



# HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	光ビーム伝搬解析ソフトウェア開発のための基礎的研究
Author(s)	辻, 寧英
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第3862号
Issue Date	1996-03-25
DOI	<a href="https://doi.org/10.11501/3111987">https://doi.org/10.11501/3111987</a>
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/51309">https://hdl.handle.net/2115/51309</a>
Type	doctoral thesis
File Information	000000297178.pdf



光ビーム伝搬解析ソフトウェア

開発のための基礎的研究

辻 寧 英

①

博士論文

# 光ビーム伝搬解析ソフトウェア

## 開発のための基礎的研究

北海道大学大学院工学研究科

電子工学専攻

辻 寧 英

# 目次

1 序 論	1
2 ビーム伝搬解析の基礎と各種ビーム伝搬法の性能比較	4
2.1 まえがき	4
2.2 ビーム伝搬解析の基本式	4
2.3 近軸式に基づく有限要素ビーム伝搬法	5
2.3.1 有限要素法	5
2.3.2 クランク・ニコルソン法	7
2.3.3 スプリットステップアルゴリズム	8
2.4 広角式を用いた有限要素ビーム伝搬法	9
2.4.1 パデ式を用いた FE-BPM	10
2.4.2 ヘルムホルツ式を用いた FE-BPM	10
2.5 ベンチマークテスト	10
2.5.1 FFT-BPM, SSFE-BPM, FE-BPM の性能比較	10
2.5.2 広角 FE-BPM の性能評価	13
3 異方性光導波路のビーム伝搬解析	34
3.1 まえがき	34
3.2 非相反磁気光学光導波路のビーム伝搬解析のための FE-BPM	34
3.2.1 基本方程式	34
3.2.2 有限要素法	35
3.2.3 クランク・ニコルソン法	36
3.2.4 非相反光デバイスのビーム伝搬解析	36
3.3 任意の異方性光導波路のビーム伝搬解析のための FE-BPM	43
3.3.1 基本方程式	43
3.3.2 有限要素法による離散化	45
3.3.3 クランク・ニコルソン法	47
3.3.4 モード結合形光デバイスのビーム伝搬解析	47
4 3次元光導波路に対するビーム伝搬法	51
4.1 まえがき	51
4.2 基本方程式	51
4.3 3次元広角ビーム伝搬法	52
4.3.1 有限要素法	52
4.3.2 クランク・ニコルソン法	53
4.4 ベンチマークテスト	54

5	光ビーム伝搬解析ソフトウェア	74
5.1	まえがき	74
5.2	2次元光ビーム伝搬解析ソフトウェア ELM-CIRCUIT-2D	74
5.3	3次元光ビーム伝搬解析ソフトウェア ELM-CIRCUIT-3D	75
6	結 論	79
	謝 辞	80

## 1 序 論

光導波路を基盤とした集積ホトニクス技術が近年著しく進展し、実用化レベルに達した集積光デバイスも数多く報告されている。今後、光デバイスの集積化がさらに進み、いわゆる光集積回路(光IC)<sup>(1)</sup>として、各種の光デバイスを一体集積化する段階においては、LSIや超LSIの開発にCADが不可欠となっているように、光ICの開発にも、やはりCADは不可欠なものになると考えられる。実際、ここ数年、光ICの設計を支援するためのCAD、いわば光CADの研究開発が立ち上がり始め、一部は商品化されるに至っている<sup>(2)</sup>。

ところで、光ICにおける配線、すなわち光配線の役割を担っているのは光導波路<sup>(3)~(9)</sup>であるが、LSIにおける電気配線の場合と違って、光信号は配線内に完全には閉じ込められていない。また、光ICでは基板材料一つをとってみても、ガラス、強誘電体、半導体、有機材料など、極めて多岐にわたっており、光信号の制御に利用される材料の性質にも、電気光学効果、音響光学効果、磁気光学効果、熱光学効果、非線形光学効果など、様々なものがある。このため、光CADの開発にあたっては、まず、光ICの基幹部品である光導波路や導波形光デバイスの解析・設計ツールを開発、整備し、その高信頼化を図ることが先決である<sup>(10)</sup>。

さて、こうした光導波路の伝送特性を評価するための解析フェーズは多岐に渡るが、主として、伝搬方向に構造が変化しない直線導波路の固有伝送モードの実効屈折率と界分布を調べる導波モード解析と、伝搬方向に構造が変化する場合も含めて、光波が光導波路中をどのように伝搬していくかを調べるビーム伝搬解析とに大別される。前者については、光波帯における導波路技術の研究が開始された1960年代後半から様々な解析法が開発され、現在、光波の伝送特性をベクトル波動として評価する、より精密な解析法の開発<sup>(11)~(13)</sup>、さらには導波モード解析ソフトウェアの開発、およびその標準化<sup>(14),(15)</sup>など、残された問題は多々あるが、導波モード解析のための方法論としては、ほぼ出揃った感がある<sup>(16)~(21)</sup>。一方、後者については、光ファイバの低損失化が実現し、その後、光導波路を駆使した集積光デバイスの高性能化、多機能化に関する研究が本格化した1980年代からその需要が急速に高まった<sup>(22)~(24)</sup>。特に、1978年にFeitとFleckによって考案されたビーム伝搬法(BPM)<sup>(25)</sup>は、こうしたビーム伝搬解析に極めて有効で、様々な集積光デバイスの解析、設計に広く利用されてきた<sup>(22)~(30)</sup>。このBPMでは、通常、微小区間における光ビームの伝搬過程を、均質媒質中を伝搬するときを受ける回折の効果と、導波路構造に付随した屈折率分布による位相回転の効果とに分離する(スプリットステップアルゴリズム)。FeitとFleckは、均質媒質中における回折の効果とを高速フーリエ変換(FFT)を用いて効率良く処理する巧妙な方法、いわゆるFFT-BPMを開発した<sup>(25)</sup>。しかしながら、このFFT-BPMを屈折率差の大きな導波路や偏波依存性の強い導波路に適用することは、スプリットステップアルゴリズムを用いているために、一般に困難である。このため、こうしたスプリットステップアルゴリズムを必ずしも必要としないBPM、具体的には差分法(FDM)を用いたFD-BPM<sup>(31)~(47)</sup>や有限要素法(FEM)を用いたFE-BPM<sup>(48)~(55)</sup>が種々考案されてきた。特に、FE-BPMは屈折率差の大きな導波路や偏波依存性の強い導波路にも適用できるという点で、FFT-BPMに比べて優れている。また、FE-BPMには、要求される計算精度に合わせて要素次数や要素数を任

意に選択することができたり、不均一グリッドを用いることができることは当然のこととして、さらにこれらを伝搬方向にアダプティブに更新して計算精度を劣化させることなく計算の効率化を図ることができるといった、FFT-BPM や FD-BPM にはない特徴もある。しかしながら、FE-BPM の利用は、現状では、プレーナ形 (2次元) 等方性光導波路における TE モード伝搬の場合に限られており、また、ビーム伝搬解析の基本式として近軸式 (フレネル式) が用いられているために、その適用は、あらかじめ定められた光の伝搬方向に対する実際の導波路の傾斜角が十分小さい場合に限られる。また、チャンネル形 (3次元) 光導波路に応用するための検討はほとんど行われていない。FE-BPM には前述したような特徴があることから、TM モード伝搬の場合も含めて、異方性光導波路解析や広角ビーム伝搬解析、さらには 3次元光導波路解析にも適用することが可能になれば、その利用価値は一層高まるものと期待されている。

本論文では、こうした状況のもとで、光ビーム伝搬解析のための FE-BPM の高性能化に関する研究をまとめたものである。具体的には、2次元ならびに 3次元光導波路における光ビーム伝搬解析のための FE-BPM を、広角ビーム伝搬の場合も含めて新たに開発するとともに、高速計算アルゴリズム、アダプティブグリッド、アダプティブ参照屈折率、解析領域端からのスプリアス反射を防止するための透明境界条件 (TBC)<sup>(36), (51), (53)</sup> といった BPM 解析に付随する周辺技術を各種考案、整備し、計算精度、計算効率の観点から、他の様々な BPM との比較、検討を行い、ここで開発した FE-BPM の優位性を示している。こうした検討結果を踏まえ、さらに、FE-BPM をソルバーとして用いた光ビーム伝搬解析ソフトウェアのプロトタイプの開発も合わせて行っている。以下に、本論文の概要を示す。

第 2 章では、2次元等方性光導波路解析のための FE-BPM の定式化を、TE モード伝搬、TM モード伝搬の両方を対象として統一的に行っている。ビーム伝搬解析のための基本式には、近軸式の他に、広角ビーム伝搬解析に対応可能なパデ式、ヘルムホルツ方程式も用いており、要素には、1次要素、および高次要素の一つである 2次要素を用いている。有限要素グリッドは、光の強度分布に応じて各伝搬ステップごとにアダプティブに更新するアルゴリズムを採用するとともに、解析領域からのスプリアス反射防止のために TBC を採用している。さらに、有限要素行列のバンド性とスパース性とを考慮した高速計算アルゴリズムの開発も合わせて行っている。具体的に、ベンチマークテスト用の傾斜直線導波路<sup>(24)</sup>のビーム伝搬解析を実施し、計算精度、計算効率の観点から、他の様々な BPM との比較、検討を行い、特に 2次要素を用いたパデ式に基づく広角 FE-BPM がビーム伝搬解析に極めて有効であることを実証している。

第 3 章では、任意の異方性媒質からなる 2次元光導波路解析のための FE-BPM の定式化を行っている。ビーム伝搬解析の基本式にはパデ式、要素には 2次要素を用いるとともに、第 2 章でその有効性が確認されたアダプティブグリッド、アダプティブ参照屈折率も取り入れている。また、異方性光導波路解析のための TBC、および TE、TM モード間のモード変換が起こる場合にも対応可能な高速計算アルゴリズムも新たに開発している。さらに、ここで開発した FE-BPM を用いて非相反性を有する磁気光学導波路のビーム伝搬解析を初めて行い、こうした磁気光学導波路が光アイソレータや光サーキュレータとして動作し得ることを確認するとともに、分岐部で発生する放射波がこれらの非相反光デバイスの動作特性に与

える影響を明らかにしている。

第4章では、3次元光導波路解析のためのFE-BPMの定式化を、導波モード解析の分野でその妥当性が既に確認されているスカラー波近似に基づいて行っている。広角ビーム伝搬解析に対応するため、基本式にはパデ式を用いており、曲線境界も含めた任意の導波路断面形状に対応するため、要素にはアイソパラメトリック三角形2次要素を用いている。また、ここでも、アダプティブグリッド、アダプティブ参照屈折率を採用するとともに、3次元光導波路解析用のTBCも新たに開発している。具体的に、ベンチマークテスト用のリブ形光導波路のガウスビーム励振問題(28),(43),(45),(47)、Y分岐リブ導波路の分岐部における放射問題(31),(33),(43)を取り上げ、ここで開発した3次元FE-BPMの妥当性、有効性を確認している。さらに、光ICの立体化に有望とされているARROW導波路に代表されるリーキー導波路の解析、設計にも、こうしたビーム伝搬解析が有効に利用できることを初めて明らかにしている。

第5章では、FE-BPMをソルバーとして用いた光ビーム伝搬解析ソフトウェアのプロトタイプの開発を行っている。このソフトウェアは、筆者らの研究室で開発を進めている統合光CADシステムELM(Expert Lightwave Modeling system)<sup>(56)</sup>の光ビーム伝搬解析パッケージELM-CIRCUITに搭載されている。こうした光CADでは、ソルバーの高速性、高信頼性に加えて、導波路形状定義機能の充実、および数値データの可視化機能など、ユーザインタフェースが重要な役割を担っている。ここではUNIXワークステーションのXウィンドウ上で動作するCADシステムの開発を行い、マウス、およびキーボード操作によって、導波路形状定義、パラメータ入力から数値結果の可視化までを対話形式で一貫して行える解析環境を実現している。

第6章では、本論文で得られた結論をまとめている。

## 2 ビーム伝搬解析の基礎と各種ビーム伝搬法の性能比較

### 2.1 まえがき

これまで、伝搬方向に構造が変化する導波路中を伝搬する光波の解析には、計算速度が速く、また、取扱いが容易であるといった理由から、高速フーリエ変換 (FFT) に基づくビーム伝搬法 (FFT-BPM) が広く用いられてきた<sup>(22)~(30)</sup>。しかしながら、この FFT-BPM を、屈折率差の大きな導波路や偏波依存性の強い導波路に適用することは一般に困難である。このため、差分法 (FDM)<sup>(31)~(47)</sup> や有限要素法 (FEM)<sup>(48)~(55)</sup> に基づく BPM が種々考案されるようになってきた。特に、FEM に基づく BPM (FE-BPM) は、不均質媒質、異方性媒質、損失/利得媒質、さらには非線形媒質などを含む場合の取扱いが容易であり、加えて解析メッシュをアダプティブに変更できるといった特徴を有することから、導波光伝搬の有力な解析法の一つになり得ると期待される。ところで、従来の FE-BPM では、TM モード伝搬の取扱い方や具体的な解析事例が示されていない、1 次要素を用いているために解の収束が遅い、有限要素行列のバンド性とスパース性を考慮した高速アルゴリズムを用いていないために、FFT-BPM に比べて膨大な計算時間を必要とするといった難点がある。また、TE モード伝搬に対しては、スプリットステップ法 (SSP) を利用して高速化を図った SSFE-BPM も開発されている<sup>(49)</sup> が、行列演算そのものを高速化していないために、FFT-BPM に比べて、依然として長時間の計算を必要としている。

そこで本章では、1 次要素、ならびに高次要素の一つである 2 次要素を用いた FE-BPM の定式化を、TE モード伝搬、TM モード伝搬の両方を対象として統一的行うとともに、SSFE-BPM も含めて計算の高速化を図り、計算時間を、SSFE-BPM では FFT-BPM と同程度、FE-BPM では FFT-BPM の 3 倍程度までに抑え込むことに成功している。具体的に、各種の導波光伝搬の問題に FFT-BPM、SSFE-BPM、FE-BPM を適用して、これらの解析法の計算精度や計算時間を詳細に調査し、特に、2 次要素を用いた広角 FE-BPM がビーム伝搬解析に極めて有効であることを示している。

### 2.2 ビーム伝搬解析の基本式

図 2.1 に示すような、横方向を  $y$ 、伝搬方向を  $z$  とするプレーナ形 (2 次元) 光導波路中を伝搬する光波に対する基本式は、マックスウエルの方程式より

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( p \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( p \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + k_0^2 q \Phi = 0 \quad (2.1)$$

で与えられる。ここに  $k_0$  は自由空間波数であり、 $\Phi$ 、 $p$ 、 $q$  は、電界、磁界の  $x$  成分をそれぞれ  $E_x$ 、 $H_x$ 、屈折率を  $n$  として

$$\Phi = E_x, \quad p = 1, \quad q = n^2 \quad \text{for TE modes} \quad (2.2)$$

$$\Phi = H_x, \quad p = 1/n^2, \quad q = 1 \quad \text{for TM modes} \quad (2.3)$$

で与えられる。

ここで、緩慢変化する複素振幅 $\phi(y, z)$ と適当な基準となる参照屈折率 $n_0$ を用いて

$$\Phi(y, z) = \phi(y, z) \exp(-jk_0 n_0 z) \quad (2.4)$$

とおき、これを式(2.1)に代入し、TMモードに対しては $\partial p / \partial z \simeq 0$ とおくと、 $\partial^2 / \partial z^2$ の項の近似の仕方によって、ビーム伝搬解析のための種々の基本式が以下のように導かれる。

- 近軸式 ( $\partial^2 / \partial z^2 \equiv 0$ )

$$-2jk_0 n_0 p \frac{\partial \phi}{\partial z} + f\phi = 0 \quad (2.5)$$

- パデ式(30), (39), (40) (式(2.6)の分母の $\partial / \partial z$ を $\partial / \partial z \equiv f / (2jk_0 n_0 p)$ と近似する)

$$-2jk_0 n_0 p \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{f\phi}{1 - \frac{1}{2jk_0 n_0} \frac{\partial}{\partial z}} = -2jk_0 n_0 p \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{f}{1 + \frac{f}{4k_0^2 n_0^2 p}} \phi = 0 \quad (2.6)$$

- ヘルムホルツ式

$$p \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - 2jk_0 n_0 p \frac{\partial \phi}{\partial z} + f\phi = 0 \quad (2.7)$$

ここにオペレータ $f$ は

$$f = \frac{\partial}{\partial y} \left( p \frac{\partial}{\partial y} \right) + k_0^2 (q - n_0^2 p) \quad (2.8)$$

で与えられる。

さて、 $p = 1$ となるTEモードの伝搬は、光が参照屈折率 $n_0$ の均質媒質中を伝搬するときを受ける回折の効果と、実際の屈折率 $n$ の参照屈折率 $n_0$ からの変化分による位相回転の効果とに分離して取り扱う(スプリットステップアルゴリズム)ことができ、この回折の効果をFFTを用いて処理するBPMがFFT-BPMである。また、この回折の効果をFEMを用いて処理することもでき、これをSSFEBPMと呼ぶ。一方、 $p = 1/n^2$ となるTMモード伝搬の場合には、FFT-BPMやSSFEBPMを適用することはできず、伝搬方向の離散化には一般に差分法が用いられ、特に横方向の離散化にFEMを用いたBPMをFE-BPMと呼ぶ。ここでは、式(2.5)の近軸式に対してSSFEBPMを用いることにし、式(2.5)~(2.7)のそれぞれに対してFE-BPMを用いることにする。なお、FE-BPMでは、参照屈折率、有限要素グリッドを各伝搬ステップごとにアダプティブに変更するアルゴリズムを用いるとともに、解析領域端からのスプリアス反射を防ぐために、透明境界条件(TBC)<sup>(36), (51)</sup>を用いている。

## 2.3 近軸式に基づく有限要素ビーム伝搬法

### 2.3.1 有限要素法

ここでは、最も一般的なBPMの基本式である近軸式に対して、FE-BPMによる定式化を行う。図2.1に示すような2次元光導波路を考え、導波路断面(解析領域) $y_1 \leq y \leq y_M$ を1次あるいは2次線要素を用いて分割し、式(2.5)の近軸式にガラーキン法に基づく標準的なFEM<sup>(8)</sup>を適用すると、次式を得る。

$$-2jk_0n_0[M]\frac{d\{\phi\}}{dz} + ([K] - k_0^2n_0^2[M])\{\phi\} + p\frac{\partial\phi}{\partial y}\Big|_{y_1}^{y_M} = \{0\} \quad (2.9)$$

$$\{\phi\} = [\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_M]^T \quad (2.10)$$

ここに  $\{\phi\}$  は節点電界あるいは磁界ベクトル,  $\{0\}$  は零ベクトルである. また, 添字  $M$  は全節点数に対応し,  $T$  は転置を意味する. 有限要素行列  $[K]$ ,  $[M]$

$$[K] = \sum_e \int_e \left[ k_0^2 q \{N\} \{N\}^T - p \frac{d\{N\}}{dy} \frac{d\{N\}^T}{dy} \right] dy \quad (2.11)$$

$$[M] = \sum_e \int_e p \{N\} \{N\}^T dy \quad (2.12)$$

で与えられる. ここに  $\{N\}$  は形状関数ベクトル<sup>(8)</sup>であり,  $\sum_e$  はすべての要素についての和を表す.

式(2.9)の左辺の最後の項は, 有限な位置に置かれた仮想境界に関する境界項である. ここでは, この仮想境界に対して, 次の2種類の境界条件を考える.

- ノイマン条件

この条件は演算に自動的に組み入れられる境界条件(自然境界条件)の一種で外向き法線微分を  $\partial/\partial n$  としたとき

$$\partial\phi/\partial n = 0 \quad (2.13)$$

で与えられる. このとき

$$p\frac{\partial\phi}{\partial y}\Big|_{y_1}^{y_M} = \{0\} \quad (2.14)$$

となる.

- 透明境界条件(TBC)

ノイマン条件は最も標準的な境界条件であるが, 解析領域端においてスプリアス反射が生じる. このため, こうしたスプリアス反射を防止するための境界条件として, いわゆる透明境界条件が考えられている.

解析領域端において外向放射条件

$$\partial\phi/\partial n = -jk_n\phi, \quad \text{Re}[k_n] > 0 \quad (2.15)$$

が成り立つものとする, 境界項は

$$p\frac{\partial\phi}{\partial y}\Big|_{y_1}^{y_M} = [K]_\Gamma \{\phi\} \quad (2.16)$$

$$[K]_\Gamma = \begin{bmatrix} -jk_1p & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & -jk_Mp \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

で与えられる. ここに  $k_n$  は  $n$  方向波数に対応する量である. なお, 行列  $[K]_\Gamma$  中のパラメータ  $k_1, k_M$  の設定の仕方については後述する.

