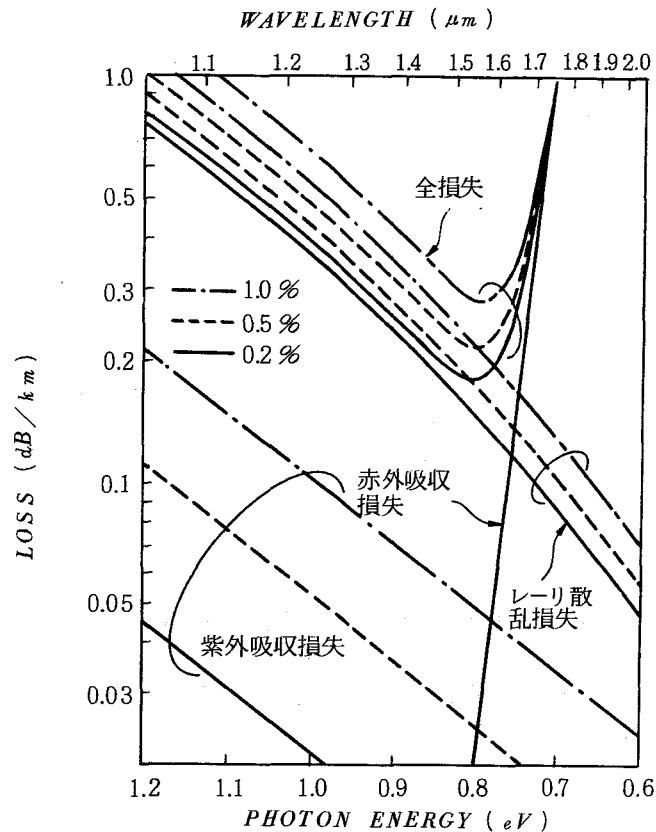


図 2-1 各損失の波長特性およびドーパント濃度依存性

dB/kmとなることがわかる。したがって、 Δ が1%程度の多モード光ファイバの最低損失値は、 Δ が0.2%程度の単一モード光ファイバに比べて若干大きいといえる。図2-2(a)には最近(1979年)MCVD法で作製された多モードグレーデッド形光ファイバ($\Delta=1\%$)の損失の波長特性を示す。波長 $1.51\mu\text{m}$ で 0.28 dB/km と理論的極限值が実現されており、波長 $1.24\mu\text{m}$ および $1.38\mu\text{m}$ のOH基の吸収損失もかなり減少している。図中で損失値を横軸 λ^{-4} でプロットした曲線Bにおいて、 $\lambda \rightarrow \infty$ に外挿して得られる損失値は構造不完全性に起因する損失を表わすことになり^[5]、本光ファイバではほぼ零であることがわかる。また図2-2(b)にはVAD法によって作製された極く最近(1980年)の多モードグレーデッド形光ファイバの損失波長特性を示している^{[6],[7]}。図より、波長 $1.38\mu\text{m}$ のOH基の吸収損失も全くなり、ほぼ損失面では理論的な極限に到達しているといえる。

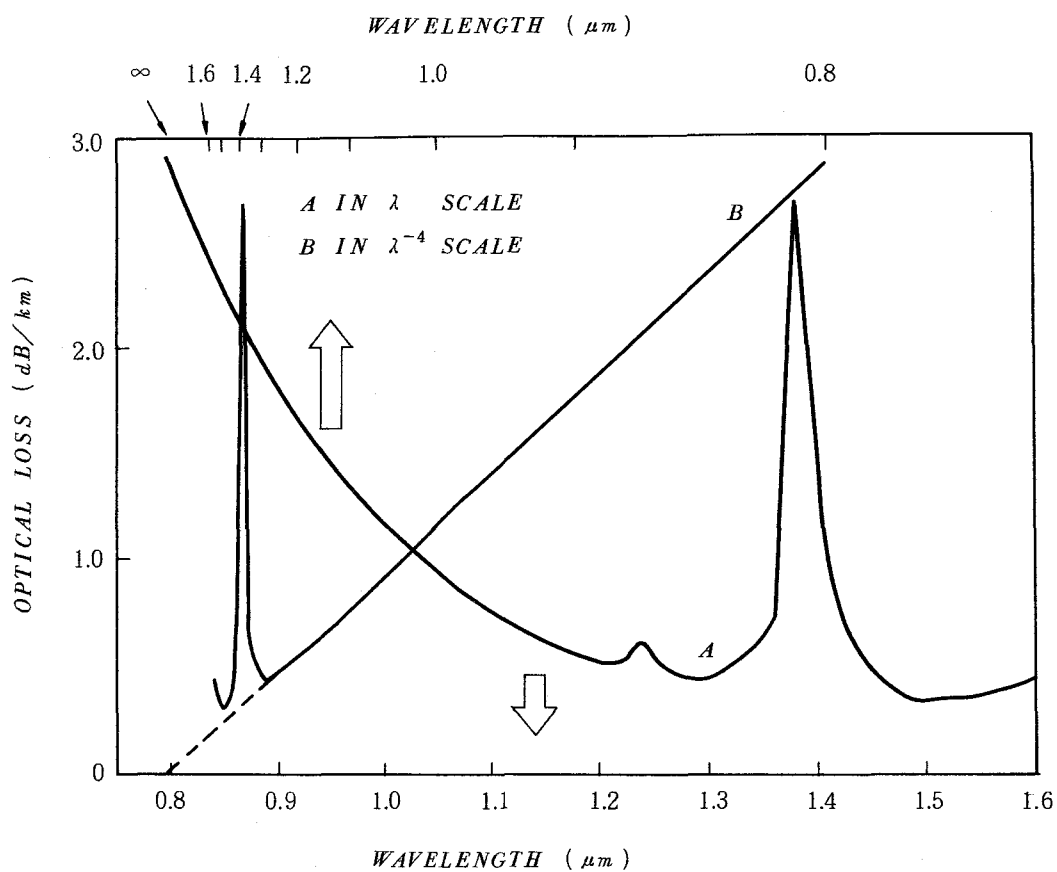


図2-2(a) MCVD法で作製された多モードグレーデッド形光ファイバの損失波長特性

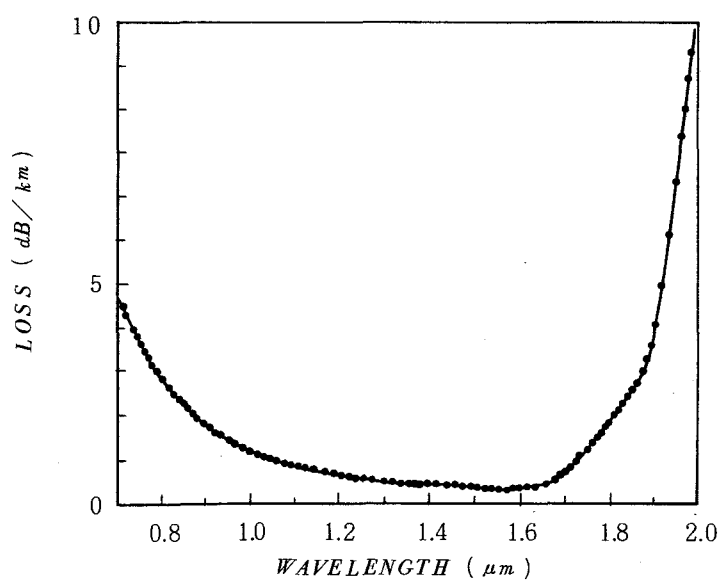


図2-2(b) VAD法で作製された極低損失多モード光ファイバの損失波長特性

2.3 導波モードの伝搬定数および電磁界分布

スカラ近似によるマクスウェルの方程式の解法を示し、ステップ形および放物形光ファイバ、さらに α 乗屈折率分布をもつグレーデッド形光ファイバに対するモード解析結果について述べる。

2.3-1 スカラ近似によるモード解析^{59), 60)}

光ファイバにおいては次に示すマクスウェルの方程式が成り立つ。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = 0 \quad (2.4)$$

ここで、光ファイバは磁性を持たず $\mu = \mu_0$ であるとし、また誘電率 ϵ は波の伝搬方向 (z 方向) に依らないと仮定すれば、電界および磁界ベクトル $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ を横断面成分に分けて

$$\mathbf{E} = [\mathbf{E}_t(r, \theta) + \mathbf{i}_z E_z(r, \theta)] \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2.5)$$

$$\mathbf{H} = [\mathbf{H}_t(r, \theta) + \mathbf{i}_z H_z(r, \theta)] \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2.6)$$

と書ける。ここで β は z 方向の伝搬定数である。式(2.5)および(2.6)を使って式(2.1)～(2.4)を書き換えると次式が得られる。

$$\nabla \times \mathbf{E}_t = -j\omega\mu_0 \mathbf{i}_z H_z \quad (2.7)$$

$$j\omega\mu_0 \mathbf{i}_z \times \mathbf{H}_t = -\nabla E_z - j\beta \mathbf{E}_t \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_t = j\omega\epsilon \mathbf{i}_z E_z \quad (2.9)$$

$$j\omega\epsilon\mathbf{i}_z \times \mathbf{E}_t = \nabla H_z + j\beta\mathbf{H}_t \quad (2.10)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}_t) = j\beta\epsilon E_z \quad (2.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_t = j\beta H_z \quad (2.12)$$

式(2.7)～(2.12)に若干のベクトル演算を行った後、次式に示す $\mathbf{E}_t$ および $\mathbf{H}_t$ に関するベクトル波動方程式が得られる。

$$-\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_t) + (\omega^2\epsilon\mu_0 - \beta^2)\mathbf{E}_t + \nabla \left[\frac{1}{\epsilon} \nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}_t) \right] = 0 \quad (2.13)$$

$$-\epsilon \nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon} \nabla \times \mathbf{H}_t \right) + (\omega^2\epsilon\mu_0 - \beta^2)\mathbf{H}_t + \nabla (\nabla \cdot \mathbf{H}_t) = 0 \quad (2.14)$$

式(2.13)および(2.14)にベクトル公式を適用すると次のように書き換えられる。

$$\nabla^2 \mathbf{E}_t + (\omega^2\epsilon\mu_0 - \beta^2)\mathbf{E}_t + \nabla \left(\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \cdot \mathbf{E}_t \right) = 0 \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H}_t + (\omega^2\epsilon\mu_0 - \beta^2)\mathbf{H}_t + \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}_t) = 0 \quad (2.16)$$

この導出過程の詳細は付録2-1に記す。

ここで横方向の電磁界成分の微係数 $\nabla \mathbf{E}_t$ および $\nabla \mathbf{H}_t$ の大きさは横方向の伝搬定数即ち $\sqrt{\omega^2\epsilon\mu_0 - \beta^2}$ 程度であるから、式(2.15)において

$$(\omega^2\epsilon\mu_0 - \beta^2)\mathbf{E}_t / \nabla^2 \mathbf{E}_t \simeq 1 \quad (2.17)$$

である。いま誘電率の変化分が横方向の電界の変化分に比べて十分に小さいときには、

$$\left| \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \cdot \frac{\nabla \cdot \mathbf{E}_t}{\mathbf{E}_t} \right| \ll 1 \quad (2.18)$$

が成り立ち、

$$\left| \nabla \left(\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \cdot \mathbf{E}_t \right) \right| \ll \left| \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}_t) \right| \simeq \left| \nabla^2 \mathbf{E}_t \right| \quad (2.19)$$

となるから、式(2.15)は

$$\nabla^2 \mathbf{E}_t + (\omega^2\epsilon\mu_0 - \beta^2)\mathbf{E}_t = 0 \quad (2.20)$$

となり、 $\mathbf{H}_t$ は $\mathbf{E}_t$ を用いて式 (2.8)、(2.11) および (2.18) より

$$\mathbf{H}_t = \frac{\beta}{\omega \mu_0} [\mathbf{i}_z \times \mathbf{E}_t - \frac{1}{\beta^2} \mathbf{i}_z \times \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}_t)] \quad (2.21)$$

で表わされ、その他の E_z および H_z も式 (2.7)、(2.11) および (2.18) より次式で与えられる。

$$E_z = \frac{1}{j\beta} \nabla \cdot \mathbf{E}_t + \mathbf{E}_t \cdot \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \simeq \frac{1}{j\beta} \nabla \cdot \mathbf{E}_t \quad (2.22)$$

$$H_z = \frac{1}{j\beta} \nabla \cdot \mathbf{H}_t$$

したがって境界面において

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{n} \times \mathbf{E}_t \text{ が連続 (} \mathbf{n} \text{ は境界面に垂直な単位ベクトル) } \\ \mathbf{n} \cdot (\epsilon \mathbf{E}_t) \text{ が連続} \\ E_z \text{ が連続} \end{array} \right. \quad (2.23)$$

なる境界条件のもとに式 (2.20) を解くことによって $\mathbf{E}_t$ が求められ、他の電磁界成分 $\mathbf{H}_t, E_z$ および H_z も $\mathbf{E}_t$ を用いて決定できることがわかる。ただし境界において ϵ が不連続に変化する場合でも、その変化分 $\delta\epsilon$ が十分小さく

$$\left| \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \right| \frac{E_{dis}}{E_{max}} \ll 1 \quad (2.24)$$

なる近似が成り立つときには、 $\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_t$ も境界において連続と見なせる。ここで E_{dis} は境界における電界の大きさ、 E_{max} は光ファイバ内での電界の最大値を表わす。式 (2.20) を解くことは ϵ が定数の場合以外には一般に困難であるので、さらに次のような仮定を導入し、より簡単化をはかる。電磁波モードを構成している平面波がほぼ Z 方向に平行するという近似が成り立つときには、界の横方向の変化率は縦方向の変化率 (すなわち β) よりも十分に小さくなり

$$|\nabla \cdot \mathbf{E}_t| \ll |\beta \mathbf{E}_t| \quad (2.25)$$

$$|\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}_t)| \ll |\beta^2 \mathbf{E}_t| \quad (2.26)$$

が成り立つから、式 (2.21) ~ (2.23) は簡略化され

$$\mathbf{H}_t = \frac{\beta}{\omega \mu_0} \mathbf{i}_z \times \mathbf{E}_t \quad (2.27)$$

$$E_z = H_z \simeq 0 \quad (2.28)$$

と書き換えられる。また式 (2.20) は次のようなスカラ波動方程式に帰着される。

$$\nabla^2 E_x + (\omega^2 \epsilon \mu_0 - \beta^2) E_x = 0 \quad (2.29)$$

$$\nabla^2 E_y + (\omega^2 \epsilon \mu_0 - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.30)$$

ただし E_x , E_y は $\mathbf{E}_t$ の x , y 成分である。上の 2 式は E_x および E_y についての互いに独立な微分方程式であり、境界条件はそれぞれ

$$\begin{cases} E_x \text{ および } \mathbf{n} \cdot \nabla E_x \text{ が連続 (} x \text{ 成分) } \\ E_y \text{ および } \mathbf{n} \cdot \nabla E_y \text{ が連続 (} y \text{ 成分) } \end{cases} \quad (2.31)$$

となり、光ファイバの一般の電磁界は $E_x \neq 0$, $E_y = 0$ である x 方向の直線偏波と、 $E_x = 0$, $E_y \neq 0$ で表わされる y 方向の直線偏波の和で与えられる。

いま円柱座標 (r , θ , z) を考えると、屈折率分布 n は r のみの関数 $n(r)$ であるから、式 (2.29), (2.30) は変数分離でき次のように書ける。

$$\phi(r, \theta) = R(r) \begin{Bmatrix} \cos \nu \theta \\ \sin \nu \theta \end{Bmatrix} \quad (\nu = 0, 1, \dots) \quad (2.32)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dR}{dr} \right) + \{ k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \} R = 0 \quad (2.33)$$

ここで $\phi(r, \theta)$ は電磁界の横方向成分を代表するスカラ量であり、 k は真空中の波数である。また式 (2.31) の境界条件は境界において R および dR/dr が連続なる条件に帰着されるので、伝搬定数 β および界分布 ϕ は式 (2.33) を境界条件のもとに解くことによって決定できる。

ここでもう一度スカラ近似の意味を考えてみる。式 (2.17) は誘電率の変化分が横方向の

電界の変化分に比べて十分小さいということである。この条件は ϵ が一定の場合には成り立つが、連続的に変化するような場合には必ずしも成立しないので注意を要する。また式(2.25)は界の横方向の変化率が界の縦方向の変化率に比べて十分に小さいということである。すなわち横方向の伝搬定数が z 方向の伝搬定数に比べほとんど無視することができ

$$\beta \simeq \omega \sqrt{\epsilon \mu_0} \quad (2.34)$$

となることを意味している。上式が成り立つためには、

$$|\delta\epsilon/\epsilon| \ll 1 \quad (2.35)$$

でなければならない。なおスカラ近似の精度については、文献〔60〕で種々の屈折率分布の光ファイバについて数値的に詳しく検討されている。

2.3-2 ステップ形光ファイバの場合

図2-3に示すようなコア部分の屈折率が一様なステップ形光ファイバの伝搬定数および電磁界分布の近似解を、スカラ波動方程式より求める。ステップ形光ファイバのコアおよびクラ

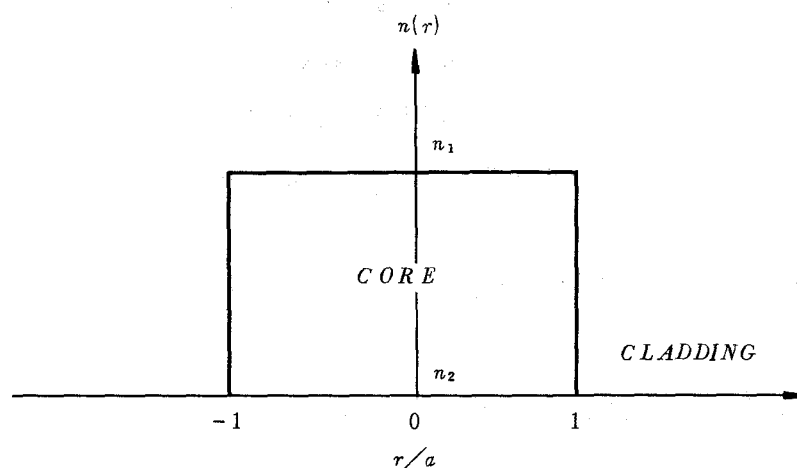


図2-3 ステップ形光ファイバの屈折率分布

ッドの屈折率分布 $n(r)$ は次式で表わされる。

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & r \leq a \\ n_2 = n_1 (1 - 2\Delta)^{1/2} & r \geq a \end{cases} \quad (2.36)$$

ただし, a はコア半径であり, 比屈折率差 Δ は次式で定義される。

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (2.37)$$

ここで $\Delta \ll 1$ の場合には式 (2.32) が成り立ち, スカラ近似が適用できる。なお通常の多モードステップ形光ファイバでは Δ は 0.7% 程度と小さいためスカラ近似の条件は満たされる。Gloge は $\Delta \ll 1$ が成り立つファイバを “weakly guiding fiber” とよび, 以下に述べるような比較的簡略化したモード解析結果を与えている^{[61], [62]}

導波モードに対する伝搬定数 β は

$$n_2 k < \beta < n_1 k \quad (2.38)$$

なる値をとるものとする。伝搬定数 β および界分布 ϕ は式 (2.33) を $r = a$ で R および dR/dr が連続なる条件の下で解くことによって得られる。いま式 (2.36) を式 (2.33) に代入して, コア内の界が $r = 0$ で有界でなければならないことを考慮すると

$$R(r) = C_1 J_\nu(\kappa r) \quad r \leq a \quad (2.39)$$

$$\kappa^2 = k^2 n_1^2 - \beta^2 \quad (2.40)$$

となる。ただし J_ν は ν 次のベッセル関数である。またクラッドにおける界は, 光ファイバ中心からはなれた位置で半径方向に除々に減衰することから, 次のように表わされる。

$$R(r) = C_2 K_\nu(r) \quad (2.41)$$

$$r^2 = \beta^2 - k^2 n_2^2 \quad (2.42)$$

ただし K_ν は ν 次の第 2 種変形ベッセル関数である。また境界条件からは次式が得られる。

$$C_1 J_\nu(\kappa a) = C_2 K_\nu(r a) \quad (2.43)$$

$$C_1 J'_\nu(\kappa a) = C_2 K'_\nu(r a)$$

ただし、(') は r に関する微分を表わす。上の 2 式は C_1 , C_2 に関する連立一次方程式であり、 $C_1 = C_2 \neq 0$ なる解をもつ条件より次式を得る。

$$\frac{J_\nu(\kappa a)}{J'_\nu(\kappa a)} = \frac{K_\nu(\gamma a)}{K'_\nu(\gamma a)} \quad (2.44)$$

また上式はベッセル関数の微分公式を用いると次のように書き直せる。

$$\kappa \frac{J_{\nu-1}(\kappa a)}{J_\nu(\kappa a)} + \gamma \frac{K_{\nu-1}(\gamma a)}{K_\nu(\gamma a)} = 0 \quad (2.45)$$

式 (2.44) および (2.45) は特性方程式であり、式 (2.38) の条件のもとで特性方程式を満足する β は零または正整数 ν に対して有限個存在する。この β を固有値とよび、その大きい方から第 $(\mu + 1)$ 番目の固有値を $\beta_{\nu\mu}$ と書く。ただし μ は零または正整数であり半径方向の次数である。次に、コアおよびクラッド内の電磁界分布は式 (2.36) を式 (2.22) , (2.23) および (2.27) に代入して次のように得られる。まず、 $E_x \neq 0$, $E_y \neq 0$ の場合には

$$r \leq a$$

$$E_x = C_1 J_\nu(\kappa r) \begin{Bmatrix} \cos \nu \theta \\ \sin \nu \theta \end{Bmatrix} \quad (2.46)$$

$$H_y = \frac{\beta}{\omega \mu_0} C_1 J_\nu(\kappa r) \begin{Bmatrix} \sin \nu \theta \\ \cos \nu \theta \end{Bmatrix} \quad (2.47)$$

$$E_y = H_x = 0 \quad (2.48)$$

$$E_z = \frac{j C_1 \kappa}{2 \beta} \left[J_{\nu+1}(\kappa r) \begin{Bmatrix} \cos(\nu+1) \theta \\ \sin(\nu+1) \theta \end{Bmatrix} - J_{\nu-1}(\kappa r) \begin{Bmatrix} \cos(\nu-1) \theta \\ \sin(\nu-1) \theta \end{Bmatrix} \right] \quad (2.49)$$

$$H_y = \frac{j C_1 \kappa}{2 \omega \mu_0} \left[J_{\nu+1}(\kappa r) \begin{Bmatrix} \sin(\nu+1) \theta \\ -\cos(\nu+1) \theta \end{Bmatrix} + J_{\nu-1}(\kappa r) \begin{Bmatrix} \sin(\nu-1) \theta \\ -\cos(\nu-1) \theta \end{Bmatrix} \right] \quad (2.50)$$

$$r \geq a$$

$$E_x = C_2 K_\nu(\gamma r) \begin{Bmatrix} \cos \nu \theta \\ \sin \nu \theta \end{Bmatrix} \quad (2.51)$$

$$H_y = \frac{\beta}{\omega \mu_0} C_2 K_\nu(r r) \left\{ \begin{matrix} \sin \nu \theta \\ \cos \nu \theta \end{matrix} \right\} \quad (2.52)$$

$$E_y = H_x = 0 \quad (2.53)$$

$$E_z = \frac{j C_2 r}{2 \beta} \left[K_{\nu+1}(r r) \left\{ \begin{matrix} \cos(\nu+1)\theta \\ \sin(\nu+1)\theta \end{matrix} \right\} - K_{\nu-1}(r r) \left\{ \begin{matrix} \cos(\nu-1)\theta \\ \sin(\nu-1)\theta \end{matrix} \right\} \right] \quad (2.54)$$

$$H_z = \frac{j C_2 r}{2 \omega \mu_0} \left[K_{\nu+1}(r r) \left\{ \begin{matrix} \sin(\nu+1)\theta \\ -\cos(\nu+1)\theta \end{matrix} \right\} + K_{\nu-1}(r r) \left\{ \begin{matrix} \sin(\nu-1)\theta \\ -\cos(\nu-1)\theta \end{matrix} \right\} \right] \quad (2.55)$$

また同様にして、電界の偏波方向が y 方向にあるとき即ち $E_x = 0$, $E_y \neq 0$ の場合のコアおよびクラッド内の電磁界分布に次のように得られる。

$$r \leq a$$

$$E_y = C_1 J_\nu(\kappa r) \left\{ \begin{matrix} \cos \nu \theta \\ \sin \nu \theta \end{matrix} \right\} \quad (2.56)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} C_1 J_\nu(\kappa r) \left\{ \begin{matrix} \sin \nu \theta \\ \cos \nu \theta \end{matrix} \right\} \quad (2.57)$$

$$E_x = H_y = 0 \quad (2.58)$$

$$E_z = \frac{j C_1 \kappa}{2 \beta} \left[J_{\nu+1}(\kappa r) \left\{ \begin{matrix} \sin(\nu+1)\theta \\ -\cos(\nu+1)\theta \end{matrix} \right\} + J_{\nu-1}(\kappa r) \left\{ \begin{matrix} \sin(\nu-1)\theta \\ -\cos(\nu-1)\theta \end{matrix} \right\} \right] \quad (2.59)$$

$$H_z = -\frac{j C_1 \kappa}{2 \omega \mu_0} \left[J_{\nu+1}(\kappa r) \left\{ \begin{matrix} \cos(\nu+1)\theta \\ \sin(\nu+1)\theta \end{matrix} \right\} - J_{\nu-1}(\kappa r) \left\{ \begin{matrix} \cos(\nu-1)\theta \\ \sin(\nu-1)\theta \end{matrix} \right\} \right] \quad (2.60)$$

$$r \geq a$$

$$E_y = C_2 K_\nu(r r) \left\{ \begin{matrix} \cos \nu \theta \\ \sin \nu \theta \end{matrix} \right\} \quad (2.61)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} C_2 K_\nu(r r) \left\{ \begin{matrix} \sin \nu \theta \\ \cos \nu \theta \end{matrix} \right\} \quad (2.62)$$

$$E_x = H_y = 0 \quad (2.63)$$

$$E_z = \frac{jC_2 r}{2\beta} \left\{ K_{\nu+1}(r) \begin{Bmatrix} \sin(\nu+1)\theta \\ -\cos(\nu+1)\theta \end{Bmatrix} + K_{\nu-1}(r) \begin{Bmatrix} \sin(\nu-1)\theta \\ -\cos(\nu-1)\theta \end{Bmatrix} \right\} \quad (2.64)$$

$$H_z = -\frac{C_2 r}{2\omega\mu_0} \left\{ K_{\nu+1}(r) \begin{Bmatrix} \cos(\nu+1)\theta \\ \sin(\nu+1)\theta \end{Bmatrix} - K_{\nu-1}(r) \begin{Bmatrix} \cos(\nu-1)\theta \\ \sin(\nu-1)\theta \end{Bmatrix} \right\} \quad (2.65)$$

Gloge はこれら直線偏波モードを LP (Linear Polarized) モードと命名しており^[60], 伝搬定数 $\beta_{\nu\mu}$ をもつモードを $LP_{\nu\mu}$ モードとよんで, 厳密解から得られる $HE_{\nu\mu}$ モードおよび $EH_{\nu\mu}$ モード表示と区別している。なお $HE_{\nu+1, \mu}$ モードと $EH_{\nu-1, \mu}$ モード ($\nu \geq 2$) はほぼ縮退しており, これら 2 つのモードの界分布の重ね合わせは $LP_{\nu\mu}$ モードの界分布を表わす。また $LP_{0\mu}$ モードは $HE_{1\mu}$ モードに対応し, $LP_{1\mu}$ モードは $HE_{2\mu}$, $TE_{0\mu}$, $TM_{0\mu}$ モードの組に対応している。この LP モードでは縮退するモード数は, $\nu \neq 0$, $\mu \neq 0$ のときには直交する 2 つの偏波方向および円周方向の 2 つの変化, $\cos \mu\theta$ および $\sin \mu\theta$ を考慮に入れると 4 つになり, $\nu = \mu = 0$ 即ち最低次モードでは縮退モード数は 2 である。

2.3-3 放物形光ファイバの場合

コアの屈折率が図 2-4 に示すように半径方向に除々に変化している光ファイバを一般にグレーデッド形光ファイバとよんでいるが, その中でも次式に示すような 2 乗分布形 (放物形) 光ファイバのモード解析結果を示す^{[60], [63]}

$$n(r) = \begin{cases} n_1 [1 - 2\Delta (r/a)^2]^{1/2} & r \leq a \\ n_2 = n_1 (1 - 2\Delta)^{1/2} & r \geq a \end{cases} \quad (2.66)$$

いま $\Delta \ll 1$ が満たされるときスカラ近似が適用でき, 式 (2.33) のスカラ波動方程式に式 (2.66) を代入すると, コア内の界分布は $r = 0$ で $R(r)$ が有界でなければならないことから,

$$R(r) = C_1 L_{\xi}^{(\nu)}(x^2) \cdot x^{\nu} \exp(-x^2/2) \quad (2.67)$$

と書ける。またクラッドの界分布は式 (2.41) で表わされる。ただし, μ は零または正整数であり, x および ξ は次式で与えられる。

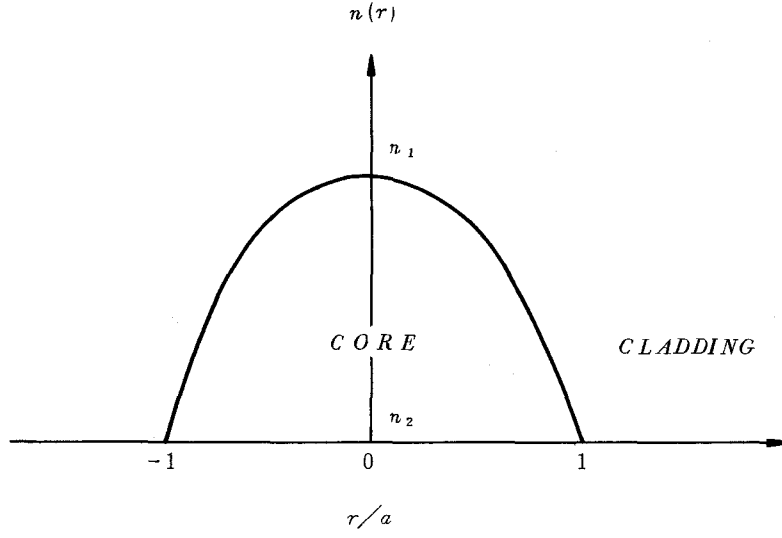


図 2-4 放物形光ファイバの屈折率分布

$$x = \sqrt{k n_1 \sqrt{2\Delta} / a} \quad r = \sqrt{V} \quad r/a \quad (2.68)$$

$$\xi = \frac{1}{4} \frac{k^2 n_1^2 - \beta^2}{k n_1 \sqrt{2\Delta} / a} - \frac{\nu + 1}{2} = \frac{(\kappa a)^2}{4V} - \frac{\nu + 1}{2} \quad (2.69)$$

ただし k は真空中の波数を表わし、 V は次式で示される規格化周波数である。

$$V = k n_1 a \sqrt{2\Delta} \quad (2.70)$$

式 (2.69) において ξ を $(\mu - \Delta_{\nu\mu})$ (ただし ν は零または正整数) と置いて β について解くと、LP $_{\nu\mu}$ モードの伝搬定数 $\beta_{\nu\mu}$ は次式で表わされる。

$$\beta_{\nu\mu}^2 = k^2 n_1^2 - 2 \{ 2(\mu - \Delta_{\nu\mu}) + \nu + 1 \} V / a^2 \quad (2.71)$$

ここで $\Delta_{\nu\mu}$ は $r = a$ において R および dR/dr が連続なる境界条件より得られる特性方程式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} (\kappa a) L_{\xi}^{(\nu)}(V) \cdot \{ K_{\mu-1}(ra) + K_{\nu+1}(ra) \} \\ & + \left\{ (\nu - V) \cdot L_{\xi}^{(\nu)}(V) - \frac{2V\xi}{\mu+1} L_{\xi-1}^{(\nu+1)}(V) \right\} K_{\nu}(ra) = 0 \end{aligned} \quad (2.72)$$

を各 μ に対して式 (2.38) の範囲内の β に対して解くことによって決定できる。また定数 C_1 , C_2 の比は上式より得られる β を用いて次式から決定される。

$$C_2/C_1 = L_{\xi}^{(\nu)}(V) V^{\nu/2} \exp(-V/2) / K_{\nu}(ra) \quad (2.73)$$

なお $\Delta_{\nu\mu}$ はクラッドの影響を表わすパラメータであり、界分布が十分にコア内に閉じ込められている低次モードにおいては、 $\Delta_{\nu\mu} = 0$ と近似することができる。したがって式 (2.71) より等しい主モード次数 m

$$m = 2\mu + \nu \quad (m = 0, 1, \dots) \quad (2.74)$$

を有する導波モードは近似的に等しい伝搬定数をもつことがわかる。この放物形光ファイバの界分布等の数値検討結果は節 3.2-3 に述べる。

2.3-4 一般のグレーデッド形光ファイバの場合

一般的なグレーデッド形屈折率分布の一例として次式に示す α 乗屈折率分布

$$n(r) = \begin{cases} n_1 [1 - 2\Delta (r/a)^\alpha]^{1/2} & r \leq a \\ n_2 = n_1 (1 - 2\Delta)^{1/2} & r \geq a \end{cases} \quad (2.75)$$

をもつ光ファイバのモード解析結果を簡単に示す。 α 乗屈折率分布は、図 2-5 に示すように $\alpha = 2$ の場合には放物形を、また $\alpha \rightarrow \infty$ のときにはステップ形を表わすことになり、現在ではグレーデッド形光ファイバの屈折率分布を表現するのに広く用いられている。Gloge 等は WKB 法^[78]を用いてスカラー波動方程式を近似的に解析し、 α 乗屈折率分布光ファイバに対する見通しのよい結果を得ている^[64]。以下にはその概略を示す。

式 (2.33) に WKB 法を適用すると、伝搬定数 β を決定する固有方程式

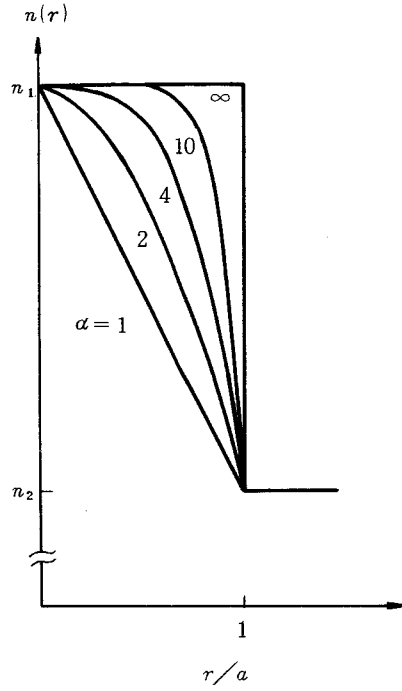
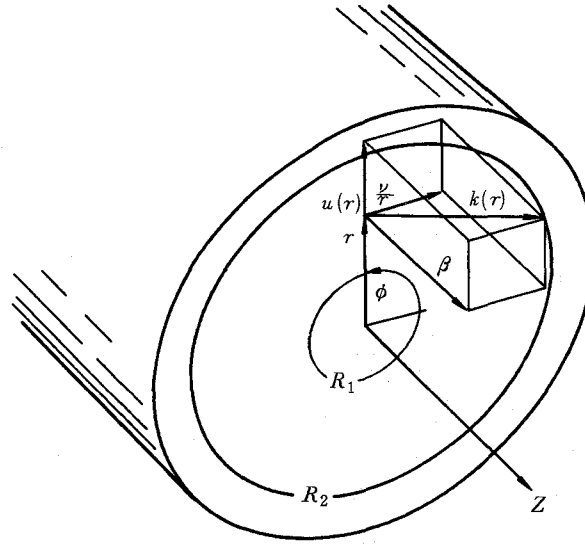


図 2-5 α 乗屈折率分布

$$\mu\pi = \int_{R_1(\nu)}^{R_2(\nu)} \left\{ k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right\}^{1/2} dr \quad (2.76)$$

が得られる。ここで R_1 , R_2 は被積分関数の正根であり、幾何光学的には図 2-6 に示すように、波動ベクトルの半径方向成分 $u(r) = 0$ 即ち光線が屈折して戻り始める「転回点」を意味する。式 (2.75) は ν および μ が小さい値に対しては誤差を含むが、通常が多モード光ファイバにおいてはその影響は無視できる。式 (2.76) より円周方向次数 ν の最大値 ν_{max} は $\beta = n_2 k$, $\mu = 0$ の場合に対応し、半径方向次数 μ が最大となるのは $\beta = n_2 k$, $\nu = 0$ のときである。また一定の β の値に対して、 β より大きい伝搬定数をもつ導波モード総数 $N(\beta)$ は、直交偏波および円周方向の変化 $\cos \nu\theta$, $\sin \nu\theta$ の縮退数 4 を考慮に入れて次式で与えられる。

$$N(\beta) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\nu(\beta)} \int_{R_1(\nu)}^{R_2(\nu)} \left\{ k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right\}^{1/2} dr d\nu \quad (2.77)$$



R_1, R_2 は転回点

図 2-6 波動ベクトルの各成分

式 (2.77) の積分順序を変更して次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 N(\beta) &= \frac{4}{\pi} \int_0^{R_2(0)} \int_0^{\sqrt{k^2 n^2(r) - \beta^2}} \left\{ k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right\}^{1/2} d\nu dr \\
 &= \int_0^{R_2(0)} \left\{ k^2 n^2(r) - \beta^2 \right\} r dr
 \end{aligned} \tag{2.78}$$

式 (2.78) に式 (2.75) を代入して計算すると $N(\beta)$ は

$$N(\beta) = \frac{\alpha}{\alpha + 2} k^2 n_1^2 a^2 \Delta \left(\frac{k^2 n_1^2 - \beta^2}{2 k^2 n_1^2 \Delta} \right)^{(\alpha+2)/\alpha} \tag{2.79}$$

となる。上式において $\beta = n_2 k$ とすれば全導波モード数 N は次式で与えられる。

$$N = \frac{\alpha}{\alpha + 2} k^2 n_1^2 a^2 \Delta = \frac{\alpha}{2(\alpha + 2)} V^2 \tag{2.80}$$

式 (2.79) を β について解き式 (2.80) を用いると、次式が得られる。

$$\beta = k n_1 \left[1 - 2 \Delta \{ N(\beta) / N \}^{\alpha / (\alpha + 2)} \right]^{1/2} \quad (2.81)$$

さて、 $\alpha = 2$ の場合には主モード次数 $m (= 2\mu + \nu)$ の縮退モード群に分けられることを前節で述べたが、この近似を一般の α の値に対しても拡張することを許せば、上述の結果は簡略化され実用上極めて扱い易い形になる。先ず全導波モード数 N と全モード群数 M との関係は近似的に

$$M = \sqrt{N} = \sqrt{\frac{\alpha}{2(\alpha + 2)}} V \quad (2.82)$$

$$m = \sqrt{N(\beta)} \quad (2.83)$$

となり、上の2式を用いると式(2.80)は次式で書き換えられる。

$$\beta_m = k n_1 \left[1 - 2 \Delta (m/M)^{2\alpha / (\alpha + 2)} \right]^{1/2} \quad (2.84)$$

ここで隣接モード群間の伝搬定数差 $\delta\beta$ は

$$\Delta\beta_m = 2 \Delta k n_1 \frac{\alpha}{\alpha + 2} m^{(\alpha - 2) / (\alpha + 2)} / M^{2\alpha / (\alpha + 2)} \quad (2.85)$$

で与えられ、特に $\alpha = 2$ ではモード群は β 軸上に $\frac{2}{a} \left(\frac{\alpha \Delta}{\alpha + 2} \right)^{1/2}$ の間隔で等間隔に並んでいることがわかる。

2.4 伝送帯域の諸特性

2.4-1 伝送帯域劣化(パルス拡がり)の諸要因

光通信において現在広く用いられているPCM変調方式では、光ファイバの信号の伝送容量は種々の要因によって生ずるパルスの拡がりや歪みによって制限される。パルス拡がりや歪みは信号のベースバンド周波数領域での伝送帯域と同じ意味をもっており、伝送帯域を決定する要因は多モード

光ファイバの場合、光源のスペクトラム拡がりによるもの以外に、信号エネルギーの伝搬速度である群速度がモード毎に異なることによるものがある。以下にこの伝送帯域劣化をもたらす要因を列挙する。

- (1) モード分散：モード間の群速度の相違によって生ずる分散。
- (2) 材料分散：光源の波長拡がりによって光ファイバの屈折率が変化し、それによって群速度が異なることによって生じる分散。
- (3) 導波路分散：一つの導波モードの群速度が光の波長に対して一定でないために生じる分散。

以上3つの分散の中で材料分散および導波路分散は、光源が単一波長でなく一定の波長スペクトラム拡がりをもつ場合にのみ生ずるものであり、両者を総称して波長分散 (chromatic dispersion) とよんでいる。光源の波長スペクトラム拡がりには光源自体のもつ波長拡がり
と光源を変調したとき生じる側帯波があるが、後者の拡がり
は前者に比べて実際には極めて狭く無視できる。例えば、半導体レーザ (LD: Laser Diode) の発振波長スペクトラム拡がり
は $10 \sim 20 \text{ \AA}$ であるのに対し、2 GHz 程度の変調ではその拡がり
は高さ $7 \times 10^{-6} \mu\text{m}$ と小さく、また通常 100 MHz 以下の比較的
低周波変調に用いられる発光ダイオード (LED: Light Emitting Diode) では波長
スペクトラム拡がり
は $800 \text{ \AA}$ 程度と広いため、いずれの場合にも後者の変調の影響は完全に無視できる。

2.4-2 群遅延時間

本節では多モードグレーデッド形光ファイバの伝送特性を論ずる準備として、節 2.3-4 で述べた α 乗屈折率分布をもつ光ファイバの群遅延時間について概説するが、ここでの議論はスカラ近似の適用できる範囲に限ることとする。本スカラ解は遮断波長近傍のモードの群遅延時間に対しては十分な精度を保証するものではなく、これらの詳細は第 8 章でベクトル波動方程式を用いて検討している。

信号エネルギーの伝搬速度を表わす群速度を v_g とするとき、単位長当りの群遅延時間 τ は次式で表わされる。

$$\tau = 1/v_g = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk} \quad (2.86)$$

α 乗屈折率分布光ファイバの場合には、主モード次数 m をもつモード群の群遅延時間 τ_m は式 (2.84) を式 (2.86) に代入して次のように得られる。

$$\tau_m = \frac{N_1}{c} \left[1 + \Delta \left(\frac{\alpha - 2 - y}{\alpha + 2} \right) (m/M)^{\alpha/(\alpha+2)} + \frac{\Delta^2}{2} \left(\frac{3\alpha - 2 - y}{\alpha + 2} \right) (m/M)^{2\alpha/(\alpha+2)} \right] \quad (2.87)$$

ここで光ファイバ材料の屈折率の波長依存性を表わす群屈折率 N_1 および y は次式で定義される^[65]。

$$N_1 = n_1 - \lambda n_1' \quad (2.88)$$

$$y = - \frac{2n_1}{N_1} \frac{\lambda \Delta'}{\Delta} \quad (2.89)$$

ただし、(') は波長 λ に関する微分を表わす。式 (2.87) より τ_m はモードに依存しない一定値 N_1/c と第 2 および 3 項のモード依存性をもつモード分散を表わす項から成っていることがわかる。次に光源の中心波長を λ_0 としたとき、 λ_0 近傍における τ_m は近似的に

$$\tau_m(\lambda) = \tau_m(\lambda_0) + (\lambda - \lambda_0) \tau_m'(\lambda_0) \quad (2.90)$$

で表わされ、式 (2.87) を代入すると、波長 λ と λ_0 間でのパルス拡がりは次式で与えられる。

$$\tau_m(\lambda) - \tau_m(\lambda_0) = (\lambda - \lambda_0) \left[- \frac{\lambda_0}{c} n_1''(\lambda_0) + \partial \tau_m'(\lambda_0) \right] \quad (2.91)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \partial \tau_m = & \frac{N_1 \Delta}{c} \left[\left(\frac{\alpha - 2 - y}{\alpha + 2} \right) (m/M)^{\alpha/(\alpha+2)} \right. \\ & \left. + \frac{\Delta}{2} \left(\frac{3\alpha - 2 - y}{\alpha + 2} \right) (m/M)^{2\alpha/(\alpha+2)} \right] \end{aligned} \quad (2.92)$$

式 (2.92) より波長 λ と λ_0 における群遅延時間差は、第一項のファイバ材料のみに依存する

材料分散の項と第2項のモード依存性をもつ導波路分散の寄与を表わす項に分離される。

以上示した群遅延時間の中でモード分散はモード間のパルス拡がりを表わしており、材料分散および導波路分散はモード内でのパルス拡がりを表わすものである。

2.4-3 モード分散を最小にする最適屈折率分布とその波長依存性

グレーデッド形光ファイバでは伝送帯域は屈折率分布に対して変化し、これを最大とする最適屈折率分布が存在する。Olshansky 等は α 乗屈折率分布光ファイバについて、伝送帯域の逆数にあたるインパルス応答の *rms* パルス幅を最小にする最適屈折率分布 α_{opt} を求めている^[66]。以下その概略を示し、屈折率分布と伝送帯域の関係を実験的に検討した結果を述べる^[67]。

α の最適値 α_{opt} は一次近似的には、式(2.92)より得られる最低次モードと最高次モード間の群遅延時間差 $\delta\tau_M$ を零とする α の値

$$\alpha_{opt} = 2 + y \quad (2.93)$$

として与えられるが、インパルス応答を厳密に計算すれば以下に示すように α_{opt} が決定される。インパルス応答の *rms* パルス幅 σ はモード分散に起因する $\sigma_{intermodal}$ と波長分散による $\sigma_{intramodal}$ の項に近似的に分離できるので次式で表わされる。

$$\sigma = (\sigma_{intramodal}^2 + \sigma_{intermodal}^2)^{1/2} \quad (2.94)$$

上式において単位長当りの $\sigma_{intramodal}$ および $\sigma_{intermodal}$ は

$$\sigma_{intramodal} = \delta\lambda \frac{\lambda_0}{c} n_1'' \quad (2.95)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{intermodal} = & \frac{N_1\Delta}{2c} \frac{\alpha}{\alpha+1} \left(\frac{\alpha+2}{3\alpha+2} \right)^{1/2} \\ & \times \left[C_1^2 + \frac{4C_1C_2\Delta(\alpha+1)}{2\alpha+1} + \frac{4\Delta^2C_1^2(2\alpha+2)^2}{(5\alpha+2)(3\alpha+2)} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.96)$$

$$C_1 = \frac{\alpha - 2 - y}{\alpha + 2} \quad (2.97)$$

$$C_2 = \frac{3\alpha - 2 - 2y}{2(\alpha + 2)}$$

で与えられ、 $\sigma_{intermodal}$ の最小値は

$$\alpha_{opt} = 2 + y - \Delta \frac{(4+y)(3+y)}{(5+2y)} \quad (2.98)$$

対して得られる。ただし、光源波長スペクトラムをガウス形としたときの半値幅である。上式から最適屈折率分布は放物形 ($\alpha = 2$) からややずれた分布であること、また波長依存性をもつ y および Δ を含んでいるため光源波長によって変化することがわかる。

ここでステップ形とグレーデッド形光ファイバのモード分散を比較してみると、表 2-3 に示すような相違があることがわかる。ステップ形光ファイバの場合にはインパルス応答のパル

表 2-3 ステップ形とグレーデッド形光ファイバの比較

	屈折率分布パラメータ α	モード分散 $\sigma_{intermodal}$	ベースバンド 3 dB 帯域幅	
			理論値	実験値
ステップ形	∞	$\frac{N_1 \Delta}{2c} \left(\frac{1}{3} + \Delta + \frac{4}{5} \Delta^2 \right)^{1/2}$ 9.97 ns/km $\Delta = 0.7\%$	40 MHz · Km	
グレーデッド形	$\alpha_{opt} =$ $2 + y - \Delta \frac{(4+y)(3+y)}{5+2y}$	$\frac{N_1 \Delta^2}{2c} \times 0.19$ (ただし, $y = 0.08$ の場合) (例) 0.046 ns/km ($\Delta = 1.0\%$)	19 GHz · Km	約 1 GHz · Km

ス拡がりを表わす $\sigma_{intermodal}$ は式 (2.96) において $\alpha \rightarrow \infty$ として得られる。一方グレーデッド形光ファイバの α は式 (2.98) で与えられる最適屈折率分布 α_{opt} とした。表よりグレーデッド形光ファイバの $\sigma_{intermodal}$ はステップ形に比べて $\Delta/2$ のオーダー小さく、通常のステップ形光ファイバでは約 10 ns/km であるのに対し、グレーデッド形光ファイバでは約 0.05 ns/km である。

次にグレーデッド形光ファイバの屈折率分布と伝送帯域の関係を実験的に調べた結果について述べる。まず、上記結果を用いて光ファイバの伝達関数を導出し、伝送帯域に対する理論式を求めておく。 $z = L$ でのベースバンド周波数^(註)領域における伝達関数 $H(\omega, L)$ は次式で表わ

註 光通信方式は現状では振幅変調によるベースバンド伝送方式であるから、信号の時間的変化はベースバンド周波数に従う。

される。

$$\begin{aligned}
 H(\omega, L) &= \exp\{-(\omega \lambda_0 \delta \lambda n_1'' L / 4c)^2\} \\
 &\quad \frac{\sum_{m=0}^{M(\lambda_0)} P_{out}(m, \omega)}{\sum_{m=0}^{M(\lambda_0)} P_{in}(m, \omega)} \\
 &= \exp\{-(\omega \sigma_{intramodal} L / 4)^2\} \cdot \frac{\sum_{m=0}^{M(\lambda_0)} P_{out}(m, \omega)}{\sum_{m=0}^{M(\lambda_0)} P_{in}(m, \omega)} \quad (2.99)
 \end{aligned}$$

ここで $z = L$ における出射モードパワー分布 P_{out} は、 $z = 0$ での入射モードパワー分布 $P_{in}(m, \omega)$ を用いて次式で表わされる。

$$P_{out}(m, \omega) = P_{in}(m, \omega) \cdot \exp\{-j\omega \tau_m(\lambda_0) L\} \quad (2.100)$$

式(2.99)右辺第一項は式(2.95)より材料分散の寄与を表わす項であり⁽⁷⁹⁾、第2項はモード分散を表わす。いわゆる伝送帯域とよばれるベースバンド3dB帯域幅は、伝達関数のベースバンド周波数領域における損失 $|H(\omega, L)|$ が $1/2$ となる帯域幅として次式より求められる。

$$10 \cdot \log_{10} |H(\omega, L)| = -3 \quad (2.101)$$

したがって、ベースバンド損失は材料分散による損失とモード分散による損失の和で表わされることがわかる。またインパルス応答波形がガウス形の場合には、3dB帯域幅は σ^{-1} に比例する。図2-7、2-8には、それぞれ光源波長 $1.27 \mu\text{m}$ 、 $0.83 \mu\text{m}$ において測定した多数のグレーデッド形光ファイバの3dB帯域幅 $f(3\text{dB})$ の1km当りの値を屈折率分布パラメータ α に対して示したものである。被測定光ファイバはMCVD法で作製されたGe-Pドープ系光ファイバであり、節6.3-1でその詳細について述べる。比屈折率差 Δ に若干のばらつきがあるため、縦軸は3dB帯域幅 $f(3\text{dB})$ を $\Delta_0 (= 0.01)$ で規格化した値としているが、この規格化は $\alpha \simeq \alpha_{opt}$ 以外の場合には式(2.96)より $\sigma_{intermodal}$ が Δ に比例することから妥当といえる。また、図2-7および2-8の $f(3\text{dB})$ の測定値は、材料分散の寄与を計算によって除き、モード分散による帯域劣化分のみを示している。一方図中の横棒は被測定光ファイバの両端における α の値を表わしており、 α は干渉顕微鏡法⁽⁸⁰⁾で測定した屈折率分布から最小2乗近似法によって決定したも

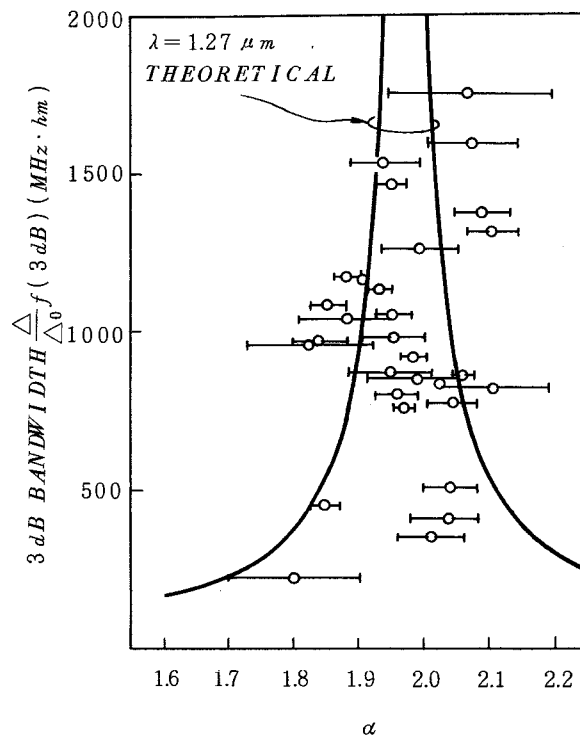


図 2-7 3 dB 帯域幅の α 依存性 ($\lambda = 1.27 \mu m$)

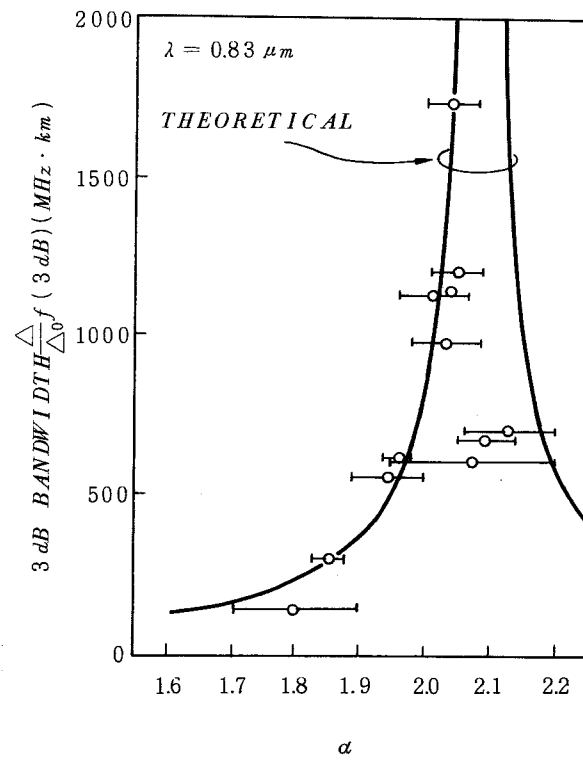


図 2-8 3 dB 帯域幅の α 依存性 ($\lambda = 0.83 \mu m$)

のである、ベースバンド 3 dB 帯域幅の測定は InGaAsP ($\lambda_0 = 1.27 \mu\text{m}$)^[13] および GaAlAs ($\lambda_0 = 0.83 \mu\text{m}$) 半導体レーザを正弦波変調しベースバンド周波数帰引法^[81]によって行った。図 2-7 および 2-8 中の実線は式 (2.101) より求めた $f(3 \text{ dB})$ の計算値を示している。なお計算では P ドーバントは微量であるためその影響を無視し、 $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ ガラスの屈折率の波長分散データを用いた^{[82][83]}。図 2-7 の測定値より、波長 $1.27 \mu\text{m}$ では $\alpha = 1.98$ 近傍において $f(3 \text{ dB})$ が最大となっており、理論値の傾向とも良く一致している。ただし理論上の $f(3 \text{ dB})$ の最大値が $19 \text{ GHz} \cdot \text{Km}$ であるのに対し、実験では高々 $1.75 \text{ GHz} \cdot \text{Km}$ であり理論値の $1/10$ 小さい。これは光ファイバ両端の α の変化が 4.8% とあることから、この長手方向の α のゆらぎによるものと考えられる。例えば α が α_{opt} から 5% ずれたとき $f(3 \text{ dB})$ は約 $1/30$ となり、 α_{opt} 近傍では α の僅かな変化によって伝送帯域が大きく変化する。また波長 $0.83 \mu\text{m}$ における α_{opt} は図 2-8 の測定値と理論値の結果から 2.08 となることがわかる。図 2-9 には式 (2.98) より求めた α_{opt} の理論値を波長に対して示したものである。図より

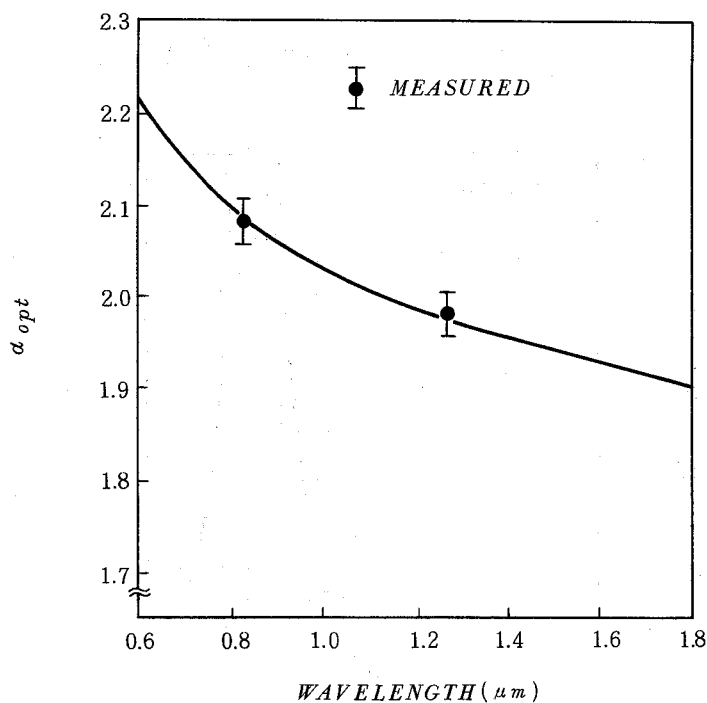


図 2-9 最適屈折率分布パラメータ α_{opt} の波長依存性

長波長になるにつれて α_{opt} は小さくなっており、波長 $0.83 \mu\text{m}$, $1.30 \mu\text{m}$ および $1.55 \mu\text{m}$ における α_{opt} はそれぞれ 2.08 , 1.98 , 1.87 である。このように石英系グレーデッド形光

ファイバでは一般に最適屈折率分布が波長によって異なるために伝送帯域が波長依存性をもつという、いわゆる profile dispersion⁸⁴⁾を有している。図2-10には、図2-7、2-8に示した測定値を波長に対して示したものである。No. 1, 8 ファイバはそれぞれ波長 $1.27 \mu\text{m}$,

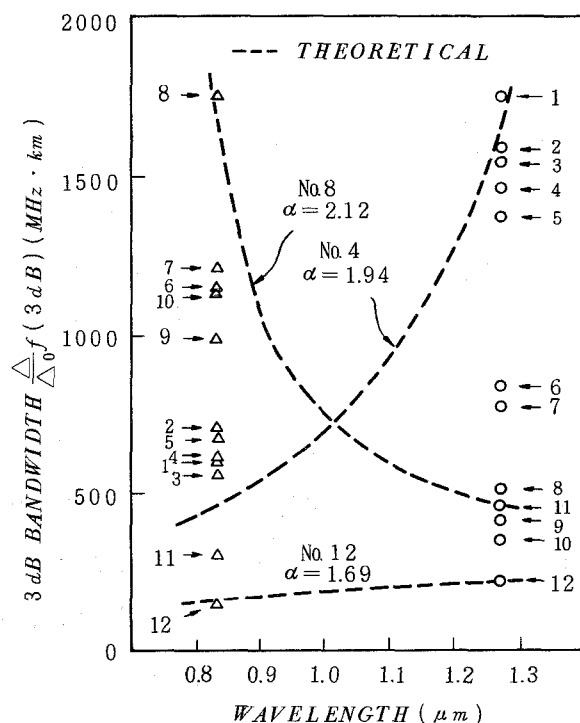


図2-10 3 dB 帯域幅の波長依存性

$0.83 \mu\text{m}$ でほぼ最適屈折率分布を有しているが、これら両光ファイバの 3 dB 帯域幅は波長 $0.83 \mu\text{m}$, $1.27 \mu\text{m}$ でともに $1/3$ に減少しており profile dispersion の効果が顕著に現われている。図中の破線は、No. 4, 8 および 12 ファイバに対する計算値である。図に示した 3 dB 帯域幅の波長依存性の傾向より、No. 1 ~ 5 ファイバの α は $\alpha < 2.08$ ($= \alpha_{opt}$ at $0.83 \mu\text{m}$) であり、一方 No. 6 ~ 10 ファイバの α は、 $\alpha > 1.98$ ($= \alpha_{opt}$ at $1.27 \mu\text{m}$) であると推定できる。また No. 11, 12 ファイバは $\alpha < 1.98$ といえる。

2.4-4 波長分散の測定例

光ファイバの波長分散には材料分散と導波路分散が存在することは節 2.4-1 で述べたが、本節ではグレーデッド形光ファイバの波長分散の測定例を示す。材料分散と導波路分散をあわせた全波長分散 $M(\lambda)$ は式 (2.90) より、近似的に波長 λ および $(\lambda + \delta\lambda)$ での群遅延時間の差分で次式のように表わされる。

$$M(\lambda) = \frac{\tau(\lambda + \delta\lambda) - \tau(\lambda)}{\delta\lambda} = d\tau/d\lambda \quad (2.102)$$

ただし上式では式 (2.87) 中の τ_m に代わって、全導波モードの平均値を意味する τ を用いた。したがって波長分散 $M(\lambda)$ は波長毎に測定したパルスの群遅延時間の波長に対する微分係数として与えられることがわかる。

測定には波長 $0.6 - 1.8 \mu\text{m}$ の範囲でサブナノ秒パルス発振が可能なファイバラマンレーザを用い^{63,64,65} 各波長での群遅延時間をオシロスコープ管面上から読み取った。本ファイバラマンレーザは波長 $1.06 \mu\text{m}$ のモードロック Q スイッチ付 YAG レーザの高尖頭値パルスによって光ファイバを励起し、この励起用光ファイバの非線形効果(誘導ラマン散乱)によって発生する種々の波長のパルス出力光を光源として利用するものであり、その詳細については付録 8-2 で述べる。被測定光ファイバは MCV D グレーデッド形光ファイバであり、コアは Ge-P ドープ石英 (GeO_2 : 9.9 mole %, P_2O_5 : 0.8 mole %) から成り、クラッドは P-B ドープ石英で構成されている。またコア直径は $50 \mu\text{m}$ 、比屈折率差および α はそれぞれ 1.0 %, 1.92 であり、ファイバ長は 1000 m である。図 2-11 には波長 $1.06 \mu\text{m}$ での群遅延時間を零としたときの、本ファイバの群遅延時間の測定値を示している。この $\tau(\lambda)$ の測定値を次式に示す多項式によって近似する⁶⁶。

$$\tau(\lambda) = \frac{L}{c} \cdot (A + 3B\lambda^{-2} + 5C\lambda^{-4} + D\lambda^2 + 3E\lambda^4) \quad (2.103)$$

ここで $A \sim E$ は定数であり、 L はファイバ長を表わす。式 (2.103) を式 (2.102) に代入すると波長分散 $M(\lambda)$ は次式から得られる。

$$M(\lambda) = \frac{2}{c} (-3B\lambda^{-3} - 10C\lambda^{-5} + D\lambda + 6E\lambda^3) \quad (2.104)$$

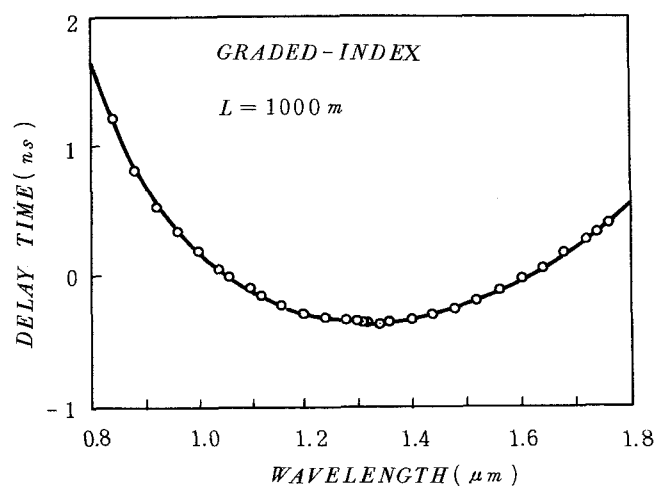


図 2-11 遅延時間の波長特性

表 2-4 には被測定ファイバの $\tau(\lambda)$ に対して、最小 2 乗近似法によって決定した係数 $A \sim E$ の値を示す。図 2-12 にはこれらの係数を用いて式 (2.104) より計算した波長分散の値を示

表 2-4 グレーデッド形光ファイバの波長分散の係数

A	3.45147×10^{-6}
B	6.26343×10^{-7}
C	4.53614×10^{-7}
D	8.44169×10^{-7}
E	2.24808×10^{-7}

ただし、 τ は ns, λ は μm 単位

している。図より波長分散が零となるいわゆる零分散波長は $1.315\text{ }\mu\text{m}$ であり、この値は零材料分散波長^[87]に比べて導波路分散の影響によってやや短波長側に移動している^[88]。ただし単一モード導波領域では導波路分散の符号が反転する^[89]ため零分散波長は零材料分散波長に比べて長波長側に移動する。一般に導波路分散は V 値が十分に大きい多モード領域においては、波長 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ 近傍の零材料分散波長領域以外では材料分散に比べて十分に小さいため、本測定値は主として材料分散を表わすものといってよい。例えば波長 $0.85\text{ }\mu\text{m}$ では多モード領域にお

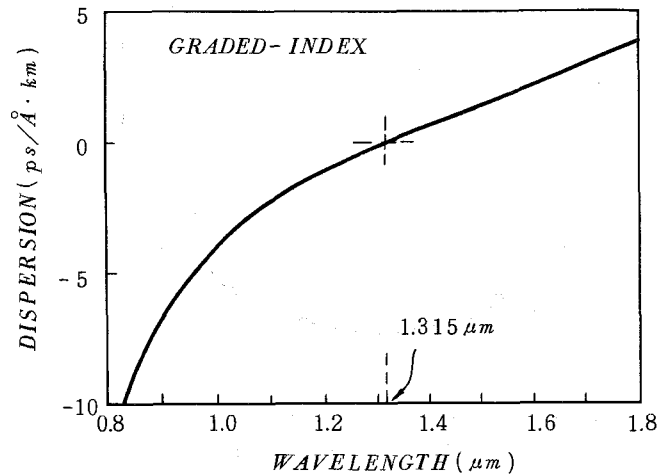


図 2-12 多モードグレーデッド形光ファイバの波長分散

る導波路分散は材料分散の約 $1/10$ と小さいが、単一モード領域においては材料分散と同程度になるため導波路分散の影響は無視できない。零分散波長とドーパントの種類および濃度の関係については文献〔90〕,〔91〕等において詳しく検討されており、零分散波長はドーパントによって微妙に異なることが明らかにされている。

図より波長 $0.85 \mu\text{m}$, $1.55 \mu\text{m}$ での波長分散はそれぞれ $9.8 \text{ ps}/\text{\AA} \cdot \text{km}$, $1.8 \text{ ps}/\text{\AA} \cdot \text{km}$ であり、波長スペクトラム拡がり $20 \text{ \AA}$ の半導体レーザでは、波長 $0.85 \mu\text{m}$ における波長分散によるパルス拡がり $200 \text{ ps}/\text{km}$ となる。これに対してモード分散の値は、 3 dB 帯域幅 $1 \text{ GHz} \cdot \text{km}$ のグレーデッド形光ファイバで約 $160 \text{ ps}/\text{km}$ であり、波長分散とはほぼ同程度である。しかしながら狭伝送帯域の光ファイバにおいては一般に波長分散はモード分散に比べてかなり小さくなる。

2.5 結 言

石英系光ファイバの種々の損失要因を列挙し、現状の光ファイバの損失要因では光ファイバ材料固有の損失が支配的であること、また最小損失は波長範囲 $1.5 - 1.6 \mu\text{m}$ において実現されることなどを概説した。

次に摂動が加わらない理想化された多モード光ファイバの電磁波論に基づくモード解析結果を示し、その結果をもとにして多モード光ファイバに特徴的な伝送帯域の諸特性を示した。まず通常の多モード光ファイバに対してはスカラ近似によるモード解析が適用できることを示し、ステップ形および放物形光ファイバについてスカラ波動方程式より得られる伝搬定数および電磁界分布の解析について述べた。また一般のグレーデッド形光ファイバについても、 α 乗屈折率分布を仮定して得られるモード解析結果を示した。

次にこれらの結果をもとにして、多モードグレーデッド形光ファイバではモード分散を最小とする最適屈折率分布が存在すること、したがってその伝送帯域は波長依存性をもつことを理論的および実験的に明らかにした。またステップ形とグレーデッド形光ファイバのモード分散を比較し、最適屈折率分布をもつグレーデッド形光ファイバの伝送帯域は理論的にはステップ形光ファイバの200倍程度広いことを示した。最後にグレーデッド形光ファイバの材料分散を波長範囲0.6—1.8 μm においてファイバラマンレーザを用いて測定した結果を述べ、零分散波長が波長1.3 μm 近傍に存在することを明らかにした。

付録2－1 ベクトル波動方程式の導出について

式(2.13)の $\mathbf{E}_t$ に関するベクトル波動方程式の導出過程を示す。まず式(2.11)の grad をとると次式が得られる。

$$\nabla E_z = \frac{1}{j\beta} \nabla \left[\frac{1}{\epsilon} \nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}_t) \right] \quad (\text{A2.1})$$

上式を式(2.8)に代入すると

$$-j\omega\mu_0 \mathbf{i}_z \times \mathbf{H}_t = \frac{1}{j\beta} \nabla \left[\frac{1}{\epsilon} \nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}_t) \right] + j\beta \mathbf{E}_t \quad (\text{A2.2})$$

となる。式(2.7)の rot をとり次式が得られる。

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_t) = -j\omega\mu_0 \nabla \times (\mathbf{i}_z H_z) = j\omega\mu_0 \mathbf{i}_z \times \nabla H_z \quad (\text{A2.3})$$

上式に式(2.10)を代入すると

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_t) &= j\omega\mu_0 \mathbf{i}_z \times (j\omega\epsilon \mathbf{i}_z \times \mathbf{E}_t - j\beta \mathbf{H}_t) \\ &= \omega^2 \epsilon \mu_0 \mathbf{E}_t + \omega\mu_0 \beta \mathbf{i}_z \times \mathbf{H}_t \end{aligned} \quad (\text{A2.4})$$

となる。上式に式(A2.2)を代入すると式(2.13)のベクトル波動方程式が得られる。また $\mathbf{H}_t$ についても同様にして式(2.14)を導出できる。

第3章 多モードグレーデッド形光ファイバのモード分析

3.1 緒言

多モード光ファイバの伝送特性の距離依存性は複雑であり，例えば単位長当りの伝送損失がファイバ長が増加するに従って小さくなることや^[92]，伝送帯域の距離依存性が光ファイバによって，また伝搬距離によって異なること^{[93]~[96]}などが知られている。これらの多モード光ファイバに特徴的な伝送特性は，種々の摂動によって導波モード間の相互作用すなわちモード結合が生ずることに因っている。モード結合を記述する基本的なパラメータはモード結合係数およびモード依存性損失係数であり，これらの係数の測定にはモード分析すなわちモードパワー分布の測定あるいは光ファイバ出力パルス応答波形のモード毎の分離を行うことが不可欠である。しかしながら，従来グレーデッド形光ファイバに対しては厳密なモード分析法が確立されていなかったため，十分な測定結果が得られていなかった。

本章では，従来ステップ形光ファイバのモード分析法として用いられてきたファーフィールド分析法^{[96]~[98]}を新たにグレーデッド形光ファイバに適用可能なように修正したモード分析法であるMFF法(Modified Far-Field Analysis Method)^{[18]~[20]}について述べる。先ず，節3.2ではレンズのフーリエ変換作用を利用したファーフィールド分析法の原理を説明する。次にこれをもとにしてグレーデッド形光ファイバのモード分析法を新たに提案し，その原理を詳細に述べる。

また節3.3では，この原理に基づいて試作した自動モード分析装置の概要を述べ^[17]，節3.4では応用例として多モードグレーデッド形光ファイバのモード依存性損失係数の測定結果を示す。

3.2 測定原理

3.2-1 レンズのフーリエ変換作用

先ずホイヘンスの原理に基づく一般的な回折理論より出発し、フレネルおよびフラウンホーファの回折について簡単に述べ、次に凸レンズ固有の特性である2次元フーリエ変換作用を回折理論を用いて説明する⁹⁹⁾。

いま、図3-1に示すような互いに平行する2つの面 S_1 、 S_0 を考え、それぞれの面上に座標系 (x_1, y_1) および (x_0, y_0) を仮定する。なお座標軸 x_1 と x_0 および y_1 と y_0 は互いに平行で

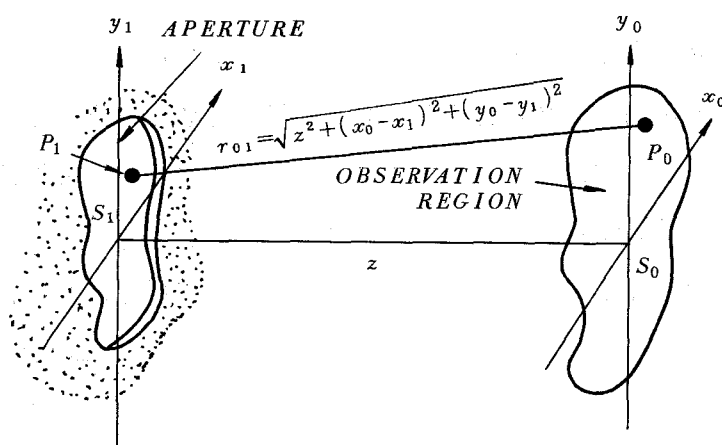


図3-1 回折場と開口の幾何学的関係

あるとする。 S_1 面上の点 $P_1(x_1, y_1)$ にある点光源の S_0 面上の点 $P_0(x_0, y_0)$ における寄与は、ホイヘンスの原理から次式で与えられる。

$$U(x_0, y_0) = h(x_0, y_0; x_1, y_1) U(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \quad (3.1)$$

ここで、

$$h(x_0, y_0) = \frac{1}{j\lambda} \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \quad (3.2)$$

ただし、 U は複素振幅であり、 $\mathbf{n}$ および $\mathbf{r}_{01}$ はそれぞれ S_1 面に垂直な単位ベクトルおよび点 P_1 から点 P_0 に向くベクトルである。したがって、 S_0 面上の点 $P_0(x_0, y_0)$ における回折場は S_1 面上の全点光源からの寄与の総和として次式で表わされる。

$$U(x_0, y_0) = \int \int_{-\infty}^{\infty} h(x_0, y_0; x_1, y_1) U(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \quad (3.3)$$

ただし、 $U(x_1, y_1)$ は一定の領域（開口）内では有限の値をとり、その他の領域では零とする。いま開口および測定点 P_0 の存在する範囲が距離 z に比較して十分に小さいと仮定すれば次式が成り立つ。

$$\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \simeq 1 \quad (3.4)$$

また、式 (3.2) 中の分母の r_{01} も z で近似できるので、式 (3.2) は次式で書き換えられる。

$$h(x_0, y_0; x_1, y_1) \simeq \frac{1}{j\lambda z} \exp(jkr_{01}) \quad (3.5)$$

ただし $\exp$ 内の r_{01} は k が大きいので z で置き換えることはできないが、以下のフレネルの近似を適用することによってフレネルの回折場が得られる。

$$\begin{aligned} r_{01} &= \sqrt{z^2 + (x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2} \\ &= z \sqrt{1 + \left(\frac{x_0 - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y_0 - y_1}{z}\right)^2} \end{aligned} \quad (3.6)$$

上式はフレネルの近似によって

$$z \sqrt{1 + \left(\frac{x_0 - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y_0 - y_1}{z}\right)^2} \cong z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x_0 - x_1}{z}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y_0 - y_1}{z}\right)^2 \right] \quad (3.7)$$

と書けるので、式 (3.5) は次式で書き直せる。

$$h(x_0, y_0; x_1, y_1) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2] \right\} \quad (3.8)$$

式 (3.8) が成り立つとき、回折場 $U(x_0, y_0)$ は次式に示すフレネル回折場となる。

$$U(x_0, y_0) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x_1, y_1) \exp\left\{j \frac{k}{2z} [(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2]\right\} dx_1 dy_1 \quad (3.9)$$

上式より、 $U(x_0, y_0)$ は $U(x_1, y_1)$ と h の畳み込み積分の形で表わされることがわかる。すなわち、式 (3.9) を書き換えると

$$U(x_0, y_0) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp\left[j \frac{k}{2z} (x_0^2 + y_0^2)\right] \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ U(x_1, y_1) \exp\left[j \frac{k}{2z} (x_1^2 + y_1^2)\right] \right\} \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda z} (x_0 x_1 + y_0 y_1)\right] dx_1 dy_1 \quad (3.10)$$

いま測定点 $P_0(x_0, y_0)$ を λz で規格化した値 f_x, f_y

$$\begin{aligned} f_x &= x_0 / \lambda z \\ f_y &= y_0 / \lambda z \end{aligned} \quad (3.11)$$

を空間周波数と考えれば、式 (3.10) の右辺の形から $U(x_0, y_0)$ は $U(x_1, y_1) \exp\left[j \frac{k}{2z} (x_1^2 + y_1^2)\right]$ の 2 次元フーリエ変換から求められることになる。また式 (3.8) の $h(x_0, y_0; x_1, y_1)$ を 2 次元フーリエ変換した像関数 $H(f_x, f_y)$ が

$$H(f_x, f_y) = \exp(jkz) \cdot \exp\left[-j\pi\lambda z (f_x^2 + f_y^2)\right] \quad (3.12)$$

となることから、式 (3.10) の形より $H(f_x, f_y)$ はフレネル回折領域における伝搬効果を表わす伝達関数になっていることがわかる。なお式 (3.12) の導出の過程は付録 3-1 に示す。さらに

$$z \gg \frac{k(x_1^2 + y_1^2)_{\max}}{2} \quad (3.13)$$

が成り立つ、いわゆるフラウンホーファ回折領域では、式 (3.10) は

$$U(x_0, y_0) = \frac{\exp(jkz) \exp\left[j \frac{k}{2z} (x_0^2 + y_0^2)\right]}{j\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x_1, y_1) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda z} (x_0 x_1 + y_0 y_1)\right] dx_1 dy_1 \quad (3.14)$$

と書き換えられ、 $U(x_0, y_0)$ は単に $U(x_1, y_1)$ のフーリエ変換から得られるという、いわゆるフラウンホーファ回折場となる。

次に、図 3-2 のようなレンズ後方の焦点面におけるレンズ前方の光源からの回折場がフラウンホーファ回折場になることを示す。まず、図 3-3 のようなレンズ直前に置かれたアパチャからの回折場を考える。レンズ直前および直後の回折場を $U_L(x, y)$ 、 $U'_L(x, y)$ とするとき、

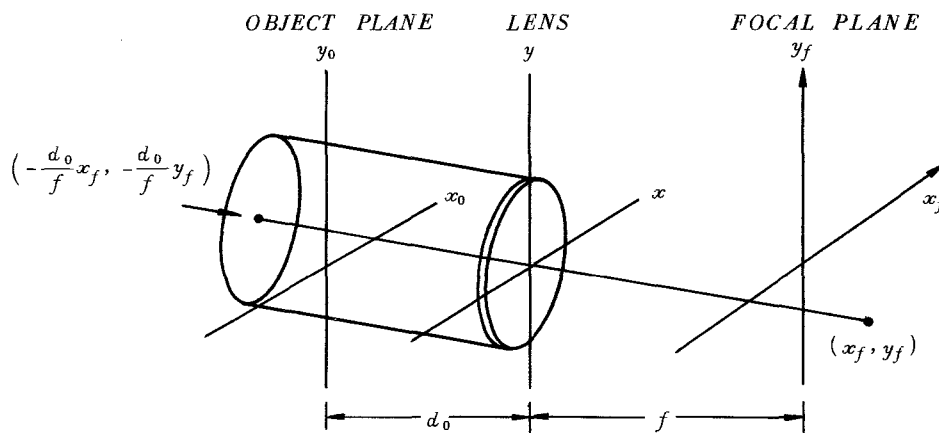


図 3-2 レンズと焦点面の位置関係

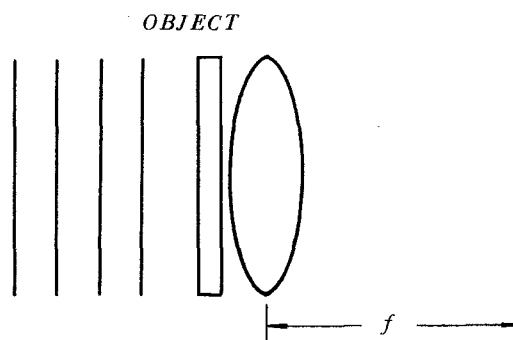


図 3-3 レンズ直前の物体と焦点面の位置関係

レンズの位相シフトと両回折場の関係は次式で表わされる。

$$U'_l(x, y) = U_l(x, y) \cdot \exp\left[-j \frac{k}{2f} (x^2 + y^2)\right] \quad (3.15)$$

ただし、 f はレンズの焦点距離であり、 $f > 0$ は凸レンズの場合、 $f < 0$ は凹レンズの場合に対応する。レンズ後方の焦点面における回折場 $U_f(x_f, y_f)$ は式 (3.10) において $z = f$ とおいて得られる。

$$U_f(x_f, y_f) = \frac{\exp\left[j \frac{k}{2f} (x_f^2 + y_f^2)\right]}{j \lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} U'_l(x, y) \exp\left[j \frac{k}{2f} (x^2 + y^2)\right] \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x x_f + y y_f)\right] dx dy \quad (3.16)$$

なお、位相項 $\exp(j k z)$ は無視している。式 (3.16) に式 (3.15) を代入すると、 x および y の 2 乗に比例する位相項は消去でき次式が得られる。

$$U_f(x_f, y_f) = \frac{\exp\left[j \frac{k}{2f} (x_f^2 + y_f^2)\right]}{j \lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} U_l(x, y) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x x_f + y y_f)\right] dx dy \quad (3.17)$$

