

光ファイバの伝送特性に関する研究

1983年 8月

梶 岡 博

光ファイバの伝送特性に関する研究

1983年 8月

梶岡 博

DOC
1983
23
電気系

目 次

第1章 序 論

1.1 歴史的背景	1
1.2 本研究の目的と概要	2

第2章 通信用光ファイバの基礎理論

2.1 序	7
2.2 波動理論による解析	7
2.2.1 スカラー波動方程式	7
2.2.2 S Iファイバの分散方程式	13
2.2.3 LPモード	15
2.2.4 G-Iファイバの解析	16
2.2.5 群遅延時間	21
2.3 光線理論による解析	22
2.3.1 光線理論	22
2.3.2 光線理論と波動理論の対応	24
2.4 ま と め	27

第3章 光ファイバ・ケーブルの伝送特性の解析理論

3.1 序	28
3.2 モード変換要因とモード変換の解釈	28
3.2.1 曲りによる光線の屈折	29
3.2.2 屈折率のゆらぎによる散乱	30
3.3 Ideal Mode によるモードの展開と電力結合方程式	31
3.3.1 モード変換係数	31
3.3.2 電力結合方程式	33
3.4 モード散乱行列を用いた解析理論	36
3.4.1 多モード光ファイバ内のパルス伝搬	36
3.4.2 モード散乱行列の定義	38
3.4.3 モード散乱行列法によるベースバンド伝達関数の導出	42
3.4.4 モード散乱行列法の特長	44
3.5 ま と め	44

第4章 伝送特性とその測定法

4.1 序	45
4.2 伝送損失の測定法	45
4.2.1 伝送損失要因	45
4.2.2 伝送損失測定法 (カットバック法)	46
4.2.3 伝送損失測定の誤差要因	48
4.3 ベースバンドの伝送帯域幅の測定法	50
4.3.1 分散要因	50
4.3.2 伝送帯域幅の定義	50
4.3.3 伝送帯域幅測定法 (周波数掃引法)	51
4.3.4 パルス拡がり測定法	52
4.3.5 光リンクの帯域特性を決める要因	53
4.4 光ファイバの屈折率分布の測定法	59
4.4.1 測定法の種類と特徴	59
4.4.2 透過法の測定原理	63
4.4.3 漏洩モードの影響	64
4.4.4 比屈折率差 Δ の絶対値校正	68
4.4.5 屈折率差と耐応力特性の関係	75
4.4.6 接続損失との関係	79
4.4.7 分布定数の導出	79
4.5 SIファイバのFFPの測定法	81
4.6 まとめ	85

第5章 モード変換効果の数値解析

5.1 序	86
5.2 光ファイバ・ケーブルのモード変換要因	86
5.2.1 ランダム曲りによるモード変換係数	86
5.2.2 心線化によるモード変換	88
5.2.3 心線構造パラメータと伝送特性	91
5.3 レーレー散乱の影響	95
5.4 一様なモード変換がある場合の数値解析	97
5.4.1 モード変換の伝送帯域幅特性への影響	97
5.4.2 励振条件依存性と定常状態	104
5.4.3 レーレー散乱の効果	108

5.5	ま と め	108
-----	-------	-----

第6章 長波長帯GIファイバの伝送特性

6.1	序	109
6.2	長波長帯GIファイバの伝送損失特性	109
6.2.1	伝送損失の内訳	110
6.2.2	内ばりCVD法によるOH基吸収損失の低減	111
6.2.3	モード変換損	113
6.3	伝送帯域幅特性	113
6.3.1	最適グレーディング指数の波長特性	113
6.3.2	透過法による屈折率分布と帯域幅特性との関係	118
6.4	モード散乱行列法による解析	124
6.4.1	解析パラメータ	124
6.4.2	励振条件の影響	124
6.4.3	モード変換パラメータ	126
6.4.4	伝送帯域幅の長さ特性	129
6.5	実験結果の考察	133
6.5.1	屈折率分布定数ゆらぎの推定	133
6.5.2	光ケーブル構造との関係	137
6.6	ま と め	141

第7章 均一コアW形ファイバの伝送特性

7.1	序	142
7.2	基本伝送特性	142
7.2.1	伝搬パラメータ	142
7.2.2	基本伝送特性	145
7.3	中間層幅の伝送特性に及ぼす影響	148
7.3.1	光ファイバ試料と実験方法	148
7.3.2	伝送特性	151
7.3.3	伝送帯域幅の長さ特性	153
7.4	モード散乱行列によるモード変換を考慮した解析	156
7.4.1	解析モデル	156
7.4.2	モード変換パラメータの推定	157
7.4.3	選択規則とモード散乱行列	159

7.4.4	その他の実験結果の検討	163
7.4.5	W形ファイバの定常状態の考察	168
7.5	W形ファイバの耐応力特性	171
7.5.1	W形ファイバとSI形ファイバの比較	171
7.5.2	モード散乱行列法による耐応力特性の解析	178
7.6	ま と め	182

第8章 広帯域アナログ光伝送用多モード光ファイバの検討

8.1	序	183
8.2	多モード光ファイバによる広帯域アナログ光伝送歪	185
8.2.1	光ファイバへの励振モードが変化するモデル	185
8.2.2	レーザと光ファイバの結合による高調波歪	187
8.2.3	試 算 例	190
8.2.4	各種パラメータと $\sqrt{2}$ 次高調波歪の関係	191
8.3	実験結果の考察	192
8.3.1	レーザ出射角のバイアス電流依存性	192
8.3.2	光ファイバへの励振モードの変化	192
8.3.3	歪特性と各種パラメータの関係	195
8.4	多モード光ファイバを用いた伝送限界	195
8.5	ま と め	197

第9章	結 論	198
-----	-----	-----

謝 辞	202
-----	-----

参 考 文 献	203
---------------	-----

付録－1 （第2章の式の導出）

1.1 （280）式の導出	220
1.2 （289）式の導出	220
1.3 （2130）式の導出	220
1.4 （2132）式の導出	222

付録－2 （第3章）

光ファイバ・ケーブルの製造方法

付録－3 （8.3）式の導出	240
----------------------	-----

付録－4 本研究に関連した著者発表論文リスト

4.1 原著論文	241
4.2 日立評論	242
4.3 学会講演論文	243
4.4 研究会での発表資料	245

記 号 表

a	コア半径
A	レーレー散乱係数
A_T	全伝送損失
A_m	第 m モードの減衰定数
$A(\omega, \ell)$	ベースバンド振幅減衰量
$A_{\ell m}$	W形ファイバの第 m モードの漏洩減衰量
A_{core}	コアの減衰定数
A_{clad}	クラッドの減衰定数
A_0	Intrinsic な減衰定数
α	ベキ乗屈折率分布のグレーディング指数
α_{opt}	最適グレーディング指数
α_0	ガラスの分極率
b	光ファイバクラッドの半径 ($2b$ =ファイバ外径), 位相定数を決めるパラメータ
B	モード変換損
$B_{6\text{dB}}$	$A(\omega, \ell)$ が 6 dB となるベースバンド周波数, 一般に光ファイバの伝送帯域幅を $B_{6\text{dB}}$ で定義する。
$B_{3\text{dB}}$	$A(\omega, \ell)$ が 3 dB となるベースバンド周波数
$BW(\ell)$	長さ ℓ の光ファイバの伝送帯域幅
β_m	第 m モードの位相定数
β	位相定数
c	光 速
$c(z)$	Z 方向の曲率関数
C_μ	第 μ モードの電界の振幅
$C(\Delta\beta)$	曲率関数のパワースペクトラム
r	伝送帯域幅の長さ比例定数
Γ	一様モード変換の変換強度
Γ_m	第 m モードのベースバンドの伝搬定数
d	試料厚さ
d_0	モード変換係数の定数
d_{ij}	第 i モードと第 j モードのモード変換係数
$d_m, m \pm 1$	第 m モードと第 $(m \pm 1)$ モードのモード変換係数

D	相関長
\mathbf{D}	モード変換行列
δ	W形ファイバの規格化中間層幅
δ_0	屈折率変化関数の係数 $= 2\Delta$
$\delta\alpha$	グレーディング指数の最適値 α_{opt} からの偏差
$\delta(t)$	デルタ関数
Δ	コアとクラッドの比屈折率差
$\Delta\beta$	GIファイバの隣接モード間の位相定数の差
Δm	モード変換の次数差 (選択規則)
$\Delta\beta_M$	モード変換次数差 Δm が最大となる2つのモードの位相定数値
Δp	W形ファイバのコアとクラッドの比屈折率差
Δq	W形ファイバのコアと中間層の比屈折率差
$\Delta EF(\delta)$	W形ファイバと等しい伝送帯域幅を有するSIファイバの比屈折率差
ΔEX	励振モード数を規定する比屈折率差
$\Delta\lambda$	光源スペクトルの半値幅
\hat{e}_z	Z方向の単位ベクトル
\tilde{E}	屈折率分布関数の α 乗分布曲線からの最小自乗誤差
$\hat{\epsilon}$	電界ベクトル
\hat{E}_t	Z軸と直角方向の電界ベクトル
E_z	Z軸方向の電界のスカラー成分
E_a	電界のスカラー関数
E_f	光ファイバのヤング率
E_N	ナイロンのヤング率
ϵ	誘電率
ϵ_0	真空の誘電率
ϵ_1	コア (GIファイバの場合は中心) の誘電率
ϵ_2	クラッドの誘電率
$\tilde{\epsilon}$	材料分散パラメータ
$\hat{\epsilon}$	電界ベクトル
f	ベースバンドの変調周波数
f_n	ナイロンの収縮力
$f(r)$	半径方向の屈折率分布の変化関数
$f(z)$	Z方向の摂動関数
$f_0(t)$	ガウス形パルスの時間関数

$F(\Omega)$	フーリエ変換
$G_T(\omega)$	光伝送系のベースバンドの伝達関数
$G(\omega, \ell)$	光ファイバのベースバンドの伝達関数
$G_0(\omega, \ell)$	モード変換がないときの光ファイバのベースバンドの伝達関数
\hat{H}	磁界ベクトル
\hat{H}_t	Z軸と直角方向の磁界ベクトル
H_z	Z軸方向の磁界のスカラー成分
\hat{H}	磁界ベクトル
H_a	磁界のスカラー関数
$\langle H^2 \rangle$	突起の高さの分散
η	定常状態の実現度
θ	角度変数
$\theta(f, \ell)$	伝達関数の位相成分
θ	光ファイバへの(からの)入射(出射)角
θ_i	第 <i>i</i> モードの伝搬角
θ_M	最高次モード群の伝搬角
θ_c	臨 界 角
i	モード変数
I	断面2次モーメント
j	モード変数, $\sqrt{-1}$
\hat{j}	電流密度ベクトル
$J(\nu)$	第1種ベッセル関数
k	真空中の波数 $= (2\pi/\lambda)$
K	モード変換強度 $(= d_0 R)$
K_{ij}	第 <i>i</i> モードと第 <i>j</i> モードの振幅結合係数
$K(\nu)$	第2種変形ベッセル関数
ℓ	角度方向のモード変数, 光ファイバ長
L	基本区間長, 光ファイバ長
λ	使用波長
λ_p	中心波長
A	光線周期(2章), 摂動の空間周期
m	モード群次数
M	伝搬モード群数
MEX	励振されているモード群数

M_p	W形ファイバのコアとクラッドで決まる伝搬モード群数
M_q	W形ファイバの伝搬モード群と漏洩モード群の総数
μ	半径方向のモード変数, 透磁率
μ_0	真空中の透磁率
NA_{90}	光強度の90%減衰点で定義される開口数
n	モード変数, 屈折率
n_1	コア(コア中心)の屈折率
n_2	クラッドの屈折率
$n(r)$	屈折率分布関数
N	全伝搬モード数
N_1	群屈折率
ν	モード変数
ξ	放射モードの次数
P	W形ファイバの屈折率分布パラメータ ($= 1 - \Delta p$)
P_0	抵抗力
P_T	モード電力の総和
$P_i(z)$	第 <i>i</i> モードの位置 <i>z</i> における複素数表示した光電力
P_i	第 <i>i</i> モードの複素数表示した光電力
$P(\lambda)$	波長 λ の場合の光ファイバ出射電力
q	W形ファイバの屈折率分布パラメータ ($= 1 - \Delta q$)
r	半径方向の座標
\hat{r}	位置ベクトル
r_t	転回点
R	単位長当りの摂動数
$R(r)$	電磁界の半径方向のスカラー関数
$R(u)$	自己相関関数
\hat{s}	光線方向の単位ベクトル
$S(t)$	変調関数
$S(r)$	光線上の基準点から測った距離
S	モード散乱行列
S_0	基本区間のモード散乱行列
S_{ij}	モード散乱行列の要素
$S(r)$	第 <i>r</i> 番目の区間のモード散乱行列
σ_m	材料分散

σ_M	モード分散
σ_f	材料分散とモード分散を合わせた分散 ($=\sqrt{\sigma_m^2 + \sigma_M^2}$)
σ	分散, 励振モード分布がガウス分布のときのモード励振パラメータ (6章)
t	時間, W形ファイバの中間層幅 (第7章)
t_0	被覆外径/ファイバ外径
T_j	ドラム巻付け張力 (\mathcal{F})
τ_m	第mモードの単位長当りの群遅延時間
u	半径方向の規格化伝搬定数
U	電磁界のスカラー関数
v	規格化周波数
\tilde{v}	W形ファイバのコアと中間層で定義される規格化周波数
v_α	α 乗屈折率分布光ファイバの規格化周波数
v_p	W形ファイバのコアとクラッドで定義される規格化周波数
v_q	W形ファイバのコアと中間層で定義される規格化周波数
w	W形ファイバの伝搬モードのクラッドの規格化伝搬定数
\tilde{w}	W形ファイバの漏洩モードのクラッドの規格化伝搬定数
W	集中荷重
x	屈折率分布関数 $f(r)$ の転回点における値
Y	出力パルス数
z	光ファイバの伝搬軸方向の座標
φ	光の位相
Φ	電磁界のスカラー関数
Ψ	電磁界のスカラー関数
w	光の角周波数 (2章) ベースバンドの変調角周波数 (3章)
w_c	搬送波の角周波数
Ω	摂動の空間周期

第 1 章 序 論

1.1 歴史的背景

光を通信に利用する試みは古くからあったが、光源の問題により 1960 年頃までは具体化しなかった。しかし、1960 年に Maiman^{1.1)} がルビーレーザーを、1962 年に Keyes, Quist 等^{1.2)} が発光ダイオードを発明し、引き続き Hall 等が GaAs 半導体レーザーによる発振を確認するに到り、光を用いた通信方式実現のための創意工夫の歴史が始まった。

はじめは大気中の伝搬が主であったが、1966 年に英国 STL の Kao^{1.6)} は表面波伝送線を光の波長域で通信用に用いることを提案した。更に 1968 年にはガラスの純度を高めることにより光ファイバの伝送損失が低減可能なことを示した。

これに応じて 1970 年に米国 コーニングガラス社の Kapron 等^{1.8)} が伝送損失 20 dB/km 以下の光ファイバを発表し光ファイバ伝送方式が急速にクローズアップした。その後は低損失化が更に進み 2 dB/Km 程度の光ファイバを製造するのに 3 年とかからなかった。^{1.9)} 1970 年代後半は光ファイバの伝送特性の理論限界へのアプローチの歴史であり、波長 1.3 μm で 0.5 dB/km、1.55 μm で 0.2 dB/km^{1.10)} の超低損失の光ファイバが製造可能となった。

表 1.1 に光ファイバのもつ基本的な特長を示す。単繊維の外径は 0.1 ~ 0.2 mm であるから補強を施し数 10 心の多心に集合しても光ケーブルとして外径が 10 mm 以下となり、優れた伝送特性、可撓性を有する。これらの特長を考えると光ファイバは伝送媒体としては通信技術史上画期的なものと言える。図 1.1 に応用分野を示す。

光ケーブルシステム実用化に先立ち実証試験がベル研^{1.11)}、電々公社^{1.12)}、東京電力(株) - 日立、関西電力(株) - 日立^{1.13, 1.14)} 等で行われてきた。現在、このような長距離通信の対象となっている光ファイバは、米国 コーニング社の火炎加水分解法^{1.15)} やベル研究所における化学気相法^{1.16)} (Modified Chemical Vapor Deposition: MCVD 法) や日本電信電話公社における気相軸付け法^{1.17)} (Vapor Phase Axial Deposition: VAD 法) やそれと類似の日立 - 日立電線におけるスート堆積法^{1.18)} 等によって製造されている。

光ファイバ素線の製造技術の改良、特に石英ガラスの零分散波長域である 1.3 μm 帯での低損失化、広帯域化^{1.19)} 及び長波長帯用送受光素子の開発^{1.20)} により数 10 km の無中継伝送が可能となってきた。

しかしながら、実際に製造される光ファイバ、ケーブルには以下に述べるようなある程度避けられない摂動が存在する。すなわち光ファイバの軸方向の形状の変動、屈折率分布の変動、補強材によるマイクロベンド^{1.21)} 等の摂動がモード変換を生じさせる。光ファイバ内のモード変換を論じた文献は枚挙にいとまがない。^(例えば 1.22) ~ 1.29)

現在のところ、摂動が非常に小さく、数 10 km の長距離伝送が可能な低損失な光ファイバの長尺における伝送特性を微小なモード変換の累積効果を考慮して解析する理論は見当たらない。

そこで本論文では、多モード光ファイバについては20 km以上の長尺での伝送特性を定量的に解析する方法について明らかにする。

GI (グレーデッド形 ; Graded Index) ファイバと半導体レーザを利用した広帯域アナログ光伝送系においては歪、雑音が実用化の障害になっている。^{1.30)} 多モード光ファイバを用いた伝送系における光強度変調信号の高調波歪の発生機構の解明が必要である。

コアとクラッドの間に低屈折率層を設けたW形ファイバ^{1.31~1.32)}を用いた10 km程度の伝送特性の解析は中距離の光ファイバ伝送系の設計に必要である。

以上に述べた内容を解明するためには、光ファイバ伝送理論の十分な理解に基づいたモード変換理論の新たな展開が必要である。

また光ファイバの伝送特性の評価法、光ファイバ・ケーブルの製造原理などに関する十分な考察が必要である。

1.2 本研究の目的と概要

本研究の目的は主に光ファイバ内に摂動すなわち軸方向の形状や屈折率の変動等がある場合に生じるモード変換効果を明らかにすることである。本論文の構成および各章間の関連を図1.2に示す。矢印の方向に議論が展開していく。

表 1.1 光ファイバの基本的特長

項 目		具 体 的 な 特 長
1	耐電磁誘導	無誘導，雑音対策不要
2	非導電	機器間アイソレータとして有効
3	無漏話	多心化，高品質伝送可能
4	低損失	長距離無中継伝送可能
5	大容量	100 M~1 GHz ($\ell = 1$ km) の広帯域伝送可能
6	細心，軽量	布設工法，布設スペースの経済性が高い
7	耐環境性	耐火性，耐水性，耐腐食性に富む
8	省資源性	石英主体で細心化と合せて効果大

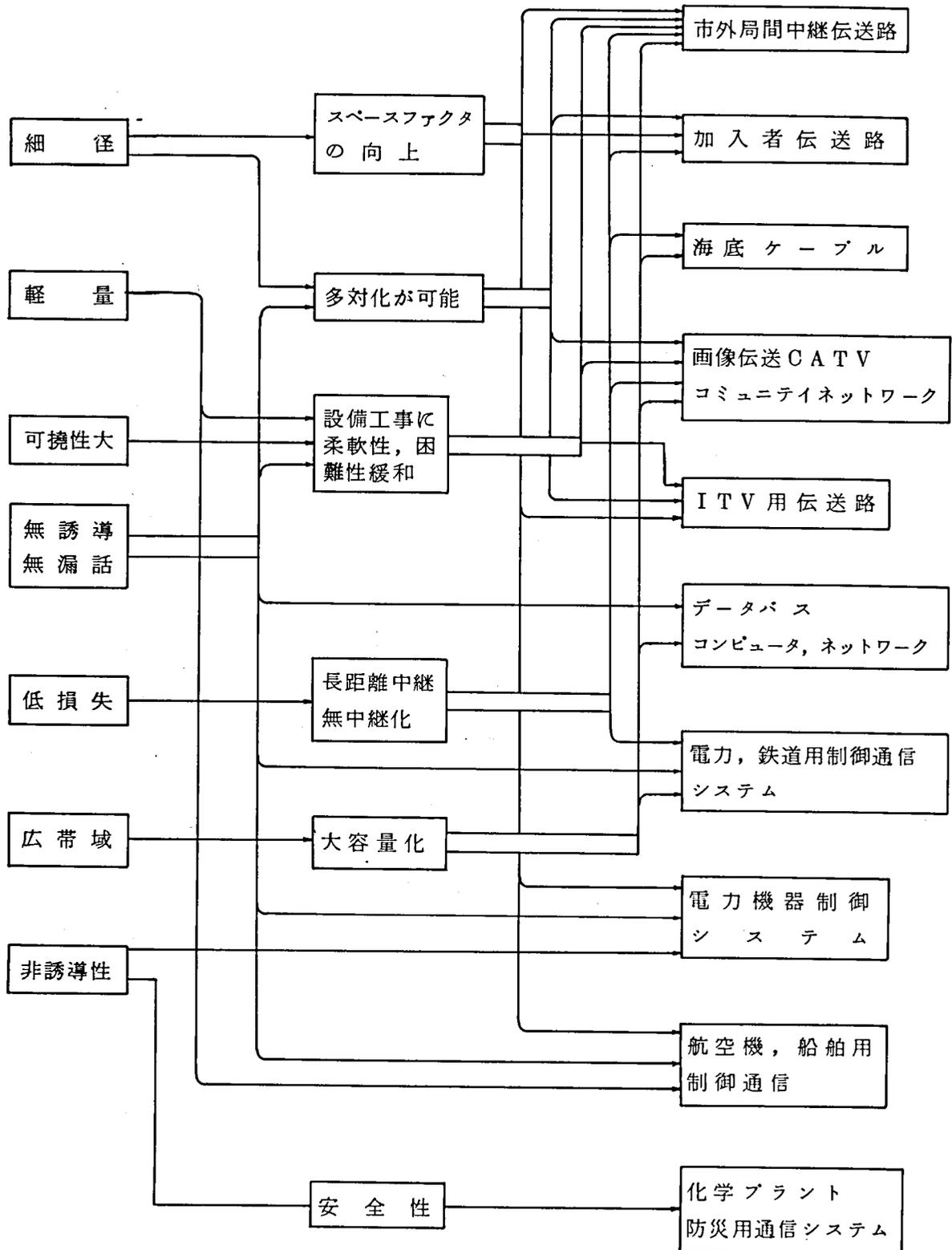


図 1.1 光ファイバの特長と応用分野

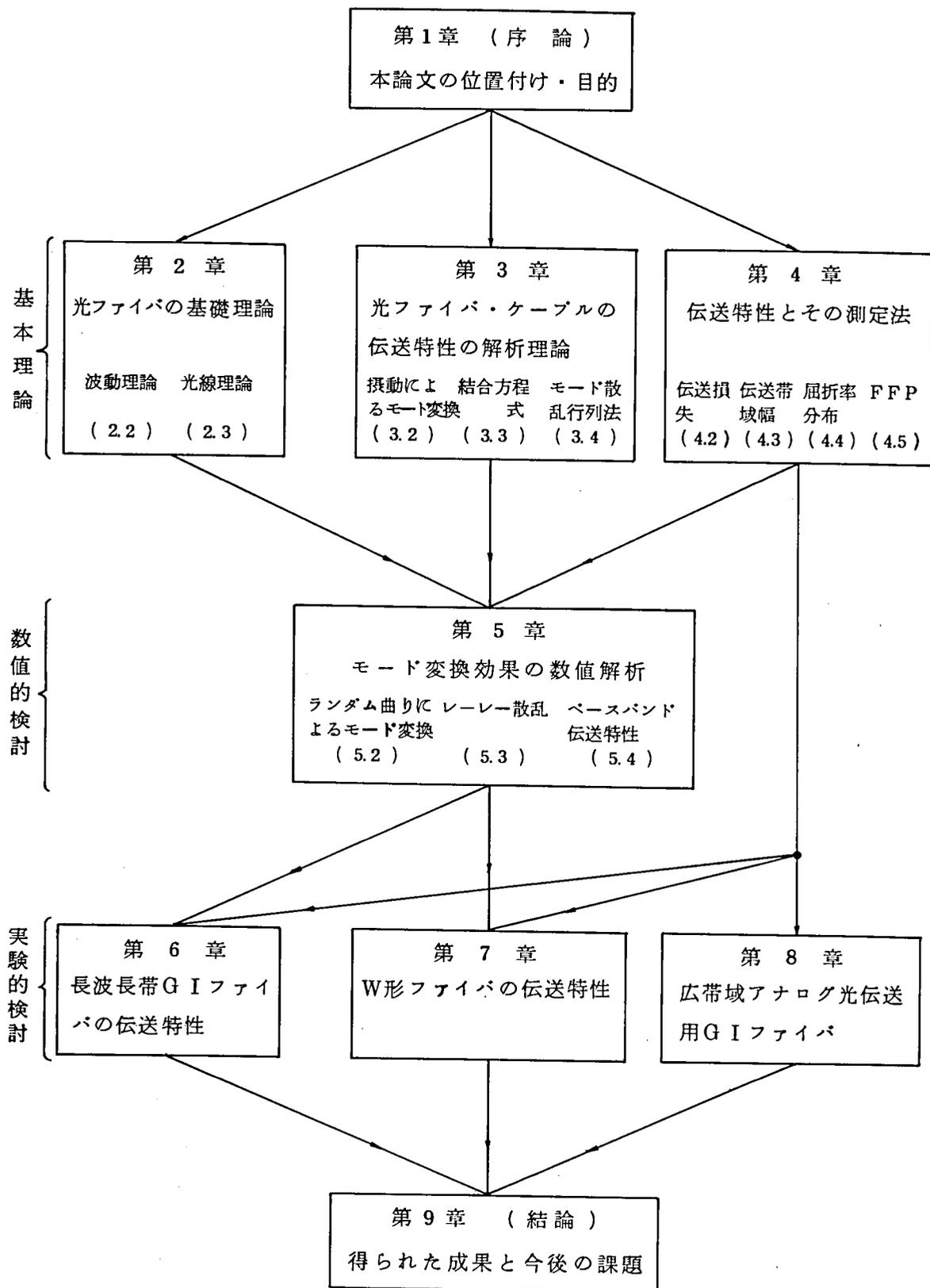


図 1.2 本論文の構成

第2章ではS I (均一コア形; Step Index) ファイバも含めいわゆる α 乗屈折率分布^{1.33)}を有する光ファイバ内の電磁界の波動理論による解析を行いモードの分類について述べる。この章では理想的な円形ファイバでかつWeakly guidingの近似^{1.34)}が成立する仮定のもとで電磁界を解析しLP (Linearly Polarized) モードに対する伝搬定数等を求める。第2章は後章に対する準備的内容を含む。

第3章では摂動のある光ファイバのモード変換理論を述べる。この章は第5章, 第6章, 第7章の基本となる内容を含んでいる。光ファイバ内のモード変換の要因に関する考察をはじめに行ない, 次に電力結合方程式を導く。これらを基にして数10 kmの長尺光ファイバの伝送特性の数値解析法としてモード散乱行列法を提案する。

第4章では伝送特性の評価方法について述べる。伝送損失, ベースバンドの伝送帯域幅, モード分布, 屈折率分布などにつき理論と実験結果を示す。

第5章ではモード散乱行列法を用い多モード光ファイバの伝送特性の数値計算を行なう。プラスチック補強層によって生じるマイクロベンドに起因するモード変換係数とレーレー散乱によるモード変換係数を定量的に検討する。またモード励振条件の影響を把握するために一様なモード変換がある場合の数値計算を行ないベースバンド伝送帯域幅のモード変換強度, モード励振条件依存性の傾向を把握する。

第6章では1.3 μm の長波長における20 km以上の無中継伝送用GIファイバの伝送特性の解析を行う。モード散乱行列法による数値計算と実際の伝送特性との比較検討によりモード変換パラメータの決定を行なう。透過法^{1.35), 1.36)}による屈折率分布の測定結果を考察し, 伝送帯域幅特性に影響を及ぼす要因を検討する。

第7章では第6章と同様にW形ファイバの伝送特性の解析を中間層幅の効果に着目して行なう。この章では伝送帯域幅の等しいS IファイバとW形ファイバの耐応力特性の比較に関する実験的検討を行ないモード散乱行列法を用いて考察する。

第8章ではGIファイバと半導体レーザで構成される広帯域アナログ光伝送系における高調波歪, 特に光ファイバ伝送によって発生する歪特性の解析を光線理論を用いて行なう。光ファイバ伝送によって歪特性が劣化するメカニズムの解析と歪の定量的な表現について述べる。

第9章では第2章から第8章の各章で得られた結果をまとめて結論を述べる。

なお本論文で扱う光ファイバの種類を表1.2に示す。

表 1.2 本論文で扱う光ファイバ

光ファイバの種類			関連の章
多 モ ー ド 光 フ ァ イ バ	S I 形	W形ファイバ	第 7 章
		プラスチッククラッドファイバ	第 4 章の 1 部
	G I 形	長波長帯 G I ファイバ	第 6 章及び第 5 章の 1 部
		アナログ光伝送用 G I ファイバ	第 8 章

第2章 通信用光ファイバの基礎理論

2.1 序

本章では後章で必要な光ファイバ内の電磁波の振舞いに関する理論について述べる。波動理論を用いてモードの分類について述べ、 α 乗屈折率分布光ファイバに対し波動方程式のWKB解析を行ない位相定数を導く。

α 乗屈折率分布を有するGIファイバの解析は $\alpha \rightarrow \infty$ の場合にSIファイバを含む点で重要である。光線理論は多モード光ファイバ内の電磁波の振舞いを直観的に把握できる点で重要であり、本論文では第8章の広帯域アナログ光伝送用多モード光ファイバの設計に適用する。

位相定数の導出は光強度変調(光IM)方式における光ファイバのベースバンドの伝送特性を解析する場合の基本となる。

2.2 波動理論による解析

2.2.1 スカラー波動方程式

図2.1に示すように光ファイバの中心軸に沿って円筒座標系 (r, θ, z) を設定する。光ファイバ中の電磁界を進行方向の電界成分 H_z とそれに直角方向の \hat{E}_t, \hat{H}_t 成分に分けて次の様に表わす。

$$\hat{E} = [\hat{E}_t(r, \theta) + \hat{e}_z E_z(r, \theta)] \exp \{ j(\omega t - \beta z) \} \quad (2.1)$$

$$\hat{H} = [\hat{H}_t(r, \theta) + \hat{e}_z H_z(r, \theta)] \exp \{ j(\omega t - \beta z) \} \quad (2.2)$$

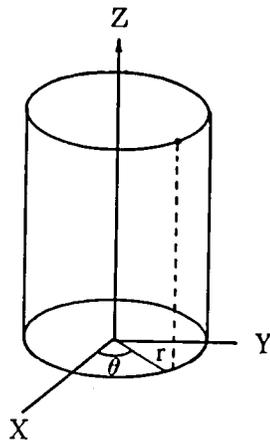


図2.1 光ファイバの円筒座標系

ここで \hat{e}_z は z 方向の単位ベクトル, ω は光の角周波数, β は z 方向の位相定数である。
 (21), (22) 式をマクスウェルの方程式に代入し若干の計算を行うと²¹⁾ E_z, H_z に関する次の方程式を得る。

$$\frac{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2}{\epsilon} \operatorname{div} \left[\frac{\epsilon \operatorname{grad} E_z}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \right] + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) E_z - \operatorname{grad} \left[\ln \frac{\epsilon \mu}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \right] \left[\hat{e}_z \times \frac{\omega \mu}{\beta} \operatorname{grad} H_z \right] = 0 \quad (23)$$

$$\frac{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2}{\mu} \operatorname{div} \left[\frac{\mu \operatorname{grad} H_z}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \right] + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) H_z + \operatorname{grad} \left[\ln \frac{\epsilon \mu}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \right] \left[\hat{e}_z \times \frac{\omega \epsilon}{\beta} \operatorname{grad} E_z \right] = 0 \quad (24)$$

ここで ϵ, μ はそれぞれ誘電率, 透磁率を表わす。

ガラスは通常, 磁性体ではないので $\mu = \mu_0$ (真空の透磁率) とする。

\hat{E}_t, \hat{H}_t は軸方向成分を用いて次の様に表わせる。

$$\hat{E}_t = -j \frac{\beta}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \left[\operatorname{grad} E_z - \frac{\omega \mu}{\beta} \hat{e}_z \times \operatorname{grad} H_z \right] \quad (25)$$

$$\hat{H}_t = -j \frac{\beta}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \left[\operatorname{grad} H_z + \frac{\omega \epsilon}{\beta} \hat{e}_z \times \operatorname{grad} E_z \right] \quad (26)$$

(23), (24) 式を導いたのと同様に \hat{E}_t, \hat{H}_t が満たす次のいわゆるベクトル波動方程式が導ける。

$$\nabla^2 \hat{E}_t + (\omega^2 \epsilon \mu_0 - \beta^2) \hat{E}_t + \operatorname{grad} \left[\frac{\operatorname{grad} \epsilon}{\epsilon} \cdot \hat{E}_t \right] = 0 \quad (27)$$

$$\nabla^2 \hat{H}_t + (\omega^2 \epsilon \mu_0 - \beta^2) \hat{H}_t + \frac{\operatorname{grad} \epsilon}{\epsilon} \times \operatorname{rot} \hat{H}_t = 0 \quad (28)$$

誘電率 ϵ は半径方向の座標 r のみの関数であると仮定し

$$\epsilon(r) = \epsilon_1 [1 - f(r)] \quad (29)$$

で表わす。

但し, ϵ_1 は $\epsilon(r)$ の最大値とし, $1 > f(r) \geq 0$ とする。

E_z, H_z を r と θ の関数に分離し, 次のように表わす。

$$E_z = \frac{\omega^2 \varepsilon_1 \mu_0}{\beta} \phi(r) \cos(n\theta + \varphi_n) \quad (2.10)$$

$$H_z = \omega \varepsilon_1 \psi(r) \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (2.11)$$

ここで $\phi(r)$, $\psi(r)$ は未知のスカラー関数である。また n は方位角 θ 方向の電磁界の周期性を与えるために整数であり、 φ_n は 0 又は $\frac{\pi}{2}$ とする。(2.10), (2.11) 式を (2.3), (2.4) 式へ代入すると ϕ , ψ が満たす次の方程式を得る。

$$\frac{x-f}{1-f} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\left(\frac{1-f}{x-f} \right) r \frac{d\phi}{dr} \right] + \left[\omega^2 \varepsilon_1 \mu_0 (x-f) - \frac{n^2}{r^2} \right] \phi + \frac{n}{r} \frac{x-f}{1-f} \psi \frac{d}{dr} \left(\frac{1-f}{x-f} \right) = 0 \quad (2.12)$$

$$(x-f) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{x-f} r \frac{d\psi}{dr} \right] + \left[\omega^2 \varepsilon_1 \mu_0 (x-f) - \frac{n^2}{r^2} \right] \psi + \frac{n}{r} \frac{x-f}{1-f} \phi \frac{d}{dr} \left(\frac{1-f}{x-f} \right) = 0 \quad (2.13)$$

ここで

$$x = 1 - \frac{\beta^2}{\omega^2 \varepsilon_1 \mu_0} \quad (2.14)$$

である。

(2.10), (2.11) 式を (2.5), (2.6) 式へ代入すると横方向の電界, 磁界成分は ϕ , ψ を用いて次の様に表わせる。

$$E_r = -j \frac{1}{x-f} \left[\frac{d\phi}{dr} + \frac{n}{r} \psi \right] \cos(n\theta + \varphi_n) \quad (2.15)$$

$$E_\theta = j \frac{1}{x-f} \left[\frac{d\psi}{dr} + \frac{n}{r} \phi \right] \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (2.16)$$

$$H_r = -j \frac{\beta}{\omega \mu_0} \frac{1}{x-f} \left[\frac{d\psi}{dr} + \frac{1-f}{1-x} \frac{n}{r} \phi \right] \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (2.17)$$

$$H_\theta = -j \frac{\beta}{\omega \mu_0} \frac{1}{x-f} \left[\left(\frac{1-f}{1-x} \right) \frac{d\phi}{dr} \frac{n}{r} + \frac{n}{r} \psi \right] \cos(n\theta + \varphi_n) \quad (2.18)$$

次に各モードに対するスカラー波動方程式を導く。モードを表 2.1 に示すように 4 グループに分類する。

表 2.1 光ファイバのモードの分類表

モード	パラメータの条件	備	考
TEモード	$n = 0, \phi = 0, \psi \neq 0$	$E_z = 0$	軸対称, θ 方向に一樣な電磁界分布
TMモード	$n = 0, \psi = 0, \phi \neq 0$	$H_z = 0$	
EHモード	$n \geq 1 \quad \phi = (\phi + \psi) / 2 = 0$	$H_z \neq 0, E_z \neq 0$	E_z の寄与が大きい
HEモード	$n \geq 1 \quad \psi = (\phi - \psi) / 2 = 0$		H_z の寄与が大きい

(1) TEモード

$n = 0, \phi = 0$ である場合を考えると, (2.10), (2.15), (2.18)式より $E_z = E_r = H_\theta = 0$ である。

$$R(r) = j \frac{1}{x-f} \frac{d\psi}{dr} \quad (2.19)$$

とおき (2.13)式へ代入し, 更に (2.19)式を用いると次の微分方程式が得られる。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dR}{dr} \right) + \left[\omega^2 \epsilon_1 \mu_0 (x-f) - \frac{1}{r^2} \right] R = 0 \quad (2.20)$$

これがTEモードに対する基本方程式である。これを解き $R(r)$ を求めれば (2.11), (2.15)~(2.18)式より零でない電磁界成分は次の様に表わされる。

$$E_\theta = R(r) \quad (2.21)$$

$$H_r = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} R(r) \quad (2.22)$$

$$H_z = j \frac{1}{\omega \mu_0} \left[-\frac{dR}{dr} + \frac{1}{r} R \right] \quad (2.23)$$

(2) TMモード

$n = 0, \psi = 0$ である場合を考えるとTEモードの場合と同様に $H_z = H_r = E_\theta = 0$ である。

$$R(r) = -j \frac{1}{x-f} \frac{d\phi}{dr} \quad (2.24)$$

とおくと前と同様に, TMモードの基本方程式が次の様に求められる。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dR}{dr} \right) + \left[\omega^2 \epsilon_1 \mu_0 (x-f) - \frac{1}{r^2} \right] R = 0 \quad (225)$$

(210)式, (215)~(218)式を用いて

$$E_r = R(r) \quad (226)$$

$$E_z = -j \frac{1}{\beta} \left[-\frac{dR}{dr} + \frac{1}{r} R \right] \quad (227)$$

$$H_\theta = \frac{\beta}{\omega \mu_0} R(r) \quad (228)$$

[3] ハイブリッドモード

$n \neq 0$ の場合には解析が複雑となる。通信用光ファイバは通常、コアとクラッドの屈折率差が小さいので(212)~(218)式において次の近似が使える。

$$1-f \doteq 1, \quad 1-x = \beta^2 / (\omega^2 \epsilon_1 \mu_0) \doteq 1 \quad (229)$$

次に, (212), (213)式を用い

$$\phi = \frac{\Phi + \Psi}{2} \quad (230)$$

$$\psi = \frac{\Phi - \Psi}{2} \quad (231)$$

で新たなスカラー関数を定義すれば次の微分方程式が得られる。

$$(x-f) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{r}{x-f} \frac{d\psi}{dr} \right] + \left[\omega^2 \epsilon_1 \mu_0 (x-f) - \frac{n^2}{r^2} \right] \psi - \frac{n}{r} (x-f) \psi \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{x-f} \right) = 0 \quad (232)$$

$$(x-f) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{r}{x-f} \frac{d\phi}{dr} \right] + \left[\omega^2 \epsilon_1 \mu_0 (x-f) - \frac{n^2}{r^2} \right] \phi + \frac{n}{r} (x-f) \phi \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{x-f} \right) = 0 \quad (233)$$

[3.1] EHモード

$n \neq 0$, $\psi = \phi = -\Psi$ である。

$$R(r) = -j \frac{1}{x-f} \left[\frac{d\psi}{dr} - \frac{n}{r} \psi \right] \quad (234)$$

とおき、(232)式を用いると次の微分方程式が得られる。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dR}{dr} \right) + \left[\omega^2 \epsilon_1 \mu_0 (x-f) - \frac{(n+1)^2}{r^2} \right] R = 0 \quad (235)$$

(235)式を解き $R(r)$ が求められれば電磁界の各成分は次の様に表わされる。

$$E_r = R(r) \cos(n\theta + \varphi_n) \quad (236)$$

$$E_\theta = R(r) \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (237)$$

$$E_z = -j \frac{1}{\beta} \left[\frac{dR}{dr} + \frac{n+1}{r} R \right] \cos(n\theta + \varphi_n) \quad (238)$$

$$H_r = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} R(r) \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (239)$$

$$H_\theta = \frac{\beta}{\omega \mu_0} R(r) \cos(n\theta + \varphi_n) \quad (240)$$

$$H_z = j \frac{1}{\omega \mu_0} \left[\frac{dR}{dr} + \frac{n+1}{r} R \right] \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (241)$$

[3.2] HE_z-モード

$n \neq 0$, $\phi = \psi = \phi$ である。

$$R(r) = -j \frac{1}{x-f} \left[\frac{d\phi}{dr} + \frac{n}{r} \phi \right] \quad (242)$$

とおき(233)式を用いると次の微分方程式が得られる。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dR}{dr} \right) + \left[\omega^2 \epsilon_1 \mu_0 (x-f) - \frac{(n-1)^2}{r^2} \right] R = 0 \quad (243)$$

(243)式を解き $R(r)$ が求められれば電磁界の各成分は次の様に表わされる。

$$E_r = R(r) \cos(n\theta + \varphi_n) \quad (244)$$

$$E_\theta = -R(r) \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (245)$$

$$E_z = -j \frac{1}{\beta} \left[\frac{dR}{dr} - \frac{n-1}{r} R \right] \cos(n\theta + \varphi_n) \quad (2.46)$$

$$H_r = \frac{\beta}{\omega \mu_0} R(r) \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (2.47)$$

$$H_\theta = \frac{\beta}{\omega \mu_0} R(r) \cos(n\theta + \varphi_n) \quad (2.48)$$

$$H_z = -j \frac{1}{\omega \mu_0} \left[\frac{dR}{dr} - \frac{n-1}{r} R \right] \sin(n\theta + \varphi_n) \quad (2.49)$$

(2.20), (2.25), (2.35), (2.43) 式より光ファイバ内の電磁界を求めるためには微分方程式

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dR}{dr} \right) + \left[\omega^2 \varepsilon(r) \mu_0 - \beta^2 - \frac{\ell^2}{r^2} \right] R = 0 \quad (2.50)$$

を解けばよいことがわかる。但し、上式でパラメータ ℓ は

$$\ell = \begin{cases} 1 & : \text{TEモード, TMモード} & (n=0) \\ n+1 & : \text{EHモード} & (n \geq 1) \\ n-1 & : \text{HEモード} & (n \geq 1) \end{cases} \quad (2.51)$$

である。(2.50)式は通常光ファイバのスカラー波動方程式と呼ばれている。

2.2.2 SIファイバの分散方程式

SIファイバの場合には $\varepsilon(r) = \varepsilon_1 = \text{一定}$ であるから、(2.50)式はベッセルの微分方程式となり簡単に解くことが出来る。 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ をそれぞれコア、クラッドの誘電率とする。位相定相 β が

$$\omega^2 \varepsilon_2 \mu_0 \leq \beta^2 \leq \omega^2 \varepsilon_1 \mu_0 \quad (2.52)$$

の範囲にある伝搬モードに限定すれば

$$R(r) = \begin{cases} R(a) J_m(ur/a) / J_m(u) & : 0 \leq r \leq a \\ R(a) K_m(wr/a) / K_m(w) & : r \geq a \end{cases} \quad (2.53)$$

と表わされる。ここで a はコア半径、 J_m, K_m はそれぞれ第 m 次の第1種ベッセル関数、第2種変形ベッセル関数である。 u, w は半径方向の正規化伝搬定数であり

$$u = \sqrt{k^2 n_1^2 - \beta^2} \quad a \quad (2.54)$$

$$w = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_2^2} \quad a \quad (2.55)$$

で与えられる。但し、 n_1 、 n_2 はそれぞれコア、クラッドの屈折率であり次式で与えられる。

$$n_i = \frac{\sqrt{\epsilon_i \mu_0}}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{\sqrt{\epsilon_i}}{\sqrt{\epsilon_0}}, \quad i = 1, 2 \quad (2.56)$$

ここで ϵ_0 は真空中の誘電率である。(2.54)、(2.55)式の k は

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (2.57)$$

で表わされ、真空中の波数を表わす。ここに λ は波長である。コアとクラッドの比屈折率差 Δ 、規格化周波数 v を次式で定義する。

$$\Delta = 1 - \frac{n_2}{n_1} \quad (2.58)$$

$$v = k n_1 a \sqrt{2\Delta} \quad (2.59)$$

(2.54)、(2.55)式より u 、 v 、 w の間に次式の関係が成立する。

$$u^2 + w^2 = v^2 \quad (2.60)$$

(2.53)式より $r > a$ 、すなわちクラッドではベッセル関数の近似式を用いると

$$R(r)_{\text{clad}} \doteq \frac{R(a)}{K_m(w)} \frac{1}{\sqrt{wr/a}} e^{-\frac{w}{a}r} \quad (r \gg a) \quad (2.61)$$

で表わせる。

w が実数、すなわち

$$k n_2 < \beta \leq k n_1 \quad (2.62)$$

の場合は、クラッド内の電磁界は指数的に減衰し、電磁界のエネルギーはコアに強く閉じ込められる。

しかし β が小さくなり

$$\beta < k n_2 \quad (2.63)$$

となった場合には w は虚数となりクラッド内の電磁界は半径方向に振動解となるのでいわゆる放射損失が生じる。

また

$$\beta = k n_2 \quad (2.64)$$

となった場合には $w = 0$ となりカットオフ状態になる。

次にコアとクラッドの境界条件より β を決定する分散方程式が次の様に求められる。

$$-\frac{wK_0(w)}{K_1(w)} = \frac{uJ_0(u)}{J_1(u)} \quad \text{TE}_{0\mu}, \text{TM}_{0\mu} \text{モード} (\ell=1, n=0) \quad (265)$$

$$-\frac{wK_n(w)}{K_{n+1}(w)} = \frac{uJ_n(u)}{J_{n+1}(u)} \quad \text{EH}_{n\mu} \text{モード} (\ell=n+1, n \geq 1) \quad (266)$$

$$\frac{wK_1(w)}{K_0(w)} = \frac{uJ_1(u)}{J_0(u)} \quad \text{HE}_{1\mu} \text{モード} (\ell=0, n=1) \quad (267)$$

$$-\frac{wK_{n-2}(w)}{K_{n-1}(w)} = \frac{uJ_{n-2}(u)}{J_{n-1}(u)} \quad \text{HE}_{n\mu} \text{モード} (\ell=n-1, n \geq 2) \quad (268)$$

ここで添字 n は $R(r)$ の周回方向の変化の数を表わす。

$w=0$ の場合にはカットオフ条件となるから規格化周波数 v は次の様になる。

$$v_c = j_{0,\mu} \quad \text{TE}_{0\mu}, \text{TM}_{0\mu} \text{モード} (n=0) \quad (269)$$

$$v_c = j_{n,\mu} \quad \text{EH}_{n\mu} \text{モード} (n \geq 1) \quad (270)$$

$$v_c = 0 \text{ 及び } j_{1,\mu} \quad \text{HE}_{1\mu} \text{モード} (n=1) \quad (271)$$

$$v_c = j_{n-2,\mu} \quad \text{HE}_{n\mu} \text{モード} (n \geq 2) \quad (272)$$

$j_{n,\mu}$ は第 n 次の第 1 種ベッセル関数の μ 番目の零点を表わす。 $J_n(r)$ は外側に向ってゆっくりに振動しながら減衰する関数であるためモード番号 μ は半径方向に生じる電磁界成分の変化の節の数を表わすパラメータである。

n_1, a, Δ, λ が与えられれば v が求められ、(265)~(268) 式の 1 つの式と連立させれば u, w が求められる。従って (25.4), (25.5) 式から β が求められる。SIファイバの場合には、

$$\beta = k n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \frac{u^2}{v^2}} \quad (273)$$

となる。

2.2.3 LPモード

(2.2.9) 式の条件は比屈折率差 Δ で表わせれば

$$\Delta = 1 - \frac{n_2}{n_1} \ll 1 \quad (274)$$

と同じであり、これを "Weakly guiding" の近似²²⁾ と言う。この近似のもとでは電磁界分布はほぼ直線偏光 (Linear Polarized Light) と見なせ²²⁾ 簡単な式で表わせる。 $n_1 \approx n_2$ の条件下では (265)~(268) 式は

$$u J_{\ell \pm 1}(u) / J_{\ell}(u) = \mp w K_{\ell \pm 1}(w) / K_{\ell}(w) \quad (275)$$

というひとつの特性方程式で表わされる。この式で特徴づけられる直線偏光モードをLPモードといいLP $\ell\mu$ モードと表わす。LP $\ell\mu$ モードは前に述べたHE $\ell+1, \mu$ モードとEH $\ell-1, \mu$ モードを重ね合わせたモードを表わす。 $\ell=1$ の場合には表2.2に示すようにHE $2\mu, TM_0\mu, TE_0\mu$ モードの重ね合わせを表わし、 $\ell=0$ の場合にはLP 01 モードは基底モードHE 11 モードを表わす。LPモードはほぼ縮退したモード群を重ね合わせたモードであり実際のモードではない。しかし後述するようにモードパラメータ ℓ, μ で新しいパラメータ

$$m = 2\mu + \ell + 1 \quad (2.76)$$

を定義すれば m の等しいモード群はほぼ等しい位相定数を有する。従ってLPモードは光ファイバの伝送特性を解析する場合のモードの分類法として有効である。

表 2.2 LPモードと従来モードとの対照表

LPモード	従来命名法	縮退度	分散方程式
LP 0μ モード ($\ell=0$)	HE 1μ モード(*)	2	$\frac{w K_1(w)}{K_0(w)} = \frac{u J_1(u)}{J_0(u)}$
LP 1μ モード ($\ell=1$)	TE 0μ モード TM 0μ モード HE 2μ モード(*)	4	$-\frac{w K_0(w)}{K_1(w)} = \frac{u J_0(u)}{J_1(u)}$
LP $\ell\mu$ モード ($\ell \geq 2$)	EH $\ell-1, \mu$ モード(*) HE $\ell+1, \mu$ モード(*)	4	$-\frac{w K_{\ell-1}(w)}{K_{\ell}(w)} = \frac{u J_{\ell-1}(u)}{J_{\ell}(u)}$

(*)は直交偏波モードで2重に縮退

2.2.4 GIファイバの解析^{2.3)}

屈折率 n の場所的变化が十分ゆるやかな場合、すなわち $\text{grad } \epsilon$ が十分小さく無視できる場合には(2.7), (2.8)式から

$$\nabla^2 \hat{E}_t + (\omega^2 \epsilon \mu_0 - \beta^2) \hat{E}_t = 0 \quad (2.77)$$

$$\nabla_2 \hat{H}_t + (\omega^2 \epsilon \mu_0 - \beta^2) \hat{H}_t = 0 \quad (2.78)$$

が導ける。 \hat{E}_t, \hat{H}_t を x, y 成分に分解し、 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ として電磁界成分を円筒座標系で

$$E_a \text{ (又は } H_a) = \psi(r) e^{-j\ell\theta} \cdot e^{-j\beta z} \cdot e^{j\omega t}, \begin{pmatrix} E_a = E_y, E_y \\ H_a = H_x, H_y \end{pmatrix} \quad (2.79)$$

と表わすと付録1.1に示すように r のみの関数である ψ に関する微分方程式

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\psi}{dr} \right) + \left\{ k^2 n_f^2 [1 - f(r)] - \beta^2 - \frac{\ell^2}{r^2} \right\} \psi = 0 \quad (2.80)$$

が導かれる。

(2.80)式は(2.50)式と同一の微分方程式である。

以下、WKB法を用いて波動方程式(2.80)式を解く。

ここで、 $\psi(0)$ は有限とし、また $\psi(\infty) = 0$ と仮定する。

$$U = \sqrt{r} \psi \quad (281)$$

と置くと (280) 式は次式に変形される。

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \left\{ k^2 n_1^2 [1 - f(r)] - \beta^2 - \left(\ell^2 - \frac{1}{4} \right) / r^2 \right\} U = 0 \quad (282)$$

また

$$E = k^2 n_1^2 - \beta^2 \quad (283)$$

$$V(r) = k^2 n_1^2 - k^2 n^2(r) + \left(\ell^2 - \frac{1}{4} \right) / r^2 \quad (284)$$

とおくと (282) 式はシュレーディンガーの方程式

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + [E - V(r)] U = 0 \quad (285)$$

となる。

屈折率変化関数 $f(r)$ として

$$f(r) = \delta_0 \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \quad (286)$$

の α 乗関数を考える。またパラメータ b , ξ を次式で定義する。

$$b = \beta_1 a x \sqrt{\delta_0} \quad (287)$$

$$\xi = \sqrt{\delta_0 / x} \frac{r}{a} \quad (288)$$

ここで $\beta_1 = n_1 \cdot 2\pi / \lambda$ である。

(282) 式から付録 1.2 に示す様に次式が導ける。

$$\frac{d^2 U}{d\xi^2} + \left\{ b^2 [1 - f/x] - \frac{\ell^2 - \frac{1}{4}}{\xi^2} \right\} U = 0 \quad (289)$$

ここで転回点を $f(r) = x$ を満たす r として r_t で定義すると (288) 式より次式が導ける。

$$\xi_t = \sqrt{\delta_0 / x} \frac{r_t}{a} \quad (290)$$

ここで領域 I : $0 \leq \xi \leq \xi_t$ と領域 II : $\xi_a \leq \xi \leq \xi_b = \infty$ で (289) 式の解を連結させる問題を考える。但し $0 < \xi_a < \xi_t$ である。領域 I では Makelvey の結果²⁴⁾ を利用すると次の様に解が与えられる。

$$U_I \sim A_I \left[(b\phi_0)^{\frac{1}{2}} / \phi_0^{\frac{1}{2}} \right] J_m(b\phi_0) [1 + O(1/b)] \quad (291)$$

$$\phi_0(\xi) = \int_0^\xi [1 - f(r)/x]^{1/2} d\xi \quad (2.92)$$

$$\phi_0 = [1 - f(r)/x]^{1/2} \quad (2.93)$$

但し, A_I は定数である。(2.91) 式の U_I は $\xi = 0$ で有限であり, $\xi = \infty$ で 0 となる。領域 II では Langer の結果²⁵⁾ を利用すると次の様に解が与えられる。

$$U_{II} \sim A_{II} \left[\left(\frac{3}{2} b \tilde{\phi}_0 \right)^{1/2} \phi_0^{1/2} \right] A_i \left[- \left(\frac{3}{2} b \tilde{\phi}_0 \right)^{3/2} \right] [1 + O(1/b)] \quad (2.94)$$

$$\tilde{\phi}_0 = \int_\xi^{\xi_1} [1 - f(r)/x]^{1/2} d\xi \quad (2.95)$$

ここで A_i は Airy 関数であり $b \tilde{\phi}_0 \rightarrow 0$ で 0 となる。

次に (2.91), (2.94) 式を共通部分で整合させる。Bessel 関数と Airy 関数の漸近展開公式を用いると

$$U_I \sim [A_I (2/\pi)^{1/2}] \cos [b \phi_0 - \frac{\ell}{2} \pi - \frac{\pi}{4}] / \phi_0^{1/2} \quad (2.96)$$

$$U_{II} \sim [A_{II} / \sqrt{\pi}] \cos [\pi/4 - b \tilde{\phi}_0] / \phi_0^{1/2} \quad (2.97)$$

となる。これら 2 つの解が同一の零点を持つ条件より

$$b \int_0^{\xi_1} [1 - f(r)/x]^{1/2} d\xi = (2\mu + \ell + 1) \pi / 2 \quad (2.98)$$

が得られる。これが b , すなわち x を決定する特性方程式である。

(2.98) 式より次のことが言える。

(i) (μ, ℓ) のとり得る組み合わせのうち

$$m = 2\mu + \ell + 1 \quad (2.99)$$

が等しいモード群は同一の x を有する。 m をモード群次数または単にモード次数と呼ぶ。

(ii) (2.98) 式の左辺の積分区間を考えると, 1 つのモード群はそのモード群に固有の転回点とコア中心間の屈折率分布で特徴づけられる。すなわち, 光波のエネルギーはその間に閉じ込められる。

SIファイバに対して得られた分散方程式 (2.65) ~ (2.68) 式で, カットオフから十分離れたモードは w が十分大きいため

$$J_\ell(u) \doteq 0 \quad (2.100)$$

が成立する。この方程式の μ 番目の根を $u_{\ell, \mu}$ とすると

$$u_{\ell, \mu} \doteq \frac{\pi}{2} (2\mu + \ell + 1) \quad (2.101)$$

となる^{26), 27)}から, S Iファイバ, G Iファイバの両方に対して(299)式で定義されたモード群次数の等しいモードは, ほぼ等しい位相定数を有する。

α 乗屈折率分布ファイバの場合, (290)式を用い, $t = (\xi/\xi_t)^\alpha$ と置いて(298)式の特性格方程式を変形すると

$$\frac{\beta_1 a x}{\sqrt{\delta_0}} \frac{\xi_t}{\alpha} \int_0^1 t^{\frac{1}{\alpha}-1} (1-t)^{\frac{1}{2}} dt = \frac{\pi}{2} m \quad (2102)$$

となる。(2102)式の積分はベータ関数 $B(\frac{1}{\alpha}, \frac{3}{2})$ であり, ベータ関数とガンマ関数の変換公式を用いると(2102)式より x が次の様に求められる。

$$x = \left[\frac{\frac{1}{\delta_0} \frac{1}{\alpha}}{\beta_1 a} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2} \right) \frac{\Gamma(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{1}{\alpha} + 1)} \sqrt{\pi} m \right]^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \quad (2103)$$

ここで近似公式

$$\frac{\Gamma(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{1}{\alpha} + 1)} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \quad (2104)$$

を用いると

$$x \doteq \left[\frac{2 \delta_0 \frac{1}{\alpha}}{a \beta_1 \sqrt{\frac{\alpha+2}{2\alpha}}} m \right]^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \quad (2105)$$

が求められる。

ここで(2104)式の近似の誤差について調べてみる。

$\alpha = 2$ の場合には(2103)式と(2105)式の相対誤差は0.2%と極めて小さい。 $\alpha = \infty$ のS Iファイバの場合には(2103), (2105)式で $\alpha \rightarrow \infty$ とおくとそれぞれ,

$$x_{SI} = \left(\frac{\pi}{2} m / a \beta_1 \right)^2$$

$$x_{SI} \doteq (\sqrt{2} m / a \beta_1)^2$$

となり $\pi/2$ と $\sqrt{2}$ の割合だけ誤差が生じ, その相対誤差は約10%である。

(288), (2105)式より

$$\frac{r_t}{a} = \left(\frac{x}{\delta_0} \right)^{\frac{1}{\alpha}} = \left[m \frac{\sqrt{\frac{\alpha+2}{\alpha}}}{a \beta_1 \sqrt{\delta_0/2}} \right]^{\frac{2}{\alpha+2}} \quad (2106)$$

が導かれる。ここで, 伝搬モードをコア内へのエネルギーの閉じ込めがよいモードと考えれば,

$$r_t \leq a \quad (2107)$$

すなわち、(2106)式より

$$m \leq \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha+2}} a \beta_1 \sqrt{\frac{\delta_0}{2}} \quad (2108)$$

を満たす m が伝搬モードとなる。従って伝搬し得るモード群の数を M とすると

$$M = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha+2}} a \beta_1 \sqrt{\frac{\delta_0}{2}} \quad (2109)$$

となる。(2105)式を M を用いて書き替え、(214)式より x を β に変換することによって第 m モード群に属する光波の位相定数 β_m は次式で求められる。

$$\beta_m \doteq k n_1 \sqrt{1 - \delta_0 \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}}} \quad (2110)$$

α 乗屈折率分布関数(286)式は通常(2111)式で表わす。

$$n^2(r) = n_1^2 \left\{ 1 - 2 \Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha \right\} \quad (2111)$$

ここに Δ は比屈折率差 ($= \frac{1}{2} \delta_0$) である。従って(2110)式は

$$\beta_m \doteq k n_1 \sqrt{1 - 2 \Delta \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}}} \quad (2112)$$

となる。

本節の最後に伝搬モードの総数について述べる。

(299)式、(2108)式より、角度方向のモード変数 l に着目すると全部で

$$N \approx 4 \{ M + (M-2) + (M-4) + \dots + 1 \} \approx M^2 \quad (2113)$$

だけある。係数の4は、表2.2より大部分のLPモードが4重に縮退していることからきている。(2109)式より

$$N \doteq \frac{\alpha}{\alpha+2} \Delta k^2 n_1^2 a^2 \quad (2114)$$

となる。ここで α 乗屈折率分布ファイバに対し、(259)式に相当する規格化周波数 v_α を次式で定義する。

$$v_\alpha = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha+2}} \sqrt{2\Delta} k n_1 a \quad (2115)$$

v_α は $\alpha \rightarrow \infty$ でSIファイバの v に一致する。(2114)・(2115)式より全伝搬モード数は次式で与えられる。

$$N \doteq \frac{1}{2} v_\alpha^2 \quad (2116)$$

2.2.5 群遅延時間

群速度は一般に波動のエネルギーが伝達される速度であり、通常、振幅変調波に対し比帯域が小さい伝送システムに対して用いられる概念である。簡単のため基本モードしか伝搬しないシステムを考える。 $-\omega_m$ と ω_m の間の帯域幅を有する時間関数 $p(t)$ で角周波数 $\omega_c (\gg \omega_m)$ のキャリアを振幅変調する。図2.2に光ファイバ伝送系のブロック図を示す。

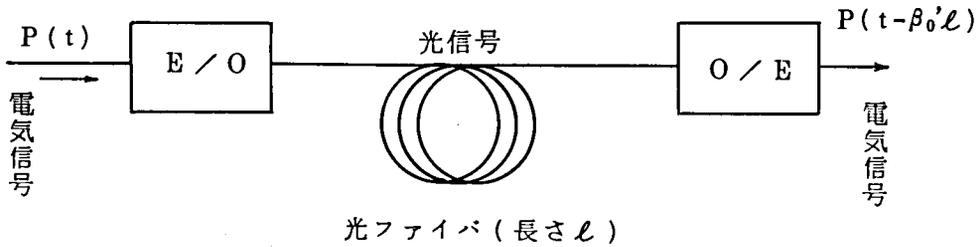


図2.2 光ファイバ伝送系のブロック図

E/O, O/Eはそれぞれ電気→光, 光→電気変換器であり特性は理想的なものと仮定する。変調された関数 $S(t)$ を次式で表わす。

$$S(t) = p(t) \cos \omega_c t \quad (2117)$$

$P(\omega)$ を $p(t)$ のフーリエ変換とすると、

$$P(\omega - \omega_c) = 0 \quad (\omega < \omega_c - \omega_m, \omega > \omega_c + \omega_m) \quad (2118)$$

であるから $\omega_c \gg \omega_m$ が成立するとき

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_c) + \left. \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right|_{\omega_c} (\omega - \omega_c) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_c} (\omega - \omega_c)^2 + \dots \quad (2119)$$

の第2項までとると、出力 $S_{out}(t)$ は次のようになる。²⁸⁾

$$S_{out}(t) = p(t - \beta_0' l) \cdot \cos(\omega c t - \beta_0 l) \quad (2120)$$

但し

$$\beta(\omega_c) = \beta_0, \quad \left. \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right|_{\omega_c} = \beta_0'$$

従って、時間遅れ $\beta_0' l$ はあるものの歪なしに長さ l の伝送路の出力側では入力波形の復調が可能となる。

これに対し、多モード光ファイバでは(211.2)式に示すように各モードの位相定数が異なるために波形が歪む。パルスならば拡がりが生じる。(2120)式より第 m モード群の単位長当りの群遅延時間 τ_m が次の様に定義できる。

$$\tau_m = \frac{d\beta_m}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d\beta_m}{dk} \quad (2121)$$

α 乗屈折率分布光ファイバの場合には(2112)式と(2121)式より τ_m は次式で与えられる。^{2.9)}

$$\tau_m = \frac{N_1}{c} \left[1 + \Delta \frac{\alpha - 2 - \tilde{\epsilon}}{\alpha + 2} \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha + 2}} + \frac{\Delta^2}{2} \frac{3\alpha - 2 - 2\tilde{\epsilon}}{\alpha + 2} \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{4\alpha}{\alpha + 2}} + O(\Delta^3) \right] \quad (2122)$$

ここで N_1 , $\tilde{\epsilon}$ はそれぞれ群屈折率, 材料分散パラメータで次の様に定義される。

$$N_1 = n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \quad (2123)$$

$$\tilde{\epsilon} = - \frac{2n_1}{N_1} \frac{\lambda}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\lambda} \quad (2124)$$

2.3 光線理論による解析

2.3.1 光線理論

前節で波動理論について述べたが多モード光ファイバの伝送特性を考察する場合には光線(幾何光学とも言う)理論の方が適している場合があり, 時には両者を使い合わせる必要もある。ここでは後章で必要な事項についてのみ簡単に述べる。

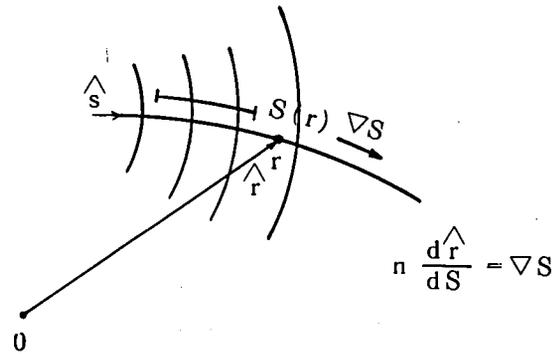


図 2.3 光線を表わす座標系

図 2.3 に示す座標系で考える。光線理論における光線は等位相面に垂直な軌跡として定義される。波動理論, 光線理論ともにマクスウェルの方程式を出発点とする。^{2.10)}

光線理論は考える空間に対して波長が小さい場合に適用されその仮定からアイコナル方程式

$$(\nabla S)^2 = n^2(x, y, z) \quad (2125)$$

が導かれる。

ここで S は光線上の基準点から点 r まで光線に沿って測った長さである。

光線が波面(等位相面)に垂直な軌跡であることと, (2125)式より光線の単位ベクトル \hat{s} が

$$\hat{s} = \frac{d\hat{r}}{dS} = \nabla S / n \quad (2126)$$

で与えられることより、これを S で微分すると、^{2.11)}
 いわゆる光線方程式が次の様に導かれる。

$$\frac{d}{dS} \left(n \frac{d\hat{r}}{dS} \right) = \nabla n \quad (2.127)$$

\hat{n}_S は光線ベクトルと呼ばれ $\nabla \times (\hat{n}_S) = 0$ を満たす。
 光線方程式はフェルマーの原理 (「光線は常に光路長を最小とする軌跡を選ぶ」) から直接導かれる。

光線方程式を用いて G I ファイバの光線の軌跡が解析できる。ファイバに入射した光線ベクトルを

$$n_0 \hat{s} = L_0 \hat{i} + M_0 \hat{j} + N_0 \hat{k} \quad (2.128)$$

とする。但し n_0 は入射点 r_0 の屈折率、 L_0, M_0, N_0 は光線のそれぞれ X, Y, Z 軸への方
 向余弦である。(2.127) 式を円筒座標系で、 r, θ, z 成分に分け、 θ 成分に関する式より
 n を消去すると

$$\frac{d}{dS} \left(r^2 \frac{d\theta}{dz} \right) = 0 \quad (2.129)$$

が得られる。付録 1.3 に示すように、(2.127) 式の r 成分に関する式を z に関する微分に
 置換し、上式に入射点における初期条件を適用すると、G I ファイバの光線の軌跡が

$$z = \int_{r_0}^r \frac{N_0 dr}{\left[\left(\frac{n(r)}{n_0} \right)^2 + \left\{ 1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \right\} (z_0 M_0 - y_0 L_0) - N_0^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.130)$$

と導かれる。

光ファイバ内の光線は 2 種類考えられる。すなわち

- (i) 子午光線 (Meridional Rays) : 1 つの平面内を周期的にうねりながら進み 1 周期中に
 2 回光ファイバの中心軸を横切る光線。
- (ii) 斜め光線 (Skew Rays) : 光ファイバの中心軸を通らない光線、すなわち光ファイバ端面
 から観察すると、折れ線状の経路を描く光線。

これらを図 2.4 に示す。

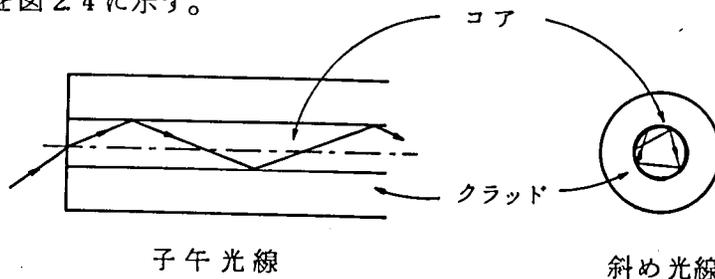


図 2.4 子午光線と斜め光線の概念

屈折率 n_0 の点 r_0 に方向余弦 N_0 をもって入射した光線が位相定数 β をもつモードに対応すると仮定すると、 β の定義より

$$\beta = k n_0 N_0 \quad (2131)$$

であるから、(2130)式は付録1.4に示すように

$$z = \frac{\beta}{\beta_1} \int_0^{r_t} \frac{dr}{\sqrt{x - f(r)}} + \text{const} \quad (2132)$$

と変形される。但し、 $f(r)$ は(29)式で定義される屈折率分布関数である。上式よりただちに

$$\frac{dr}{dz} = \frac{\beta_1}{\beta} \sqrt{x - f(r)} \quad (2133)$$

が導かれる。

光線理論における光線間の z 方向の平均速度の違いが波動理論におけるモード分散となる。子午光線及び斜め光線に対し最小の分散を与える屈折率分布関数がそれぞれ

$$n^2(r) = n_1^2 \left[1 - \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{a} r \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{a} r \right)^4 + \dots \right] = n_1^2 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{a} r \right) \quad (2134)$$

$$n^2(r) = n_1^2 \left[1 - \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{a} r \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{a} r \right)^4 - \dots \right] = \frac{n_1^2}{1 + \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{a} r \right)^2} \quad (2135)$$

と与えられている。²¹¹⁾

2.3.2 光線理論と波動理論の対応

本節では波動理論より求められた(2112)式の第 m モードの位相定数について光線との対応を考察する。 β_m はコア内の光線ベクトルの z 方向成分であるから θ_m を第 m モードに対応する光線と z 軸との成す伝搬角度とすると

$$\beta_m = k n(r) \cos \theta_m \quad (2136)$$

が成立する。

一方(2106)式と(2109)式より転回点が次式で与えられる。

$$r_t = a \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{2}{\alpha+2}} \quad (2137)$$

(2111)式の $n^2(r)$ より

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha} \quad (2138)$$

となり、(2112)式の β_m

$$\beta_m = k n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}}} \quad (2139)$$

と(2137), (2138)式より次式が導かれる。

$$\beta_m = k n(r) \quad (2140)$$

すなわち, 第 m モードの位相定数とそれに対応する光線の転回点における屈折率との間には(2140)式の1対1の対応がある。(2136)式を考慮すると

$$\cos \theta_m = \frac{\sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}}}}{\sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha}} \quad (2141)$$

$$\tan \theta_m = \frac{\beta_1}{\beta_m} \sqrt{x - f(r)} = \frac{dr}{dz} \quad (2142)$$

が導かれる。特に(2142)式は光線方程式から導かれた(2133)式と一致する。更に(2137)式の転回点は(2141)式から $\theta_m = 0$ となる r である。 $r = \text{一定}$ とすると m が M の場合(最高次モード群)に伝搬角度 θ_M が最大となる。 n_2 をクラッドの屈折率とすると

$$\cos \theta_M = \frac{n_2}{n(r)} \quad (2143)$$

となる。モード次数 m を一定とすると r が大きい程 θ_m が小さい。 $r = 0$ (コア中心)における θ_M については

$$\sin \theta_M = \sqrt{2\Delta} \quad (2144)$$

が成立する。

次に中心軸を通る平面内で z 軸と θ の角度で入射した光線が何番目のモード群として伝搬するかを考察する。

(2141)式より次式が導かれる。

$$m = M \left[\left(\frac{r}{a}\right)^\alpha + n^2(r) \left(\frac{\sin \theta_m}{n_1 \sqrt{2\Delta}}\right)^2 \right]^{\frac{\alpha+2}{2\alpha}} \quad (2145)$$

$$\sin \theta = n(r) \sin \theta_m \quad (2146)$$

を用いると(2145)式は次の様に変形される。

$$m = M \left[\left(\frac{r}{a}\right)^\alpha + \left(\frac{\sin \theta}{n_1 \sqrt{2\Delta}}\right)^2 \right]^{\frac{\alpha+2}{2\alpha}} \quad (2147)$$

ここで右辺の〔 〕内の第2項の分母は開口数NA (Numerical Aperture) と呼ばれる。

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2148)$$

(2147)式より次のことが導ける。すなわち、入射角の正弦がNAに等しい光線は、 $r = 0$ すなわち中心励振の場合に $m = M$ すなわち最高次モード群として伝搬する。またコアとクラッドの境界近傍すなわち $r = a$ を励振する場合には平行光線 ($\theta = 0$) の場合に最高次モードとして伝搬する。

本節の最後に光線の光ファイバ軸方向の周期とモードの位相について述べる。(2132)式に戻ると光線の蛇行周期 Λ は次式で与えられる。

$$\Lambda = \frac{2\beta}{\beta_1} \int_0^{r_t} \frac{dr}{\sqrt{x - f(r)}} \quad (2149)$$

$\alpha = 2$ のいわゆる2乗分布ファイバの場合には

$$\begin{aligned} \Lambda &= \frac{2\pi a}{\sqrt{2\Delta}} N_0 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r_0}{a}\right)^2} \\ &\doteq \frac{2\pi a}{\sqrt{2\Delta}} N_0 \end{aligned} \quad (2150)$$

となる。厳密には入射光線の光ファイバ軸との角度、励振位置に依存するが、Weakly guidingの近似が成立する場合にはほとんど β に依らず一定と考えられる。

(2134)式の屈折率分布関数の場合には Λ は r_0 、 N_0 に依らず次式となる。

$$\Lambda = \frac{2\pi a}{\sqrt{2\Delta}} \quad (2151)$$

波動理論で求めた第 m モードの位相定数 β_m の式より $\alpha = 2$ の場合は各モードの差 $\Delta\beta$ はほぼ等しく

$$\Delta\beta = \frac{\sqrt{2\Delta}}{a} \quad (2152)$$

で与えられる。(2151)式を用いると

$$\Delta\beta \cdot \Lambda = 2\pi \quad (2153)$$

となり光線周期 Λ は隣接モード間の位相が 2π ずれる光ファイバ長である。

2.4 ま と め

本章では摂動のない理想的な円形光ファイバの基礎理論について述べた。モードの分類、光線との対応、励振及び位相定数の導出につき後章での基礎となる事項について明らかにした。特に角度パラメータ l 、半径方向パラメータ μ で定義されるモード群パラメータ $m = l + 2\mu + 1$ は分散を論じる場合の最も重要なパラメータであることを示した。また第 m モード群の位相定数を近似式(2.104)式を導入して求めることが出来た。なお、各モードの励振効率については参考文献(2.12)に詳しいので本論文では省略した。

第3章 光ファイバ・ケーブルの伝送特性の解析理論

3.1 序

光ファイバの伝搬軸方向に構造上の不整があると各モードに対する光線が伝搬角度を変え、といういわゆるモード変換が起こる。モード変換効果はモード分散を改善しベースバンドの伝達関数に影響を及ぼす重要なファクタである。近年、光ファイバの低損失化、広帯域化に伴って無中継伝送距離を長くする傾向が著しい。伝送距離が長くなるほどモード変換効果は大きくなるため光ファイバや光伝送システムの設計に際しモード変換効果を把握することが重要である。

本章では始めに実際の光ファイバ・ケーブルにおけるモード変換要因について述べる。次にモード変換の物理的解釈を述べ、波動理論を用いてモード変換の基礎方程式である電力結合方程式を導く。本章の最後の節で長尺光ファイバのベースバンドの伝達関数を求めるためのモード散乱行列を用いた解析理論について述べる。

3.2 モード変換要因とモード変換の解釈

光ファイバ・ケーブルの重要な特性は第1に伝送特性第2に機械特性に基づいた信頼性、第3に実用性からみた経済性である。これらの特性は製造プロセス及びモード変換要因と密接に結ばれている。

付録2に光ファイバ・ケーブルの製造方法を示す。これにもとづいて、光ファイバ・ケーブルのモード変換要因をまとめると表3.1の様になる。モード変換の要因を大別すると散乱^{3.1), 3.2)}、構造不完全性^{3.3), 3.4)}、曲り^{3.5)~3.7)}の3つになる。はじめの2項はプリフォーム、光ファイバ製造工程で生じ、曲りは心線化、ケーブル化で生じる。現在これらの要因は光ファイバ母材、光ファイバ、光ケーブルの製造工程の改善によって無視出来る程度に抑えられている。例えばモード変換による付加損が1 km 当り 0.1 dB 以下の光ケーブルがすでに実用化されている。^{3.8)} しかしながらこの様にモード変換量が少ない光伝送路においても数10 km の長尺で使用する場合には微小なモード変換効果でもその累積効果は無視出来ない。本節では後節の基礎となるモード変換の解釈を波動理論と光線理論を用いて述べる。

表 3.1 光ファイバ・ケーブルのモード変換要因

光ファイバケーブル製造工程		モード変換要因		
		散乱	構造不完全性	曲り
母材製造工程	プリフォーム	<ul style="list-style-type: none"> ○ 気泡 	<ul style="list-style-type: none"> ○ コア・クラッド境界のゆらぎ ○ 屈折率分布形状の伝搬軸方向の変動 	
線引工程	光ファイバ素線	<ul style="list-style-type: none"> ○ 屈折率の密度や熱的ゆらぎ (レ-レ-散乱) ○ 入射光の電力密度 (ラマン散乱) 	<ul style="list-style-type: none"> ○ 外径, コア径の変動 	
補強工程	光ファイバ心線		<ul style="list-style-type: none"> ○ 光ファイバの接続部 	<ul style="list-style-type: none"> ○ マイクロベンド [プラスチック材の収縮による光軸の不規則な微小曲り]
ケーブル化工程	光ケーブル			<ul style="list-style-type: none"> ○ マイクロベンド [光ケーブル集合, パッケージングによる光軸の不規則な微小曲り]

3.2.1 曲りによる光線の屈折

前章の(2.133)式を考察する。

$$\frac{dr}{dz} = \frac{\beta_1}{\beta_m} \sqrt{\chi_m - f(r)} \quad (3.1)$$

(3.1)式はモードと光線の1対1対応関係を示す。すなわちコアの屈折率が光ファイバの軸方向に変化すれば光線の伝搬角が変化することを意味する。

曲りのない導波路の円筒座標系におけるスカラー波動方程式は次式で表わされる。

$$\left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k_1^2 n^2(r) \right] E = 0 \quad (3.2)$$

円形光ファイバの曲りの解析は複雑となるのでここでは簡単のため図3.1に示すスラブ導波路の曲り部をモデルにとりモード変換を考える。次の変数変換を施し^{3.9)}

$$\begin{aligned} z &= R \phi \\ y &= R \log r/R \end{aligned} \quad (3.3)$$

$y \approx r - R$, $y/R \ll 1$ を仮定すると次の波動方程式が得られる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_1^2 n^2(y) \left[1 + \frac{2y}{R} \right] \right) E = 0 \quad (3.4)$$

(3.4)式は、屈折率分布が $n(y)$ から $n_e(y) = n(y) \sqrt{1 + 2y/R}$ を有する直線の導波路に変化したと考えられる。あるいは直線の導波路の屈折率分布関数が $\delta^2 n^2(y, z) = n^2(y) \cdot 2y/R$ だけ変化したとも考えることが出来る。すなわち直線部から曲り部への不連続部でモード変換が生じる。

このように光波は屈折率の変化によって屈折する。これはスネルの法則、フェルマーの原理に基づいた現象と同じである。

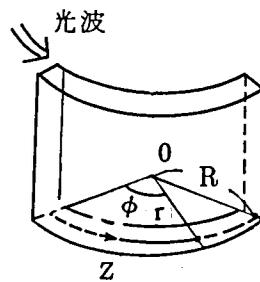


図 3.1 曲りのあるスラブ形導波路

3.2.2 屈折率のゆらぎによる散乱

モード変換の波動理論による解析は次節で詳しく述べるが、ここでは屈折率のゆらぎによる光波の散乱について考える。屈折率分布関数 $n(x, y, z)$ を

$$\left. \begin{aligned} n(x, y, z) &= n_0(x, y, z) + \Delta n(x, y, z) \\ \Delta n &\ll n_0 \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

とおく。 Δn は摂動項である。 $\Delta n = 0$ の場合の電界、磁界をそれぞれ \hat{E} , \hat{H} とし、摂動がある場合の電界、磁界の変化分をそれぞれ $\hat{\epsilon}$, $\hat{\mathcal{H}}$ とすると、マクスウェルの基本方程式によって次式が導ける。^{3.10)}

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \hat{\epsilon} + j \omega \mu_0 \hat{\mathcal{H}} &= 0 \\ \text{rot } \hat{\mathcal{H}} - j \omega n_0^2 \epsilon_0 \hat{\epsilon} &= \hat{j} \\ \hat{j} &= 2 j \omega n_0 \Delta n \epsilon_0 \hat{E} \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

(3.6)式の \hat{j} は電流密度を表わし、屈折率の摂動 Δn によって生じた項である。すなわち Δn によって生じた $\hat{\epsilon}$, $\hat{\mathcal{H}}$ は \hat{j} を電流源とする散乱電磁界を表わすことがわかる。

3.2.1と3.2.2で明らかなように伝搬方向に屈折率のゆらぎや変化があると光波(光線とモードを総称する)のエネルギーの一部は屈折もしくは散乱することがわかる。

3.3 Ideal Modeによるモードの展開^{3.1)}と電力結合方程式^{3.11)}

3.3.1 モード変換係数

本節ではモード変換によるモード間の電力の結合係数の導出およびモード間の電力の遷移を記述する電力結合方程式の導出を行う。3.2の議論でもわかるように実際の光ファイバでは屈折率が軸方向に変化するので

$$n = n(x, y, z)$$

と考えなければならない。軸方向依存性のない場合には、

$$n = n(x, y)$$

であり、この場合の電磁界は Ideal Mode と呼ばれる。

実際の光ファイバにはコア径の変動や軸折れ等が存在するから屈折率は z に依存する。この場合の解析は極めて複雑となる。このため光ファイバの微小区間では、幾何学的に一様であると仮定して解いた Local Normal Mode による解析が有効とされているが両方の解析結果は Weakly guiding の近似が成立するときには一致する^{3.1)}のでここでは Ideal Mode による解析を行なう。モードの振幅に関する結合方程式は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC_{\mu}^{(+)}}{dz} &= \sum_{\nu} \left\{ K_{\mu\nu}^{(+,+)} C_{\nu}^{(+)} e^{j(\beta_{\mu}-\beta_{\nu})z} + K_{\mu\nu}^{(+,-)} C_{\nu}^{(-)} e^{j(\beta_{\mu}+\beta_{\nu})z} \right\} \\ \frac{dC_{\mu}^{(-)}}{dz} &= \sum_{\nu} \left\{ K_{\mu\nu}^{(-,+)} C_{\nu}^{(+)} e^{-j(\beta_{\mu}+\beta_{\nu})z} + K_{\mu\nu}^{(-,-)} C_{\nu}^{(-)} e^{-j(\beta_{\mu}-\beta_{\nu})z} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

ここで(+), (-)はそれぞれ前進波, 後進波を表わし, $C_{\mu}^{(+)}$ 等は第 μ モードの振幅を表わす。ここで $K^{(+,+)}$ 等は Ideal Mode 展開による振幅結合係数で Marcuse によって次の様に与えられている。

$$\begin{aligned} K_{\mu, \nu}^{(p, q)} &= (\omega \epsilon_0 / 4 j s_u P) \iint_{-\infty}^{\infty} (n^2 - n_0^2) \left[(|\beta_{\mu}| / \beta_{\mu}^{(p)}) \epsilon_{\mu t}^{(p)*} \epsilon_{\nu t}^{(q)} \right. \\ &\quad \left. + (n_0^2 / n^2) (|\beta_{\mu}| / \beta_{\mu}^{(p)*}) \epsilon_{\mu z}^{(p)*} \epsilon_{\nu z}^{(q)} \right] dx dy \end{aligned} \quad (3.8)$$

ここで P は規格化電力, s_u は β_{μ} が実数, 虚数のときそれぞれ 1, -1 をとる。添字の t は軸と直角方向の成分を表わす。 p, q は \pm のいずれかをとる。

ここで摂動が小さく, 変化もゆるやかな場合を考える。

$z=0$ で $C_i^{(+)} = 0, C_i^{(-)} = 0$ とし他のモードは励振されていないと仮定すると

$$|C_i^{(+)}| \gg |C_{\nu}^{(+)}| \quad (\nu \neq i) \quad (3.9)$$

が成立する。(3.7)式を(3.9)式の仮定を用いて解くと次の近似解を得る。

$$\left. \begin{aligned} C_{\mu}^{(+)}(z) &= C_i^{(+)}(0) \int_0^z K_{\mu i}^{(+,+)}(u) \exp[j(\beta\mu - \beta i)u] du \\ C_{\mu}^{(-)}(z) &= C_i^{(+)}(L) \int_L^z K_{\mu i}^{(-,+)}(u) \exp[-j(\beta\mu + \beta i)u] du \end{aligned} \right\} \quad (3.10)$$

但し $z = 0$ で $\mu \neq i$ のとき $C_u^{(+)} = 0$, $z = L$ で $C_u^{(-)} = 0$ とする。

(3.9) 式の仮定より

$$C_i^{(+)}(0) \approx C_i^{(+)}(L) \quad (3.11)$$

が成立する。実際に (3.8) 式の $K_{\mu\nu}^{(p,q)}(z)$ を計算するために

$$K_{\mu\nu}^{(p,q)}(z) = \widetilde{K}_{\mu\nu} f(z) \quad (3.12)$$

と考える。 $f(z)$ は形状、屈折率による摂動を表わす関数、 $\widetilde{K}_{\mu\nu}$ は z に依存しない定数である。この表現を用いると (3.10) 式は

$$\left. \begin{aligned} C_{\mu}^{(+)}(L) &= \sqrt{L} C_i^{(+)}(0) F(\beta i - \beta\mu) \widetilde{K}_{\mu i} \\ C_{\mu}^{(-)}(0) &= \sqrt{L} C_i^{(+)}(L) F(\beta i + \beta\mu) \widetilde{K}_{\mu i} \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

となる。ここで $F(\beta i - \beta\mu)$ は $f(z)$ の有限フーリエ変換であり

$$F(\beta i - \beta\mu) = \sqrt{L}^{-1} \int_0^L f(z) \exp[-j(\beta i - \beta\mu)z] dz \quad (3.14)$$

モード展開によって求めた電磁界分布を用いてポインティングベクトルを平面内で積分すると電磁界によって伝搬される光電力が次の様に与えられる。^{3.1)} [(3.4-15)式]

$$P_T = P \left[\sum_{\nu} (|C_{\nu}^{(+)}|^2 - |C_{\nu}^{(-)}|^2) + \sum \int_0^{n_2 k} (|C_{\rho}^{(+)}|^2 - |C_{\rho}^{(-)}|^2) d\rho \right] \quad (3.15)$$

第2項は放射モードの電力で、 Σ は TE, TMモードなどの種々の放射モードの和を意味する。

モード変換損は伝搬モードと放射モードとの結合で生じるので上式で $\nu = \rho$ とおくと、長さ L の区間で軸と直角方向に消失する光電力は同文献の (3.4-18) 式で次式の様に与えられる。

$$\Delta P = P \Sigma \int_{-n_2 k}^{n_2 k} |C_{\rho}^{(+)}(L)|^2 |\beta| d\beta / \rho \quad (3.16)$$

上式と (3.13) 式を用いると第 i モードの光電力の減衰定数 A_i が次式で求められる。

$$A_i = \Delta P / |C_i^{(+)}(0)|^2 PL = \Sigma \int_{-n_2 k}^{n_2 k} |\widetilde{K}_{\rho i}|^2 |F(\beta i - \beta)|^2 |\beta| d\beta / \rho \quad (3.17)$$

従って第 i モードの光電力は次の様に表わされる。

$$P_i(z) = P_i(0) \exp(-A_i z) \quad (3.18)$$

このように導波路をいくつかの区間に分けて各区間の各モードの光電力を求め軸方向に連続的に接続していくと全長の減衰量が求められる。

3.3.2 電力結合方程式

実際に製造される光ファイバ内の摂動は大部分がランダムである。ランダムな摂動の場合には結合方程式の解析が複雑となる。それはモードの振幅のみならず位相も考慮しなければならないからである。ここで重要なのは各モードの位相ではなく、各モードによって運ばれる平均電力である。すなわち各モードの振幅がわかればよい。

後進波の振幅は普通小さいので、ここでは前進波のみを考える。

$$C_\mu = C_\mu^{(+)} \quad (3.19)$$

Coupled Differential Equation^{3.1)}を導くためにモードの電力を次式で定義する。

$$P_\mu = \langle |C_\mu|^2 \rangle \quad (3.20)$$

ここで $\langle \rangle$ は統計的な集合平均を表わす。

(3.20) 式を z で微分して

$$\begin{aligned} \frac{dP_\mu}{dz} &= \left\langle \frac{dC_\mu}{dz} C_\mu^* \right\rangle + \left\langle C_\mu \frac{dC_\mu^*}{dz} \right\rangle \\ &= \left\langle \frac{dC_\mu}{dz} C_\mu^* \right\rangle + C.C. \end{aligned} \quad (3.21)$$

ここで、C.C. は Complex Conjugate を表わす。

(3.7) 式は (3.12) 式を用いると

$$\frac{dC_\mu}{dz} = \sum_{\nu=1}^N \widetilde{K}_{\mu\nu} f(z) C_\nu(z) \exp[j(\beta_\mu - \beta_\nu)z] \quad (3.22)$$

と書ける。この式を (3.21) 式へ代入して次式を得る。

$$\frac{dP_\mu}{dz} = \sum_{\nu=1}^N \widetilde{K}_{\mu\nu} \langle C_\nu C_\mu^* f(z) \rangle \exp[j(\beta_\mu - \beta_\nu)z] + C.C. \quad (3.23)$$

$f(z)$ はランダムな関数で有限な相関長 D を有する関数と仮定する。

もし $z - z' \gg D$ なる z, z' を考えると $C_\nu(z')$ と $f(z)$ は相関がないので

$$\langle C_\nu(z') C_\mu^*(z') f(z) \rangle = \langle C_\nu(z') C_\mu^*(z') \rangle f(z) \quad (3.24)$$

と書ける。もしモードの振幅が D より長い区間でゆるやかに変化するという仮定を用い C_n

を一定と考えると (3.22) 式の摂動解は,

$$C_m(z) = C_m(z') + \sum_{n=1}^N \widetilde{K}_{mn} \widetilde{C}_n(z') \int_{z'}^z f(x) \exp[j(\beta_m - \beta_n)x] dx \quad (3.25)$$