### 2.3.2 クランク・ニコルソン法

式(2.9)の $z$ 方向に対して、クランク・ニコルソン法を適用すると

$$-2jk_0n_{0,i}[M]_i \frac{\{\phi\}_{i+1} - \{\phi\}_i}{\Delta z} + ([\tilde{K}]_i - k_0^2 n_{0,i}^2 [M]_i) \frac{\{\phi\}_{i+1} + \{\phi\}_i}{2} = \{0\} \quad (2.18)$$

を得る。ここに $\Delta z$ は伝搬方向の刻み幅であり、添字 $i$ ,  $i+1$ はそれぞれ $i$ 番目,  $(i+1)$ 番目の伝搬ステップに関する量を表す。また、行列 $[\tilde{K}]_i$ は

$$[\tilde{K}]_i = [K]_i + [K]_{\Gamma,i} \quad (2.19)$$

で与えられる。

式(2.18)を整理すると、最終的に

$$[A]_i \{\phi\}_{i+1} = [B]_i \{\phi\}_i \quad (2.20)$$

$$[A]_i = -2jk_0n_{0,i}[M]_i + 0.5\Delta z([\tilde{K}]_i - k_0^2 n_{0,i}^2 [M]_i) \quad (2.21)$$

$$[B]_i = -2jk_0n_{0,i}[M]_i - 0.5\Delta z([\tilde{K}]_i - k_0^2 n_{0,i}^2 [M]_i) \quad (2.22)$$

を得る。式(2.20)より光導波路の入力端における初期波形( $\{\phi\}_1$ )が与えられると、その後の光波の伝搬の様子が逐次計算されることになる。ここで生成される行列は1次, 2次線要素に対して、それぞれ3重, 5重対角行列になっており、バンド性を考慮した行列演算を実行することによって高速計算が実現される。

さて、TBCに関係する行列 $[K]_{\Gamma}$ 中のパラメータ $k_1$ ,  $k_M$ , 参照屈折率 $n_0$ , 有限要素グリッドは各伝搬ステップごとにアダプティブに更新されるが、その手順を以下に示す。なお、表記を簡単にするために、各伝搬ステップを表す添字 $i$ を省略する。

まず、行列 $[K]_{\Gamma}$ 中の $k_1$ ,  $k_M$ は、複素振幅 $\phi$ の導波路断面内の振舞いが解析領域端近傍において

$$\phi(y) = \phi_1 \exp[-jk_1(y - y_1)] \quad \text{for } y \simeq y_1 \quad (2.23)$$

$$\phi(y) = \phi_M \exp[-jk_M(y - y_M)] \quad \text{for } y \simeq y_M \quad (2.24)$$

のように与えられると

$$k_1 = j \frac{1}{y_2 - y_1} \ln \frac{\phi_1}{\phi_2} \quad (2.25)$$

$$k_M = j \frac{1}{y_M - y_{M-1}} \ln \frac{\phi_M}{\phi_{M-1}} \quad (2.26)$$

により自動的に決定される。ここに $k_1$ ,  $k_M$ の実部は、外部領域への放射条件を満足するために正でなければならない。

次に、参照屈折率 $n_0$ は複素振幅 $\phi$ の $z$ 方向変化を最小にするために、計算の各ステップにおいて

$$n_0^2 = \text{Re} \left[ \frac{\{\phi\}^\dagger [\tilde{K}] \{\phi\}}{k_0^2 \{\phi\}^\dagger [M] \{\phi\}} \right] \quad (2.27)$$

により更新される。ここに†は共役転置を表す。

さらに、有限要素グリッドも計算の各ステップごとに更新されるが、ここでは、まず、導波路断面、すなわち  $y_1 \leq y \leq y_M$  を  $K$  個の領域に粗分割し (等分割である必要はない)、その 1 番目から  $k$  番目までの領域に割り当てる要素数  $L_k$  を

$$L_k = L_K \sum_{j=1}^k d_j 2^{Q_j} / \sum_{j=1}^K d_j 2^{Q_j}, \quad j = 1, 2, \dots, k, \dots, K \quad (2.28)$$

$$Q_j = \begin{cases} 5 & \text{for } 10^{-1} < P_j/P_{max} \leq 1 \\ 4 & \text{for } 10^{-2} < P_j/P_{max} \leq 10^{-1} \\ 3 & \text{for } 10^{-3} < P_j/P_{max} \leq 10^{-2} \\ 2 & \text{for } 10^{-4} < P_j/P_{max} \leq 10^{-3} \\ 1 & \text{for } 10^{-5} < P_j/P_{max} \leq 10^{-4} \\ 0 & \text{for } P_j/P_{max} \leq 10^{-5} \end{cases} \quad (2.29)$$

$$P_j = \text{Re} \left[ \frac{1}{d_j} \int_j p_j |\phi_j|^2 dy \right] \quad (2.30)$$

のように決定している。ここに  $L_K$  は全要素数、 $d_j$ 、 $P_j$  はそれぞれ領域  $j$  の長さ、 $y$  方向に単位長当たりの平均光パワーである。なお、粗分割した領域内に媒質の境界が存在しないように分割するものとし、式 (2.28) の右辺の小数点以下は切り捨てる。

図 2.2 に自動要素分割の概念図を示す。

### 2.3.3 スプリットステップアルゴリズム

FE-BPM では、各計算ステップにおいて有限要素分割、有限要素行列の作成、大規模帯行列の連立一次方程式を解くといった手順を繰り返すため、一般に FFT-BPM に比べて計算時間がかかるとされている。一方、SSFE-BPM においては、FFT-BPM と同様にスプリットステップアルゴリズムを用いることによって行列の演算量を減少させることができる (49)。具体的には、式 (2.2) を、屈折率  $n_0$  の均質媒質中を伝搬するときに受ける回折効果を表す式と、実際の屈折率  $n$  の  $n_0$  からの変化分による位相回転の効果を表す式とに分離する。なお、SSFE-BPM に関しては、TE モードのみを考える。

- 回折効果

$$2jk_0n_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \quad (2.31)$$

- 位相回転効果

$$2jk_0n_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} = k_0^2 (n^2 - n_0^2) \phi \quad (2.32)$$

図 2.3 に示すように  $\Delta z$  伝搬に対する回折の効果と位相回転の効果を交互に取り扱くと、SSFE-BPM に対する基本式として

$$\{\phi\}_{i+1} = Q_i [A]^{-1} [B] \{\phi\}_i \quad (2.33)$$

$$[A] = -2jk_0 n_0 [M] + 0.5\Delta z [K] \quad (2.34)$$

$$[B] = -2jk_0 n_0 [M] - 0.5\Delta z [K] \quad (2.35)$$

を得る。ここに有限要素行列  $[K]$ ,  $[M]$ , および位相補正量  $Q_i$  は

$$[K] = \sum_e \int_e -\frac{d\{N\}}{dy} \frac{d\{N\}^T}{dy} dy \quad (2.36)$$

$$[M] = \sum_e \int_e \{N\} \{N\}^T dy \quad (2.37)$$

$$Q_i = \exp[-jk_0(n_i^2 - n_0^2)\Delta z / (2n_0)] \quad (2.38)$$

で与えられる。スプリットステップアルゴリズムを用いると、行列  $[A]$  は各ステップで同一であり、逆行列の計算は一度で済むが、これまでの SSFE-BPM では、 $[A]^{-1}[B]$  をあらかじめ計算してしまうため、行列  $[A]^{-1}[B]$  は密行列となり、計算効率を劣化させる。ここでは、行列のバンド性を保持するために、 $[A]^{-1}[B]$  の計算は行わず、行列のバンド性を考慮して  $[A]$  を  $LU$  分解、すなわち、 $[A] = [L][U]$  とした後

$$\{\phi\}_{i+1} = Q_i [U]^{-1} [L]^{-1} [B] \{\phi\}_i \quad (2.39)$$

として計算を行っている。ここで行列  $[B]$ ,  $[L]$ ,  $[U]$  は帯行列であり、 $[L]^{-1}$ ,  $[U]^{-1}$  に関する計算は前進代入、後退代入によって高速に処理できる。なお、SSFE-BPM においては、行列  $[A]$  を一定に保たなければならないため、有限要素グリッドや参照屈折率をアダプティブに変えることはできず、TBC を用いることもできない。

## 2.4 広角式を用いた有限要素ビーム伝搬法

前節までに示した FE-BPM は近軸式に基づいているため、光波の伝搬方向が差分を適用する  $z$  軸から大きくずれる場合には計算精度が劣化する。ここでは、より汎用的なビーム伝搬解析を可能とするため、式 (2.6) のパデ式および式 (2.7) のヘルムホルツ式に対して FE-BPM を適用する。

### 2.4.1 パデ式を用いた FE-BPM

式(2.6)に FEM を適用すると

$$-2jk_0n_0 \left( [M] + \frac{1}{4k_0^2n_0^2} ([\tilde{K}] - k_0^2n_0^2[M]) \right) \frac{d\{\phi\}}{dz} + ([\tilde{K}] - k_0^2n_0^2[M])\{\phi\} = \{0\} \quad (2.40)$$

を得る. ここで

$$[\tilde{M}] = [M] + \frac{1}{4k_0^2n_0^2} ([\tilde{K}] - k_0^2n_0^2[M]) \quad (2.41)$$

とにおいて, これを式(2.40)に代入すると

$$-2jk_0n_0[\tilde{M}] \frac{d\{\phi\}}{dz} + ([\tilde{K}] - k_0^2n_0^2[M])\{\phi\} = \{0\} \quad (2.42)$$

となる. ここに行列  $[K]$ ,  $[M]$ ,  $[K]_r$  は近軸式の場合と同じである. 式(2.42)中の行列  $[\tilde{M}]$  を行列  $[M]$  に置き換えると, 式(2.42)は近軸式になる. すなわち, パデ式と近軸式の違いは, FEM で離散化してもごくわずかであり, パデ式を用いることによって計算時間や計算機容量が増大することはない.

### 2.4.2 ヘルムホルツ式を用いた FE-BPM

式(2.7)に FEM および中心差分を適用すると

$$[A]_i\{\phi\}_{i+1} = 2[M]_i\{\phi\}_i + [B]_i\{\phi\}_{i-1} \quad (2.43)$$

$$[A]_i = (1 - 2jk_0n_{0,i}\Delta z)[M]_i + 0.5\Delta z^2([\tilde{K}]_i - k_0^2n_{0,i}^2[M]_i) \quad (2.44)$$

$$[B]_i = (-1 - 2jk_0n_{0,i}\Delta z)[M]_i - 0.5\Delta z^2([\tilde{K}]_i - k_0^2n_{0,i}^2[M]_i) \quad (2.45)$$

を得る. 式(2.43)は伝搬方向に対して2段階の差分形式となっており, アダプティブな有限要素グリッドや参照屈折率を用いる場合には節点電界(磁界)の補間および位相補正などの操作が必要になる.

## 2.5 ベンチマークテスト

### 2.5.1 FFT-BPM, SSFE-BPM, FE-BPM の性能比較

ここでは FFT-BPM, SSFE-BPM, FE-BPM の計算精度および計算時間の比較を行う.

図 2.4 に示すような  $z$  軸と角度  $\theta$  をなす光導波路を考える. 動作波長を  $\lambda = 1.0\mu\text{m}$  とする. なお, 以下の計算においては, FFT のサンプリング数  $M = 512$ , FEM の節点数  $M = 513$ , 刻み幅  $\Delta z = 0.5\mu\text{m}$  とし, 有限要素分割には 2 次要素を用いるものとする. また, FFT-BPM との比較のため, FE-BPM 解析ではアダプティブグリッド, アダプティブ参照屈折率は使わないものとし, TE モードのみを解析の対象とする.

図 2.5 は,  $\theta = 0^\circ$ ,  $L_y = 40\mu\text{m}$  とし,  $n_1$  を変化させた場合の基本モードの規格化エネルギー損失を示したものである. なお, エネルギー損失  $P_{\text{loss}}$  は, 入射 1 次モードの光パワーが 1 に規格化されているものとし, 出射端における界分布  $\phi(y)$  を

$$\phi(y) = \sum_m a_m f_m(y' = y \cos \theta) \exp(-j\beta_m y' \tan \theta) \quad (2.46)$$

のようにモード展開しておく

$$P_{\text{loss}} = 1 - |a_1|^2 \quad (2.47)$$

で与えられる。ここに $\sum_m$ は導波モードについての和、 $a_m$ は展開係数、 $f_m$ は $E_x$ (TEモード)あるいは $H_x$ (TMモード)に対するモード関数、 $\beta_m$ は伝搬定数である。展開係数 $a_m$ は

$$[C]\{a\} = \{b\} \quad (2.48)$$

から求められる。ここに $\{a\}$ は展開係数 $a_m$ からなるベクトルであり、ベクトル $\{b\}$ の $m$ 成分 $b_m$ 、行列 $[C]$ の $(m, n)$ 成分 $c_{mn}$ は

$$b_m = \int \phi(y) g_m^*(y' = y \cos \theta) \exp(j\beta_m y' \tan \theta) dy \quad (2.49)$$

$$c_{mn} = \int f_m(y' = y \cos \theta) g_n^*(y' = y \cos \theta) \exp[-j(\beta_m - \beta_n) y' \tan \theta] dy \quad (2.50)$$

で与えられる。ここに $g_m$ は $H_{y'}$ (TEモード)あるいは $E_{y'}$ (TMモード)に対するモード関数であり、\*は複素共役を表す。 $b_m$ および $c_{mn}$ を求める際の積分は、 $c_{mn}$ に関しては、FFT-BPM、FE-BPMともに解析的に行っているが、 $b_m$ に関しては、FFT-BPMでは周波数領域に展開して各周波数ごとに積分を行い、FE-BPMではモード関数 $g_m$ を節点上での値に展開した後

$$b_m = \sum_e (\{\phi\} \cdot \exp(j\beta_m y' \tan \theta)) \left( \int \{N\} \{N\}^T dy \right) \{g_m\} \quad (2.51)$$

として評価している。

図2.5から、FFT-BPMでは比屈折率差が5%程度以上になると計算精度の劣化が顕著で、屈折率差の大きな導波路への適用が困難であることがわかる。また、SSFE-BPMにおいても比屈折率差10%で1%程度の計算精度の劣化が確認される。これは、長距離伝搬において問題になると思われる。一方、FE-BPMのエネルギー損失は極めてわずかであり、この結果は、FE-BPMが屈折率差の大きな導波路に対しても有効であることを示唆している。

図2.6に、 $n_2 = 1.05$ の場合の基本TEモード伝搬の様子を示す。FFT-BPMでは波形の乱れが徐々に増大していく様子が見られる。

図2.7は $L_y = 80 \mu\text{m}$ 、 $n_1 = 1.005$ (弱導波)とし、角度 $\theta$ を変化させた場合の結果である。参考のために広角式を用いたFFT-BPMの結果もあわせて示してある。広角式を用いたFFT-BPMは伝搬軸の $z$ 軸に対する角度 $\theta$ が大きな場合に対しても適用可能であるが、 $z$ の2階微分を無視した近軸式を用いたBPMは導波路の傾斜角が大きくなるにつれて精度が劣化している。同じ近軸式を用いたBPMの中では、FFT-BPMが精度が最も高くなっているが、これは、FFTがFEMに比べて横方向微分の精度が高いためと思われる。また、SSFE-BPMよりもFE-BPMの精度が劣化しているのは、図2.8に示すように、 $z$ 方向の計算ステップごとに節点位置を変えていることによって生じる補間誤差の蓄積であると思われる。FE-BPMにおいては行列演算によるエネルギーの保存が成り立っていても、節点配置を変える際の補

間操作によって必ずしもエネルギーの保存が成り立たないという欠点を持つ。FE-BPMの結果は、節点数を増やすことによって SSFE-BPM の結果に漸近する。このことは、もし有限要素法において等分割グリッドを用いるならば、FE-BPM は SSFE-BPM や FFT-BPM に対して、より多くの節点数を必要とすることを示している。

ところで、図 2.9 は、FE-BPM の節点配置に対してアダプティブグリッドアルゴリズムを用いたときの結果である。同じ節点数に対して、解の精度が SSFE-BPM と同程度になっていることがわかる。したがって、アダプティブグリッドアルゴリズムを用いた場合には、FE-BPM に関する上記のような問題は解消される。すなわち、多くの場合、FFT-BPM や SSFE-BPM に比べて節点数を少なくすることができる。なお、SSFE-BPM や FFT-BPM においては、アダプティブグリッドアルゴリズムを用いることはできない。

図 2.10 は、 $\theta = 5^\circ$  としてコアの屈折率  $n_1$  を変化させた場合の結果である。SSFE-BPM の精度は  $n_1$  の値が大きくなるとともに劣化しており、これは  $\theta = 0^\circ$  の場合よりもさらに顕著になっている。このため、SSFE-BPM を屈折率差の大きな導波路に適用する場合、その適用範囲には十分注意することが必要である。

これまでの例では、参照屈折率の値をクラッドでの値で固定していたが、FE-BPM では参照屈折率をアダプティブに変更することによって、 $z$  方向の界の変化を緩やかにすることができ、近軸式の適用範囲を広げることができる。

図 2.11 は、図 2.7 と同じパラメータを用いて  $\theta = 20^\circ$  としたときの FE-BPM による解の精度の参照屈折率依存性を示す。参照屈折率として  $n_{eff} \cos \theta = 0.941$  ( $n_{eff}$  は導波路の導波モードの実効屈折率) を用いたときに最も精度が良くなっており、この値からずれると急速に精度が劣化していくことがわかる。

図 2.12 は、有限要素グリッド、参照屈折率をアダプティブに更新するアルゴリズムを用いた場合の FE-BPM による解析結果を示す。この結果から、近軸式であっても、参照屈折率を最適に選ぶことによって FE-BPM の適用範囲を大きく広げることができることがわかる。図 2.12 に示した解析精度は、広角式を用いた FFT-BPM にせまるものであり、参照屈折率の設定がいかに重要であることを示唆している。

次に、より汎用的な解析を実現するために開発された広角 FE-BPM の解析結果を示す。

図 2.13 は、図 2.11 と同じパラメータを用いたときの各種 FE-BPM の解析精度の参照屈折率依存性を示したものである。広角式、すなわち、パデ式、ヘルムホルツ式を用いることによって、同じ参照屈折率を用いたとしても解の精度が改善されること、また、精度が参照屈折率の選び方にそれほど敏感でないことがわかる。パデ式とヘルムホルツ式を比べた場合、パデ式のほうが、参照屈折率の値に対する解析精度の変動が小さい。また、ヘルムホルツ式では、伝搬方向に 2 段階の差分形式になるのに対して、パデ式では、近軸式と同じ 1 段階の差分形式となるため、取扱いも容易である。そこで、以下においては、広角式としてはパデ式を用いることにする。

図 2.14 は、図 2.12 と同じ導波路構造に対して、アダプティブな参照屈折率を用いた場合の各種 FE-BPM の解析結果を示す。ここに  $L_y = 200 \mu\text{m}$ 、節点数  $M = 2001$  としている。パデ式においては、節点数が十分であれば  $\theta = 45^\circ$  までも解析精度が劣化しないことがわかる。

## 2.5.2 広角 FE-BPM の性能評価

ここでは、ビーム伝搬解析に有効と考えられるパデ式を用いた広角 FE-BPM の性能を様々な観点から評価する。

まず、TBC の効果を確認するために、図 2.15 に示すような S 字曲がり導波路を考える。

図 2.16 は、S 字導波路に基本 TM モードが入射した場合の伝搬の様子を示す。放射の大きな問題では、通常仮想境界を導波路からかなり遠くに設定しないと、仮想境界からのスプリアス反射の影響を受けてしまう。図 2.16(a) は仮想境界を十分遠方に設定し、FFT-BPM で解析した結果であり、(b) は FE-BPM に TBC を課し、解析領域を狭くした場合の結果である。解析領域端からのスプリアス反射は全く認められず、TBC の有効性が確認される。一方、(c) は FE-BPM に標準的なノイマン条件を課した場合の結果であり、仮想境界からのスプリアス反射の影響が現われている。

次に、アダプティブグリッドおよびアダプティブ参照屈折率の効果を調べるため、図 2.15 の S 字導波路で  $\Delta = 2.5\%$ ,  $0.25\%$  とし、基本 TE モード入射の場合を考える。図 2.17 に伝搬の様子を示す。屈折率差が大きい  $\Delta = 2.5\%$  の場合には光の閉込めが強く、この曲がり導波路による放射損失は  $-16\text{dB}$  程度であるが、屈折率差が小さい  $\Delta = 0.25\%$  の場合には光の閉込めが弱く、導波モードは曲がり部でほとんど放射モードに変換されてしまっている。

図 2.18 の実線は、参照屈折率  $n_0$  の伝搬方向変化を示したものである。入射端における  $n_0$  の値は  $\Delta = 2.5\%$ ,  $\Delta = 0.25\%$  のいずれの場合も、破線で示した基本 TE モードの実効屈折率にはほぼ等しくなっているが、その後の振舞いは、 $\Delta$  の値によって大きく異なっている。光の閉込めが強い  $\Delta = 2.5\%$  の場合、出力端での  $n_0$  の値はコアの屈折率  $n_1 = 1.45$  とクラッドの屈折率  $n_2$  との間にあるが、放射損失の大きい  $\Delta = 0.25\%$  の場合、 $n_0$  の値はクラッドの屈折率よりも小さくなっている。ここで取り上げた曲がり導波路では、 $z = 500\mu\text{m}$  において伝搬軸が  $z$  軸から最も大きく傾くため、 $z$  方向伝搬定数は  $z = 500\mu\text{m}$  付近で最小となる。 $\Delta = 2.5\%$  の場合、放射損失が少ないので、参照屈折率は入射端の実効屈折率を  $n_{eff0}$ 、伝搬軸と  $z$  軸のなす角を  $\theta$  としたとき、 $n_{eff0} \cos \theta$  (破線) のように振る舞うと考えられる。なお、この場合の参照屈折率の伝搬距離に対する振動的な振舞いは、基本モードと曲り部で発生する高次モードおよび放射モードとの結合によるものと考えられる。これに対して、 $\Delta = 0.25\%$  の場合には、入射モードは曲り部でほとんど放射モードに変換されてしまうため、参照屈折率はクラッドの屈折率よりも小さくなるが、曲りの中央部付近から光は解析領域全体に広がり始めるため、参照屈折率は次第にクラッドの屈折率に漸近していくものと考えられる。

図 2.19 は、有限要素グリッドの伝搬方向変化を示したものである。ここに “|” は要素境界の位置を表しており、その変化を  $20\Delta z$ 、すなわち  $20\mu\text{m}$  ごとに表示してある。図 2.17 に示した伝搬波形から容易に想像される光の強度分布に応じて、有限要素グリッドが伝搬方向にアダプティブに更新されていく様子がわかる。

次に、図 2.20 に示す平行な 2 つの同一の導波路からなる光方向性結合器を考える。ここで、コアの屈折率を 1.55、コア幅を  $0.5\mu\text{m}$  とし、導波路間隔を  $0.5\mu\text{m}$  とする。

図 2.21 に、TE, TM モードの完全結合長をクラッドの屈折率の関数として示している。動作波長は  $\lambda = 1.5\mu\text{m}$  とした。これらの計算にはアダプティブ参照屈折率を用いた。また、

FE-BPM による計算結果の妥当性を示すため、偶奇モードの伝搬定数から完全結合長を計算した結果(厳密解)もあわせて示している。FE-BPM による結果は、偏波の違いによらず厳密解と良く一致している。

図 2.22(a), (b) にクラッドの屈折率を 1.2 とした場合の TE モード伝搬の様子を FE-BPM, FFT-BPM を用いて計算した結果を示す。FE-BPM では 2 つの導波路間の結合の様子が精度よく評価されている。一方、FFT-BPM では波形の乱れが観測され、屈折率差の大きな導波路への適用が困難であることがわかる。

図 2.23 は、参照屈折率としてコアおよびクラッドの屈折率を用いた場合と、アダプティブな参照屈折率を用いた場合の結果を示している。参照屈折率としてコアあるいはクラッドの屈折率を用いた結果は、屈折率差が大きくなるとともに誤差が大きくなっている。このことから、FE-BPM は偏波の違いによらず、屈折率差の大きな導波路に適用可能であるが、参照屈折率の設定には十分注意を要することがわかる。

さらに、パデ式の適用性を調べるために、図 2.18 に示す方向性結合器を  $z$  軸に対して角度  $\theta$  だけ傾けた構造を考える。

図 2.24 は、角度を  $\theta = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$  とした場合の入力側導波路における基本モードのエネルギーの伝搬方向変化を示したものである。近軸式を用いた場合、TE モード伝搬においては結合長のずれ、TM モード伝搬においてはスプリアスなエネルギーの損失が確認される。一方、パデ式を用いた場合には、TE, TM モードともに結合長のずれはほとんどなくなっている。しかしながら、TM モード伝搬において若干のパワーの変動がみられる。これは、TM モードの主成分である磁界 ( $H_x$ ) の微係数が媒質境界で不連続となるため、屈折率差の大きな導波路では媒質境界の影響を強く受けやすいことによるものと考えられる。