図 3-2 においてレンズ前方の距離 d_0 にあるアパチャの回折場 $U_0(x_0, y_0)$ のレンズ後方の焦点面における回折場 $U_f(x_f, y_f)$ を考える。レンズ直前の回折場を $U_l(x, y)$ とし、 U_0 および U_l のフーリエ変換した像関数をそれぞれ

$$F_0(f_X, f_Y) = \mathfrak{F}\{U_0\}, \quad F_l(f_X, f_Y) = \mathfrak{F}\{U_l\} \quad (3.18)$$

とすると、 F_l は式 (3.12) より次式で与えられる。

$$F_l(f_X, f_Y) = F_0(f_X, f_Y) \cdot \exp\left[-j \pi \lambda d_0 (f_X^2 + f_Y^2)\right] \quad (3.19)$$

一方、 U_f は式 (3.17) より U_l の像関数 F_l を用いて次式で表わされる。

$$U_f(x_f, y_f) = \frac{\exp\left[j \frac{k}{2f} (x_f^2 + y_f^2)\right]}{j \lambda f} F_l\left(\frac{x_f}{\lambda f}, \frac{y_f}{\lambda f}\right) \quad (3.20)$$

式(3.19)を上式に代入すると,

$$\begin{aligned} U_f(x_f, y_f) &= \frac{\exp\left[j \frac{k}{2f} \left(1 - \frac{d_0}{f}\right) (x_f^2 + y_f^2)\right]}{j \lambda f} F_0\left(\frac{x_f}{\lambda f}, \frac{y_f}{\lambda f}\right) \\ &= \frac{\exp\left[j \frac{k}{2f} \left(1 - \frac{d_0}{f}\right) (x_f^2 + y_f^2)\right]}{j \lambda f} \\ &\quad \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(x_0, y_0) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_0 x_f + y_0 y_f)\right] dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (3.21)$$

式(3.21)において $d_0 = f$ の場合を考えてみると, 積分に関与しない位相項は1となり次式が得られる。

$$\begin{aligned} U_f(x_f, y_f) &= \frac{1}{j \lambda f} F_0\left(\frac{x_f}{\lambda f}, \frac{y_f}{\lambda f}\right) \\ &= \frac{1}{j \lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(x_0, y_0) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_0 x_f + y_0 y_f)\right] dx_0 dy_0 \end{aligned} \quad (3.22)$$

したがってレンズ前方の焦点面上のアパチャ U_0 のレンズ後方の焦点面における回折場は, 位相項 $\left(\frac{1}{j \lambda f}\right)$ を除けば, 単に空間周波数を $\left(\frac{x_0}{\lambda f}, \frac{y_0}{\lambda f}\right)$ とする U_0 の像関数 $F_0\left(\frac{x_f}{\lambda f}, \frac{y_f}{\lambda f}\right)$ で与えられることがわかる。なお式(3.22)を式(3.14)と比較すると, この回折場はフラウンホーファ回折場と同様の形であることがわかる。

3.2-2 ステップ形光ファイバのファフィールド分析法

図3-4に示すようなレンズ前方の焦点面 F_1 上に置かれた光ファイバ端面のニアフィールドの, レンズ後方の焦点面 F_2 上におけるファフィールドを利用する, ファフィールド分析法の原理について述べる。ただしファイバの中心軸はレンズ中心を通る法線上にあり, 光ファイバ端面はこれに垂直であるとする。また座標系 (r, θ) および (r_f, θ_f) を図3-4に示すよ

うに、それぞれ焦点面 F_1 、 F_2 上に設ける。ステップ形光ファイバの導波モードの界分布は節 2.3-2 で与えられており、その結果を用いて回折場を計算する。

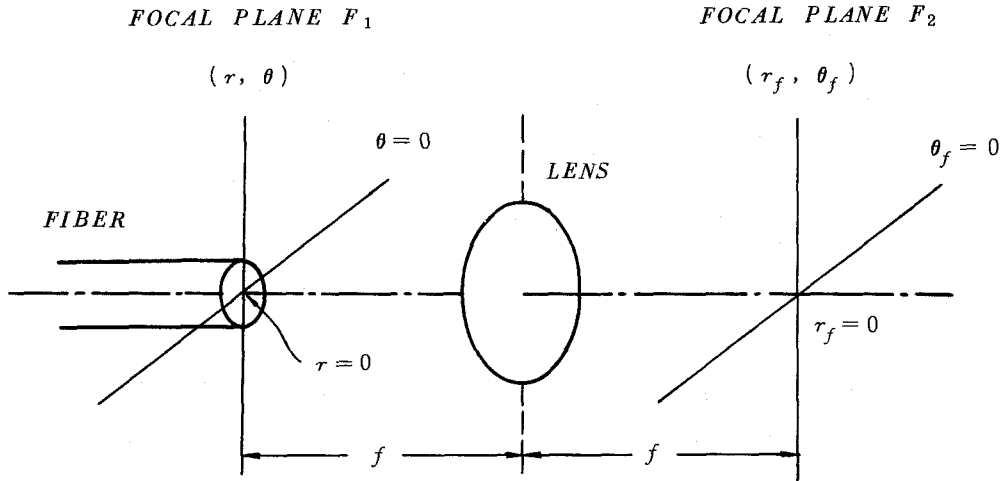


図 3-4 ファイバ出射端とフーリエレンズ

界分布の広がりや焦点距離 f の関係を見ると、通常の高モード光ファイバでは最低次モード、 LP_{01} モードのスポットサイズ w_0

$$w_0 = \sqrt{\frac{a}{k n_1 \sqrt{2\Delta}}} \quad (3.23)$$

と f との間には

$$f \gg k w_0^2 \quad (3.24)$$

が成り立つので、レンズ直前の回折場はフレネルの回折場となり、したがって焦点面 F_2 上のファフィールドは式 (3.22) で与えられることになる。実際 $k w_0^2 / f$ の値は通常の高モードファイバでは 10^{-3} 以下と十分に小さい。式 (3.22) を円柱座標で書き換えると、次式のようなになる。ただし、位相項 $(\frac{1}{j\lambda f})$ は無視する。

$$U(r_f, \theta_f) = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty U(r, \theta) \cdot \exp\left[-j\frac{k}{f} r r_f \cos(\theta - \theta_f)\right] r dr d\theta \quad (3.25)$$

上式に式(2.32)を代入して、ベッセル函数の積分表示公式を適用すると次式が得られる。

$$U(r_f, \theta_f) = 2\pi j^\nu \begin{Bmatrix} \cos(\nu \theta_f) \\ \sin(\nu \theta_f) \end{Bmatrix} \int_0^\infty R(r) \cdot J_\nu(r r_f k/f) r dr \quad (3.26)$$

上式に式(2.39), (2.41)を代入すると, LP_{νμ} モードのファフィールド分布 $U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f)$ は次のようになる。

$$U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f) = 2\pi j^\nu \begin{Bmatrix} \cos(\nu \theta_f) \\ \sin(\nu \theta_f) \end{Bmatrix} \cdot \left[C_1 \int_0^a J_\nu(\kappa r) \cdot J_\nu(r r_f k/f) r dr + C_2 \int_a^\infty K_\nu(r r) \cdot J_\nu(r r_f k/f) r dr \right] \quad (3.27)$$

いまカットオフから十分に離れた低次モードに注目すると, コア・クラッド境界面での界分布強度は十分に小さいことから

$$J_\nu(\kappa a) \div 0 \quad (3.28)$$

となり, したがって境界条件より

$$K_\nu(r a) \div 0 \quad (3.29)$$

となる。このとき式(3.27)は

$$U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f) \div 2\pi j^\nu \begin{Bmatrix} \cos(\nu \theta_f) \\ \sin(\nu \theta_f) \end{Bmatrix} C_1 \int_0^a J_\nu(\kappa r) \cdot J_\nu(r r_f k/f) r dr \quad (3.30)$$

と書き直せる。ここで Bessel 関数の積分公式を適用すると,

$$\begin{aligned} I &= \int_0^a J_\nu(p r) \cdot J_\nu(q r) r dr \\ &= \frac{a}{p^2 - q^2} \{ p J_{\nu+1}(p a) J_\nu(q a) - q J_\nu(p a) J_{\nu+1}(q a) \} \\ &\div \frac{a p}{p^2 - q^2} J_{\nu+1}(p a) J_\nu(q a) \end{aligned} \quad (3.31)$$

ただし

$$p = \kappa, \quad q = r_f k / f \quad (3.32)$$

とする。

いま $p \simeq q$ の場合を考えると上式は

$$I \div \frac{2}{\pi} \frac{1}{p+q} \frac{1}{\sqrt{pq}} \frac{\sin(p-q)a}{(p-q)a} \quad (3.33)$$

となる。したがって、LP _{$\nu\mu$} モードのファーフールド分布 $U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f)$ は、 $p = q$ すなわち焦点面 F_2 上の

$$r_f = \kappa f / k = \sqrt{2} m f / k n_1 a \quad (3.34)$$

なる位置に δ 関数的なピークをもつ分布を示すことから、モード毎に異なる半径をもつ同心円状に分離されることがわかる。なお、式(3.34)中の m は式(2.74)で定義される主モード次数である。これを光ファイバ出射端面上のファイバ軸とのなす角度 θ で表わすと

$$\tan \theta \simeq \theta = r_f / f = \sqrt{2} m / k n_1 a \quad (3.35)$$

となり、一方主モード次数 m と出射角度 θ との関係がステップ形光ファイバの場合には

$$\theta = \sqrt{2} m / k n_1 a \quad (3.36)$$

であることと一致している。また隣り合うモードのファーフールドのピークの間隔 δr_f は、図3-5に示すように

$$\delta r_f = \sqrt{2} f / k n_1 a \quad (3.37)$$

であり、ピークから振幅が $1/2$ に減少する位置は $\sqrt{6} f / 2 k n_1 a$ (半値幅: $\sqrt{6} f / k n_1 a$) となることから、主モード次数 m と $(m+2)$ のモードの分解が可能であることがわかる。

通常ステップ形光ファイバの最大出射角度 θ_c は約 10° 前後であるから、仮に出射角度で 1° 毎にモードを分離することを考えれば焦点面 F_2 上に、図3-6で示すような $r_f = 0$ を中心とする幅 1° ($n^\circ < \theta < (n+1)^\circ$, $n = 0, 1, \dots, 9$) の同心円状のスリット^⑧を置くことによってモード群に分離することが可能である。

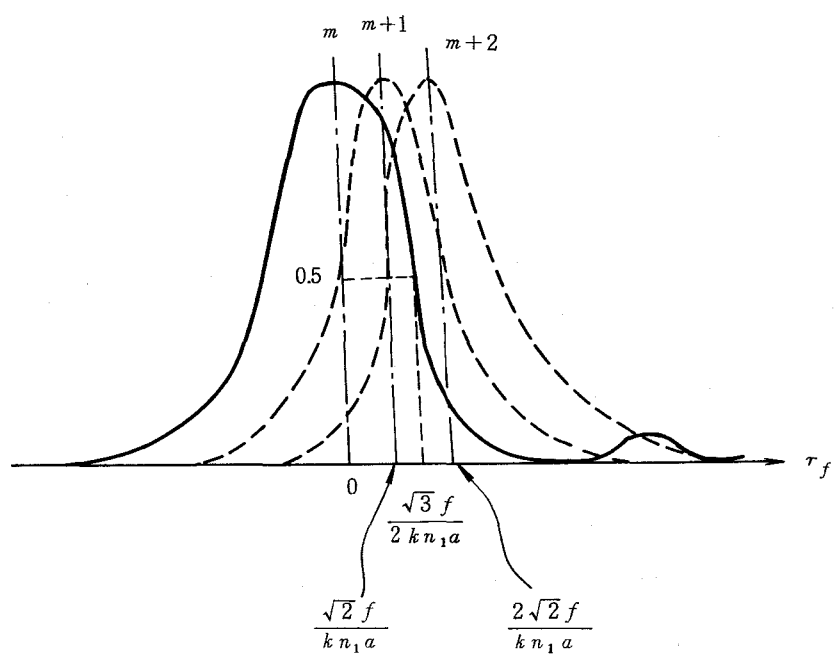


図 3-5 ファーフィールド分析法のモード分解能

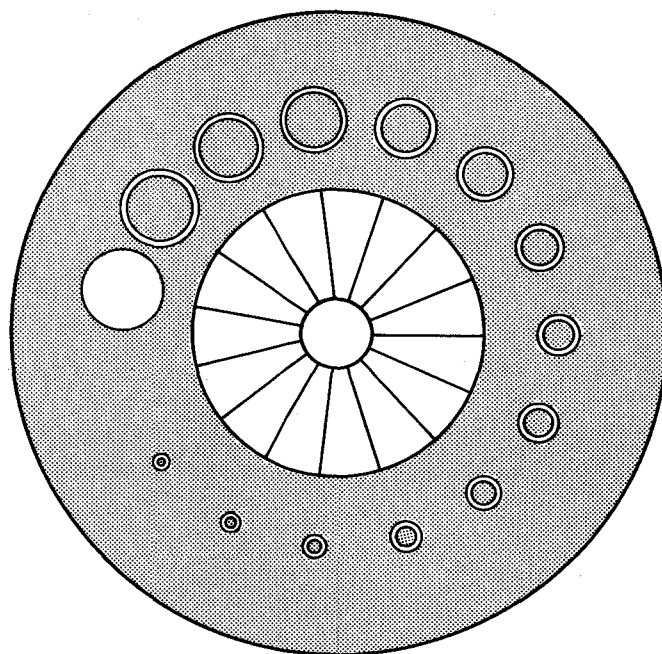


図 3-6 空間フィルタ

3.2-3 放物形光ファイバへの適用

前節で述べたステップ形光ファイバのモード分析法であるファーフールド分析法の放物形光ファイバへの適用を考える^{[8]~[20]}。実際の多モードグレーデッド形光ファイバの比屈折率差は0.01程度であり、式(2.35)が成り立つので2.3-3節で述べたTEM波近似が適用できる。ステップ形光ファイバと同様に図3-4において、 $LP_{\nu\mu}$ モードの焦点面 F_2 におけるファーフールド $U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f)$ は式(3.25)に式(2.67)を代入して、ベッセル函数の積分表示公式を適用することによって次式のように得られる。

$$\begin{aligned} U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f) &= 2\pi j^\mu \begin{Bmatrix} \cos(\nu\theta_f) \\ \sin(\nu\theta_f) \end{Bmatrix} \int_0^\infty R_{\nu\mu}(r) \cdot J_\nu(r r_f k/f) r dr \\ &= 2\pi j^\nu \begin{Bmatrix} \cos(\nu\theta_f) \\ \sin(\nu\theta_f) \end{Bmatrix} \cdot \left[w_0^2 C_1 \int_0^{\sqrt{V}} x^{\nu+1} \cdot L_\xi^{(\nu)}(x^2) \cdot J_\nu(w_0 k r_f x/f) \cdot \right. \\ &\quad \left. \exp(-x^2/2) dx + C_2 \int_a^\infty K_\nu(r r) \cdot J_\nu(r r_f k/f) r dr \right] \quad (3.38) \end{aligned}$$

式(3.38)の積分を解析的に行うことはできないが、次に示す場合には $U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f)$ は近似的な解析解で表わされる。主モード次数が小さい低次モードに注目すると、クラッド層内の界分布の強度は非常に小さいために、式(3.38)右辺かっこ内の第2項の寄与は無視できる。さらに右辺第1項の積分領域 $[0, \sqrt{V}]$ を $[0, \infty]$ に拡大すると、式(3.38)は次式のように書き表わされる。

$$U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f) = A \int_0^\infty x^{\nu+1} \cdot L_\xi^{(\nu)}(x^2) \cdot J_\nu(w_0 k r_f x/f) \cdot \exp(-x^2/2) dx \quad (3.39)$$

ただし、 A は

$$A = 2\pi j^\nu w_0^2 C_1 \begin{Bmatrix} \cos(\nu\theta_f) \\ \sin(\nu\theta_f) \end{Bmatrix} \quad (3.40)$$

式(3.39)に積分公式^[100]を適用すると次式を得る。

$$U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f) = (-1)^\nu A \cdot y^\mu \cdot L_\xi^{(\nu)}(y^2) \cdot \exp(-y^2/2) \quad (3.41)$$

ただし

$$y = w_0 k r_f / f \quad (3.42)$$

式(3.41)と式(2.67)を比較すると、回折場 $U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f)$ は対応するニアフィールド $\phi_{\nu, \mu}(r_f, \theta_f)$ と相似形であり、ニアフィールドを単に半径方向に $2\Delta^2 n_1^2 f^2 / a^2$ 倍拡大したものであることがわかる。

図3-7および図3-8は、それぞれ最低次モード LP_{01} モードおよび最高次モード群に属する $LP_{20,1}$ モードのニアフィールドおよびそのフラウンホーファ回折場を示している。図の(a)はニアフィールドを示し、図(b)はファーフィールドを示している。数値計算には厳密式(3.38)を用いており、右辺第2項も考慮に入れている。本数値計算におけるパラメータ諸元は以下の通りである。 $a = 30 \mu\text{m}$, $\Delta = 0.01$, $n_1 = 1.46$, $f = 40 \text{ mm}$, $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$ 。これらの値は節3.4で述べる実験に使用した光ファイバと同一である。ファーフィールド分布における横軸は図3-4に示したレンズ後方の焦点面 F_2 上における半径方向の位置 r_f を表わしている。図より LP_{01} モードのニアフィールド分布はコア中心付近に局在しており、一方 $LP_{20,1}$ モードではコアークラッド境界面近傍に強度の中心が移動しているのがわかる。また、ファーフィールド分布もこれに伴って強度の最大点が移動しており、 $LP_{20,1}$ モードでは臨界角に対応する位置 $r_f = f \cdot \tan \theta_c$ まで強度を有している。また先に述べたように、ニアフィールドとファーフィールドの分布形は互いにほぼ相似形であることがわかる。

次にファーフィールド出力のパワー分布を、等しい主モード次数を有するモード群のパワーに分離する方法について述べる。ファーフィールド分布の測定には、ここで述べる同心円状スリットを用いてファーフィールド分布の円周方向の積分値を測定する方法のほかに、ピンホールを用いて螺旋光線を除去した後、光ファイバ軸を含む断面内で光ファイバ軸に垂直な方向に走査し、子午光線のみの方フィールドの一断面の強度分布を測定する方法がある^[101]。角度分解能の点では実際上後者が優るが、光源の可干渉性がよくモード間で位相が干渉し合いスペckル・パターン^[102]が生ずるような場合には、前者のように円周方向に分積した値を測定する方法をとれば、スペckル雑音による影響を取り除くことができ有利である。

図3-9に示した焦点面 F_2 上に置かれた同心円状スリット S_i ($R_i \leq r_f \leq R_{i+1}$, $i = 1, 2, \dots, m$) を通過するファーフィールドのパワー $Q(i)$ は式(3.38)を用いて次式から得られる。ここで $P(m)$ は第 m 次モード群の平均パワーを表わすモード分布とする。

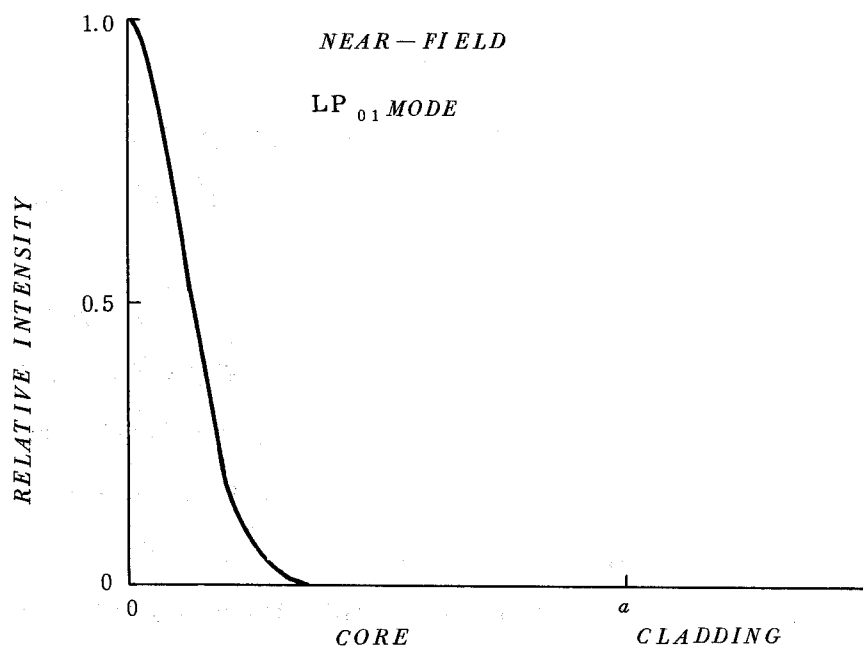


図 3-7(a) LP₀₁ モードのニアフィールド

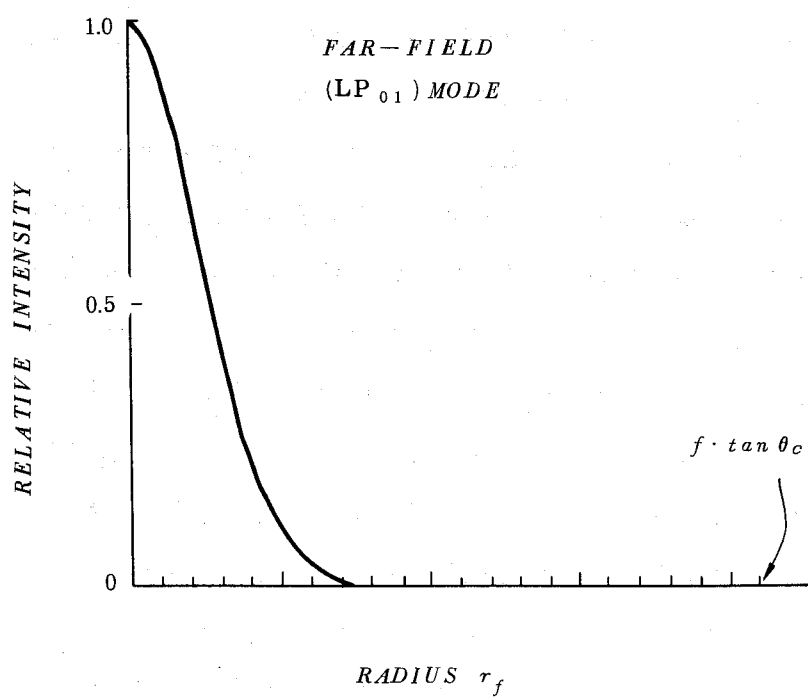


図 3-7(b) LP₀₁ モードのフラウンホーファ回折場

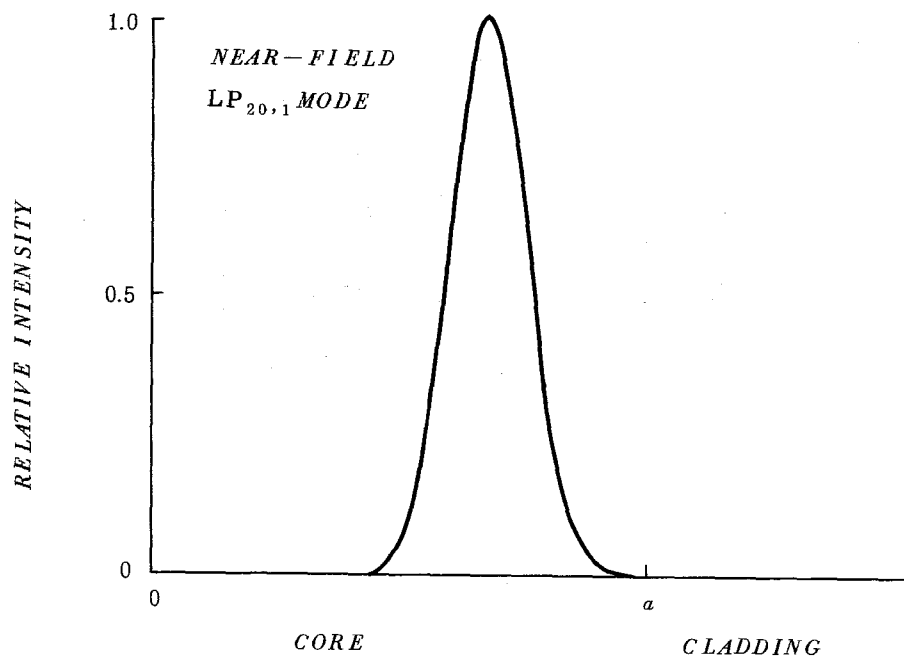


図 3-8(a) $LP_{20,1}$ モードのニアフィールド

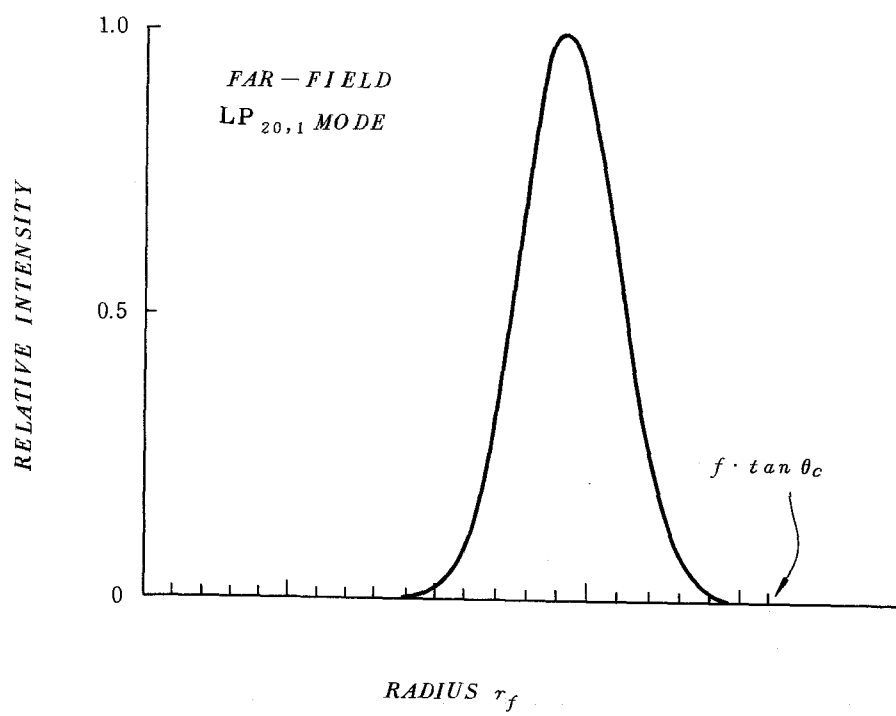


図 3-8(b) $LP_{20,1}$ モードのフラウンホーファ回折場

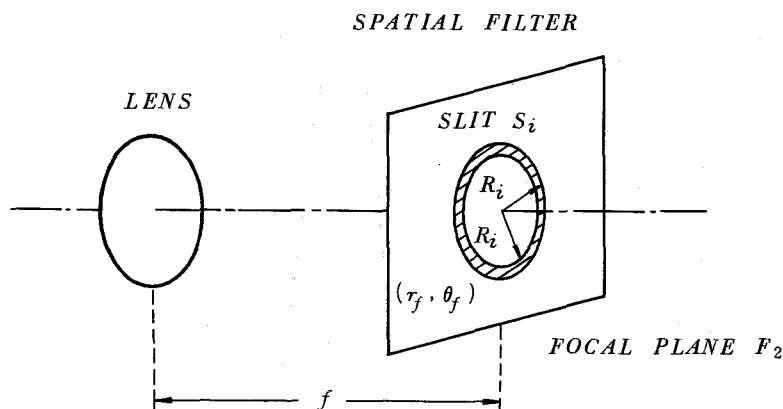


図 3-9 フーリエレンズと空間フィルタ

$$Q(i) = \sum_{m=1}^{M+1} P(m) \sum_{\substack{\nu, \mu \\ \mu, \nu = m}} G_{\nu\mu} \int_{S_i} |U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f)|^2 dS_i \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (3.43)$$

ここで最大主モード次数 M は $\alpha = 2$ の場合式 (2.82) を用いて次式で与えられる。

$$M = V/2 \quad (3.44)$$

また式 (3.43) 中の $G_{\nu\mu}$ は第 m 次モード群 ($m = 2\mu + \nu$) に属する $LP_{\nu\mu}$ モードのパワー分布である。式 (3.43) を行列式で表現すると

$$[Q_i] = [T_{ij}] \cdot [P_j], \quad \begin{pmatrix} i=1, 2, \dots, n \\ j=1, 2, \dots, M+1 \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

と書き換えられる。ただし行列要素 T_{ij} は

$$T_{ij} = \sum_{\substack{\nu, \mu \\ 2\mu + \nu + 1 = j}} G_{\nu\mu} \int_{S_i} |U_{\nu\mu}(r_f, \theta_f)|^2 dS_i \quad (3.46)$$

である。いま $[Q_i]$ のデータ数 n モード群数 ($M+1$) と等しいとき、「変換行列」 $[T_{ij}]$ は正方行列となるので、正則であればモードパワー分布 $[P_j]$ は次式から得られる。

$$[P_j] = [T_{ij}]^{-1} \cdot [Q_i] \quad (i, j = 1, 2, \dots, M+1) \quad (3.47)$$

以上の結果から、モードパワー分布 $P(m)$ はレンズ後方の焦点面上に置かれた同心円状スリットを通過するフラウンホーファ回折場のパワー分布 $Q(i)$ から決定できることがわかる。なお式(3.46)の行列要素 T_{ij} を算出する過程において、 $G_{\nu\mu}$ は実際の光ファイバの入射条件あるいは光ファイバ中のモード結合の状況から決定する必要がある、次に述べる2つの場合については、 $G_{\nu\mu}$ は実験的あるいは理論的な考察から与えられる。

- 1) 子午光線に対応するモードのみが存在する場合には、 $G_{\nu\mu}$ は互いに直交する偏波面をもつ2つの縮退モード数を考慮に入れて、

$$G_{\nu\mu} = \begin{cases} 2, & \nu = 0 \\ 0, & \nu \neq 0 \end{cases} \quad (3.48)$$

で与えられる。これはレーザ光をファイバ軸と平行に光ファイバに入射したときに実現される^[102]。

- 2) 同一主モード次数を有する全てのモードが等しいパワーを有する場合には、 $G_{\nu\mu}$ は

$$G_{\nu\mu} = \begin{cases} 2, & \nu = 0 \\ 4, & \nu \neq 0 \end{cases} \quad (3.49)$$

で与えられる。 $\nu \neq 0$ のときの値、4は直交する偏波面および円周方向の関数 $\sin, \cos$ の選択の自由度をもつ縮退モードの数を表わしている。このような状況は光ファイバ中のモード結合効果が比較的大きい場合に実現されると推察される。一般にモード間の結合は、結合するモードの z 方向の伝搬定数の差 $\Delta\beta$ に一致する摂動のパワースペクトラム成分の強度に比例して生ずる^[104]。このパワースペクトラムの通常 $\Delta\beta = 0$ に最大値をもつガウス形で良く表現され^{[25], [104]}、このような場合には $\Delta\beta$ がほぼ0である同一モード群内におけるモード結合が最も強くなり、同一モード群内のパワーが均一化される。

3.2—4 一般のグレーデッド形光ファイバへの適用性について

前章で述べた MFF 法は屈折率分布が放物形の光ファイバに限っていたが、一般に任意の屈

折率分布形を有するファイバについても原理的には適用可能である。ここでは屈折率分布が放物形からずれたような通常のグレーデッド形光ファイバに対して、放物形光ファイバの変換行列 $[T_{ij}]$ をそのまま使用した場合生ずる誤差を評価し、その適用限界を明らかにする^{(18), (20)}。

ここでは式(2.75)に示す α 乗屈折率分布を仮定する。先ず、 α 乗屈折率分布を有する光ファイバの導波モードの界分布について考える。式(2.33)に示した波動方程式の固有値 β は変分表現式

$$\beta^2 = \frac{\int_0^\infty \{ (k^2 n^2(r) - 1/r^2) |R(r)|^2 - |dR(r)/dr|^2 \} r dr}{\int_0^\infty |R(r)|^2 r dr} \quad (3.50)$$

の停留値として得られる⁽⁶⁹⁾。いま α が2から僅かにずれた場合を考えると、その界分布は放物形光ファイバの界分布で近似できる。したがって界分布 $R(r)$ として放物形光ファイバの $LP_{\nu\mu}$ モードの界分布を用いれば、 $LP_{\nu\mu}$ モードの伝搬定数 $\hat{\beta}_{\nu\mu}$ は式(3.50)より次式で与えられる。

$$\hat{\beta}_{\nu\mu}^2 = \beta_{\nu\mu}^2 + \delta\beta_{\nu\mu}^2 \quad (3.51)$$

ここで

$$\delta\beta_{\nu\mu}^2 = 2\Delta k^2 n_1^2 \cdot \int_0^\infty [(r/a)^2 - (r/a)^\alpha] |R_{\nu\mu}(r)|^2 r dr / \int_0^\infty |R_{\nu\mu}(r)|^2 r dr \quad (3.52)$$

ここで、 $\beta_{\nu\mu}$ は放物形光ファイバの $LP_{\nu\mu}$ モードの伝搬定数であり、 $\delta\beta_{\nu\mu}$ は式(3.52)からもわかるように、屈折率分布が $\alpha=2$ からずれたとき生ずる摂動分である。式(3.51), (3.52)を用いれば α 乗屈折率分布形を有する光ファイバの $LP_{\nu\mu}$ モードのスポットサイズ $\zeta(=r/x)$ は次式で与えられる。

$$\zeta^2 = 2(2\mu + \nu + 1) / (n_1^2 k^2 - \hat{\beta}_{\nu\mu}^2) \quad (3.53)$$

図3-10には α が2近傍の値に対する LP_{01} モードのスポットサイズを示している。縦軸は

式(3.23)に示した LP_{01} モードのスポットサイズ w_0 で規格化した値を示している。図より界分布は α が小さくなるにつれて広がる傾向が見られる。図3-11は α 変化させた場合の LP_{01} モ

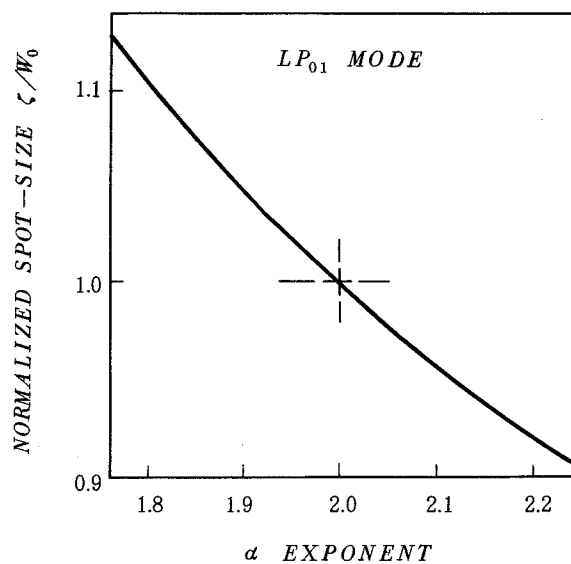


図3-10 α 乗屈折率分布光ファイバのスポットサイズ

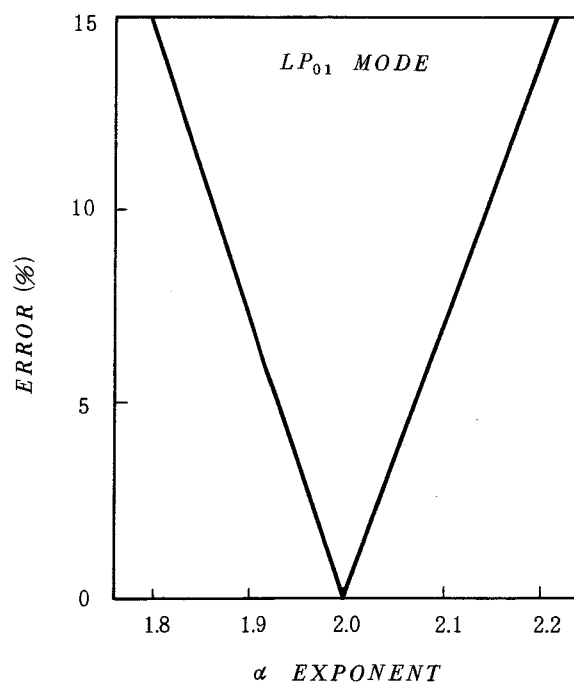


図3-11 α 乗屈折率分布光ファイバにおける誤差

ードのニアフィールドの界分布が $\alpha = 2$ の場合の界分布に対してどれだけずれるかを示している。縦軸は径方向の各点における界分布のずれの 2 乗を径方向に積分した値で表わしたものである。なお $\alpha = 2$ の LP_{01} モードの界分布の全パワーで規格化している。図より $1.86 \leq \alpha \leq 2.14$ の範囲ではずれの量は 10 % 以下である。ニアフィールドの界分布形とそのファーフィールドの分布形は前章で述べたように近似的に相似形であることから、この誤差はファーフィールドについても同一である。また LP_{01} モード以外の他の高次モードについても同様の誤差を生じる。このことから、 α が 2 以外の屈折率分布を有するグレーデッド形光ファイバに対して、放物形光ファイバの変換行列 $[T_{ij}]$ を使用したときに生ずるモード分析の誤差は、図 3-11 に示した曲線で与えられる。したがって通常の高モードグレーデッド形光ファイバに対しては、 α が 1.9 から 2.1 の範囲で実用上十分な精度で適用できると結論される。

3.3 モード分析装置の自動化

ファーフィールド分析法の原理に基づいて試作した自動モード分析装置の概要を述べる⁽¹⁷⁾。図 3-12 の外観図に示すように、本モード分析装置は光学部、データ処理部およびモードパワー分布表示部から構成されている。図 3-13 にはブロック図を示す。フーリエ変換作用を与える凸レンズ 1 の焦点距離 f は 40 mm である。レンズ 1 の後方の焦点面には空間フィルタが設置されている。空間フィルタは図 3-6 に示すような出射角度で 1° 毎のモード群に出射光を分離することが可能な同心円状スリットを連続的に有しており、スリット中心と光軸の位置合わせはステップモータによって制御さ

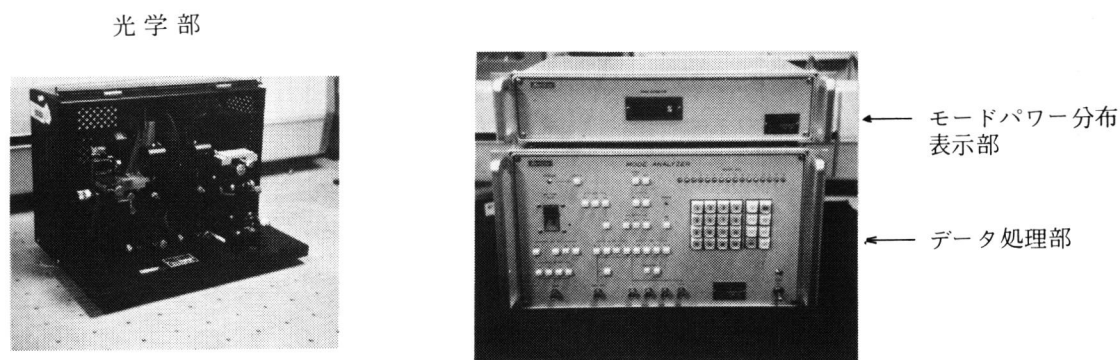


図 3-12 自動モード分析装置の外観

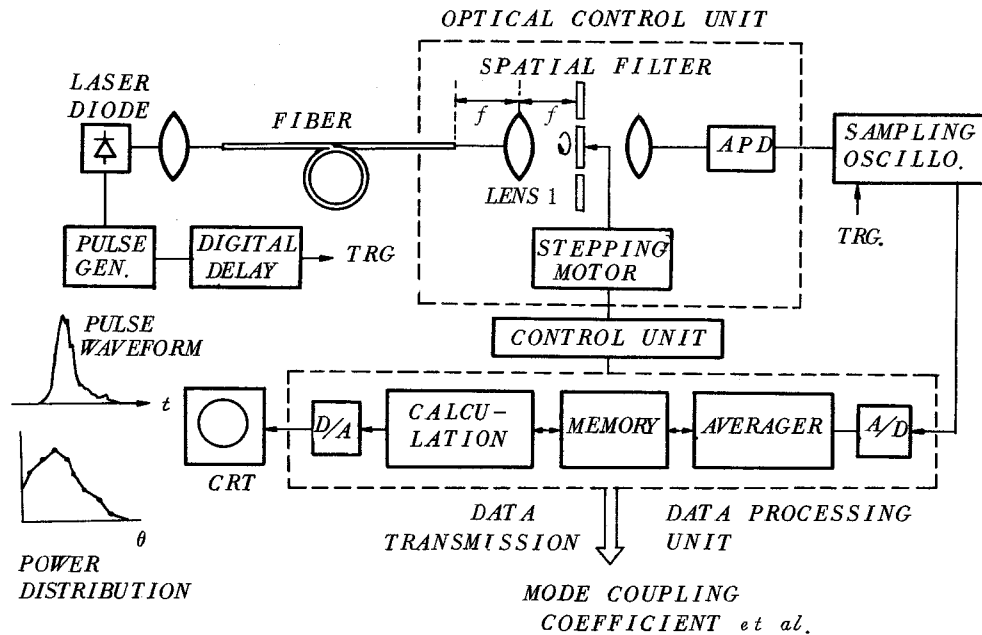


図 3 - 13 自動モード分析装置の構成図

れている。なおファイバ出射端からの回折による拡がりは約 0.3° 以下で、空間フィルタの製作精度による最大誤差は 0.07° 程度、またファイバ位置合わせによって生ずる誤差は 0.006° 程度と推定されるので、分解能の点では十分な精度が得られる⁹⁸⁾。空間フィルタを通過して APD で検出された出力信号はサンプリングスコープを通してデータ処理部に取り込まれる。処理部では、ディジタル信号に変換されアベレージャによって S/N が改善された後、メモリに書き込まれる。なおアベレージングは線形および指数関数形の 2 通りの機能を備えている。メモリの容量は横軸、縦軸それぞれ 1 ページ当たり 256 ワード (1 ワード = 10 ビット), 10 ビットであり、16 ページから成っており、空間フィルタの各スリットで分離されたモード群のパルス応答波形を記憶することができる。またメモリからモード群パルス波形、任意のモード群同士の $\oplus$ あるいは $\ominus$ の組み合わせ波形がオシロスコープ管面上に表示される。また各モード群パルス波形の面積を計算で求めパワー分布を表示する等の機能を有している。以上述べたように本モード分析装置では、空間フィルタをステップモータで回転させながら各スリットからのモード群毎のパルス応答波形を一気にメモリに書き込むことができるため、比較的容易にかつ短時間で測定が行える。さらに、モードパワー分布の算出あるいは組み合わせパルス波形の合成を行う演算機能を備えており、

計算機へのデータ転送も可能である。したがって、例えば、3.2－3節で述べたようなグレーデッド形光ファイバのモード分析や、第4章で述べるモード結合係数の算出などの計算機を用いた数値処理を real-time で行えるという利点を有している。

次に一例として、ステップ形光ファイバのモード分析結果を示す。図3－14はステップ形光ファイバの各モード群のパルス応答波形をオシロスコープ管面上に表示したものである。図中

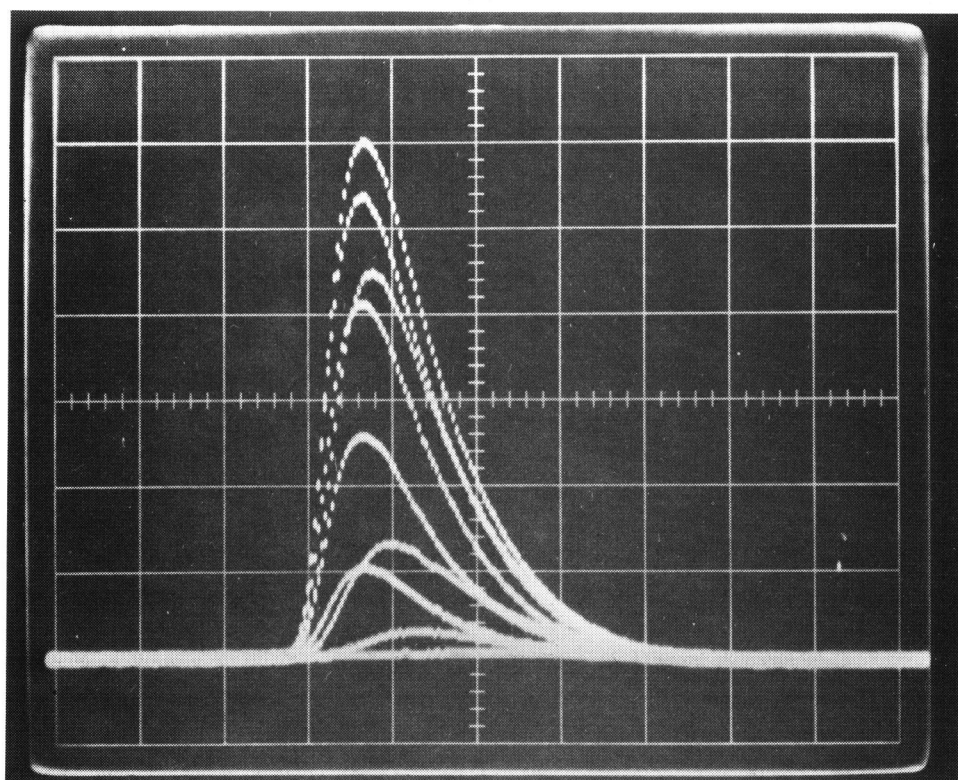


図3－14 モード群毎に分離されたパルス応答波形
(ステップ形光ファイバの場合)

の番号 n は出射角度 θ が $n^\circ \leq \theta \leq (n+1)^\circ$ の範囲にあるモード群を表わしている。モード結合係数はこのモード群パルス応答波形の重心時間あるいはモードパワー分布から求めることができ、その結果については第4章で述べる。

3.4 応用例:モード依存性損失係数の測定

MFF法の応用例として多モード放物形光ファイバのモード依存性損失を測定した。測定法を以下に述べる。先ず入射条件を固定した状態で $L = L_1, L_2$ ($L_2 > L_1$, 単位は m) におけるそれぞれのファーフールド分布 $Q_1(i)$ および $Q_2(i)$ を測定する。次に $Q_1(i), Q_2(i)$ から式(3.47)を用いてそれぞれのモードパワー分布 $P_1(m)$ および $P_2(m)$ を数値計算によって求める。モード依存性損失 $r(m)$ は、ファイバ中のモード結合が無視できる場合には $L = L_1, L_2$ におけるモードパワー分布 $P_1(m), P_2(m)$ を用いて次式から得られる。

$$r(m) = \frac{1000}{L_2 - L_1} \cdot \left[-10 \cdot \log_{10} \frac{P_1(m)}{P_1(m)} \right] \quad (\text{dB/Km}) \quad (3.54)$$

$$(m = 1, 2, \dots, M+1)$$

図3-15には測定系を示す。光源には中心波長 $0.9 \mu\text{m}$ のバラス型発光ダイオードを用い、光ファイバ入射端を発光面に突き当てて直接励振した。導波モードとともに励振される漏洩モードは入射端直後で光ファイバを20 m束取りし、その一部に約700 grの圧力を加えて除

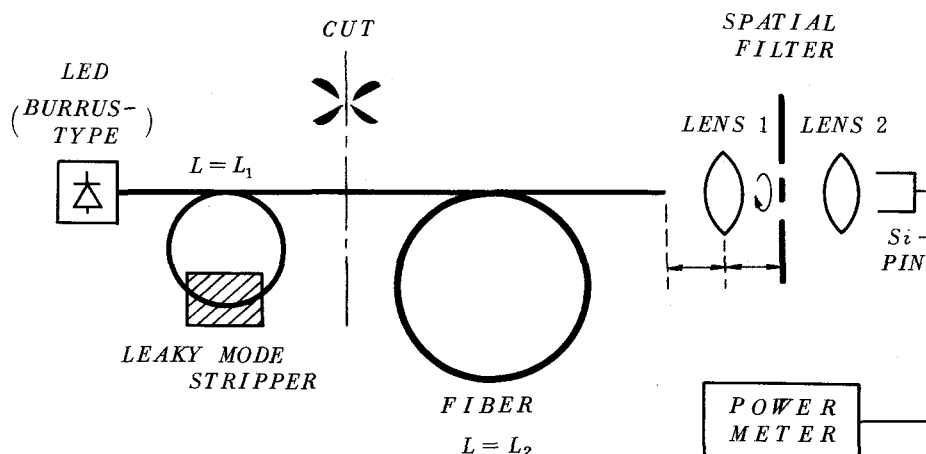


図3-15 モード依存性損失の測定系

去した。これによって臨界角 θ_c 以上の伝搬角を有するモードは完全に減衰することが確認された。被測定光ファイバの入射、出射端面はファイバ軸に対して直角に切断し、端面の傾斜によって生ずるファーフールド分布測定時の誤差を除いた^[32]。被測定光ファイバはコア直径60

μm , 比屈折率差 1% , 屈折率分布パラメータ α は 2 の多モードグレーデッド形光ファイバである。なお、ファイバにはシリコンゴムが被覆されている。コアおよびクラッドの組成はそれぞれ $\text{GeO}_2-\text{P}_2\text{O}_5-\text{SiO}_2$, $\text{B}_2\text{O}_3-\text{GeO}_2-\text{SiO}_2$ であり、コアの屈折率分布は主として Ge ドーパントで形成されている。クラッド厚は $6\mu\text{m}$ であり、第 3 層の石英ジャケットによる損失はほとんど無視できる⁽⁴²⁾。ファイバ長 L_1, L_2 はそれぞれ 21 m , 100 m に選んだがいずれも短いため、光ファイバ中のモード結合の影響を無視し得る。実験に使用したレンズの焦点距離は 40 mm であり、空間フィルタの分解能は光ファイバ端面における出射角度で 1° 毎である。スリットからの出力はレンズ 2 によって絞られ Si-PIN で検出した。

図 3-16 (a) および (b) には、それぞれ $L_1 = 21\text{ m}$ および $L_2 = 100\text{ m}$ における出射ファールド分布 $Q_1(i)$, $Q_2(i)$ を示している。横軸は光ファイバ出射端での出射角を表わしている。本実験に使用した発光ダイオードおよび励振法においては、等しい主モード次数を有するモー

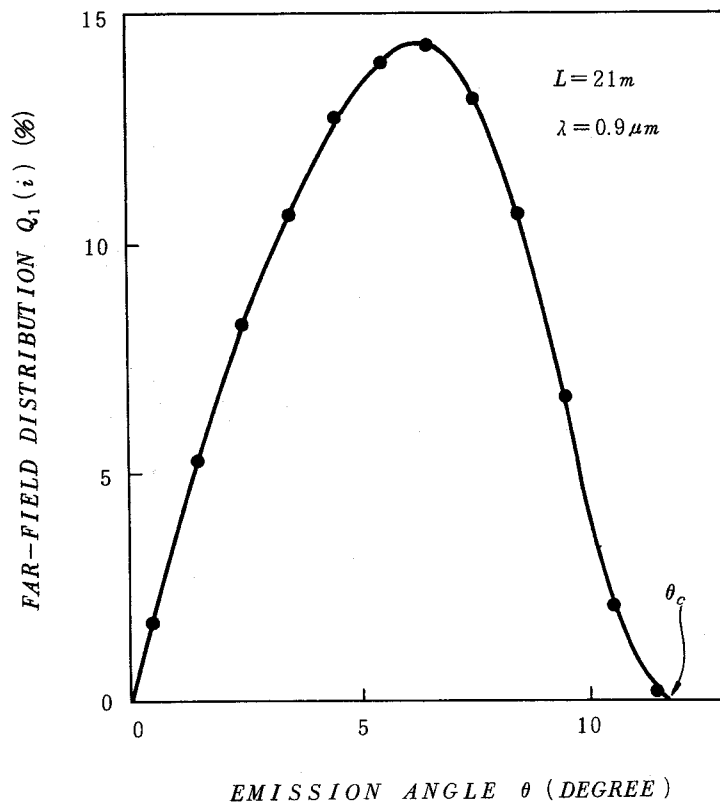


図 3-16(a) 入射端におけるファールド分布 $Q_1(i)$

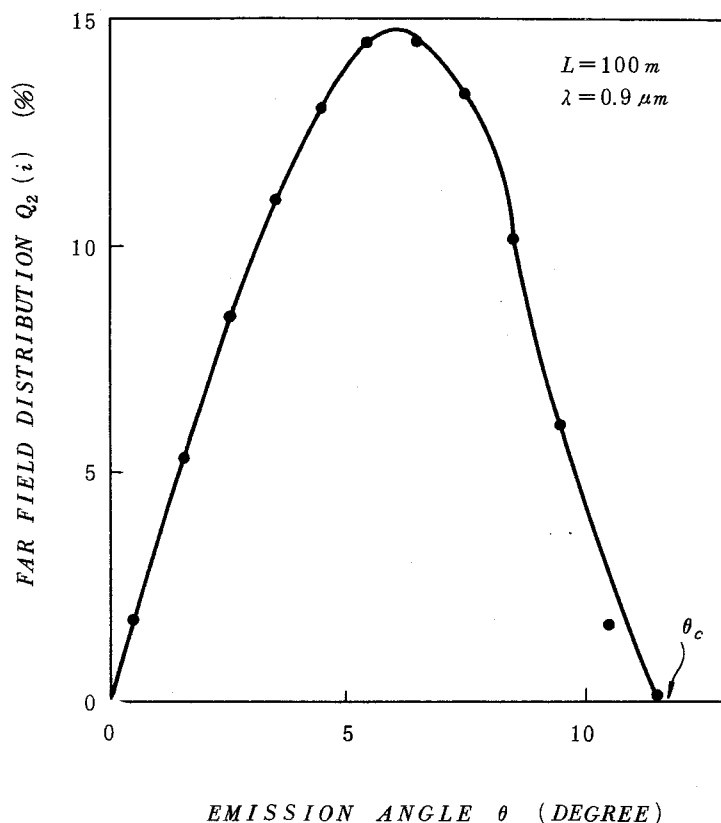


図 3-16(b) 出射端におけるファーフールド分布 $Q_2(i)$

ドは全て均等に励振されると考えられる^[83]。したがって、この場合の $G_{\nu\mu}$ に対しては式(3.49)が適用でき、それぞれのモードパワー分布 $P_1(m)$, $P_2(m)$ は $Q_1(i)$, $Q_2(i)$ の測定値を式(3.47)に代入することによって求めることができる。なお、実際に式(3.45)の解 $[P_i]$ を得るための数値計算は式(3.47)に示した直接解法に依らず、Frecher-Powell 法^[105]を式(3.45)に適用して行った。数値計算法の詳細は付録 3-2 に示す。被測定光ファイバの臨界角 θ_c は 11.8° であり、ファーフールド分布 $Q(i)$ の測定データ数は 12 となる。一方モード群数 $(M+1)$ は 21 であるので、数値計算では $Q(i)$ のデータは測定値を内挿して得た 21 点の値を使用した。図 3-17 (a) および(b)には、それぞれ、モードパワー分布 $P_1(m)$, $P_2(m)$ の数値計算結果を示す。なお、本数値計算は YHP 2113 E コンピュータによって行い、1 モードパワー分布算出に要する計算時間は約 10 分である。縦軸は第 0 次モード群のパワーで規格化した相対パワーを表わしている。図より入射モードパワー分布 $P_1(m)$ は $m=8$ 付近にピークを持ち、高次モードになるにつれて減

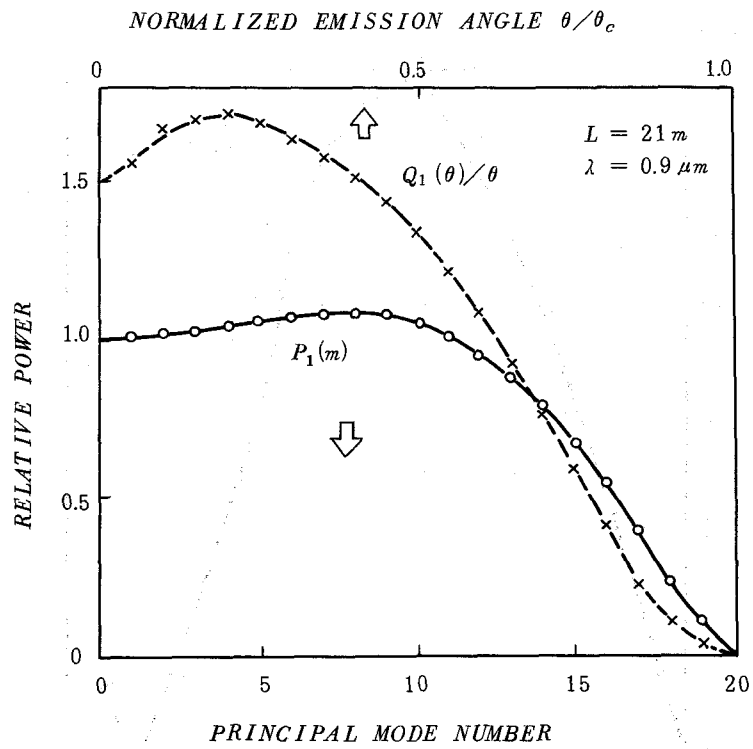


図 3-17 (a) 入射端におけるモードパワー分布 $P_1(m)$

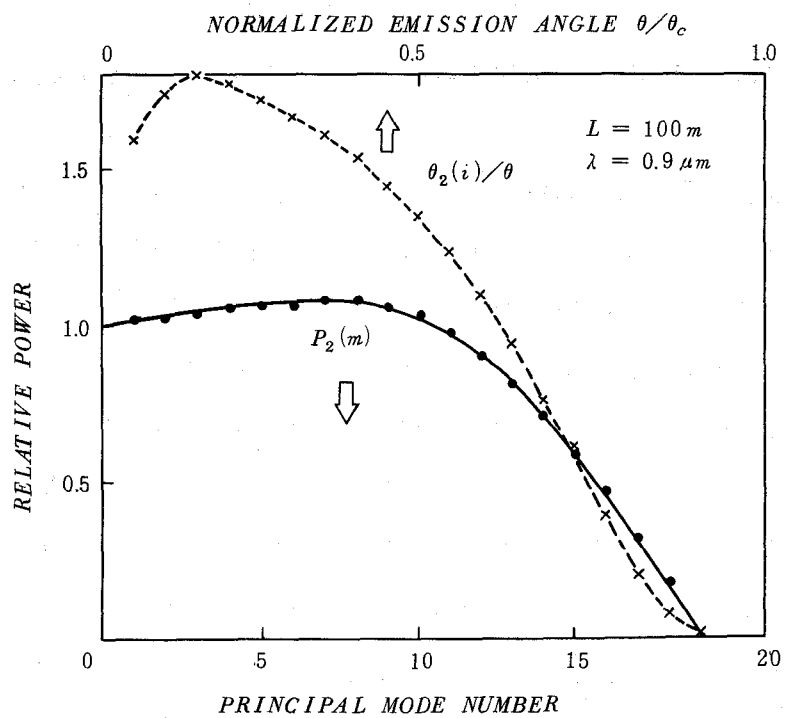


図 3-17 (b) 出射端におけるモードパワー分布 $P_2(m)$

少している。最高次モード群近傍でパワーが著しく減少しているのは、入射点直後に与えた加重によるマイクロベンディング損失のためと思われる。なお図3-17の破線は $Q(i)/\theta$ の分布がステップ形の場合には、 $Q(i)/\theta$ は主モード次数に対するモードパワー分布 $P(m)$ と一致するはずである。したがって図3-17の両分布の相違は放物形屈折率分布に因るものであるといえる。また、図3-17(b)より $L_2 = 100\text{ m}$ における出射モードパワー分布 $P_2(m)$ は、図(a)の $P_1(m)$ と比較して高次モードのパワーがより減少しているのがわかる。

モード依存損失は以上得られた $L = 21\text{ m}$ 、 100 m におけるモードパワー分布 $P_1(m)$ および $P_2(m)$ から、式(3.54)を用いて得られる。図3-18にはモード依存性損失 $r(m)$ を示す。損失は

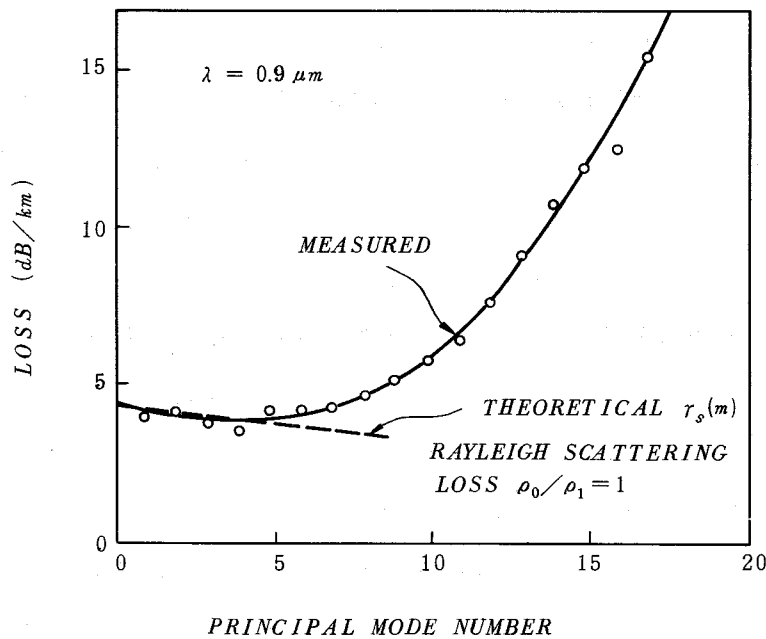


図3-18 グレーデッド形光ファイバのモード依存性損失 $r(m)$

主モード次数が増加するにつれて急激に増加しているが、これはコア・クラッド境界面における不整およびクラッド層中の B_2O_3 ドーパントによって生ずる散乱損失に起因していると考えられる^[103]。光損失の波長依存性から構造不完全性に起因する損失が評価できるが^[75]、本光ファイバについては、その値が 0.7 dB/km であり、全損失の13%にあたっていることから上記傾向が推論できる。一方、低次モード群においてモード次数が増加するにつれて損失は徐々に減少しており、ドーパントによる散乱損失の影響が表われている。そこで、このドーパントによる散乱損失を理論的に評価する。

一般に光ファイバ中のドーパントはレーリ散乱の要因となるが、微量のドーパントに対して

はこの散乱要因の空間分布 $\rho(r)$ は次式で表わされる^[103]。

$$\rho(r) = \rho_0 - \rho_1 (r/a)^2, \quad \rho_0 > 0 \quad (3.55)$$

この散乱損失は光ファイバ中の z 方向のエネルギーおよび $\rho(r)$ に比例すると考えられる。したがって散乱損失 $r_s(m)$ は次式で与えられる。

$$r_s(m) \propto \int_0^\theta \int_0^{2\pi} \rho(r) \cdot \sum_{\substack{\nu, \mu \\ m=2\nu+\mu+1}} \left[R_{\nu\mu}(r) \begin{Bmatrix} \cos(\nu\theta) \\ \sin(\nu\theta) \end{Bmatrix} \right]^2 r d\theta dr \quad (3.56)$$

式 (3.55) 中の係数 ρ_1 は GeO_2 ドーパントの場合には $\rho_1 > 0$ となる。図 3-18 中の破線は式 (3.55) において $\rho_0/\rho_1 = 1$ の場合の $r_s(m)$ の数値計算結果を示している。なお $r_s(m)$ の値は第 0 次モード群の損失の測定値 4.38 (dB/km) をもとにしてプロットしている。図より数値計算結果は第 4 次モード群以下の低次モード群で測定値の傾向と良く一致している。このことから低次モード群の損失はコア中のドーパントに因るものといえることができる。本数値計算では、子午光線のみならず螺旋光線に対応するモードも考慮に入れたものであるが、同一モード群内ではいずれのモードもほぼ等しい散乱損失の値を示した。散乱損失 $r_s(m)$ は主モード次数に対してほぼ直線的に変化する傾向を示しているが、これは Olshansky 等の子午光線に対応するモードのみを考慮に入れた検討結果^[103] とほぼ一致している。

以上得られた放物形光ファイバのモード依存性損失をステップ形光ファイバの場合と比較すると顕著な差が見られる。ステップ形光ファイバの場合には、光ファイバ端面からの出射角度と主モード次数は式 (3.36) で示すように一義的に関係付けられるので、ファーフールド分布 $Q(i)$ はモードパワー分布 $P(m)$ と同一の分布となる。したがってモード依存性損失係数 $r(m)$ は単に $L = L_1, L_2$ の 2 地点におけるファーフールド分布 $Q(i)$ と $Q_2(i)$ の比から直接得られる。図 3-19 にはステップ形光ファイバのモード依存性損失の測定例を示しているが、損失は低次モード側から高次モードにわたってほぼ均一であり、最高次モード近傍で急激に増加している。ステップ形光ファイバではコア内にドーパントが一様に分布しているため、低次モード側で放物形光ファイバと異なった傾向が見られ、また界分布の相違によって高次モードでも損失の増加が見られない。

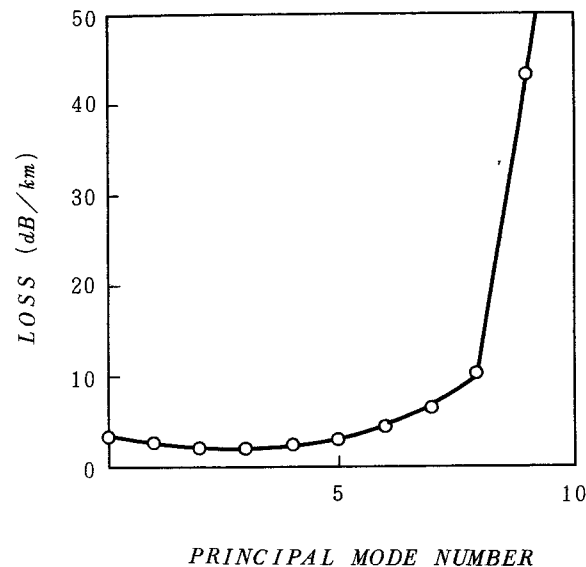


図 3-19 ステップ形光ファイバのモード依存性損失 $\gamma(m)$

3.5 結 言

多モードグレーデッド形光ファイバに適用可能なモードパワー分布測定法である M F F 法を新たに開発した。先ず M F F 法の出発点となったステップ形光ファイバのモード分析法であるファークフィールド分析法の原理について述べ、レンズのフーリエ変換作用を利用し、さらに空間フィルタを用いることによって、ファイバ出射光を出射角度に対応したモード群に分離できることを示した。M F F 法はファークフィールド分析法をグレーデッド形光ファイバに適用すべく修正した方法であり、光ファイバ出射端のニアフィールドのフラウンホーファ回折場の角度分布を測定し、あらかじめ数値計算で得られている変換行列「 T_{ij} 」を用いて測定データを数値処理することによって、主モード次数に対するパワーに分離するものである。本方法は光ファイバ中に子午光線に対応するモードだけでなく、螺旋光線に対応するモードが伝搬する場合にも適用でき、従来提案されているモード分析法に比べより汎用性がある。したがって半導体レーザや発光ダイオード等を光源として使用するような実用的な場合にも有効である。

本方法の精度に関しては、被測定光ファイバが放物形屈折率分布を有するときには誤差は原

理的には零であり、屈折率が放物形からややずれたようなグレーデッド形光ファイバ ($1.9 \leq \alpha \leq 2.1$) にも、10%以下の誤差の範囲でモードパワー分布が得られることがわかった。

この測定法の応用例として、多モード放物形光ファイバのモード依存性損失を測定した。その結果より、本測定法が多モードグレーデッド形光ファイバのモードパワー分布測定に実用上十分適用できることが確かめられた。

本測定法の開発により、実用上重要であるグレーデッド形光ファイバにおいて、モードパワー分布、モード依存性損失および第4章で述べるモード結合係数を測定することが可能となり、その結果モード結合現象の実態を明らかにできる見通しが得られた。

付録3-1 H(f_x, f_r)の導出

$$\begin{aligned}
 H(f_X, f_Y) &= \int \int_{-\infty}^{\infty} h(x_0, y_0; x_1, y_1) \exp[j2\pi(f_X x_1 + f_Y y_1)] dx_1 dy_1 \\
 &= \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp[j\pi\lambda z(f_X^2 + f_Y^2)] \int \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j\frac{\pi}{\lambda z}(x_1^2 + y_1^2)] dx_1 dy_1 \quad (A3.1)
 \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 &\int \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[j\frac{\pi}{\lambda z}(x_1^2 + y_1^2)\right] dx_1 dy_1 \\
 &\quad \left(\begin{array}{l} P = \sqrt{\frac{2}{\lambda z}} x_1, \quad q = \sqrt{\frac{2}{\lambda z}} y_1 \\ \frac{dP}{dx_1} = \sqrt{\frac{2}{\lambda z}} \quad \frac{dq}{dy_1} = \sqrt{\frac{2}{\lambda z}} \end{array} \right) \\
 &= \frac{\lambda z}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(j\frac{\pi}{2} x_1^2) dx_1 \int_{-\infty}^{\infty} \exp(j\frac{\pi}{2} y_1^2) dy_1 \\
 &= \frac{\lambda z}{2} (1 + i)^2 = j\lambda z \quad (A3.2)
 \end{aligned}$$

$$\left(\int_0^{\infty} \left\{ \begin{array}{l} \sin(a^2 x^2) \\ \cos(a^2 x^2) \end{array} \right\} dx = \frac{1}{2a} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \right)$$

$$H(f_X, f_Y) = \exp(jkz) \exp[(f_X^2 + f_Y^2)] \quad (A3.3)$$

付録3-2 Frecher-Powell 法による 2 乗最適近似法

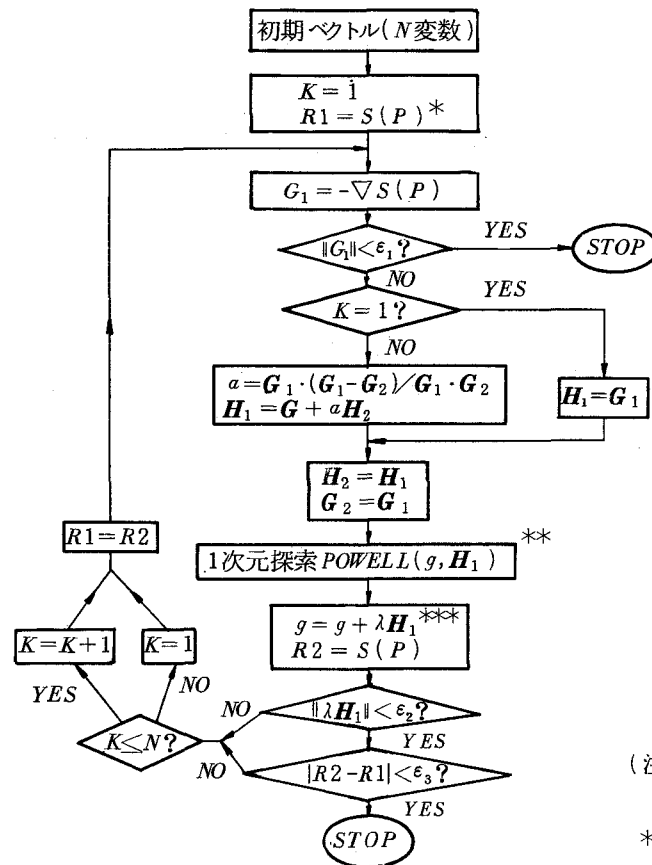
式(3.45)において, $[Q_i]$ は測定値であり $[T_{ij}]$ は数値計算によってあらかじめ与えられている。本数値解法は式(3.45)の右辺と $[Q_i]$ の差の 2 乗和 S

$$S = \sum_{i=1}^n (Q_i - \sum_{j=1}^{M+1} T_{ij} \cdot P_j)^2 \quad (\text{A3.4})$$

ただし

$$n = M + 1 \quad (\text{A3.5})$$

を最小とする $[P_j]$ を求めるものである。実際の計算手順は, 先ず初期値 $[P_j^{(0)}]$ から出発して順次 S を小さくし, S を最小とする $[P_j^{(n)}]$ を求めるアルゴリズムに従っている。図 A-1 およ



(注)

* $S(P)$ は式(A-4)に同じ

** 図 A-2 参照

*** λ は一次元探索で決定

図 A3-1 Fretcher-Reeves 二乗最適近似法

び図 A-2 にこの方法のフローチャートを示す。関数値 $S([P_i])$ の最小化は図 A-1 に示す

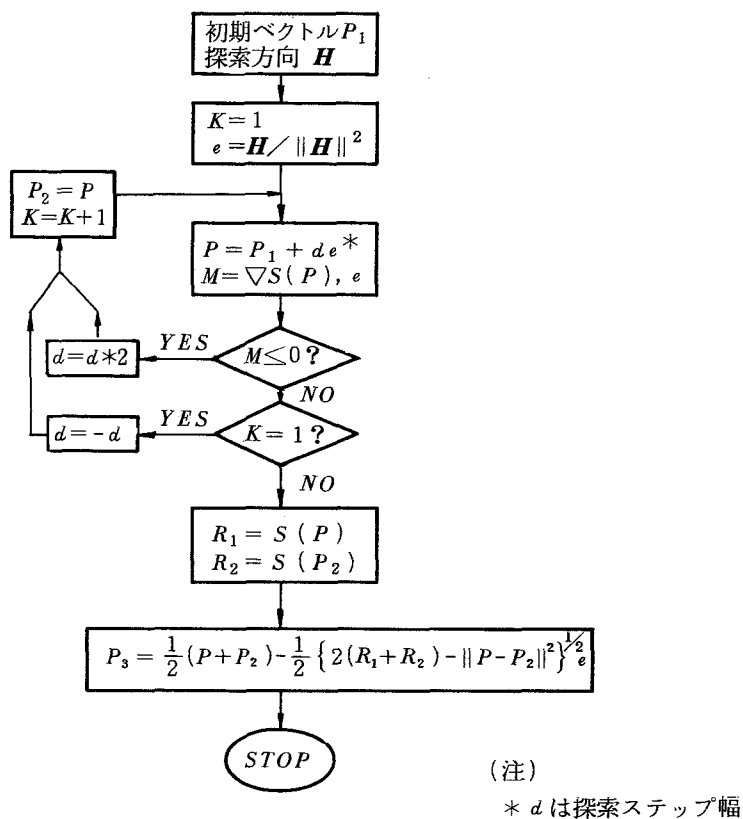


図 A3-2 Powell 一 次 元 探 索 法

Frecher-Reeves 法により、その過程での一次元探索は図 A3-2 に示す Powell 一次元探索法によっている。

第4章 モード結合を有する多モード 光ファイバの伝送特性

4.1 緒 言

現実の多モード光ファイバにおいては、コア・クラッド境界面のゆらぎおよびケーブル化工程や布設時に光ファイバに印加される曲り、応力等の摂動によって導波モード間に結合が生ずるため、伝送特性は摂動がない理想的な光ファイバとは異なった性質を示す。したがって現実の光ファイバの伝送特性を正確に把握するためには、これら種々の要因によって生ずるモード結合が伝送特性に及ぼす影響を明らかにする必要がある。従来モード結合とインパルス応答のパルス拡がりや伝送損失との関係は2, 3検討されているが^{[92]~[95]}, このモード結合の効果を実験的な裏付けに基づいて詳細に検討した例はほとんど報告されていない。とくにグレーデッド形光ファイバについては、正確なモード分析法が確立されていなかったため、厳密な実験的検討はなされていなかった。

本章では、モード結合が伝送帯域、伝送損失等の伝送特性に及ぼす影響を理論的および実験的に検討した結果について述べる^{[21]~[28]}。先ず節4.2では、モード結合のある光ファイバにおいて導波モード間の伝搬方向に沿うパワーの遷移を記述する電力結合方程式について述べ、その解からもモード結合を有する多モード光ファイバの伝送帯域等が得られることを示す^{[21], [27], [94], [106]}。

節4.3ではモード結合を定量的に表わす基本的なパラメータであるモード結合係数の測定法として、定常モードパワー分布から算出する方法^[107]および新たに開発したモード毎のパルス応答波形から求める方法^{[22]~[24], [108]}の2つについて述べる。次にステップ形およびグレーデッド形光ファイバをケーブル化する工程における光ファイバ素線、2次被覆後の心線および集合化後の各段階においてモード結合係数の測定を行い、モード結合の変化を定量的に明らかにするとともにモード結合要因の分析を行う。またケーブル化工程の各段階での伝送帯域や伝送損失の変化とモード結合との関係を明らかにする^{[21], [23], [25]~[28]}。

節4.4では長さ約10 Kmの接続点のない長尺ステップ形およびグレーデッド形光ファイバを順次切断し、伝送帯域の距離に対する変化を測定した結果を示す^{[17], [21], [27]}。またこの実験結果とモード結合係数の実測値を用いて得られる伝送帯域の理論推定値と比較し、モード結合効果

による伝送帯域改善効果や伝送帯域の入射条件に対する依存性を明らかにする。

4.2 電力結合方程式とその解法

4.2-1 電力結合方程式の導出

多モード導波路における導波モード間のモード結合は通常結合方程式によって記述される。結合方程式はモード次数 m のモードの複素振幅を a_m ，その伝搬定数を β_m とすると次式で与えられる^[109]。

$$\frac{d a_m}{dz} = -j\beta_m a_m + \sum_{n=0}^M K_{mn} a_n \quad (4.1)$$

ここで， K_{mn} は結合係数であり，

$$K_{mn} = -K_{nm}^* \quad (4.2)$$

なる関係が成り立つ。モード結合は導波路の幾何形状の不整あるいは屈折率のゆらぎ等によって生ずるものであり，その強度を表わすのが結合係数 K_{mn} である。光ファイバのようにモード結合の原因となるゆらぎが波の伝搬方向に沿ってランダムに分布している場合には，結合係数 K_{mn} は z の関数となるため，式(4.1)の結合方程式の解を直接得ることは難しい。またゆらぎがランダムに分布していることから，光ファイバのモード結合の性質を一般的に論ずるためには，個々の光ファイバのゆらぎに着目するよりはむしろゆらぎを統計的に取り扱う方法が有効である。

Marcuse は式(4.1)の結合方程式から出発して，導波モードの振幅と位相のうち振幅のみに着目して多モード光ファイバのモード結合を記述するのに適した電力結合方程式を導出している。^[106] 以下その導出過程を簡単に説明し，モード結合係数の物理的な意味を明らかにする。まず式(4.1)において複素振幅 a_m を次式で書き換える。

$$a_m = c_m e^{-j\beta_m z} \quad (4.3)$$

ただし c_m は実数である。上式を式(4.1)に代入すると次式が得られる。

$$\frac{d c_m}{d z} = \sum_{n=0}^M K_{mn} c_n \exp[(\beta_m - \beta_n) z] \quad (4.4)$$

いまモード結合の要因となるゆらぎが十分に小さいものであり、伝搬方向に沿う変化が緩やかであると仮定すれば、結合係数 K_{mn} はゆらぎの関数 $f(z)$ および z に依らない $\hat{K}_{mn}$ を用いて近似的に次式で表わされる。

$$K_{mn} = \hat{K}_{mn} \cdot f(z) \quad (4.5)$$

したがって式(4.4)は

$$\frac{d c_m}{d z} = \sum_{n=0}^M \hat{K}_{mn} f(z) c_n \exp[j(\beta_m - \beta_n) z] \quad (4.6)$$

と書ける。ここで次式で定義されるモード m の平均電力 P_m なる量を導入する。

$$P_m = \langle |c_m|^2 \rangle \quad (4.7)$$

上式において $\langle \rangle$ は統計的に同様のゆらぎを有する導波路についての集合平均を意味する。

式(4.7)の z 微分をとると

$$\frac{d P_m}{d z} = \langle \frac{d c_m}{d z} c_m^* \rangle + \langle c_m \frac{d c_m^*}{d z} \rangle \quad (4.8)$$

が得られ、上式に式(4.6)を代入すると

$$\frac{d c_m}{d z} = \sum_{n=0}^M \hat{K}_{mn} \langle c_n c_m^* f(z) \rangle \exp[j(\beta_m - \beta_n) z] + C.C. \quad (4.9)$$

が得られる。 $C.C.$ は複素共役を表わす。次にゆらぎを表わす関数 $f(z)$ の自己相関関数 $R(u)$

$$R(u) = \langle f(z) f(z - u) \rangle \quad (4.10)$$

が有限の相関長 D をもつと仮定し、モード振幅 c_m の伝搬方向の変化が D に対して十分に緩やかであるとすれば、 $z = z'$ における振幅 $c_m(z)$ は $z = z' (z - z' \gg D)$ の振幅 $c_m(z')$ を用いて式 (4.6) から次のように表わされる。

$$c_m(z) = c_m(z') + \sum_{n=0}^M \hat{K}_{mn} c_n(z') \int_{z'}^z f(x) \exp[j(\beta_m - \beta_n)x] dx \quad (4.11)$$

上式を式 (4.9) に代入し、若干の計算ののち次の電力結合方程式が得られる。

$$\frac{dP_m}{dz} = \sum_{n=0}^M d_{mn} (P_n - P_m) \quad (0 \leq m \leq M) \quad (4.12)$$

さらにモード m の損失係数を r_m とし、式 (4.12) に加えると

$$\frac{dP_m}{dz} = -r_m P_m + \sum_{n=0}^M d_{mn} (P_n - P_m) \quad (4.13)$$

となる。ここでモード結合係数 d_{mn} は

$$d_{mn} = |\hat{K}_{mn}|^2 C(\Delta\beta) \quad (4.14)$$

であり、 $C(\Delta\beta)$ はゆらぎの関数 $f(z)$ の自己相関関数の空間周波数 $\Delta\beta$ に関するパワースペクトラムであり、次式で与えられる。

$$C(\Delta\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} R(u) \exp(-j\Delta\beta z) \quad (4.15)$$

$$\Delta\beta = \beta_m - \beta_n \quad (4.16)$$

式 (4.14) で与えられるモード結合係数は物理的には、モード m と n 間の結合はゆらぎのパワースペクトラムが式 (4.16) を満足する空間周波数 $\Delta\beta$ の成分をもつとき、即ちいわゆる「位相整合条件」が成り立つときに生じ、またその強度はパワースペクトラムの振幅に比例することを意味している。

4.2—2 多モード光ファイバへの適用

前節で導出した電力結合方程式を通常が多モード光ファイバに適用するための若干の手続きを説明する^[21]。いま P_m が時間 t の関数であるとき微分公式より

$$dP_m = \frac{\partial P_m}{\partial z} dz + \frac{\partial P_m}{\partial t} dt \quad (4.17)$$