となる。上式を (3.23) 式へ代入し、 $\langle f(z) \rangle = 0$ を用いると次式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{dP_\mu}{dz} = \sum_{\nu, n} \{ & \widetilde{K}_{\mu\nu} \widetilde{K}_{\nu n} \langle C_n(z') C_\mu^*(z') \rangle \exp[j(\beta_\mu - \beta_\nu)z] \\ & \cdot \int_{z'}^z \langle f(z) f(x) \rangle \exp[j(\beta_\nu - \beta_n)x] dx \\ & + \widetilde{K}_{\mu\nu} \widetilde{K}_{\nu n}^* \langle C_\nu(z') C_n^*(z') \rangle \exp[j(\beta_\mu - \beta_\nu)z] \\ & \cdot \int_{z'}^z \langle f(z) f(x) \rangle \exp[-j(\beta_\mu - \beta_n)x] dx + C.C. \} \end{aligned} \quad (3.26)$$

ここで $f(z)$ の自己相関関数 $R(u)$ を導入する。

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

$R(u)$ は相関長 D 以内の距離でのみ寄与するので積分区間を z' の代わりに $-\infty$ と置ける。
すなわち

$$\left. \begin{aligned} & \exp[j(\beta_\mu - \beta_\nu)z] \int_{z'}^z \langle f(z) f(x) \rangle \exp[j(\beta_\nu - \beta_n)x] dx \\ & = \exp[j(\beta_\mu - \beta_\nu)z] \int_0^\infty R(u) \exp[-j(\beta_\nu - \beta_n)u] du \\ & \exp[j(\beta_\mu - \beta_\nu)z] \int_{z'}^z \langle f(z) f(x) \rangle \exp[-j(\beta_\mu - \beta_n)x] dx \\ & = \exp[j(\beta_\mu - \beta_\nu)z] \int_0^\infty R(u) \exp[j(\beta_\mu - \beta_n)u] du \end{aligned} \right\} \quad (3.27)$$

が成立する。

モードの位相はランダムなので次の様に書ける。

$$\langle C_n C_\mu^* \rangle = \langle |C_\mu|^2 \rangle \delta_{n\mu} \quad (3.28)$$

(3.20), (3.26), (3.28) 式より次式が導かれる。

$$\begin{aligned} dP_\mu(z)/dz = \sum_{\nu=1}^N \{ & [\widetilde{K}_{\mu\nu} \widetilde{K}_{\nu\mu} P_\mu(z') + |\widetilde{K}_{\mu\nu}|^2 P_\nu(z')] \\ & \cdot \int_0^\infty R(u) \exp[j(\beta_\mu - \beta_\nu)u] du + C.C. \} \end{aligned} \quad (3.29)$$

振幅の変化は小さいので $z' = z$ とおき、(3.22)式を用いると

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \sum_{\mu} |C_{\mu}|^2 &= \sum_{\mu} \left(\frac{dC_{\mu}}{dz} C_{\mu}^* + C_{\mu} \frac{dC_{\mu}^*}{dz} \right) \\ &= \sum_{\mu, \nu} (\widetilde{K}_{\mu\nu} + \widetilde{K}_{\nu\mu}^*) f(z) C_{\nu} C_{\mu}^* \exp[j(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})z] \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.30)$$

であるから

$$\widetilde{K}_{\mu\nu} = -\widetilde{K}_{\nu\mu}^* \quad (3.31)$$

が導ける。よって(3.29)式の[]内は実数となる。

$$\begin{aligned} &\int_0^{\infty} R(u) \exp[-j(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})u] du + \int_0^{\infty} R(u) \exp[j(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})u] du \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} R(u) \exp[-j(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})u] du \\ &= \langle |F(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})|^2 \rangle \end{aligned} \quad (3.32)$$

従って、伝送損失のある場合への拡張を考慮し次式の電力結合方程式を得る。

$$\frac{dP_{\mu}}{dz} = -A_{\mu} P_{\mu} + \sum_{\nu=1}^N d_{\mu\nu} (P_{\nu} - P_{\mu}) \quad (3.33)$$

ここに

$$d_{\mu\nu} = |\widetilde{K}_{\mu\nu}|^2 \langle |F(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})|^2 \rangle \quad (3.34)$$

(3.33)式は次の意味をもつ。位置 z で μ モードのみが電力を有するとすると

$$\frac{dP_{\mu}}{dz} = - \left(A_{\mu} + \sum_{\nu=1}^N d_{\mu\nu} \right) P_{\mu} \quad (3.35)$$

これは μ モードの電力が他のモードに移り、減少することを表わす。また位置 z で μ モードの電力が存在しないとすると

$$dP_{\mu}/dz = \sum_{\nu=1}^N d_{\mu\nu} P_{\nu} \quad (3.36)$$

これは他のモードからの電力の μ モードへの遷移による増加を意味する。

D・Marcuse^{3.12)}は、 v_{μ} を μ モードの群速度として変数変換

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP_{\mu}}{dz} &= \frac{1}{v_{\mu}} \frac{dP_{\mu}}{dt} \\ \frac{dP_{\mu}}{dt} &= \frac{\partial P_{\mu}}{\partial t} + \frac{\partial P_{\mu}}{\partial z} \frac{dz}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (3.37)$$

を用いて次の time - dependent な電力結合方程式を導いた。

$$\frac{\partial P_{\mu}}{\partial z} + \frac{1}{v_{\mu}} \frac{\partial P_{\mu}}{\partial t} = -A_{\mu} P_{\mu} + \sum_{\nu=1}^N d_{\nu\mu} (P_{\nu} - P_{\mu}) \quad (3.38)$$

現在までのところ、モード変換効果のベースバンド伝送特性への影響を解析する場合、(3.38)式が出発点となっている。

3.4 モード散乱行列を用いた解析理論

現在までのところ多モード光ファイバのモード変換効果の解析の殆んどが電力結合方程式を出発点としている。電力結合方程式を導びく過程においては摂動が小さく、しかもゆるやかであるという仮定が必要であった。すなわち各モードの振幅の変化は小さく、対象とする区間内では電磁界の振幅は等しいので区間 $0 \leq z \leq L$ で

$$C_i^{(+)}(0) \approx C_i^{(+)}(L) \quad (3.39)$$

を仮定している。

確かに1970年代の後半になって光ファイバの製造技術の改善により低損失化が進み光ファイバ内のモード変換量も少なくなってきたが、20~30 km 程度の長尺区間を対象にした場合にも(3.39)式の仮定が成立するかについては疑問である。従って(3.39)式の仮定が十分成立する区間に対してモードの光電力を求めそれを縦続接続することが必要であると考える。本節はそれを可能にするためのモード散乱行列による解析理論を述べる。

従来の電力結合方程式に含まれる光電力は変調を受けておらず実数であったが、モード散乱行列法ではそれを拡張し変調を受け複素数表示された光電力を取り扱う。

3.4.1 多モード光ファイバ内のパルス伝搬

長さ L の光ファイバの $z = z_i$ で観測される第 n モードの光電力を $P_n(z_i)$ とする。

ここで $P_n(z_i)$ は複素数表示された光電力を表わす。すなわち本節で取り扱う光電力は変調を受けていることを特徴とし、いわゆる光電力の PHASER (フェーザ) である。

$z = 0$ (入射端) でコア内へ励振された各モードの光電力を $P_i(0)$, $i = 1, 2, \dots, M$ とし次式で入射モード電力ベクトル $P(0)$ を定義する。

$$P(0) = \{ P_1(0), P_2(0), \dots, P_M(0) \} \quad (3.40)$$

但し、 $P_T = \left| \sum_{i=1}^M P_i(0) \right| = 1$ とする。

ここで対象としている光ファイバ伝送は、入力電気信号で光電力の強度変調を行ない光ファイバ出射端で光検出器により電気信号に復調するものである。

$t = 0$ の時刻に光ファイバ内にインパルス状の強度変調を受けた光電力が励振されるとする。

$$p(t, 0) = P_T \delta(t) = \delta(t) \quad (3.41)$$

$z = 0$ におけるインパルス $g_0(t, z)$ のフーリエ変換 $G_0(\omega, 0)$ は次式となる。

$$G_0(\omega, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} g_0(t, 0) e^{-j\omega t} dt = 1 \quad (3.42)$$

光ファイバ長を l とすると出力の時間関数 $g_0(t, l)$ は次の様なインパルス列となる。

$$g_0(t, l) = \sum_{k=1}^Y A_k \delta(t - t_k) \quad (3.43)$$

但し Y はインパルスの個数であり、一般に $Y \geq M$ である。等号はモード変換のない場合である。 $g_0(t, l)$ のフーリエ変換は次の様になる。

$$G_0(\omega, l) = \sum_{k=1}^Y A_k e^{-j\omega t_k} \quad (3.44)$$

(3.44)式にすべてのモードに共通な群遅延時間の項である $\exp j\omega\tau_1 l$ を乗じたものが伝達関数である。 τ_1 は最低次モードの単位長当りの群遅延時間である。はじめにモード変換のない場合の $G_0(\omega, l)$ について考察する。

この場合には $Y = M$ となる。簡単のため無損失とする。

伝達関数は

$$G_0(\omega, l) = e^{j\omega\tau_1 l} \sum_{k=1}^M e^{-j\omega\tau_k l} \quad (3.45)$$

となる。但し τ_k は第 k モードの単位長当りの群遅延時間である。比屈折率差 Δ の α 乗屈折率分布光ファイバを例にとると、(2.12.2)式より τ_k は次式で与えられる。

$$\tau_k \doteq \frac{1}{c} n_1 \left[1 + \delta\alpha \cdot \frac{\Delta}{4} \left(\frac{k}{M} \right) \right] \quad (3.46)$$

但し、 c は光速、 $\delta\alpha = \alpha - 2 - \tilde{\epsilon}$ である。

従って $\alpha \approx 2$ とすると次式が得られる。

$$G_0(\omega, l) \doteq \sum_{k=1}^M e^{-j \left(\frac{\delta\alpha}{4} \frac{k\omega}{cM} \Delta \cdot l \cdot n_1 \right)} \quad (3.47)$$

モード数 M が十分大きい場合には (3.47) 式は係数を除けば

$$\left. \begin{aligned} |G_0(\omega, l)| &\propto (\sin X) / X \\ X &= \frac{\Delta \delta\alpha \cdot n_1}{8c} \omega l \end{aligned} \right\} \quad (3.48)$$

となる。

次にモード変換のある場合を考える。この場合は、 $Y > M$ であり、光エネルギーが光ファイバ伝搬中に多数のモードで伝搬されるため群遅延時間の平均化が生じる。

本節では入射端で各モードに分配された入射電力が光ファイバ内の先に述べたような不整に

よってモード変換を受け $t = t_k$ の時刻に光ファイバ出射端に存在確率 A_k をもって到達する場合の t_k, A_k を全て数え上げる数値計算法を以下述べる。

3.4.2 モード散乱行列の定義

前に述べたように低損失な光ファイバを用いた長距離伝送システムの光ファイバ全長の伝送特性を精度よく解析するためには、(3.39)式の仮定が十分成立する区間の両端の各モードの複素数表示した光電力の関係式を定量的に導びくことが必要となる。

今、軸方向にモード変換をひき起こす不均一部が離散的に分布している場合を考える。 r 番目の不均一部を中央に含むような区間を考え、その区間長を L とする。 $z = z_r$ における第 i モードの前進波、後進波の電力をそれぞれ $P_i^{(+)}(z_r), P_i^{(-)}(z_r)$ とすると $z = z_r$ における第 i モードの電力と $z = z_{r+1}$ における第 j モードの電力は

$$\begin{aligned} P_i(z_r) &= P_i^{(+)}(z_r) + P_i^{(-)}(z_r) \\ P_j(z_{r+1}) &= P_j^{(+)}(z_{r+1}) + P_j^{(-)}(z_{r+1}) \end{aligned} \quad (3.49)$$

と表わされる。図 3.2 に示すような r 番目の不均一部によるモード変換による第 i モードから第 j モードへの同一方向のモード変換係数を $d_{ij}^{(+)}(r)$, 反射係数を $\rho_{ii}^{(+)}(r), \rho_{jj}^{(-)}(r)$ で表わすと、次式が成立する。

$$\begin{bmatrix} P_j^{(+)}(z_{r+1}) \\ P_i^{(-)}(z_r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_{ij}^{(+)}(r) e^{-\frac{\Gamma_i + \Gamma_j}{2} L} & \rho_{jj}^{(-)}(r) e^{-\Gamma_j L} \\ \rho_{ii}^{(+)}(r) e^{-\Gamma_i L} & d_{ji}^{(-)}(r) e^{-\frac{\Gamma_i + \Gamma_j}{2} L} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_i^{(+)}(z_r) \\ P_j^{(-)}(z_{r+1}) \end{bmatrix} \quad (3.50)$$

ここで、 Γ_i は第 i モードの伝搬定数であり

$$\Gamma_i = A_i + j\omega\tau_i \quad (3.51)$$

で表わされる。ここに A_i, ω, τ_i はそれぞれ第 i モードの intrinsic な減衰定数、ベースバンドの変調角周波数、単位長当りの群遅延時間である。 Γ_i は第 i モードのベースバンドの伝搬定数とも呼ぶべき量である。

光パルスの伝搬時間は変調信号の位相遅れに対応し、光電力の強度は振幅に対応する。

通常、後方散乱光の電力は無視できる程度に小さいので(3.50)式で(-)成分を省略すると

$$P_j(z_{r+1}) = d_{ij}(r) e^{-\frac{\Gamma_i + \Gamma_j}{2} L} \cdot P_i(z_r) \quad (3.52)$$

ここで

$$S_{ij}(r) = d_{ij}(r) \cdot e^{-\frac{\Gamma_i + \Gamma_j}{2} L} \quad (3.53)$$

と定義し、行列Aの転置行列をA^tとする。

$$\begin{bmatrix} P_1(z_{k+1}) \\ P_2(z_{k+1}) \\ \vdots \\ P_M(z_{k+1}) \\ P_\xi(z_{k+1}) \end{bmatrix}^t = \begin{bmatrix} P_1(z_k) \\ P_2(z_k) \\ \vdots \\ P_M(z_k) \\ P_\xi(z_k) \end{bmatrix}^t \begin{bmatrix} S_{11}(k) & S_{12}(k) & \cdots & S_{1M}(k) & S_{1\xi}(k) \\ S_{21}(k) & S_{22}(k) & \cdots & S_{2M}(k) & S_{2\xi}(k) \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ S_{M1}(k) & S_{M2}(k) & \cdots & S_{MM}(k) & S_{M\xi}(k) \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.54)$$

ここでS_{ij}(k)は区間kにおける第iモードから第jモードへの変換係数でありξは放射モードを表わす。第(M+1)列が0であるのは、放射モードから伝搬モードへの変換がないとしているからである。上式の右辺の(M+1)×(M+1)行列を基本区間のモード散乱行列と呼ぶ。(3.53)式よりモード散乱行列は次の様に分解できる。

$$S_0 = \begin{bmatrix} e^{-\frac{\Gamma_1}{2}L} & & & 0 \\ & e^{-\frac{\Gamma_2}{2}L} & & \\ & & \ddots & \\ & & & e^{-\frac{\Gamma_M}{2}L} \\ 0 & & & & 0 \end{bmatrix} D \begin{bmatrix} e^{-\frac{\Gamma_1}{2}L} & & & 0 \\ & e^{-\frac{\Gamma_2}{2}L} & & \\ & & \ddots & \\ & & & e^{-\frac{\Gamma_M}{2}L} \\ 0 & & & & 0 \end{bmatrix} \quad (3.55)$$

ここにD(r)は次式で与えられる。

$$D(r) = \begin{bmatrix} d_{11}(r) & d_{12}(r) & \cdots & d_{1M}(r) & d_{1\xi}(r) \\ d_{21}(r) & d_{22}(r) & \cdots & d_{2M}(r) & d_{2\xi}(r) \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ d_{M1}(r) & d_{M2}(r) & \cdots & d_{MM}(r) & d_{M\xi}(r) \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.56)$$

上式のD(r)を区間rのモード変換行列、D(r)の要素をモード変換係数と呼ぶ。

(3.55)式は基本区間をモード変換を含む部分と含まない部分に分解することを意味する。

軸方向にR個のモード変換部が存在する場合には入射モード電力ベクトルを用いて次式が成立する。

$$\begin{aligned} P(z_1) &= P(0) \cdot S(1) \\ P(z_2) &= P(z_1) \cdot S(2) \\ &\vdots \\ P(z_{R-1}) &= P(z_{R-2}) \cdot S(R-1) \\ P(\ell) &= P(z_{R-1}) \cdot S(R) \end{aligned} \quad (3.57)$$

従って

$$P(\ell) = P(0) \cdot S \quad (3.58)$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}(1) \cdot \mathbf{S}(2) \cdots \mathbf{S}(R) \quad (3.59)$$

が成立する。

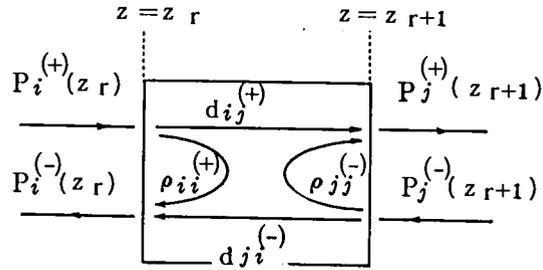


図 3.2 前進波と後進波を考慮した基本区間の入出力関係

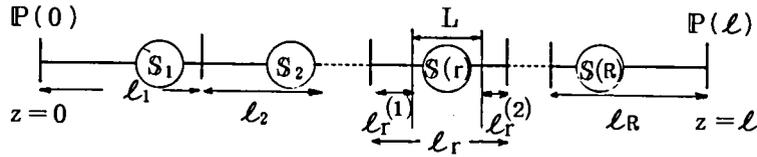


図 3.3 基本区間の縦続接続

ここで、図 3.3 に示すように r 番目の区間は基本区間を含み、基本区間の左右両側の長さをそれぞれ $l_r^{(1)}$ 、 $l_r^{(2)}$ とし、 r 番目の区間長 l_r を

$$l_r = L + l_r^{(1)} + l_r^{(2)} \quad (3.60)$$

で表わす。(3.57) ~ (3.59) 式の $\mathbf{S}(r)$ は (3.55) 式の基本区間のモード散乱行列 \mathbf{S}_0 を用いて次式で計算される。

$$\mathbf{S}(r) = \begin{bmatrix} e^{-\Gamma_1 l_r^{(1)}} & & 0 \\ & e^{-\Gamma_2 l_r^{(1)}} & \\ 0 & & e^{-\Gamma_M l_r^{(1)}} \\ & & & 0 \end{bmatrix} \mathbf{S}_0 \begin{bmatrix} e^{-\Gamma_1 l_r^{(2)}} & & 0 \\ & e^{-\Gamma_2 l_r^{(2)}} & \\ 0 & & e^{-\Gamma_M l_r^{(2)}} \\ & & & 0 \end{bmatrix} \quad (3.61)$$

光ファイバ全長 l は

$$l = \sum_{k=1}^R l_k \quad (3.62)$$

で表わされる。

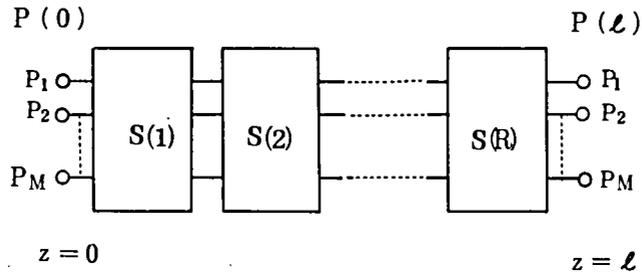


図 3.4 モード散乱行列の掛け合わせ

図 3.4 にモード散乱行列の積で出射モード電力ベクトル $P(l)$ が入射モード電力ベクトル $P(0)$ から求められることを示す。(3.58), (3.59) 式はモード変換のある多モード光ファイバ内の光波のエネルギーの伝搬におけるいわゆるモード履歴を求める計算式である。

ここでモード散乱行列の縦続掛け合わせでモード履歴が求められる理由について考察する。簡単のため無変調, すなわち $\omega = 0$ の場合を考える。 $D(k)$ の要素 $d_{ij}(k)$ が $d_{ij}(k) \neq 0$ のとき区間 k において $P_i(z_{k-1}) \rightarrow P_j(z_k)$ への電力遷移がある。いまこのことを " $P_i(z_{k-1}) \rightarrow P_j(z_k)$ へ path がある" と呼ぶことにする。このように約束すると $D(k) \cdot D(k+1)$ の (i, j) 要素は次式で与えられる。

$$[D(k) \cdot D(k+1)]_{ij} = \sum_{r=1}^M d_{ir}(k) d_{rj}(k+1) \quad (3.63)$$

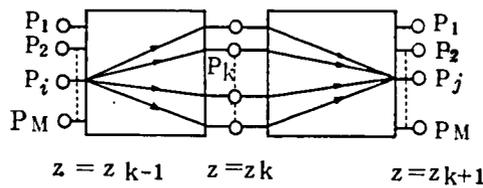


図 3.5 モード電力遷移

従って図 3.5 に示すように区間 $k, k+1$ に亘る $P_i(z_{k-1})$ から $P_j(z_{k+1})$ への全ての path をモード変換係数の重み付けをもって数えあげていることがわかる。同様に

$$D = D(1) \cdot D(2) \cdots \cdots \cdot D(R) \quad (3.64)$$

で求められる光ファイバ全長のモード変換行列 D は $P(0)$ の各成分がどのようなモード履歴で $P(l)$ の各成分に流れ込むかを数え上げる。

$S_{ij}(k)$ はモードの減衰定数とモード変換係数の積を実数部にもち, 群遅延時間を複素指

数項に含むため (3.59) 式によって \$S\$ を求める演算においては光ファイバ全長の伝搬時間が各区間の伝搬時間の和で求められる。これらの考え方はグラフ理論における有向グラフの path の数え上げに対応する。

本節の最後にモード散乱行列と電力結合方程式の関係について述べる。モード散乱行列で変調周波数を 0 (無変調) とおくとモード変換行列が導かれる。

次に基本区間の単位長当りの第 \$i\$ モードから第 \$j\$ モードへのモード変換係数を \$\tilde{d}_{ij}\$ で定義すると、散乱行列で関係づけられる区間の入出力関係は次の様になる。

$$\left. \begin{aligned} P_j(z_k) &= \tilde{d}_{jj} L e^{-\Gamma_j} P_j(z_{k-1}) + \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^M \tilde{d}_{ij} L P_i(z_{k-1}) \\ \sum_{k=1}^{\xi} \tilde{d}_{jk} L &= 1 \\ L \cdot \tilde{d}_{ij} &= d_{ij} \end{aligned} \right\} \quad (3.65)$$

従ってこの区間での第 \$j\$ モードの電力の変化は

$$\frac{dP_j(z)}{dz} = - \left(\tilde{d}_{jj} \Gamma_j + \sum_{k=1}^{\xi} \tilde{d}_{jk} \right) P_j(z) + \sum_{k=1}^{\xi} \tilde{d}_{kj} P_k(z) \quad (3.66)$$

となり電力結合方程式 (3.33) 式に対応する式が得られる。

従って無変調で基本区間の長さ \$L\$ を零に近づけた場合にモード散乱行列は電力結合方程式となる。

以上の検討により (3.11) 式の近似が十分成立する範囲においてモード散乱行列法は電力結合方程式を含みかつモード変換のある長尺光ファイバに対し精度よく周波数領域でベースバンドの伝達関数を計算することが出来ることがわかる。

3.4.3 モード散乱行列法によるベースバンド伝達関数の導出

第 \$i\$ モードの光電力をインパルス状に励振した場合を考える。\$z = \ell\$ における第 \$j\$ モードの光電力の時間関数のフーリエ変換は、(3.43) 式、(3.58) 式より次式で与えられる。

$$G_{ij}(\omega, \ell) = S_{ij} \quad (3.67)$$

すなわち \$P(\ell)\$ の \$j\$ 番目の要素 \$G_{ij}(\omega, \ell)\$ は第 \$i\$ モードと第 \$j\$ モード間のモード伝達関数である。すなわちモード散乱行列の要素は光ファイバ入出射間のモード伝達関数である。

ここで考えている変調方式は光強度変調である。ベースバンドの伝達関数 \$G(\omega, \ell)\$ は次式で求められる。

$$G(\omega, \ell) = \sum_{i=1}^M P_i(\ell) \quad (3.68)$$

あるいは (3.58) 式を用いると次式によっても表わされる。

$$G(\omega, \ell) = \sum_{i=1}^M \left(\sum_{k=1}^M P_k(0) \cdot S_{ki} \right) \quad (3.69)$$

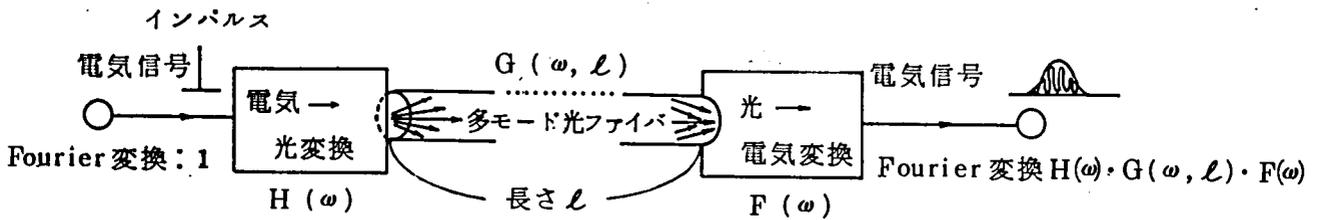


図 3.6 多モード光ファイバ伝送系とその伝達関数

図 3.6 に多モード光ファイバ伝送系とその伝達関数を示す。電気→光，光→電気変換器の伝達関数をそれぞれ $H(\omega)$ ， $F(\omega)$ とすると全体の伝達関数 G_T は

$$G_T(\omega) = H(\omega) \cdot G(\omega, l) \cdot F(\omega) \quad (3.70)$$

と表わされる。

実際に $G(\omega, l)$ を求めるためには電気系の伝達関数を校正する必要がある。これは入射側の短尺光ファイバをカットバックし、 $G_T(\omega)$ を求めるのと同様の手順で $H(\omega) \cdot F(\omega)$ を求め、(3.70)式と比をとることによって行なり。

以上によりモード変換のある多モード光ファイバのベースバンド伝達関数を決定する要素は次の4項目である。

- [A] 入射モード電力ベクトル： $P(0)$
- [B] モード群遅延時間： τ_i
- [C] モードの減衰定数： A_i
- [D] モード変換係数： $d_{ij}(z)$

[A]項は電気・光変換部で光ファイバ内にどのモードがどれだけの電力で励振されるかという励振条件に依存する。[B]項は光ファイバのコア部の半径方向の屈折率分布に依存する。

[C]項は各モードの intrinsic loss であり、レーレー散乱損失や吸収損失等が当てはまる。

[D]項は光ファイバの心線化，ケーブル化におけるランダム曲りや光ファイバ素線内のコア径，屈折率分布等の長手方向の摂動の状態に依存する。

現在用いている光検出器は入射光電力に比例する電流を出力するため，ベースバンドの振幅減衰量 $A(\omega, l)$ は次式で定義される。

$$A(\omega, l) = -20 \log_{10} \left| \frac{G(\omega, l)}{G(\omega, 0)} \right| \quad (\text{dB}) \quad (3.71)$$

光ファイバのベースバンドの伝送帯域幅は， $A(\omega, l)$ が $\omega = 0$ の場合の直流損より 3 dB または 6 dB 増加する周波数をもってそれぞれ 3 dB 帯域幅，6 dB 帯域幅と呼ばれるが，単に伝送帯域幅と言う場合は IEC (国際電気技術委員会) や CCITT (国際電信電話諮問委員会) による標準化勧告に従い 6 dB 帯域幅を示す。本論文も以下この勧告に従う。

一方、伝送損失は光パワーメータを用いて測定する慣習上

$$A_T = -10 \log_{10} \left| \frac{G(0, \ell)}{G(0, 0)} \right| \quad (\text{dB}) \quad (3.72)$$

で計算される。

伝送損失は intrinsic loss の他にモード変換によって伝搬モードが放射モードに結合する度に発生するモード変換損から成る。モード変換損がケーブル化時のランダムな曲りによる光ファイバ軸の微小な曲りに^{3.5), 3.6)}よって発生する場合には俗にマイクロベンドロスとも呼ばれる。

3.4.4 モード散乱行列法の特長

モード散乱行列は電力結合方程式が十分成立する区間に対して定義されその積をとることによってモード変換のある多モード光ファイバの伝達関数を直接求めることが出来る。特長を以下の様にまとめることが出来る。

- (1) 行列の積の演算のみで直接かつ精度よくベースバンドの伝達関数を計算できる。
- (2) 任意の τ_i , A_i , $d_{ij}(z)$, $P(0)$ に対しベースバンドの伝達関数を計算できる。
- (3) d_{ij} が z の関数である場合でも $d_{ij}(z)$ をサンプリングし各区間でモード散乱行列を定義しそれらの積をとることで解析が可能である。
- (4) 光コネクタ, 接続部等の光伝送路の不連続な要素によるモード変換の影響も解析できる。
- (5) 短い光ファイバの伝送特性から数 10 km の長尺光ファイバの伝送特性の推定が可能である。

3.5 まとめ

実際の光ファイバには必ず何らかの摂動要素がありそれによってモード変換が生じる。このような場合のモード間の結合理論とそれに基づいた長尺光ファイバのベースバンドの伝送特性の数値解析法としてモード散乱行列法について述べた。この理論は光ファイバが均一に近い程、すなわち摂動が小さい程精度が良い。すなわち低損失光ファイバを用いた長距離光伝送系の回線設計に有効な理論と言える。

なお、本章で導いたモード変換係数を後章で数値的に求め心線化やレーレー散乱によるモード変換効果の解析に適用する。

第4章 伝送特性とその測定法

4.1 序

本章では光ファイバの基本的な伝送特性の測定法を述べる。光ファイバの伝送特性（伝送損失、伝送帯域幅等の電気的特性）とモード分布や屈折率分布等を正確に把握することは光ファイバの特性改善や設計を効果的に行うために重要である。本章では伝送損失、伝送帯域幅を変化させる要因をはじめに分析し、次に測定原理を述べる。屈折率分布については、はじめに従来の測定法を述べ、次に透過法による測定法について詳しく述べる。

SIファイバのモード分布についてはプラスチッククラッドファイバに関する実験的検討結果を述べる。

4.2 伝送損失の測定法

4.2.1 伝送損失要因

石英系光ファイバの全伝送損失 A_T は波長 λ の関数で

$$A_T(\lambda) = \frac{A}{\lambda^4} + B + C_1 e^{\frac{C_2}{\lambda}} + D_1 e^{\frac{D_2}{\lambda}} + C_3(\lambda) \quad (4.1)$$

で与えられる。^{4.1)}

第1項は第3章で述べたレーレー散乱損失であり光ファイバの伝送損失の理論限界値を与える。第2項は第3章で述べたモード変換損であり光ファイバ内の構造不完全性およびケーブル化に伴うマイクロバンドが主要因である。モード変換損は伝搬モードが放射モードに変換することで発生する。Bの大きさはモード変換量の尺度であり第6章で述べるように伝送帯域幅の長さ特性と関係する。第3項は紫外吸収損失で、ガラス媒質の紫外吸収端が波長 $0.8 \sim 1.3 \mu\text{m}$ の光通信波長域で問題となる。GeO₂-SiO₂系石英ガラスで $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ で 1.2 dB/km 、 $1.2 \mu\text{m}$ で 0.1 dB/km という報告がある。^{4.1)} 第4項はSi-Oの分子振動に基づく赤外吸収損で $\lambda \geq 1.3 \mu\text{m}$ で問題になる。波長 $\lambda = 9.1, 12.5, 21 \mu\text{m}$ で $10^9 \sim 10^{10} \text{ dB/km}$ の吸収損失ピーク値を有し特に遠赤外領域で問題となる。第5項は不純物による吸収損失である。不純物としては1970年初頭の頃はCo, Cr, V, Ni等の金属と、OH基によるものがあつたが現在ではOH基吸収損失のみに低減されている。0.7~1.6 μm に生じるOH基による吸収損失ピークは水酸基の基本波振動 ($\nu_1 = 2.72 \mu\text{m}$) と SiO₄ ($\nu_2 = 12.5 \mu\text{m}$) の基本波振動の高調波結合である。 $\lambda = 1.2 \sim 1.6 \mu\text{m}$ の長波長帯では $2\nu_1$ が $1.39 \mu\text{m}$ 付近に、 $2\nu_1 + \nu_2$ が $1.25 \mu\text{m}$ 付近に吸収損失ピークとなって表われる。 $\lambda = 0.95 \mu\text{m}$ には $3\nu_1$ の吸収ピークが生じる。1 ppmのOH基の含有に対し発生する吸収損失ピークの大きさは、 $0.95 \mu\text{m}$ 、 $1.25 \mu\text{m}$ 、 $1.39 \mu\text{m}$ でそれぞれおよそ1, 2, 40 dB/kmである。^{4.2)} 損失波長特性例を図4.1に示す。

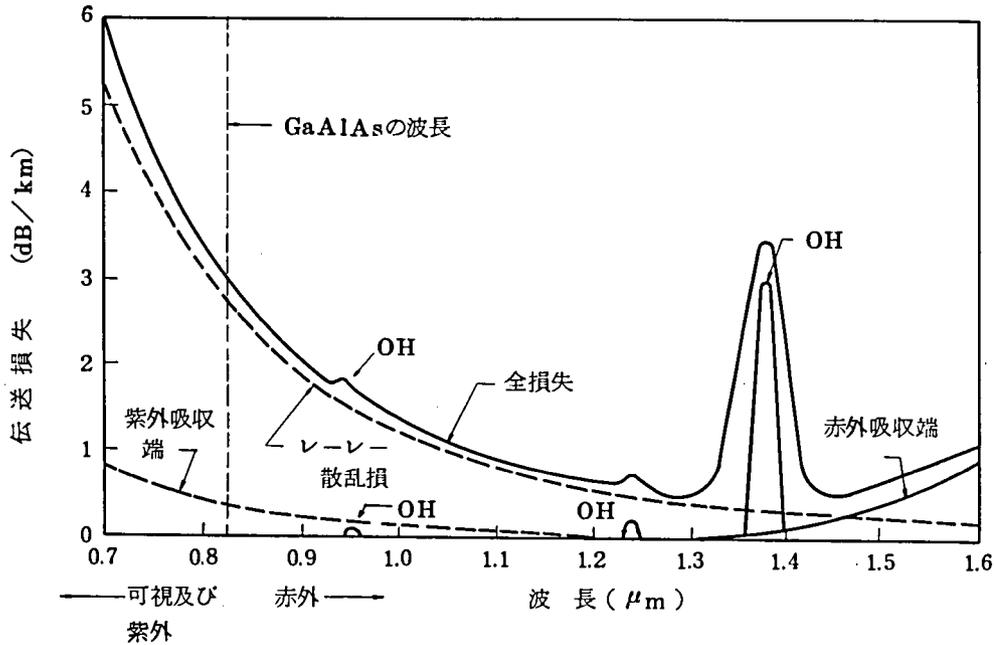


図 4.1 伝送損失の波長特性：要因分析

4.2.2 伝送損失測定法（カットバック法）

伝送損失は長さ l_1 , l_2 の光ファイバ出力を光パワーメータで求め、その読みを $P_1(\lambda)$, $P_2(\lambda)$ として次式によって求める。

$$A_T(\lambda) = \left\{ 10 \log \frac{P_2(\lambda)}{P_1(\lambda)} \right\} / (l_2 - l_1) \quad (\text{dB/km}) \quad (4.2)$$

ここで、はじめに長さ l_2 の被測定ファイバの出力 $P_2(\lambda)$ を求め、そのあとで入射側の長さ l_1 の点を切断し、その出力 $P_1(\lambda)$ を求める。この方法は通常カットバック法と呼ばれ CCITT, IEC 等の標準化委員会で標準測定法として第1候補にあげられている。この方法は破壊測定法であるため非破壊法である後方散乱法も現在実用化されつつある。^{4.3)} 本論文ではカットバック法を採用した。多モード光ファイバの伝送損失測定で問題となるのは励振条件である。測定すべき伝送損失は後述する定常状態における値であり、この値を用いると長尺光ファイバの全長の損失の推定が精度よく出来る。

図 4.2 には(a)~(d)の4種類の励振法を示した。GIファイバに対しては(c)のダミーファイバを用いる方法、後章で述べるW形ファイバに対しては(b)のレンズを用いる方法を採用した。

図 4.3, 図 4.4 には損失波長特性測定系及び外観を、図 4.5 は単一光源による伝送損失の測定装置外観を示す。図 4.5 の光源は2波 ($\lambda_1 = 0.85 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) が光スイッチ^{4.4)} で切り換わり、両光源による光ファイバ出力が1回の測定で可能である。光スイッチの切り替えによる結合量のばらつきは 0.01 dB 以下である。

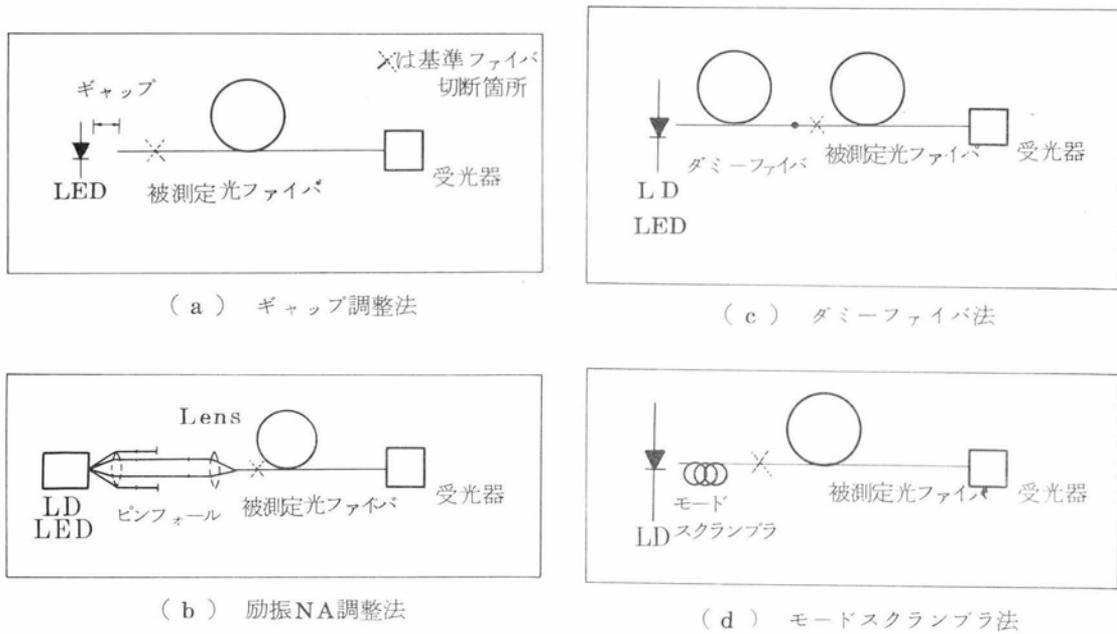


図 4.2 伝送損失測定法における励振条件の調整法

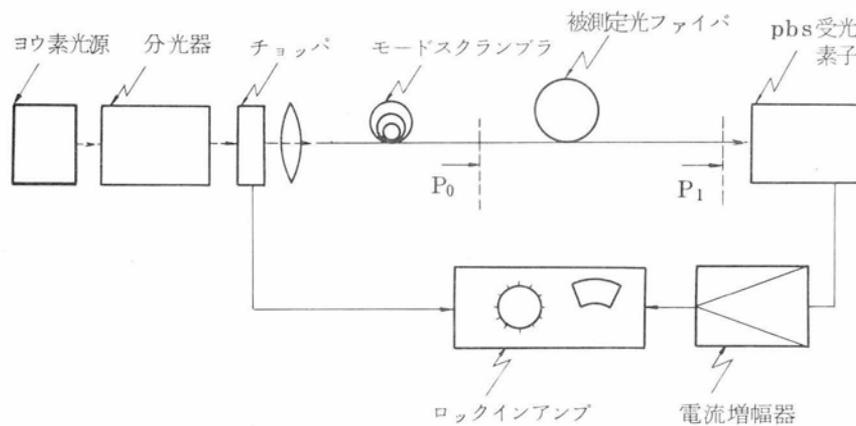


図 4.3 伝送損失・波長特性測定系

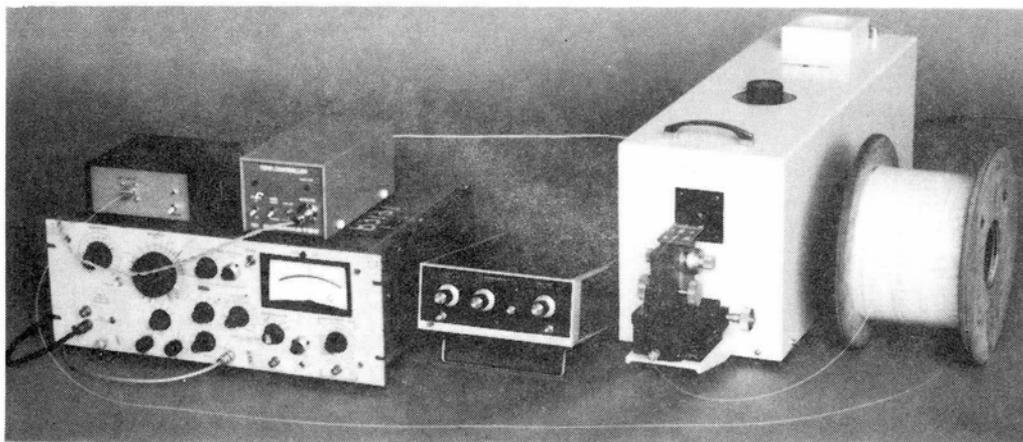


図 4.4 伝送損失・波長特性測定装置の外観

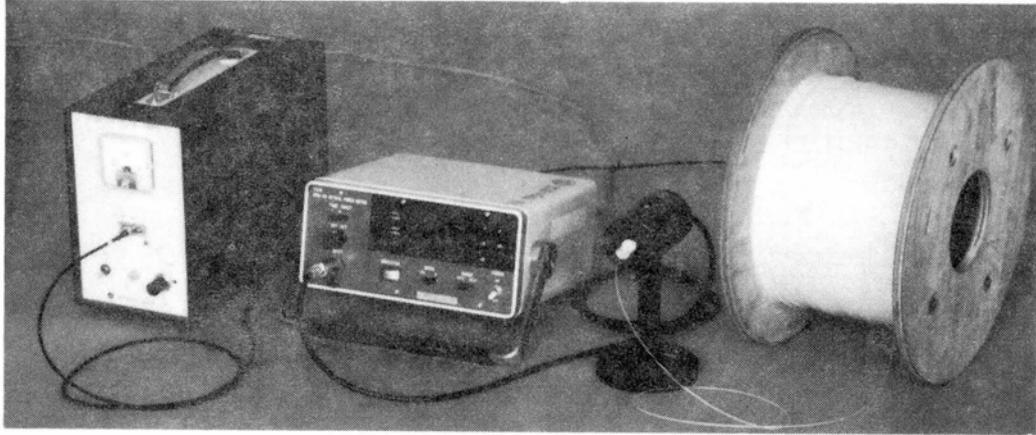


図 4.5 LEDを用いた伝送損失測定装置の外観

4.2.3 伝送損失測定 of 誤差要因

測定誤差要因としては次の3点がある。

- (1) P_1 , P_2 を測定する間の光源からの結合状態の変化
- (2) 受光素子に結合させる場合の光ファイバ端面状態
- (3) 光源の発振波長の変化

(1)については光源の発光パワーの安定化を行ない、被測定光ファイバとダミーファイバは融着接続法で接続した。光源はベルチェ素子で温度変動を ± 0.2 ℃以内に保ち、出力変動が $0.04 \text{ dB}/6$ 時間程度の安定化光源を試作した。

実験に使用した安定化光源及び融着機を図 4.6 に示す。

接続

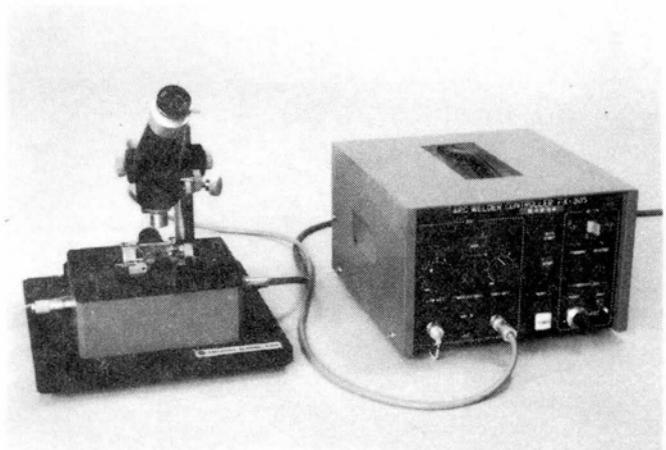
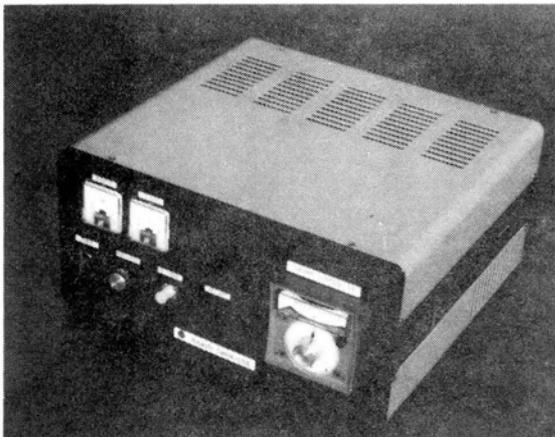


図 4.6 実験に用いた温度安定化光源 (左) と融着接続器 (右)

(2)については光ファイバ用カッタを用いたこと及び、光ファイバアダプタを試作し、受光素子との結合の再現性を0.01 dB以内に抑えた。

(3)については、駆動電流による発光素子の温度上昇に基づく波長のシフトが無視されやすい。図4.7には発光ダイオードの発光スペクトルの温度依存性を示すが、ピーク波長にしておよそ $3 \text{ \AA}/\text{C}$ のシフトが観測された。図4.8に 0.85 \mu m 帯用LEDのスペクトルピークと駆動電流の関係に関する実験結果を示す。 $I_F = 50 \text{ mA}$ と 100 mA とでは λ_p が 20 nm もシフトする。 $\Delta = 1\%$ のGIファイバの場合、(4.1)式のレーレー散乱係数 A がおよそ $1.15 (\text{dB}/\text{km}) \cdot \mu\text{m}^4$ であるからレーレー散乱損失が $0.2 \text{ dB}/\text{km}$ も異なって測定されることがわかる。これを防ぐためには、光源のヒートシンク的设计、温度制御を行ない、光源波長を十分に把握することが必要である。

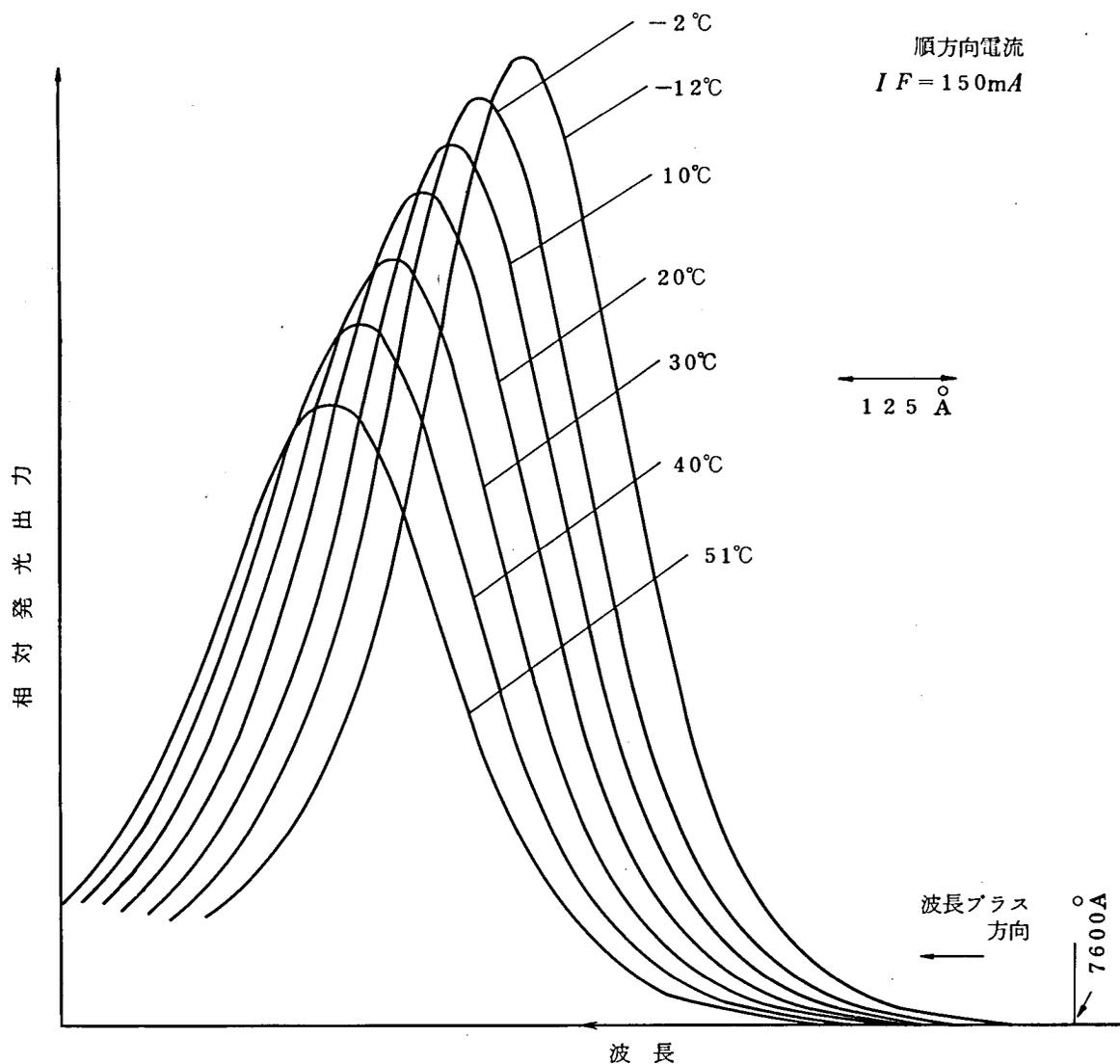


図4.7 温度による発光波長の変化

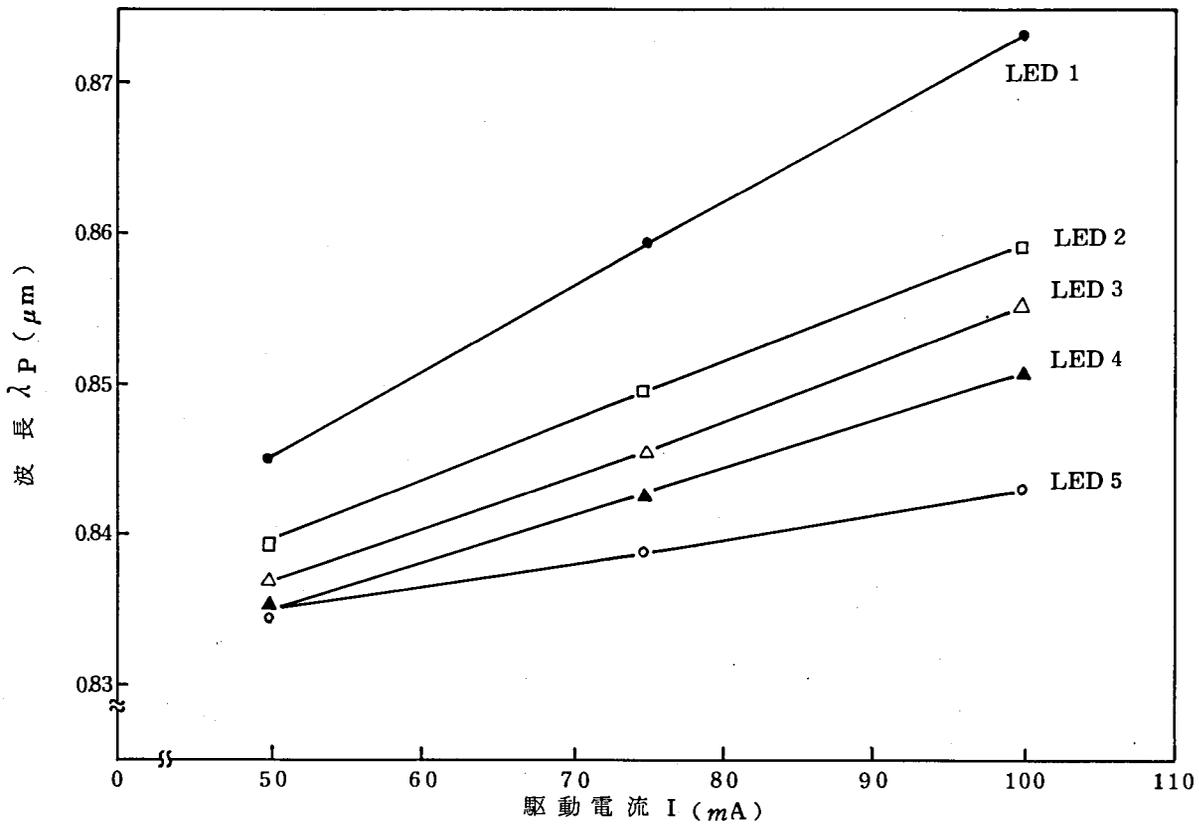


図 4.8 順方向電流とLED発光ピーク波長との関係

4.3 ベースバンドの伝送帯域幅の測定法

4.3.1 分散要因

本節ではモード変換は考えない。光ファイバの伝送帯域幅を制限する遅延ひずみ（分散）の要因は次の3項目である。

(1)多モード分散：多モード光ファイバにおいてモード毎に群速度が異なることによって生じる分散である。

(2)材料分散：波長の変化によって光ファイバ材料のガラスの屈折率が変化することによって生じる分散で、光源のスペクトル幅に比例する。

(3)導波路分散：ひとつのモードの群速度が波長に対して一定でないことによって生ずる分散である。

多モード光ファイバでは(1)と(2)が、シングルモード光ファイバでは(2)が主要因である。

(3)はシングルモード光ファイバに影響するが、(2)に比較すると影響は少なく無視できる。

4.3.2 伝送帯域幅の定義

光ファイバの伝送帯域幅は第3章(3.7.1)式で定義したベースバンドの振幅減衰量

$A(\omega, \ell)$ が $\ell = 1 \text{ km}$ で、直流 ($\omega = 0$) より 6 dB 増加する周波数で定義される。本論文では $B_{6 \text{ dB}}$ の記号を用いる。

4.3.3 伝送帯域幅測定法 (周波数掃引法)

本論文では第3章で述べたモード散乱行列法が周波数領域における解析であることもあって、主として伝送帯域幅の測定は周波数掃引法^{4.5)}を用いた。図4.9に測定系を図4.10に装置外観を示す。

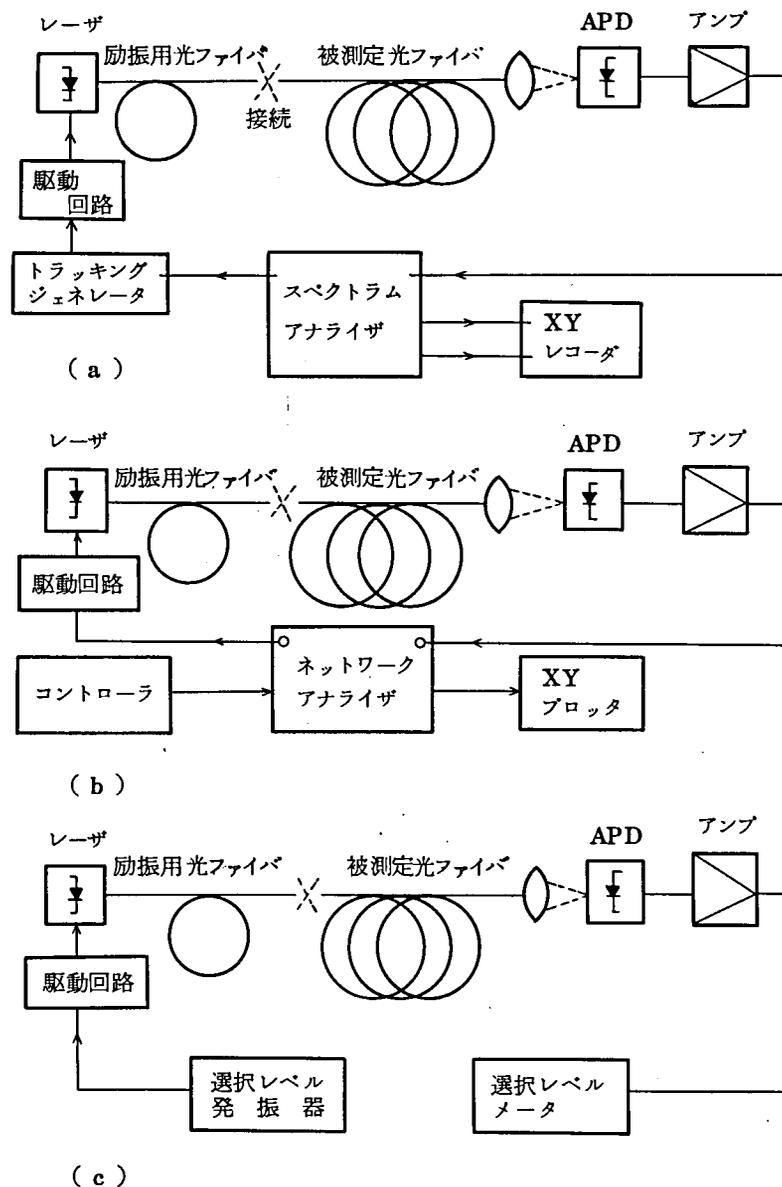
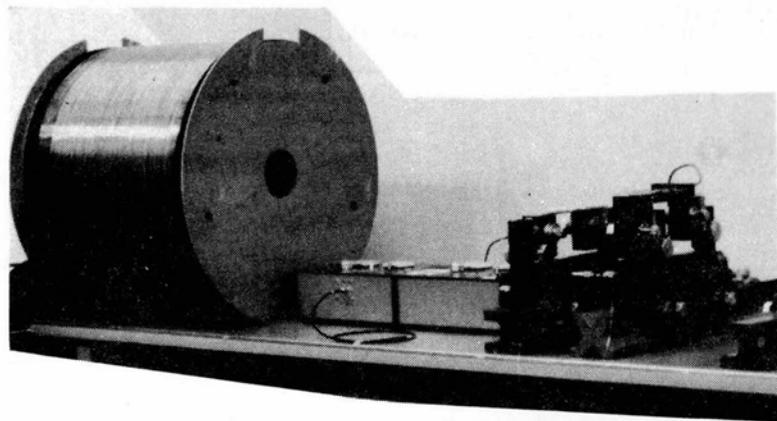
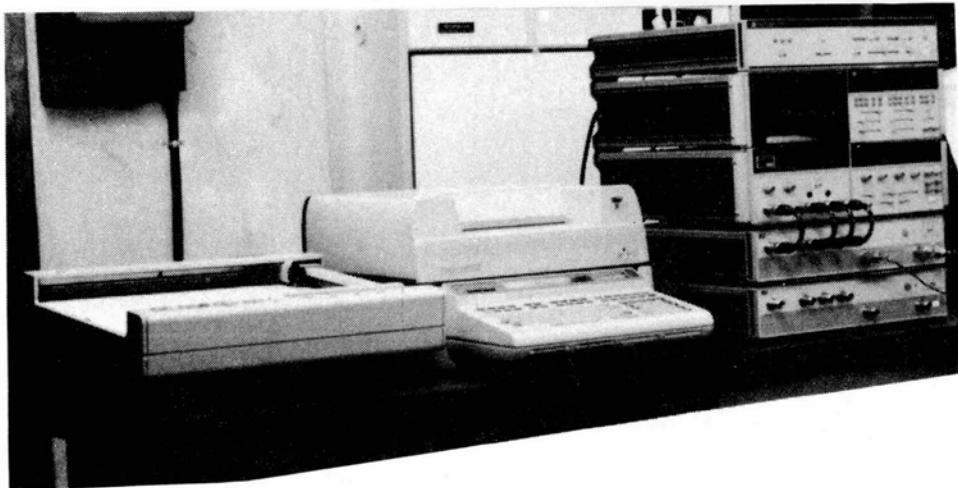


図 4.9 周波数掃引法による伝送帯域幅の測定法



光系



電気系

図 4.10 実験に用いた伝送帯域幅測定装置

(a)~(c)とも光源を正弦波電流で直接変調をかける点は同じである。掃引法はダイナミックレンジが広く^{4.5)}、周波数特性が直接得られる点が特徴である。始めにレーザ、電気系光ファイバ、受光系全体の周波数応答を求め、あとで入射側をカットバックし、電気系(レーザ、回路、受光素子)の周波数特性を差し引き光ファイバだけの振幅減衰量の周波数特性を求める。図 4.10 (図 4.9(b))の装置はその計算をコンピュータ処理しXYプロッタ上に出力するものである。

4.3.4 パルス拡がり測定法

PCM通信路に光ファイバを用いる場合、パルス拡がり量が伝送速度に制限を及ぼし実際に問題となる。図 4.11 に測定系を示す。パルス拡がりにはベースバンド信号の位相(時間遅れ)と振幅(パルス波高値)の両方を観測出来るメリットがある反面、入射パルスの波形が異なった場合に伝送路の通信容量を客観的に求められない点が難点である。入出力パルス波形をフーリエ変換すれば周波数特性が得られる。本方法は光ファイバの評価よりもPCM伝送系の評価に適している。

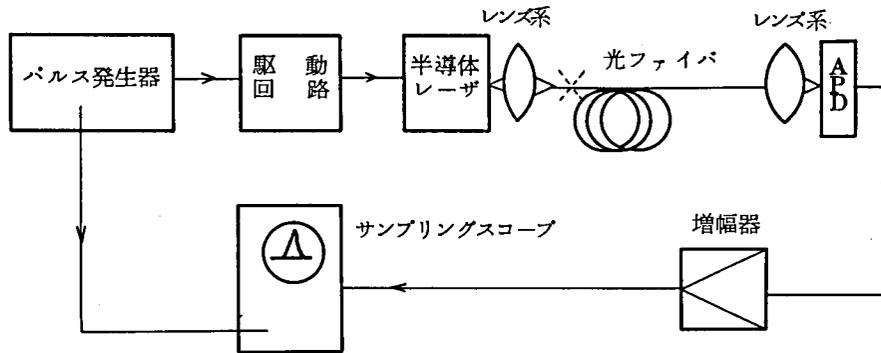


図 4.1.1 光ファイバのパルス拡がり測定系

4.3.5 光リンクの帯域特性を決める要因

光ファイバに幅の狭いパルスを入射し光ファイバ出射パルスがガウス形と仮定する。振幅は 1 と考える。

$$f_0(t) = \exp \left\{ -t^2 / (2\sigma_f)^2 \right\} \quad (4.3)$$

ここに σ_f は出力パルス波形の r.m.s 幅であり次式で表わされる。^{4.6)}

$$\sigma_f = \sqrt{\sigma_M^2 + \sigma_m^2} \quad (4.4)$$

但し、 σ_M 、 σ_m はそれぞれ多モード分散、材料分散に基づくパルスが拡がりの r.m.s 値であり、それぞれ次の様に求められる。^{4.6)}

$$\sigma_M = \frac{\ell N_1}{2c} \Delta \frac{\alpha}{\alpha+1} \sqrt{\frac{\alpha+2}{3\alpha+2} \left| \frac{\alpha-2-\tilde{\epsilon}}{\alpha+2} \right|} \quad (4.5)$$

$$\sigma_m = \frac{\sigma_s}{\lambda_p} \left(\lambda_p^2 \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right) \frac{\ell}{c} \quad (4.6)$$

但し σ_s は光源のスペクトル拡がりをガウス分布としたときの r.m.s 値、 ℓ は光ファイバ長、 c は光速、 N_1 、 $\tilde{\epsilon}$ はそれぞれ第 2 章で定義した群屈折率と材料分散パラメータで次の様に表わされる。

$$N_1 = n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \quad (4.7)$$

$$\tilde{\epsilon} = -\frac{2n_1}{N_1} \lambda_p \frac{1}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\lambda} \quad (4.8)$$

(4.6) 式は N_1 を用いると次の様にも書ける。

$$\sigma_m = \frac{\ell}{c} \sigma_s \frac{dN_1}{d\lambda} \quad (4.9)$$

(4.3) 式のフーリエ変換 $F_0(f)$ は

$$F_0(f) = \sigma_f \cdot e^{-2\pi^2 f^2 \sigma_f^2} \quad (4.10)$$

となる。ベースバンドの振幅減衰量 $A(f)$ は

$$A(f) = -20 \log_{10} |F_0(f)| \doteq 171 \sigma_f^2 f^2 \quad (\text{dB}) \quad (4.11)$$

となる。

$A(f) = 6$ とおき σ_f を (nsec), f を (MHz) で表わすと

$$B_{6\text{dB}} \doteq \frac{187}{\sigma_f} \quad (\text{MHz}) \quad (4.12)$$

の関係が導かれる。

図 4.1 2 に多モード光ファイバ伝送系の帯域を決める要因を示す。

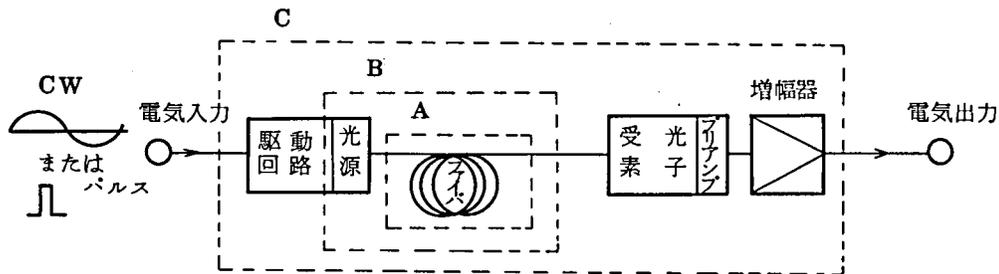


図 4.1 2 光ファイバリンクの帯域幅要因

(1) 多モード分散支配の場合

光源として半導体レーザーを用いる場合には, $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$, $\ell = 10 \text{ km}$ 程度の伝送では σ_m は σ_M に比べて無視できる。 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ では数 10 km の伝送でも σ_m は σ_M に比べて無視できる。(4.5), (4.12) 式を用いると

$$B_{6\text{dB}} \doteq 0.37 \frac{c}{\ell N_1} \frac{\alpha+1}{\alpha} \sqrt{\frac{3\alpha+2}{\alpha+2}} \frac{\alpha+2}{|\alpha-2-\tilde{\epsilon}|} \frac{1}{\Delta} \quad (\text{Hz}) \quad (4.13)$$

$\alpha \approx 2$ の場合には

$$B_{6\text{dB}} \approx \frac{0.65}{\ell} \frac{1}{(\delta\alpha)} \frac{1}{\Delta} \quad (\text{MHz}) \quad (4.14)$$

ここに $\delta\alpha$ は最適な屈折率分布定数 α_{opt} からのずれで

$$\delta\alpha = | \alpha - 2 - \tilde{\epsilon} | \quad (4.15)$$

SIファイバの場合には(4.13)式で $\alpha \rightarrow \infty$ とおくと次の様に導ける。

$$B_{6dB} \approx \frac{0.13}{\ell} \frac{1}{\Delta} \quad (\text{MHz}) \quad (4.16)$$

(4.14), (4.16)式よりGIファイバとSIファイバの1 kmでの帯域比 b_0 は次の様になる。

$$b_0 \doteq \frac{5}{\delta\alpha} \quad (4.17)$$

実際は $\delta\alpha$ は 0.05 から 0.1 の範囲であるのでGIファイバの方がSIファイバより 50 ~ 100 倍広帯域である。

(2) 材料分散も考慮した場合

図 4.1 2 の B の部分は光源のスペクトル拡がりとおファイバ材料の屈折率の波長特性の組合せで光リンクの帯域が決定されることを意味する。特に光源がLED(発光ダイオード: Light Emitting Diode) の場合にはスペクトル半値幅が 40 nm 程度あるため問題となる。(4.9)式の $dN_1/d\lambda$ の値を検討する。Payne 等^{4.7)}の行った実験を参照すると群遅延時間は λ の関数として次の様に求められる。

$$\begin{aligned} \tau = \frac{\ell}{c} \left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right) &= 3.95 \times 10^3 + 1.31 \times 10^7 \lambda^{-2} + 33.7 \times 10^{11} \lambda^{-4} - 8.25 \times 10^{-6} \lambda^2 \\ &+ 39.2 \times 10^{-13} \lambda^4 \quad (\text{nsec}) \end{aligned} \quad (4.18)$$

但し $\ell = 812 \text{ m}$, λ の単位は (nm) である。

$n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda}$ は N_1 に等しいので

$$\frac{d\tau}{d\lambda} = \frac{\ell}{c} \frac{dN_1}{d\lambda} = -2.62 \times 10^7 \lambda^{-3} - 1.35 \times 10^{13} \lambda^{-5} - 1.65 \times 10^{-5} \lambda + 1.57 \times 10^{-11} \lambda^3 \quad (4.19)$$

図 4.1 3 に $dN_1/d\lambda$ の波長特性を示す。 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ 近傍が石英系光ファイバの材料分散が 0 となる波長域であることがわかる。図 4.1 4 に光源のスペクトル拡がりとお σ_m おび B_{6dB} との関係を示す。横軸の $\Delta\lambda$ はスペクトルの半値幅で

$$\Delta\lambda \approx 2.34 \sigma_s \quad (4.20)$$

の関係がある。図 4.1 5 に $\Delta\lambda$ をパラメータとした場合の材料分散で決まる 6 dB 帯域幅と波長の関係を示す。・印は実測値であり計算値と良く一致する。図 4.1 6 にGIファイバを長尺接続した場合の伝送帯域幅特性とその長さ特性を示す。本実験結果より材料

分散による帯域幅は長さに逆比例することが判る。

以上をまとめると表 4.1 の様になる。波長 $0.85 \mu\text{m}$ 帯に限ると光源が LED で光ファイバが GI ファイバの場合にのみ材料分散が支配的であり、他の場合はすべて多モード分散が支配的である。

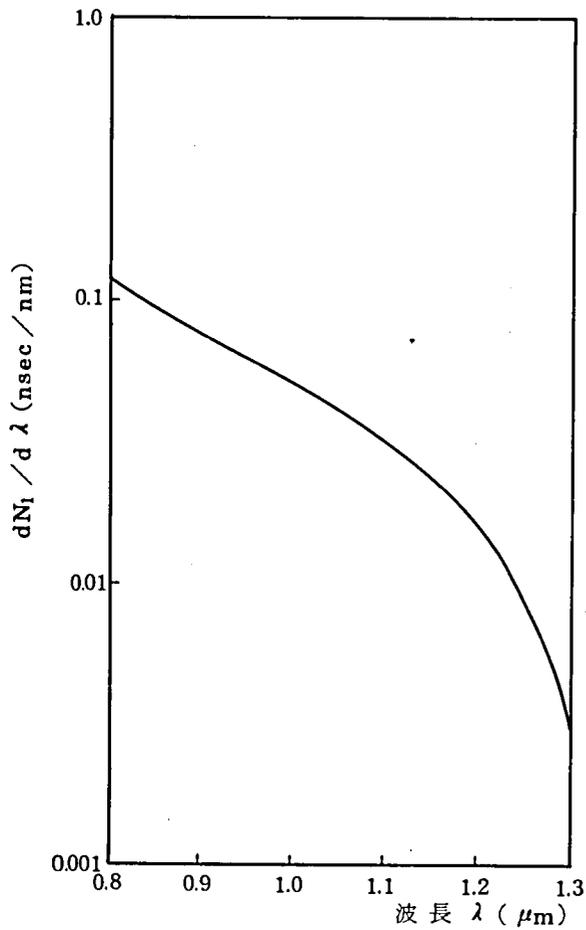


図 4.13 $dN_1/d\lambda$ の波長特性

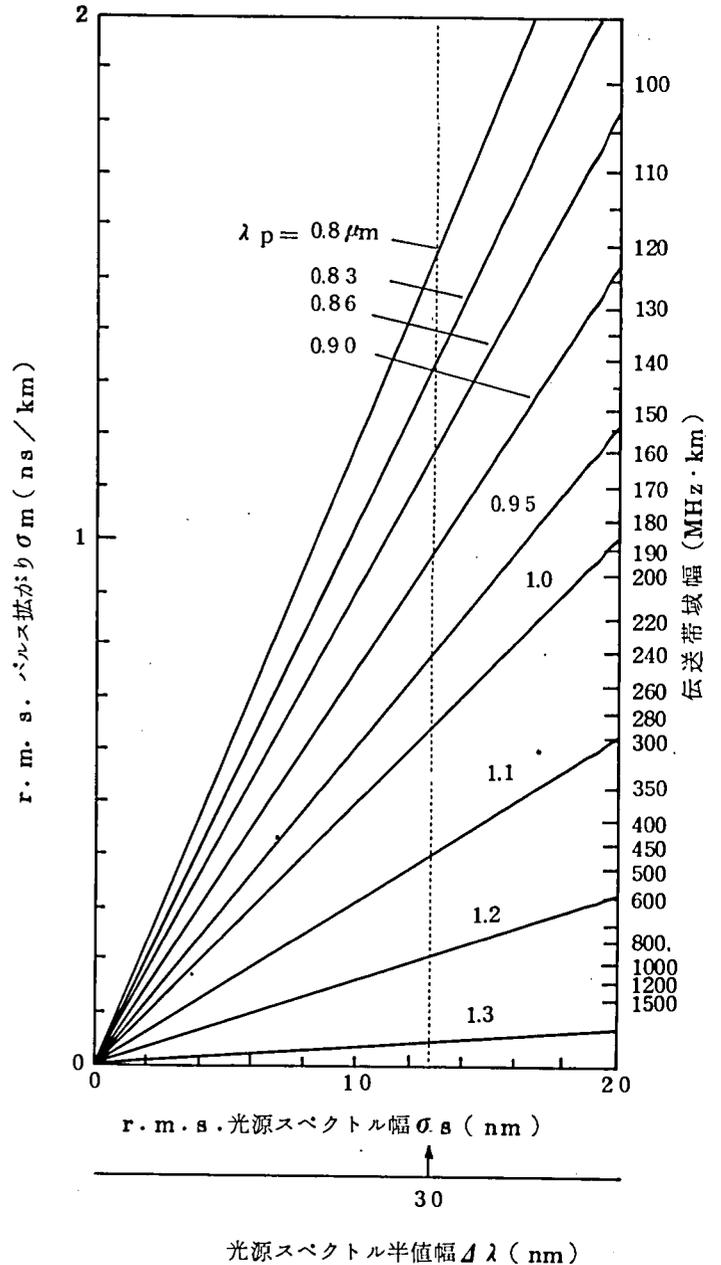


図 4.14 LED のスペクトル幅とパルス拡がり、伝送帯域幅の関係

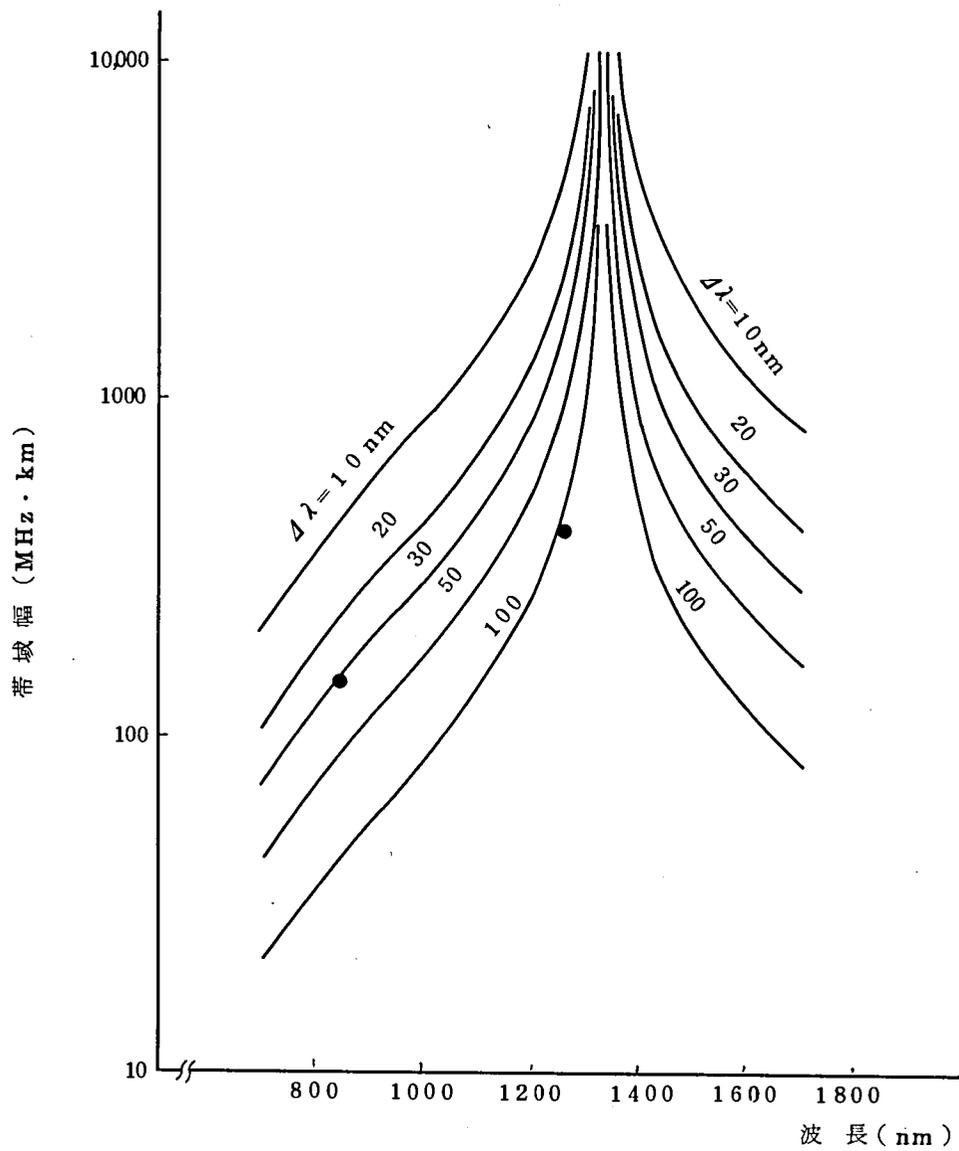


図 4.15 LED スペクトル拡がりによる光ファイバの伝送帯域

表 4.1 多モード光ファイバの分散決定要因

光源 \ 光ファイバ	S I 形	G I 形
レーザダイオード (LD)	多モード分散 (Phase A)	多モード分散 (Phase A)
発光ダイオード (LED)	多モード分散 (Phase A)	材料分散 (Phase B)

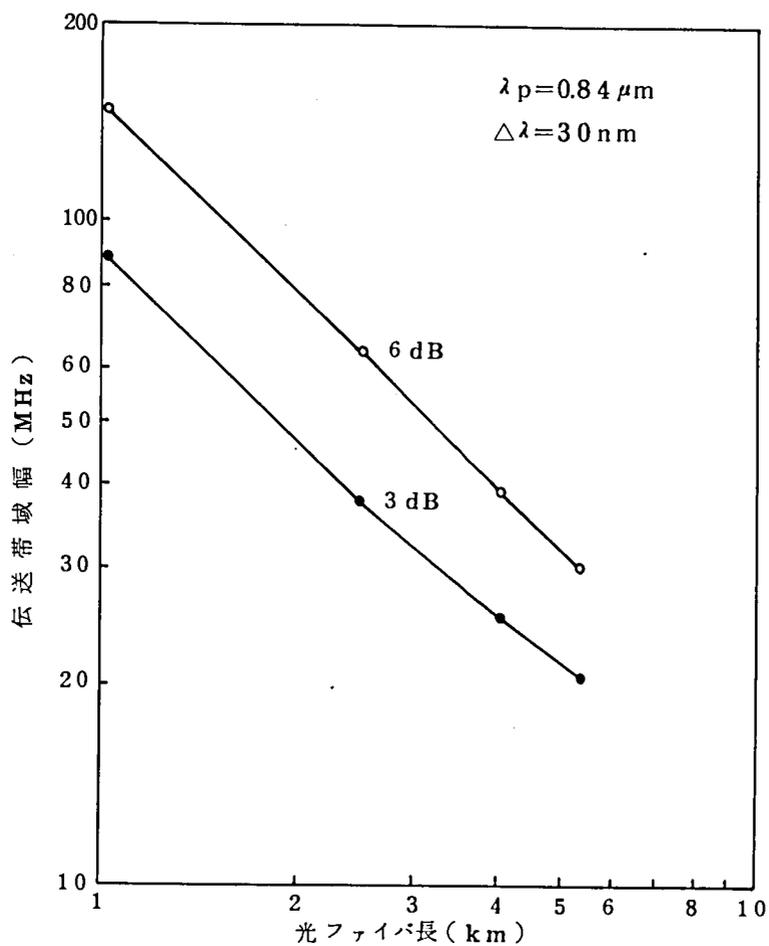
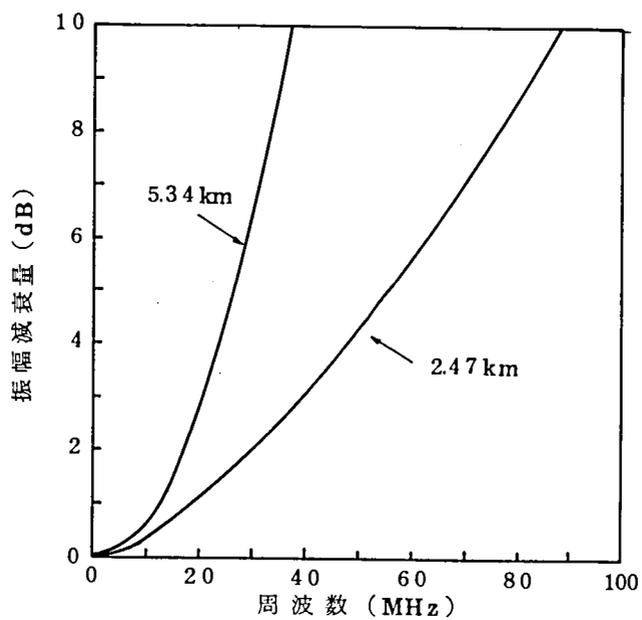


図 4.16 LED-GIファイバ光リンクの帯域幅特性とその長さ特性

4.4 光ファイバの屈折率分布の測定法

光ファイバの屈折率分布は伝送特性に関する構造パラメータで最も重要なものである。コア径、比屈折率差は光ファイバの接続あるいは光源との結合特性に影響を及ぼす。またケーブル化時のモード変換損、レーレー散乱損にも影響する。また屈折率分布の乱れはGIファイバの伝送帯域幅特性に大きく影響する。

シングルモード光ファイバの場合にはカットオフ波長の設計に屈折率分布の情報は不可欠である。

本節では筆者が主に用いた測定法について原理説明を行ない、そのうち透過法による測定結果と伝送特性との関係について詳述する。

4.4.1 測定法の種類と特徴

現在までに検討されている測定法は(1)縦方向干渉パターン法^{4.9)}、(2)透過法^{4.10)}、(3)NFP (Near Field Pattern) 法^{4.11)}、(4)反射法^{4.12), 4.13)}、(5)横方向干渉パターン法^{4.14)}、(6)RNF (Refractive Near Field) 法^{4.15)}等である。

これらのうち本論文において主に用いたのは(1)、(2)、(3)の測定法である。なおGIファイバについては主に(3)の透過法を用いた。

[1] 縦方向干渉パターン法

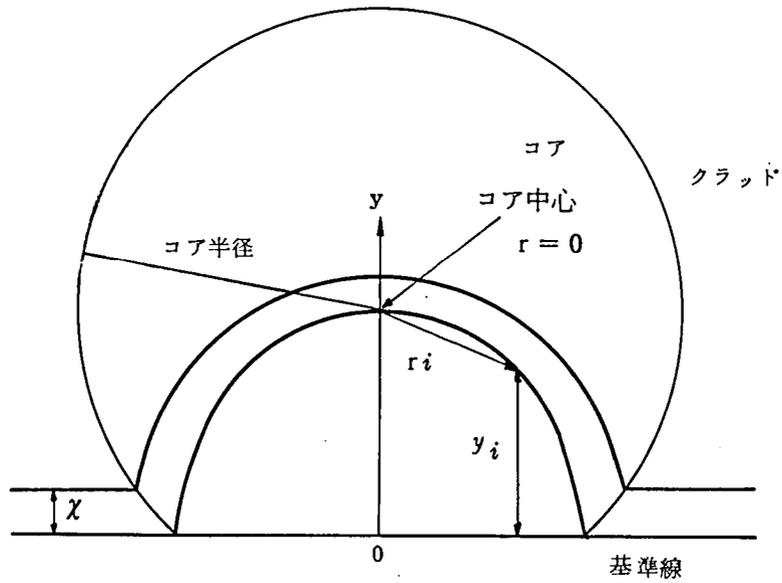
光ファイバプリフォーム又は光ファイバを50～100 μm の厚さに輪切りし両面を研磨する。干渉顕微鏡を用い試料片を透過する光の光路差を干渉縞の位置の移動で読みとるものである。図4.17に干渉パターンの解析法を示す。dを試料厚、 λ を波長、xを干渉縞間隔とすると半径 r_i の場所の屈折率差 $\Delta n(r_i)$ は次式となる。

$$\Delta n(r_i) = \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{y_i}{x} \cdot \frac{1}{n_1} \times 100 \quad (\%) \quad (4.21)$$

本方法は屈折率の測定精度は 5×10^{-4} (比屈折率差に換算し0.03%)と高いが試料の作成に時間がかかるのが難点である。

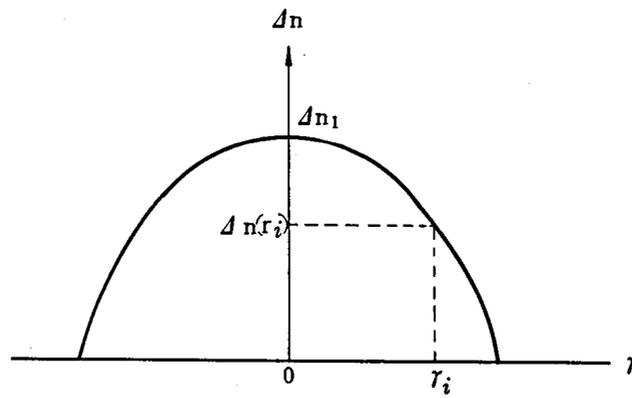
[2] NFP法

図4.18に測定系、図4.19にSI形ファイバ、図4.20にGI形ファイバの測定結果を示す。測定は光ファイバの一端から全モードを励振させ数メートルの光ファイバ出射端面の電力分布を測定するものである。NFP法は簡便な方法で大よその屈折率分布を知ることが出来るが、モード変換、リーキモードの存在等が誤差の要因となるのが難点である。図4.19(a)のコア周辺部には漏洩モードの影響が表われている。



$$\Delta n(r_i) = \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{y_i}{\lambda} \cdot \frac{1}{n_1} \times 100 (\%)$$

(a) 干渉縞



(b) 屈折率

図 4.17 GIファイバの縦方向干渉法による屈折率分布測定

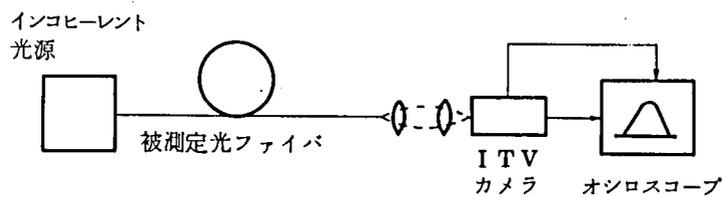
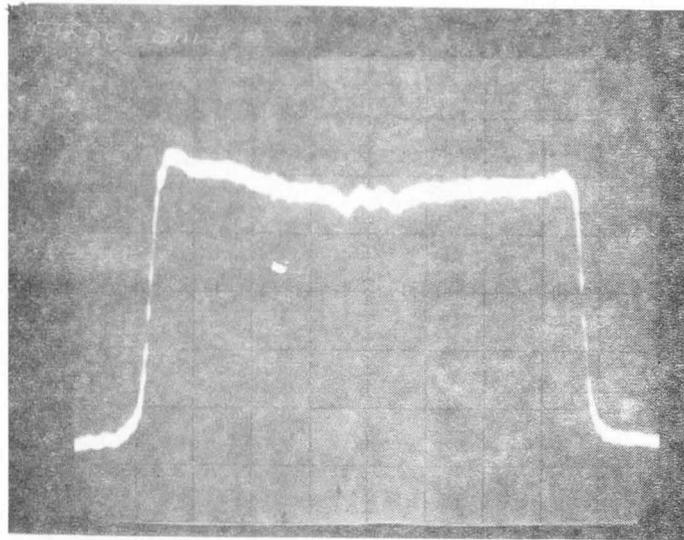
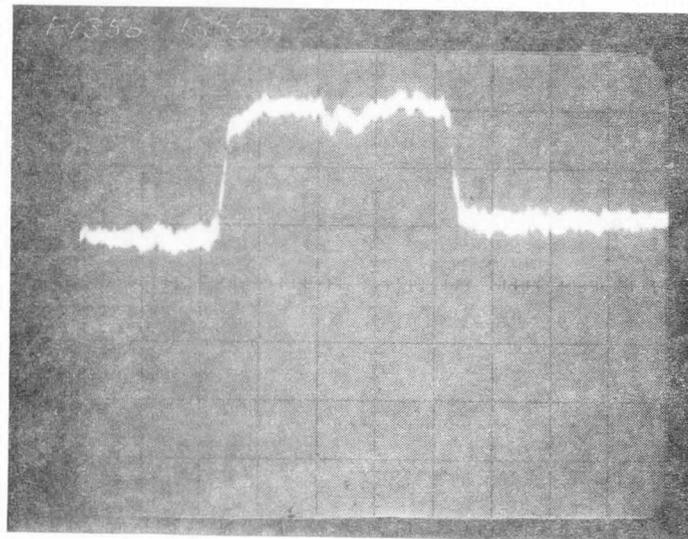


図 4.18 NFP測定系



(a) 短尺
(3 m)



(b) 長尺
(1.35km)

図 4.19 SIファイバのNFPの測定法

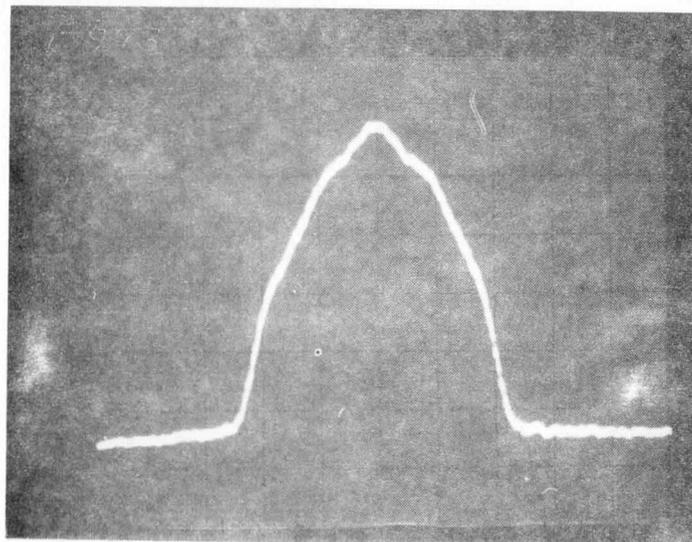
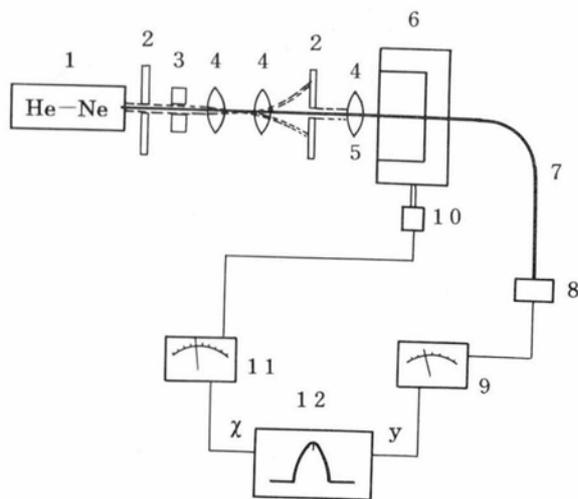