図 2.25 に、 $\theta = 20^\circ$  における伝搬の様子を示す。近軸式を用いた場合にはスプリアス放射が確認される。いずれにしても、パデ式の有効性が十分に発揮されていることがわかる。

最後に、ここで開発したパデ式を用いた広角 FE-BPM が従来の BPM に対してどの程度優れているかを確認するために、図 2.26 に示すようなベンチマークテスト用の傾斜直線導波路<sup>(24)</sup>を考える。動作波長を  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$  とし、基本 TE モード ( $\text{TE}_0$ ) あるいは 10 次の高次 TE モード ( $\text{TE}_{10}$ ) をこの直線導波路に入射し、 $z$  方向に  $100\mu\text{m}$  伝搬した後の規格化エネルギー損失によって計算精度を評価する。

表 2.1 は、BPM 解析に要する平均計算時間  $\bar{t}^2$  を

$$\bar{t}^2 = \prod_{\theta=0^\circ, 20^\circ} MN \quad (2.52)$$

のように定義し、さらにこれを

$$\text{effort} = \begin{cases} 1 & \text{for } \bar{t}^2 < 10^{11} \\ 2 & \text{for } 10^{11} < \bar{t}^2 < 10^{12} \\ 3 & \text{for } \bar{t}^2 > 10^{12} \end{cases} \quad (2.53)$$

のようにグループ分けして、各種の BPM の計算時間に対応する effort<sup>(24)</sup> の値を比較したものである。ここに  $\theta = 0^\circ$  の場合には  $\text{TE}_0$  モード、 $\theta = 20^\circ$  の場合には  $\text{TE}_{10}$  モードを入射させており、 $M$  は横 ( $y$ ) 方向の離散点数、 $N$  は伝搬 ( $z$ ) 方向の計算ステップ数である。なお、こ

ここで開発した広角 FE-BPM は、北海道大学工学部電子情報工学専攻の小柴研究室で開発中の光 CAD システム ELM(Expert Lightwave Modeling system)<sup>(56)</sup>に搭載されている。いずれの BPM プログラムも、傾斜していない直線導波路 ( $\theta = 0^\circ$ ) に  $TE_0$  モードを入射した場合のエネルギー損失は  $-30\text{dB}$  以下になるように  $M, N$  の値が定められている<sup>(24)</sup>。本プログラム ELM の  $\bar{t}^2$  の値は約  $1.3 \times 10^9$  で、表 2.1 に示した BPM プログラムの中で最も小さな値になっている。

図 2.27 は、傾斜角  $\theta = 20^\circ$  の直線導波路に  $TE_{10}$  モードを入射させた場合のエネルギー損失と式 (2.53) で定義される effort の値を示したものである。許容エネルギー損失  $-15\text{dB}$  以下の計算精度が得られているのは、パデ式を用いた FD-BPM に基づく SNL-Pade と FD2BPM、近軸式を用いた FE-BPM に基づく AMIGO、およびパデ式を用いた FE-BPM に基づく本プログラム ELM のみであり、ELM ではエネルギー損失  $-20\text{dB}$  以下が達成されている。その他の BPM プログラムではエネルギー損失が大きく、広角ビーム伝搬解析には適さないと判断される。なお、SNL-Pade の effort は 3 であり、計算精度は高いが、それだけ長時間の計算が必要になっている。これに対して、FD2BPM、AMIGO、ELM では effort 1 であり、高速高精度計算が実現されている。

図 2.28 は、 $TE_{10}$  モード入射に対するエネルギー損失の傾斜角依存性を示したものであり、(a) では、本プログラム ELM に加えて、 $\theta = 20^\circ$  の場合にエネルギー損失  $-15\text{dB}$  以下<sup>(24)</sup> の計算精度が得られている SNL-Pade、FD2BPM、AMIGO の結果<sup>(24)</sup> をまとめてある。ここに ELM では、 $\theta = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$  のそれぞれの場合に対して、伝搬方向のステップ数を  $N = 20, 200, 400, 600, 800$  とし、横方向の離散点数、すなわち節点数をいずれも  $M = 1311$  としている。いずれの傾斜角に対しても、ELM の計算精度が最も高くなっている。また、(b) では、FE-BPM 解析に用いる基本式の種類(パデ式あるいは近軸式)、要素の種類(2 次要素あるいは 1 次要素) が計算精度に及ぼす影響を調べている。計算条件は、いずれも (a) の場合と同じであり、節点数を  $M = 1311$  としている。高次要素の一つである 2 次要素(要素内節点数 3) を用いた場合、全要素数は  $L_K = 655$ 、基本要素である 1 次要素(要素内節点数 2) を用いた場合、全要素数は  $L_K = 1310$  となる。近軸式、パデ式とも 2 次要素を用いることによって計算精度は大幅に改善されるが、傾斜導波路 ( $\theta \neq 0^\circ$ ) に対しては、その効果はパデ式の場合に特に顕著である。

図 2.29(a),(b) は、それぞれパデ式、近軸式によって算出された  $TE_{10}$  モードの伝搬波形を示したものである。ここに  $\theta = 20^\circ$  であり、2 次要素を用いて  $M = 1311$  としている。近軸式を用いた場合にはスプリアス放射が認められ、これが計算精度の劣化の一因になっている。

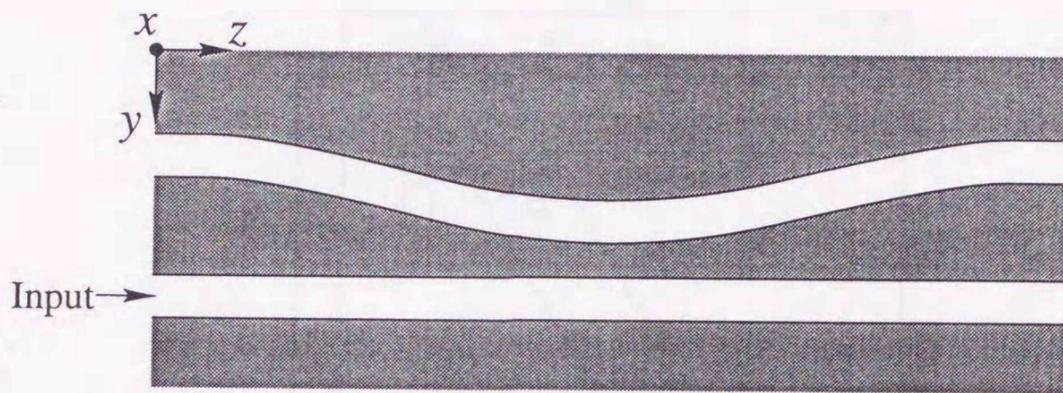


図 2.1 進行方向に構造が変化するプレーナ形光導波路

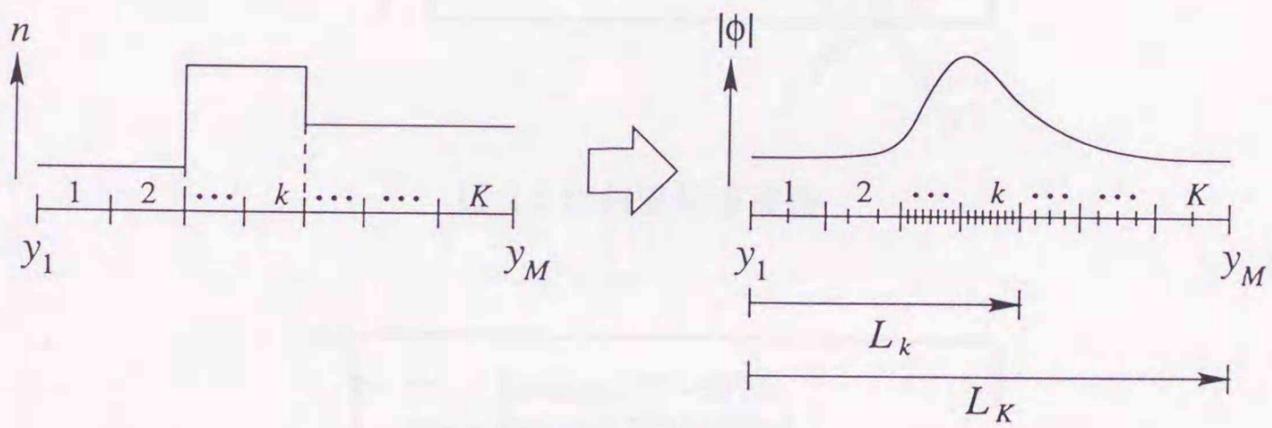


図 2.2 自動要素分割の手順

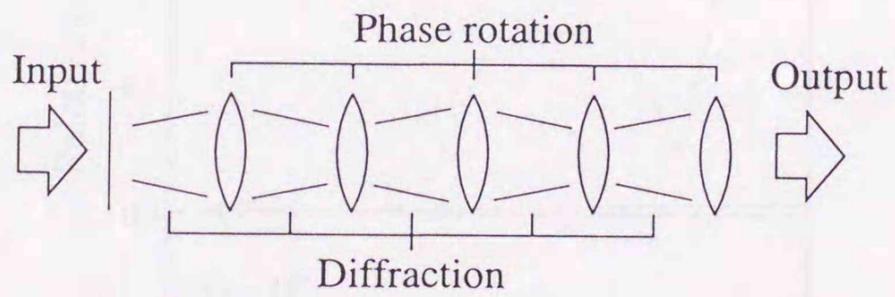


図 2.3 スプリットステップアルゴリズム

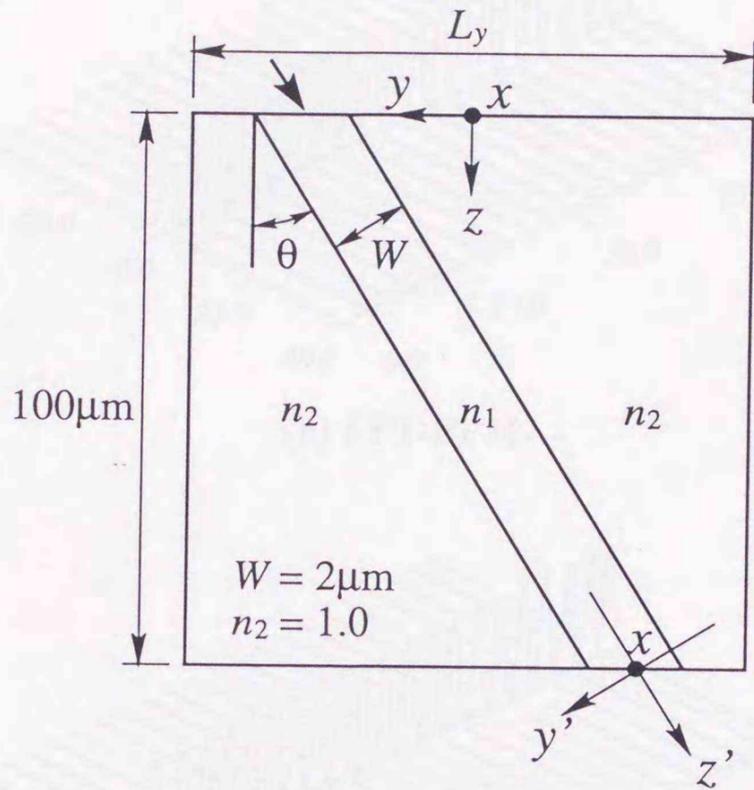


図 2.4 傾斜直線導波路

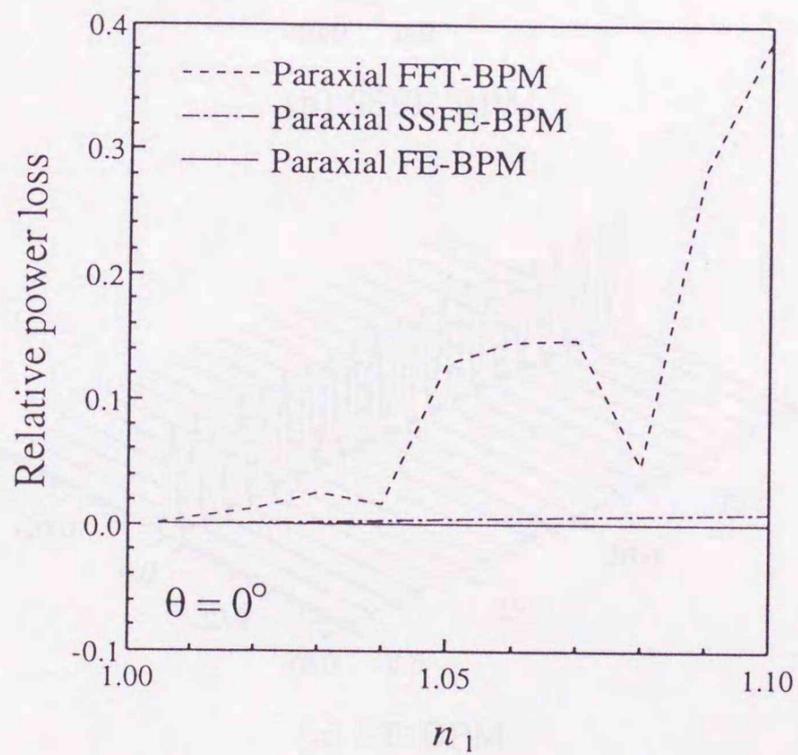
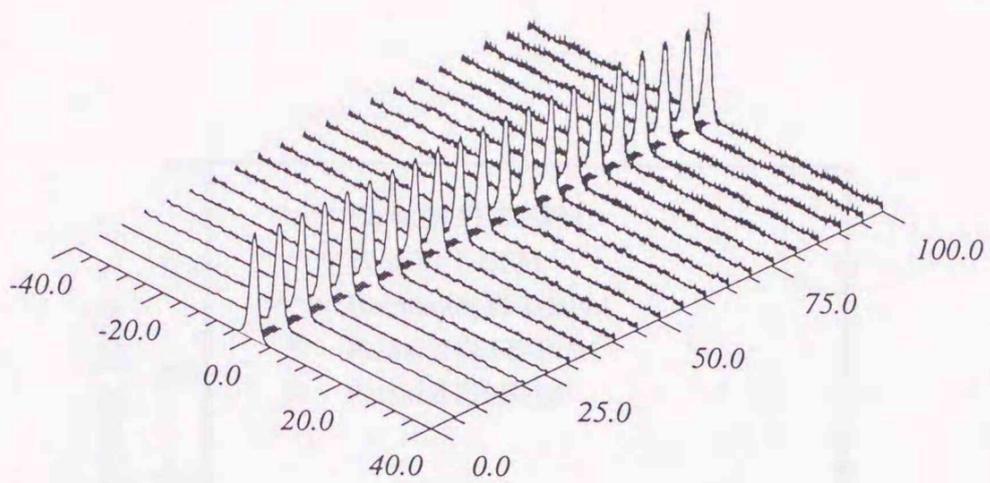
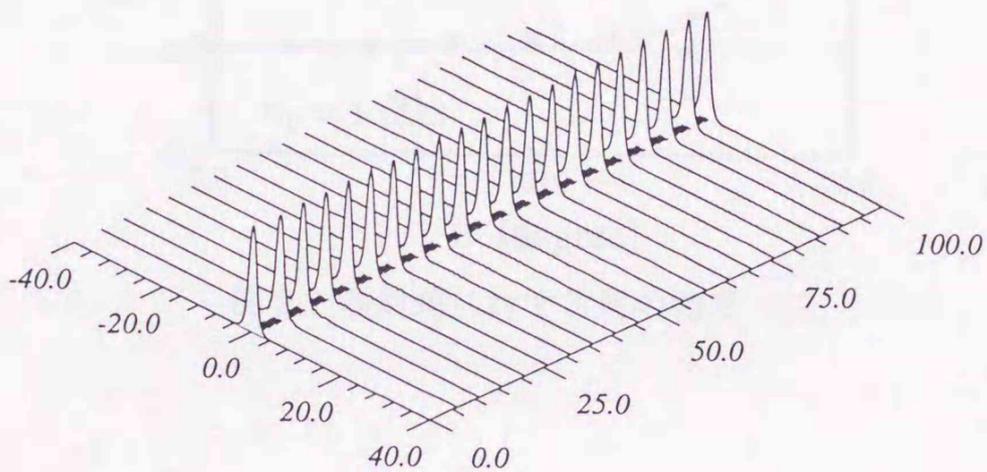


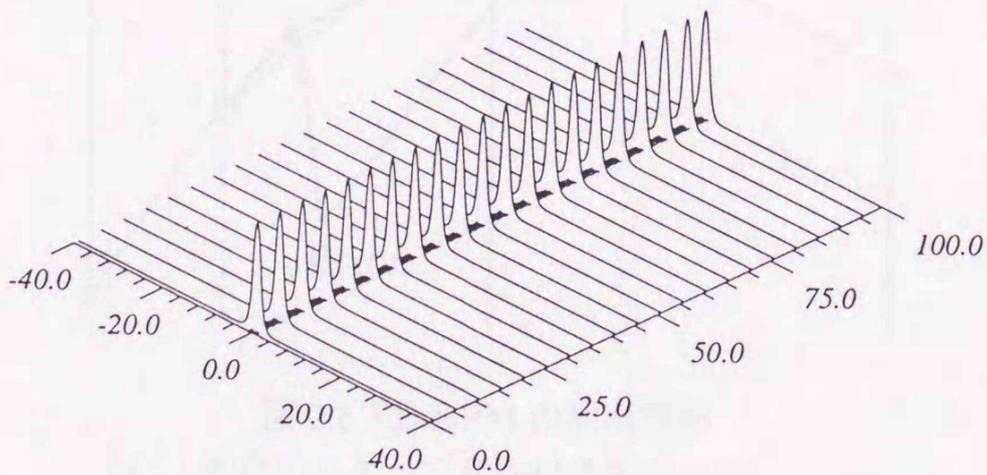
図 2.5 直線導波路における比屈折率差に対する解の精度



(a) FFT-BPM



(b) SSFE-BPM



(c) FE-BPM

図 2.6 直線導波路中の基本 TE モード伝搬波形

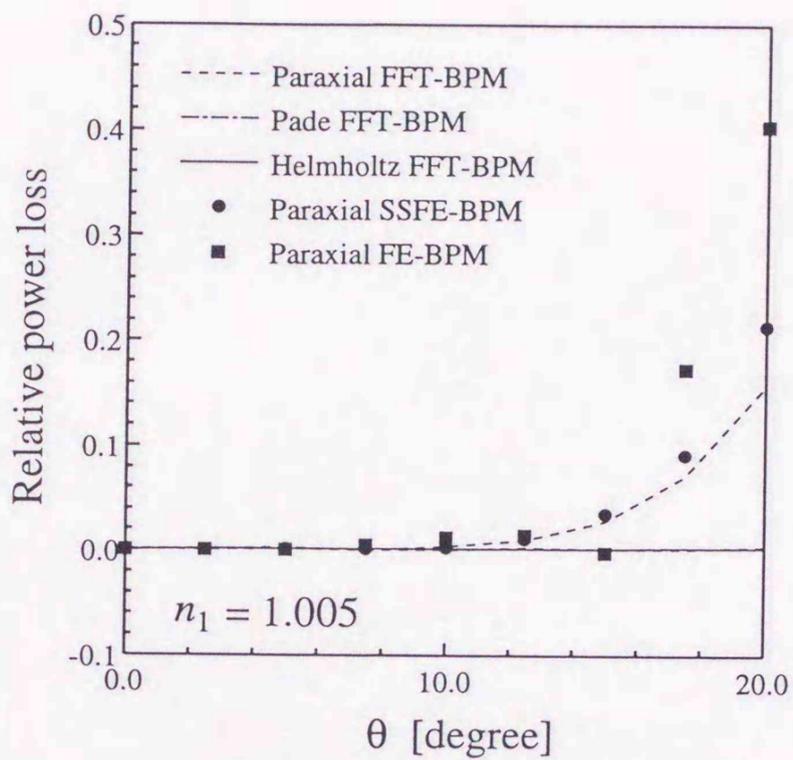


図 2.7 傾斜角に対する解の精度

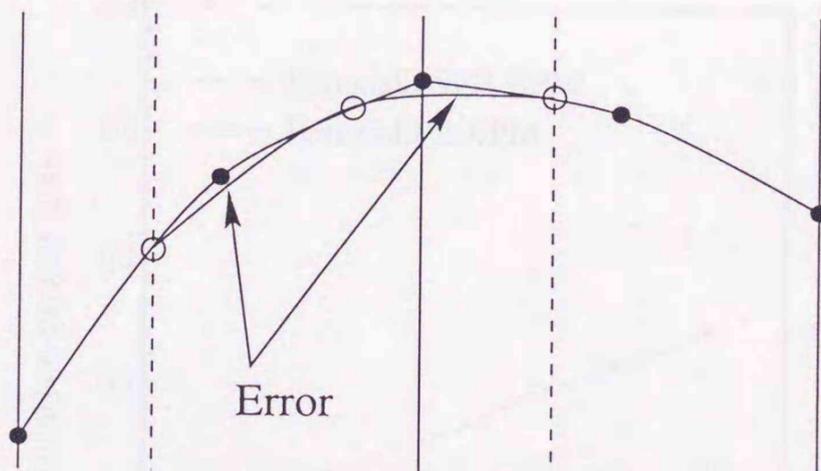


図 2.8 FE-BPM の補間誤差

(• :  $i$  番目のステップにおける節点位置,  
 ○ :  $(i+1)$  番目のステップにおける節点位置)