が得られる。 dt/dz はモードの単位長当りのエネルギー伝搬時間であり、モード次数 m のモードの群遅延時間 τ_m に相当する。式 (4.17) を式 (4.13) に代入すると

$$\frac{\partial P_m}{\partial z} + \tau_m \frac{\partial P_m}{\partial t} = -r_m P_m + \sum_{n=0}^M d_{mn} (P_n - P_m) \quad (4.18)$$

が得られ、さらに上式をベースバンド周波数領域で書き直すと次式が得られる。

$$\frac{\partial P_m}{\partial z} + j\omega \tau_m P_m = -r_m P_m + \sum_{n=0}^M d_{mn} (P_n - P_m) \quad (4.19)$$

ここで ω はベースバンド角周波数である。

いま多モード光ファイバにおいて、式 (2.75) で表わされる α 乗屈折率分布を仮定すれば、導波モードは主モード次数 m によっていくつかのモード群に分けられる。このとき、主モード次数 m のモード群に属する縮退モード数は $2(m+1)$ 個存在し、その伝搬定数 β_m および群遅延時間 τ_m は m の関数としてそれぞれ式 (2.84)、(2.87) で与えられる。したがって α 乗屈折率分布を有する多モード光ファイバに電力結合方程式を適用する場合には、式 (4.19) 中のモード次数 m を主モード次数と見なすことによって直接適用できる。この場合に式 (4.19) 中の P_m は主モード次数 m のモード群に属するモードの平均パワーを表わすことになる。なぜならば同一モード群に属するモード間のモード結合は、異なるモード群に属するモード間の結合に比べて十分に大きいため、同一モード群内のモードパワーは十分に短い伝搬距離の範囲内で平均化されるからである。また主モード次数 m に属する縮退モードの数は $2(m+1)$ 個あることから、モード結合係数 d_{mn} に

$$d_{mn} = \frac{n+1}{m+1} d_{nm} \quad (4.20)$$

なる関係が成り立つ。 d_{mn} を要素とする行列は非対称であるが、次のエネルギー保存則を満たすことから、式(4.20)の妥当性が確められる。

$$2 \sum_{m=0}^M (m+1) \frac{\partial P_m}{\partial z} = 0 \quad (4.21)$$

ただし

$$r_m = 0 \quad (4.22)$$

の場合である。次にモード結合が隣接するモード群に属するモード間のみに生ずるという Olshansky の隣接モード近似^[9]

$$d_{mn} = d_m \cdot \delta_{n, m+1} + \frac{n+1}{m+1} d_n \cdot \delta_{m, n+1} \quad (4.23)$$

を導入すると式(4.19)は

$$\frac{\partial P_m}{\partial z} + j\omega\tau_m P_m = -r_m P_m + d_m (P_{m+1} - P_m) - \frac{m}{m+1} d_{m-1} (P_m - P_{m-1}) \quad (4.24)$$

と書き換えられ、主モード次数 m を連続変数と見なせば次式に示す拡散方程式の形に帰着される。

$$\frac{\partial P(m)}{\partial z} + j\omega\tau(m)P(m) = -r(m)P(m) + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial m} \left[m d(m) \frac{\partial P(m)}{\partial m} \right] \quad (4.25)$$

4.2-3 電力結合方程式の解法

式(4.19)の電力結合方程式において、モード結合係数 d_{mn} およびモード依存性損失 r_m が与えられたとき P_m を求める厳密解法を示す。連立微分方程式の解法としては、逐次近似による解法、差分方程式による解法、結合行列の固有値問題による解法等が知られているが、ここでは結合行列の固有値と固有ベクトルを求める厳密解法について述べる^[21]。この方法では解析解を得ることはできないが、任意のモード結合係数およびモード依存性損失に対して厳密解を数値

計算によって得ることができるという利点を持っている。

先ず式 (4.19) を次式の行列形式に書き改める。

$$\frac{\partial [P]}{\partial z} = [C] \cdot [P] \quad (4.26)$$

ここで $[P]$ は $P_m(\omega, z)$ を要素とするベクトルであり、行列 $[C]$ の要素は式 (4.23) に示す隣接モード近似を考慮に入れたときには次式で与えられる。

$$C_{mn} = \begin{cases} -j\omega\tau_m - r_m - d_m - \frac{m}{m+1} d_m - 1 & (m = n) \\ d_m \cdot \delta_{n, m+1} + \frac{n+1}{m+1} d_n \cdot \delta_{m, n+1} & (m \neq n) \end{cases} \quad (4.27)$$

行列 $[C]$ の非縮退固有値と対応する $(M+1)$ 次元の固有ベクトルをそれぞれ η_i ($0 < \eta_0 < \eta < \dots < \eta_M$), $\mathbf{b}^{(i)}$ ($i = 0, 1, \dots, M$) とすると式 (4.26) の解は次式で与えられる。

$$[P] = [B] \cdot \begin{pmatrix} D_1 e^{-\eta_0 z} \\ \vdots \\ D_M e^{-\eta_M z} \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

ここで行列 $[B]$ は

$$[B] = [\mathbf{b}^{(0)}, \mathbf{b}^{(1)}, \dots, \mathbf{b}^{(M)}] \quad (4.29)$$

であり、行列 $[D]$ の要素 D_i ($i = 0, 1, \dots, M$) は $z=0$ における入射モードパワー分布 $P_{in, m}(\omega, 0)$ を要素とするベクトル $[P_{in}]$ および行列 $[B]$ を用いて次式で与えられる。

$$[D] = [B]^{-1} \cdot [P_{in}] \quad (4.30)$$

なお結合モードパワー分布 $P_m^{(i)}$ を

$$P_m^{(i)} = D_i \cdot \mathbf{b}^{(i)} \quad (i = 0, 1, \dots, M) \quad (4.31)$$

と定義する。以上得られる解 $P_m(\omega, z)$ を用いるとモード結合がある光ファイバの伝達関数 $H(\omega, z)$ は次式より得られる。

$$H(\omega, z) = \frac{\sum_{m=0}^M P_m(\omega, z)}{\sum_{m=0}^M P_{in, m}(\omega, 0)} \quad (4.32)$$

上式より $z=L$ でのベースバンド 3 dB 帯域幅は次式で与えられる。

$$10 \cdot \log_{10} |H(\omega, L)| = -3 \quad (4.33)$$

4.3 モード結合係数の測定法

モード結合係数の 2 つの測定法について説明する。以下ではモード結合は隣接するモード間でのみ生ずるという式 (4.23) の Olshansky の隣接モード近似を採用する。

4.3—1 定常モードパワー分布から算出する方法

第 1 は定常モードパワー分布から求める方法であり、その算出式は式 (4.25) の拡散形の電力結合方程式から以下の手順で導かれる。モード結合が存在するときには、モードパワー分布 $P(m)$ は式 (4.28), (4.29) および (4.31) から結合モードパワー分布 $P_m^{(i)}$ を用いて次式で表わされる。

$$P(m) = \sum_{i=0}^M P_m^{(i)} e^{-\eta_i z} \quad (4.34)$$

いまモード結合が十分に起った状態、すなわち

$$d(m) z \gg 1 \quad (4.35)$$

を仮定すれば、式 (4.34) において $0 < \eta_0 < \eta_1 < \dots < \eta_M$ であることから、最低次の結合モ

ードパワー分布が優勢となり，式(4.34)は近似的に

$$P(m) = P_m^{(0)} e^{-\eta_0 z} \quad (4.36)$$

で表わすことができ，この状態を定常状態と呼んでいる。ここで時間的変化がない場合，即ち $\partial/\partial t = 0$ あるいは $\omega = 0$ を仮定して，式(4.36)を式(4.25)に代入しモード結合係数 $d(m)$ について解くと次式が得られる^[107]。

$$d(m) = \frac{1}{m \partial P^{(0)}(m) / \partial m} \int_0^m [r(m) - \eta_0] P^{(0)}(m) m dm \quad (4.37)$$

上式よりモード結合係数 $d(m)$ は定常状態でのモードパワー分布 $P^{(0)}(m)$ とそのときの損失 η_0 およびモード依存性損失から決定されることがわかる。

本測定法における問題点は定常モードパワー分布を如何にして得るかということにあり，モード結合が十分に起っていない短尺ファイバのような場合には定常モードパワー分布を得るために工夫を要する。厳密には有限長の光ファイバにおいては定常状態が実現されないことは式(4.34)からも明らかであるが，次のような場合には出力モードパワー分布は近似的に定常モードパワー分布と見なすことができる。第1は，出力モードパワー分布が入射モードパワー分布の変化に対して不変であるとき，第2は出射および入射点におけるモードパワー分布が一致する場合である。後者の場合には，出力モードパワー分布は式(4.31)に示した結合モードパワー分布のうちいずれか一つであることは理論的にも明らかであるが，最低次の結合モードパワー分布 $P_m^{(0)}$ 即ち定常モードパワー分布であるか否かについては不確定さが残る。しかしながら，この場合にも入射点において光ファイバの中心軸近傍にビームを当て低次モードを強く励振した状態においては，入射点と出射点におけるモードパワー分布を一致させることによって，近似的に最低次の結合モードパワー分布を得ることができる。この方法は後に述べるように，被測定光ファイバが短く定常状態が得られないような場合において有効である。

4.3—2 モード群パルス応答波形から算出する方法

式(4.25)を時間領域で書き直した

$$\frac{\partial P(m)}{\partial t} + \tau(m) \frac{\partial P(m)}{\partial t} = -r(m)P(m) + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial m} \left[m d(m) \frac{\partial P(m)}{\partial m} \right] \quad (4.38)$$

から出発する。モードパワー $P(m, z, t)$ が時間 t , 位置 z におけるパルス波形を表わすとすればパルス応答波形のエネルギー E および l 次モーメント M_l は次式で表わされる。

$$E(m, z) = \int_{-\infty}^{\infty} P(m, z, t) dt \quad (4.39)$$

$$M_l(m, z) = \int_{-\infty}^{\infty} t^l \cdot P(m, z, t) dt \quad (l=1, 2, \dots) \quad (4.40)$$

式(4.38)に対して時間 t に関する積分操作を行い、式(4.39)および(4.40)で定義される量を導入すればモード結合係数 $d(m)$ は次式で与えられる^{[24], [108]}。この導出過程の詳細は付録4-1に記す。

$$d(m) = \frac{1}{m E^2 \partial \left(\frac{M_l}{E} \right) / \partial m} \int_0^m u E^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{M_l}{E} \right) - l \tau(u) \frac{M_l}{E} \right\} du \quad (4.41)$$

上式中の $\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{M_l}{E} \right)$ は次式で示す z に関する差分で近似される。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{M_l}{E} \right) \cong \frac{M_l(m, z + \Delta z) / E(m, z + \Delta z) - M_l(m, z) / E(m, z)}{\Delta z} \quad (4.42)$$

したがってモード結合係数は $z=z$ および $z+\Delta z$ の2点におけるモード群パルス応答波形のエネルギーおよび l 次モーメントから求められることがわかる。とくに式(4.41)で $l=1$ とすればモード結合係数はモード群パルス応答波形のエネルギーおよび重心時間から決定されることになる。得られたモード結合係数 $d(m)$ を用いて、モード依存性損失係数 $r(m)$ も次式から求められる。

$$r(m) = -\frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial m} \left[m d(m) \frac{\partial E}{\partial m} \right] \quad (4.43)$$

本測定法によればモード結合係数およびモード依存性損失係数が同時に測定可能であり、また原理的にはモードパワー分布が定常状態に達しないような短尺光ファイバにおける測定も可能である。しかしながら、グレーデッド形光ファイバに対しては現在のところパルス応答波形

をモード群毎に分離する技術が確立されていないので、本方法を適用することは難しい。

4.3—3 測定例

以上述べた2つのモード結合係数測定法を用いた多モード光ファイバのモード結合係数の測定結果を示し^{[22],[24]}両測定法の比較を行う^[23]。被測定光ファイバはコア直径 $60\ \mu\text{m}$ 、比屈折率差 0.7% のナイロン被覆を施したステップ形光ファイバであり、ファイバ長は $8.5\ \text{km}$ (接続点を含まない) の長尺光ファイバである。図4-1には $8.5\ \text{km}$ 伝搬後の出射ファースフィールド分布 $Q(\theta)$ を実線で、またモードパワー分布 $P(\theta)$ を破線で示している。なお横軸は空気中での光ファ

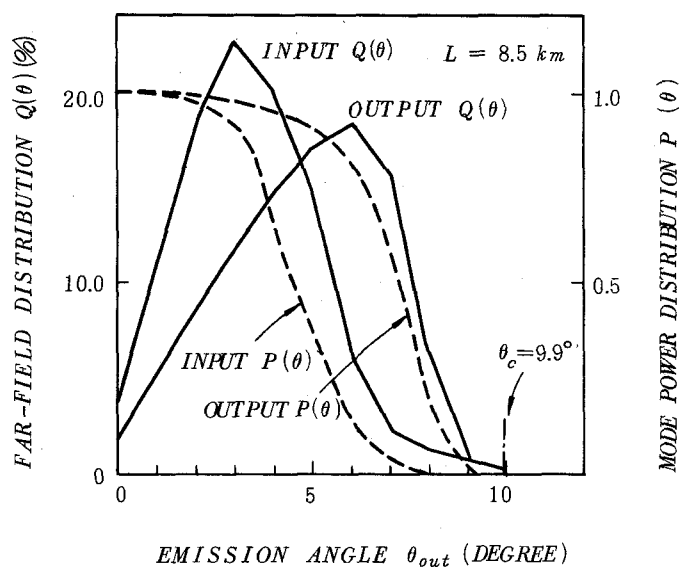


図4-1 ファースフィールド分布とモードパワー分布

イバ出射角度である。ファースフィールド分布の測定は光ファイバ出射角度で 1° 毎のモード群に分離可能な空間フィルタを用いて、ファースフィールド分析法によって行い、光源には波長 $0.82\ \mu\text{m}$ の GaAs 半導体レーザを用いた。このモードパワー分布は入射モードパワー分布の変化に対しても一定であったことから、定常モードパワー分布であることが確認された。したがってモード結合係数はこの定常モードパワー分布を用いて式(4.37)から算出することができ、

図 4-2 にはその結果を示す。なお本計算では式 (4.37) 中の定常状態の損失 η_0 は構造不完全

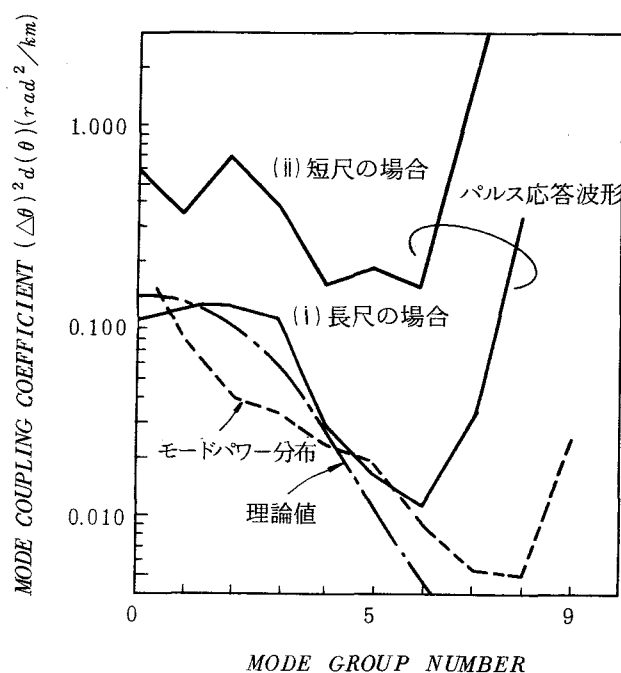


図 4-2 モード結合係数

性による損失にナイロン被覆による損失増加分を加えた値 3.0 dB/kmとし、モード依存性損失係数 $r(m)$ は零とした。なお、構造不完全性による損失は、損失の波長依存性曲線を λ^{-4} に対してプロットし、 $\lambda \rightarrow \infty$ として得た値とした⁽⁷⁵⁾。図 4-2 の縦軸は $(\Delta\theta)^2$ (ただし、 $\Delta\theta = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi a n_1}}$) で規格化したモード結合係数 $(\Delta\theta)^2 d(\theta)$ を示している。

次にこの測定結果をパルス応答波形から算出する方法により得られた値と比較する。後者による方法では、次に示すような被測定光ファイバが長尺の場合(i)と短尺の場合(ii)の2通りについてモード結合係数の測定を行った。

(i) 長尺光ファイバの場合：ファイバ長 $L = 8.5$ km および 8.0 km。

(ii) 短尺光ファイバの場合： $L = 0.5$ km および 0.3 km。

図 4-3 にはその測定系を示す。光源には波長 0.82 μm 、パルス半値幅 400 ps のパルス駆動 GaAs 半導体レーザを用いた。出力パルス応答波形は空間フィルタによって出射角

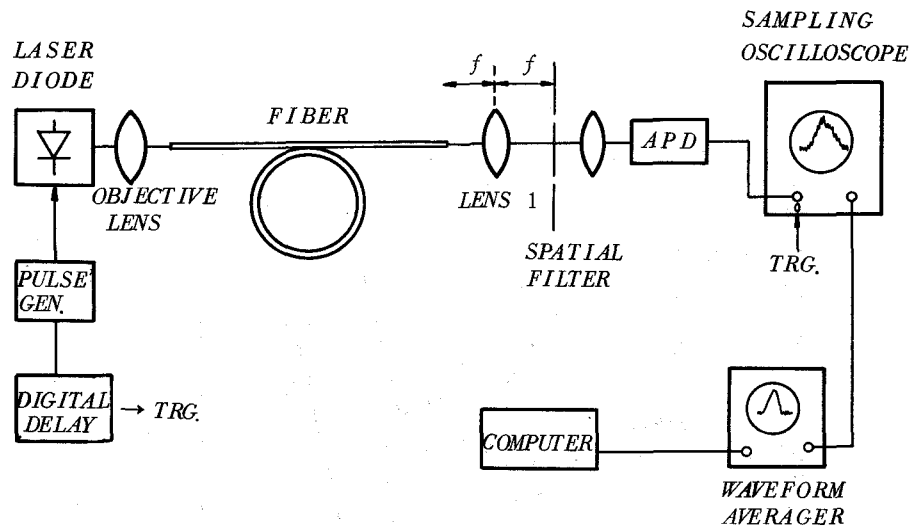


図 4-3 ファーフィールド分布の測定系

度で 1° 毎のモード群に分離して S_1 -APD で検出した。さらにサンプリングオシロスコープに表示したパルス応答波形をアベレージャで S/N 比を改善した後、ミニコンピュータに入力しパルス応答波形のエネルギーおよび重心時間を計算した。図 4-4 (a) および (b) はそれぞれ (i) の長尺光ファイバおよび (ii) の短尺光ファイバのモード群パルス応答波形の重心時間 M_1/E を示している。この各モード群パルス応答波形の重心時間およびエネルギーの測定値を用いて式 (4.41) より計算したモード結合係数を図 4-2 中の実線で示す。(i) の長尺光ファイバの場合のパルス応答波形から得られた曲線と定常モードパワー分布から求めた曲線を比較すると、6 次以下のモード群では比較的良く一致しているが高次モードでの差が大きい。最高次モード群近傍ではモードパワーが小さく重心時間の測定精度が劣化するため、いずれの測定法においてもモード結合係数の精度は劣化するものと考えられる。また (ii) の短尺光ファイバの結果は (i) および定常モードパワー分布から得られた結果と比較して大きな差が見られる。パルス応答波形から算出する方法では式 (4.41) 中に $\partial (M_1/E) / \partial \theta$ 即ち重心時間の出射角度に対する変化分を含んでいるため、モード群パルス応答波形の重心時間を正確に測定する必要がある。しかしながら (ii) の短尺光ファイバを用いた場合には、低次モード側で隣り合うモード群間の重心時間差が 10 ps 程度と小さいため、本測定系では十分な測定精度が得られていない。

以上の結果から、いずれの測定法においても最高次モード群近傍ではモードパワーが小さい

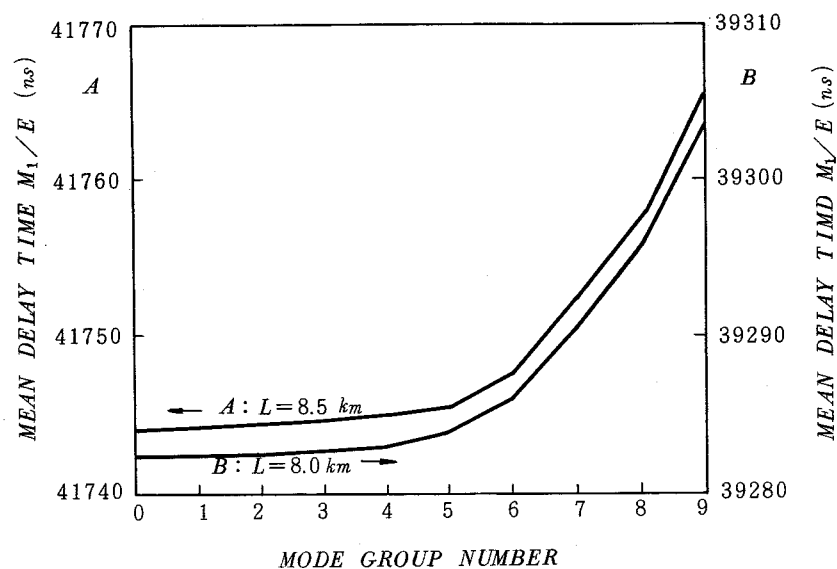


図 4-4(a) モード群パルス応答波形の重心時間

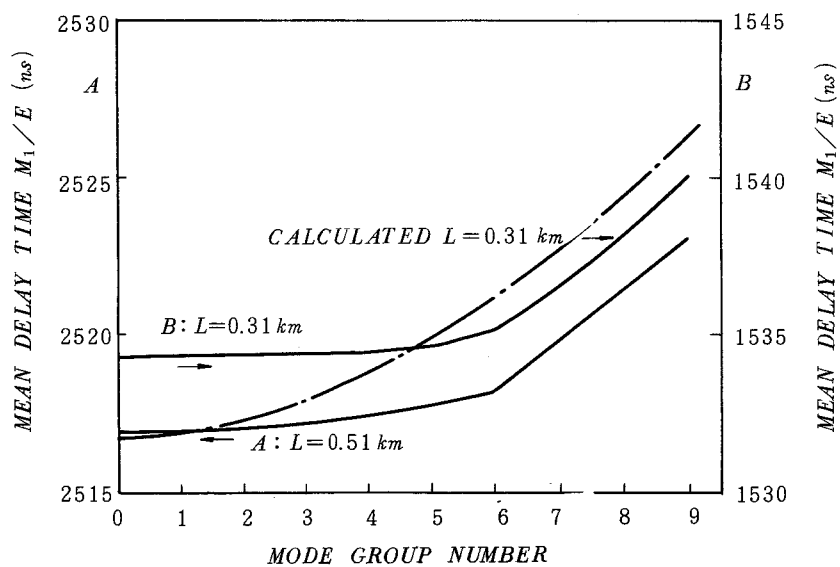


図 4-4(b) モード群パルス応答波形の重心時間のモード依存性

ため低次モードに比べて測定精度が劣化すること，またパルス応答波形から算出する方法にお

いては被測定光ファイバ長を比較的長くとる必要があることがわかった。

図4-2より得られたモード結合係数は、低次モード側で急激に増大しており、また最高次モード群近傍でも増加する傾向が見られる。このモード結合の要因については次節で詳細に議論するが、モード結合の影響はモード群パルス応答波形の重心時間にも顕著に表われている。図4-4(b)中の一点鎖線はモード結合がない場合の各モード群の群遅延時間の理論値であり、式(2.87)において $\alpha \rightarrow \infty$ として得られたものである。 $L = 0.31 \text{ km}$ における測定値に比べて低次モードと高次モード間の群遅延時間差が小さくなっており、モード結合によって各モードの群遅延時間が平均化されていることがわかる。

4.4 光ファイバケーブルのモード結合

4.4-1 ケーブル化工程における変化

本節では、MCVD法で作製したステップ形およびグレーデッド形光ファイバのケーブル化工程におけるモード結合係数の変化について述べる。

先ずステップ形光ファイバについて、モード結合係数をケーブルに至るまでの次の3段階で同一ファイバにおいて測定した結果を示す⁽²⁵⁾。

- (i) 光ファイバ素線：ウレタンプライマリコートを塗布し、シリコンゴムの緩衝層を被覆した段階。ファイバ長 $L = 1.9 \text{ km}$ 。
- (ii) 光ファイバ心線：ナイロンの2次被覆を施した段階。 $L = 1.8 \text{ km}$ および 1.2 km 。
- (iii) ケーブル：8本の光ファイバをテンションメンバを中心として螺旋状に撚って集めた段階。ただし外被は被覆していない。 $L = 1.0 \text{ km}$ 。

これらの光ファイバおよびケーブルの構造パラメータの詳細は表4-1に示す。なお測定時にはいずれの光ファイバも直径30 cmのドラムに比較的ゆるく巻いた。

モード結合係数の測定は定常モードパワー分布から算出する方法によった。光源には波長 $0.799 \mu\text{m}$ のクリプトンレーザを、受光素子にはSi-PIN

表4-1 ステップ形光ファイバおよびケーブルのパラメータ

コア直径	64 μm
外径	152 μm
比屈折率差	0.7 %
心線外径	0.7 mm
ケーブル外径	8.4 mm
ユニットテンションメンバ外径	1.5 mm
心線撚りピッチ	200 mm

ダイオードを使用した。本被測定ファイバでは出力モードパワー分布は入射条件の変化に対して一定でないことから、定常状態に達していないことがわかった。そこで節 3.1-1 で述べたように入射端においてレンズの NA および入射角度を適当に選択することによって、入射モードパワー分布と一致する出射分布を得、これを定常モードパワー分布と見なすという方法を採用した。図 4-5 には、(i), (ii) および (iii) の段階において測定した定常モードパワー分布を示す。

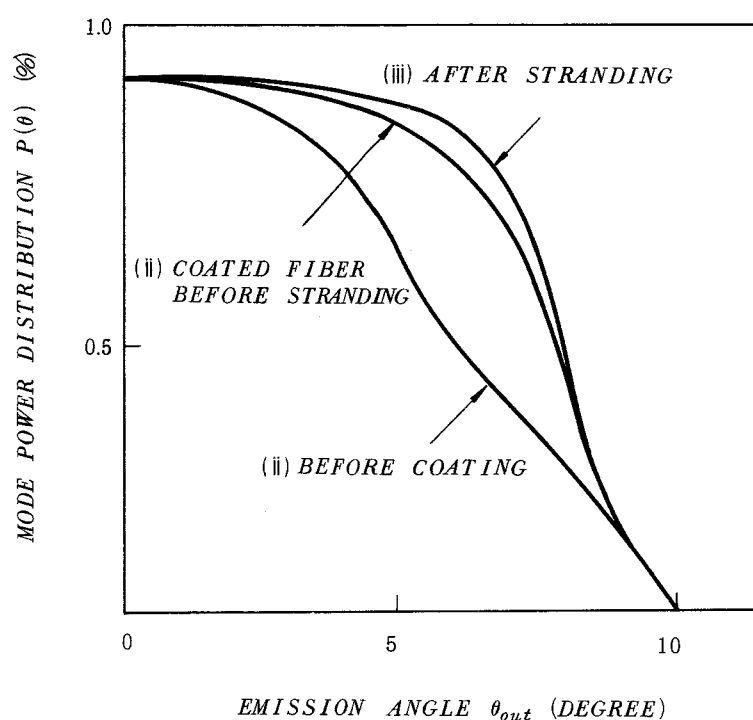


図 4-5 ケーブル化工程でのモードパワー分布の変化

光ファイバ素線では低次モードのパワーが高次モードのパワーに比較してかなり強勢であるが、一方光ファイバ心線では高次モードのパワーが増大し、ケーブルにおいてさらに増加する傾向が見られる。集合化後の光ファイバでは定常モードパワー分布は全導波モードのパワーがほぼ等しい状態に近づいている。図 4-6 にはこれらの定常モードパワー分布を用いて式 (4.37) から算出したモード結合係数を示す。なお式 (4.37) 中の定常状態の損失 η_0 は表 4-2 に示す付加損失の測定値とし、モード依存性損失係数 $r(m)$ は 0 としている。光ファイバ素線における付加損失の値は、レーリ散乱損失以外の構造不完全性にかかる損失とし、光ファイバ心線およびケーブ

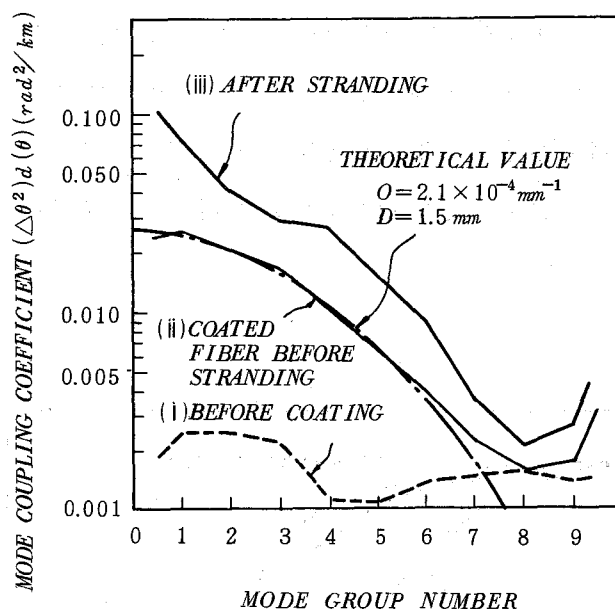


図 4-6 ケーブル化工程でのモード結合係数の変化
(ステップ形光ファイバの場合)

表 4-2 ステップ形光ファイバのケーブル化工程における
3 dB 帯域と損失の変化

	3 dB 帯 域 幅			付 加 損 失	
	測 定 値		理 論 値	測 定 値	理 論 値
	実 測 値	$L^{-0.7}$ 換 算 値			
ファイバ素線	15.0 MHz · 1.9 km	33.5 MHz · km	(26.3 MHz · km) 15.5 MHz · 1.9 km	0.50 dB/km	0.50 dB/km
ファイバ心線	29.0 MHz · 1.8 km 38.0 MHz · 1.2 km	43.8 MHz · km 43.2 MHz · km	(34.5 MHz · km) 22.5 MHz · 1.8 km 30.0 MHz · 1.2 km	0.90	0.90
ケ ー ブ ル	54.0 MHz · km	54.0 MHz · km	39.5 MHz · km	1.39	1.40

ルでの値はこれにそれぞれの工程で生じた損失増加分を加えたものとした。図 4-6 より, (i)の光ファイバ素線ではモード結合係数は全導波モードにわたってほぼ等しいが, 光ファイバ心線では第 6 次モード群以下の低次モードにおける値が著しく増加していることがわかる。例えば, 第 1 次モード群の値は光ファイバ素線の約 10 倍増大している。一方最高次モード群近傍にお

いては、光ファイバ素線および心線の間ではほとんど変化が見られない。このことから、低次モードにおける増加はナイロン被覆時に生じたものであり、最高次モード群近傍におけるモード結合はファイバ素線の構造不完全性等の原因によるものといえる。次にケーブルにおいては、6次以下の低次モードで集合化前の光ファイバ心線の約2倍増加しており、一方最高次モード群近傍における値にはほとんど変化が見られない。また光ファイバ素線のモード結合係数と比較したとき、ケーブルでは第4次以下の低次モードでは約15倍以上増大していることがわかる。

次に光ファイバ心線におけるモード結合係数の測定値を理論値と比較する。いまモード結合要因をナイロン被覆によって生ずるランダムな曲りであると仮定したとき、 α 乗屈折率分布を有する光ファイバではモード結合係数 $d(\alpha, m)$ は次式で表わされる^[94]。

$$d(\alpha, m) = \frac{1}{8} (n_1 k a)^2 [m/M]^{4/(\alpha+2)} C(\Delta\beta) \quad (4.44)$$

ここで $C(\Delta\beta)$ はランダム曲りの曲率のパワースペクトラムであり、 $\Delta\beta$ は主モード次数 m と $(m \pm 1)$ のモード間の伝搬定数の差であり、次式で与えられる。

$$\Delta\beta = 2\Delta kn_1 \frac{\alpha}{\alpha+2} m^{(\alpha-2)/(\alpha+2)} / M^{2\alpha/(\alpha+2)} \quad (4.45)$$

また M は式(2.82)で与えられる最大主モード次数である。いまランダム曲りの自己相関関数 $R(u)$ が次式のようなガウス形であると仮定する^{[25], [110]}。

$$R(u) = \bar{\sigma}^2 \exp[-(u/D)^2] \quad (4.46)$$

ただし $\bar{\sigma}$ および D は、それぞれ曲率の標準偏差値および相関長を表わす。式(4.45)および(4.46)を用いてパワースペクトラム $C(\Delta\beta)$ は式(4.15)から得られる。

$$C(\Delta\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} R(u) e^{-j\Delta\beta u} du = \sqrt{\pi} \bar{\sigma}^2 D \exp[-(\Delta\beta D/2)^2] \quad (4.47)$$

上式を式(4.44)に代入すると $d(\alpha, m)$ は次のように書き換えられる。

$$d(\alpha, m) = \frac{\sqrt{\pi}}{8} \bar{\sigma}^2 D(n_1 k a)^2 (m/M)^{4/(\alpha+1)} \exp \left\{ -\frac{\Delta}{a^2} \frac{\alpha}{\alpha+2} D^2 (m/M)^{(2\alpha-4)/(\alpha+2)} \right\} \quad (4.48)$$

上式においてステップ形光ファイバの場合には $\alpha \rightarrow \infty$ として,

$$d(\infty, m) = \frac{\sqrt{\pi}}{8} \bar{\sigma}^2 D(n_1 k a)^2 \exp \left\{ -\frac{\Delta}{a^2} D^2 (m/M)^2 \right\} \quad (4.49)$$

が得られる。

一般にモード結合は、 $2\pi/\Delta\beta$ を周期とするゆらぎが存在するとき式(4.16)の位相整合条件を満たすモード間に強く生ずる。通常が多モードステップ形光ファイバでは、 $2\pi/\Delta\beta$ の値は式(4.45)よりmmオーダーとなることから、ランダム曲りにおいてモード結合に寄与するのはmmオーダーのゆらぎであることがわかる。図4-6の一点鎖線は式(4.49)において $D=1.5$ mm, 曲率の標準偏差値 $\bar{\sigma}$ を $2.1 \times 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$ としたときの理論値であり、光ファイバ心線におけるモード結合係数の測定値と極めて良く一致している。このことから、ナイロン被覆によって生ずる曲りは主にmmオーダーのゆらぎを含んだものであるといえる。また $\bar{\sigma}$ は mm^{-1} オーダーであることから、ランダム曲りの曲率半径は数 m 程度であると推定される。一方ケーブルにおけるモード結合係数の増加は、このランダムな曲りにさらに撚りによる一様な曲りや押え巻きによって生ずる側圧の影響が加わったことによるものと考えられる。また光ファイバ素線では、光ファイバ製造時に生ずるコア・クラッド境界面のゆらぎが存在するが、このゆらぎの周期の主成分は数10 cm程度のものと考えられるので、主モード次数の異なるモード間の結合に寄与するよりもむしろ同一主モード次数をもつモード群内のモード結合を生じさせるものである。

次にグレーデッド形光ファイバについて、モード結合係数をケーブルに至るまでの次の3段階で同一光ファイバにおいて測定した結果を示す^{21), 26), 27)}。

- (i) 光ファイバ素線：ファイバ長 $L=10.2 \text{ km}$ (ただし接続点を含まず)。
- (ii) 光ファイバ心線： $L=9.7 \text{ km}$ および 1 km 。
- (iii) ケーブル： $L=0.94 \text{ km}$ 。

本ケーブルは、6本の6心ユニットを中心テンションメンバの周りに撚った構造をもつ24心ケーブルであり、9.7kmの光ファイバ心線を切断した9本のグレーデッド形光ファイバ心線を

含んでいる。これらの光ファイバおよびケーブルのパラメータの詳細は表4-3に示す。なお本被測定光ファイバは、図4-7に示す波長依存性損失からわかるように波長 $1.3\mu\text{m}$ および $1.5\mu\text{m}$ 近傍で 1 dB/km を下回り、また構造不完全性による損失も 0.1 dB/km と小さい最近の低損失ファイバの典型的なものである。

表4-3 グレーデッド形光ファイバおよび
ケーブルのパラメータ

コア直径	51 μm
外径	125 μm
比屈折率差	1.0 %
屈折率分布パラメータ α	1.92
心線外径	0.9 mm
ケーブル外径	18.7 mm
ユニットテンションメンバ外径	1.5 mm
中心テンションメンバ外径	5.5 mm
心線撚りピッチ	200 mm
ユニット撚りピッチ	300 mm

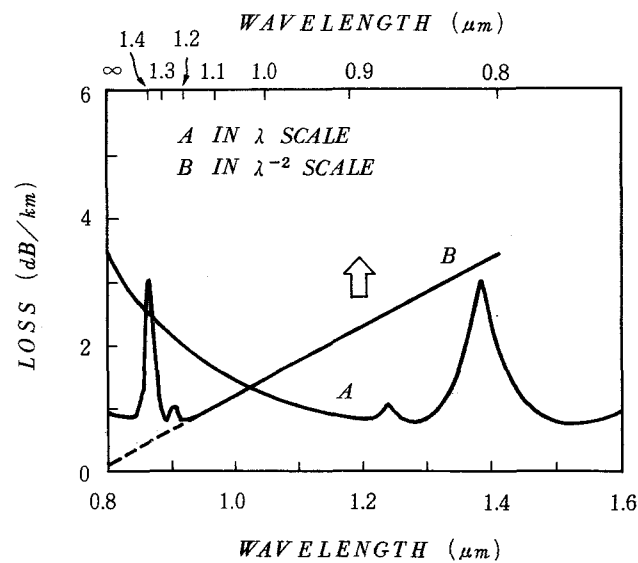


図4-7 損失の波長依存性

モード結合係数の測定は、ステップ形光ファイバの場合と同様に定常モードパワー分布から算出する方法によった。ただしグレーデッド形光ファイバで直接測定できるのはファーフールド分布であり、モードパワー分布は得られたファーフールド分布を用いてMFF法(Modified Far-Field Analysis Method)⁽¹⁹⁾により求めなければならない。図4-8には空間フィルタを用いたファーフールド分布の測定系を示しており、光源および受光素子にはそれぞれ波長 $1.27\text{ }\mu\text{m}$ のInGaAsP半導体レーザおよびGe-PINダイオードを使用した。(i), (ii)および(iii)の

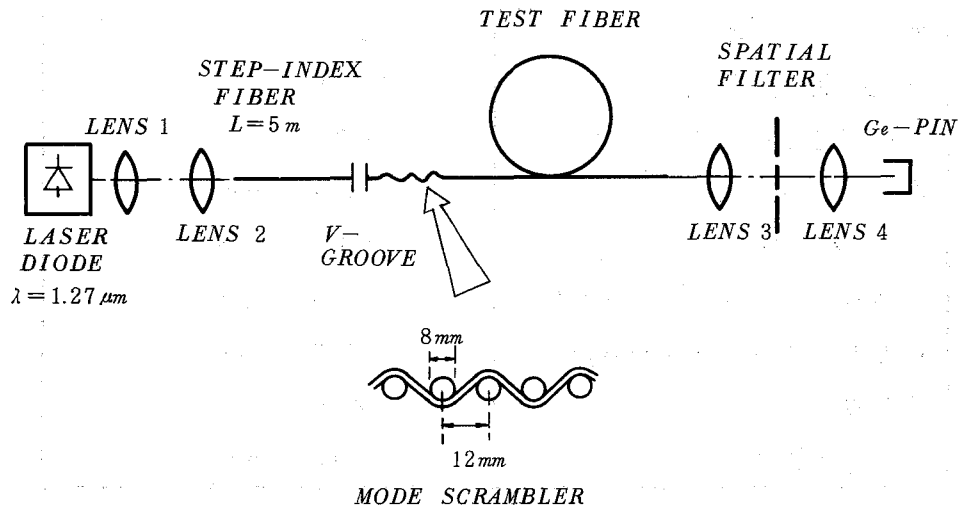


図4-8 モードスクランブラを用いたファーフールド分布の測定系

いずれの場合も被測定光ファイバの出射端におけるファーフールド分布は定常状態に達していなかったため、ステップ形光ファイバの場合と同様に入射条件を制御することによって得られる出射ファーフールド分布の中で入射分布と一致するものを定常状態におけるファーフールド分布と見なした。入射条件の制御は図4-8中に示すモードスクランブラ⁽¹¹¹⁾によって入射端直後に曲げを与え、その曲げ回数およびピッチを変化させ、さらにレンズ2のNAを適当に選択することによって行った。なお、入射条件の再現性を得るために、光源と被測定光ファイバの結合はファイバ長5 mの多モードステップ形光ファイバ(コア直径 $50\text{ }\mu\text{m}$, $\Delta = 1\%$)を用い、V溝によって被測定光ファイバを接続した。これによって被測定光ファイバに励振されるモードパワー分布の入射端での光ファイバの軸ずれの影響を極めて小さく抑えることができる。⁽¹¹²⁾

図4-9はレンズ2のNAを0.1、モードスクランブラの曲げ回数を9としたときの光ファイバ素線における出射端($L = 10.2\text{ km}$)および入射端($L = 2\text{ m}$)のファーフールド分布 $Q(\theta)$

をファイバ端面における出射角度に対して示したものである。両分布は極めて良く一致していることから定常状態におけるファーフールド分布と見なすことができる。一方図4-10は

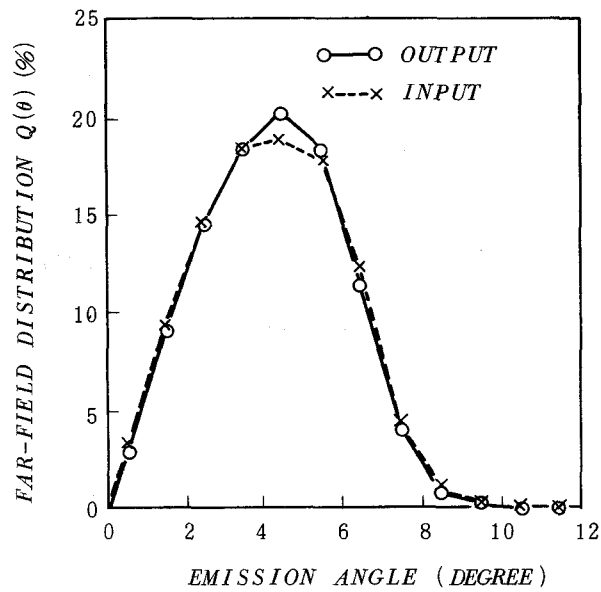


図4-9 入射および出射ファーフールド分布

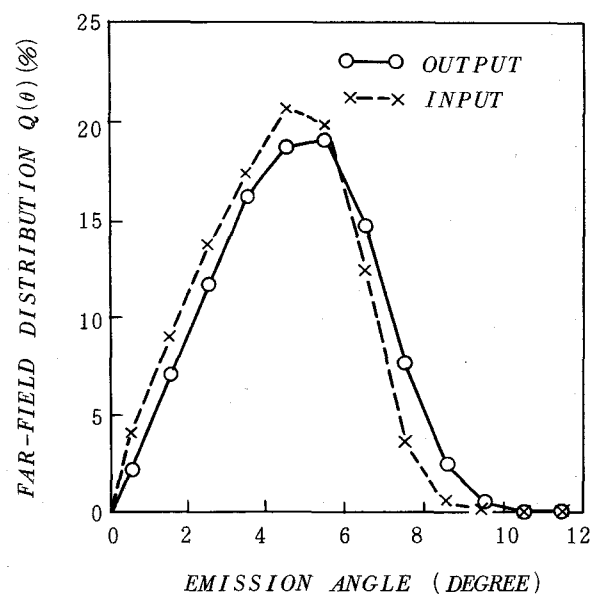


図4-10 入射および出射ファーフールド分布

入射および出射のファーフールド分布が異なる場合の例であるが、レンズNAを、0.2 モードスクランブラの曲げ回数を3とした場合に得られたものである。図4-9および10の測定結果から、本モードスクランブラによる入射条件の制御性は十分に得られていることがわかる。また(iii)の光ファイバ心線および(iii)のケーブルにおける定常ファーフールド分布の測定も同様の方法によって測定した。

次に定常モードパワー分布は測定した定常状態のファーフールド分布から、グレーデッド形光ファイバのモード分析法であるMFF法を用いて数値計算によって求めることができる。ここで得られたファーフールド分布は図4-8の測定系に示したように光ファイバの出射端面および空間フィルタがそれぞれレンズ2の焦点面にあることから、フラウンホーファ回折場になっている。したがってファーフールド分布 $Q(\theta)$ と主モード次数 m を関数とするモードパワー分布 $P(m)$ との間には、

$$[Q_i] = [T_{ij}] \cdot [P_j] \quad (i, j = 1, 2, \dots, M+1) \quad (4.50)$$

が成り立つ¹⁹⁾。ただし $[Q_i]$ および $[P_j]$ はそれぞれ $Q(\theta)$ および $P(m)$ を要素とする列ベクトルであり、 $[T_{ij}]$ は式(3.46)で与えられる変換行列である。図4-11には、図4-9に示したファーフールド分布のデータを用いて式(4.50)を数値的に解くことによって求めたファイバ

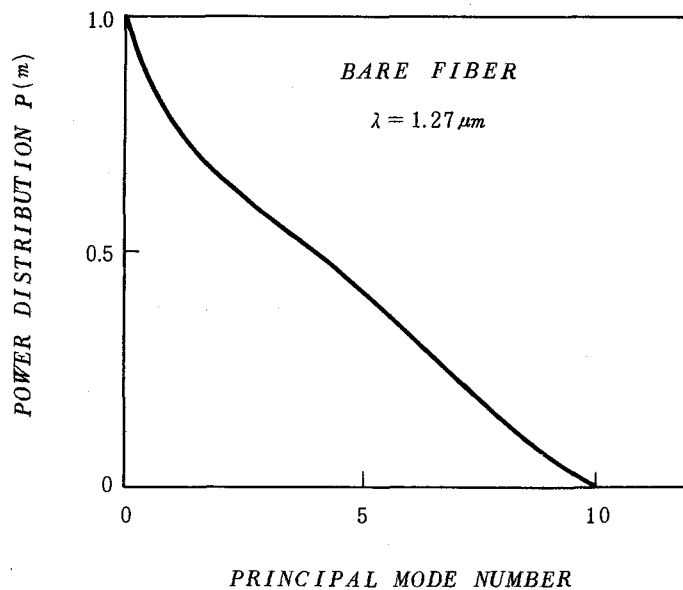


図4-11 光ファイバ素線の定常モードパワー分布

素線の定常モードパワー分布を示す。なお変換行列 $[T_{ij}]$ の導出にあたっては、同一モード群内のモードパワーは均等であると仮定した。図4-11よりモードパワー分布 $P(m)$ は m の増加に伴ってほぼ直線的に減少していることがわかる。また図4-12には9.7kmの長尺光ファイバ心線において測定した定常モードパワー分布を示しており、また図4-13にはケーブルにおいて得られた定常モードパワー分布の一例を示している。なお同一ケーブル内の他の8本の光ファイバの定常モードパワー分布もほぼ等しい分布であった。図4-12の光ファイバ心線の定常モードパワー分布は、図4-11の光ファイバ素線の分布と比べて比較的高次モードのパワーが減少しており、ナイロン被覆の影響が現われている。一方ケーブルと光ファイバ心線のモードパワー分布の間には顕著な差が見られない。

ここで注意すべき点は、本MFF法に基づくモードパワー分布算出法が厳密には放物形光ファイバに適用できるものであり、屈折率分布が放物形光ファイバからずれたようなグレーデッド形光ファイバに対しては誤差が生ずるという点である。図4-14には本被測定グレーデッド形光ファイバの屈折率分布を反射法⁽¹¹³⁾によって測定した結果を示しているが、これを α 乗屈折率分布で近似したときの屈折率分布パラメータ α は1.92である。したがってこれによって生ずるモードパワー分布の誤差は図3-11より約6%と見積ることができ、本モード分布結果は実用上十分な精度を有していることが確かめられる。

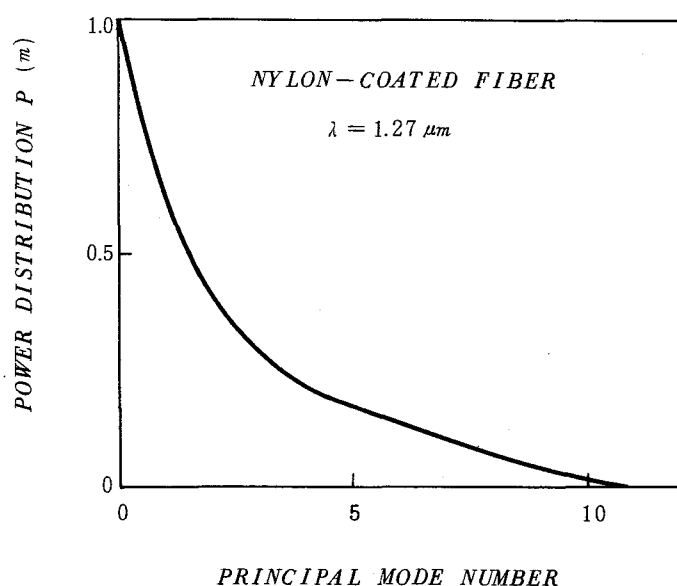


図4-12 光ファイバ心線の定常モードパワー分布

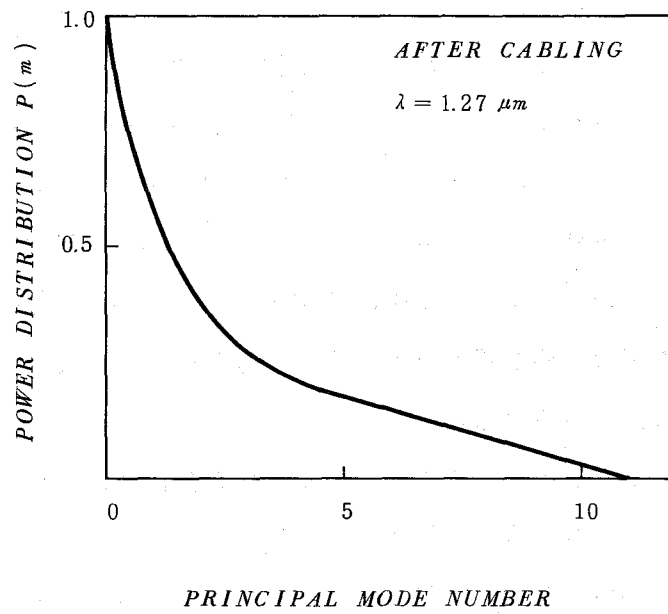


図 4 - 13 ケーブルの定常モードパワー分布

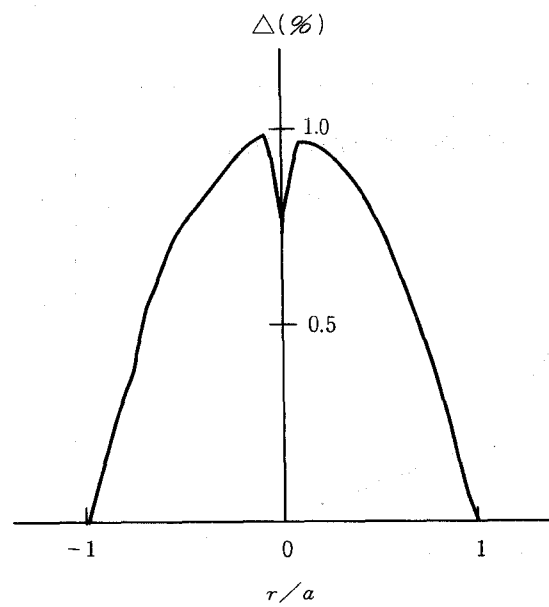


図 4 - 14 屈折率分布

次に、これらの定常モードパワー分布を用いて式(4.37)よりモード結合係数を算出する。
なお計算では式(4.37)中のモード依存性損失 $r(m)$ は

$$r(m) = \begin{cases} 0 & 0 \leq m < M \\ r_0 (\neq 0) & m = M \end{cases} \quad (4.51)$$

と仮定し、また定常状態の損失 η_0 の値としては、光ファイバ素線に対しては図4-7から読み取られる構造不完全性に起因する損失 0.10 dB/km を仮定し、光ファイバ心線およびケーブルではこの値に表4-4に示すそれぞれの付加損失 0.01 dB/km および -0.05 dB/km を加えた値とし

表4-4 グレーデッド形光ファイバのケーブル化工程における
3 dB 帯域幅と損失の変化

	3 dB 帯 域 幅			付 加 損 失	
	測 定 値		理 論 値	測定値	理論値
	実 測 値	換 算 値			
ファイバ素線	150 MHz・10.23 km	—————	146 MHz・10.23 km	0.10	0.10
ファイバ心線	161 MHz・9.74 km	154 MHz・10.23 km	150 MHz・10.23 km	0.11	0.12
	1332 MHz・1.02 km	1359 MHz・km	1223 MHz・km		
ケ ー ブ ル	1430 MHz・0.94 km	1344 MHz・km	1220 MHz・km	0.06	0.07

た。図4-15には、以上得られた光ファイバ素線、光ファイバ心線およびケーブルにおけるモード結合係数を示す。図より、光ファイバ心線では光ファイバ素線に比べて高次モード側での値の増加が見られ、主モード次数に対してほぼ直線的に増加する傾向が見られる。またケーブルのモード結合係数は、光ファイバ心線の場合と比較してやや値が減少しているが、主モード次数 m に対する変化の傾向はほぼ等しい。同ケーブル中の他のグレーデッド形光ファイバのモード結合係数の中には、光ファイバ心線の値に比べてやや増加しているものも見られたが、全体としては僅かに減少する傾向があった。これは撚りによる一様曲りや押え巻きによる応力等のケーブル化時に光ファイバに加わる外的変動が、ほとんどモード結合に影響を与えていないことを意味している。実際本ケーブル構造の撚りピッチによって生ずる光ファイバ心線の曲り半径は約160 mm⁽¹¹⁴⁾と大きく、モード結合の要因としては隣接モード群間のモード結合よりもむしろ同一モード群内のモード結合に寄与するものであることから妥当といえる。このことは次節で述べる、ケーブル化による伝送帯域および伝送損失の変化が小さいことから裏付けられる。

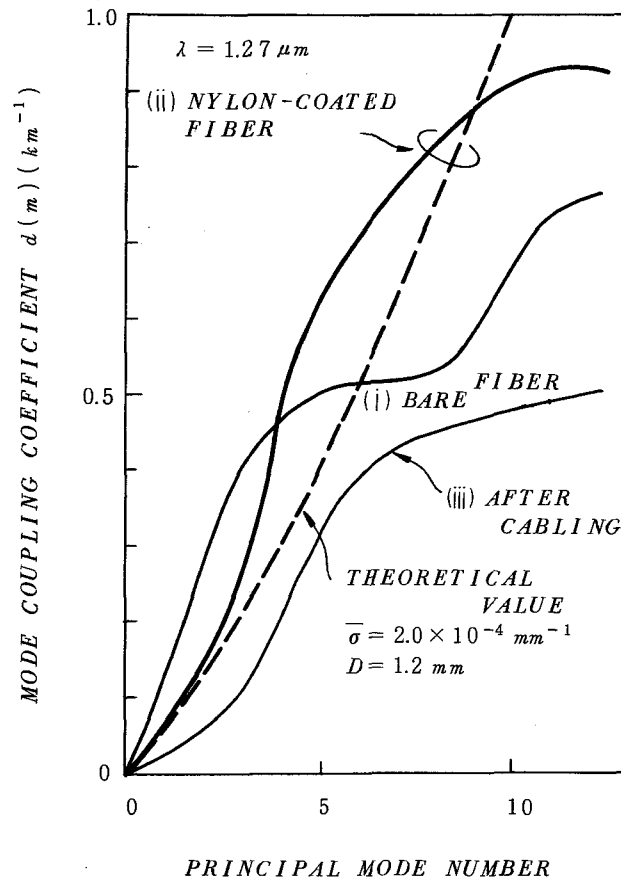


図 4-15 ケーブル化工程でのモード結合係数の変化
(グレーデッド形光ファイバの場合)

光ファイバ心線におけるモード結合係数の主モード次数 m に対する変化の傾向は、モード結合要因がランダム曲りであるとしたときのモード結合係数の理論式 (4.48) の傾向と良く一致するものである。すなわち、放物形光ファイバの場合 ($\alpha = 2$) には式 (4.48) は

$$d(2, m) = \frac{\sqrt{\pi}}{8} \bar{\sigma}^2 D (n_1 k a)^2 (m/M) \exp\left(-\frac{\Delta}{2a^2} D^2\right) \quad (4.52)$$

と書けることから、主モード数 m に対して直線となる。このように光ファイバ心線およびケーブルにおけるモード結合係数の主モード次数に対する変化の傾向が理論値の傾向と良く一致することから、光ファイバ心線の主なモード結合要因は、ステップ形光ファイバの場合と同様にランダム曲りであると考えられる。図 4-15 の破線は式 (4.48) において、ランダム曲りの相関長を 1.2 mm、曲率の標準偏差値 $\bar{\sigma}$ を $2 \times 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$ 、 α を 1.92 としたときの理論値であり、

光ファイバ心線の測定値と良く一致している。これらランダム曲りの推定値は前節で述べたステップ形光ファイバの結果とほぼ等しい。

図4-6のステップ形光ファイバおよび図4-15のグレーデッド形光ファイバのモード結合係数を比較したとき、次のような相違点が見られる。先ずモード結合係数の主モード次数に対する変化の傾向が異なる点である。ステップ形光ファイバでは、光ファイバ素線ではほぼ一様であり、光ファイバ心線およびケーブルでは m の増加に伴って減少しているのに対して、グレーデッド形光ファイバではいずれの場合にも m の増加に伴って増える傾向が見られる。さらにモード結合係数の値は、グレーデッド形光ファイバに比べてステップ形光ファイバの方が大きく、例えば光ファイバ心線では約 10^3 倍大きい。またグレーデッド形光ファイバではケーブル化工程における変化が比較的小さい。これらの相違点は式(4.49)および(4.52)からもわかるように屈折率分布の差からくるもの以外に、光ファイバおよびケーブル製造技術にも依存している。すなわち光ファイバ素線における構造不完全性による損失あるいは心線化やケーブル化時に生ずる損失増加が小さい場合には、当然モード結合の要因もそれだけ小さくなる。因みに構造不完全性による損失、心線およびケーブル化時の損失増加を本ステップ形とグレーデッド形光ファイバとで比較してみると、表4-2および4-4に示すようにいずれもグレーデッド形光ファイバの方が小さく、本グレーデッド形光ファイバの場合にはいわゆる低損失な光ファイバ製造技術およびケーブル化技術により、モード結合は極限に近いところまで低減化されたものといえる。

以上述べたケーブル化工程におけるステップ形およびグレーデッド形光ファイバのモード結合係数の定性的および定量的変化は、伝送特性とくに伝送帯域の変化をもたらすものであり、次節ではこれらについて検討する。

4.4-2 モード結合の伝送特性に及ぼす影響

本節では、ステップ形およびグレーデッド形光ファイバのケーブル化の各段階で生ずる、伝送帯域および伝送損失の変化とモード結合の関係を実験的および理論的に検討する。

表4-2には節4.4-1で述べたステップ形光ファイバのケーブル化の各段階で測定したベースバンド3 dB帯域幅を示す⁽²⁵⁾。3 dB帯域幅は比較のために、1 km当りに換算した値を併記する。なお、この換算は3 dB帯域幅 $f(3 \text{ dB})$ の距離 L に対する変化を

$$f(3 \text{ dB}) \propto L^{-\Gamma} \quad (4.53)$$

で近似し、ステップ形光ファイバでは Γ の値を0.7とした。表4-2より3 dB帯域幅の測定値は、ファイバ素線から心線、心線からケーブルの過程でいずれも約30%増加が見られる。また損失もそれぞれ0.40 dB/km, 0.47 dB/km増加しており、ケーブル化過程における3 dB帯域幅の増加と良く符合している。一方表4-2に示した3 dB帯域幅の理論値は、図4-6に示したモード結合係数の測定値を用いて式(4.26)の電力結合方程式を節4.2-3に述べた方法により数値計算で得た値である。なお式(4.27)中のモード依存性損失 r_m は、最高次モード以外($m < M$)の損失を零とし最高次モードの損失値は光ファイバ素線における定常状態の損失が0.50 dB/kmとなるように選んだ。このとき光ファイバ心線およびケーブルにおける定常状態の損失の計算値は表4-2に示すようにそれぞれ0.90 dB/km, 1.40 dB/kmとなり、実測値と極めて良く一致した。なお本計算に用いた入射モードパワー分布は実測値であり、一様分布に近いものである。また表より、3 dB帯域幅の理論値も実測値と同様にケーブル化によって増加する傾向を示しており、心線化および集合化の過程でそれぞれ31%, 11%増加している。

次にグレーデッド形光ファイバについて行った同様の検討結果について述べる^{(21), (26)}。表4-4には同じく節4.4-1で述べたグレーデッド形光ファイバのケーブル化の各段階で測定した3 dB帯域幅の測定値の1km当りの値への換算は、式(4.53)において Γ の値を長尺光ファイバの場合には0.9とし、1km前後の短尺光ファイバの場合には1.0として行った。これら Γ の値は節4.5-1に述べる本グレーデッド形光ファイバの3 dB帯域幅の距離依存性の測定結果に基づくものである。表4-4の3 dB帯域幅の理論値は、図4-15に示したモード結合係数の実測値を用いてステップ形光ファイバと同様の数値計算によって求めたものである。なお計算に用いた入射モードパワー分布は実測値であり、比較的低次モードが強い分布である。3 dB帯域幅は光ファイバ心線では素線に比べて2.7%増加しており、理論値の変化とも良く一致している。一方ケーブルでは光ファイバ心線に比べて3 dB帯域幅の測定値および理論値はいずれも僅かに減少している。3 dB帯域幅の増減は付加損失の増減と良く符合しており、理論的にはモード結合係数の変化によって説明できることがわかる。表4-4のケーブルに対する測定値は、同時に集合化した9本のグレーデッド形光ファイバの代表的な測定値であり、他の光ファイバについても3 dB帯域幅は全体として僅かに減少する傾向が見られた。ただし9本の光ファイバの測定値には若干のばらつきが見られ、3 dB帯域幅および伝送損失の変化率はともに±5%の範囲内にあった。また平均値でみると、3 dB帯域幅は1.1%, 伝送損失は0.06 dB/km減少しており、集合化による伝送特性の変化は非常に小さいが、伝送帯域および伝送損失ともに僅か

に減少することが確認された。

この結果をステップ形光ファイバのケーブル化の実験結果と比較してみると、ケーブル化の過程で生ずる伝送特性の変化はステップ形光ファイバに比べて小さいが、これはモード結合係数の変化の傾向とも合致するものである。ステップ形とグレーデッド形光ファイバのモード結合係数の主モード次数に対する変化の傾向が互いに逆であるにもかかわらず、いずれの場合にも伝送帯域および伝送損失の増減とモード結合係数の増減が符合していることは興味深い。この現象はモード結合係数の主モード次数依存性と入射モードパワー分布との関係によって決まるものと考えられる。例えば図4-6のステップ形光ファイバ心線およびケーブルのモード結合係数のように低次モード側で強勢な関数形の場合には、入射モードパワー分布から高次までのパワーが等しいような一様分布に対してはモード結合係数と伝送帯域幅の増減とは一致するが、逆に低次モードにパワーが極在しているような入射モードパワー分布の場合には、モード結合係数の増加とともに伝送帯域は減少することが理論的に確かめられた。一方、図4-15に示すようなグレーデッド形光ファイバのモード結合係数に対しては、低次モードが強勢な入射モードパワー分布のときには本理論計算結果が示すように、モード結合係数と3 dB帯域幅の増減とは一致するが、高次モードパワーが極在しているような入射モードパワー分布の場合には3 dB帯域幅の変化は逆の傾向を示す。このようにモード結合係数の関数形および強度と3 dB帯域幅の関係は入射モードパワー分布に依存するものであり、実際にケーブル化による3 dB帯域幅の増加および減少がモード結合係数の増減と対応するのは、入射モードパワー分布がステップ形光ファイバでは高次モードも比較的強勢であり、一方グレーデッド形光ファイバでは低次モードが強いためである。

4.5 接続点のない長距離光ファイバの伝送特性

4.5-1 伝送帯域の距離依存性

ファイバ長約10 Kmのステップ形およびグレーデッド形光ファイバを用い、3 dB帯域幅の距離に対する変化を実験的に検討した結果を示す。

図4-16はファイバ長8.5 Kmのステップ形光ファイバを順次切断して測定した3 dB帯域幅を距離に対してプロットしたものである^[7]。被測定光ファイバは節4.3-3のモード結合係数

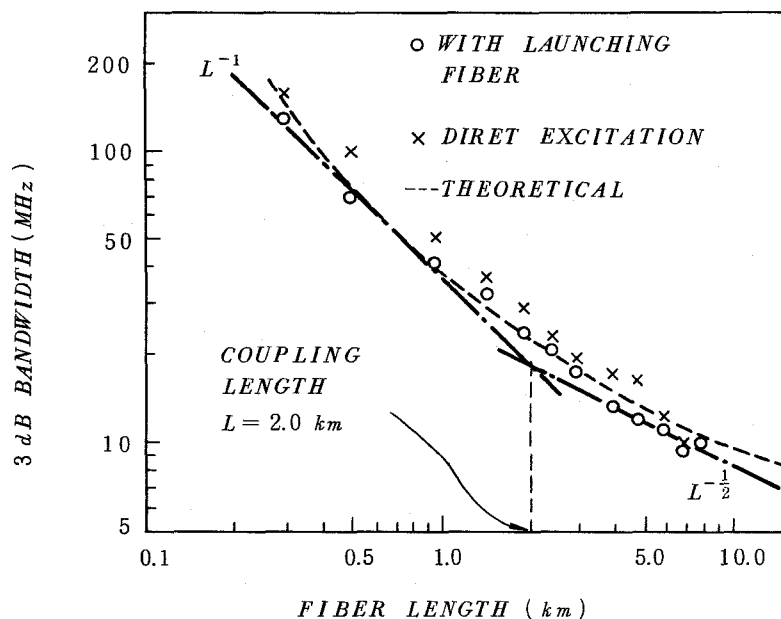


図 4-16 3 dB 帯域幅の距離依存性 (ステップ形光ファイバの場合)

の測定に用いたものであり、コア直径 $64 \mu\text{m}$ 、比屈折率差 0.7% のナイロン被覆を施した光ファイバ心線である。図中の○印はエッチング端面をもつ光ファイバを励振器として用いた場合⁽¹¹⁵⁾、×印は直接励振の場合の測定値である。前者は後者に比べて距離に対して比較的滑めらかに変化しており、入射条件の再現性が得られていることを示している。図より入射点直後 ($L < 0.5 \text{ km}$) では 3 dB 帯域幅は L^{-1} に比例して減少しており、 $L > 5.0 \text{ km}$ ではほぼ $L^{-0.5}$ 特性に移行している。また $0.5 < L < 4.0 \text{ km}$ では徐々に L^{-1} 特性から $L^{-0.5}$ 特性に移行しておりモード結合の影響が良く表われている。 L^{-1} および $L^{-0.5}$ の漸近線が交わる距離、いわゆる「結合長」と定義される距離⁽⁶⁾ は約 2 km と推定される。図中の破線は、図 4-2 に示した本被測定光ファイバ心線のモード結合係数を用いて得られた計算値である。理論値では $L > 4 \text{ km}$ においてはほぼ $L^{-0.5}$ 特性を示しており、結合長は 1.6 km となることから全体として測定値と良く一合している。理論値で $L < 1 \text{ km}$ で L^{-1} 特性より急峻な傾きになっているのは入射条件の影響が現われているためと考えられる。 $L = 8 \text{ km}$ における 3 dB 帯域幅の測定値は 10 MHz であり、一方理論値は 11 MHz となっており良い一致を示している。

次にグレーデッド形光ファイバに関する同様の実験結果を図 4-17 に示す^{(21), (27)}。被測定光

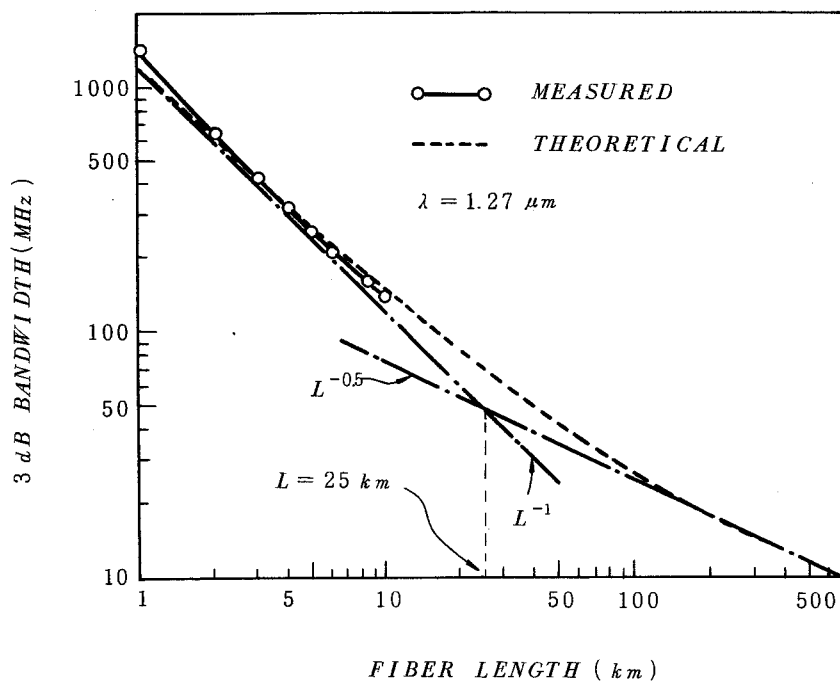


図 4-17 3 dB 帯域幅の距離依存性 (グレーデッド形光ファイバの場合)

ファイバは節 4.4-1 で用いたものと同一の光ファイバ心線であり、ファイバ長は 9.7 km である。式 (4.53) の 3 dB 帯域幅の測定値の $L^{-\Gamma}$ 表示における Γ の値は、入射点近傍の $1.1 \leq L \leq 2.1$ km では 1.15 であり、距離の増加とともに徐々に減少し $8.4 \leq L \leq 9.7$ km では 0.9 になっている。図中の破線は図 4-15 の本グレーデッド形光ファイバ心線のモード結合係数を用いて得られた理論値であり、測定値と良く一致している。理論値より結合長は 25 km、また $L^{-0.5}$ 特性に移行する距離、即ち時間的な定常状態^[116]に達する距離 200 km 以上と推定され、本グレーデッド形光ファイバのモード結合効果がかなり小さいことを表わしている。以上のステップ形およびグレーデッド形光ファイバの検討結果から、3 dB 帯域幅の距離に対する変化は、実測のモード結合係数を用いれば理論的に実用上十分な精度で推定できることがわかる。

次にモード結合が伝送帯域の距離依存性に及ぼす影響をステップ形とグレーデッド形光ファイバで比較してみると次のような相違点が明らかになる。グレーデッド形光ファイバのモード結合係数は節 3.2 で述べたようにステップ形光ファイバの約 $1/10^3$ 小さいことがわかったが、これが結果的にグレーデッド形光ファイバの結合長あるいは定常状態に達する距離がステップ形に比べてかなり長いことに表われている。この定常状態に達する距離、即ち 3 dB 帯域幅が

$L^{-0.5}$ 特性に移行する距離は、理論的にはモード結合係数の平方根の逆数に比例するという性質をもっており⁹⁶⁾、この理論予測とここで得られたステップ形とグレーデッド形の差はオーダ的にはほぼ妥当であるといえる。ここで述べたステップ形とグレーデッド形光ファイバの比較はあくまでもいくつかの実験結果に基づくものであり、十分な普遍性は持ち得ないかもしれないが、低損失な光ファイバおよびケーブル製造技術が確立された段階で得られたグレーデッド形光ファイバとそれ以前に製造されたステップ形光ファイバの典型的な例といえる。

4.5—2 伝送帯域の入射条件依存性

入射モードパワー分布によって伝送帯域や伝送損失が異なることは、多モード光ファイバ特有の現象である。ここでは前節で述べたグレーデッド形光ファイバを例に取り上げ、伝送帯域の入射条件依存性を数値的に検討した結果を述べる。

図4—18は種々の入射モードパワー分布に対する3 dB帯域幅を距離に対してプロットしたものである。計算に用いたモード結合係数およびベースバンド周波数応答の計算方法は前節と同

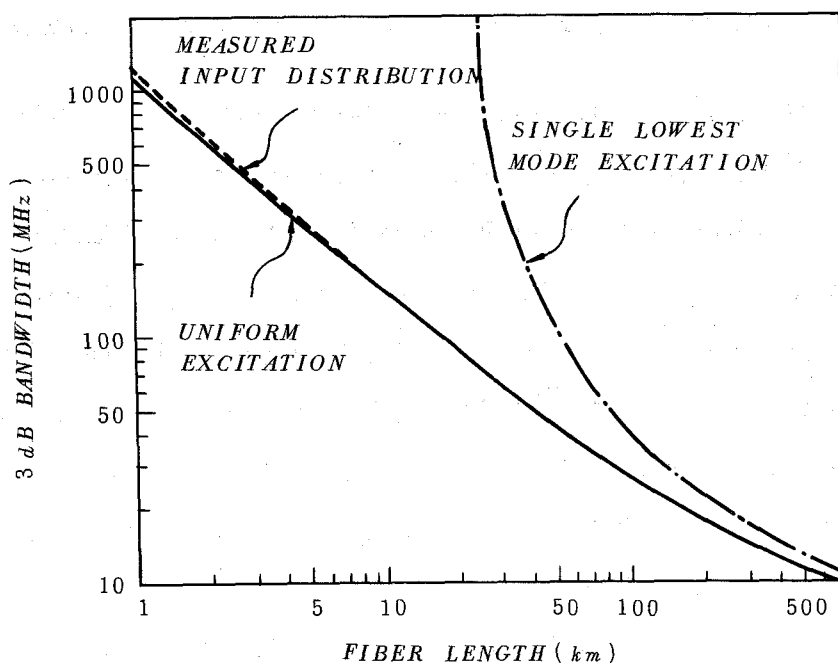


図4—18 3 dB帯域幅の距離依存性の入射条件による変化

じである。図中の一様励振は主モード次数に対するモードパワー分布が均一な場合である。この一様励振と最低次モード1個のみを励振した場合とを比較すると、 $L^{-0.5}$ 特性に移行する距離

は前者では約 200 km であるのに対して後者では 700 km 以上となっており、本グレーデッド形光ファイバでは入射条件の影響が長距離伝搬後にもかなり現われ得ることを示唆している。例えば $L = 50$ km における 3 dB 帯域幅はそれぞれ 42 MHz, 65 MHz とかなりの差がある。このような伝送帯域の入射条件に対する依存度は、当然光ファイバのモード結合の影響が小さくなるにつれて大きくなるものであり、したがって伝送帯域を一義的に測定するためには入射モードパワー分布を常に同一に保つことが必要となる。^{(111), (112), (115)}

4.5-3 パルス応答波形の距離依存性

周波数領域におけるインパルス応答を表わすのがベースバンド周波数応答であるのに対して、パルス応答波形は時間領域のインパルス応答を表わすものである。本節ではモード群毎に分離したパルス応答波形の距離に対する変化を実験的に検討し、定常状態において観察される特徴的な現象を明らかにする⁽¹⁷⁾。

被測定光ファイバは節 4.5-1 で述べたファイバ長 8.5 km のステップ形光ファイバ心線である。図 4-19 には、 $L = 0.5$, 2.9 および 8.5 km において測定したモードパワー分布を示す。距離の増加とともに高次モードのパワーが増大しており、 $L = 2.9$ km と 8.5 km の分布がほぼ等

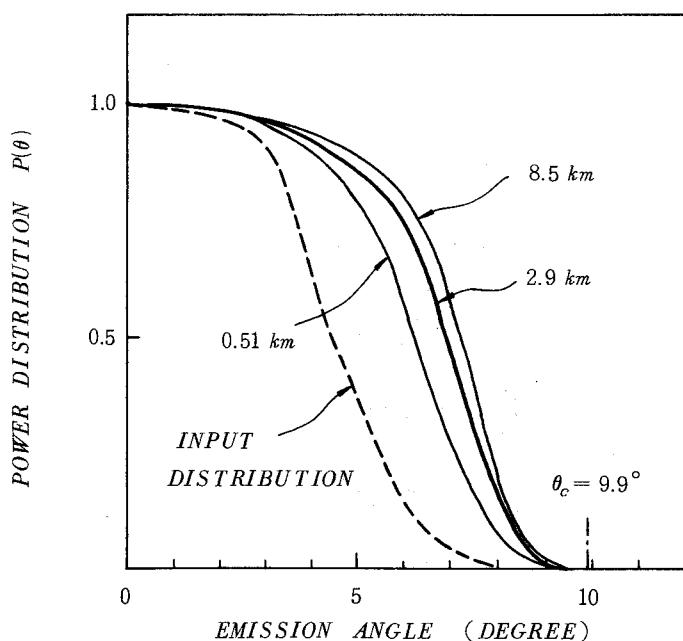


図 4-19 モードパワー分布の距離による変化

しくなっていることから、 $L = 2.9 \text{ km}$ においてほぼ「空間的な定常状態」に達しているといえる。図 4-20 にはモード群毎のパルス応答波形を示しており、図中の番号 n はファイバ出射角度 θ が $n^\circ \leq \theta \leq (n+1)^\circ$ なるモードを意味している。なお光源は波長 $0.83 \mu\text{m}$ ，パルス半値幅 400 ps のパルス駆動 GaAs 半導体レーザを用いた。 $L = 0.5 \text{ km}$ では $n \leq 6$ の低次モード群

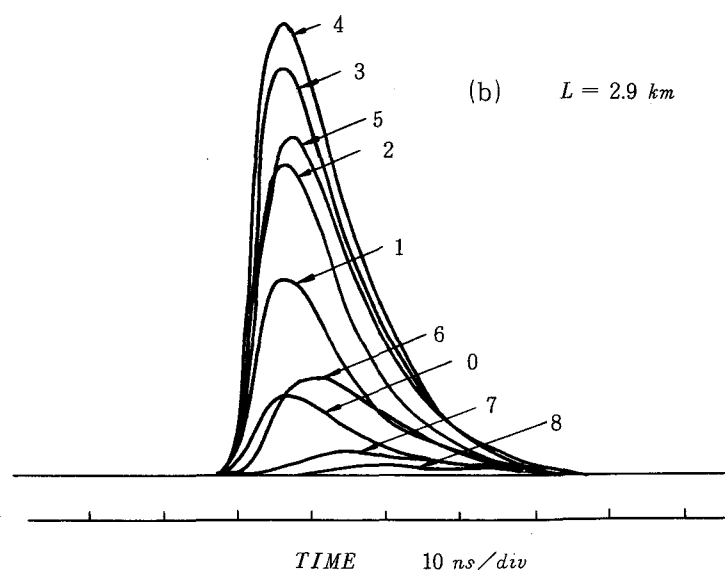
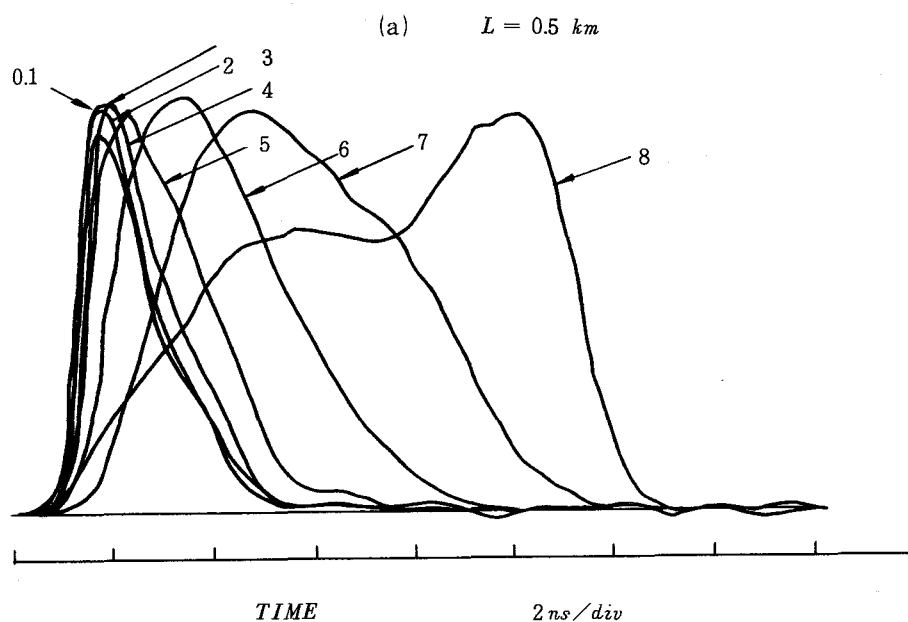


図 4-20 モード群パルス応答波形

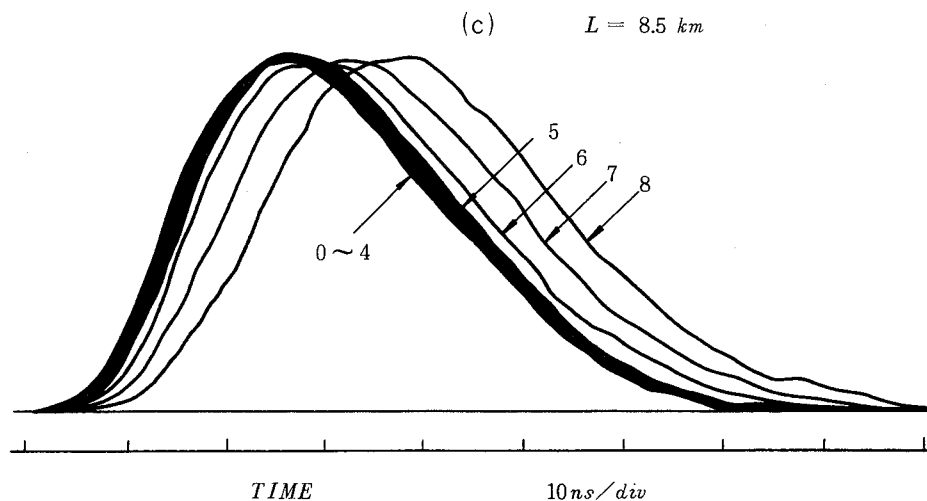


図 4-20 モード群パルス波形

波形と高次モード群波形の間に著しい差が見られる。一方 $L = 2.9 \text{ km}$ では各モード群波形は互いに相似形に近くなり、さらに 8.5 km では各モード群波形はほぼガウス形になっている。このパルス応答波形の遷移はモード結合効果によるものであり、いわゆる「時間的な定常状態」では各モードのインパルス応答波形がガウス形になるという理論検討結果^[116]を実験的に確認したものである。また時間的な定常状態においても、各モード間には一定の群遅延時間差が存在するという理論的予測^[116]も図 4-20 の $L = 8.5 \text{ km}$ のパルス応答波形から確認できる。この測定結果を節 4.5-1 の同一ステップ形光ファイバの 3 dB 帯域幅の変化と比較してみると、時間的な定常状態では $L^{-0.5}$ 特性になっており、一方空間的な定常状態では $L^{-0.7}$ 特性になっており $\Gamma = 0.5$ には至っていないことがわかる。