図 4.20 GIファイバのNFPの測定例



1	光源 (He-Ne レーザ)
2	ピンホール
3	1/4 波長板
4	対物レンズ
5	ファイバセル
6	x-y-z 微動装置付 モータードライブステージ
7	光ファイバ
8	受光素子
9	光パワーメータ
10	電気マイクロセンサ
11	Mu チェッカー
12	x-y レコーダ

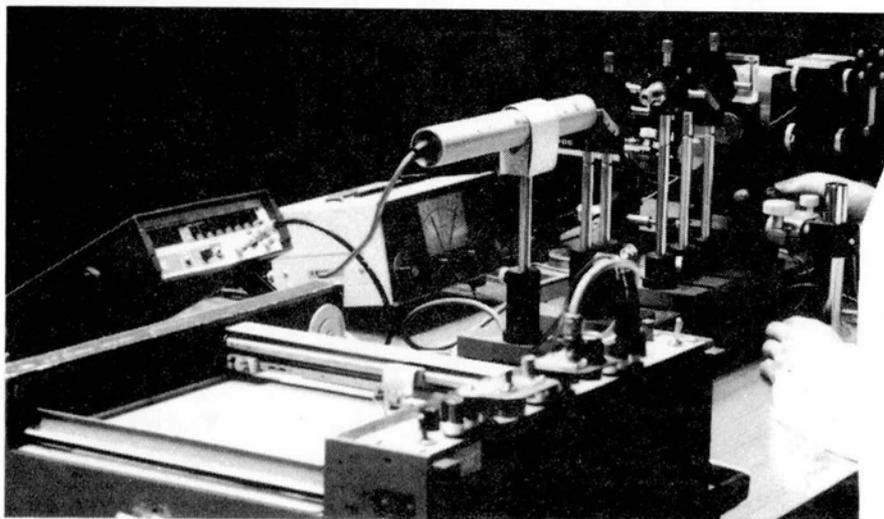


図 4.2 1 透過法による屈折率分布測定系

[3] 透過法

本方法は光ファイバの臨界角よりも大きな光線をコアの一端面に入射させ、ビームの発散面がコアの中心軸を含むように入射位置を走査させながら他端から出射する光量を測定しその光量の変化からコアの屈折率分布を求めるものである。

本方法は漏洩モードの補正を除けば Stewart の RNF法^{4.15)}と互いに補 (Complement) の関係にある。測定系を図 4.2 1 に示す。本方法は GI ファイバの測定法としては最も簡便なものと考えられるので以下に節を設けて原理と検討結果について述べる。

4.4.2 透過法の測定原理

光ファイバ端面を極めて小さい波長オーダーのスポットで励振すると波長に比べて十分長い距離を伝搬後の電力は $n^2(x, y) - n_2^2$ に比例する。

x, y, z 方向の波数をそれぞれ k_x, k_y, k_z とすると

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2(x, y) \equiv \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 n^2(x, y) \quad (4.22)$$

が成立する。ここで ω は光の角周波数である。

(4.22) 式において z 方向の波数 k_z がクラッドの波数 k_2 より大きい光線のみが伝搬する。すなわち $k^2(x, y) - k_2^2$ は屈折率分布関数に対応する。 α 乗分布ファイバの場合

$$n^2(r) - n_2^2 = (NA)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha \right\} \quad (4.23)$$

となる。

すなわち $r = a$ で出力電力が 0 に、 $r = 0$ で出力電力が NA^2 に比例する。これらの関係式は第 2 章で述べた光線理論からも導ける。すなわち (2.147) 式より

$$m = M \left[\left(\frac{r}{a}\right)^\alpha + \left(\frac{\sin \theta}{NA}\right)^2 \right]^{\frac{\alpha+2}{2\alpha}} \quad (4.24)$$

$m \leq M$ である条件より

$$\sin \theta_{\max} = NA \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha} \quad (4.25)$$

光ファイバのコアへの励振モードの電力は $\sin^2 \theta_{\max}$ に比例するので (4.23) 式が導ける。

透過法の空間分解能 Δx は Arnaud 等の波動光学的な解析によると^{4.10)}

$$\Delta x \approx \frac{\lambda}{4} (NA)^{-1} \quad (4.26)$$

で与えられる。 $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$, $NA = 0.2$ ($\Delta = 0.01$) の場合には Δx は約 $0.8 \mu\text{m}$ となる。

4.4.3 漏洩モードの影響

コア内の電磁界を U で表わすと第2章で述べたように U はシュレーディンガの方程式

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + [E - V(r)] U = 0 \quad (2.85 \text{ 再掲})$$

を満たす。ここに

$$E = k^2 n_1^2 - \beta^2 \quad (2.83 \text{ 再掲})$$

$$V(r) = k^2 n_1^2 - k^2 n^2(r) + \frac{\ell^2}{r^2} \quad (2.84 \text{ 再掲})$$

但し、(2.84)式で $\ell^2 \gg \frac{1}{4}$ と考えた。

U は $E > V(r)$ で振動解, $E < V(r)$ で指数的に減衰する解を有する。図4.2.2に E と $V(r)$ の大小関係とそれに対応した U の関数形を模式的に示す。図4.2.3にコア内の光線ベクトル図を示す。 U は $\exp(-j\beta Z) \cdot \exp(-j\ell\theta)$ を含むが、 β の大きさでモードを次の3つに分類できる。

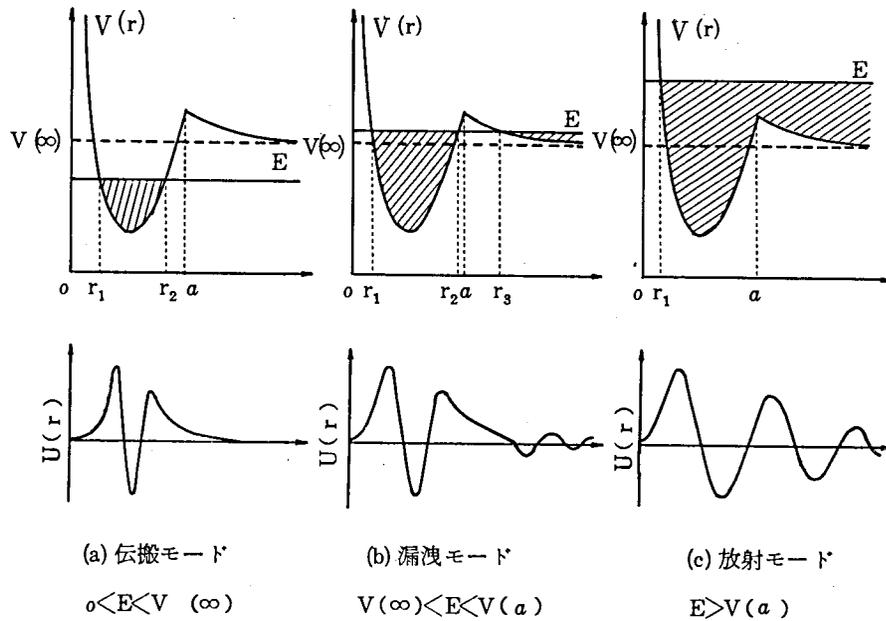


図4.2.2 3種類のモードの半径方向の電磁界分布

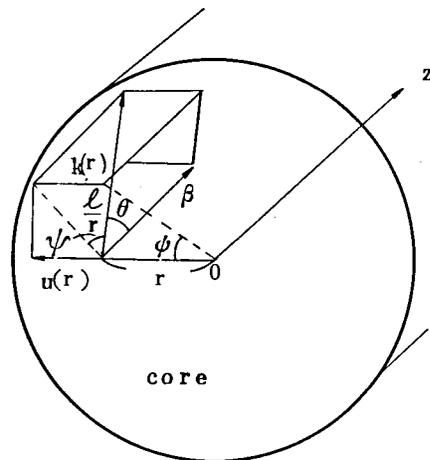


図4.2.3 コア内の光線ベクトル図

(i) 伝搬モード

$$0 < E < V(\infty) \longleftrightarrow k n_2 < \beta < k n_1$$

(ii) 漏洩モード

$$V(\infty) < E < V(a) \longleftrightarrow \sqrt{k^2 n_2^2 - \frac{\ell^2}{a^2}} < \beta < k n_2 \quad (4.27)$$

(iii) 放射モード

$$V(a) < E \longleftrightarrow \beta < \sqrt{k^2 n_2^2 - \frac{\ell^2}{a^2}}$$

ここで伝搬モードに対するEの下限は $\ell \rightarrow 0$ または $\Delta \rightarrow 0$ のとき0に近づく。

図4.2.3で角度変数 ℓ は次式で表わされる。^{4.16)}

$$\ell = k n(r) \cdot r \sin \theta \cdot \cos \psi \quad (4.28)$$

モード群次数mを用いると、伝搬モードは

$$1 \leq m \leq M = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha + 2}} n_1 k a \sqrt{\Delta} \quad (4.29)$$

漏洩モードは

$$M + 1 \leq m < M + \frac{\ell^2}{4M} \leq 2M \quad (4.30)$$

(4.28)式より ℓ は $r = a$ で最大となり

$$\ell_{\max} \approx k n(a) \cdot a \sin \theta \doteq k n_1 a \sqrt{2\Delta} = 2M \quad (4.31)$$

漏洩モードは長尺伝搬するとクラッドの減衰を受けてやがて消失するが、 ℓ が小さい漏洩モードの減衰定数は極めて低いものが存在する。^{4.16)}従って光ファイバの伝送特性の評価に悪影響を及ぼしやすいことが判る。図4.2.4にOlshansky等が計算した^{4.16)}結果を参考に示す。

次に透過法における励振について考える。

図4.2.5(a), (b)はそれぞれ子午光線励振、漏洩モード励振を行っていることを示す。

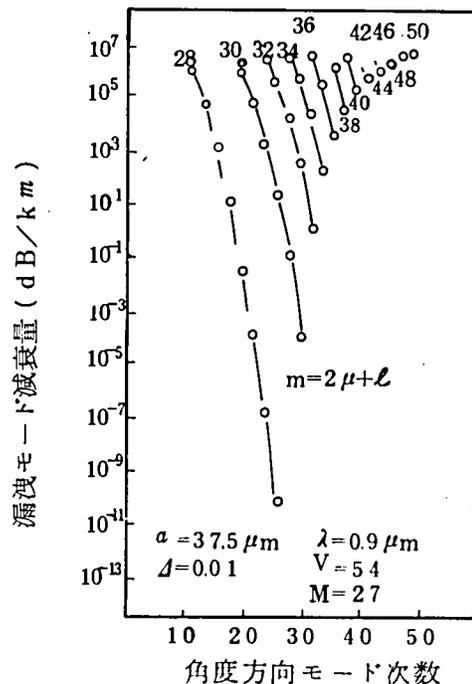


図4.2.4 漏洩モードの減衰量

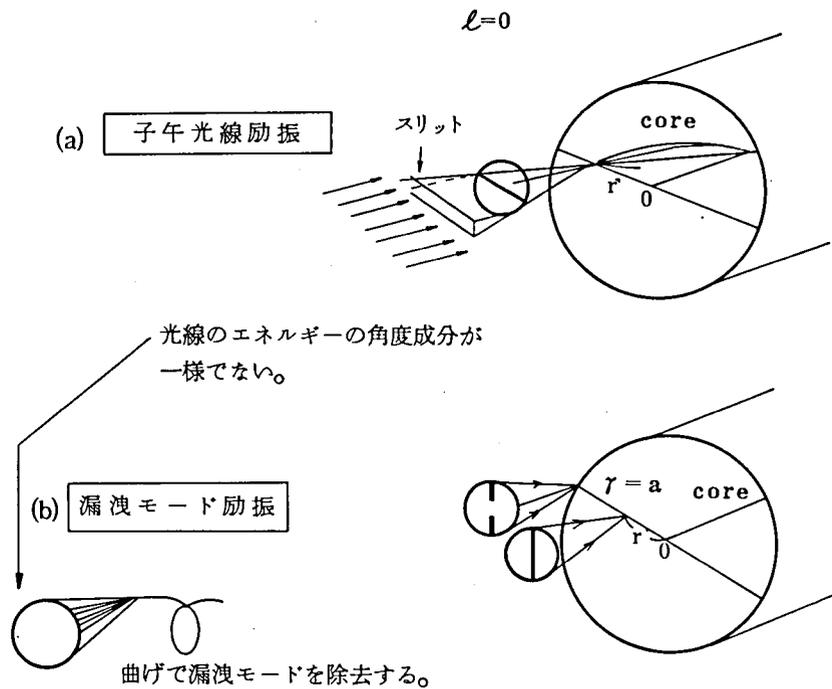


図 4.25 スリットを用いた励振

光線の走査方向と平行のスリットを設けると漏洩モードの影響はなくなるが、光線のエネルギーの角度に対する分布の一様性がくずれる。そこで、特にスリットを設けず、受光器に導びく手前で漏洩モードを光ファイバに曲げを与えて除去する方法を採用した。図 4.26 にはスリットなしで曲げを与える方法、縦スリット、横スリットの 3 つの方法で測定した結果について示す。●印は測定された屈折率分布のサンプリング点、実線は最小自乗近似法で求めた α 乗屈折率分布である。

試料光ファイバは第 8 章で述べる広帯域アナログ光伝送用の GI ファイバであり、 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ 、 $1.3 \mu\text{m}$ での 6 dB 帯域幅はそれぞれ、 1100 、 $1300 \text{ MHz} \cdot \text{km}$ のものである。これらの結果より透過法においては特にスリットを用いず曲りを与えることにした。屈折率分布測定法における漏洩モードの除去については川上等^{4.17)}が入射側に扇状の空間フィルタを設けることによっても可能であることを示している。

なお、コアの中心を走査する点については MCV D 法で作製された光ファイバは屈折率の中心のディップが鋭く観測されるように、また VAD 法で作製された光ファイバは出力電力が最大となるように調整することで確認した。

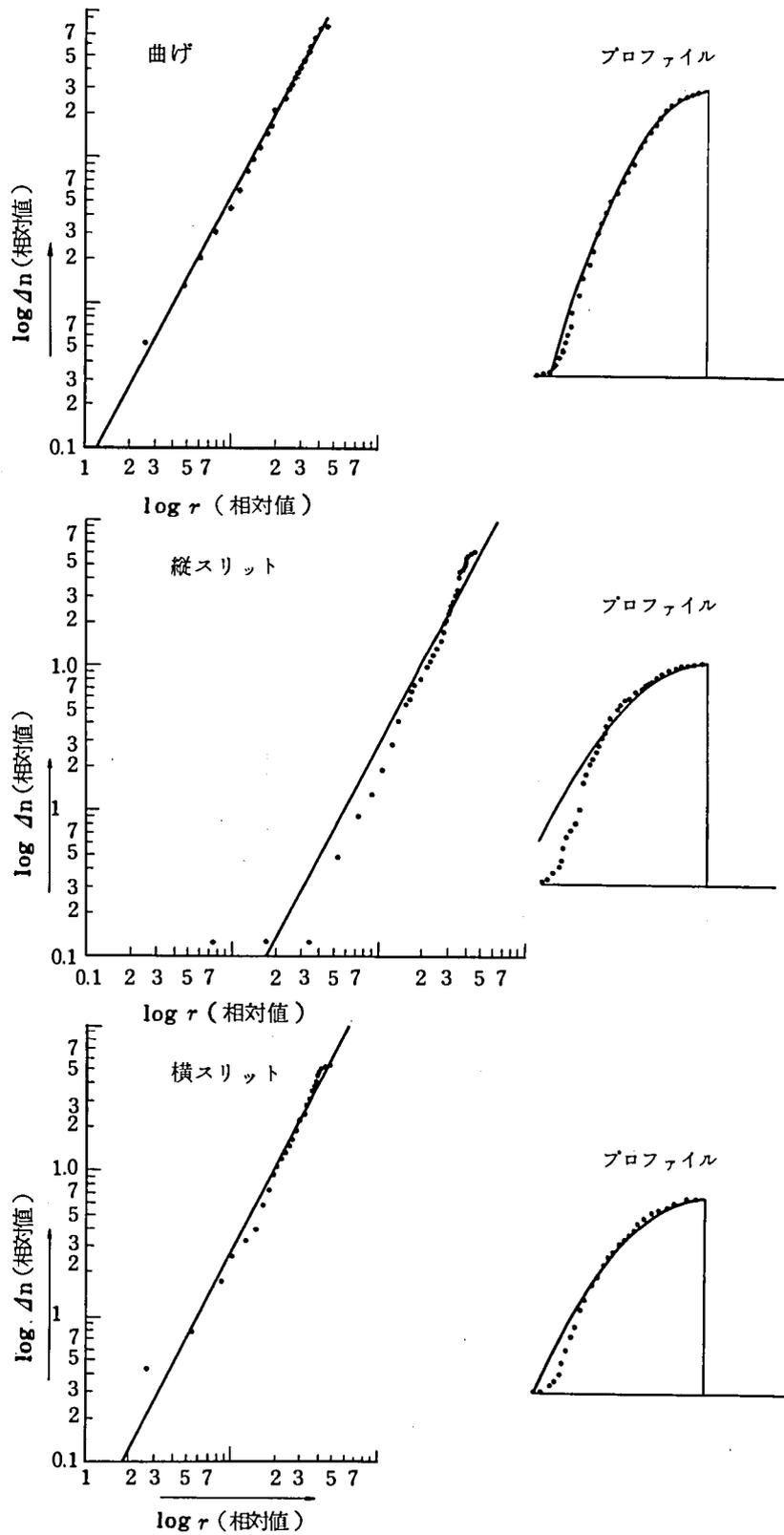


図 4.2.6 スリットを用いた場合と曲げを与えた場合の屈折率分布測定結果の比較 (・はサンプリング点)

4.4.4 比屈折率差 Δ の絶対値校正

Δ の校正は校正用光ファイバを試作しそれを測定する方法で行ない、FFP (Far Field Pattern)でも確認する方法で行なった。校正用光ファイバの比屈折率差は干渉法で求めた。図4.27に校正用光ファイバの透過法による測定結果を示す。最大値でy軸を校正し、 $\Delta = 0.01$ (1%)で100mmとなるようにスケールを合わせた。横軸は電気マイクロで校正した。精度は約1 μ mである。校正表を図4.28に示す。

図4.29に透過法による測定結果とFFPを示す。これらの Δ を表4.2に示す。但し、FFPから Δ の換算は、

$$\Delta = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin \theta}{n_1} \right)^2 \quad (4.32)$$

を用いた。表4.2から判るように透過法から求めた Δ と(4.32)式から求めた Δ は0.02%以内の差で一致した。表4.3には同一の光ファイバサンプルにつき干渉法で求めた Δ の比較を示す。また図4.30に試料FA227Aの干涉顕微鏡写真と透過法測定結果を示す。

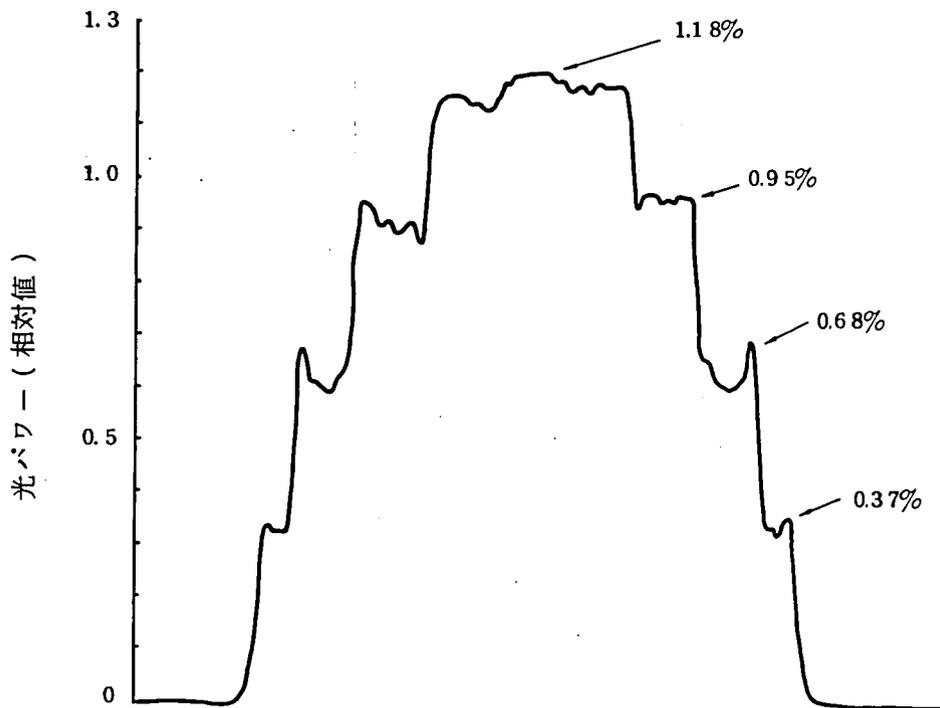


図4.27 屈折率分布校正用光ファイバの透過法による測定結果

表4.2 透過法による Δ とFFPから求めた Δ の比較

透過法	0.83	0.91	1.12	0.78
FFP	0.84	0.93	1.12	0.78

単位 (%)

表 4.3 透過法と縦方向干渉パターン法から求めた比屈折率差の比較

干渉法	0.90	0.89	0.80	0.83	1.01	0.92	0.91	0.91	0.72	0.79	0.88	0.90	0.87
透過法	0.92	0.91	0.82	0.82	0.98	0.81	0.87	0.87	0.79	0.87	0.82	0.81	0.86
(平均)													

単位: (%)

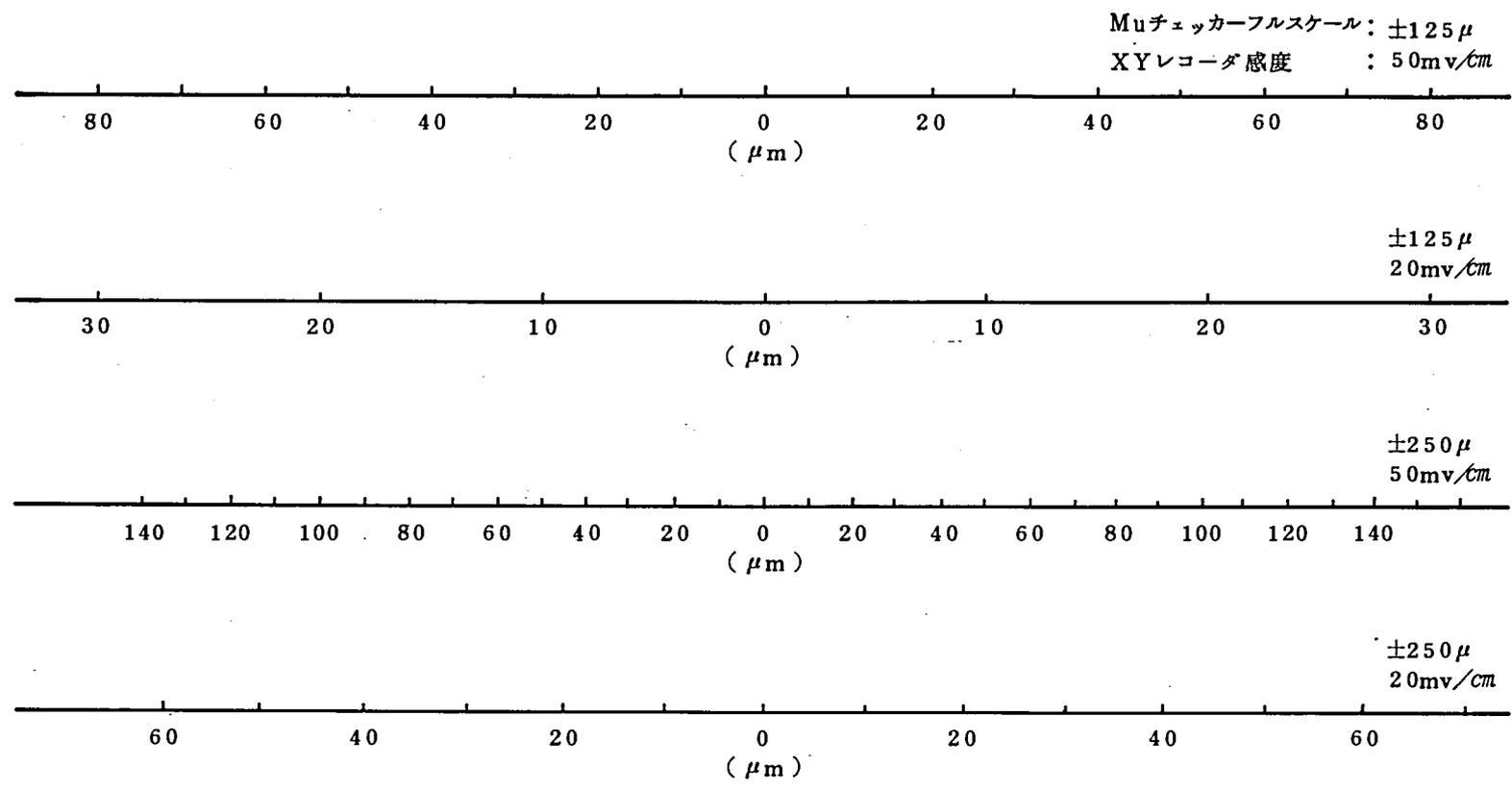
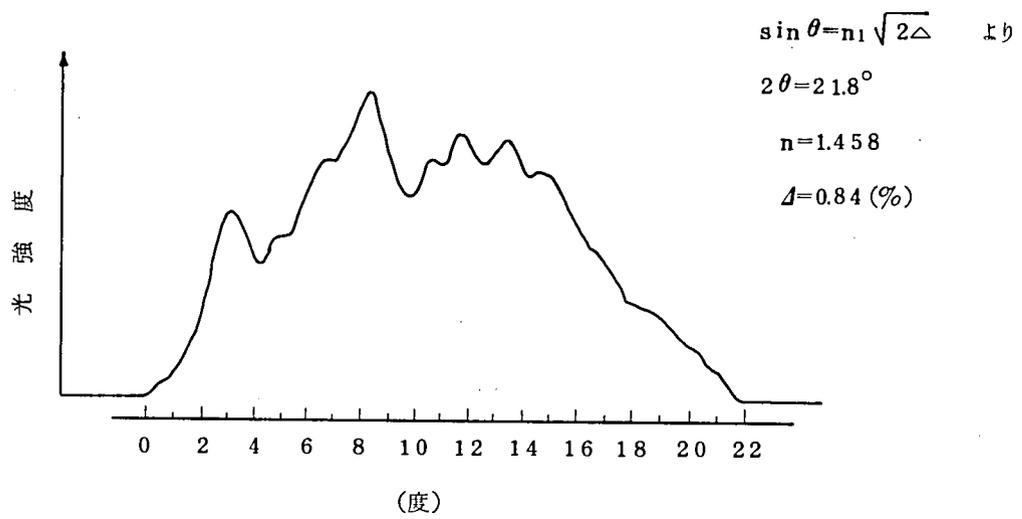
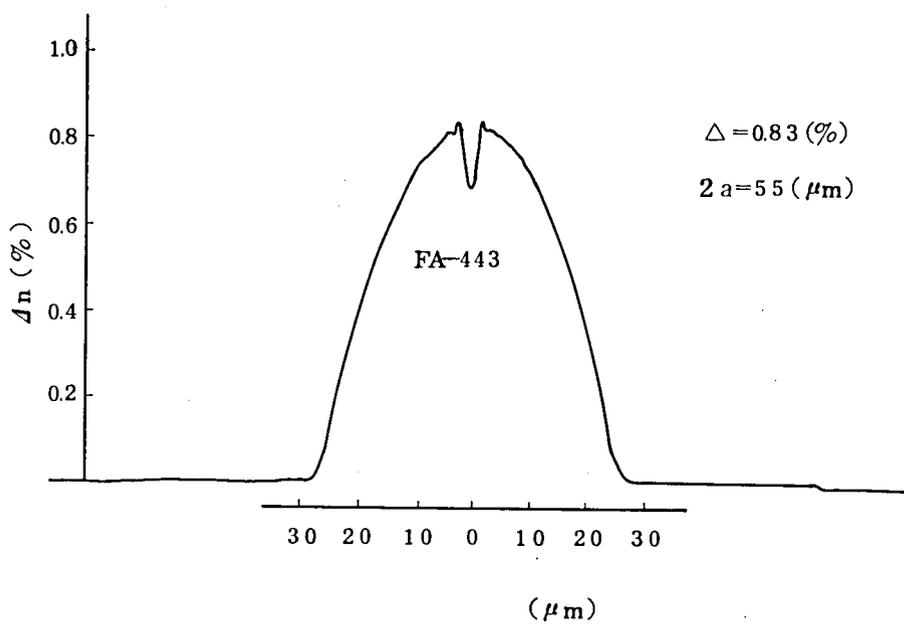


図 4.28 透過法による屈折率分布の横軸(コア径, 外径)校正表



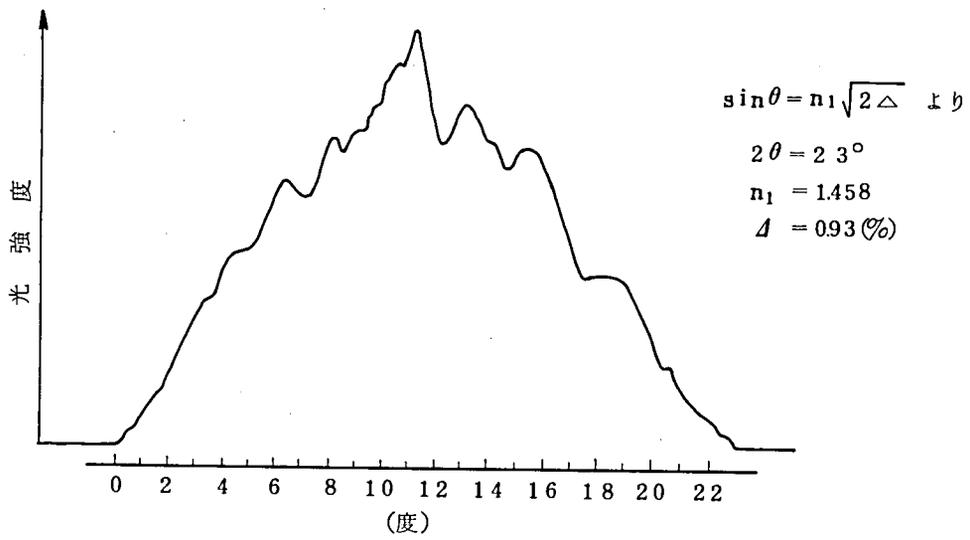
FA-443のFFP



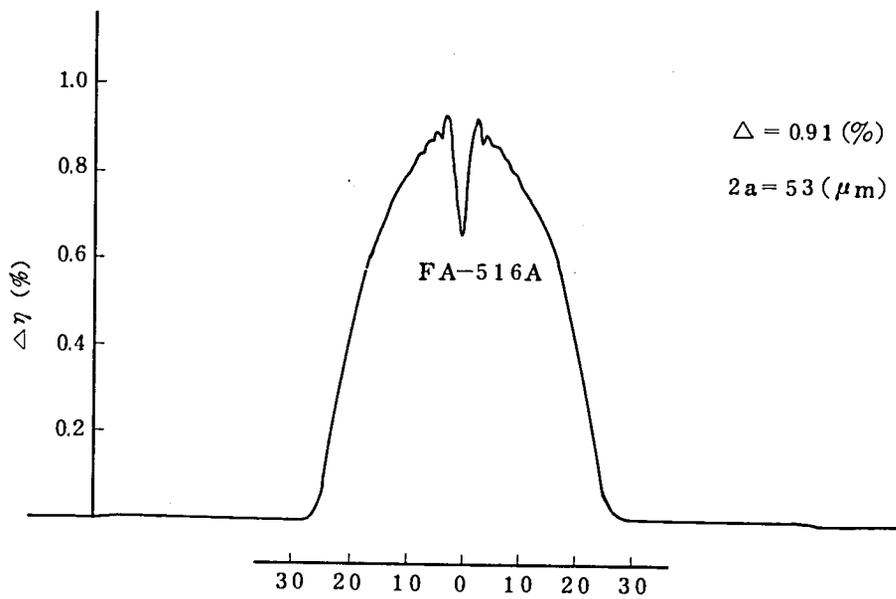
(a) FA-443の透過法とFFP

(a) FA443

図 4.29 FFP(上)と透過法による屈折率分布(下)

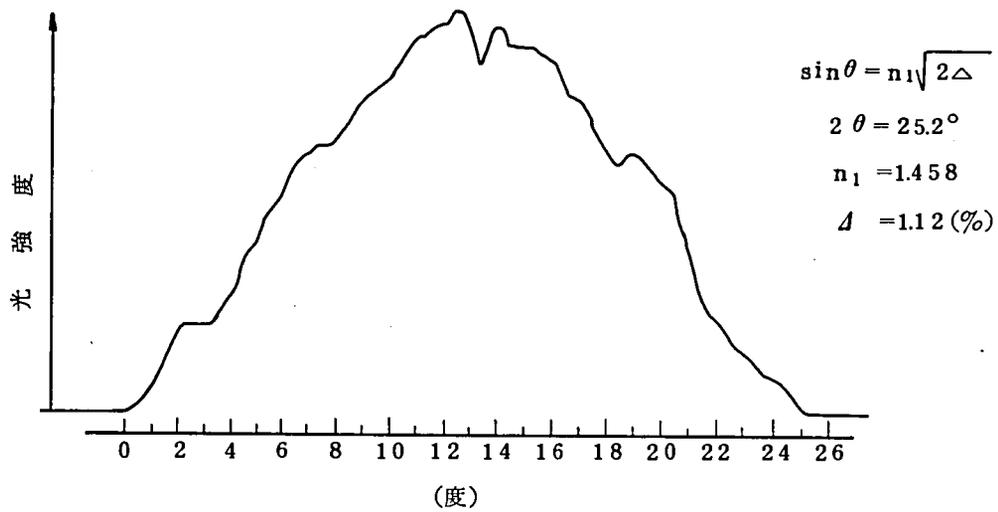


FA-516 の FFP

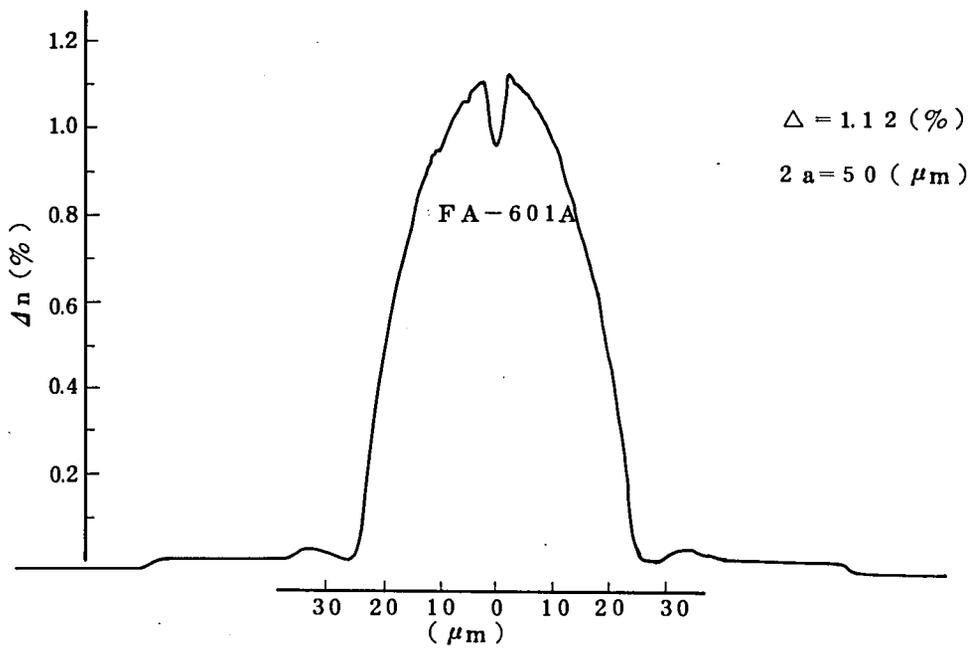


(a) FA-516A の透過法と FFP

(b) FA-516A

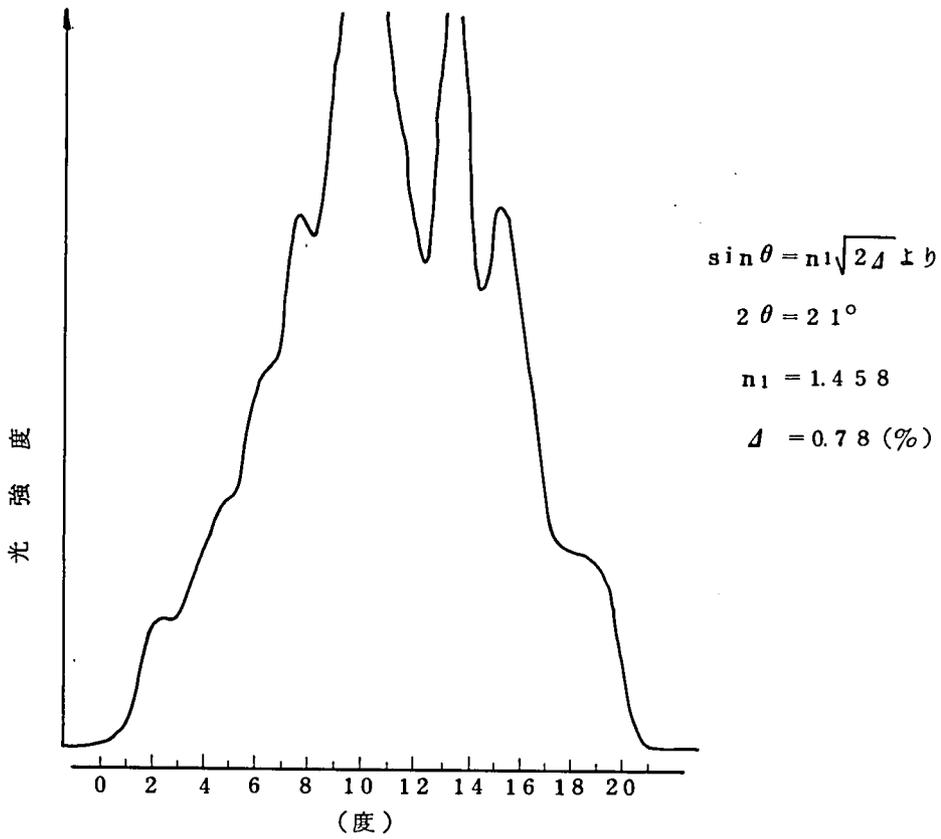


FA-601BのFFP

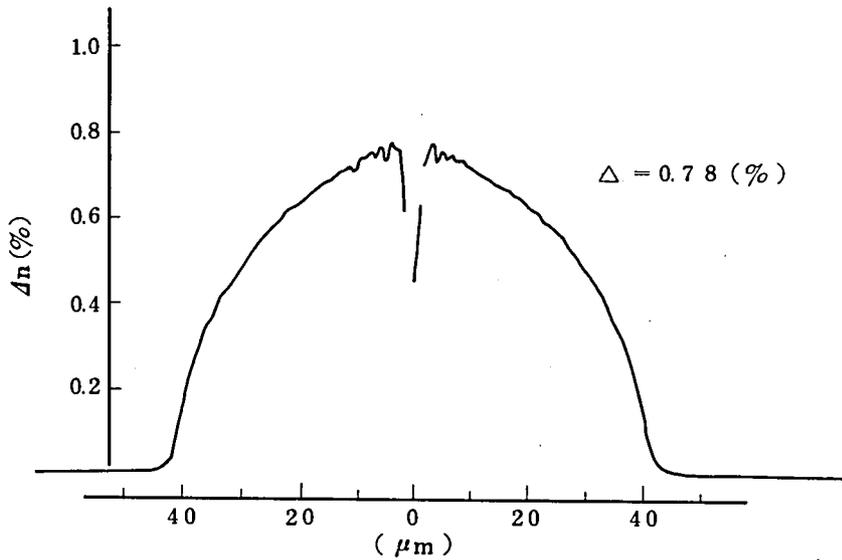


(c) FA601Bの透過法とFFP

(c) FA601B



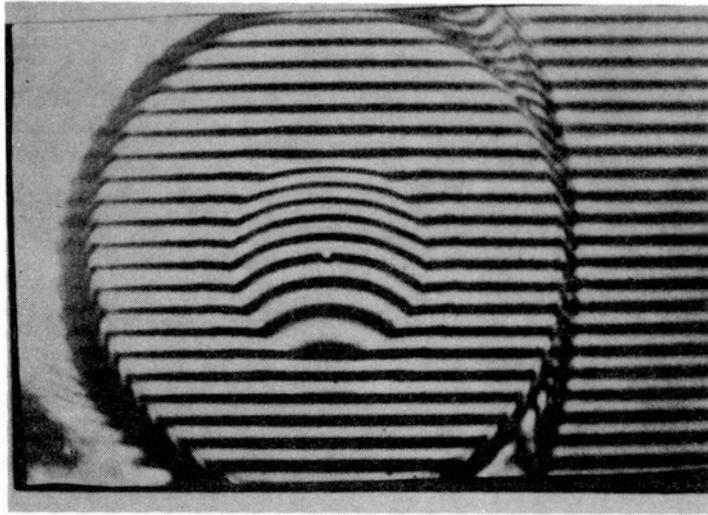
FA-119のFFP



(d) FA119 (85/150GI) 屈折率分布

FA119の透過法とFFP

(d) FA119



FA 227A

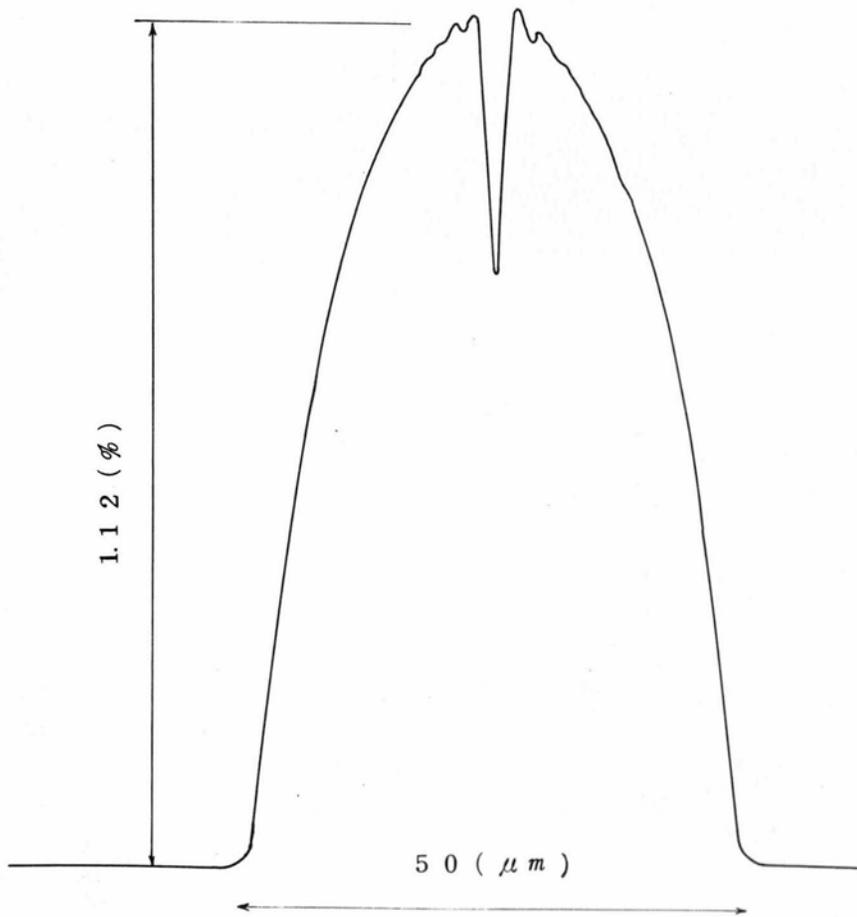


図 4.30 干渉顕微鏡法と透過法の測定結果の一例

干渉法との比較では平均値は0.01%の差で一致した。個々の光ファイバについては最大0.11%の差がある。これは干渉法の方の誤差と考えられる。干渉法の場合、同一サンプルを測定しても干渉写真の読み取り誤差やサンプルの仕上り状態などに依存して±0.03%はばらつくが、透過法の場合同一サンプルを何回かセッティングし直して測定した場合のばらつきは±0.02%以下、同一測定でのモータ駆動ステージの走査によるばらつきは±0.01%以下と安定性がよい。

4.4.5 屈折率差と耐応力特性の関係

透過法で測定した比屈折率差と曲げ損失との関係を図4.31～図4.33に示す。また試験方法を図4.34に示す。

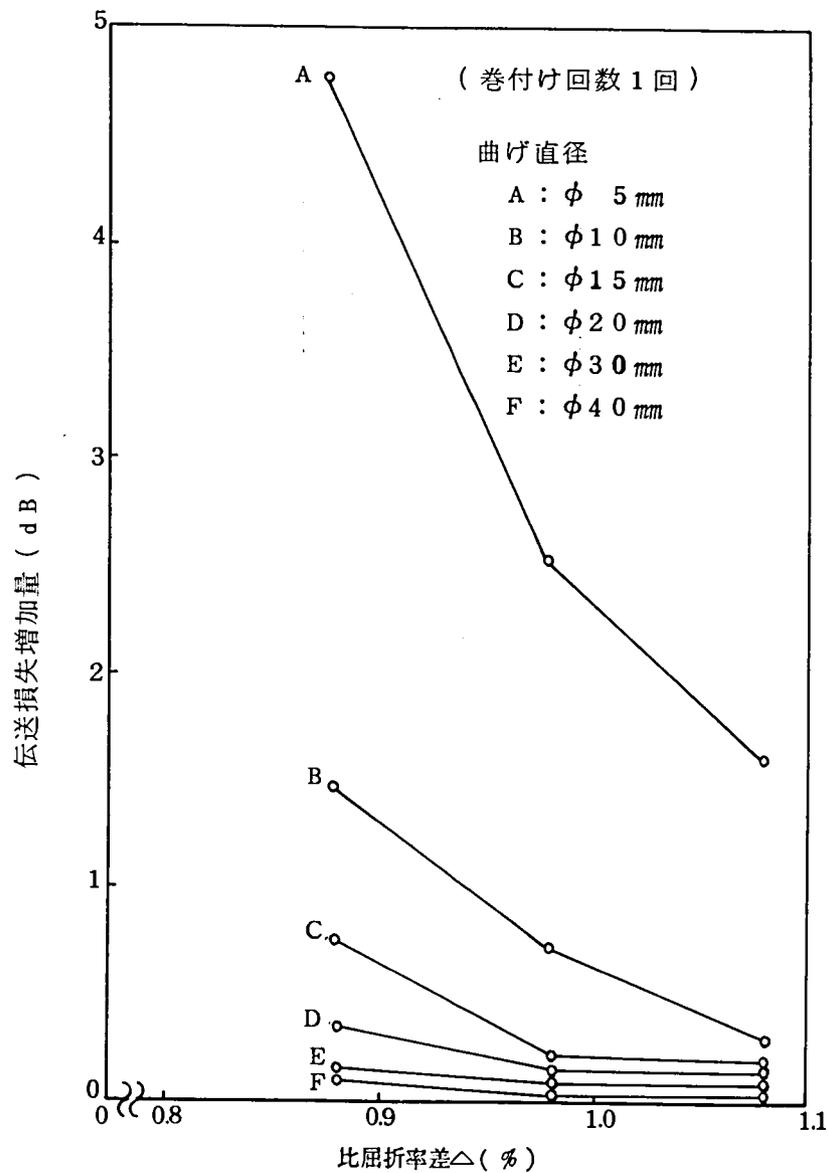


図 4.3 1 ST法ファイバの比屈折率差と曲げ損失の関係

図 4.3 1, 図 4.3 2 より曲げ損失は Δ が小さいほど, また曲げ径が小さい程大きくなる
 とがわかる。図 4.3 3 に MCV D 法と S T (V A D) 法で作製した G I ファイバの耐応力特
 性を示す。MCV D 法, S T 法ファイバともに耐応力特性は Δ が等しい場合には, ほぼ同等
 であることが判った。

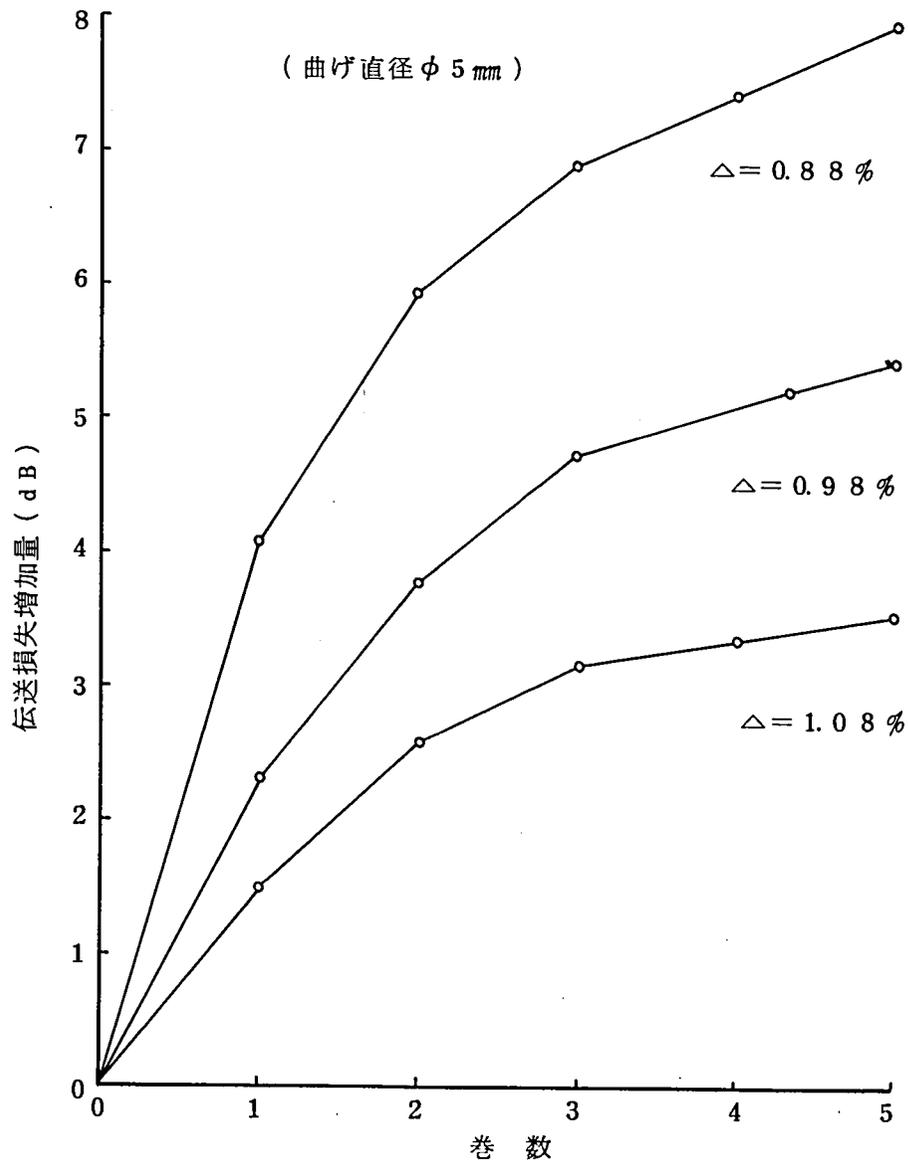


図 4.3 2 曲げ直径 $\phi 5 \text{ mm}$ での Δ と巻数と損失の関係

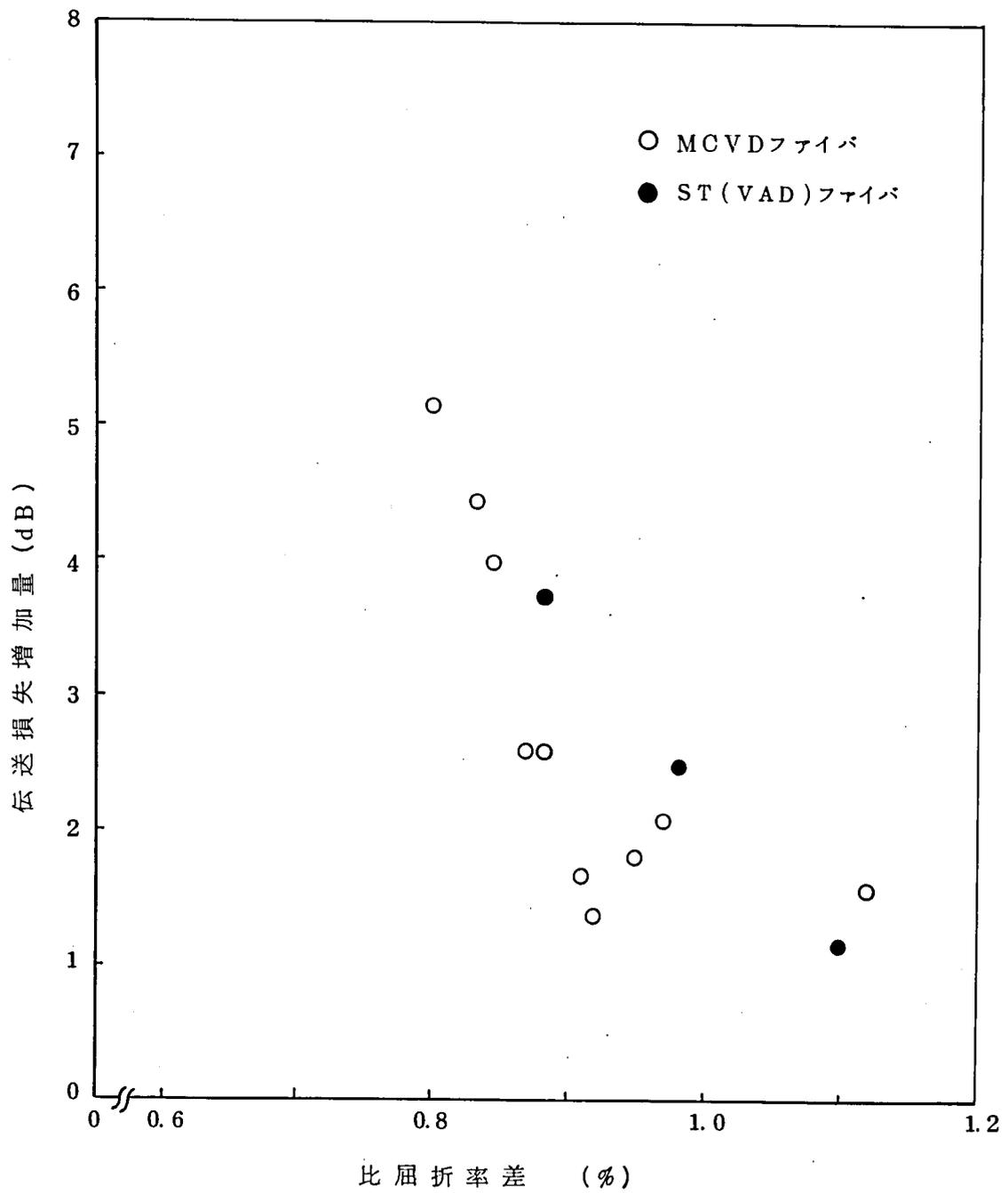
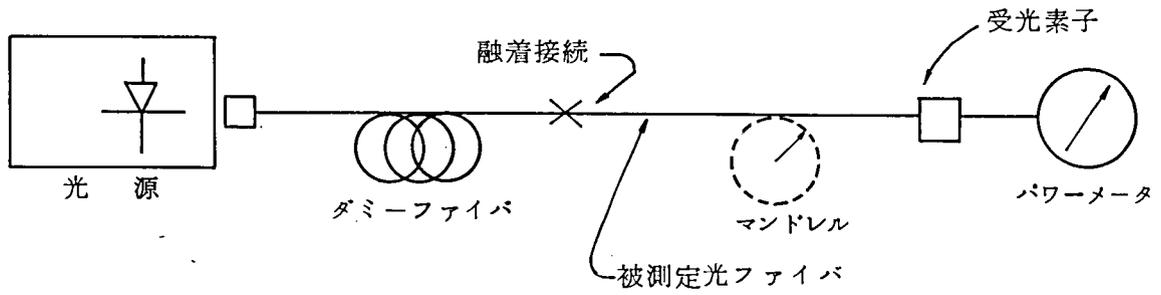
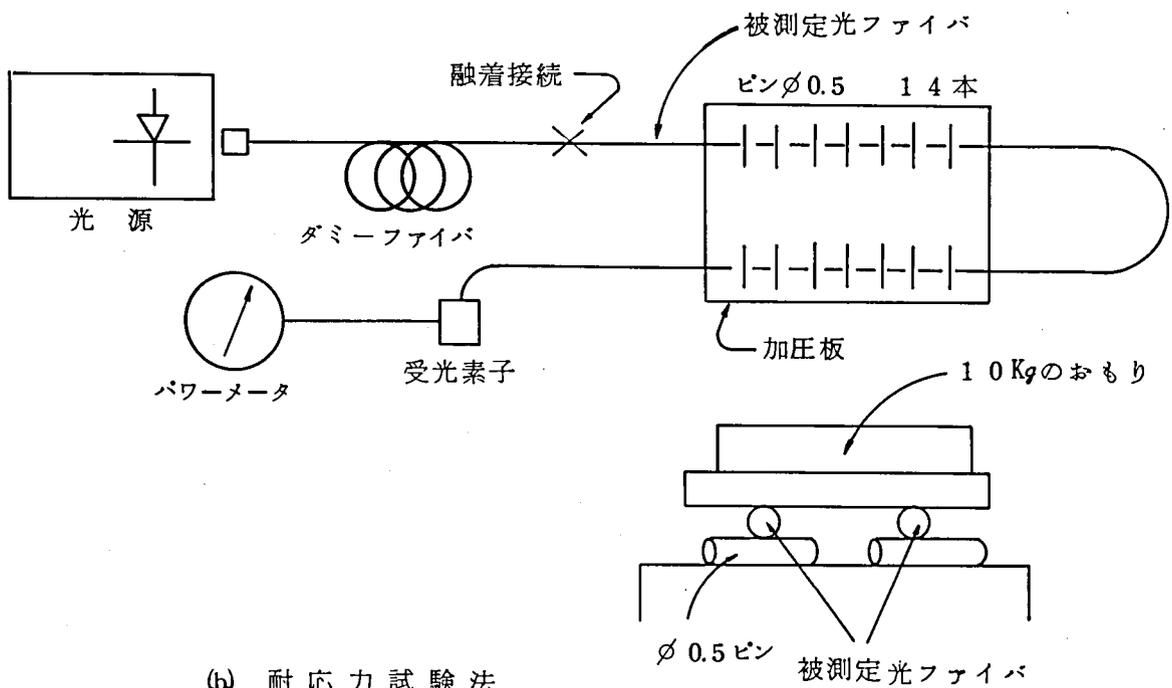


図 4.3 3 比屈折率差と耐応力特性の関係



(a) 単純曲げ試験法



(b) 耐応力試験法

図 4.34 単純曲げ損失と耐応力特性の試験方法

4.4.6 接続損失との関係

コア直径 $50\ \mu\text{m}$ で Δ の異なる GI ファイバ相互の融着接続損失を検討した。接続損失は端面状態や放電条件などにも影響されるが、ここでは透過法で測定された Δ との関係を実験的に求めた。測定結果を図 4.35 に示す。MCVD法、ST法ファイバともに同等の特性であることがわかった。接続損失を $0.1\ \text{dB}$ 以下とするためには、比屈折率差の差を 0.06% 以下とする必要がある。

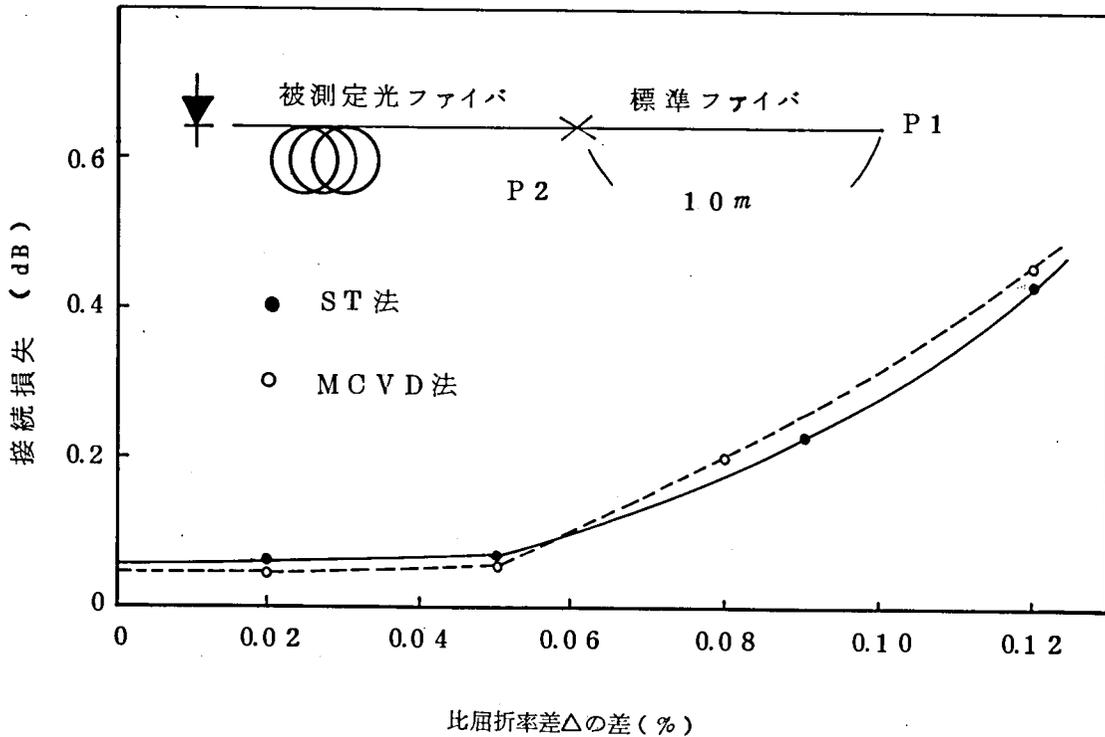


図 4.35 比屈折率差と接続損失の関係

4.4.7 分布定数の導出

屈折率分布から屈折率分布定数 α を最小自乗近似法で求める場合には、サンプリングの方法が重要となる。何故ならば最小自乗近似で求めた α 乗曲線からのずれが中心付近とコア周辺とどちらが大きいかの影響するからである。そこでこのことを実験的に確認してみた。

図 4.36 に綿密に 150 点サンプリングした場合、横方向等間隔に 15 点サンプリングした場合、縦方向等間隔に 40 点サンプリングした場合の最小自乗 α を求めた結果を示す。その結果 α としては $1.725 \sim 1.827$ と計算され、 1.79 ± 0.04 となった。

本ファイバは MCVD 時の目標 α が 1.85 乗のものである。サンプリング点と最小自乗近似で求めた α 乗曲線との誤差を考慮し、本研究論文では Δn 方向に等間隔のサンプリングを採用することにした。このようにすると転回点の大きなモードつまり高次モードに影響するコア周辺部の方を多くサンプリングすることになる。

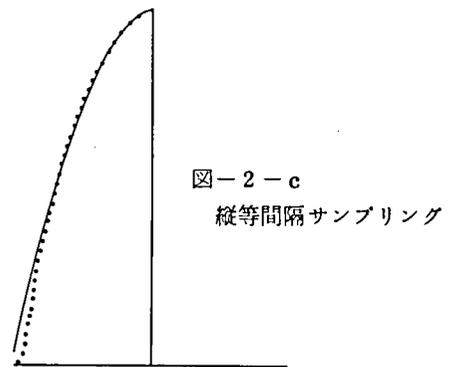
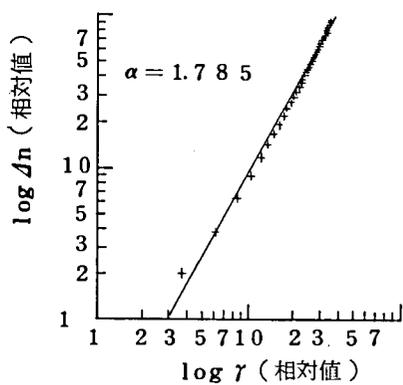
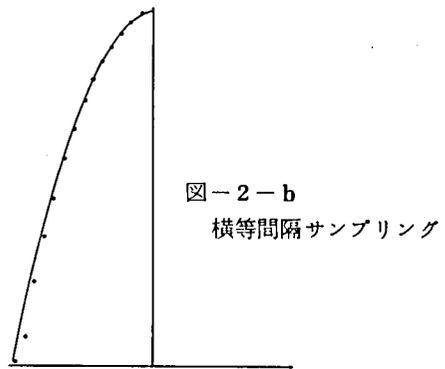
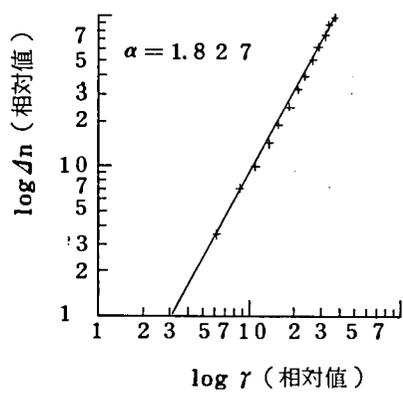
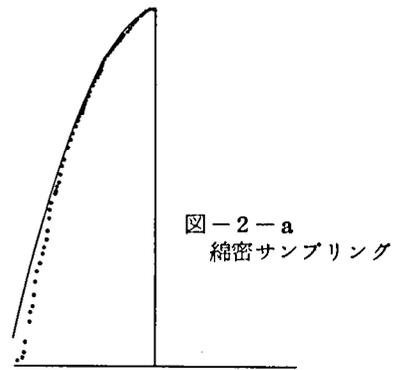
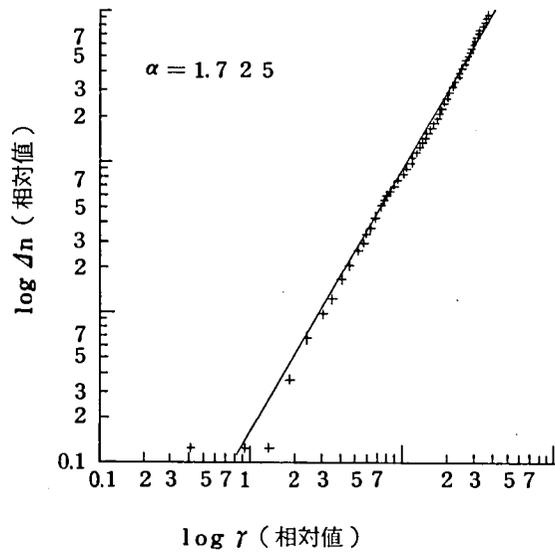


図 4.36 サンプリング方法によるグレーディング指数の比較

以上透過法についてその測定法および性能について述べた。個々の光ファイバの伝送帯域幅特性との対応については第6章で述べる。

4.5 S IファイバのFFPの測定法

NFP (Near Field Pattern) が光ファイバの出射端面の光電力分布でありコアの屈折率分布に対応するのに対し、FFPは出射する光をスクリーンに投影した場合のスポットの電力分布であり出射端まで伝搬してきた光波のモードの電力分布に対応する。光ファイバ内のモード分布は励振条件や光ファイバのモード変換メカニズムの解析に重要なパラメータである。

図4.37に測定系を示す。

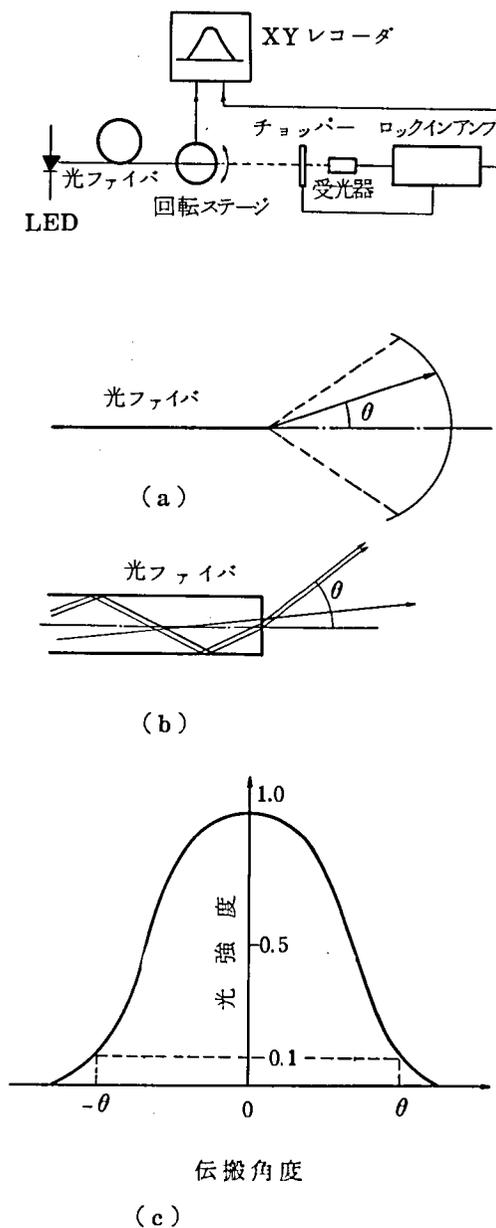


図 4.37 FFPとその測定系

SIファイバの場合、 m モードに対する光線の出射角 θ_m は第2章の(2.1.47)式より

$$\theta_m = \sin^{-1} \text{NA} \left(\frac{m}{M} \right) \quad (4.33)$$

となりコア内の位置に依存しないため、ファイバ端面から十分離れた場所における出射角度成分がモード分布に対応する。ここではSIファイバの代表例として、第3章で述べたプラスチッククラッドファイバ(Pファイバと略す)の測定例を示す。図4.3.8にLEDとPファイバ2mを直接対向させた場合のFFPを示す。

パラメータ d はLEDとPファイバ端面間の距離である。 d を小さくすると高次モードまで励振されることがわかる。図4.3.9は同じく1kmのPファイバのFFPである。

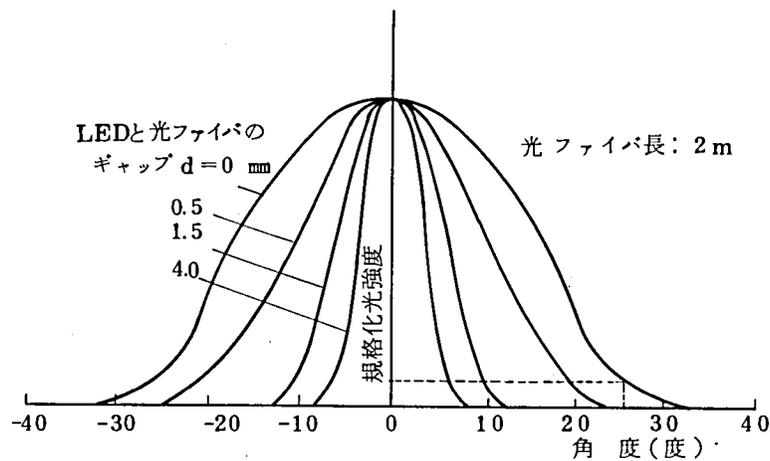


図 4.3.8 短尺PファイバのFFP

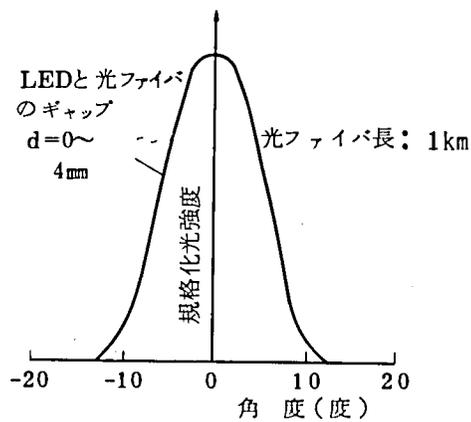


図 4.3.9 長尺PファイバのFFP

図 4.38 と図 4.39 より次のことがわかる。

- (i) 短尺光ファイバのモード分布は励振条件に大きく依存する。
- (ii) 十分長尺伝搬後のモード分布は励振条件に依存しない光ファイバ固有のモード分布となる。

これらは第 5 章 4 節で後述する考察結果と一致する。

図 4.39 より長尺伝搬後の開口数 NA は約 0.18 となっており、石英ガラスとシリコンの屈折率の差から計算される値 0.4 より大幅に小さくなっている。クラッド形光ファイバの m モードの伝送損失は Gloge によって次の様に与えられている。⁴⁸⁾

$$A_m \approx A_{\text{core}} + \frac{m^2}{M^2(2M^2 - 2m^2)^{1/2}} A_{\text{clad}} \quad (4.34)$$

A_{core} , A_{clad} はそれぞれコア、クラッドの減衰定数である。通常の石英系ファイバの場合には第 3 章付録 2 で述べた様に合成石英のクラッドを内バリするため、

$$A_m \approx A_{\text{core}} \quad (4.35)$$

と見なせる。例えば (4.34) 式で $m \rightarrow M-1$ とすると

$$A_{m-1} \approx A_{\text{core}} + \frac{(M-1)^2}{2\sqrt{MM^2}} A_{\text{clad}} \quad (4.36)$$

であるから M が十分大きい場合には (4.35) 式が成立する。

P ファイバの場合にはシリコンの減衰定数 A_{clad} が、数 1000 dB/km と大きいため高次モードは長尺伝搬により減衰し、1 km も伝搬すると、NA (90% 評価値) が 0.18 となる。

図 4.40 に P ファイバの NA の長さ特性を示す。

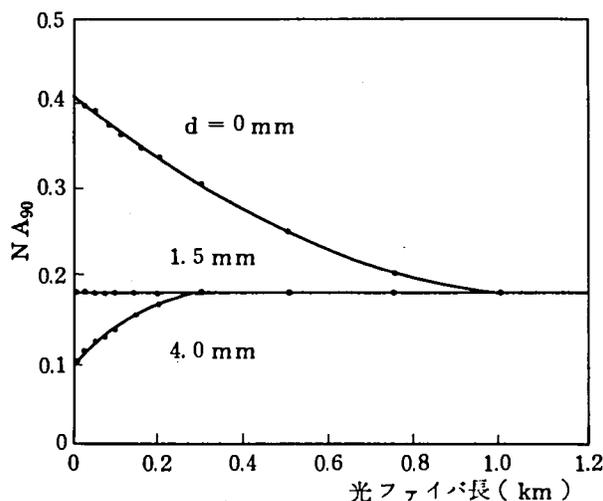


図 4.40 NA の長さ特性

$d = 0$ の場合短尺では理論上の NA が測定されているが、1 km では 0.18 まで減少している。
 $d = 1.5 \text{ mm}$ の場合には長さに依存せず一定値 0.18 をとる。すなわち $d = 1.5 \text{ mm}$ の場合には
 モード分布が長さに対し変化しないため後章で述べる定常状態の励振条件になっている。

モード分布が光ファイバ長に対して変化する場合には、伝送損失も変化する。図 4.4 1 は P
 ファイバの出射パワーの長さ特性を示す。定常状態の NA よりも大きな NA で励振すると入
 射側で NA の不整合によって付加損が生じる。逆に低 NA で励振をすると入射端近傍で伝送
 損失が定常状態の値より小さい。先に図 4.2 (a) で示したこの損失測定法を用いる場合には、
 予め実際に使用する LED と被測定光ファイバに即して FFP チェックしておくことが必要
 である。

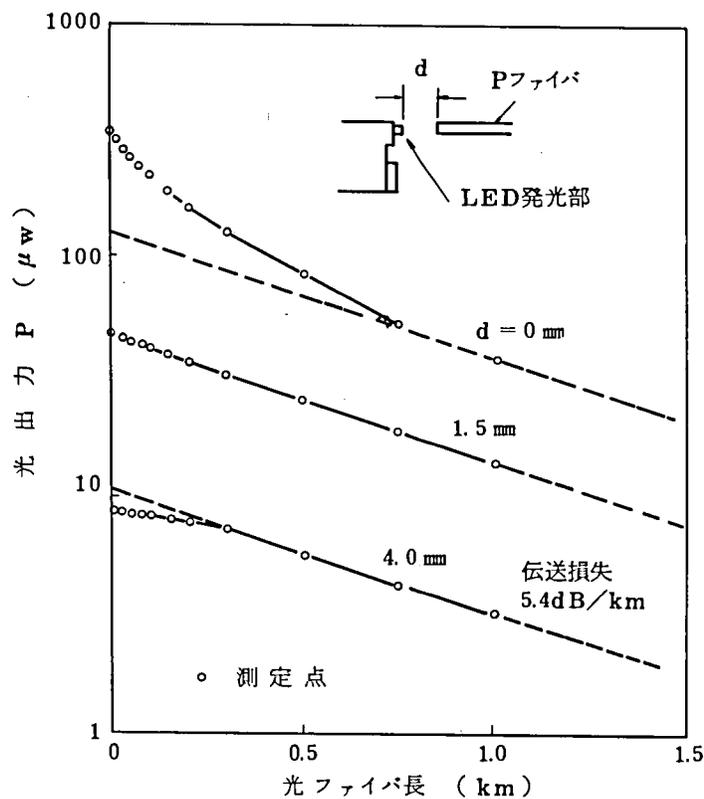


図 4.4 1 ポリマクラッドファイバの光出力の長さ特性

4.6 ま と め

本章では後章で述べる光ファイバの伝送特性解析に用いる基本的な測定法についてまとめた。光ファイバケーブルの高性能化に伴い測定技術も高度なものが要求されてきている。伝送損失測定法については損失要因の分析と測定誤差要因について明らかにした。多モードGIファイバの屈折率分布の実用的な解析法として透過法を検討し十分実用に供し得ることを確認した。伝送帯域幅測定の間では、分散要因の分析と現在広く用いられているLEDを光源とする光リンクの帯域特性を明らかにした。

モード分析法については、SIファイバに対して検討し、モード分布の長さ特性を実験的に明らかにした。その結果モード分布が励振条件に依存しないといういわゆる定常状態の存在を確認した。

第5章 モード変換効果の数値解析

5.1 序

本章では、第3章で述べたモード変換理論を用いて光ファイバ・ケーブルに存在するモード変換要因の定量的な解析を行なう。モード変換要因として、心線化工程における二次被覆材の収縮によるマイクロベンドとガラスのレーレー散乱の二つを取り上げた。前者は心線化による損失増加と伝送帯域幅の長さ特性に影響を及ぼす。後者は伝送損失の理論限界を与えるものとして重要である。マイクロベンドによるモード変換係数を計算し、心線構造との関係を明らかにする。モード散乱行列法を一様なモード変換がある場合に適用し、伝送帯域幅の励振条件、変調周波数などとの関係を明らかにする。

5.2 光ファイバケーブルのモード変換要因

光ファイバは機械的強度を向上するためにプリコートを、外力による曲がりを緩和するために緩衝層や二次被覆を施して心線化される。光ファイバ心線はその後集合され光ケーブル化される。光ファイバの心線化、ケーブル化の工程では、二次被覆材であるナイロンの収縮や撚り合わせにおける側圧などの機械的拘束力が光ファイバ心線に加わる。その結果、光ファイバに曲りが発生し、モード変換が生じる。従って、光ファイバのケーブル化では、光ファイバに外力が加わらないような工夫が施される。しかし、心線化では材料の物性により、ある程度は避け難い拘束力が光ファイバに加わりモード変換が生じる。本節では第3章で述べた理論を用いて、心線化におけるモード変換を定量的に解析し、光ファイバ心線の補強構造と伝送特性との関係を明らかにする。

5.2.1 ランダム曲りによるモード変換係数

第3章の(3.12)式で進行波のみを考慮し、光ファイバ軸方向の摂動関数を次式で表わす。

$$K_{\mu\nu}(z) = \tilde{K}_{\mu\nu} \cdot f(z) \quad (5.1)$$

単位区間における μ モードから ν モードへの光電力の変換係数は(3.34)式より

$$d_{\mu\nu} = |\tilde{K}_{\mu\nu}|^2 \left\langle \left| \frac{1}{\sqrt{L}} \int_{-\infty}^{\infty} f(z) \cdot \exp[j(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})z] dz \right|^2 \right\rangle \quad (5.2)$$

$$= |\tilde{K}_{\mu\nu}|^2 \langle |F(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})|^2 \rangle \quad (5.3)$$

ここに $\tilde{K}_{\mu\nu}$ は(3.8)式に対応したLocal Normal Modeにより展開した振幅結合係数であり次式で与えられる。^{3.1)}

$$\tilde{K}_{\mu\nu} = \frac{\omega \epsilon_0}{4(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})} \int_0^{\infty} r dr \int_0^{2\pi} \frac{\partial n^2}{\partial z} \epsilon_{\mu t} \cdot \epsilon_{\nu t}^* d\phi \quad (5.4)$$

ここに $\varepsilon_{\mu t}$, $\varepsilon_{\nu t}$ は幾何学的な摂動のない光ファイバの tangential な電界成分であり、次式の規格化条件を満たす。

$$\frac{\beta_{\nu}}{2k} \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} \int_0^{\infty} r dr \int_0^{2\pi} \varepsilon_{\mu t} \varepsilon_{\nu t}^* d\phi = \delta_{\mu\nu} \quad (5.5)$$

ここに $\delta_{\mu\nu}$ はクロネッカのデルタである。

$f_0(z)$, $g_0(z)$ をそれぞれ光ファイバ軸変位の x 軸, y 軸成分とし、中心からの距離 r を次式のようにとる。

$$r = \left\{ [x - f_0(z)]^2 + [y - g_0(z)]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (5.6)$$

屈折率の摂動として次式を仮定する。

$$\frac{\partial n^2}{\partial z} \approx \frac{1}{2} \frac{\partial n^2(r)}{\partial r} \left[e^{j\phi} \frac{df_+}{dz} + e^{-j\phi} \frac{df_-}{dz} \right] \quad (5.7)$$

ここに $n(r)$ は摂動がない場合の屈折率、

$$\tan \phi = x/y \quad (5.8)$$

$$f_{\pm}(z) = f_0(z) \mp j g_0(z) \quad (5.9)$$

である。

電界を

$$\varepsilon = \phi(r) \cdot e^{-j\ell\phi} e^{j\omega t} \cdot e^{-j\beta z} \quad (5.10)$$

で表わすと、(5.4)式と(5.7)式の ϕ 依存性から μ , ν モードの円周方向のモード変数 ℓ_{μ} , ℓ_{ν} に対しては選択規則

$$\ell_{\mu} = \ell_{\nu} \pm 1 \quad (5.11)$$

が成立する。

$n(r)$ として、 α 乗分布

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^{\alpha}} \quad (5.12)$$

を仮定すると、 $\alpha = 2$ 又は ∞ の場合にのみ電磁界が解析的に表わされ(5.4)式、(5.3)式を用いてモード変換係数が求められる。ここでは Olshansky が導いた結果を用いる。^{5.1)}

$\mu = m$, $\nu = m \pm 1$ とし、 $\alpha = 2$ の場合を考えると、

$$d_{m, m\pm 1} = \frac{1}{2} (n_1 k/a)^2 \Delta^2 [m/M] G_p(\Delta\beta) \quad (5.13)$$

ここで、光ファイバの軸曲り $f(z)$ はランダム関数を考えており、 $G_p(\Delta\beta)$ はそのパワースペクトラムで

$$G_p(\Delta\beta) = \langle |F(\Delta\beta)|^2 \rangle$$

$$= \langle \left| \frac{1}{\sqrt{L}} \int_0^L f(z) \cdot \exp(j\Delta\beta z) dz \right|^2 \rangle \quad (5.14)$$

で与えられる。 $\Delta\beta$ は $|\beta_\mu - \beta_\nu|$ で、隣接モード間のモード変換の場合には第2章の(2.152)式により

$$\Delta\beta \doteq \frac{\sqrt{2\Delta}}{a} \quad (5.15)$$

となる。

光ファイバの軸曲りの曲率 $c(z)$ は

$$c(z) = \frac{d^2 f(z)}{dz^2} \quad (5.16)$$

で与えられる。 $C(\Omega)$ を $c(z)$ のパワースペクトラムとすると(5.14)式、(5.16)式より

$$G_p(\Delta\beta) = \frac{1}{(\Delta\beta)^4} C(\Delta\beta) \quad (5.17)$$

$\alpha = 2$ の場合の最高次伝搬モード次数 M は

$$M = \frac{\pi}{\lambda} a n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (5.18)$$

であるから、(5.13)式、(5.17)式より2乗分布光ファイバの第 m モード間のモード変換係数 $d_{m, m\pm 1}$ は

$$d_{m, m\pm 1} = \frac{\sqrt{2\pi} n_1 a m}{4\lambda\sqrt{\Delta}} C(\Delta\beta) \quad (5.19)$$

従って、光ファイバ軸のランダム曲りによるモード変換係数を導びくためには、光ファイバ軸の曲率のパワースペクトル $C(\Delta\beta)$ を求める必要がある。

5.2.2 心線化によるモード変換

本節では2次被覆としてナイロンを光ファイバにジャケットした場合に発生する図5.1の様な光ファイバ軸の曲りの曲率を、図5.2に示す弾性的な床の上におかれた梁が一個の集中荷重を受けたときのたわみの問題^{5.2)}として扱う。図5.1ではナイロンの押し出し被覆後の熱収縮を集中荷重と考える。

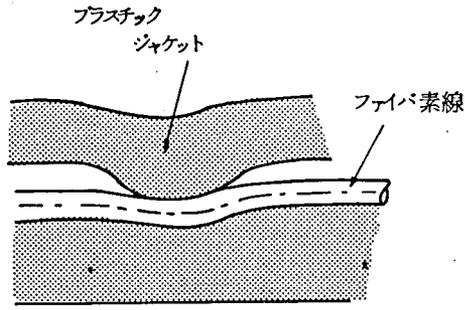


図 5.1 ジャケット材と光ファイバの不完全な接触による曲り

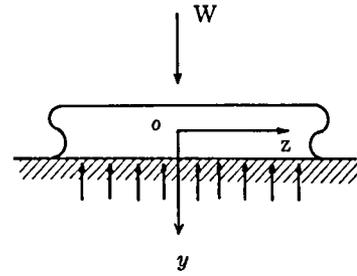


図 5.2 弾性床上で集中荷重を受けたはりのたわみ

図 5.2 で任意の位置におけるたわみを y とし、その位置での床からの反抗力を $P_0 y$ とすると、分布荷重のたわみ曲線の微分方程式は

$$E_f \cdot I \frac{d^4 y}{dz^4} = -P_0 y \quad (5.20)$$

ここに E_f は光ファイバのヤング率、 I は次式で表わされる断面二次モーメントである。

$$I = \frac{\pi}{4} b^4 \quad (5.21)$$

ここに b は光ファイバの半径である。

(5.20) 式を、 $z = \infty$ で $y = 0$ 、 $z = 0$ で $dy/dz = 0$ の条件のもとで解くと

$$y = \frac{k_0 W}{2 P_0} e^{-k_0 |z|} (\cos k_0 |z| + \sin k_0 |z|) \quad (5.22)$$

となる。ここに k_0 は次式で与えられる。

$$k_0 = \sqrt[4]{\frac{P_0}{4 E_f I}} \quad (5.23)$$

(5.16) 式により曲率関数 $c(z)$ は次式で与えられる。

$$c(z) = 2 k_0^2 h (\sin k_0 |z| - \cos k_0 |z|) e^{-k_0 |z|} \quad (5.24)$$

ここに h は梁の高さ ($W k_0 / 2 P_0$) であり図 5.1 では光ファイバ軸の変位に相当する。従って、 $c(z)$ のパワースペクトラム $C(\Omega)$ は

$$\begin{aligned} C(\Omega) &= \left\langle \left| \int_0^L c(z) \exp(j \Omega z) dz \right|^2 \right\rangle \\ &= \langle h^2 \rangle \left[\frac{8 k_0^3 \Omega^2}{4 k_0^4 + \Omega^4} \right]^2 \end{aligned} \quad (5.25)$$

と導かれる。(5.19) 式へ代入すると $d_m, m \pm 1$ は次の様になる。

$$d_{m,m\pm 1} = \frac{4\sqrt{2}\pi n_1 a}{\lambda} \frac{m}{\sqrt{\Delta}} \cdot \frac{k_0^2}{P_0^2} \left[\frac{k_0^3 (\Delta\beta)^2}{4k_0^4 + (\Delta\beta)^4} \right]^2 \langle W^2 \rangle \quad (5.26)$$

波長 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$, コア半径 $a = 25 \mu\text{m}$, 比屈折率差 $\Delta = 0.01$, コア中心屈折率 $n_1 = 1.46$ とすると,

$$d_{m,m\pm 1} = 7.63 \times 10^3 \frac{k_0^2}{P_0^2} \left[\frac{k_0^3 (\Delta\beta)^2}{4k_0^4 + (\Delta\beta)^4} \right]^2 \langle W^2 \rangle \cdot m \quad (5.27)$$

次に (5.26) 式の集中荷重 W を二次被覆材であるナイロンの収縮力として求める。この場合には収縮力を, 図 5.3 に示すような焼きばめによる収縮力 f_n として求めると^{5.3)}

$$f_n = \frac{\partial g}{\left[\frac{1 + \nu_N t_0^2 + (1 - \nu_N)}{E_N (t_0^2 - 1)} + \frac{1 - \nu_f}{E_N} \right]} \frac{1}{2 R_1} \quad (5.28)$$

ここに $t_0 = R_2/R_1$, ν_N , ν_f はそれぞれナイロンと光ファイバのポワソン比, ∂g は収縮前の光ファイバ外径とナイロン層の内径の差である。

$E_f \gg E_N$ であるから

$$f_n \approx \frac{\partial g}{2 R_1} E_N \left(\frac{t_0^2 + 1}{t_0^2 - 1} + \nu_N \right)^{-1} \quad (5.29)$$

となる。

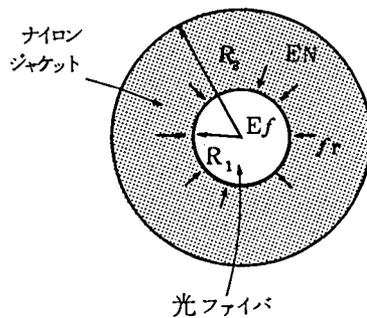


図 5.3 押出後のナイロンの収縮を焼きばめと考えたときの収縮力

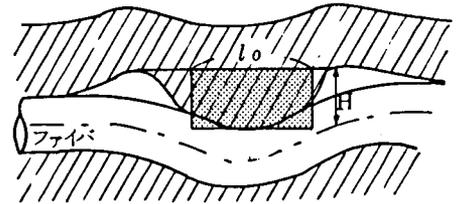


図 5.4 ジャケット内面の突起を長さ l , 高さ H の突起に置換する考え方

ここで, 集中荷重 W のおおよその大きさを推定するために, ジャケットの内面の不完全なコンタクト部分を図 5.4 に示すような一様な突起に置きかえる。 ∂g を H と見なし, 突起が光ファイバの表面の約 4 分の 1 と接触していると仮定すると, f_n は次式の様に大略推定できる。

$$\begin{aligned} W &\approx \frac{1}{2} \pi R_1 l_0 \cdot f_n \\ &\approx \frac{\pi l_0}{4} H \cdot E_N \left(\frac{t_0^2 + 1}{t_0^2 - 1} + \nu_N \right)^{-1} \end{aligned} \quad (5.30)$$

(5.26)式で反抗力の係数 P_0 を

$$P_0 \approx EN \quad (5.31)$$

と仮定すると $d_{m, m\pm 1}$ は近似的に次式で表わされる。

$$d_{m, m\pm 1} \approx 4.7 \times 10^3 \ell_0^2 \frac{k_0^8 (\Delta\beta)^4}{[4k_0^4 + (\Delta\beta)^4]^2} \left[\frac{t_0^2 + 1}{t_0^2 - 1} + \nu_N \right]^{-2} \cdot \langle H^2 \rangle_m \quad (5.32)$$