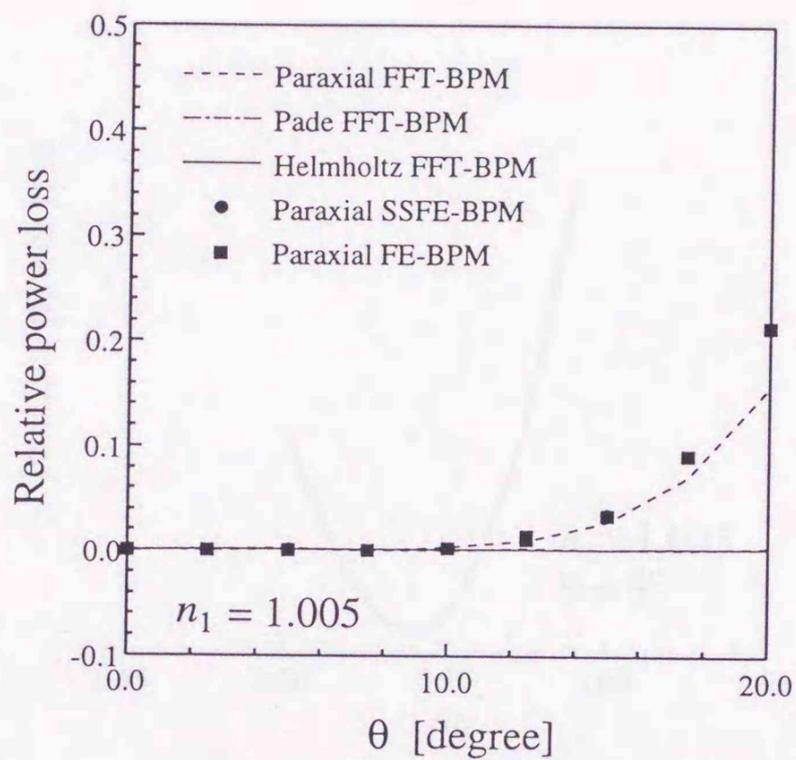


図 2.9 傾斜角に対する解の精度 (FE-BPM 解析においてアダプティブグリッドアルゴリズムを使用した場合)

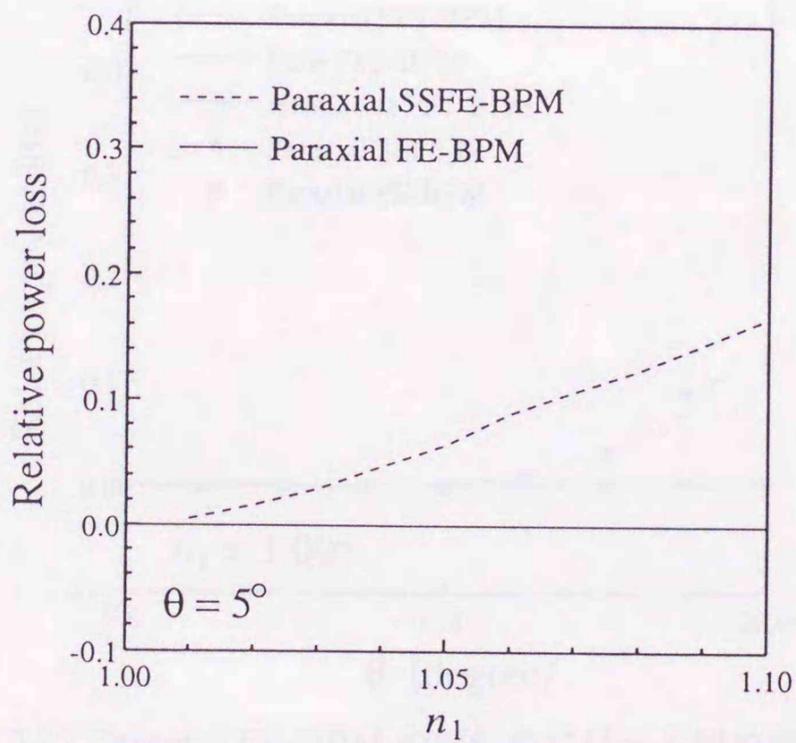


図 2.10 傾斜直線導波路における比屈折率差に対する解の精度

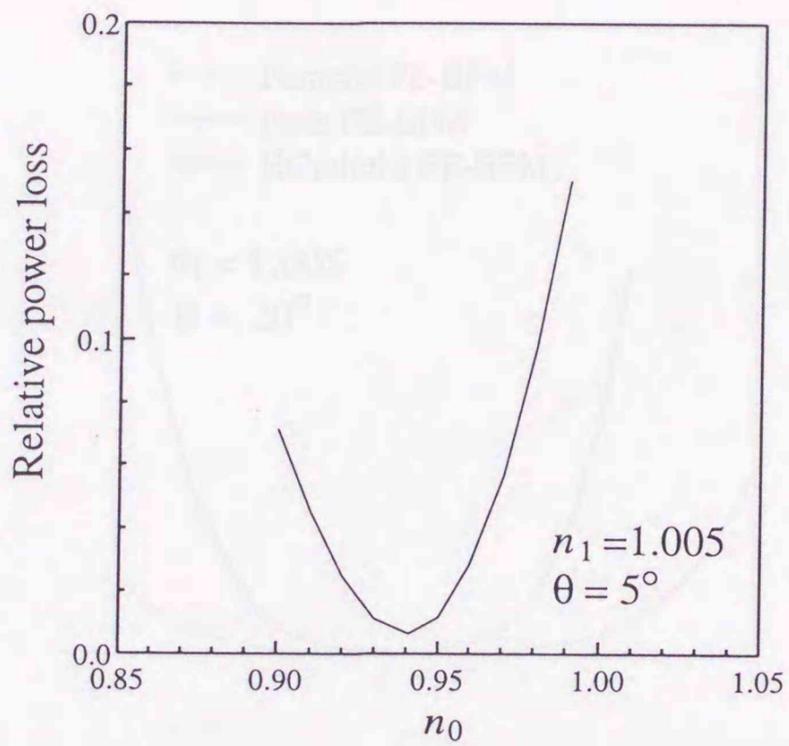


図 2.11 Paraxial FE-BPM の解析精度の参照屈折率差依存性

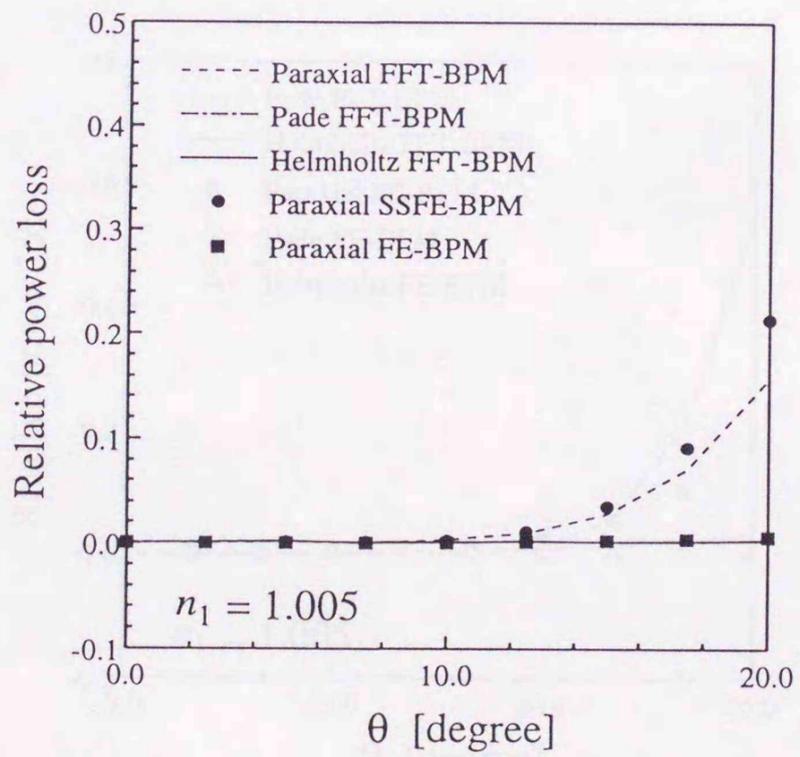


図 2.12 Paraxial FE-BPM の傾斜角に対する解の精度

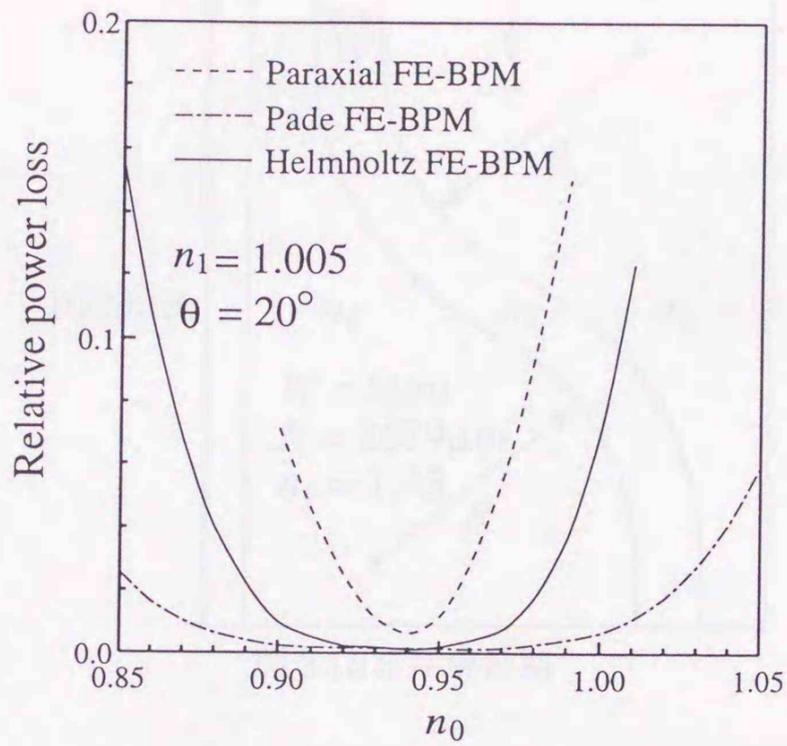


図 2.13 各種 FE-BPM の解析精度の参照屈折率依存性

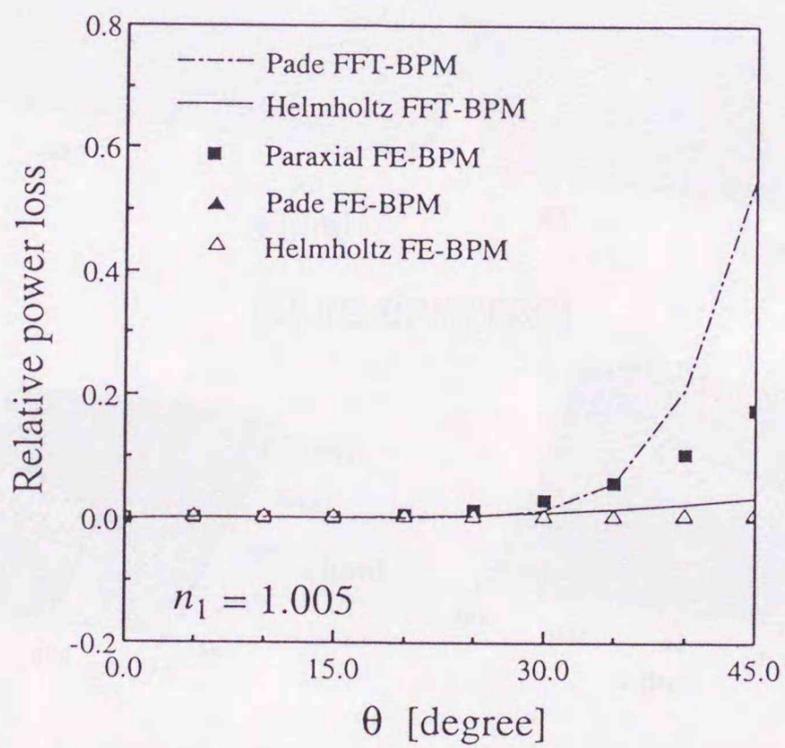


図 2.14 各種 FE-BPM の傾斜角に対する解の精度

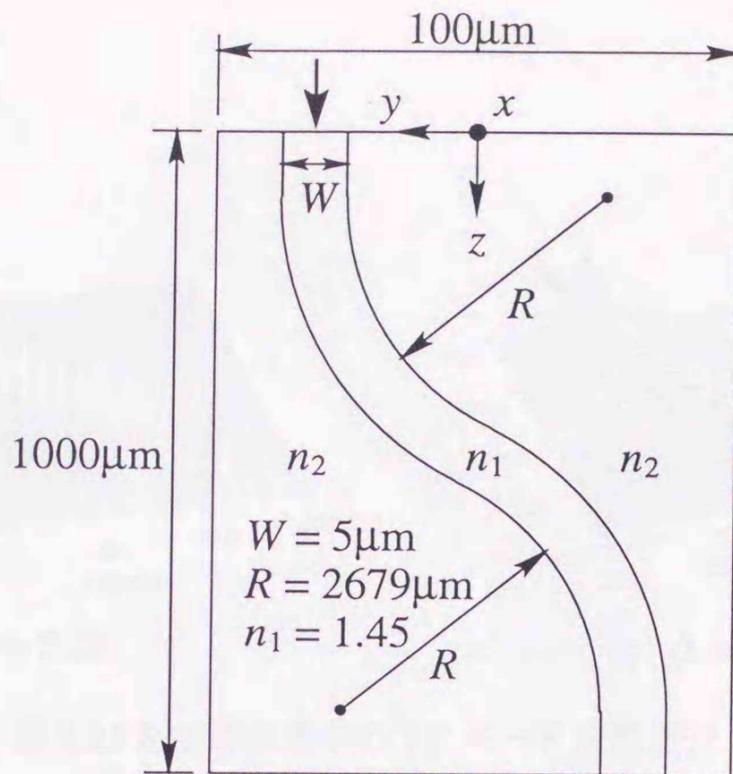
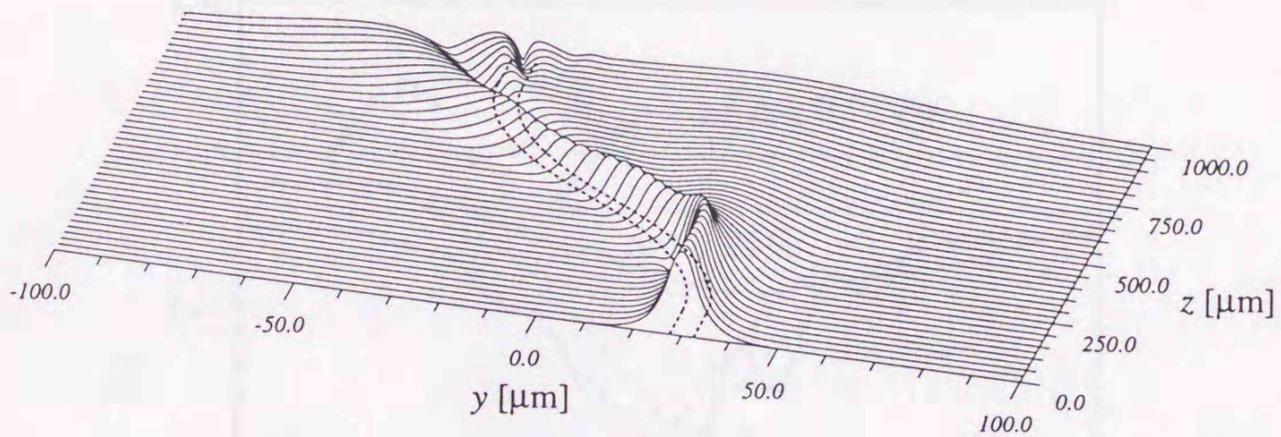
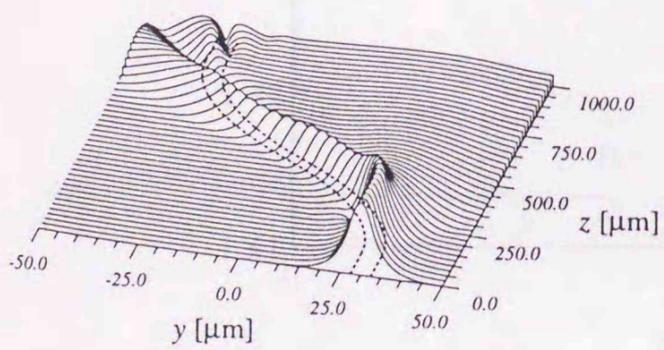


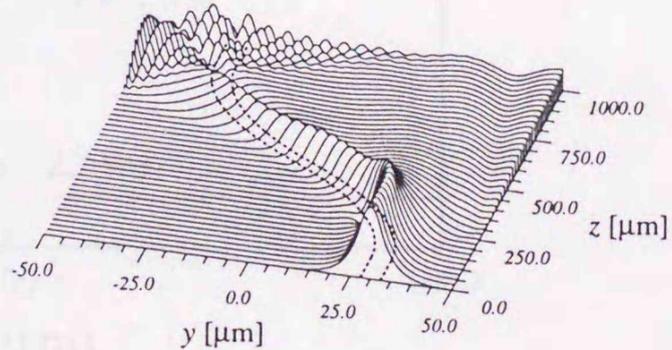
図 2.15 S 字導波路



(a) FE-BPM(TBC)



(b) FE-BPM(TBC)



(c) FE-BPM(ノイマン条件)

図 2.16 S 字導波路中の TM モード伝搬波形

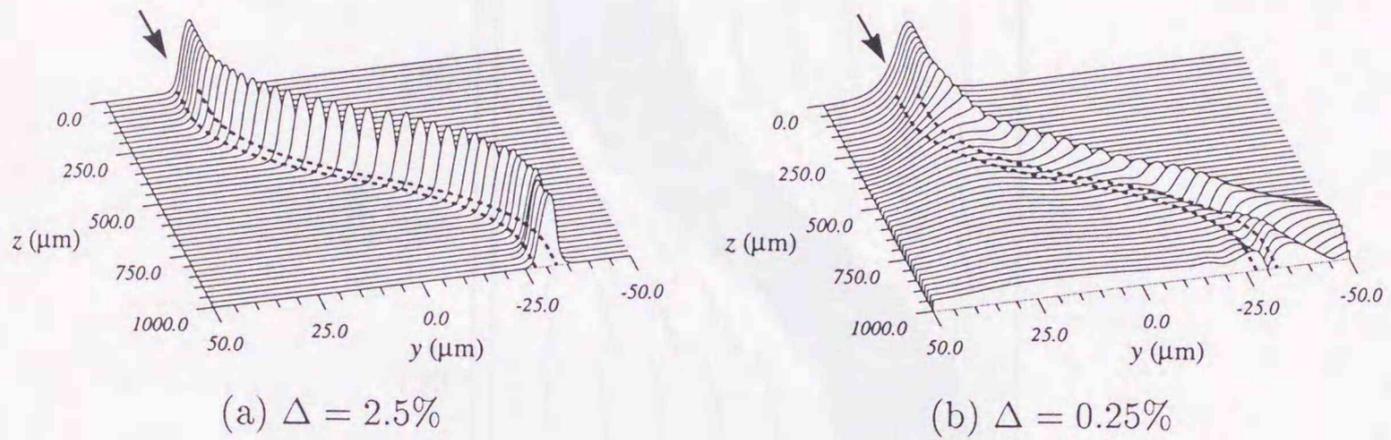


図 2.17 S 字導波路中の TE モード伝搬波形

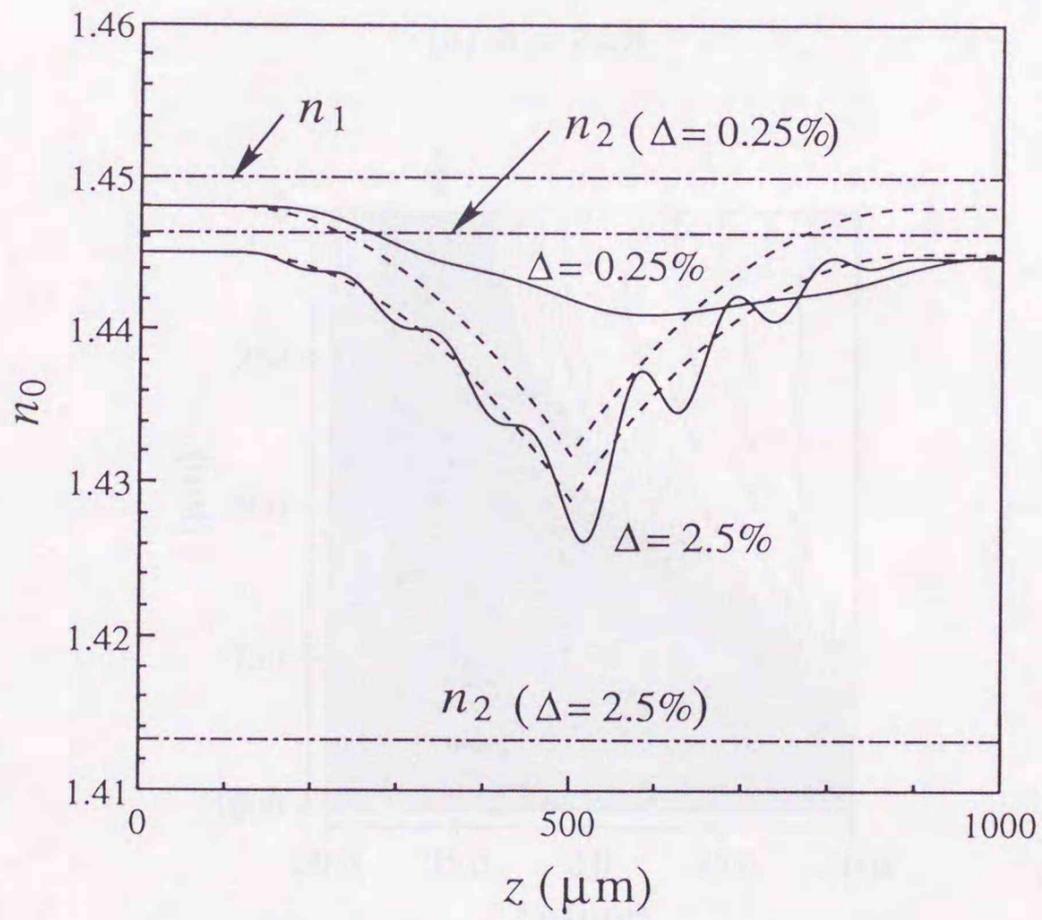
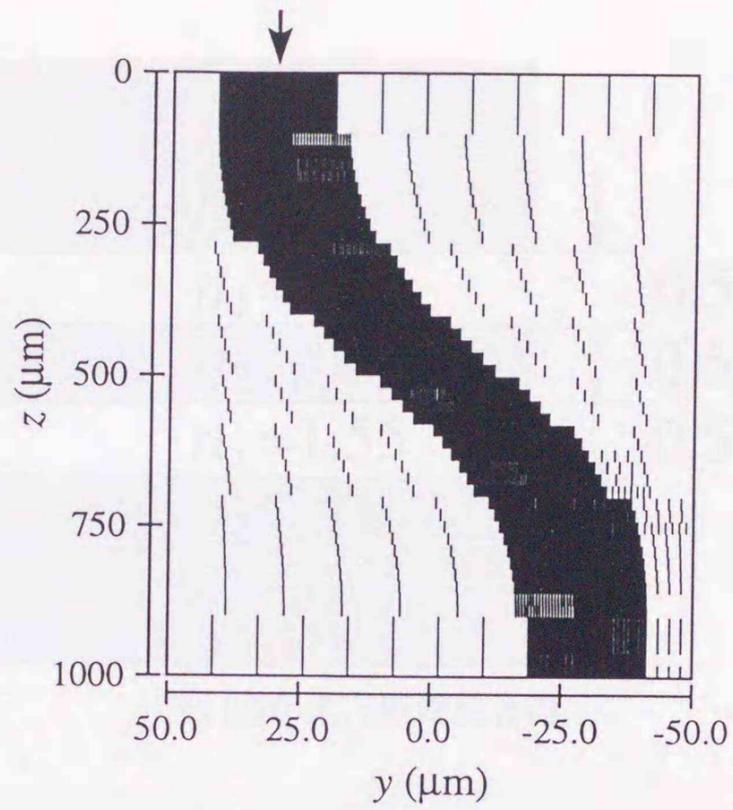
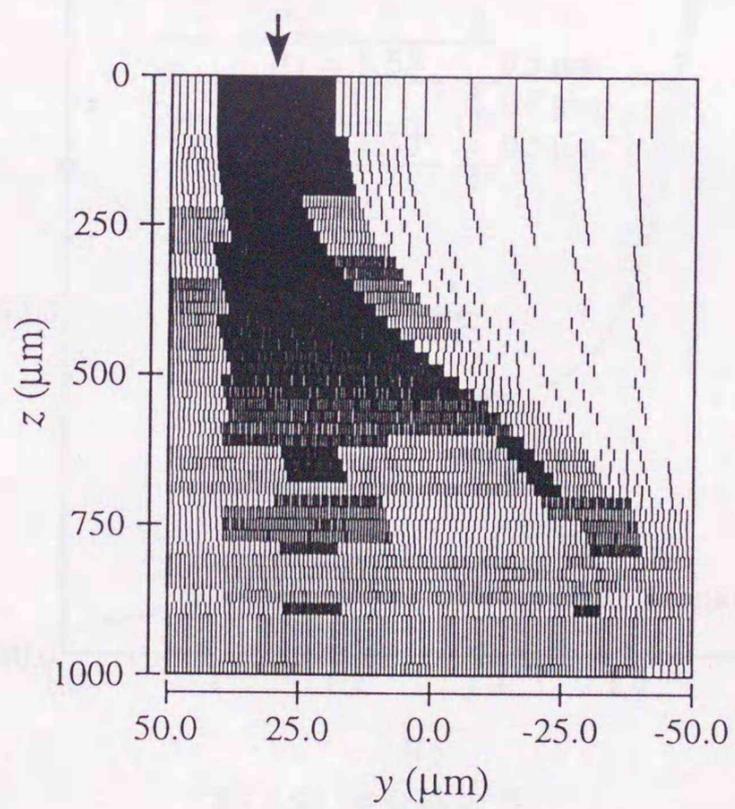