4.6 結 言

モード結合のある多モードステップ形およびグレーデッド形光ファイバの伝送特性を理論的および実験的に検討した。まず多モード光ファイバにおいて、長手方向の種々のランダムなゆらぎがある場合に生ずるモード結合が電力結合方程式によって記述されることを示し、その一厳密解法を示した。またモード結合を定量的に表わすモード結合係数の測定法として、定常モードパワー分布から算出する方法と、新たに開発したモード群毎のパルス応答波形から算出する方

法の 2 つを示し両者の比較検討を行った。

次にステップ形およびグレーデッド形光ファイバのケーブル化を行い、光ファイバ素線、心線およびケーブルの各段階でモード結合係数の測定を行った。その結果、モード結合係数はステップ形光ファイバでは低次モード側で強勢であるのに対し、グレーデッド形光ファイバでは高次モード側で大きくなることがわかった。また本ステップ形光ファイバでは、ケーブル化によってモード結合係数の増加が見られ、これに伴って伝送帯域および伝送損失の増加が見られた。一方極く最近の低損失グレーデッド形光ファイバでは、ケーブル化によるモード結合係数および伝送特性の顕著な変化は見られなかった。

最後に、接続点を含まない長尺光ファイバの 3 dB 帯域幅の距離依存性を調べた結果、グレーデッド形光ファイバの結合長は 25 km と長く、モード結合の影響が比較的小さいことがわかった。また実測のモード結合係数を用いて電力結合方程式の厳密解から得られた 3 dB 帯域幅の距離依存性は測定結果と良く一致したことから、本伝送特性の推定法は実用上十分な精度を有することが確かめられた。

付録4-1 式(4.41)の導出

式(4.41)および(4.43)の導出過程の詳細を示す。式(4.25) $\times \int_0^\infty dt$ および式(4.25) $\times \int_0^\infty t^\ell dt$ ($\ell = 1, 2, \dots$) より次式が得られる。

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -r(m)E + D_m^E \quad (\text{A4.1})$$

$$\frac{\partial M_\ell}{\partial z} - \ell \cdot \tau(m)M_{\ell-1} = -r(m)M_\ell + D_m^{M_\ell} \quad (\text{A4.2})$$

ここで

$$D_m^X = \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial m} \left[m d(m) \frac{\partial X}{\partial m} \right] \quad (\text{A4.3})$$

式(A4.2) $\times E$ - 式(A4.1) $\times M_\ell$ より

$$E^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{M_\ell}{E} \right) - \ell \cdot \tau(m) E M_{\ell-1} = E D_m^{M_\ell} - M_\ell D_m^E \quad (\text{A4.4})$$

が得られる。式(A4.4) $\times \int_0^m u du$ より

$$\int_0^m u du \left\{ E^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{M_\ell}{E} \right) - \ell \tau(u) E M_{\ell-1} \right\} = \int_0^m u du \left\{ E D_u^{M_\ell} - M_\ell D_u^E \right\} \quad (\text{A4.5})$$

式(A4.5)中の部分積分を実行すると右辺は

$$\text{右辺} = m d(m) E^2 \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{M_\ell}{E} \right) \quad (\text{A4.6})$$

となる。式(A4.5)および(A4.6)より式(4.41)が得られる。

$$d(m) = \frac{1}{m E^2 \partial \left(\frac{M_\ell}{E} \right) / \partial m} \int_0^m u du E^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{M_\ell}{E} \right) - \ell \tau(u) \left(\frac{M_{\ell-1}}{E} \right) \right\} \quad (4.41)$$

また式(4.41)を式(A4.1)に代入して $r(m)$ について解くと式(4.43)が得られる。

第5章 接続点におけるモード結合 およびその接続損失への影響

5.1 緒言

光ファイバ伝送路は、通常布設された光ファイバケーブルをV溝を用いて突き合わせるか^[118]あるいはアーク放電によって融着接続^[119]することによって構成する。多モード光ファイバでは接続点における軸ずれ等の不整やコア径等のファイバ構造パラメータの不一致、あるいは融着接続において生ずる接続点近傍の構造パラメータの変化は、接続損失の原因となるばかりでなく、導波モード間にモード結合を引き起こすため伝送帯域にも変化をもたらす。したがって接続点を含む光ファイバの伝送特性を把握するためには、接続点で生ずるモード結合現象を解明する必要がある。従来多モード光ファイバの接続点における伝送特性の変化については、接続損失の検討は数多くなされているが、^{[120]~[123]}モード結合については詳細な検討はなされていない。したがって、例えば接続点を含む光ファイバの伝送特性を推定する場合にも、接続点で生ずるモード結合効果については経験的な推定の域をでないのが実状であった^[124]

本章では、接続点で生ずるモード結合現象を詳細に検討し、そのモード結合効果が接続点を含む光ファイバの伝送特性に及ぼす影響を明らかにする。節5.2では、接続される光ファイバ間に軸ずれおよび構造パラメータの不一致が存在するときに生ずるモード結合を幾何光学近似に基づいて解析し、その結果より接続点前後のモードパワー分布の変化を記述するモード伝達行列を求める。^{[29]~[31]}本モード伝達行列を用いることによって、突き合わせ接続の場合のほか接続点の形状および構造パラメータが変化するような融着接続点で生ずるモード結合も比較的簡単に記述できることを示す。また実験では突き合わせおよび融着接続点を含むグレーデッド形光ファイバのパルス応答波形および伝送帯域を測定し、接続点で生ずるモード結合と伝送特性の関係を明らかにする。

節5.3では接続点のモード結合を外部から制御する一方法としてモードスクランブラによる方法を提案し、その効果について明らかにする。^[32]次に節5.4ではグレーデッド形光ファイバにおいて、接続点の軸ずれによって発生する漏洩モードの減衰特性を実験的に明らかにし、この漏洩モードが接続損失および伝送損失を評価する際に及ぼす影響について考察する。^{[33],[34]}

5.2 接続点におけるモード結合

5.2-1 光線近似に基づく解析

接続点において、接続される2本の光ファイバにコア径、比屈折率差あるいは屈折率分布等の構造パラメータの不一致や光ファイバ軸に垂直な横断面内で軸ずれ等の不整が存在するときに生ずるモード結合を波動光学を用いて解析し、接続点を通過する光線の軌跡を決定する式を導出する。一般に円形断面をもつ伝送路においては、光ファイバ軸を横切り蛇行しながら進行する子午光線と、光ファイバ軸を通過せず回転しながら進行する子午光線が存在し、両光線のモード結合の機構は異なったものになる。なお、電磁波論的には、子午光線は円周方向の次数 ν が0のモードに対応し、螺旋光線は $\nu \neq 0$ のモードに対応している。従来、子午光線に対しては上記のモード結合については考察されているが^[126]、ここでは螺旋光線も考慮に入れてより一般的にモード結合を考察する。

WKB近似が成立する場合には導波モードと光線は1対1の関係をもつので、ある導波モードに対応する光線は図5-1に示すように表示できる。 $r = r_0$ において光ファイバ軸に対して r 、光ファイバ軸と $r = r_0$ を含む平面に対して ϕ の角度で入射する光線の波動ベクトル $k_n(r_0)$ を図に示すように $(\beta, q(r_0), \nu/r_0)$ の各成分に分解して考える。 z 方向の伝搬定数 β は

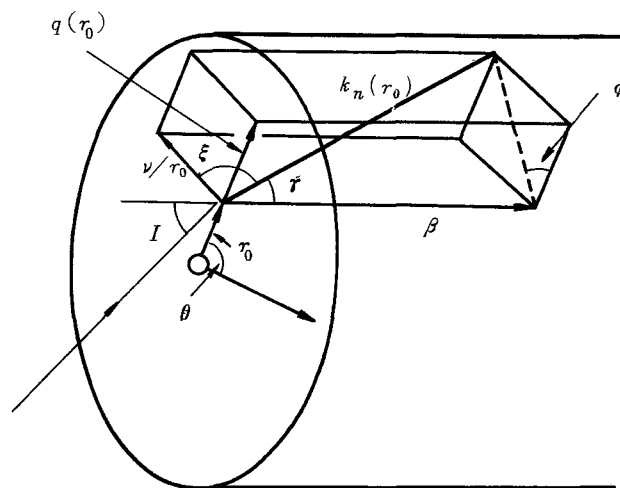


図5-1 点 (r, θ) に入射する光線の波動ベクトル

$$\beta = kn(r_0) \cdot \cos r \quad (5.1)$$

と書ける。ただし k は真空中の波数であり、 $n(r_0)$ は $r=r_0$ での屈折率である。半径方向の波動ベクトル $q(r_0)$ は次式で表わされる。

$$q(r_0) = [k^2 n^2(r_0) - \beta^2 - \nu^2 / r_0^2]^{1/2} \quad (5.2)$$

ただし ν は円周方向のモード次数である。

ここで、ファイバパラメータの異なる光ファイバを突き合わせたときに、接続点で生ずる光線の軌跡の変化を考える。接続される光ファイバ 1 および 2 の屈折率分布 $n^{(1)}(r), n^{(2)}(r)$ を次式で示す α 乗屈折率分布を仮定する。

$$n^{(i)}(r) = \begin{cases} n_1^{(i)} [1 - 2\Delta_i (r/a_i)^{\alpha_i}]^{1/2} & r \leq a \\ n_2^{(i)} (= (1 - 2\Delta_i)^{1/2}) & r \geq a \end{cases} \quad (5.3)$$

($i = 1, 2$)

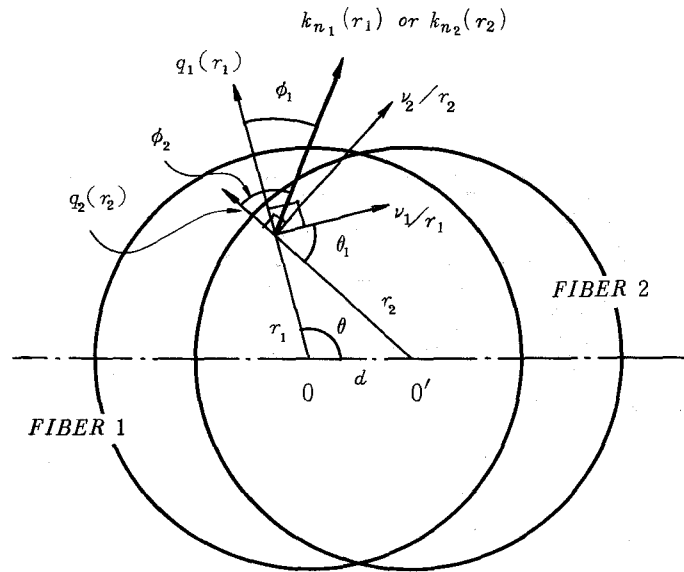


図 5 - 2 接続点の横断面図

ただし $n_1^{(i)}$ は $r=0$ での屈折率, Δ_i はコア・クラッド間の比屈折率差, a_i はコア半径を表わす。
 図 5-2 に示すように 2 本の光ファイバ 1 および 2 のパラメータを $(a_1, \Delta_1, \alpha_1), (a_2, \Delta_2, \alpha_2)$ とし, 横断面内で d なる軸ずれがあるとき, 点 (r, θ) にファイバ 1 から入射する光線の, ファイバ 1 および 2 におけるファイバ軸とのなす角度 r_1, r_2 の間にはスネルの法則から次の関係が存在する。

$$n^{(1)}(r_1) \cdot \sin r_1 = n^{(2)}(r_2) \cdot \sin r_2 \quad (5.4)$$

ここで

$$\begin{aligned} r_2^2 &= r_1^2 + d^2 - 2r_1 d \cos \theta \\ 0 &\leq r_1 \leq a_1, \quad 0 \leq r_2 \leq a_2 \end{aligned} \quad (5.5)$$

式 (5.1) を用いて式 (5.4) は次式のように書き換えられる。

$$n^{(1)}(r_1)^2 - \beta_1^2 / k^2 = n^{(2)}(r_2)^2 - \beta_2^2 / k^2 \quad (5.6)$$

ただし β_1, β_2 はそれぞれファイバ 1 および 2 の伝搬定数であり, 次式で示す範囲の値をとる。

$$n_2^{(i)2} k^2 \leq \beta_i^2 \leq k^2 n_2^{(i)}(r_i)^2 - \nu_i^2 / r_i^2 \quad (i=1, 2) \quad (5.7)$$

伝搬定数 β_i と主モード次数 m_i を用いて式 (2.84) より

$$\beta_i = n_1^{(i)} k \left[1 - 2\Delta_i (m_i / M_i)^{2\alpha_i / (\alpha_i + 2)} \right]^{1/2} \quad (5.8)$$

と書ける。式 (5.6) に式 (5.3) および (5.8) を代入すれば次式が得られる。

$$\begin{aligned} &\Delta_1 (m_1 / M_1)^{2\alpha_1 / (\alpha_1 + 2)} - \Delta_2 (m_2 / M_2)^{2\alpha_2 / (\alpha_2 + 2)} \\ &= \Delta_1 (r_1 / a_1)^{\alpha_1} - \Delta_2 (r_2 / a_2)^{\alpha_2} \end{aligned} \quad (5.9)$$

ここで最大主モード次数 M_i は式 (2.82) より次式で与えられる。

$$M_i = \sqrt{\frac{\alpha_i}{\alpha_i + 2}} a_i k n_1^{(i)} \sqrt{\Delta_i} \quad (5.10)$$

また, 式 (5.7) の不等式は式 (5.8) を用いると次式のように書き換えられる。

$$(r_i/a_i)^{\alpha_i} + \frac{1}{V_i^2} \frac{\nu_i^2}{(r_i/a_i)^2} \leq (m_i/M_i)^{2\alpha_i/(\alpha_i+2)} \leq 1 \quad (5.11)$$

ただし V は次式で与えられる規格化周波数である。

$$V_i = n_1^{(i)} k a_i \sqrt{2\Delta_i} \quad (5.12)$$

いま $\alpha_i = 2$ ($i = 1, 2$) でかつ構造パラメータが等しい放物形光ファイバを考えると、式 (5.9) は次式のように簡単な形になる。

$$m_2 = m_1 + \delta m \quad (5.13)$$

ここで

$$\begin{aligned} \delta m &= M \cdot d \cdot (d - 2r_1 \cos \theta) \\ M &= M_1 = M_2 \end{aligned} \quad (5.14)$$

式 (5.14) より、図 5-2 の重なり部分の左半分、即ち $d > 2r_1 \cos \theta$ なる領域に入射したモードは高次モードに変換され、 $d < 2r_1 \cos \theta$ なる右半分の領域に入射したモードは低次モードに変換されることがわかる。

接続点の不連続面を通過する光線の軌跡を決定するためには、式 (5.9) で与えられる主モード次数 m_2 の決定式以外に円周方向のモード次数 ν_2 に対する条件が必要である。図 5-2 より光ファイバ 1 および 2 における光線の光ファイバ軸に垂直な面における投影角 ϕ_1 , ϕ_2 と ν_1 と ν_2 の関係は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \nu_1 / r_1 &= q_1(r_1) \cdot \tan \phi_1 \\ \nu_2 / r_2 &= q_2(r_2) \cdot \tan \phi_2 \end{aligned} \quad (5.15)$$

ただし

$$\phi_2 = \phi_1 - \theta_1 + \pi/2 \quad (5.16)$$

であり、

$$\cot \theta_1 = \cos \theta_1 / \sqrt{1 - \cos^2 \theta_1} \quad (5.17)$$

$$\cos \theta_1 = d \cdot \sin \theta / r_2$$

である。式 (5.15) は式 (5.16), (5.17) を用いると

$$\nu_2 / r_2 = q_2(r_2) / A \quad (5.18)$$

ここで

$$A = \frac{r_1 q_1(r_1) - \nu_1 \cot \theta_1}{r_1 q_1(r_1) \cot \theta_1 + \nu_1} \quad (5.19)$$

である。式 (5.2) で与えられる半径方向の波動ベクトル $q_i(r_i)$ ($i=1, 2$) は式 (5.3) および (5.8) を用いて次式のように書ける。

$$q_i^2(r_i) = 2 \Delta_i k^2 n_1^{(i)2} \left[- (r_i / a_i)^{\alpha_i} + (m_i / M_i)^{2\alpha_i / (\alpha_i + 2)} \right] - \nu_i^2 / r_i^2 \quad (5.20)$$

式 (5.18) に式 (5.17), (5.19) および (5.20) を代入して ν_2 について解くと次式が得られる。

$$\nu_2 = \frac{V_2}{\sqrt{A^2 + 1}} \cdot (r_2 / a_2) \cdot \left[- (r_2 / a_2)^{\alpha_2} + (m_2 / M_2)^{2\alpha_2 / (\alpha_2 + 2)} \right]^{1/2} \quad (5.21)$$

以上の結果から、光ファイバ1の点 (r_1, θ) に入射した (m_1, ν_1) モードは式 (5.9) および式 (5.21) で決定される (m_2, ν_2) モードに変換されることがわかる。式 (5.21) より光ファイバ2における円周方向のモード次数 ν_2 は、 $r_1 = d$ 即ち $r_2 = 0$ の点に光ファイバ1から入射するモードに対する以外は一般に零にはならないことがわかる。このことは子午光線から螺旋光線への変換あるいは螺旋光線から子午光線への変換が存在することを意味している。したがって接続点における横断面内の軸ずれによって生ずるモード結合を考えると、子午光線のみならず螺旋光線に対応するモードも考慮に入れる必要があるといえる。したがってここで得られた結果は、子午光線に対応するモードのみのモード結合を考えた従来の結果^[125]をより精度良くしたものといえる。

5.2-2 突き合せ接点におけるモード結合

突き合わせ接続点においてモード結合が存在する場合に接続点前後で生ずるモードパワー分布の変化を記述するモード伝達行列を、節 5.2-1 の解析結果を用いて導出する。接続点前の光ファイバ 1 の主モード次数 m_1 をもつモードの平均パワーを $P_{in}(m_1)$ 、接続点後の光ファイバ 2 の主モード次数 m_2 をもつモードの平均パワーを $P_{out}(m_2)$ とし、 $P_{out}(m_2)$ をモード伝達行列 $[C_{m_2+1, m_1+1}]$ を用いて次式で表す。

$$P_{out} = [C_{m_2+1, m_1+1}] \cdot P_{in} \quad \left(\begin{array}{l} m_1 = 0, 1, \dots, M_1 \\ m_2 = 0, 1, \dots, M_2 \end{array} \right) \quad (5.22)$$

ここで、

$$\begin{aligned} P_{in} &= T [P_{in}(0), 2P_{in}(1), \dots, (M_1+1) \cdot P_{in}(M_1)] \\ P_{out} &= T [P_{out}(0), 2P_{out}(1), \dots, (M_2+1) \cdot P_{out}(M_2)] \end{aligned} \quad (5.23)$$

であり、 T は転置行列を表わす。モード伝達行列の要素 C_{m_2+1, m_1+1} は光ファイバ 1 で主モード次数 m_1 のモードから光ファイバ 2 で主モード次数 m_2 のモードへのパワーの遷移確率を表わす。ここで主モード次数 m_1 の縮退するモードのパワーが等しいと仮定すると、 C_{m_2+1, m_1+1} は次式から求められる。

$$C_{m_2+1, m_1+1} = \sum_{\nu_1=0}^{m_1} \sum_{\nu_2=0}^{m_2} \int_{S_0 \cap S_{m_1, \nu_1}} \delta_{m_2, \nu_2}(r, \theta) \cdot w_{m_1, \nu_1} dS \quad (5.24)$$

ただし

$$\delta_{m_2, \nu_2}(r, \theta) = \begin{cases} 1, & (r_2/a_2)^{\alpha_2} + \frac{1}{V_2^2} \frac{\nu_2^2}{(r_2/a_2)^2} \leq (m_2/M_2)^{2\alpha_2/(\alpha_2+2)} \leq 1 \\ 0 & \text{その他の領域} \end{cases} \quad (5.25)$$

であり、 S_0 および S_{m_1, ν_1} はそれぞれ式 (5.5) および式 (5.11) で $i=1$ の場合の積分領域を表わす。ここで $\delta_{m_2, \nu_2}(r, \theta)=1$ は $S_0 \cap S_{m_1, \nu_1}$ を満たす領域内の点 (r, θ) を通過する (m_1, ν_1) モードの規格化モードパワー w_{m_1, ν_1} が光ファイバ 2 内では式 (5.9) および式 (5.21) から決定される (m_2, ν_2) モードに変換されることを意味している。一方 $\delta_{m_2, \nu_2}(r, \theta)=0$ は

モードパワー w_{m_1, ν_1} が光ファイバ2内に伝達されないことを表わしている。いま、主モード次数 m_1 をもつ全縮退モードのパワーの和が1となるように規格化すると、微小積分領域 dS における (m_1, ν_1) モードの w_{m_1, ν_1} は次式で与えられる。

$$w_{m_1, \nu_1} = 1 / \left[(m_1 + 1) \cdot \int_{S_{m_1, \nu_1}} dS \right] \quad (5.26)$$

接続点において軸ずれや構造パラメータの不一致が全くないとき、即ちモード結合が全くないときは、モード伝達行列は当然対角行列となる。

図5-3は横断面内の軸ずれがコア半径に対して20%の場合のモード伝達行列の数値計算結果を示している。本数値計算に用いたファイバパラメータは表5-1に示すファイバAのものを用いた。縦軸は C_{m_2+1, m_1+1} 、横軸は m_1 であり、主モード次数 m_1 の全モードのパワーの和を1としている。図より、低次モードから高次モードあるいは高次モードから低次モードへのパ

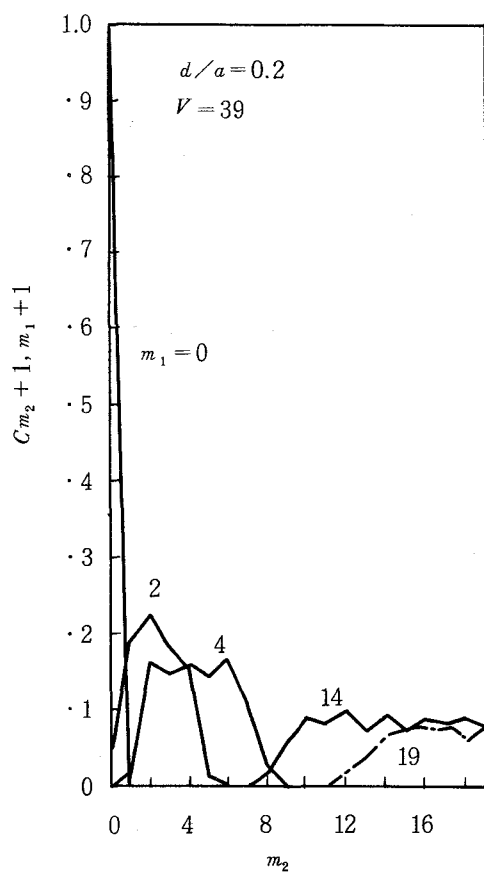


図5-3 モード伝達行列
(軸ずれのある場合)

表 5 - 1 ファイバ A の諸元

	コア直径 $2a$	比屈折率差 Δ	α	ファイバ長
ファイバ A	50.4 μm	0.97 %	2.13	1030 m

ワ-の遷移がみられる。例えば、 $m_1=4$ および 14 のモードパワーはそれぞれ主モード次数 $2 \leq m_2 \leq 9$ および $8 \leq m_2 \leq 19$ のモードに変換されるのがわかる。

次に接続点に軸ずれがあるときの接続点前後のモードパワー分布の変化を、グレーデッド形光ファイバを用いて実験的に検討した結果について述べる。被測定光ファイバは表 5 - 1 に示すファイバ A を用い、ファイバ長 1030 m のものを 1000 m と 30 m に切断し再び突き合わせた。図 5 - 4 にはファ-フィールド分布の測定系を示す。突き合わせ部には X, Y, Z

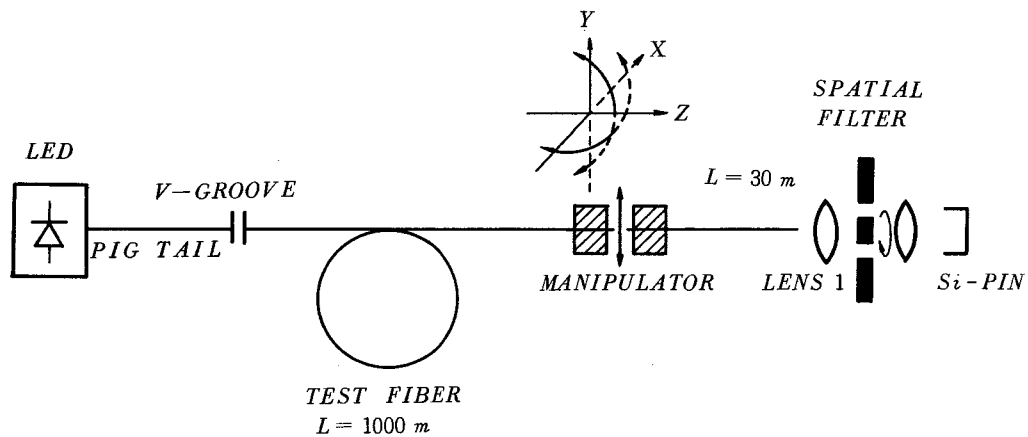


図 5 - 4 ファ-フィールド分布の測定系

軸方向に微動可能で、X - Z, Z - X 面で回転可能な高精度微動台を使用し、また突き合わせ部の両光ファイバ端面は光ファイバ軸に垂直にかつ平面に切断し、軸ずれ以外のモード結合の要因を取り除いた。光源には中心波長 0.83 μm の発光ダイオードを用い、受光素子には Si - PIN ダイオードを使用した。レンズ 1 によってフ-リエ変換されたファ-フィールドは空間フィルタで 1°毎の出射角度で分離し測定した。図 5 - 5 は突き合わせたファイバの出射端 (L =

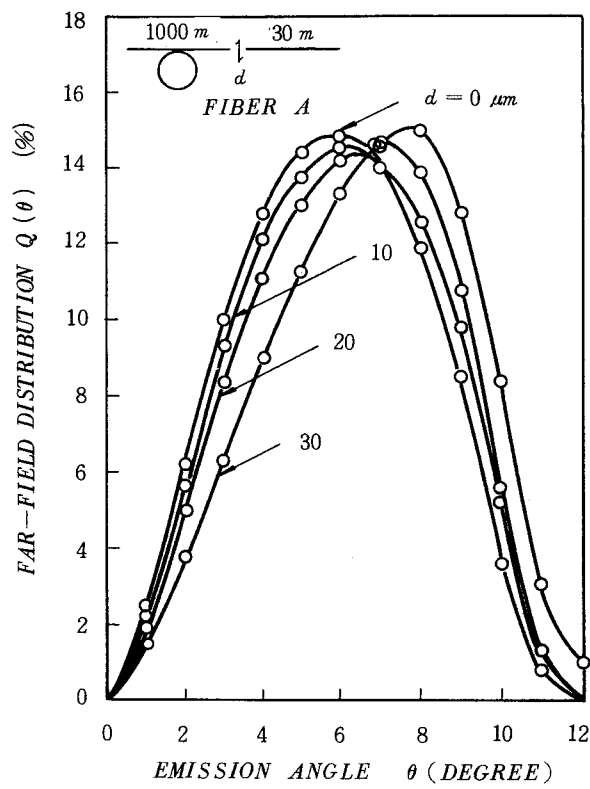


図 5 - 5 ファーフィールド分布の軸ずれによる変化

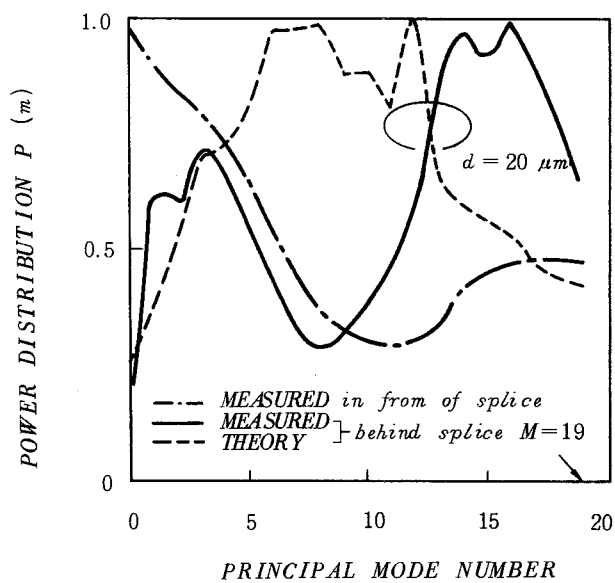


図 5 - 6 接続点前後のモードパワー分布

1030m)におけるファーフールド分布を出射角度に対してプロットしたものである。軸ずれ量 d が増加するにつれてファーフールドのパワーが最大となる出射角度が大きくなっているのがわかる。なお軸ずれがない場合即ち $d=0$ のファーフールド分布は接続点前のファーフールド分布と良く一致するという結果が得られ、モード結合の小さいことが確かめられた。図5-6には第2章で述べたMFF法^[19]を用いて図5-5のファーフールド分布のデータを数値処理することによって得られた、主モード次数 m に対するモードパワー分布を示している。軸ずれは $20\mu\text{m}$ 、コア半径の40%である。図中の実線および破線はそれぞれ接続点直後のモードパワー分布の測定値と理論値を示している。測定値は図5-5に示したファーフールド分布の測定結果より求めたものであり、理論値は図中の一点鎖線で示した接続点直前のモードパワー分布の測定値と $d=20\mu\text{m}$ のときのモード伝達行列を用いて式(5.22)から求めた。図より低次モードから高度モードへのパワーの遷移が顕著に見られる。破線で示した理論値では $m=12$ に急峻なピークが見られるが、これは最低次モードである $(0,0)$ モードからのモード結合によるものである。実線で示した理論値にも同様に高次モード側にやや幅の広いピークが見られる。

以上の結果から、接続点に軸ずれや構造パラメータの不一致等によって生ずるモード結合、その結果生ずる接続点前後のモードパワー分布の変化はモード伝達行列を用いることによって理論的にも推定できることが確かめられた。

5.2-3 融着接続点におけるモード結合

融着接続は、図5-5に示すように接続すべき光ファイバの両端面を互いに突き合わせた状態で、対向する電極間に約3000Vの直流電圧を数秒間印加し、アーク放電によって光ファイバの端面を瞬時に熔融して接続するものである。^[119] このとき放電路は一定の幅をもっているため接続点近傍にも熱が拡散し、接続点を中心にしたその近傍の屈折率分布、比屈折率差およびコア径、ファイバ外径等の構造パラメータが変化する。^[31] 図5-8にはグレーデッド形光ファイバの融着後の接続点の屈折率分布の一例を示しているが、接続点以外の分布と比較したときコア中心部の屈折率の低下、コア径の増大およびこれらの変化に伴う屈折率分布の変化等の様々な変化が見られる。なお本測定例は接続損失が0.62dBと比較的大きい場合である。コア中心部の低下は放電時に生ずるドーパントの飛散によるものと考えられ、コア径の増大は押し込み量が大きいために生ずる現象である。これら構造パラメータの変化は、接続ファイバの端面の状態、初期端面間隔あるいは放電電圧、電極形状等の種々の融着条件と密接に関係があるため、

極めて複雑である。

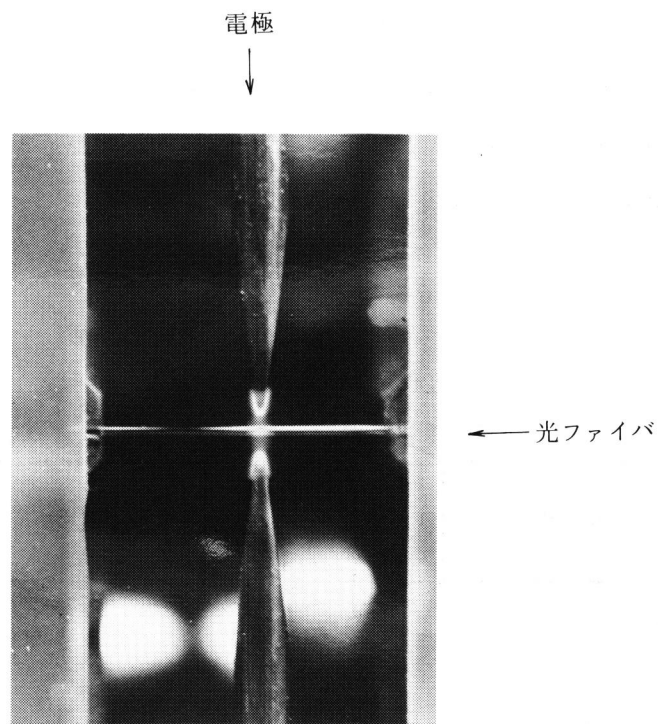


図 5 - 7 アーク放電による融着接続

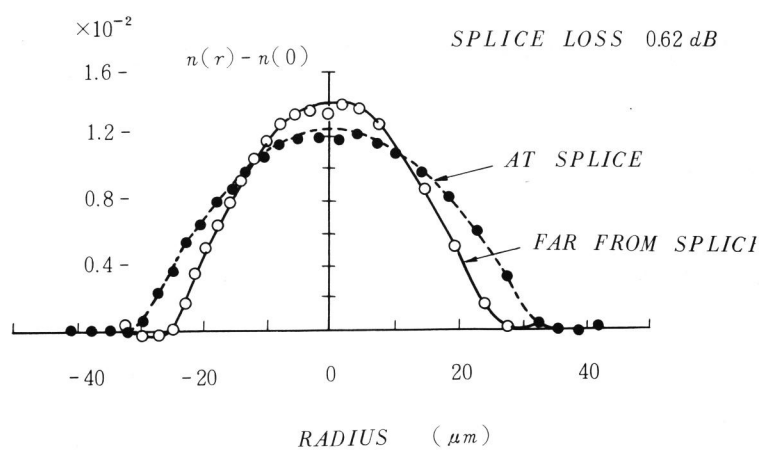


図 5 - 8 融着接続点の屈折率分布

以上述べたように長手方向に構造パラメータが変化する光ファイバのモードを厳密に解析することは難しいが，図5-9に示すように融着接続部分を長手方向に沿って適当数の層に区切りそれぞれに前節で導出したモード伝達行列を適用すれば，全体のモード伝達行列を近似的に得ることができる。図のように N 層に分割し，第 i 層と第 $(i+1)$ 層間のモード伝達行列を $[C^{(i+1)}]$ とし，融着接続点直前（ファイバ1），直後（ファイバ2）のモードパワー分布を $P_{in}(m_1)$ ， $P_{out}(m_2)$ とすると $P_{out}(m_2)$ は次式で表わされる。

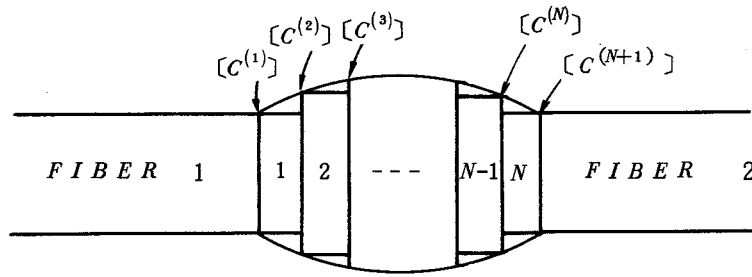


図5-9 多層分割したファイバ融着接続部

$$P_{out} = [C] \cdot P_{in} \quad (5.27)$$

$$P_{in} = {}^T [P_{in}(0), 2P_{in}(1), \dots, (M_1+1) \cdot P_{in}(M_1)] \quad (5.28)$$

$$P_{out} = {}^T [P_{out}(0), 2P_{out}(1), \dots, (M_2+1) \cdot P_{out}(M_2)]$$

ここで，接続部全体のモード伝達行列 $[C]$ は次式で与えられる。

$$[C] = [C^{(N+1)}] \cdot [C^{(N)}] \dots [C^{(2)}] \cdot [C^{(1)}] \quad (5.29)$$

図5-10は式(5.29)を用いて計算したグレーデッド形光ファイバ融着接続点前後のモード伝達行列の一例である。分割層数 N は1とし，構造パラメータは図5-8のものを用いた。図より，例えば $m_1=19$ のモードは $9 \leq m_2 \leq 19$ の比較的広範囲のモードに変換されるのがわかる。この結果を図5-3に示した突き合わせ接続の軸ずれがある場合と比較すると，接続損失は約0.6 dB（ただしフレネル反射による損失を除いたとき $d/a=0.2$ に相当する損失）と融着接続

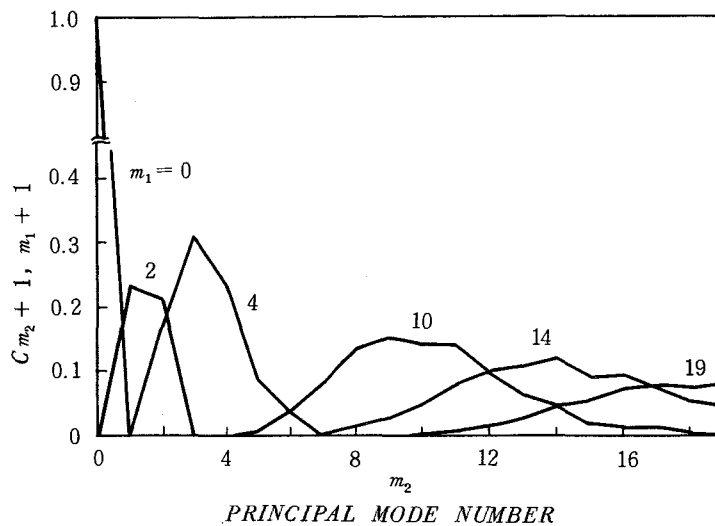


図 5 - 10 モード伝達行列
(融着接続の場合)

損失 0.62 dB とほぼ同程度であるにも拘わらず， $m_1=19$ のモードの変換されるモードの範囲は $12 \leq m_2 \leq 19$ と融着接続の場合より狭い範囲に限られていることがわかる。以上の数値計算例は接続損失が比較的大きい場合であり，より低損失な接続の場合には変換されるモードの範囲はいずれの場合にも狭くなる。

以上述べたように，融着接続点近傍では長手方向に構造パラメータが変化すること，またそのモード結合は突き合わせ接続の場合と同様にモード伝達行列を用いて記述できることが明らかになった。

5.2-4 突き合わせおよび融着接続点におけるモード結合のインパルス応答に及ぼす影響

パルス応答波形あるいはベースバンド周波数応答は接続点のモード結合によって変化する。この影響は低次モードと高次モードのパルス応答波形の重心時間差や伝送帯域の変化に見ることができる。

ここでは先ず突き合わせ接続点の横断面内に軸ずれがある場合に，低次モード群と高次モード群のパルス応答波形の重心時間差の軸ずれ量に対する変化を測定した結果を示す。^[29] グレーデ

ッド形光ファイバの場合にはステップ形光ファイバのように出射パルス応答波形をモード毎に完全に分離することはできないが、ここでは出射角度で $0^\circ \leq \theta \leq 1^\circ$ および $9^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ に含まれるパワーの検出には、それぞれ図5-4に示した円状スリットおよび円環状スリットを用いた。 $0^\circ \leq \theta \leq 1^\circ$ の円状スリットを通過した出力にはもちろん高次モードも含まれているが、入射端でファイバ中心軸近傍にレーザの平行ビームを入射させ、低次モードを強く励振することによってとくに低次モードの挙動を明らかにすることができる。一方、 $9^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ の円環状スリットを通過したパワーでは、モード数の多い高次モードの寄与が支配的であるといえる。

図5-11は節5.2-2の実験と同一のグレーデッド形光ファイバを用いて、接続点の横断面内の軸ずれと接続点直後のパルス応答波形の関係を示したものである。ファイバ長も節5.2-2の実験と同様に、接続点前、後それぞれ1000m、30mである。光源には波長 $0.83 \mu\text{m}$ 、パルス半値幅 100ps のパルス駆動 GaAs 半導体レーザを用い、受光は Si-APD によって行った。図5-11(a)には軸ずれがないときの、 $0^\circ \leq \theta \leq 1^\circ$ の円状スリットおよび $9^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ の円環状スリットを通過したパルス応答波形を示している。高次モードは低次モードより遅れているが、これは本被測定光ファイバの屈折率分布パラメータ α が 2.13 と波長 $0.83 \mu\text{m}$ での最適値 $2.08^{(37)}$ に比べて大きいためである。図5-11(a), (b) より、軸ずれ量の増大によって高次モードが徐々に低次モードに接近しているのがわかる。図5-12の実線は両モードの重心時間差

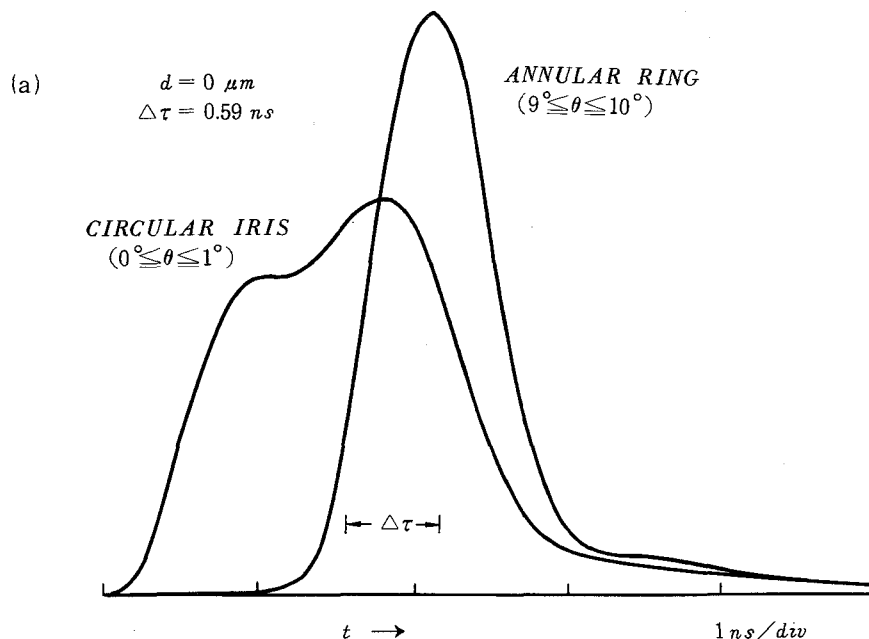


図5-11 低次および高次モード群パルス応答波形

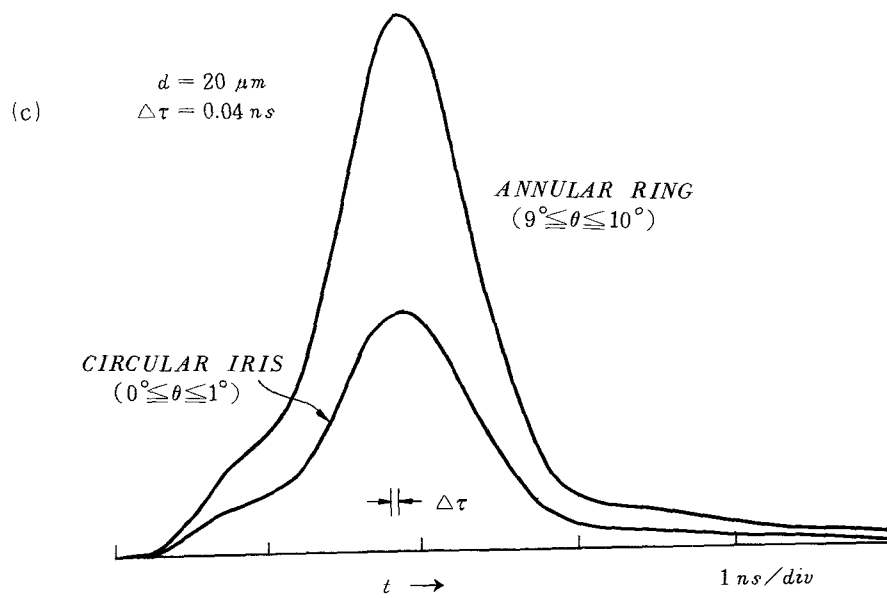
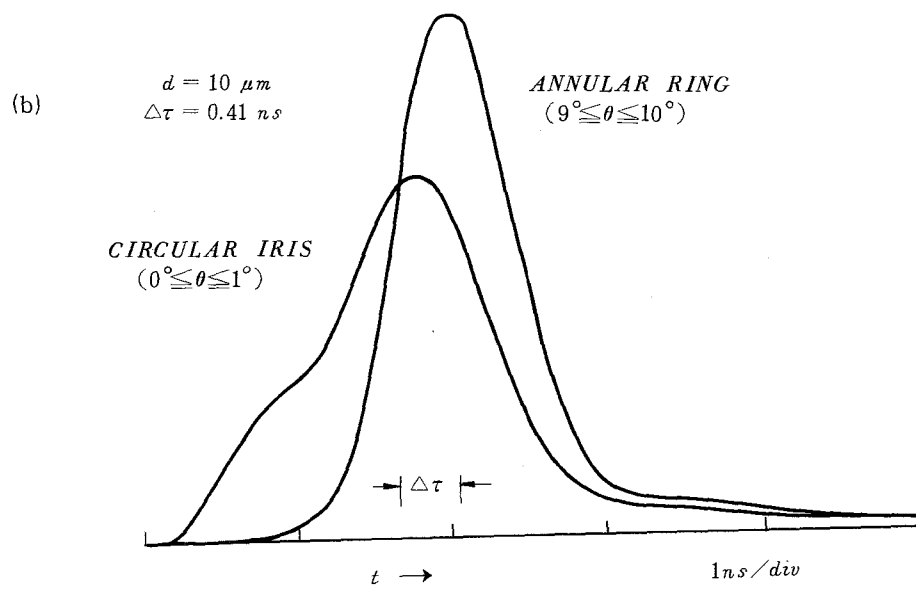


図 5 - 11 低次および高次モード群パルス応答波形

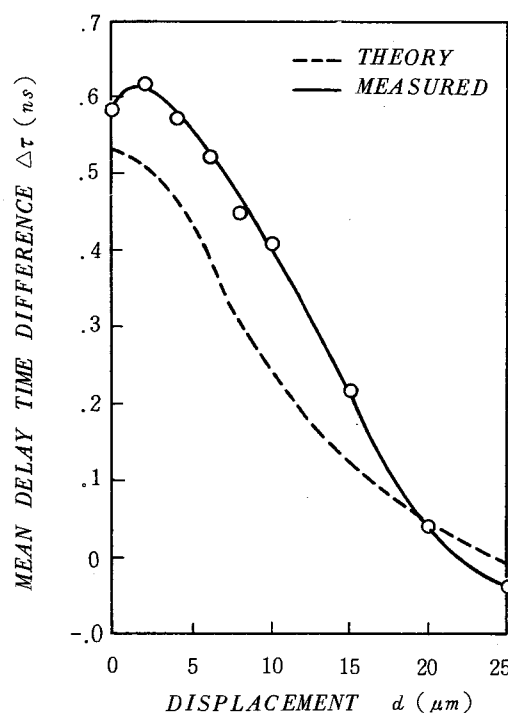


図 5 - 12 重心時間差と軸ずれ量の関

の測定値を軸ずれ量に対してプロットしたものである。重心時間差 $\Delta\tau$ は軸ずれ量の増大とともに減少し、 $d=20\mu\text{m}$ でほぼ零になっている。これは軸ずれ量の増加に伴って低次モードから高次モードへのパワーの遷移量が大きくなり、その結果低次モードと高次モードの遅延時間が平均化されてくるという、モード結合の効果を表わすものである。図 5-12 中の破線は、本被測定光ファイバの伝達関数と節 5.2-2 で求めたモード伝達行列を用いて得られた数値計算結果である。なお、光ファイバ内のモード結合は無視している。 $0^\circ \leq \theta \leq 1^\circ$ の円状スリットおよび $9^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ の円環状スリットを通過するモードのパワーの量は式 (3.46) で与えられる変換行列を用いて評価できるので、本数値計算では全導波モードの出力パルス応答波形への寄与を考慮に入れており、その結果、計算値の軸ずれ量 d に対する変化の傾向は測定値と良く一致している。

次に融着接続点で生じるモード結合が伝送帯域に及ぼす影響を理論的・実験的に調べる。^[31] 融着接続点での構造パラメータの変化は図 5-8 に示したように種々多様であり、個々のパラメータ変化を独立に抽出し、その影響を調べることは実験的には難しい。しかしながら以下に述べるように構造パラメータの変化が大きいときには接続損失が増加し、また接続された光ファ

ファイバの伝送特性の変化も大きくなることが理論的に確かめられる。したがってここでは接続点のモード結合効果を表わす一つの指標として接続損失に注目し、伝送帯域との関係を明らかにする。

図 5-13 は接続点において比屈折率差のみが変化した場合の接続光ファイバの 3dB 帯域幅と接続損失の関係を理論的に示したものである。3dB 帯域幅の計算は式 (6.1) で表わされる接続光ファイバの伝達関数に、式 (5.27)～(5.29) で与えられる接続点のモード伝達行列を代入することによって得られる。なお計算では、接続点前後のファイバ長はともに 1000 m、光源波長 0.83 μm とし、コア直径 50 μm 、比屈折率差 1%、屈折率分布パラメータ α が 1.92 のグレーデッド形光ファイバを仮定している。計算結果は接続点の比屈折率差 Δ' を減少させた場合であり、また

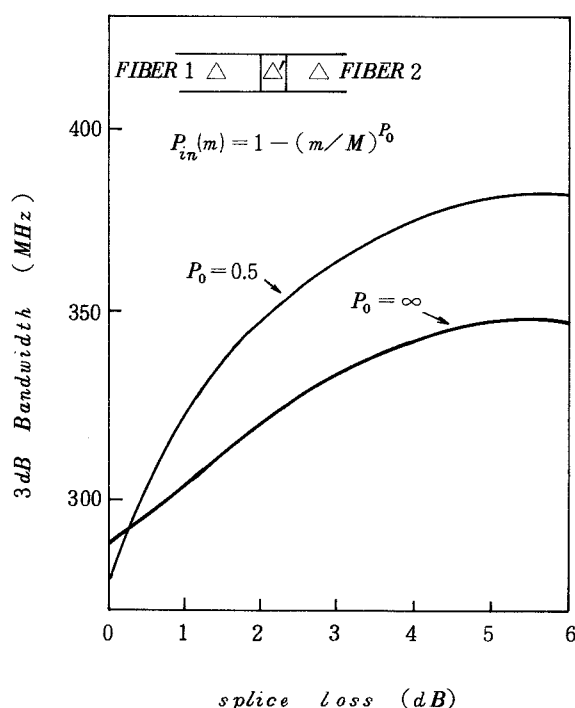


図 5-13 3 dB 帯域幅と接続損失（理論値）

入射モードパワー分布 $P_{in}(m)$ は図中の式を仮定しパラメータ p_0 を変えることによって変化させた。なおモード伝達行列の計算では分割層数 N を 1 とした。

図より伝送帯域は接続損失の増加とともに増加するいわゆる帯域改善効果があることがわかる。また入射モードパワー分布の変化に対しては、 p_0 が小さい場合、即ち高次モードパワーが少ない場合には接続損失が小さくなるために、同一接続損失に対しては大きい帯域改善効果が得られることがわかる。

実験では長尺光ファイバを切断しファイバ長を各 1000 m とした 2 本のグレーデッド形光ファイバを融着接続し、接続光ファイバの伝送帯域の変化を調べた。構造パラメータはコア直径 50 μm 、比屈折率差 1 % であり、屈折率分布パラメータ α は 1.92 である。伝送帯域の測定は波長 0.83 μm の半導体レーザを用いてベースバンド周波数掃引法^[81]で行った。図 5-14 の●印は融着接続ファイバの 3dB 帯域幅と接続損失の関係を示したものである。同一接続損失に対しても伝送帯域が異なっており、接続点の構造パラメータ変化が多様であることを物語っている。しかしながら全体としては、伝送帯域は接続損失の増加とともに増大しており、接続損失の増加とともにモード結合による帯域改善効果が増大しているのがわかる。この傾向は図 5-13 に示した理論値の傾向と良く一致している。図中の×印は干渉顕微鏡法によって測定した接続点近傍の屈折率分布から読み取った構造パラメータをもとにして得られた理論値であり、実測値とはほぼ一致している。また図中の○印は同一光ファイバを用いて行なった突き合わせ接続において、3dB 帯域幅を軸ずれによる損失に対して示したものである。なお融着接続の結果と比較するため、損失値は光ファイバ端面の離反によって生ずるフレネル反射分 0.3dB を引いたものとした。突き合わせ接続の場合にも接続損失が 0.6dB 以下の小さい範囲では融着接続の場合と同様に帯域改善効果が見られる。

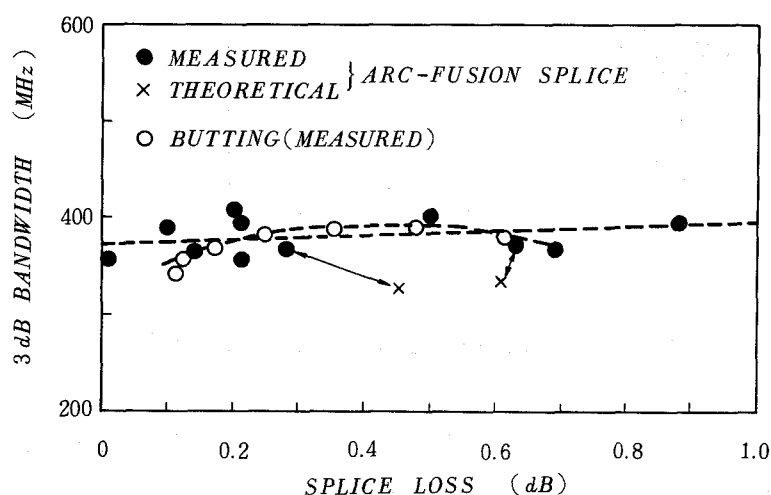


図 5 - 14 3 dB 帯域幅と接続損失 (測定値)

5.3 モードスクランブラによるモード結合の制御

節 5.2 で述べたように接続点におけるモード結合は避けられないものであり，このモード結合の定量的あるいは定性的な変化が接続点を含む光ファイバの伝送特性の変動の原因となる。したがって，接続点で生ずるモード結合を外部から制御して一定に保つことができれば，伝送特性の変動も抑えることが可能である。ここではそのための一つの試みとして接続点に装荷す

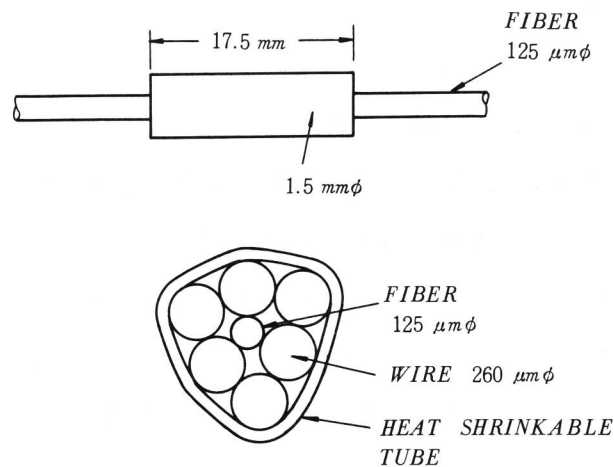


図 5 - 15 モードスクランブラの構造

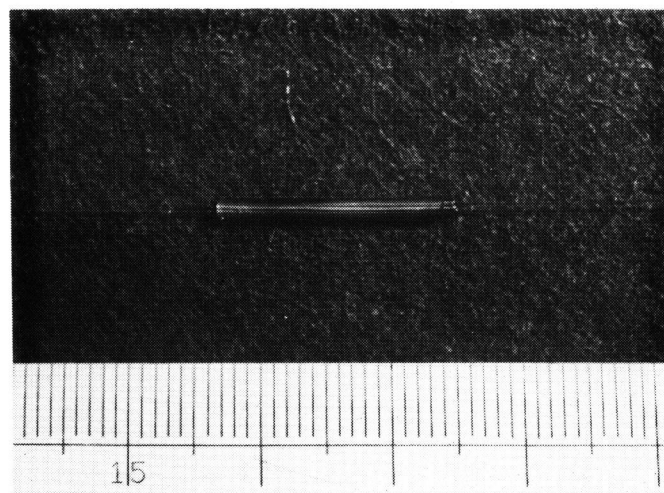


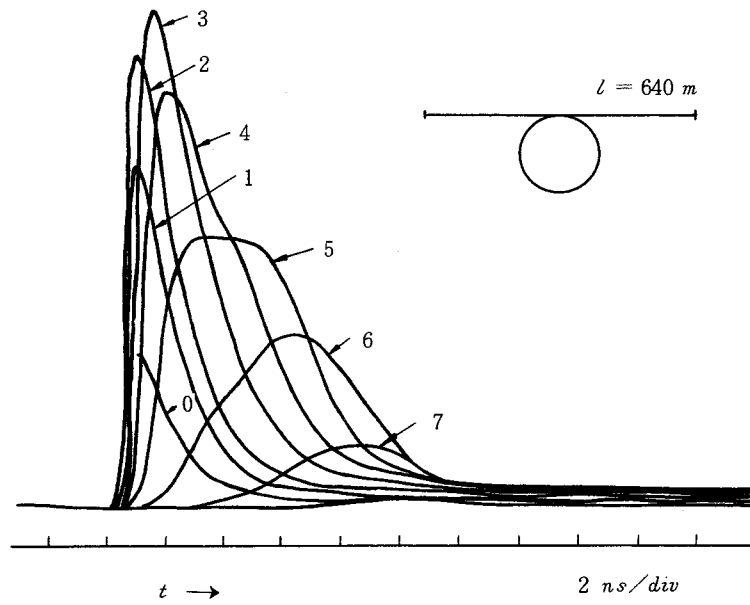
図 5 - 16 モードスクランブラの外観

るモードスクランブラを提案し、これによってモード結合を一定に制御できることを実験によって検証する。^[32]

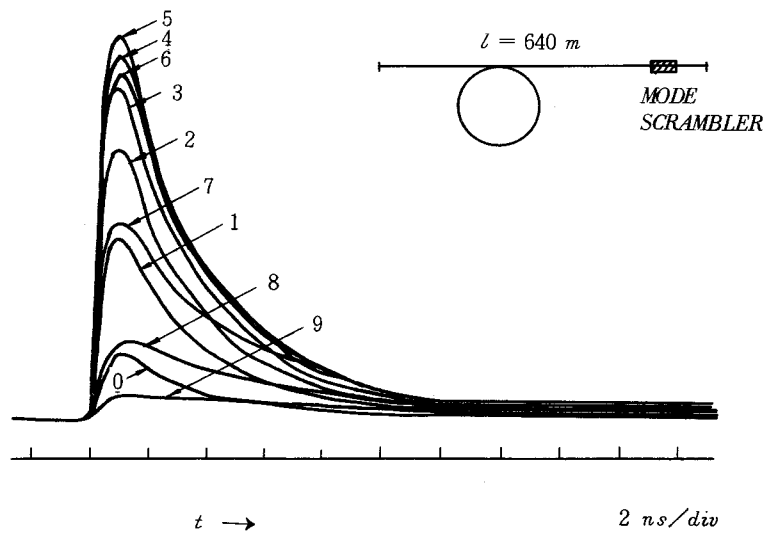
本モードスクランブラは図5-15に示すように、ファイバ素線の周囲に直径約260 μm の鋼線を複数本沿わせ、これを熱収縮チューブで圧縮するものである。熱収縮チューブの圧力によって光ファイバ素線に鋼線を介して不規則な微小曲りが加わり、これがモード結合の原因となる。図5-16には本モードスクランブラの写真を示しているが、比較的装荷が容易であるという特徴を備えている。

このモードスクランブラを長さ640mのファイバの出射端に装荷し、モード結合の効果を調べた結果を示す。被測定光ファイバはステップ形であり、コア径および、比屈折率差はそれぞれ100 μm , 0.7%である。図5-17(a), (b)にはそれぞれ装荷前、後の出射端でのモード群パルス応答波形を示している。モード分析は図5-4に示した空間フィルタを用いて出射角度で1°毎のモード群に分離しており、図中の番号には出射角 θ が $n^\circ < \theta < (n+1)^\circ$ に含まれるモードを表わしている。なお光源には波長0.82 μm , パルス半値幅300psのパルス駆動GaAsレーザを用い、Si-APDで受光した出力をサンプリングオシロスコープで観察した。図5-17(a)の装荷前のパルス波形は個々のモードの群遅延時間の差によって高次モードが低次モードに対して遅れているのが顕著に見える。一方、(b)の装荷後の各モード群のパルス波形は著しく変化しており、モード結合の効果が明らかである。(b)のパルス波形に特徴的な点は、各モード群波形のピークが一致しており、互いにはほぼ相似形になっていることである。低次モードには高次モードからのパワーの流入があるため、そのパルス波形は広がっている。一方低次モードからのパワーの流入によってモード番号8および9のパルス波形のパワーが増大し、さらに高次モードのパルス波形のピークは低次モードパルス波形のピークに近づいているのがわかる。なお全体のパルス応答波形には、図5-18に示すようにモードスクランブラ装荷前後で顕著な変化は見られなかった。

このモード結合を定量的に調べるため、図5-19に示すモード結合前後のパルス波形 $f_1(t)$, $f_2(t)$ におけるパワーの流入および流出について考える。領域 A_0 , A_1 , A_2 および A_3 のモードパワーはそれぞれモード結合に関与していないモードパワー、低次モードから流入したパワー、流出したパワーおよび高次モードから流入したパワーを意味している。ただしこの解釈はモード結合が局所的に生ずる場合にのみ適用できるものであって、パルスが長い距離伝ぱんする間に繰り返しモード結合の影響を受けるような場合には適用できない。図5-20には、図5-17(a) (b)に示したモードスクランブラ装荷前後のモード群パルス応答波形から算出したモードパワー



(a) モードスクランブラ無装荷の場合



(b) モードスクランブラ装荷の場合

図 5 - 17 モードスクランブラ装荷によるモード群パルス応答波形の変化

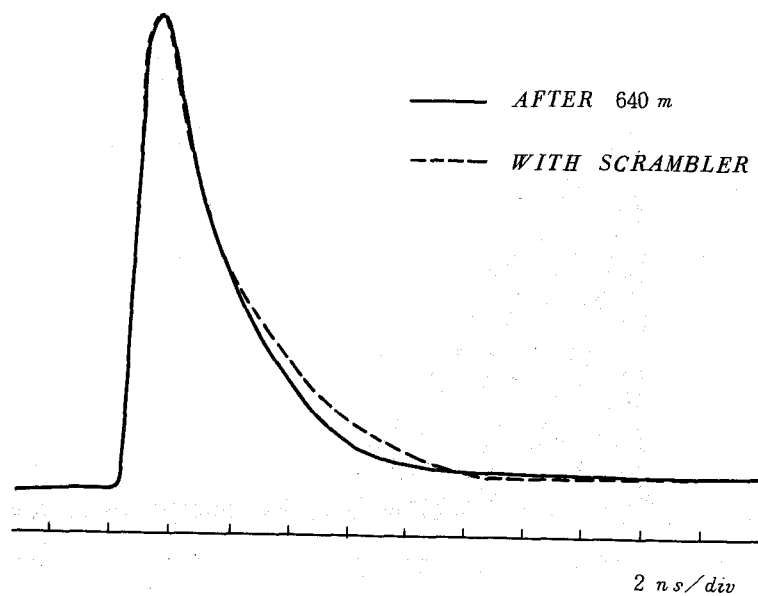


図 5-18 モードスクランブラ装荷による出力
パルス応答波形（全体波形）の変化

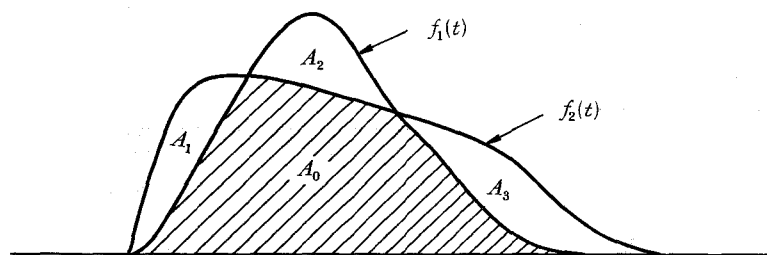


図 5-19 パルス応答波形から得られるモードパワーの流出，流入量

の遷移量を示している。横軸は出射角度であり，モード群パルス波形の番号に対応している。縦軸は全パワーに対する割合を表わしている。流出パワーと流入パワーはほぼ等しく，全パワーの約 31% がモード結合に寄与している。低次モードからのパワーの流入は $\theta \geq 5^\circ$ の高次モードに見られ，高次モードからのパワーの流入は $\theta \leq 7^\circ$ のモードに見られ比較的広い範囲のモードにわたっているのがわかる。また全体として低次モードから高次モードへのモード結合が支配的であるといえる。この傾向は図 5-21 のモードスクランブラ装荷前後のファイバ出射端でのファ－フィールド分布の変化にも見ることができる。すなわち，装荷前のファ－フィールド分布のピー

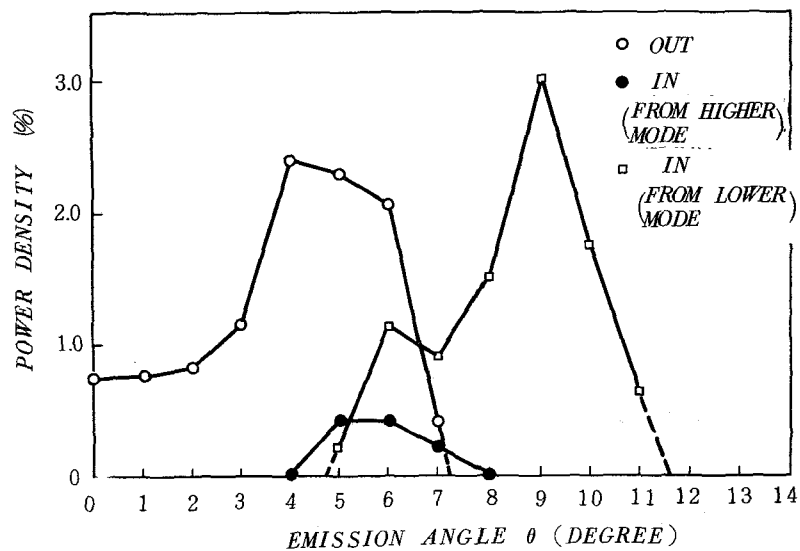


図 5 - 20 モードパワーの遷移量と出射角の関係

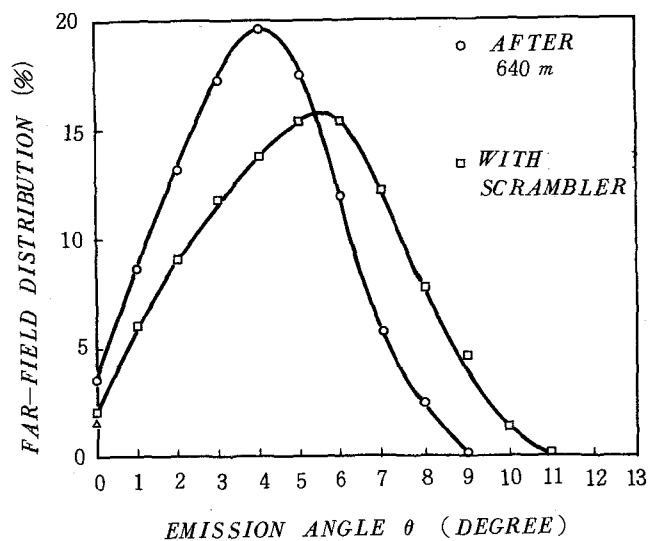


図 5 - 21 モードスクランブラ装荷によるファフィールド分布の変化

クが出射角度4°に存在するのに対して、装荷後には6°となっており高次モード側に移動している。

以上述べたように本モードスクランブラは装荷が容易で、さらに各モード群のパルス応答波

形を互いに相似形にする効果をもっており，このことは時間領域の入射条件即ち入射点におけるパルス入射波形を接続直後で再現できることを意味している。したがって，本モードスクランブラを接続点直後に装荷することによって，接続されている各光ファイバの時間領域における入射条件を接続条件の相違によらず一定にすることができ，その結果接続点を含む光ファイバ全体の伝達関数が個々の光ファイバの伝達関数の積の形で表わされるという，いわゆる帯域の相加則がなりたつことになる。この実験的検証結果は節 6.2 - 4 で述べる。

5.4 接続点で生ずる漏洩モードの影響

5.4-1 漏洩モードの性質

多モード光ファイバでは，接続点に軸ずれ等の不整や構造パラメータの不一致があるとき導波モード間にモード結合が生じることは節 5.2 で説明したが，これ以外に導波モードから放射モードあるいは漏洩モードへの結合が存在する。放射モードへのモード結合は直接接続損失に寄与するが，一方漏洩モードへのモード結合は伝送損失に距離依存性をもたらす。ここでは先ず多モード光ファイバの漏洩モードの一般的性質について述べ，次に接続点の軸ずれによって生ずる漏洩モードが接続損失に及ぼす影響を実験的に検討する。

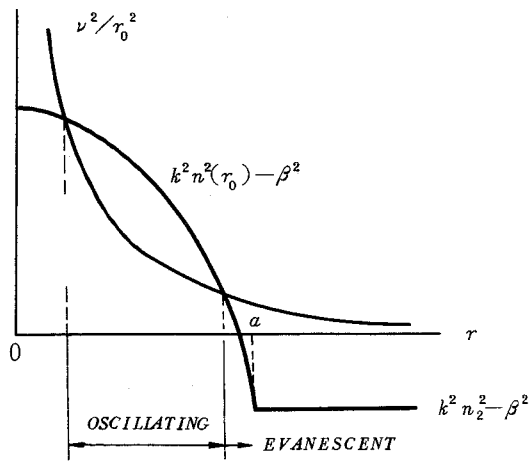
M. J. Adams 等が行なった波動理論に基づく漏洩モードの理論検討結果^[128]を引用し，漏洩モードの一般的な性質を説明する。図 5 - 1 に示すように光ファイバ端面上の点 (r_0, θ) に角度 r ， ξ で入射した光線を考える。角度 r については式 (5.1) が成り立ち，角度 ξ に対しては

$$\cos \xi = \frac{\nu}{r_0 k n(r_0)} \quad (5.27)$$

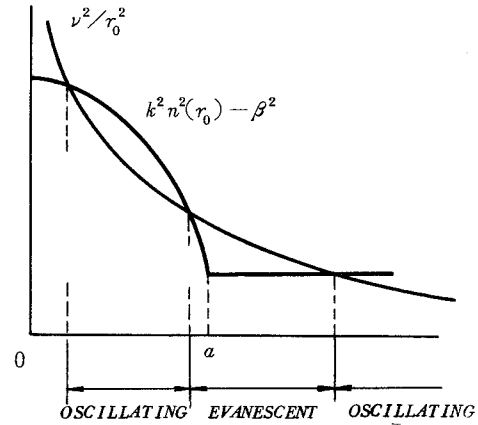
が成り立つ。また $r = r_0$ における波動ベクトル $k n(r_0)$ の各成分の間には式 (5.2) の関係が存在し，これを r_0 の関数として図示すると図 5 - 22 のようになる。図 5 - 22 (a) は β が

$$n_2^2 k^2 \leq \beta^2 \leq k^2 n^2(r_0) - \frac{\nu^2}{r_0^2} \quad (5.30)$$

なる導波領域にある場合であり，界は $r \leq a$ では振動形， $r \geq a$ では減衰形となる。一方図 5 -



(a) 導波モードの場合



(b) 漏洩モードの場合

図 5 - 22 グレーデッド形光ファイバの導波領域

2.2 (b) のように β が

$$k^2 n_2^2 - \frac{\nu^2}{a^2} \leq \beta^2 < k^2 n_2^2 \quad (5.31)$$

なる領域にあり、界がコア内で振動形、クラッドでは減衰形、さらに外層では再び振動形となるモードを（トンネリング）漏洩モードと呼び、導波モードと区別している。したがって漏洩モードは一定の割合で減衰しながら伝搬すると考えられ、厳密な意味でのモードの概念には合致しない。

式 (5.31) に式 (5.1), (5.2) および (5.29) を代入すると

$$n_2^2 - (r_0/a)^2 n^2(r_0) \cos^2 \xi \leq n^2(r_0) \cos^2 r < n_2^2 \quad (5.32)$$

が得られる。いま図 5 - 1 の光線の入射角を I ，その投影角を ϕ とすると，式 (5.4) より

$$\sin I = n(r_0) \sin r \quad (5.33)$$

また

$$\sin \phi = \cos \xi / \sin r \quad (5.34)$$

が成り立つので、式(5.33)および(5.34)を式(5.32)に代入すると、入射角 I について次式が得られる。

$$n^2(r_0) - n_2^2 < \sin^2 I \leq \frac{n^2(r_0) - n_2^2}{1 - (r_0/a)^2 \sin^2 \phi} \quad (5.35)$$

したがって $r = r_0$ において式(5.35)を満たすような角度で入射した光線は漏洩モードとなり、式(5.35)で定義される入射角を $r = r_0$ におけるローカル開口角とよんでいる。

ただし、 $\phi = 0$ で定義される子午光線については、式(5.35)より漏洩モードとなる入射角 I が存在しないことがわかる。なお、導波モードとなるローカル開口角を表わす入射角 I の範囲は式(5.30)をもとにして次式で与えられる。

$$0 \leq \sin^2 I \leq n^2(r_0) - n_2^2 \quad (5.36)$$

次に、屈折率分布が式(2.75)で表わされる α 乗分布について漏洩モードのローカル開口角について調べる。式(5.35)に式(2.75)を代入すると次式が得られる。

$$2\Delta n_1^2 [1 - (r_0/a)^\alpha] < \sin^2 I \leq \frac{2\Delta n_1^2 [1 - (r/a)^\alpha]}{1 - (r_0/a)^2 \sin^2 \phi} \quad (5.37)$$

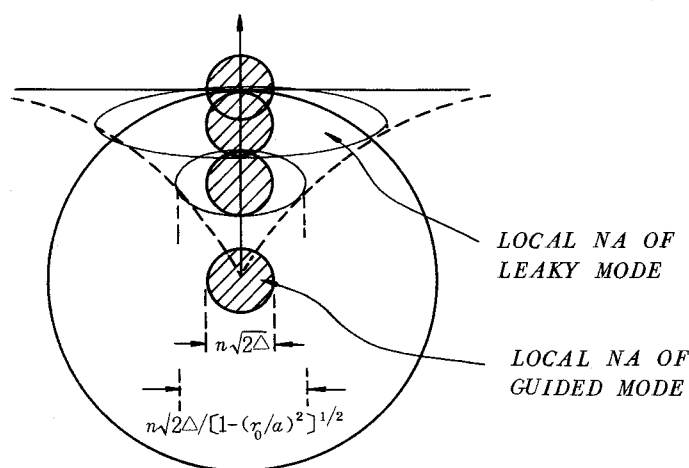
ここでステップ形光ファイバの場合を考えてみる。上式において $\alpha = \infty$ として次式を得る。

$$2\Delta n_1^2 < \sin^2 I \leq \frac{2\Delta n_1^2}{1 - (r_0/a)^2 \sin^2 \phi} \quad (5.38)$$

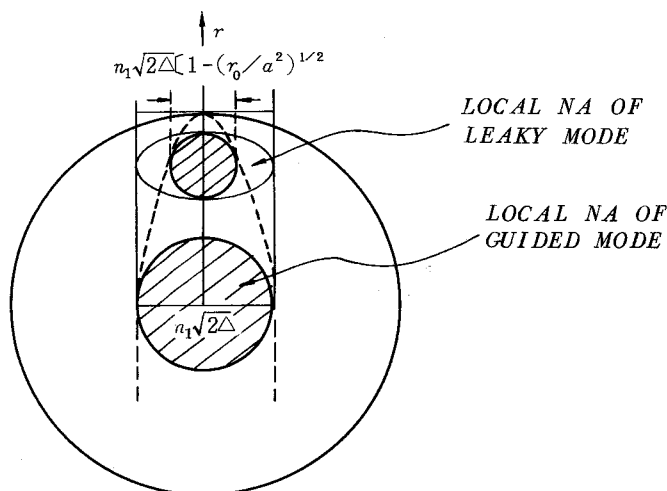
上式で $r = r_0$ における漏洩モードのローカル開口角の上限値は長軸 $n_1 \sqrt{2\Delta} / [1 - (r_0/a)^2]^{1/2}$ ($\phi = \pi/2$)、短軸 $n_1 \sqrt{2\Delta}$ ($\phi = 0$)の楕円を表わすことがわかる。一方、放物形ファイバの場合には $\alpha = 2$ として

$$2\Delta n_1^2 [1 - (r_0/a)^2] < \sin^2 I \leq \frac{2\Delta n_1^2 [1 - (r_0/a)^2]}{1 - (r_0/a)^2 \sin^2 \phi} \quad (5.39)$$

を得る。ローカル開口角 $\sin I$ の上限値は $r = r_0$ において長軸 $n_1\sqrt{2\Delta}(\phi=\pi/2)$ 、短軸 $n_1\sqrt{2\Delta}[1-(r_0/a)^2]^{1/2}(\phi=0)$ の楕円となり、漏洩モードのローカル開口角 $\sin I$ の領域を表わす楕円の長軸は、 r_0 に依らず一定であることがわかる。図5-23の(a)および(b)にはステップ形および放物形光ファイバの導波モードおよび漏洩モードのローカル開口角を示す。図中の斜線部は導波モードのローカル開口角を表わしている。図より、ステップ形と放物形光ファイバでは、漏洩モードのローカル開口角の領域の r_0 に対する変化に顕著な相違があることがわかる。なお、屈折率分布パラメータ α が2近傍のグレーデッド形光ファイバについても上記の放物形光ファイバとほぼ同様の特性があるものと考えられる。



(a) ステップ形ファイバの場合



(b) 放物形ファイバの場合

図5-23 ステップ形および放物形光ファイバのローカルNA

5.4—2 接続損失への影響

以上述べた漏洩モードを考慮に入れた場合、グレーデッド形とステップ形光ファイバとでは接続点の不整によって励振されるモードには以下に述べる相違が見られる。⁽¹²⁷⁾ 接続点の幾何学的な不整には横断面内の軸ずれ、軸方向の傾きおよび端面間の離反、さらに構造パラメータの不一致があるが、ここでは主に実用上特に問題となる横断面内の軸ずれについて考える。ここで以下に述べるような2つの仮定を設ける。(i)接続点前の光ファイバ（以下、出射光ファイバと略す）には、導波モードのみが一様に励振されており、漏洩モードは励振されていない。(ii)接続点には横断面内の軸ずれのみが存在する。このときグレーデッド形光ファイバでは、出射光ファイバのある点における導波モードのローカル開口角が接続点後の光ファイバ（以下、受け側光ファイバと略す）の対応する点における導波モードのローカル開口角よりも大きくなり、漏洩モードのローカル開口角を覆う部分が生ずるため、受け側光ファイバに漏洩モードが励振されることになる。これは図5—23(b)の放物形光ファイバのローカル開口角を表わす楕円の重なりを考えれば容易に理解できる。一方、ステップ形光ファイバでは導波モードのローカル開口角は光ファイバ端面上の全ての点で等しいため、グレーデッド形光ファイバのように出射光ファイバの導波モードと受け側光ファイバの漏洩モードのローカル開口角の間に重なり部分が生じない。したがってステップ形光ファイバでは軸ずれが存在しても、受け側光ファイバに漏洩モードは励振されない。

このようにグレーデッド形光ファイバでは、接続点に軸ずれがあるときその受け側光ファイバは導波モードと漏洩モードが混在する過渡的な状態(Transient State)⁽¹²⁸⁾となり、接続点からの距離が増加するにつれて漏洩モードは減衰し、やがて導波モードのみが存在する状態へ移行する。その結果、グレーデッド形光ファイバでは接続点後の光ファイバの損失は距離に対して直線的な変化を示さず複雑な距離依存性をもつことになり、一方ステップ形光ファイバにはこのような損失の距離依存性は存在しない。以上の理論検討結果を検証するため次に述べる接続実験を行なった。

実験では、グレーデッド形およびステップ形光ファイバについて接続点の横断面内での軸ずれと接続損失の関係を受け側光ファイバが短尺および長尺の場合の両方について調べた。⁽³³⁾ 図5—24には接続損失の測定系を示す。光源には中心波長 $0.94\ \mu\text{m}$ のバラス形のLEDを用いた。また出力光の検出には受け側光ファイバが短尺の場合にはSi-APDを用い、両者間の較正は光強度と出力電流の特性に基づいて行なった。なお、出力光の検出感度を得るため、参照光と