5.2.3 心線構造パラメータと伝送特性

はじめに曲り関数のパワースペクトル関数の考察を行う。(5.25)式で、 $h = k_0 W / 2 P_0$ であることに留意し、次の関数 $J(\Omega)$ に着目する。

$$J(\Omega) = \frac{k_0^8 \Omega^4}{[\Omega^4 + 4k_0^4]^2} \quad (5.33)$$

$J(\Omega)$ の最大値を与える Ω を Ω_0 とすると、 $\Omega_0 = \sqrt[4]{2} k_0$ となる。

すなわち

$$\Omega_0 = \frac{\sqrt[4]{2}}{b} \sqrt[4]{\frac{EN}{\pi E_f}} \quad (5.34)$$

のときに最大値 $\frac{1}{16} k_0^4$ ，すなわち

$$J(\Omega_0) = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{b^4} \frac{EN}{E_f} \quad (5.35)$$

をとる。

モード変換係数は $J(\Delta\beta)$ に比例するため $\Delta\beta$ の値は、 Ω_0 から離れていることが望ましい。通常的设计値

$$EN = 1.4 \times 10^9 \text{ (N/m)}, \quad E_f = 7.3 \times 10^{10} \text{ (N/m)}, \quad b = 6.25 \times 10^{-6} \text{ (m)}$$

$$\Delta = 0.01, \quad a = 25 \times 10^{-6} \text{ (m)} \text{ の場合には, (5.15)式, (5.34)式}$$

より $\Omega_0 = 6.32 \times 10^3 \text{ (1/m)}$ ， $\Delta\beta = 5.67 \times 10^3 \text{ (1/m)}$ となり Ω_0 と $\Delta\beta$ はかなり近いことが判る。図5.5に $EN = 1.4 \times 10^9 \text{ (N/m)}$ と $3 \times 10^8 \text{ (N/m)}$ の場合の $J(\Omega)$ を示した。ENが小さい程、ピークが左にずれ $J(\Delta\beta)$ の値が小さくなることが判る。図5.6にENと $J(\Delta\beta)$ の関係を示す。

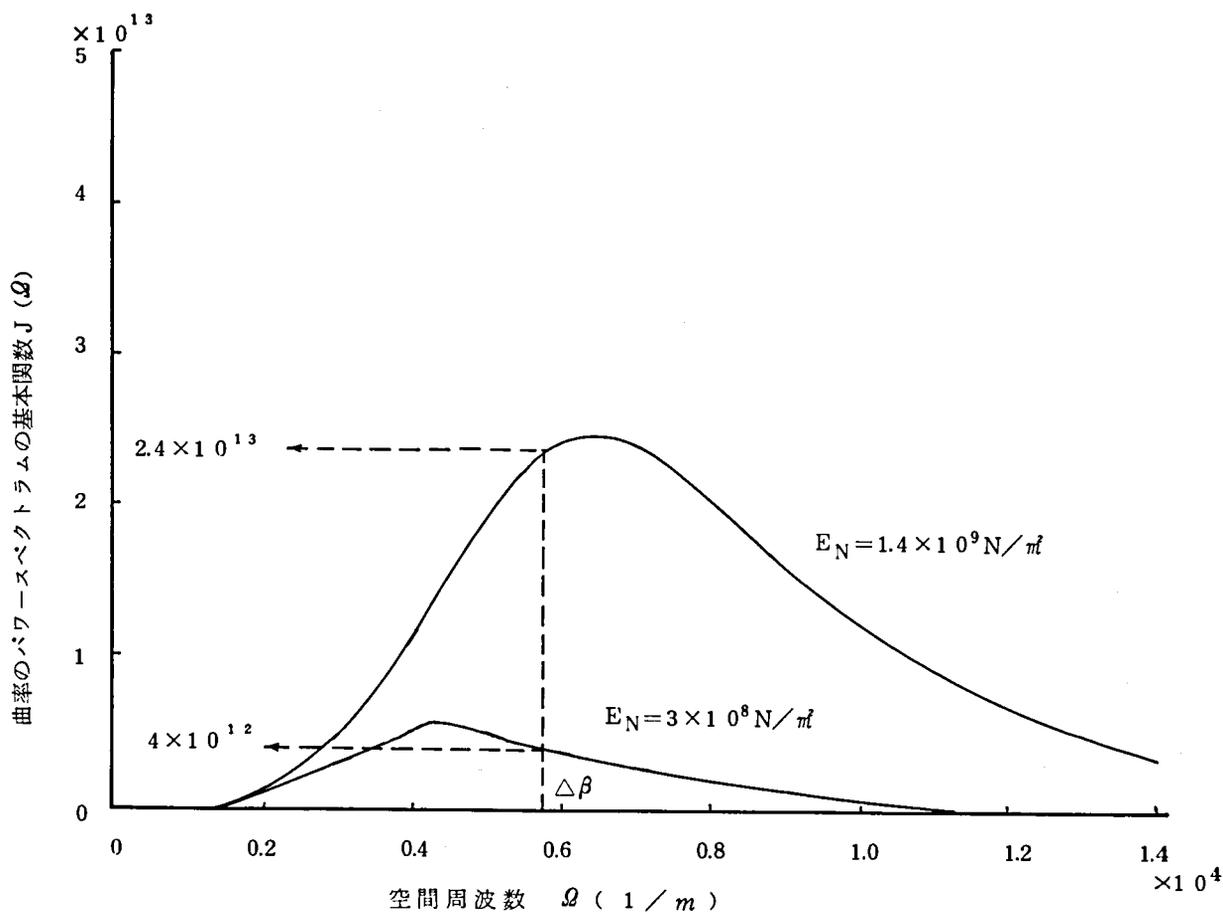


図 5.5 曲率関数のパワースペクトラム

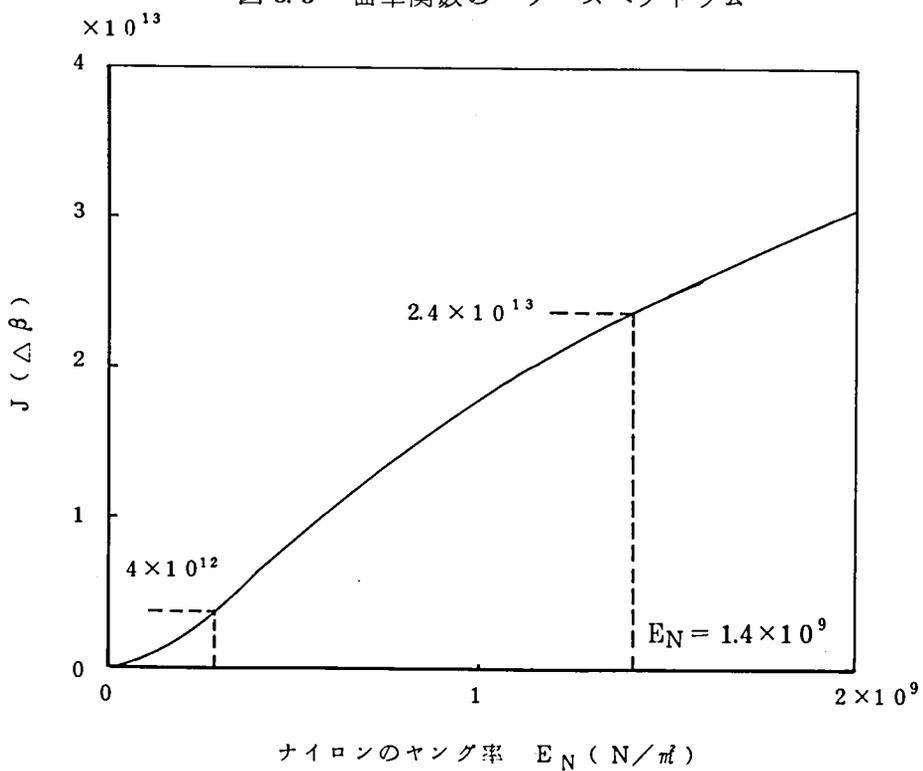


図 5.6 $J(\Delta\beta)$ と E_N の関係

モード変換損は最高次伝搬モードから放射モードへのモード変換で発生するため伝送損失特性から言えばモード変換係数は小さい方が望ましい。従って

光ファイバ構造については

- (i) コア径 a を小さくする。
- (ii) 比屈折率差 Δ を大きくする。
- (iii) 光ファイバ径 b を大きくする。

ナイロンジャケット構造については

- (i) ヤング率 E_N を小さくする。
- (ii) 厚さを小さくする。

という対策が心線化の伝送損失特性を低減するためには効果的である。但し、経済性や撚り合わせ等のケーブル化を考えた場合には更に考察が必要である。

次に緩衝層の効果について考える。図 5.7 に 3 層補強構造の心線の断面構造を示す。ナイロンの収縮力 f_n が緩衝層によって f'_n に低減されるとすれば次式が成立する。^{5.4)}

$$f'_n = \left(\frac{12}{\pi d} b \right) f_n$$

$d = 340 (\mu\text{m})$, $b = 62.5 \times 10^{-6} (\text{m})$ のときには () 内は 0.70 となるから、緩衝層によるモード変換係数の低減係数 η は

$$\eta = \left(\frac{12}{\pi d} b \right)^2 \approx 0.49$$

すなわち、約 $\frac{1}{2}$ になる。緩衝層をシリコーンゴムとすれば、 $E_s \approx 1.2 \times 10^6 (\text{N}/\text{m}^2)$ であり、光ファイバからみた補強層全体のヤング率は殆んどナイロンのヤング率に等しいので、これまでの議論がそのまま適用できるため $d_{m, m \pm 1}$ は緩衝層により約 $\frac{1}{2}$ に低減される。

緩衝層は心線化工程における損失増加を抑えるのみならず、撚り合わせ工程における側圧によるマイクロベンドを抑えるために効果がある。

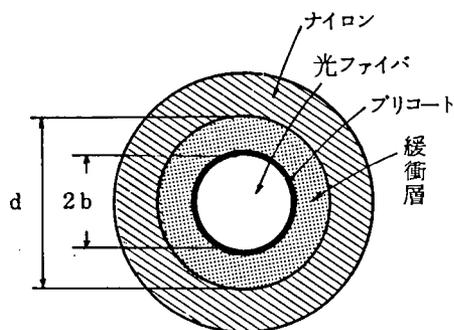


図 5.7 3層補強構造の心線の断面構造

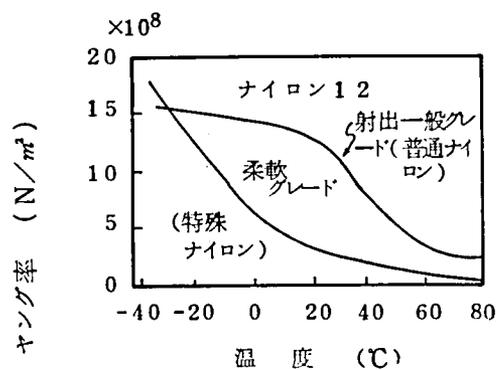


図 5.8 ナイロン12のヤング率の温度特性

図 5.8 にジャケット材であるナイロン 12 のヤング率の温度特性を示す。^{5.5)} これまでの試算例では $E_N = 1.4 \times 10^9$ (N/m²) としたが、これは普通ナイロンでは 0℃、特殊柔軟ナイロンでは -30℃ における値に対応する。特殊ナイロン心線では常温で心線化による損失増加は殆んどないが、-30℃ では 2 層補強構造心線で 0.2 ~ 0.3 dB/km、3 層補強構造心線で約 0.1 dB/km の損失増加が実験的に確認されている。一方、普通ナイロン心線では心線化による損失増加は 2 層補強構造心線で 0.1 ~ 0.2 dB/km、3 層補強構造心線で 0.05 ~ 0.1 dB/km 程度が実験的に確認されている。

これらの実験結果は、本節で導いた心線化によるモード変換係数のナイロンのヤング率、緩衝層構造依存性と傾向がよく一致する。

本節の最後に、(5.32) 式で与えられるモード変換係数を用いモード変換損との対応から $l_0^2 \langle H^2 \rangle$ の大略の大きさを推定する。ここでは第 6 章のモード散乱行列を用いた解析結果を引用する。GI ファイバ心線では本節で仮定した隣接モード間のモード変換が支配的である。第 6 章では、種々のモード変換要因の影響を最も簡単に

$$d_{\mu\nu} = d_0 \frac{\mu\nu}{(\mu - \nu)^2} \quad (5.36)$$

と表わす。(5.36) 式は、(5.4) 式の $K_{\nu\mu}$ がモード次数差に反比例し、モード次数に比例することに基づくものであり小山等^{5.6)} もモード変換の解析に用いている関数である。隣接モード間のモード変換の場合、

$$d_{m, m\pm 1} \doteq d_0 m^2 \quad (5.37)$$

となる。

摂動がランダムであり、光ファイバ軸方向の平均間隔が摂動部に比べて十分長い場合には (5.25) 式の $C(\Omega)$ は、

$$C(\Omega) = R \cdot C_1(\Omega) \quad (5.38)$$

となる。ここで R は単位区間の摂動の個数、 $C_1(\Omega)$ は複数の摂動の平均的な曲率のパワースペクトラムである。第 6 章では、 R を 1 km 内の摂動数とし、 d_0 と R の積をモード変換強度 K と定義して K と伝送特性の関係を解析している。図 5.9 に $d_0 = 2.5 \times 10^{-4}$ の場合の K とモード変換損の関係を示す。 $K = 6.4 \times 10^{-2}$ ($R = 256$) の場合のモード変換損はおよそ 0.2 dB/km となる。

(5.32) 式で、

$$\Delta = 0.01, \quad 2a = 50 (\mu\text{m}), \quad 2b = 125 (\mu\text{m}), \quad \lambda = 0.85 (\mu\text{m}), \quad R_1 = b, \\ R_2 = 450 (\mu\text{m}), \quad \nu_N = 0.3, \quad E_N = 1.4 \times 10^9 \text{ (N/m}^2\text{)}, \quad E_f = 7.3 \times 10^{10} \text{ (N/m}^2\text{)}$$

とすると、緩衝層のない場合には、

$$d_{m, m \pm 1} = 6.3 \times 10^{16} \cdot \langle H^2 \rangle \ell_0^2 \cdot m \quad (5.39)$$

となる。

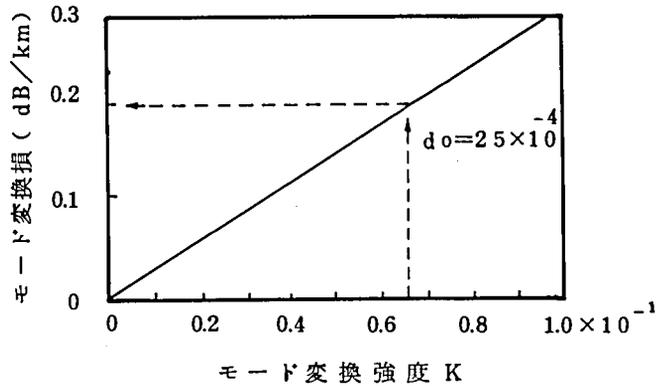


図 5.9 モード変換強度とモード変換損の関係

一般にモード変換損は高次モードのふるまいによって決まる。(5.37)式と(5.39)式で最高次伝搬モード($m = 19$)に対するモード変換係数が等しくなる場合を仮定すると

$$\langle H^2 \rangle \ell_0^2 = 7.5 \times 10^{-20}$$

となる。すなわち、この条件を満たす摂動部が1 kmに256個存在する場合にモード変換損が約0.2 dB/kmとなる。

上の条件は、摂動部の長さを仮に $\ell_0 = 1 \text{ mm}$ とすると光ファイバ軸曲りの高さの分散が $\langle H^2 \rangle = 7.5 \times 10^{-14} (\text{m})$ の場合に相当する。

5.3 レーレー散乱の影響

石英系光ファイバの全伝送損失は第4章(4.1)式で表わされる。

$$A_T(\lambda) = \frac{A}{\lambda^4} + B + C_1 e^{\frac{C_2}{\lambda}} + D_1 e^{\frac{D_2}{\lambda}} + C_2(\lambda) \quad (4.1)$$

第1項から第5項まではそれぞれ、レーレー散乱損、マイクロベンド損、紫外吸収損、赤外吸収損およびOH基吸収損失である。第1項は光の波長よりもミクロな屈折率のゆらぎによる光の散乱損失で、ガラスが高温の軟化状態から冷却過程のある温度で屈折率のゆらぎが凍結されていることによって生じるものである。現状では製造技術の進歩により第1項のレーレー散乱が損失の主要因となっている。レーレー散乱はモード依存性がなく、コアのドーナツの種類及び屈折率差に依存する。

レーレー散乱によるモード変換係数 $K_{\mu\nu}$ も第3章で述べたモード変換理論より導かれる。^{4.1)}

$$K_{\mu\nu} = (\omega_0 \epsilon_0 / 4 i P) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (n^2 - n_0^2) \epsilon_{\mu}^* \epsilon_{\nu} dx dy \quad (5.40)$$

ここでガラスの屈折率 $n(x, y, z)$ が n_0 からわずかに変化したものと仮定した。レ-レ-散乱を生じさせる屈折率のゆらぎは波長に比べ非常に小さい。その相関長を D とすると $D \ll \lambda$ であり、光電力の損失は次のようになる。^{4.1)}

$$\frac{A}{\lambda^4} = \left(\frac{k^4}{6\pi} \right) D^3 \langle (n^2 - n_0^2)^2 \rangle \quad (5.41)$$

従って (4.1) 式におけるレ-レ-散乱係数 A は

$$A = \frac{8\pi^3}{3} D^3 \langle (n^2 - n_0^2)^2 \rangle \quad (5.42)$$

となる。

次に光線理論を用いて、レ-レ-散乱によるモード変換行列 D の要素であるモード変換係数を導く。レ-レ-散乱による放射パターン $P_s(\theta)$ は

$$P_s(\theta) \propto \frac{1}{\lambda^4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (5.43)$$

で表わされる。散乱光はその伝搬角 θ によって次の様に分類される。但し、 θ_c は臨界角として

$$\begin{aligned} -\theta_c \leq \theta \leq \theta_c & : \text{前進波の伝搬モード} \\ \pi - \theta_c \leq \theta \leq \pi + \theta_c & : \text{後進波の伝搬モード (後方散乱)} \end{aligned} \quad (5.44)$$

光ファイバの長さ Δl の部分から φ の方向に散乱する光は

$$I(\varphi) = I_0 (1 + \cos^2 \varphi) \cdot \Delta l \quad (5.45)$$

なる強度を有する。 I_0 は

$$I_0 = A_0 \left(1/\lambda^4 \right) \left(\frac{1}{r^2} \right) \alpha_0^2 \langle (n^2 - n_0^2)^2 \rangle \quad (5.46)$$

で与えられる。^{5.7)} ここに A_0 は $z = l$ での強度で決まる定数、 r は観測点までのきょり、 α_0 は分極率である。

総散乱光量は半径 r の球上で積分すると次式のように求められる。

$$\iint I(\varphi) r^2 \cos \varphi d\theta d\varphi = A_0 \left(\frac{1}{\lambda^4} \right) \alpha_0^2 \langle (n^2 - n_0^2)^2 \rangle 2\pi \cdot \frac{10}{3} \Delta l \quad (5.47)$$

$\varphi \doteq 0$ のときは

$$I(\varphi) \doteq 2 I_0 \Delta l \quad (5.48)$$

であり $0 \leq \varphi \leq \sqrt{2\Delta}$ の範囲で積分すると、

$$\iint 2 I_0 \Delta \ell r^2 \cos \varphi d\theta \cdot d\varphi = A_0 \left(\frac{1}{\lambda^4} \right) \alpha_0^2 \langle (n^2 - n_0^2)^2 \rangle > 4\pi \cdot \sqrt{2\Delta} \Delta \ell \quad (5.49)$$

が再び伝搬モードに再変換される光電力である。従ってその割合は $\frac{3}{5} \sqrt{2\Delta}$ である。

今、あるモードの 1 に規格化された電力がレ-レ-散乱によって ρ だけ散乱したとすると、 $\rho \frac{3}{5} \sqrt{2\Delta} / (M-1)$ だけの電力が他のモードに移ることになるから、モード変換係数は次の様に求められる。

$$d_{ij} = \rho \frac{3}{5} \sqrt{2\Delta} / (M-1) \quad (5.50)$$

あるモードの減衰量に着目し、レ-レ-散乱損はモード依存性がないと仮定すると

$$1 - \rho + \rho \frac{3}{5} \sqrt{2\Delta} / (M-1) = 10^{-\frac{1}{10} \frac{A}{\lambda^4}} \quad (5.51)$$

$\Delta \ll 1, M \gg 1$ であるので

$$\rho \doteq 1 - 10^{-\frac{A}{10} \frac{1}{\lambda^4}} \quad (5.52)$$

従って

$$d_{ij} \doteq \left(1 - 10^{-\frac{A}{10} \frac{1}{\lambda^4}} \right) \frac{3}{5} \sqrt{2\Delta} / (M-1) \quad (i \neq j) \quad (5.53)$$

のように導かれる。

通常の $\Delta = 0.01$ の GeO₂-SiO₂ 系コアの光ファイバで $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ でのレ-レ-散乱損は $A/\lambda^4 = 2.2 \text{ dB/km}$ であるので

$$d_{ij} \doteq 3.4 \times 10^{-2} / (M-1) \quad (5.54)$$

の様に簡単に表わすことが出来る。

5.4 一様なモード変換がある場合の数値計算

通信用光ファイバのレ-レ-散乱は本質的に避け難いものであるため散乱源が波長より小さい散乱によって生じる一様なモード変換のベースバンド帯域特性に及ぼす効果について考察することは重要である。本節ではモード散乱行列を用い多モード光ファイバの伝送特性の励振条件依存性についても明らかにする。

5.4.1 モード変換の伝送帯域幅特性への影響

(1) 解析条件

- (1) モード変換係数： 第 i モードから第 j モードへのモード変換係数 d_{ij} として次式の一様な変換を仮定する。

$$d_{ij} = \begin{cases} 10^{-\frac{\Gamma}{10}} & : i = j \\ (1 - 10^{-\frac{\Gamma}{10}}) / (M-1) & : i \neq j \end{cases} \quad (5.55)$$

Γ はモード変換の量を表わし (dB/km) の単位を有する。

例えば $\Gamma = 6$ dB/km は光波が 1 km 伝搬するときそのモードの 75% が他のモードに等しく変換されそのモードは 25% の光電力に減衰することを意味する。モード変換部は図 5.10 のように 1 km に R 個が等間隔に分布すると仮定する。

1 個のモード変換部での大きさは Γ/R とした。

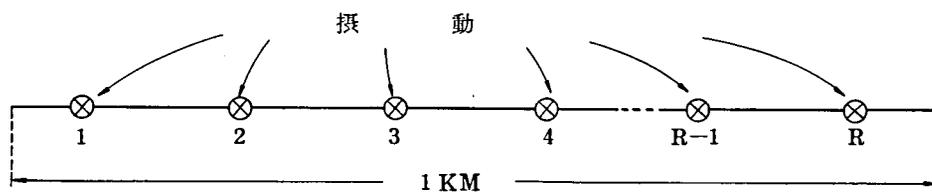


図 5.10 摂動が光ファイバ軸方向に等間隔に分布するモデル

(2) 基本区間のモード散乱行列 S_0 の要素

第 3 章 (3.51), (3.55) 式より S_0 の (i, j) 要素 S_{0ij} は

$$S_{0ij} = d_{ij} \exp\left\{-\frac{(A_i + A_j)L}{2}\right\} \exp\left\{-j\omega(\tau_i + \tau_j)\frac{L}{2}\right\} \quad (5.56)$$

ここに L は基本区間長 ($= 1/R$ (km)) である。

全長のモード散乱行列 S は次式で計算される。

$$S = \{S_0\}^{\mathcal{L}R} \quad (5.57)$$

但し l は光ファイバ長である。

(3) 入射モード電力ベクトル: $P(0)$

$P(0)$ の要素 $P_m(0)$ は次式を仮定した。

$$P_m(0) = \frac{1}{N} 2(m+1) \quad (5.58)$$

$$N = \frac{\alpha}{\alpha + 2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} a n_1\right)^2 \Delta$$

m は等しい伝搬定数を持つ縮退した伝搬モード群のモード次数である。半径方向, 円周方向のモード次数をそれぞれ μ, l とすると (2.76) 式より

$$m \approx 2\mu + \ell + 1 \quad (5.59)$$

であり、 m モード群には

$$\ell = m, m-2, m-4, \dots; 0, -2, -4, \dots, -m+2, -m$$

の如く、 $2(m+1)$ 個のモードが存在するので、(5.58)式の仮定は全モード一様励振を仮定していることを意味する。

(4) 群遅延時間: τ_m

ここではSIファイバ($\alpha = \infty$)を含む α 乗分布光ファイバの式(2.122)式を用いた。(材料分散パラメータ $\tilde{\epsilon} = 0$ とした。)

$$\tau_m = \frac{N_1}{c} \left[\frac{\alpha-2}{\alpha+2} \Delta \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} + \frac{1}{2} \frac{3\alpha-2}{\alpha+2} \Delta^2 \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{4\alpha}{\alpha+2}} \right] \quad (5.60)$$

(5.60)式においては、全てのモードに共通な遅延項 $\frac{n_1}{c}$ は省略してある。

(5) モードの減衰定数

(5.56)式内の A_i はモード変数によらず一定値 A_0 をとると仮定した。

$$A_i = A_0 \quad (i = 1, 2, \dots, M) \quad (5.61)$$

伝達関数 $G(\omega, \ell)$ は(3.67)式より

$$G(\omega, \ell) = \sum_{i=1}^M \left(\sum_{k=1}^M P_k(0) S_{ki} \right) \quad (5.62)$$

で求める。

ベースバンドの振幅減衰量 $A(\omega, \ell)$ は(3.71)式より

$$A(\omega, \ell) = -20 \log_{10} |G(\omega, \ell)/G(\omega, 0)| \quad (\text{dB}) \quad (3.71)$$

で求める。

[2] モード変換の伝送帯域幅特性への影響

図5.11に $L = 6.25$ m, $R = 1.6$ の場合の1 kmのSIファイバ($\Delta = 0.007$)について Γ と振幅減衰量の関係を示す。但し、 $\lambda = 0.84$ μm , $2a = 60$ μm とした。

$\Gamma = 0$ はモード変換のない場合を示す。伝送帯域幅 $B_{6\text{dB}}$ すなわち損失が直流から6 dB増加する周波数は16.5 MHzとなる。これに対し $\Gamma = 9$ (dB/km)の場合には、 $B_{6\text{dB}} = 2.25$ MHzとなり6 MHzだけ帯域が広がっている。

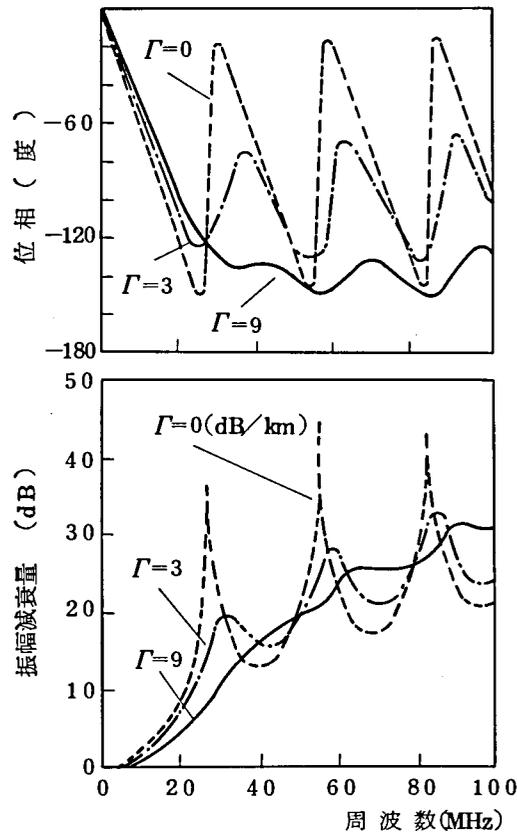


図 5.1.1 一様なモード変換がある場合の結合強度と伝達関数の関係

図 5.1.1 より次のことがわかる。

- (i) 低周波側で位相が周波数に対し線形な領域があり、この領域で振幅特性に波打ちがない。
- (ii) モード変換があるところの領域で位相回転がゆるやかになる。
- (iii) 振幅特性と位相特性の間に1対1関係が見られる。

実際が多モード光ファイバを用いた光伝送においては振幅減衰量が高々10 dB以下の周波数領域で使用するため、上で述べたいわゆる“伝達関数のすなおな領域”で動作させることになる。

モード変換があると位相の周波数に対する回転量が減少する点について考察する。図5.12の様に1 kmの中間に1つだけモード変換部がある場合を例にとる。第3章4節の結果を用いて最高次と最低次モードを考えると、次の様になる。

$$\begin{cases} P_1(\ell) = P_1(0) 10^{-\frac{\Gamma}{10}} e^{-j\omega\tau_1\ell} + \sum_{k=2}^M \frac{P_k(0)}{M-1} \left(1 - 10^{-\frac{\Gamma}{10}}\right) e^{-j\omega\ell} \frac{\tau_1 + \tau_k}{2} \\ P_M(\ell) = P_M(0) 10^{-\frac{\Gamma}{10}} e^{-j\omega\tau_M\ell} + \sum_{k=1}^{M-1} \frac{P_k(0)}{M-1} \left(1 - 10^{-\frac{\Gamma}{10}}\right) e^{-j\omega\ell} \frac{\tau_M + \tau_k}{2} \end{cases} \quad (5.63)$$

$$R = 1$$

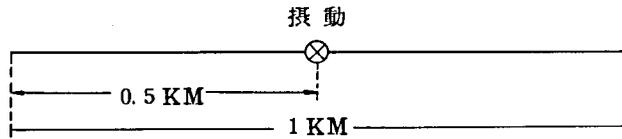


図 5.12 1 km の中間に 1 個の摂動が存在するモデル

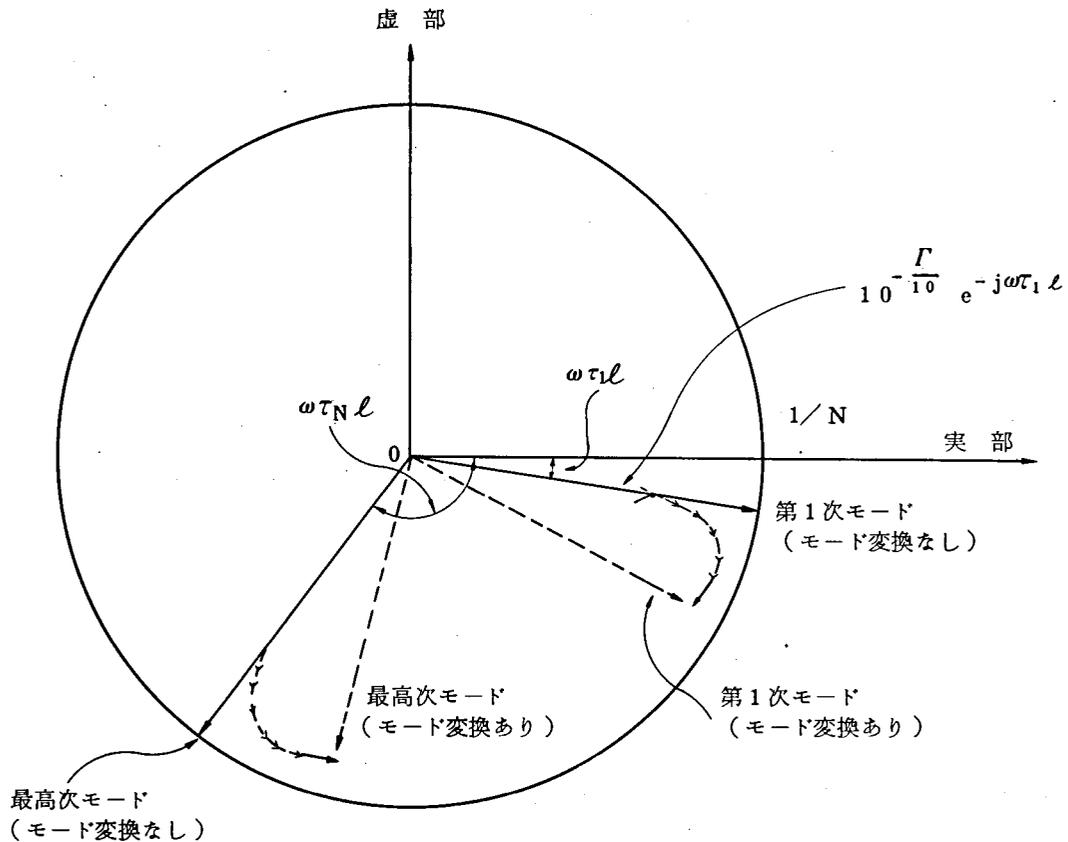


図 5.13 複素平面におけるモード変換による伝送帯域幅改善の説明図

これを複素平面上で示すと図 5.13 のようになる。但しモードの減衰量は 0 とした。実線破線はそれぞれモード変換のない場合とある場合である。最低次モードと最高次モードの群遅延時間差がインパルス応答のパルス拡がりに対応するため、モード変換によって帯域特性が改善され、また同時に周波数に対して依相の回転がゆるやかになることも理解できる。

次に摂動数 R の影響について調べる。図 5.14 に R を変えた場合の帯域特性を示す。 R が大きい程モード変換、再変換のプロセスが頻繁に生じる。 $R = 1$ の場合には 1 km の中間に 1 つだけモード変換部が存在する。

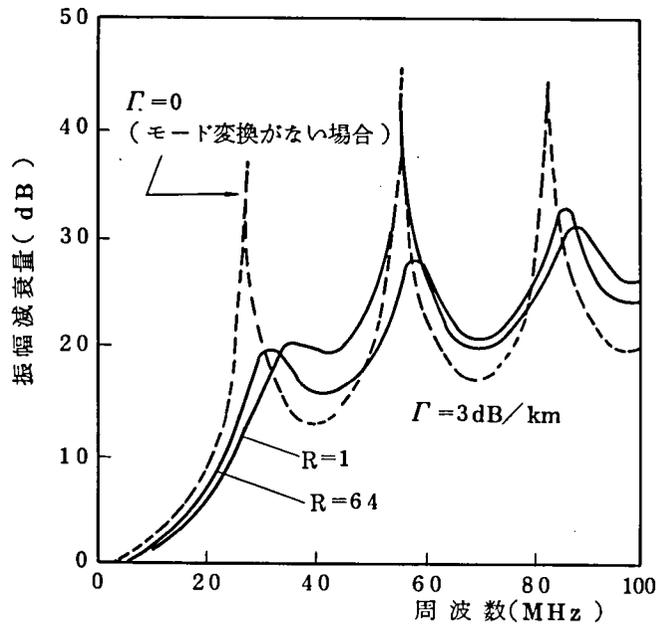


図 5.14 摂動数 R の帯域特性への影響

Γ は一定値 3 dB/km とした。図 5.14 より低周波側では $R = 1$ ($L = 500 \text{ m}$) と $R = 64$ ($L = 16.5 \text{ m}$) で特性に大差のないことが分る。位相特性は省略したが同様のことが言える。

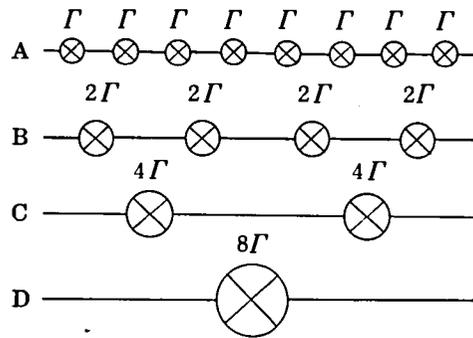


図 5.15 変調周波数が低い場合の等価な光伝送路

図 5.15 には摂動の分布の異なる 4 つの多モード光ファイバを示すが数値計算の結果、低周波側ではベースバンドの伝達関数はほぼ等しい特性を示した。次節で伝送帯域幅の長さ特性について述べるが、 $B_{6\text{dB}}$ の長さ特性についても同様のことが言える。以上のことにより、摂動数 R よりも、1ヶ所当りのモード変換の強さと R の積、すなわち光ファイバ全長の結合強度 Γ がモード変換によるベースバンドの帯域特性を支配することが判る。

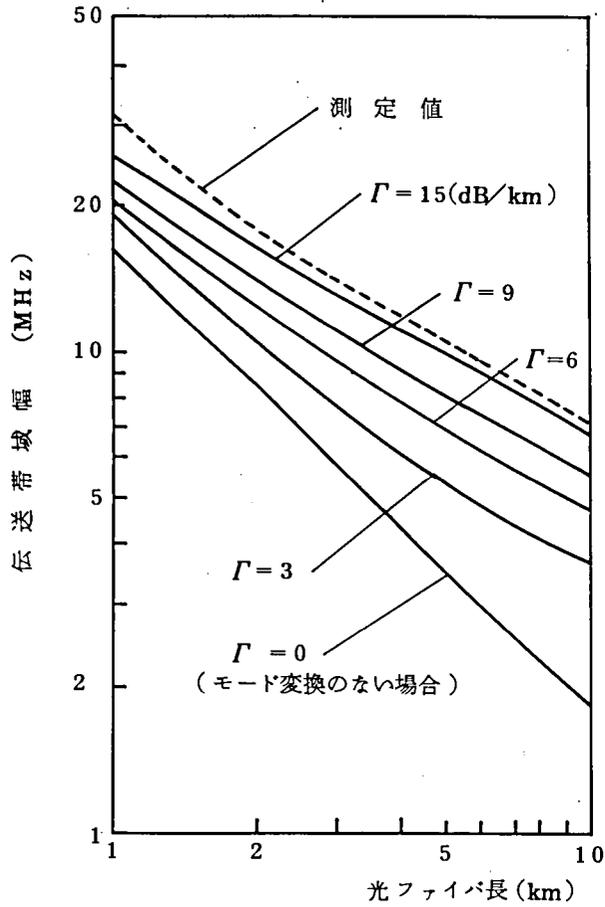


図 5.16 一様変換の場合のSIファイバの帯域の長さ依存性

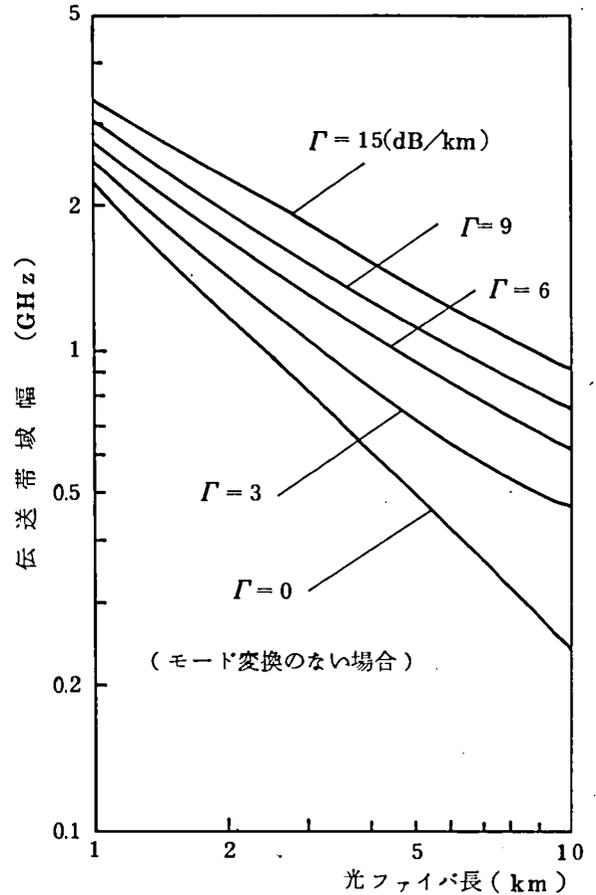


図 5.17 一様変換の場合のGIファイバの帯域の長さ特性

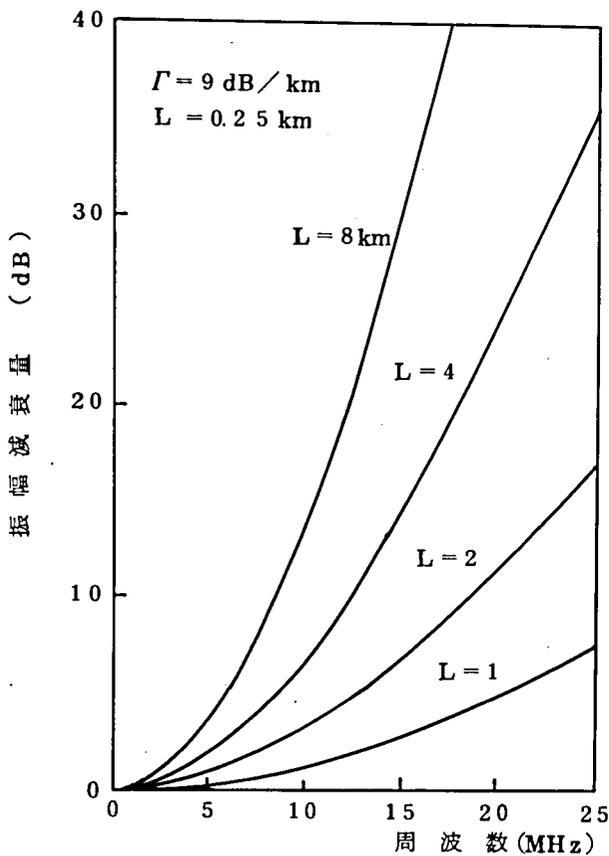


図 5.18 ベースバンド振幅減衰量の長さ特性

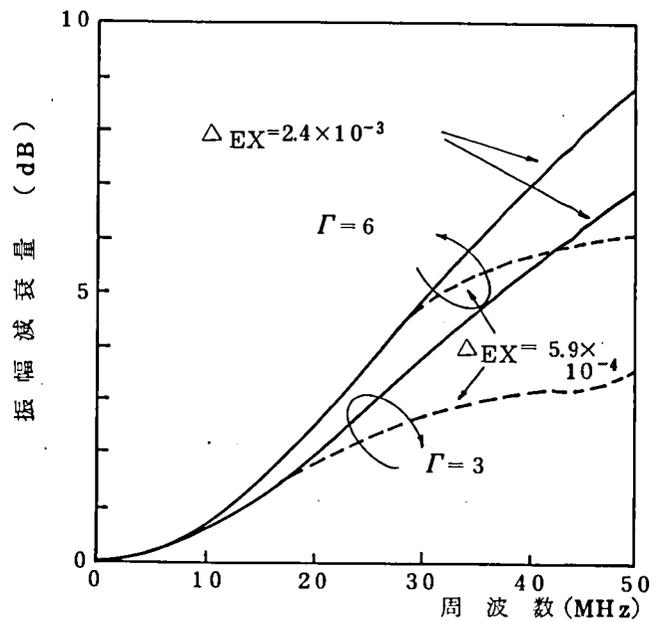


図 5.19 ベースバンド振幅減衰量の励振条件依存性

(3) 伝送帯域幅の長さ特性

図 5.16, 図 5.17 にそれぞれ S I 形, G I 形ファイバの伝送帯域幅の長さ特性を示す。S I 形, G I 形ファイバの場合, 絶対値は約 2 桁異なるが, Γ に対する傾向は全く一致し, コアの屈折率分布定数 α に依存しないことが判った。B_{3dB} についても傾向は等しいので省略した。2 点間の帯域の長さ比例指数 γ を次式で定義する。

$$\gamma = \frac{\log \frac{B_{6dB}(\ell_1)}{B_{6dB}(\ell_2)}}{\log \frac{\ell_2}{\ell_1}} \quad (5.64)$$

ここに B_{6dB}(ℓ) は光ファイバ長 ℓ における伝送帯域幅を示す。

モード変換のない場合 ($\Gamma = 0$) は $\gamma = 1$ となり伝送帯域幅は光ファイバ長に逆比例して減少する。図 5.16, 図 5.17 より, $\gamma = 0.5$ つまり伝送帯域幅が光ファイバ長の平方根に逆比例するようになるまでの光ファイバ長は, $\Gamma = 15, 9, 6, 3$ dB/km の各結合強度に対しそれぞれおよそ $\ell = 2, 3, 6, 8$ km であり Γ が大きい程, 短尺で $\ell^{-0.5}$ 特性が実現されることが判る。

図 5.18 に $A(f, \ell)$ を示す。周波数 f が低い程, 光ファイバ長が短くても振幅減衰量が光ファイバ長に対してデシベル単位で相加則が成立することが判る。すなわち振幅減衰量 $A(f, \ell)$ に対し次式が成立する。

$$A(f, \ell) = K_1 f^2 \ell \quad (5.65)$$

但し K_1 は定数である。

ここで $A(f, \ell) \propto f^2$ としたのは, (3.48) 式より多モード光ファイバの振幅減衰量が $\sin X/X$ の形をしていることに基づく。(5.65) 式より $A(f, \ell) = 6$ dB とおくと

$$B_{6dB} = \sqrt{\frac{6}{K_1}} \frac{1}{\sqrt{\ell}} \quad (5.66)$$

が導ける。

従って以下の 3 つの命題は互いに独立ではない。

- $$\left\{ \begin{array}{l} \text{(A)} \quad B_{6dB} \propto \sqrt{\ell}^{-1} \text{ である。} \\ \text{(B)} \quad A(f, \ell) \text{ が } \ell \text{ に対しデシベル相加則が成立する。} \\ \text{(C)} \quad A(f, \ell) \propto f^2, \text{ すなわち振幅減衰量の周波数特性がガウス形である。} \end{array} \right.$$

5.4.2 励振条件依存性と定常状態

光ファイバ内のモード分布の長さ依存性がなくなった状態は通常定常状態 (Steady State) 又は平衡状態 (Equilibrium) と呼ばれる。本節では伝達関数のモード励振条件依存性を検討することで定常状態を考察する。

(3.67)式の伝達関数の定義式をみると $G(\omega, \ell)$ はモードの励振条件に依存するので多モード伝送の場合、どのモードがどれだけの光電力で励振されるかという励振条件がベースバンドの周波数特性に影響を及ぼす。

しかし、実際が多モード光ファイバでは光ファイバが十分長い場合や、変調周波数が低い場合やモード変換量が大きい場合には伝送特性が励振条件に余り影響されないことは良く経験するところである。以下この点につき考察する。

(1) 定常状態とベースバンド周波数,光ファイバ長との関係

図5.19に $\Delta = 0.007$ のSIファイバ1kmに対し低次モード群を励振した場合の振幅減衰量の周波数特性を示す。いま ΔEX を励振屈折率差として実際に励振されているモードの最高次数 MEX と次式で数学的に関係づけ定義する。

$$\Delta EX = \left(\frac{\lambda}{2\pi a n_1} MEX \right)^2 \quad (5.67)$$

図5.19より次のことが判る。

- (i) $\Gamma = \text{一定}$; 周波数が低い程帯域特性は ΔEX に依存しない。
- (ii) $\Delta EX = \text{一定}$; Γ が大きいほど高周波まで ΔEX に特性が依存しない領域が伸びる。

図5.20, 図5.21に伝送帯域幅の長さ特性を示す。上の双対として以下のことが判る。

- (i)' $\Gamma = \text{一定}$; 光ファイバが長い程, 帯域幅が ΔEX に依存しない。
- (ii)' $\Delta EX = \text{一定}$; Γ が大きい程, 短いファイバ長で帯域幅が ΔEX に依存しない。

これらは

「変調周波数が低い程, 伝送特性が励振条件に依存しにくい」と言い換えることが出来る。 f が一定の場合には光ファイバが長い程, $A(f, \ell)$ の ΔEX に対する変動量そのものは大きくなる。

図5.22に全モード一様励振の場合と最低次モード励振($P_1(0)=1$)の場合の $A(f, \ell)$ を示すが, Γ が大きい程,光ファイバが長い程, f が低い程,両方の励振条件によるベースバンドの帯域特性の差が少ないことが判る。

Marcuseは多モード光ファイバの定常状態をモード分布 $P(\ell) | \omega=0$ が光ファイバ長が変化しても $P(0)$ に依存しない固有の分布になる状態として定義している。

本論文では実際の伝送特性と更に関連づける目的で「ベースバンドの伝達関数の周波数特性が励振条件に依存しない状態」を以下考察する。

ここで定常状態の実現度の尺度として次式のDegree of Steady State, η を定義する。

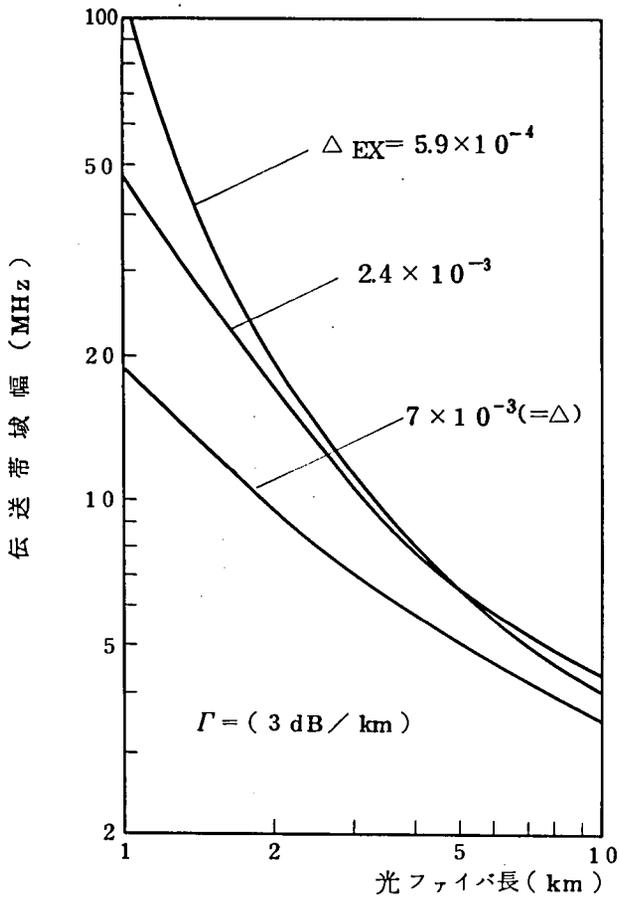


図 5.20 伝送帯域幅の長さ特性の励振条件依存性 ($\Gamma = 3 \text{ dB/km}$ の場合)

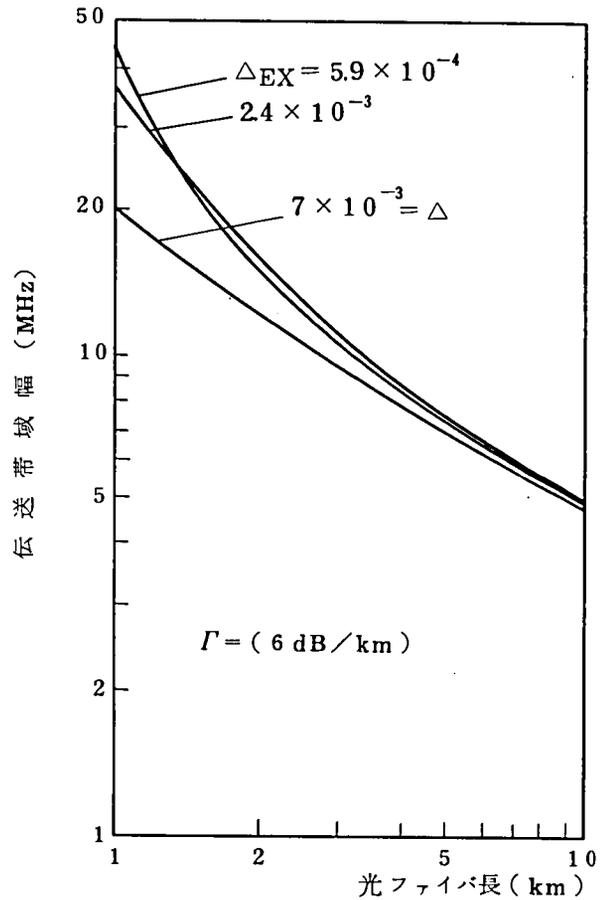


図 5.21 伝送帯域幅の長さ特性の励振条件依存性 ($\Gamma = 6 \text{ dB/km}$ の場合)

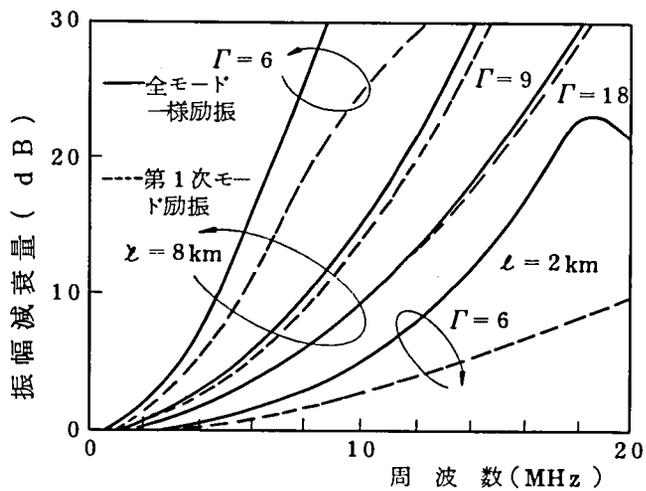


図 5.22 第 1 次モード励振と全モード一様励振の場合のベースバンド振幅減衰量の比較

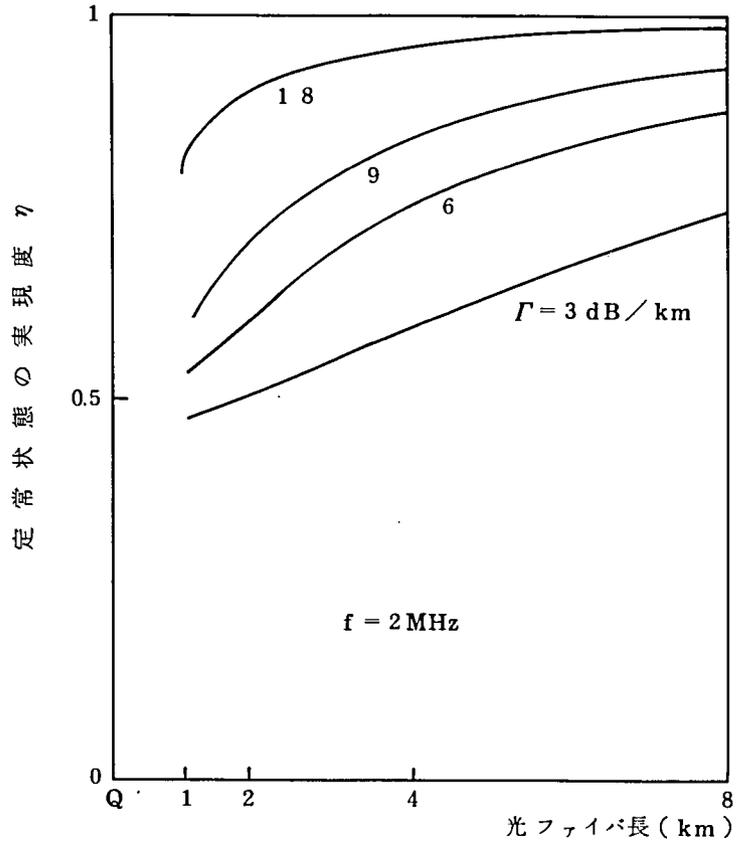


図 5.23 η の長さ特性

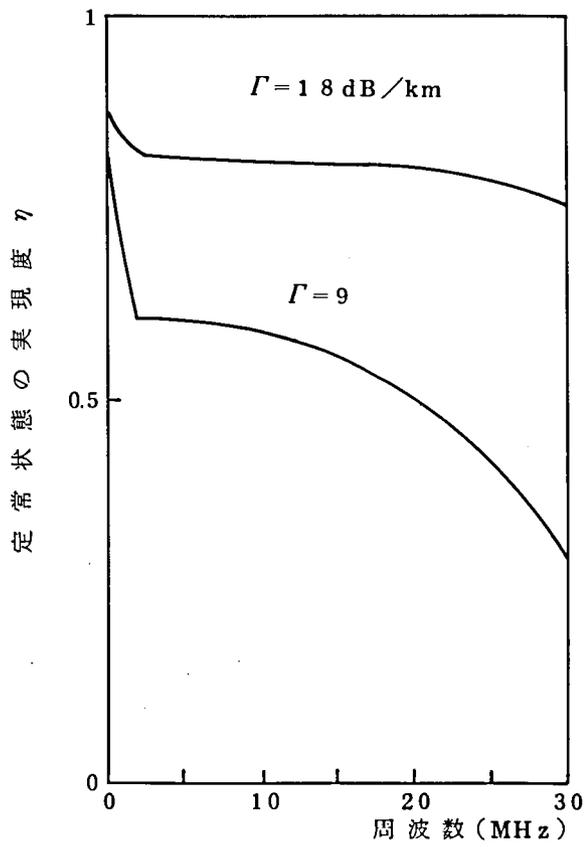


図 5.24 η のベースバンド周波数特性

$$\eta(f, l) = \frac{\text{1stモード励振のときの } A(f, l)}{\text{全モード一様励振のときの } A(f, l)} \quad (5.71)$$

図 5.23 に $f = 2 \text{ MHz}$ における η の長さ依存性を Γ をパラメータとして示す。図 5.24 に η の周波数依存性を示す。

結合強度 Γ が大きい程，光ファイバが長い程，また低周波程， η が 1 に近くなり，最低次励振をした場合にも伝達関数が全モード一様励振の場合のそれに等しくなり得ることがわかる。

実際の光伝送系では半導体レーザを用いても多モード光ファイバに最低次モードのみを励振することはまれであり，ガウス形のモード分布又は複数の低次モード群の励振が起きているため，上の場合よりも更に定常状態が実現しやすいことが判る。

5.4.3 レーレー散乱の効果

レーレー散乱によるモード変換係数の式 (5.54) 式を (5.55) 式と比較するとレーレー散乱による結合強度は (5.55) 式で

$$\Gamma = 0.15 \text{ dB/km}$$

の場合に相当する。

従って前述したモード散乱行列によるシミュレーション結果を考えるとレーレー散乱のベースバンドの帯域特性への寄与は殆んどないということがわかる。

5.5 ま と め

光ファイバケーブルのモード変換要因としてナイロン被覆の収縮によるマイクロバンド及びガラス組成の密度のゆらぎによるレーレー散乱の 2 つを取り上げ，それらが伝送特性へ及ぼす影響を，第 3 章で述べたモード散乱行列法に基づき検討した。ナイロンジャケットの熱収縮によるモード変換係数を，光ファイバ軸のランダム曲りを仮定し，焼きばめの問題として導いた。

その結果，モード変換係数に影響を及ぼす，光ファイバ心線の構造パラメータとして，コア径，光ファイバ外径，ナイロンのヤング率，被覆厚，緩衝層厚が重要であることを明らかにした。一方，レーレー散乱によるモード変換係数の導出と，一様なモード変換の場合のモード散乱行列法による数値計算により，レーレー散乱は，伝送帯域幅に殆んど影響しないことを明らかにした。

また，モード散乱行列法による数値解析によつて，多モード光ファイバのベースバンドの振幅減衰量の周波数特性の励振条件，光ファイバ長，周波数などの依存性を明らかに出来た。

第6章 長波長帯 G I ファイバの伝送特性

6.1 序

光ファイバの均一製造技術による低損失化と長波長帯用光デバイスの開発により、 $1.3\ \mu\text{m}$ 帯を利用した光通信システムの実用化が各方面で進められている。(6.1)~(6.4)

長波長帯では、光ファイバの伝送損失が容易に $1\text{dB}/\text{km}$ 以下に出来るため広帯域な G I ファイバで例えば $32\text{ Mb}/\text{S}$ の信号を 20 km 以上無中継に伝送する光通信システムが可能となる。従って基本伝送特性はもとより長尺伝送でのモード変換を考慮した伝送特性の把握が重要になってきた。本章では、このような低損失な光ファイバの長尺における伝送特性を第3章で述べたモード散乱行列法と第5章で求めたモード変換係数を用いて検討する。

はじめに基本伝送特性について述べ、次に長尺での伝送特性を理論と実験の両面から検討し、G I ファイバの心線、光ケーブルのモード変換パラメータを明らかにする。

6.2 長波長帯 G I ファイバの伝送損失特性

石英系光ファイバの特性改善、すなわち(i)OH基吸収損失の低減、(ii)コアの屈折率分布の最適化、精密制御によって波長 $1.3\ \mu\text{m}$ で $32\text{ Mb}/\text{S}$ (メガビット/秒) の高速信号を $20\sim 30\text{ km}$ の長距離にわたり無中継に伝送する媒体として長波長帯 G I ファイバが注目されてきた。現在コア直径 $2a = 50\ \mu\text{m}$ 、比屈折率差 $\Delta = 0.01$ のタイプが標準となっている。

長距離・広帯域伝送の伝送路としては単一モード光ファイバとここで述べる多モード G I ファイバがあるが、接続の容易性および周辺光デバイスの実用化状況を考えると $20\sim 30\text{ km}$ の伝送距離で $32\text{ Mb}/\text{S}$ 程度の伝送速度の場合は後者の方が適している。

本章ではコアの組成が $\text{GeO}_2 - \text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2$ 系の G I ファイバについて述べる。このタイプの光ファイバではレーレー散乱係数が約 $1.15\ (\text{dB}/\text{km} \cdot \mu\text{m}^4)$ となり、第4章(4.1)式の第4項を無視すると後述するように波長 $1.3\ \mu\text{m}$ における伝送損失が次式で近似できる。

$$A_T(1.3\ \mu\text{m}) \approx 0.5 + B + C_3 \quad (6.1)$$

ここに第1項はレーレー散乱損と紫外吸収損の和である。

短波長帯 ($\lambda = 0.85\ \mu\text{m}$) では第1項はおよそ $2.5\ \text{dB}/\text{km}$ であるから長波長帯ではこれが $1/5$ 程度に低減される。従って長波長帯ではモード変換損の占める割合が大きくなること、及び長距離伝送ではモード変換がベースバンド伝送帯域幅特性に与える影響が大きくなることから、心線化、光ケーブル化工程でのモード変換要因の把握と、その効果の解析が重要となる。

6.2.1 伝送損失の内訳

(6.1)式からわかるように1.3 μm帯ではOH吸収損失とモード変換損の低減が重要である。OH基除去はMCDV法では付録2で述べた内ばり法で、VAD法ではスート堆積とガラス化の中間工程で塩素雰囲気中で脱OH処理を行なう方法で行なわれ、いずれも1.3 μm近傍のOH基吸収損失は0~0.2 dB/kmに低減されている。

一方、モード変換損については第3章の3.1表で述べた摂動要因を低減するいくつかの対策により十分満足の内特性が得られている。^{6.4)}

(4.1)式を再掲する。

$$A_T(\lambda) = \frac{A}{\lambda^4} + B + C_1 e^{-\frac{C_2}{\lambda}} + D_1 e^{-\frac{D_2}{\lambda}} + C_3(\lambda) \quad (4.1)$$

第3項の紫外吸収損は高田^{6.5)}の検討結果によると、λ = 0.6, 1.2 μmでそれぞれ1.2, 0.1 dB/kmであるので

$$\begin{cases} C_1 = 8.33 \times 10^{-3} \\ C_2 = 2.98 \end{cases}$$

となる。従って0.85 μm, 1.3 μmにおける紫外吸収損失はそれぞれ0.28 dB/km, 0.08 dB/kmとなる。第4項は無視できる。モード変換損は第3項, 4項を除いた損失をλ⁴で横軸を目盛ったグラフにプロットし、λ = ∞における損失として求めることが出来る。図6.1にモード変換損のグラフ解法の例を示す。判りやすくするために1.2 μm以上の長波長域は普通目盛にしてある。図6.1からレーレー散乱係数Aは次の様に求められる。

$$A \approx 1.15 \text{ (dB/km)} \cdot \mu\text{m}^4$$

文献6.6), 6.7)ではAをそれぞれ実験的に次式で求めている。

$$A \doteq 0.8 \exp(12.467 \Delta^{1.275}) \quad (6.2)$$

$$A \doteq \lambda^4 (1.2 + \Delta), \quad \Delta[\%] \quad (6.3)$$

(6.2)式でΔ = 0.01の場合A ≐ 1.14 [dB/km · μm⁴]、同様に(6.3)式ではA ≐ (1.15 dB/km · μm⁴)となるので図6.1から求めたレーレー散乱係数1.15 [dB/km · μm⁴]は妥当な値と考えられる。

以上をまとめると波長λ = 0.85 μm, λ = 1.3 μmにおけるレーレー散乱損(最低損失)は次の様になる。

$$A/\lambda^4 = \begin{cases} 2.20 \text{ dB/km} & \lambda = 0.85 \mu\text{m} \\ 0.40 \text{ dB/km} & \lambda = 1.3 \mu\text{m} \end{cases} \quad (6.4)$$

図6.2に筆者が開発に当たったMCDV法で作製したGIファイバの損失・波長特性を示す。

モード変換損 $B = 0$ のファイバの波長 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ における最小損失はそれぞれ $A_T = 2.48 \text{ dB/km}$, 0.49 dB/km であった。これらは前述した紫外吸収損と(6.4)式で求めたレーレー散乱損失の和に等しい。

一方VAD法で作製したGIファイバの場合には波長 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ における最小損失はそれぞれ, $A_T = 2.20 \text{ dB/km}$, 0.40 dB/km であり紫外吸収損失の影響がないと考えられる実験結果が得られている。

OH吸収損は波長 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ では存在しないが波長 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ではモード変換損との分離が必要である。そこで筆者はMCVD法によるGIファイバについてモード変換損 B は波長 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ での全損失 A_T から 2.48 dB/km を差し引いた値とし, OH吸収損失は $1.3 \mu\text{m}$ の全損失から B と 0.48 dB/km を差し引いた値として求めた。その結果,

$$C_3 (1.3 \mu\text{m}) \doteq C_3 (0.95 \mu\text{m}) \quad (6.5)$$

という実験結果を得た。

6.2.2 内ばりCVD法によるOH基吸収損失の低減

$1.3 \mu\text{m}$ での損失低減にはOH基低減が重要であることを先に述べた。ここではMCVD法で形成されるクラッド層(バリア層と呼ぶ)の検討結果について述べる。図6.3にGIファイバの屈折率分布とバリア層の構造を示す。

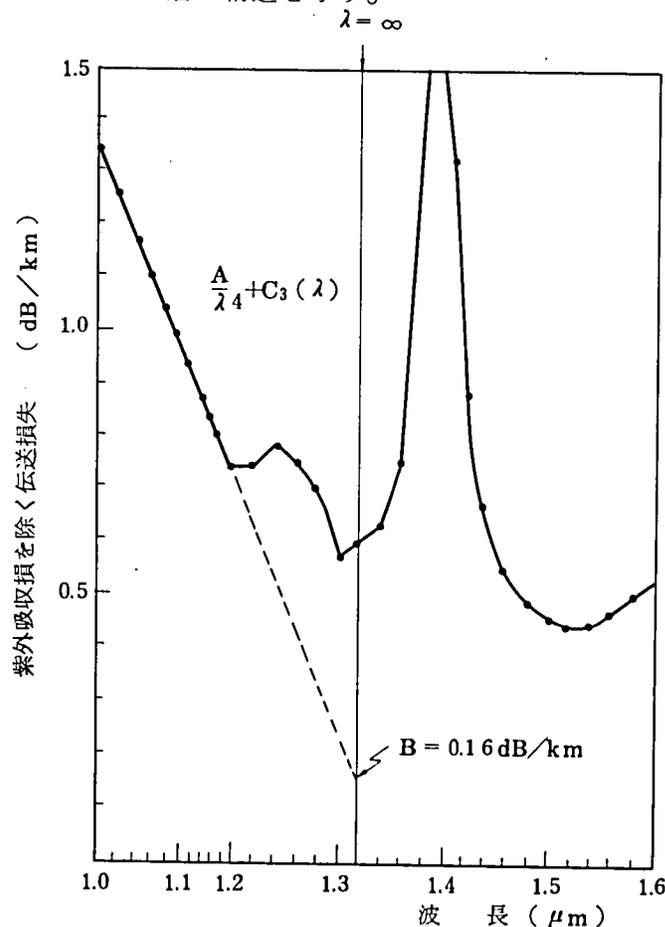


図 6.1 マイクロベンド損失の図式解法

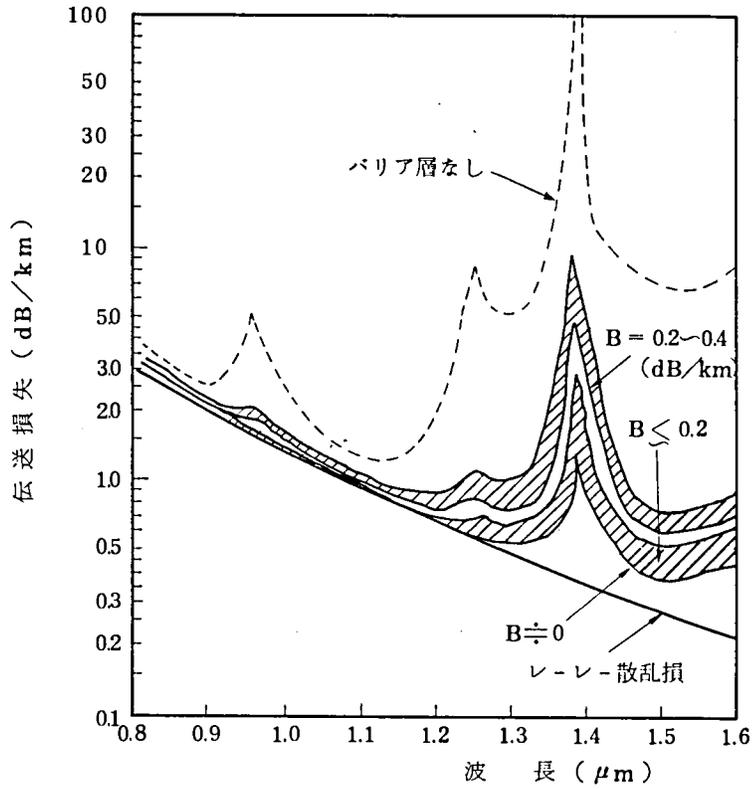


図 6.2 長波長帯GIファイバの伝送損失・波長特性の測定例

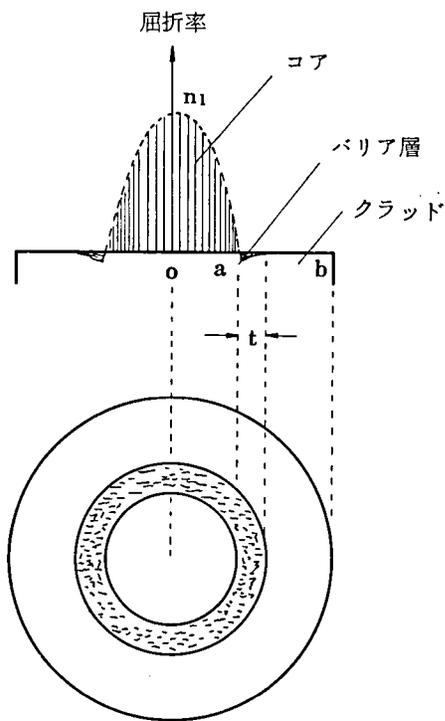


図 6.3 バリア層を有するGIファイバの屈折率分布と断面構造

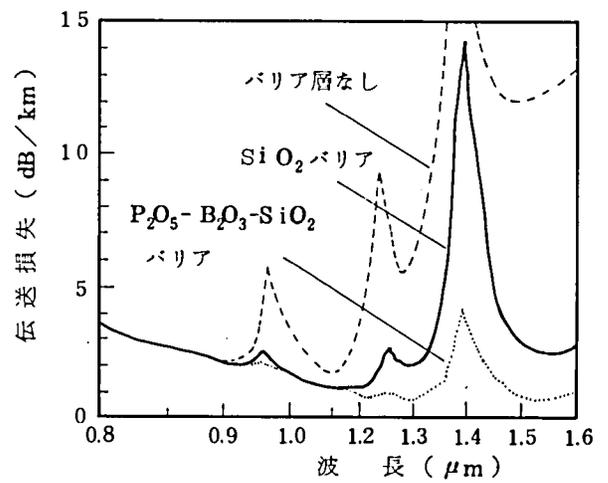


図 6.4 各種バリア層を有するGIファイバの伝送損失波長特性

バリア層は出発材料の石英管からガラス形成反応時にOH基がコアへ拡散するのを防ぐために形成される。バリア層の検討内容としては (i)組成 (ii) 反応温度 等がある。図 6.4 に SiO₂ ガラス膜のみの場合と P₂O₅ - B₂O₃ - SiO₂ ガラス膜の場合の全伝送損失の波長特性を示す。バリア層の厚さはともに 10 μm である。

SiO₂ ガラス膜の場合にはバリア層がない場合に比較するとOH吸収損失低減効果は見られるものの 1.3 μm における損失の限界値約 0.5 dB/km に比べると満足できるものではない。これに対し P₂O₅ - B₂O₃ - SiO₂ 系ガラスのバリア層は十分満足できるものである。ドーパントを含むバリア層組成としては他に P₂O₅ - SiO₂, GeO₂ - B₂O₃ - SiO₂, GeO₂ - P₂O₅ - B₂O₃ - SiO₂ 系ガラスも検討した。

検討の結果、低OH基化のためにはバリア層の組成よりも組成による反応温度の影響が大きいことがわかった。SiO₂ ガラスにドーパントを添加するほど低温でCVDが行なえる。バリア層の反応温度が低いほど石英管からのOH基のコアへの拡散が抑えられる。1400°C 前後でCVD反応を行うことによって 1.3 μm におけるOH基吸収損失の大きさを無視できる程度に下げることが可能となった。コアに 1 ppm のOH基が含まれる場合、0.95 μm で約 1 dB/km, 1.39 μm で約 40 dB/km の吸収損失ピークが生じることより、逆算すると 0.08 ppm 程度の低濃度に抑えられていることがわかる。(6.5)式により、1.3 μm でのOH吸収損失は 0.08 dB/km 以下に抑えられている。

6.2.3 モード変換損

以上より、比屈折率差 $\Delta = 0.01$ の場合の波長 1.3 μm における全伝送損失 A_T は

$$A_T (1.3 \mu\text{m}) \approx 0.48 + C_3 (1.3 \mu\text{m}) + B (\text{dB/km}) \quad (6.6)$$

と表わされ、吸収損失 $C_3 (1.3 \mu\text{m}) \leq 0.08 \text{ dB/km}$ であるので、モード変換損 B の占める割合が非常に大きい。すなわちモード変換損の大小で無中継伝送距離が大幅に左右される。モード変換損は製造技術の改良により十分低く押えられてはいるが、第3章、第5章で述べたように心線化工程においてナイロンの収縮によるある程度は避け難いマイクロバンドが存在する。後節ではモード変換損と伝送帯域幅の関係に着目しながら心線化によるモード変換効果の定量的解析を行う。

6.3 伝送帯域幅特性

6.3.1 最適グレーディング指数の波長特性

(2.1.2.2)式により α 乗分布ファイバの m モード群の群遅延時間が次の様に与えられる。

$$\tau_m \doteq \frac{N_1}{c} \left[1 + \Delta \left(\frac{\alpha - 2 - \tilde{\epsilon}}{\alpha + 2} \right) \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha + 2}} + \frac{\Delta^2}{2} \left(\frac{3\alpha - 2 - 2\tilde{\epsilon}}{\alpha + 2} \right) \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{4\alpha}{\alpha + 2}} \right] \quad (6.7)$$

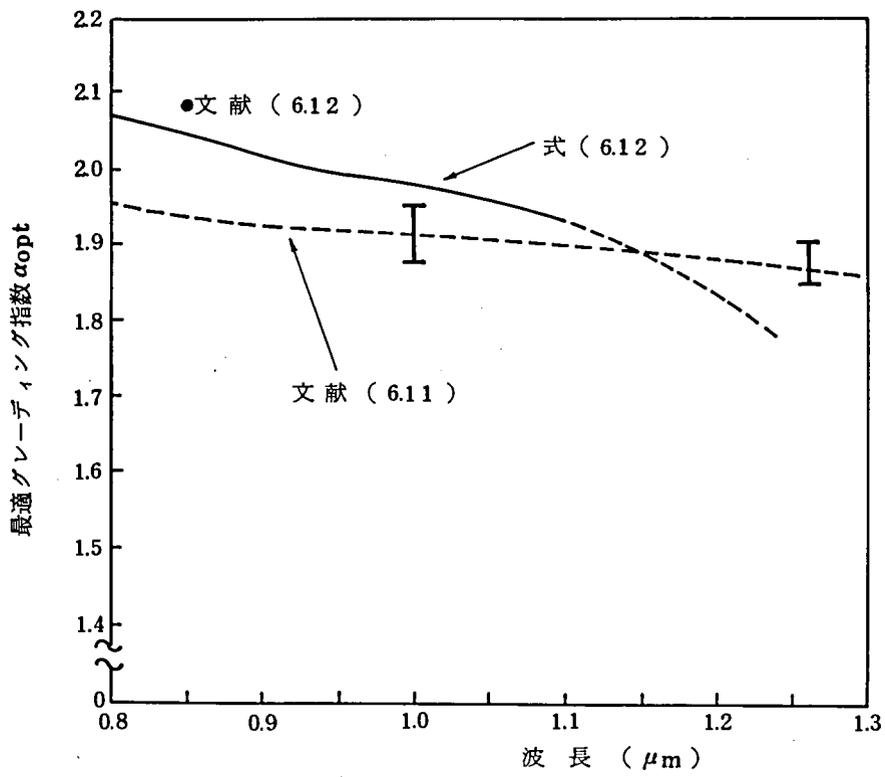


図 6.5 α_{opt} の波長特性 (計算値)

Olshansky はこの式で与えられる τ_m に対し r.m.s. パルス幅が最小になる α , すなわち α_{opt} を次式で与えている。^{6.9)} (再掲)

$$\alpha_{opt} = 2 + \tilde{\epsilon} - \Delta \frac{(4 + \tilde{\epsilon})(3 + \tilde{\epsilon})}{5 + 2\tilde{\epsilon}} \quad (6.8)$$

従って (4.8) 式で与えられる材料分散パラメータ $\tilde{\epsilon}$ を知る必要がある。(再掲)

$$\tilde{\epsilon} = - \frac{2n_1}{N_1} \frac{\lambda}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\lambda} \quad (6.9)$$

そのためには $d\Delta/d\lambda$ を知る必要があるが, $\tilde{\epsilon}$ はガラスの合成条件にも依存し, 筆者の知る限り, $\tilde{\epsilon}$ に関する信頼できる公表データもないため伝送帯域幅の波長特性の理論解析については未知の面が多い。そこで本章では Presby 等^{6.10)} が $\text{GeO}_2 - \text{SiO}_2$ 系のガラスについて行なった実験結果を参考にし, 先ず $\tilde{\epsilon}$ の波長特性の概要を把握する。その後で, 伝送帯域幅特性から推定される $\tilde{\epsilon}$ との比較を行なった。Presby 等は $\lambda \leq 1.1 \mu\text{m}$ で次の様にコアとクラッドの屈折率差 Δn を求めている。

$$\Delta n = \Delta \cdot n_1 = (4.66 - 6.51\lambda + 9.19\lambda^2 - 5.96\lambda^3 + 1.5\lambda^4) \times 10^{-2}, \quad (6.10)$$

$\lambda : [\mu\text{m}]$

(6.9) 式を Δn の微分を書きかえると次の様になる。

$$\tilde{\epsilon} = -2\lambda \left\{ \frac{1}{\Delta n} \frac{d\Delta n}{d\lambda} - \frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{d\lambda} \right\} \approx -2\lambda \frac{1}{\Delta n} \frac{d(\Delta n)}{d\lambda} \quad (6.11)$$

(6.11) 式では群屈折率 $N_1 \approx n_1$ とし, 第2項は無視した。(6.10) 式は $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ で $\Delta n = 0.0305$, $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ で $\Delta n = 0.0292$ となるので, 比屈折率差 Δ が約 2% の場合の実験式である。今, 対象としているのは $\text{GeO}_2 \cdot \text{P}_2\text{O}_5 \cdot \text{SiO}_2$ コア, $\Delta = 0.01$ のタイプの GI ファイバであるが, (i) P_2O_5 は添加剂的に微量用いていること, (ii) (6.11) 式は Δn の大きさに余り影響されない形をしていることより, (6.10), (6.11) 式をそのまま適用することにする。(6.8), (6.10), (6.11) 式より α_{opt} は

$$\alpha_{opt}(\lambda) = 2 - 2\lambda \cdot \frac{-6.51 + 18.38\lambda - 17.88\lambda^2 + 6.0\lambda^3}{4.66 - 6.51\lambda + 9.19\lambda^2 - 5.96\lambda^3 + 1.5\lambda^4} - 24\Delta \quad (6.12)$$

図 6.5 に α_{opt} の波長特性を示す。 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ では $\alpha_{opt} \doteq 2.05$, $\lambda = 1.1 \mu\text{m}$ で $\alpha_{opt} \doteq 1.95$ と長波長になる程 α_{opt} は減少する傾向にある。本論文執筆時には Presby 等とは異なる α_{opt} が報告されている。^{6.11), 6.12)} これらを図 6.5 に示した。

次に α_{opt} を実験的に検討した結果について述べる。図 6.6 には α の設定条件を変えて試作した場合の帯域特性を示す。この図より $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ と $1.3 \mu\text{m}$ での α_{opt} は次の様に推定される。

$$\alpha_{opt} = \begin{cases} 2.05 & : \lambda = 0.85 \mu\text{m} \\ 1.90 & : \lambda = 1.3 \mu\text{m} \end{cases}$$

図 6.6 の横軸は光ファイバの屈折率分布から最小 2 乗近似で次式の \tilde{E} を最小にするように求めた α である。

$$\tilde{E} = 100 \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^J (\Delta n(r_i) - (\frac{r_i \alpha}{a}))^2}{\sum_{j=1}^J n^2(r_i)}} \quad (6.13)$$

$\Delta n(r_i)$ は $r = r_i$ における屈折率差である。この場合の $\Delta n(r_i)$ は干渉法によって測定した。

図 6.6 の実線はモード変換がなく、しかも (6.13) 式の \tilde{E} が零であるような理想的な α 乗分布の場合の伝送帯域幅特性の計算値である。但し、 $\tilde{\epsilon}$ は $1.3 \mu\text{m}$ で -0.1 、 $0.85 \mu\text{m}$ で 0.05 とした。多モード光ファイバでは一般にモード変換があるため伝送帯域幅は理論値よりも大きい図 6.6 では逆になっている。この理由は次の様に考えられる。

実際の製造プロセスを経て出来上がる GI ファイバは、MCD 時における反応条件の設定値からのゆらぎのため完全な α 乗屈折率分布からずれるので、(6.13) 式の \tilde{E} の値は通常正值をとる、すなわち半径方向の α がばらつく。従って中心から距離 r 近傍を通過する各モードの群速度の差が増大し伝送帯域幅特性が劣化する。図 6.6 で α が α_{opt} と計算上求められても伝送帯域幅が $600 \sim 1300 \text{ MHz}$ に制限されているのはこのためと考えられる。図 6.7 は $\alpha_{\text{opt}} = 2.05$ で α をパラメータとした時の振幅減衰量の周波数特性である。図 6.6、図 6.7 より明らかなように、GI ファイバの帯域特性はグレーディング指数 α が α_{opt} からずれると急激に劣化する。従って GI ファイバの広帯域化のためには α を α_{opt} に近づけかつ (6.13) 式の \tilde{E} 項を出来るだけ小さく抑えることが必要である。

ここで $\delta\alpha$ として α の α_{opt} からのずれを次式で定義する。

$$\delta\alpha = |\alpha_{\text{opt}} - \alpha| \quad (6.14)$$

GI ファイバの帯域特性を議論する場合には (6.14) 式的最適グレーディング指数からのずれ $\delta\alpha$ を知る事が重要である。本論文では $\delta\alpha$ を次の 2 つの成分の重ね合わせと考える。

$$\delta\alpha = \delta\alpha_{\text{index}} + \delta\alpha_{\text{fluc}} \quad (6.15)$$

第 1 項は (6.13) 式の \tilde{E} を最小にするような α と α_{opt} の差で、第 2 項は $\delta\alpha_{\text{index}} = 0$ の場合に屈折率分布の半径方向のゆらぎによって生じる等価的 $\delta\alpha$ である。

$\delta\alpha_{\text{fluc}}$ は $\delta\alpha_{\text{index}} = 0$ の光ファイバの伝送帯域幅特性を測定することにより推測できる。

図 6.6 で実際の GI ファイバの伝送帯域幅が理論値より劣るのは (6.15) 式の第 2 項によるものと考えられる。

(6.13) 式の \tilde{E} 項が伝送帯域幅特性に大きな影響を及ぼすことは Marcuse も指摘している。
6.13)

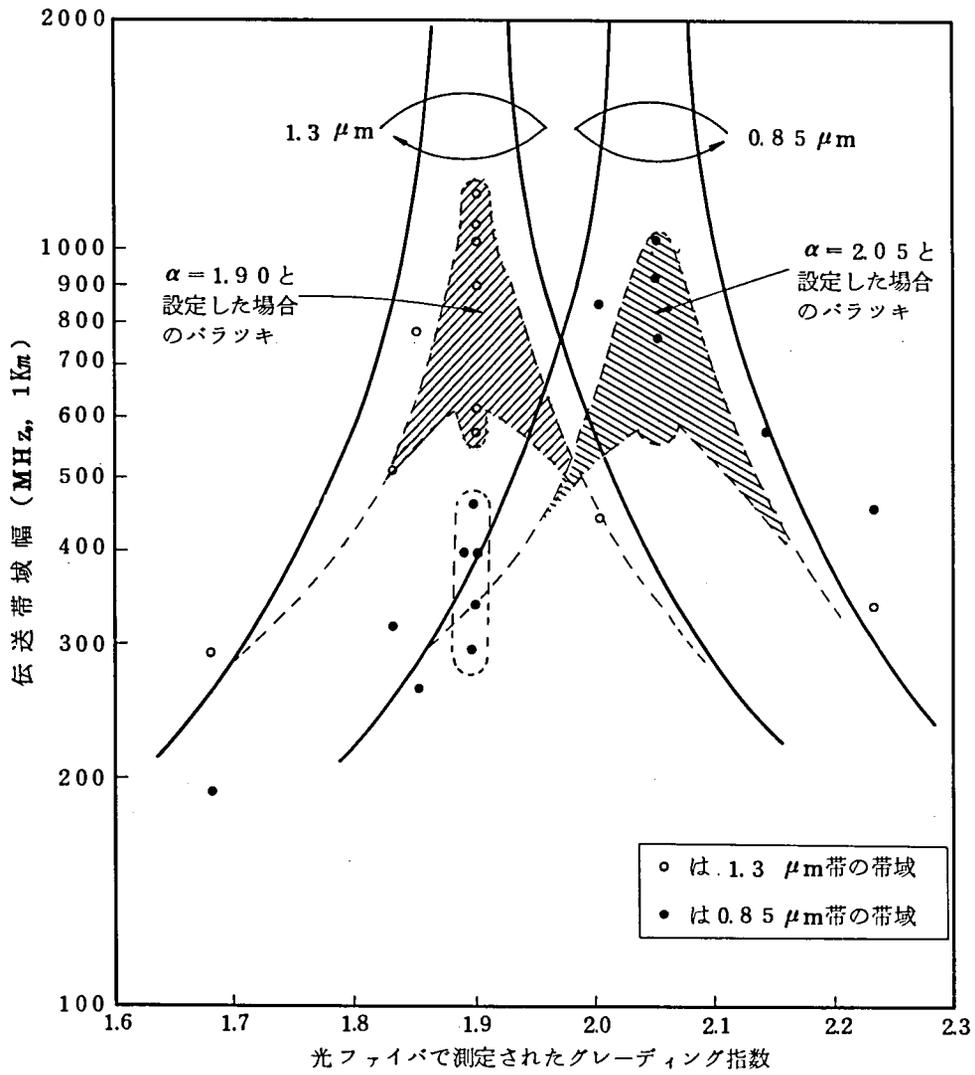


図 6.6 グレーディング指数と伝送帯域幅の関係

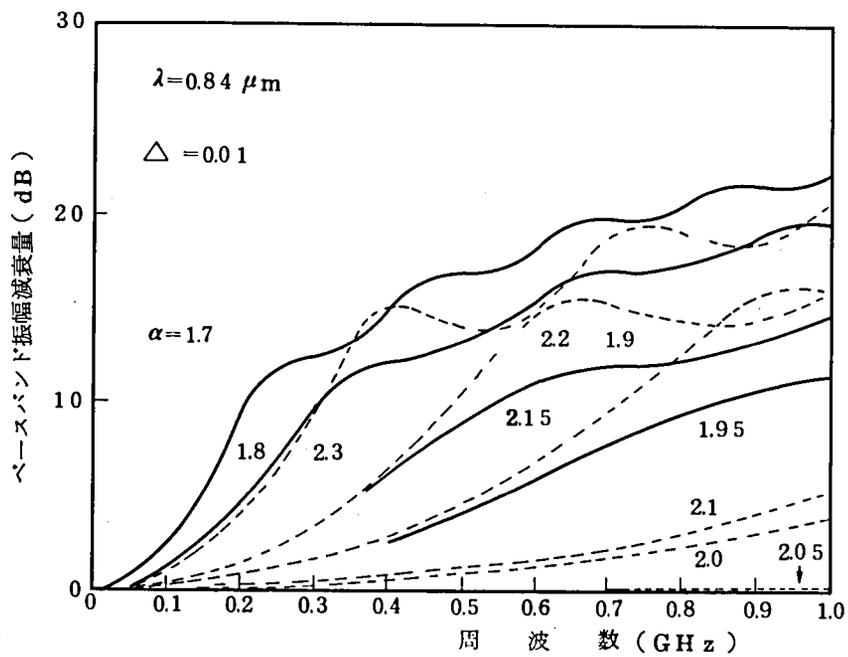


図 6.7 $\alpha \approx 2$ の G I ファイバの振幅減衰量の周波数特性

6.3.2 透過法による屈折率分布と伝送帯域幅特性の関係

図 6.8 に(a)~(j)の 10 本の G I ファイバに対する屈折率分布の測定結果を示す。(i)の・印はサンプリング点, 実線は最小自乗法で求めた α 乗屈折率分布を表わす。(ii)はサンプリングした結果を横軸 $\log r$, 縦軸 $\log \Delta n$ で表示したもの。左上の ALPHA は最小自乗法で求めた α , その下の帯域特性値は順に $0.85 \mu\text{m}$, $1.3 \mu\text{m}$ における値を示す。(d), (e), (f), (g), (h), (j), については(iii)に透過法による屈折率分布の実測値を示す。

これらの光ファイバの α の目標設定値は 1.9 である。10 本の G I ファイバの最小自乗法で求められた α は 1.79 ~ 2.02 である。これらのデータを分析してみると, $1.3 \mu\text{m}$ で $800 \text{ MHz} \cdot \text{km}$ 以上の伝送帯域幅を有する 7 本のファイバのコア周辺の屈折率分布がなめらかに拡散していることがわかる。

今, 考えている α 乗屈折率分布関数

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha} \quad (2.138)$$

は Δ の 1 次の項しか含んでいない。第 2 章で述べたように, 子午光線と斜め光線に対する理想的な屈折率分布関数はそれぞれ

$$n(r) = n_1 \operatorname{sech} \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{a} r \right) \quad (2.134)$$

$$n(r) = n_1 \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sqrt{2\Delta}}{a} r\right)^2}} \quad (2.135)$$

で与えられ, 多項式展開すると Δ の 2 次以上の項を含む。 $800 \text{ MHz} \cdot \text{km}$ 以上の伝送帯域幅を有する G I ファイバのコアとクラッドの境界面付近の屈折率分布がなめらかなことを考えると, $800 \text{ MHz} \cdot \text{km}$ 以上の広帯域な G I ファイバの伝送帯域幅を $\delta\alpha$ だけで厳密に議論することには問題があると思われる。図 6.9 に, 設定 α が 1.9 の G I ファイバの伝送帯域幅と透過法から最小自乗法で求めた α との関係を示す。 α の平均値は 1.9 で測定値は ± 0.1 のばらつきがあった。以上をまとめると, G I ファイバの広帯域化には特に

- (i) α を $\alpha_{\text{opt}}(\lambda)$ とする。
- (ii) 屈折率分布の変動を小さくする。
- (iii) コア・クラッド境界面近傍の屈折率分布をなめらかにする。