図 2.18 参照屈折率の伝搬方向変化



(a)  $\Delta = 2.5\%$



(b)  $\Delta = 0.25\%$

図 2.19 有限要素グリッドの伝搬方向変化

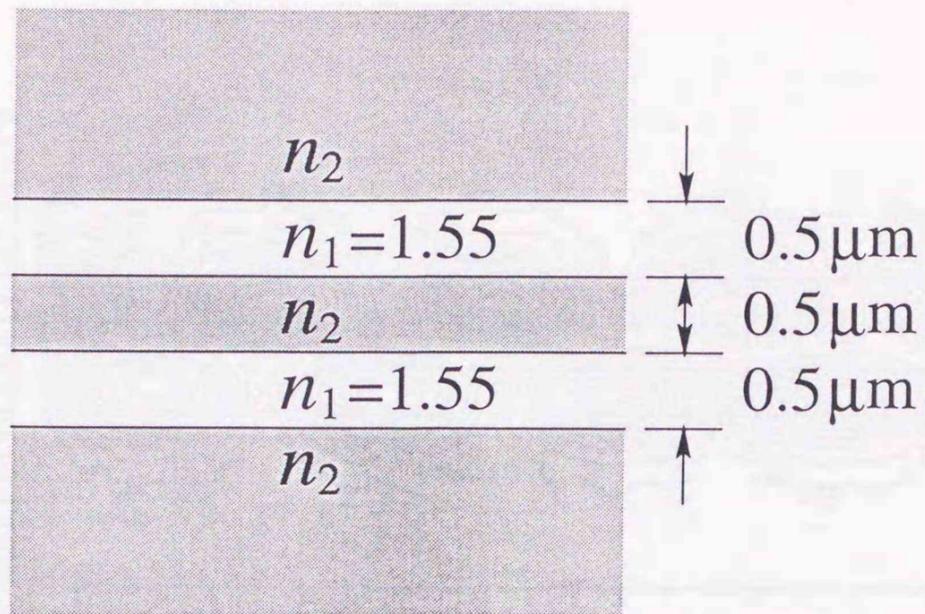


図 2.20 光方向性結合器

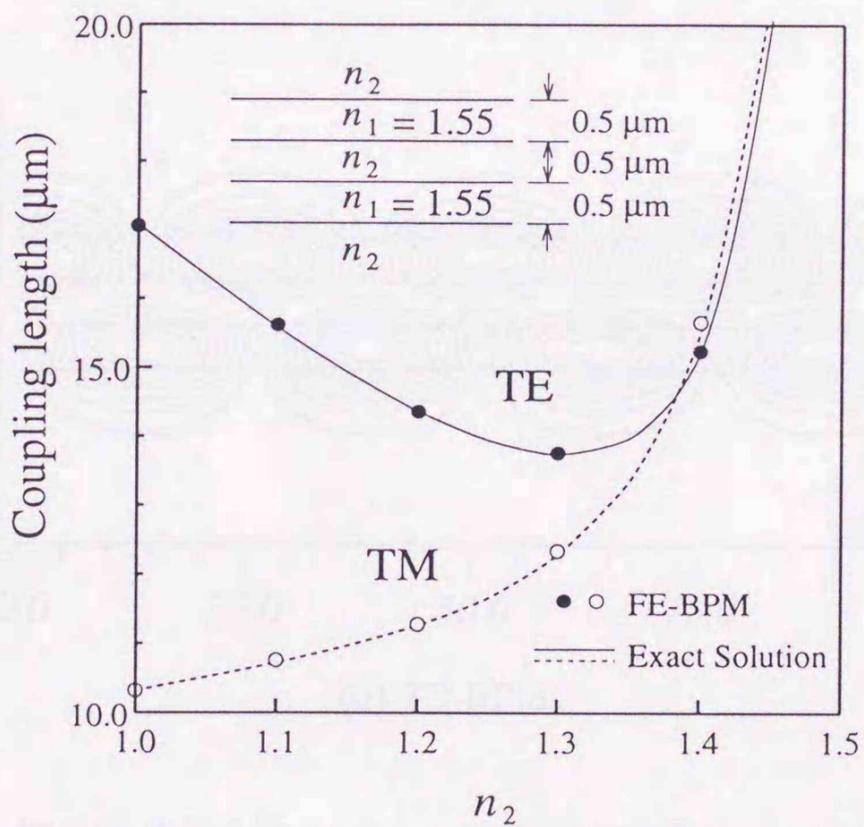
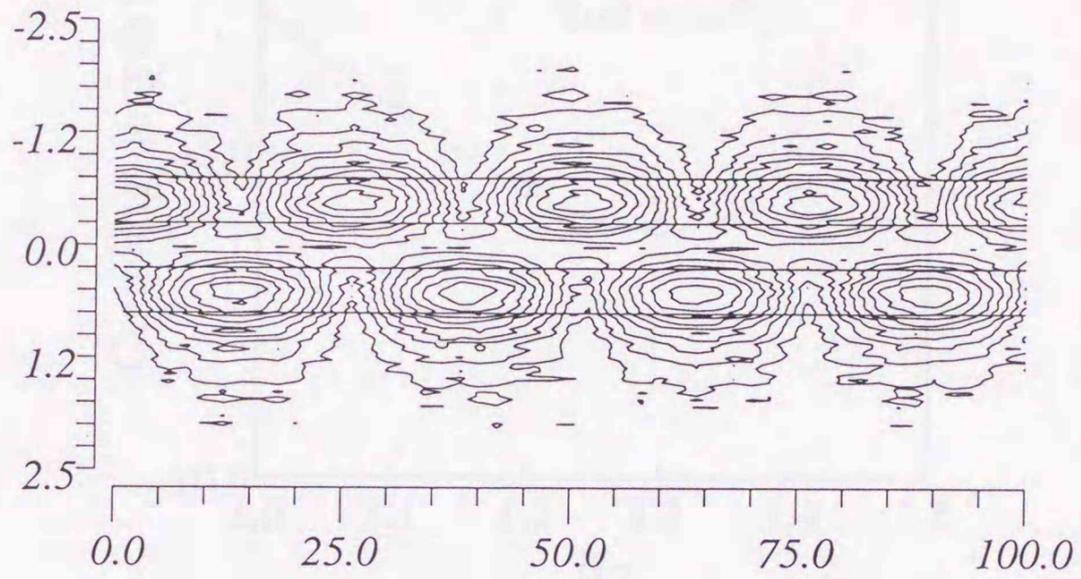
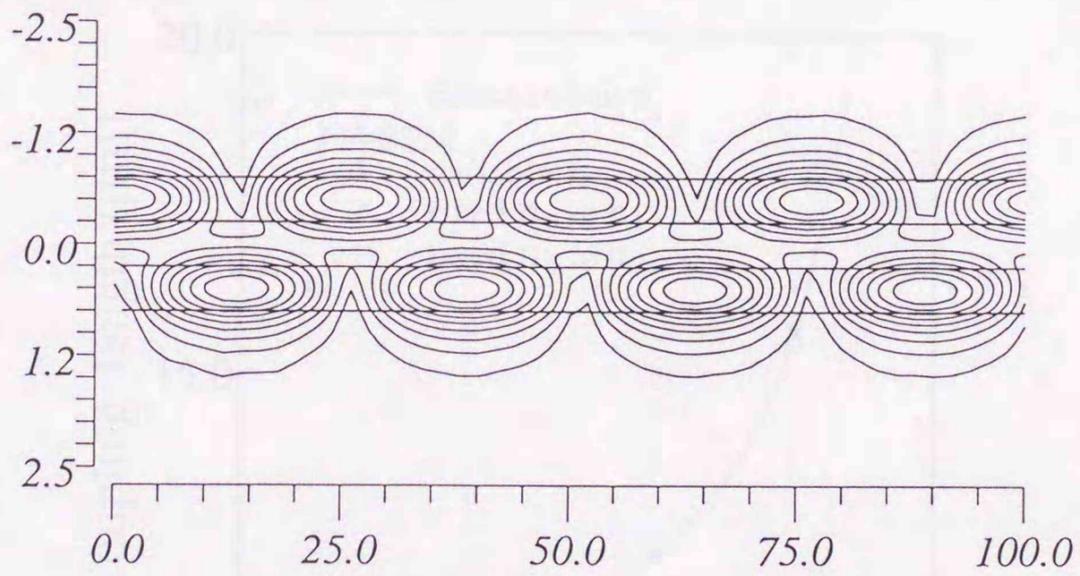


図 2.21 完全結合長

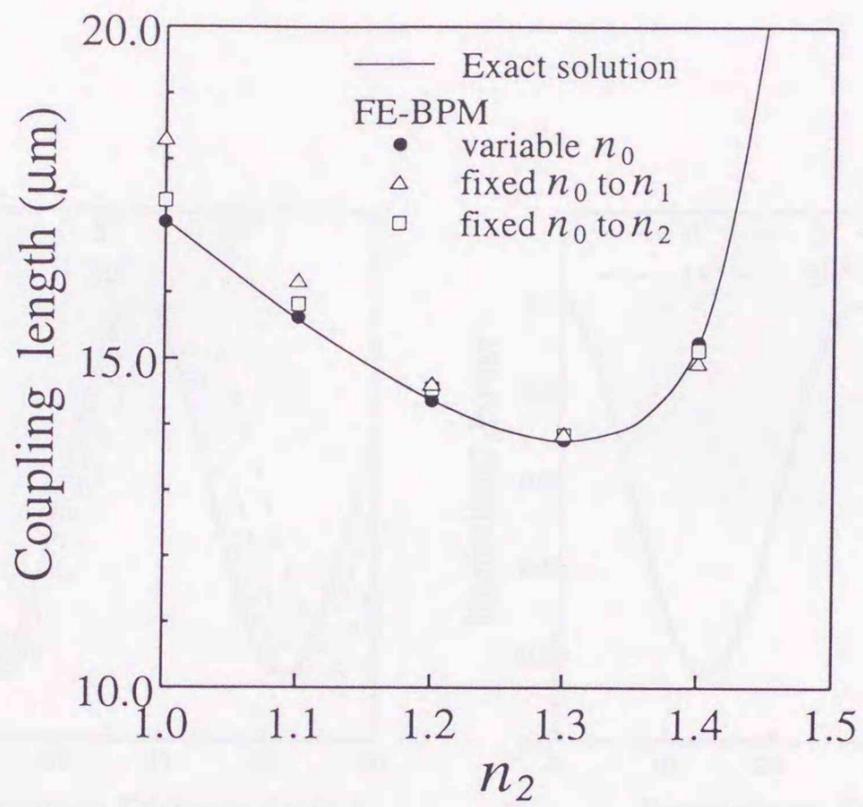


(a) FFT-BPM

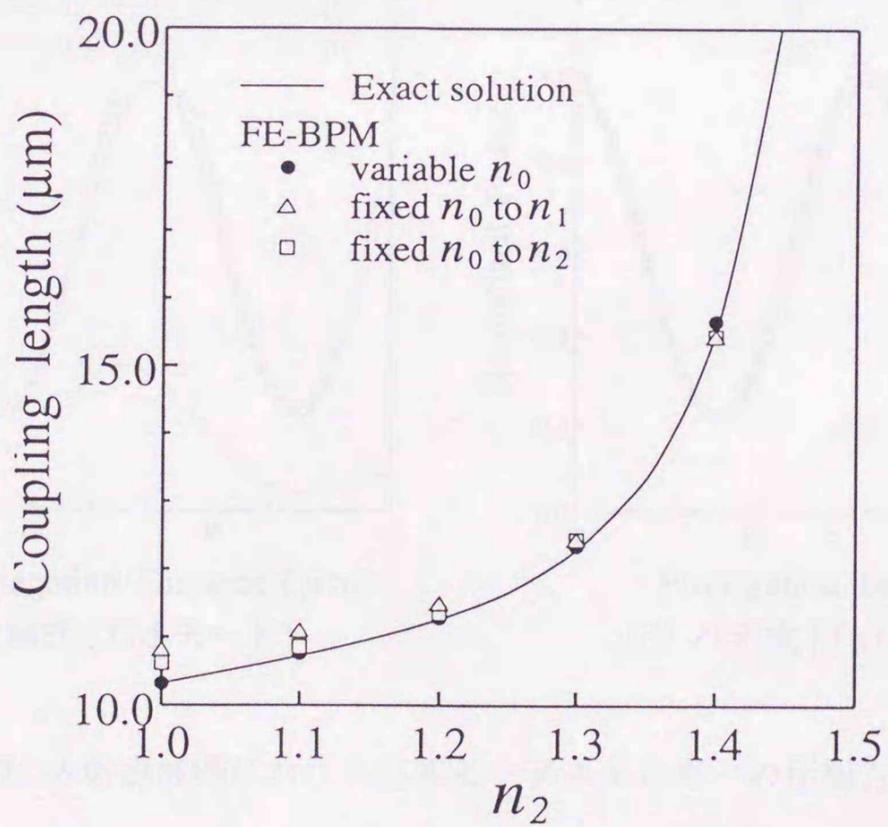


(b) FE-BPM

図 2.22 光結合器中の TE モード伝搬波形 ( $n_1 = 1.2$ )

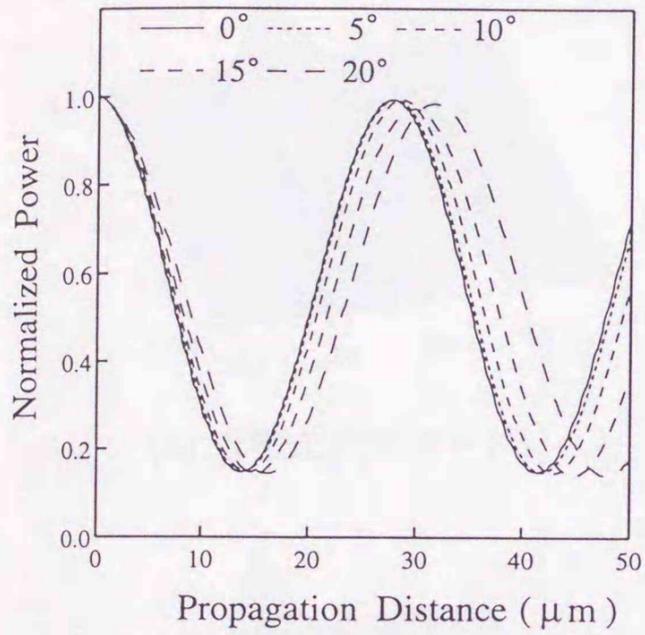


(b) TE モード

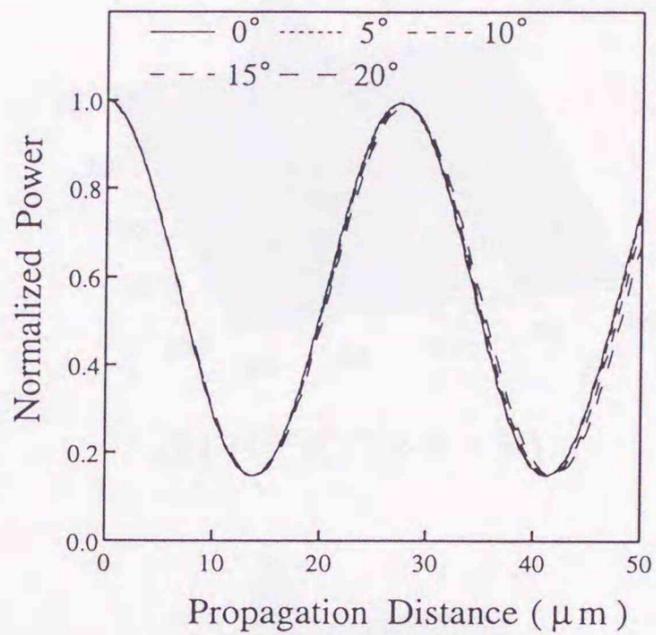


(b) TM モード

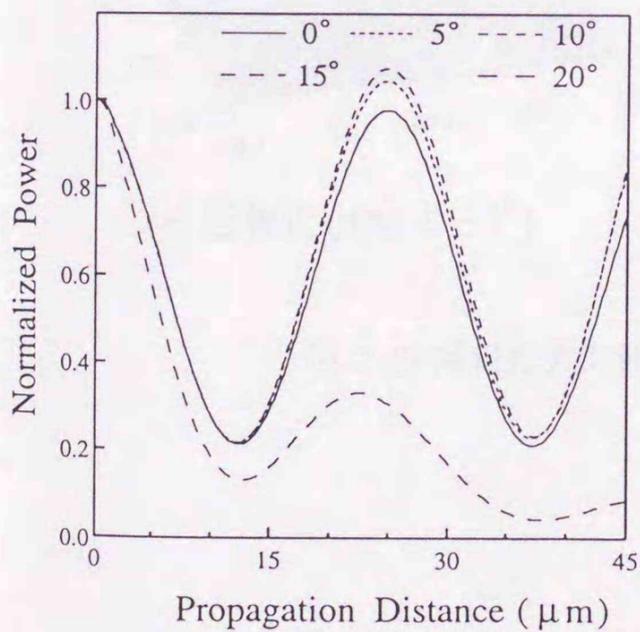
図 2.23 完全結合長に対する参照屈折率の影響



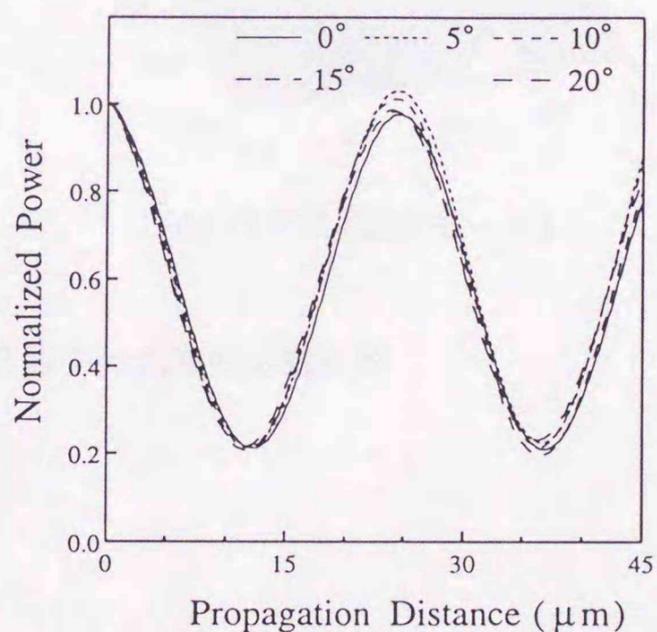
(a) 近軸式 (TE モード)



(b) パデ式 (TE モード)

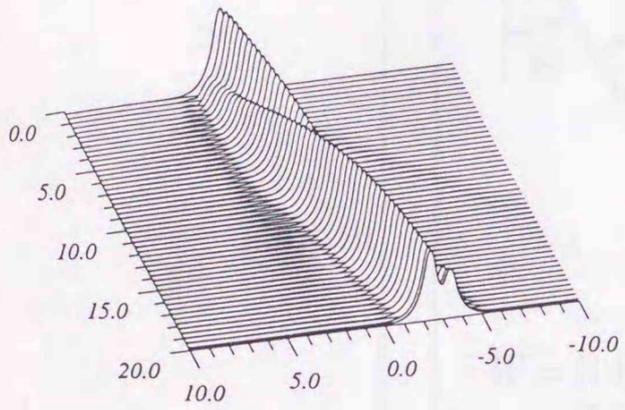


(c) 近軸式 (TM モード)

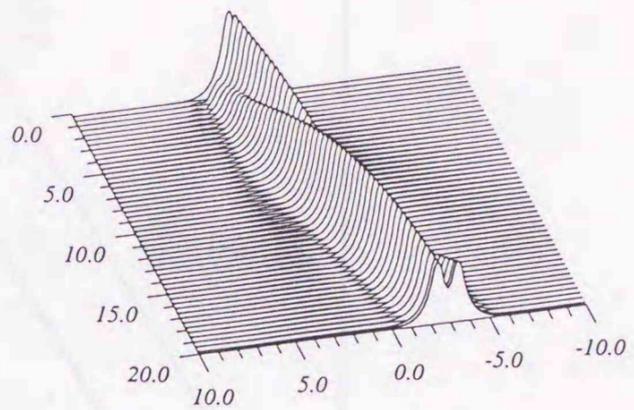


(d) パデ式 (TM モード)