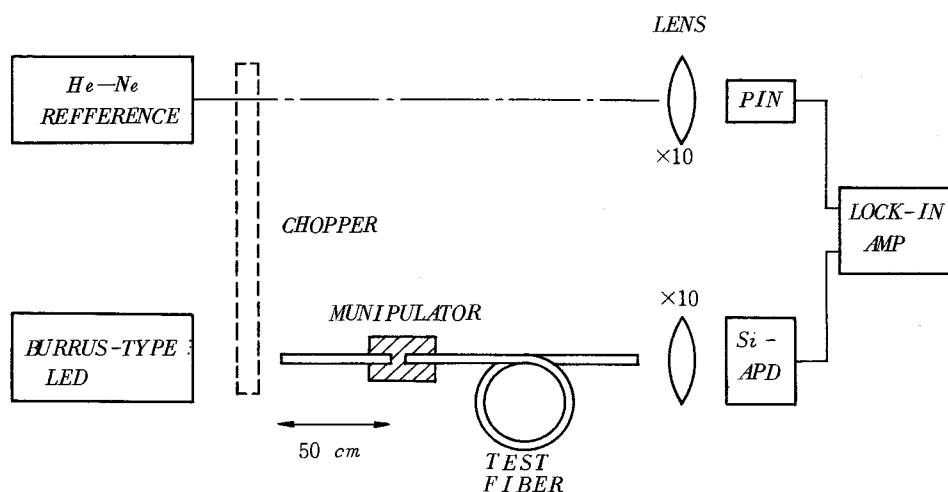


図 5 - 24 接続損失の測定系

して He-Ne レーザ光をロックインアンプを使用した。

測定に用いた光ファイバは、グレーデッド形およびステップ形ともに比屈折率差が 0.76%，コア直径は約 $80\text{ }\mu\text{m}$ である。接続損失の測定は、接続点後の光ファイバ長がグレーデッド形光ファイバでは 0.5 m，1000 m，またステップ形光ファイバでは 0.5 m，500 m の各々について行なった。なお、出射ファイバ長はいずれの場合も 0.5 m である。出射光ファイバに導波モードのみを一様に励振するため、光ファイバ入射端を LED の発光面に突き当てて直接励振を行なった。図 5-25 にはグレーデッド形およびステップ形光ファイバの出射ファイバ端面におけるニアフィールドパターンを破線で、また反射法⁽¹¹³⁾で測定した屈折率分布を実線で示している。なおニアフィールドは光ファイバ出射端面に焦点を絞った顕微鏡からの出力光をシリコンビジコンカメラで観察したものである。グレーデッド形およびステップ形光ファイバともにニアフィールドはその屈折率分布と良く一致していることから、両者とも全導波モードが均一に励振されていることが確認できる。⁽⁶⁴⁾ ただし、ステップ形光ファイバのニアフィールドにおける肩の僅かなふくらみは若干漏洩モードが励振されていることによるものと思われる。

図 5-26 (a), (b) はグレーデッド形およびステップ形光ファイバの軸ずれによる損失をそれぞれ出射ファイバ長が短尺および長尺の場合について測定した結果を示している。縦軸は接続損

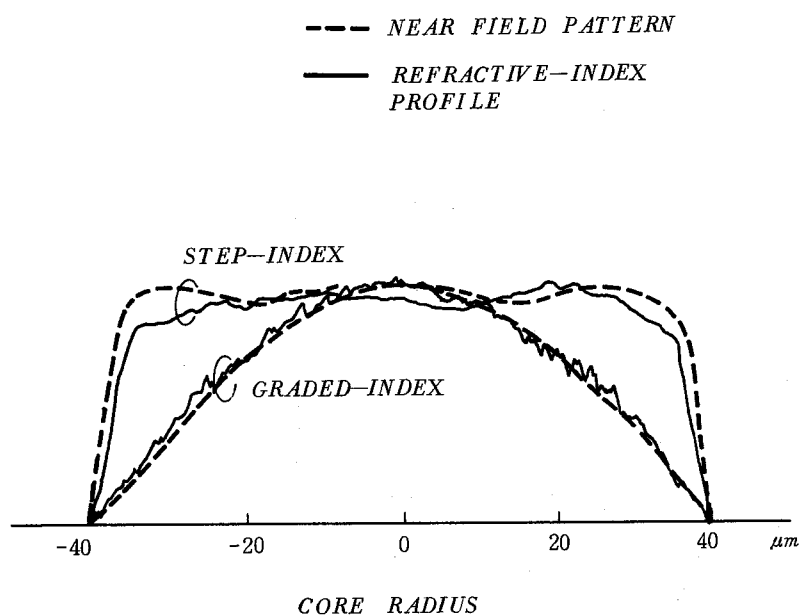
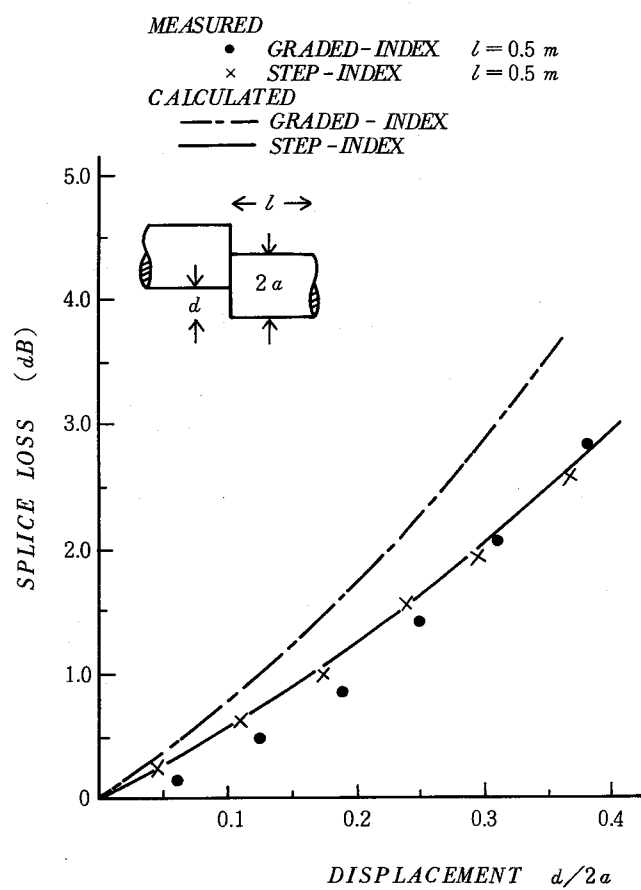
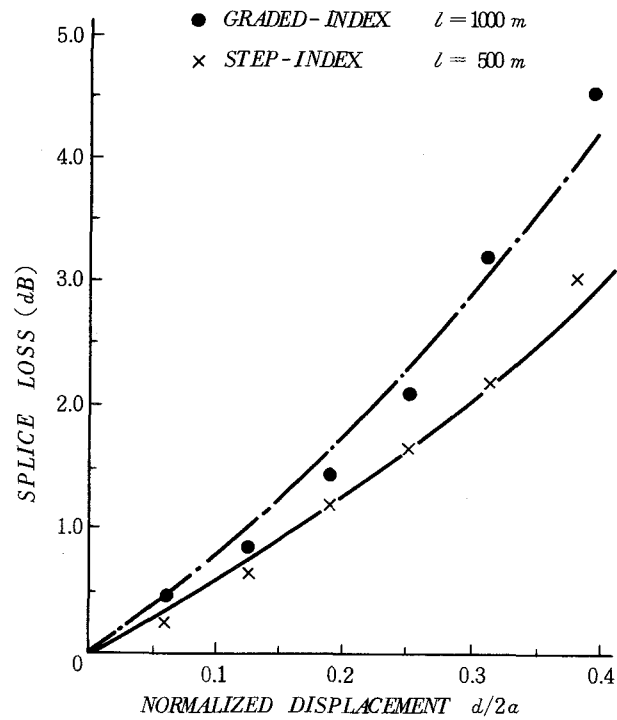


図 5 - 25 屈折率分布とニアフィールドパターン



(a) 短尺光ファイバの場合

図 5 - 26 接続損失の軸ずれ量依存性



(b) 長尺光ファイバの場合

図 5 - 26 接続損失の軸ずれ量依存性

失，横軸は軸ずれ量 d をコア直径 $2a$ で規格化した値を示している。なお接続損失は受け側光ファイバの出力パワーを出射光ファイバのパワーで割った値を dB 表示したものである。図中に示した接続損失の計算値 α_s は次式で与えられる。

$$\eta = \int_{S_1 \cap S_2} p(r) r dr d\theta / \int_{S_1} p(r) r dr d\theta \quad (5.40)$$

$$\alpha_s = -10 \cdot \log_{10} \eta$$

ここで， $p(r)$ はニアフィールドのパワー分布であり，次式で与えられる。^[64]

$$p(r) = p(0) \{ 1 - (r/a)^\alpha \} \quad (5.41)$$

また， S_1 ， S_2 はそれぞれ接続点における出射および受け側光ファイバの断面積であり， $S_1 \cap S_2$

は両者の重なり部分を表わす。

式(5.41)に示したニアフィールドのパワー分布は漏洩モードを考慮に入れていないため、グレーデッド形光ファイバの計算値は受け側光ファイバ内で漏洩モードが完全に減衰した状態での接続損失、すなわち接続損失の上限値を与えるものと考えられる。受け側光ファイバが短尺の場合には、図5-13(a)に示すようにグレーデッド形光ファイバでは接続損失の測定値は計算値よりもかなり小さくなっているが、これは実際には軸ずれによって受け側光ファイバに漏洩モードが励振されていることによるものと考えられる。一方ステップ形光ファイバでは、測定値は軸ずれの大小にかかわらず理論値と良く一致しており、軸ずれによって漏洩モードが受け側光ファイバに励振されないことが確かめられた。また、グレーデッド形とステップ形光ファイバを比較すると、一定の軸ずれ量に対して計算値はグレーデッド形光ファイバの方が大きい、測定値はその逆の傾向を示している。これは実際にはグレーデッド形光ファイバでは軸ずれによって受け側光ファイバに漏洩モードが励振されるため、接続点直後で接続損失を評価したときにはステップ形光ファイバよりも損失が小さくなる可能性があることを示唆するものである。

次に受け側光ファイバが長尺の場合には、図5-26(b)に示すようにグレーデッド形光ファイバの測定値と理論値との差は(a)に示した短尺の場合に比べてかなり減少しており、ほぼ一致している。これは漏洩モードが1km伝はん後に減衰していることを表わしている。例えば、10%の軸ずれがあるとき、受け側光ファイバに励振される漏洩モードは全パワーの9.8%を占めているが、1km伝はん後には6.5%に減衰している。一方ステップ形光ファイバでは接続損失は受け側光ファイバが短尺の場合と比べてほとんど差がないことがわかる。受け側光ファイバ長が短尺と長尺の場合を比較すると、例えば10%の軸ずれ量に対してグレーデッド形およびステップ形光ファイバの接続損失は、短尺光ファイバの場合には、それぞれ0.33 dB, 0.58 dBであり、長尺光ファイバではそれぞれ0.68 dB, 0.48 dBである。このことから接続点後の光ファイバ長が十分に長い場合にはグレーデッド形光ファイバはステップ形光ファイバと比較して軸ずれに対する許容度がやや少ないことがわかる。しかしながら、実際の接続を考えた場合には出射光ファイバのモードパワー分布は一樣励振の状態よりも、通常むしろ低次モード群のパワーが強いため、グレーデッド形光ファイバにおいて接続点の軸ずれによって励振される漏洩モードも一樣励振の場合よりも小さくなる。したがってグレーデッド形光ファイバでは、この漏洩モードが接続損失の距離依存性に与える影響も一樣励振の場合よりも低次モードのパワーが強い場合には小さくなると考えられる。

5.4—3 伝送損失への影響

多モード光ファイバの伝送損失は定常状態において評価することが実用上望ましい。したがってその測定では被測定光ファイバに定常モードパワー分布を励振するために、光源と被測定光ファイバ間にドラムにきつく巻き付けたファイバ長約500mの同種類の光ファイバ（これをダミーファイバと呼ぶ）を挿入するダミーファイバ法^[92]が用いられている。これによってグレーデッド形光ファイバの場合には比較的高次モードパワーが減衰した定常モードパワー分布に近い分布を被測定光ファイバに励振することが可能となるが、ダミーファイバと被測定光ファイバ間に一接続点を含むために伝送損失の測定値にこの接続点の影響が現われる。すなわち、接続点の軸ずれや構造パラメータの不一致によって漏洩モードが励振されるため、伝送損失に距離依存性が生じる。この現象について以下実験検討結果を示す。^[34]

伝送損失の測定は、図5-27に示す測定系において波長 $0.85\mu\text{m}$ のLEDを光源として行なった。図5-28にはコア直径 $50\mu\text{m}$ のMCVD法により作製されたグレーデッド形光ファイバを順次切断しながら測定した光出力を、光ファイバ長2mの地点での入射光パワーで割った値(dB表示)を光ファイバ長に対してプロットしたものである。図中の○印はダミーファイバとして、コア直径 $50\mu\text{m}$ のファイバ約500mを直径8cmのドラムに巻き付けたものを使用した場合の測定値である。なお接続損失は0.12dBである。図よりファイバ長400m以下では長さ依存性が現われているのがわかる。図中の×印はダミーファイバとしてファイバ長10kmのグレーデッ

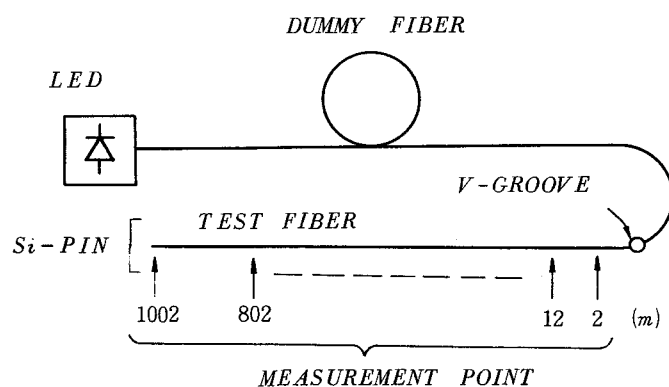


図5-27 損失の測定法

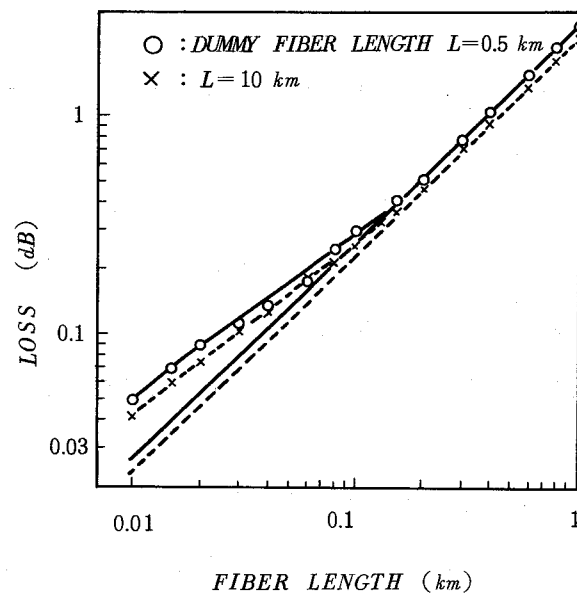


図 5 - 28 損失のファイバ長依存性

ド形光ファイバを使用し、同種類のグレーデッド形光ファイバを測定した値であるが、同様の傾向が見られる。このように長尺光ファイバを励振用光ファイバとして用いたときにも同様の傾向が得られることは、○印の測定に用いたファイバ長 500 m のダミーファイバにおいても定常モードパワー分布を励振できることを保証しているが、ダミーファイバと被測定光ファイバの接続点が伝送損失に距離依存性をもたらすことが明らかになった。

次にダミーファイバと被測定光ファイバ間の接続点の影響を調べるため、励振点に接続点のある場合とない場合を比較する。励振点に接続点を含まない場合として、1500m のグレーデッド形光ファイバのうち 500 m でダミーファイバを作製し、そのまま残り 1000 m を被測定光ファイバとして損失を測定した。図 5-29 の○印で示すように、その損失値は距離に対して直線的な変化をしている。次にこのダミーファイバの部分 500 m に、同一プリフォームから作製した 1000 m のグレーデッド形光ファイバを接続し同様の測定を行なった結果を図 5-29 の×印で示す。この損失値は図 5 - 28 の結果と同様に距離依存性を示している。これは接続点で生ずる漏洩モードの影響と考えられ、またこの結果は、前節で述べたように接続損失を接続点直後の光出力で評価したとき見かけ上小さくなることと対応している。一方伝送損失から見れば、400 m 以下の短尺光ファ

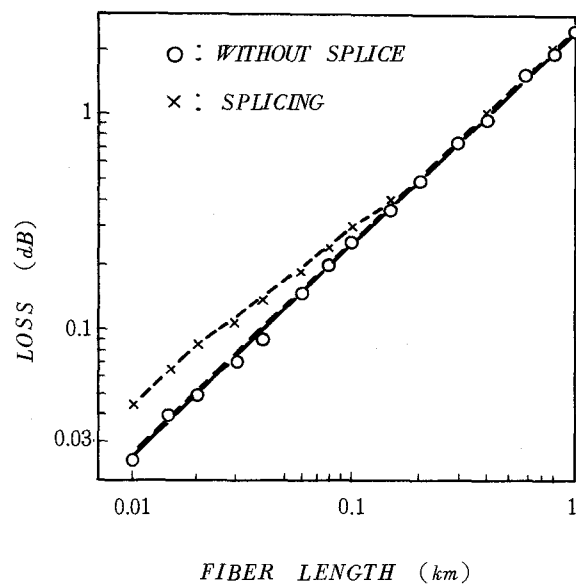


図 5 - 29 損失のファイバ長依存性

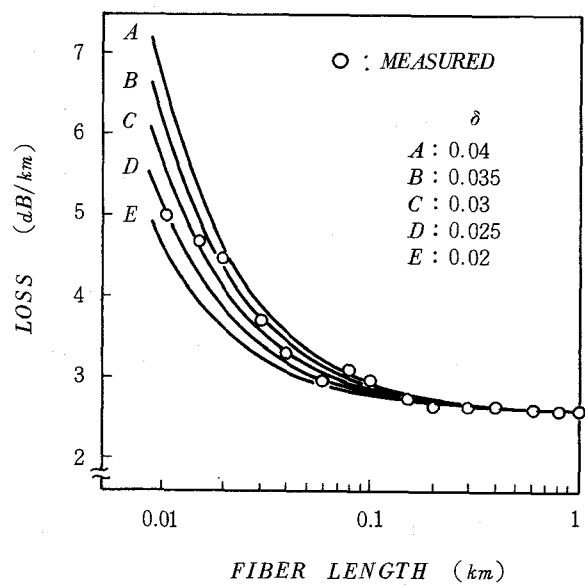


図 5 - 30 単位長当りの損失の距離依存性

イバを用いた損失値を1km 当りに換算した値は、長尺光ファイバの測定値より大きくなり、見かけ上損失を大きく見積ることを意味している。いま伝送損失の距離に対する変化を

$$r = r_0 + \delta/L \quad (5.42)$$

で近似する。ここで r , r_0 はそれぞれ単位長当りの見かけの損失および真の損失とし、 δ は過剰損失係数、 L はファイバ長とする。図 5-30 は種々の δ の値に対する1km 当りの損失値 r (dB/km) を示している。また図中の○印は、図 5-28 に示した○印の測定値を1km 当りに換算した値である。図より測定値は δ が 0.03 近傍の理論値の傾向と良く一致しており、例えばファイバ長 100 m で得られる損失値は 3.0 dB/km であり、1km の値 2.6 dB/km に比較して 0.4 dB/km 大きくなっている。

以上述べたように接続点で生ずる漏洩モードはファイバ長が数 100m 以下の場合には伝送損失の距離依存性をもたらすことがわかった。

5.5 結 言

光ファイバ接続点で生ずるモード結合を理論的および実験的に検討した。先ず接続される光ファイバに軸ずれおよびファイバ構造パラメータの不一致が存在するときに生ずるモード次数の変化を表わす関係式を導出し、これをもとに接続点前後のモードパワー分布の変化を示すモード伝達行列を得た。実験ではグレーデッド形光ファイバの突き合わせおよび融着接続を行ない、接続点で生ずるモード結合とインパルス応答波形および伝送帯域との関係を明らかにした。とくに融着接続では、接続点近傍の長手方向にファイバ構造パラメータの変化が生ずることを明らかにし、また接続光ファイバの伝送帯域と接続損失には密接な関係があることを、モード伝達行列を用いた理論検討からも検証した。

次に接続点に新たに提案したモードスクランブラを装荷することによって、接続点のモード結合を一定状態に保てることを実験によって示した。したがって本モードスクランブラは第 6 章で述べるように接続光ファイバの伝達関数を一意的に決定するのに有効であることがわかった。

最後にグレーデッド形光ファイバの接続点の軸ずれによって生ずる漏洩モードについて検討し、接続点直後ではこの漏洩モードが存在するため接続損失が見かけ上小さくなり、また伝送損失は見かけ上大きくなることを明らかにした。

第6章 長距離光ファイバの伝送特性

6.1 緒言

接続点を含む長距離光ファイバの伝送特性を正確に推定することは、中継間隔の設定や損失配分等の伝送路設計を行なう上で実用上重要である。

本章では、第4章に述べた光ファイバ内のモード結合および第5章の接続点のモード結合の検討結果をもとにして、接続点を含む長距離光ファイバの伝送特性を理論的および実験的に検討した結果を述べる。節6.2では、接続ファイバの伝送帯域改善効果について述べる。先ず異なる屈折率分布をもつグレーデッド形光ファイバを接続した場合に、接続した光ファイバの伝送帯域が接続される個々の光ファイバの伝送帯域と比較して広くなるという「群遅延時間補償効果」^{[37],[129]}が生ずる場合があることを明らかにする。^[29] また長距離光ファイバにおいて接続点のモード結合の影響のみを抽出し、それが伝送帯域の改善効果をもつことを実験によって示す。節6.3では伝送損失が小さく、材料分散がほぼ零になる波長 $1.3\mu\text{m}$ 帯においてファイバ延長約50kmのグレーデッド形光ファイバの接続実験を行ない、伝送帯域の距離に対する変化等の長距離伝送特性を実験的に明らかにした結果を示す。また接続点を含む光ファイバ全体の伝送特性を推定する一方法として、接続される個々の光ファイバの伝達関数と接続点でのモード結合を考慮に入れた比較的簡便な伝送帯域の推定式を導出し、この理論推定値が実験値を良く説明し得ることを示す。^{[35]~[38]}

次に接続点を含む長距離光ファイバの伝送特性を一義的に決定することを目的としたモードスクランブラ装荷法について述べる。^{[39],[40]} 本方法は各接続点に前章で述べたモードスクランブラを装荷することによって接続点におけるモード結合を制御する方法であり、これによって全体の伝達関数が接続される個々の光ファイバの伝達関数のみから決定されることを明らかにする。この方法では帯域改善効果も期待できることから、この効果に着目した検討結果についても述べる。

節6.4では、グレーデッド形光ファイバのケーブル化前後において接続実験を行ない、ケーブル化で生ずるモード結合の伝送帯域に及ぼす影響を明らかにするとともに、現状の光ファイバケーブルの伝送帯域の距離依存性を把握する。^[26]

6.2 伝送帯域の改善効果

6.2-1 群遅延時間補償効果による広帯域化

節 2.4-3 で述べたようにグレーデッド形光ファイバでは，使用光源波長に対してモード分散が最小，即ち伝送帯域が最大となる屈折率分布が異なる。屈折率分布が最適形からずれたときにはモード分散が増大するが，屈折率分布パラメータ α と最適値 α_{opt} の関係が $\alpha < \alpha_{opt}$ (overcompensated profile) の場合には高次モードの群遅延時間が低次モードの群遅延時間に比べて小さくなり，一方 $\alpha > \alpha_{opt}$ (undercompensated profile) の場合には高次モードと低次モードの群遅延時間の関係は逆転する。^[130] したがってこのような屈折率分布をもつ 2 本の光ファイバを接続したときには全体としてモード分散が補償され，その結果接続された光ファイバ全体の伝送帯域が個々の光ファイバの伝送帯域と比較して広帯域になる場合がある。^[129] この伝送帯域の改善効果を「群遅延時間補償効果」^[37] と呼んでいる。この伝送帯域の改善効果は個々の光ファイバの屈折率分布あるいは接続点のモード結合の程度によって異なり，また光ファイバ内のモード結合がない場合には，その効果はより明らかになる。ここでは，先ずこの群遅延時間補償効果が顕著に現われる 2 本のグレーデッド形光ファイバを用い，接続光ファイバの伝送帯域および出力端の低次モード群と高次モード群の群遅延時間差と接続点のモード結合の関係を実験的に明らかにする。^[29]

表 6-1 には被測定ファイバの諸元を示す。光ファイバ B および C のファイバ長はそれぞれ 1048 m および 1158 m と短尺であり，光ファイバ内のモード結合の影響は小さいと考えられる。屈折率分布パラメータはそれぞれ 1.91 および 2.17 であり，波長 $0.83 \mu\text{m}$ での最適屈折率分布パラメータ $\alpha_{opt} (= 2.08)$ に対して光ファイバ B は overcompensated profile，光ファイバ C は undercompensated profile となっている。図 6-1 はファイバ B とファイバ

表 6-1 ファイバ B および C の諸元

	コア直径 $2a$	比屈折率差 Δ	α	ファイバ長
ファイバ B	51.0 μm	1.03 %	1.91	1048 m
ファイバ C	50.0	1.04	2.17	1158

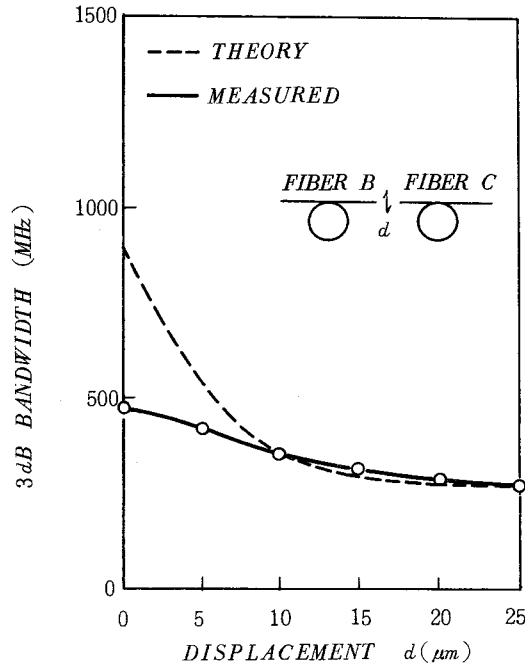


図 6 - 1 3 dB 帯域幅と軸ずれ量との関係

Cを突き合わせ接続したときの 2.2 km 伝ぱん後の 3 dB 帯域幅の測定値を, 接続点における横断面方向の軸ずれ量 d に対して示したものである。軸ずれのない場合 $d = 0$ では 3 dB 帯域幅は 470 MHz となっており, d が増加するにつれて徐々に減少している。一方, 光ファイバ B および C の 3 dB 帯域幅はそれぞれ 420 MHz, 430 MHz であることから, 軸ずれ量 d が小さいときには個々の光ファイバの伝送帯域に比べて接続点の光ファイバ全体の伝送帯域の方が大きくなっており, 群遅延時間補償効果による伝送帯域の改善効果が顕著に見られる。 d の増加に伴って帯域幅が減少するのは接続点におけるモード結合効果が増加し, その結果, 補償効果が小さくなるためである。このことは, 3 dB 帯域幅の測定値と接続点のモード結合を考慮に入れた接続光ファイバの伝達関数から得られる 3 dB 帯域幅の計算値との比較からも確かめられる。接続光ファイバの伝達関数 $H_q(\omega, L)$ ($q = 1, 2, \dots$) は材料分散を考慮に入れると式 (2.99) と同様にして次式で表わされる。

$$H_q(\omega, L) = \exp \left\{ -(\omega \lambda_0 \delta \lambda n_1'' L / 4c)^2 \right\} \cdot \sum_{m=0}^{M_q(\lambda_0)} P_{out}^{(q)}(m, \omega) / \sum_{m=0}^{M_q(\lambda_0)} P_{in}^{(1)}(m, \omega) \quad (q = 1, 2, \dots) \quad (6.1)$$

ここで

$$P_{out}^{(q)}(m, \omega) = P_{in}^{(q)}(m, \omega) \cdot \exp \{ -j \omega \tau_m^{(q)}(\lambda_0) \cdot l_q \} \quad (6.2)$$

$$L = \sum_{i=1}^q l_i \quad (6.3)$$

ただし ω はベースバンド角周波数であり、 M_q は第 q 番目光ファイバの最大主モード次数であり式 (2.82) で与えられる。また第 q 番目光ファイバの主モード次数 m のモードの群遅延時間は式 (2.87) で与えられている。また式 (6.1) における第 q 番目光ファイバの入射モードパワー分布 $P_{in}^{(q)}(m, \omega)$ は第 $(q-1)$ 番目光ファイバの出射モードパワー分布 $P_{out}^{(q-1)}(m, \omega)$ と、節 5.2-2 で導出した第 $(q-1)$ と q 番目ファイバの接続点におけるモード結合を表わすモード伝達行列 $[C]_{q-1, q}$ を用いて次式で表わされる。なおここでは光ファイバ内のモード結合は無視している。

$$P_{in}^{(q)} = [C]_{q-1, q} \cdot P_{out}^{(q-1)} \quad (q = 2, 3, \dots) \quad (6.4)$$

ここで

$$P_{in}^{(q)} = T[P_{in}^{(q)}(0, \omega), 2P_{in}^{(q)}(1, \omega), \dots, (M_q + 1) \cdot P_{in}^{(q)}(M_q, \omega)] \quad (6.5)$$

$$P_{out}^{(q)} = T[P_{out}^{(q-1)}(0, \omega), 2P_{out}^{(q-1)}(1, \omega), \dots, (M_{q-1} + 1) \cdot P_{out}^{(q-1)}(M_{q-1}, \omega)]$$

ただし、 $P_{in}^{(1)}$ は入射点におけるモードパワー分布を表わす。また行列 $[C]$ の要素は式 (5.24) ~ (5.26) で与えられている。3 dB 帯域幅は式 (6.1) ~ (6.5) を用いて次式より得られる。

$$10 \cdot \log_{10} |H_q(\omega, L)| = -3 \quad (6.6)$$

図 6-1 中の破線は 3dB 帯域幅の数値計算結果である。なお、本数値計算では材料分散の伝送帯域に対する影響を無視している。モード伝達行列および光ファイバ B および C の伝達関数の

計算には表 6-1 に示したファイバ構造パラメータを用いた。図より、 $d = 0$ での理論値は 820 MHz であり、測定値 470 MHz と比べるとやや差が見られるが、一方軸ずれ量が多い場合には理論値と測定値は良い一致を示している。軸ずれが小さい範囲では理論値においても測定値と同様に帯域改善効果が見られる。 $d \leq 10 \mu\text{m}$ の範囲における理論値と測定値の相違は次の 2 つの理由によるものと考えられる。一つは、接続点での光ファイバ軸方向の折れ曲りや端面の離反等の軸ずれ以外の実際上避けられない不整によって生ずるモード結合が存在するためであり、この影響は軸ずれ量が小さいときに相対的に大きくなる。もう一つは、屈折率分布の α 乗近似によって生ずる計算値の誤差のためと考えられる。因みに本数値計算例における α の値の組み合わせに対しては、接続光ファイバの伝送帯域は 10^{-2} 程度の α の値の変動に対しても、とくに軸ずれ量が小さいときには大きく変化する。以上述べたように屈折率分布の異なる光ファイバを接続したことに生ずる群遅延時間補償効果による伝送帯域の改善効果は、実験的にも理論的にも確認できる。また、この補償効果は次に述べるようにパルス応答波形にも見ることができる。

接続した光ファイバ B および C の出力パルス応答波形における低次モード群と高次モード群

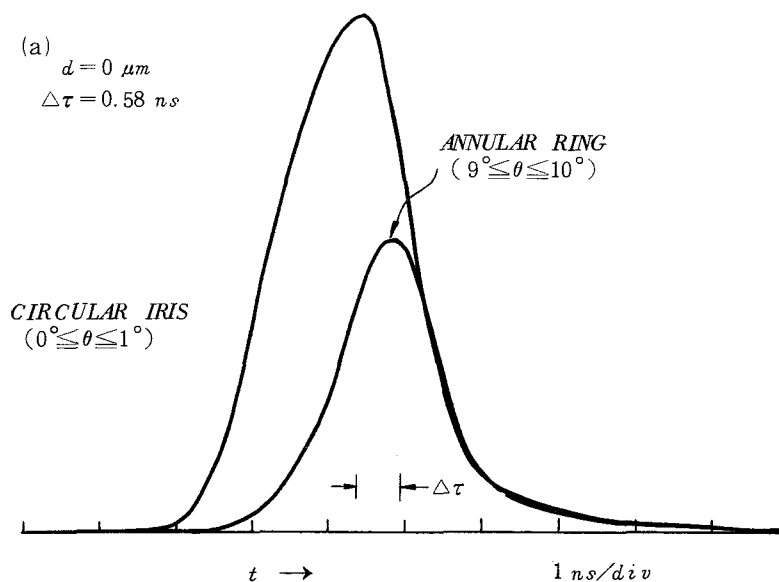


図 6-2 低次および高次モード群パルス応答波形

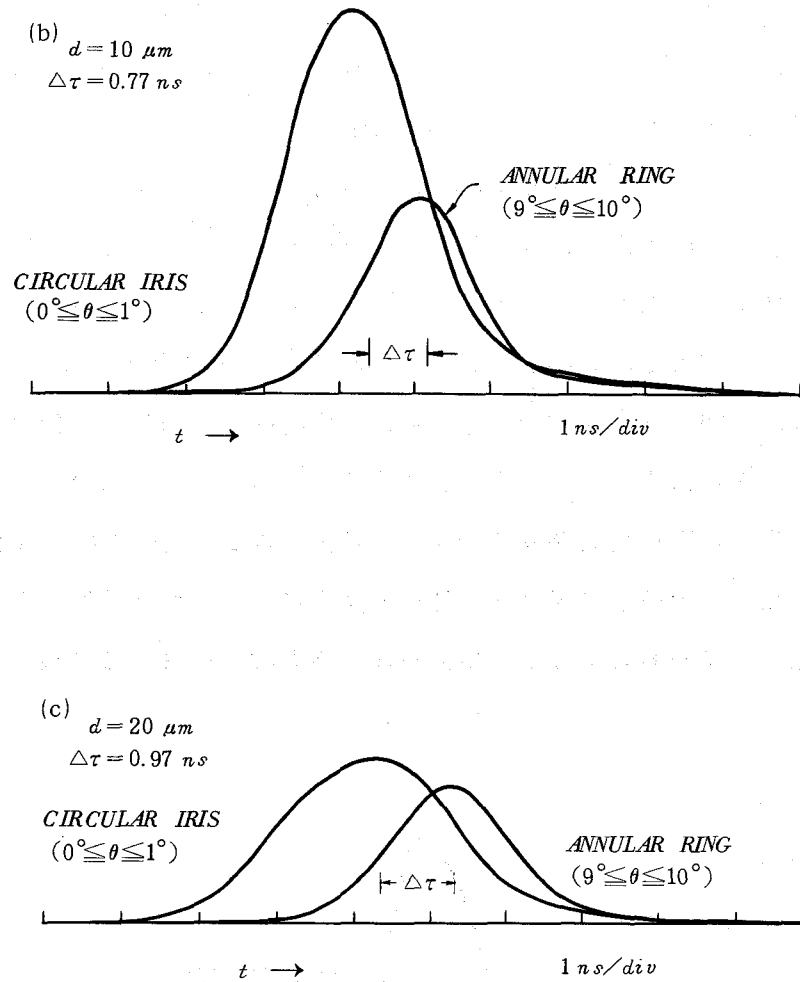


図 6 - 2 低次および高次モード群パルス応答波形

間の群遅延時間差を節 5.2 - 4 と同様の方法で測定した結果について述べる。図 6 - 2(a), (b) および(c)には、光ファイバ B, C間の接続点における横断面内の軸ずれ量 d がそれぞれ 0, 10, 20 μm のときの低次モード群および高次モード群のパルス応答波形を示している。図より、軸ずれが増大するにつれて円状スリット ($0^\circ \leq \theta \leq 1^\circ$) で分離された低次モード群パルス応答波形と円環状スリット ($9^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$) で分離された高次モード群波形とは互いに離れる傾向が見られる。図 6 - 3 は図 6 - 2 の低次モード群および高次モード群パルス応答波形の重心時間差 $\Delta\tau$ を d に対してプロットしたものである。 $d = 0$ では $\Delta\tau$ が 0.58ns であるのに対して、光ファイバ B および C 単体の重心時

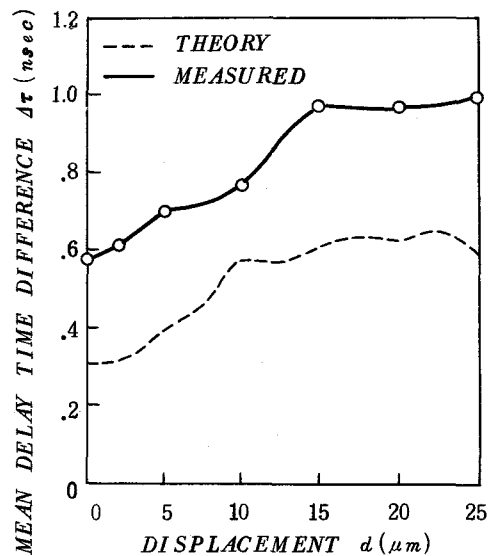


図 6 - 3 重心時間差と軸ずれ量の関係

間差がそれぞれ 0.64 ns, 0.62 ns であることから群遅延時間補償効果が著しいことがわかる。また d が増大するにつれて $\Delta\tau$ は徐々に大きくなっており、補償効果が接続点のモード結合によって増加しているのがわかる。この重心時間差 $\Delta\tau$ の d に対する変化の傾向は、図 6 - 1 に示した 3 dB 帯域幅が d の増加に対して減少する傾向と良く符合している。また図 6 - 3 中の破線は図 5 - 8 と同様の手法で求めた理論値であり、測定値の傾向と良く一致している。

次にこの群遅延時間補償効果を融着接続の場合について調べた実験結果を示す。図 6 - 4 の ▲ 印は光ファイバ B, C を融着接続したときの 3 dB 帯域幅を接続損失に対して示したものである。3 dB 帯域幅は接続損失の増加とともに減少しており、図中の △ 印で示す突き合わせ接続の場合（ただし接続損失はフレネル反射による分 0.3 dB を除いている）とほぼ同様の傾向を示している。これより、融着接続の場合にも、接続損失の増加とともに接続点で生ずるモード結合効果が増大し、その結果群遅延時間補償効果が顕著に表われなくなることがわかる。

この群遅延時間補償効果が顕著な光ファイバ B と C の接続特性を図 5 - 14 に示した同一光ファイバの接続特性を比較すると、接続点のモード結合と伝送帯域との間に興味深い関係が見られる。すなわち、屈折率分布の等しい同一の光ファイバを接続した場合には接続点のモード結合が帯域改善効果をもたらすのに対して、群遅延時間補償効果が得られるような屈折率分布の組み合わせをもつ光ファイバを接続した場合には、接続点のモード結合は逆に帯域劣化要因とな

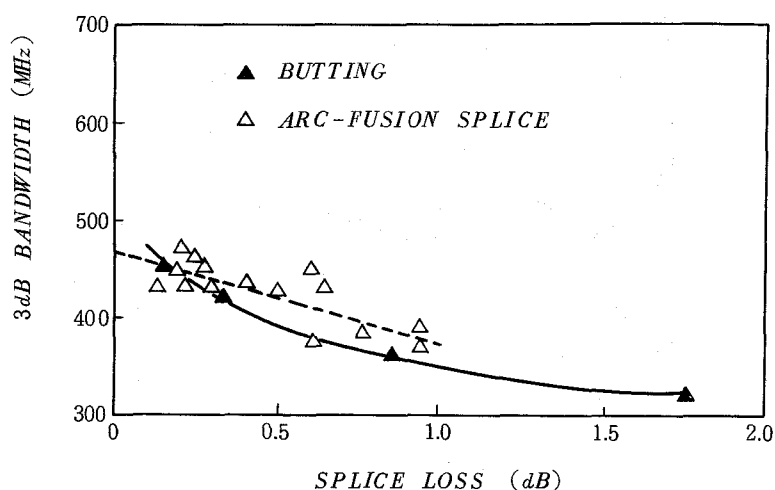


図 6 - 4 3 dB 帯域幅と接続損失

る。いずれにしても、この群遅延時間補償効果は、ステップ形光ファイバには見られないグレーデッド形光ファイバ特有の現象である。

6.2-2 接続点のモード結合の影響

接続点でのモード結合が接続光ファイバの伝送特性に及ぼす影響については第 5 章で詳細に検討したが、ここでは長尺グレーデッド形光ファイバの切断・再接続実験を行ない、接続点のモード結合の有無による伝送帯域の変化を調べる。

使用したグレーデッド形光ファイバは節 4.4 のケーブル化実験で用いたものと同一であり、実験はナイロン被覆を施した光ファイバ心線の段階で行なった。なおファイバ長は 9.7 km である。先ず長尺ファイバを約 1 km 毎に切断しながら伝送帯域を測定し、次に切断した光ファイバを同一順序で接続しながら同様の測定を行なった。使用光源は波長 $1.27 \mu\text{m}$ の半導体レーザであり、受光素子には Ge-APD を用いた。また光ファイバ接続は融着接続法で行ない、1 カ所当たりの平均接続損失は 0.14 dB であった。図 6-5 には接続前後の 3dB 帯域幅を距離に対して示したものであり、○印および●印はそれぞれ切断時および接続後の値である。なお切断時の測定値は図 4-17 の測定値を再掲したものである。図より接続後の特性には切断前の特性に比べてやや値のばらつきが見られるが、全体としては帯域の距離に対する減少の割合は小さくな

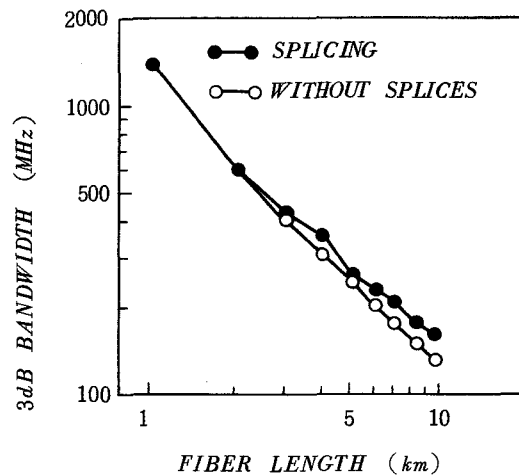


図 6 - 5 3 dB 帯域幅の距離依存性

っているのがわかる。3 dB 帯域幅の距離に対する変化を式 (4.53) に示した $L^{-\Gamma}$ で表わすとき、 $1.1 \leq L \leq 2.1$ km では両者ともに Γ は 1.15 で等しい。一方、 $8.4 \leq L \leq 9.7$ km では接続前では Γ の値は 0.9 であるが、接続後には 0.8 とやや減少している。その結果 9.7 km 伝ばん後の 3 dB 帯域幅は接続前後で、それぞれ 140 MHz および 160 MHz であり、最終帯域は約 14% 広帯域になっている。これは接続点でのモード結合による帯域の改善効果を表わすものであるが、改善の度合は接続の状態によって若干変化することは 5.2 - 4 の検討結果からも予想される。

6.3 接続点のある長距離光ファイバの伝送特性

6.3-1 実験結果

接続点を含む長距離光ファイバの伝送帯域および伝送損失を、波長 $1.3 \mu\text{m}$ 帯において実験的に検討した結果について述べる。^{[35]~[38]} 先ず単長 2 km の広帯域かつ低損失なグレーデッド形光ファイバを 24 本接続して全長 48 km の伝送路を構成し、波長 $1.27 \mu\text{m}$ において伝送帯域の距離に対する変化を測定した結果を示す。波長 $1.3 \mu\text{m}$ 帯では、光ファイバの損失が 1 dB/km を切るような低損失となること、また材料分散が図 2-12 に示したようにはほぼ零となることから、波

長 $0.85\ \mu\text{m}$ 帯よりも低損失かつ広帯域な伝送路が得られる可能性がある。

被測定光ファイバはMCVD法によって作製された比屈折率差が1%, コア半径 $30\ \mu\text{m}$ のグレーデッド形光ファイバであり, コア部の屈折率分布は GeO_2 ドーパントの添加量を変化させることによって形成されている。また少量の P_2O_5 および B_2O_3 がコア, クラッド部に一様にドーピングされている。個々の光ファイバの屈折率分布パラメータ α および波長 $1.27\ \mu\text{m}$ における3dB帯域幅は図2-7に示している。各 α の値は波長 $1.27\ \mu\text{m}$ での α の最適値1.98のほぼ近傍にあり, 24本の3dB帯域幅の平均値は $1.22\ \text{GHz} \cdot \text{km}$ と広帯域である。また, 平均伝送損失は波長 $1.27\ \mu\text{m}$ で $0.57\ \text{dB/km}$ と低く, 伝送帯域および損失の点で現状で得られる最高品質のグレーデッド形光ファイバであるといえる。図6-6には損失の波長依存特性の一例を示している。曲線Bは損失を λ^{-4} でプロットしたものである。この曲線Bにおいて波長 λ を無限大に外挿して得られるコア-クラッド境界の不整などによって生ずる構造不完全性に起因する損失^[75]は, ほぼ零であることがわかる。したがって波長 $1.27\ \mu\text{m}$ における損失のほとんどがレイリー散乱に因るものといえる。

光ファイバ接続は融着接続法によって行ない, その結果全長48kmの全伝送路損失は30.9

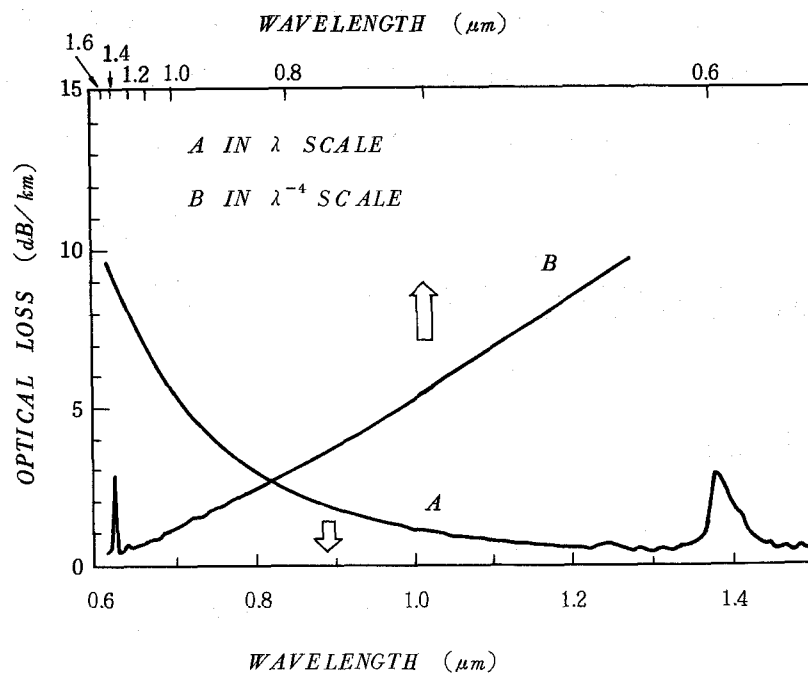


図6-6 損失の波長依存性

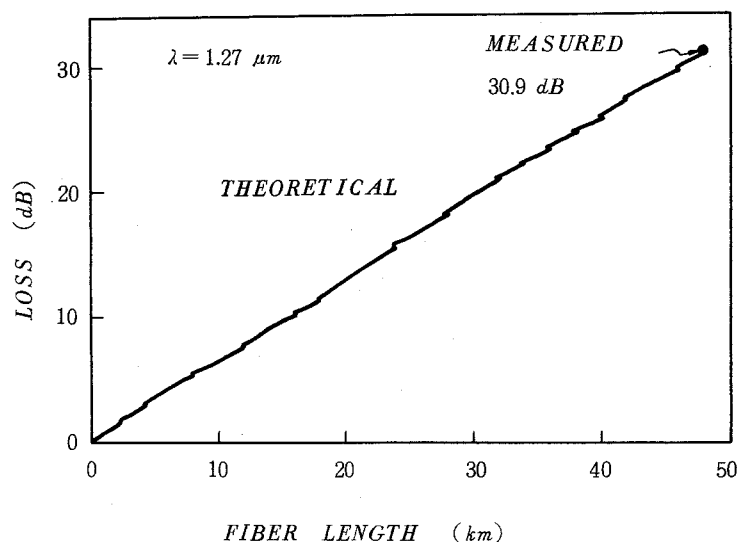


図 6 - 7 損失の距離依存性

dB, 1 か所当りの平均接続損失は 0.15 dB であった。図 6-7 は伝送路損失の距離に対する変化を示している。この値は個々の光ファイバの伝送損失にファイバ構造パラメータの測定値を用いて算出した接続損失予測値^[131]を加えたものである。接続損失予測値の最大, 最小値はそれぞれ 0.36 dB, 0.03 dB であり, 平均値は 0.14 dB である。また全伝送路損失予測値は 30.6 dB となり, 実測値 30.9 dB と非常に良く一致している。このことから, 長距離伝ぱんによって生ずる付加損失の影響は極めて小さく, 接続した光ファイバの伝送路損失は単体光ファイバの損失値と接続損失予測値から比較的良く推定できることがわかる。図 6-8 は波長 1.27 μm における 3 dB 帯域幅を距離に対してプロットしたものである。 $L < 16 \text{ km}$ の区間に用いた光ファイバはいずれも 3 dB 帯域幅が約 1 GHz $\cdot$ km と比較的揃っており, 屈折率分布パラメータ α はいずれも波長 1.27 μm における最適値 1.98 より小であることから群遅延時間補償効果もみられず, その結果 3 dB 帯域幅は $L^{-0.8}$ 従ってほぼ単調に減少している。一方 $L > 16 \text{ km}$ の区間では単体光ファイバの 3 dB 帯域幅は, 1.75 GHz $\cdot$ km から 0.76 GHz $\cdot$ km まで減少しているため, 帯域の距離に対する変化分 $|\Delta f (3 \text{ dB}) / \Delta L|$ の値は伝搬距離の増加に従って増加する傾向が見られ, 最終的に 48 km 伝搬後の 3 dB 帯域幅は 72 MHz になっている。 $L = 26 \text{ km}$ および 40 km など数ヶ所では伝送帯域が距離の増加とともに増加するという群遅延時間補償効果が見られる。図 6-8 中の $L = 24 \text{ km}$ および 40 km における縦棒は直接励振を行なった場合の軸ずれ入射 (軸ずれ量 $< 30 \mu\text{m}$) によっ

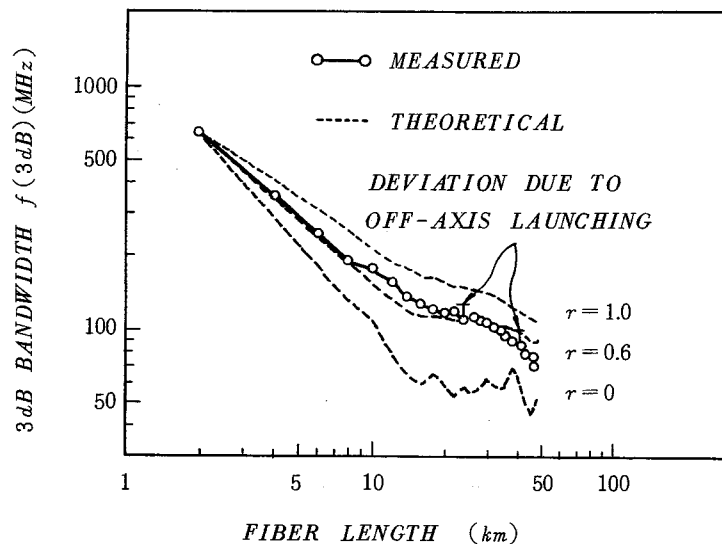


図 6 - 8 3 dB 帯域幅の距離依存性

て生ずる 3 dB 帯域幅の変化量を示している。この結果から入射条件の 3 dB 帯域幅に対する影響は長距離伝搬後にも比較的大きいといえ、このことからモード結合が少ないことがわかる。

以上述べたように屈折率分布等が異なるグレーデッド形光ファイバを多数本接続した長距離光ファイバの伝送帯域の距離に対する変化は、群遅延時間補償効果、光ファイバ内および接続点のモード結合さらには入射条件の影響のために極めて複雑であることがわかる。

6.3-2 簡便な伝送特性推定法

第 4 章で述べたように、光ファイバの低損失化および高品質な光ファイバケーブルの製造技術が確立されるに至り、光ファイバ内のモード結合が伝送特性に及ぼす影響も小さくなりつつある。その結果、このような光ファイバを接続した長距離光ファイバ伝送路では、図 6 - 8 に示したようにその最終伝送帯域は接続点におけるモード結合や入射条件の変化に応じてかなり変動するため、伝送特性を正確に推定する方法を確立することは実用上重要である。

接続点を含む長距離光ファイバの伝送特性を推定するという問題は、先ず接続される個々の光ファイバの構造パラメータとモード結合係数を用いて伝達関数を決定し、これに接続点のモ

ード結合を記述するモード伝達行列を考慮に入れて接続光ファイバ全体の伝達関数を求めるという方法が最も正確な解を与えるものと考えられる。しかしながら、現実にはモード結合にも個々の光ファイバによるばらつきもあり、また厳密な接続光ファイバの伝達関数を得るための計算方法の煩雑さを考えれば、厳密な解を求める方法が必ずしも現実的かつ実用的であるとはいえない。ここでは、多モード光ファイバを多数本接続した長距離光ファイバの伝送帯域を、簡略化した伝送路モデルを用いて推定する比較的簡便な一推定法を提案し、その有用性について検討した結果を述べる。^{〔36〕～〔38〕}

簡単のため次のような伝送路モデルを仮定する。モード結合は接続点でのみ生ずるとする。これは光ファイバ内で生ずるモード結合も接続点でのモード結合に含めて考え、全体として等価的なモード結合を取り扱うことを意味している。このとき接続される第 q 番目の光ファイバの伝達関数 $H_q(\omega, L)$ ($q=1, 2, \dots$) は式 (6.1) で与えられる。式 (6.1) 中の第 q 番目光ファイバに対する複素入射モードパワー分布 $p_{in}^{(q)}(m, \omega)$ は第 $(q-1)$ 番目光ファイバの出力モードパワー分布 $p_{out}^{(q-1)}$ を用いて厳密には式 (6.4) で与えられるが、接続点のモード結合について以下のような仮定を設けると式 (6.4) はさらに簡略化できる。即ち第 $(q-1)$ 番目光ファイバと第 q 番目光ファイバの接続点では、第 $(q-1)$ 番目光ファイバの出力パワーのうち $r_q p_{out}^{(q-1)}(m, \omega)$ ($0 \leq r_q \leq 1$) が全導波モードにわたって再分配されると仮定する。ここで r_q は等価モード結合率であり、0 から 1 の間の値をとる。モードパワーの再分配は $g_q(m)$ なるモードパワー再分配関数に従うとすると、 $p_{in}^{(q)}(m, \omega)$ は次式で表わされる。

$$p_{in}^{(q)}(m, \omega) = (1 - r_q) p_{out}^{(q-1)}(m, \omega) + r_q p_q(m) \sum_{m=0}^{M_q(\lambda_0)} p_{out}^{(q-1)}(m, \omega) \quad (q=2, 3, \dots) \quad (6.7)$$

なお $p_{in}^{(1)}(m, \omega)$ は入射点におけるモードパワー分布である。上式において $r_q=0$ は接続点でのモード結合が全くない場合を表わし、 $r_q=1$ は全モードパワーが接続点で再分配されることを意味している。このとき 3dB 帯域幅は式 (6.6) で与えられる。

図 6-8 中の破線は r_q をパラメータとしたときの 3dB 帯域幅の数値計算結果を示している。ここで等価モード結合率 r_q は各接続点で一様である ($r_q=r$) とし、入射モードパワー分布 $p_{in}^{(1)}(m)$ は全導波モードに対して均一とした。各光ファイバの屈折率分布パラメータ α の値は図 2-7 に示した 3dB 帯域幅の測定値を表わす横棒と理論値を表わす曲線との交点の値とした。またモード再分配関数

$g_q(m)$ は各接続点で全て等しいとし、図 5-10 に示した融着接続点のモード伝達行列の数値計算結果が示すように接続点のモード結合が比較的広い範囲のモードにわたることから、図 6-8 中に示すような半値幅 $w_g = 0.549$ のガウス形を仮定しているが、この関数形の妥当性についてはさらに後に述べる。本数値計算では波長 $1.27 \mu\text{m}$ で式 (6.1) 中の $\lambda_0 n_1''/c \simeq 1 \text{ ps}/\text{\AA}/\text{km}$ 程度と非常に小さいため無視した。図 6-8 より 3 dB 帯域幅の測定値は $r = 0.6$ としたときの数値計算結果と良く一致している。接続点でのモード結合が全くない場合、即ち $r = 0$ のときは先に述べた群遅延時間補償効果による帯域改善効果が顕著に表われている。 $r = 0$ および 1.0 としたときの 3 dB 帯域幅はそれぞれ下限値および上限値を与えるものであるが、 $L = 48 \text{ km}$ では 51 MHz , 108 MHz となっており、モード結合の大小によって、伝送帯域が大きく変化することが理論的にも明らかになった。図 6-8 は $r = 0.6$ のときのモードパワー分布の距離に対する変化を示している。縦軸はモードパワー分布（ガウス形）の半値幅である。距離の増加に伴って半値幅は急激に減少しており、約 10 km 伝搬後にはモード再分配関数 $g(m)$ の半値幅に近づいている。このようにモード結合によって低次モードのパワーが高次モードパワーに比べて徐々に相対的に大きくなる傾向はグレーデッド形光ファイバに特徴的な現象であり、本数値計算で仮定したガウス形のモードパワー再分配関数 $g_q(m)$ がほぼ妥当であることがわかる。

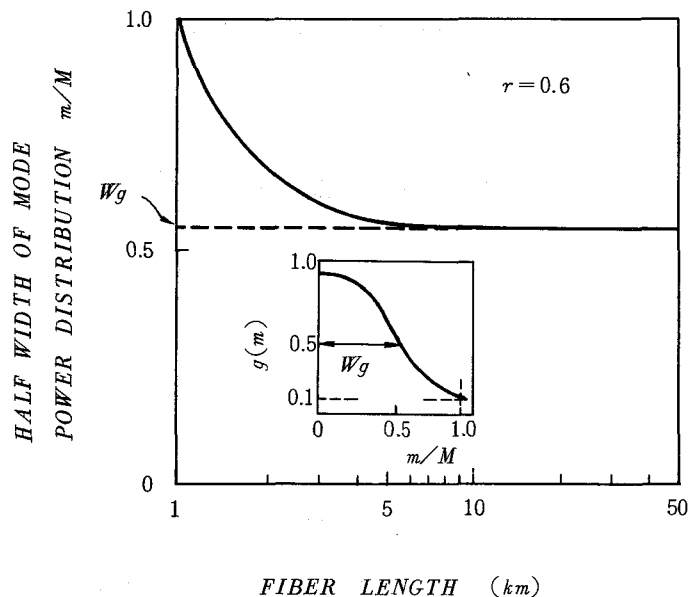


図 6-9 モードパワー分布の距離依存性

本数値計算においては、モード結合の強さを表わす等価モード結合率 r は全ての接続点において等しいとし、かつモード依存性損失は全ての光ファイバにおいて等しいと仮定している。この仮定は次の実験結果から妥当と思われる。いま、モード結合効果が各接続点で異なっており、かつモード依存性損失が各光ファイバで異なっているとすれば伝送帯域は相反性を示さない。しかるに本実験では $L = 48 \text{ km}$ での 3 dB 帯域幅は 72 MHz であり、一方逆方向から入射した場合には 74 MHz であった。したがって上記仮定は満たされていると思われる。

以上、比較的簡略化した伝送路モデルを仮定して、接続点を含む長距離グレーデッド形光ファイバの伝送帯域の推定式を導出し、これを用いて得られた理論値が実験値と良く一致することが確かめられた。本推定式の精度を向上させるためには、今後等価モード結合比 r_q およびモードパワー再分配関数 $g_q(m)$ の定量化にはさらにデータの蓄積が必要と思われる。

6.4 モードスクランブラ装荷による伝送帯域の決定法

6.4-1 伝送帯域の決定

接続点を含む長距離光ファイバの伝達関数を決定する一方法について述べる。この方法は接続点でモード結合を人為的に十分に起こさせることによって、全体の伝達関数を接続させる個々の光ファイバの伝達関数の積として決定するというものであり、さらにこの方法を用いることによって伝送帯域の広帯域化も期待できる。ここでは接続点のモード結合を制御するために、節 5.3 に述べたモードスクランブラを長距離グレーデッド形光ファイバの各接続点直後に装荷してその効果を実験的および理論的に検討した結果を述べる。^{[39],[40]}

実験では単長 1 km、比屈折率差約 1 %、コア直径約 40 μm のグレーデッド形光ファイバを 4 本接続し、図 6-10 に示すように各接続点直後にモードスクランブラを装荷した。本モードスクランブラは細い銅線を介して熱収縮チューブによって光ファイバに微小曲りを与えモード結合を生じさせるものであり、比較的装荷が容易である。なおモード結合効果について節 5.3 に詳細に説明している。接続には V 溝を用い、マッチングオイルを使用することによって接続損失を 0.01 dB 以下に抑えた。光源および受光素子にはそれぞれ波長 0.83 μm の半導体レーザおよび Si-APD を用いた。また入射条件の再現性を得るためにここでは、光源と被測定ファイ

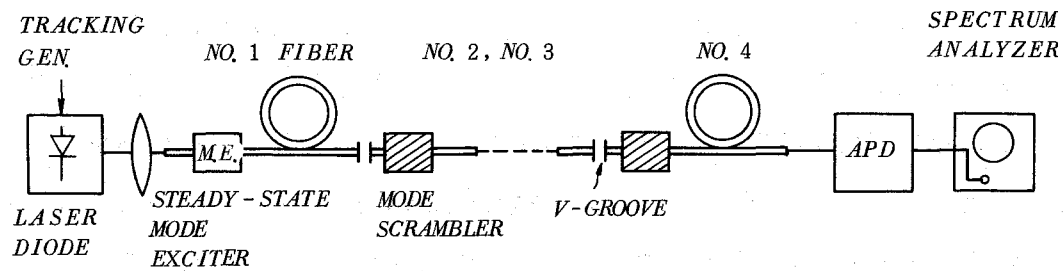


図 6 - 10 伝送帯域の測定系

バの間にエッチングした光ファイバ端面をもつ光ファイバを挿入する方法^[118]を採った。

図 6 - 11 は入射点に上記の励振器を挿入し、さらに各接続点直後にモードスクランブラを装荷したときの 4 km 伝ぱん後のベースバンド損失の測定値と、励振器を用いて測定した各光ファイバのベースバンド損失を、接続する順序に従って加え合わせた計算値を示している。縦軸はベースバンド損失であり、横軸はベースバンド周波数である。なおベースバンド周波数領域における損失を加え合わせることは、伝達関数の積を求めることを意味している。モードスクランブラを装荷したときのベースバンド損失の測定値は、各光ファイバのベースバンド損失の和に極めて良く一致しており、ベースバンド損失の相加則が成り立っていることがわかる。した

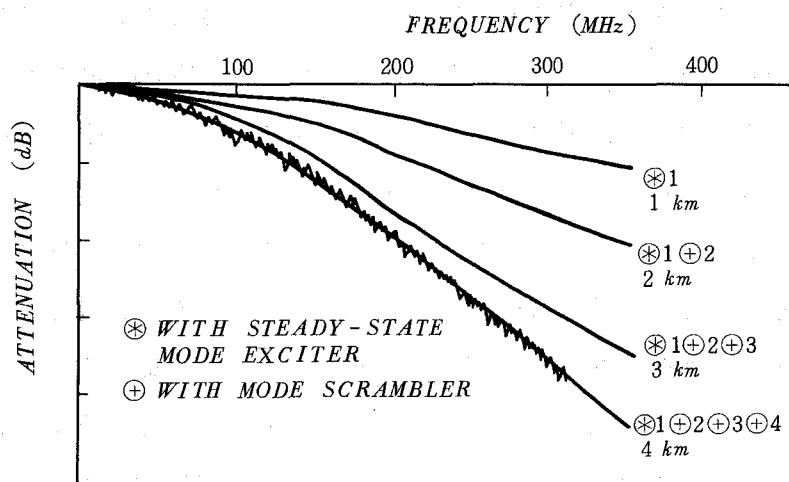


図 6 - 11 モードスクランブラ装荷時のベースバンド損失特性

がって、モードスクランブラを装荷した光ファイバの伝送帯域は個々の光ファイバのベースバンド損失のみから決定されるという所期の結果が得られたことになる。

一方接続点にモードスクランブラを装荷しない場合の接続特性においては、前述のベースバンド損失の相加則が實際上成り立たないことは以下の実験結果より明らかである。実験では、先ず各光ファイバのベースバンド損失を直接励振することによって測定し、次にモードスクランブラを装荷せずに接続したときのベースバンド周波数特性を測定した。図6-12にはそのファイバ長4 kmのベースバンド損失と、直接励振で測定したベースバンド損失を接続する順序に従って加え合わせた値を示している。図中の斜線は励振条件の偏差によって生ずる変化を表わすものであり、4本の光ファイバを加え合わせた場合には励振条件の変化によるベースバンド損失の変動が累積されて極めて大きくなることがわかる。またモードスクランブラを装荷しないときには、測定値と計算値との差が大きく、例えばベースバンド損失5 dBとなる周波数は両者で約22 MHzの差が見られ、この差は高周波数領域ではさらに大きくなる傾向がある。

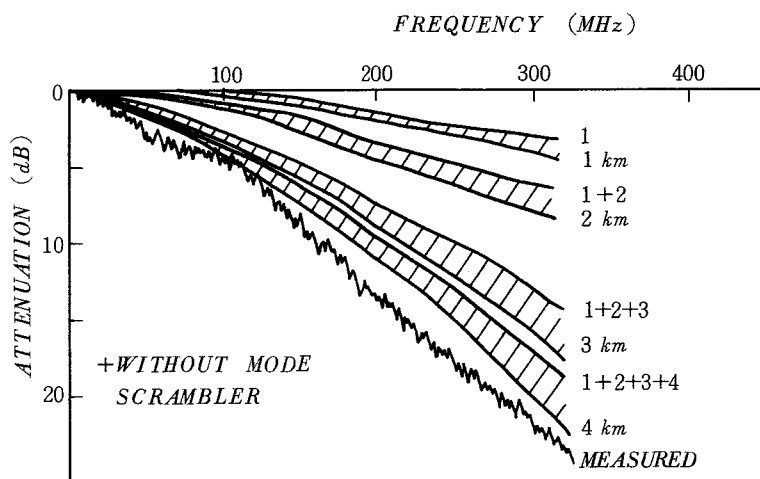


図6-12 モードスクランブラを装荷しない場合のベースバンド損失特性

図6-13はモードスクランブラ装荷、無装荷時のパルス伝ぱん特性を模式的に示したものである。無装荷時には接続点前の光ファイバのモード1とモード2間の群遅延時間差が、接続点後の光ファイバに履歴として受け継がれるのに対して、装荷時にはモードスクランブラ直後でモード結合効果によってモード1とモード2の重心時間が一致するため、接続される各光ファイバ

の励振条件と単体ファイバ測定時の励振条件が時間的に等しくなる。したがってモードスクランブラ装荷時には、空間的な励振条件、即ち入射モードパワー分布を単体ファイバ測定時と各接続点とで一致させることができれば、いわゆるベースバンド相加則を成立させることができる。一方、無装荷時には図6-2に示したように単体光ファイバのベースバンド損失の和と接続された光ファイバのベースバンド損失は一致しない。

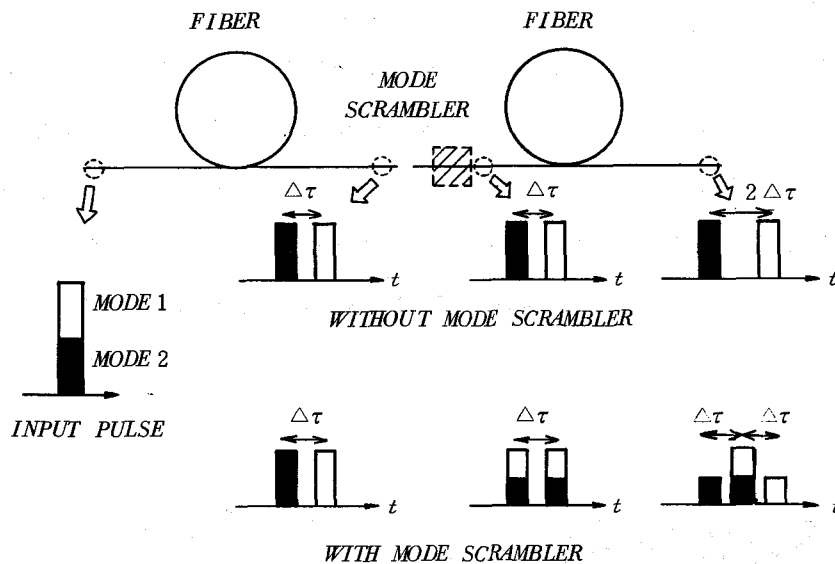


図6-13 モードスクランブラ装荷によるパルス応答波形の変化

6.4-2 伝送帯域の改善効果

次にモードスクランブラを装荷することによって伝送帯域が広帯域化されることを示す。簡単のために接続される個々の光ファイバは全てファイバ長 l_0 で等しい伝達関数をもつとし、光ファイバ内のモード結合を無視する。いまエッチング端面をもつ励振器を用いて測定した単体ファイバの伝達関数を $H_i(\omega, l_0)$ とすると、各接続点直後にモードスクランブラを装荷したときの接続された光ファイバ全体の伝達関数は、ベースバンド損失の相加則が成り立つことから、

$$\prod_{i=1}^4 H_i(\omega, l_0)$$

と書ける。一方直接励振によって測定した単体光ファイバの伝達関数を $H_0(\omega, z)$ とすると、

接続点でのモード結合がない場合にはモードスクランブラ無装荷時の全体の伝達関数は

$$H_0(\omega, 4l_0)$$

と書ける。図 6-14 には単体光ファイバのベースバンド損失の測定値を放物曲線で近似したときに得られる上記 2 つの伝達関数から求められる計算値と図 6-10 および図 6-11 に示した測定値を示している。図よりモードスクランブラ装荷による広帯域化の効果が明らかであり、例えば 3dB 帯域幅は約 30MHz 拡大されている。なお本モードスクランブラの挿入損失は計 0.45 dB (平均 0.15 dB/1個) と低損失であることから、広帯域化の方向として実用上も有望であるといえる。次にモードスクランブラ装荷によって生ずる帯域改善効果と挿入損失の関係を理論的に検討する。

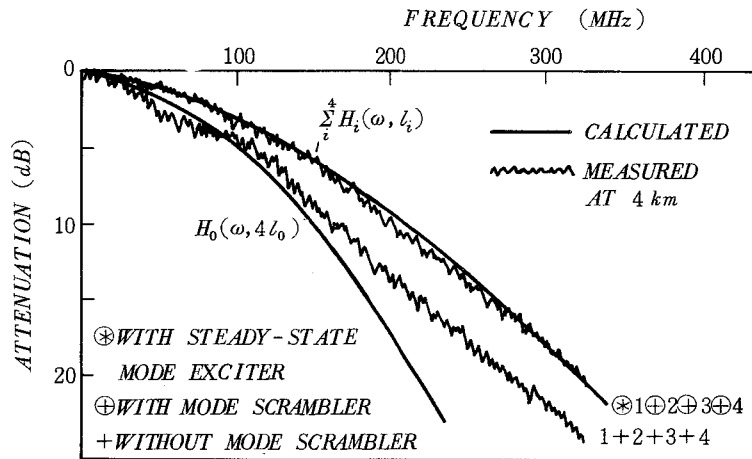


図 6-14 モードスクランブラ装荷の有無によるベースバンド損失特性の変化

簡単のために放物形光ファイバを仮定し、光ファイバ内のモード結合は無視する。また、モードスクランブラによる接続点におけるモード結合は十分に大きいとする。式 (4.19) において

$$d_{mn} = 0$$

とすれば

$$\frac{\partial P_m}{\partial z} + j\omega\tau_m P_m = -\gamma_m P_m \quad (6.8)$$

が得られる。ここで P_m は主モード次数 m のモードの平均パワーを表わす。上式を P_m について解くと、

$$P_m(\omega, z) = P_{in}(m) \cdot f(\omega, 0) \cdot \exp\{(-r_m + j\omega\tau_m)z\} \quad (6.9)$$

ここで $P_{in}(m)$ は $z=0$ における入射モードパワー分布であり、 $f(\omega, 0)$ は $z=0$ での入射波形のラプラス変換を表わしており、いま伝達関数を求めるのであるから 1 とする。入射モードパワー分布 $P_{in}(m)$ を次式に示すガウス形と仮定する。

$$P_{in}(m) = A_0 \exp(-m^2/U^2) \quad (6.10)$$

ただし U は定数である。放物形光ファイバでは、式 (6.8) 中の群遅延時間 τ_m は式 (2.87) において $\alpha = 2$ とし $y = 0$ とおけば、

$$\tau_m = \frac{N_1}{c} \left[1 + \frac{\Delta^2}{2} (m/M)^2 \right] \quad (6.11)$$

で与えられる。ただし、最大主モード次数 M は $\alpha = 2$ の場合式 (2.82) より

$$M = \frac{1}{2} k n_1 a \sqrt{2\Delta} = \frac{1}{2} V \quad (6.12)$$

となる。位置 z における伝達関数 $H(\omega, z)$ は

$$H(\omega, z) = \sum_{m=0}^M P_m(\omega, z) / \sum_{m=0}^M P_m(\omega, 0) \quad (6.13)$$

で与えられるから、ここで簡単のため $r_m = 0$ とすると式 (6.9), (6.10) および (6.11) を用いて

$$\begin{aligned} H(\omega, z) = & (1/U^2 - j\omega z N_1 \Delta / 4c) \cdot [1 - \exp(-M^2/U^2) \cdot \\ & \exp(-j\omega z N_1 \Delta M^2 / 4c)] / ([1/U^4 + (\omega z N_1 \Delta / 4c)^2] \cdot \\ & \{U^2 [1 - \exp(-M^2/U^2)]\}) \end{aligned} \quad (6.14)$$

となる。接続点におけるモード結合が十分大きいとき、即ち各接続点にモードスクランブラを装荷したときは n 本接続した光ファイバの伝達関数 $H(\omega, z)$ は次式より得られる。

$$H(\omega, L) = \prod_{i=1}^n H(\omega, l_i) \quad (6.15)$$

$$L = \sum_{i=1}^n l_i \quad (6.16)$$

ただし l_i は単体ファイバ長である。一方接続点で全くモード結合がないときには伝達関数 $H_0(\omega, L)$ は

$$H_0(\omega, L) = H(\omega, L) \quad (6.17)$$

となる。図 6-15 にはそれぞれ式 (6.15), (6.16) より求めた、単体ファイバ長 1 km の光ファイバを 10 本接続したときの伝達関数 $H(\omega, L)$ および接続点のない場合の伝達関数 $H_0(\omega, L)$ の

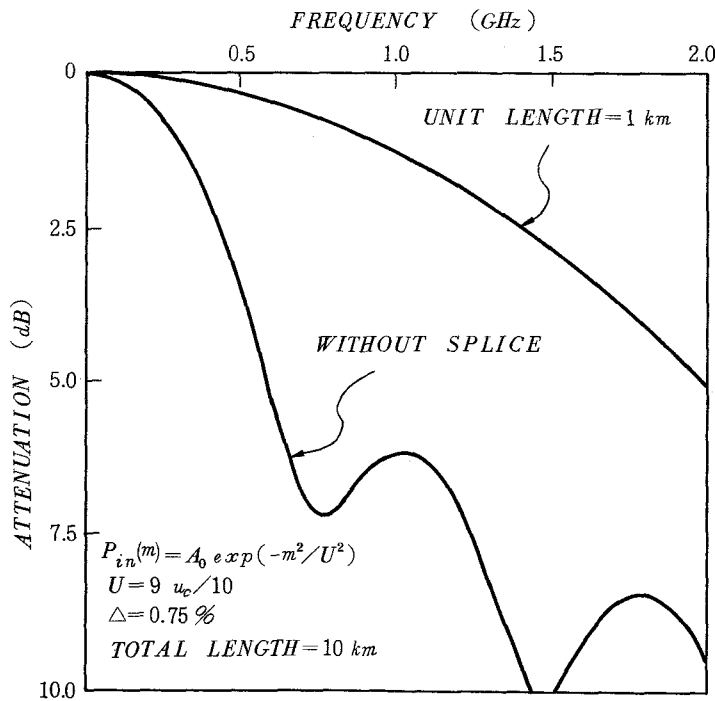


図 6-15 モードスクランブラ装荷の有無によるベースバンド損失特性の変化 (理論値)

計算値を示している。ただし入射モードパワー分布は図中に示す関数形を仮定した。図よりモードスクランブラを装荷することによって帯域の改善効果が得られていることがよくわかる。これを 3dB 帯域幅で比較するとモードスクランブラ装荷時には 1550MHz であるのに対して、接続点がないときには 450MHz と約 3.5 倍広帯域になっているのがわかる。図 6-16 はファイバ単長が 1km としたときの、モードスクランブラ装荷時および接続点がない場合の 3dB 帯域幅の距離 L に対する変化は前者では $L^{-0.5}$ 後者では $L^{-1.0}$ に比例しているのがわかる。モードスクランブラ装荷の場合に $L^{-0.5}$ 特性となることは、式 (6.14) および式 (6.15) から容易に証明できる。 n 本の光ファイバを接続し各接続点にモードスクランブラを装荷したときの 3dB 帯域幅 $f(3\text{dB})$ は、ファイバ単長を l_0 とすると次式から近似的に得られる。

$$10 \log \left| \left[\frac{\sin \{ \pi f(3\text{dB}) l_0 N_1 \Delta / 2c \} }{ \pi f(3\text{dB}) l_0 N_1 \Delta / 2c } \right]^2 \right| = -3 \quad (6.18)$$

ここで $\pi f(3\text{dB}) l_0 N_1 \Delta / 2c$ が 1 より十分小さいときには式 (6.18) は次式のように書き換え

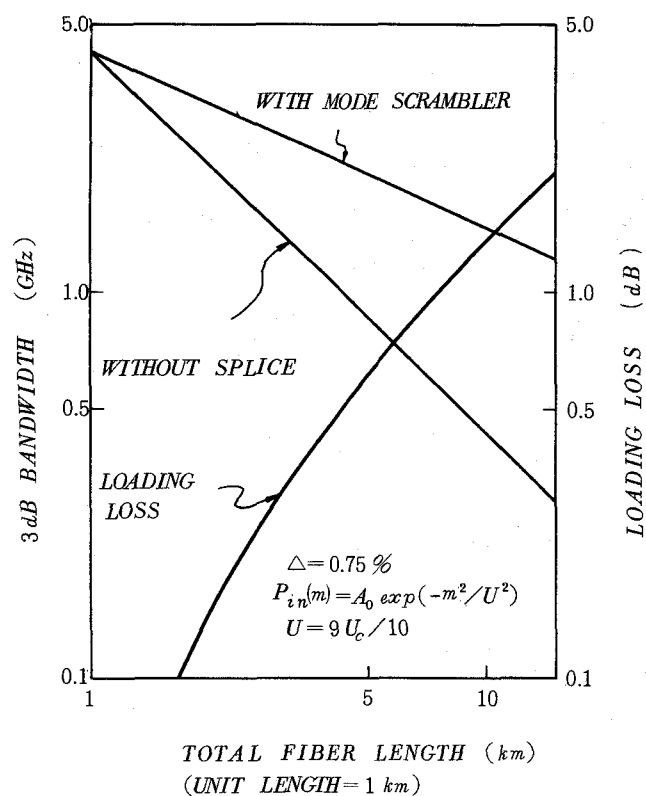


図 6-16 3dB 帯域幅およびモードスクランブラ装荷損失の距離依存性

られる。

$$\{1 - C_1 f(3\text{dB})^2 l_0^2\}^n = C_2 \quad (6.19)$$

ただし C_1 および C_2 は定数である。上式より、次の関係式

$$f(3\text{dB}) \propto 1/\sqrt{n l_0} \quad (6.20)$$

が得られ、モードスクランブラ装荷時には 3 dB 帯域幅は $L^{-0.5}$ 特性となることが証明された。

また図 6-16 中のモードスクランブラ装荷損失は、実験より得られた平均挿入損失 0.15 dB を用いて計算した全挿入損失を示している。

次に光ファイバ全長およびモードスクランブラ数が一定という条件のもとで、最大の帯域改善効果を得るためのモードスクランブラの最適装荷間隔を求める。簡単のためモードスクランブラ数を 1 としたときの、その前後のファイバ長 l_1 と l_2 の関係を調べる。このとき 3 dB 帯域幅 $f(3\text{dB})$ は式 (6.19) より次式を満たす。

$$\begin{cases} \{1 - C_1 f(3\text{dB})^2 l_1^2\} \cdot \{1 - C_2 f(3\text{dB})^2 l_2^2\} = C_3 \\ l_1 + l_2 = \text{const.} \end{cases} \quad (6.21)$$

ただし、 C_1 、 C_2 および C_3 は定数である。上式より $f(3\text{dB})$ は $l_1 = l_2$ のとき最大となることがわかる。モードスクランブラ数が増加した場合にも同様の方法から、3 dB 帯域幅はモードスクランブラを等間隔に装荷したとき最大となるという結果を得る。図 6-17 は全長を 10 km とし等間隔にモードスクランブラを装荷した場合の、3 dB 帯域幅をモードスクランブラ数に対してプロットしたものである。3 dB 帯域幅は装荷数の平方根にはほぼ比例する傾向が見られる。接続点がない場合の 10 km 伝はん後の 3 dB 帯域幅が 440 MHz であるのに比較して、装荷数 9 および 19 ではそれぞれ 4.0 GHz、5.8 GHz となっており伝送帯域の改善効果が著しいことがわかる。しかしながら光ファイバ内にモード結合があるときには、接続点のない光ファイバの 3 dB 帯域幅は $L^{-1.0}$ 特性を示さず $L^{-0.5}$ 特性に近づくので、モード結合の大きい光ファイバでは伝送帯域の改善効果は本理論で予測した程顕著には得られないことが予想される。

以上接続点にモードスクランブラを装荷した長距離光ファイバの伝送特性を検討した。その結果次のことが明らかになった。(i) 光ファイバ内のモード結合が比較的少ない光ファイバでは