が重要と言える。

その他に, 製造長光ファイバの伝送帯域幅は, モード分布が定常状態になりにくいいため励振条件に依存していることも考慮しなければならない。光ファイバの伝送帯域幅の測定における励振法についてはいくつかの提案^{6.14)}があるが, 標準化は今後の課題となっている。

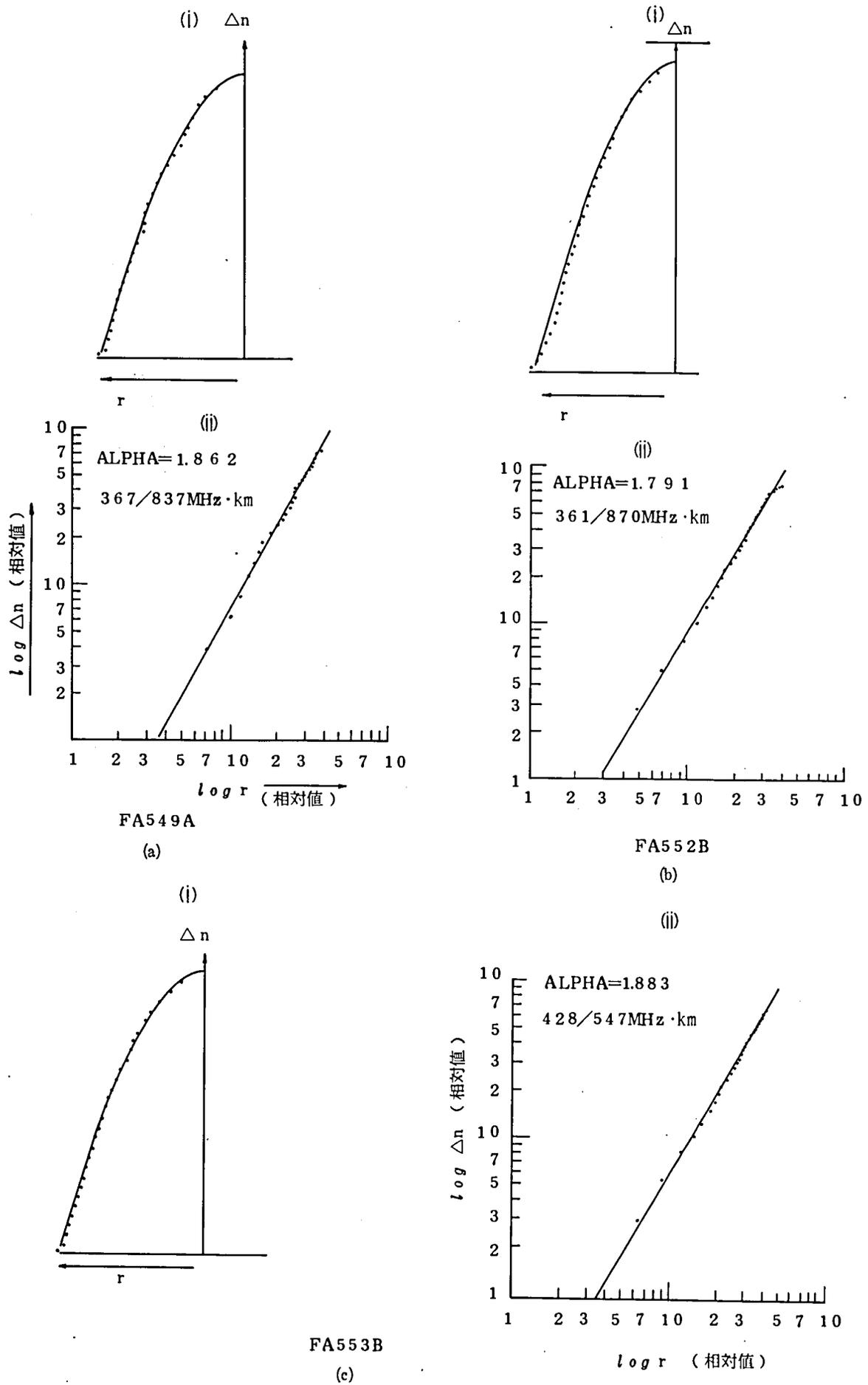
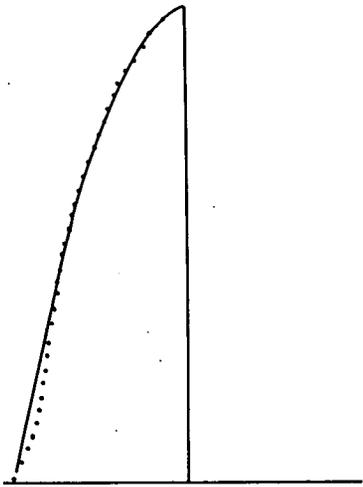
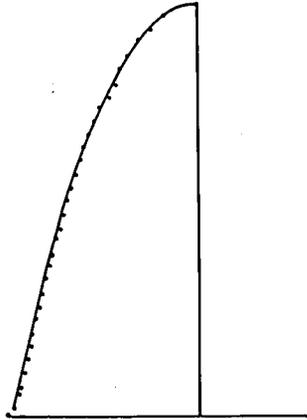


図 6.8 G I ファイバの屈折率分布の測定解析結果(a)~(j)

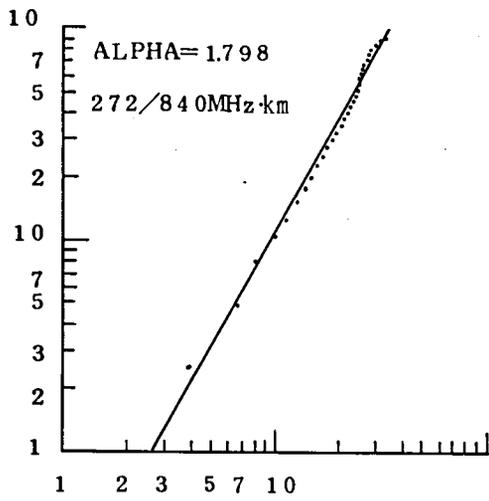
(i)



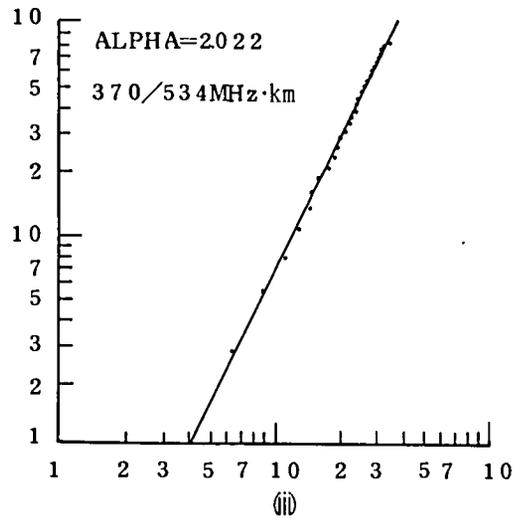
(i)



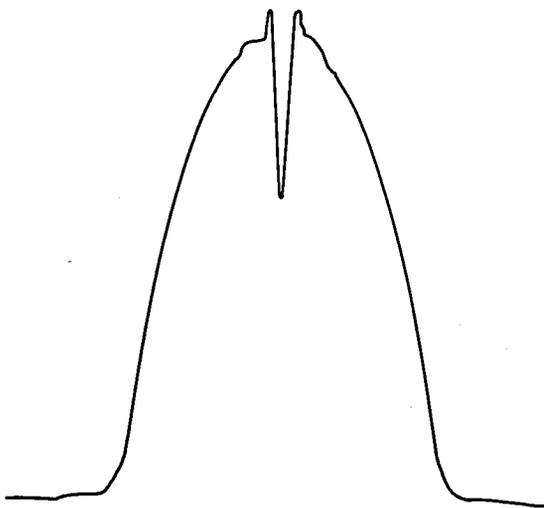
(ii)



(ii)



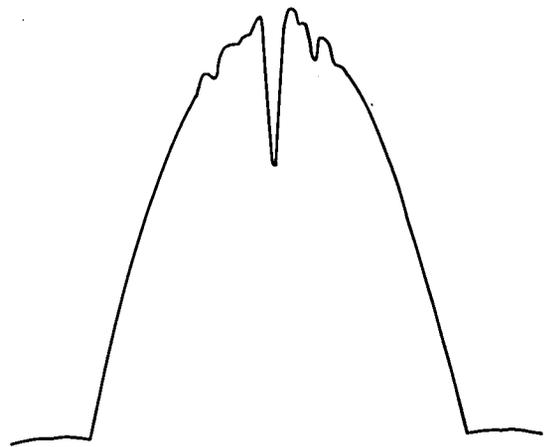
(iii)



FA567A

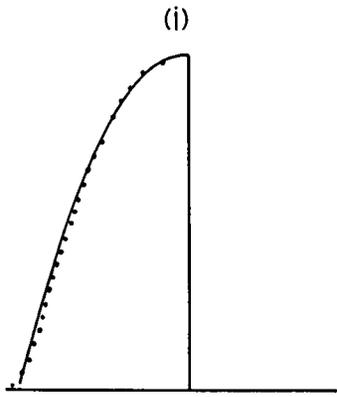
(d)

(iii)

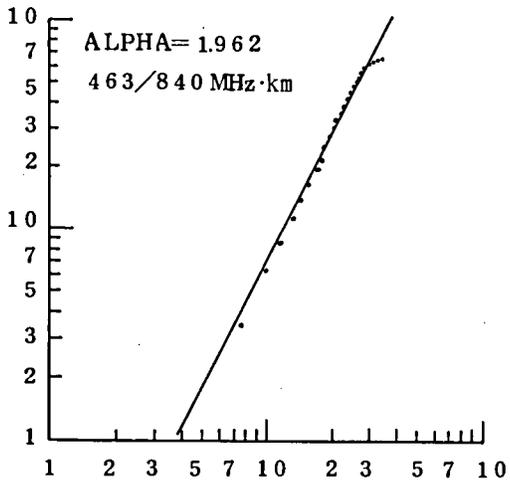


FA568A

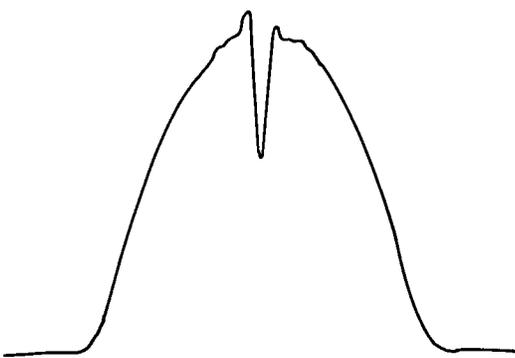
(e)



(ii)

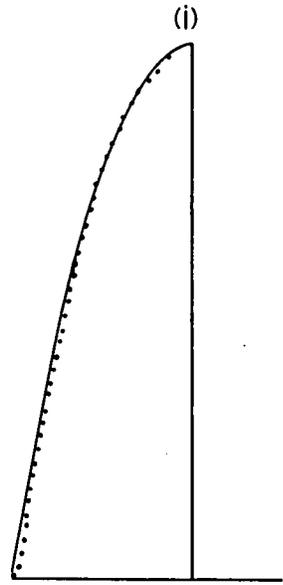


(iii)

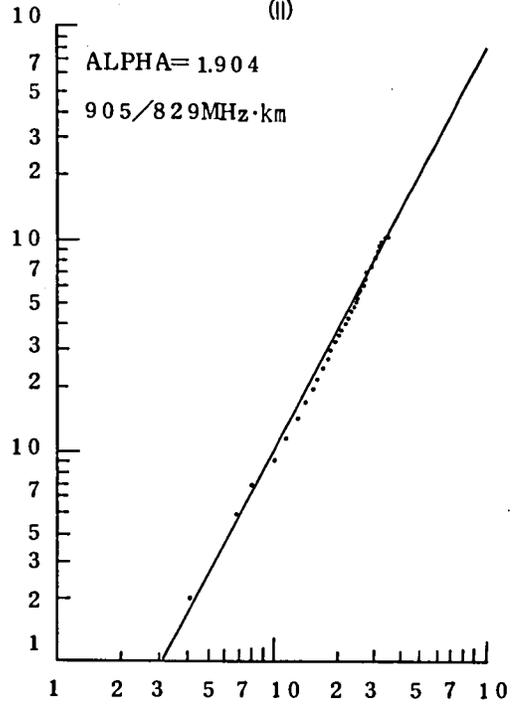


FA568B

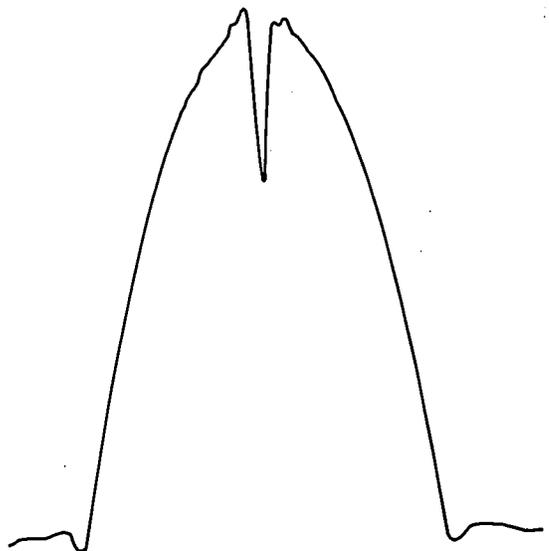
(f)



(ii)

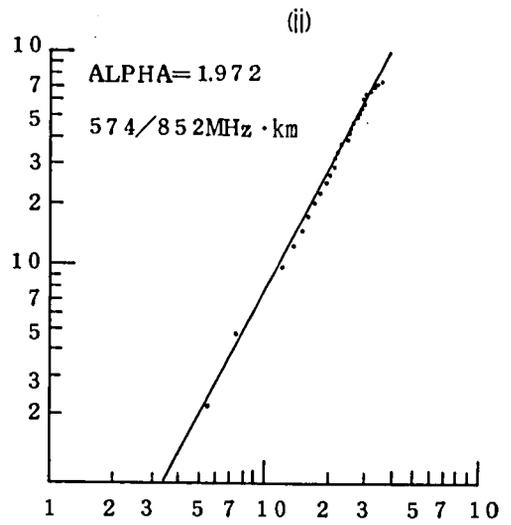
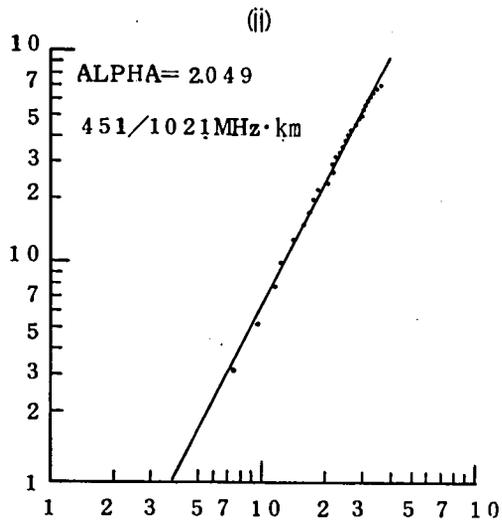
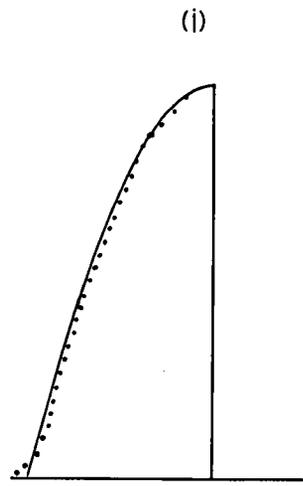
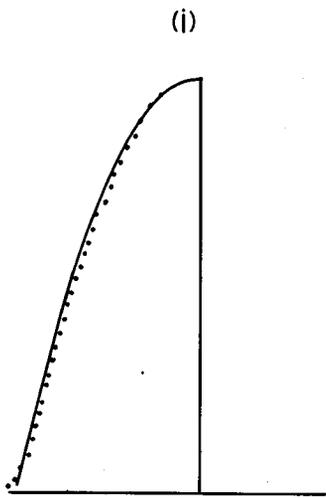


(iii)



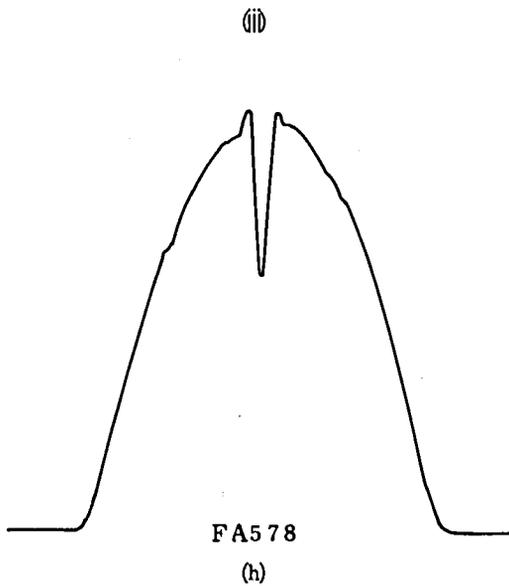
FA570B

(g)

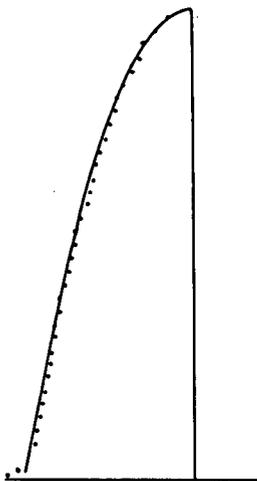


FA582A

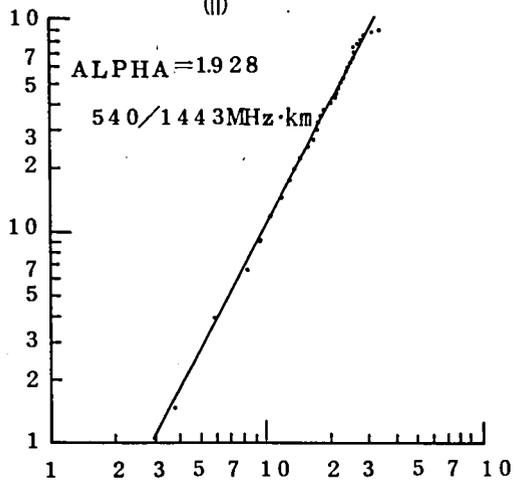
(z)



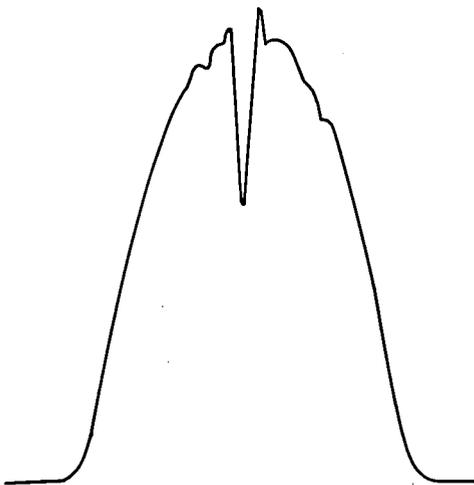
(i)



(ii)



(iii)



(i) FA 585

6.4 モード散乱行列法による解析

6.4.1 解析パラメータ

群遅延時間は(6.7)式を用いる。モードの減衰定数 A_m はモードに対し次式を仮定する。

$$A_m = \begin{cases} A_0 & m \leq M \\ \infty & m \geq M+1 \end{cases} \quad (6.16)$$

ここで A_0 は(6.1)式のモード変換損を除いたいわゆる intrinsic loss である。実際のGIファイバはモード変換損も高々0.2 dB/km程度と均一性が良いので伝搬モード間の減衰定数の一様性の仮定は良い近似で成立する。モード散乱行列の計算では伝搬モードと放射モードが結合するたびにモード変換損が生じるから、計算で求められた全損失のうち A_0 を越えた損失がモード変換損である。

$$B = A_T - A_0 \quad (6.17)$$

モード変換係数としては第5章5.3.6式で用いたものと同じ次式を仮定する。

$$d_{ij} = \begin{cases} d_0 \frac{i \cdot j}{(i-j)^2} & i \neq j, i \leq M, j \leq M+1 \\ 1 - \sum_{j=1, \neq i}^{\xi} d_{ij} & i = j, i, j \leq M \\ 0 & i = \xi = M+1 \end{cases} \quad (6.18)$$

ここで ξ は放射モードの次数を表わしモード番号を $(M+1)$ と考えた。

結合強度 K も第5章と同じように次式で定義する。

$$K = d_0 \cdot R \quad (6.19)$$

伝達関数 $G(\omega, l)$ 、ベースバンドの振幅減衰量 $A(\omega, l)$ 、モード変換損等を次式で計算する。

$$G(\omega, l) = \sum_{i=1}^M \left(\sum_{k=1}^M P_k(0) S_{ki} \right) \quad (3.67)$$

$$A(\omega, l) = -20 \log_{10} \left| \frac{G(\omega, l)}{G(\omega, 0)} \right| \quad (3.71)$$

$$B = -10 \log \left| \frac{G(0, l)}{G(0, 0)} \right| - A_0 \quad (6.20)$$

6.4.2 励振条件の影響

多モード光ファイバは一般に定常状態に達しない光ファイバ長ではその伝送特性がモードの励振条件に依存する。^{6.14)}ここで問題にしているGIファイバの長さは少くとも20 km以上を想定しており、定常状態に近い光ファイバの伝送損失、伝送帯域幅をシミュレーションするためにどのような励振条件が適当かを明らかにする必要がある。第5章で述べたよう

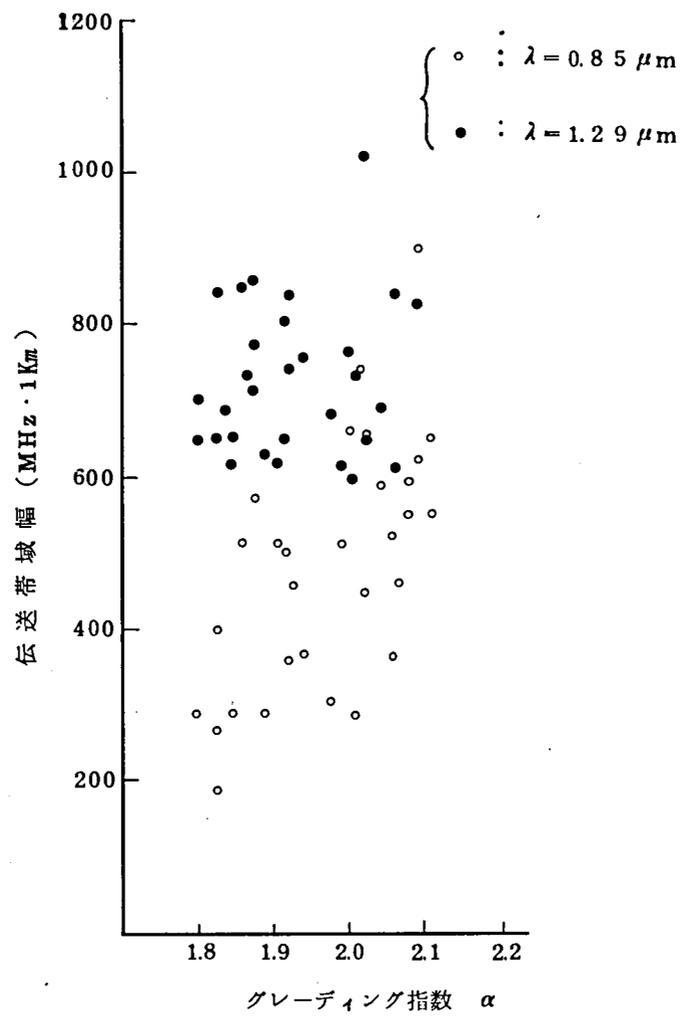


図 6.9 グレーディング指数 α と伝送帯域幅の関係

に心線化で生じるモード変換の強度として、モード変換損が 0.2 dB/km となる条件は、

$$\begin{cases} K = 6.4 \times 10^{-2} \\ \Delta m = 1 \text{ (隣接モード間の結合)} \end{cases}$$

である。

図 6.1 0 には全モード一様励振（実線）と低次の 5 つのモードの選択励振（破線）の場合について、伝送帯域幅の長さ特性の比較を示す。これより 30 km 程度伝搬すれば 2 つの励振条件の違いの差はなくなる。

同様に図 6.1 1 には入射モードの電力がガウス形分布

$$\begin{cases} P_m(0) = C_0 \exp \left\{ -\frac{m^2}{2\sigma^2} \right\} \\ \sum_{m=1}^M P_m(0) = 1 \end{cases} \quad (6.21)$$

の場合と全モード一様励振の場合の光ファイバ長 1 km における伝送帯域幅の比較を示す。 σ はガウス分布の形状を表わすパラメータで σ が大きいほど高次モードまで励振することを示す。 $\sigma \geq 6$ では帯域特性は全モード一様励振の場合の伝送帯域幅に漸近する。

図 6.1 2 に (6.21) 式のモード励振条件の場合のモード変換損の長さ特性を示す。モード変換損は 1~2 km, 2~4 km, 4~8 km, 8~16 km, および 16~32 km の各区間の平均値で表わした。

図のパラメータ Δm はモード変換の選択規則、すなわちモード変換の次数差である。 Δm は 2 乗分布ファイバの場合に (2.152) 式を用いると

$$\Delta m = \left[\frac{\Delta \beta M}{\Delta \beta} \right] = \left[\Delta \beta M \cdot \frac{a}{\sqrt{2\Delta}} \right] \quad (6.22)$$

となる。ここで $[*]$ は * を越えない最大の整数、 $\Delta \beta M$ はモード変換要因のうち軸方向の空間周期の最も短いものの周期を図 6.1 3 のように \wedge で表わすと次式で定義される。

$$\Delta \beta M = \frac{2\pi}{\wedge} \quad (6.23)$$

α 乗分布ファイバの場合にはモード群の位相定数は β 空間でほぼ等間隔に並び

$$\Delta \beta \approx n_1 k \frac{1}{M} = \sqrt{\frac{\alpha+2}{\alpha}} \frac{\sqrt{\Delta}}{a} \quad (6.24)$$

となるから $\alpha = 2$ のときには (6.22) 式のようになる。 $\sigma = 1, 6, 12$ のいずれの場合にも光ファイバが長くなるとモード変換損は定常状態の値に近づく。本章では単にモード変換損という場合は定常状態の値を表わす。

以上の検討の結果、長尺 GI ファイバの定常状態の伝送特性の解析には全モード一様励振を仮定することにした。

6.4.3 モード変換パラメータ

モード散乱行列におけるモード変換パラメータはモード変換強度 K とモード変換の選択規

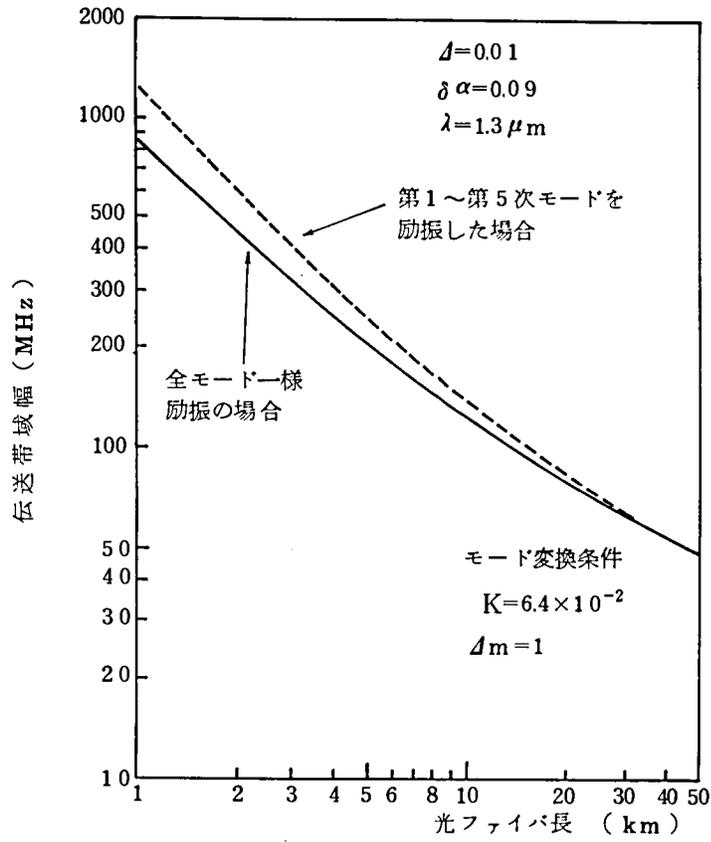


図 6.10 伝送帯域幅の長さ特性のモード励振条件依存性

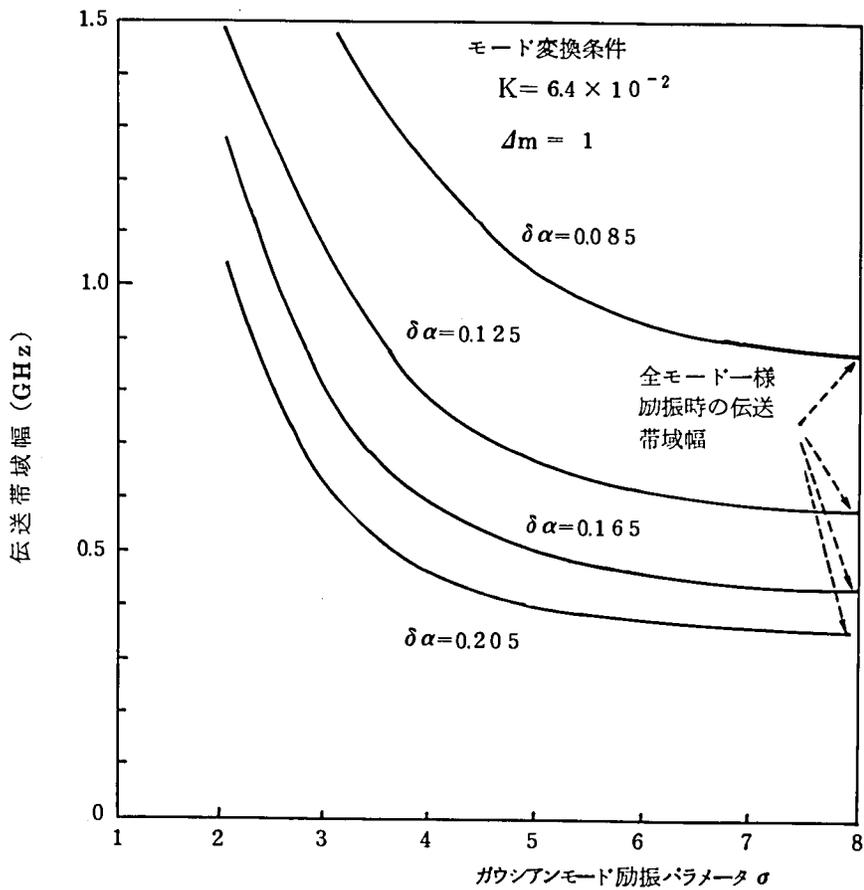


図 6.11 励振モードの電力分布がガウシアンの場合の長さ1kmにおける伝送帯域幅と σ の関係

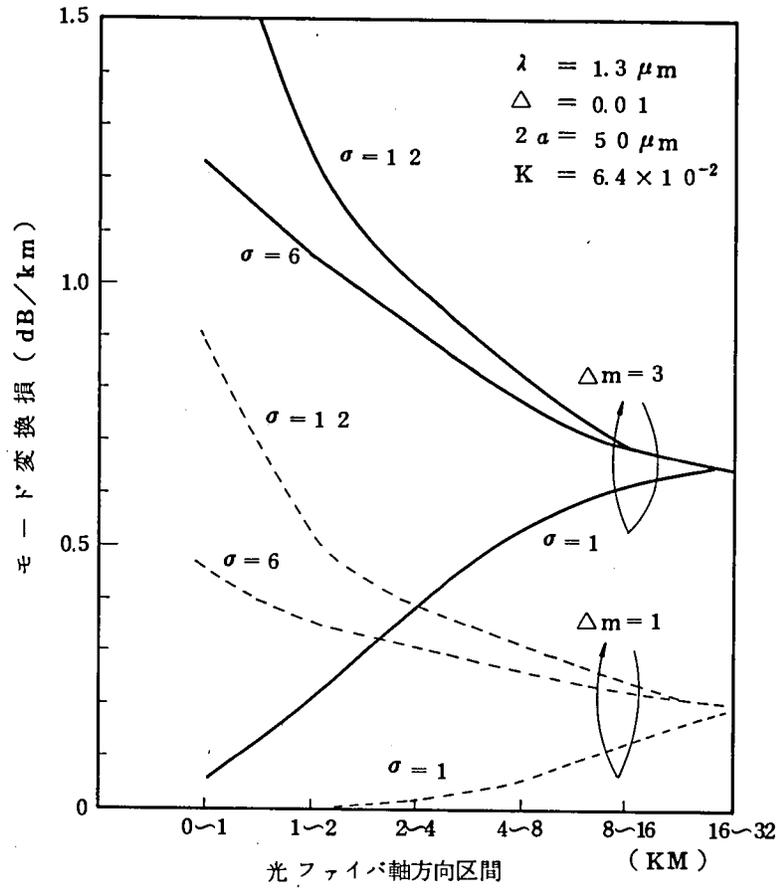


図 6.1 2 モード変換損の長さ特性

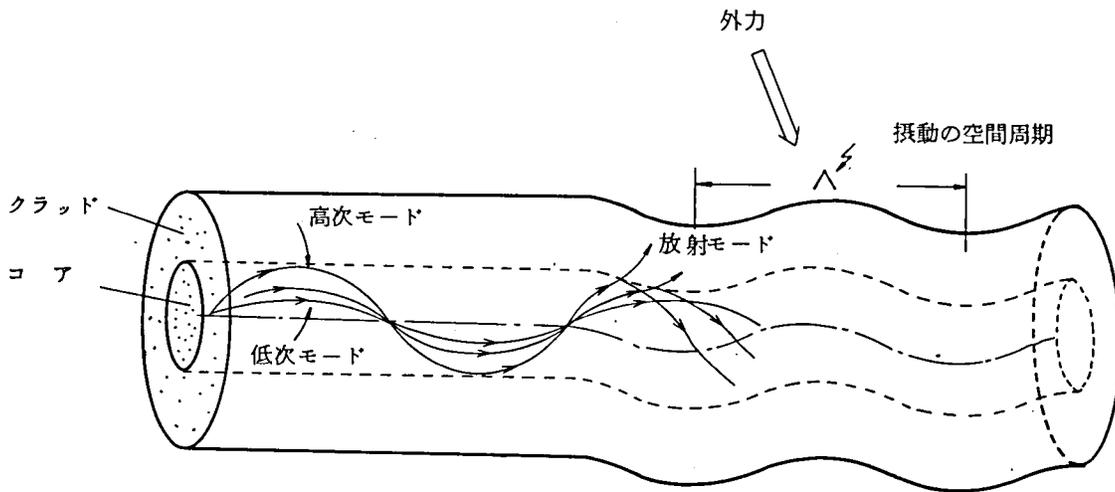


図 6.1 3 GIファイバの光波の伝搬とモード変換

則 Δm の2つがある。この2つのパラメータがモード変換損，伝送帯域幅の長さ特性にどのように影響するかシミュレーションによって調べる。

図6.14に Δm をパラメータとした場合の K とモード変換損の関係を示す。モード変換損 B は $\Delta\beta M$ または Δm が小さい程小さい。(6.22)，(6.24)式よりコア径が小さく， Δ が大きい程 B は小さい。図6.14ではモード変換損の波長特性は殆んどないことがわかる。これは文献^{6.15)}においても実験的に証明されている。(6.23)式の空間周期 Λ あるいは， $\Delta\beta M$ には波長依存性がなくまた(6.24)式の $\Delta\beta$ は波長依存項は無視できる。

なお，図6.14の \bullet は第7章で述べるW形ファイバに対して求めたモード変換強度 $K \doteq 6.4 \times 10^{-2}$ と $\Delta m = 1$ の交点を示す。第5章で述べたように，いま心線におけるモード変換の要因はナイロンジャケットの収縮と考えており，(6.23)式の Λ は光ファイバの屈折率分布には無関係であるので $2a = 50 \mu\text{m}$ ， $\Delta = 0.01$ のGIファイバにW形ファイバで求めたモード変換パラメータ((7.27))

$$\left. \begin{aligned} \Delta\beta M &\doteq 1.0 \times 10^{-3} n_1 k_{0.85} \mu\text{m} \\ K &\doteq 6.4 \times 10^{-2} \end{aligned} \right\} \quad ((7.27)\text{式})$$

を適用してみる。ここで， $k_{0.85} \mu\text{m}$ は波長 $0.85 \mu\text{m}$ における自由空間中の波数である。

第1の条件から $\Delta m = 1$ が導かれ，更に図6.14よりモード変換損 $B \doteq 0.2 \text{ dB/km}$ が導ける。この値は実際のGIファイバのモード変換損として妥当なものであるから(7.27)式はGIファイバに対しても適用可能であることがわかる。

図6.14より，ある値のモード変換損を発生させるためのモード変換パラメータ(K ， Δm)の組み合わせはいくつか存在する。次に伝送帯域幅特性の長さ特性を考慮して K ， Δm の大きさを決定する。

6.4.4 伝送帯域幅の長さ特性

図6.15～図6.18に K ， Δm を変えて伝送帯域幅の長さ特性を計算した結果を示す。 $\delta\alpha = 0.1$ ($\alpha_{\text{opt}} = 2.0$)のときに， $K = 0.01$ ， 0.02 ， 0.04 ， 0.064 の4種類のモード変換強度についてプロットした。図のパラメータは γ が帯域の長さ比例定数， B がモード変換損である。 γ ， B などは $2^n \sim 2^{n+1} \text{ km}$ ($n = 0, 1, 2, \dots, 5$)の区間に対し， γ は(5.64)式に基づいて求めた。また B は区間の平均値として求めた。伝送帯域幅は短尺では Δm に余り依存しない。長尺になってもモード変換のない場合の伝送帯域幅特性に対する改善度では $\Delta m = 1$ の場合が最も大きい。これは(6.18)式のモード変換係数を仮定しているために， Δm の大きなモード変換ではモード変換係数が小さくなることから理解できる。

図6.19は $\Delta m = 1$ の場合の光ファイバ長 1 km と 25 km の伝送帯域幅と $\delta\alpha$ の関係を，モード変換損 B をパラメータとして示したものである。図6.19より次のことが言える。

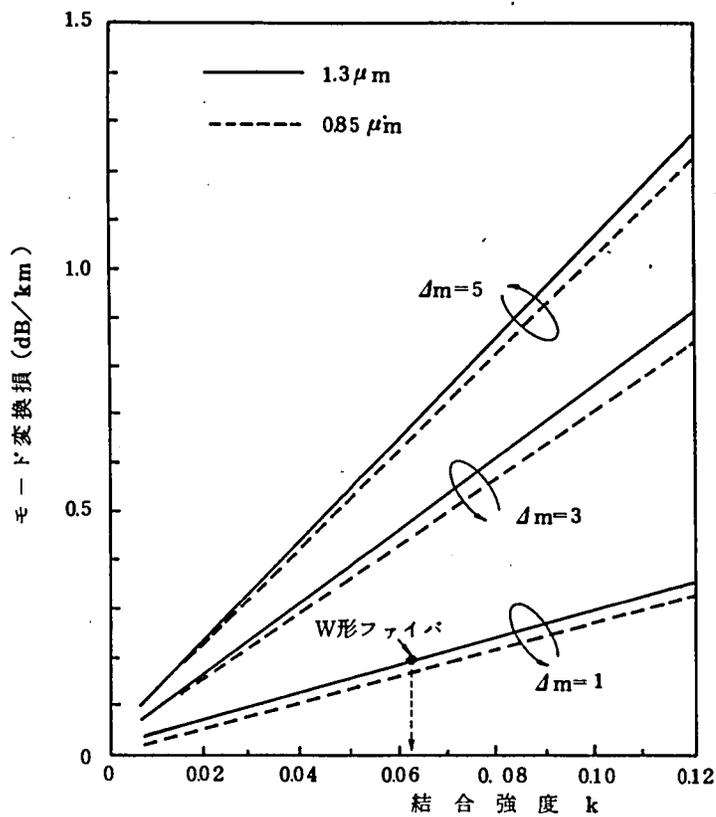


図 6.14 結合強度とモード変換損の関係

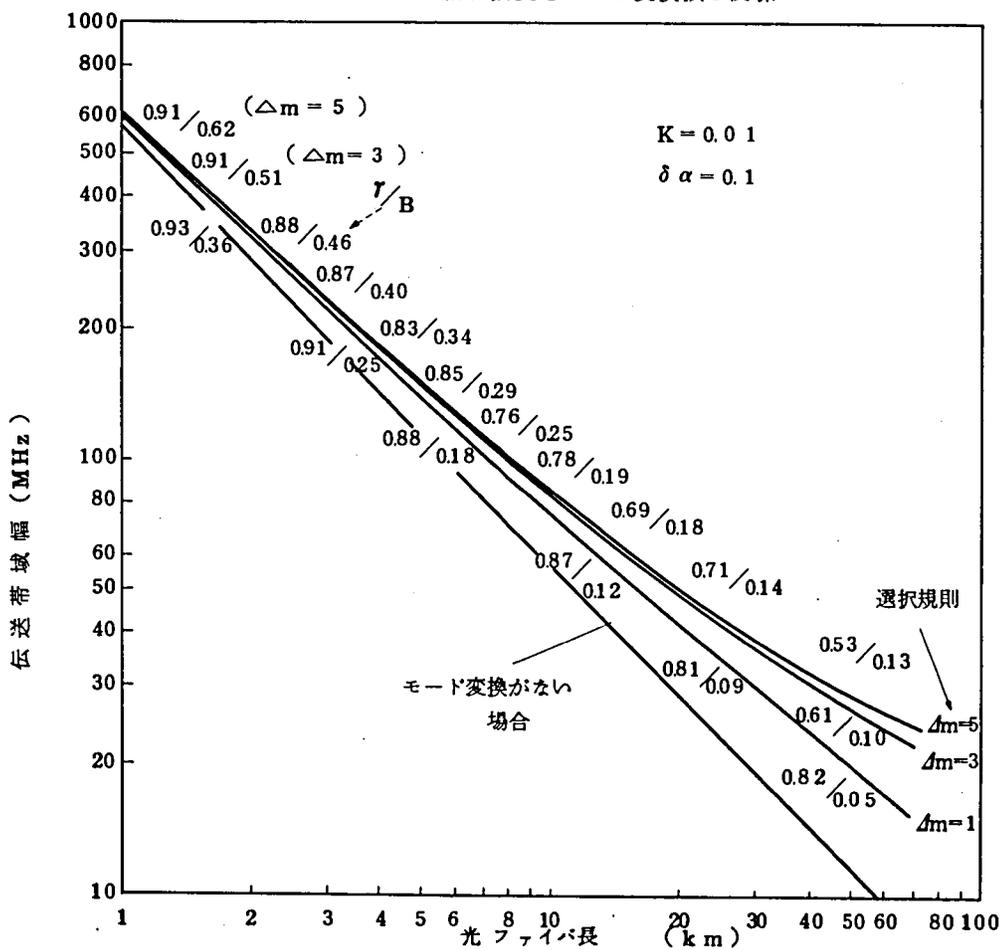


図 6.15 伝送帯域幅の長さ特性 ($\delta\alpha=0.1, K=0.01$)

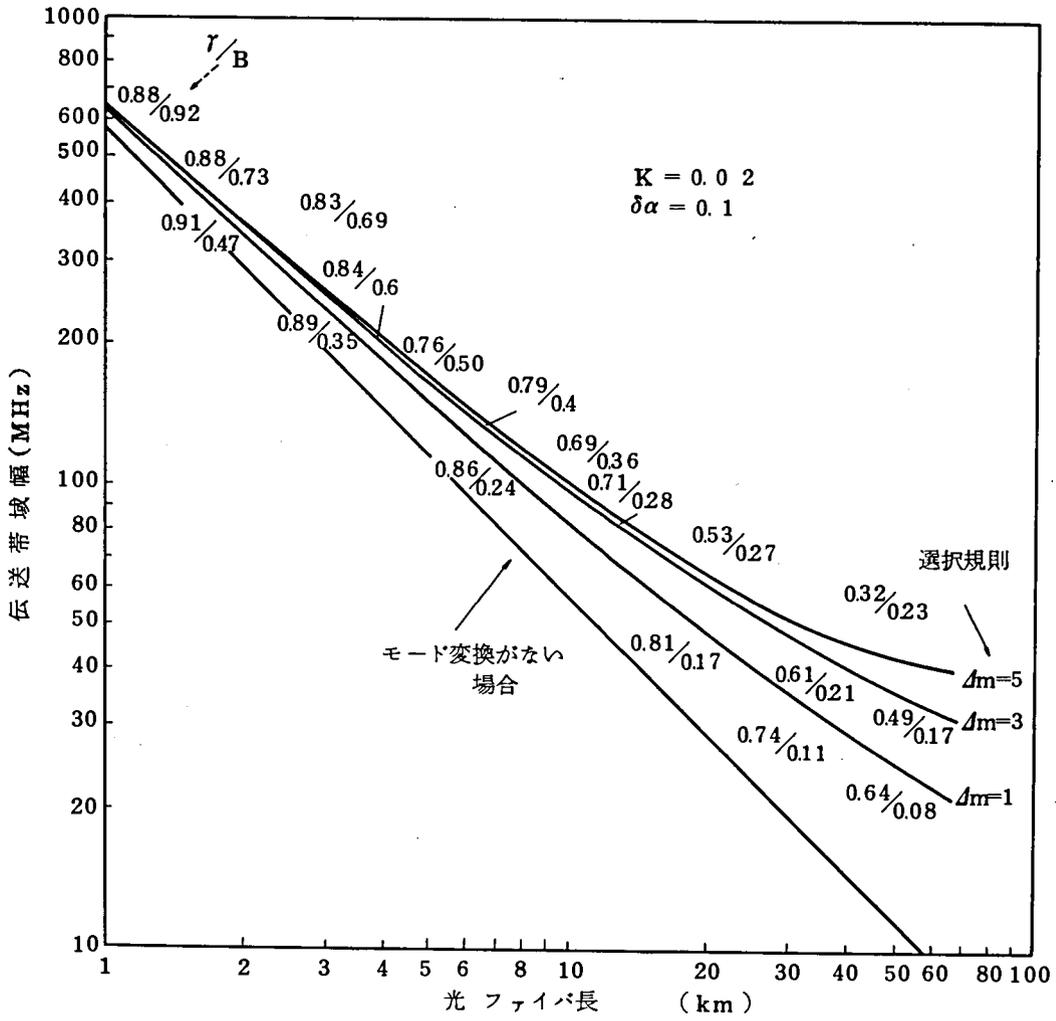


図 6.1 6 伝送帯域幅の長さ特性 ($\delta\alpha = 0.1$, $K = 0.02$)

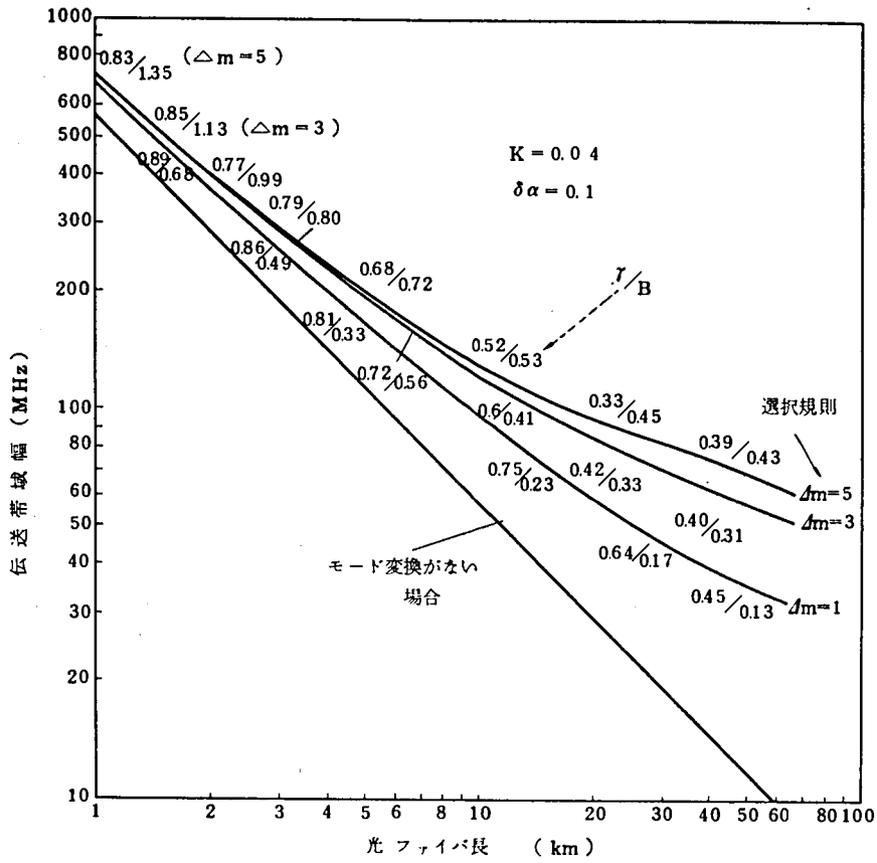


図 6.1.7 伝送帯域幅の長さ特性 ($\delta\alpha=0.1$, $K=0.04$)

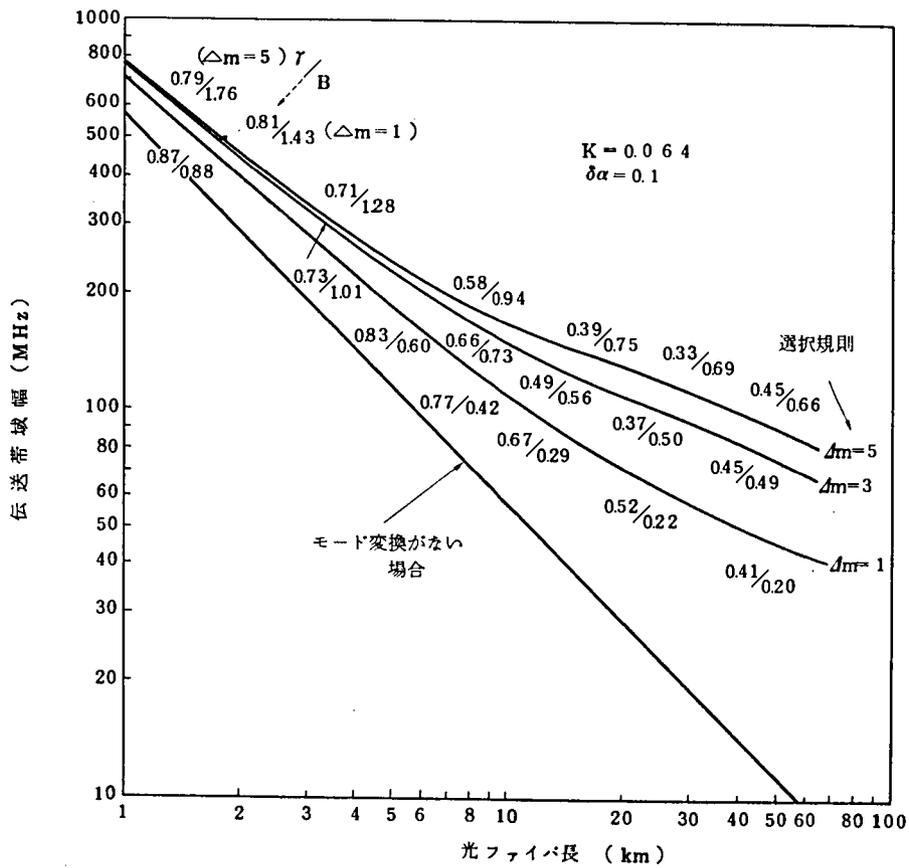


図 6.1.8 伝送帯域幅の長さ特性 ($\delta\alpha=0.1$, $K=0.064$)

(i) 実際のG Iファイバのモード変換損を0.2 dB/km とすると、1 kmでは伝送帯域幅の改善度は約15%と少ない。

(ii) しかし、25 kmでは、伝送帯域幅の改善度は約300% (3倍)と非常に大きい。

G Iファイバでは、0.1 dB/km オーダのモード変換損しか発生させない微小な摂動でも、長尺での伝送帯域幅には、非常に大きな影響を及ぼすことが明らかになった。

一般に長尺光ファイバの伝送帯域幅は、製造長光ファイバの1 kmでの伝送帯域幅 B_0 dB を用いて

$$B W(\ell) = B_0 \text{ dB} \cdot \ell^{-Y(\ell)} \quad (6.25)$$

と表わす。ここで Y は一般に光ファイバ長の関数である。表 6.1 に光ファイバ長が 25 km の場合の Y とモード変換損の関係を示す。伝送帯域幅は $\delta\alpha$ とモード変換損で決まるが、第 4 章 (4.14) 式で $\Delta = 0.01$ とするとモード変換のない場合の式

$$B W_0 = \frac{0.65}{\delta\alpha} \quad (\text{MHz} \cdot \text{km}) \quad (6.24)$$

で求められたものとほぼ等しい。図 6.20 に $\ell = 10, 20$ km での Y とモード変換損の関係を示す。図中のプロットは $\Delta m, K$ をいく種類か変えた計算結果である。

また図 6.21 に $\ell = 32$ km のモード変換損と伝送帯域幅の関係を示す。

以上のことにより長尺光ファイバの伝送特性をモード散乱行列を用いて解析する場合、モード変換パラメータとしては $\Delta m, K$ のそれぞれの大きさよりもモード変換損を選んだ方が実用的であることがわかる。

図 6.22 には $\delta\alpha, K$ をパラメータとした場合の伝送帯域幅の長さの特性を示す。 K が等しい場合でも $\delta\alpha$ が小さい程 Y が小さく広帯域になる傾向が見られる。

これらは中川等^{6.16)} 松本等^{6.17)} も実験的に確認している。また、Rousseau 等^{6.18)} は α_{opt} がモード変換によって Δ のオーダで推移することを示している。図 6.22 にはそれと同様の傾向が見られる。

図 6.23 に $\Delta m = 1, K = 0.064$ の場合の $\delta\alpha$ と伝送帯域幅の関係を光ファイバ長をパラメータとして計算した結果を示す。

6.5 実験結果の考察

6.5.1 屈折率分布定数ゆらぎの推定

前述の図 6.19 に戻って考える。図中のプロット ● 印, ○ 印はそれぞれ α が 1.90, 1.95 乗と設定して試作した G I ファイバに対するものである。これらはモード散乱行列法によるモード変換損の計算値と伝送帯域幅の実測値より求めた。● 印の G I ファイバはモード変換損の平均値が 0.08 dB/km ($A_T \doteq 2.6$ dB/km; $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$, $A_T \doteq 0.6$ dB/km; $\lambda =$

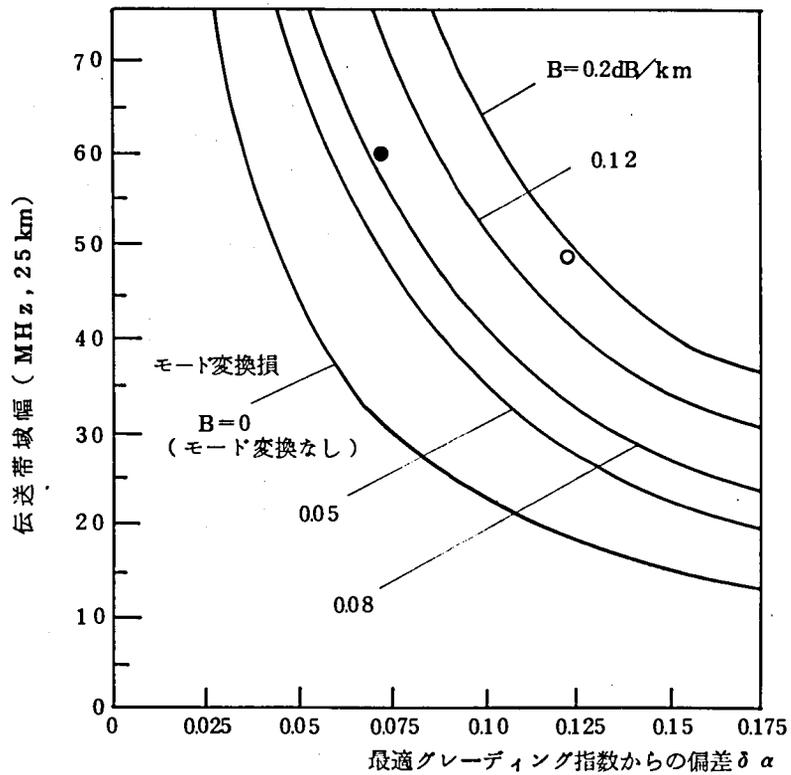
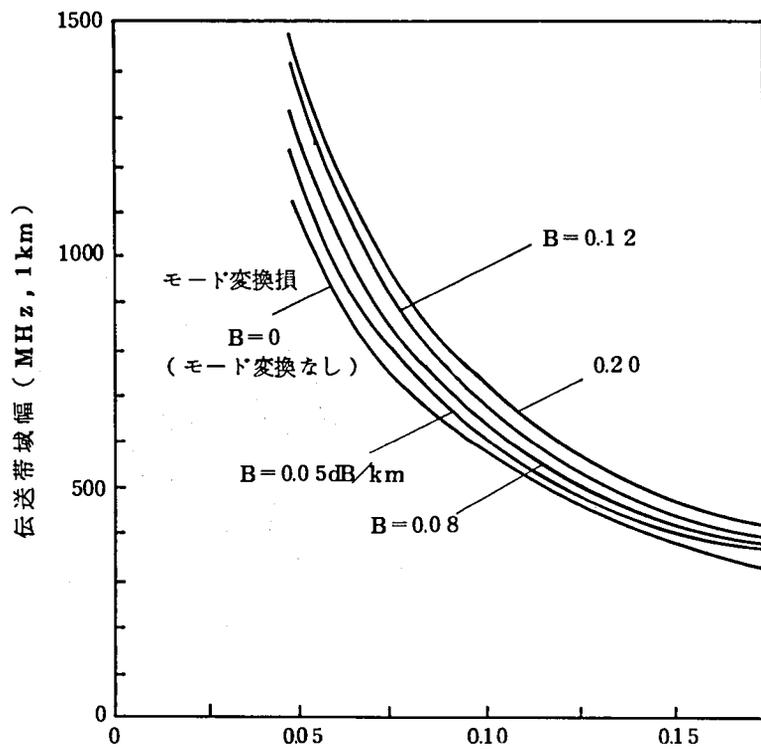


図 6.19 モード変換損をパラメータとしたときの $\delta \alpha$ と伝送帯域幅の関係
(上: 光ファイバ長 1 km, 下: 光ファイバ長 25 km)

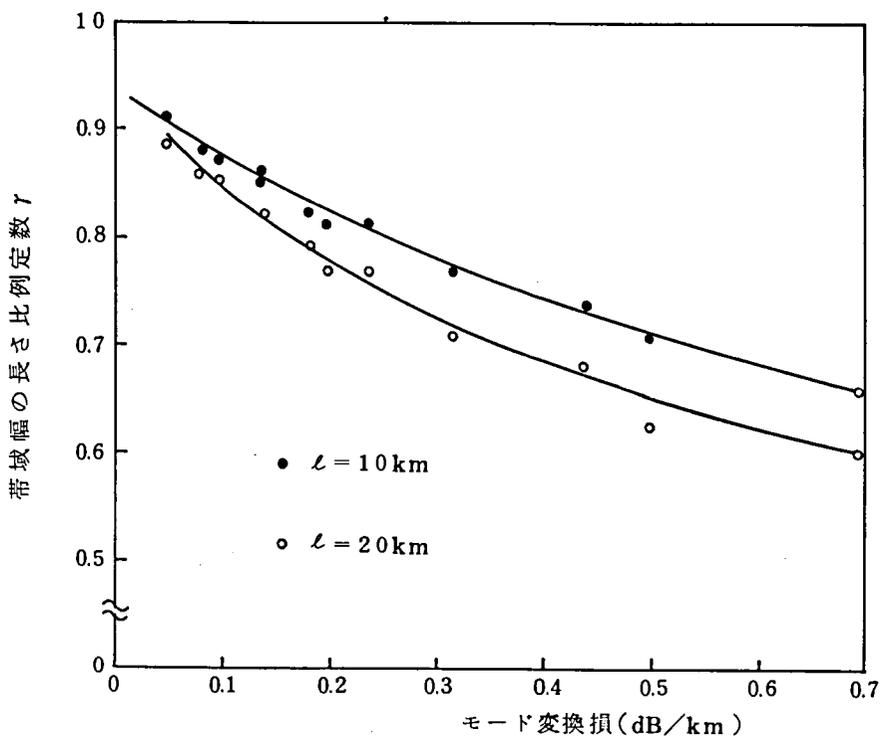


図 6.20 γ とモード変換損の関係

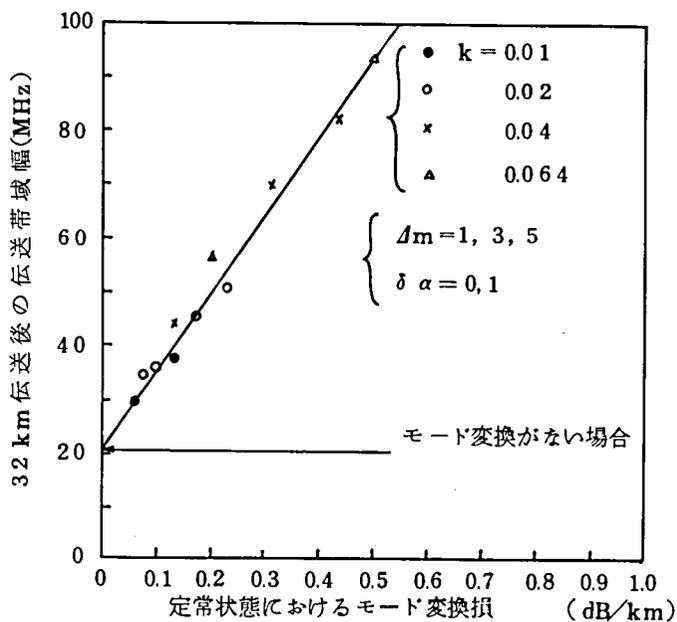


図 6.21 光ファイバ長が 32 km の場合の
モード変換損と伝送帯域幅の関係

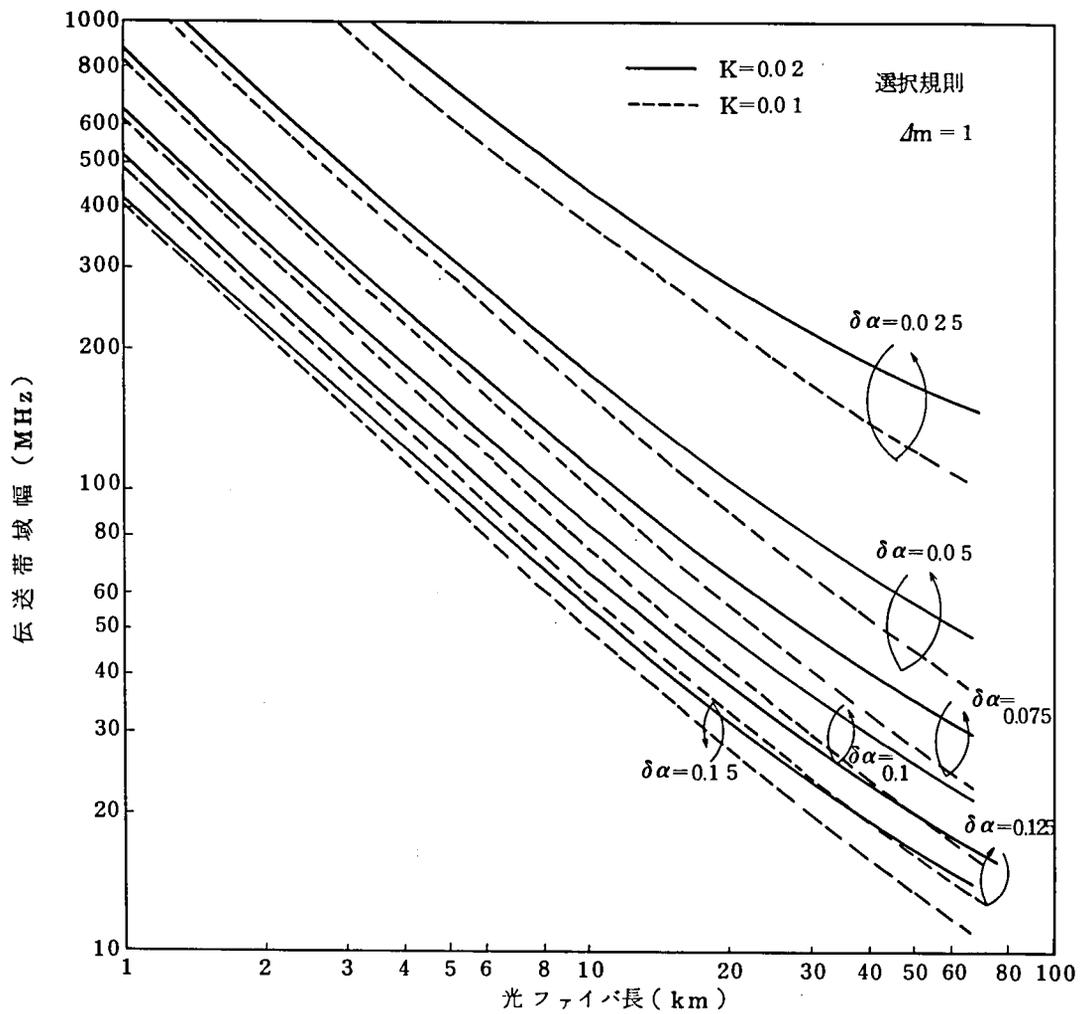


図 6.2 2 伝送帯域幅の長さ特性 ($K=0.01, 0.02$, $\delta\alpha$)

表 6.1 モード変換損と γ の関係
(光ファイバ長 25 km)

B (dB/km)	0.05	0.08	0.12	0.20
K	1×10^{-2}	2×10^{-2}	4×10^{-2}	6.4×10^{-2}
伝送帯域幅(MHz) (at 1 km)	$61 / \delta\alpha$	$64 / \delta\alpha$	$68 / \delta\alpha$	$71.5 / \delta\alpha$
γ	0.87	0.85	0.80	0.75
伝送帯域幅(MHz) (at 25 km)	$3.7 / \delta\alpha$	$4.1 / \delta\alpha$	$5.2 / \delta\alpha$	$6.4 / \delta\alpha$

1.3 μm), ○印のG Iファイバは同様に, 0.2 dB/kmの値を有する。これらの伝送帯域幅の長さ特性を図 6.24, 図 6.25 に示す。図 6.19 で・印のG Iファイバは設定 α が 1.90 と前述の波長 1.3 μm での最適値となっている。従って (6.15) 式の $\delta\alpha_{fluc}$ は約 0.075 と推定される。同様に○印は設定 α が 1.95 であるため $\delta\alpha_{fluc} \doteq 0.075$, $\delta\alpha_{index} \doteq 0.05$ で全体の $\delta\alpha$ が 0.125 となっていると考えられる。すなわち図 6.19, 図 6.24, 図 6.25 に示すG Iファイバは, 屈折率の α 乗曲線からのずれに基づく (6.15) 式の $\delta\alpha_{fluc}$ の値として 0.075 が推定される。図 6.25 には波長 $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ の伝送帯域幅も示した。 $\alpha_{opt}(0.85 \mu\text{m}) \doteq 2.05$ であるため, 図 6.25 中の $\delta\alpha = 0.175$ の曲線上に実測値がのるのは $\delta\alpha_{index} \doteq 0.1$, $\delta\alpha_{fluc} = 0.075$ であるためと考えられる。

6.5.2 光ケーブル構造との関係

本章ではモード散乱行列法を用い, (6.18) 式で与えられるモード変換係数を仮定し, 選択規則 Δm とモード変換強度 K をパラメータとしてG Iファイバの伝送特性を解析した。一方G Iファイバ心線の隣接モード間のモード変換係数は第5章の(5.13)式と(5.17)式より次式で与えられる。

$$d_{m, m\pm 1} = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\lambda} (a n_1)^2 \Delta^2 (m/M) \frac{1}{(\Delta\beta)^4} C(\Delta\beta) \quad (6.27)$$

光ファイバ心線の構造パラメータとして

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{光ファイバコア直径 } 2a = 50 \mu\text{m}, \text{ 光ファイバ外径 } 2b = 125 \mu\text{m}, \text{ 比屈折率差 } \Delta = \\ 0.01, \text{ 心線外径 } 2C = 0.9 \text{ mm}, \\ \text{ファイバのヤング率 } E_f = 7.3 \times 10^{10} \text{ (N/m}^2\text{)}, \text{ ナイロンのヤング率 } E_N = 1.4 \times 10^9 \\ \text{(N/m}^2\text{)}, \text{ ポワソン比 } \nu = 0.3, \text{ 摂動部の長さ } \ell_0 = 1 \text{ mm}, \\ \text{軸曲りの高さの分散 } \langle H^2 \rangle = 8.4 \times 10^{-14} \text{ (m}^2\text{)} \end{array} \right.$$

とすると,

$$d_{m, m\pm 1} \doteq 0.1 \frac{m}{M} \quad (6.28)$$

で与えられる。バッファ層を有する場合には, 第5章で示した様にモード変換係数は上式の約 $\frac{1}{2}$ となる。

図 6.26 に, (6.18) 式で, $\Delta m = 1$, $K = 0.064$ とした場合, すなわちモード変換損 $B = 0.2 \text{ dB/km}$ の場合のモード変換係数と, (6.28) 式で与えられるモード変換係数を比較して示す。モード変換損は高次モードのふるまいに大きく影響されるので, (6.18) 式のモード変換係数で $\Delta m = 1, K = 0.064$ なる条件は大略 2 層補強構造の光ファイバ心線のモード変換パラメータと考えることが出来る。

図 6.27 には心線, 光ケーブルの伝送帯域幅の長さ特性を示す。図中②は図 6.28 に示す 4 ユニット形光ケーブルの特性である。1.3 μm の伝送損失は 0.7 dB/km ($B = 0.2 \text{ dB/km}$) でありモード散乱行列法による解析とよく一致する。

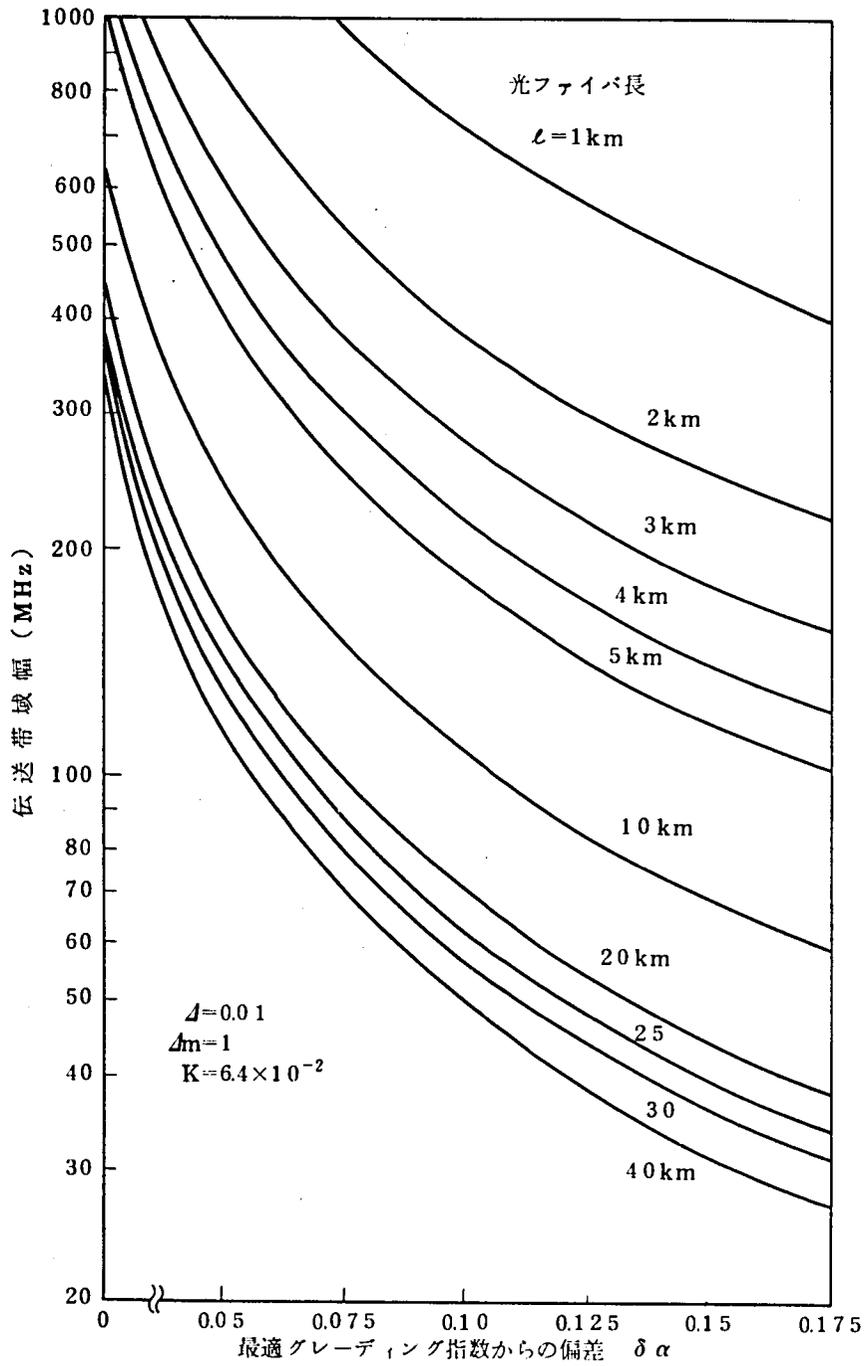


図 6.23 $\delta \alpha$ と伝送帯域幅の関係 ($\Delta m=1$, $K=0.064$ の場合)

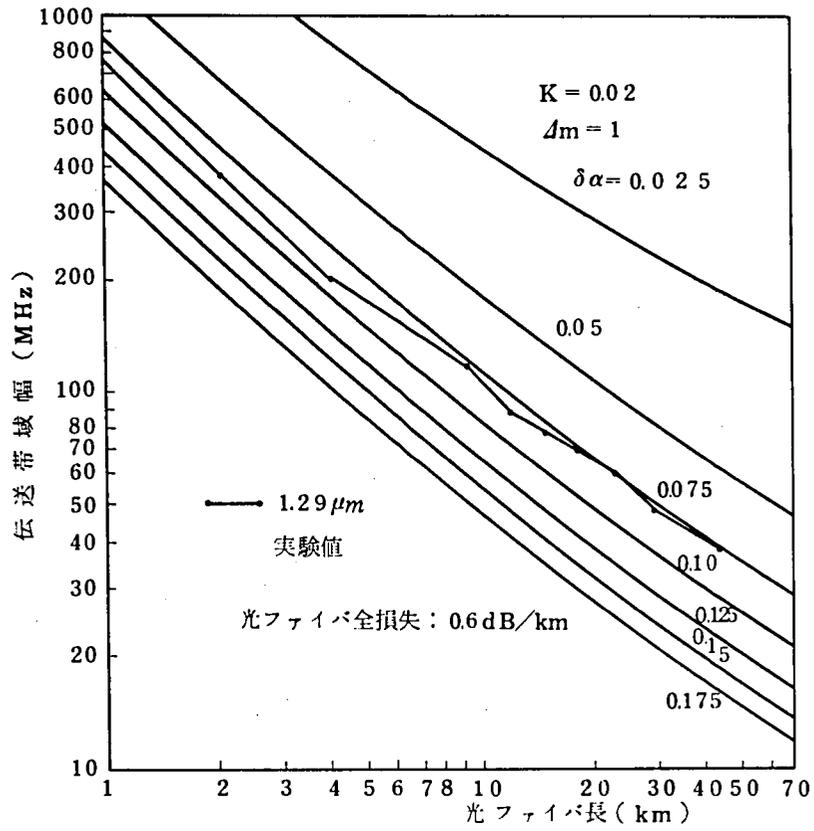


図 6.2.4 モード変換損が 0.08 dB/km の場合の伝送帯域幅の長さ特性

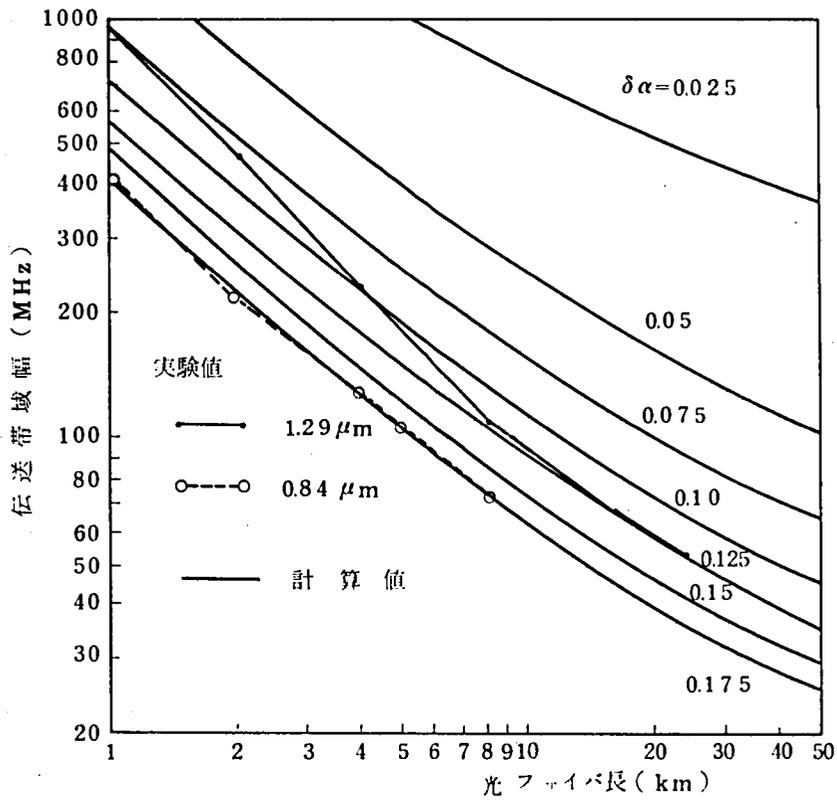


図 6.2.5 モード変換損が 0.2 dB/km の場合の伝送帯域幅の長さ特性

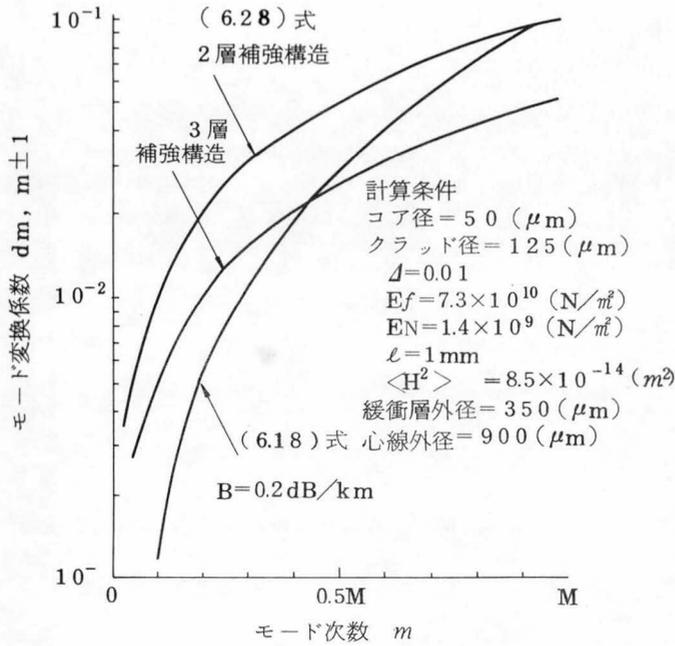


図 6.2 6 心線化によるモード変換係数

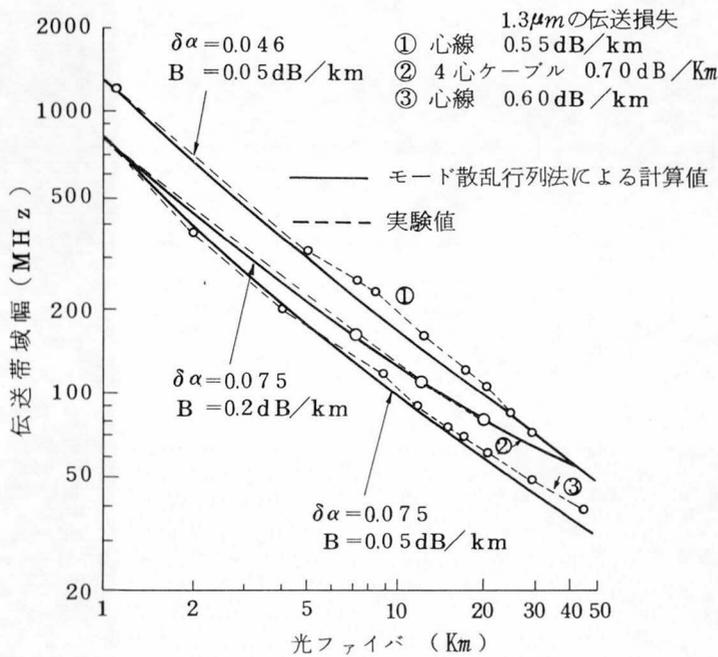


図 6.2 7 長波長帯GIファイバ心線，ケーブルの伝送帯域幅の長さ特性

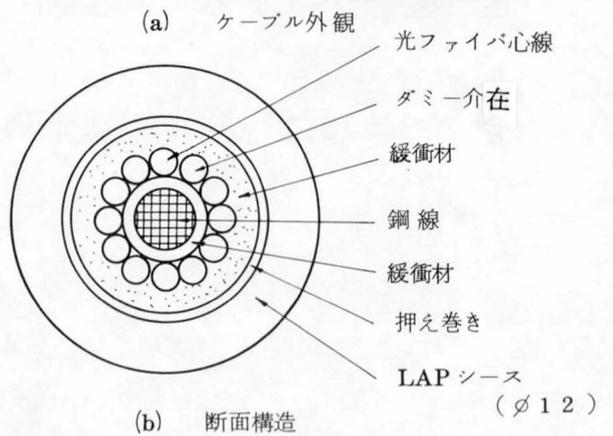
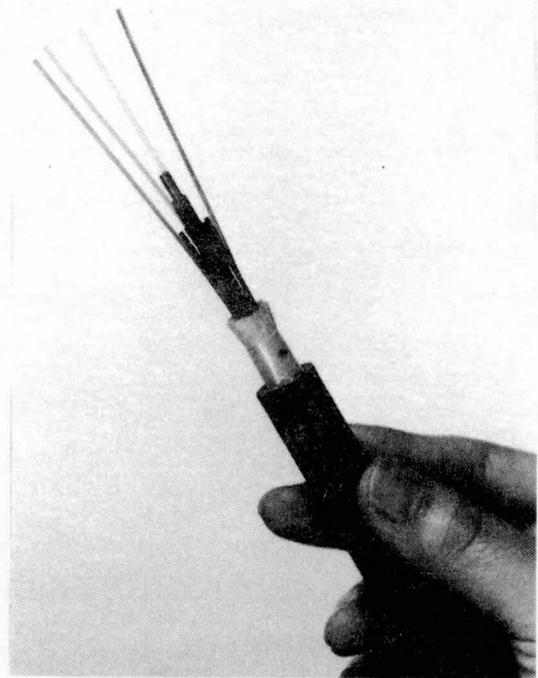


図 6.2 8 4心ユニット形光ファイバケーブルの外観と構造

②ではケーブル化で0.1 dB/kmのモード変換損が発生しているため③の心線に比べ、帯域の長さ比例定数 γ が小さくなっている。

①は $B = 0.05$ dB/kmの心線である。①～③ともにモード変換損に着目すればモード散乱行列法の解析結果と極めてよく一致する。

以上より、光ケーブル化におけるモード変換損は、光ファイバ心線の場合と同様に伝送帯域幅の長さ特性を決定する特性パラメータであることが明らかになった。

6.6 ま と め

実際に製造される長波長帯GIファイバ心線、光ケーブルの長尺での伝送特性について数値解析した。はじめに製造長ファイバの基本伝送特性を述べ次にモード散乱行列法によって長尺での伝送帯域特性を数値解析した。

理論と実験の両面から検討した結果、0.1 dB/kmオーダーのモード変換損が長尺での伝送帯域幅特性に非常に大きな影響を及ぼすことを示した。現状のGIファイバのモード変換は隣接モード間の変換が支配的であることを明らかにした。GIファイバの場合、モード変換パラメータとしてモード変換損を選べば長尺における伝送帯域幅特性を推定するのに実用的であることを示した。

第7章 均一コアW形ファイバの伝送特性

7.1 序

本章は均一コアW形ファイバの伝送特性の解析を行なう。W形ファイバ^{7.1~7.5)}はSI形ファイバよりパラメータが多い。すなわち中間層の存在により伝送特性がSI形ファイバとは異なる。中間層の屈折率、幅と伝送特性の関係を中心に検討を行ないモード変換パラメータの推定を行う。

7.2 基本伝送特性

7.2.1 伝搬パラメータ

図7.1にW形ファイバの断面構造と屈折率分布を示す。図7.2にW形ファイバの第mモードの特性パラメータ u_m, w_m, v と \tilde{w}_m, \tilde{v} の関係を示す。W形ファイバの屈折率分布パラメータと特性パラメータを次の様に定義する。

$$\left. \begin{array}{l} \text{コア・クラッドの比屈折率差} \quad \Delta p = 1 - p \\ \text{コア・中間層の比屈折率差} \quad \Delta q = 1 - q \end{array} \right\} \quad (7.1)$$

$$\left. \begin{array}{l} \Delta p \text{ で決まる規格化周波数} \quad v_p = v = a n_1 k \sqrt{2 \Delta p} \\ \Delta q \text{ で決まる規格化周波数} \quad v_q = \tilde{v} = a n_1 k \sqrt{2 \Delta q} \end{array} \right\} \quad (7.2)$$

$$\left. \begin{array}{l} \Delta p \text{ で決まるモード群の数} \quad M_p = a n_1 k \sqrt{\Delta p} \\ \Delta q \text{ で決まるモード群の数} \quad M_q = a n_1 k \sqrt{\Delta q} \end{array} \right\} \quad (7.3)$$

W形ファイバの位相定数 β は上に用いた p, q を用いて次の3つのクラスに分類できる。^{7.1)}

$$\left. \begin{array}{l} \text{伝搬モード} \quad \frac{2\pi}{\lambda} p n_1 \leq \beta \leq \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \\ \text{漏洩モード} \quad \frac{2\pi}{\lambda} q n_1 \leq \beta \leq \frac{2\pi}{\lambda} p n_1 \\ \text{放射モード} \quad \beta \leq \frac{2\pi}{\lambda} q n_1 \end{array} \right\} \quad (7.4)$$

W形ファイバのモードは $\Delta = \Delta q$ のSIファイバと等しく、最外層のクラッドの存在は漏洩モードに損失を与えるだけで位相定数 β には影響を及ぼさない^{7.1)}から第mモード群の位相定数 β_m は第2章(2.1.1.2)式によって

$$\beta_m = k n_1 \sqrt{1 - 2 \Delta q \left(\frac{m}{M_q} \right)^2} \quad (7.5)$$

で与えられる。

第mモードの特性パラメータを図7.2に示す u_m, w_m, \tilde{w}_m で表わすと、 $u_m \leq v$ の場合には伝搬モードであり、

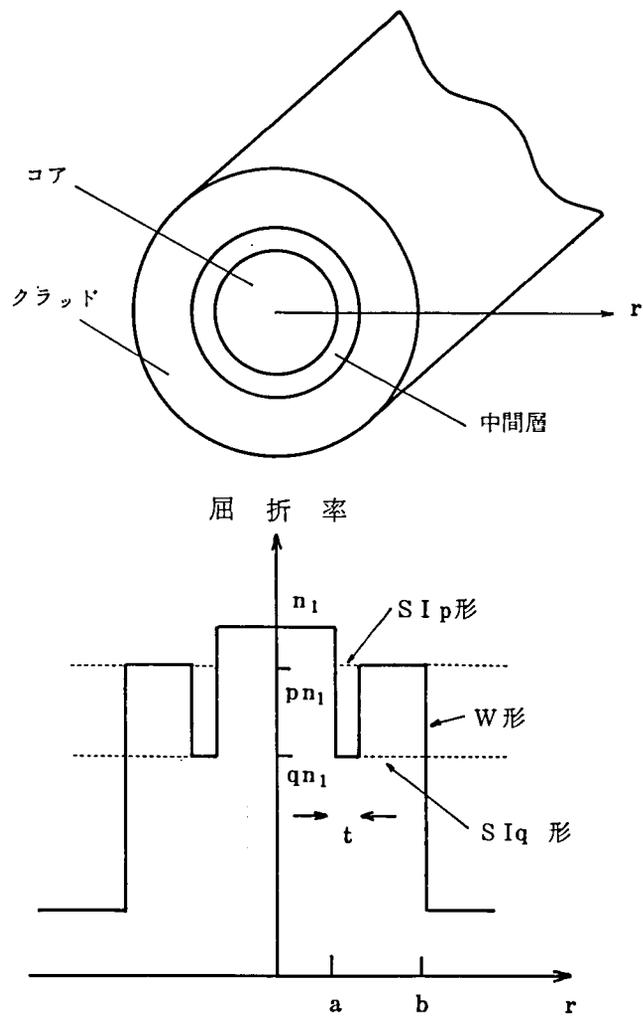


図7.1 W形ファイバの断面構造と屈折率分布

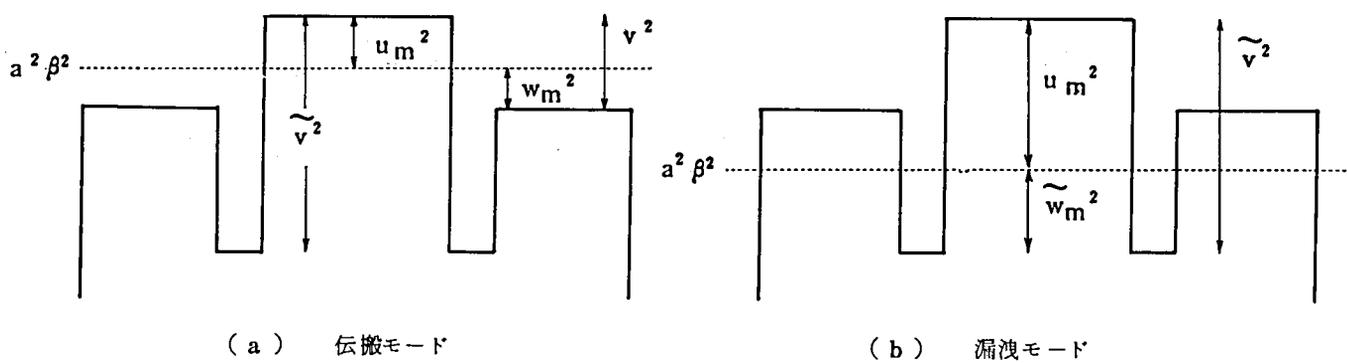


図7.2 W形ファイバの特性パラメータ

$$\left. \begin{aligned} u_m^2 &= a^2 (n_1^2 k^2 - \beta m^2) \\ v^2 &= u_m^2 + w_m^2 \end{aligned} \right\} \quad (7.6)$$

$u_m > v$ の場合には漏洩モードであり

$$\left. \begin{aligned} u_m^2 &= a^2 (n_1^2 k^2 - \beta^2) \\ \tilde{v}^2 &= u_m^2 + \tilde{w}_m^2 \end{aligned} \right\} \quad (7.7)$$

が成立する。

以上を Δp , Δq , Mq を用いて表わすと次式が導かれる。

$$\left. \begin{aligned} u_m &= a n_1 k \sqrt{2\Delta q} \frac{m}{Mq} \\ \tilde{w}_m &= a n_1 k \sqrt{2\Delta q} \sqrt{1 - \left(\frac{m}{Mq}\right)^2} \\ w_m &= a n_1 k \sqrt{2\Delta p - 2\Delta q \left(\frac{m}{Mq}\right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (7.8)$$