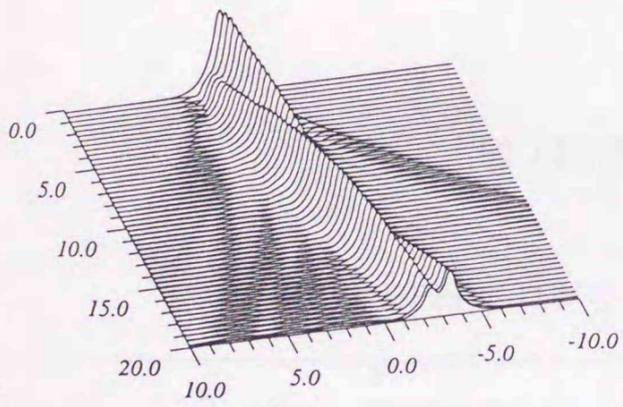
図 2.24 入射導波路における基本モードエネルギーの伝搬方向変化



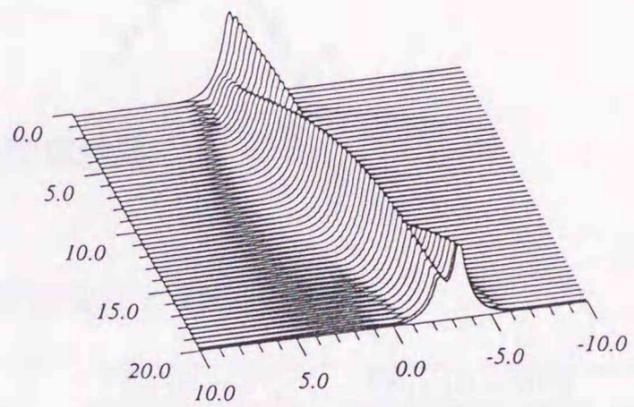
(a) 近軸式 (TE モード)



(b) パラ式 (TE モード)



(c) 近軸式 (TM モード)



(d) パラ式 (TM モード)

図 2.25 傾斜光方向性結合器中の光波の伝搬波形

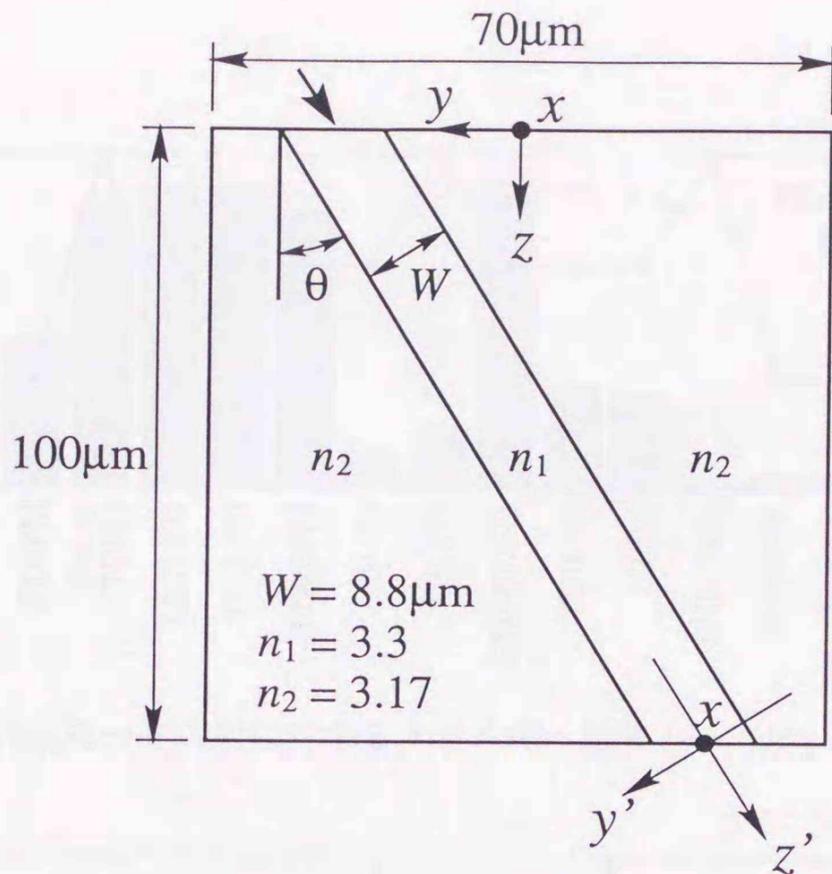


図 2.26 傾斜直線導波路

表 2.1 BPM プログラムの計算条件と effort の値

Program	Equation	Discretization	Grid	TE <sub>0</sub> ( $\theta = 0^\circ$ )		TE <sub>10</sub> ( $\theta = 20^\circ$ )		Effort
				M	N	M	N	
FTBPM	Helmholtz	FFT	uniform	256	100	256	1000	1
Praha-FTBPM	Helmholtz	FFT	uniform	512	100	4096	2500	2
LETI-FD	Fresnel	FDM	uniform	1024	200	1024	200	1
TUD-FD	Fresnel	FDM	non-uniform	1100	1000	1100	1000	2
FD0BPM	Fresnel	FDM	uniform	1701	100	1701	1000	2
UP-FD	Fresnel	FDM	uniform	401	250	1201	2000	2
UK-FD	Fresnel	FDM	uniform	1401	1000	1401	1000	3
TUB-SE	Fresnel	FDM	uniform	1401	100	1401	1000	2
UJ-SE	Fresnel	FDM	uniform	1024	1000	1024	1000	2
HHI-FE/FD	Fresnel	FEM	uniform	1024	500	1024	2000	2
SNL-Padé	Padé	FDM	uniform	1501	1000	6001	3421	3
FD2BPM	Padé	FDM	uniform	512	100	2048	1000	1
AMIGO	Fresnel	FEM	adaptive	42	21	1311	1429	1
ELM	Padé	FEM	adaptive	61	20	1311	800	1

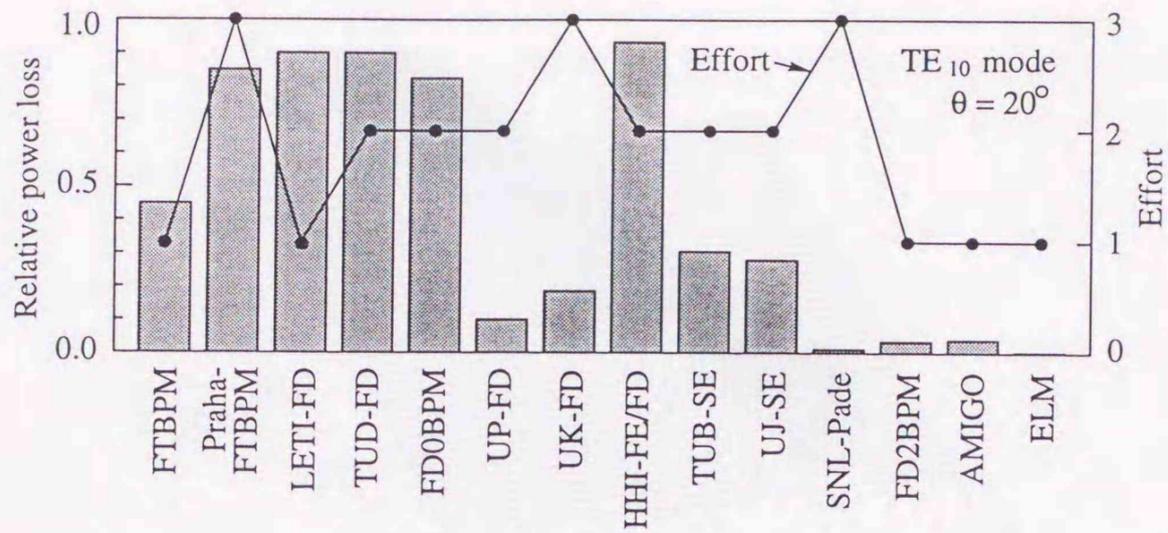


図 2.27 TE<sub>10</sub>モード入射に対するエネルギー損失 ( $\theta = 20^\circ$ ) と effort の値

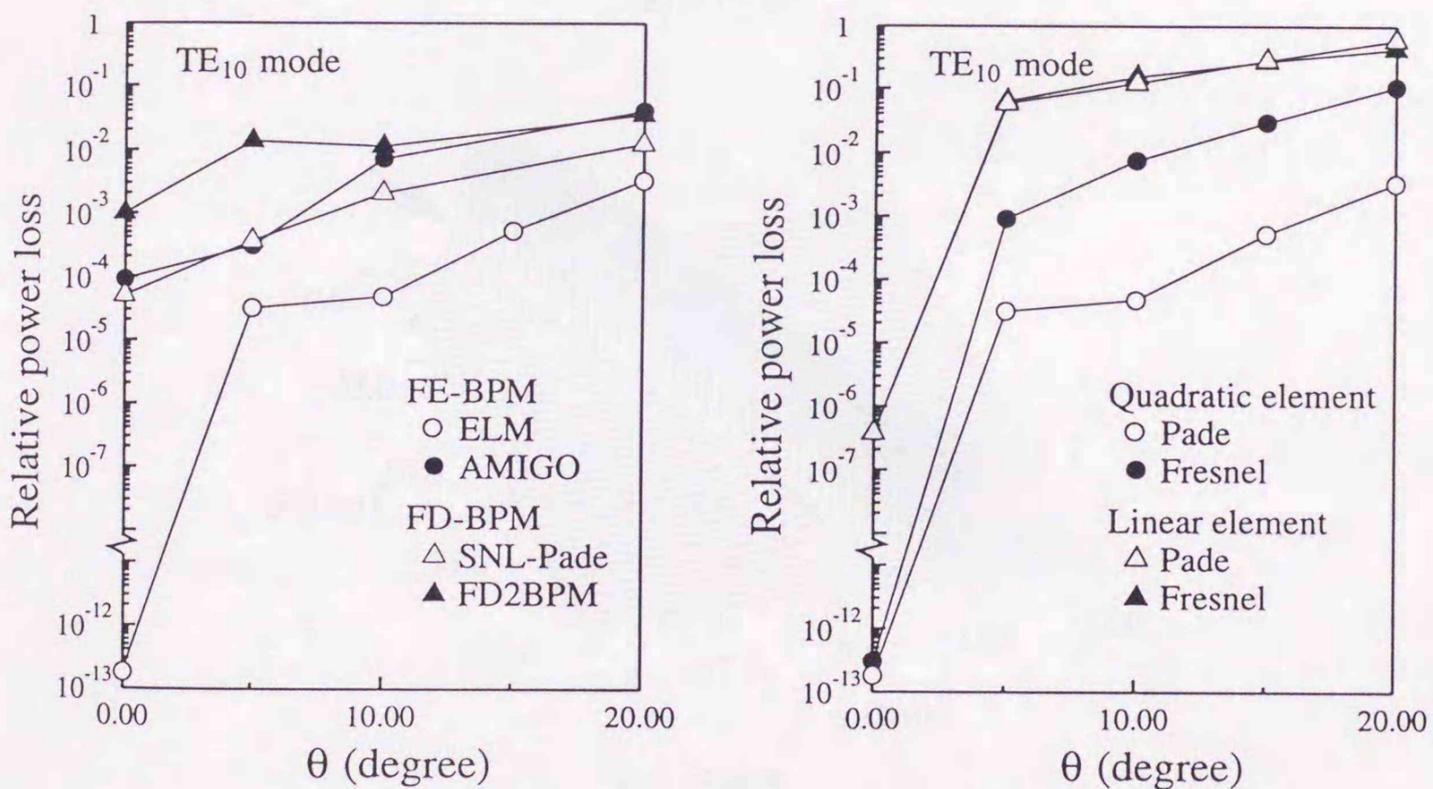
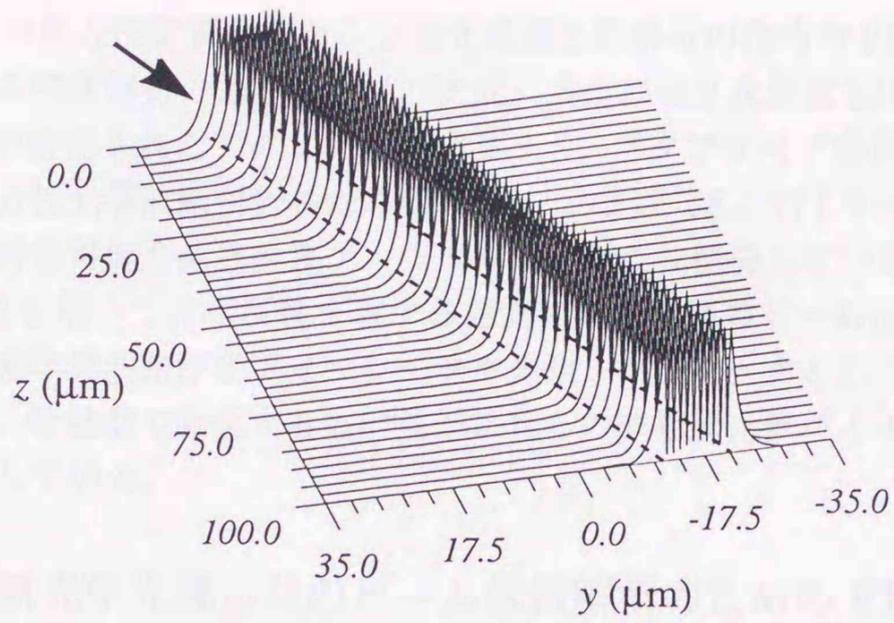
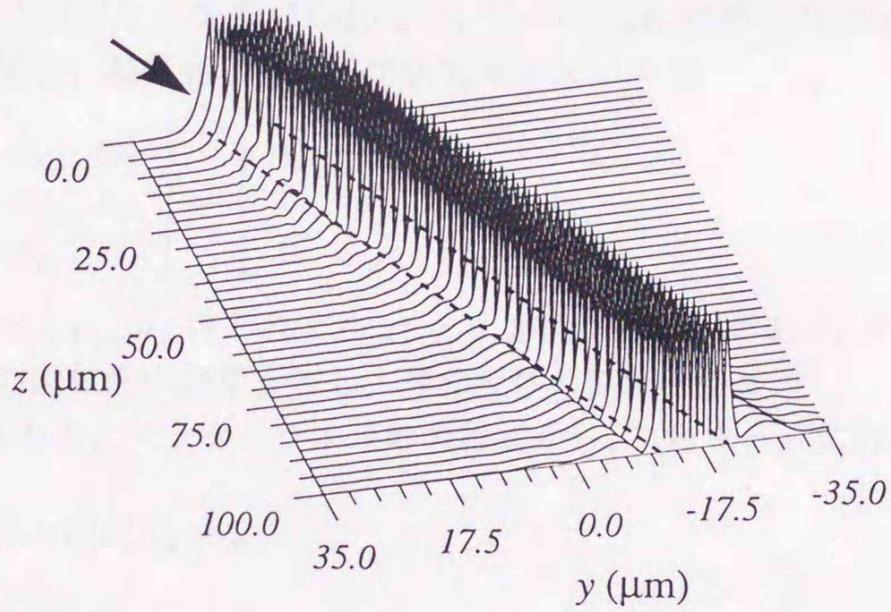


図 2.28 TE<sub>10</sub>モード入射に対するエネルギー損失の傾斜角依存性



(a) パラボリック式



(b) 近軸式

図 2.29 TE<sub>10</sub>モードの伝搬波形 ( $\theta = 20^\circ$ )

### 3 異方性光導波路のビーム伝搬解析

#### 3.1 まえがき

ここでは、任意の異方性媒質からなる2次元光導波路解析のためのFE-BPMの定式化を行っている。ビーム伝搬解析の基本式にはパデ式、要素には2次要素を用いるとともに、第2章でその有効性が確認されたアダプティブグリッド、アダプティブ参照屈折率も取り入れている。また、異方性光導波路解析のためのTBC、およびTE、TMモード間のモード変換が起こる場合にも対応可能な高速計算アルゴリズムも新たに開発している。さらに、ここで開発したFE-BPMを用いて非相反性を有する磁気光学導波路のビーム伝搬解析を初めて行い、こうした磁気光学導波路が光アイソレータや光サーキュレータとして動作し得ることを確認するとともに、分岐部で発生する放射波がこれらの非相反光デバイスの動作特性に与える影響を明らかにしている。

#### 3.2 非相反磁気光学光導波路のビーム伝搬解析のためのFE-BPM

##### 3.2.1 基本方程式

図3.1に示すようなプレーナ形(2次元)光導波路を考え、 $y, z$ 方向をそれぞれ横方向、伝搬方向とし、直流磁界を $x$ 方向に印加して、この方向には構造の変化はないものとする( $\partial/\partial x \equiv 0$ )。この場合、磁気光学材料の比誘電率テンソルは

$$[\epsilon_r] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & j\delta \\ 0 & -j\delta & n_z^2 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

と書ける。ここに $n_x, n_y, n_z$ はそれぞれ $x, y, z$ 方向の屈折率であり、 $\delta$ はファラデー回転角に関係した1次の磁気光学効果を表し、非相反性の要因となる。

式(3.1)を考慮すると、マックスウエルの方程式から、TEモードに対して

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k_0^2 n_x^2 E_x = 0 \quad (3.2)$$

TMモードに対して

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{\sigma} \left( n_y^2 \frac{\partial H_x}{\partial y} - j\delta \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{\sigma} \left( n_z^2 \frac{\partial H_x}{\partial z} + j\delta \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] + k_0^2 H_x = 0 \quad (3.3)$$

を得る。ここに $E_x, H_x$ は電磁界の $x$ 成分、 $k_0$ は自由空間波数であり、自由空間波長を $\lambda$ として $k_0 = 2\pi/\lambda$ で与えられる。また、 $\sigma$ は

$$\sigma = n_y^2 n_z^2 - \delta^2 \quad (3.4)$$

と定義される。

ここで、式(3.2)を基本式とするTEモードには非相反性が現われないので、ここではTMモードのみを考える。式(3.3)のヘルムホルツ方程式に

$$H_x(y, z) = \phi(y, z) \exp(-j s k_0 n_0 z) \quad (3.5)$$

の形の解を代入し,  $\varepsilon_{ij} \partial / \partial z \simeq 0 (i \neq j)$ ,  $\partial \varepsilon_{ij} / \partial z \simeq 0$ , とすると, 緩慢変化する複素振幅  $\phi(y, z)$  に対して

$$\begin{aligned} \frac{n_z^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - 2j s k_0 n_0 \frac{n_z^2}{\sigma} \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{n_y^2}{\sigma} \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{s k_0 n_0 \delta}{\sigma} \phi \right) \\ + \frac{s k_0 n_0 \delta}{\sigma} \frac{\partial \phi}{\partial y} + k_0^2 \left( 1 - \frac{n_0^2 n_z^2}{\sigma} \right) \phi = 0 \end{aligned} \quad (3.6)$$

のような広角ビーム伝搬解析のための基本式が得られる. ここに  $s$  は

$$s = \begin{cases} 1 & \text{for } +z \text{ propagation} \\ -1 & \text{for } -z \text{ propagation} \end{cases} \quad (3.7)$$

と定義される.

### 3.2.2 有限要素法

導波路断面 (解析領域)  $y_1 \leq y \leq y_M$  を 2 次線要素を用いて分割し, 式 (3.6) に有限要素法, TBC を適用すると, 次式を得る.

$$[M] \frac{d^2 \{\phi\}}{dz^2} - 2j k_0 n_0 [M] \frac{d\{\phi\}}{dz} + ([K] - k_0^2 n_0^2 [M]) \{\phi\} + [K]_{\Gamma} \{\phi\} = \{0\} \quad (3.8)$$

$$\{\phi\} = [\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_M]^T \quad (3.9)$$

ここに  $\{\phi\}$  は節点磁界ベクトル,  $\{0\}$  は零ベクトルであり,  $T$  は転置を意味する. 有限要素行列  $[K]$ ,  $[M]$ , および解析領域端  $y = y_1, y = y_M$  に関する行列  $[K]_{\Gamma}$  は

$$\begin{aligned} [K] = \sum_e \int_e \left[ k_0^2 \{N\} \{N\}^T - \frac{n_y^2}{\sigma} \frac{d\{N\}}{dy} \frac{d\{N\}^T}{dy} \right. \\ \left. + \frac{s k_0 n_0 \delta}{\sigma} \left( \{N\} \frac{d\{N\}^T}{dy} + \frac{d\{N\}}{dy} \{N\}^T \right) \right] dy \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$[M] = \sum_e \int_e (n_z^2 / \sigma) \{N\} \{N\}^T dy \quad (3.11)$$

$$[K]_{\Gamma} = \begin{bmatrix} -j(k_1 n_y^2 + j s k_0 n_0 \delta) / \sigma & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & -j(k_M n_y^2 - j s k_0 n_0 \delta) / \sigma \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

となる.  $\sum_e$  は全要素についての和を表す. なお, 行列  $[K]_{\Gamma}$  中のパラメータ  $k_1, k_M$  の設定法は前章で述べた通りである.

式 (3.8) は形式的に

$$-2jk_0n_0[M]\frac{d\{\phi\}}{dz} = -\frac{([\tilde{K}] - k_0^2n_0^2[M])\{\phi\}}{1 - \frac{1}{2jk_0n_0}\frac{d}{dz}} \quad (3.13)$$

と書ける. ここに行列  $[\tilde{K}]$  は

$$[\tilde{K}] = [K] + [K]_{\Gamma} \quad (3.14)$$

である.

式(3.13)の右辺の分母の  $d/dz$  を

$$\frac{d}{dz} \simeq \frac{1}{2jk_0n_0}[M]^{-1}([\tilde{K}] - k_0^2n_0^2[M]) \quad (3.15)$$

と近似する(パデ近似)と, 式(3.13)は

$$-2jk_0n_0[\tilde{M}]\frac{d\{\phi\}}{dz} + ([\tilde{K}] - k_0^2n_0^2[M])\{\phi\} = \{0\} \quad (3.16)$$

となる. ここに行列  $[\tilde{M}]$  は

$$[\tilde{M}] = [M] + \frac{1}{4k_0^2n_0^2}([K] - k_0^2n_0^2[M]) \quad (3.17)$$

である. ここで行列  $[\tilde{M}]$  を  $[M]$  に置き換えると, 式(3.16)は近軸式になる.