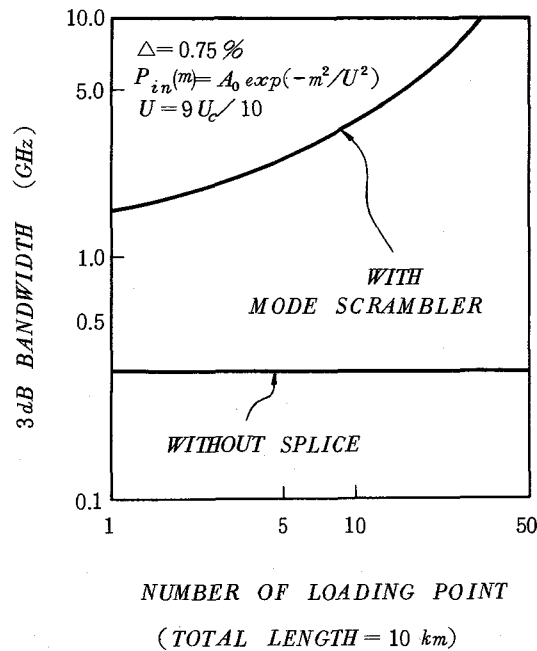


図6-17 3 dB帯域幅のモードスクランブラ装荷数依存性

伝送帯域は入射点における励振モードパワー分布や接続点でのモード結合効果の変化によって変動するため、接続される個々の光ファイバの伝達関数のみから全体の伝達関数を正確に推定することは難しい。(ii)各接続点直後にモードスクランブラを装荷し、十分にモード結合を起こさせることによって、全体の伝達関数が個々の伝達関数の積の形で表わされる。いわゆる「伝送帯域の相加則」が成り立つ。(iii)モードスクランブラを装荷することによって伝送帯域の改善効果が得られる。

6.5 ケーブル化による伝送帯域の距離依存特性の変化

光ファイバ素数から心線、集合・外被がけ後のケーブルに至るケーブル化の過程における伝送特性の変化とモード結合の関係については第4章で述べたが、ここでは長距離接続光ファイバの伝送特性を、ケーブル化前の光ファイバ心線とこれを集合・外被がけした後のケーブル状態とで比較検討する。^[26]

実験には節 4.4 で述べた測定に用いたグレーデッド形光ファイバを使用した。先ず光ファイバ心線の段階で接続および伝送帯域の測定を行ない，続いてケーブル化後に同様の測定を行った。光源には波長 $1.27\mu\text{m}$ の半導体レーザを用い，受光素子には Ge-APD を使用した。また光ファイバ接続は融着接続により，1カ所当りの平均接続損失はケーブル化前，後でそれぞれ 0.14 dB，0.15 dB であった。図 6-18 は 3 dB 帯域幅を距離に対して示したものであり，●印および×印はそれぞれ心線およびケーブルの測定値である。なお心線の測定値は図 6-5 中

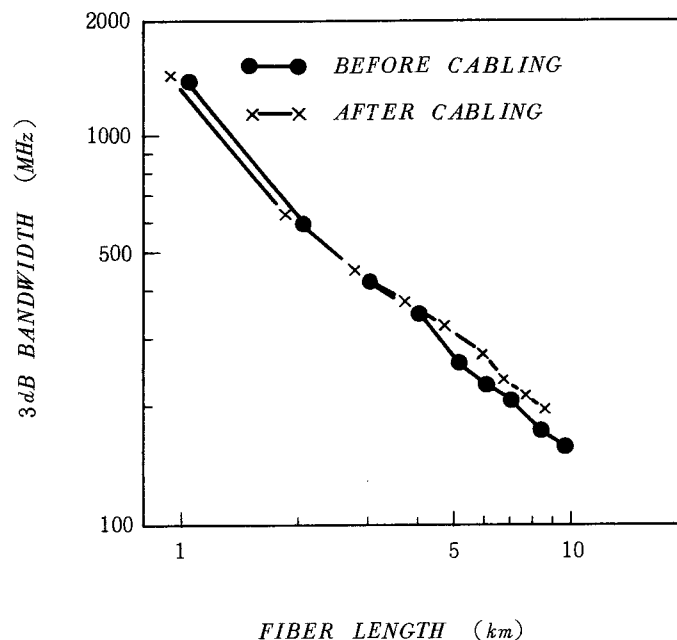


図 6-18 3 dB 帯域幅の距離依存性

に●印で示したものと同一である。両者の値の間には全体として著しい差は見られないが，ケーブルの方が $L > 5\text{ km}$ でやや広帯域になっている。両者の差が小さいことは，節 4.4 で述べたようにケーブル化前後での光ファイバのモード結合係数の変化が小さく，その結果単体光ファイバの伝送帯域や伝送損失にも大きな変化が見られなかったことから妥当である。図に示すようにケーブルの帯域にはややばらつきが見られるが，これは各接続点における接続の状態に起因するものとさらに個々の光ファイバの伝送特性の相違によるものとが考えられる。個々の光ファイバのケーブル化による伝送特性の変化に着目すれば全て異なっており，伝送帯域あるいは伝送損失が心線時に比べて増加したものも減少したものもあるため，これが接続後の伝送特性に反映されているものと思われる。

図6-5と図6-18を合わせて考えれば、接続点およびケーブル化のモード結合が長距離接続光ファイバの伝送帯域に及ぼす影響を個別に抽出することができ、現状のケーブル化による伝送帯域の距離依存特性の変化は小さいと結論できる。以上述べたケーブル化による伝送特性の変化はまさにケーブル製造技術に依存するものであり、例えば損失増加の大きいいわゆる低品質なケーブル化を行なった場合には一般にモード結合要因が増加し、その結果、伝送帯域の距離特性もケーブル化前後では異なってくる。その意味では、本実験に使用したようなケーブルはケーブル化前後での伝送特性の変化が極めて小さく、現状の優れたケーブル化技術を表わす典型的な例といえる。

6.6 結 言

多モードグレーデッド形光ファイバを多数本接続した長距離光ファイバの伝送特性を理論的および実験的に検討した。その結果、グレーデッド形光ファイバにおいて、屈折率分布が等しい光ファイバを接続した場合には接続点のモード結合は伝送帯域の改善効果をもたらすのに対して、群遅延時間補償効果が得られるような屈折率分布の組み合わせをもつ光ファイバを接続した場合には、接続点のモード結合は逆に伝送帯域の劣化要因になることがわかった。次に波長 $1.27\text{ }\mu\text{m}$ において単長 2 km の広帯域、低損失なグレーデッド形光ファイバを24心接続し全長 48 km の伝送路を構成し、伝送特性の距離に対する変化を実験的に検討した。またこの伝送帯域の距離依存性は、接続点のモード結合を考慮に入れた新たな伝送特性推定法によって精度良く推定できることが確認された。

次に長距離接続光ファイバの伝送帯域を一意的に決定する一方法として、各接続点直後にモードスクランブラを装荷する方法を提案し、その効果を実験によって検証した。本決定法によれば、接続光ファイバのベースバンド損失は接続される個々の光ファイバのベースバンド損失の和で表わされるという、いわゆる帯域の相加則が成り立つことが明らかになった。またモードスクランブラ装荷によって伝送帯域改善効果も得られることがわかった。最後に、ケーブル化前後で同一光ファイバを同一順序で接続して伝送特性の変化を調べた。その結果、伝送帯域の距離依存性はケーブル化前後で顕著な差は見られず、ケーブル化によって生ずるモード結合の影響は小さいことが確認された。

第7章 グレーデッド形光ファイバの構造パラメータの検討

7.1 緒 言

コア径，光ファイバ外径，比屈折率差，屈折率分布，クラッド厚等の光ファイバの構造パラメータの規格値を決定することは実用上重要な問題である。これらのファイバ構造パラメータと伝送特性，機械特性，布設・接続条件，信頼性および経済性との関係は非常に複雑であるため，最適値の決定は容易ではなく，簡便な設計手法は確立されていなかった。

本章では，多モードグレーデッド形光ファイバの構造パラメータの設計法を明らかにし，光源波長 $0.85\ \mu\text{m}$ 帯における最適構造設計を行なった結果について述べる。^{[41]~[43]} 先ず，節 7.2 では設計手法を示す。節 7.3 ではコア径，ファイバ外径および比屈折率差と光損失，曲り・側圧損失，接続損失および入射効率の関係を実験的に検討し，これらの伝送特性と構造パラメータの関係を表わす簡潔な評価関数を得る。次に，1 中継区間の伝送路損失を表わす伝送路モデルを仮定し，上記の種々の要因別の損失を表わす実験式を用い，さらには機械特性等を考慮に入れて最適構造パラメータを決定する手法とそれから得られた結果を述べる。また，屈折率分布およびクラッド厚等のその他の構造パラメータの検討も行ない，その結果全体として得られた設計値が所要の経済性も満足し得るものであることを示す。

節 7.4 では，伝送路損失，伝送帯域および中継器の動作性能を考慮に入れたグレーデッド形光ファイバの伝送路設計の例として，高速ディジタル伝送方式の中継距離についての検討例を示す。^[132]

7.2 設計手順

図 7-1 はグレーデッド形光ファイバの一般的な構造および屈折率分布である。この構造で決定すべきファイバ構造パラメータは，外径 $2b$ ，コア直径 $2a$ ，クラッド厚 t ，コアの屈折率分布，コア・クラッド間の比屈折率差 Δ およびクラッド・ジャケット間の比屈折率差 Δ' である。ただし Δ および Δ' は次式で定義される。

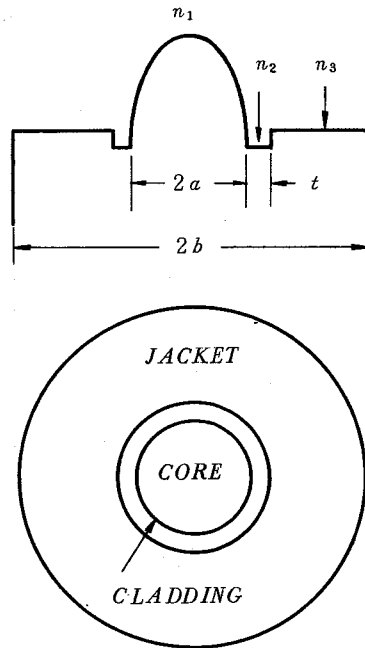


図 7 - 1 グレーデッド形光ファイバの構造とそのパラメータ

$$\Delta = (n_1 - n_2) / n_1$$

(7.1)

$$\Delta = (n_3 - n_2) / n_2$$

ただし、 n_1 、 n_2 および n_3 はそれぞれコア、クラッドおよび石英ジャケットの屈折率である。これらの構造パラメータの設計には、伝送特性、機械特性、布設・接続条件、信頼性および経済性を考慮に入れなければならないが、ここでは設計の基本を伝送特性におき、その他の特性を考慮して修正を計っていくという方針をとる。

伝送路として伝送特性上備うべき条件は、(i) 曲げ、側圧あるいは張力等の外力が付加されていない、いわゆる常態において低損失かつ広帯域であること、(ii) ケーブル化工程および布設時に伝送特性が安定であること、(iii) 光源に対する結合効率が高いこと、(iv) 低損失な接続が可能であることである。これらの条件を満たすパラメータを見出す方法として、次の手順が考えられる。まず、種々のパラメータと一様曲りおよびランダムな微小曲りによって生ずる損失の増

加，接続損失，光源との結合効率および伝送帯域の関係を明らかにし，次に1中継区間の伝送路損失を表わす評価関数に上記の検討結果を代入して，全伝送路損失が最小となるような構造パラメータを決定する。さらに機械特性，操作性，製造性および経済性を考慮して最終的に最適構造パラメータを決定する。しかしながら，構造パラメータと伝送特性の関係は複雑であるので，ここでは図7-2に示すように特に影響の大きい結び付きに着目して議論する。図より構

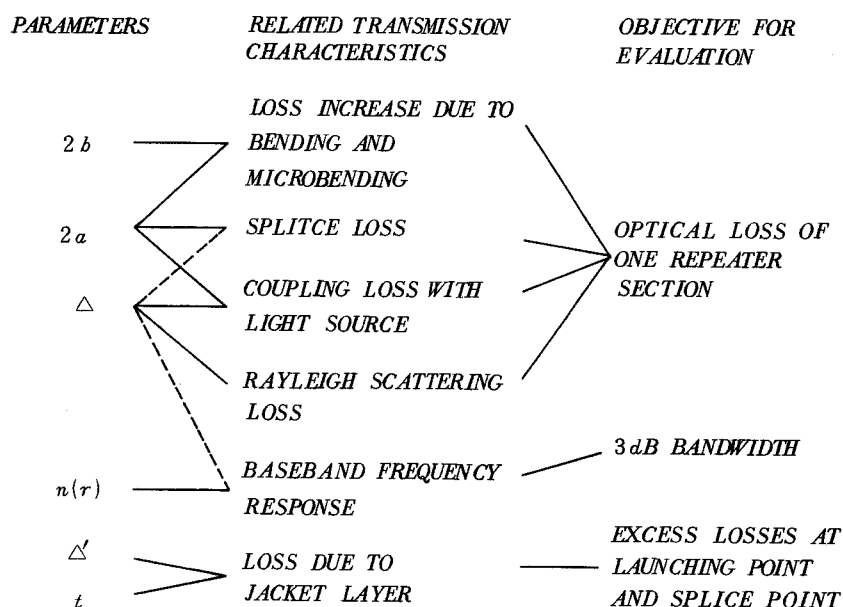


図7-2 構造パラメータと損失要因との関係

造パラメータを次の3群に分類して考えるのが適當であることがわかる。すなわち(1)外径，コア径，コア・クラッド間の屈折率差，(2)屈折率分布，(3)クラッド厚，クラッド・ジャケット間の屈折率差，の3群である。以下には主として第1群に関する検討結果について述べ，引き続き第2および3群の検討結果を示す。

7.3 構造パラメータの設計

7.3-1 構造パラメータと伝送特性の関係

外径，コア径およびコア・クラッド間比屈折率差と関係ある伝送特性の項目は図 7-2 に示したように，常態における光損失，曲げ・側圧による光損失増，接続損失および光源との結合効率である。以下，各項目について述べる。

A 光損失

常態における光ファイバの損失要因は，レーリ散乱，不純物吸収および構造不完全性によって生ずる散乱である。不純物吸収は特に CVD 法により作製された光ファイバにおいては原料の高純度化により大幅に低減化されており，金属イオンによるものはほとんどなく，OH 基による吸収も波長 $0.94\ \mu\text{m}$ における第 3 高調波による吸収が零になるまでに減少している。またコア・クラッド境界面のゆらぎによる損失も，ファイバ製造技術の向上により $0.5\ \text{dB/km}$ 以下に減少しており，さらに近い将来はほぼ零になることが期待できる。因みに，昭和 53 年に東京都内において実施された近距離光伝送方式第一次現場試験に用いられた延べ $900\ \text{km}$ におよぶ光ファイバの波長 $0.85\ \mu\text{m}$ での光損失は $2.8\ \text{dB/km}$ であった。^[139] 図 6-6 は現在得られているグレーデッド形光ファイバの代表的な損失波長特性であるが，横軸を λ^{-4} でプロットして得られる構造不完全性による損失はほぼ零となっているのがわかる。以上のように，MCVD 法で作製された光ファイバの損失は，現在ではそのほとんどがレーリ散乱によるものということができ，その意味から光ファイバの損失はほぼ理論的極限值に近づきつつあることがわかる。

図 7-3 には， $\text{GeO}_2\text{-P}_2\text{O}_5$ ドープファイバの光損失 α_f を比屈折率差 Δ に対して示してい

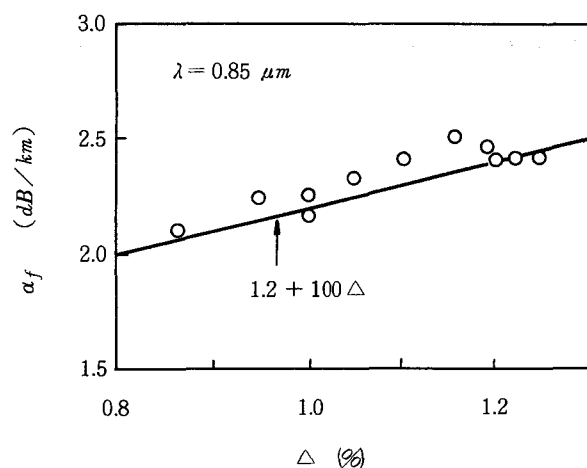


図 7-3 レーリ散乱損失と比屈折率差の関係

る。光損失の測定はダミー法^[92]によって定常モードパワー分布に近い入射条件で行なった。なお、図中の損失値は構造不完全性による損失を除いたものであり、したがってレーリ散乱による損失を表わしているといえる。図より、レーリ散乱損失はほぼ Δ に比例しており、次式で表わされることがわかる。

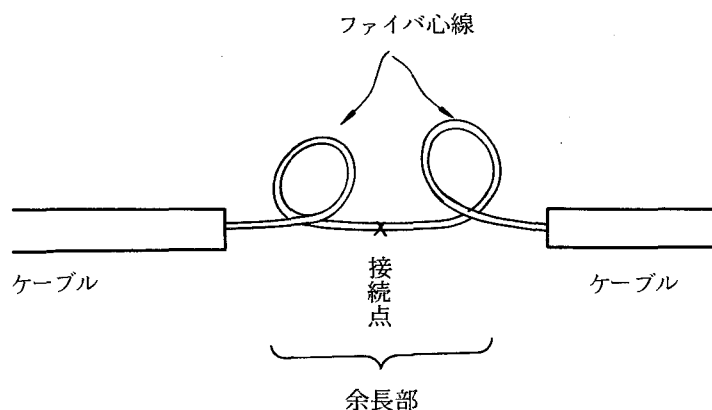
$$\alpha_f = 1.2 + 100 \Delta \quad (\text{dB/km}) \quad (7.2)$$

B. 一様曲り損失

光ファイバは、ケーブル化の集合の工程、ケーブル布設ルートあるいは接続点の余長処理^{*}等における一定の曲率をもつ曲げによって光損失を受ける。曲り損失はコア径および比屈折率差に依存することが理論的に明らかにされているが、その関係は複雑である。^{[134], [135]}ここではコア直径が $40 \mu\text{m}$ から $70 \mu\text{m}$ 、 Δ が 0.85% から 1.2% の範囲のグレーデッド形光ファイバを多数試作し、曲げ損失と構造パラメータの関係を実験的に調べた。

測定では、光ファイバ素線を一定の曲率半径（ $1.5 \text{ cm} \sim 5.0 \text{ cm}$ ）のガラスホビンに張力を与えることなく巻き付けて損失を測定した。図7-4の測定系に示すように、光源には波長 $0.85 \mu\text{m}$ のLEDを用い、高NA（ $\Delta = 1.3\%$ ）のステップ形光ファイバを介してファイバ長 1 km の被測定光ファイバを励振し出力端で曲げを与えた。励振に高NAのステップ形光ファイ

* 接続点においては図A7-1に示すように、ファイバ余長を確保するので、これを余長処理用ボビン（曲率半径： 4 cm ）に巻き付ける。



図A7-1 光ケーブル接続点におけるファイバ心線の余長処理

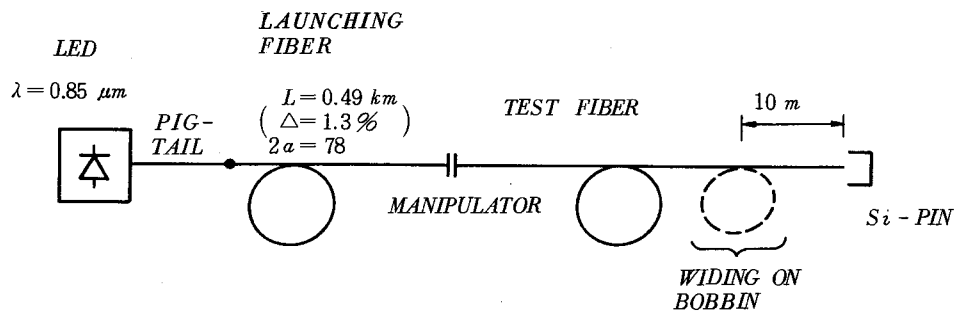


図 7 - 4 一様曲り損失測定系

バを用いることによって、被測定光ファイバには常に全モードをほぼ励振することができ、入射モード分布の偏差を取り除くことができる。また、約 1km 伝ばん後の出力端で曲げを与えているため、入射点近傍に存在する漏洩モード等の不要なモードの影響は除かれている。

図 7 - 5 には曲げ損失の巻き付け回数に対する変化を示している。被測定光ファイバの $2a$ は $48.6 \mu m$ ， Δ は 1.07% である。図より巻き付け回数 1～2 に対しては損失の増加は大きいが巻き付け回数が増加するにつれて損失はほぼ直線的に増加しているのがわかる。これは、1, 2

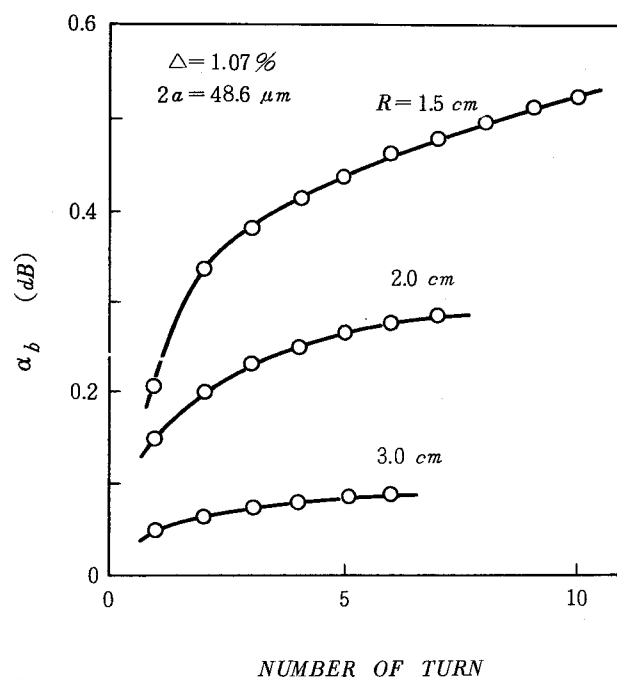


図 7 - 5 曲げ損失と巻き付け回数の関係

回の巻き付けによって高次モードが減衰して、ほぼ一定のモードパワー分布に落ち着き、それ以上の巻き付け数の増加に対する損失の増加分はほぼ一定になるためである。

次に図 7-6 には、曲げ損失の曲げ半径に対する変化を示している。なお、被測定光ファイバは図 7-5 の実験に使用したものと同一であり、損失値は曲がり部分のファイバ長を 15 cm としたときの値である。損失 α_b は曲げ半径 R の増加とともに減少しており、その傾向は

$$\alpha_b \propto R^{-2.9} \quad (7.3)$$

で表現できる。以上図 7-5 および図 7-6 にそれぞれ示した曲げ損失の巻き付け回数および曲げ半径に対する変化の傾向は、コア直径が $40\ \mu\text{m}$ から $70\ \mu\text{m}$ 、 Δ が 0.85% から 1.2% の範囲の光ファイバに対してはほぼ同様であった。

図 7-7 には、コア径および比屈折率差の値が上記範囲にある種々のグレーデッド形光ファイバの曲げ損失の測定値 (α_b) を $(2a/\Delta)$ に対して示したものである。なお曲げ半径は 15

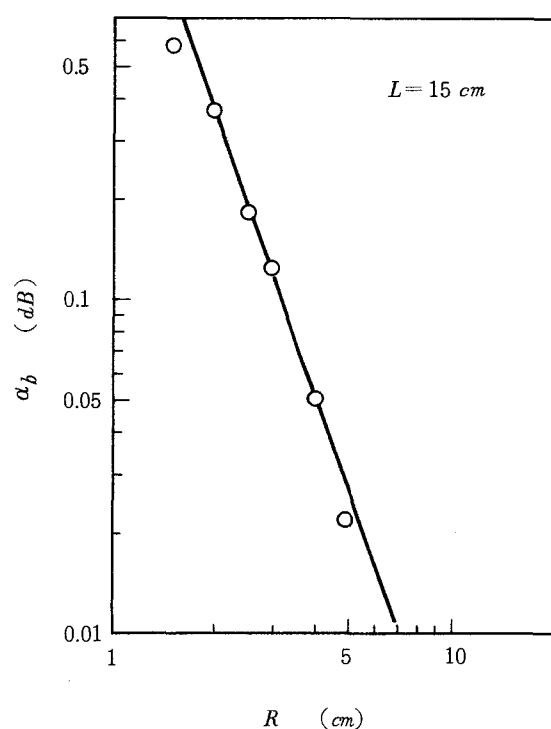


図 7-6 曲げ損失と曲げ半径の関係

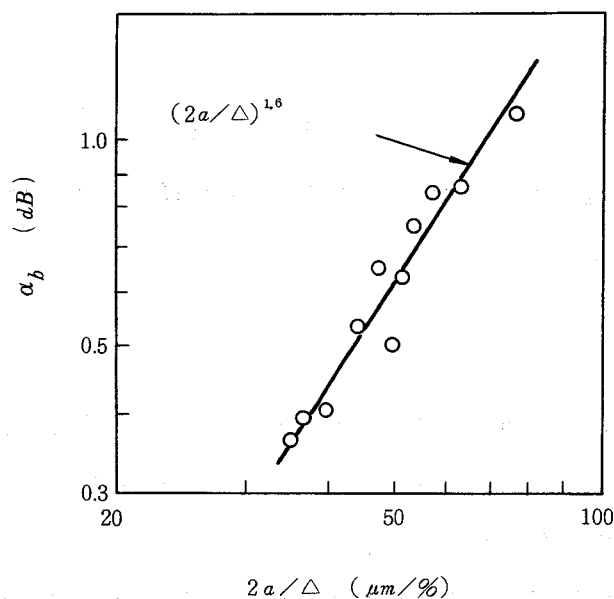


図 7 - 7 曲げ損失と $(2a/\Delta)$ との関係

mm，巻き付け回数は 10 回である。図より α_b と $(2a/\Delta)$ の間には次式で示す関係が存在することがわかる。

$$\alpha_b \propto (2a/\Delta)^{1.6} \quad (7.4)$$

式 (7.4) の関係は曲げ半径を 15mm から 50mm の範囲で変化させた場合にもほぼ成り立つことが実験的に確認されている。

C. 側圧による損失

光ファイバはナイロン被覆を行なう 2 次被覆の工程や、光ファイバ心線を撚りさらに押え巻きを施す集合化の工程等のケーブル化の過程で側圧を受けるため、損失が増加する。また、低温状態では、2 次被覆に使用されるナイロンの収縮によって側圧が加わり、同様に損失増加の原因となる。したがって、低損失かつ環境の変化に対して安定な光ファイバケーブルを実現するためには、側圧による損失増加を抑えることが重要な課題である。この側圧による損失増加はいわゆるマイクロベンディングとよばれるファイバ長手方向にランダムに分布する微小曲りに

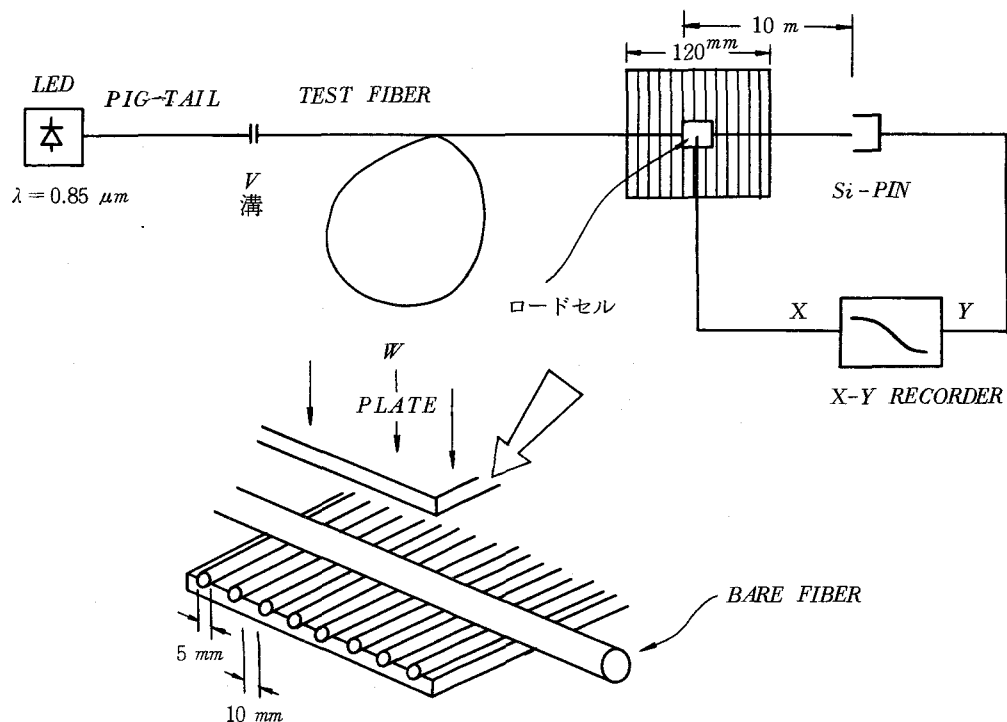


図 7-8 側 圧 損 失 測 定 系

よるものであることが知られており、Olshansky はこのマイクロベンディング損失 α_m が $a^4 b^{-6} \Delta^{-3}$ に比例することを理論的に明らかにしている。^[136] ここでは構造パラメータとマイクロベンディング損失の関係を実験的に検討した結果について述べる。

図 7-8 には側圧印加装置および損失測定系を示す。光源には波長 $0.85 \mu\text{m}$ の LED を用い、約 5 m のピックアップを介して被測定光ファイバに入射した。加圧はファイバ長約 1 km の被測定光ファイバの出力端から 10 m の部分に 1 m にわたって行なった。加圧部分は、直径 5 mm の円筒が 10 mm 間隔で 120 mm にわたって並べられており、上から金属板で押えつけることにより光ファイバに加圧を印加した。印加した加圧はロードセルにより測定し、X-Y レコーダの X 入力として、また光ファイバ出射光パワーを Y 入力として記録した。被測定光ファイバは厚さ約 $150 \mu\text{m}$ のシリコンゴムの緩衝層付きの光ファイバ素線であり、構造パラメータの範囲はコア直径が $40 \mu\text{m}$ から $70 \mu\text{m}$ 、比屈折率差が 0.8 % から 1.2 %、また外直径が $100 \mu\text{m}$ から $150 \mu\text{m}$ である。図 7-9 には加重 W が 20 kg に対する損失増加分を示したものである。

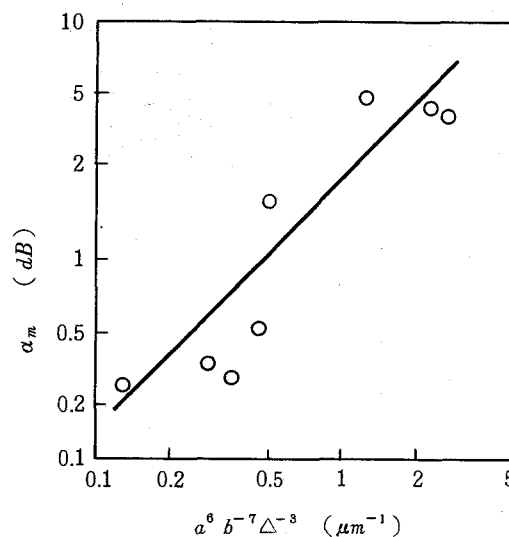


図 7-9 マイクロベンディング損失と構造パラメータとの関係

最小自乗法により得られた実線で示す損失値 α_m は次式によって a , Δ および b と関係付けられることがわかる。

$$\alpha_m \propto a^6 b^{-7} \Delta^{-3} \quad (7.5)$$

この結果は Olshansky の導出した関係式と若干異なっているが、それは次に述べるような加圧条件の相違によるものと考えられる。すなわち Olshansky の理論モデルでは中心抗張力体にある高さの突起があるとき、それに沿ったファイバの曲りによって生ずる損失を計算したものであり、複数の歪みは相互に相関がなく突起から十分離れた点では光ファイバのひずみはないと仮定している。一方、本実験では、加圧点の間隔は 10mm と狭いために、光ファイバに生ずる歪みは互いに無相関とはいえ上記理論モデルの条件とは異なっている。

D. 接続損失

接続損失は、光ファイバ相互の軸ずれ、間隔、折れ曲り等の幾何学上の不一致と、接続される光ファイバの構造パラメータの不一致によって生ずる損失に分けられる。なかでも、外径差やコアの偏心あるいは接続装置の位置ずれによって生ずる軸ずれ損失は実用上重要であり、コ

ア径と密接に関係している。

理論的には、軸ずれによる接続損失 α_s は軸ずれ量が比較的小さい範囲で、一様モードパワー分布の場合には同一軸ずれ量に対して、

$$\alpha_s \propto a^{-1} \quad (7.6)$$

なる簡単な関係が成り立つことが知られている。⁽¹²²⁾ 図 7-10 には軸ずれ量が $1\mu\text{m}$ および $3\mu\text{m}$ の場合の接続損失 α_s の計算値を示している。なお比屈折率差は 1% を仮定している。これを実験的に確認するため、3 種類のコア径の異なるグレーデッド形光ファイバについて軸ずれによる接続損失を測定した。図 7-11 は α_s の測定値をコア径で規格化した軸ずれ量 (d/a) に対して示したものである。モードパワー分布が定常モードパワー分布に近く高次モードのパワーが小さいため、 α_s の測定値は図 7-10 に示した計算値よりもやや小さいが、 $d/a < 0.2$ の範囲では図中の実線で示すように式 (7.6) の関係が成り立っているのが確認できる。

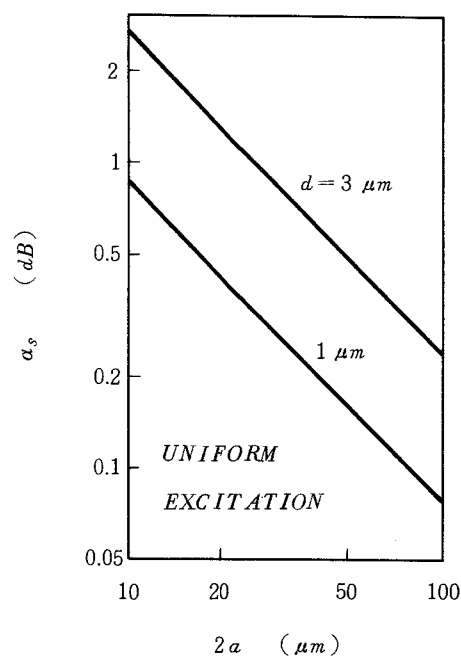


図 7-10 軸ずれによる接続損失とコア径の関係

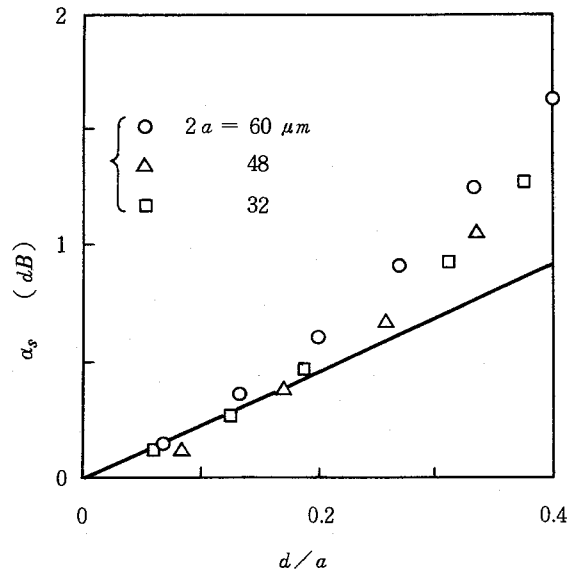


図 7 - 11 接続損失と軸ずれ量の関係

E. 光源との結合効率

光源からの入射効率 η は、幾何光学的にはコア径および比屈折率差の関数となる。^[137] ここでは a および Δ の異なるグレーデッド形光ファイバを用いて、光源との結合効率と構造パラメータの関係を調べた。図 7-12 にはその測定系を示す。光源には波長 $0.85 \mu m$ の半導体レーザを用い、レーザからの出射光は高 NA のレンズ 1 で集光した後、光ファイバの入射 NA とほぼ等しいレンズ 2 を通して被測定光ファイバに入射した。結合損失は光ファイバ入射端面直前の光パワー P_0 と、光ファイバ出射光パワー P_1 の比をとることによって得られる。測定はファイバ長

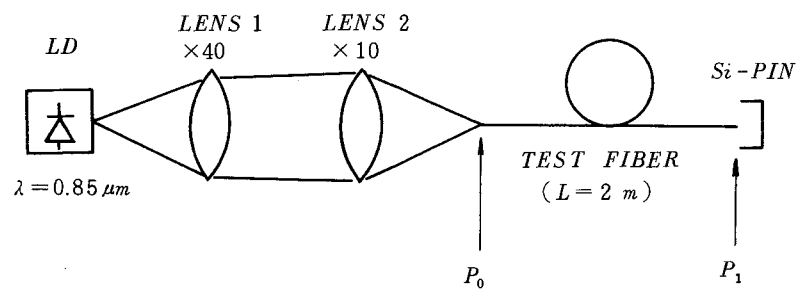


図 7 - 12 光源との結合損失の測定系

が 2 m および 10 m の 2 通りについて行なったが、両者の結果はほぼ一致した。このことは光ファイバに励振された光の大部分が導波モードとなっていることを意味している。被測定光ファイバはコア直径が $40\ \mu\text{m}$ から $70\ \mu\text{m}$ 、比屈折率差が 0.7 % から 1.2 % の範囲にある 9 本である。

図 7-13 には、結合損失 α_c を

$$\alpha_c = -10 \log_{10} (P_1/P_0) \quad (7.7)$$

で定義したときの α_c の測定値を示している。図中の ● 印は横軸 $a^2\Delta$ に対してプロットしたものであり、 $a^2\Delta$ が小さい領域では α_c はほぼ直線的に変化しているが、一方 $a^2\Delta$ が大きい領域では α_c はほぼ一定値となっていることがわかる。このことはコア径がある一定値以上では入射光のスポットサイズとの関係から結合効率は増加しないことを意味しており、その境界となるコア径は本実験では半径約 $25\ \mu\text{m}$ である。図中の ○ 印は α_c を横軸 $a'^2\Delta$ に対してプロットしたものであり、ここでは a' を $25\ \mu\text{m}$ とした。図より ○ 印で示した α_c は $\log_{10}(a'^2\Delta)$ の増加とともに直線的に減少しており、

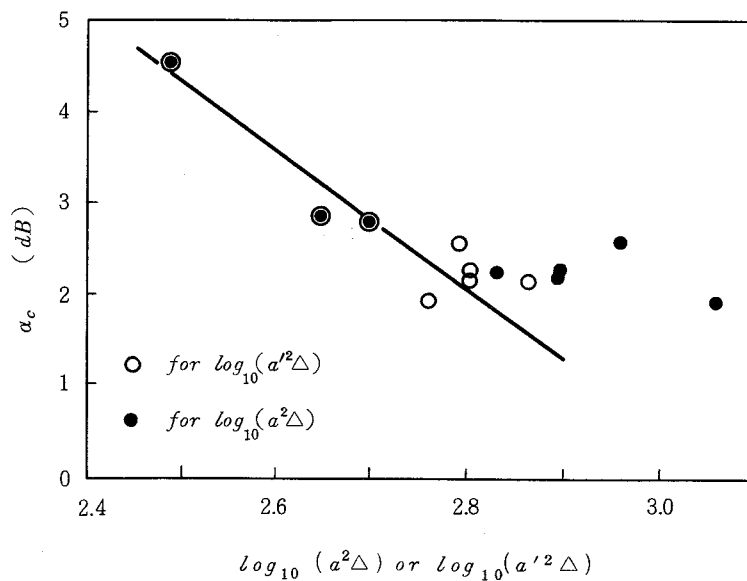


図 7-13 結合損失と $(a^2\Delta)$ との関係

$$\alpha_c \propto \log_{10}(a'^2 \Delta)$$

$$a' = a, \quad a \leq 25 \mu\text{m}$$

$$a' = 25 \mu\text{m}, \quad a \geq 25 \mu\text{m}$$

(7.8)

なる関係が得られる。

7.3-2 評価関数を用いた最適パラメータの決定

A. 中継区間の伝送路損失

節 7.3-1 で得られた構造パラメータと伝送特性の関係をもとに，コア径，比屈折率差および外径の最適値を決定する。先ず図 7-14 に示すような 1 中継区間の伝送路モデルを仮定する。

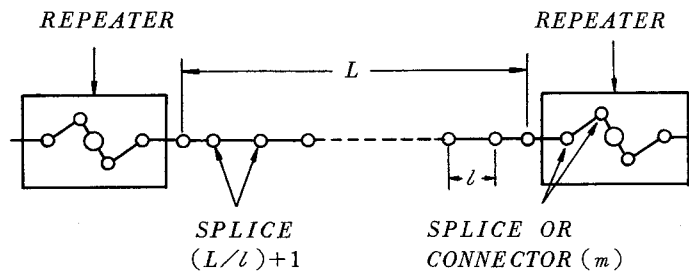


図 7-14 一中継区間の伝送路モデル

このとき考慮に入れるべき損失としては，常態における光損失 α_f ，曲り損失 α_b ，マイクロベンディング損失 α_m ，接続損失 α_s ，および光源に対する結合損失 α_c である。いま，中継距離を L ，布設されるケーブルのピース長を l とし，またケーブル接続点数およびマンホールあるいは局舎内に設置された 2 つの中継器との接続点数の和を m とするとき，1 中継区間の全損失 α_T は次式で表わされる。

$$\alpha_T = (\alpha_f + \alpha_m + \alpha_{b1}) L + (\alpha_s + \alpha_{b2}) [(L/l) + 1] + \alpha_s m + \alpha_c \quad (7.9)$$

ここで α_{b1} および α_{b2} はそれぞれケーブル集合化工程で生ずる損失および接続点での余長処理によって生ずる損失を表わしている。表 7-1 には節 7.3-1 で得た光ファイバ構造パラメータと種々の損失の関係をまとめている。式 (7.9) から全損失 α_T を求めるためには、実際のケーブル使用状態における個々の損失の絶対値を決定する必要がある。表 7-1 には各損失の代表値を示しているが、これらの値はコア直径 $50\mu\text{m}$ 、外径 $150\mu\text{m}$ および比屈折率差 1.0% の多数の光ファイバのデータを分析して得られたものである。この表を用いることによって、全損失 α_T を任意の構造パラメータの組み合わせに対して計算することができる。

表 7-1 損失と構造パラメータの関係と損失の代表値

LOSS FACTOR	FUNCTIONAL FORMULA	TYPICAL VALUE at $\lambda = 0.85\mu\text{m}$
RAYLEIGH SCATTERING (α_f)	$1.2 + 100\Delta$	2.2 dB/km
BENDING (α_{b1}) (α_{b2})	$(a/\Delta)^{1.6}$	0.05 dB/km 0.05 dB
MICROBENDING (α_m)	$a^6 b^{-7} \Delta^{-3}$	0.2 dB/km
SPLICE (α_s)	$1/a$	0.2 dB
COUPLING WITH LIGHT SOURCE (α_c)	$\log(a'^2 \Delta)$ $a' = a$ for $a \leq 25\mu\text{m}$ $a' = 25\mu\text{m}$ for $a \geq 25\mu\text{m}$	3 dB

図 7-15 および図 7-16 は、それぞれ α_T を b/a および Δ に対して示したものである。本計算では式 (7.9) 中の L 、 l および m はそれぞれ 10 km、1 km および 6 と仮定した。図 7-15 より、外径 b が小さくなるにつれて α_T は小さくなっているが、これは外径が大きくなると側圧による損失 α_m が急激に減少するためである。また図より、一定の外径に対して α_T が最小となる b/a が存在することがわかる。これは同一の b に対して b/a が大きくなると接続損失および結合損失が増加し、逆に b/a が小さくなると側圧による損失が増加するためである。次に図 7-16 には、 b/a を与えられた $2b$ に対する最適値に選んだ場合の α_T と Δ の関係を示している。図より、 α_T を最小とする Δ が存在することがわかる。以上述べたように図 7-15 および図 7-16 より、一定の外径に対して最適なコア径および比屈折率差が決定されることがわか

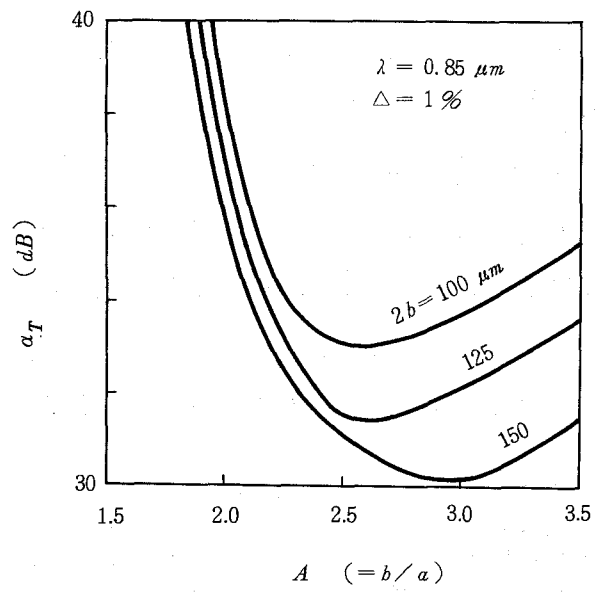


図 7 - 15 全損失と (b/a) との関係

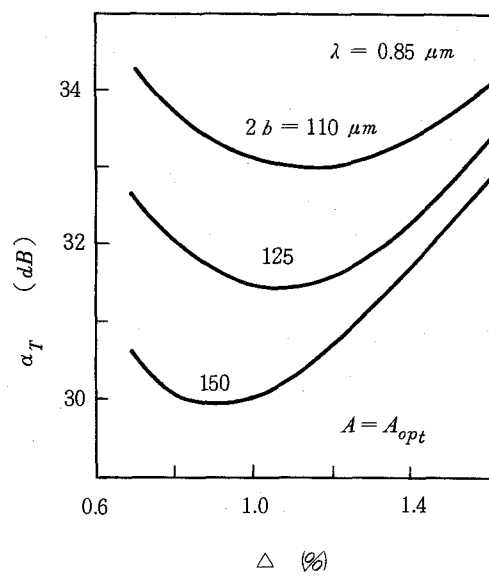


図 7 - 16 全損失と比屈折率差との関係

る。また外径が大きい程 α_T を小さくすることができるが、経済的には不利である。次節では外径に対する考察を行ない、最終的にコア径、外径および比屈折率差の最適値を決定する。

B. 最適パラメータの決定

最適外径を決定するためには、他に機械的強度や光ファイバの取り扱い易さを考慮に入れる必要がある。取り扱い易さを定量化するために、プラスチックコート（2次被覆）の除去等を含めたV溝接続作業に要する時間を調べた。図7-17には、等しい b/a および Δ を有するファイバを用いた接続実験で得られた作業時間と接続損失の関係を示している。 $2b > 125 \mu\text{m}$ に対しては接続作業に問題は見られないが、 $2b < 100 \mu\text{m}$ の光ファイバでは接続損失が急激に増加する傾向が見られ、作業性が低下することがわかる。実際外径 $80 \mu\text{m}$ の光ファイバではV溝を用いた接続作業は極めて困難であることが確かめられている。

次に、光ファイバの機械的強度について考える。機械的強度はケーブル化工程やケーブル布設時に問題となるが、最近一次被覆材料や被覆技術の進歩によって光ファイバ素線の引張強度は大幅に改善されている。図7-18には光ファイバ素線の平均強度を外径 $2b$ に対してプロットしている。絶対強度は外径の増加に伴って増大しているが、ファイバ断面積で規格化した規格化強度は外径に対して一定となっている。図7-19はファイバの破断確率を引張強度に対

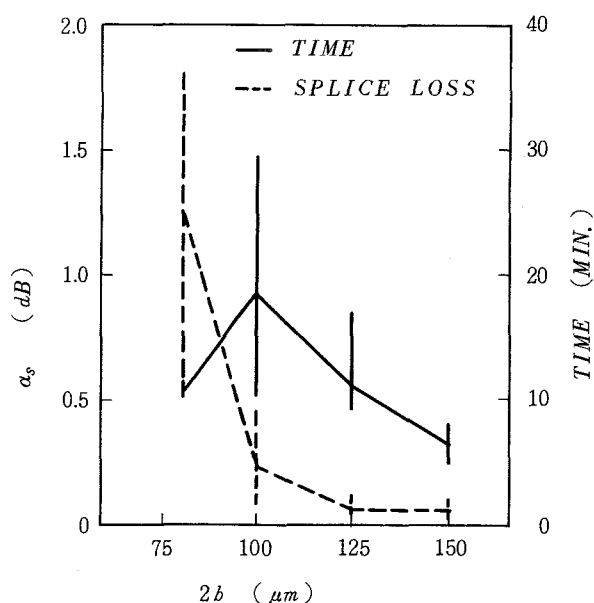


図7-17 接続損失および接続作業時間と外径との関係

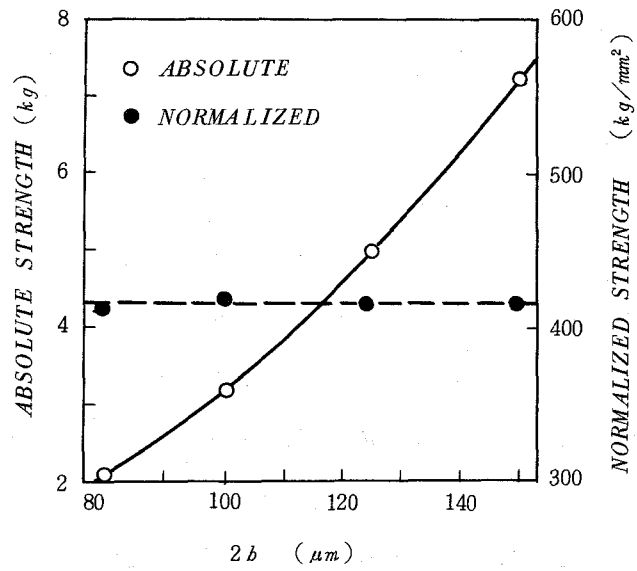


図 7-18 ファイバ強度と外径との関係

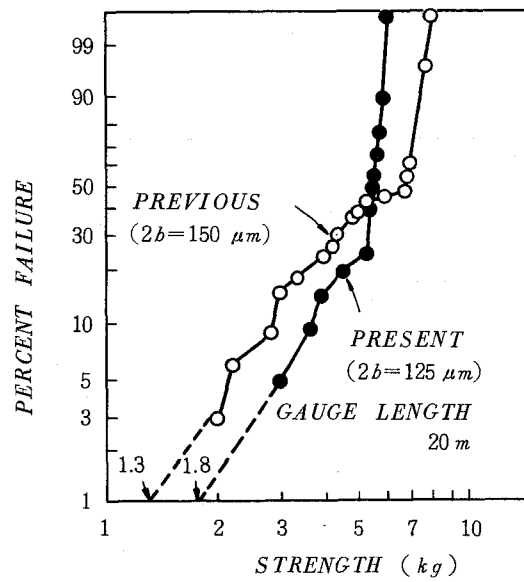


図 7-19 破断確率と引張力との関係

してプロットしたWeibull 分布図である。なお光ファイバ試料長は 20m である。図中の●印は外径が 125 μm ，新たに開発されたシリコン緩衝層付光ファイバ⁽¹⁸⁸⁾の破断確率を示しており，○印は従来のウレタンのプライマコート（第 1 次被覆）付の外径 150 μm の光ファイバの測定値である。強度として問題になるのは平均強度よりも低強度の出現確率である。図より，破断確率が 1 % となる引張強度は前者では 1.8 kg，後者では 1.3 kg となっており，新たに開発したシリコン緩衝層付光ファイバは外径 125 μm に拘らず破断確率が小さいことがわかる。さらに前者では平均引張強度も 5 kg 以上であり，ケーブル化時に付加される引張力にも耐えられることがわかる。以上のことから，外径 125 μm でかつシリコン緩衝層付光ファイバ素線は実用上十分な機械的強度を備えていることがわかる。

以上，取り扱い易さ，および機械的強度の検討結果より最適外径は 125 μm であり，またこのときの最適コア直径および比屈折率差は，図 7-15 および図 7-16 よりそれぞれ 50 μm ，1 % と決定できる。

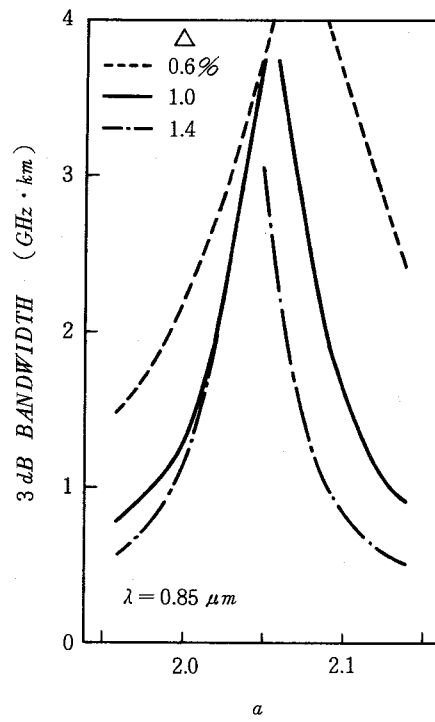
7.3-3 その他の構造パラメータ

A. 屈折率分布

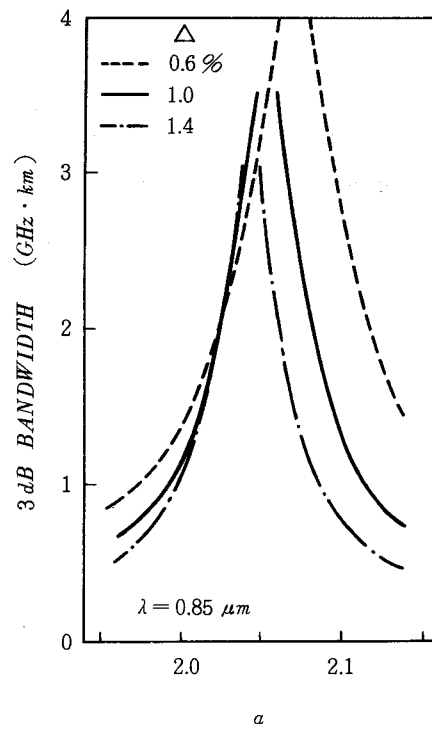
節 2.4-3 で述べたように，多モードグレーデッド形光ファイバの伝送帯域は主に屈折率分布によって決定され，使用光源波長に対して伝送帯域が最大となる屈折率分布が存在する。したがって屈折率分布を式 (2.75) に示す α 乗分布で表わしたとき，使用光源波長に対して，それぞれ α の最適値 α_{opt} を決定する必要がある。図 7-20 は波長 0.85 μm におけるベースバンド 3 dB 帯域幅の理論値の α に対する変化を示したものであり，(a) および (b) はそれぞれ構造不完全性によって生ずるモード結合を考慮に入れた場合，いれない場合の計算値である。本理論値は電力結合方程式を節 4.2-3 に示した方法によって数値的に解いて得たものである。なおコアのドーパントは Ge のみを仮定している。図より波長 0.85 μm では， $\Delta = 1\%$ に対する α_{opt} は 2.06 となることがわかる。この α の最適値はドーパントが P あるいは Ge-P の場合には若干異なるがいずれにしても 2 近傍の値をとる。例えば Ge-P ドープのグレーデッド形光ファイバは 2.08 であることが，節 2.4-3 で示した理論および実験結果から得られている。

B. クラッド厚およびクラッド・ジャケット間の比屈折率差

光ファイバ最外層を形成する石英ジャケット層による損失あるいはレーリ散乱損失と，クラッド



(a) モード結合がない場合



(b) モード結合がある場合

図 7 - 20 3 dB 帯域幅の α 依存性

ド厚 t およびクラッド・ジャケット間の比屈折率差 Δ' との間には密接な関係があり、これらについてはいくつかの報告がなされている。^{[139], [140]} その結果によると、 Δ を一定とした場合には Δ が小さくなるとレーリ散乱損失が増加し、 t を一定とした場合 Δ' が大きくなると石英ジャケット層による吸収が大きくなる。したがって、 t および Δ' は石英ジャケット層による損失とレーリ散乱の和を考慮に入れて決める必要がある。図 7-21 には t を一定とした場合の石英ジャケット層による損失とレーリ散乱の和を Δ' に対してプロットしたものである。なお比屈折率差 Δ は 1% を仮定している。図より損失を最小とする t と Δ' の最適値については、 $\Delta' > 0.6\%$ 、 $t > 12\mu\text{m}$ と $\Delta' = 0$ 、 $t < 12\mu\text{m}$ という 2 つの組み合わせが考えられる。また、石英ジャケット中の OH 基のコア内への拡散を防ぐためには $5\mu\text{m}$ 程度のクラッド厚が必要であることが明らかにされている。一方製造上は、屈折率を下げる B 等のドーパントを使用した場合にも Δ' は高々 0.5% が限界であり、また t を大きくすると MCV D 法ではプリフォーム製造に長時間を要し経済的に不利である。したがって、以上の結果をあわせると、 $t \geq 5\mu\text{m}$ 、 $\Delta' = 0$ が望ましいといえる。

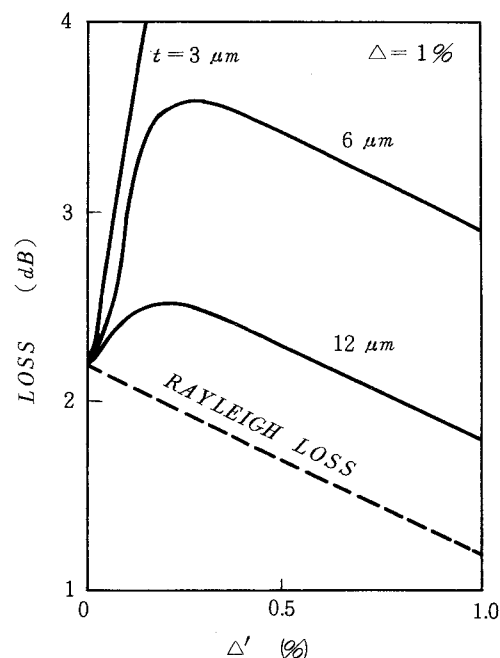


図 7-21 損失と Δ' との関係

7.4 伝送路設計例

7.4—1 伝送系モデル

図 7-22 の伝送系を仮定する。伝送路は全長が L ，平均布設長が l のケーブルで構成されているとする。いま PCM 変調方式を考えたとき，所要 SNR として一定の符号誤り率を満たす中継器所要最小受光電力および所要伝送帯域が与えられる。このとき伝送路設計とは，損失および伝送帯域等の伝送特性の項目に対して，一定の規格を満足する光ケーブルを用いて伝送路を構成したときの中継可能距離を推定することになる。中継可能距離を推定する場合，(i) 伝送特性の規格値の最悪値あるいは最悪値に近い数値を用いて計算する方法（定数設計），(ii) 各項目の規格値を満たす中で特性のばらつきの分布を考慮する方法（統計的設計）が考えられる。^[132]

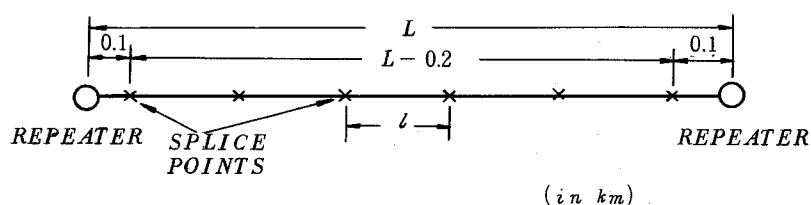


図 7-22 伝送系のモデル

ここでは波長 $0.85 \mu\text{m}$ 帯において，グレーデッド形光ファイバを用いて PCM 400 M bit/s の伝送を行なう場合の中継可能距離を検討する。符号誤り率 10^{-11} に対する最小受光電力と所要伝送帯域の関係は図 7-23 で与えられる。^[141] 送信パルスは占有率 50% の RZ パルスとし，受信部では Si-APD で受光したのち増幅および（可変）等化を行なうものとする。最小伝送帯域は 3 dB 帯域幅で 240 MHz であり，そのときの受光電力は約 -35.4 dBm である。また伝送帯域が無限大の場合の受光電力として与えられる最小受光電力は -41.3 dBm である。

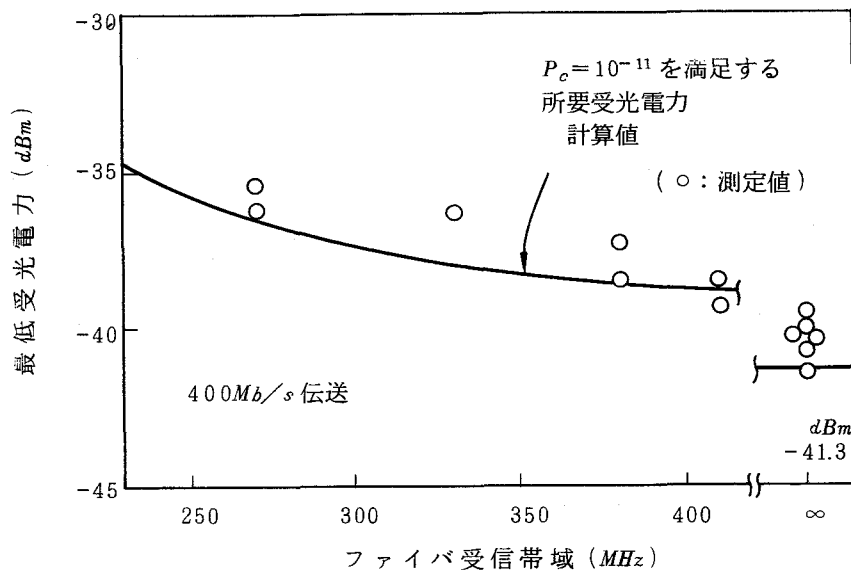


図 7-23 ファイバ受信帯域に対する中継器受光電力

7.4-2 伝送路設計

A. 前提条件

伝送路の特性を計算には簡単のため以下の仮定を設ける。

(i) 平均布設長 l (km) は 1 km を越えない長さとし, 接続点数 n は次式で与えられる。

$$n = [L - 0.2] + 2 \quad (7.10)$$

ただし $[]$ は $(L - 0.2)$ を越えない最大の整数 (等号は含まない) とする。

(ii) 伝送路損失は各ケーブルの損失と接続損失の単純和で与えられる。

(iii) 伝送帯域即ち 3 dB 帯域幅 f (3 dB) と各光ファイバの 3 dB 帯域幅 f_i (3 dB) の関係は次式に従う。

$$\left\{ \frac{1}{f(3\text{dB})} \right\}^{1/7} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{1}{f_i(3\text{dB})} \right\}^{1/7} \quad (7.11)$$

以上の仮定のもとに定数設計および統計的設計を行なった結果を次に示す。

B. 定数設計

光ファイバ単体の伝送帯域規格値を $3\text{ dB 帯域幅 } 1000\text{ MHz} \cdot \text{km}$ ，式 (7.11) における $r=0.9$ としたときの伝送路の損失と伝送帯域の関係を図 7-24 に示す。中継器動作領域は図 7-23 の値に光源との結合損失 3 dB ，局内系の損失 5 dB および伝送路損失マージン* 7 dB を仮定すると図中の斜線部で与えられる。中継距離は中継器動作限界線と伝送路特性の交点で決定され，光ケーブル損失 3.5 dB/km の場合には接続損失が 0.45 dB/1カ所 であっても帯域制限で 4.9 km となる。

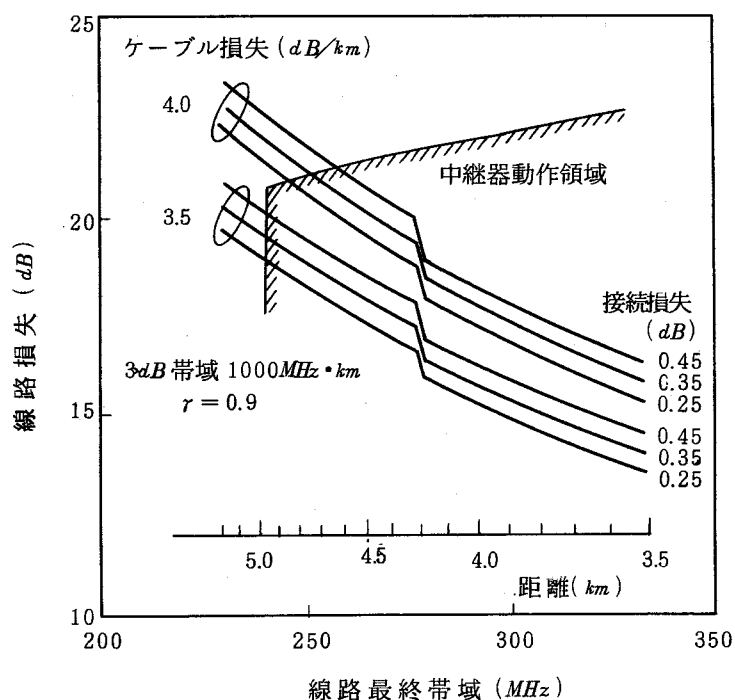


図 7 - 24 線路損失と最終帯域および中継器動作領域

C. 統計的設計

伝送路の特性を決定する各項目に一定の分布を考慮し，中継可能率と中継距離の関係を調べ

* 伝送路損失マージンは，光ケーブルの経年変化あるいは支障移転による接続点数の増加等による損失の増加分をあらかじめ繰りこんだものを意味する。

る。単体の損失，伝送帯域，接続損失および r の分布を図7-25に示すガウス形とし，伝送路損失と伝送帯域を乱数を用いた計算機シミュレーションによって求め中継器動作領域内に入る確率を計算する。図7-26は1000本の伝送路を構成したときの中継可能率と中継距離の関係を示したものである。また図7-27は伝送路損失マージンに対する中継可能距離を示している。先の定数設計の場合と比較すると，中継距離は中継可能率99.9%では約1km，99%では約2km延

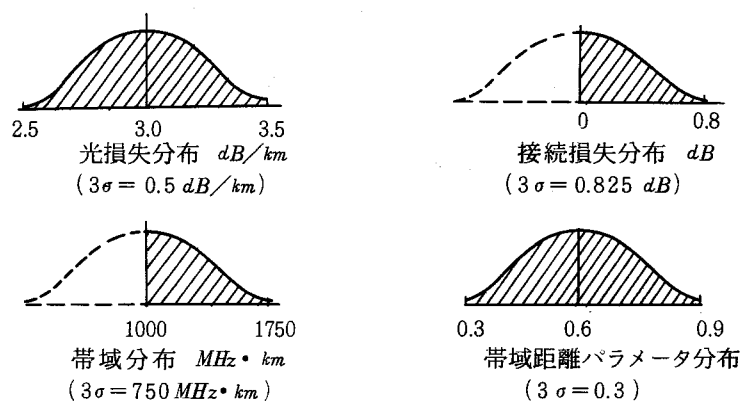


図7-25 各種特性の分布（ガウス分布）

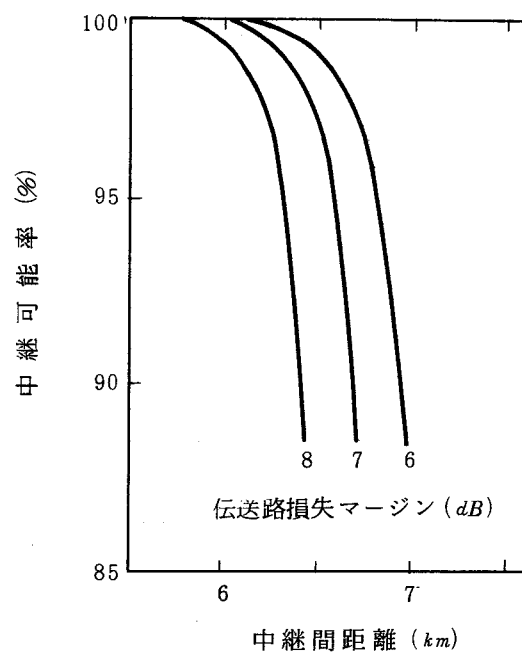


図7-26 中継間距離と中継可能率の関係

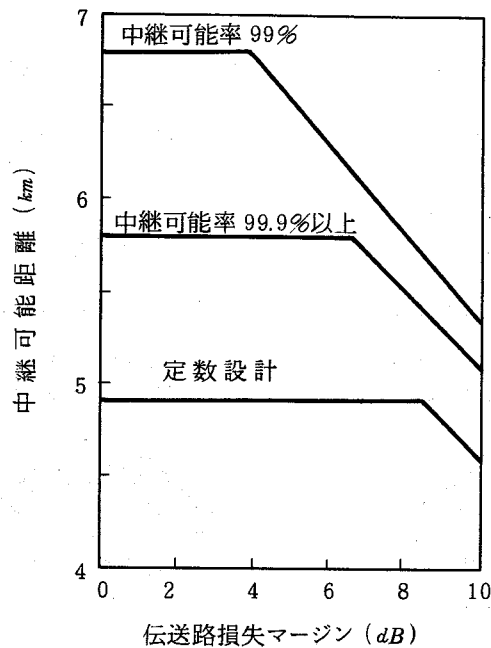


図7-27 伝送路損失マージンと中継可能距離の関係

びているのがわかる。このように定数設計では100%の中継可能率をもつものに対して、統計的設計によって伝送路を多数構成した場合には確実に不良伝送路が現われてくるが、伝送システムの経済性からこのような設計法が有効に利用される可能性は十分に考えられる。

7.5 結 言

グレーデッド形光ファイバの構造パラメータの設計法を示し、光源波長 $0.85\mu\text{m}$ 帯における最適構造パラメータを求めた。先ずコア径、ファイバ外径および比屈折率差と光損失、曲り・側圧損失、接続損失および入射効率の関係を記述する計価関数を実験によって決定し、これを用いて1中継区間の伝送路損失を最小にするための最適値を決定した。その結果、コア直径 $50\mu\text{m}$ 、ファイバ外径 $150\mu\text{m}$ 、比屈折率差1%を得た。またこの設計値は所要の光ファイバの機械特性を満たし、さらに細径化もはかられたことから経済性も満足するものであることが明ら

かになった。

最後に波長 $0.85\ \mu\text{m}$ 帯におけるグレーデッド形光ファイバを用いたPCM 400 Mbit/s 伝送方式を例にとり，伝送路の損失と伝送帯域と中継器動作特性の関係から決定された中継距離および中継可能率を示した。その結果，光ケーブル単体の損失を $3.5\ \text{dB/km}$ 以下，伝送帯域を $1000\ \text{MHz} \cdot \text{km}$ 以上としたとき，中継距離は中継可能率 100%では約 5km，99%では約 7 km となることがわかった。

第8章 2モード光ファイバの伝送特性

8.1 緒言

単一モード光ファイバは長距離無中継・高速通信用伝送路として将来有望である。しかしながら、コア直径が約 $10\mu\text{m}$ ^[142]と通常の多モード光ファイバの約 $1/5$ と小さく、低損失な接続および高効率な光源との結合を実現することが難しいため、単一モード光ファイバを用いた高速ビットレートの伝送方式の中継間隔は損失によって制限され、超広帯域な特性を十分に効かすことができないのが現状である。一方、多モードグレーデッド形光ファイバでは 3 dB 帯域幅 $1\text{ GHz} \cdot \text{km}$ 以上の広帯域を平均して実現することは歩留りの点から實際上難しい状態にあり、 1000 Mbit/s 程度の比較的高速ビットレートの伝送方式では中継間隔は主に帯域制限を受けるため、その低損失な特徴を十分に利用できない状況にある。

本章では単一モード光ファイバおよび多モードグレーデッド形光ファイバのもつこれらの問題点を解決する一つの方法として、伝送帯域が極めて広く、かつコア径が単一モード光ファイバの2倍程度拡大可能な2モード光ファイバを新たに提案し、その伝送特性の理論検討結果および試作2モード光ファイバの実験結果について述べる。^{[44]~[56]} 本2モード光ファイバは最低次の LP_{01} モードと第2高次モードの LP_{11} モードの群遅延時間が等しくなる動作波長で使用するによってモード分散を零にするものである。

節8.2では本2モード光ファイバの設計原理を述べ、最適屈折率分布およびその動作 V 値を理論計算によって求める。これによって屈折率分布が最適値からずれたとき、あるいはコア径、比屈折率差等のファイバ構造パラメータが設定値からずれたときに生ずる動作 V 値の偏差によって起こる LP_{01} と LP_{11} モード間の群遅延時間差の増加すなわち伝送帯域の劣化を極めて小さく抑制できることを示す。次にコア中心部の屈折率の dip が伝送特性の劣化をもたらすことを理論的に明らかにし、光ファイバ製造上この dip を取り除く必要があることを示す。^{[44], [46], [51]}

節8.3では、最適屈折率分布をもつ2モード光ファイバの試作に先立って、低次モードの導波特性をステップ形光ファイバを用いて実験的に検討した結果を示し、最低次 LP_{01} モードと第2高次モード群 LP_{11} モードの群遅延時間差が零となる波長が実際に存在することを検証する。^{[49], [50]}

節 8.4 では上記構造設計に基づいて試作したほぼ最適な屈折率分布をもつ波長 $1.3\mu\text{m}$ 帯用 2 モード光ファイバの実験結果について述べる。^{[44],[45],[50]~[52]} なお、群遅延時間差の測定には波長 $0.6\sim 1.8\mu\text{m}$ 帯ではほぼ連続的にサブナノ秒パルス発振が可能なファイバラマンレーザを開発し、広い波長範囲における 2 モード導波特性の測定を可能にした。^{[53],[54]} その結果本試作 2 モード光ファイバではモード分散が零となる最適動作波長を中心とする比較的広い波長範囲にわたって極めて広い伝送帯域が得られることを実験的にも明らかにした。さらに、軸ずれによって生ずる接続損失も従来のステップ形単一モード光ファイバに比べてかなり減少できることを示す。

8.2 構造パラメータの設計

8.2—1 設計原理

先ず光ファイバの低次モード群に注目し、その群遅延時間と屈折率分布の関係を調べる。節 2.3 で述べたように、光ファイバの最低次モードは LP_{01} (HE_{11})、第 2 高次モード群は LP_{11} (TE_{01} , TM_{01} , HE_{21}) モード、第 3 高次モード群は LP_{11} (EH_{11} , HE_{31}) モードである。第 2 高次モード群および第 3 高次モード群を構成するモードはそれぞれ互いにはほぼ縮退しているので、ここではこれらを一つのモード群として取り扱い、 LP モードの呼称を用いることにする。いま式 (2.75) に示す α 乗屈折率分布を仮定し、 LP_{01} , LP_{11} モードの群遅延時間と式 (2.70) で定義される規格化周波数 V の関係を $\alpha = 2, \infty$ の場合について示す。縦軸は規格化した群遅延時間 τc (ただし c は真空中の光速である) であり、横軸は V 値を表わす。図 8-1 より $\alpha = \infty$ 、すなわちステップ形光ファイバでは $V = 3.18$ において、次式で表わされる LP_{01} と LP_{11} モードの群遅延時間 τ_1, τ_2 の差

$$\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1 \quad (8.1)$$

が零となっており、一方 $\alpha = 2$ の場合には $\Delta\tau$ は V が大きくなるにつれて徐々に漸近しており、両モードの群遅延時間が等しくなる V 値は存在しないことがわかる。また、 $2 < \alpha \leq \infty$ では $\Delta\tau = 0$ となる V 値、 V_0 が存在し、 V_0 値は α が減少するにつれて大きくなるという特徴もっている。

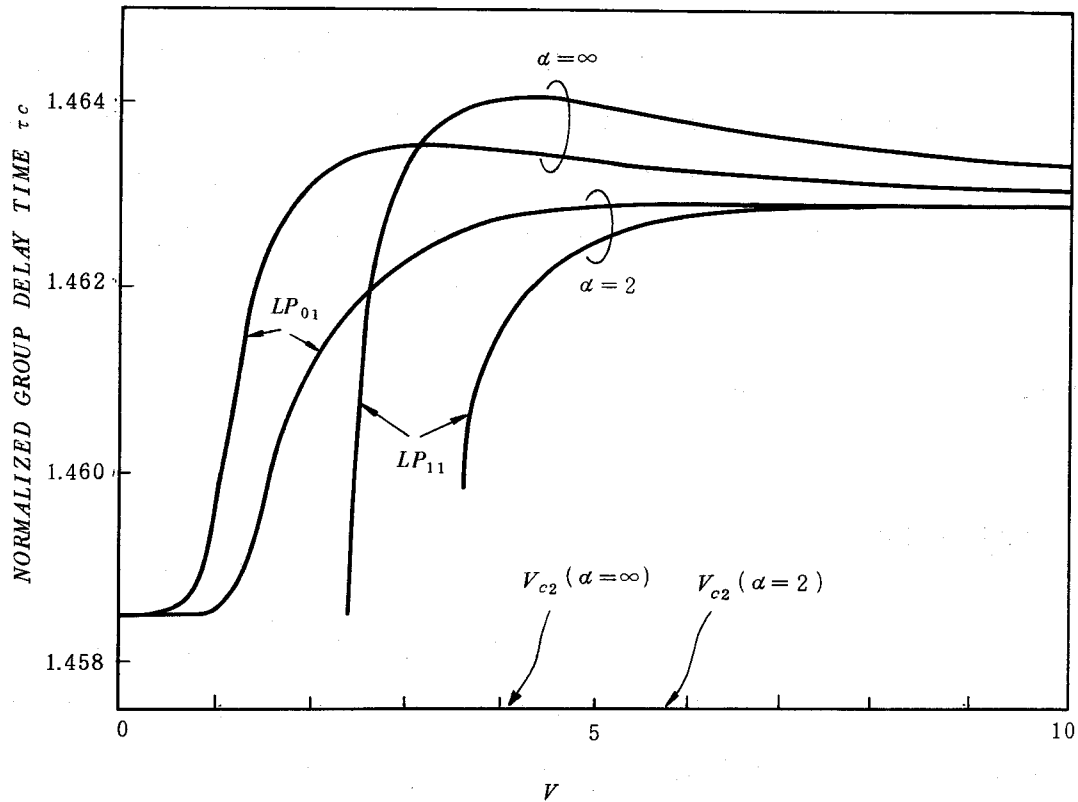


図 8 - 1 群遅延時間と V 値との関係

以上述べた LP_{01} , LP_{11} モードの群遅延時間と V 値, α との関係から, 動作 V 値を V_0 に設定することによって $\Delta\tau=0$ すなわちモード分散を零とできること, α を小さくすることによって動作 V 値, V_0 を拡大できさらに V_0 からの V 値のずれ量, ΔV によって生ずる $\Delta\tau$ を小さくすることができることがわかる。図 8 - 2 には 1 km 当りの群遅延時間差 $\Delta\tau$ と V 値および屈折率分布パラメータ α の関係を示す。図中の破線で示す第 3 高次モード群 LP_{21} モードの遮断 V 値 V_{c2} より, LP_{01} および LP_{11} モードの 2 モード導波領域は $\alpha \leq 3.08$ かつ $V \geq 4.79$ で与えられることがわかる。^[51] なおここで示す, 群遅延時間の計算結果は屈折率分布を多層分割し式 (2.15) のベクトル波動方程式を行列法^[143] によって数値的に解いて得た厳密群であり, 岡本氏等によってスカラー波動方程式より変分法を用いて導出された α 乗屈折率分布をもつ光ファイバの導波モードに対する群遅延時間の表現式^[144]を用いて得られた, 初期の段階の数値計算結果^{[46)~[48]}とは相違が見られる。例えば $V_0=V_{c2}$ となる α および V_0 は, 文献 [48] ではそれぞれ

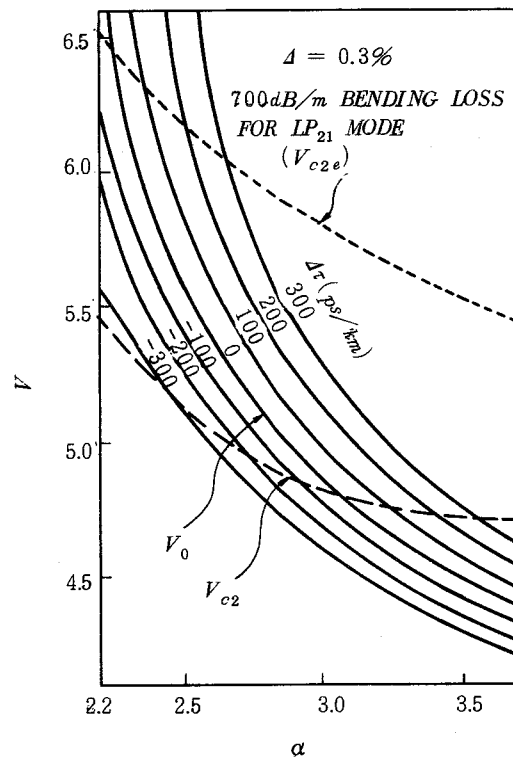


図 8-2 $\Delta\tau$ と (V, α) との関係

4.5, 4.6 となっており, V 値が小さい領域では本設計に必要な計算精度が得られていなかった。したがって以後の数値計算は全てベクトル波動方程式より求めた厳密解を使用することにする。

以上の低次モード群の導波特性の検討結果に基づいて, 2 モード光ファイバの設計原理を

- (i) LP_{01} と LP_{11} モードの群遅延時間が等しくなるように, 使用光源波長に対する動作 V 値 V_0 を設定する。
- (ii) 屈折率分布をグレーデッド形とし, 最適動作波長 $V=V_0$ 近傍における両モードの群遅延時間差をできるだけ小さくする。
- (iii) 第 3 高次モード群 LP_{21} モードが導波することによって生ずるモード分散をなくすため, 動作 V 値を LP_{21} モードが導波しない領域に選定する。

とすれば, モード分散がなく, しかも動作 V 値を従来のステップ形単一モード光ファイバの動作 V 値 (~ 2.8)^[142] に比べほぼ 2 倍拡大できることがわかる。この動作 V 値の拡大は比屈折率差を一定として考えれば直接コア径の拡大をもたらすので, 後に述べるように接続損失や曲げ

損失の低減や入射効率の向上に役立つ。

ここで注意すべきことは、条件(iii)は必ずしも

$$V_0 < V_{c2} \quad (8.2)$$

を意味するものではないということである。なぜなら遮断波長近傍の導波モードは励振されにくく^[145]また光ファイバに加わる微小な曲り^[146]等によって減衰し易いため、ある程度の長尺光ファイバでは実質的に導波されない可能性がある。したがって2モード光ファイバの動作 V 値も LP_{21} モードの実効的な遮断波長まで拡大できることになり、より α を小さくすることも可能になるため本2モードファイバの伝送特性上は好ましい。以下では、 LP_{21} モードの実効的な遮断波長について検討し、2モード光ファイバの最適構造パラメータ設計を行なった結果を示す。