W形ファイバの第 m モードの群遅延時間は第2章(2.1.2.2)式より

$$\tau_m \doteq \frac{n_1}{c} \left\{ \Delta q \left(\frac{m}{Mq}\right)^2 + \frac{3}{2} \Delta q^2 \left(\frac{m}{Mq}\right)^4 \right\} \quad (7.9)$$

で与えられる。

モード変数 m が

$$M_p < m \leq M_q \quad (7.10)$$

を満足するときは漏洩モードであり、その減衰量 $A_{\ell m}$ は次式で与えられる。^{7.1)}

$$A_{\ell m} = 3.47 \times 10^4 \frac{1}{\beta m a^2} \cdot \frac{1 - q^2}{p^2 - q^2} \frac{1}{\tilde{v}^4} (u_m^2 \tilde{w}_m^2 |w_m|) e^{-2\delta \tilde{w}_m} \text{ (dB/km)} \quad (7.11)$$

但し、 δ はコア半径 a で規格化した中間層幅である。

$$\delta = \frac{t}{a} \quad (7.12)$$

ここに t は中間層幅を表わす。

W形ファイバの各モードの減衰定数は(7.11)式の損失にモード次数に依存しない "intrinsic loss" を加えた値をとる。従って第 m モードの伝送損失 A_m は次の様に表わされる。

$$A_m = \begin{cases} A_0 & : \text{伝搬モード} : m \leq M_p \\ A_0 + A_{\ell m} & : \text{漏洩モード} : M_p < m \leq M_q \\ \infty & : \text{放射モード} : M_q < m \end{cases} \quad (7.13)$$

(7.9)式, (7.13)式によつて, W形ファイバの各モードに対して, ベースバンドの伝搬定数が次式で定義される。

$$\Gamma_m = \alpha_m + j\omega\tau_m \quad (3.51)$$

以上により, モード変換パラメータと, 励振条件が与えられれば, W形ファイバのベースバンドの伝達関数が(3.69)式を用いて求められる。

7.2.2 基本伝送特性

光ファイバが均一でモード変換がないとしたときの基本伝送特性を求める。モード変換がない場合のモード散乱行列のモード変換係数 d_{ij} は

$$d_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases} \quad (7.14)$$

で与えられる。(7.14)式では放射モードとの結合は考えていない。この場合には長さ l の光ファイバ全長のモード散乱行列 S は次式の様な対角行列となる。

$$S = \begin{pmatrix} e^{-\Gamma_1 l} & & 0 \\ & e^{-\Gamma_2 l} & \\ 0 & & \dots & e^{-\Gamma_M l} \end{pmatrix} \quad (7.15)$$

W形ファイバのパラメータは図7.1に示すようにコア半径 a , 屈折率差 $\Delta p, \Delta q$, 中間層幅 t 等である。ここでは規格化中間層幅 δ 及び $\Delta p, \Delta q$ の伝送特性に及ぼす影響を考察する。モード励振条件は M_q までのモードが一様に励振されるとした。

図7.3に $2a = 60 \mu\text{m}$, $\Delta p = 0.002, \Delta q = 0.007$ の場合の伝送損失, 伝送帯域幅の δ 依存性を示す。

はじめに伝送帯域幅特性について述べる。

(7.11)式を考えると, 漏洩モードの減衰定数は δ が大きい程小さくなる。従つて δ が変化した場合のW形ファイバは, $\delta \rightarrow 0$ で第 $(M_p + 1)$ モードが放射モードに漸近し $\Delta = \Delta p$ のSIファイバに, また $\delta \rightarrow \infty$ で第 M_q モードが最高次伝搬モードに漸近し, $\Delta = \Delta q$ のSIファイバに近づく。

従つて, δ が大きいほど伝送帯域幅は狭くなり, $\delta \leq 0.2$ および $\delta \geq 0.7$ で伝送帯域幅の δ に対する変化が小さくなる。

次に伝送損失について考える。図7.3は全モード一様励振条件を仮定しているので δ が小さい場合には高次モードが大きな減衰定数をもつために伝送損失が大きくなる。

W形ファイバは δ によつて実効的な比屈折率差が変化する。 Δ_{EF} をW形ファイバと等しい伝送帯域幅特性を有するSIファイバの比屈折率差とすると次式が成立する。

$$\Delta p \leq \Delta_{EF} \leq \Delta q \quad (7.16)$$

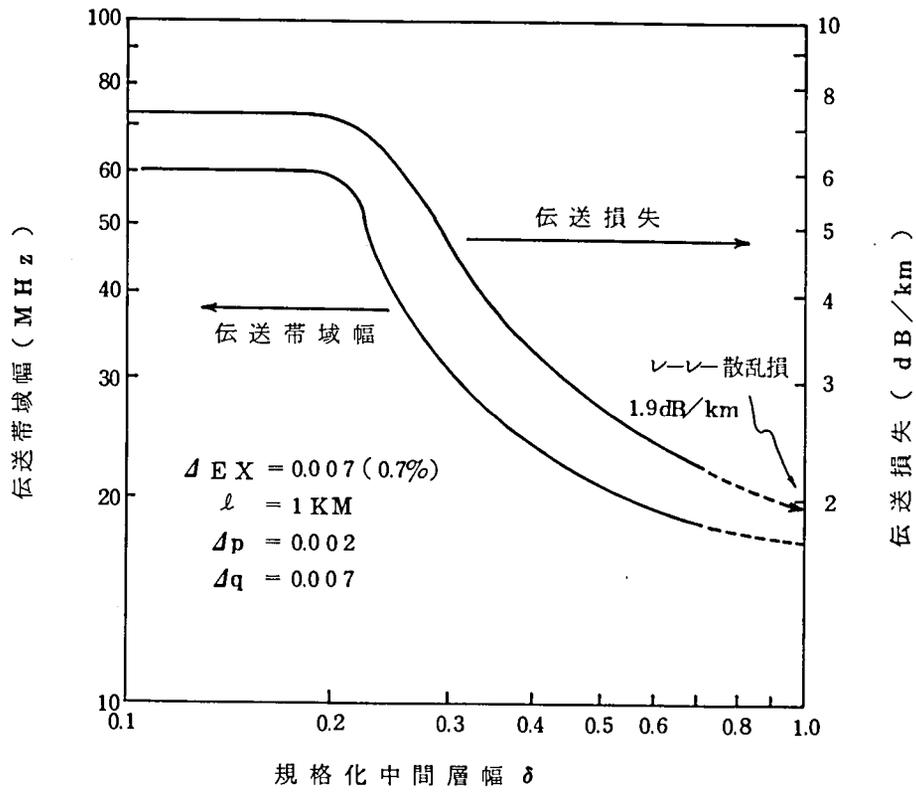


図 7.3 W形ファイバの伝送特性の中間層幅依存性
(モード変換のない場合)

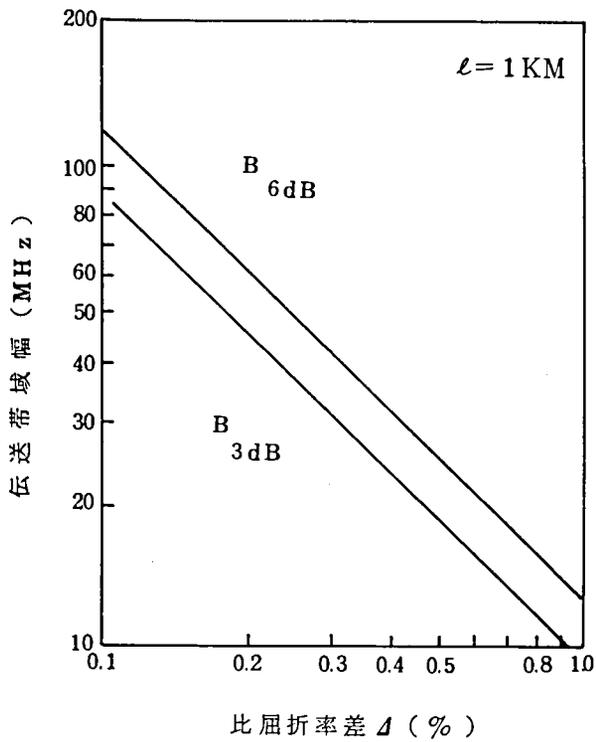


図 7.4 SIファイバの屈折率差と帯域幅の関係

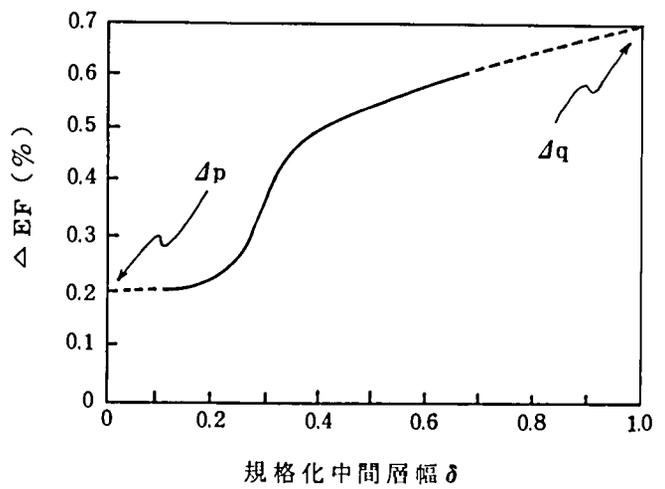


図 7.5 W形ファイバの実効屈折率差の中間層幅依存性

ここで下限は $\delta \rightarrow 0$, 上限は $\delta \rightarrow \infty$ の場合である。 δ が小さいときに伝送損失が大きいのは励振モードポリウム (伝搬モード数) が伝搬し得るモードポリウムよりも大きいことも影響している。本章のシミュレーションではレーレー散乱損は $\lambda = 0.84 \mu\text{m}$ で $A_0 = 1.9 \text{ dB/km}$ を仮定している。

図 7.3 においては, M_q までの全モードを一様に励振しているため $\delta \rightarrow \infty$ のときに伝送損失が A_0 に近づく。

次にW形ファイバの Δ_{EF} を図 7.3 から求める。そのために図 7.4 にSIファイバの Δ と伝送帯域幅の関係を示す。図 7.3 と図 7.4 より図 7.5 を得る。例えば $\delta = 0.4$ ($t = 12 \mu\text{m}$) の場合, $\Delta_{EF} \doteq 0.005$ である。(2.109)式より, $\alpha \rightarrow \infty$ としてSIファイバのモード数を計算する。 δ が十分大きい場合, $\Delta_q = 0.007$, $\lambda = 0.84 \mu\text{m}$, $a = 30 \mu\text{m}$ として $N_q = 767$, $\delta = 0.4$ の場合 $\Delta = \Delta_{EF} = 0.005$ として $N(\delta = 0.4) = 548$ となって219個のモードが伝搬モードポリウムからしみ出す。

伝送損失 A_T は

$$A_T = A_0 + 10 \log \frac{N_q}{N(\delta)} \quad (7.17)$$

とも表わされる。従って $\delta = 0.4$ の場合 $A_T = 3.36 \text{ dB/km}$ となる。図 7.3 では 3.25 dB/km となっており 0.1 dB/km の誤差がある。これはモード散乱行列法では β の等しいモード群に分類して計算していること, 及びモードが離散的であることから発生した誤差と考えられる。(7.17)式は, 図 7.5 から読みとれる $\Delta_{EF}(\delta)$ を用いて

$$A_T = A_0 + 10 \log \frac{\Delta_q}{\Delta_{EF}(\delta)} \quad (7.18)$$

によっても表わされる。

通常のSIファイバではNAを変化させる場合に, コアのドーパント (通常GeやP) 量を変化させるが, W形ファイバの場合には中間層幅を変化させることによっても可能である。この点はW形ファイバの大きな特徴のひとつである。

以上, W形ファイバのモード変換のない場合の伝送特性を検討してきたが, 図 7.3 では後述する実際のW形ファイバの特性を十分説明できない。従ってモード変換を考慮した解析が必要であり, これについては後述する。

7.3 中間層幅の伝送特性に及ぼす影響

7.3.1 光ファイバ試料と実験方法

表 7.1 に実験に用いた W 形ファイバの構造諸元を示す。第 3 章, および 5 章で述べた心線の補強構造の分類からすると本章で検討する心線は 2 層補強構造である。7.5 の W 形ファイバの耐応力特性の実験では (p - q) をパラメータとし 0 から 0.004 まで変化させた光ファイバを試作した。

測定系を図 7.6 に示す。光ファイバ端面は励振用レンズ L₂ の焦点に設置する。これは光ファイバの出射端から可視光線, 例えば HeNe レーザーを入射させ, L₁, L₂ 間でビームが平行になるように確認することで可能である。その後でレーザダイオードの位置調整を行ない光ファイバへの入射光パワーが最大となるようにする。励振レンズ L₂ の開口数 NA_L は 0.1 とした。光ファイバの入射端では図 7.7 に示すようなモードスクランブラを用いた。モードスクランブラは励振条件を全モード一様励振に近づける目的で用いた。光ファイバの伝送帯域幅は被測定光ファイバの光出力をモードスクランブラのすぐりしろ約 2 m の光出力と比較する方法で求めた。

伝送損失も図 7.6 の測定系で行なった。この場合, Si-APD (Avalanche PhotoDiode) のかわりに光パワーメータ (Si-PD) を用いた。伝送損失は被測定光ファイバの出射光電力と入射光電力の比をとることによって求められる。図 7.8, 図 7.9 に伝送損失 A_T の求め方を示す。A_T は次式によって求めた。

$$A_T = \left\{ -10 \log \frac{P_o(\lambda)}{P_i(\lambda)} \right\} / \ell \quad (4.2)$$

ここに λ は光源の波長, P_i(λ) は被測定ファイバの出力光電力, P_o(λ) はカットバック基準光ファイバの出力光電力である。

表 7.1 実験に用いた W 形ファイバ諸元

項目	記号	単位	寸法, その他 目標仕様
コア直径	2 a	(μm)	60 ± 1 又は 50 ± 1.5
中間層幅	t	(μm)	6 ~ 20 (2 a = 60), 5 (2 a = 50)
光ファイバ外径	2 b	(μm)	132 ± 2 (t ≤ 15) 150 ± 2 (t ≥ 15)
被覆外径	2 c	(μm)	900 ± 70 (2 a = 60), 750 ± 70 (2 a = 50)
補強材料			ブリコート: エポキシ, ジャケット: ナイロン 12
比屈折率差	1 - p		主に 0.002 ± 0.0002
"	1 - q		主に 0.007 ± 0.0005

なお図 7.6 で伝送損失を求める場合にはモードスクランブラをはずした。(2.109) 式を用いて, Δ_{EX} に対応するモード群数を次式によって定義する。

$$M_{EX} = \frac{2\pi}{\lambda} a n_1 \sqrt{\Delta_{EX}} \quad (7.19)$$

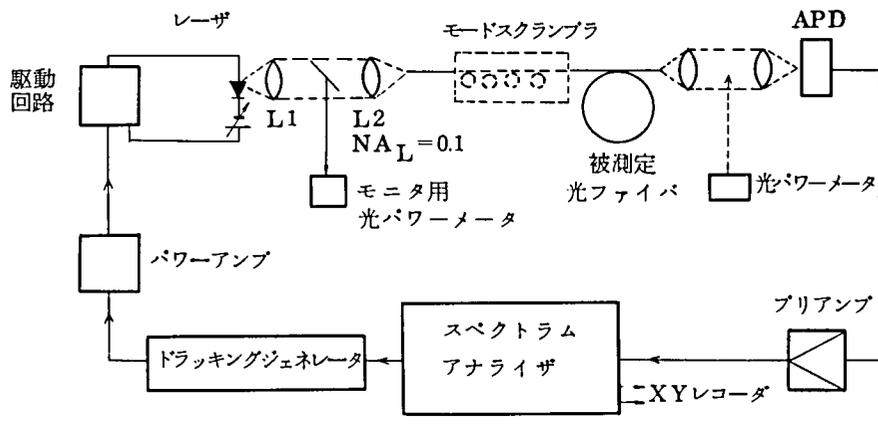


図 7.6 伝送特性測定系

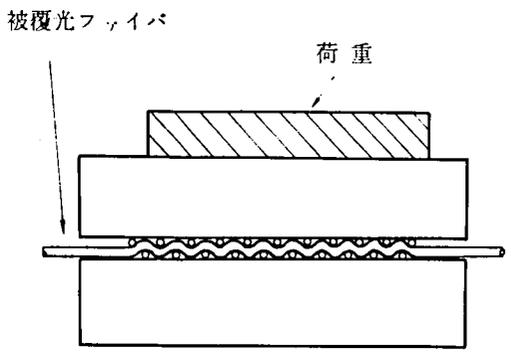
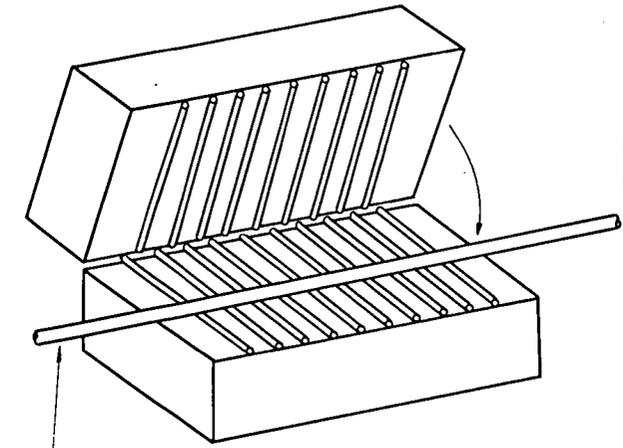


図 7.7 試作したモードスクランブラ

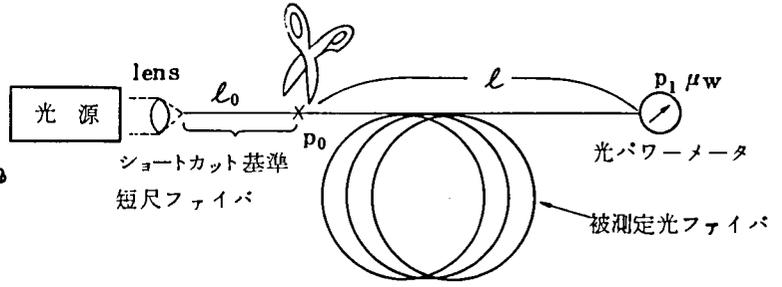


図 7.8 伝送損失の測定方法 (カットバック法)

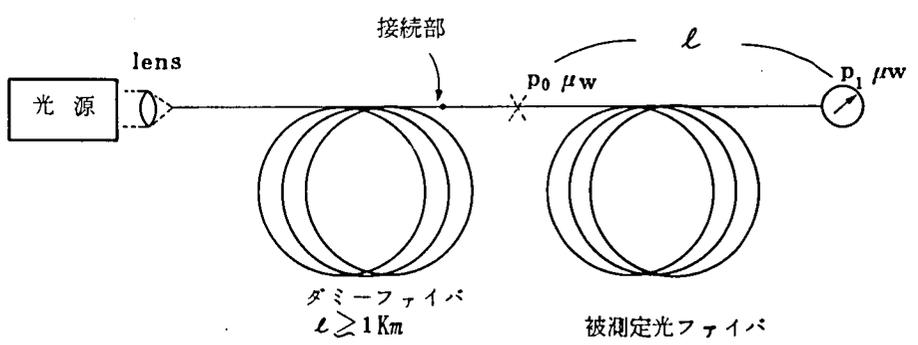


図 7.9 伝送損失の測定方法 (ダミーファイバ法)

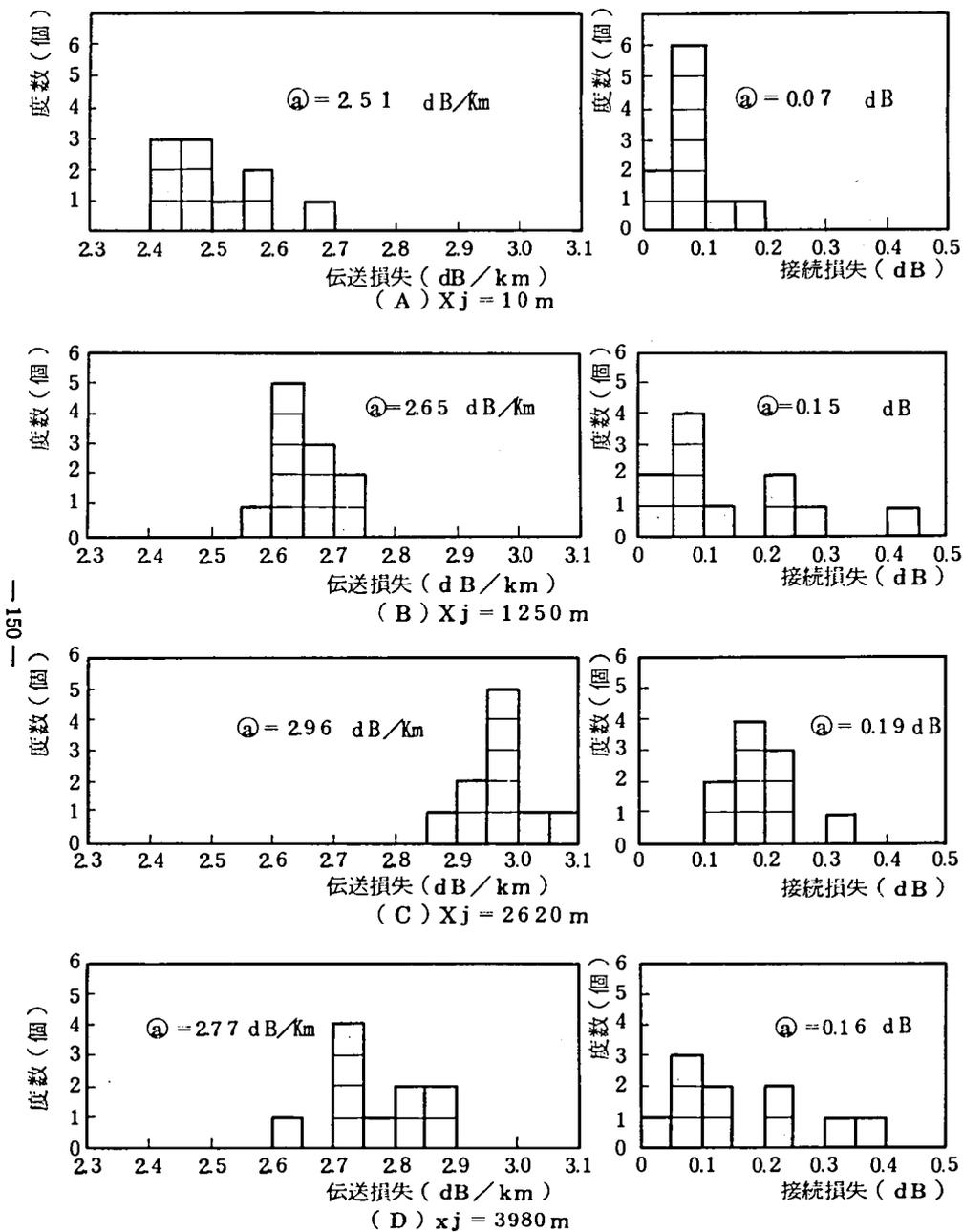
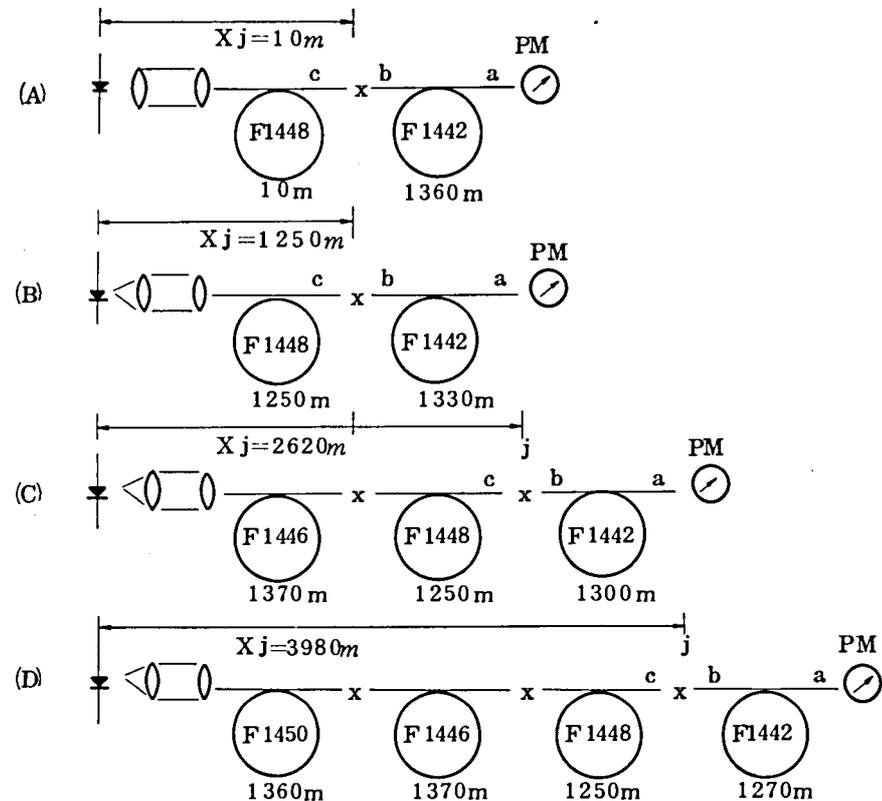


図 7.10 光源からの距離が変化した場合のW形ファイバの伝送損失と接続損失 (\bar{a} は平均値, X_j は光源からの距離)



接続損失, 伝送損失の光源からの距離依存性を調べるための実験の説明図

∇ Ga Al As レーザー X: 融着接続部 a, b, c: 光パワー測定点
 PM: パワーメータ $\bar{j}b = 2m$

伝送損失: $10 \text{ LOG} (P_b/P_a)$ dB / F1442の長さ, F1442: 光ファイバ番号
 接続損失: $10 \text{ LOG} (P_c/P_b)$ dB

ここに、 M_{EX} は励振されているモードの最高次数、 Δ_{EX} は (7.1 9) 式によって M_{EX} と関係づけられる励振比屈折率差とでも言うべき量である。モードスクランブラを用いると、 Δ_{EF} が Δq に近づき δ の小さい W 形ファイバの伝送損失が大きく測定される。一方ダミーファイバを用いた励振条件では Δ_{EX} が Δ_{EF} に近づくものと考えられる。

図 7.1 0 に試作光ファイバ F 1 4 4 2 の伝送損失、接続損失のダミーファイバ長依存性を示す。F 番は試料番号を示す。 $NA_L = 0.1$ としているためダミーファイバが短いと $\Delta_{EX} < \Delta_{EF}$ となって伝送損失が低目に測定される。ダミーファイバ長が 1 km 以上あれば本実験では伝送損失がおおよそ 2.8 ± 0.15 dB/km の範囲に測定されている。光源から F 1 4 4 2 までの距離 X_j が 1 2 5 0 m (B の場合) , 2 6 2 0 m (C の場合) , 3 9 8 0 m (D の場合) で F 1 4 4 2 の伝送損失が異なって測定されていることよりダミーファイバ及び接続部のモード変換が伝送損失に微妙に影響を及ぼしていることがわかる。

7.3.2 伝送特性

(1) 伝送帯域幅特性

図 7.1 1 に伝送帯域幅の δ 依存性の実験値を示す。・印はモードスクランブラを用いた場合、○印は用いない場合を示す。すなわち○印では $NA_L = 0.1$ の励振条件になっている。モードスクランブラは鍾りを増していき、それ以上伝送帯域幅が狭くならない限界までかけた。

実験より次の 2 つの事が考えられる。第 1 は光ファイバ長が 1 km では伝送帯域幅が励振条件に大きく依存するので第 5 章で述べた定常状態に達していないことである。第 2 は、 $NA_L = 0.1$ (低次モード励振；○印) でも δ が大きくなるにつれ伝送帯域幅が狭くなっていることからモード変換をくり返し高次モードが発生していること、但し $\delta \geq 0.3$ で伝送帯域幅の変化が少なくなっていることより、それ程高次モードまで電力が拡散していないことである。

これらの結果より、実際の W 形ファイバの伝送特性を説明するためにはモード変換係数に何らかの選択規則の導入が必要であることがわかる。

(2) 伝送損失特性

図 7.1 2 に伝送損失の δ 依存性の実験値を示す。傾向は $\Delta_{EX} = 0.007$ の励振条件でモード変換を考慮しない図 7.3 とよく似ているが、この場合には $NA_L = 0.1$ ($\Delta_{EX} \doteq 0.002$, 低次モード励振) の励振条件となっているので現象は全く異なると考えなければならない。この場合にも伝送帯域幅特性の項で述べた 2 つの事柄が実験結果より推測できる。 δ の小さい W 形ファイバの伝送損失が大きいのは高次モードに変換されたモードが漏洩モードとなり大きな減衰量をもつためと考えられる。 δ が大きくなるとその減衰量が小さくなるために伝送損失が低くなる。 $\delta \doteq 0.6$ でわずかではあるが放射損失が生じている ($A_0 = 1.9$ dB/km と仮定) のは帯域特性の項で述べた第 2 の理由に対応する。すなわち、低次モード

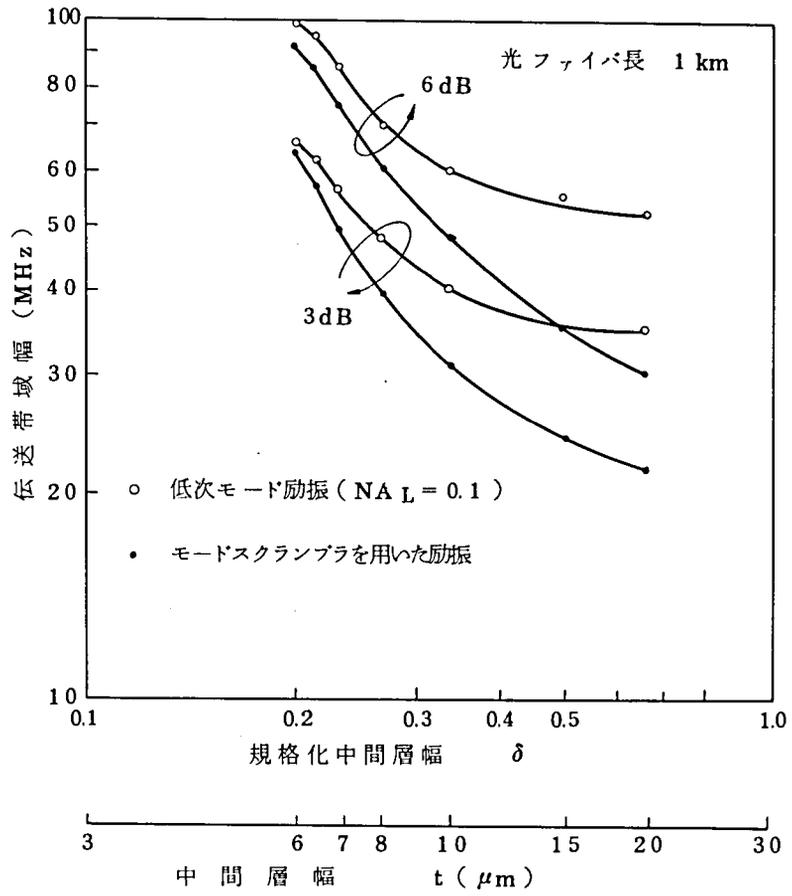


図 7.1.1 伝送帯域幅の中間層幅依存性 (実測値)

から直接放射モードに変換される電力は微小であるため各基本区間のモード散乱行列は対角性が強いが、それらを掛け合わせることによって行列の右上、左下へ非零要素が広がっていきやがて高次モードから放射モードへのモード変換が生じると考えることができる。

図中の破線は1kmのダミーファイバを用いた場合である。 $NA_L=0.1$ の場合よりも $\delta \geq 0.4$ で伝送損失が大きく測定されている。これはダミーファイバの出射モード分布が $NA_L=0.1$ に比べて高次モードまで広がっているためである。

図7.13にモードスクランブラを用いた場合の光ファイバの軸方向の出射電力を示す。モードスクランブラで発生した高次モードが漏洩モードの減衰を受けるため入射端近傍での減衰は δ が小さい程大きい。 δ が大きい程光ファイバ軸方向のすそ引きは長くなる。

図7.14にW形ファイバの中間層をパラメータとしたときの伝送損失の波長特性を示す。横軸はレーレー散乱係数を図式的に求めるために^{7.6)} λ^{-4} の目盛りになっている。 $\lambda \rightarrow \infty$ ではレーレー散乱損失が零に近づくため $\lambda \rightarrow \infty$ での A_T から吸収損を引いた値がモード変換損 B となる。

図7.14では中間層幅 t が大きい程、短波長側でレーレー散乱損失以外の損失が大きくなっている。 $t = 2 \mu\text{m}$ のW形ファイバはOH基による吸収域の他は直線で近似出来、レーレー散乱係数は $1.0 \text{ dB/km} \cdot \mu\text{m}^4$ となり波長 $0.85 \mu\text{m}$ でのレーレー散乱損 A_0 はおおよそ 1.9 dB/km となる。また中間層幅の小さいW形ファイバ程、モード変換損、およびOH吸収損失が大きいこともわかる。モード変換損については図7.5で示した様に $t \rightarrow 0$ で実効的な比屈折率差 ΔE_F が Δ_P に近くなることで解釈できる。OH吸収損については、中間層がバリア層(付録2)として作用すると考えられる。前述した中間層幅の大きなW形ファイバの短波長域における損失増加の要因については原因は明らかでないがOH吸収損失の小さい光ファイバ程放射線を照射した場合に着色中心体に基づく損失増加量が大きいことより着色中心体による散乱損失と関係があると想像される。

7.3.3 伝送帯域幅の長さ特性

図7.15に伝送帯域幅の長さ特性の実験値を示す。○印、●印は接続点を表わす。パラメータは規格化中間層幅 δ であり、 $NA_L=0.1$ でモードスクランブラを用いた場合(●印)と用いない場合(○印)の特性を示す。

これらの実験結果より次のことがわかる。第1に低次モード励振($NA_L=0.1$, ○印)の場合には δ が小さい程短尺で定常状態に近づく。第2に δ が大きい程短尺で伝送帯域幅の長さ比例定数 γ が大きい。

これらによっても低次モードとして励振された光電力が光ファイバ内のモード変換によって高次モードに拡散していく様子がうかがえる。 $NA_L=0.1$ の励振条件は計算上 $\Delta EX=0.0023$ に相当するが、図中の $\delta=0.2$ のW形ファイバの励振条件依存性をみると実際の励振 NA は 0.1 より小さいと考えられる。 $\delta=0.5$ のW形ファイバの $NA_L=0.1$ の長さ特性より、実効

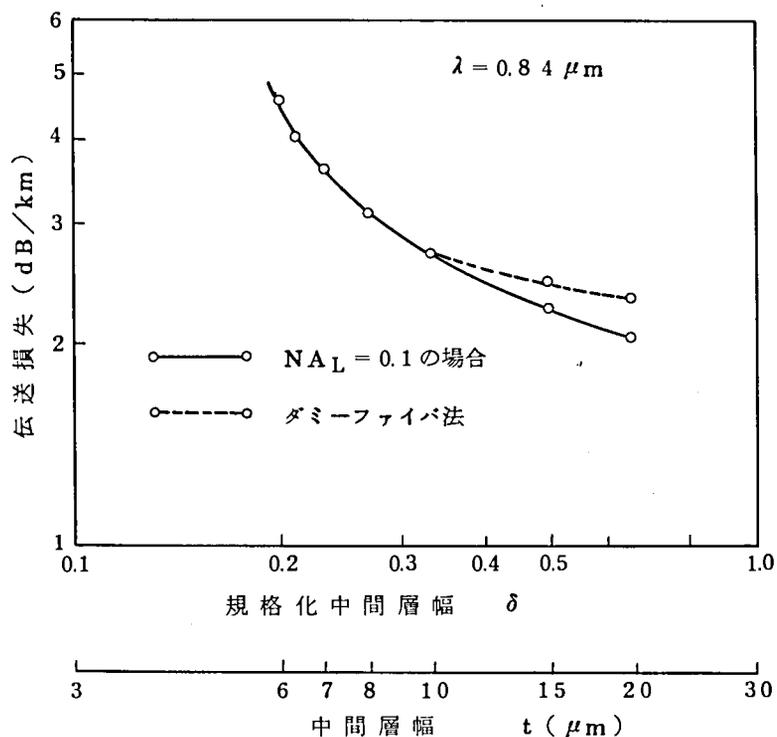


図 7.1 2 伝送損失の中間層幅依存性 (実測値)

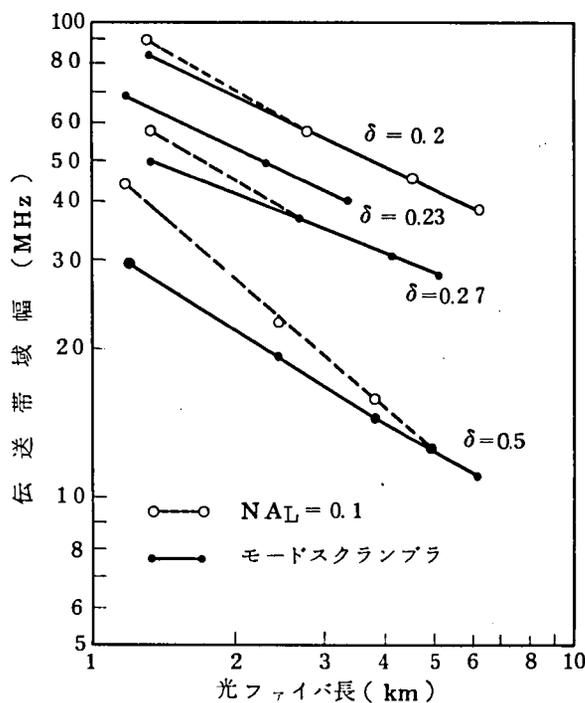


図 7.1 5 W形ファイバの伝送帯域幅の長さ特性

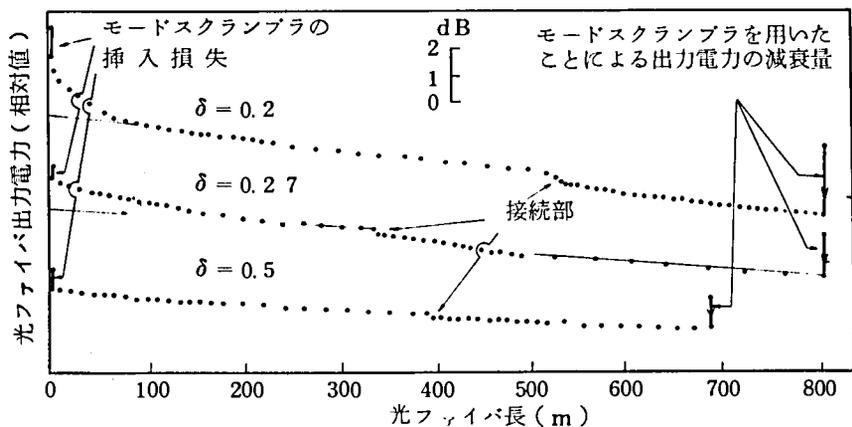


図 7.1 3 モードスクランブラを用いて励振した場合の光ファイバ出射電力の長さ特性

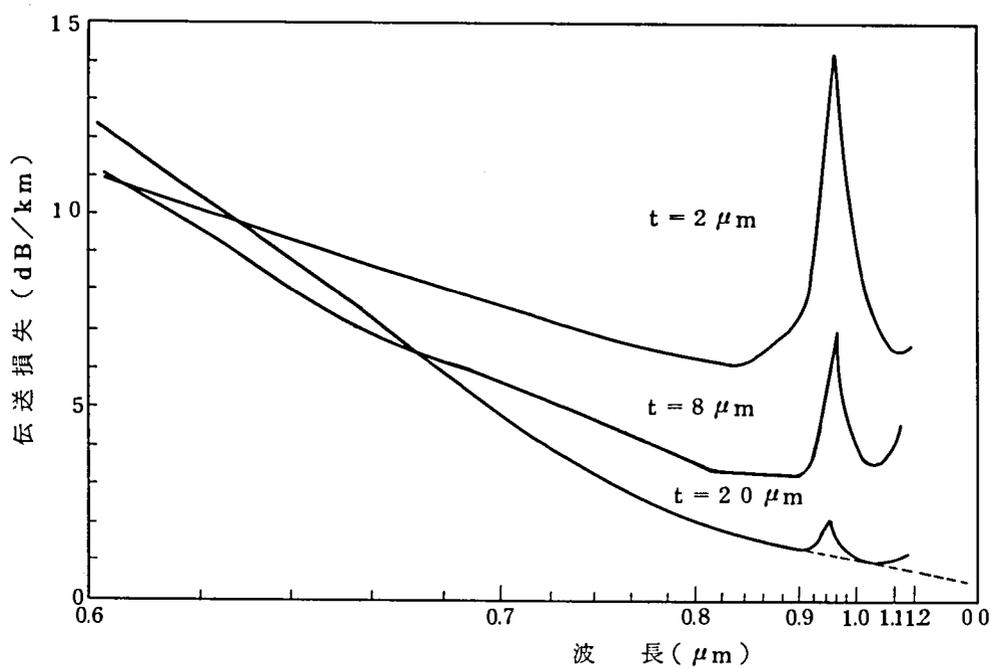


図 7.14 中間層幅をパラメータとした場合のW形ファイバの伝送損失の波長特性

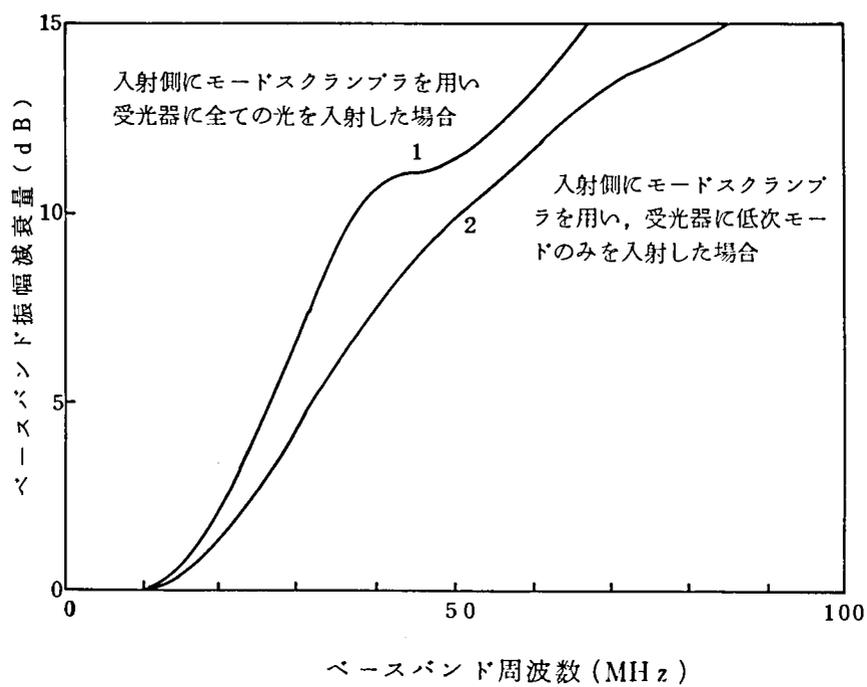


図 7.16 $t = 15 \mu\text{m}$ の W 型ファイバの伝送帯域幅の伝搬モード分布依存性

的な ΔE_F が大きく、伝搬モード数が多い光ファイバに対し低次モード励振を行った場合には $\gamma > 1$ にもなり得ることがわかる。(図 5.2 1 参照)

本節の議論ですでに明らかなように光ファイバ長が 1 km 程度では光ファイバ心線のモード変換の効果がそれ程大きくない。従って光電力のモード履歴も比較的単純であることが推察される。このことを確かめるために行なった実験結果を図 7.1 6 に示す。図は $\delta = 0.5$ の W 形ファイバに対してモードスクランブラを用いて励振し、光ファイバの出射側で出射光を全て受光器に導いた場合(1の曲線)とピンフォールを用いて出射角度の浅い低次モードのみを受光器に導いた場合(2の曲線)の振幅減衰量の周波数特性の比較を示す。1と2の曲線には大きな差が認められ上の推察が実験的に確められた。

以上の結果より実際の光ファイバ心線のモード変換の解析には適切な選択規則の導入が必要である。

7.4 モード散乱行列によるモード変換を考慮した解析

7.4.1 解析モデル

モード変換係数としては第 6 章(6.1 8)式と同じ次式を仮定する。

$$d_{ij} = \begin{cases} d_0 \frac{i \cdot j}{(i-j)^2} & i \neq j \\ d_0 \frac{i \cdot \xi}{(i-\xi)^2} & j = \xi \\ 1 - \sum_{k=1, \neq j}^{\xi} d_{ik} & i = j \end{cases} \quad (6.18)$$

ここに ξ は位相定数の最も大きい放射モード次数で、モード散乱行列法においては次式とした。

$$\xi = M + 1 = Mq + 1 \quad (7.20)$$

第 6 章ではモード変換パラメータとして、モード変換強度と選択規則を検討したが、GIファイバの場合には、各モードの位相定数差がほぼ等しいため、隣接モード間のモード変換を考え、モード変換損 B に着目して伝送帯域幅特性を解析することが可能であった。しかし SIファイバの場合には隣接モード間の位相定数差は低次モードほど小さい。従って摂動の空間周期 Λ から求められるモード変換の次数差 Δm (第 6 章(6.2 2)式参照)は低次モード程大きくなる。このことから W 形ファイバのモード変換パラメータの解析にはモード変換損の他に伝送帯域幅に関する実験データが必要となる。

次にモード変換強度 K について述べる。本章の解析ではモード変換要因が長手方向に一樣に分布するものと仮定する。R は 1 km 当りの摂動数であるから R^{-1} はランダムに分布している摂動の平均間隔に対応する。モード散乱行列法では光電力のモード間の遷移の履歴を全て計

算できるが、Rの効果をj知るために2モード伝送を仮定し、 $i \rightarrow j \rightarrow i \rightarrow j$ という多重変換を無視すれば、iモードを選択励振したときの出射端におけるjモードの電力 $P_j(z_\ell)$ は

$$P_j(z_\ell) \propto \sum_{s=1}^R R C_{2s-1} d_{ij}^{2s-1} (1-d_{ij}) R^{-2s+1} \\ \propto R d_0 \triangleq K \quad (s: \text{整数}) \quad (7.21)$$

となつてKがモード変換の強さを表わすことがわかる。ここでは第6章(6.19)式と同じく

$$K = R \cdot d_0$$

でモード変換強度を定義する。モード変換強度Kに着目して伝送特性が解析可能なことを確認するためにKが等しく d_0 、Rが異なるW形ファイバの伝送特性をモード散乱行列法により数値計算で求めた。図7.17に $d_0=2 \times 10^{-4}$ 、 $R=2^7$ の場合(実線)と $d_0=5 \times 10^{-5}$ 、 $R=2^9$ (破線)の場合の比較を、 $\Delta p = 0.002$ 、 $\Delta q = 0.007$ 、 $t = 15 \mu\text{m}$ のW形ファイバに対して行なつた結果を示す。図より両者は極めて等しいベースバンド振幅減衰量特性を示すことがわかる。このことは数値計算で検討した範囲

$$\left\{ \begin{array}{l} 5 \times 10^{-5} \leq d_0 \leq 5 \times 10^{-4} \\ 2^6 \leq R \leq 2^9 \\ \text{光ファイバ長} \leq 8 \text{ km} \end{array} \right.$$

で成立した。

7.4.2 モード変換パラメータの推定

モード変換パラメータであるモード変換強度Kの実験的導出について述べる。

図7.18~図7.20にモード変換の選択規則を考えない場合の伝送特性の散乱行列法による数値解析結果と実験結果との比較を示す。

図7.18に $t = 15 \mu\text{m}$ のW形ファイバで $R = \overbrace{2^9}^{2^2 \sim}$ の場合の伝送帯域幅の長さ特性を示す。
 ・は実験値である。数値計算では $\Delta E F = \Delta q = 0.007$ 、すなわち全モード一様励振とし、実験ではモードスクランブラを用いた。

図から測定値を満たすKの範囲としては

$$2.6 \times 10^{-2} \lesssim K \lesssim 3.2 \times 10^{-2} \quad (7.22)$$

となる。K = 3.2×10^{-2} の場合の伝送損失、伝送帯域幅の中間層幅依存性について図7.19に示すが伝送損失、伝送帯域幅ともに実験結果と計算結果は一致しない。

図7.20には $\ell = 4 \text{ km}$ における伝送損失、伝送帯域幅とKとの関係を示すが、伝送損失と伝送帯域幅の両方を同時に満足するKが存在しないことがわかる。

すなわち(6.18)式のモード変換係数の仮定だけでは実際のW形ファイバの伝送特性を

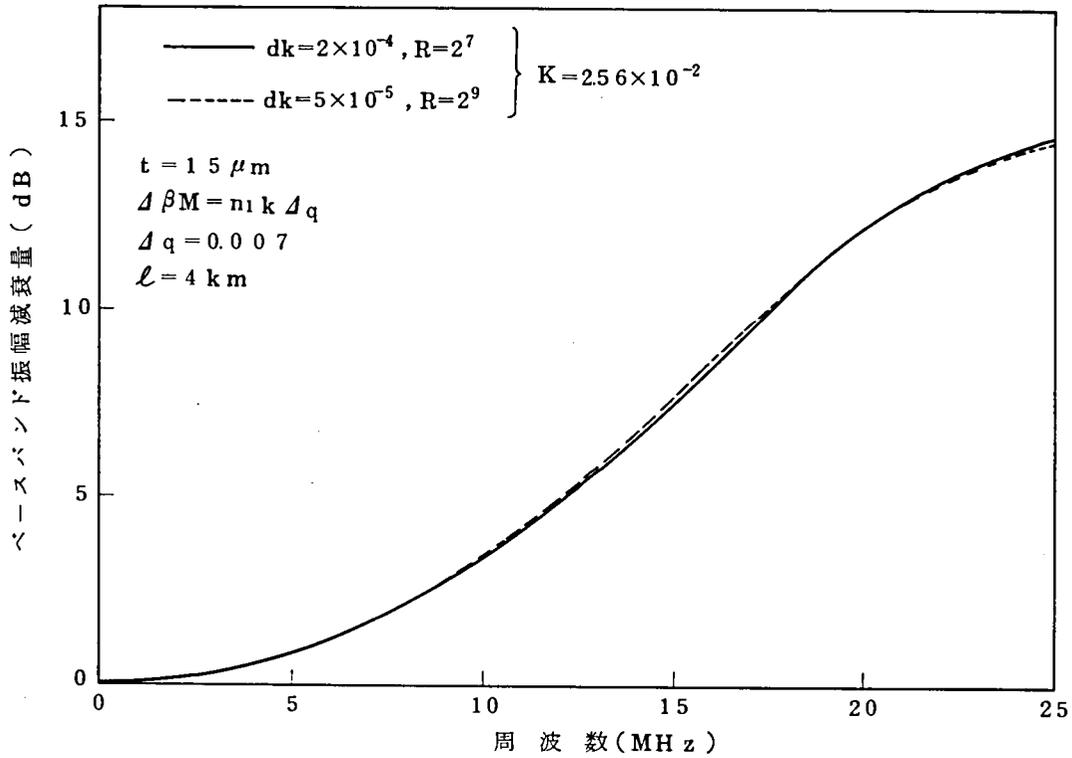


図 7.17 R, d_0 が異なり, K が等しい光伝送路のベースバンド減衰量の周波数特性の比較

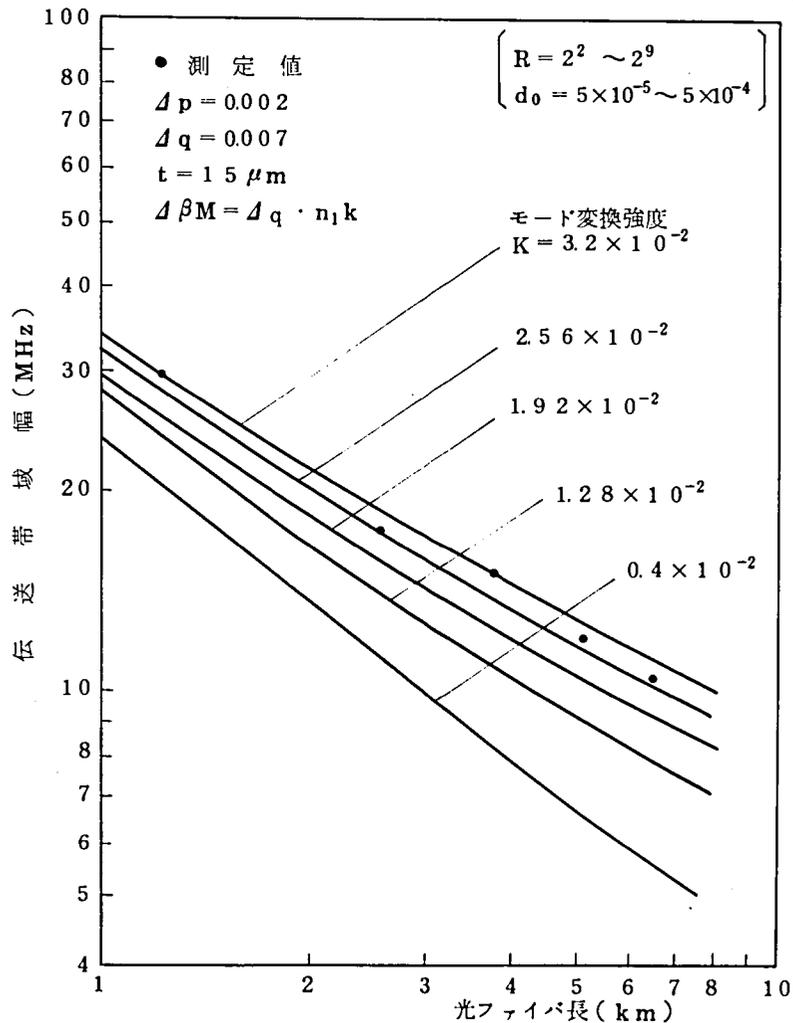


図 7.18 モード変換強度を変えた場合の伝送帯域幅の長さ特性

よく説明出来ないことがわかる。特に伝送帯域幅特性を説明する K の値では伝送損失が大きく計算されるので、更に強いモード変換の選択規則の導入が必要と考えられる。

そこで、次のモード変換の選択規則を導入する。

$$|\beta_i - \beta_j| > \Delta\beta_M \text{ ならば } S_{ij} = 0 \quad (7.23)$$

ここで $\Delta\beta_M$ は (6.23) 式で定義される。すなわち摂動の空間スペクトル成分の周波数が低い (Δ が大きい) 場合には $\Delta\beta_M$ が小さいためモード変換が生じにくい。これは物理的には摂動がゆるやかな場合に対応する。

選択規則を導入しない今までの議論は (7.5) 式より、 $m = 1$ と Mq のモードの位相定数差を考えると

$$\Delta\beta_M \geq n_1 k \Delta q \quad (7.24)$$

という条件に対応する。この場合には最低次モードから直接放射モードへの電力の遷移も起こり得る。実際の W 形ファイバの選択規則、すなわち $\Delta\beta_M$ の値を求めるために、 $\Delta\beta_M$ をパラメータにして伝送損失、伝送帯域幅とモード変換強度の関係を調べた。その結果を図 7.21、図 7.22 に示す。

図より実際の W 形ファイバの伝送損失、伝送帯域幅の実験結果をもとに、 $\Delta\beta_M$ と K が次の様に求められる。

$$\begin{cases} \Delta\beta_M \doteq 1 \times 10^{-3} n_1 k \\ K = 6.5 \times 10^{-2} \sim 7.0 \times 10^{-2} \end{cases} \quad (7.25)$$

ここに $n_1 \doteq 1.46$ 、 k は波長 $0.83 \mu\text{m}$ での波数である。図 7.23 に、 $\Delta\beta_M = 1 \times 10^{-3} n_1 k$ 、 $K = 6.4 \times 10^{-2}$ 、光ファイバ長 4 km の W 形ファイバの振幅減衰量・周波数特性(実線)と長さ 3.7 km の実測値(破線)との比較を示す。6dB 帯域幅のみならず周波数応答も上の条件でよく説明できることがわかる。

7.4.3 選択規則とモード散乱行列

散乱行列 S の (i, j) 要素 S_{ij} は第 i モードと第 j モードの位相定数差が (7.23) 式の条件を満たすとき零になる。従って $\Delta\beta_M$ が小さいほどモード散乱行列は零要素が多い。

図 7.24 に $\Delta\beta_M = 0.2 \times 10^{-3} n_1 k$ 、 $1 \times 10^{-3} n_1 k$ 、 $2 \times 10^{-3} n_1 k$ の 3 種類について $\Delta p = 0.002$ 、 $\Delta q = 0.007$ の場合のモード散乱行列 S の非零要素を示す。SI ファイバの場合、隣接モード間の位相定数差はモード次数が大きい程大きいのでモード変換が生じにくくなる。図で $m = 28$ は放射モードを表わす。 $\Delta\beta_M = 0.2 \times 10^{-3} n_1 k$ の場合は $m \geq 11$ のモード群でモード変換は生じない。前節で求めた $\Delta\beta_M = 1 \times 10^{-3} n_1 k$ の場合 ($= 0.5 \Delta p n_1 k$) には第 Mq (最高次) モードからのみ放射モードに変換することがわかる。このように $\Delta\beta_M$ の大きさが連続的に変化しても、モード散乱行列の非零要素は離散的にしか変化しないので、

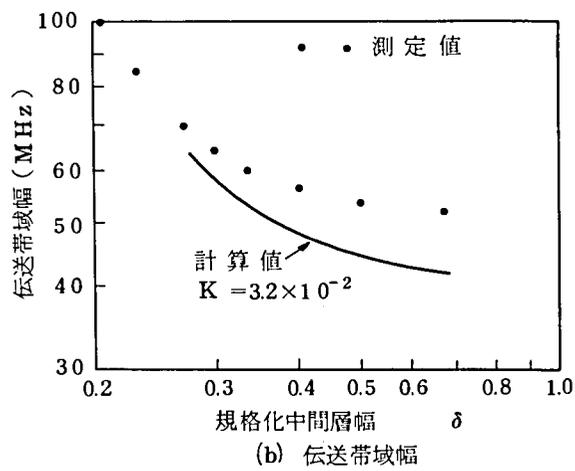
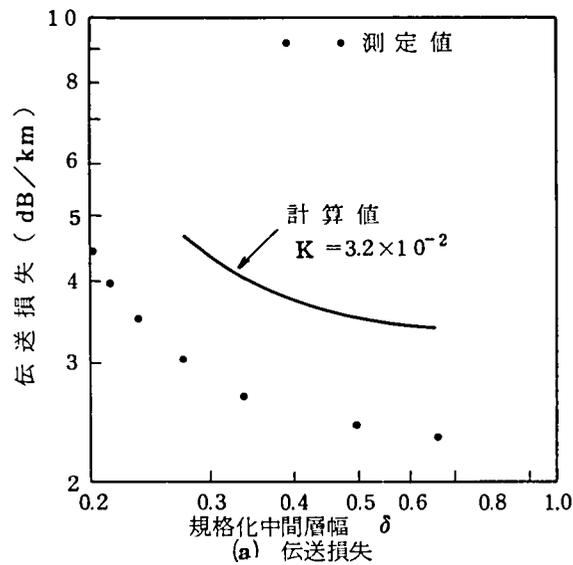


図 7.19 $K = 3.2 \times 10^{-2}$ の場合の伝送損失(a), 伝送帯域幅(b)の中間層幅依存性

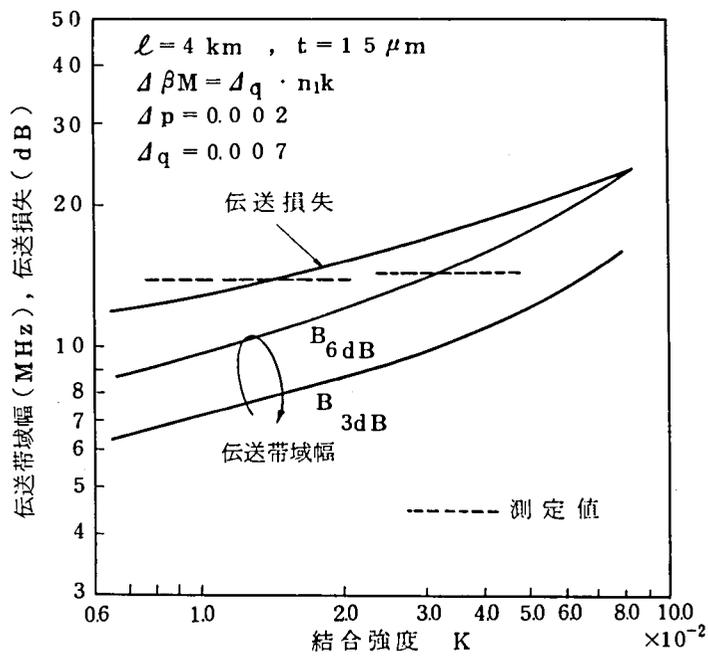


図 7.20 $t = 1.5 \mu\text{m}$ の W 形ファイバの伝送損失, 伝送帯域幅のモード変換強度 K との関係

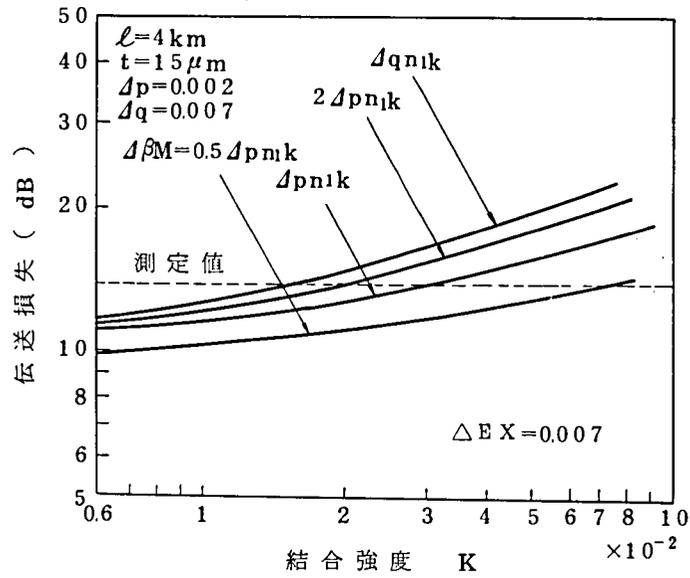


図 7.2.1 選択規則を考慮した場合の伝送損失とモード変換強度の関係

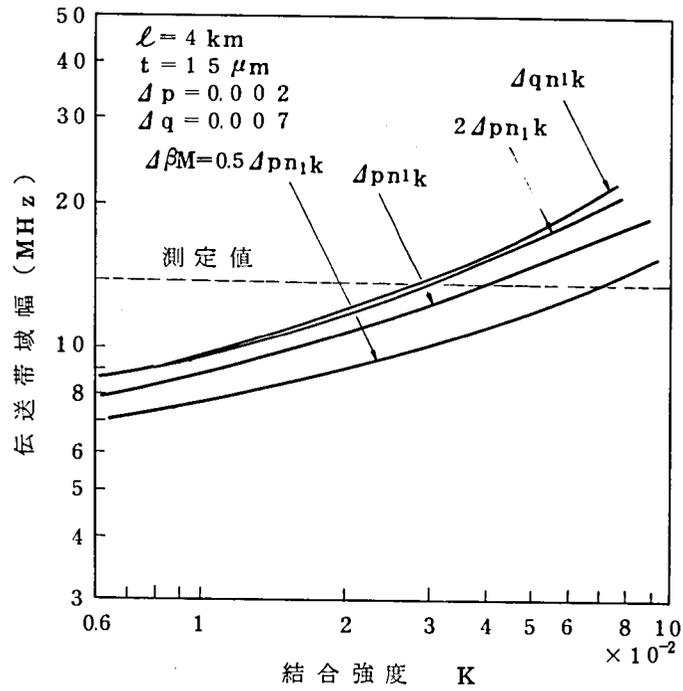


図 7.2.2 選択規則を考慮した場合の伝送帯域幅とモード変換強度の関係

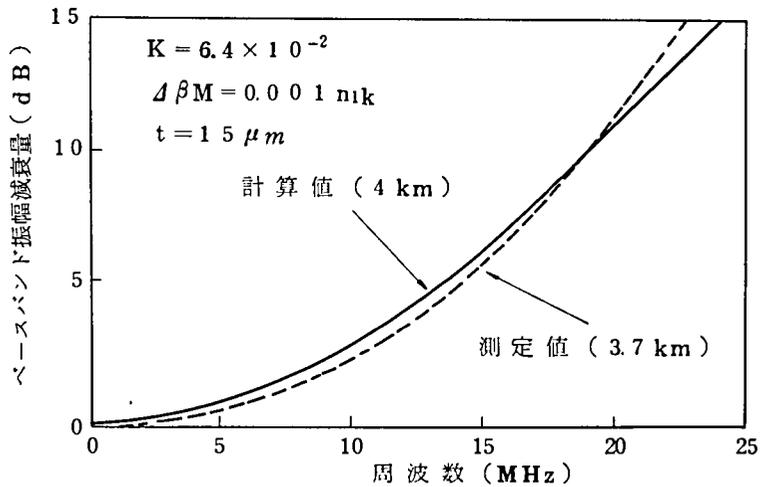


図 7.2.3 W形ファイバのベースバンド減衰量の計算値と実測値の比較

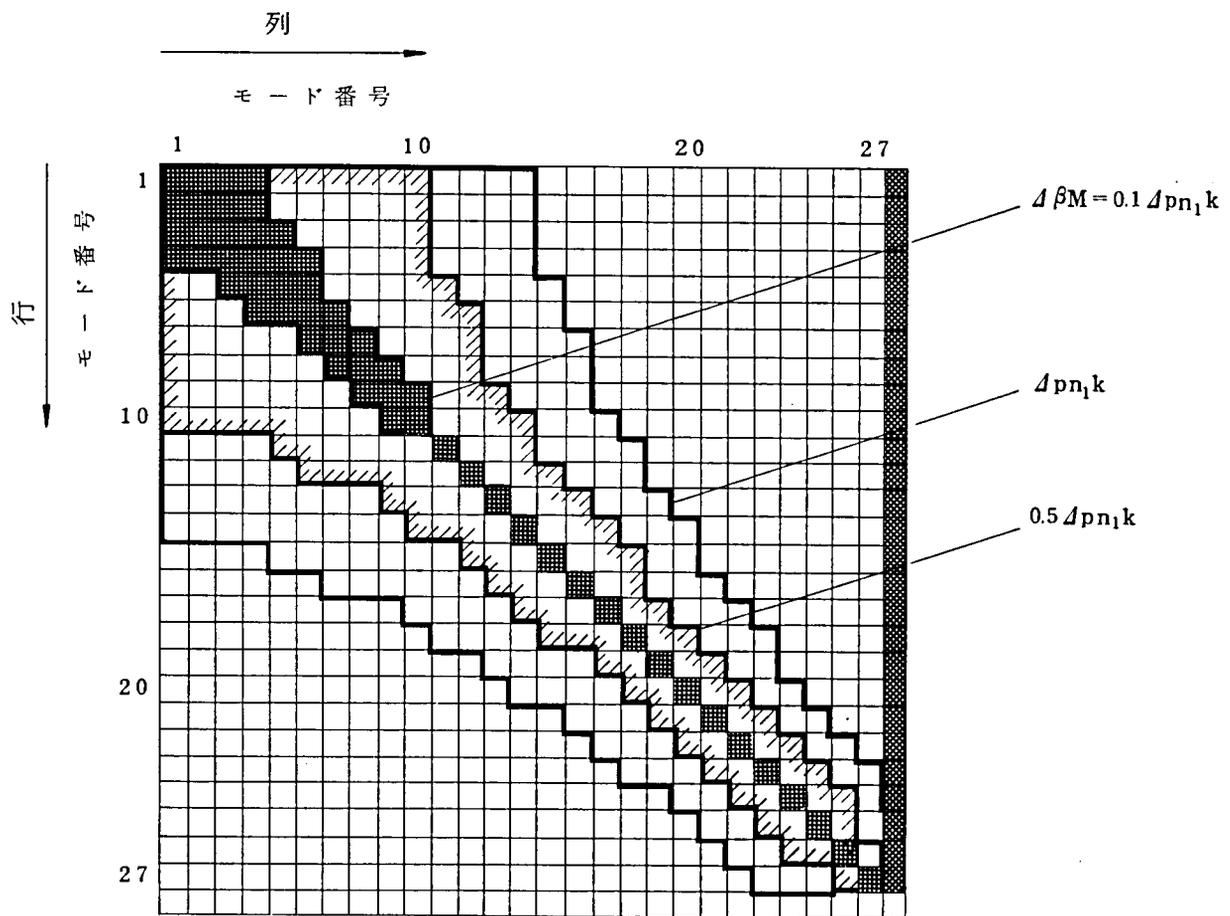


図 7.2 4 選択規則とモード散乱行列の非零要素

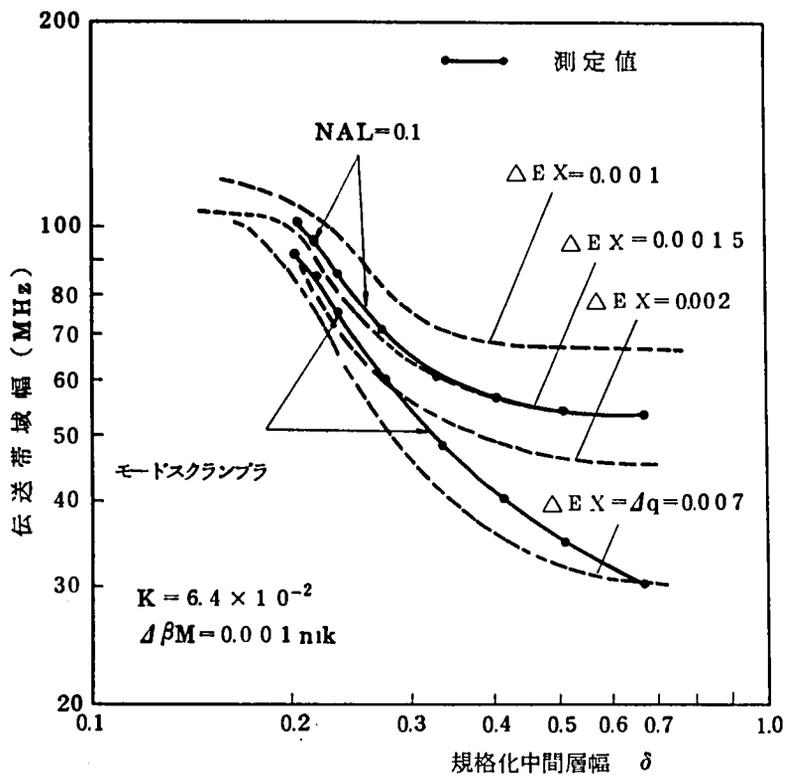


図 7.25 中間層幅と伝送帯域幅の関係
($\lambda = 0.84 \mu\text{m}$)

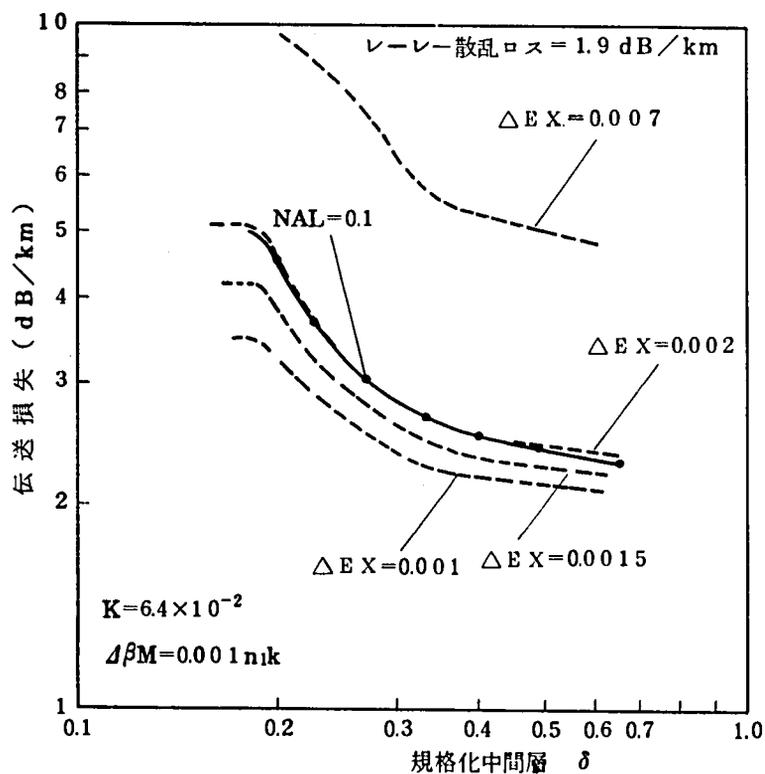


図 7.26 中間層幅と伝送損失の関係
($\lambda = 0.84 \mu\text{m}$)

上式の解析条件でモード散乱行列法を用いW形ファイバの伝送特性を数値解析し、その他の実験結果との比較検討を行なった。

7.4.4 (1) 伝送帯域幅の中間層幅依存性

図7.25に規格化中間層幅と伝送帯域幅の関係を示す。破線は Δ_{EX} をパラメータとしたときの計算値、・印は実験値である。7.3.2(図7.12)、および7.3.3(図7.15)で考察した結果では $NA_L = 0.1$ (モードスクランブラなし)の条件は Δ_{EX} が0.002よりやや小さい場合に相当した。図7.25より $NA_L = 0.1$ の条件は $\Delta_{EX} \doteq 0.0015$ に対応することがわかる。一方、モードスクランブラを用いた励振条件は $\delta \leq 0.2$ 、 $\delta \geq 0.67$ では $\Delta_{EX} = 0.007$ (全モード一様励振)の計算値と大体一致するが、それ以外の規格化中間層幅に対しては $\Delta_{EX} = 0.007$ より少しずれていることがわかる。

7.4.4 (2) 伝送損失の中間層幅依存性

図7.26に規格化中間層幅と伝送損失の関係を示す。この図からは $NA_L = 0.1$ の励振条件は $\Delta_{EX} = 0.002$ の場合に対応することがわかる。図7.25の結果も合わせると(7.27)式のモード散乱行列法における解析条件でW形ファイバの伝送損失、伝送帯域幅の δ 依存性がよく説明できる。

7.4.4 (3) 伝送帯域幅の長さ特性

図7.27に中間層幅 $t = 20 \mu\text{m}$ のW形ファイバの伝送帯域の長さ特性を示す。…は実験値である。この場合にも7.4.4(1),(2)の結果と矛盾することなく $NA_L = 0.1$ の励振条件が、 $\Delta_{EX} = 0.0015 \sim 0.002$ に対応することがわかる。 $\Delta_{EX} = 0.002$ の場合には Δ_p に等しいため第 M_p モードまで励振することを意味する。モードスクランブラを用いた場合には $\Delta_{EX} \doteq 0.007 (= \Delta_q)$ の励振条件となり第 M_q モードまで励振していることもわかる。

図7.28に中間層幅が薄い場合($t = 6 \mu\text{m}$)のW形ファイバの伝送帯域幅の長さ特性を示す。W形ファイバの伝送帯域幅は δ によって制御できるが、図7.25に示すように $\delta = 0.2 \sim 0.3$ の領域では δ のわずかな変化で伝送帯域幅が大きく変化する。このため $t = 6 \mu\text{m}$ と設定しても実際には製造条件の変動によって伝送帯域幅の長さ特性が図7.28に示すような幅をもつ。しかし、この場合にも(7.27)式で $\Delta_{EX} = 0.002$ の励振条件で、測定値を十分説明できる。

図7.29、図7.30に $\Delta\beta_M$ 、 K が(7.27)式の場合と、それ以外の場合の伝送帯域幅の長さ特性の数値計算結果をそれぞれ $t = 6, 20 \mu\text{m}$ のW形ファイバに対して示す。 K 、 $\Delta\beta_M$ の値をそれぞれ(7.27)式の2倍、0.5倍の場合について検討したが、伝送帯域幅の長さ特性は(7.27)式の条件の場合に比べて大きく異なることがわかる。

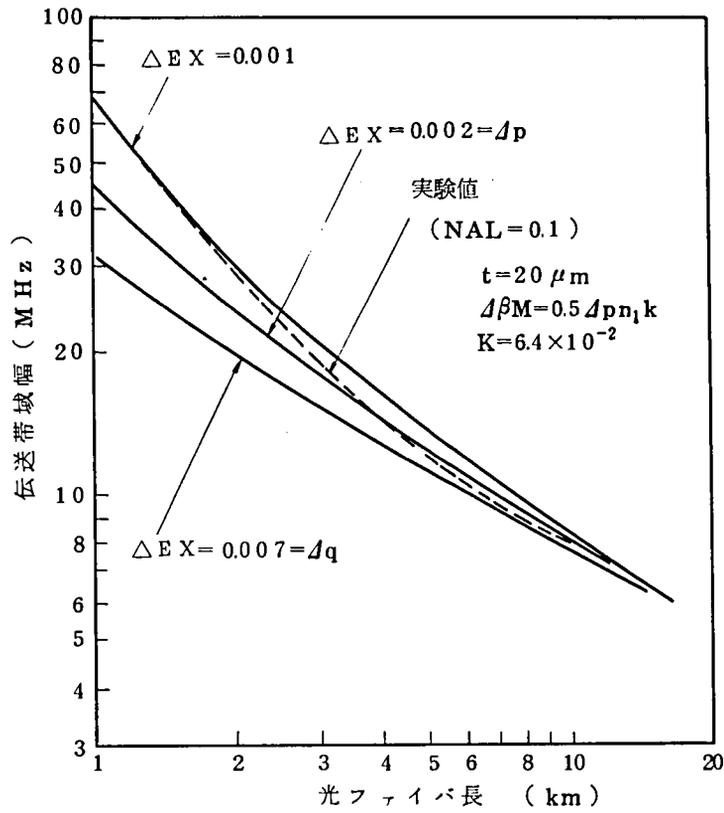


図7.27 $t = 20 \mu\text{m}$ のW形ファイバの伝送帯域幅の長さ特性

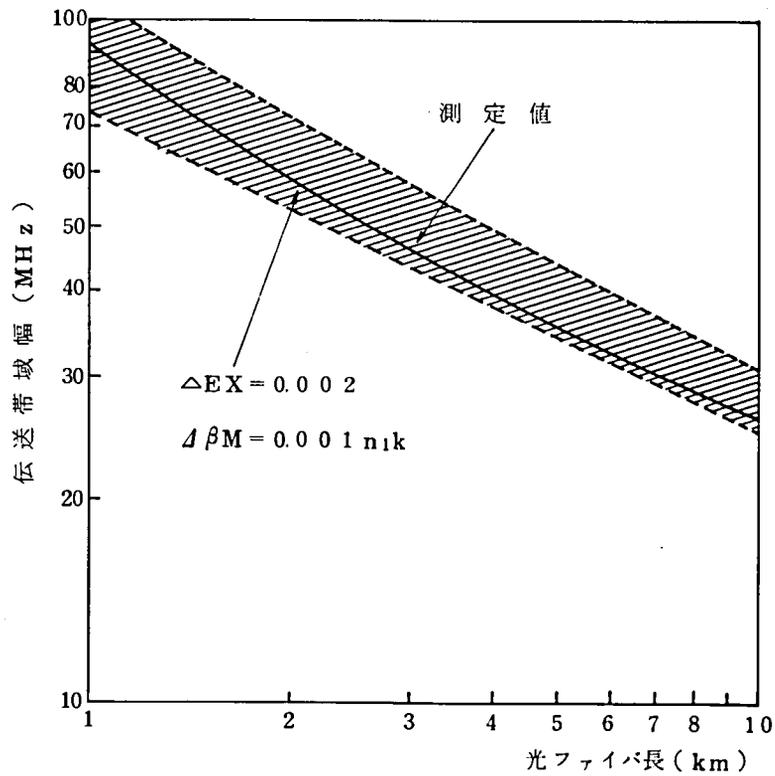


図7.28 $t = 6 \mu\text{m}$ のW形ファイバの帯域幅の長さ特性

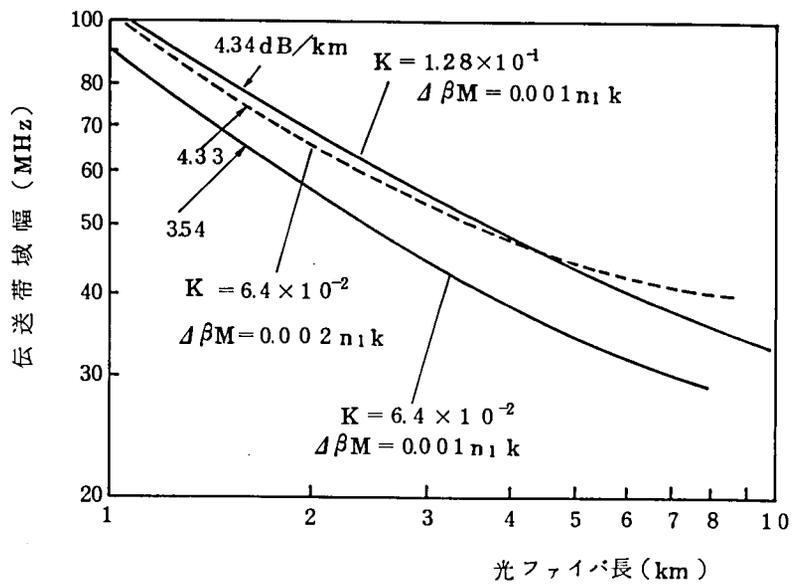


図 7.29 K , $\Delta\beta M$ が変化した場合の
 $t = 6 \mu\text{m}$ のW形ファイバの
 帯域幅の長さ特性($\Delta EX = 0.002$)

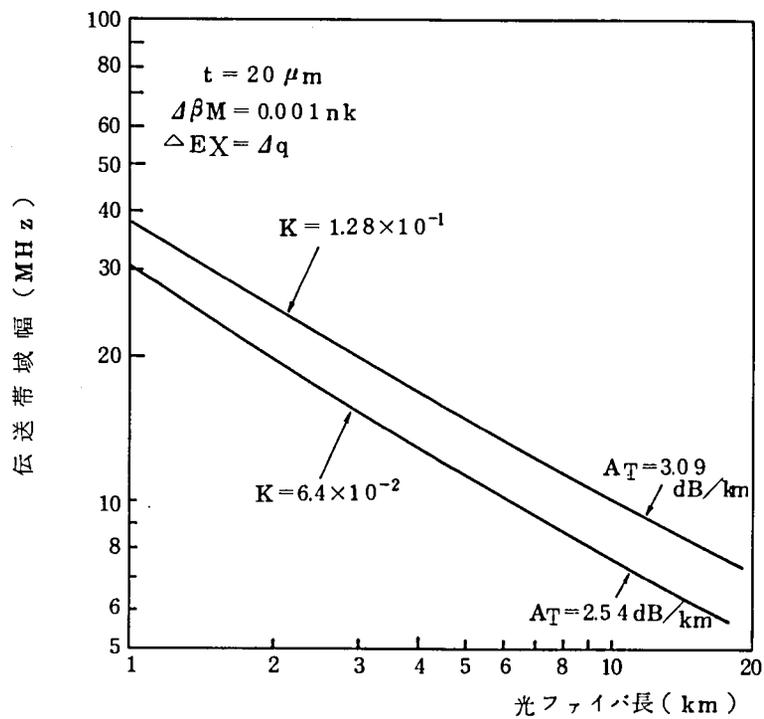


図 7.30 K が変化した場合の $t = 20 \mu\text{m}$ の
 W形ファイバの長さ特性

7.4.4 (4) 位相特性

図 7.3 1, 図 7.3 2 に $t = 6 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$ の W 形ファイバ伝送特性を示す。対象とする周波数範囲ではベースバンドの伝達関数の位相特性は $l = 8 \text{ km}$ でも -180 度を越えない。
すなわち

$$G(f, l) = |G(f, l)| e^{-j\theta(f, l)}, \quad 0 \leq \theta \leq \pi \quad (7.28)$$

モード変換がない場合には第 5 章で述べたように $l = 1 \text{ km}$, $f = 10 \text{ MHz}$ で $\theta = 60^\circ$ となり、しかも位相は l , f に比例する領域にある。モード変換が存在するために周波数が高くなると位相の回転が小さくなる。これは第 5 章の図 5.1 1 と傾向は一致する。現在, CCITT や IEC などの光ファイバ国際標準化委員会においても、位相特性に関してはまだ実験データも少なく、詳細な規格化は今後の課題となっている。

7.4.5. W 形ファイバの定常状態の考察

モード変換係数が (6.18) 式で与えられる場合の定常状態の実現度 η (第 5 章(5.71)式) について検討する。第 5 章の伝搬モード間の一様な結合がある場合の解析と同様に、 η は光ファイバ長 l , ベースバンド周波数 f , モード変換強度 K の関数である。図 7.3 3 に $t = 20 \mu\text{m}$ の W 形ファイバの場合の $\eta - l$ 特性を示す。図 7.3 3 より次のことがわかる。

- $$\left\{ \begin{array}{l} (1) \quad f = \text{一定}, \quad l \text{ が大きい程}, \quad \eta \text{ は } 1 \text{ に近づく} \\ (2) \quad l = \text{一定}, \quad f \text{ が小さい程}, \quad \eta \text{ は } 1 \text{ に近づく} \\ (3) \quad f, l = \text{一定}, \quad K \text{ が大きい程}, \quad \eta \text{ は } 1 \text{ に近づく} \end{array} \right.$$

すなわち l , K が大きい程、 f が低い程定常状態になりやすいという傾向は、(5.55) 式の一様なモード変換係数の場合と同じであるが、図 5.2 3 などと比較すると (6.18) 式の場合には、例えば、 $l = 1.6 \text{ km}$, $f = 10 \text{ MHz}$ で約 $\eta = 0.5$ となり η は小さい。図 7.3 4 には η の中間層幅依存性を示す。 $f = 30 \text{ MHz}$ で、 $t = 6 \mu\text{m}$ と $t = 20 \mu\text{m}$ の W 形ファイバを比較した場合、中間層の小さい方が η が大きく、定常状態になりやすいことがわかる。これは、最低次モードを選択励振し、その光電力がモード変換によって次第に高次モードに遷移する場合、 $t = 6 \mu\text{m}$ の W 形ファイバのモード数はほぼ Δp で決まり、 $t = 20 \mu\text{m}$ の場合は Δq で決まるため、 t が小さい程、早く定常状態になるためと考えられる。

実際の励振はレーザと光ファイバを直接に対向させるか、または励振用レンズを用いる。従ってここで定義した η がどの程度であれば伝送帯域幅を議論する場合に実用上定常状態と言えるのか明らかにすることは重要と考える。

図 7.2 7 をみると、 $f = 10 \text{ MHz}$, $l = 1.0 \text{ km}$ では $\Delta_{EX} \geq 0.001$ 以上の励振条件で伝送帯域幅はほぼ励振条件に依存しないことが判る。この条件は図 7.3 3 から、 $\eta \geq 0.3$ となる。
すなわち

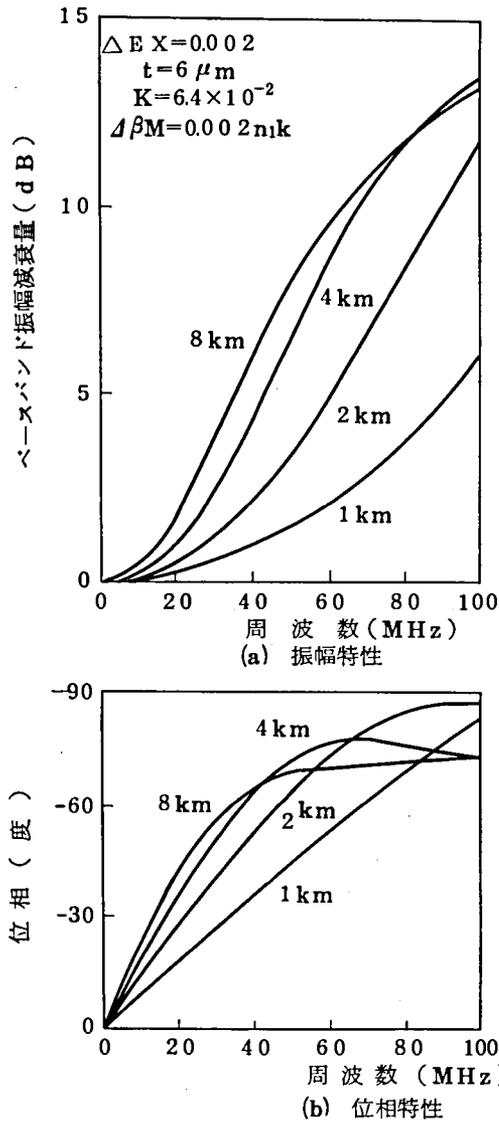


図 7.31 $t = 6 \mu\text{m}$ の W 形ファイバの伝達関数の周波数特性

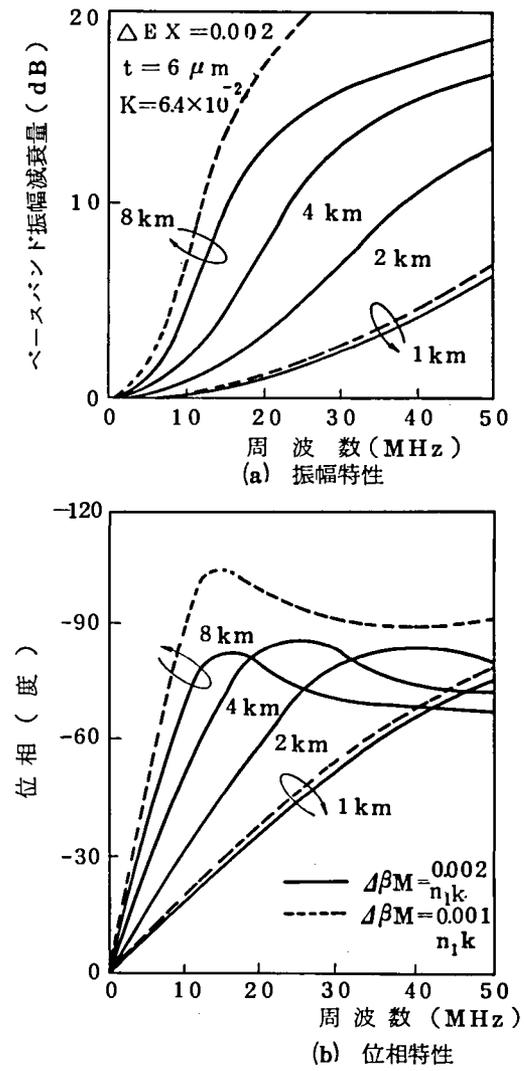


図 7.32 $t = 20 \mu\text{m}$ の W 形ファイバの伝達関数の周波数特性

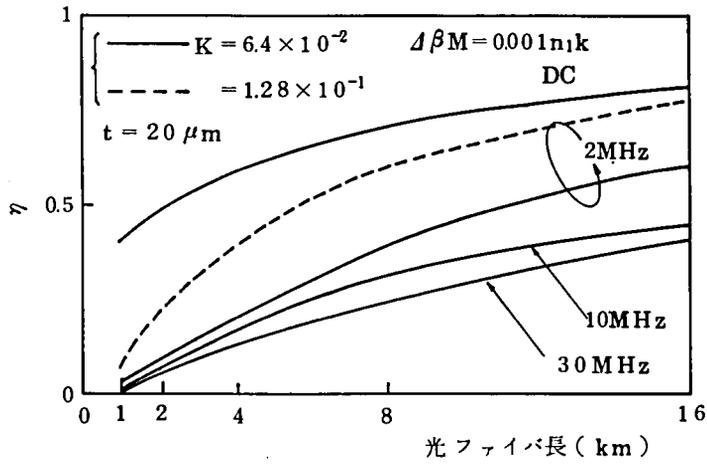


図 7.33 η の長さ特性 ($t = 20 \mu m$)