### 3.2.3 クランク・ニコルソン法

式(3.16)の  $z$  方向に対してクランク・ニコルソン法を適用すると

$$[A]_i\{\phi\}_{i+1} = [B]_i\{\phi\}_i \quad (3.18)$$

$$[A]_i = -2jksk_0n_{0,i}[M]_i + 0.5\Delta z([\tilde{K}]_i - k_0^2n_{0,i}^2[M]_i) \quad (3.19)$$

$$[B]_i = -2jksk_0n_{0,i}[M]_i - 0.5\Delta z([\tilde{K}]_i - k_0^2n_{0,i}^2[M]_i) \quad (3.20)$$

を得る. ここに  $\Delta z$  は伝搬方向の刻み幅であり, 添字  $i$  および  $(i+1)$  は  $i$  番目および  $(i+1)$  番目の伝搬ステップに関する量を表す.

### 3.2.4 非相反光デバイスのビーム伝搬解析

図 3.2(a),(b) に示すような磁気光学導波路<sup>(57)</sup>を考える. 計算に用いた導波路パラメータを表 3.1 に示す. また, 動作波長は  $\lambda = 1.15\mu\text{m}$  としている.

このような磁気光学材料を用いた光導波路における TM モードは伝搬方向に対して伝搬定数が異なる. 図 3.3 は, 導波路 1 の幅を  $W_1 = 2.47\mu\text{m}$  と固定し, 導波路 2 の幅を変えたときの導波路 2 および導波路 3 の基本 TM モードに対する伝搬定数を示している. 導波路 3 は磁気光学材料に接していないので, 伝搬方向によって伝搬定数は変わらないが, 導波路 2 に

においては、伝搬定数に非相反性が現われる。導波路2の幅を  $1.08\mu\text{m} < W_2 < 1.17\mu\text{m}$  の範囲に設定すると、図3.2(a)のY分岐光導波路はアイソレータとして機能する<sup>(57)</sup>。

図3.4に、このY分岐導波路におけるTMモード伝搬の様子を示す。計算には2次要素を用い、節点数を129、伝搬方向刻み幅を  $1.0\mu\text{m}$  とした。導波路1から入射した基本モードは導波路3の基本モードと結合し、導波路2から入射した基本モードは導波路1の基本モードと結合する。一方、導波路1から入射した第1高次モードは導波路2の基本モードと結合し、導波路3から入射した基本モードは導波路1の第1高次モードと結合する。もし、導波路1が単一モード導波路になるようにパラメータを設定すれば、導波路2から入射した光は導波路1へ伝搬するが、導波路1から入射した光は導波路2ではなく、導波路3へ伝搬する。したがって、このY分岐導波路は光アイソレータとして動作する。

このようなY分岐光アイソレータでは、その分岐角 $\theta$ によって消光比が決定される。図3.5に、導波路1に基本TMモードが入射した場合の導波路2,3における規格化出力パワーの分岐角 $\theta$ 依存性を示す。ここでは、このようなY分岐光導波路の解析によく用いられるモード結合理論(CMT)<sup>(57)</sup>による結果も示している。CMT, FE-BPM, いずれの結果においても分岐角が大きくなるにつれて消光比は低下していくが、CMTでは傾斜導波路(導波路3)への出力が常に直線導波路(導波路2)への出力よりも大きくなっているのに対して、FE-BPMでは $\theta$ が大きくなると逆に、導波路2への出力の方が導波路3への出力よりも大きくなっている。これは、CMTでは放射モードが取り扱えないこと、また、傾斜導波路の導波モードの伝搬定数を $z$ 方向に対して見積っていることによるものであると考えられる。これに対して、FE-BPMでは放射モードの影響を考慮できることは当然のこととして、前章で示した通り、傾斜導波路の伝搬定数も傾斜した方向に精度良く評価される。図3.6に、分岐角 $\theta = 2^\circ$ におけるTMモード伝搬の様子を示す。この程度の分岐角において既に分岐部からの放射が認められる。

さて、図3.2(a)のY分岐光導波路にその伝搬定数が導波路1の順逆いずれの伝搬定数よりも小さくなるような導波路4を、図3.2(b)のように接続すると、この導波路は光サーキュレータとして機能する<sup>(57)</sup>。

図3.7に、この光サーキュレータにおけるTMモード伝搬の様子を示す。導波路1から入射した基本TMモードは結合部でその基本モードと結合し、導波路3へ伝搬する。一方、導波路2から入射した光は結合部で第1高次モードと結合し、導波路4へ伝搬する。同様に導波路4から入射した光は導波路2へ、導波路2から入射した光は導波路1へ伝搬する。

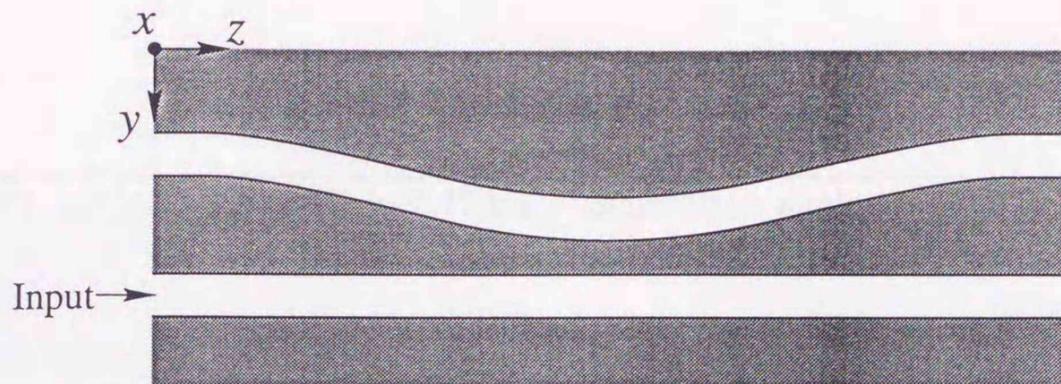
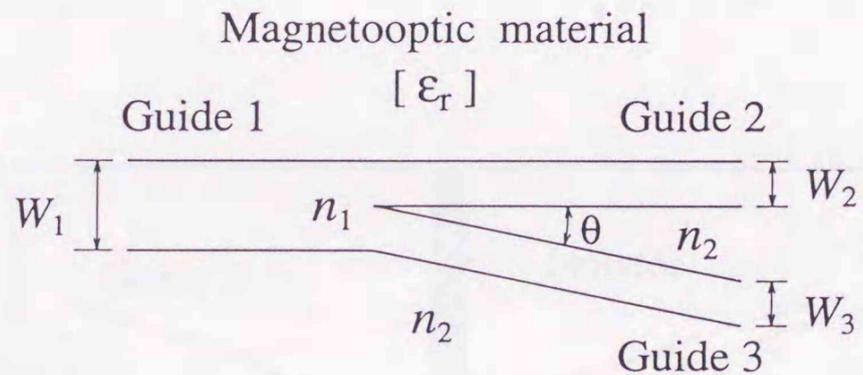
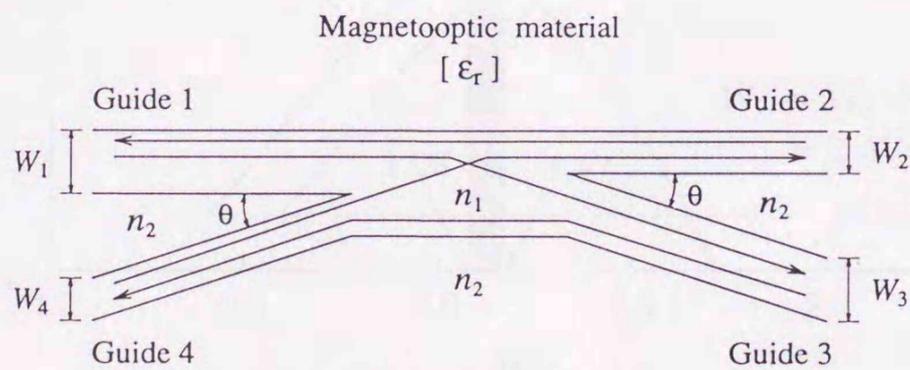


図 3.1 進行方向に構造が変化するプレーナ形光導波路



(a) 光アイソレータ



(a) 光サーキュレータ

図 3.2 磁気光学光導波路デバイス

表 3.1 磁気光学導波路デバイスの諸元

Core width in Fig. 3.2(a)	$W_1 = 2.47\mu\text{m}$	Separation angle	$\theta = 0.1^\circ$
	$W_2 = 1.13\mu\text{m}$	Refractive index	$n_1 = 2.28$
	$W_3 = 1.34\mu\text{m}$		$n_2 = 2.19$
Core width in Fig. 3.2(b)	$W_1 = 1.67\mu\text{m}$	Relative permittivity tensor	
	$W_2 = 1.13\mu\text{m}$	$[\epsilon_r] = \begin{bmatrix} 5.033 & 0 & 0 \\ 0 & 5.226 & -j0.19 \\ 0 & j0.19 & 5.033 \end{bmatrix}$	
	$W_3 = 1.34\mu\text{m}$		
	$W_4 = 0.80\mu\text{m}$		

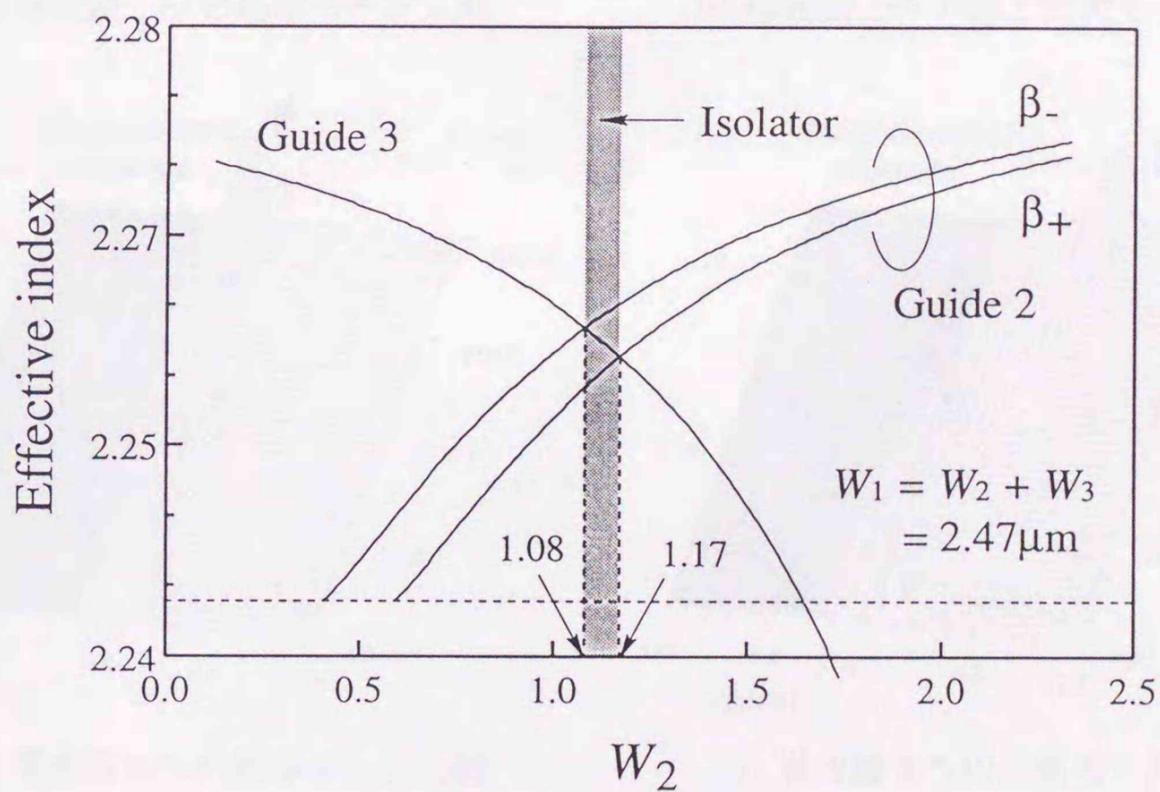
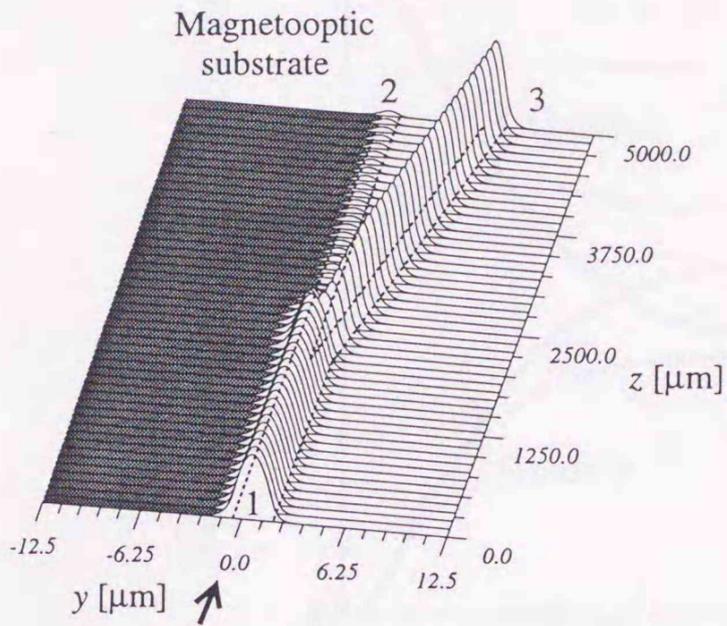
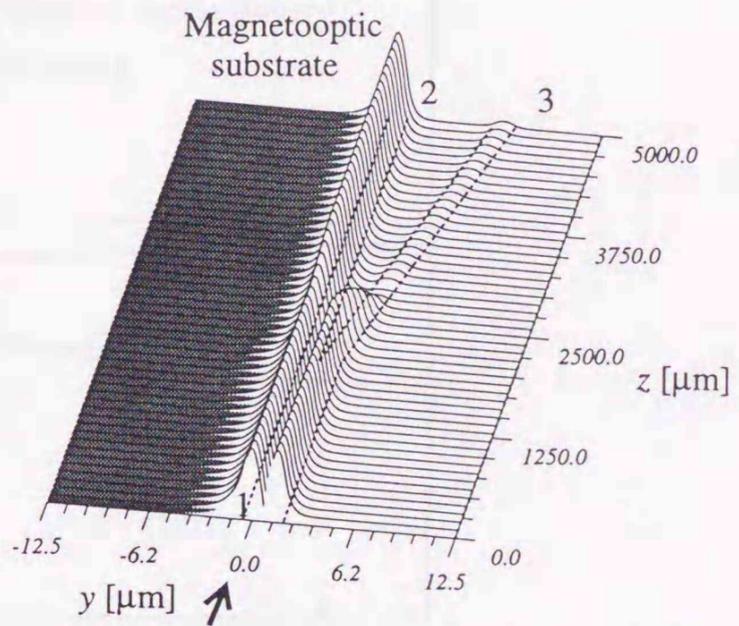


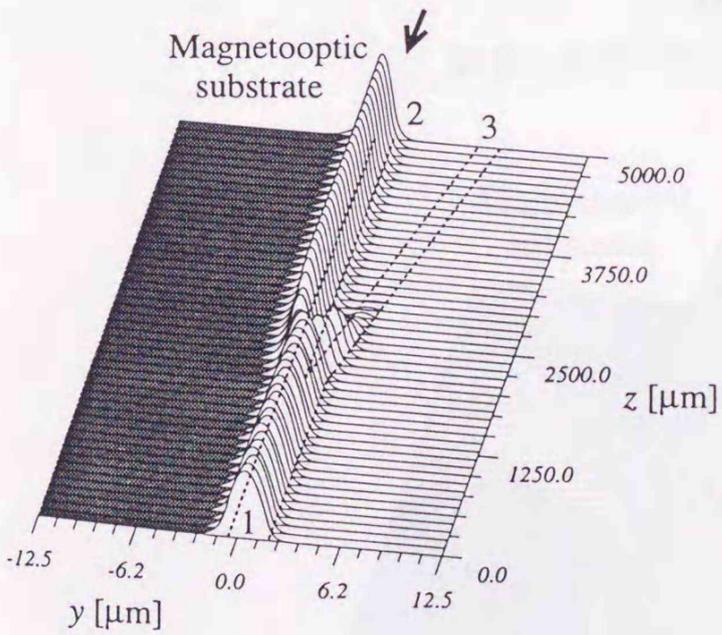
図 3.3 磁気光学導波路の伝搬特性



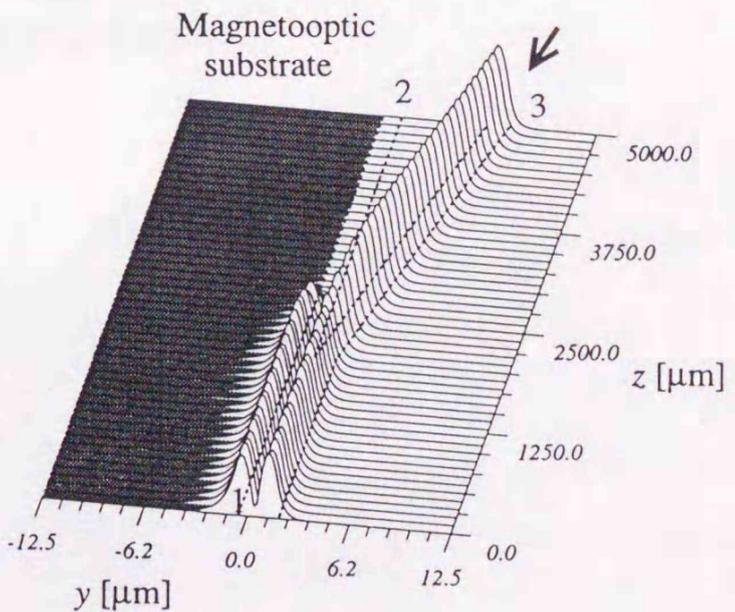
(a) 導波路 1 への基本モード入射



(b) 導波路 1 への第 1 高次モード入射



(a) 導波路 2 への基本モード入射



(b) 導波路 3 への基本モード入射

図 3.4 Y 分岐光アイソレータ中の TM モード伝搬波形 ( $\theta = 0.1^\circ$ )

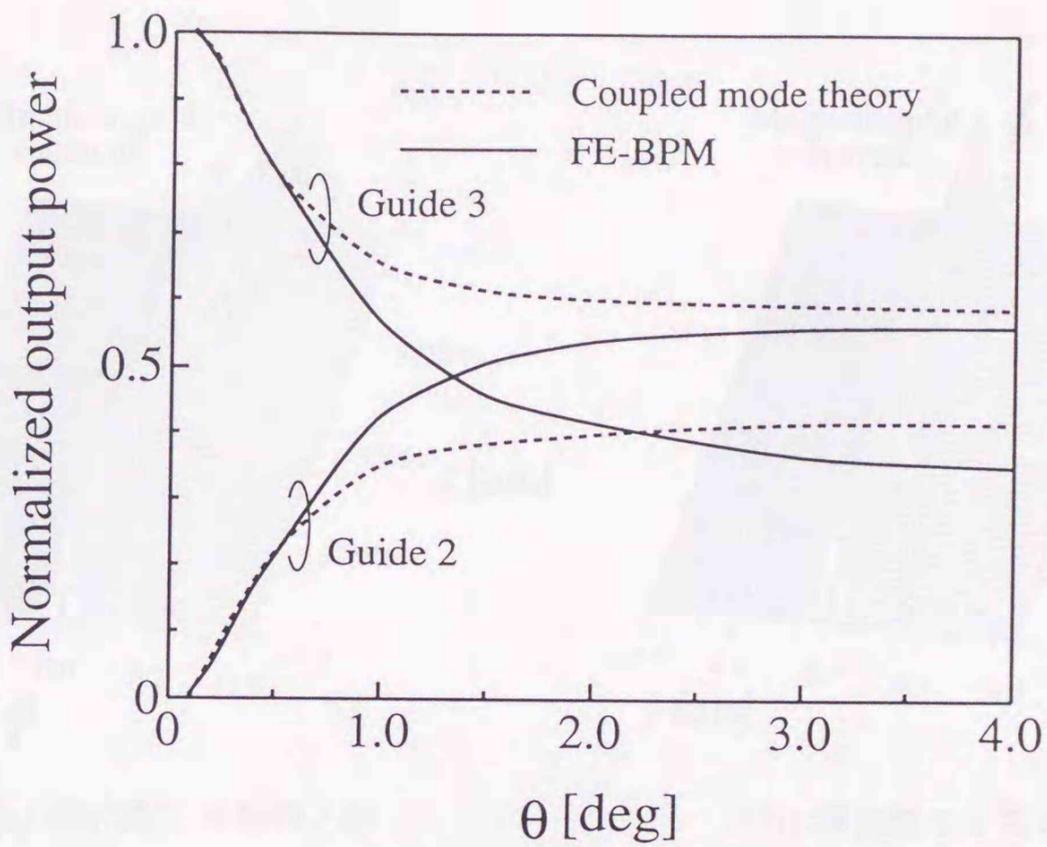


図 3.5 出力パワーの分岐角依存性

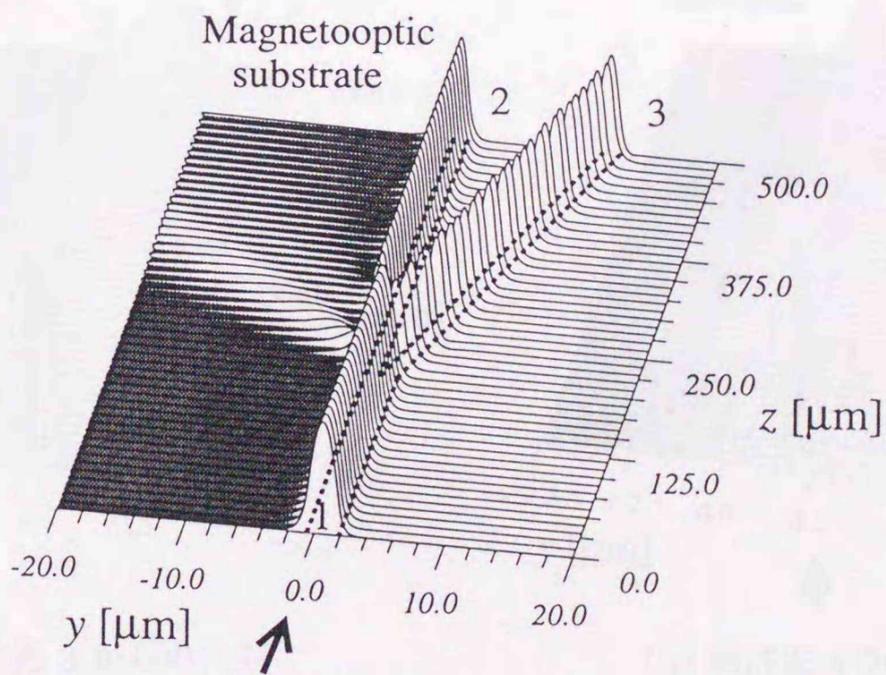
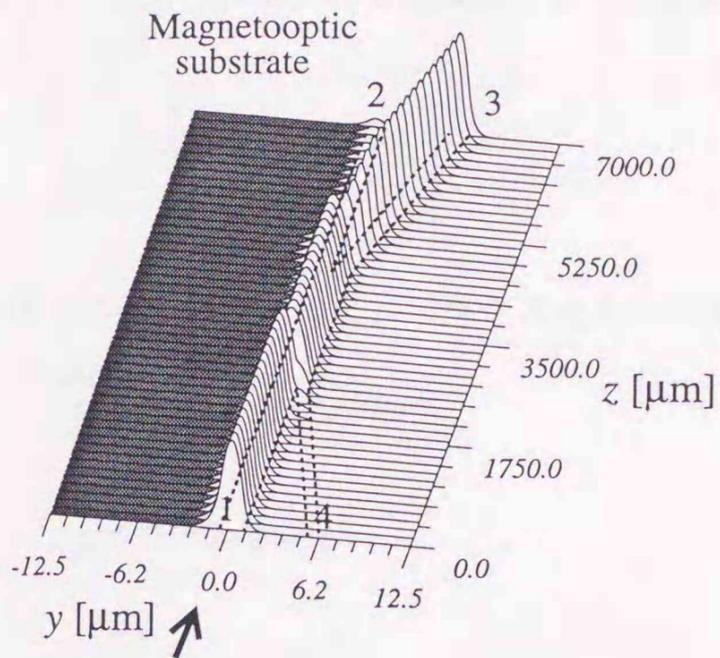
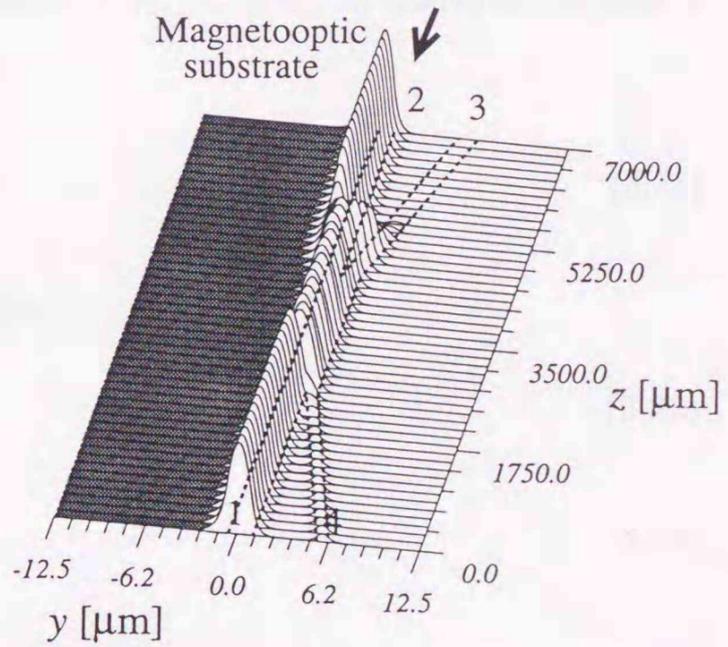