8.2-2 最適構造パラメータ

前節で述べた設計原理の(ii)と(iii)は互いに相反する性質を持っている。すなわち(ii)の条件からは α をできるだけ2に近づけることが望ましいということになるが、 $V_0 > V_{c2}$ となるので第3高次モード群が導波可能となり(iii)の条件を満足しない。したがって(ii)、(iii)から α の下限値が決定されることになる。図8-2に示したように $\alpha = 3.08$ で $V_0 = V_{c2} (=4.8)$ となるので、理論上は α の下限は3.08となるが、ここでもし LP_{21} モードが導波可能な $V > V_{c2}$ なる領域においてこれを除去することができ、さらに LP_{01} および LP_{11} モードとの間のモード結合が十分に小さい場合には、 $V > V_{c2}$ なる領域においても2モードのみを導波することが可能となる。現実にもこのような遮断波長近傍の導波モードは、長距離伝ぱん後には完全に減衰することが観察される。実質的にモードが伝ぱんしなくなる波長を理論上の遮断波長と区別するため、以下実効的遮断波長^{[147], [148]}と呼ぶことにする。この実効的遮断波長の遮断波長の理論値からの短波長側への移動量は、光ファイバに加わる微小曲り等のモード損失要因によって異なるが、光ファイバ素線の状態においても存在し、さらにケーブル化後の光ファイバではこの短波長側への移動の量は大きくなる。この実効的遮断波長の概念を本2モード光ファイバの第3高次モード群に適用して新たに設計を行えば、動作 V 値を $V < V_{c2}$ としたときにも実質的に LP_{01} と LP_{11} モードのみの2モード伝送が可能となり、その結果 α の下限値が3.08より小さくなり動作 V 値をより拡大できることになる。以下その最適構造設計について述べる。

上述のように α の下限値は LP_{01} と LP_{11} モードの群遅延時間が等しくなる V 値、 V_0 が、第3

高次モード群の実効的遮断 V 値と等しくなる時の値として与えられる。ここでは LP_{21} モードの実効的遮断波長を決定するために、ケーブル状態の光ファイバにおける導波モードの実効的遮断波長近傍での損失の実験値を用いる。この実効的遮断波長における損失値を一樣曲げ損失に置き換え、これを LP_{21} モードの実効的遮断波長を決定する損失の臨界値とする。その結果 LP_{21} モードの曲げ損失がこの臨界値を越える領域を、 LP_{01} 、 LP_{11} モードのみが実質的に導波する2モード領域と見なせる。図8-2の点線で示す曲線は曲率半径4cmの一樣曲げに対して LP_{21} モードの損失が700 dB/mとなる α および V 、即ち実効的遮断 V 値、 V_{c2e} を示している。ここで曲げ半径4cmに対する700 dB/mの一樣曲げ損失は、単一モード光ファイバケーブルにおけるパルス伝ぱん特性から測定した LP_{11} モードの実効的遮断波長($V \cong 2.8$)における損失値を一樣曲げ損失で置き換えたものである。図8-2より、 $\Delta = 0.3\%$ の場合には700 dB/mの曲げ損失を与える曲線と $\Delta\tau = 0$ なる曲線との交点の V の値、すなわち最適動作 V 値となる V_0 の最大値 $V_{0m}(=V_{c2e})$ は6.45、またそのときの α の値すなわち α_{opt} は2.24と決定される。因みにステップ形単一モード光ファイバの動作 V 値が2.8程度であることから動作 V 値は2倍以上拡大できることがわかる。これをコア直径で比較すると、波長1.3 μm では $\Delta = 0.3\%$ 、 $V_0 = 6.45$ の2モード光ファイバでは23.5 μm であるのに対して、 $\Delta = 0.22\%$ 、 $V = 2.8$ のステップ形単一モード光ファイバでは11.9 μm である。以上述べた LP_{21} モードの実効的遮断波長の考えに基づく動作 V 値の設計法は、節8.4で述べる試作2モード光ファイバの測定結果からも妥当性を裏付けることができる。

次に比屈折率差 Δ の値について考察する。コア径を拡大するためには Δ を小さくすることが望ましいが、 LP_{01} および LP_{11} モードのケーブル化等で生ずる曲げ損失を抑えるためには Δ はある一定値以上にする必要がある。先に得られた最大動作 V 値、 V_{0m} は曲げ損失が Δ に対して変化するため、図8-3に示すように Δ の関数となる。図の縦軸は LP_{21} モードの曲げ半径4cmの一樣曲げに対する損失が700 dB/mとなり、かつ $\Delta\tau = 0$ となる最大動作 V 値 V_{0m} およびそのときの α_{opt} を表わし、横軸は Δ である。 $\Delta \rightarrow \infty$ では V_{0m} は LP_{21} モードの遮断 V 値の理論値 V_{c2} である4.79に漸近し、 α は3.08に漸近する。一方、 $\Delta \rightarrow 0$ では V_{0m} は ∞ になり、したがって α は2.0に漸近する性質をもっている。図8-4は、曲げ半径4cmの一樣曲げに対する LP_{11} モードの損失を Δ に対してプロットしたものである。 Δ が減少するにつれて LP_{11} モードの曲げ損失は急激に増加する傾向があり、例えば $\Delta = 0.30\%$ では曲げ損失は0.2 dB/kmと極めて小さい。なお LP_{01} モードの曲げ損失は $\Delta > 0.2\%$ では 10^{-3} dB/km以下と小さい。したがって Δ を0.3%程度とすれば、ケーブル化等で生ずる損失の増加も小さく抑えることができることがわ

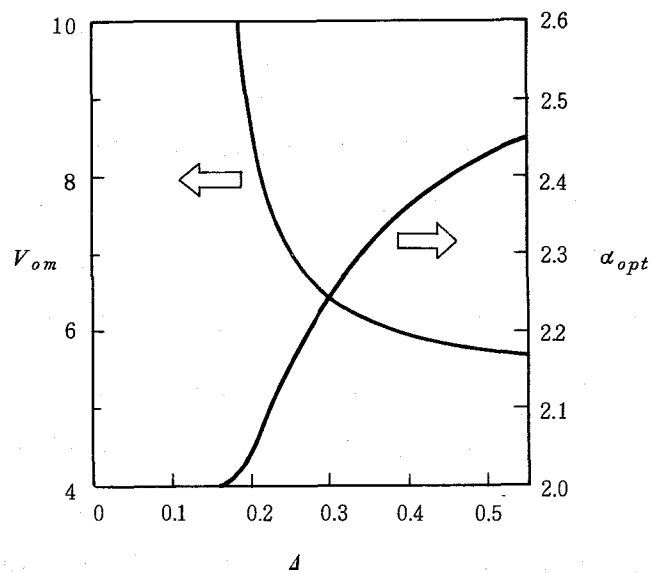


図 8 - 3 V_{0m} および α_{opt} と比屈折率差の関係

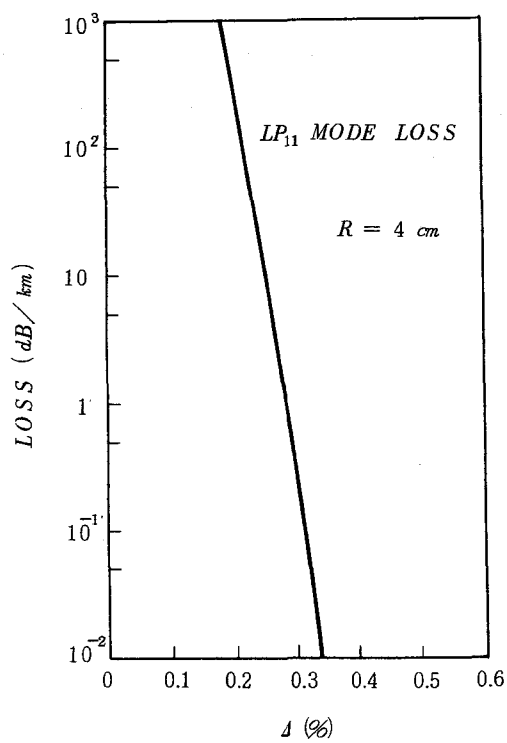


図 8 - 4 LP₁₁ モードの曲げ損失の比屈折率差依存性

かる。ただし、 LP_{01} および LP_{11} モードと LP_{21} モード間のモード結合が存在する場合には結果的に LP_{01} および LP_{11} モードの損失増加をもたらすことになるが、これらのモード間のモード結合が十分に小さいことは節 8.4 に述べる試作 2 モード光ファイバの心線化による損失増加が極めて小さいことから間接的に証明できる。

以上述べたように、本 2 モード光ファイバの動作 V 値、 V_0 は理論上は LP_{21} モードが導波可能な領域 ($V_{c2} < V_0 \leq V_{c2e} (=V_{0m})$) に拡大できることが理論的に明らかになった。

8.2-3 コア中心部の屈折率の dip の影響

通常の MCDV 法ではコラプス過程で最内層のドーパントが飛散するため、図 8-11 (b) に示すようなコア中心部に屈折率の低下 (dip) が生ずる。本節ではこのコア中心部の屈折率の dip が群遅延時間特性に及ぼす影響を理論的に検討する。

図 8-5 は、屈折率分布パラメータ α が一定の下で屈折率の dip の程度を変化させたときの

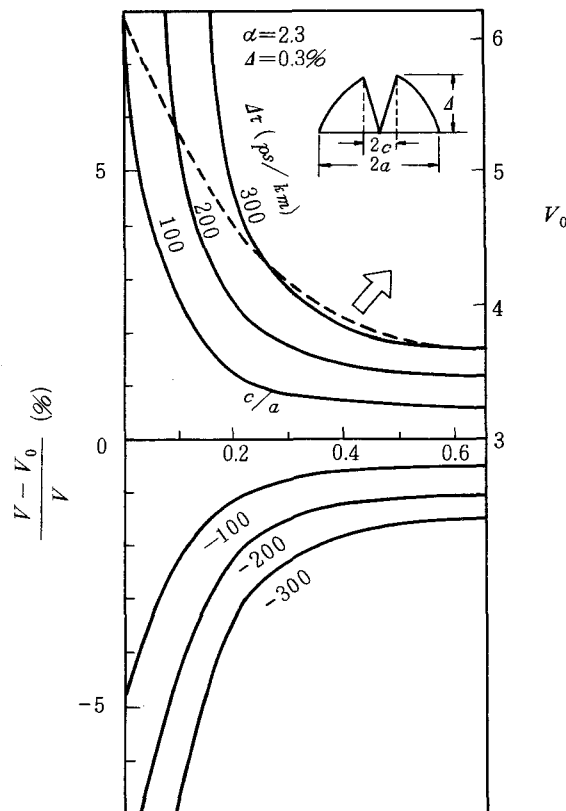


図 8-5 dip によって生ずる動作 V 値のずれと $\Delta\tau$ の関係

動作 V 値, V_0 および一定の $\Delta\tau$ を与える動作 V 値のずれの許容量の変化を示したものである。屈折率分析は図中の挿入図に示すような形を仮定し, dipの半径を c とした。また α は 2.3 とした。 V_0 および $\Delta\tau = 100, 200, 300$ ps/km を与える V 値の V_0 からのずれ $\Delta V (= V - V_0)$ を V_0 を規格化した値を dip 径, c/a の関数としてそれぞれ点線および実線で示している。なお Δ は 0.3% を仮定し, コア内の屈折率の最大値は一定としている。図より, $|\Delta V/V_0|$ は $c/a > 0.2$ で急激に減少することがわかる。例えば $\Delta\tau$ を 100 ps/km 以下に抑えるためには, 動作 V 値のずれに対する許容量は, $c/a = 0$ では 7.5% となるが $c/a = 0.2$ では 1.3% に低下する。

さらに, 動作 V 値 V_0 は, c/a の増大に伴って小さくなる傾向が見られる。これは LP_{01} と LP_{11} モードの群遅延時間曲線が V 値に対して急峻な角度で交わることを意味しており, その原因は物理的には次のように説明できる。次節で述べるように LP_{01} モードの界分布はコア中心部にピークをもつガウス形に近いものであるのに対して, LP_{11} モードの界分布はコア中心部が零となる分布である。したがって, コア中心部の屈折率の dip の影響を主に受けるのはその部分にエネルギーが集中している LP_{01} モードであり, LP_{11} モードに対する影響は小さい。その結果 LP_{01} モードに対しては等価的に比屈折率差が小さくなることから, 群遅延時間が小さくなる傾向がある。この傾向はエネルギーのコア中心部への集中度が高くなる比較的 V 値の大きい領域で顕著になるため, LP_{11} モードの群遅延時間と等しくなる V 値, V_0 は dip がいない場合に比べて小さくなり, また両群遅延曲線がより急峻な角度で交わることになるため V_0 近傍での $\Delta\tau$ も増加する。

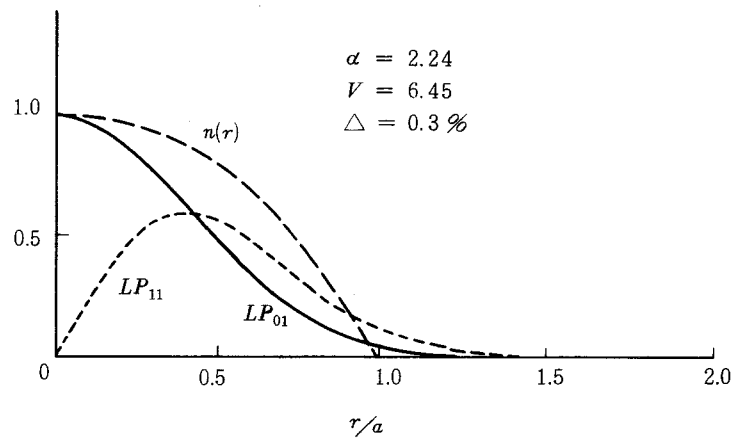
以上のように, コア中心部の屈折率の dip は, $c/a = 0$ に対して設計された動作 V 値, V_0 および α に対して, 動作 V 値にずれを生じさせ, さらに動作 V 値が $\Delta\tau = 0$ となる最適値からずれたときに急激に $\Delta\tau$ を増加させるという欠点をもつことが明らかになった。したがって, 本 2 モード光ファイバの製造においては, 屈折率分布, コア径あるいは比屈折率差といった構造パラメータの制御を正確に行なうことに加えて, コア中心部の屈折率の dip を生じさせないことが実用上必要であるといえる。

8.2-4 界分布とクラッド厚

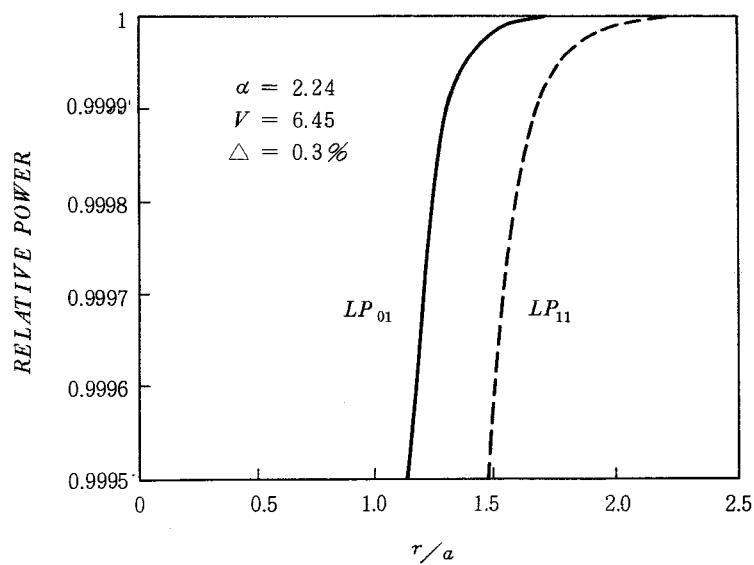
通常の光ファイバはコア部, クラッド層および極めて損失の大きい石英のジャケット層の 3 層構造を有している。したがって最外層の石英ジャケットからの OH 基の拡散による吸収損失を避けるためには適当なクラッド層が必要となる。本節では LP_{01} および LP_{11} モードの界分布

を理論的に検討し、コア内へのパワーの集中度と必要なクラッド厚の関係を数値的に明らかにする。図 8 - 6 (a)は、 LP_{01} および LP_{11} モードの横断面内の界分布を $\alpha = 2.24$, $V = 6.45$, $\Delta = 0.3\%$ の場合について示したものである。 LP_{01} モードの界分布の強度はコア中心部で最大となるのに対して、 LP_{11} モードの界分布はコア中心部で零となっている。

図より LP_{11} モードのパワーのクラッド層への洩れは LP_{01} モードに比べて大きいことから、



(a) LP_{01} および LP_{11} モードの界分布



(b) LP_{01} および LP_{11} モードのパワー

図 8 - 6 LP_{01} および LP_{11} モードの界分布

クラッド厚は LP_{11} モードの界分布から決定する必要があることがわかる。図 8-6 (b) は半径 r 以内に含まれる LP_{01} および LP_{11} モードのパワーの割合を表わしている。石英ジャケットによる OH 基の吸収損失を完全に除くためには、99.999% のパワーが含まれる半径 R_N まで、クラッド層をドーピングする必要があることが、単一モード光ファイバの検討から明らかにされている。^[149] これを $\alpha = 2.24$, $V_0 = 6.45$, $\Delta = 0.3\%$ なる本 2 モード光ファイバに適用すると、 LP_{11} モードの R_N は、1.94, LP_{01} モードに対しては 1.50 となる。なお R_N は半径をコア半径 a で規格化した値である。この値をステップ形単一モード光ファイバと比較してみると、 $\Delta = 0.22\%$ では R_N は 4 となることから、本 2 モード光ファイバでは、コア径に対する相対的なクラッド厚をステップ形単一モード光ファイバに比して $1/3$ に減少できることがわかる。

8.3 ステップ形光ファイバを用いた 2 モード導波特性の実験的検証

最適構造パラメータをもつ 2 モード光ファイバの試作に先立って、ステップ形光ファイバを用いて LP_{01} および LP_{11} モード間の群遅延時間差 $\Delta\tau$ を広い波長範囲にわたって測定し、理論値との比較を行なった結果を示す。^{[49], [50]} *

群遅延時間差を測定する方法としては、本節で述べるベースバンド周波数特性から求める方法と、節 8.4 で述べるサブナノ秒パルスを用いて直接パルス拡がり測定する方法がある。いずれの場合にも 2 モードの群遅延時間特性を正確に知るためには 2 モード導波領域における広い波長範囲の測定が必要である。後者の方法は波長 $1\mu\text{m}$ 帯のいわゆる長波長帯ではほぼ連続的にサブナノ秒パルスを発振するファイバラマンレーザ^{[53], [54], [55]}を用いれば比較的容易に行なうことができるが、一方波長 $1\mu\text{m}$ 以下のいわゆる短波長帯では当初適当なパルス光源が利用できなかったため CW 光源を用いる前者の方法を採用した。先ず、ベースバンド周波数領域における群遅延時間差の測定原理について説明する 2 モード導波領域では光ファイバの伝達関数 $H(\omega, L)$ は次式で表わされる。

$$H(\omega, L) = \exp(-j\omega\tau_1 L) \{ 1 + A \cdot \exp(-j\omega\Delta\tau L) \} \quad (8.3)$$

* 本実験の直後、米国ベル研においても L. G. Cohen 等が同様の実験結果を報告している。^[150]

ただし、 ω 、 τ_1 および L はそれぞれベースバンド角周波数、単位長当りの LP_{01} モードの群遅延時間およびファイバ長である。また A は LP_{01} モードに対する LP_{11} モードのパワー比を表わす。ここで LP_{01} と LP_{11} モード間のモード結合は無視している。式 (8.3) より、伝達関数の振幅即ちベースバンド損失 $|H(\omega, L)|$ は

$$|H(\omega, L)| = 2 |1 + 2A \cdot \cos(\omega \cdot \Delta\tau L) + A^2|^{1/2} \quad (8.4)$$

となる。いま両モードが均等に励振された場合、すなわち $A = 1$ の場合を考えると、式 (8.4) は次式のように書ける。

$$|H(\omega, L)| = 2 |\cos(\omega \cdot \Delta\tau L / 2)| \quad (8.5)$$

ここで、

$$\Delta f \cdot \Delta\tau L = 1 \quad (8.6)$$

なる関係を満たすベースバンド周波数 Δf に対して、 $|H(\omega, L)|$ は $(m + 1/2)\Delta f$ ($m = 0, 1, 2 \dots$) の周波数間隔で零になることがわかる。したがって $\Delta\tau$ はベースバンド損失が無限

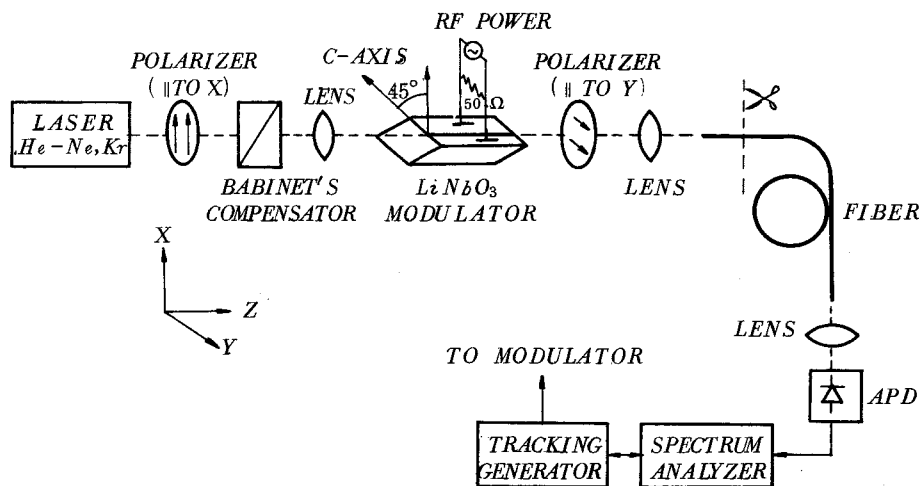


図 8 - 7 外部変調器を用いたベースバンド損失測定系

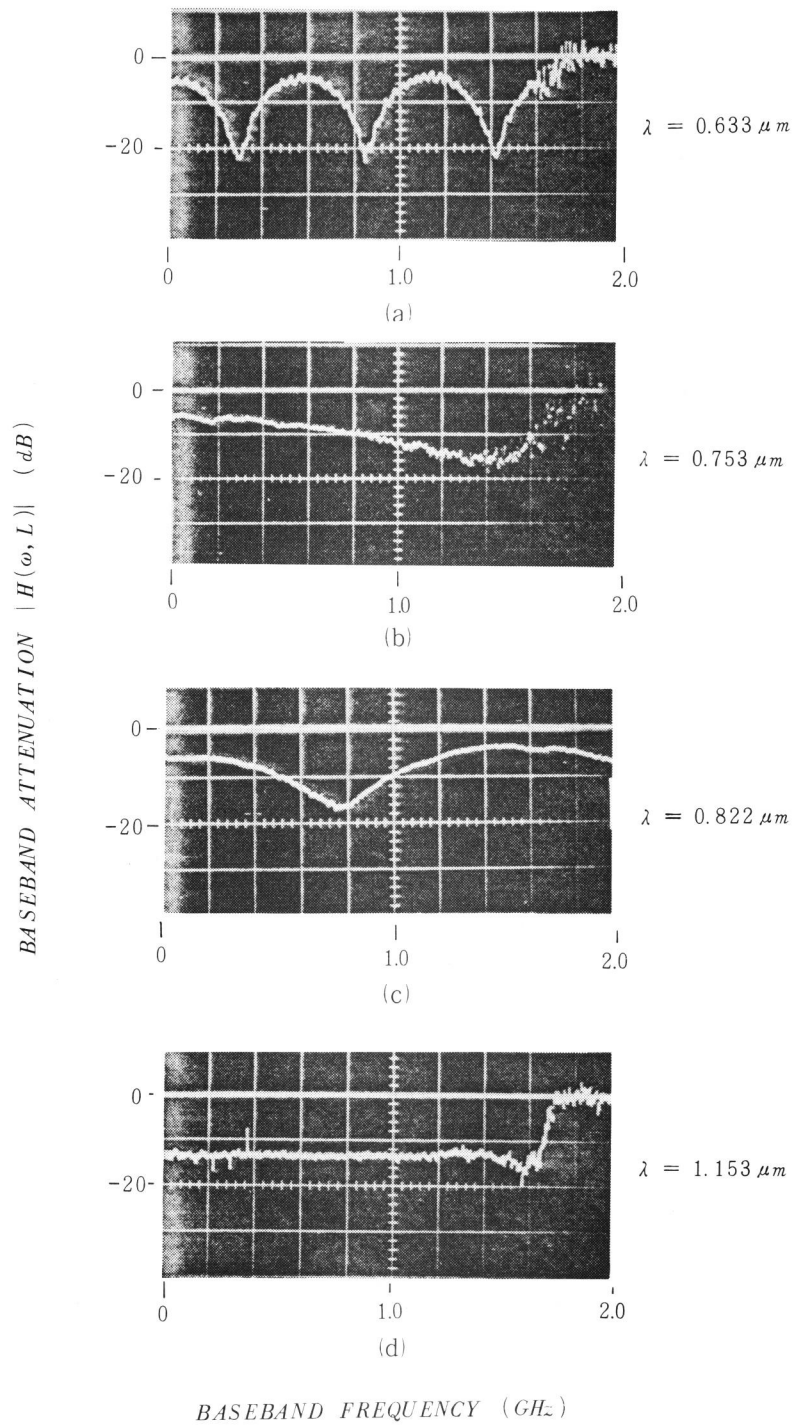


図 8 - 8 ベースバンド損失

大となる零周波数間隔 Δf から式(8.6)を用いて求めることができる。

式(8.3)で与えられるベースバンド損失の測定は、周波数掃引法^[81]によって行なった。光源にはCW発振のKr, He-Neレーザおよび半導体レーザを用い、波長 $0.57\ \mu\text{m}$ から $1.15\ \mu\text{m}$ までの測定を可能にした。図8-7に示すように、CW Kr, He-Neレーザを用いる場合には、レーザ光をTi拡散LiNbO₃導波路形変調器^[151]を用いて正弦波変調を行なった。本外部変調器を用いた測定法の詳細は付録8-2に述べる。被測定ファイバはコア直径 $6.8\ \mu\text{m}$ 、比屈折率0.3%のステップ形光ファイバであり、ファイバ長は1kmである。本光ファイバの2モード導波領域は $2.41 < V < 3.83$ であり、波長範囲 $0.63 < \lambda < 1.01\ \mu\text{m}$ が2モード波長領域となる。

図8-8には各波長におけるスペクトラムアナライザ管面上に表示されたベースバンド損失 $\log_{10} |H(\omega, L)|$ を示している。縦軸はdB表示であり、横軸はベースバンド周波数である。図8-8(a)および(c)より、 $\lambda = 0.633\ \mu\text{m}$ および $0.822\ \mu\text{m}$ における零周波数間隔 Δf はそれぞれ556, 780 MHz となっている。 $\lambda = 0.753\ \mu\text{m}$ では測定可能な周波数範囲でベースバンド損失が最小とならないため、 Δf は正確には測定できないが、その傾向から3.2 GHz程度と推定でき

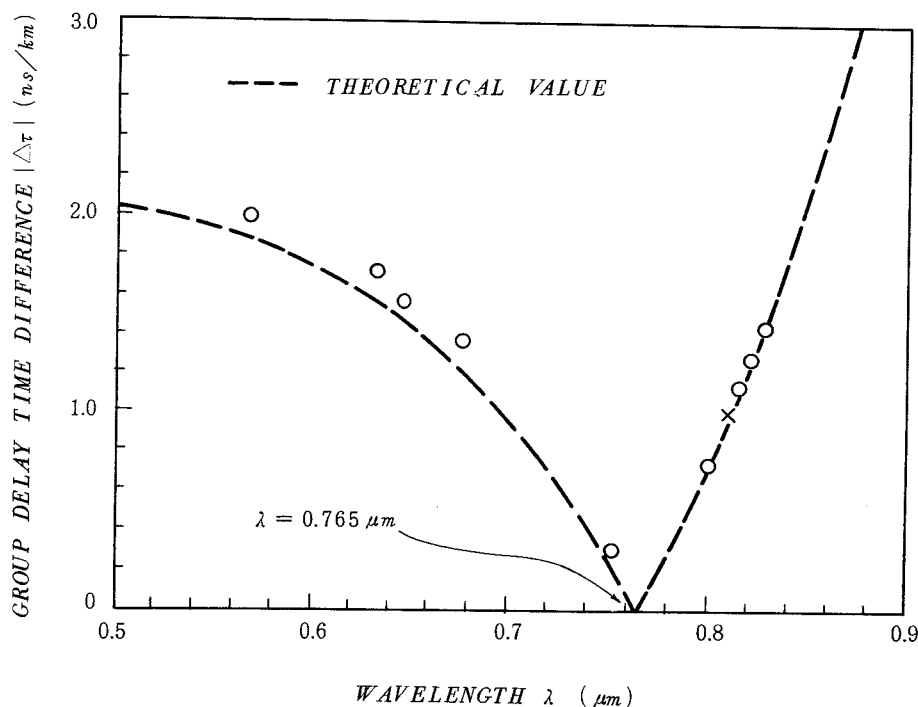


図8-9 群遅延時間差の波長依存性

る。また $\lambda = 1.153 \mu\text{m}$ では LP_{01} モードのみが導波されるため、 Δf は無限大となっていることが確認できる。

群遅延時間差 $\Delta\tau$ は零周波数間隔 Δf の測定値を用いて式 (8.6) より求められる。図8-9 の○印は $\Delta\tau$ のベースバンド損失より得られた測定値であり、破線は屈折率分布をステップ形の

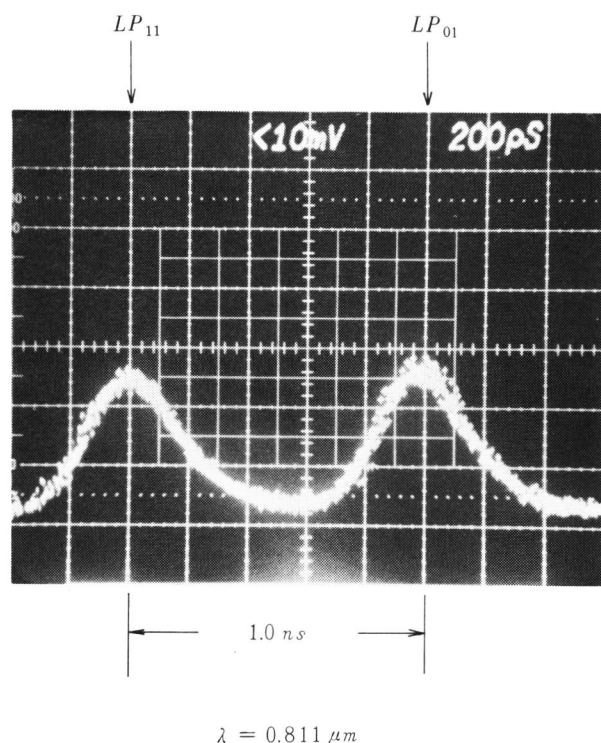


図8-10 出力パルス波形

とし、上記ファイバパラータを用いて得られた理論値である。なお、図8-10に示す波長 $0.811 \mu\text{m}$ のパルス駆動半導体レーザを用いて得られた 1 km 伝ばん後の出力パルス波形から読み取られる $\Delta\tau$ を図8-9中に×印で示している。このパルス光源を用いた直接測定の結果はベースバンド周波数領域における測定結果の傾向と良く一致することから、両測定法が十分な測定精度をもつことが確かめられる。また、測定値は理論値とも広い波長範囲にわたって良い一致を示しており、両者を比較することによって LP_{01} と LP_{11} モードの群遅延時間が等しくなる波長は $0.765 \mu\text{m}$ であることがわかる。

以上の検討結果より、 LP_{01} および LP_{11} モード間の群遅延時間差の測定結果は理論値と良く一致し、また両モードの群遅延時間差が零となる波長の存在を実際に確認できた。次節では、

これらの実験結果および先の最適構造設計の結果に基づいて試作した2モード光ファイバの実験結果について述べる。

8.4 試作2モード光ファイバの測定結果

8.4-1 試作光ファイバの諸元

表8-1には、最適構造設計の結果にもとづいて試作した3本の1.3 μm 帯用2モード光ファイバ、TM-1、TM-2およびTM-3の諸元を示す。^{(44), (45), (51)} 試作光ファイバはいずれもMCVD法によって作製したものであり、図8-11にはそれらの屈折率分布を示す。なお屈折率分布の測定は干渉顕微鏡法によって測定した。通常のMCVD法で作製した光ファイバではコア中心部に図8-11(b)に示すような屈折率のdipが生ずるので、これを除去するため光ファイバ作製にあたって次に述べる2つの方法を試みた。まずTM-1ではコア中心部をシリカとし、屈折率分布はコア中心部から徐々にB₂O₃ドーパンドの量を増加させ、屈折率を低下されることによって形成した。一方、TM-2ではグラッド層のシリカの屈折率から、GeO₂ドーパントを徐々に増加させることによって屈折率分布を形成するという、通常多モードグレーデ

表8-1 試作2モード光ファイバの諸元

ファイバ名	コア直径	クラッド径	比屈折率差 Δ	α *	コアの組成	V 値
	μm	μm	%			
TM-1	18.6	55.8	0.27	3.5	B ₂ O ₃ -SiO ₂	6.26/ λ^{**}
TM-2	20.0	55.0	0.26	2.3	GeO ₂ -SiO ₂	6.61/ λ
TM-3	21.3	56.4	0.31	2.65	GeO ₂ -SiO ₂	7.69/ λ

* α の決定においては、コア中心部の dip を無視している。

** λ は μm 単位。

ッド形光ファイバで用いられる方法が採られた。その結果、出発石英管を約 2000°C という高熱で中実ガラス化する段階で最内層のドーパントが飛散するため、図に見られるようなコア中心部の屈折率の dip が生じている。これら(a)および(b)の2つの屈折率分布を比較したとき、節 8.2-3 で述べたように2モード光ファイバの伝送特性上は明らかに屈折率の dip のない(a)が好ましいが、図 8-12(a)に示すように TM-1 では波長 $1.2\text{ }\mu\text{m}$ 以上でドーパントとして使用した B の光吸収による損失が急激に増加する。したがって、材料分散が零となる波長 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ 帯において低損失な2モード光ファイバを実現するためには、長波長帯において低損失化が期待できる Ge ドーパントを使用する必要があることがわかった。以上の検討結果をもとに図 8-11(c)に示す TM-3 では、TM-2 と同様に Ge ドーパントによって屈折率分布を形成しているが、中実化の過程で POCl_3 および SF_6 を流すことによって最内層にドーパされた Ge の飛散を極めて小さく抑え、さらに屈折率分布制御のステップ数を TM-1 および TM-2 の場合の 10 から 30 と増加させたことによって、図に示すように屈折率の dip を殆んど除去することに成功し、また滑らかな分布が得られた。なお、 α 乗屈折率分布に対する最小自乗近似によって求めた α は、TM-1、TM-2 および TM-3 に対していれぞれ 3.5, 2.3, 2.65 であった。なお、TM-2 の α の値は屈折率分布の dip を無視したときのものである。

これらの α の値と図 8-2 から、 LP_{01} モードと LP_{11} モード間の群遅延時間差 $\Delta\tau$ が零とな

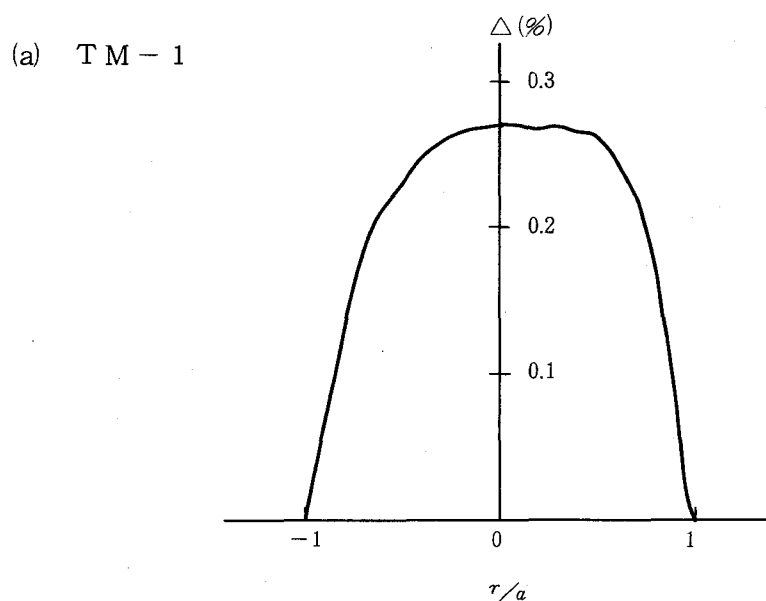
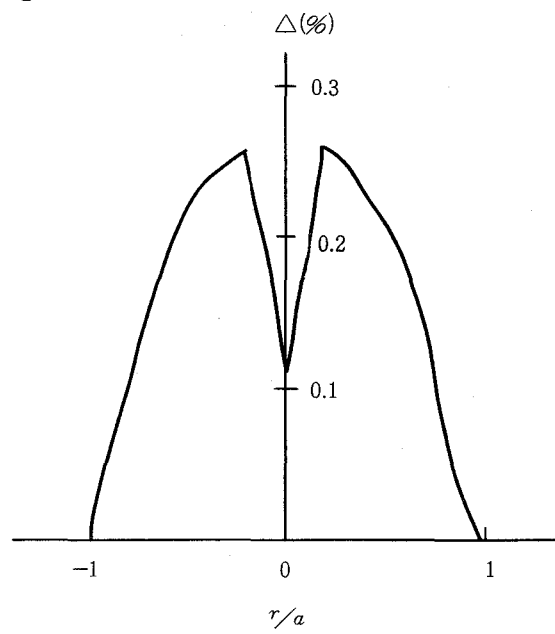


図 8-11 試作 2 モード光ファイバの屈折率分布

(b) T M - 2



(c) T M - 3

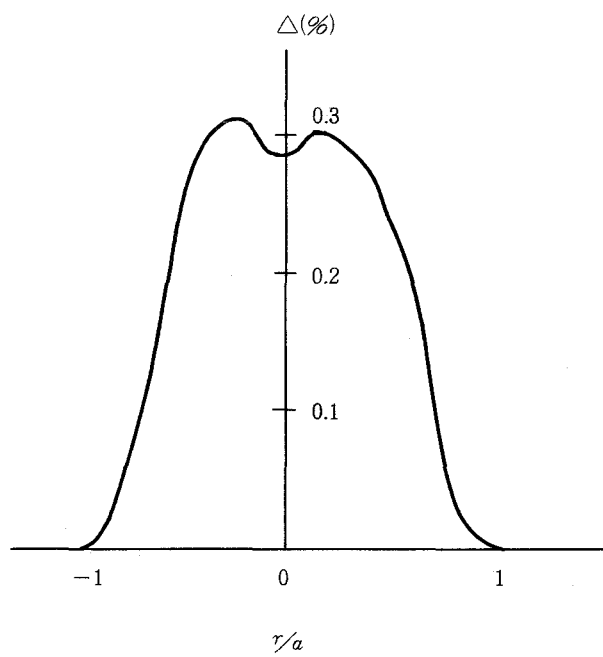
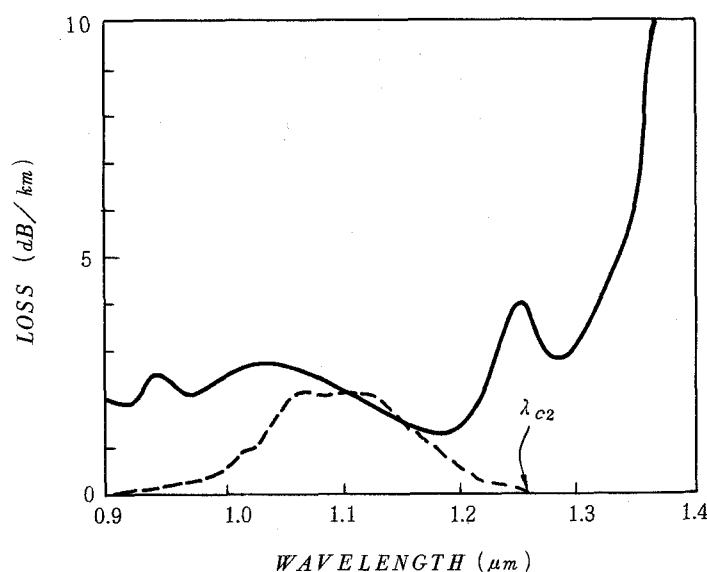


図 8 - 11 試作 2 モード光ファイバの屈折率分布

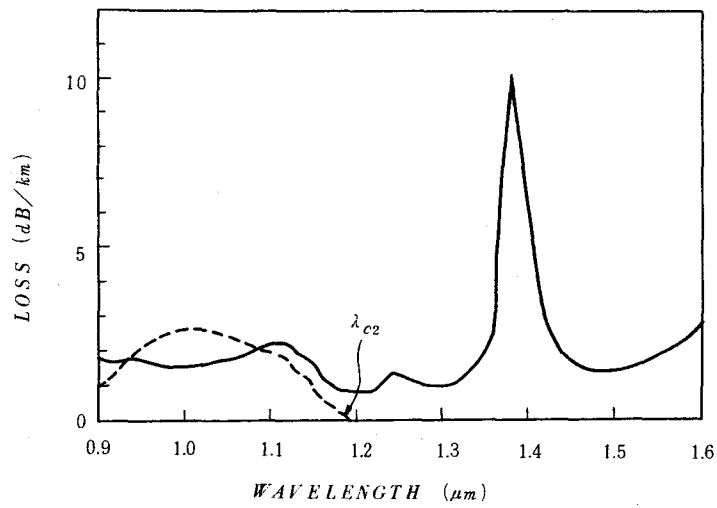
る V 値, V_0 と LP_{21} モードの遮断 V 値の理論値, V_{c2} との関係は, TM-1 では $V_{c2} > V_0 (=4.49)$ であり動作 V 値, V_0 が 2 モード導波領域に存在するのに対して, TM-3 では $V_{c2} < V_0 (=5.32)$ となっており, V_0 が実質的な 2 モード導波領域に設定するという節 8.2-2 に述べた最適構造に近いものになっていることが予想される。

次にこれら試作光ファイバの損失波長特性を調べる。図 8-11 の実線は各光ファイバの素線状態における損失を波長に対して示したものである。2 モード光ファイバでは, LP_{01} モードと LP_{11} モードの損失が異なるため, 励振条件によって全体の損失も変化する。ここで示す損失値は入射パワーが最大となる励振条件の下で測定したものである。なお, 図中の破線は長さ約 2m の試作光ファイバを用いて, 曲げ半径約 2cm で数回曲げを与えたときの損失を真直な場合に対して示したものであり, 損失が増加し始める波長はほぼ LP_{21} モードの遮断波長 λ_{c2} に等しいと考えられる。^[152] 図より, この曲げ法によって求めた λ_{c2} は TM-1, TM-2 および TM-3 に対してそれぞれ $1.25\mu\text{m}$, $1.25\mu\text{m}$, $1.34\mu\text{m}$ である。これらの値はいずれも若干理論値よりも短波長側に移動しており, 例えば TM-3 では α および Δ から得られる理論値が $1.41\mu\text{m}$ であるのに対して約 5% 短波長側に移動しており, むしろ実効的遮断波長 λ_{c2e} に近くなる性質をもっている。この遮断波長の特性については節 8.4-3 で詳しく議論する。一方, LP_{11} モードの遮断波長の理論値 λ_{c1} は, $\Delta\tau$ が零となる波長 λ_0 と α の値から図 8-13 より決定することができ, それぞれ $1.85\mu\text{m}$,

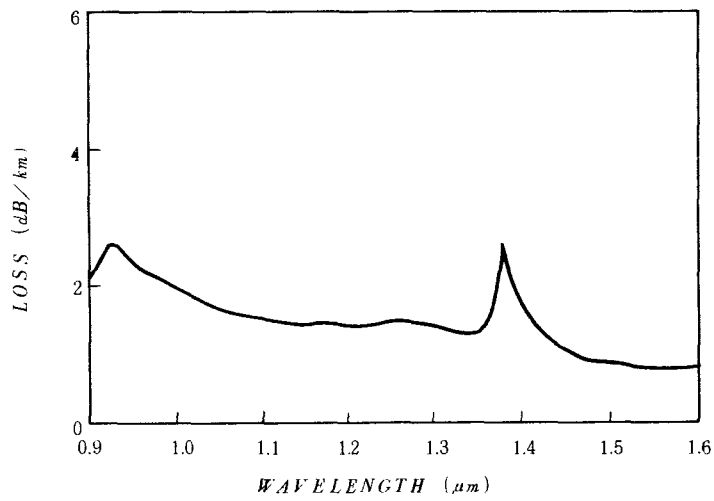


(a) TM-1

図 8-12 損失の波長依存性



(b) TM-2



(c) TM-3

図 8-12 損失の波長依存性

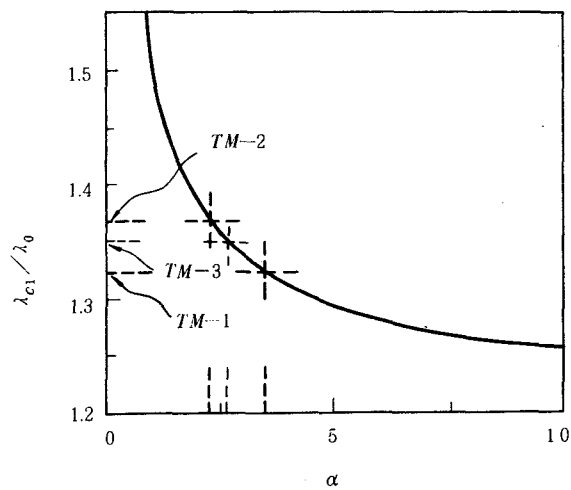


図 8-13 λ_{c1}/λ_0 と α との関係

1.97 μm , および 1.94 μm と推定される。図の実線より, TM-2 では波長 1.2 μm 以上で損失が急激に増加しているのに対して, TM-1 および TM-3 では波長 1.4 μm 近傍における OH 基の吸収損失を除いては, 波長 1.6 μm 付近まで比較的低損失であることがわかる。2 モード導波領域における最低損失は, TM-1 では波長 1.28 μm における 2.8 dB/km , TM-2 では波長 1.20 μm における 0.8 dB/km , TM-3 では波長 1.50 μm での 0.9 dB/km となっており, また TM-3 では波長 $1.2 < \lambda < 1.6 \mu\text{m}$ の広い範囲において 1.5 dB/km を下回る損失値が得られている。このことは Ge ドーパントを使用した TM-1 および TM-3 では長波長帯において極めて低損失な 2 モード光ファイバが実現できる可能性を示している。また, クラッド外径はいずれもコア直径の 2 倍以上あり, 第 3 層の影響による損失増加はないと考えられる。因みに, TM-3 では (クラッド外径/コア直径) は 2.65 であるのに対して, LP₁₁ モードのパワーを 99.999% 含む半径はコア半径の 2 倍であり, クラッド厚は十分であるといえる。

以上試作した 3 本の 2 モード光ファイバの特徴をまとめると次のようになる。

TM-1

- コア中心部の屈折率の dip がない。
- 最適動作 V 値, V_0 が 2 モード導波領域に存在する。
- ドーパントに B_2O_3 を使用しているため, 波長 1.2 μm 以上で損失が大きい。

TM-2

- コア中心部に屈折率の dip が存在する。

TM-3

- コア中心部に屈折率の dip がない。
- $V_0 > V_{c2}$ であり, 最適動作 V 値, V_0 が LP₂₁ モード導波領域にある。
- 長波長帯において低損失である。

8.4-2 モード間群遅延時間差の測定

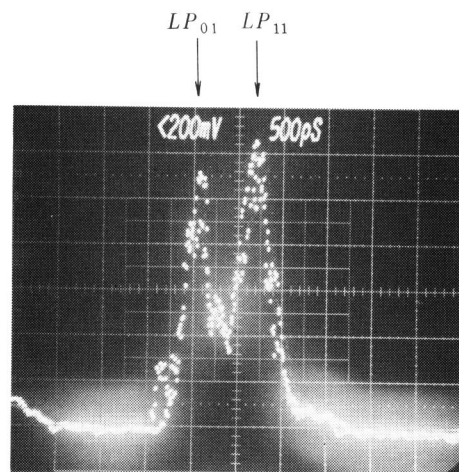
前節で述べた 3 本の 2 モード光ファイバの LP₀₁ と LP₁₁ モード間の群遅延時間差 $\Delta\tau$ を広い波長範囲にわたって測定した結果を示す。光源には波長 0.6 – 1.8 μm においてはほぼ連続的にサブナノ秒パルス発振が可能なファイバラマンレーザを用いた。^{[53], [54]} 本レーザは Q スイッチ・モ

ードロック付の波長 $1.06\ \mu\text{m}$ の高出力 Nd:YAG レーザを励起用光源に用い、その出力光を単一モード光ファイバに入射させファイバ内で生ずる誘導ラマン散乱によって得られる種々の波長の光を光源として利用するものであり、詳細については付録 8-2 で述べる。図 A 8-3 に示すように、励起用単一モード光ファイバからの出力光はモノクロメータで波長を選択した後被測定光ファイバに入射し、Ge-APD で受光した光ファイバ出力パルスはサンプリグオシロスコープあるいはオシロスコープ管面上に表示する。2 モード光ファイバに入射したサブナノ秒パルスは、長距離伝搬後には両モードの群遅延時間の相違により 2 つのピークをもつパルス波形になるので、 $\Delta\tau$ はこのピーク間の時間差として読み取ることができる。図 8-14 (a)~(c) には波長 $1.11 - 1.32\ \mu\text{m}$ における TM-1 の出力パルス波形を示している。

図より、LP₁₁ モードは LP₀₁ モードに対して時間的に遅れており、波長が長くなるにつれてその時間差は徐々に小さくなるのがわかる。LP₁₁ モードの曲げ損失は LP₀₁ モードに比べてかなり大きいため、LP₁₁ モードは光ファイバ出力端近傍に若干の曲げを与えることによって減衰するので、図 8-15 に示すように LP₀₁ モードと区別することができる。図 8-15 は波長 $1.32\ \mu\text{m}$ における TM-1 の出力パルス波形であり、(b) に示すように出力端近傍に若干の曲げを与えると、減衰が大きい LP₀₁ モードは消滅して LP₀₁ モードのみが残る。また LP₀₁ モードと LP₁₁ モードの、ファースフィールドパターンは異なっているので、両モードのパルス波形が時間的に重なっている場合にも光ファイバ出力端のファースフィールドを観察することによって 2 モードの有無を知ることができる。

図 8-16 には、TM-1 および TM-2 の $\Delta\tau$ の測定値（1km 当りの値に換算）を波長に対して示している。図より $\Delta\tau = 0$ となる波長 λ_0 は TM-1 では $1.40\ \mu\text{m}$ 、TM-2 では $1.44\ \mu\text{m}$ と読み取られる。 $\Delta\tau$ の波長に対する変化の割合は TM-1 に比べ TM-2 の方が急峻になっているが、これは屈折率分布パラメータ α が小さい方が $|\Delta\tau/\Delta\lambda|$ の値が小さくなるという理論予測と逆の傾向を示している。例えば λ_0 に対応する最適動作 V 値、 V_0 から 5% の V 値のずれ $\Delta V (=V - V_0)$ に対する $\Delta\tau$ は、TM-1 および TM-2 に対してそれぞれ 230ps/km 、 320ps/km である。これは TM-2 におけるコア中心部の屈折率の dip の影響と考えられる。TM-1 に対する理論値においては、 $\Delta\tau = 0$ となる波長 $\lambda_0 (=1.40\ \mu\text{m})$ は測定値と良く一致しているが、波長 $1.3\ \mu\text{m}$ 以下の $\Delta\tau$ には相違が見られる。これは主に数値計算において仮定した α 乗屈折率分布と実際の屈折率分布の相違によって生ずるものと考えられる。

図 8-17 は TM-1 の $\Delta\tau$ の測定結果を節 8.3 で述べたステップ形光ファイバの結果と比較したものであり、それぞれの測定値は○印および×印で示している。なお比屈折率差 Δ はともに 0.27



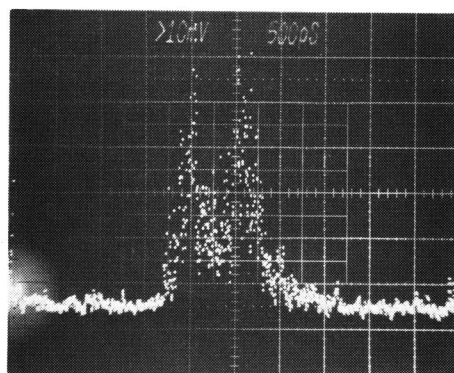
HORIZ, SCEALE

0.5 ns/div

$\lambda = 1.11 \mu m$

$\Delta\tau = 440 \text{ ps}$

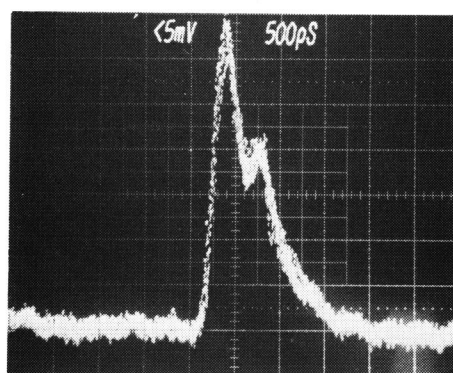
(a)



$\lambda = 1.24 \mu m$

$\Delta\tau = 370 \text{ ps}$

(b)

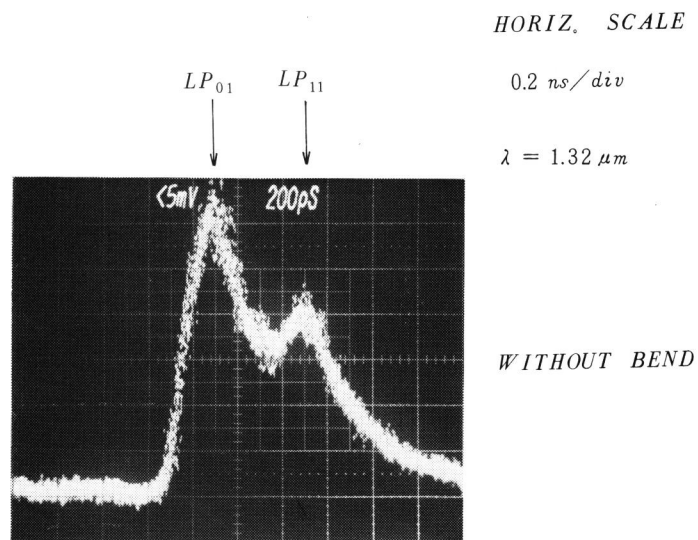


$\lambda = 1.32 \mu m$

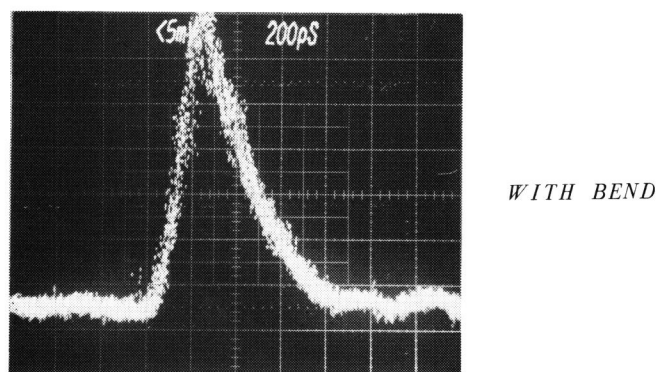
$\Delta\tau = 270 \text{ ps}$

(c)

図 8 - 14 T M - 1 の出力パルス波形



(a)



(b)

図 8 - 15 TM - 1 の出力パルス波形の曲げによる変化

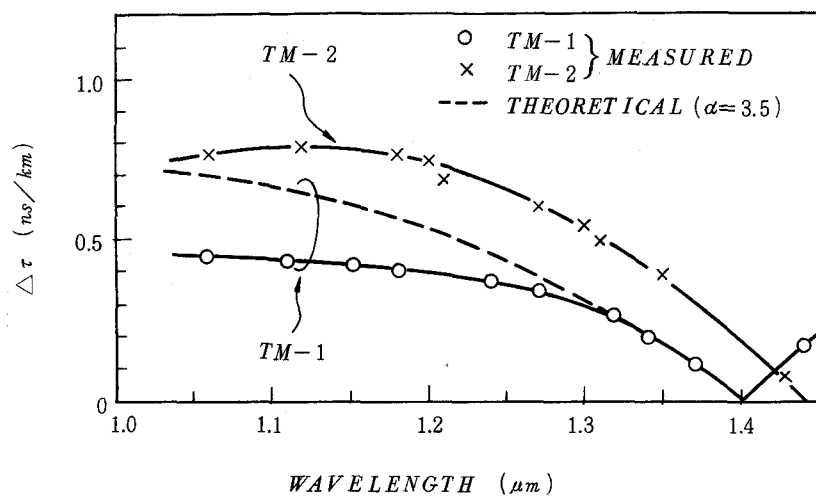


図 8 - 16 群遅延時間差の波長依存性

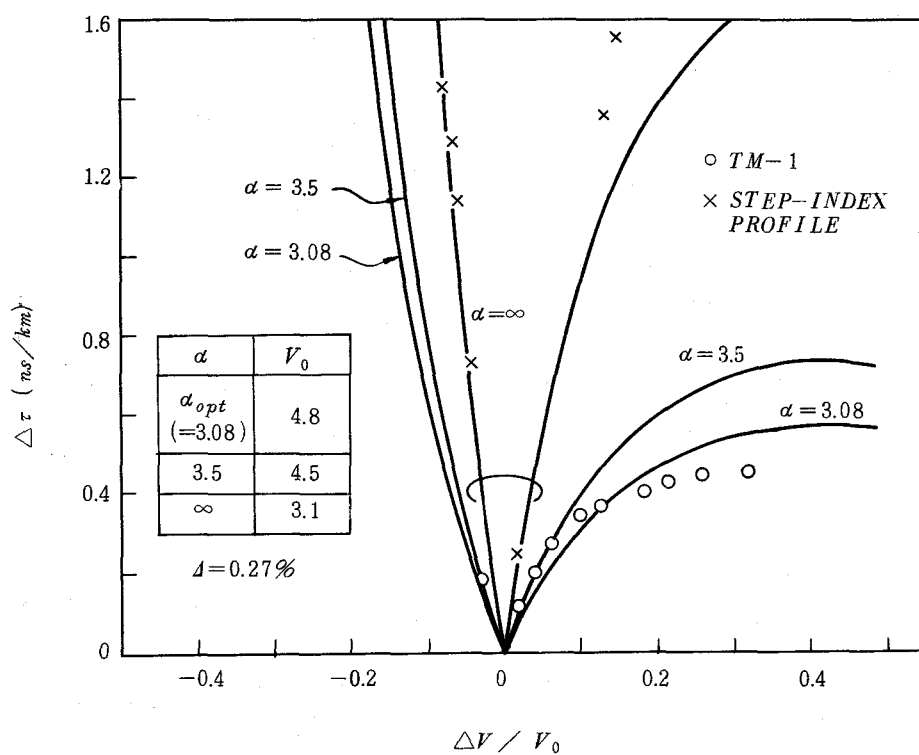


図 8 - 17 群遅延時間差の $(\Delta V)/V_0$ 依存性

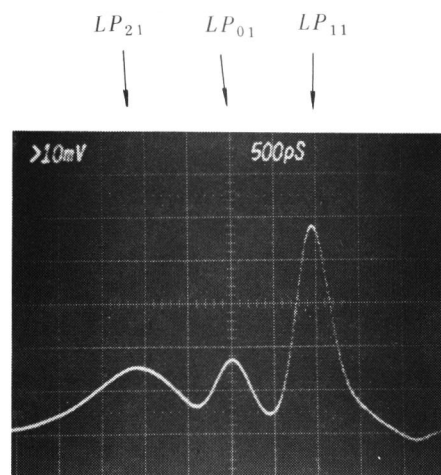
％としている。また横軸は、最適動作 V 値, V_0 からのずれの差 ΔV を V_0 で規格化した値である。図より, V_0 から 5 % のずれに対して生ずる $\Delta \tau$ は, TM-1 では 230 ps/km であるのに対してステップ形光ファイバでは 560 ps/km と極めて小さくなっており, 屈折率分布をグレーデッド形に制御することによる効果が顕著に見られる。

次に, 図 8-18 には TM-3 の 2.45 km 伝ぱん後の出力パルス波形を示す。波長 $1.18 \mu\text{m}$ では LP_{01} , LP_{11} および LP_{21} モードの 3 つのモードが伝ぱんしており, LP_{11} モードが LP_{01} モードに対して時間的に遅れているのがわかる。なお LP_{21} モードは他の LP_{01} および LP_{11} モードに比べて遮断波長近傍にあるため曲げ損失が大きく, 光ファイバ出力端に軽い曲げを与えると完全に減衰することから他のモードと区別できる。また波長 $1.45 \mu\text{m}$ では LP_{21} モードが消滅しまた LP_{01} , LP_{11} モードの群遅延時間が等しくなっており, 波長 $1.60 \mu\text{m}$ では LP_{01} モードが LP_{11} モードに対して遅れているのがわかる。図 8-19 には, TM-3 の $\Delta \tau$ を波長および V 値に対して示している。 $\Delta \tau = 0$ となる波長 λ_0 は $1.45 \mu\text{m}$ であり, 図中の実線で示す $\alpha = 2.65$, $\Delta = 0.31\%$ に対する理論値と比較することによって対応する V 値, V_0 は 5.31 であることがわかる。 $\Delta \tau$ の理論値は広い波長範囲にわたって測定値と極めて良い一致を示しているが, 図中の破線で示した LP_{21} モードと LP_{01} モードの群遅延時間差 $\Delta \tau'$ は, 測定値に対してやや差が見られる。なお実用上興味ある LP_{21} モードの実効的遮断波長については次節で述べる。

図 8-20 には $\Delta \tau$ の測定値より求めた TM-3 の 1 km 当りの 3 dB 帯域幅を $\Delta V/V_0$ に対して示している。図中の $\times$ 印で示した波長 $1.26 \mu\text{m}$ における測定値はベースバンド周波数領域で直接測定したものである。この値を参考にして, 図 8-19 に示した $\Delta \tau$ の測定値を換算して得られた 3 dB 帯域幅を図中の実線で示している。なお 3 dB 帯域幅, $f(3\text{dB})$ と $\Delta \tau$ の関係は次式で表わされる。

$$f(3\text{dB}) = \frac{0.9}{\Delta \tau \cdot L} \quad (8.7)$$

ただし L はファイバ長である。図より本試作光ファイバでは, V_0 を中心とする広い範囲にわたって広帯域な特性が得られている。例えば, $1\text{GHz} \cdot \text{km}$, $5\text{GHz} \cdot \text{km}$ の 3 dB 帯域幅に対する V 値の許容量 $\Delta V/V_0$ は負の領域ではそれぞれ -9% , -2% であり, 正の領域ではそれぞれ 20% , 3% となっている。したがって現状のコア径, 屈折率分布あるいは比屈折率差の制御性を考えたとき, $1\text{GHz} \cdot \text{km}$ 以上の 3 dB 帯域幅が比較的容易に得られることがわかる。

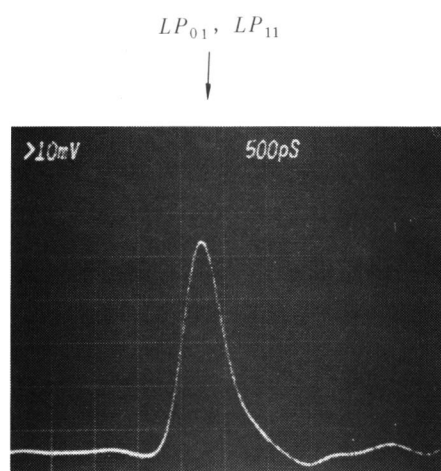


HORIZ. SCALE

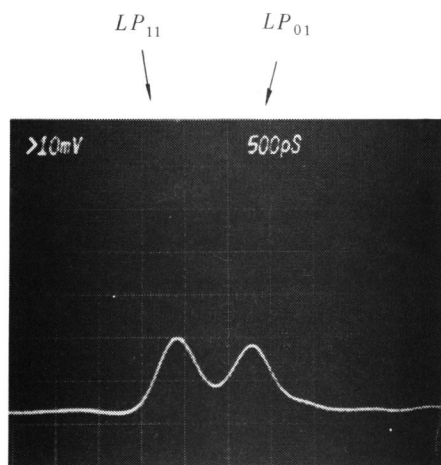
0.5 ns/div

$L = 2.45 \text{ km}$

$\lambda = 1.18 \mu\text{m}$



$\lambda = 1.45 \mu\text{m}$



$\lambda = 1.60 \mu\text{m}$

図 8 - 18 TM - 3 の出力パルス波形

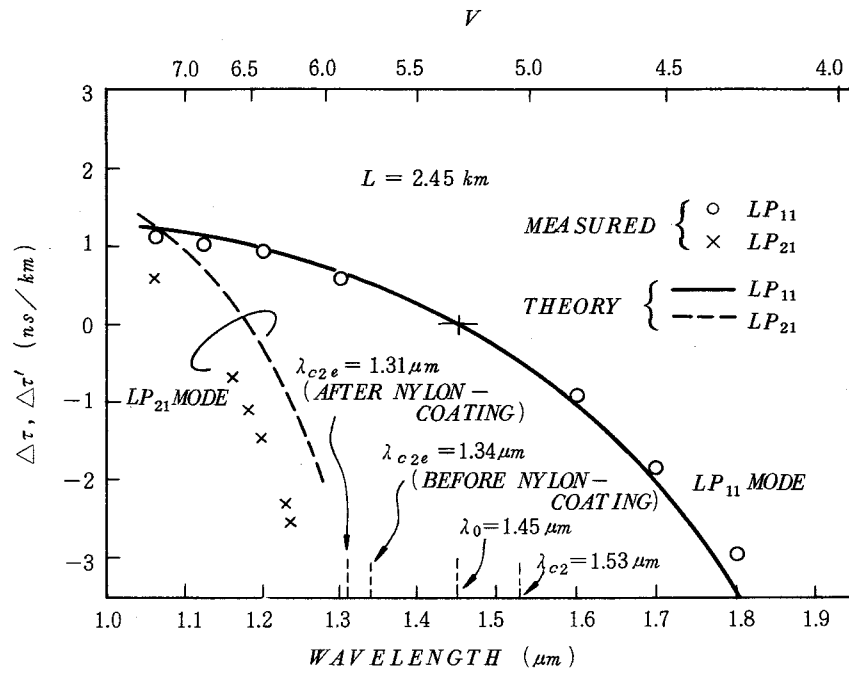


図 8 - 19 TM - 3 の群遅延時間差の波長依存性

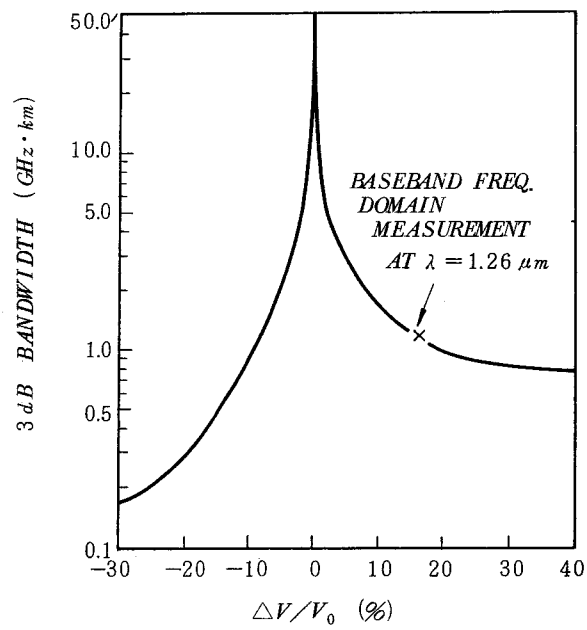


図 8 - 20 3 dB帯域幅と $\Delta V/V_0$ の関係

8.4-3 第3高次モード群(LP₂₁モード)の実効的遮断波長

第3高次モード群(LP₂₁モード)がある距離伝ぱんしたのち減衰し、実際に出力端に現われなくなる波長すなわち実効的遮断波長 λ_{c2e} を測定し、節8.2-2に述べた理論検討結果と比較する。測定はTM-3のナイロン被覆前後の2段階について行なった。 λ_{c2e} はファイバマンレーザを用いて波長を掃引して、光ファイバ出力端での2.41km伝ぱん後のパルス応答波形をオシロスコープ管面上で観察しながらLP₂₁モードのパルス波形が消滅する波長として読み取った。このとき他のLP₀₁およびLP₁₁モードの振幅に対する比は-30 dB以上であり、この場合にはLP₂₁モードによって生ずるモード分散が帯域劣化の原因にはならないものと考えられる。

図8-19に示すように、TM-3ではナイロン被覆前の素線では λ_{c2e} は1.34 μm であるのに対し、ナイロン被覆後の心線では1.31 μm となり若干短波長側に移動している。これはナイロン被覆によって生ずる微小曲り等によってLP₂₁モードの損失が増大したためと考えられる。

図8-21(a),(b)はナイロン被覆後の光ファイバにおいて、それぞれ光ファイバ出力端で曲げを与えないときおよび曲げを与えたときの2.41km伝ぱん後の出力パルス応答波形である。なお波長は心線のLP₂₁モードの実効的遮断波長 λ_{c2e} (=1.31 μm)である。図8-21(a)ではLP₂₁モードが観察できるが、出力端で曲げを与えたときには(b)に示すようにLP₂₁モードは消滅している。

TM-3の理論上のLP₂₁モードの遮断波長 λ_{c2} は数値計算より得られたその遮断V値、 V_{c2} が5.02であることから、1.53 μm となる。したがって実効的遮断波長 λ_{c2e} は λ_{c2} に比較して、素線では12%、心線では14%短波長側に移動している。心線の λ_{c2e} (=1.31 μm)は、4cmの曲げ半径に対する一様曲げ損失が700 dB/mとなる波長として求められる λ_{c2e} の理論値(=1.27 μm)と良く一致している。このことから節8.2-2で述べた最適構造パラメータ設計で行なった、LP₂₁モードの実効的遮断波長の決定法は妥当であることが実験的にも確かめられたといえる。

このように実効的遮断波長の概念を導入して2モード光ファイバの動作V値、 V_0 を拡大することは、前節で述べたように動作V値が V_0 からずれたときに生ずる伝送帯域の劣化を小さくすえられるという利点があるばかりでなく、 V_0 近傍におけるLP₀₁、LP₁₁モードのケーブル化時に生ずる付加損失を小さくできる。これは本ナイロン被覆によるTM-3の波長1.45 μm (= V_0)近傍における損失増加が0.1 dB/km程度と小さいことから確認できる。

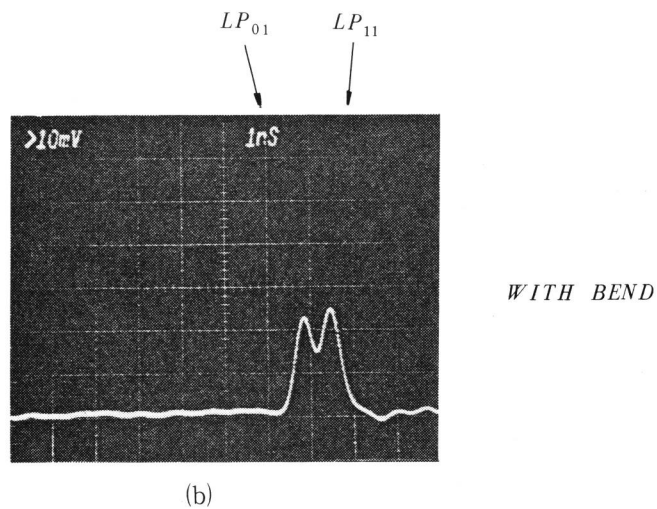
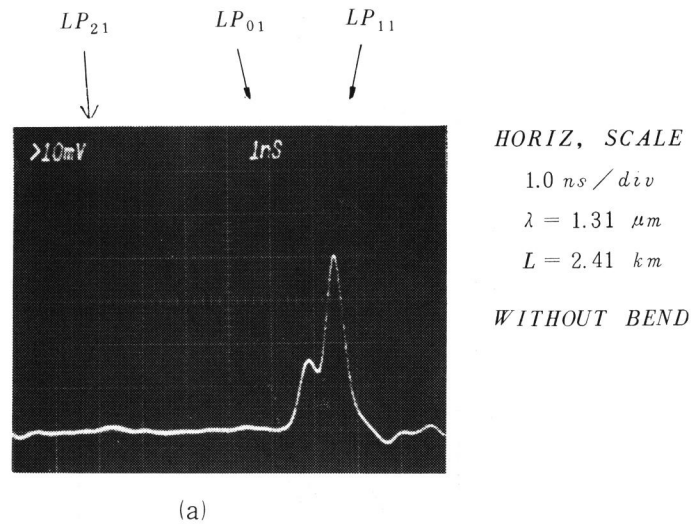


図 8 - 21 出力パルス波形の曲げによる変化

8.4-4 接続損失

接続点の軸ずれによって生ずる接続損失を実験的に検討し、またその結果を従来のステップ形単一モード光ファイバと比較する。ここでは接続点の位置ずれのうち実用上最も重要である横断面内での軸ずれに注目する。

図 8-22 は TM-3 および単一モード光ファイバの突き合わせ時の接続損失の測定値を横断

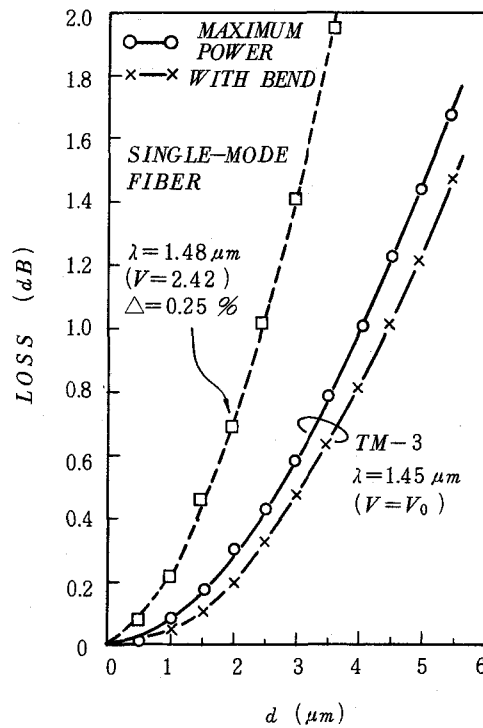


図 8-22 接続損失の軸ずれ量依存性

面内の軸ずれ量 d に対して示したものである。測定波長は TM-3 に対しては $\Delta\tau$ が零となる $1.45\mu\text{m}$ であり、単一モード光ファイバでは LP_{11} モードの遮断 V 値 V_{c1} ($=2.42$) に対応する $1.48\mu\text{m}$ に選んだ。なお本単一モード光ファイバは、図 8-12 中のパラメータ c/a が、0.2 に相当するコア中心部の屈折率の dip を有するため、 LP_{11} モードの遮断 V 値、 V_{c1} は $c/a = 0$ のとき 2.405 に対して 2.42 になっている。光源にはハロゲンランプを用い回析格子によって波長を選択した。また受光には Ge-APD を用い、高検出感度を得るためにチョップおよびロックインアンプを併用した。図より TM-3 の接続損失は、接続点前の光ファイバにおける LP_{01} および LP_{11} モードのパワー比によって変化しているのがわかる。図中の $\times$ 印は入射点直後でファイバに曲げを与えて LP_{11} モードを完全に減衰させた状態、すなわち接続点前の光ファイバに LP_{01} モードのみが伝ぱんしている場合の損失値を表わし、一方 $\circ$ 印は接続点前の光ファイバの出射パワーが最大となるときの測定値であり、この場合には 2 モードが伝ぱんすることがパルス測定から確認されている。接続損失値は前者の方が全体にやや小さく、例えば $2\mu\text{m}$ の軸ずれに対する損失は前者では 0.20 dB 、後者では 0.30 dB となっている。これは同一 V 値に対しては LP_{01} モードの軸ずれ損失の方が LP_{11} モードの損失に比べて小さいためである。^[55]

次に単一モード光ファイバの接続損失は、TM-3 に比べて同一軸ずれ量に対して明らかに大

きいことがわかる。例えば 0.2 dB の接続損失に対する許容軸ずれ量は単一モード光ファイバでは $1.0\ \mu\text{m}$ であるのに対し、TM-3 では $1.7\ \mu\text{m}$ となっている。以上の結果から、本 2 モード光ファイバはステップ形単一モード光ファイバに比べて約 2 倍の許容軸ずれ量をもつことがわかる。

8. 結 言

伝送帯域が極めて広く、かつコア径が従来のステップ形単一モード光ファイバの 2 倍程度拡大可能な 2 モード光ファイバを新たに提案し、その最適構造設計を行なった。ケーブル化によって生ずる曲げ損失を仮定し、第 3 高次モード群である LP_{21} モードが理論上は導波可能であるにも拘わらず、ケーブルでは実質的に遮断状態となる実効的遮断波長を理論的に明らかにした。その結果モード分散を零とする動作 V 値は 6.45 まで拡大することができ、そのときの最適屈折率分布パラメータ α は 2.24 となることがわかった。このとき、波長 $1.3\ \mu\text{m}$ 、 $\Delta = 0.3\%$ に対してコア直径は $23.5\ \mu\text{m}$ となり、単一モード光ファイバの約 2 倍となる。次にコア中心部の屈折率の dip が伝送帯域の劣化をもたらすことを理論的に示し、光ファイバ製造上 dip を取り除く必要があることを明らかにした。

次に、零材料分散波長帯である $1.3\ \mu\text{m}$ 帯において最適設計値に近いファイバパラメータをもつ 2 モード光ファイバを試作し、伝送特性を実験的に検討した。その結果、モード分散が零となる動作波長を中心とする比較的広い波長範囲にわたって極めて広い伝送帯域が得られることが明らかになり、伝送帯域に関してファイバパラメータのずれに対する許容値が実用上十分に確保できることが確認できた。さらに接続損失も従来のステップ形単一モード光ファイバと比較して小さく、軸ずれ損失に対する軸ずれ量の許容値は約 2 倍であることがわかった。

以上の検討結果から、本 2 モード光ファイバは中・大容量長距離中継用伝送路として実用上有望であることが明らかになった。

付録8—1 外部光変調器の動作原理

本外部光変調器は結晶の電気光学効果を用いた振幅変調型である。先ず結晶の電気光学効果について説明し、次に本実験に用いたLiNbO₃横型光変調器の動作原理について述べる^[153]。

(i) 電気光学効果

電気光学効果は結晶に印加された電界によって屈折率が変化する効果である。一般に異方性結晶中を通過する光波の任意方向に対する屈折率は、主軸方向に座標軸(x , y , z)とすると、次式の屈折率楕円体で表わされる。

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (\text{A8.1})$$

ただし n_x , n_y および n_z は主軸方向の屈折率である。いま電界 $\mathbf{E}$ (E_x , E_y , E_z)を印加したとき屈折率楕円体は一般に次のように変形する。

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{23}yz + 2a_{31}zx + 2a_{12}xy = 1 \quad (\text{A8.2})$$

ここで係数 a_{11} , …… a_{31} と電界 $\mathbf{E}$ との関係は次式で表わされる。

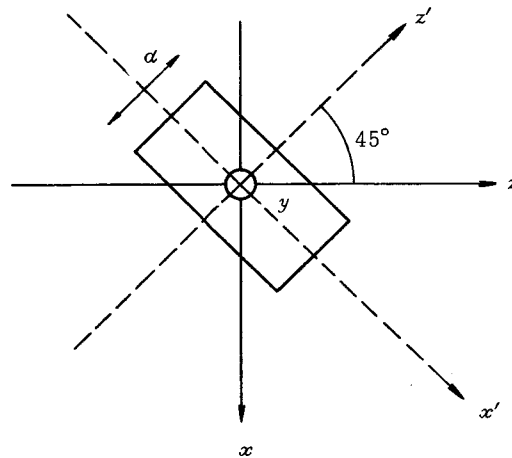
$$\begin{pmatrix} a_{11} - \frac{1}{n_x^2} \\ a_{22} - \frac{1}{n_y^2} \\ a_{33} - \frac{1}{n_z^2} \\ a_{23} \\ a_{31} \\ a_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{A8.3})$$

ここで r_{ij} ($i = 1, 2, \dots, 6, j = 1, 2, 3$) は電気光学定数と呼ぶ。例えば本実験に使用した一軸性結晶である LiNbO_3 は三方晶系点群 $3m$ に属し、電気光学定数は次式で与えられる。

$$\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A8.4})$$

(ii) 横型光変調器

図A 8－1 に示すように、光波の進行方向の電界 E_y を零とした場合を横型と呼ぶ。いま結



図A 8－1 結 晶 の 回 転 角

晶の主軸を z 軸に対して 45° 回転した場合を考え、偏波方向を z 方向（異常光線）とすると、 LiNbO_3 のような一軸性結晶では

$$n_{z'} = n_e \quad (\text{A8.5})$$

$$n_{x'} = n_y = n_0$$

となり、 z' 方向の印加電界 $E_{z'}$ に対する屈折率楕円体は式(A8.4)、(A8.5)を式(A8.3)に代入して次のように得られる。

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_{z'}\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_{z'}\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_{z'}\right)z'^2 \quad (\text{A8.6})$$

$x'-z'$ 面における屈折率楕円の x' 軸および z' 軸方向の主軸の長さはそれぞれ $\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_{z'}\right)^{-1/2}$ 、 $\left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_{z'}\right)^{-1/2}$ となり、 x' および z' 方向に偏波方向をもつ光波の長さ l 、厚さ d の結晶中における電異印加時の位相変化量 $\varphi_{x'}$ 、 $\varphi_{z'}$ は真空中の波数を k としたときそれぞれ次式で与えられる。

$$\varphi_{x'} = kl \left(n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{13} E_{z'} \right) \quad (\text{A8.7})$$

$$\varphi_{z'} = kl \left(n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_{z'} \right) \quad (\text{A8.8})$$

z 方向に偏波面をもち結晶に入射する光波の振幅を A とすると、長さ l 伝搬後の x' および z' 成分はそれぞれ

$$\frac{A}{\sqrt{2}} \sin(\omega_c t + \varphi_{x'} + \varphi_{x'}^{(0)}) \quad (x' \text{成分}) \quad (\text{A8.9})$$

$$\frac{A}{\sqrt{2}} \sin(\omega_c t + \varphi_{z'} + \varphi_{z'}^{(0)}) \quad (z' \text{成分}) \quad (\text{A8.10})$$