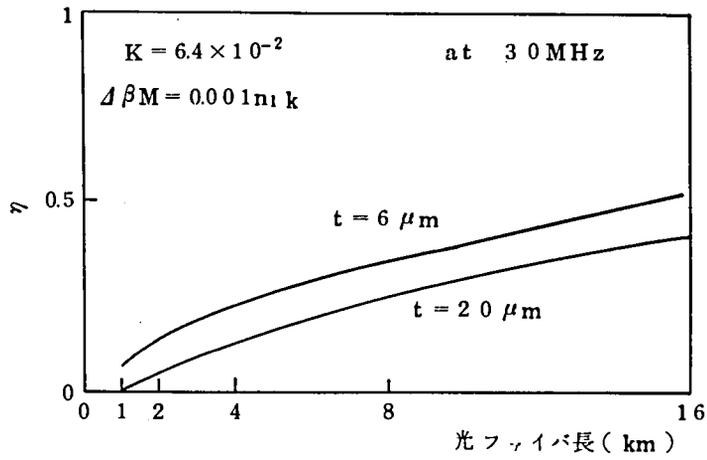


図 7.34 η の長さ特性 ($t = 6 \mu m, 20 \mu m$ の比較)

$$\eta \geq 0.3$$

は実際のW形ファイバの通常の励振法をした場合、伝送帯域幅に関する定常状態の条件である。

7.5 W形ファイバの耐応力特性

光ファイバは誘電体表面波線路であるために外部応力による曲りによって伝送特性の変化を受ける。ここでは、外部応力によって伝送特性が変化しないという特性を“光ファイバの耐応力特性”と呼ぶ。^{7.3)} 光ファイバ単繊維にプラスチックの被覆を施したり、撚り合わせたりしてケーブル化する工程では必ず何らかの機械的な力が光ファイバに加わるため低損失な光ファイバケーブルを製造するために耐応力特性の把握が重要である。

本節では、はじめにW形ファイバとSI形ファイバの耐応力特性の比較に関する実験的検討を行ない、W形ファイバの方が優れていることを示す。次にこれらの実験的検討結果を(7.27)式の解析条件でモード散乱行列法によって考察する。

7.5.1 W形ファイバとSI形ファイバの比較

図7.35に耐応力性の評価法を示す。被覆ファイバ心線を直径500mmのドラムにダンサーの張力を変えて巻取り伝送特性を測定した。供試光ファイバの構造諸元を表7.2に示す。

表7.2 試料光ファイバ構造諸元

ファイバの種類 項目	SI-1	SI-2	SI-3	W-1	W-2	W-3
1-p/1-q/t/a	02/0/0/25	03/0/0/25	04/0/0/25	02/01/5/25	02/02/5/25	02/04/5/25
外径(μm)	132	132	132	132	132	132
コア直径(μm)	50.2	51.3	53.3	54.7	53.5	51.5
中間層幅(μm)	—	—	—	3.0	4.1	5.1

・外形，コア径，中間層幅はプリフォーム寸法からの推定値

表7.3 試料ファイバの屈折率分布

ファイバ 項目	屈折率差	
	Δn_1 (%)	Δn_2 (%)
SI-1	0.25	—
SI-2	0.26	—
SI-3	0.35	—
W-1	0.24	0.14
W-2	0.19	0.28
W-3	0.22	0.43

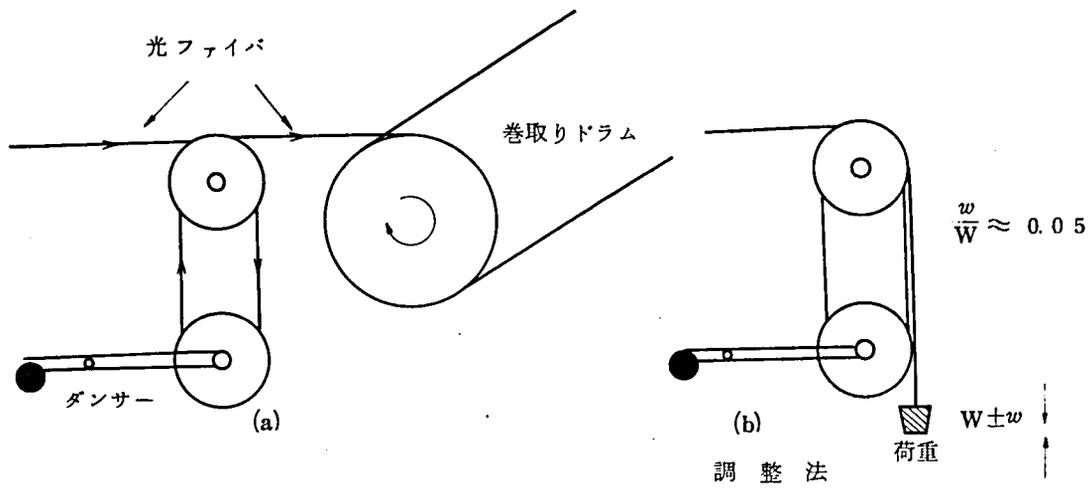


図 7.3 5 ドラム巻き付け張力のかけ方

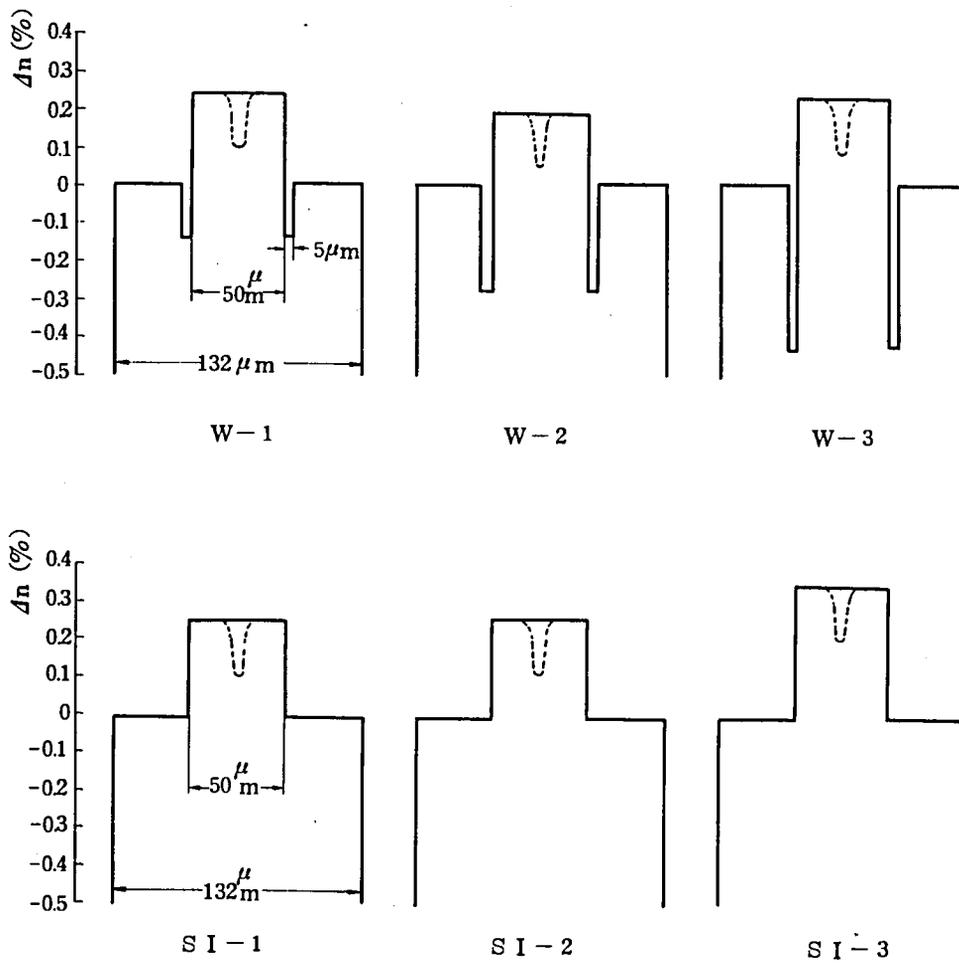
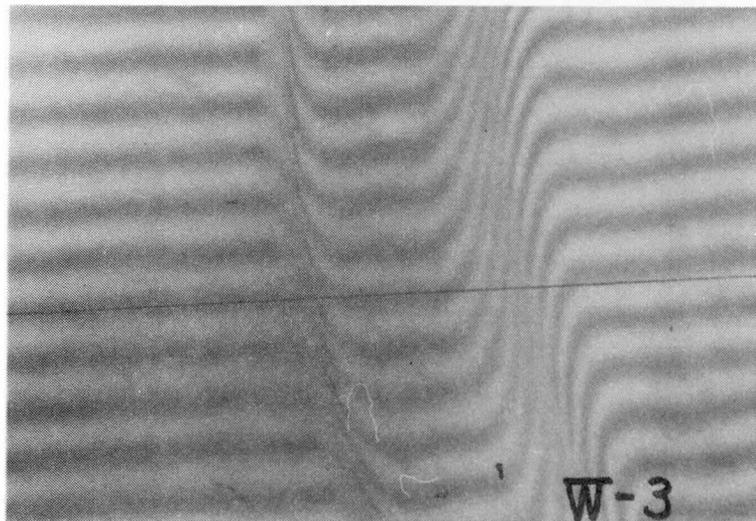
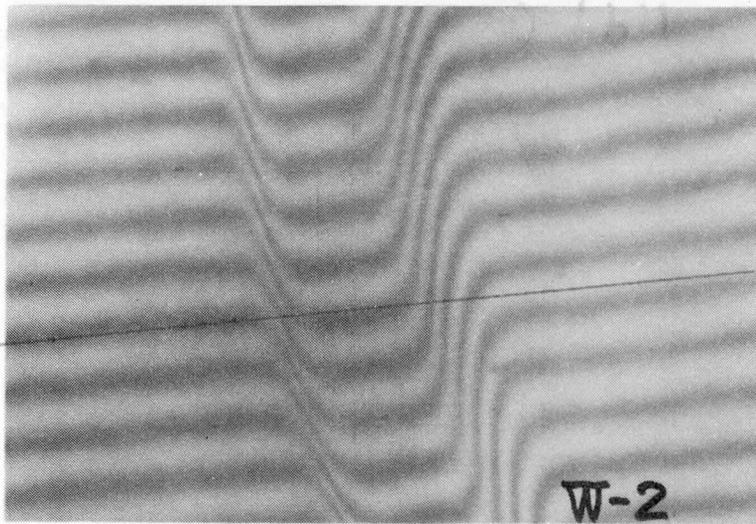
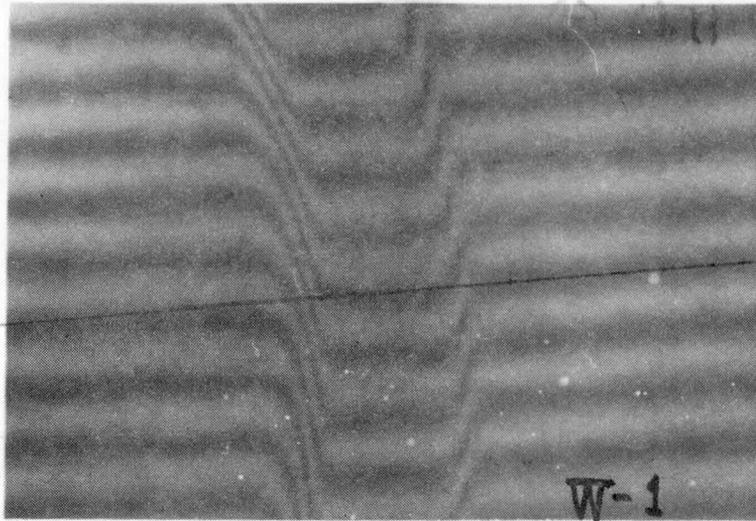
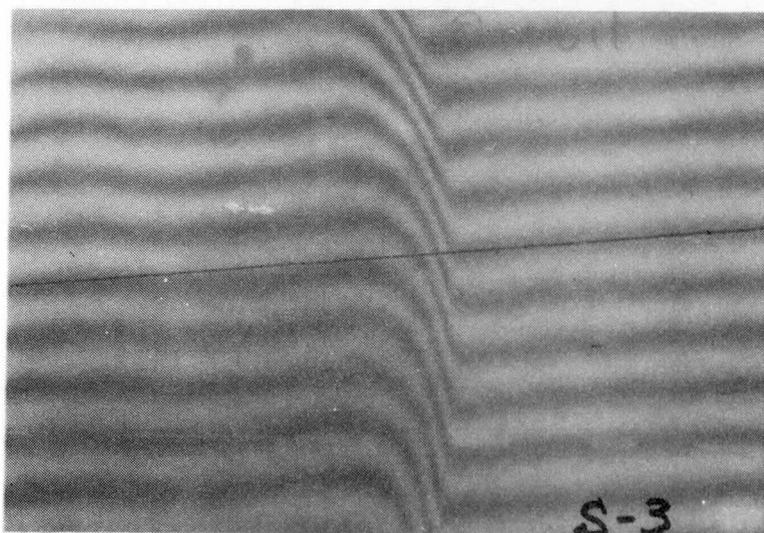
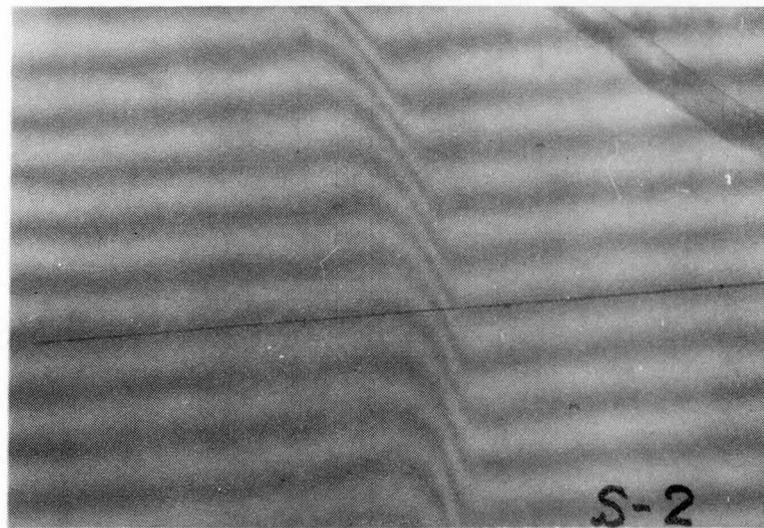
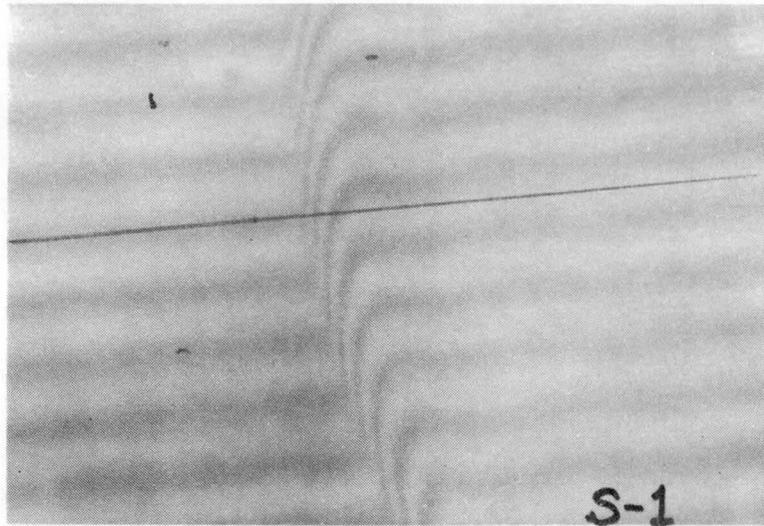


図 7.3 6 試作したW形, SI形ファイバの屈折率分布



(a) W形ファイバ

図 7.3 7 試料ファイバの屈折率分布 (縦方向干渉法)



(b) S I 形ファイバ

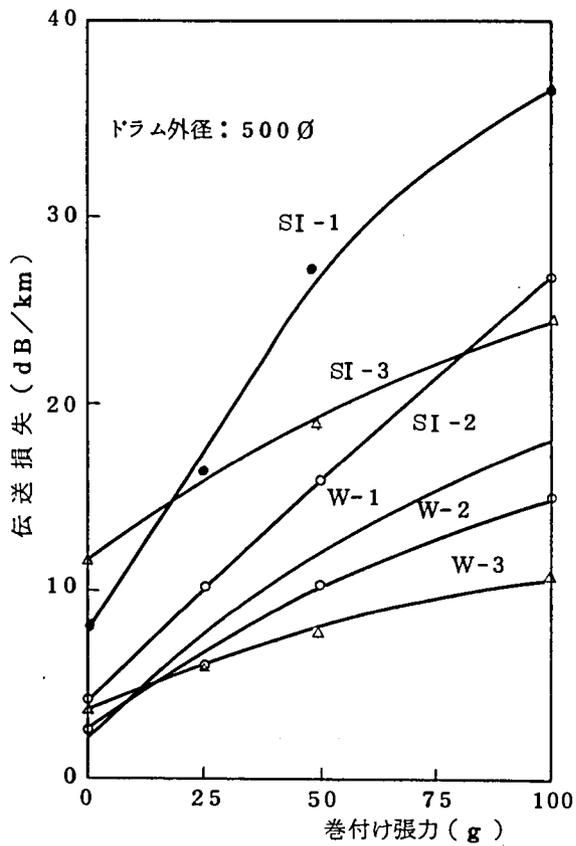


図 7.38 伝送損失と巻き付け張力の関係

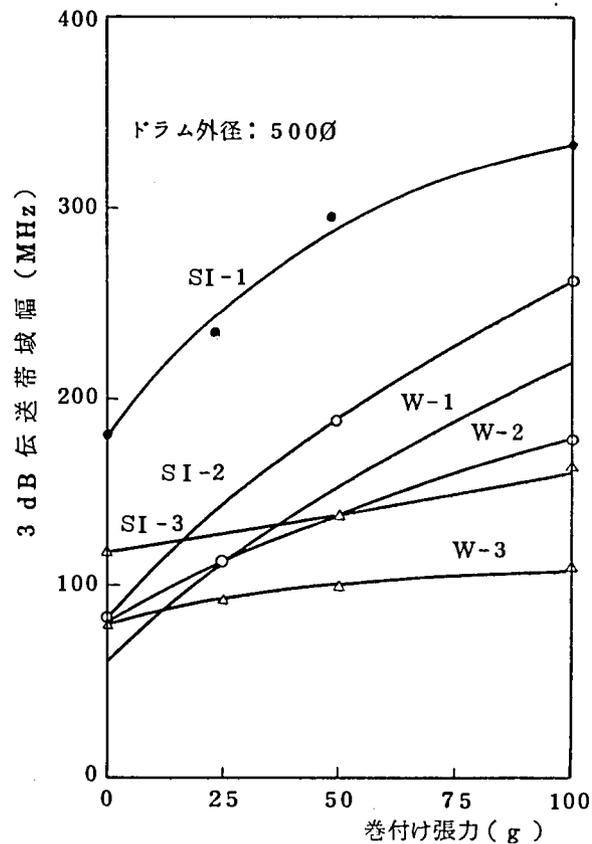


図 7.39 伝送帯域幅と巻き付け張力の関係

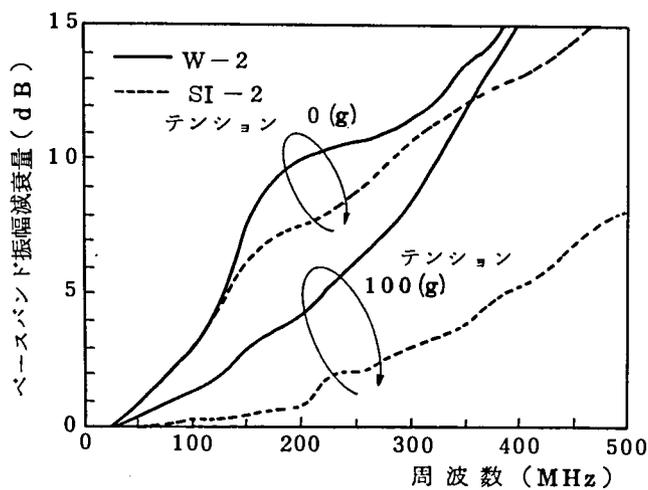


図 7.42 伝送帯域幅の等しいW形, SI形ファイバのベースバンド減衰量の耐応力特性の比較

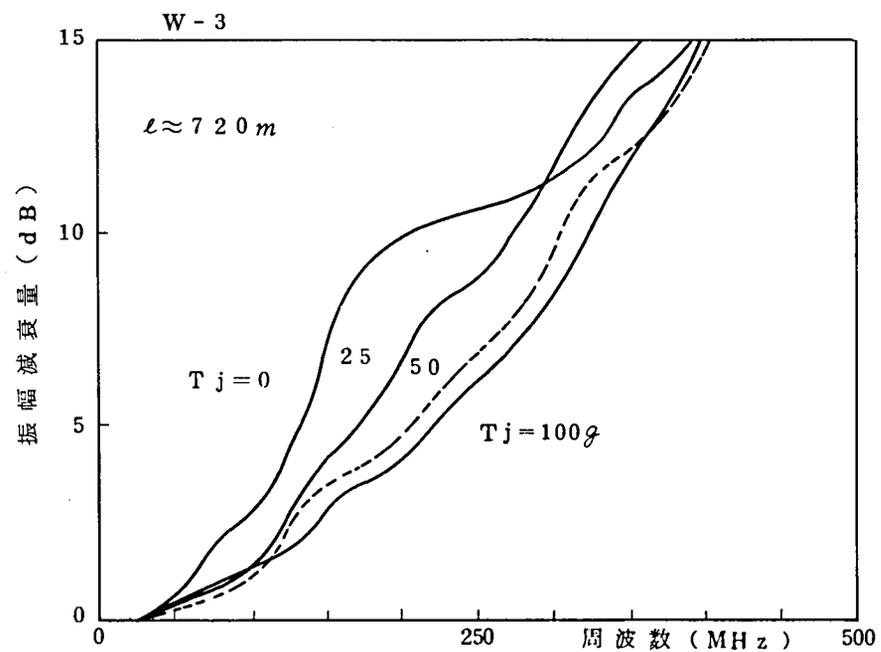
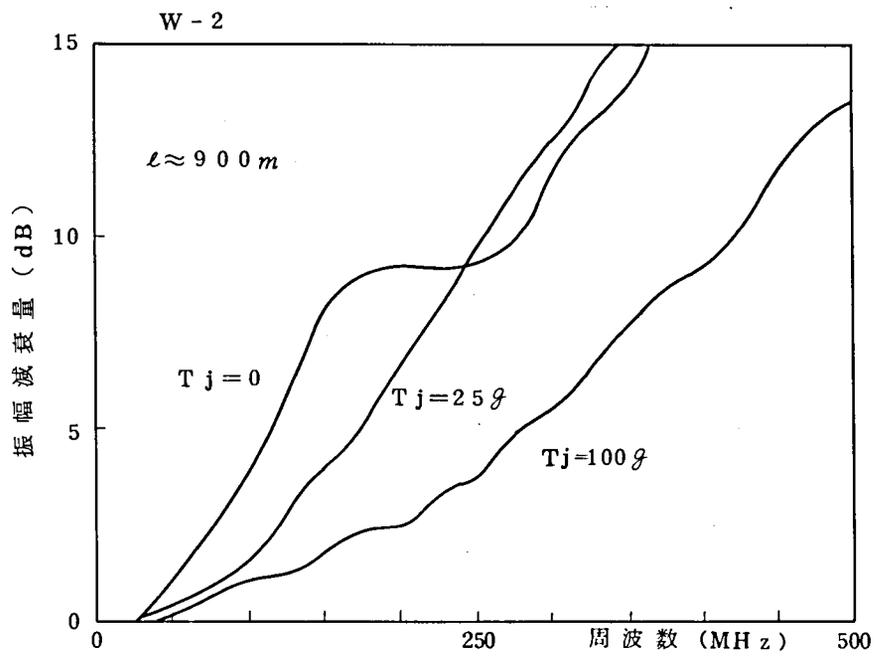
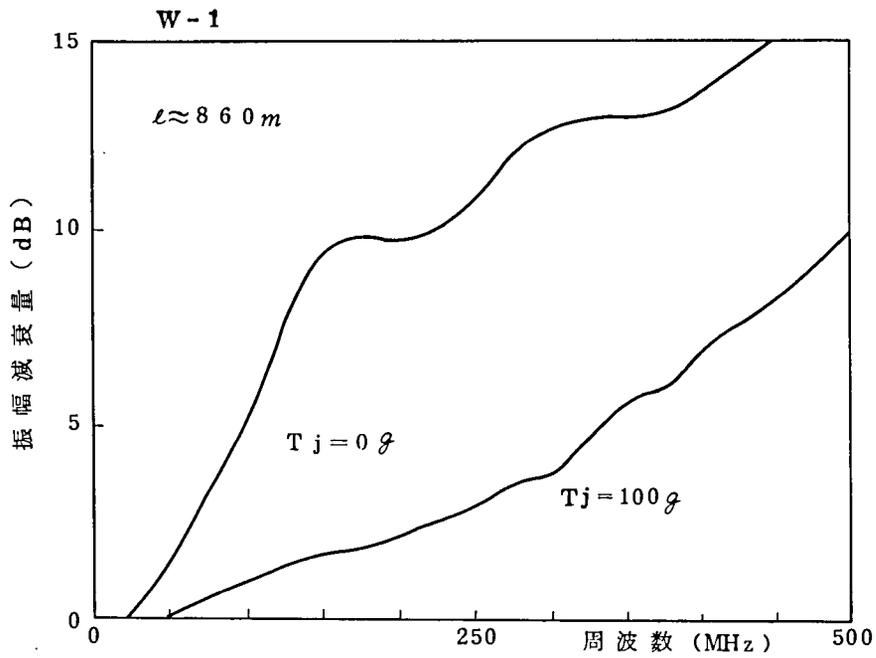


図 7.40 巻き付け張力をパラメータとした場合のW形ファイバの振幅減衰量の周波数特性

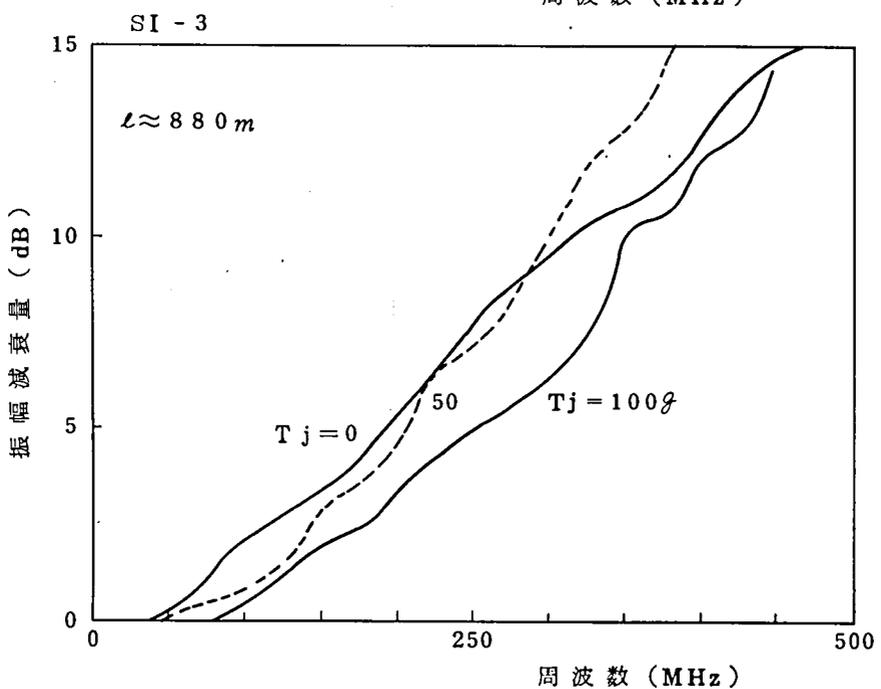
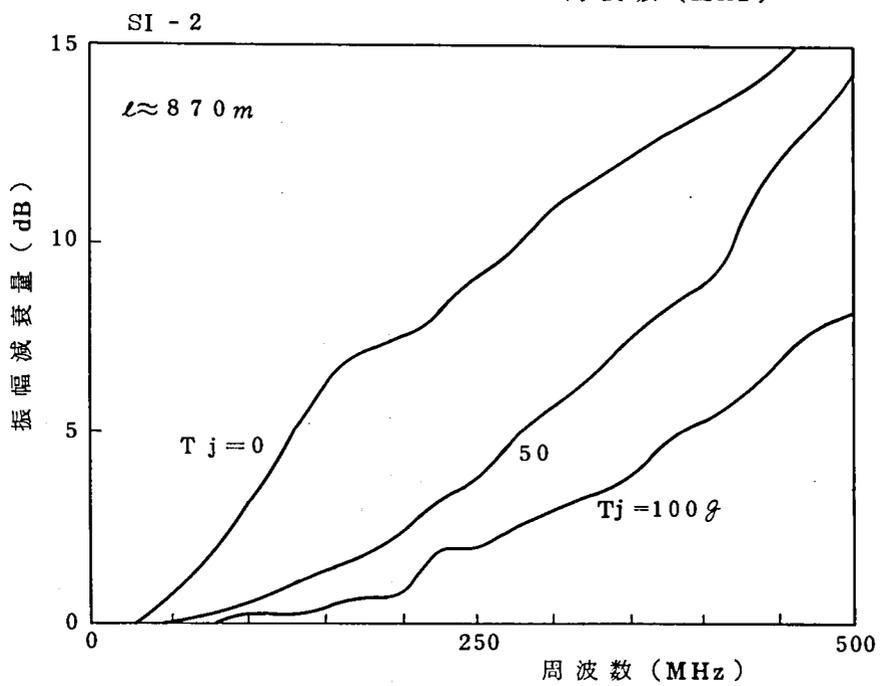
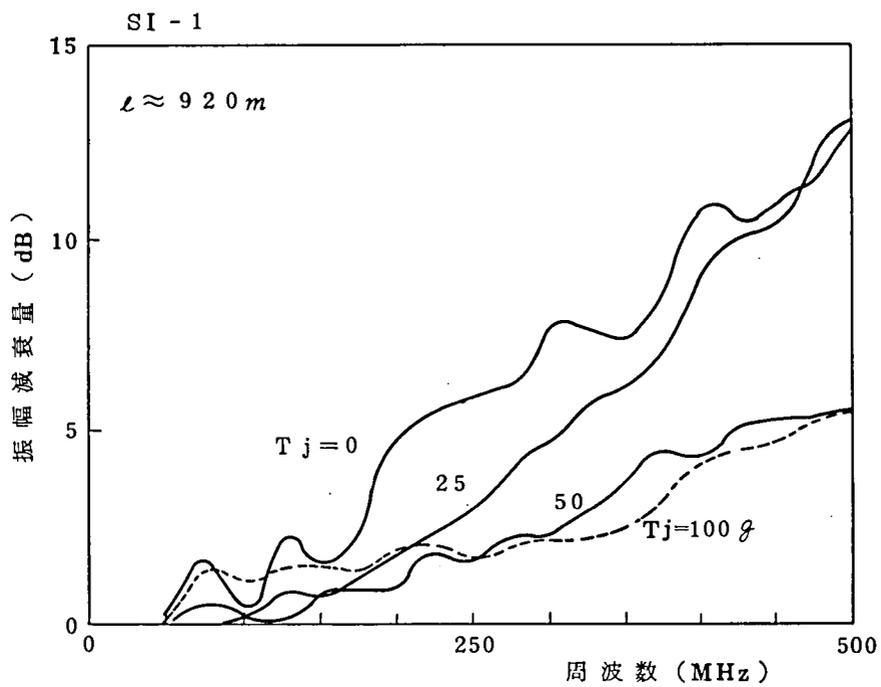


図 7.4 1 巻き付け張力をパラメータとした場合の SI ファイバのベースバンド減衰量

図 7.3 6 に試料の屈折率分布を，また図 7.3 7 にそのもとになる干渉顕微鏡による干渉縞を示す。これらをまとめて表 7.3 に示す。(解析方法は第 4 章 4.4.1 項参照) 伝送損失，伝送帯域幅の測定では励振条件は $NA_L = 0.1$ とした。

図 7.3 8，図 7.3 9 にそれぞれ巻付け張力と伝送損失，伝送帯域幅の関係を示す。

図 7.4 0，図 7.4 1 にそれぞれ W 形ファイバと S I 形ファイバの振幅減衰量の周波数特性を示す。これらにより以下のことがわかる。

- (1) W-1 ~ W-3 を比較すると， Δq が大きい程，耐応力特性が良い。 $\delta = 0.2$ の W 形ファイバの帯域は Δp で決まり，耐応力特性は Δq で決まる。
- (2) S I 形ファイバを比較すると， Δ が大きい程，耐応力特性が良い。
- (3) 図 7.4 2 に W-2 と S I-2 の比較を示す。どちらも無張力の場合には伝送帯域幅が等しいが，耐応力特性は W 形ファイバの方が優れている。

表 7.4 に，これら 6 種類の光ファイバ心線を互いにピッチ 3.5 mm で撚り合わせて，その上に約 1.0 mm ピッチで糸による押え巻きした場合の伝送損失の増加量を示す。

表 7.4 撚り合わせ時の損失増加

光ファイバ	損失増加 (dB/km)
S I-1	16.7
S I-2	4.9
S I-3	1.0
W-1	1.2
W-2	4.5
W-3	0.0

($\lambda = 0.84 \mu\text{m}$)

W-3 の場合には伝送損失が増えにくく，耐応力特性が最もよい。撚り合わせた上に糸巻を施した場合には，一定径のドラムに張力をかけて巻き取る場合と同様に，上の(1)~(3)の結論がそのまま表 7.4 にも当てはまる。

7.5.2 モード散乱行列法による耐応力特性の解析

単一モード動作における W 形ファイバの S I 形ファイバに対する曲げ特性の優越性については理論的にも証明されている。^{7.10)} 一方，多モード W 形ファイバについては今まで実験的な検討が多く，^{7.3), 7.11)} 理論計算を行なっているものについても，損失増加量をはじめから比屈折率差やコア径の関数形を仮定して求めている場合が多い。^{7.7)}

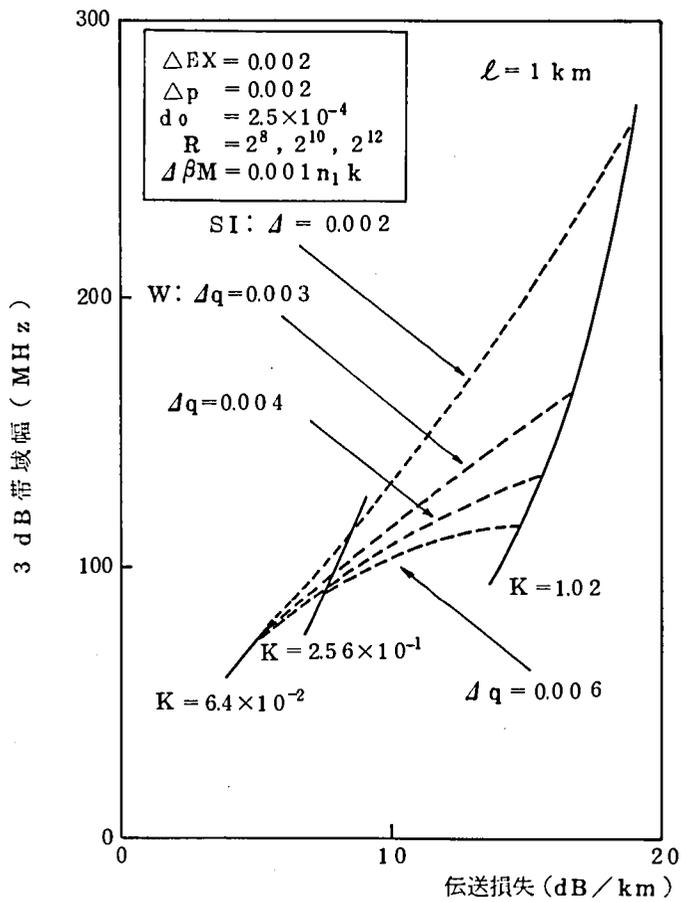


図 7.43 $\Delta\beta M = 0.001 n_1 k$ の場合の伝送帯域幅と伝送損失の関係

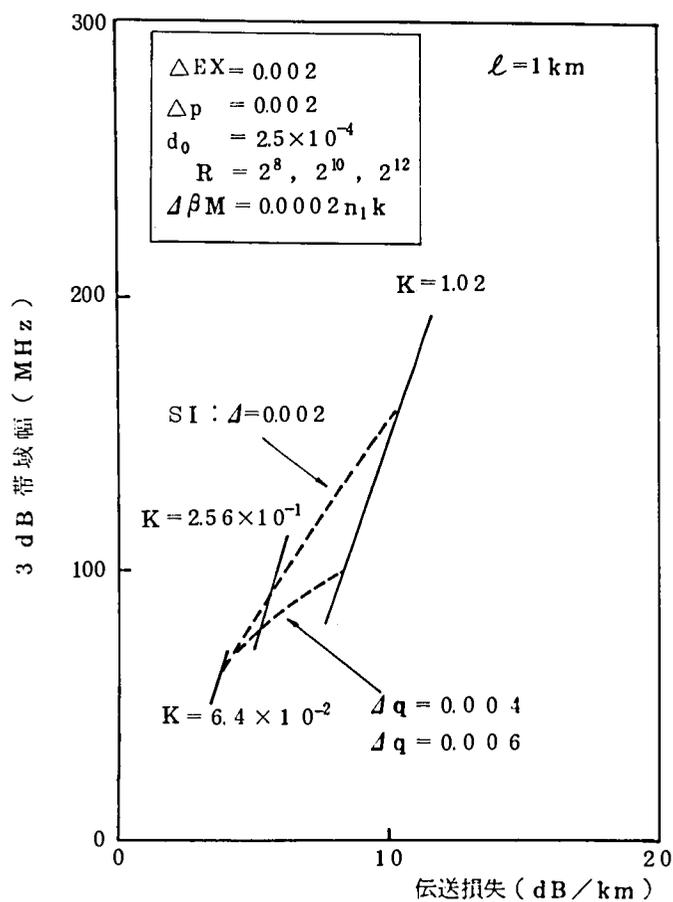


図 7.44 $\Delta\beta M = 0.0002 n_1 k$ の場合の伝送帯域幅と伝送損失の関係

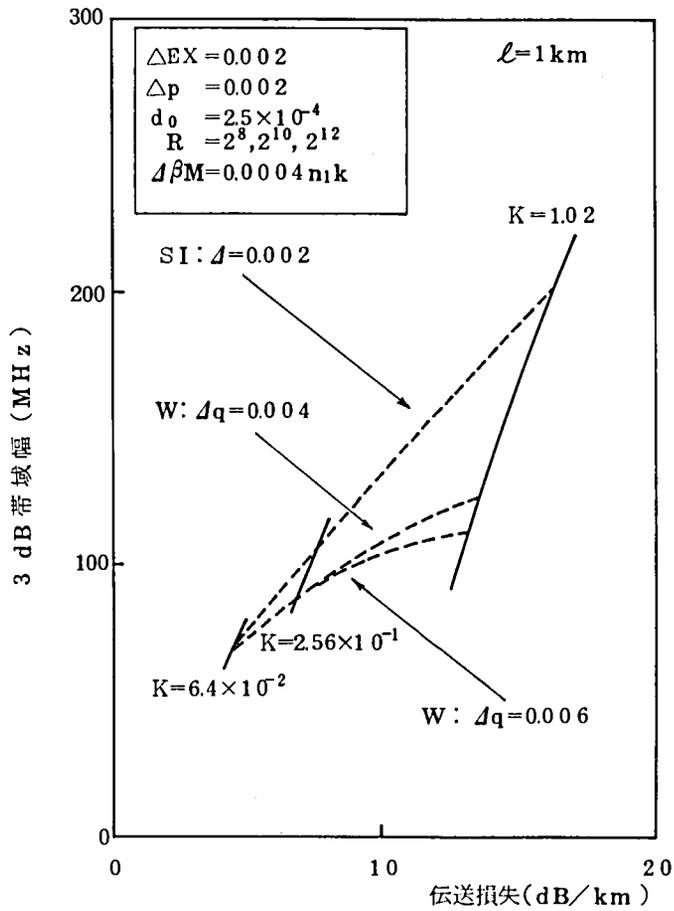


図 7.45 $\Delta\beta M = 0.0004 n_1 k$ の場合の伝送帯域幅と伝送損失の関係

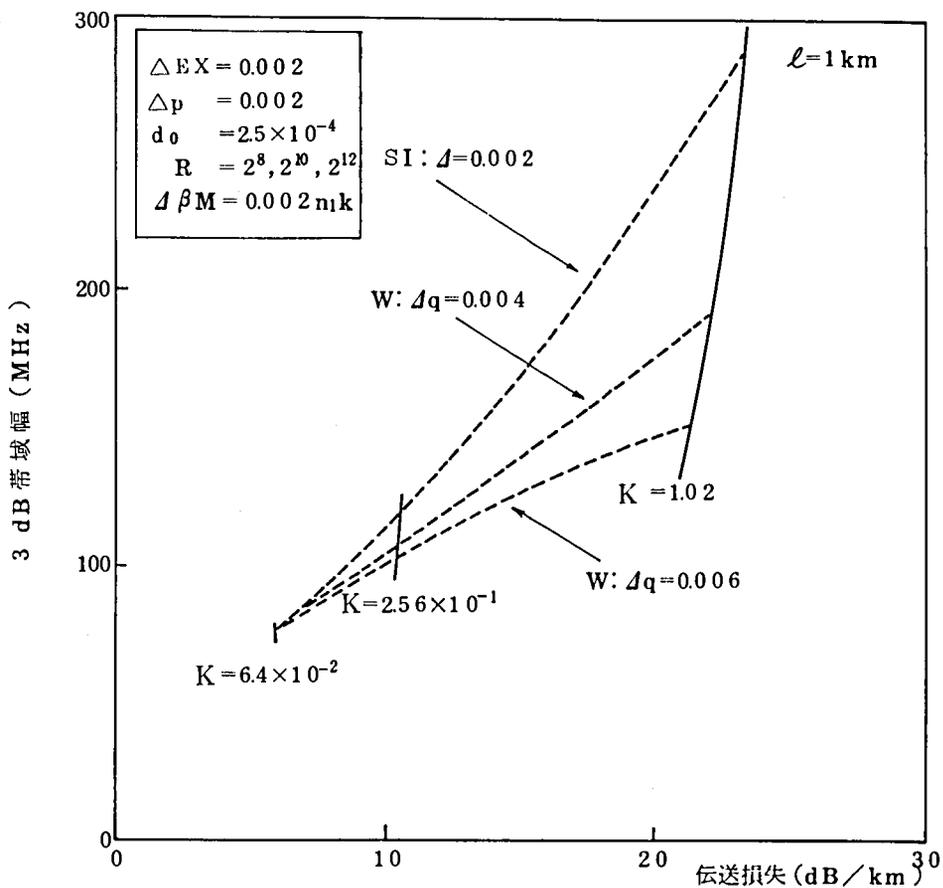


図 7.46 $\Delta\beta M = 0.002 n_1 k$ の場合の伝送帯域幅と伝送損失の関係

ここでは光ファイバに外力が加えられた場合にモード変換強度 K が増大すると仮定し、多モード W 形ファイバの耐応力特性の SI ファイバに対する優位性をモード散乱行列法によって考察する。

図7.4.3に(7.2.7)式の $\Delta\beta_M$ の条件で K を増加させた場合の $\delta = 0.2$ の W 形ファイバの伝送帯域幅と伝送損失特性を示す。ここで $\Delta EX = 0.002$ と仮定した。

図7.4.3より次のことが判る。

(1) SI 形よりも W 形ファイバの方が K の増大に対して伝送特性が変化しにくい。つまり耐応力特性が良い。

($K = 6.4 \times 10^{-2}$ の場合には大体特性は等しい。)

(2) W 形ファイバの比較では Δq が大きい程、耐応力特性が良い。

これらは前節の実験結果と一致する。その理由について考察する。 W 形ファイバの特徴は中間層があり漏洩モードが存在することである。 SI ファイバの場合には、伝搬モードが W 形ファイバの漏洩モードの位相定数を有するモードに変換されれば、それは放射モードとなり伝送損失増加となる。従って、伝搬モードへの再変換はなく、全体のモード構成が低次に偏り、広帯域となる。一方、 W 形ファイバの場合には、低次の漏洩モードから伝搬モードへの変換が考えられ、これが W 形ファイバの耐応力特性が良い原因と考えられる。

図7.4.4には $\Delta\beta_M$ が(7.2.7)式の $\frac{1}{5}$ の $2 \times 10^{-4} n_{1k}$ の場合のシミュレーション結果を示す。この場合には $\Delta q = 0.004$ と 0.006 の場合で、耐応力特性の差はなく、実験結果と異なる。同様に図7.4.5には(7.2.7)式の $\Delta\beta_M$ の $\frac{1}{2.5}$ の場合の計算結果を示す。この場合には $\Delta q = 0.004$ と 0.006 の耐応力特性は Δq の大きい方が良く、実験における傾向と一致する。図7.4.6には(7.2.7)式の $\Delta\beta_M$ の2倍の場合の結果を示すが、図7.4.3、図7.4.5と同様に、 Δq の効果が見られる。

図7.4.4の場合には $\Delta\beta_M$ が小さすぎて、元々、高次の漏洩モードまで拡がらないので Δq を大きくしても効果はない。次に $K = 1.02$ の場合の $\Delta q = 0.006$ の W 形と SI 形ファイバの伝送損失増加の差を調べると、 $\Delta\beta_M = 1 \times 10^{-3} n_{1k}$ が最も大きく、ついで、 $\Delta\beta_M = 4 \times 10^{-4} n_{1k}$ 、 $\Delta\beta_M = 2 \times 10^{-4} n_{1k}$ 、 $\Delta\beta_M = 2 \times 10^{-3} n_{1k}$ の順である。

前節の中間層幅の検討で求めた(7.2.7)式の条件の場合が、 SI 形に対する耐応力特性の優位性が最も大きいことが判る。 $\Delta\beta_M$ が大き過ぎ、伝搬モードが直接高次の漏洩モードに変換された場合には、 Δq を大きくしても効果が小さいこともわかった。

これらの結果は、 W 形ファイバの耐応力特性がよい原因が、低次の漏洩モードから伝搬モードへの光電力の変換であることを示すものである。

本節の結論として

(1) W 形ファイバの耐応力特性は低損失な低次の漏洩モードから伝搬モードへの光電力の変換でもたらされる。

- (2) $\Delta\beta_M$ が大きすぎるとW形ファイバでも耐応力特性が悪くなる。
- (3) $\Delta\beta_M$ が小さすぎると、 Δq を大きくしても耐応力特性は改善されない。
- (4) $\Delta p = 0.002$, $\Delta q = 0.006$, $\delta = 0.2$ の場合には、(7.27)式で実験的に予測したモード変換パラメータの場合が、SI形ファイバに対し、W形ファイバの耐応力特性の優位性が最も顕著である。

7.6 ま と め

本章ではW形ファイバの実験的検討及び理論的検討によって(7.27)式に示したモード変換パラメータを決定した。このパラメータは第6章の場合と同じく心線化によるマイクロバンドに支配されるものである。(7.27)式のパラメータを用いたモード散乱行列法による数値計算の結果、(i)中間層幅依存性、(ii)伝送帯域幅の長さ特性、(iii)励振条件依存性、(iv)耐応力特性等殆んど全ての多モードW形ファイバの伝送特性の解析が可能となった。

本章ではW形ファイバの中間層幅の伝送特性に及ぼす影響を明らかにした。 $\delta \geq 0.67$ のW形ファイバは $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ 帯で2 dB/km以下の低損失が可能であることを示した。また伝送帯域幅特性の等しいW形とSI形ではW形の方が耐応力特性が良いことを示した。

第8章 広帯域アナログ光伝送用多モード光ファイバの検討

8.1 序

半導体レーザとGIファイバを用いた広帯域アナログ光伝送における伝送歪について述べる。半導体レーザは発光ダイオードに比べ応答が速いので、例えばVHF帯(90~200 MHz) TV多重伝送等への応用が検討されている。⁸⁻¹⁾この光伝送システムは現行のテレビ電波7波の信号を半導体レーザで直接光に変換し1本の光ファイバで多重伝送するものである。しかしながらレーザの空間的コーヒーレンシや多モードファイバのゆらぎによるスペクトルの変化、駆動電流や周囲温度変化による発振波長の変化、光ファイバ端面及び伝送路からの反射波によるレーザの電流対光出力の非直線性等によって歪や雑音が発生し、これらが実用化のための障害となっている。^{8・2), 8・3), 8・15), 8・16)}

この他にもレーザに直接変調をかけると雑音が発生し歪特性も劣化することが知られている。^{8・5)~8・6)}

一方、多モード光ファイバ伝送によって雑音が発生することはEpworthが実験的に確認している。^{8・7)~8・9)}

^{8・10), 8・11)}
Petermanは光コネクタ部のような伝送路上の不連続部による歪、雑音の定量解析を行なっている。^{8・12), 8・13)}

筆者はGIファイバを用いたTV多重伝送システムの開発に携わったが、上で述べた諸現象の他に、光ファイバ伝送によっても、高調波歪特性が悪化するという問題に直面した。

現在のところ、多モード光ファイバ伝送による歪特性の劣化は、その発生機構の解明及び対策も十分でなく、広帯域アナログ光伝送システムの大きな障害となっている。

本章では多モード光ファイバ伝送におけるこのような高調波歪発生モデルを考察し、広帯域アナログ光伝送に適した光ファイバの設計の一助とする。

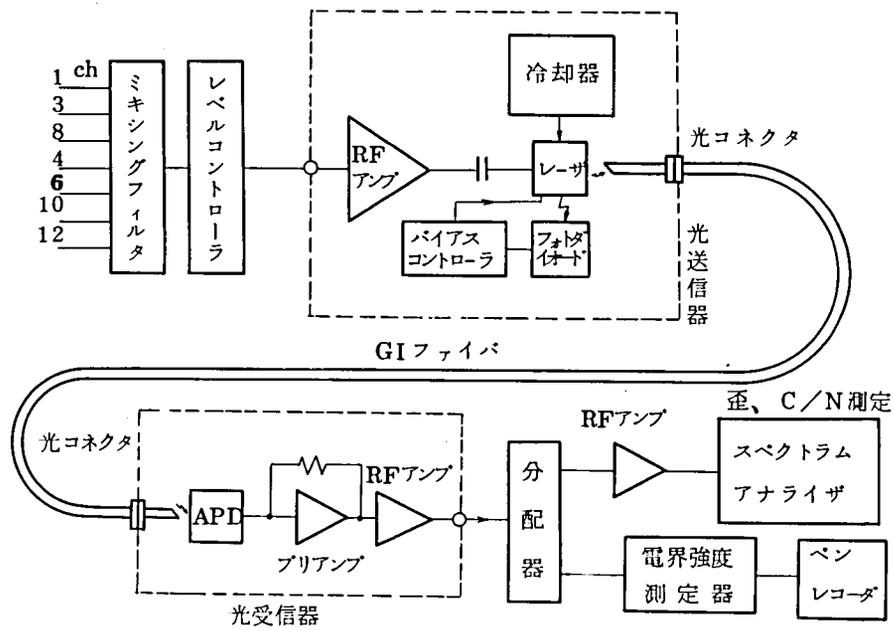


図 8.1 VHF・TV多重伝送系及び測定系のブロック図

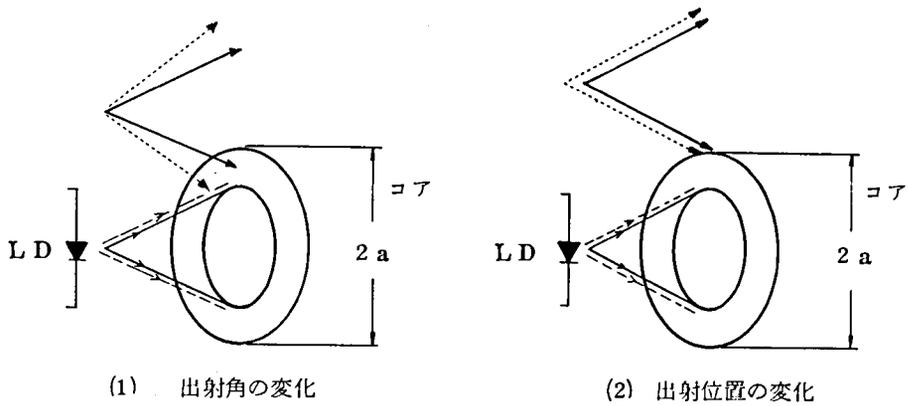


図 8.2 光線モデルによる励振状態の変化の様子

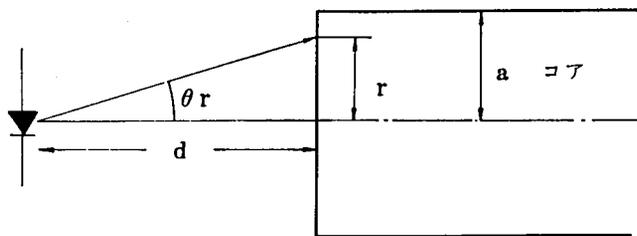


図 8.3 光線近似によるレーザと光ファイバの結合

8.2 多モード光ファイバによる広帯域アナログ光伝送歪

高品質な画像伝送を行なうためにはC/N（信号対雑音比）と歪特性を規格内に入れる必要がある。C/Nは画質のちらつきに、歪は画質の横じまになってあらわれる。C/Nおよび歪の規格値はそれぞれ43 dB, -50 dBである。

一般に光ファイバの伝送特性のうち伝送損失と伝送帯域幅は特に重要である。

アナログ光伝送においては伝送路の伝送損失はC/Nに効くが、歪特性に影響を与える光ファイバの伝送パラメータは明らかではない。

図8-1にVHF帯7ch TV多重光伝送システムの構成を示す。この構成において入出力端の光ファイバ端面は斜めに研磨されており、コネクタは高精度密着タイプを用い伝送路からレーザへ反射波が戻らないようにしてある。また、レーザは温度コントローラにより±0.2°C内にその温度が制御され^{8・15)}発振波長の変化が生じないように工夫されている。

図8.1において数メートルのGIファイバを用いた場合の2次高調波歪は約-58 dBとレーザの電流・光出力特性で決まる歪特性が得られる。しかし $\Delta = 0.01$, $2a = 50 \mu\text{m}$ の標準のGIファイバ1 kmを用いると信号の2次高調波歪は-48 dB程度になり、長尺の光ファイバ伝送によっても歪が大きくなることが実験的に確かめられている。^{8・16)}

光ファイバ自体は線形な伝送路であるから光ファイバそのもので歪が増大するとは考えにくい。そこでここではレーザに変調をかけることによって光ファイバに励振されるモードが変化するというモデルの考察を行なう。

8.2.1 光ファイバへの励振モードが変化するモデル

光強度変調を受けた半導体レーザの出射特性は複雑で、現在のところ十分な説明は行われていない。本節では光ファイバへの励振モードの変化を図8.2に示す(1)レーザ出射角の変化及び(2)出射位置の変化の2つのモデルで等価的に解析する。

はじめに(1)について考察する。

図8.3のようにファイバ端面から距離dの位置にレーザをおきコア半径a, 比屈折率差 Δ のGIファイバ($\alpha \approx 2$)を励振する問題を考える。レーザは点光源と仮定する。

子午光線を考えると、角度 θ_r で中心からrの位置に入射する光線は、2章(2.147)式により次式で表わされるモードとして光ファイバに入射する。

$$m = M \left[\left(\frac{r}{a} \right)^2 + \left(\frac{\sin \theta_r}{n_1 \sqrt{2\Delta}} \right)^2 \right] \quad (8.1)$$

$$\tan \theta_r = r/d \quad (8.2)$$

付録3に示すように r は d , m の関数としてほぼ

$$r \doteq \frac{a(NA)}{\sqrt{(NA)^2 + (\frac{a}{d})^2}} \sqrt{\frac{m}{M}} \quad (8.3)$$

で表わされる。

伝搬モードとなる r の最大値 r_M は $m = M$ とおいて

$$r_M(d, NA) = \frac{a(NA)}{\sqrt{(NA)^2 + (\frac{a}{d})^2}} \quad (8.4)$$

となる。

$NA = 0.2$ の場合, $2a = 50 \mu\text{m}$, $120 \mu\text{m}$ の場合の θ_r の最大値と r_M/a と d の関係を図8.4に示す。レーザの発光状態の変化によって実際には光ファイバへの励振モード分布が変化するが, ここでは簡単のために最高次伝数モード近傍の励振モード数の離散的な変化を仮定する。

(8.3)式で, 最高次伝搬モード近傍の励振モード数が1だけ変化すると仮定する。この時の r の変化は次のようになる。

$$\Delta r \approx \frac{a \cdot NA}{\sqrt{(NA)^2 + (\frac{a}{d})^2}} \frac{1}{2M} \quad (8.5)$$

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} k a n_1 \sqrt{\Delta} \quad (8.6)$$

であるから Δr は次式で近似される。

$$\Delta r \approx \frac{1}{\sqrt{(NA)^2 + (\frac{a}{d})^2}} \frac{1}{k} \quad (8.7)$$

$NA = 0.2$, $2a = 50 \mu\text{m}$, $d = 100 \mu\text{m}$ とすると, $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ で

$$\Delta r \approx 0.4 \mu\text{m}$$

となる。これは光ファイバ端面への入射角の変化として

$$\Delta \theta = \left| \tan^{-1} \frac{r \pm \Delta r}{d} - \tan^{-1} \frac{r}{d} \right| \doteq 0.22^\circ$$

となる。同様に $2a = 120 \mu\text{m}$ の場合には $\Delta \theta \doteq 0.1^\circ$ の入射角の変化で $\Delta M = 1$ となる。

次に図8.2の(2)の場合について考える。(8.1)式で $\sin \theta_r = \text{一定}$ として m を $m \rightarrow m + \Delta M$ とすると ΔM と Δr の関係は次の様になる。

$$\Delta M = M \frac{2r \cdot \Delta r}{a^2} \quad (8.8)$$

図8.4より $d = 100 \mu\text{m}$, $2a = 50 \mu\text{m}$ とすると $r_M/a \approx 0.6$ であるのでオーダ的には次式が成立する。

$$\Delta M \approx \frac{\Delta r}{a} M \quad (8.9)$$

$a = 25 \mu\text{m}$, $M = 23$ とすると $\Delta r \approx 1 \mu\text{m}$ で $\Delta M = 1$ が起こることになる。

8.2.2 レーザと光ファイバの結合による高調波歪

光ファイバ内のモード変換はなく、送受光素子の光・電流変換特性は線形と仮定する。

レーザに $\cos \omega t$ に比例した電流で強度変調をかけると光ファイバ出力波形の時間関数 $f_0(t)$ は次のようになる。

$$f_0(t) \propto \sum_{m=1}^{M_{\text{ex}}} P(m) \cdot \cos \omega [t - \tau(m)] \quad (8.10)$$

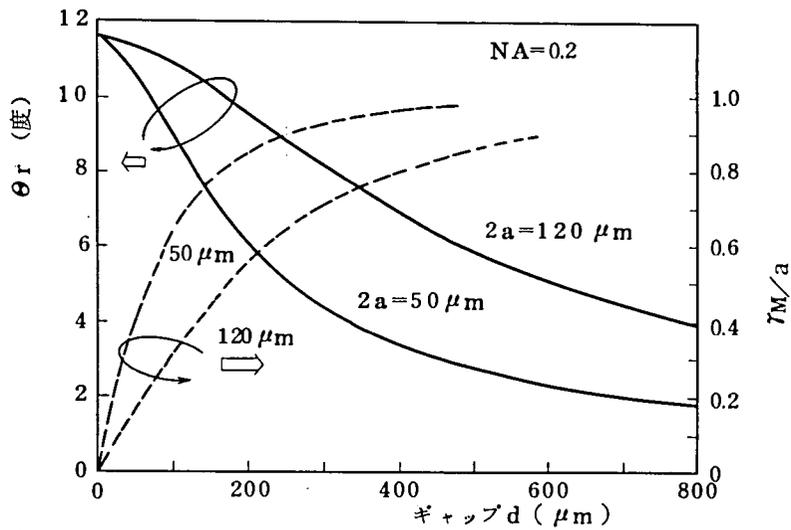


図 8.4 光ファイバ・LDのギャップ d と、 θ_r , rM/a の関係

ここに M_{ex} は実際に励振される励振モード数, $P(m)$ は第 m モードの励振電力, $\tau(m)$ は第 m モードの群遅延時間であり, 各モードに共通な遅延項を省略すると次式となる。

$$\tau(m) = \frac{l}{c} n_1 \frac{(\delta\alpha)}{\alpha+2} \Delta \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \quad (8.11)$$

ここに l : 光ファイバ長, n_1 : コア中心屈折率, $\delta\alpha$: 最適グレーディング指数からのずれ, c : 光速である。

励振モード数の変化として下述より次式を仮定した。

$$M_{ex} = M_{av} + \Delta M \cdot \sin \omega t \quad (8.12)$$

(8.11), (8.12) 式を (8.10) 式に代入し, 時間に依存しない項と第3次高調波以上の項を無視すると次式を得る。

$$f_0(t) \propto A_1 [\cos(\omega t - \theta)]^{-q} / 2 \cos(2\omega t - \theta) \quad (8.13)$$

$$A_1 = \sin r_0 / \sin(r_0 / M_{av}) \quad (8.14)$$

$$r_0 = \frac{w \cdot l n_1 (\delta\alpha)}{2c(\alpha+2)} \Delta \quad (8.15)$$

$$\theta = \frac{M_{av} + 1}{M_{av}} r_0 \quad (8.16)$$

$$q = \frac{r_0}{M_{av}} \Delta M \quad (8.17)$$

上式で $d \approx 2$, $M_{av} \approx M_{av} + 1$, $P(m)$ は m に対して一定とすると, 第2次高調波歪 η_{2nd} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \eta_{2nd} &= 20 \log_{10} \left(\frac{q}{2} \right) \\ &= 20 \log_{10} \left[\frac{\sqrt{2} \lambda_p}{16c} \cdot \frac{l \sqrt{\Delta} (\delta\alpha) \cdot \Delta M \cdot f}{a} \right] \quad (\text{dB}) \end{aligned} \quad (8.18)$$

ここに λ_p は LD の中心波長, f は変調周波数で次式で与えられる。

$$f = \frac{w}{2\pi} \quad (8.19)$$

モード数は離散的であるため (8.12) 式は図 8.5 で示される関数 $g(t)$ で次式で表わされる。($g(t)$ の大きさは 1 とする。)

$$M_{ex} = M_{av} + g(t) \quad (8.20)$$

$g(t)$ を Fourier 級数展開すると

$$g(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\sqrt{2}}{\pi n} \cos\left(n\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \quad (8.21)$$

となり基本波 ($n = 1$) のみの振幅を考えると $2\sqrt{2}/\pi \approx 0.9$ であるので (8.12) 式で考察し、あとで $\Delta M = 1$ と置いて考えても結果には本質的な影響は及ぼさない。

(8.18) 式はレーザに変調をかけたことによってGIファイバに励振されるモード数が変化すると仮定したモデルにおいて第2次高調波歪 η_{2nd} の光ファイバパラメータ及び伝送パラメータ依存性を示すものである。(8.18) 式は励振モード数 M_{EX} と平均値 M_{AV} を次式で表わしこれらを(8.10) 式, (8.11) 式へ代入しても求められる。

$$M_{EX} = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha+2}} a\sqrt{\Delta} n_1 \frac{2\pi}{\lambda_p + \Delta\lambda \cos\omega t} \left(1 + \frac{\Delta M}{M_{AV}} \cos\omega t \right) \quad (8.22)$$

$$M_{AV} = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha+2}} a\sqrt{\Delta} n_1 \frac{2\pi}{\lambda_p} \quad (8.23)$$

(8.22), (8.23) 式を用いることによってレーザの波長の変化による歪特性の解析が可能となる。

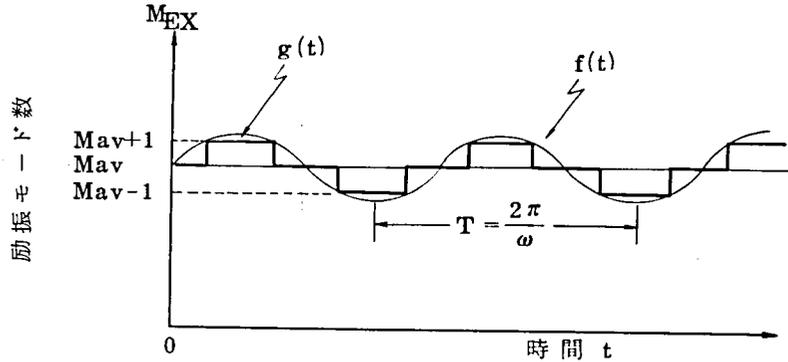


図 8.5 励振モード数の時間関数のモデル

今 M_{EX} は 1 に比べて十分大きく, $\Delta M \approx 1$ と仮定し, また全モード一様励振を仮定する。

(8.22) 式を (8.10) 式へ代入すると,

$$f(t) \propto \sum_{m=1}^{M_{AV}} \cos\left[\omega t - K_1 m \ell w \lambda_p + K_1 m \ell w \left(\Delta\lambda + \frac{\Delta M}{M_{AV}} \lambda_p\right) \cos\omega t - K_1 m \ell w \Delta\lambda \frac{\Delta M}{M_{AV}} \cos^2\omega t\right] \quad (8.24)$$

$$\text{ここに } K_1 = \frac{(\delta\alpha)}{c} \frac{\sqrt{2\Delta}}{8\pi a} \quad (8.25)$$

ここで (8.24) 式の第2項は固定位相分で歪に関係しないので省略して考える。

Bessel 関数の公式

$$A \cos(\omega t + m_0 \cos\omega t) = A \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} J_{\nu}(m_0) \cos\left[(\omega + \nu\omega)t + \frac{\nu}{2}\pi\right] \quad (8.26)$$

を用い, $m_0 \ll 1$ の場合を仮定し m_0 の1次の項まで考えると

$$\left. \begin{aligned} J_0(m_0) &\approx 1 \\ J_1(m_0) &= -J_{-1}(m_0) \approx \frac{m_0}{2} \end{aligned} \right\} \quad (8.27)$$

であるから (8.26) 式は次式となる。

$$\begin{aligned} A \cos(wt + m_0 \cos pt) &\doteq A \cos wt + \frac{A}{2} m_0 \cos\left\{(w+p)t + \frac{\pi}{2}\right\} \\ &+ \frac{A}{2} m_0 \cos\left\{(w-p)t + \frac{\pi}{2}\right\} \end{aligned} \quad (8.28)$$

従って (8.26) 式の 2 次歪まで考慮すると

$$f(t) \propto \sum_{m=1}^{M_{av}} \left\{ \cos wt + \frac{w}{2} K_{1m} \ell (\Delta\lambda + \lambda_p \frac{\Delta M}{M_{av}}) \cos\left(2wt + \frac{\pi}{2}\right) \right\} \quad (8.29)$$

M の変化は小さく、また M は 1 に比べて十分大きいとしているので

$$\sum_{m=1}^{M_{av}} m \approx \frac{M_{av}^2}{2} \quad (8.30)$$

を用いると 2 次高調波歪 η_{2nd} は次式で与えられる。

$$\eta_{2nd} = 20 \log_{10} \left[\frac{M_{av}}{16} \frac{(\delta\alpha)}{c} \frac{\sqrt{2\Delta}}{a} \ell (\Delta\lambda + \lambda_p \frac{\Delta M}{M_{av}}) f \right] \quad (\text{dB}) \quad (8.31)$$

ここでレーザの波長シフト $\Delta\lambda$ がない場合には (8.31) 式は前述の (8.18) 式に一致する。

8.2.3 試算例

(1) 波長シフトがある場合

(8.31) 式で $\Delta M = 0$ とし、 $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$ (10 \AA) を仮定する。その他のパラメータとしては次の値を用いた。

コア径	$2a = 60 \mu\text{m}$
比屈折率差	$\Delta = 0.01$
中心波長	$\lambda_p = 0.83 \mu\text{m}$
伝搬モード群数	$M = 23$
最適 α からの偏差	$\delta\alpha = 0.1$
変調周波数	$f = 10^8 \text{ Hz}$

光ファイバ長を $\ell = 1 \text{ km}$ とすると

$$\eta_{2nd} \doteq -73 \text{ dB}$$

となり画像伝送における歪として、問題となる値ではない。光ファイバ伝送による歪特性には λ_p のシフトは殆んど影響を及ぼさないの以下で議論では $\Delta\lambda = 0$ とし、(8.18) 式で考察する。

(2) 光ファイバの励振モード数が増加する場合

(8.18)式を次のように変形する。

$$\eta_{2nd} = -10.6 + 20 \log l + 20 \log f + 20 \log \lambda_p \\ + 20 \log \Delta M - 20 \log a + 20 \log(\delta \alpha) + 10 \log \Delta \quad (\text{dB}) \quad (8.32)$$

但し単位は、 l (km), λ_p , a (μm), f (MHz)とする。

(8.32)式で $\Delta M = 1$ とすると $l = 1 \text{ m}$ では $\eta_{2nd} = -102 \text{ dB}$ と問題とならないが $l = 1 \text{ km}$ では $\eta_{2nd} = -42 \text{ dB}$ となって画像伝送上問題となることがわかる。

8.2.4 各種パラメータと第2次高調波歪の関係

(1) 光ファイバパラメータ依存性：光ファイバ構造パラメータ依存性としては

$$\eta_{2nd} \propto 20 \log \left(\frac{\sqrt{\Delta}}{a} (\delta \alpha) \right) \quad (8.33)$$

となって、大コア、低NA、広帯域なファイバほど高調波歪がよいことが判る。低NA化の寄与は $10 \log \Delta$ で効くが、コア径、多モード分散の効果はその2倍の割合で歪特性に影響を及ぼす。

(2) 光ファイバ長依存性

ファイバ長に対しては第2項の $20 \log l$ で歪特性が劣化する。多モード光ファイバを用いた5~10 km伝送を考えた場合、 $l = 1 \text{ km}$ の η_{2nd} に対し14~20 dB程度歪特性が劣化するので、長尺伝送になるにつれ光ファイバパラメータに課せられる規格が厳しくなる。

(3) 変調周波数依存性

周波数に対しては第3項の $20 \log f$ で歪特性が劣化する。UHF帯になれば η_{2nd} は更に劣化する。

(4) 波長依存性

中心波長に対しては第4項の $20 \log \lambda_p$ で歪特性が劣化する。1.3 μm 帯の場合、0.8 μm 帯に比べ約3.5 dB歪特性が劣化する。

(5) レーザとの結合パラメータ

(8.32)式の $20 \log \Delta M$ は変調がかけられた場合のレーザの出射光の角度あるいは位置の変化によって決まる値である。 ΔM は整数値をとる。8.2.3の試算では $650 \text{ MHz} \cdot \text{km}$ 程度 ($\delta \alpha = 0.01$) の伝送帯域幅を有するGIファイバ1 km伝搬後の η_{2nd} は $\Delta M = 1$ と最小変化を仮定した場合でも-42 dBとなるからレーザへの結合パラメータが重要であることがわかる。

(6) 励振モード分布依存性

励振モード分布 $P(m)$ をこれまでの議論では一定としたが、一様励振でない場合には(8.31)

式は次の様になる。

$$\eta_{2nd} = -20 \log_{10} \left[\frac{M_{av}}{\sum_{m=1}^M P(m)} \cdot \frac{\delta \alpha}{2} \cdot \frac{\ell}{c} \cdot \frac{\sqrt{2\Delta}}{4a} \left(\Delta \lambda + \lambda_p \frac{\Delta M}{M_{av}} \right) f \right] \text{(dB)} \quad (8.34)$$

モードの電力の励振分布 $P(m)$ が

$$P(m) \propto e^{-\frac{m^2}{2\sigma^2}} \quad (8.35)$$

のガウス分布を考えると、 $\sigma = 6$ の場合には一様励振に対して η_{2nd} は約 6dB 改善される。

8.3 実験結果の考察

8.3.1 レーザ出射角のバイアス電流依存性

図 8.6 にレーザからの発光電力の FFP (Far Field Pattern) の測定例を示す。LD 1 は LD 2 に比べて FFP のバイアス電流依存性が大きいことがわかる。このことからバイアス電流によりレーザの出射状態が変化していることがわかる。

8.3.2 光ファイバへの励振モードの変化

図 8.7 はレーザと GI ファイバを直接対向させた場合の光ファイバ出力の FFP の測定結果を示す。GI ファイバの場合には SI ファイバと異なり FFP が直接モード分布に対応しないがモード分布に変化が生じていることはわかる。

図 8.7 の(a)はコア径 $50 \mu\text{m}$ 、 $\Delta = 0.01$ のもの、(b)はコア径 $120 \mu\text{m}$ 、 $\Delta = 0.004$ の場合の FFP の測定結果である。測定においては短尺光ファイバによるスペクトルパターンをランダム化するために、試料ファイバを振動させた。(a)の場合、バイアス電流 I が小さい場合 (43mA) と大きい場合 (53mA) で FFP の広がりが大きく、中程度のバイアス状態 ($45, 49\text{mA}$) の場合と大きな変化が見られる。これに対して(b)の大コア径、低 NA GI ファイバの場合には同様のバイアス電流の変化に対して FFP の変化は非常に小さい。

8.2.1 では励振モードの変化が生じる要因として 2 つのモデルを考えたが、下述する理由により(2)の方がこれらの実験結果を説明するのに適している。図 8.7 においては $d \approx 50 \mu\text{m}$ 程度であるため

$$NA \ll \frac{a}{d} \quad (8.36)$$

が成立する。(1)のモデルの場合(8.7)式よりコアが大きい程 Δr が小さくても大きな励振モード数の変化を生じ本実験結果と合致しない。一方(2)のモデルに従った(8.9)式は(8.6)式により

$$\Delta M \doteq \frac{kn_1}{\sqrt{2}} \sqrt{\Delta} \cdot \Delta r \quad (8.37)$$

と変形され、低 NA ファイバである程、大きな Δr が起っても ΔM の変化は小さいことにな

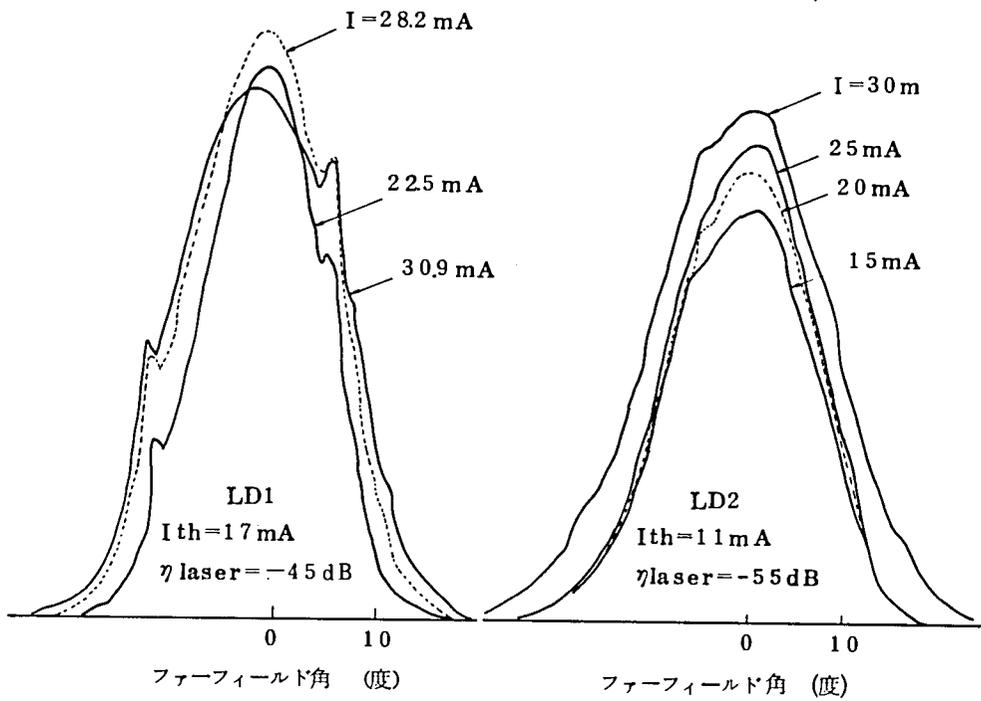


図 8.6 LDのFFPのバイアス電流による変化の様子

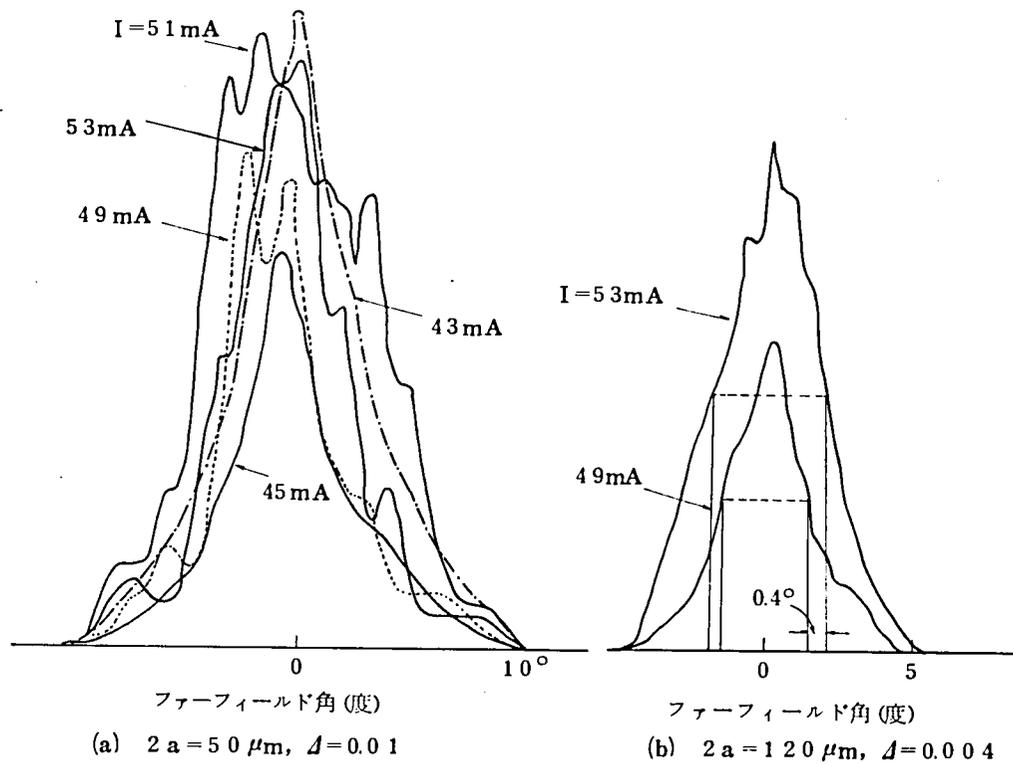


図 8.7 GIファイバのFFPのバイアス電流による変化の様子

り上の実験結果と合致する。

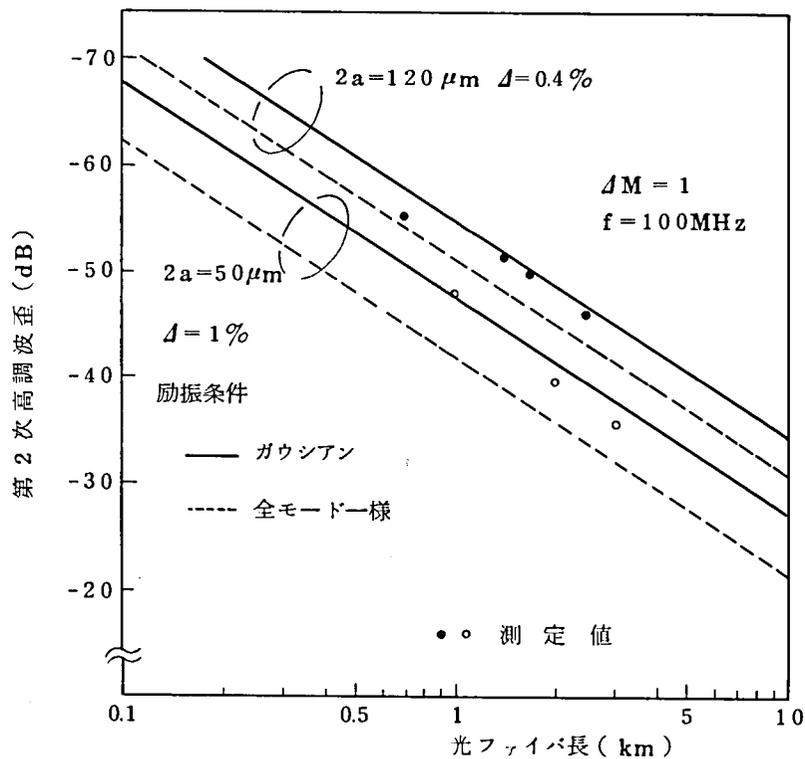


図 8.8 第2次高調波歪の長さ特性

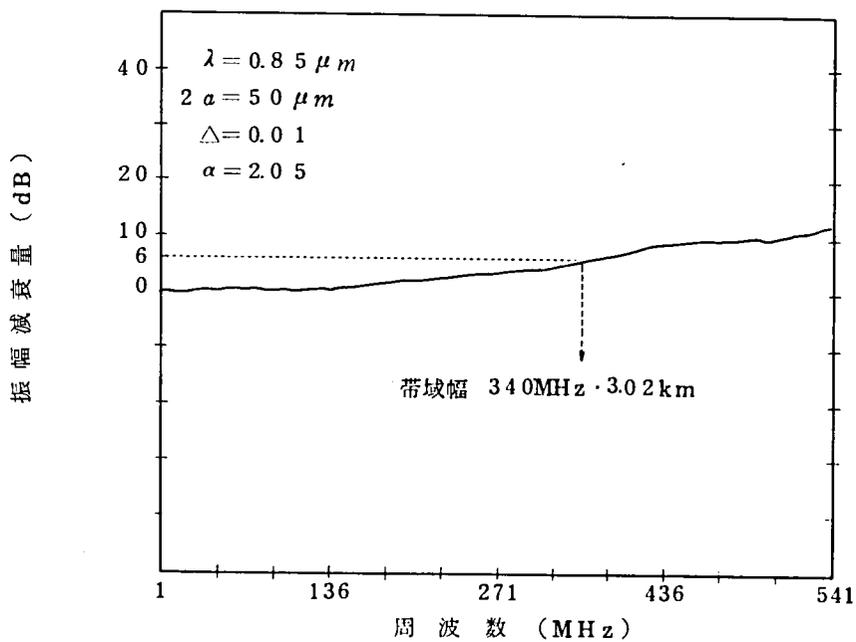


図 8.9 コア径 $50 \mu\text{m}$ 、外形 $125 \mu\text{m}$ 、 $\Delta = 0.01$ のGIファイバの振幅減衰量特性例

8.3.3 歪特性と各種パラメータの関係

図 8.8 は第 2 次高調波歪の光ファイバ長依存性の計算値と実験値である。実線、破線はそれぞれ $\sigma = 6$ のガウス分布励振と全モード一様励振であり、 $\Delta M = 1$ 、 $f = 100 \text{ MHz}$ と仮定している。●印は大コア・低 NA ($2a = 120 \mu\text{m}$, $\Delta = 0.004$) GI ファイバ、○印は通常の標準 ($2a = 50 \mu\text{m}$, $\Delta = 0.01$) GI ファイバに関する実測値を示す。実験では、2 次歪は時間的に変動したが図 8.8 の実測値はその最悪値を示す。図 8.8 で光ファイバ長が短い場合にはレーザ固有の歪の値に近づく。図 8.8 は (8.32) 式に、実際のパラメータを代入して計算した値が $\Delta M = 1$ 、 $\sigma = 6$ と仮定した場合の実験結果とよく一致することを示すものである。実験に用いた GI ファイバの伝送帯域幅が図 8.9 に示すように、 $1028 \text{ MHz} \cdot \text{km}$ であることにより、第 6 章の図 6.19 に基づいて計算においては $\delta\alpha = 0.05$ とした。

以上の実験的検討により 8.2 で述べた歪の発生モデルによって実際の多モード光ファイバ伝送による第二次高調波歪特性の解析が可能であることがわかった。

8.4 多モード光ファイバを用いた伝送限界

ここでは $\sigma = 6$ 、 $\Delta M = 1$ を前提条件として光ファイバ伝送による高調波歪特性より制限される伝送距離限界について考察する。CCITT 等で標準化されている通常の $50/125$ 、 $\Delta = 0.01$ の GI ファイバの場合

$$\eta_{2nd} = -2.6 + 2.0 \log l \cdot \delta\alpha \lesssim -5.0 \quad (8.38)$$

$$\text{より} \quad l \cdot \delta\alpha \lesssim 1.2 \quad (8.39)$$

が導かれる。

多モード GI ファイバの伝送帯域幅特性は屈折率分布の超精密制御を行なっても再現性よく実現出来るのは高々 2 GHz 程度 ($\delta\alpha \approx 0.025$) であるため、伝送距離は 2.4 km 以下と考えられる。一般に Δ を小さくすると光源との結合効率が低下するとともにケーブル化によってモード変換損失が増加し易くなるため、通常のケーブル化、布設を考えると Δ は少くとも 0.007 程度にする必要がある。またコア径を大きくすると経済性に難点が生ずる。光伝送システム全体の経済性については、個々の光デバイス、光ファイバの量産性とも関係するので簡単に結論付けられないが、 $a = 60 \mu\text{m}$ 、 $\Delta = 0.007$ とすれば、

$$l \cdot \delta\alpha \lesssim 0.75 \quad (8.40)$$

となり、 $\delta\alpha \approx 0.05$ で $l \lesssim 1.5 \text{ km}$ 、 $\delta\alpha \approx 0.025$ で $l \lesssim 3 \text{ km}$ であるから、伝送帯域幅を $2 \text{ GHz} \cdot \text{km}$ 程度に改善した場合でも伝送距離は高々 3 km 程度ということになる。

本解析モデルでは光ファイバ内のモード変換を考えていないためレーザに変調をかけるこ

とによって生じる励振条件の変化がそのまま伝送特性の変化となる。

多モード光ファイバが定常状態に近い程励振条件が変化しても伝送特性が変化しにくいいため、モード変換の高調波歪特性への影響を知る上において定常状態の考察は必要である。

- (1) 変調周波数の影響：第5章での結論である「定常状態は低周波側から次第に実現される」ということから考えるとVHF帯におけるアナログ伝送における歪に及ぼすモード変換の効果は小さい。
- (2) 光ファイバ長の影響：同一の周波数に着目すると光ファイバ長が長い程励振条件の変化にもとづくベースバンド減衰量の変化は大きい。これは第5章(図5.22)での結論である「6dB伝送帯域幅に着目すると光ファイバ長が長い程対象とする周波数が低下し励振条件にその値が依存しない」と矛盾するものではない。8.4.1で述べたようにVHF帯TV多重伝送は歪の点で多モード光ファイバを用いた場合は伝送距離が2~3kmであるので光ファイバ長の点でもモード変換の効果は小さい。
- (3) 光ファイバ構造パラメータの影響：モード変換の要因となる摂動の空間周期のうち最も短いものを l とすると選択規則を支配する位相定数差 $\Delta\beta_M$ との関係は第6章で述べたように

$$\Delta\beta_M = \frac{2\pi}{l} \quad (6.23)$$

となる。GIファイバの隣接モード間の位相定数差 $\Delta\beta$ は

$$\Delta\beta = \frac{\sqrt{2\Delta}}{a} \quad (2.152)$$

であるからモード変換が起こる2つのモードの次数差の最大値 Δm は $\llbracket * \rrbracket$ を*を越えない最大の整数として第6章で求めたように次の様になる。

$$\Delta m = \left\lceil \Delta\beta_M \cdot \frac{a}{\sqrt{2\Delta}} \right\rceil \quad (6.22)$$

$2a = 50\mu\text{m}$, $\Delta = 0.01$ のGIファイバに対しては第6, 7章の実験的考察により $1 \leq \Delta m < 2$ であるので

$$5.6 \times 10^3 \leq \Delta\beta_M < 1.13 \times 10^4 \text{ (m}^{-1}\text{)}$$

が推定される。この条件を太径($2a = 120\mu\text{m}$), 低NA($\Delta = 0.004$)のGIファイバに適用すると

$$3 \leq \Delta m < 7$$

となって次数差3以上のモード変換が生じる。

図8.8の歪特性で実測値が一様励振条件の場合の計算値よりも良いのは、このモード変換の選択規則の効果が影響しているものと考えられる。

8.5 ま と め

半導体レーザと広帯域GIファイバを用いた広帯域アナログ光伝送系における高調波歪特性の改善のための理論的、実験的検討を行なった。歪が発生するモデルとしてレーザに変調をかけることによる光ファイバの励振モードの変化を仮定し、第2章で述べた光線理論を併用してその解析を行なった。

その結果、多モード光ファイバ伝送による2次歪特性を光ファイバパラメータ、伝送パラメータを用いて定量化することが出来た。

解析の結果、大コア、低NA、広帯域な光ファイバが歪特性が良いことを導き実験によって確認した。

大コア、低NA光ファイバは耐応力特性の点でケーブル化が難しいので第3章で述べたスぺーサ形光ケーブルを用いて実用化を行なうべきと考えられる。

多モード光ファイバを用いた広帯域アナログ光伝送系の伝送距離を更に伸ばすためには、変調をかけても出射特性が変化しないレーザを開発すること、及びシングルモード光ファイバによる検討が今後の課題として上げられる。

第 9 章 結 論

モード変換のある実際の石英系通信用光ファイバの理論的，実験的検討を特に長波長 G I ファイバ，均一コア W 形ファイバ，広帯域アナログ光伝送用 G I ファイバに重点を置いて行なった結果から以下の結論を得た。

第 2 章では通信用光ファイバの伝送理論について検討し，次に述べる結論を得た。

- (i) 摂動のない理想的な円形光ファイバの波動理論解析を行ない後章で必要となる基礎事項を述べた。特に (2.104) 式の近似式を導入することによって，位相定数の等しいモード群に対する位相定数を W K B 法から直接 (2.110) 式で求めた。
- (ii) 波動理論と光線理論の対応を検討しモードと光線の関係を述べた。特にモード次数と光線の伝搬角の関係である (2.147) 式は第 8 章のアナログ光伝送における歪特性の解析の基本となる。

第 3 章ではモード変換のある多モード光ファイバの伝送理論について検討し，以下の結論を得た。

- (i) モード変換による光線の屈折，波動の散乱について検討し，その物理的意味を述べた。
- (ii) Ideal Mode によるモード展開を行ない従来の解析法の基礎方程式である電力結合方程式を導いた。その過程において“モードの振幅の変化が無視できる区間”の両端のモードの複素数表示された光電力の入出力関係に着目し，モード散乱行列を定義すれば全長の伝送特性が精度よく計算できることを明らかにした。
- (iii) モード散乱行列法は特に摂動量の小さい低損失な光ファイバの長尺における伝送特性を精度よく解析できる。本解析法は任意のモード変換係数，励振条件，群遅延時間，モードの減衰定数に対して光ファイバのベースバンドの伝送特性を解析できることを明らかにした。

第 4 章では光ファイバの伝送特性とその測定法について検討し以下に述べる結論を得た。

- (i) 伝送損失要因とその測定法について述べ，誤差要因について明らかにした。
- (ii) 多モード光ファイバの分散要因とその測定法について述べ，特に L E D - G I ファイバ光伝送系の帯域特性を検討し実験的に確認した。
- (iii) 電力透過法によるコアの屈折率分布測定方法を開発し，G I ファイバに対し十分実用に供することを確認した。
- (iv) F F P (Far Field Pattern) を分析することによって均一コアファイバのモード分布及び定常状態を観測することが出来た。

第5章ではモード変換効果の数値解析を行ない、次の結論を得た。

- (i) 光ファイバ心線のモード変換要因について、二次被覆の収縮に基づくマイクロバンドによる光ファイバ軸のランダム曲りを仮定し、GIファイバの隣接モード間のモード変換係数を導いた。
- (ii) その結果、光ファイバ心線の構造パラメータと伝送特性の関係を明らかにした。
- (iii) 光ファイバ心線の伝送損失を実験的に検討し、モード散乱行列法を用いた数値解析との対比により、光ファイバ軸のランダム曲りによるモード変換係数で実際の伝送特性をよく説明できることを明らかにした。
- (iv) レーレー散乱によるモード変換係数を導出した。モード散乱行列法による数値計算の結果、レーレー散乱の分散改善効果は殆んどないことを明らかにした。
- (v) 定常状態をベースバンドの伝送特性がモード励振条件に依存しないという状態と定義し、定常状態の光ファイバ長、モード変換強度、変調周波数依存性を明らかにした。