となる。ただし ω_c は光の角周波数であり、 $\varphi_{x'}^{(0)}$ および $\varphi_{z'}^{(0)}$ はそれぞれ変調器の光学バイアスを調整するために結晶の前においた波長板による位相変化量である。式(A8.9)、(A8.10)より x 方向、 z 方向の成分はそれぞれ次式より得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{A}{2} \left\{ \sin(\omega_c t + \varphi_{x'} + \varphi_{x'}^{(0)}) - \sin(\omega_c t + \varphi_{z'} + \varphi_{z'}^{(0)}) \right\} \\ &= A \sin \frac{1}{2} (\varphi_{x'} - \varphi_{z'} + \varphi_{x'}^{(0)} - \varphi_{z'}^{(0)}) \cos \left\{ \omega_c t + \frac{1}{2} (\varphi_{x'} + \varphi_{z'} + \varphi_{x'}^{(0)} + \varphi_{z'}^{(0)}) \right\} \end{aligned} \quad (\text{A8.11})$$

$$\begin{aligned}
& \frac{A}{2} \{ \sin(\omega_c t + \varphi_{x'} + \varphi_{x'}^{(0)}) + \sin(\omega_c t + \varphi_{z'} + \varphi_{z'}^{(0)}) \} \\
& = A \cos \frac{1}{2} (\varphi_{x'} - \varphi_{z'} + \varphi_{x'}^{(0)} - \varphi_{z'}^{(0)}) \sin \left\{ \omega_c t + \frac{1}{2} (\varphi_{x'} + \varphi_{z'} + \varphi_{x'}^{(0)} + \varphi_{z'}^{(0)}) \right\}
\end{aligned} \tag{A8.12}$$

上式より各成分の振幅が位相量 $(\varphi_{x'} - \varphi_{z'})$ によって変調されているのがわかる。いま光波の入射方向直交する x 成分の光強度に注目し、 z' 方向の印加電界 $E_{z'}$ を変調信号の角周波数 ω_m を用いて

$$E_{z'} = \frac{V}{d} \sin \omega_m t \tag{A8.13}$$

と仮定すると、 x 成分の結晶からの透過光強度 I_{out}/I_{in} は式 (A8.7), (A8.8) および (A8.11) を用いて次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
I_{out}/I_{in} &= \sin^2 \left\{ \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_{1/2}} \sin \omega_m t + \frac{\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e) + \frac{1}{2} (\varphi_{x'}^{(0)} - \varphi_{z'}^{(0)}) \right\} \\
&= \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left\{ \pi \frac{V}{V_{1/2}} \sin \omega_m t + \frac{2\pi}{\lambda} l (n_0 - n_e) + (\varphi_{x'}^{(0)} - \varphi_{z'}^{(0)}) \right\} \right]
\end{aligned} \tag{A8.14}$$

$$V_{1/2} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33} - n_0^3 r_{13}} \cdot \frac{d}{l} \tag{A8.15}$$

ここで $V_{1/2}$ は半波長電圧と呼ばれるものであり、 x' 方向および z' 方向成分の位相が π となる電圧である。図 A8-2 に示すように透過光強度は $\sin$ の自乗に比例して変化し、また光学的なバイアス、即ち印加電圧が零のときの透過光強度を適当に設定することによって歪みの少ない変調信号出力が得られることがわかる。通常バイアスは $(\varphi_{x'}^{(0)} - \varphi_{z'}^{(0)})$ を調整し透過率を約 50 % になるように調整する。

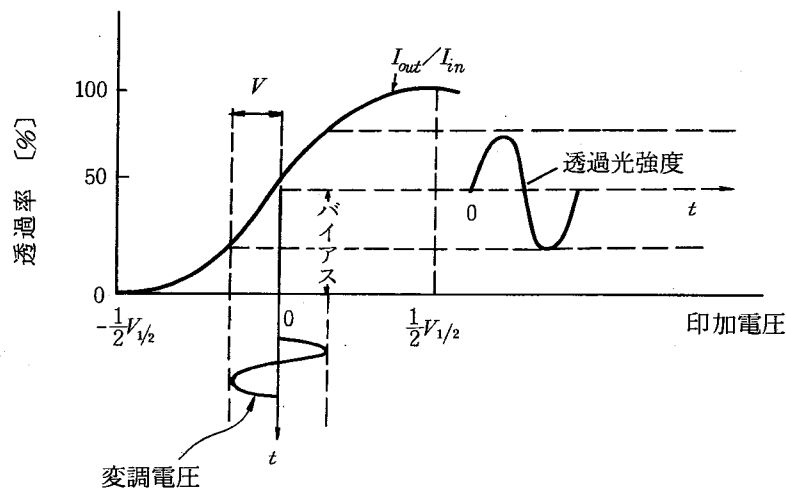


図 A 8-2 半波長電圧と透過光強度

(iii) 装置の構成

横型光変調器を用いた本測定系を図 8-7 に示す。入射光を直線偏光 (X 方向) とするため結晶の前には偏光子をおき、結晶の後には偏光子と直交する方向に検光子を置き変調された光出力 (Y 方向) を取り出す。また光学的バイアスの調整は結晶と偏光子の間にあるバビネソレイユ補償板によって行う。

本変調器は^[151] LiNbO_3 の結晶に幅 $8\ \mu\text{m}$ 、厚さ $5\ \mu\text{m}$ の領域に Ti を拡散して導波路を形成した導波路型であり、波長 $1.06\ \mu\text{m}$ 以上では単一モード領域となる。結晶上には同一平面上にアルミニウムの両電極を蒸着し、 $50\ \Omega$ の抵抗を介して RF 変調信号を印加する。なお半波長電圧は波長 $1.06\ \mu\text{m}$ で $9\ \text{V}$ である。ベースバンド周波数特性の測定は周波数掃引法^[81]によって行い、スペクトラムアナライザと同期したトラッキングジェネレータからの正弦波変調信号を変調器に供給し、CrあるいはHe-Neレーザからの出力光を変調する。本変調器の $3\ \text{dB}$ 帯域幅は $1.5\ \text{GHz}$ であり、本測定系では $0 \sim 1.8\ \text{GHz}$ の周波数範囲で測定可能である。

付録8-2 ファイバランレーザの特性

(i) 測定用光源としての要求条件

光ファイバの伝送帯域あるいは伝送損失は波長依存性を有している。したがってこれらの伝送特性の測定には広い波長範囲にわたって発振可能なレーザ光源が有効である。近年とくに波長 $1\text{ }\mu\text{m}$ 以上のいわゆる長波長帯測定用レーザ光源の必要性が増している。

ファイバランレーザは、励起用非線形媒質として光ファイバを用い、高尖頭値パルスレーザでこの光ファイバを励起したときに発生する誘導ラマン散乱によって励起光源波長と異なる波長の光を得るものである。光ファイバは長い距離にわたって電磁波を導波でき、また極めて狭い断面積内にその電磁界エネルギーを閉じ込めることができるため非線形媒質として適しており、1970年初頭から誘導ラマン散乱あるいは誘導ブリルアン散乱用の励起媒質としての研究が行われてきた。^{[154]–[156]} 最近の光ファイバの著しい低損失化に伴って、とくに誘導ラマン散乱を利用した光ファイバランレーザでは広い発振波長範囲が得られるようになったため、^{[53], [54], [86]} 長波長帯光源として注目を浴びるようになった。

光ファイバの伝送特性測定用光源として具備すべき条件は、(1)パルス幅の狭いサブナノ秒パルスを可能な限り広い波長範囲にわたって得ること、(2)パルス波形をサンプリングオシロスコープ等で正確に観察するために、トリガパルスのディレイ回路で生ずる時間ジッタを小さく抑えること、である。ここでは波長 $0.6 - 1.8\text{ }\mu\text{m}$ という従来より広い波長範囲ではほぼ連続な波長スペクトラム成分をもち、かつパルス波形の時間ジッタが $\pm 0.02\text{ ns}$ と極めて小さいパルスの発振が可能なファイバランレーザの特性について述べ、2モード光ファイバの遅延時間差測定や他の広帯域光ファイバの伝送特性測定用光源としての有効性を明らかにする^{[53], [54]}。まず(ii)では新たに構成した低ジッタディレイシステムを説明し、(iii)では本ファイバランレーザの発振パワースペクトラム、臨界励起パワー、発振ストークスの励起用ファイバ長依存性および発振ストークスのパルス波形を実験的に検討した結果について述べる。

(ii) 装置の構成

A. ディレイシステム

図 A 8-3 には励起用媒質として極低損失単一モード光ファイバを用いたファイバランレー

ーザの構成図を示す。励起用レーザは発振波長 $1.06\ \mu\text{m}$ の Nd : YAG レーザであり、50 MHz

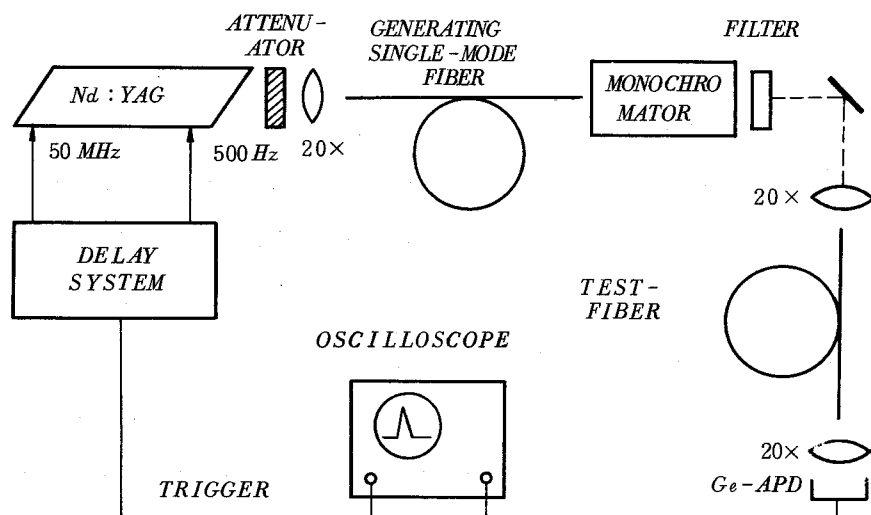
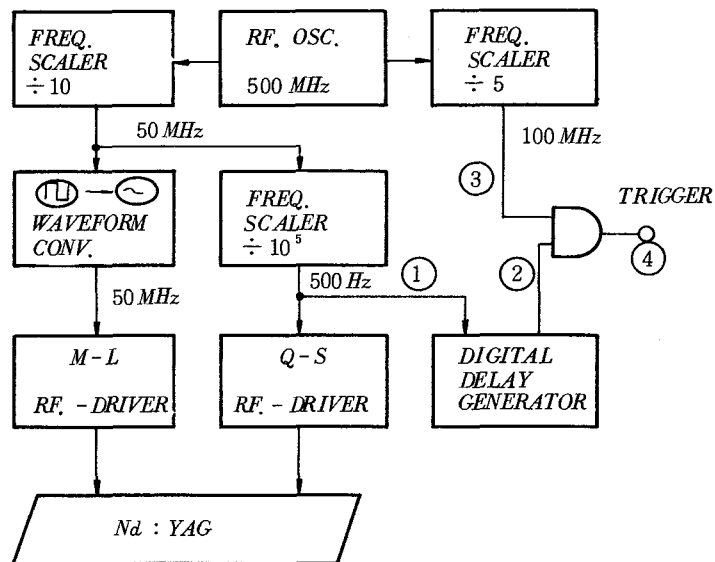


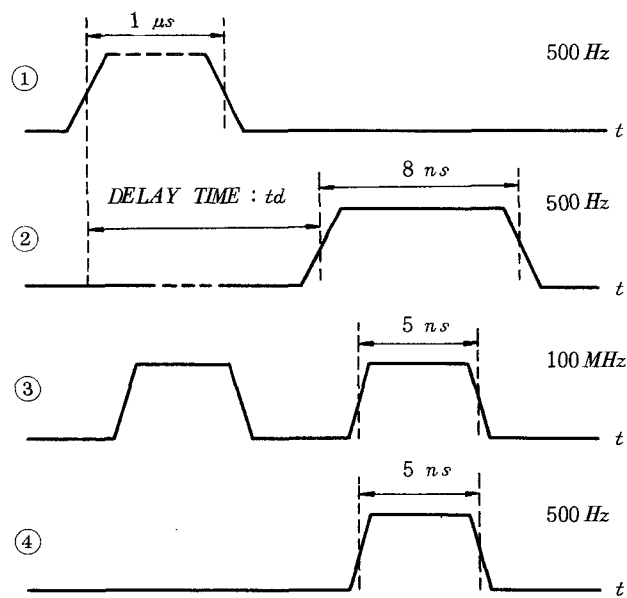
図 A 8-3 ファイバランレーザの構成

でモードロックをかけることによってサブナノ秒パルス発振を行い、さらに 500 Hz で Q スイッチをかけて高尖頭値のパルスを得ている。この高尖頭値パルスは 20 倍のレンズを介して励起用単一モード光ファイバに結合される。光ファイバ入射端には光減衰器を挿入して光ファイバ端面のレーザビームによる熱破壊を防いでいる。なお光ファイバ端面の熱破壊はモードロック・Q スイッチを付加時の YAG レーザからのパルス尖頭値で約 0.5 kW 以上の光ファイバ入力で生ずることが確認された。

サンプリングオシロスコープ管面からモードロック光パルス波形を正確に読み取るためには、トリガ信号の時間的ジッタを小さく抑える必要がある。図 A 8-4 (a) には新たに構成した低ジッタディレイシステムの構成を示す。Schmitt トリガのジッタを減少させるため 500 MHz の安定化 RF 発振器を用い、その正弦波を周波数スケーラによって分周してモードロック用および Q スイッチ用の 50 MHz、500 Hz のクロックパルスを得た。ディジタルディレイジェネレータは 0.2 ns のジッタを有しており、その出力信号のジッタを取り除くため 500 MHz の RF 信号から分周した 100 MHz のクロックパルスと AND をとっている。図 A 8-4 (b) には①-④の信号のタイムチャートを示す。0.2 ns のジッタをもった②のクロックパルスの遅延時間 t_d を調整し、③の安定な 100 MHz のクロックパルスと 100 % の AND をとり、その結果時間ジッタのない④の 500 Hz のトリガ信号が得られる。図 8 A-5 には、モードロック用の 50 MHz



(a) ブロック・ダイアグラム



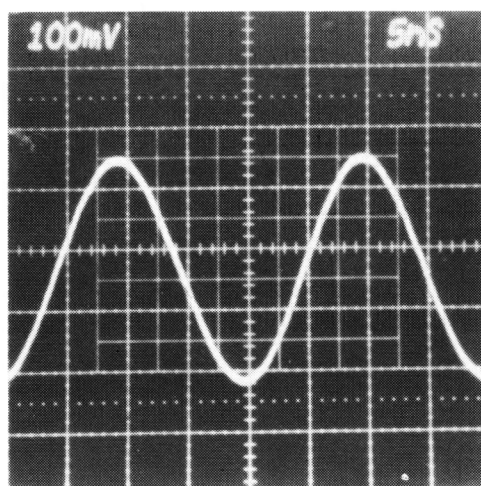
(b) タイムチャート

図 A 8-4 ディレイシステム

の正弦波を④の 500 Hz のトリガ信号を用いてサンプリングスコープ管面上に表示したものである。(a)および(b)はそれぞれ時間軸スケールを 5 ns/div, 0.5 ns/div としたときの図である。

なお遅延時間 t_d は約 $5\ \mu\text{s}$ である。図よりモードロック信号とトリガ信号間の時間ジッタは $\pm 0.02\ \text{ns}$ と低減化されているのがわかる。このジッタは周波数スケーラあるいは波形整形回路で生じるものであり、現状の素子の特性からみて極限に近い値であるといえる。

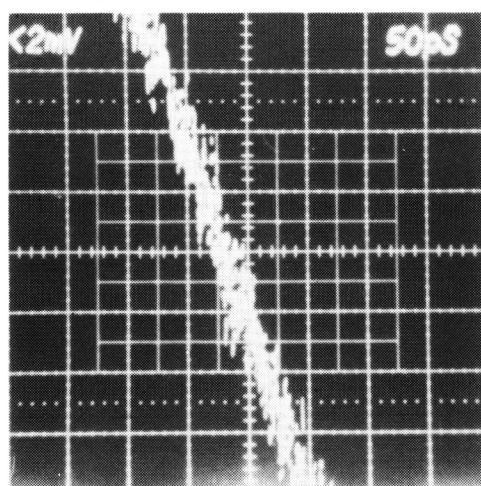
FREQ. : 50 MHz



HORIZ. SCALE

5 ns/div

(a)



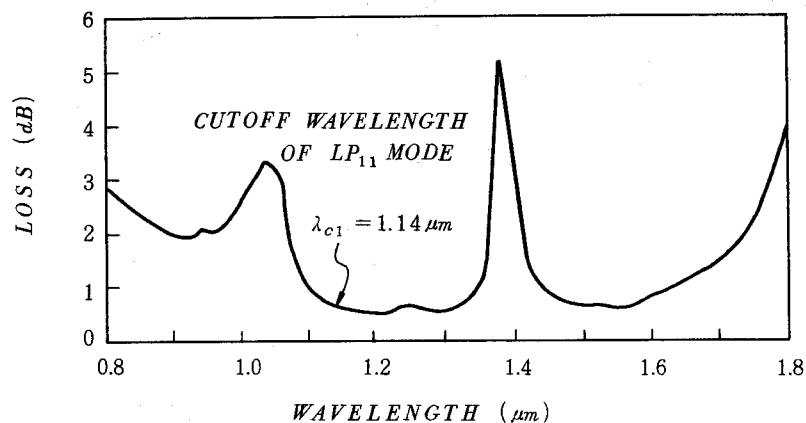
50 ps/div

(b)

図 A 8 - 5 モードロック RF 信号の時間ジッタ

B. 励起用光ファイバ

励起用光ファイバはGeドープの石英系光ファイバであり、コア直径、比屈折率差はそれぞれ $9.6\ \mu\text{m}$ 、 0.24% である。図A 8-6 にはその損失波長特性を示しており、波長 $1.4\ \mu\text{m}$ での $5\ \text{dB/Km}$ の OH 基吸収によるピークを除いては波長範囲 $1.1 - 1.6\ \mu\text{m}$ において $1\ \text{dB/Km}$ の低損失光ファイバである。また波長 $0.8 - 1.8\ \mu\text{m}$ の範囲においても $4\ \text{dB/Km}$ 以下となっている。ま



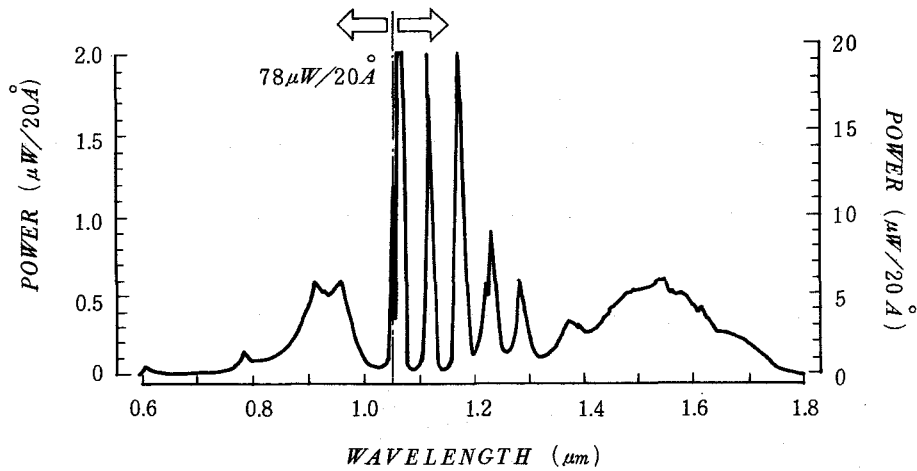
図A 8-6 損失の波長依存性

た第1高次モード群である LP_{11} モードの遮断波長は波長 $0.9 - 1.1\ \mu\text{m}$ 付近の損失の hump から $1.14\ \mu\text{m}$ であることがわかる。励起用光ファイバに単一モード発振（横モード）の光を励振することは、モード分散によるパルス拡がりをなくすために必要であり、本励起用光ファイバにおいても軸中心励振を行なうことによって、波長 $1.06\ \mu\text{m}$ においても LP_{01} モードのみが導波することが確認できた。

(iii) 発振特性

A. ラマン発振スペクトラム

図A 8-7 は励起用ファイバ長 $234\ \text{m}$ のとき得られるラマン発振スペクトラムである。励起パワーはファイバ端面の熱破壊が起らない範囲の最大値 $0.4\ \text{kW}$ （パルス尖頭値）とした。図より波長 $1.12\ \mu\text{m}$ 、 $1.18\ \mu\text{m}$ 、 $1.23\ \mu\text{m}$ および $1.28\ \mu\text{m}$ の誘導ラマン発振パワーのピークはそれぞれ第1～第4ストークスに対応しており、励起光源波長からのラマンストークスシフトはそれぞれ $440\ \text{cm}^{-1}$ 、 $430\ \text{cm}^{-1}$ 、 $420\ \text{cm}^{-1}$ および $340\ \text{cm}^{-1}$ であり、各ストークスのモードロック・Q



図A 8 - 7 発振ストークスのパワースペクトラム

スイッチパルス波形の尖頭値パワーはモノクロメータの分解能 $20 \text{ \AA}$ に対してそれぞれ 3.0 W , 4.2 W , 2.3 W , および 1.4 W である。また波長 $1.3 \text{ }\mu\text{m}$ より長波長側では、波長 $1.8 \text{ }\mu\text{m}$ までほぼ連続的な発振スペクトラムが見られる。波長 $1.06 \text{ }\mu\text{m}$ 以下の反ストークスについても波長 $0.6 \text{ }\mu\text{m}$ までほぼ連続的になっており、波長幅の狭いストーク線は観察されない。

B. 臨界励起パワー

図A 8 - 8 には発振波長 $1.12 \text{ }\mu\text{m}$ の第1ストークスパワー尖頭値を励起用ファイバへの入射パワーの尖頭値に対して示したものである。励起用単一モード光ファイバからのストークス出力は分解能 $4 \text{ \AA}$ に設定したモノクロメータを通したのちGe-PINで受光した。なおファイバ長は 234 m である。図A 8 - 8 よりストークスパワーは入射パワー 100 W 以下では急激に減少しており、臨界励起パワー P_{th} は 27 W と読み取られる。一方、 P_{th} は理論的には媒質のラマンゲインの尖頭値 g , 実効コア面積 A および実効励起用ファイバ長 L_{eff} を用いて次式で与えられる。⁽¹⁵⁷⁾

$$P_{th} = 16 A / (g \cdot L_{eff}) \quad (\text{A8.16})$$

ここで $g = 0.98 \times 10^{-11} \text{ cm/W}$ ⁽¹⁵⁸⁾, $A = 3.4 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$ であり $L_{eff} = 224 \text{ m}$ となるので、 P_{th} は 25 W となり測定値と良く一致している。

C. 発振ストークスの励振用ファイバ長依存性

図 A 8 - 9 には第 1 ～第 3 ストークスパワーの励起用ファイバ長に対する変化を示している。

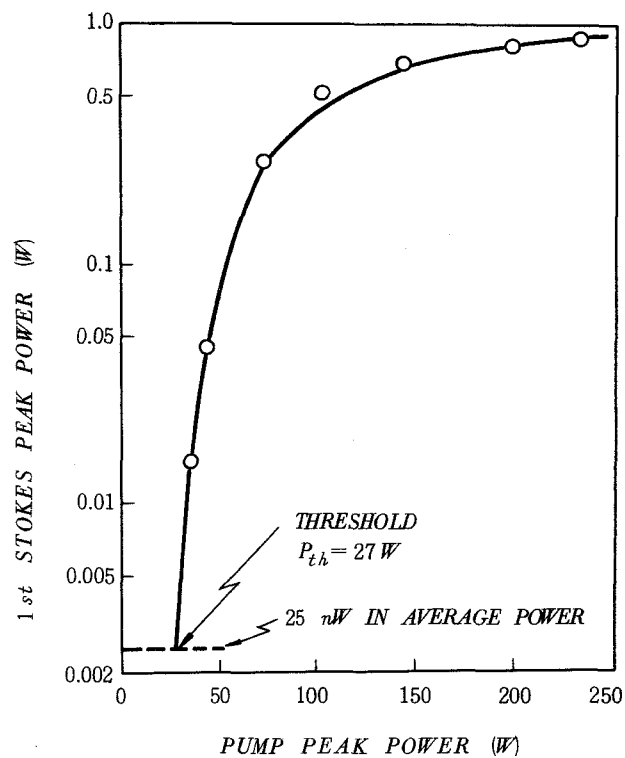


図 A 8 - 8 第 1 ストークスパワーと励起パワーの関係

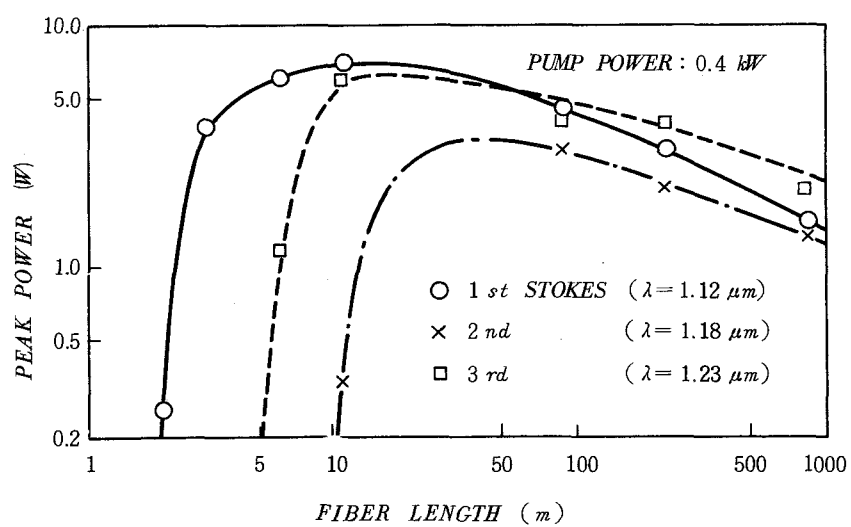


図 A 8 - 9 ストークスパワーのファイバ長依存性

なお励起パワーはモードロック・Qスイッチ付加時のパルス尖頭値で 0.4 kW に固定している。図より第 1, 第 2 および第 3 ストークスに対する励起用光ファイバの臨界長はそれぞれ 2 m, 3 m および 6 m であり, 臨界ファイバ長近傍でのストークスパワーの変化は大きいことがわかる。興味深い点は各ストークスパワーが最大となる励起用ファイバ長が存在し, そのファイバ長は次の高次ストークスの臨界ファイバ長近傍にあるという点である。このことはストークスが次の高次ストークスの発振に寄与していることを表わしている。図 A 8-10 には励起パワー 0.4 kW の場合の発振ストークスの最大波長を励起用ファイバ長に対して示している。なお受

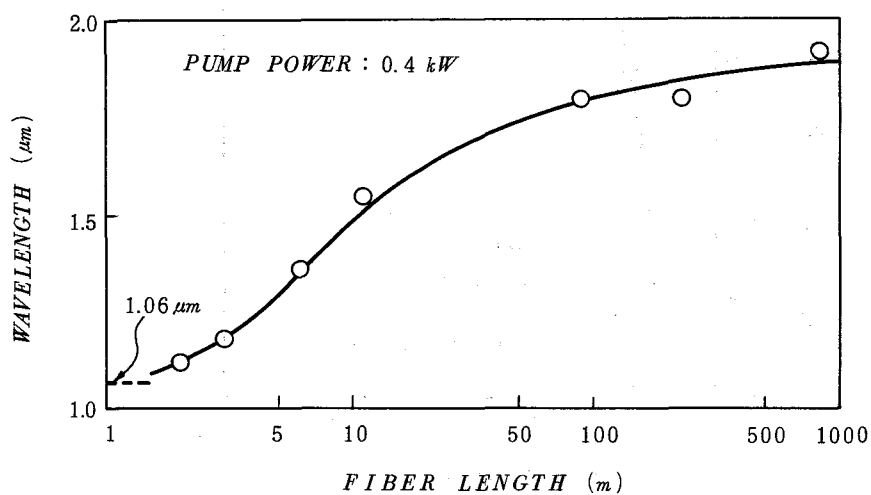


図 A 8-10 最大発振波長とファイバ長の関係

光素子の最小受光感度は 25 nW である。発振波長範囲は励起用ファイバが長くなるにつれて著しく拡大されており, 最大発振波長はファイバ長 3 m では 1.18 μm であるのに対して 860 m では 1.92 μm となっている。

D. 発振ストークスのパルス波形

ファイバラマンレーザに対する光ファイバ伝送特性測定上からの要求条件は, パルス幅の狭いサブナノ秒パルスを可能な限り広い波長範囲にわたって得ることである。前節の検討, より, 発振波長範囲を拡大するためには, 励起用ファイバ長を増加させる必要があることがわかった。本節では発振ストークスの時間軸上のパルス拡がりについて検討し, 前節の結果と併せ

て励起用光ファイバの最適長を決定する。

図A 8-11(a)~(f)には、励起用単一モード光ファイバ長 234 m の場合のモードロック・Q スイッチ時のパルスの包絡波形とその中の個々のモードロックパルス波形を示している。なお波長 1 μm 以上の受光には立ち上がり時間 0.1 ns の Ge-APD を用い、また波長 1 μm 以下の受光には立ち上がり時間 0.2 ns の Si-APD を用いた。各図の上部はオシロスコープ上の Q スイッチ包絡パルス波形であり、下部はサンプリングスコープ上のモードロックパルス波形である。図A 8-11(c)は波長 1.06 μm の励起用パルス波形を示している。この励起用パルスの包絡波形のパルス幅に比べて高次ストークスの包絡波形のパルス幅は徐々に狭くなっており、次の高次ストークス発生のために減衰していく過程が良く観察できる。

モードロックパルスの半値幅は、励起用ファイバ長が 234 m では図A 8-11 に示すように波長範囲 1.0-1.7 μm において 0.4 ns 以下となっている。一方、図A 8-12 には励起用ファイバ長が 1190 m のときのモードロック・Q スイッチパルスの包絡波形と個々のパルス波形を示しており、パルス半値幅は 1.5 ns と増加している。このように励起用ファイバ長が増加するにつれて、モードロックパルスの拡がりは増大し、とくに波長 1.3 μm 近傍でのパルス拡がりは材料分散の影響をほとんど無視できることから、この原因は次に述べるものであると考えられる。即ち、高次ストークスは励起用パルスが光ファイバ伝搬中に徐々に発生するものであり、したがって励起用光源波長 1.06 μm におけるパルス伝ぱん時間、即ち群遅延時間との差が最も大きくなる波長 1.3 μm 近傍ではストークスのパルス拡がりが最も大きくなる。なお群遅延時間の波長に対する変化については図 2-11 に示しており参照されたい。以上の検討よりストークスのパルス拡がりを小さく抑えるためには励起用ファイバ長は短くする必要があることがわかる。この検討結果と発振波長範囲を考慮に入れれば、本実験で使用した極低損失の単一モード光ファイバを励起用光ファイバとして用いる場合には、ファイバ長を数 100 m とすればストークスの発振波長範囲を 0.6-1.8 μm とし、かつストークスのモードロックパルス拡がりを数 100 ps 以下にすることができることがわかる。

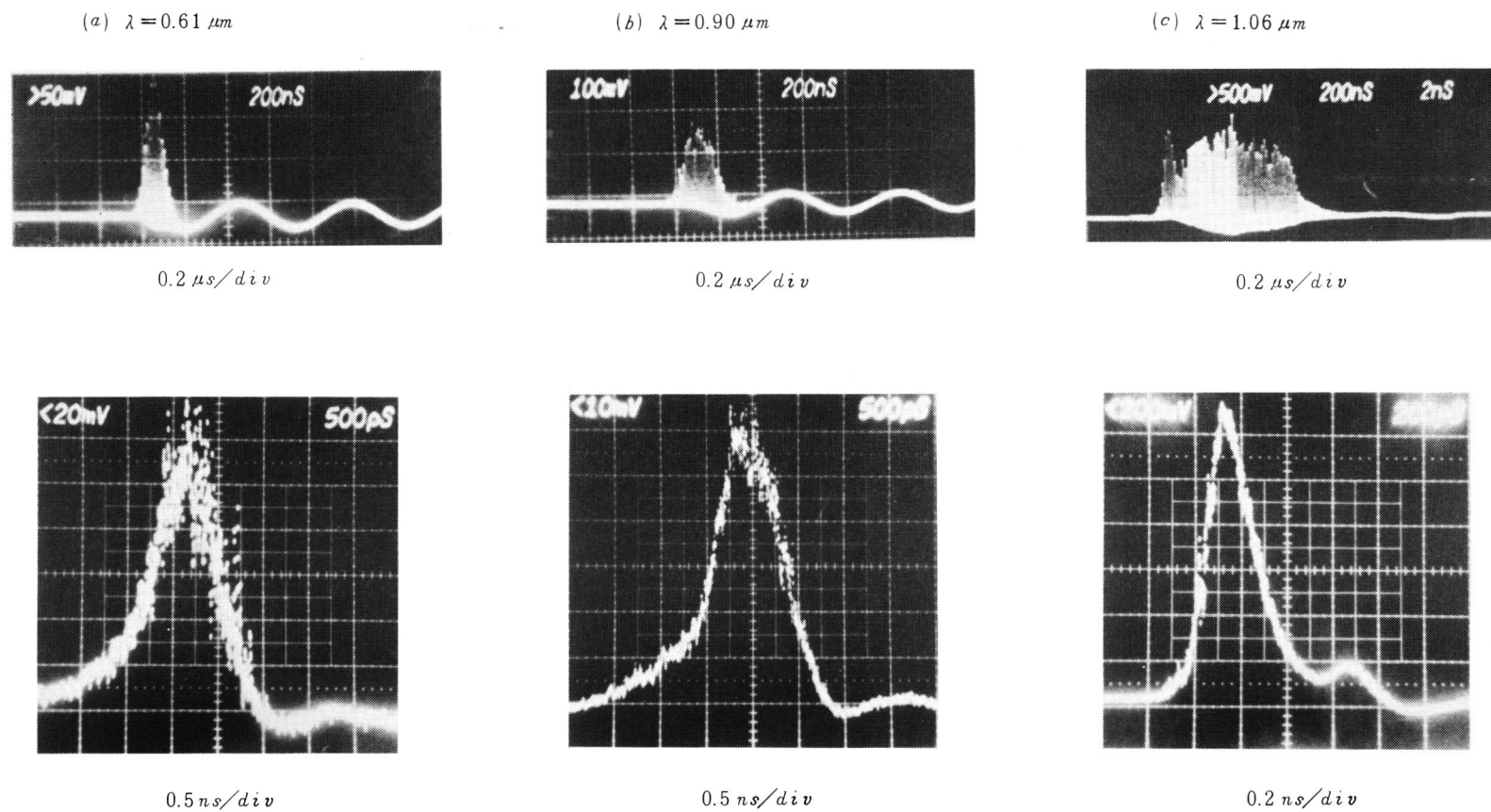
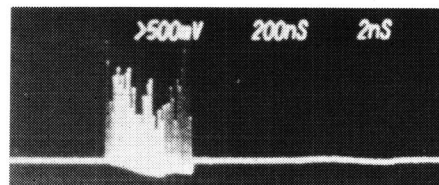


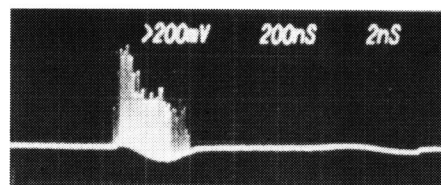
図 A 8 - 11 発振ストークスのパルス波形

(d) $\lambda = 1.24 \mu m$



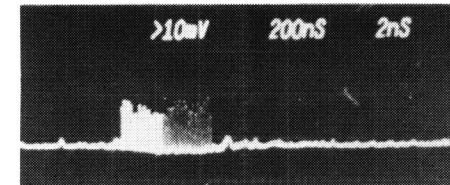
$0.2 \mu s/div$

(e) $\lambda = 1.60 \mu m$

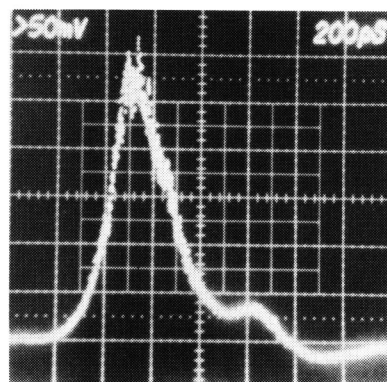


$0.2 \mu s/div$

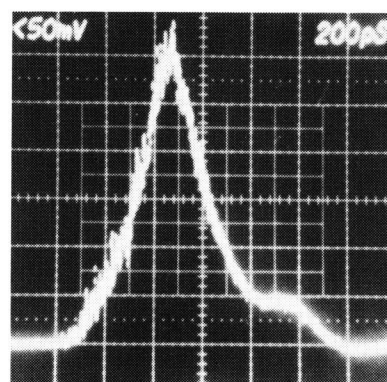
(f) $\lambda = 1.82 \mu m$



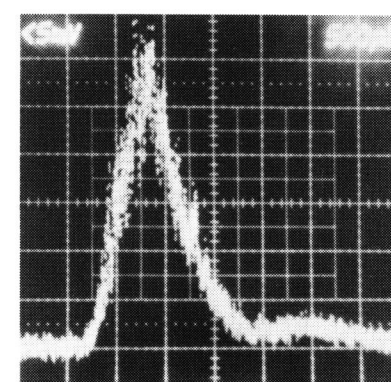
$0.2 \mu s/div$



$0.2 ns/div$



$0.2 ns/div$

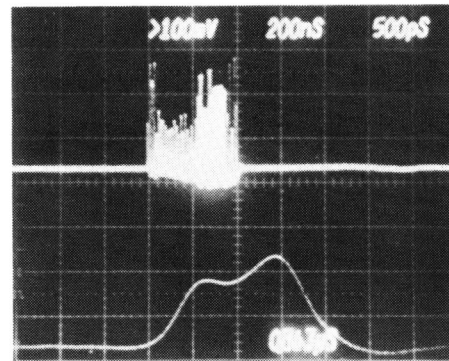


$0.5 ns/div$

図A 8-11 発振ストークスのパルス波形

$$\lambda = 1.27 \mu m$$

$$L = 1190 m$$



← *Q-SWITCHED PULSE*
ENVELOPE
 200 ns/div

← *MODE-LOCKED*
PULSE
 2 ns/div

図 A 8-12 発振ストークスのパルス波形

第9章 結

論

多モード光ファイバの伝送特性を理論的および実験的に検討した結果について述べた，第2章から第7章の内容を要約すると以下ようになる。

- (1) 基本的な伝送特性を検討した。グレーデッド形光ファイバの伝送帯域が最大になる最適屈折率分布パラメータ， α_{opt} は，波長 $0.83\ \mu\text{m}$ ， $1.27\ \mu\text{m}$ でそれぞれ 2.08，1.98であることを明らかにした。
- (2) 導波モードを分離する方法として，ファーフールド分析法について検討した。グレーデッド形光ファイバでは，新たに開発したMFF法(Modified Far-Field Analysis Method)によってモードパワー分布の測定ができることを示した。本モード分析法は，本研究で行ったモード結合の実験的検討等に極めて有効であった。
- (3) 光ファイバ内のモード結合現象およびモード結合が伝送特性に及ぼす影響を明らかにした。光ファイバ内のモード結合はモード結合係数によって定量化され，モード結合係数は定常モードパワー分布あるいはモード群パルス応答波形から測定できることを示した。ステップ形光ファイバでは，ケーブル化前後でモード結合係数の変化およびそれに伴う伝送帯域，損失の変化は比較的大きいが，一方最近のグレーデッド形光ファイバでは，光ファイバの低損失およびケーブル化技術の進歩によってケーブル化前後の伝送特性の変化は小さく，モード結合効果は総体的に小さくなっていることが明らかになった。その結果，接続点を含む光ファイバの長距離伝送特性を評価する際には，接続点のモード結合は無視できないことがわかった。
- (4) 接続点におけるモード結合について検討した。接続点における光ファイバ間の種々の不整によって生ずるモード結合は，モード伝達行列で記述できることが理論的に明らかになった。また，接続された光ファイバの伝送特性に及ぼすモード結合効果は，突き合わせ，融着接続いずれの場合にも接続損失の増加とともに増大することがわかった。

- (5) 接続点を含む光ファイバの長距離伝送特性を、とくにグレーデッド形光ファイバについて重点的に検討した。グレーデッド形光ファイバの場合には、群遅延時間補償効果が伝送特性に与える影響は大きく、接続されたファイバの伝送特性は主に接続点のモード結合と群遅延補償効果によって決定されることがわかった。また、接続点を含む光ファイバの伝送特性を決定する一方法として、新たに提案したモードスクランブラを接続点直後に装荷することによって、いわゆるベースバンド損失の相加則を成立させることができることを明らかにした。
- (6) グレーデッド形光ファイバの構造パラメータと伝送特性の関係を実験的に検討し、それに基づいて構造パラメータ設計を行った。その結果、最適構造パラメータは、コア直径 $50\ \mu\text{m}$ 、外径 $125\ \mu\text{m}$ 、比屈折率差 1% であることがわかった。

さらに第 8 章で行った 2 モード光ファイバの検討より、次の結果を得た。

- (7) LP_{01} 、 LP_{11} モードの群遅延時間が等しくなるように動作 V 値を設定し、屈折率分布をグレーデッド形にすることによって超広帯域でかつコア径が単一モード光ファイバの約 2 倍拡大できる 2 モード光ファイバが得られることを明らかにした。その動作 V 値は第 3 高次モード群である LP_{21} モードの導波領域まで拡大でき、最適構造パラメータは、 α が 2.24、動作 V 値が 6.45 であるという結果を得た。さらに、最適構造パラメータをもつ波長 $1.3\ \mu\text{m}$ 帯用 2 モード光ファイバを試作し、超広帯域特性、低損失接続特性等が得られることを実験的に検証した。

本研究では、多モード光ファイバに特徴的なモード結合に注目して伝送特性の検討を行い、いくつかの成果をおさめることができた。しかしながら、当面実用上重要となるグレーデッド形光ファイバについては、いまだ接続点を含む光ファイバの長距離伝送特性推定法の確立という問題が残されており、今後、接続される個々の光ファイバの伝送特性上の「ばらつき」を考慮した統計的な推定法を確立し光ファイバ実用化に資することを残された課題としたい。また 2 モード光ファイバに関しては、ここで得られた基礎検討結果をもとにした 2 モード光ファイバケーブルの試作を通して製造上の問題点や長距離伝送特性を把握し、その適用領域を明確にすることが今後の課題である。

謝 辞

本研究をまとめるに際して、大阪大学工学部熊谷信昭教授に一方ならぬ御指導、御教示を頂き、また終始叱咤激励して頂きました。ここに厚く感謝致します。

また大阪大学工学部滑川敏彦教授、手塚慶一教授、中西義郎教授、松原正則助教授、倉蘭貞夫助教授には有益な御討論、御助言を頂いたことを記し、深く感謝致します。

本研究は日本電信電話公社茨城電気通信研究所において行われたものであり、当初本研究の機会を与えて下さった丸林元長岡技術大学教授（当時線路研究部長）、寿司範二トリオ株式会社技術開発部長（当時線路研究部統括調査役）、柁野邦夫企画管理室長（当時光線路研究室長）、並びに引き続きその機会を与えて頂き、また本論文の執筆の機会を賜った福富秀雄線路研究部長、加藤嘉則線路研究部統括調査役に深謝致します。また内田直也光線路研究室長には本研究の全般にわたって多大の御指導、御助言を頂き、さらに本論文をまとめるにあたって御骨折り頂きました。ここに謹んで感謝致します。

本研究を遂行するにあたっては光線路研究室の諸兄をはじめとして多くの方々に御指導、御討論を頂きました。とくに池田正宏研究専門調査役、青海恵之研究専門調査員には直接の指導者として数多くの御指摘、御討論を頂きました。小山正樹光伝送研究室長、伊沢達夫研究開発本部調査役（当時光部品研究室）、石田之則研究専門調査役、中川清司研究専門調査役、小林郁太郎光伝送研究室室長補佐、谷藤忠敏研究専門調査員、松本隆男研究専門調査員には研究の各段階において種々御討論、御助言を頂きました。また大阪電気通信大学森下克己講師（当時大阪大学工学部）にはモード解析プログラムを快く提供して頂くとともに有益な御討論を頂きました。ここに御礼申し上げます。

立田光廣研究専門調査員、加藤康之社員、大橋正治社員にはそれぞれモード分析法、2モード光ファイバ、モード結合係数の測定における共同研究者として御協力頂きました。得られた研究成果は各氏の努力に負う所が大であり、ここに謝意を表します。

最後に、光ファイバおよび光ファイバケーブルの試作に快く協力して頂いた、石原浩志研究専門調査役、望月愉研究専門調査員、枝広隆夫研究専門調査役、並びに古河電気工業株式会社泉対信太郎氏、住友電気工業株式会社鈴木修三氏、藤倉電線株式会社稲田浩一氏、福田長氏、秋山道夫氏に感謝致します。また長波長帯半導体レーザを提供して頂いた杉山耕一研究専門調査役、光変調器を提供して頂いた野田寿一研究専門調査役、窪田勝利研究専門調査員に感謝致します。

文 献

- [1] G. Goubau and F. Scherering, "On the guided propagation of electromagnetic wave beams," IRE Trans. A.P., vol. AP-9, pp. 248-256, 1961.
- [2] D.W. Berreman, "A lens or light guide using convectively distorted thermal gradient in gases," Bell Syst. Tech. J., vol. 43, pp. 1469-1475, 1964.
- [3] D. Marcuse and S.E. Miller, "Analysis of a tubular gas lens," Bell Syst. Tech. J., vol. 43, pp. 1759-1782, 1964.
- [4] A.E. Karbowiak, "New type of waveguide for light and infrared waves," Electron. Lett., vol. 1, pp. 44-48, 1965.
- [5] 熊谷, 倉蘭, 沢, 吉川, "不均一誘電体薄膜表面波線路", 信学論B, vol. 51-B, pp. 82-87, 1968.
- [6] K.C. Kao and G.A. Hockham, "Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies," Proc. IEE, vol. 113, pp. 1151-1158, 1966.
- [7] F.P. Kapron, D.B. Keck and R.D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," Appl. Phys. Lett., vol. 17, pp. 423-425, 1970.
- [8] D.B. Keck, P.C. Schultz and F. Zimar, "Attenuation of multimode glass optical waveguides," Appl. Phys. Lett., vol. 21, pp. 215-217, 1972.
- [9] P. Kaiser, "Spectral losses of unclad fibers made from high-grade vitreous silica," Appl. Phys. Lett., vol. 23, pp. 45-46, 1973.
- [10] M. Horiguchi and H. Osanai, "Spectral losses of low-OH-content optical fibers," Electron. Lett., vol. 12, pp. 310-311, 1976.
- [11] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, "An ultimately low-loss single-mode fiber at 1.55 μm ," Electron. Lett., vol. 15, pp. 106-108, 1979.
- [12] T.L. Paoli and I.E. Ripper, "Optical pulses from cw GaAs injection lasers," Appl. Phys. Lett., vol. 15, pp. 105-107, 1969.
- [13] K. Oe, S. Ando, and K. Sugiyama, "1.3 μm CW operation of GaInAsP/InP DH diode lasers at room temperature," Jap. J. Appl. Phys., vol. 16, pp. 1273-1274, 1977.

- [14] N. Kobayashi and Y. Horikoshi, "1.5 μm InGaAsP/InP DH laser with optical waveguide structure," Jap. J. appl. Phys., vol. 18, pp. 1005-1006, 1979.
- [15] S. Shimada and K. Masuno, "Short haul optical fiber transmission system," Jap. Telecommun. Rev., vol. 21-2, pp. 122-131, 1979.
- [16] T. Nakahara and N. Uchida, "Optical cable design and characterization in Japan," Proc. IEEE, vol. 68, pp. 1220-1226, 1980.
- [17] 北山, 池田, "多モード光ファイバのモード分析", 昭和53年度電子通信学会 光・電波部門全国大会, 408.
- [18] 北山, 立田, 青海, 内田, "多モード放物形ファイバのモード分布測定法とその応用", 信学技報, OQE 79-11, pp. 77-84, 1979.
- [19] K. Kitayama, M. Tateda, S. Seikai, and N. Uchida, "Determination of mode power distribution in a parabolic-index optical fibers: theory and application," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-15, pp. 1161, Oct. 1979.
- [20] 北山, 立田, 青海, 内田, "多モードグレーデッド形ファイバのモード分析", 研究実用化報告, vol. 29, pp. 1027-1038, 1980.
- [21] K. Kitayama, S. Seikai, and N. Uchida, "Impulse response prediction based on experimental mode coupling coefficients in a 10 km-long graded-index fiber," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-16, pp. 356-362, 1980.
- [22] 北山, 池田, "モード結合係数の測定", 昭和53年度電子通信学会総合全国大会, 877.
- [23] 北山, 池田, "多モードファイバにおけるモード結合係数の測定", 信学技報, CS 77-195, 1978.
- [24] K. Kitayama and M. Ikeda, "Mode coupling coefficient measurements in optical fibers," Appl. Opt. vol. 17, pp. 3979-3983, 1978.
- [25] K. Kitayama and M. Ikeda, "Mode mixing effects in optical fibers caused by sheathing and multistranding: measurements," Appl. Opt., vol. 17, pp. 3660-3664, 1978.
- [26] 大橋, 北山, 青海, "グレーデッド形光ファイバケーブルのモード結合", 昭和56年度電子通信学会総合全国大会, 932.
- [27] 北山, 青海, 内田, "多モードグレーデッド形ファイバのモード結合係数の測定に基づく伝送帯域の推定", 昭和55年度電子通信学会総合全国大会, 957.

- [28] 北山, 青海, 池田, “多モード光ファイバのモード結合と伝送特性”, 研究実用化報告, vol. 30 掲載予定 (1981年5月).
- [29] K. Kitayama, M. Ohashi, and S. Seikai, "Mode conversion at splices in multimode graded-index fibers," IEEE J. Quantum Electron, vol. QE-6, pp. 971-978, 1980.
- [30] 大橋, 北山, 青海, “グレーデッド形ファイバの接続部におけるモード変換”, 昭和55年度電子通信学会通信部門全国大会, 317.
- [31] 大橋, 北山, 青海, 内田, “グレーデッド形ファイバの接続点におけるモード結合”, 信学技報, OQE 80-1, pp. 81-88, 1981.
- [32] M. Ikeda, Y. Murakami, and K. Kitayama, "Mode scrambler in optical fiber," Appl. Opt., vol. 16, pp. 1045-1049, July 1977.
- [33] K. Kitayama and M. Ikeda, "Leaky mode effect in spliced graded-index fibers," Appl. Phys. Lett., vol. 30, pp. 227-228, March 1977.
- [34] 坂口, 菅原, 田中, 小林, 北山, 堀口, “光ファイバ伝送損失の距離依存性”, 昭和56年度電子通信学会総合全国大会, 1876.
- [35] 北山, 青海, 加藤, 内田, 千吉良, 福田, “長波長帯用グレーデッド形ファイバの伝送特性”, 昭和54年度電子通信学会総合全国大会シンポジウム, S 3-9.
- [36] 北山, 青海, 加藤, 内田, 中川, 稲田, “1.27 μm におけるグレーデッド形ファイバの伝送特性”, 信学技報, CS 78-211, pp. 43-48, 1978.
- [37] K. Kitayama, S. Seikai, Y. Kato, N. Uchida, O. Fukuda, and K. Inada, "Transmission characteristics of long spliced graded-index optical fibers at 1.27 μm ," IEEE J. Quantum Electron, vol. QE-15, pp. 638-642, 1979.
- [38] 石原, 青海, 望月, 勝山, 北山, “所内実験用光ケーブル — 設計と特性 —”, 研究実用化報告, vol. 29, pp. 217-231, 1980.
- [39] M. Ikeda and K. Kitayama, "Transmission characteristics of mode scrambler loaded long length graded index fibers," in Tech. Dig. Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Commun., pp. 419-422, 1977.
- [40] M. Ikeda and K. Kitayama, "Transfer function of long length spliced graded index fibers loaded mode scramblers," Appl. Opt., vol. 17, pp. 63-67, 1978.

- [41] S. Seikai, N. Kashima, K. Kitayama, and N. Uchida, "Optimum design of graded-index fiber structure," presented at the Topical Meeting on Optical Fiber Commun., Washington, D.C., ThC3, 1979.
- [42] 青海, 立田, 北山, 内田, 加島, "グレーデッド形多モード光ファイバの設計", 信学技報, OQE 79-11, pp. 85-92, 1979.
- [43] S. Seikai, M. Tateda, K. Kitayama, and N. Uchida, "Optimization of multimode graded-index fiber parameters: design consideration," Appl. Opt., vol. 19, pp. 2860-2865, 1980.
- [44] K. Kitayama, Y. Kato, S. Seikai, and N. Uchida, "Structural optimization for two-mode optical fiber: theory and experiment," to appear in the June 1981 issue of IEEE J. Quantum Electron.
- [45] 北山, 加藤, 青海, "2モード光ファイバの最適構造設計", 昭和56年度電子通信学会総合全国大会, 980.
- [46] 左貝, 北山, 池田, 加藤, 木村, "広帯域光ファイバの大口径化", 信学技報, CS 77-31, pp. 49-56, 1977.
- [47] 左貝, 北山, 池田, 加藤, 木村, "広帯域光ファイバの大口径化", 昭和53年度電子通信学会総合全国大会, 835.
- [48] J. Sakai, K. Kitayama, M. Ikeda, Y. Kato, and T. Kimura, "Design considerations of broadband dual mode optical fibers," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. MTT-26, pp. 658-665, 1978.
- [49] 加藤, 北山, 青海, 池田, "光ファイバにおける低次モード群の伝送特性", 昭和53年度電子通信学会光・電波部門全国大会, 340.
- [50] K. Kitayama, Y. Kato, S. Seikai, N. Uchida, and M. Ikeda, "Experimental verification of modal dispersion free characteristics in two-mode optical fiber," IEEE J. Quantum Electron. (Lett.), vol. QE-15, pp. 6-8, 1979.
- [51] K. Kitayama, Y. Kato, S. Seikai, N. Uchida, M. Akiyama, and O. Fukuda, "Transmission characteristic measurement of two-mode optical fiber with an optimum index-profile," IEEE Tran. Microwave Theory Tech., vol. MTT-28, pp. 604-608, 1980.
- [52] 加藤, 北山, 青海, 内田, "2モード光ファイバの伝送特性", 研究実用化報告, vol. 29, pp. 1869-1880, 1980.

- [53] 加藤, 北山, 青海, 立田, “ファイバラマンレーザによる光ファイバ伝送特性の測定”, レーザ学会学術講演会第1回年次大会, 講演予稿集, 13p N 6, 1981.
- [54] K. Kitayama, Y. Kato, S. Seikai, and M. Tateda, "Broadband (0.6 μm - 1.8 μm) subnanosecond pulse emission using an ultra-low-loss single-mode fiber" to appear in Appl. Opt.
- [55] 左貝, 北山, 池田, 加藤, 木村, “2モード伝送による広帯域光ファイバ”, 研究実用化報告, vol. 27, pp. 2421-2432, 1978.
- [56] K.J. Beales, C.R. Day, A.G. Dunn, and S. Partington, "Multicomponent glass fibers for optical communications," Proc. IEEE vol. 68, pp. 1191-1194, 1980.
- [57] S.Tanaka, K. Inada, T. Akimoto, and M. Kozima, "Silicone-clad fused-core fibre," Electron. Lett., vol. 11, pp. 153-154, 1975.
- [58] 宮, 照沼, 保坂, 宮下, “極低損失単一モード光ファイバ”, 研究実用化報告, vol. 28, pp. 945-954, 1979.
- [59] 松原, “光ファイバ伝送の基礎”, 信学誌, vol. 60, pp. 931-952, 1977.
- [60] K. Morishita, Y. Kondoh, and N. Kumagai, "On the accuracy of scalar approximation technique in optical fiber analysis," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-28, pp. 33-36, 1980.
- [61] D. Gloge, "Weakly guiding fibers," Appl. Opt., vol. 10, pp. 2252-2258, 1971.
- [62] D. Marcuse, Theory of dielectric optical waveguides, Academic Press, New York, 1974, ch. 2.
- [63] Y. Masaki, M. Matsuhara, and N. Kumagai, "Effect of lossy cladding on modal dispersion characteristics of parabolic-index fiber," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-26, pp. 852-858, 1979.
- [64] D. Gloge and E.A.J. Marcatili, "Multimode theory of graded-core fibers," Bell Syst. Tech. J., vol. 52, pp. 1563-1578, 1973.
- [65] R. Olshansky and D.B. Keck, "Pulse broadening in graded-index optical fibers," Appl. Opt., vol. 15, pp. 483-491, 1976.
- [66] 伊沢, “光ファイバの損失限界”, 昭和51年度電気四学会連合大会, 122.
- [67] J.B. MacChesney, P.B. O'Connor, F.V. DiMarcello, J.R. Simpson, and P.D. Lazay, "Preparation of low loss optical fibers using simultaneous vapor phase deposition and fusion," in Tenth Int. Congress on Glass,

vol. 6, p. 460, The Ceramic Soc. of Japan (1974).

- [68] J.B. MacChesney, "Materials and process for preform fabrication-modified chemical vapor deposition and plasma chemical vapor deposition," Proc. IEEE, vol. 68, pp. 1181-1184, 1980.
- [69] D.B. Keck, P.C. Schultz, and F. Zimar, "Method of forming optical waveguide fibers," U.S. Patent Re 28029, June 4, 1974.
- [70] D.B. Keck, P.C. Schultz, and F. Zimar, "Method of forming optical waveguides," U.S. Patent 3737292, June 5, 1973.
- [71] P.C. Schultz, "Fabrication of optical waveguides by the outside vapor deposition," Proc. IEEE, vol. 68, pp. 1187-1190, 1980.
- [72] T. Izawa, S. Kobayashi, S. Sudo, and F. Hanawa, "Continuous fabrication of high silica fiber preform," in Tech. Dig. Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Commun., pp. 375-378, 1977.
- [73] T. Izawa and N. Inagaki, "Materials and processes for fiber preform fabrication - vapor-phase axial deposition," Proc. IEEE, vol. 68, pp. 1184-1187, 1980.
- [74] 千田, 大森, 枝広, "グレーデッド型光ファイバ作製法(III)", 私信.
- [75] K. Inada, "A new graphical method relating to optical fiber attenuation," Opt. Commun., vol. 19, pp. 437-439, 1976.
- [76] T. Moriyama, O. Fukuda, K. Sanada, K. Inada, T. Edahiro and K. Chida, "Ultimately low OH content V.A.D. optical fibers," Electron. Lett., vol. 16, pp. 698-699, 1980.
- [77] F. Hanawa, S. Sudo, M. Kawachi, and M. Nakahara, "Fabrication of completely OH-free V.A.D. fibre," Electron Lett., pp. 699-700, 1980.
- [78] P.M. Morse and H. Feshbach, Methods of theoretical physics, McGraw-Hill, New York, 1953, p. 1092.
- [79] T. Tanifuji and M. Ikeda, "Simple method for material dispersion in optical fibers," Electron Lett., vol. 14, pp. 367-369, 1978.
- [80] C.A. Burrus and R.D. Standley, "Viewing refractive-index profiles and small-scale inhomogeneities in glass optical fibers: some techniques," Appl. Opt., vol. 13, 2365-2369, 1974.

- [81] I. Kobayashi and M. Koyama, "Measurement of optical fiber transfer functions based upon the swept-frequency technique for baseband signals," Trans., IECE, vol. 4, pp. 11-12, 1976.
- [82] S. Kobayashi, S. Shibata, N. Shibata, and T. Izawa, "Refractive-index dispersion of doped fused silica," in Tech. Dig., Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Commun., pp. 309-312, 1977.
- [83] 柴田, "光ファイバ用ガラスの屈折率分散測定(II)", 私信.
- [84] L.G. Cohen, I.P. Kaminow, H.W. Astle, and L.W. Stulz, "Profile dispersion effects on transmission bandwidths in graded-index optical fibers," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-14, pp. 37-41, 1978.
- [85] L.G. Cohen and C. Lin, "A universal fiber-optic (UFO) measurement system based on a near-IR fiber Raman laser," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-14, pp. 855-859, 1978.
- [86] D.N. Payne and A.H. Hartog, "Determination of the wave-length of zero material dispersion in optical fibres by pulse-delay measurements," Electron. Lett., vol. 13, pp. 627-629, 1977.
- [87] D.N. Payne and W.A. Gambling, "Zero material dispersion in optical fibers," Electron Lett., vol. 11, pp. 176-178, 1975.
- [88] A.H. Hartog, "Influence of waveguide effects on pulse-delay measurements of material dispersion in optical fibres," Electron. Lett., vol. 15, pp. 632-634, 1979.
- [89] D. Gloge, "Dispersion in weakly guiding fibers," Appl. Opt., vol. 10, pp. 2442-2445, 1971.
- [90] C. Lin, L.G. Cohen, W.G. French, and V.A. Foertmeyer, "Pulse-delay measurements in the zero-material-dispersion region for germanium- and phosphorus-doped silica fibers," Electron. Lett., vol. 14, pp. 170-172, 1978.
- [91] L.G. Cohen, F.V. DiMarcello, J.W. Fleming, W.G. French, J.R. Simpson and E. Weiszmann, "Pulse dispersion properties of fibers with various material constituents," Bell Syst. Tech. J., vol. 57, pp. 1653-1662, 1978.
- [92] M. Tateda, T. Horiguchi, M. Tokuda and N. Uchida, "Optical loss measurement in graded-index fiber using a dummy fiber," Appl. Opt., vol. 18, pp. 3272-3275, 1979.

- [93] S.D. Personick, "Time dispersion in dielectric waveguides," Bell Syst. Tech. J., vol. 50, pp. 843-859, 1971.
- [94] R. Olshansky, "Mode coupling effects in graded-index optical fibers," Appl. Opt., vol. 14, pp. 935-945, 1975.
- [95] L.G. Cohen and S.D. Personick, "Length dependence of pulse dispersion in a long multimode optical fiber," Appl. Opt., vol. 14, pp. 1357-1363, 1975.
- [96] D. Gloge, "Optical power flow in multimode fibers," Bell Syst. Tech. J., vol. 51, pp. 1767-1783, 1972.
- [97] D.B. Keck, "Spatial and temporal power transfer measurements on a low-loss optical waveguide," Appl. Opt., vol. 13, pp. 1882-1888, 1974.
- [98] M. Tateda and M. Ikeda, "Mode conversion in bent step-index multimode fibers," Appl. Opt., vol. 15, pp. 2308-2310, 1976.
- [99] J.W. Goodman, Introduction to Fourier optics, McGraw-Hill, New York, 1968, chs. 4 and 5.
- [100] I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik, Table of integrals series and products, Academic Press, New York, 1965, p. 847.
- [101] R. Olshansky, S.M. Oaks and D.B. Keck, "Measurement of differential mode attenuation in graded-index fiber optical waveguides," Topical Meeting on Optical Transmission II, Williamsburg, VA, TuE 5-1, 1977.
- [102] 例えば, T. Suzuki, "Experimental study of interference in optical fibers," Jap. J. appl. Phys., vol. 6, pp. 348-355, 1967.
- [103] R. Olshansky and S.M. Oaks, "Differential mode attenuation measurements in graded-index fibers," Appl. Opt., vol. 17, pp. 1830-1835, 1978.
- [104] D. Marcuse, "Coupled mode theory of round optical fibers," Bell Syst. Tech. J., vol. 52, pp. 817-842, 1973.
- [105] M.R. Hestenes and E. Sriefel, "Method of conjugate gradients for solving linear systems," J. Res. Nat. Bur. Stand., vol. 49, pp. 409, 1952.

- [106] D. Marcuse, Theory of dielectric optical waveguide, Academic Press, New York, 1974, ch. 5.
- [107] L. Jeuhomme and J.P. Pocholle, "Angular dependence of the mode-coupling coefficient in a multimode optical fiber," Electron. Lett., vol. 11, pp. 425-426, 1975.
- [108] S. Kawakami, "New principle to measure loss and mode conversion parameters of multimode fibers," Electron. Lett., vol. 13, pp. 706-707, 1977.
- [109] S.E. Miller, "Coupled wave theory and waveguide applications," Bell Syst. Tech. J., vol. 33, pp. 661-719, 1954.
- [110] K. Furuya and Y. Suematsu, "Random bend losses in single-mode optical-fibre cables: power spectrum estimation from spectral losses," Electron. Lett., vol. 14, pp. 653-654, 1978.
- [111] M. Tokuda, S. Seikai, K. Yoshida, and N. Uchida, "Measurement of baseband frequency response of multimode fibre by using a new type of mode scrambler," Electron. Lett., vol. 13, pp. 146-147, 1977.
- [112] T. Tanifuji, T. Horiguchi, and M. Tokuda, "Baseband-frequency-response measurement of graded-index fibre using step-index fibre as an exciter," Electron. Lett., vol. 15, pp. 203-204, 1979.
- [113] M. Ikeda, M. Tateda, and H. Yoshikiyo, "Refractive index profile of a graded index fiber: Measurement by a reflection method," Appl. Opt., vol. 14, pp. 814-815, 1975.
- [114] 勝山, 満永, 小林, 石田, "より合せ形光ケーブルの許容曲げ半径", 私信.
- [115] M. Ikeda, A. Sugimura, and T. Ikegami, "Multimode optical fibers: Steady state mode exciter," Appl. Opt., vol. 15, pp. 2116-2120, 1976.
- [116] S. Kawakami and M. Ikeda, "Transmission characteristics of a two-mode optical waveguide," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-14, pp. 608-614, 1978.
- [117] D. Gloge, "Impulse response of clad optical multimode fibers," Bell Syst. Tech. J., vol. 52, pp. 801-816, 1973.
- [118] 例えば, C. Someda, "Simple, low-loss joints between single-mode optical fibers," Bell Syst. Tech. J., vol. 52, pp. 583-598, 1973.

- [119] M. Hirai and N. Uchida, "Melt splice of multimode optical fiber with an electric arc," *Electron. Lett.*, vol. 13, pp. 123-125, 1977.
- [120] D. Gloge, "Offset and tilt loss in optical fiber splices," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 55, pp. 905-916, 1976.
- [121] C.M. Miller, "Transmission vs. transverse offset for parabolic-profile fiber splices with unequal core diameter," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 55, pp. 917-927, 1976.
- [122] E.G. Neumann and W. Weidhaas, "Loss due to radial offsets in dielectric optical waveguides with arbitrary index profiles," *AEÜ*, vol. 30, pp. 448-450, 1976.
- [123] M.J. Adams, D.N. Payne, and F.M.E. Sladen, "Splicing tolerances in graded-index fibers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, pp. 524-526, 1976.
- [124] A.H. Cherin and P.J. Rich, "Delay distortion characteristics of optical fiber splices," *Appl. Opt.*, vol. 16, pp. 497-500, 1977.
- [125] T. Matsumoto and K. Nakagawa, "Wavelength dependence of spliced graded-index multimode fibers," *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 1449-1454, 1979.
- [126] M.J. Adams, D.N. Payne, and F.M.E. Sladen, "Leaky rays on optical fibres of arbitrary (circular symmetric) index profile," *Electron. Lett.*, vol. 11, pp. 238-240, 1975.
- [127] M.J. Adams, D.N. Payne, and F.M.E. Sladen, "Splicing tolerance in graded-index fibers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, pp. 524-526, 1976.
- [128] A.W. Snyder and C. Pask, "Optical fibre: spatial transient and steady state," *Opt. Commun.*, vol. 15, pp. 314-316, 1975.
- [129] M. Eve, A. Hartog, R. Kashyap, and D.N. Payne, "Wavelength dependence of light propagation in long fiber links," *Tech. Dig., Fourth European Conf. Optical Commun.*, Genova, 1978, pp. 58-63.
- [130] L.G. Cohen, "Pulse transmission measurements for determining near optimum profile gradings in multimode boro-silicate optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 15, pp. 1808-1814, 1976.
- [131] 青海, 須佐, 内田, 山田, 菅原, 田中, "ファイバパラメータの違いに起因する接続損失の推定", 昭和53年度電子通信学会通信部門全国大会, 304.

- [132] 青海, 立田, 内田, “光線路の統計的設計”, 昭和 56 年度電子通信学会総合全国大会, 1873.
- [133] K. Ishihara, M. Tokuda, and S. Seikai, "Design and characteristics of 48 optical cable," Rev. Electr. Commun. Lab., vol. 27, pp. 949-959, 1979.
- [134] D. Gloge, "Bending loss in multimode fibers with graded and ungraded core index," Appl. Opt., vol. 11, pp. 2506-2513, 1972.
- [135] D. Marcuse, "Curvature loss formular for optical fibers," J. Opt. Soc. Am., vol. 16, pp. 216-220, 1976.
- [136] R. Olshansky, "Distortion losses in cabled optical fibers," Appl. Opt., vol. 14, pp. 20-21, 1975.
- [137] F.W. Ostermayer, Jr. and D.A. Pinnow, "Optimum refractive-index difference for graded-index fibers resulting from concentration-fluctuation scattering," Bell Syst. Tech. J., vol. 53, pp. 1395-1402, 1974.
- [138] T. Yamanishi, K. Yoshimura, S. Suzuki, S. Seikai, and N. Uchida, "Modified silicon as new type of primary coat for optical fibre," Electron. Lett., vol. 16, pp. 100-101, 1980.
- [139] N. Kashima, N. Uchida, and Y. Ishida, "Excess loss caused by the outer layer in a multimode step-index optical fiber: theory," Appl. Opt., vol. 16, pp. 2732-2737, 1977.
- [140] N. Kashima and N. Uchida, "Transmission characteristics of graded-index optical fibers with a lossy outer layer," Appl. Opt., vol. 17, pp. 1199-1207, 1978.
- [141] 中川, 伊藤, “400 Mbit/sec 波長多重伝送系の検討”, 信学技報, CS80-6, pp. 1-6, 1980.
- [142] 立田, 加藤, 北山, 青海, 内田, “単一モード光ファイバパラメータ設計法の検討”, 信学技報, OQE80-132, pp. 33-40, 1981.
- [143] T. Tanaka and Y. Suematsu, "An exact analysis of cylindrical fiber with index distribution by matrix method and its application to focusing fiber," Transm. IECEJ, vol. E59, pp. 1-8, 1976.

- [144] K. Okamoto and T. Okoshi, "Analysis of wave propagation in optical fibers having core with α -power refractive index distribution and uniform cladding," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. MTT-24, pp. 416-421, 1976.
- [145] M. Imai and E.H. Hara, "Excitation of the fundamental and low-order modes of optical fiber waveguide with Gaussian beam 2: offset beams," Appl. Opt., vol. 14, pp. 169-173, 1975.
- [146] W.A. Gambling, H. Matsumura, and C.M. Ragdale, "Zero-mode dispersion in single-mode fibers," Electron. Lett., vol. 14, pp. 618-620, 1978.
- [147] 北山, 加藤, 立田, "単一モードファイバケーブルにおける実効的遮断波長", 昭和55年度電子通信学会通信部門全国大会, 322.
- [148] Y. Kato, K. Kitayama, S. Seikai, and M. Uchida, "Effective cutoff wavelength of the LP₁₁ mode in single-mode fiber cable," to appear in the January 1981 issue of IEEE J. Quantum Electron.
- [149] M. Kawachi, M. Horiguchi, A. Kawana, and T. Miyashita, "OH-ion distribution in preforms of high-silica optical fiber," Jap. J. appl. Phys., vol. 17, pp. 1975-1981, 1981.
- [150] L.G. Cohen, W.G. French, and C. Lin, "Propagation characteristics of double-mode fibers," Proc. Topical Meeting Optical Fiber Communications, Washington, D.C., pp. 98-100, 1979,
L.G. Cohen, W.L. Mammel, C. Lin, and W.G. French, "Propagation characteristics of double-mode fibers," Bell Syst. Tech. J., vol. 59, pp. 1061-1072, 1980.
- [151] K. Kubota, M. Minakata, S. Saito, and S. Uehara, "Temperature stabilized optical waveguide modulator," Opt. and Quantum Electron., vol. 10, pp. 205-210, 1978.
- [152] Y. Katsuyama, M. Tokuda, N. Uchida, and M. Nakahara, "A new method for measuring V-value of single-mode optical fiber," Electron. Lett., vol. 12, pp. 669-671, 1976.
- [153] 例えば, A. Yariv, Introduction to optical electronics, Holt, Rinehart and Winston, Inc., 1971, ch. 9.
- [154] E.P. Ippen, "Low-power quasi-CW Raman oscillator," Appl. Phys. Lett., vol. 16, pp. 303-305, 1970.

- [155] R.H. Stolen, E.P. Ippen, and A.R. Tynes, "Raman oscillation in glass optical waveguide," Appl. Phys. Lett., vol. 20, pp. 62-64, 1972.
- [156] E.P. Ippen and R.H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," Appl. Phys. Lett., vol. 21, pp. 539-541, 1972.
- [157] R.G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering," Appl. Opt., vol. 11, pp. 2489-2494, 1972.
- [158] R.H. Stolen, "Nonlinearity in fiber transmission," Proc. IEEE, vol. 68, pp. 1232-1236, 1980.

付録 1 本論文に関する原著論文

- [1] 北山, 池田, “多モード光ファイバのモード分析”, 昭和 53 年度電子通信学会光・電波部門全国大会, 408.
- [2] 北山, 立田, 青海, 内田, “多モード放物形ファイバのモード分布測定法とその応用”, 信学技報, OQE79-11, pp. 77-84, 1979.
- [3] K. Kitayama, M. Tateda, S. Seikai, and N. Uchida, "Determination of mode power distribution in a parabolic-index optical fibers: theory and application," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-15, pp. 1161, Oct. 1979.
- [4] 北山, 立田, 青海, 内田, “多モードグレーデッド形ファイバのモード分析”, 研究実用化報告, vol.29, pp. 1027-1038, 1980.
- [5] K. Kitayama, S. Seikai, and N. Uchida, "Impulse response prediction based on experimental mode coupling coefficients in a 10 km-long graded-index fiber," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-16, pp. 356-362, 1980.
- [6] 北山, 池田, “モード結合係数の測定”, 昭和 53 年度電子通信学会総合全国大会, 877.
- [7] 北山, 池田, “多モードファイバにおけるモード結合係数の測定”, 信学技報, CS 77-195, 1978.
- [8] K. Kitayama and M. Ikeda, "Mode coupling coefficient measurements in optical fibers," Appl. Opt., vol. 17, pp. 3979-3983, 1978.
- [9] K. Kitayama and M. Ikeda, "Mode mixing effects in optical fibers caused by sheathing and multi-stranding measurements," Appl. Opt., vol. 17, pp. 3660-3664, 1978.
- [10] 大橋, 北山, 青海, “グレーデッド形光ファイバケーブルのモード結合”, 昭和 56 年度電子通信学会総合全国大会, 932.
- [11] 北山, 青海, 内田, “多モードグレーデッド形ファイバのモード結合係数の測定に基づく伝送帯域の推定”, 昭和 55 年度電子通信学会総合全国大会, 957.
- [12] 北山, 青海, 池田, “多モード光ファイバのモード結合と伝送特性”, 研究実用化報告, vol. 30 掲載予定(1981年5月)
- [13] K. Kitayama, M. Ohashi, and S. Seikai, "Mode conversion at splices in multimode graded-index fibers," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-6, pp. 971-978, 1980.

- [14] 大橋, 北山, 青海, “グレーデッド形ファイバの接続部におけるモード変換”, 昭和55年度電子通信学会通信部門全国大会, 317.
- [15] 大橋, 北山, 青海, 内田, “グレーデッド形ファイバの接続点におけるモード結合”, 信学技報, OQE 80-1, pp. 81-88, 1981.
- [16] M. Ikeda, Y. Murakami, and K. Kitayama, "Mode scrambler in optical fiber," Appl. Opt., vol. 16, pp. 1045-1049, July 1977.
- [17] K. Kitayama and M. Ikeda, "Leaky mode effect in spliced graded-index fibers," Appl. Phys. Lett., vol. 30, pp. 227-228, March 1977.
- [18] 坂口, 菅原, 田中, 小林, 北山, 堀口, “光ファイバ伝送損失の距離依存性”, 昭和56年度電子通信学会総合全国大会, 1876.
- [19] 北山, 青海, 加藤, 内田, 干吉良, 福田, “長波長帯用グレーデッド形ファイバの伝送特性”, 昭和54年度電子通信学会総合全国大会シンポジウム, S3-9.
- [20] 北山, 青海, 加藤, 内田, 中川, 稲田, “1.27 μm におけるグレーデッド形ファイバの伝送特性”, 信学技報, CS78-211, pp.43-48, 1978.
- [21] K. Kitayama, S. Seikai, Y. Kato, N. Uchida, O. Fukuda, and K. Inada, "Transmission characteristics of long spliced graded-index optical fibers at 1.27 μm ," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-15, pp. 638-642, 1979.
- [22] 石原, 青海, 望月, 勝山, 北山, “所内実験用光ケーブル — 設計と特性 —”, 研究実用化報告, vol.29, pp. 217-231, 1980.
- [23] M. Ikeda and K. Kitayama, "Transmission characteristics of mode scrambler loaded long length graded index fibers," in Tech. Dig. Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Commun., pp. 419-422, 1977.
- [24] M. Ikeda and K. Kitayama, "Transfer function of long length spliced graded index fibers loaded mode scramblers," Appl. Opt., vol. 17, pp. 63-67, 1978.
- [25] S. Seikai, N. Kashima, K. Kitayama, and N. Uchida, "Optimum design of graded-index fiber structure," presented at the Topical Meeting on Optical Fiber Commun., Washington, D.C., ThC3, 1979.
- [26] 青海, 立田, 北山, 内田, 加島, “グレーデッド形多モード光ファイバの設計”, 信学技報, OQE 79-11, pp. 85-92, 1979.

- [27] S. Seikai, M. Tateda, K. Kitayama, and N. Uchida, "Optimization of multimode graded-index fiber parameters: design consideration," Appl. Opt., vol. 19, pp. 2860-2865, 1980.
- [28] K. Kitayama, Y. Kato, S. Seikai, and N. Uchida, "Structural optimization for two-mode optical fiber: theory and experiment," to appear in the June 1981 issue of IEEE J. Quantum Electron.
- [29] 北山, 加藤, 青海, "2モード光ファイバの最適構造設計", 昭和56年度電子通信学会総合全国大会, 980.
- [30] 左貝, 北山, 池田, 加藤, 木村, "広帯域光ファイバの大口径化", 信学技報, CS77-31, pp.49-56, 1977.
- [31] 左貝, 北山, 池田, 加藤, 木村, "広帯域光ファイバの大口径化", 昭和53年度電子通信学会総合全国大会, 835.
- [32] J. Sakai, K. Kitayama, M. Ikeda, Y. Kato, and T. Kimura, "Design considerations of broadband dual mode optical fibers," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. MTT-26, pp. 658-665, 1978.
- [33] 加藤, 北山, 青海, 池田, "光ファイバによける低次モード群の伝送特性", 昭和53年度電子通信学会光・電波部門全国大会, 340.
- [34] K. Kitayama, Y. Kato, S. Seikai, N. Uchida, and M. Ikeda, "Experimental verification of modal dispersion free characteristics in two-mode optical fiber," IEEE J. Quantum Electron. (Lett.), vol. QE-15, pp. 6-8, 1979.
- [35] K. Kitayama, Y. Kato, S. Seikai, N. Uchida, M. Akiyama, and O. Fukuda, "Transmission characteristic measurement of two-mode optical fiber with an optimum index-profile," IEEE Tran. Microwave Theory Tech., vol. MTT-28, pp. 604-608, 1980.
- [36] 加藤, 北山, 青海, 内田, "2モード光ファイバの伝送特性", 研究実用化報告, vol. 29, pp.1869-1880, 1980.
- [37] 加藤, 北山, 青海, 立田, "ファイバラマンレーザによる光ファイバ伝送特性の測定", レーザ学会学術講演会第1回年次大会, 講演予稿集, 13p IV 6, 1981.
- [38] K. Kitayama, Y. Kato, S. Seikai, and M. Tateda, "Broadband (0.6 μm -1.8 μm) subnanosecond pulse emission using an ultra-low-loss single-mode fiber" to appear in Appl. Opt.
- [39] 左貝, 北山, 池田, 加藤, 木村, "2モード伝送による広帯域光ファイバ", 研究実用化報告, vol. 27, pp.2421-2432, 1978.

付録 2 その他の発表論文

- [1] 北山, 熊谷, “非相反光 IC モード変換器の解析”, 信学技報, MW 75-14, 1976.
- [2] 北山, 熊谷, “非相反光 IC モード変換器の解析”, 信学論 (C), vol. 59-C, 8, pp. 498-505 (昭 51-08).
- [3] K. Kitayama and N. Kumagai, "Theory and applications of coupled optical waveguides involving anisotropic or gyrotropic materials," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. MTT-25, pp. 567-572, July 1977.
- [4] 加藤, 北山, 青海, 内田, “直線偏光を用いた LP_{11} モードの遮断波長測定”, 昭和 54 年度電子通信学会総合全国大会, 977.
- [5] Y. Kato, K. Kitayama, S. Seikai, and N. Uchida, "A novel method for measuring the cutoff wavelength of HE_{21} , TE_{01} , and TM_{01} modes," Electron. Lett., vol. 15, pp. 410-411, July 1979.
- [6] S. Suzuki, T. Kuwahara, G. Tanaka, M. Yoshida, M. Kyoto, T. Nakahara, H. Kumamaru, H. Takada, N. Inagaki, and K. Kitayama, "Characteristics of graded-index fiber by VAD method," presented at Optical Communication Conference," Amsterdam, 1979.
- [7] 岩崎, 横田, 堀口, 北山, “長短波長帯におけるグレーデッド形ファイバの特性”, 昭和 55 年度電子通信学会総合全国大会, 882.
- [8] 泉村, 植木, 小倉, 北山, “光ファイバ細径化の検討: その 2”, 昭和 55 年度電子通信学会光・電波部門全国大会, 325.
- [9] 北山, 加藤, 立田, “単一モードファイバケーブルにおける実効的遮断波長”, 昭和 55 年度電子通信学会通信部門全国大会, 322.
- [10] Y. Kato, K. Kitayama, S. Seikai, and N. Uchida, "Effective cutoff wavelength of the LP_{11} mode in single-mode fiber cable," IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-17, pp. 35-39, 1981.
- [11] 立田, 加藤, 北山, 青海, 内田, “単一モード光ファイバパラメータ設計法の検討”, 信学技報, OQE80-132, pp. 33-40, 1981.