第6章では長波長帯GIファイバについて検討し次の結論を得た。

- (i) 現状のGIファイバの波長 $0.8 \sim 1.5 \mu\text{m}$ 帯の損失-波長特性の内訳を明らかにした。
- (ii) 伝送帯域幅特性の検討を行なった結果、以下の知見を得た。
 - (a) $1.3 \mu\text{m}$ 帯、 $0.85 \mu\text{m}$ 帯での最適グレーディング指数 α_{opt} はそれぞれおよそ190、2.05乗である。(但し、 $\text{GeO}_2 - \text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2$ 系コアの場合)
 - (b) 広帯域化のためには屈折率分布の最小自乗法で求めたグレーディング指数を α_{opt} に近づけ、かつ分布のゆらぎを少なくすることが重要である。
 - (c) 約 $800 \text{MHz} \cdot \text{km}$ 以上の広帯域特性の実現のためには、 Δ の1次の項まで考慮したいわゆる α 乗屈折率分布の解析では不十分であり、特にコア・クラッド境界面の分布のなめらかさが重要であることを透過法による屈折率分布測定結果から明らかにした。
- (iii) MCV D法では内ばり法、VAD法では塩素雰囲気中でのガラス化処理を行ない低OH基化を行なった結果 $1.3 \mu\text{m}$ でのOH吸収損失を 0.05dB/km 以下に抑えることが出来た。モード変換損は光ファイバ心線構造の最適化によって 0.1dB/km 以下とすることが出来た。
- (iv) 以上の検討の結果、 32Mbps の信号を 30km 以上無中継伝送可能なGIファイバを開発することが出来た。
- (v) 長波長帯GIファイバに対しそのモード変換効果の解析をモード散乱行列法を用いて行ない次の結論を得た。
 - (a) 25km 程度の長尺伝送では 0.1dB/km オーダーのモード変換損が伝送帯域幅を大きく改善する。 0.2dB/km の場合には約3倍近い改善がある。
 - (b) モード変換損が 0.2dB/km 以下の心線、光ケーブルに対し、モード変換パラメータ(モード変換強度： $K \leq 6.4 \times 10^{-2}$ 、選択規則： $\Delta m = 1$)を実験的に求めた。この

モード変換パラメータによって30 km以上の長尺GIファイバの伝送帯域特性を極めてよく推定できることを明らかにした。

第7章では、均一コアW形ファイバの伝送特性の解析を行ない以下の結論を得た。

- (i) 中間層幅を幾種類か変えたW形ファイバを試作し、中間層の伝送特性に及ぼす影響を実験的に明らかにした。
- (ii) W形ファイバの伝送損失、伝送帯域幅の実験的検討と、モード散乱行列法による数値解析により、モード変換パラメータ、すなわちモード変換強度 K と、選択規則 $\Delta\beta M$ (Δm)を(7.27)式と決定した。
- (iii) このモード変換パラメータは第6章でGIファイバに対して求めたものと等しく、光ファイバの屈折率分布に依らず、心線化によるマイクロベンドによるものであることが明らかとなった。
- (iv) (7.27)式のモード変換パラメータで、モード散乱行列法を用いてW形ファイバの伝送帯域幅の長さ特性、伝送損失、帯域幅の中間層幅依存性、モード励振条件依存性を数値計算した結果、殆んど全ての実験結果と極めてよく一致することを明らかにした。
- (v) W形ファイバとSIファイバの耐応力特性の比較を実験的に検討し、伝送帯域幅が等しいという条件のもとではW形ファイバの方が優れていることを明らかにした。
- (vi) W形ファイバの耐応力特性を(7.27)式のパラメータを用いモード散乱行列法で解析した結果、SIファイバに対する優位性を「漏洩モードから伝搬モードへの電力の変換」で説明できることを明らかにした。

第8章では広帯域アナログ光伝送用GIファイバの検討を行ない以下に述べる結論を得た。

- (i) 半導体レーザと多モード光ファイバの結合時に生じる励振モード数の変化を光線理論を用いて解析し、光ファイバ伝送による第2次高調波歪の解析を行なった。その結果、歪特性に影響を及ぼすファクタとして次に述べるパラメータが重要であることを明らかにした。
 - (a) 光ファイバパラメータ依存性： $20 \log \frac{\delta\alpha}{a} \sqrt{\Delta}$ に比例し大コア、低NA、低分散な光ファイバほど歪特性が良くなる。
 - (b) 光ファイバ長依存性： $20 \log l$ に比例し、長尺になるほど歪が増大する。
 - (c) 変調周波数依存性： $20 \log f$ に比例し、高周波になるほど歪が増大する。
 - (d) 波長依存性： $20 \log \lambda$ に比例し、長波長になるほど歪が増大する。
- (ii) 低NA、大コア径光ファイバを試作し上のモデルが正しいことを実験的に確認することが出来た。

なお付録2に光ファイバ、ケーブルの製造法と筆者が開発に携わった光ケーブルについてまとめた。

今後の課題としては以下に述べる項目が挙げられる。

- (1) 励振モード分布，光ファイバ出射モード分布を精度よく測定できる技術を開発し，入射モード電力ベクトル，モード散乱行列の決定を行う必要がある。
- (2) $800\text{ MHz}\cdot\text{km}$ 以上の広帯域GIファイバを安定に実現するための屈折率分布制御技術が必要である。
- (3) バイアス電流にFFPが依存しないレーザの開発が広帯域画像伝送に必要である。

謝 辞

本研究をまとめるにあたり懇切なる御指導御鞭達を賜った京都大学工学部池上淳一教授に謹んで感謝の意を表します。

また京都大学工学部木嶋昭教授，中島将光助教授には種々御指導御助言を賜りました。

とくに木嶋教授には本論文の核とも言うべきモード変換による光電力のモード散乱行列表示に関し御教示を賜りました。

東北大学工学部西田茂穂教授には懇切な御指導を賜りました。

また本研究の遂行と発表を許可頂き、終始御指導を賜りました日立電線(株)水上徳五郎社長，橋本博治副社長，山路賢吉取締役元研究所長，依田文吉取締役電線研究所々長，福田重穂金属研究所々長に深く御礼申し上げます。

本研究は日立電線(株)電線研究所において同所第2部御子柴晃一部長(現・同社日高工場光システム部々長)により昭和50年1月に最初の機会が与えられたものでその後も絶えず御指導・激励を賜りました。特に長波長帯GIファイバの開発，W形ファイバの中間層幅の効果の解明，広帯域アナログ光伝送用GIファイバの開発など重要なテーマを賜りました。

日立製作所中央研究所・前田稔工学博士，田中捷樹工学博士，菅沼庸雄工学博士，松村宏善理学博士には懇切なる御討論を賜りました。

日立電線(株)電線研究所・下堀幸夫第6部々長，中川順吉第5部主任研究員には昭和50年から絶えず有益な御指導・御討論を賜りました。

大森信夫，小山行雄，石川一徳光システム設計部主任技師，浅井孝弘電線研究所第2部主任研究員，岡田茂生光デバイス課々長には筆者が入社以来，種々御指導を頂きました。

日立電線(株)鈴木敏雄次長，萩原英二次長，花岡利男部長，八木隆副工場長，山際俊行部長，大西満課長，山崎秀夫課長，橋本勇二郎電線加工取締役には有益な御討論を頂きました。竹内孝日立電線研究所特許部々長，宇佐美昇課長，蛭田泰弘主任，花久和雄主任には御援助を頂きました。

実験用サンプルの製作には同所第6部徳永利秀部員，通信ケーブル部新沢正治主任の御協力を頂きました。

実験に当っては，同所椎名則文氏，小泉洋三氏，蛭田司氏の御協力を頂きました。

本研究はこのように多くの方々の御指導，御協力のもとに達成されたものであり，ここに深甚なる誠意を表する次第であります。

参 考 文 献

第 1 章の参考文献

- 1.1) T.H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby masers," Nature, Vol.187, p493, 1960
- 1.2) R.J. Keyes and T.M. Quist, "Recombination radiation emitted by gallium arsenide," Proc. IRE(Corresp.), Vol.50, pp.1822-1823, 1962
- 1.3) R.N. Hall, G.E. Fenner, J.D. Kingsley, T.J. Soltys and R.O. Carlson, "Coherent light emission from GaAs junctions," Phys. Rev. Lett., Vol.9, pp.366-378, 1962
- 1.4) M.I. Nathan, W.P. Dunke, G. Burns, F.H. Dill, Jr., and G.J. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions," Appl. Phys. Lett., Vol.1, pp.62-64, 1962
- 1.5) T.M. Quist et al., "Semiconductor maser of GaAs," Appl. Phys. Lett., Vol.1, pp.91-92, 1962
- 1.6) K.C. Kao et al., "Dielectric fiber surface waveguide for optical frequencies," Proc. IEE, Vol.113, No.7, July, 1966
- 1.7) K.C. Kao et al., "Spectrophotometric studies of ultra low loss optical glasses 1 : Single beam method," J. Sci., Instrum., Vol.1 (Ser-2), pp.1063-1068, 1968
- 1.8) F.P. Kapron et al., "Radiation losses in glass optical waveguides," Appl. Phys. Lett., Vol.17, pp.423-425, 1970
- 1.9) D.G. Keck et al., "On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguide," Appl. Phys. Lett., Vol.22, pp.307-309, April, 1973
- 1.10) H. Horiguchi and H. Osanai, "Spectral losses of low OH-content optical fibers," Electron. Lett., Vol.12, pp.310-312, 1976

- 1.11) M.J. Buckler and M.R. Santana, "The effect of temperature on fiber loss and pulse delay for an exploratory fiber optic cable," Tech. Dig. of Topical Meet. on Opt. Fiber Transmission II, WA-2, Feb. 22-24, 1977, Virginia, USA
- 1.12) N. Uchida, M. Koyama et al., "Fabrication and performances of step-index fiber cables for 32Mb/S optical transmission system," IOOC '77 B7-2. 1977, Tokyo, Japan
- 1.13) K. Mikoshiba et al, "Performances of Optical Fiber Cables Using Plastic Spacers," 2nd Europ. Conf. on Opt. Comm. Paris, 1976
- 1.14) F. Aoki et al, "Development of Optical Fiber Communication Systems for the Tokyo Electric Power Co, and The kansai Electric Power Co.," Hitachi Review, Vol.26, No.5 pp.181-188, 1977
- 1.15) D.B. Keck, P.C. Schultz and F. Zimar, "Attenuation of multimode glass optical waveguides," Appl. Phys. Lett., Vol.21, p215, 1972
- 1.16) W.G. French, J.B. Macchesney, P.B. O'Conner and G.W. Tasker, "Optical waveguides with very low loss," Bell Syst. Tech. J., Vol.53, p951, 1974
- 1.17) T. Izawa et al., "Continuous fabrication of high silica fiber preform," IOOC, '77, C1-1, 1977, July, Tokyo, Japan
- 1.18) K. Imota and M. Sumi, "Modified VAD method for optical fiber fabrication," Electron. Lett., Vol.17, No.15, pp.525-526, July, 1981
- 1.19) S. Kubota et al., "Broadbandwidth optical fiber cable for 1.3 μ m, 24km non-repeater communication system," Proc. of 30th International Wire and Cable Symposium, pp.133-138 Nov. 17-19, 1981, USA
- 1.20) D.R. Smith et al., "Experimental comparison of a germanium avalanche photodiode and InGaAs PINFET Receiver for longer wavelength optical communication systems," Electron. Lett., Vol.18, No.11, pp.453-455, May, 1982

- 1.21) D. Gloge, "Optical fiber packaging and its influences on fiber straightness and loss," Bell Syst. Tech. J., Vol.54, No.2, pp.245-262, Feb. 1975
- 1.22) D. Marcuse and H.M. Presby, "Mode coupling in an optical fiber with core distortions," Bell Syst. Tech. J., Vol.54, No.1, pp.3-15, Jan. 1975
- 1.23) R. Olshansky, "Mode coupling effects in graded-index optical fibers," Appl. Opt., Vol.14, No.4, pp.935-945, April, 1975
- 1.24) W.B. Gardner, "Microbending loss in optical fibers," Bell Syst. Tech. J., Vol.54, No.2, pp.457-465, Feb. 1975
- 1.25) D. Marcuse, "Microbending losses of single-mode, step-index and multimode parabolic-index fibers," Bell Syst. Tech. J., Vol.55, No.7, pp.937-955, Sept. 1976
- 1.26) 末松, 常磐, " 姿態結合のあるグレーディッド形ファイバの伝送特性," 電子通信学会光・量子エレクトロニクス研究会資料 OQE, 77-62, PP 53-62, 1977年10月
- 1.27) D. Marcuse, "Coupled-mode theory of round optical fibers," Bell Syst. Tech. J., Vol.52, No.6, July-Aug., pp817-841, 1973
- 1.28) 立田, 池田, " クラッド形多モードファイバの曲りによるモード変換," マイクロ波研究会, 信学技報, MW 76-14, 1976年5月
- 1.29) K. Nagano and S. Kawakami, "Measurement of mode conversion coefficients in graded-index fibers," Appl. Opt., Vol.19, No.14/15, pp.2426-2434, July, 1980
- 1.30) T. Asai, Y. Koyama and H. Kajioka, "VHF multichannel TV transmission using multimode fibers," 6th Europ. Conf. on Opt. Comm., York, UK, Sept. 1980
- 1.31) S. Onoda et al, "W-fiber design considerations," Appl. Opt., Vol.15, No.8, pp.1930-1935, Aug. 1976

- 1.32) 田中他 2 名, "多モード W 形光ファイバの周波数応答特性," Trans. IECE of Japan, Vol. 59 - C, No. 2, Feb. 1976
- 1.33) D. Gloge and E.A.J. Marcatili, "Multimode theory of graded-core fibers," Bell Syst. Tech. J., Vol.52, No.9, pp.1563-1573, Nov. 1973
- 1.34) D. Gloge, "Weakly guiding fibers," Appl. Opt., Vol.10, No.10, pp.2252-2258, Oct. 1971
- 1.35) J.A. Arnaud and R.M. Derosier, "Novel technique for measuring the index profile of optical fibers," Bell Syst. Tech. J., Vol.55, No.10, pp.1489-1508, Dec. 1976
- 1.36) 梶岡他 3 名, "透過法による GI ファイバの屈折率分布測定法の検討," 昭和 57 年度電子通信学会総合全国大会 979 昭和 57 年 3 月

第 2 章の参考文献

- 2.1) 大越他, "光ファイバの基礎," オーム社, 1977年
- 2.2) D. Gloge, "Weakly guiding fibers," Appl. Opt., Vol.10, No.10, pp.2252-2258, Oct. 1971
- 2.3) W. Streifer and C.N. Kurtz, "Scalar analysis of radially inhomogeneous guiding media," J. Opt. Soc. Amer., Vol.57, No.6, pp.779-786, Jul. 1967
- 2.4) R.W. Mckelvey, Trans. Am. Math. Soc. 91,410, 1959
- 2.5) R.E. Langer, Trans. Am. Math. Soc. 67, 461, 1959
- 2.6) D. Gloge, "Optical power flow in multimode fibers," Bell Syst. Tech. J., Vol.51, No.8, pp.1767-1783, Oct. 1972
- 2.7) D. Marcuse, "Coupled mode theory of round optical fibers," Bell Syst. Tech. J., Vol.52, No.6, pp.817-841, July-Aug. 1973
- 2.8) A. Papoulis 著, 大槻, 平岡共訳, "工学のための応用フーリエ積分," オーム社, 昭42年1月
- 2.9) R. Olshansky, "Mode coupling effects in graded-index optical fibers," Appl. Opt., Vol.14, No.4, pp.935-945, April 1975
- 2.10) D. Marcuse, "Theory of dielectric optical waveguides," Academic Press, N.Y. 1974
- 2.11) 野田健一編著, "光ファイバ伝送" 電子通信学会, 昭53年12月
- 2.12) J. Saijonmaa et al, "Selective excitation of parabolic-index optical fibers by Gaussian beams," Appl. Opt., Vol.19, No.14, pp.2442-2452, July, 1980

第 3 章 参考文献

- 3.1) D. Marcuse: "Theory of dielectric optical waveguides," Academic Press, N.Y. 1974
- 3.2) K.C. Cao and G.A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," Opt, Comm. PROC. IEE, Vol.113, No.7, pp.1151-1158, July, 1966
- 3.3) D. Marcuse and H.M. Presby, "Mode coupling in an optical fiber with core distortions," B.S.T.J., Vol.54, No.1, pp.3-15, Jan. 1975
- 3.4) D. Marcuse, "Mode conversion caused by surface-imperfections of a dielectric slab waveguides," B.S.T.J., Vol.1, pp.3187-3214, Dec. 1969
- 3.5) D. Gloge, "Optical fiber packaging and its influences on fiber straightness and loss," B.S.T.J., Vol.54, No.2, pp 245-262, Feb. 1975
- 3.6) D. Marcuse, "Microbending loss of single-mode, step-index and multimode parabolic-index fibers," B.S.T.J., Vol.55, No.7, pp.937-955, Sept. 1976
- 3.7) W.B. Gardner, "Microbending loss in optical fibers," B.S.T.J., Vol.54, No.2, pp.457-465, Feb. 1975
- 3.8) S. Kubota et al, "Broadbandwidth Optical Fiber Cable for 1.3 μ m, 24km Non-Repeater Communication System," Proc. of 30th IWCS, Nov. 17-19, USA, 1981
- 3.9) K. Furuya et al, "Coupling length due to random bending in multimode optical fibers," Opt. and Quamm. Electro. No.10, pp.323-330, 1978
- 3.10) D. Marcuse; "Principles of Optical Fiber Measurement," Academic Press, N.Y. 1981
- 3.11) D. Marcuse, "Derivation of coupled power equation," B.S.T.J., Vol.51, pp.229-237, Jan. 1972
- 3.12) D. Marcuse, "Pulse propagation in Multimode dielectric waveguides," B.S.T.J., Vol.51, No.6, pp.1179-1232, July-Aug. 1972

第4章 参考文献

- 4.1) 高田, "光ファイバの波長特性," 電気4学会連合大会, 4-5 (昭53)
- 4.2) D.B. Keck et al, "On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguide," Applied Physics Letters, Vol.22, pp.307-309, April, 1973
- 4.3) M.K. Barnoski et al, "Optical time domain reflectometer," Applied Optics, Vol.16, No.9, pp.2375-2379, Sept. 1977
- 4.4) 近藤他, "スライド形バイパス光スイッチ," 信学光電波部門全国大会 310
昭55-9月
- 4.5) 小山, 小林, "摂動法によるマルチモードファイバの伝送理論," 信学論(B), 60-B,
6, PP395-402. 1977年6月
- 4.6) R. Olshansky and D.B. Keck, "Pulse broadening in graded index optical fibers," Applied Optics, Vol.15, No.2, pp.483-490, Feb. 1976
- 4.7) D.N. Payne and A.H. Hartog, "Determination of the wavelength of zero material dispersion in optical fibers by pulse-delay measurements," Electro. Letters, Vol.13, No.21, pp.627-628, Oct. 1977
- 4.8) D. Gloge, "Weakly guiding fibers," Applied Optics, Vol.10, No.10, pp.2252-2258 Oct. 1971
- 4.9) Martin, W.E: "Refractive index profile measurement of diffused optical waveguides," Applied Optics, Vol.13, No.9, pp.2112-2116 Sept. 1974
- 4.10) J.A. Arnaud and R.M. Derosier, "Novel Technigue for measuring the index profile of optical fibers," B.S.T.J., Vol.55, No.10, pp.1489-1508, Dec. 1976
- 4.11) Gloge, D and Marcatili, E.A.J.: "Multimode theory of graded-core fibers," B.S.T.J., 52,9, pp.1563-1573 (Nov. 1973)

- 4.12) Ikeda, M., Tateda, M and Yoshikiyo, H.: Refractive index profile of a graded index fibers: measurement by a reflection method," Applied Optics, Vol.13, No.4, pp.814, (April, 1975)
- 4.13) 青木聡, 斧田誠一, 角正雄, " 摂動法による屈折率分布の測定," 信学会総合全国大会, 4-942, P243, 1976年3月
- 4.14) 国分, 伊賀, " 横方向干渉法屈折率分布測定における読取り精度の検討" 信学会全国大会 822 (昭53)
- 4.15) W.J. Stewart, "A new technique for measuring the refractive index profiles of graded optical fibers," in Tech. Dig. 1977 Int. Conf. IOOC'77 (July 18-20, 1977, Tokyo, Japan)
- 4.16) R. Olshansky, "Leaky modes in Graded-index optical fubers," Applied Optics, Vol.15, No.11, pp.2773-2777, Nov. 1976
- 4.17) 川上他, " 多モード光ファイバ及びプリフォームの新しい屈折率分布測定法," 信学全大 980 (昭57年)

第 5 章 参考文献

- 5.1) R. Olshansky, "Mode coupling effects in graded-index optical fibers," Applied Optics, Vol.14, No.4, pp.935-945, April, 1975
- 5.2) ティモシェンコ, 片山健次郎, 北畠頭正共訳 "材料力学" 東京理工大学出版(株) 昭 13 年
- 5.3) 材料力学編集会編「大学演習材料力学」裳華房, 昭 33 年
- 5.4) 松田他, "光ファイバの被覆構造の検討," 信学総全大, 1682, 昭 53-3
- 5.5) 福本修編「ポリアミド樹脂」日刊工業 プラスチック材料講座(16) P.57
- 5.6) 小山他, "摂動法によるマルチモードファイバの伝送理論," 信学論, (B), 60-B, 6, PP 395-402 (1977-6)
- 5.7) 稲田他, "光ファイバの構造不完全の主要因(構造不完全性と光伝搬特性)," 電子通信学会, 技術報告資料, OQE 76-79, PP 33-40, 1979

第 6 章 参考文献

- 6.1) S. Kubota, S. Ohashi, H. Kajioka et al, "Broadbandwidth Optical Fiber Cable for 1.3 μ m, 24km Non-Repeater Communication System, "Proc. of 30th International Wire and Cable Symposium, pp.133-138, Nov. 17-19, 1981, USA
- 6.2) 大西, 梶岡他, "光ファイバケーブル及びデバイス," 日立評論, 63, PP167~172, (昭56-3)
- 6.3) H. Kajioka, "The theoretical and experimental study of mode-coupled graded-index fibers based on scattering matrix method," Trans. IECE Japan, Vol.E.64, No.3, pp.203-209, March, 1981
- 6.4) 梶岡他, "ユニット形光ケーブルの損失特性, 信学総全大1874 (昭56-4)
- 6.5) 高田, "光ファイバの波長特性," 電気4学会連合大会4-5 (昭53年)
- 6.6) 田中, 梶岡他, "多モード光ファイバの屈折率差とコア径の伝送損失への影響," 通信学会総合全国大会 929, (昭54年)
- 6.7) 青海, 加島, 内田, "多モード光ファイバの設計法," 電々公社研究実用化報告第27巻第11号, PP2433-2449, 1978年
- 6.8) 久保田, 梶岡他5名, "長波長帯への移行を指向したGIファイバの特性," 信学総全大888 (昭55年)
- 6.9) R. Olshansky and D.B. Keck, "Pulse broadening in graded index optical fibers," Applied Optics, Vol.15, No.2, pp.483-491, Feb. 1976
- 6.10) H.M. Presby and I.P. Kaminov, "Binary Silica Optical Fibers: Refractive Index and Profile Dispersion Measurement," Applied Optics, Vol.15, No.12, pp.3029-3036, Dec. 1976

- 6.11) 大森他, "長波長帯用グレーディッド形光ファイバ," 通信学会総合全国大会 S 3 - 8 ,
PP 2 4 1 - 2 4 2 (昭 5 4 年)
- 6.12) 北山他, "長波長帯用グレーディッド形ファイバの伝送特性," 通信学会総合全国大会
S 3 - 9 , PP 2 4 3 - 2 4 4 (昭 5 4 年)
- 6.13) H.M. Presby, D. Marcuse and L.G. Cohen, "Calculation of bandwidth from
index profiles of optical fibers 2 ; experiment," Applied Optics,
Vol.18, No.9, 1979
- 6.14) T. Horiguchi, T. Tanifuji and M. Tokuda, "Baseband frequency response
of graded-index fiber excited by a step-index fiber," Applied Optics,
Vol.19, No.15, pp.2589-2596, Aug. 1980
- 6.15) S. Kubota et al., "Broadbandwidth optical fiber cable for 1.3 μ m, 24km
non-repeater communication system, Proc. of 30th International Wire and
Cable Symposium, pp.133-138 Nov. 17-19, 1981, USA
- 6.16) 中川, 相田, 青海, "長波長帯グレーディッド形光ケーブル伝送系の実験的検討," 通信学会
論文誌, Vol. J 6 2 - B , No. 8 , PP 7 3 6 - 7 4 3 , 昭 5 4 年
- 6.17) 松本, 佐藤, 中川, "長距離グレーディッド形多モードファイバの帯域推定," 通信学会論文
誌, Vol. J 6 2 - B , No. 1 2 , PP 1 1 6 3 - 1 1 7 0 , 昭 5 4 年
- 6.18) M. Rousseau, L. Jeunhomme, "Optimum index profile in Multimode optical
fiber with respect to mode coupling," Optics Comm. Vol.23, No.2,
pp.275-278, Nov. 1977

第 7 章 参考文献

- 7.1) Onoda. S et al, "W-fiber design considerations," Applied Optics, Vol.15, No.8, Aug. 1976
- 7.2) 田中他, "多モードW形光ファイバの周波数応答特性," Trans. IECE of Jap., Vol.59-C, No.2, PP91-98, Feb.1976
- 7.3) Mikoshiba. K, Kajioka. H et al, "The influence of mechanical stress on transmission characteristics of W-type optical fibers, 2nd Europ. Conf. on Optical Fiber. Comm., pp.163-165, 1976
- 7.4) Onoda. S et al, "Properties of multimode W-fibers," Optics Comm., Vol.17, No.2, pp.201-203, May, 1976
- 7.5) Mikoshiba. K and Kajioka. H, "Transmission characteristics of multimode W-type optical fiber : Experimental study of the effects of the intermediate layer," Applied Optics, Vol.17, No.17, pp.2836-2841, Sept. 1978
- 7.6) 稲田他: "各種ファイバのベースバンド伝送帯域," 信学技報 CS76-13, 1976
- 7.7) Tanaka. T. P et al, "Microbend losses of doubly clad (W-type) optical fibers," Applied Optics, Vol.16, No.9, Sept. 1977
- 7.8) 小山他, "摂動法によるマルチモードファイバの伝送理論," 信学論, (B), 60-B, 6, PP395-402(1977-6)
- 7.9) R. Olshansky, "Mode coupling effects in graded-index optical fibers," Applied Optics, Vol.14, No.4, pp.935-945, April, 1975
- 7.10) M. Miyagi, S. Kawakami and S. Nishida, "Bending losses of doubly clad slab waveguide," Optics, Comm., Vol.14, No.1, pp.123- May, 1973
- 7.11) 御子紫, 梶岡他, "W形光ファイバの耐応力特性," 電子通信学会, 総合全国大会, 892, 昭51

- 7.12) 御子柴, 梶岡他, " W形光ファイバの耐応力特性(その2), " 電子通信学会光電波部門全国大会 昭51年
- 7.13) 御子柴, 梶岡他, " 光ファイバのケーブル化における耐応力特性について, " 電子通信学会部門別大会 昭51年

第 8 章 参考文献

- 8.1) T. Asai, Y. Koyama and H. Kajioka, "VHF Multichannel TV Transmission Using Multimode Fibers," 6th Europ. Conf. Oct. Fiber. Comm. York, UK. Sept. 1980
- 8.2) 町田他 3 名, " 半導体レーザのスペクトルのゆらぎと直接変調," 電子通信学会・光量子エレクトロニクス研究会資料, OQE 75-124, PP 71-75 (1975)
- 8.3) 峰村他 2 名, " 半導体レーザの多重横モード発振と出力強度雑音," 電子通信学会, 光量子エレクトロニクス研究会資料, OQE 76-76, PP 9-16 (1976)
- 8.4) 生島他 4 名, " CSP 形半導体レーザの雑音特性," 電子通信学会光量子エレクトロニクス研究会資料 OQE 77-19, PP 65-69, (1977)
- 8.5) 池田他 3 名, " TJS レーザの高調波歪" 電子通信学会光量子エレクトロニクス研究会資料 OQE 77-103 PP 63-66, (1977)
- 8.6) 洪, 末松, " 注入形半導体レーザの直接変調の歪特性," 電子通信学会光量子エレクトロニクス研究会資料, OQE 77-55, PP 23-30 (1977)
- 8.7) 前田他 2 名, " 半導体レーザの高調波歪特性: キャリア拡散効果の影響," 電子通信学会総合全国大会 987 (昭 54)
- 8.8) 広田, 末松, " 伝送路からの反射波による半導体レーザの雑音特性," 電子通信学会光量子エレクトロニクス研究会資料 OQE 78-117, PP 1-6 (1978)
- 8.9) 中田他 3 名, " 光ファイバと半導体レーザの結合に関する検討," 電子通信学会総合全国大会 861 (昭 52)
- 8.10) 小林他 2 名, " 反射光による半導体レーザ特性の変化," 電子通信学会光電波部門全国大会 S 4-6 (昭 53)

- 8.11) R.E. Epworth, "The phenomenon of modal noise in analogue and digital optical fiber systems," 4th Europ. Conf. on Opt. Comm. pp.492-501 (1978)
- 8.12) R.E. Epworth, "Phenomenon of modal noise in fiber systems," Topical Meeting on Opt. Fiber Comm. p.108 (1979)
- 8.13) K. Petermann, "Wavelength-dependent transmission at fiber connectors," Electronics Letters, Vol.15, No.22 pp.706-708, Oct. 1979
- 8.14) 平野他5名, " VHFテレビ多重伝送系における反射対策," 昭56年電子通信学会総合全国大会
- 8.15) 平野他5名, " VHFテレビ多重伝送系におけるレーザ波長変動の影響," 昭和56年電子通信学会総合全国大会
- 8.16) 滝沢他5名, " マルチモードファイバによるVHF-TV多重伝送," 昭和55, 電子通信学会光電波部門全国大会 266

付録 2 の参考文献

- 2.1) MacChesney, J.B., O'Conner, P.B., DiMarcello, F.V., Simpson, J.B. and Lazay, P.D., "Preparation of low loss optical fibers using simultaneous vapor phase deposition and fusion," Tenth International Congress on Glass, 6, p.40, The Ceramic Society of Japan (July, 1974)
- 2.2) 伊沢, 埴他, " 気相ベルヌーイ法による光ファイバ," 通信学会全国大会 4-96 (昭52)
- 2.3) Izawa. T et al, "Continuous fabrication of high silica fiber preform," IOOC' 77, C1-1, Tech. Digest p.375, (July, 1977)
- 2.4) R.J. Charles, "Static Fatigue of Glass II", J.A.P. 29-11 (1958)
- 2.5) R.J. Charles, "Dynamic Fatigue of Glass", J.A.P. 29-12 (1958)
- 2.6) D. Gloge, "Optical fiber packaging and its influences on fiber straightness and loss," B.S.T.J., Vol.54, No.2, pp.245-262, Feb. 1975
- 2.7) W.B. Gardner, "Microbending loss in optical fibers," B.S.T.J., Vol.54, No.2, pp.457-465, Feb. 1975
- 2.8) K. Mikoshiba et al, "Performances of Optical Fiber Cables Using Plastic Spacers," 2nd European Conference on Optical Fiber Transmission, 1976
- 2.9) S. Kubota et al, "Development of Optical Fiber Cable for Electric Power System Control," Hitachi Hyoron, March, 1977

- 2.10) 久保田, 梶岡他, "長波長帯への移行を指向したGIファイバケーブル," 昭55電子通信学会総合全国大会 888
- 2.11) S. Kubota, S. Ohhashi, H. Kajioka et al, "Broadbandwidth Optical Fiber Cable for 1.3 μ m, 24km Non-Repeater Communication System," Proc. of 30th I.W.C.S., pp.133-138, Nov.18, 1981, USA
- 2.12) 矢内, 梶岡他, "CVケーブル複合光ファイバの諸特性," 昭55年電子通信学会総合全国大会 1887
- 2.13) 雨宮, 梶岡他, "光ファイバ複合架空地線の架線ヒートサイクル試験" 昭57年電子通信学会総合全国大会 1818 昭57年3月
- 2.14) 久保田, 豊島, 梶岡他, "光ファイバ複合架空地線の基礎的検討," 昭和55年電子通信学会通信部門全国大会 329
- 2.15) 久保田他"光ファイバ複合架空地線実証試験" 付213)に同じ, 1819
- 2.16) 波頭, 梶岡他, "バンドルライトガイドの諸特性," 昭54年日本電気協会, 第58回通常総会 S.5 4.6.6. 東京

付 録

付録 1 (第 2 章の式の導出)

付録 1.1 (2.80) 式の導出

(2.77), (2.78) 式において \hat{E}_t, \hat{H}_t を x, y 成分に分解し $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ として次のスカラー方程式が得られる。

$$\nabla^2 E_a + (\omega^2 \epsilon(r) \mu_0 - \beta^2) E_a = 0 \quad (1)$$

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

(2.79) 式とベクトル公式より

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_a &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_a}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_a}{\partial \theta^2} \\ &= \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \left(\frac{\ell}{r^2} + \beta^2 \right) \psi \right] e^{-j\theta\ell} \cdot e^{-j\beta z} \cdot e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (3)$$

③式を①式へ代入すると(2.80)式が得られる。

付録 1.2 (2.89) 式の導出

(2.81) 式より

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \psi}{dr^2} &= \frac{d}{dr} \left(\frac{d\psi}{dr} \right) = \frac{d}{dr} \left(r^{\frac{1}{2}} \frac{du}{dr} - \frac{1}{2} U r^{-\frac{1}{2}} \right) \\ &= \frac{d^2 U}{dr^2} \cdot r^{\frac{3}{2}} - \frac{1}{4} r^{-\frac{1}{2}} \cdot U \end{aligned} \quad (1)$$

①式を(2.80)式へ代入すると, (2.82)式が導かれる。(2.82)式に(2.88)式を代入すると

$$\frac{\delta}{a^2 x} \cdot \frac{d^2 U}{d\xi^2} + \left\{ \beta_1^2 (1 - f(r)) - \beta^2 - \frac{\delta(\ell^2 - 1/4)}{ax\xi^2} \right\} U = 0 \quad (2)$$

②式に, $\delta = 2\Delta$ を代入すると(2.89)式が得られる。

付録 1.3 (2.130) 式の導出

$$\frac{dr}{dz} = \sqrt{f(r)} \quad (1)$$

とおきこれが②の解であることを示す。

$$\frac{d^2 r}{dz^2} - \frac{n(r)}{E^2} \frac{dn(r)}{dr} - \frac{\ell^2}{r^3} = 0 \quad (2)$$

①より

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\frac{df(r)}{dr} \frac{dr}{dz}}{2\sqrt{f(r)}} = \frac{1}{2} \frac{df(r)}{dr} \quad (3)$$

$f(r)$ として

$$f(r) = \frac{n^2(r)}{E^2} - \frac{\ell^2}{r^2} - 1 \quad (4)$$

と置くと②が満足される。

①より

$$\frac{dz}{dr} = \frac{1}{\sqrt{f(r)}} \quad (5)$$

従って

$$z = \int_0^r \frac{dr}{\sqrt{f(r)}} + \text{const} \quad (6)$$

一方、(2.127)式の光線方程式を円筒座標系で

$$r \text{ 成分: } \frac{d}{ds} \left(n \frac{dr}{ds} \right) - nr \left(\frac{d\theta}{ds} \right)^2 = \frac{dn}{dr} \quad (7)$$

$$\theta \text{ 成分: } n \frac{dr}{ds} \frac{d\theta}{ds} + \frac{d}{ds} \left(nr \frac{d\theta}{ds} \right) = 0 \quad (8)$$

$$z \text{ 成分: } \frac{d}{ds} \left(n \frac{dz}{ds} \right) = 0 \quad (9)$$

と書ける。⑨式より

$$ds = \left(\frac{n(r)}{n_0 N_0} \right) dz \quad (10)$$

が求められる。⑩式を⑦, ⑧式へ代入すると

$$\frac{d^2 r}{dz^2} - \frac{n(r)}{(n_0 N_0)^2} \frac{dn}{dr} - \frac{1}{r^3} \frac{n_0^2 (x_0 M_0 - y_0 L_0)^2}{N_0^2} = 0 \quad (11)$$

が導かれるので、②と⑪を比較して

$$E = n_0 N_0 \quad (12)$$

$$\ell = \frac{n_0}{N_0} (x_0 M_0 - y_0 L_0) \quad (13)$$

と考えれば次式が導かれる。

$$z = \int_0^r \frac{N_0 dr}{\sqrt{\left(\frac{n(r)}{n_0} \right)^2 - \frac{1}{r^2} n_0^2 (x_0 M_0 - y_0 L_0)^2 - N_0^2}} \quad (14)$$

積分区間を $r_0 \sim r$ とし, $r' = r + r_0$ とおけば(2.130)式が導かれる。

付録 1.4 (2 1 3 2) 式の導出

(2 1 3 0) 式より

$$z = \int_{r_0}^r \frac{n_0 N_0}{\sqrt{n^2(r) - n_0^2 N_0^2}} \quad \text{①}$$

$$n^2(r) = n_1^2 [1 - f(r)] \quad \text{②}$$

を代入すると

$$z = \int_{r_0}^r \frac{n_0 N_0}{n_1 \sqrt{1 - f(r) - \frac{n_0^2}{n_1^2} N_0^2}} \quad \text{③}$$

ここで, $\beta = kn_0 N_0$, $\beta_1 = kn_1$, $x = 1 - \frac{\beta^2}{\beta_1^2} = 1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} N_0^2$ だから

$$z = \frac{\beta}{\beta_1} \int_{r_0}^r \frac{dr}{\sqrt{x - f(r)}} \quad \text{④}$$

となる。積分区間を, $0 \sim r_1$ に変えると (2.1.3.2) 式が導かれる。

付録 2 光ファイバ・ケーブルの製造方法

付 2.1 序

本章では光ファイバ心線および光ファイバケーブルの製造原理及び製造方法について述べる。光ファイバケーブルの重要な特性として第1に伝送特性,第2に機械特性に基づく信頼性がある。また実用性の観点から言えば経済性も無視できない。このような重要な特性は概ねこの製造プロセスに依存すると言っても過言でないため本章はこれらの諸特性との関係に着目しながら光ファイバ・ケーブルの製造法について述べる。

付 2.2 光ファイバの製造法

付 2.2.1 通信用光ファイバ材料

ガラスは過冷却液体が凍結された非晶質固体であり,石英ガラスはその代表例である。光ファイバ用ガラスを組成によって大別すると(i)酸化けい素(SiO_2)を主成分とする石英系と(ii)アルカリ酸化物などの数種の成分を含有する多成分系とに分けられる。又, SiO_2 をコアとしシリコン等のプラスチック材料で被覆したプラスチッククラッドファイバも用途に応じて使用される。

(1) 高純度石英

石英ガラスは融点が約 1700°C と高く化学的耐久性や可視($0.4\sim 0.75\mu\text{m}$),紫外($0.4\mu\text{m}$ 以下)領域での透過率が非常に良いため光学ガラスとして使用される。水晶は天然に産する SiO_2 の結晶でありこれから得られる石英は天然石英と呼ばれるが, Al_2O_3 や CaO 等の不純物を含むため $0.8\sim 1.6\mu\text{m}$ 帯で $30\sim 100\text{dB/km}$ の光損失は避けられない。

長距離通信用の光ファイバ用材料としての石英を得るためには,けい石又はけい砂を出発原料として四塩化シリコン(SiCl_4)を作りこれを火炎加水分解や酸化反応によって合成石英とする方法がとられる。 SiCl_4 はシリコン単結晶の製造に使用される半導体原料であり超高純度(99.9999%以上)の石英を合成できる。この合成方法では SiCl_4 の段階で沸点の大きく異なる遷移金属のハロゲン化物(例えば FeCl_3 など)を蒸留分離することが容易である。従って光ファイバ中の光が伝搬するコア部分の合成に使用され,低損失の光ファイバを作る一方,天然石英は光損失に影響のないクラッド部の材料として使用される。

(2) ドーパント

光ファイバの導波構造を構成するためにはコア部分の屈折率を周囲のクラッド部より高める必要がある。又,グレーディッド形光ファイバの場合にはコア部の屈折率分布をほぼ2乗分布に精密制御することが必要である。石英系光ファイバのコア部分の屈折率制御材料としては GeO_2 , P_2O_5 等が使用される。これらは SiO_2 と同様にガラス形成物質であり出発原料としてハロゲン化物(GeCl_4 , POCl_3 等)が使用できる。これらの原料は飽和蒸気圧が高いのですべて

気相で取り扱うことが出来、ガス流量制御系で供給量を制御することが出来る。

(3) 石英含有多成分光ファイバ用材料

原料精製の容易さから見るとソーダ石灰ガラス ($\text{Na}_2\text{O} - \text{CaO} - \text{SiO}_2 + \text{副成分}$)、アルカリほうけい酸ガラス ($\text{R}_2\text{O} - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2 + \text{副成分}$: Rはアルカリ金属)等が上げられる。これらの出発材料としては SiO_2 用のけい石の他にソーダ灰 (Na_2CO_3)、石灰石 (CaCO_3)、ほう砂 ($\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$)、灰長石 ($\text{CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$)等がある。これらの原料から高純度の光ファイバ原料を得ることはそれ程簡単ではないが、多成分光ファイバは高NAに出来るので短距離用やイメージガイド用等に用いられる。

(4) その他の材料

コアに高純度合成石英を使用し、クラッド材として石英よりも屈折率の小さな高分子材料を使用するプラスチッククラッドファイバも用途に応じて用いられる。高分子材料としては、屈折率、ガラスとの適合性などを考えて選択され、シリコン (Silicone) や FEP (Fluorinated ethylene propylene) 等が用いられている。

付 2.2.2 石英系光ファイバ母材の製法

(1) 内付けCVD法

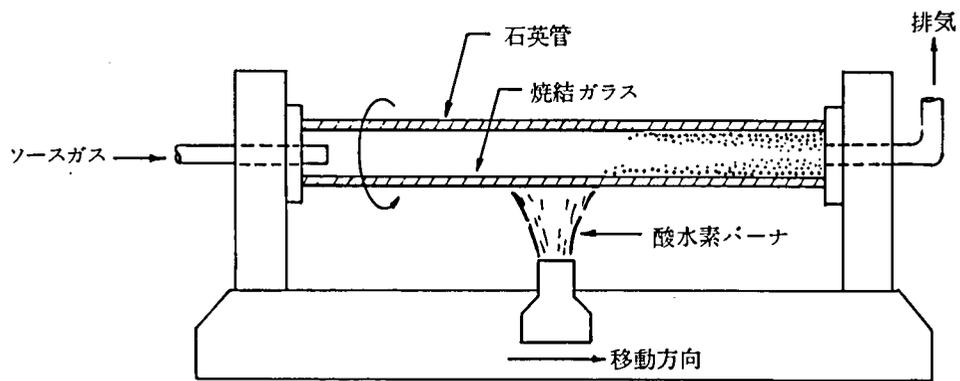
化学気相堆積法 (Chemical vapor deposition)はシリコンやゲルマニウムなどの半導体の気相合成法として開発された技術であるが1974年米国のベル研究所において光ファイバ用母材の製造に適用され^{付2.1)} MCVD (Modified chemical vapor deposition)法とも呼ばれ広く使用されている。本研究論文で扱う光ファイバは主にこの製法による。

付図 1.にMCVDガラス旋盤を、付図 2にMCVDプロセス概要を示す。本方法は原料ガスである SiCl_4 、 GeCl_4 、 POCl_3 及び BBr_3 等を酸素をキャリアガスとして共に加熱された石英ガラス管内に送り込み石英管内壁面にコアとなるガラス層を堆積させるものである。システム構成要素としては、原料ガス供給系、石英管を保持し回転させるガラス旋盤、ガラス旋盤に取り付けられた加熱系、更に原料ガス流量、加熱温度、バーナの移動速度などを制御するプログラム制御系の各部からなる。

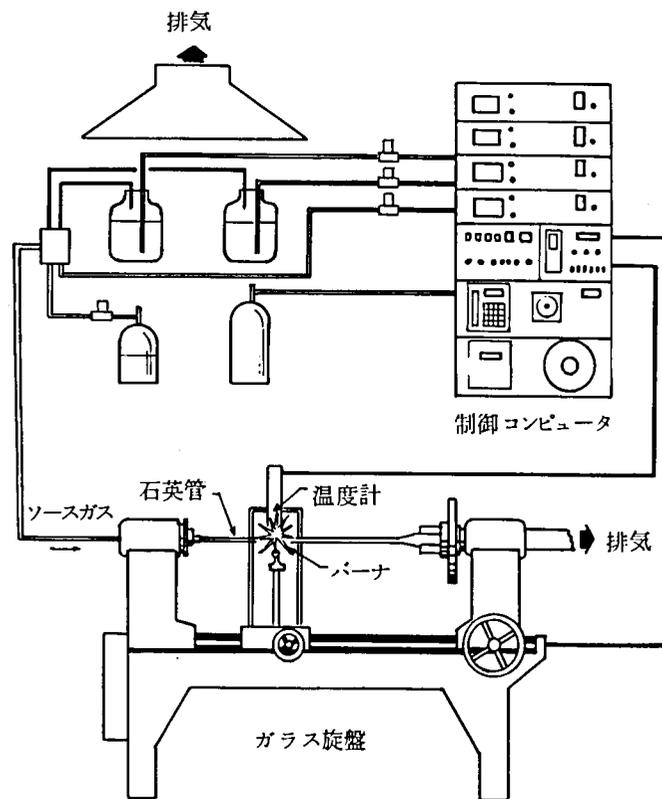
ガラス旋盤に保持された石英管は酸水素バーナによって $1300 \sim 1600^\circ\text{C}$ に加熱され、管内部では次の原料ガスの熱酸化反応が行なわれる。



その結果、ドーパントとしてGe, P, B, などの酸化物を含んだ SiO_2 の酸化物微粉末が



付図1 MCVDガラス旋盤



付図2 MCVDプロセス概要

ガラス管壁に付着し透明ガラスとなる。加熱バーナーは石英管の長手方向に移動し1回のバーナー移動に伴って通常10数 μm の厚さのガラス膜が長さ50~60cmに亘って堆積される。このバーナーの移動を50~100回程度繰り返して逐次ガラス膜の堆積を行なう。バーナーの移動ごとに原料組成を自動的に変化させ所定の屈折率分布を得る。

この段階では管は中空であるが、堆積したガラス膜が光ファイバの外径-コア径比に合った厚みに達した後、原料輸送を停止し、バーナー火力を上げ、加熱温度を約1700 $^{\circ}\text{C}$ に高めて軟化した石英管の表面張力の作用で中実化(カラブス)する。この様にして高純度石英ガラスからなる光ファイバ母材が得られる。

内付けCVD法は原料からガラス合成までを全て閉じた系で行なうため不純物による汚染が少ないのが特徴である。

以上がMCVD法の基本製造原理であるが、ガラス管の内面に合成クラッドを内バリし、その後コア部のCVDを行なういわゆる内バリ法もその応用として採用される。それは主に次の場合である。

- (i) 屈折率分布をW形(付図3)にする場合。
- (ii) 長波長帯(1.2~1.6 μm)で用いる場合。
- (iii) 単一モードファイバとして HE_{11} モードのみ伝送する場合

(i)は第7章で詳しく述べるが、 $\text{B}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$ 系ガラスをコアとクラッドの間に低屈折率層として堆積させるもので一般にW形ファイバと呼ばれている。W形ファイバでは合成石英の低屈折率層を中間層と呼び、この中間層の幅でNAを制御するものである。(ii)は出発材料として用いている天然石英管内に含まれるOH基(通常200ppm)がCVD、カラブス時にコア内に拡散し、特に1.3 μm 帯でOH基吸収損失となって低損失化の障害になる。これを防ぐ目的でバリア層を設ける。(iii)は電磁界分布が規格化周波数 v 値に依存して一部クラッドにもしみ出すため、クラッドは純度の高い合成石英で形成する必要がある。単一モードファイバを長波長帯で使用する場合にはこの合成石英の層はOH基に対するバリア層として作用する。石英系ファイバの損失要因分析については第6章で詳述する。

(2) グレーディッド形ファイバの屈折率分布制御

コアの中心から r の位置の屈折率が次式で表わされる α 乗分布ファイバの屈折率をMCVD法によって形成する方法を考える。

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha} \quad (\text{付2.5})$$

CVD膜は等体積形成されるから次式を得る。

$$r = a \sqrt{N/N_{\text{max}}} \quad (\text{付2.6})$$

ここに N は r の位置のCVD回数、 N_{max} は全CVD回数である。

(付2.5)式, (付2.6)式よりN回目のCVD時の屈折率 $n(N)$ が

$$n(N) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{N}{N_{\max}}\right)^{\frac{\alpha}{2}}} \quad (\text{付2.7})$$

と得られる。

一方, ドーパント濃度と屈折率の関係は予め実験によって求められる。従って各CVD時におけるドーパント濃度と屈折率の関係すなわち屈折率を校正する曲線が求められる。この情報を予めマイクロコンピュータに記憶させておき, 所望の屈折率分布を得る。

(3) 気相軸付け法 (VAD法) (付2.2)(付2.3)

MCD法が半径方向にガラスを堆積合成するものであるのに対し, ガラス合成を軸方向に行うVAD (Vapor-phase Axial Deposition)法が1977年に日本電信電話公社通信研究所で開発された。MCD法が1本1本の母材を個別に製造するという制約があるのに対しVAD法は母材を軸方向に連続製造できる特色がある。

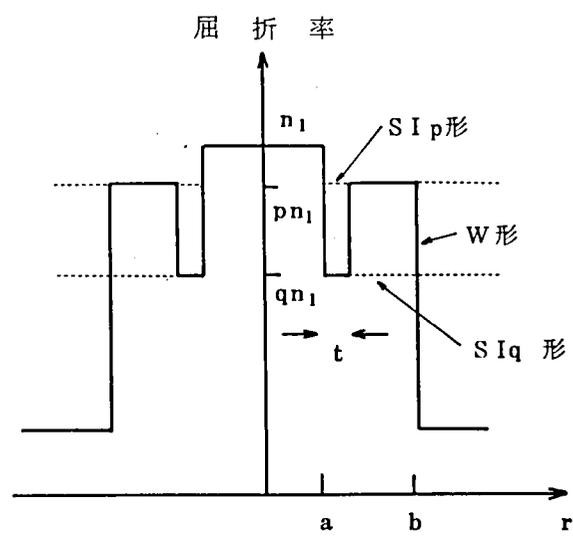
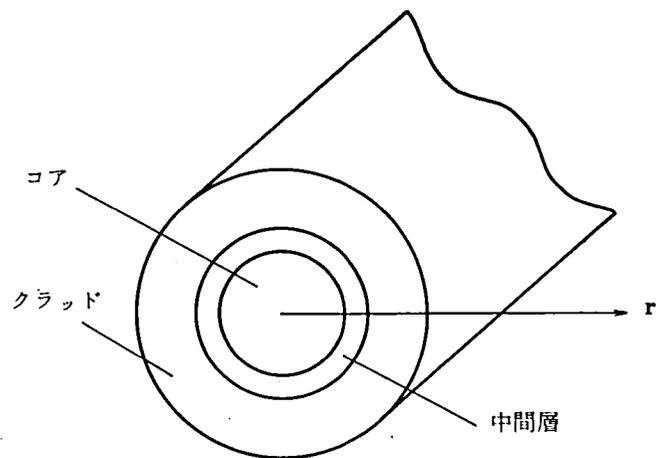
付図4に製法概念を示す。原料給供系は内付けCVD法と同様に SiCl_4 , POCl_3 などを気相として酸水素炎中で酸化物微粒子とする。この微粒子を石英棒などの先端をターゲットとして吹き付け多孔質母材を軸方向に堆積させる。軸方向に堆積させた多孔質母材を成長速度に合わせて回転しながら上方に引き上げられ上部に設けたカーボンヒータの電気炉を通る間に加熱熔融されて透明な母材となる。VAD法はMCD法に比べてガラス合成速度が速く, 大形の母材の連続製造が可能である。VAD法における脱OH基はスート堆積と透明ガラス化の中間工程で塩素雰囲気中で処理することで可能である。また屈折率分布制御はバーナとターゲット間の距離やスート先端部の温度制御等によって行なわれる。

付2.2.3 光ファイバの線引と補強

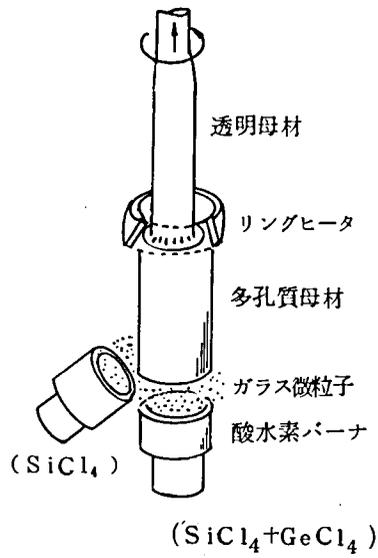
プリフォームは外径100~200 μm , 長さ数kmから時には数10kmの光ファイバに線引される。線引工程では外径変動の制御及び光ファイバの表面欠陥による強度劣化防止のためのブリコートが同時に行なわれる。ブリコートされた光ファイバ素線はナイロン等のプラスチックで被覆され外径約1mmの心線となる。光ファイバのケーブル化においてケーブル構造上, 光ファイバに側圧や曲げが加えられるような場合にはブリコートの上にシリコンなどの緩衝層を施した後にはナイロンを被覆するいわゆる3層構造の心線が適用される。

(1) 線引

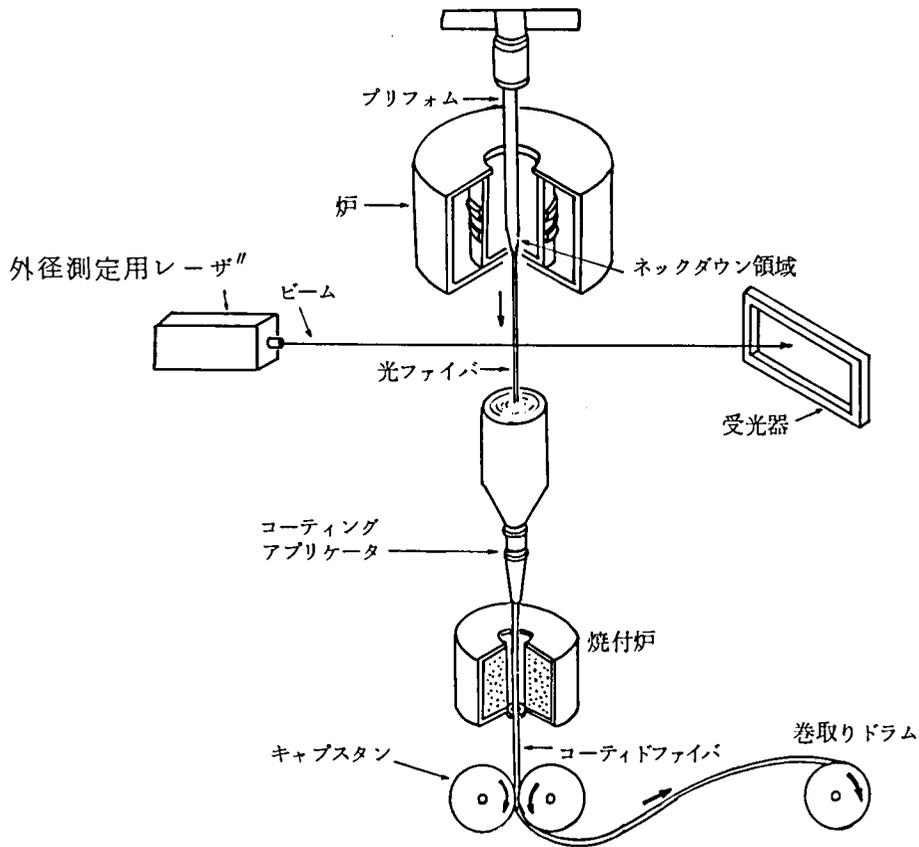
内付けCVD法で作られるプリフォームは外径が10~15mm, 長さが300~600mmであり, これを2000°C以上に加熱軟化させ引き伸ばすことにより光ファイバ化する。線引装置の構成を付図5に示す。装置は母材送り部, 加熱炉, 外径測定器, ブリコート部, 引き取り部及び外径制御装置から構成される。加熱炉には抵抗炉, 高周波誘導炉, CO_2 レーザー等があるが, 後者は大型母材の線引には適さない。光ファイバの外径はレーザー光による非



付図3 W形光ファイバの断面構造と屈折率分布



付図4 VAD法の概要



付図5 線引, コーティング概要

接触外径測定器によって検出され目標外径と比較され引き取り回転数にフィードバックされる。その結果±1 μm以下の精度で制御される。付図 6 に外径測定例を示す。光ファイバの外径は光ファイバ同志の結合特性（融着接続，コネクタ接続の場合には外径をそろえることによつてコアを合わせる）や光ファイバ内のモード変換特性に影響を及ぼすため精度よく目標範囲内に制御する必要がある。

線引工程においては線引温度，速度，ファイバ張力の 3 者には密接な関係がある。経済性の面からは高速化が必要であるが，ファイバ強度や以下に述べるブリコートの塗れ性の問題などとのトレードオフで線引速度は限定される。

(2) 補強

線引工程でプラスチックコートを実施する主な目的は光ファイバの強度を向上させることとケーブル化時に光ファイバに及ぼされる機械的な外力に対する緩衝層とすることの 2 点である。ブリコート及び緩衝層用材料としてはエポキシ，シリコン，ウレタン樹脂などが使用されている。光ファイバ素線強度を決めるものとしては出発石英管の品質，ブリコートの品質及び線引条件（温度，雰囲気）と考えられている。光ファイバの機械的強度の長期信頼性は光ファイバケーブルの構造設計に影響を及ぼし，しいては光通信システムの信頼性にもかかわる重要なテーマであるので種々の環境条件下で光ファイバ破壊のメカニズムの解明や静疲労試験による光ファイバの寿命推定の検討が行なわれている。（付 2.4）（付 2.5）

ブリコート及び緩衝層を施された光ファイバ素線は通常，ナイロンを押し出し被覆される。ナイロンは 200 °C 程度の温度で熔融状態でジャケットされるが，室温までの冷却の過程で収縮し光ファイバ素線に不規則な曲りを生じさせる。この曲りは物性的にある程度避け難い性質のもので，光ファイバ心線のモード変換を支配し，多モード光ファイバのベースバンドの伝送特性に影響を及ぼす。

一方，光ファイバ心線のケーブル化の観点からすればナイロン厚さ，ヤング率等は外力による側圧特性に影響する。これらの構造と伝送特性については第 5 章で詳しく述べる。

付 2.3. 光ファイバケーブルの製造

光ファイバの細径，軽量性を損わないために光ファイバケーブルにも従来のメタルケーブルに比べて細径，軽量，可撓性等が要求される。優れた伝送特性，信頼性を有する光ケーブルを製造するためには光ファイバの特質を踏まえてその設計を行う必要がある。

付 2.3.1 光ケーブル製造原理

(1) テンションメンバ

光ファイバの引張破断強度は短尺試料での引張試験において通常のコア径／クラッド径／ジャケット径が 50 / 125 / 900 μm のファイバで 5 ~ 7 kgf であり歪に換算すると約 5

の伸びで破断する。また長期信頼性の点からは光ファイバ素線に歪が加えられた状態ではガラス表面の傷が進行することが定説化しつつある。従って光ケーブル製造工程、布設工程で光ファイバ心線に過度の張力が加えられないように、テンションメンバが必要である。通常の光ケーブルはテンションメンバの周囲に光ファイバを集合し緩衝材を介し抑え巻きを施し、シースを施すことによって製造される。

(2) マイクロベンド対策

光ファイバに曲げが加えられると第5章で述べるようにモード変換が発生し、同時に放射損失が生じる。実際のケーブル化において、集合時や高密度実装において光ファイバの長手方向に不規則な曲りが生じ^{付2.7)}光ファイバ軸が微小に曲げられモード変換と同時にいわゆるモード変換損が発生する。これを抑える方法としては次の手段が考えられる。

(1) 光ファイバ構造に関して：

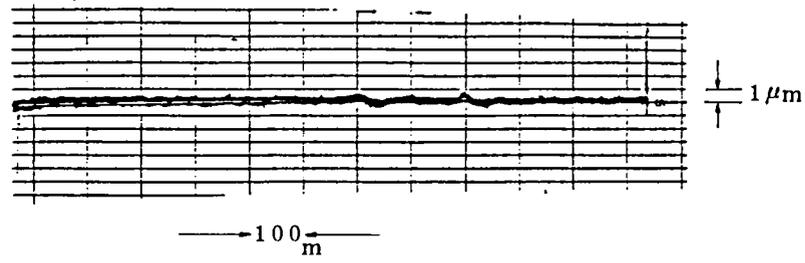
比屈折率差 Δ を大きくし、コア径 a を小さくする。SIファイバの場合にはモード分散が等しいという条件では第7章で述べるW形ファイバとする。(付図3)

前者は隣接モード間の位相定数の差を大きくし、モード変換係数を小さくすること、後者はモード変換でリーキモードに変換した電力を伝搬モードへ再変換し、その結果伝送損失増を小さくすることに対応する。

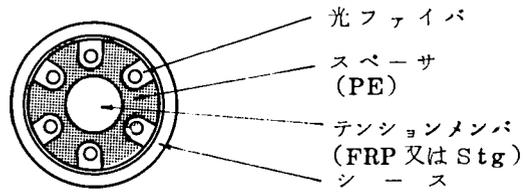
(2) ケーブル構造に関して：

ケーブル製造中に光ファイバに側圧及び張力が加わらない構造とする。その一例として、付図7に示すスペーサ型光ケーブルがある。^{付2.8)}スペーサの溝は長手方向に一定のピッチ P でスパイラル状に成形されている。付図8には、ピッチとより込み率の関係の一例を示す。テンションメンバに張力がかかりケーブル全体が伸びても光ファイバには直接歪が加えられない仕組みになっている。また溝は心線径に比べて十分大きくとってあるため側圧も加わることもなく、ケーブル化、布設に対し非常に安定な構造と言える。

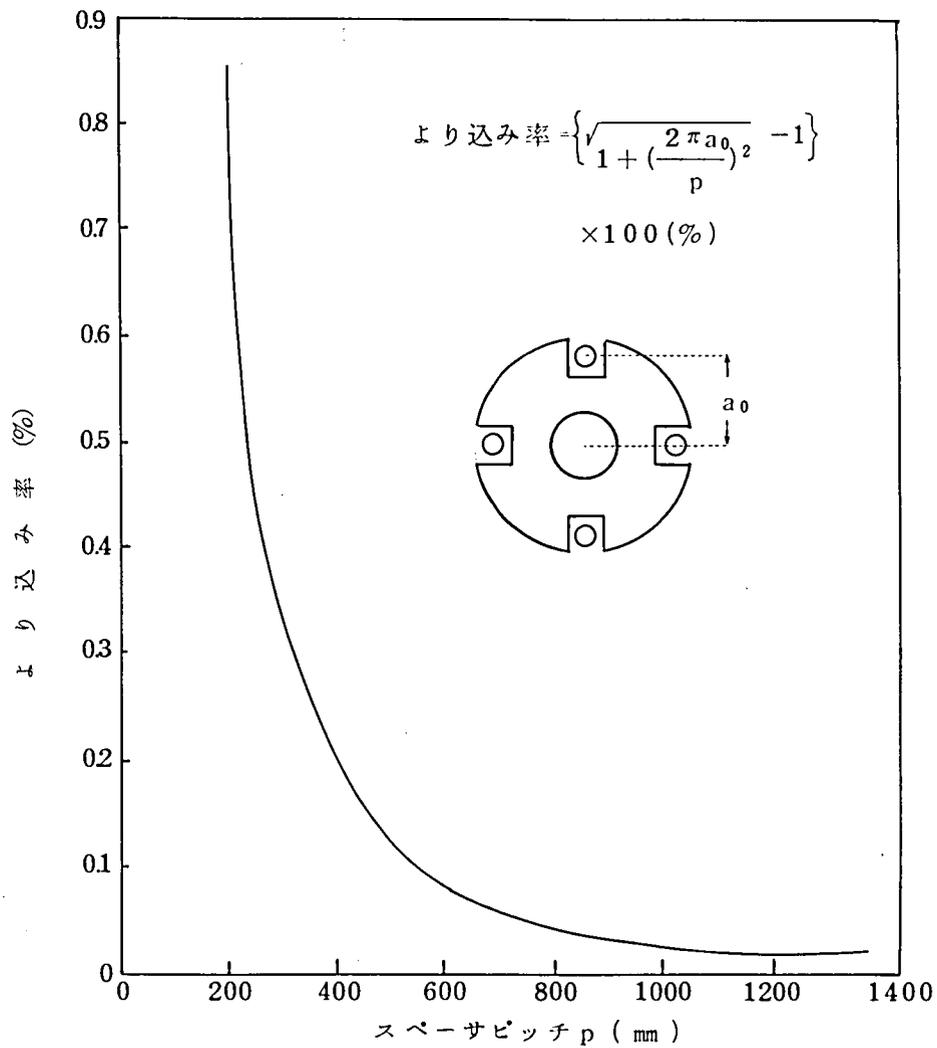
しかしながらスペーサ型光ケーブルの欠点としてケーブル外径がある程度までしか小形化できないということが上げられる。これに対し、単位断面積当りの光ファイバの密度を高める構造として光ファイバ心線と等しい外径を有するテンションメンバのまわりに心線を直接撚り合わせたいわゆるユニット型光ケーブルが上げられる。本ケーブルはこのユニットにクッション層を介して抑え巻きしシースを施して最終構造に仕上げられる。付図9に6心ユニット型及び24心ユニット型光ケーブルを示す。このような高密度な光ケーブル化においては撚り合わせ工程で側圧を受けマイクロベンド損失を被りやすい。これに対しては、心線を付図10に示すような3層構造にすることが効果的である。付図11には3層構造と、2層構造の心線の耐側圧特性を示すが、両者の差が顕著である。



付図6 光ファイバ外径変動



付図7 スペース型光ケーブル断面構造



付図8 スペースピッチとより込み率の関係

付2.3.2 光ケーブル実用例

付表1に筆者が開発に従事した光ケーブルの構造、特性諸元の一覧を示す。スペース型光ケーブル、ユニット型光ケーブルともに心線時の伝送損失に比べてケーブル化での損失は概ね0.2 dB/km以下に抑えられている。特に波長1.3 μm 用のGIファイバを用いた光ケーブルにおいてはもともとの伝送損失が0.5～0.6 dB/kmと低いためケーブル化によるマイクロバンド損失を0.1 dB/km以下に抑える必要があり、付2.3.1で述べた考え方に立脚しそれが安定して実現されている。1.3 μm 帯GIファイバケーブル(付図14)はすでにS56年1月から東京電力(株)の実用回線に適用され25 km×32 MbpsのPCM通信に供している。^{付2.11)}

複合型のうち、付図21の光ファイバ複合架空地線は160 mm^2 相当の架空地線と同等の性能を有し、超高压送電系の短絡、落雷事故時の系統保護用として現在開発中である。^{付2.15)}本複合光ファイバケーブルは誘導電流により常時最高使用温度が150 $^{\circ}\text{C}$ と高いため、光ファイバ心線も耐熱構造とし、架空地線と光ファイバの線膨張係数の差による高温時の光ファイバの歪も極力小さくなる様な構造とされている。^{付2.15)}

付表1の末尾に示したバンドルライトガイドは、コアが石英、クラッドがシリコンより成るプラスチッククラッドファイバを7芯撚り合わせ、更にそれをユニットとして84芯にしたものである。この様に多心にすることによって送受光素子との結合部が単純化される。本ライトガイドは、サイリスタバルブの点弧角制御に実際に使用されており、光ケーブルのもつ絶縁性が活かされた例である。高耐圧バンドルライトガイドの電気絶縁特性を付表2に示す。

付2.4 ま と め

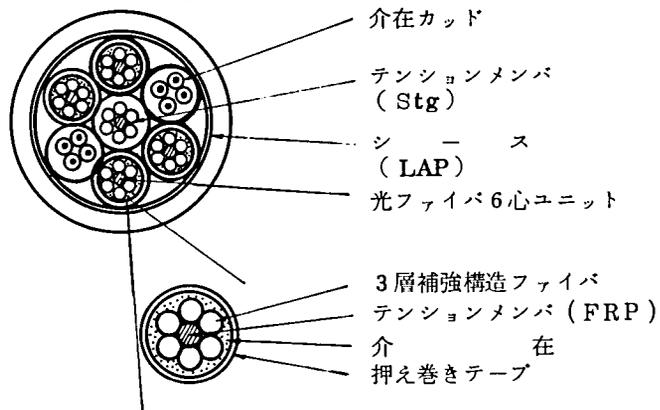
供試光ファイバの製造法、それを用いた光ケーブルの製造法につき伝送特性との関連に着目しながらまとめた。

筆者が開発に従事した光ケーブルにつきそれらの諸特性について述べた。光ファイバの心線化、ケーブル化におけるモード変換損は本文で述べるように伝送帯域幅と密接な関連があり、それらを考察する際の基本となる項目についても触れた。ケーブル化における耐応力特性は光ファイバのコア径、屈折率差、補強構造と密接な関係があり、同時にこれらのパラメータは光源と結合、接続性、スペースファクタと深い関係があるため、コストまで含めた最適なケーブル構造設計は用途、光源の種類、布設状況などを総合的に考慮して行なう必要がある。

付表1. 各種光ファイバケーブルの構造と特性諸元

	構造上の特記点	構造 断面図	光ファイバ心線			心線	動作 波長	伝送損失		伝送帯域		伝送距離	用途など
			コア/クラッド外径	n分布/△	補強構造			短波	長波	短波	長波		
ス ペ ー サ 型	ノンメタリック	付図12	50/132	SW/0.2	2層	4	0.83	6.5	/	100	/	3.0 (実証実験)	電力系統制御付2.8)
	メタリック複合	付図13	50/132	GW/0.35	2層	4	0.83	4.5	/	300	/	1.5 (実証実験)	電力系統制御付2.9)
	ノンメタリック	付図12	50/125	GI/1.0	2層	2	0.83 1.3	2.8	0.8	400	660	8	電力系統制御付2.10)
ユ ニ ット 型	1ユニット	付図14	50/125	GI/1.0	3層	4	1.3	2.5	0.6	350	800	2.5	一般通信用付2.11)
	ユニット複合	付図15	50/125	GI/1.0	3層	8	1.3	2.7	0.7	400	600	3.5	同上
	ユニット複合	付図16	50/125	GI/1.0	3層	31	0.85	2.5	/	500	/	1.0	同上
複 合 型	電力ケーブル複合	付図17	85/150	SI/1.0	2層	2	0.85	3.5	/	25	/	4.2	交通流監視,ITV付2.12)
	CCP回線複合 (スペーサ)	付図18	60/150	GI/1.0	2層	6	0.83	2.8	/	400	/	6.6	交通流監視,ITV
	コード・同軸複合	付図19	85/150	GI/1.0	2層	4	0.83	3.5	/	600	/	1.5	産業用(ITV) データハイウェイ用
	架空地線複合	付図20	50/125	GI/1.0	3層	4	1.3	2.7	0.8	400	600	試作のみ	電力系統保護,制御 (付2.14)
	架空地線複合	付図21	50/125	GI/1.0	4層	4	1.3	2.7	0.8	400	660	9.6km (実証実験)	同上(付2.15)(付2.13)
その他	バンドルライト ガイド	付図22	180/240	ポリマークラ ッドファイバ	/	84	/	40	/	/	/	5~20m	アイソレーション付2.16) サイリスタバルブ点孤制御

単位(μm) 単位(dB/km) 単位(MHZ -km) 単位(km)



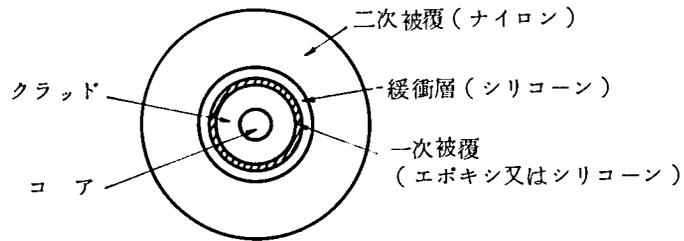
注：略語説明

FRP (ガラス 強化プラスチック)

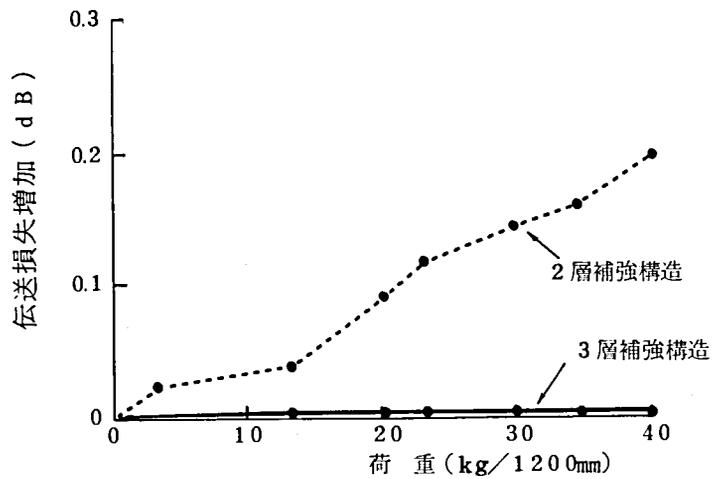
Stg (鉛めつき鋼より線)

LAP (アルミラミネートポリエチレン)

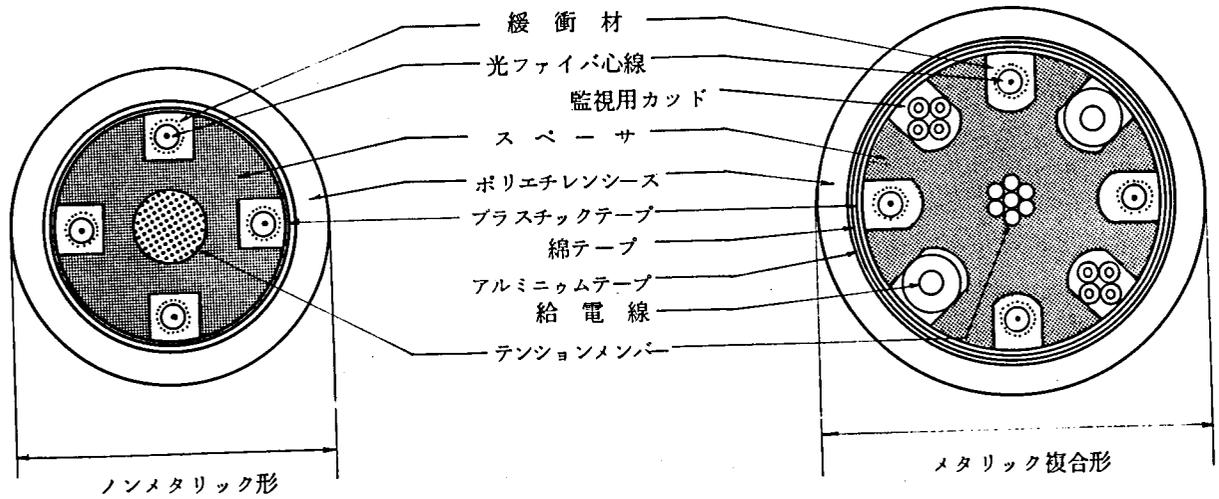
付図9 6心ユニット型及び24心ユニット型光ケーブル



付図10 光ファイバの3層補強構造断面図

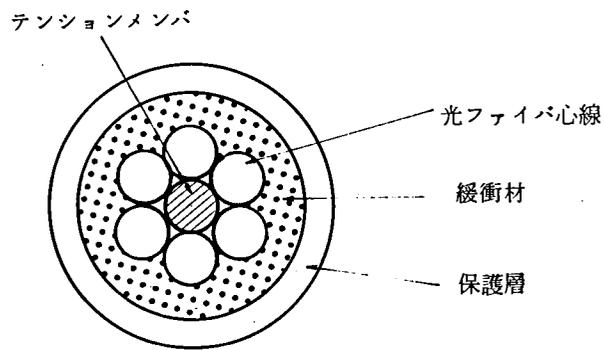


付図11 光ファイバ心線の耐側圧特性

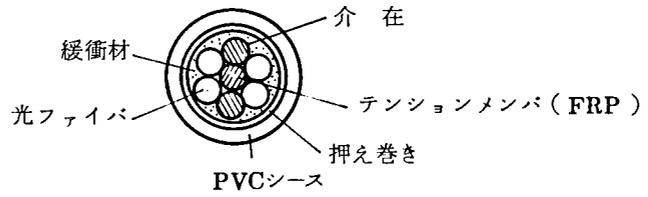
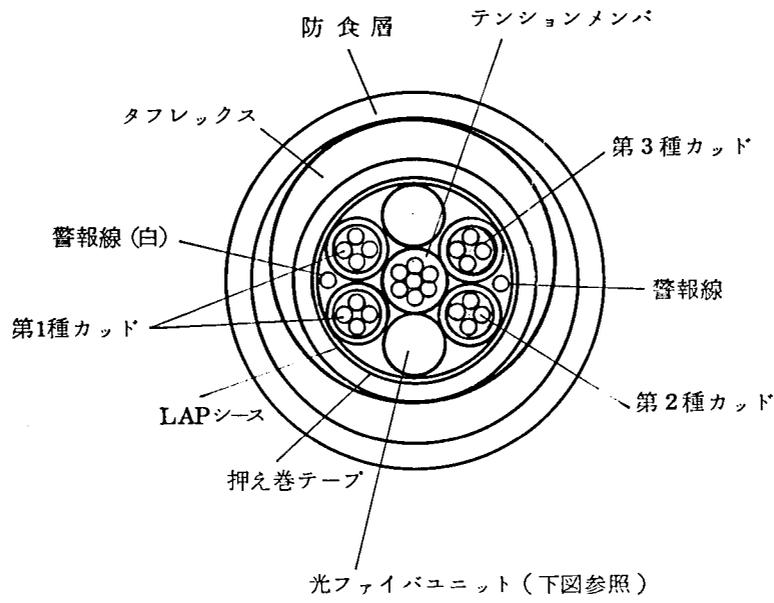


付図12 スペース型光ケーブル

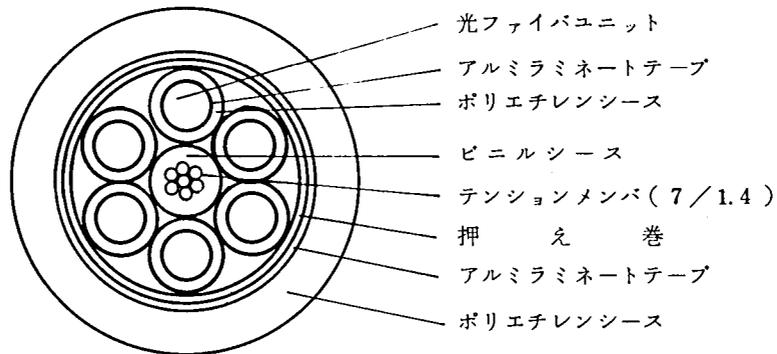
付図13 メタリック複合スペース型光ケーブル



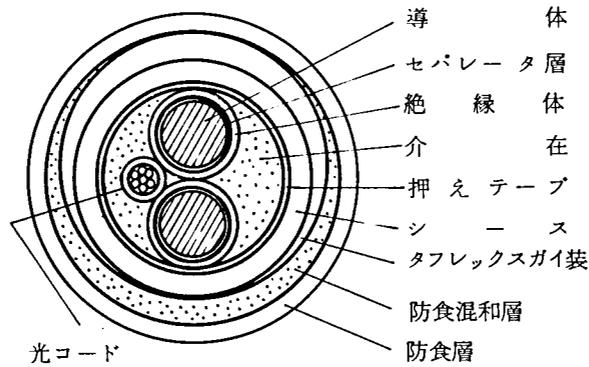
付図14 6心ユニット型光ケーブル



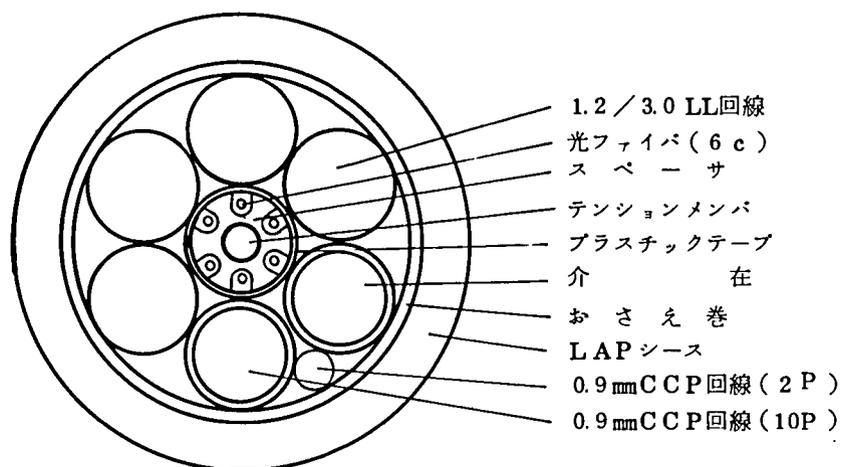
付図 15 8心ユニット複合光ケーブル



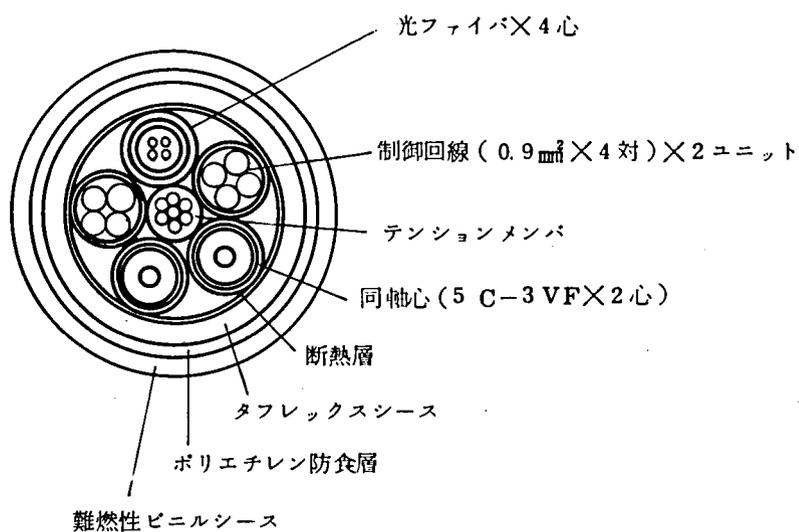
付図 16 ユニット複合31心光ケーブル



付図 17 CVケーブル複合光ケーブル



付図18 CCP回線複合スペーサ型ケーブル



付図19 光コード・同軸複合光ケーブル

付録 3

(8.3) 式の導出

(8.1) 式より

$$r = a \sqrt{X - \left(\frac{\sin \theta r}{NA} \right)^2}$$

但し

$$X = \frac{m}{M}$$

$$\frac{r}{a} = \frac{d}{a} \cdot \frac{r}{d} = k_2 \cdot \hat{r}$$

とする。

但し

$$k_2 = \frac{d}{a}$$

$$\hat{r} = \frac{r}{d}$$

$$k_1 = \frac{1}{NA^2} \text{ とすると}$$

$$\begin{cases} k_2 \hat{r} = \sqrt{X - k_1 \sin^2 \theta r} \\ \sin^2 \theta r = \frac{\hat{r}^2}{1 + \hat{r}^2} \end{cases}$$

従って

$$k_2^2 \hat{r}^2 = X - k_1 \frac{\hat{r}^2}{1 + \hat{r}^2}$$

$$\therefore k_2^2 \hat{r}^4 + (k_2^2 - X + k_1) \hat{r}^2 - X = 0$$

$$\hat{r}^2 = \hat{R} \text{ とおくと}$$

$$k_2^2 \hat{R}^2 + (k_2^2 - X + k_1) \hat{R} - X = 0$$

一般に $ay^2 + by + c = 0$ において

$a, c \ll b$ の場合の根は

$y \approx -\frac{c}{b}$ であるので、

$$\hat{R} \doteq \frac{X}{k_2^2 - X + k_1}$$

$$\therefore \hat{r} = \sqrt{\frac{X}{k_2^2 + k_1}}$$

$$\therefore r = d \hat{r} = d \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{d}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{NA}\right)^2}} \sqrt{\frac{m}{M}}$$

$$= a \sqrt{\frac{(NA)^2}{(NA)^2 + \left(\frac{a}{d}\right)^2}} \sqrt{\frac{m}{M}}$$

$$= \frac{a(NA)}{\sqrt{(NA)^2 + \left(\frac{a}{d}\right)^2}} \sqrt{\frac{m}{M}}$$

付録 4 本研究に関連した著者発表論文リスト

4.1 原著論文

- (1) K. Mikoshiba, H. Kajioka et al, "The influence of mechanical stress on transmission characteristics of W-type optical fibers," 2nd European Conference on Optical Fiber Communication, pp.163-165 (1976)
- (2) K. Mikoshiba and H. Kajioka, "Transmission characteristics of multimode W-type optical fiber: Experimental study of the effect of the intermediate layer," Applied Optics, Vol.17, No.17, pp.2836-2841, Sept. (1978)
- (3) 梶岡: 「モード結合がある多モードファイバの伝達関数の一考察」電子通信学会
Vol. J61-B, No9 PP. 791-795 (1978-9)
- (4) H. Kajioka, "Transmission theory of mode-coupled multimode fiber based on scattering matrix," The Transactions of the IECE of Japan, Vol. E62, No.8, pp.546-547 (Aug. 1979)
- (5) N. Ohmori, H. Kajioka et al, "Improvement and Application of Polymer Clad Optical Fiber for Communication Use," Proc. of 28th International Wire and Cable Symposium, pp.319-326, Nov. 13, 14, 15, 1979, N.J. U.S.A.
- (6) H. Kajioka, "The theoretical and experimental study of mode-coupled multimode W-fibers based on scattering matrix," The Transactions of the IECE of Japan, Vol. E63, No.6, pp.414-420, June, 1980
- (7) H. Kajioka, "The theoretical and experimental study of mode-coupled graded index fibers based on scattering matrix method," The Transactions of the IECE of Japan Vol. E64, No.3, pp.203-209, March, 1981
- (8) T. Asai, H. Kajioka et al, "VHF Multichannel TV transmission using Multimode Fibers," 6th European Conference on Optical Fiber Communication, York, UK, Sept. 1980

- (9) S. Kubota, S. Ohashi, H. Kajioka et al, "Broadbandwidth Optical Fiber Cable for 1.3 μ m, 24km Non-Repeater Communication System", Proc. of 30th International Wire and Cable Symposium, pp.133-138, Nov. 1981, U.S.A.

4.2 日 立 評 論

- (1) 大西, 梶岡他2名「光ファイバケーブル及びデバイス」 Vol. 63, PP. 15-20, (1981-3)
- (2) 滝沢, 梶岡他3名「マルチモード光ファイバを用いたVHFテレビジョン7チャンネル多重伝送システムの開発」 Vol. 63, No7, PP. 65-70 (1981-7)
- (3) 梶岡「長波長帯光ファイバケーブルの伝送特性」 Vol. 63. No9. PP. 25-28 (1981-9)

4.3 学会講演論文

- (1) 御子柴，梶岡他 2名：「W形ファイバの耐応力特性」昭51，電子通信学会総合全国大会 892
- (2) 御子柴，梶岡他 2名：「W形ファイバの耐応力特性（その2）」昭51，電子通信学会光電波部門別全国大会 322
- (3) 御子柴，梶岡他 1名：「光ファイバのケーブル化における耐応力特性について」昭和51年，電子通信学会部門別全国大会 S3-5
- (4) 御子柴，梶岡他 2名：「W形光ファイバの中間層の影響」，昭和52年，電子通信学会総合全国大会 843
- (5) 梶岡，新沢 他1名：「光ファイバの損失の温度特性の一考察」昭53年，電子通信学会総合全国大会 1685
- (6) 梶岡：「散乱行列法による多モードW形ファイバの伝送特性の解析」昭54年，電子通信学会総合全国大会 935
- (7) 大森，梶岡他 2名：「シリコンクラッドファイバの伝送損失温度特性の改善」昭54年，電子通信学会総合全国大会 938
- (8) 田中，梶岡他 2名：「多モードW形ファイバの高密度実装」昭53年，電子通信学会光電波部門別全国大会 369
- (9) 石田，梶岡他 4名：「広帯域ビデオ信号の光伝送」昭和54年，電子通信学会総合全国大会 2251
- (10) 波頭，梶岡他 2名：「バンドルライトガイドの諸特性」昭和54年，日本電気協会，第58回通常総会 S54.6.6 東京
- (11) 田中，梶岡他 2名：「多モード光ファイバの屈折率差とコア径の伝送損失への影響」昭和54年，電子通信学会総合全国大会 929
- (12) 梶岡他 6名：「CVケーブル複合光ファイバの諸特性」昭和55年，電子通信学会総合全国大会 1887

- (13) 梶岡：「散乱行列法による多モードファイバの解析」昭和55年，電子通信学会総合全国大会 953
- (14) 梶岡他 6名：「長波長帯への移行を指向したGIファイバの特性」昭和55年，電子通信学会総合全国大会 888
- (15) 梶岡，中居：「散乱行列法によるGIファイバの解析」昭和55年，電子通信学会光電波部門全国大会 334
- (16) 梶岡他 3名：「VHF帯TV多重伝送用多モードファイバの解析」昭和55年，電子通信学会光電波部門全国大会 327
- (17) 久保田，梶岡他 4名：「光ファイバ複合架空地線の基礎的特性」昭和55年，電子通信学会光電波部門全国大会 329
- (18) 滝沢，梶岡他 4名：「マルチモードファイバによるVHF-TV多重伝送」昭和55年，電子通信学会光電波部門全国大会 266
- (19) 内藤，梶岡他 2名：「長波長GIファイバによる6.3 Mb/S長距離伝送実験」昭和55年電子通信学会光電波部門全国大会 268
- (20) 梶岡他 3名：「VHF-TV多重伝送用GIファイバの検討(II)」昭和56年電子通信学会総合全国大会 926
- (21) 梶岡他 6名：「ユニット形光ケーブルの損失特性」昭和56年，電子通信学会総合全国大会 1874
- (22) 梶岡他 3名：「透過法によるGIファイバの屈折率分布測定法の検討」昭和57年電子通信学会総合全国大会 979
- (23) 梶岡他 3名：「定偏波ファイバの曲げと消光比」(22)に同じ，予稿No. 964
- (24) 梶岡他 4名：「1.3 μm 帯定偏波ファイバの検討」(22)に同じ，予稿No. 963
- (25) 雨宮，梶岡他 3名：「光ファイバ複合架線地線の架線ヒートサイクル試験」(22)に同じ予稿No. 1818

4.4 研究会発表資料

- (1) 梶岡：「モード結合のある多モードファイバの伝達関数の一考察」電子通信学会光量子エレクトロニクス研究会報告資料 OQE 77-117, PP・63-67 (昭53.3)
- (2) 梶岡：「散乱行列法によるマルチモードファイバの伝送特性の考察」電子通信学会通信方式研究会報告資料 CS 78-35, PP15-22 (昭和53.6)
- (3) 滝沢, 梶岡他：「マルチモードファイバを用いたVHFテレビ7チャンネル多重伝送」電子通信学会研究会報告資料, CS 81-80, PP43-48, (昭56.7)
- (4) 滝沢, 浅井, 梶岡他：「光ファイバを用いたVHFテレビジョン7ch多重伝送システム」テレビジョン学会技術報告, PP41-46, 昭和57年1月29日