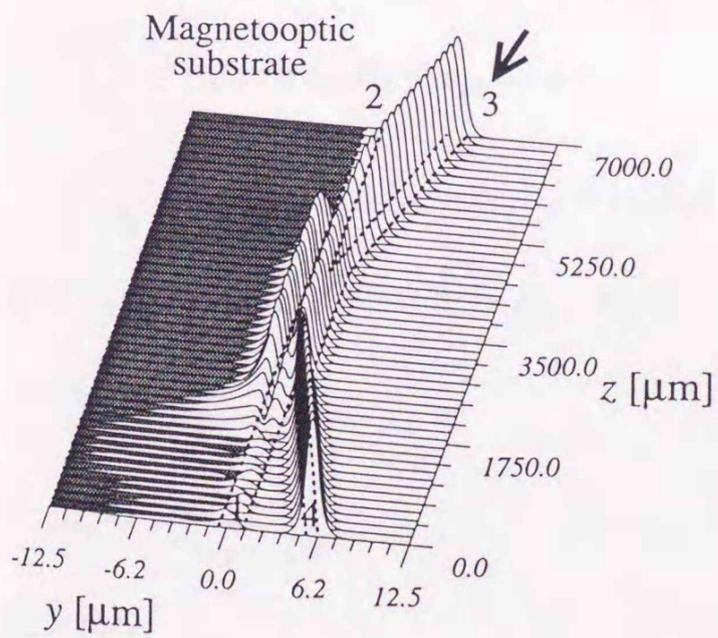
図 3.6 Y分岐光アイソレータ中のTMモード伝搬波形 ( $\theta = 2^\circ$ )



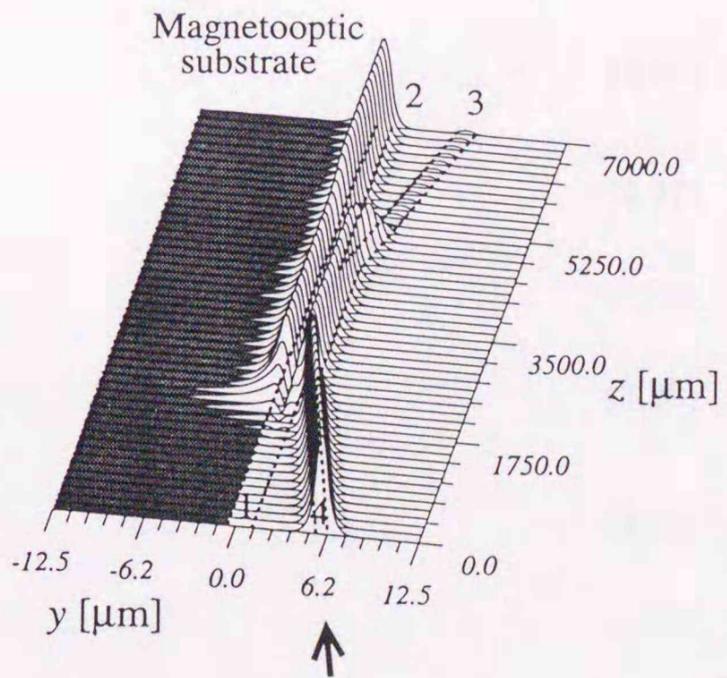
(a) 導波路 1 からの入射



(b) 導波路 2 からの入射



(a) 導波路 3 からの入射



(b) 導波路 4 からの入射

図 3.4 光サーキュレータ中の TM モード伝搬波形 ( $\theta = 0.1^\circ$ )

### 3.3 任意の異方性光導波路のビーム伝搬解析のための FE-BPM

#### 3.3.1 基本方程式

図 3.1 に示したプレーナ形 (2次元) 光導波路を考え,  $y, z$  方向をそれぞれ横方向, 伝搬方向とし,  $x$  方向には界の変化はないものとする ( $\partial/\partial x = 0$ ). ここで, 導波路材料の比誘電率テンソルが

$$[\epsilon_r] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

と表されるものとする, マックスウエルの方程式は

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_y \quad (3.23)$$

$$-\frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0(\epsilon_{xx}E_x + \epsilon_{xy}E_y + \epsilon_{xz}E_z) \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0(\epsilon_{yx}E_x + \epsilon_{yy}E_y + \epsilon_{yz}E_z) \quad (3.26)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = -j\omega\epsilon_0(\epsilon_{zx}E_x + \epsilon_{zy}E_y + \epsilon_{zz}E_z) \quad (3.27)$$

と書ける. 式 (3.23), (3.24) から  $H_y, H_z$  は

$$H_y = j\frac{1}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (3.28)$$

$$H_z = -j\frac{1}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3.29)$$

と表される.

式 (3.26), (3.27) から  $E_y, E_z$  は

$$E_y = -j\frac{1}{\omega\epsilon_0\sigma_1} \left( \epsilon_{zz} \frac{\partial H_x}{\partial z} + \epsilon_{yz} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) - \frac{\sigma_2}{\sigma_1} E_x \quad (3.30)$$

$$E_z = j\frac{1}{\omega\epsilon_0\sigma_1} \left( \epsilon_{yy} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \epsilon_{zy} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) - \frac{\sigma_3}{\sigma_1} E_x \quad (3.31)$$

と表される. ここに  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  は

$$\sigma_1 = \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{yz}\varepsilon_{zy} \quad (3.32)$$

$$\sigma_2 = \varepsilon_{zz}\varepsilon_{yx} - \varepsilon_{yz}\varepsilon_{zx} \quad (3.33)$$

$$\sigma_3 = \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zx} - \varepsilon_{zy}\varepsilon_{yx} \quad (3.34)$$

で与えられる.

式(3.25)に式(3.28)~(3.31)を代入すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + k_0^2 \left( \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} - \varepsilon_{xz} \frac{\sigma_3}{\sigma_1} \right) E_x \\ + j\omega\mu_0 \frac{\sigma_5}{\sigma_1} \frac{\partial H_x}{\partial y} - j\omega\mu_0 \frac{\sigma_4}{\sigma_1} \frac{\partial H_x}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (3.35)$$

を得る. ここに  $\sigma_4, \sigma_5$  は

$$\sigma_4 = \varepsilon_{zz}\varepsilon_{xy} - \varepsilon_{xz}\varepsilon_{zy} \quad (3.36)$$

$$\sigma_5 = \varepsilon_{yy}\varepsilon_{xz} - \varepsilon_{xy}\varepsilon_{yz} \quad (3.37)$$

で与えられる. また, 式(3.22)に式(3.30), (3.31)を代入すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{\sigma_1} \left( \varepsilon_{yy} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \varepsilon_{yz} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) + j\omega\varepsilon_0 \frac{\sigma_3}{\sigma_1} E_x \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{\sigma_1} \left( \varepsilon_{zz} \frac{\partial H_x}{\partial z} + \varepsilon_{yz} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) - j\omega\varepsilon_0 \frac{\sigma_2}{\sigma_1} E_x \right] + k_0^2 H_x = 0 \end{aligned} \quad (3.38)$$

を得る.

いま, 適当な参照屈折率を  $n_\phi, n_\psi$  として

$$E_x(y, z) = \phi(y, z) \exp(-jk_0 n_\phi z) \quad (3.39)$$

$$\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} H_x(y, z) = \psi(y, z) \exp(-jk_0 n_\psi z) \quad (3.40)$$

の形の解を式(3.35), (3.38)に代入し,  $\varepsilon_{ij}\partial/\partial z \simeq 0$  ( $i \neq j$ ),  $\partial\varepsilon_{ij}/\partial z \simeq 0$  とすると, 広角ビーム伝搬解析の基本式として

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - 2jk_0 n_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + k_0^2 \left( \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} - \varepsilon_{xz} \frac{\sigma_3}{\sigma_1} - n_\phi^2 \right) \phi \\ + jk_0 \frac{\sigma_5}{\sigma_1} \frac{\partial \psi}{\partial y} \exp[-jk_0(n_\psi - n_\phi)z] - k_0^2 n_\psi \frac{\sigma_4}{\sigma_1} \psi \exp[-jk_0(n_\psi - n_\phi)z] \end{aligned} \quad (3.41)$$

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_{zz}}{\sigma_1} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - 2jk_0 n_\psi \frac{\varepsilon_{zz}}{\sigma_1} \frac{\partial \psi}{\partial z} + k_0^2 \left( 1 - \frac{\varepsilon_{zz}}{\sigma_1} n_\psi^2 \right) \psi \\ - jk_0 n_\psi \frac{\varepsilon_{yz}}{\sigma_1} \frac{\partial \psi}{\partial y} - k_0^2 n_\phi \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \phi \exp[-jk_0(n_\phi - n_\psi)z] \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{\sigma_1} \left( \varepsilon_{yy} \frac{\partial \psi}{\partial y} - jk_0 n_\psi \varepsilon_{zy} \psi \right) + jk_0 \frac{\sigma_3}{\sigma_1} \phi \exp[-jk_0(n_\phi - n_\psi)z] \right] = 0 \end{aligned} \quad (3.42)$$

を得る.

### 3.3.2 有限要素法による離散化

導波路断面 (解析領域)  $y_1 \leq y \leq y_M$  を 2 次線要素を用いて分割し, 式 (3.41), (3.42) に FEM を適用すると

$$[M_\phi] \frac{d^2\{\phi\}}{dz^2} - 2jk_0 n_\phi [M_\phi] \frac{d\{\phi\}}{dz} + ([K_{\phi\phi}] - k_0^2 n_\phi^2 [M_\phi])\{\phi\} + \exp[-jk_0(n_\psi - n_\phi)][K_{\phi\psi}]\{\psi\} + \left[ \frac{\partial\phi}{\partial y} \right]_{y_1}^{y_M} = \{0\} \quad (3.43)$$

$$[M_\psi] \frac{d^2\{\psi\}}{dz^2} - 2jk_0 n_\psi [M_\psi] \frac{d\{\psi\}}{dz} + ([K_{\psi\psi}] - k_0^2 n_\psi^2 [M_\psi])\{\psi\} + \exp[-jk_0(n_\phi - n_\psi)][K_{\psi\phi}]\{\phi\} + \left[ \frac{1}{\sigma_1} \left( \varepsilon_{yy} \frac{\partial\psi}{\partial y} - jk_0 n_\psi \varepsilon_{zy} \psi \right) + j \exp[-jk_0(n_\phi - n_\psi)] k_0 \frac{\sigma_3}{\sigma_1} \phi \right]_{y_1}^{y_M} = \{0\} \quad (3.44)$$

となる. ここに有限要素行列  $[K_{\phi\phi}]$ ,  $[K_{\psi\psi}]$ ,  $[K_{\phi\psi}]$ ,  $[K_{\psi\phi}]$ ,  $[M_\phi]$ ,  $[M_\psi]$  は

$$[K_{\phi\phi}] = \sum_e \int_e \left[ k_0^2 \left( \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} - \varepsilon_{xz} \frac{\sigma_3}{\sigma_1} \right) \{N\} \{N\}^T - \frac{d\{N\}}{dy} \frac{d\{N\}^T}{dy} \right] dy \quad (3.45)$$

$$[K_{\psi\psi}] = \sum_e \int_e \left[ k_0^2 \{N\} \{N\}^T - \frac{\varepsilon_{yy}}{\sigma_1} \frac{d\{N\}}{dy} \frac{d\{N\}^T}{dy} - jk_0 n_\psi \left( \frac{\varepsilon_{yz}}{\sigma_1} \{N\} \frac{d\{N\}^T}{dy} - \frac{\varepsilon_{zy}}{\sigma_1} \frac{d\{N\}}{dy} \{N\}^T \right) \right] dy \quad (3.46)$$

$$[K_{\phi\psi}] = \sum_e \int_e \left[ -k_0^2 n_\psi \frac{\sigma_4}{\sigma_1} \{N\} \{N\}^T + jk_0 \frac{\sigma_5}{\sigma_1} \{N\} \frac{d\{N\}^T}{dy} \right] dy \quad (3.47)$$

$$[K_{\psi\phi}] = \sum_e \int_e \left[ -k_0^2 n_\phi \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \{N\} \{N\}^T - jk_0 \frac{\sigma_3}{\sigma_1} \frac{d\{N\}}{dy} \{N\}^T \right] dy \quad (3.48)$$

$$[M_\phi] = \sum_e \int_e \{N\} \{N\}^T dy \quad (3.49)$$

$$[M_\psi] = \sum_e \int_e \frac{\varepsilon_{zz}}{\sigma_1} \{N\} \{N\}^T dy \quad (3.50)$$

となる.

式 (3.43), 式 (3.44) は形式的に

$$-2jk_0 n_\phi [M_\phi] \frac{d\{\phi\}}{dz} = - \frac{([K_{\phi\phi}] - k_0^2 n_\phi^2 [M_\phi])\{\phi\} + \exp[-jk_0(n_\psi - n_\phi)][K_{\phi\psi}]\{\psi\}}{1 - \frac{1}{2jk_0 n_\phi} \frac{d}{dz}} \quad (3.51)$$

$$-2jk_0 n_\psi [M_\psi] \frac{d\{\psi\}}{dz} = - \frac{([K_{\psi\psi}] - k_0^2 n_\psi^2 [M_\psi])\{\psi\} + \exp[-jk_0(n_\phi - n_\psi)][K_{\psi\phi}]\{\phi\}}{1 - \frac{1}{2jk_0 n_\psi} \frac{d}{dz}} \quad (3.52)$$

と書ける. ここに解析領域端には TBC を適用して

$$[\tilde{K}_{\phi\phi}] = [K_{\phi\phi}] + [K_{\phi\phi}]_{\Gamma} \quad (3.53)$$

$$[\tilde{K}_{\psi\psi}] = [K_{\psi\psi}] + [K_{\psi\psi}]_{\Gamma} \quad (3.54)$$

$$[\tilde{K}_{\psi\phi}] = [K_{\psi\phi}] + [K_{\psi\phi}]_{\Gamma} \quad (3.55)$$

$$[K_{\phi\phi}]_{\Gamma} = \begin{bmatrix} -jk_{\phi 1} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & -jk_{\phi M} \end{bmatrix} \quad (3.56)$$

$$[K_{\psi\psi}]_{\Gamma} = \begin{bmatrix} -j(\varepsilon_{yy}k_{\psi 1} - jk_0n_{\psi}\varepsilon_{zy})/\sigma_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & -j(\varepsilon_{yy}k_{\psi M} + jk_0n_{\psi}\varepsilon_{zy})/\sigma_1 \end{bmatrix} \quad (3.57)$$

$$[K_{\psi\phi}]_{\Gamma} = \begin{bmatrix} -jk_0\sigma_3/\sigma_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & jk_0\sigma_3/\sigma_1 \end{bmatrix} \quad (3.58)$$

としている. 横方向波数に対応するパラメータ  $k_{\phi 1}$ ,  $k_{\phi M}$ ,  $k_{\psi 1}$ ,  $k_{\psi M}$  の設定法は前章で述べた通りである.

式 (3.51), (3.52) の右辺の分母の  $d/dz$  をそれぞれ

$$\frac{d}{dz} \simeq \frac{1}{2jk_0n_{\phi}} [M_{\phi}]^{-1} ([\tilde{K}_{\phi\phi}] - k_0^2n_{\phi}^2[M_{\phi}]) \quad (3.59)$$

$$\frac{d}{dz} \simeq \frac{1}{2jk_0n_{\psi}} [M_{\psi}]^{-1} ([\tilde{K}_{\psi\psi}] - k_0^2n_{\psi}^2[M_{\psi}]) \quad (3.60)$$

と近似すると, 式 (3.51), (3.52) は

$$-2jk_0n_{\phi}[\tilde{M}_{\phi}]\frac{d\{\phi\}}{dz} + ([\tilde{K}]_{\phi\phi} - k_0^2n_{\phi}^2[M_{\phi}])\{\phi\} + [K_{\phi\psi}]\{\psi\} = \{0\} \quad (3.61)$$

$$-2jk_0n_{\psi}[\tilde{M}_{\psi}]\frac{d\{\psi\}}{dz} + ([\tilde{K}]_{\psi\psi} - k_0^2n_{\psi}^2[M_{\psi}])\{\psi\} + [\tilde{K}_{\psi\phi}]\{\phi\} = \{0\} \quad (3.62)$$

となる. ここに行列  $[\tilde{M}_{\phi}]$ ,  $[\tilde{M}_{\psi}]$  は

$$[\tilde{M}_{\phi}] = [M_{\phi}] + \frac{1}{4k_0^2n_{\phi}} ([\tilde{K}]_{\phi\phi} - k_0^2n_{\phi}^2[M_{\phi}]) \quad (3.63)$$

$$[\tilde{M}_{\psi}] = [M_{\psi}] + \frac{1}{4k_0^2n_{\psi}} ([\tilde{K}]_{\psi\psi} - k_0^2n_{\psi}^2[M_{\psi}]) \quad (3.64)$$

である. ここで  $[\tilde{M}_{\phi}]$ ,  $[\tilde{M}_{\psi}]$  をそれぞれ  $[M_{\phi}]$ ,  $[M_{\psi}]$  に置き換えると, 式 (3.61), (3.62) は近軸式になる.

### 3.3.3 クランク・ニコルソン法

式 (3.61), (3.62) の  $z$  方向に対してクランク・ニコルソン法を適用すると, ビーム伝搬解析のための基本式として

$$[A_\phi]_i \{\phi\}_{i+1} = [B_\phi]_i \{\phi\}_i - \Delta z [K_{\phi\psi}]_i \{\phi\}_i \exp \left[ -jk_0 \left( \sum_{j=1}^i (n_{\psi,j} - n_{\phi,j}) \Delta z \right) \right] \quad (3.65)$$

$$[A_\psi]_i \{\psi\}_{i+1} = [B_\psi]_i \{\psi\}_i - \Delta z [\tilde{K}_{\psi\phi}]_i \{\phi\}_i \exp \left[ -jk_0 \left( \sum_{j=1}^i (n_{\phi,j} - n_{\psi,j}) \Delta z \right) \right] \quad (3.66)$$

を得る. ここに

$$[A_\phi]_i = -2jk_0 n_{\phi,i} [\tilde{M}_\phi]_i + 0.5\Delta z ([\tilde{K}_{\phi\phi}]_i - k_0^2 n_{\phi,i}^2 [M_\phi]_i) \quad (3.67)$$

$$[B_\phi]_i = -2jk_0 n_{\phi,i} [\tilde{M}_\phi]_i - 0.5\Delta z ([\tilde{K}_{\phi\phi}]_i - k_0^2 n_{\phi,i}^2 [M_\phi]_i) \quad (3.68)$$

$$[A_\psi]_i = -2jk_0 n_{\psi,i} [\tilde{M}_\psi]_i + 0.5\Delta z ([\tilde{K}_{\psi\psi}]_i - k_0^2 n_{\psi,i}^2 [M_\psi]_i) \quad (3.69)$$

$$[B_\psi]_i = -2jk_0 n_{\psi,i} [\tilde{M}_\psi]_i - 0.5\Delta z ([\tilde{K}_{\psi\psi}]_i - k_0^2 n_{\psi,i}^2 [M_\psi]_i) \quad (3.70)$$

であり, 参照屈折率は各伝搬ステップにおいて

$$n_{\phi,i}^2 = \text{Re} \left[ \frac{\{\phi\}_i^\dagger [\tilde{K}_{\phi\phi}]_i \{\phi\}_i + \{\phi\}_i^\dagger [K_{\phi\psi}]_i \{\psi\}_i}{k_0^2 \{\phi\}_i^\dagger [M_\phi]_i \{\phi\}_i} \right] \quad (3.71)$$

$$n_{\psi,i}^2 = \text{Re} \left[ \frac{\{\psi\}_i^\dagger [\tilde{K}_{\psi\psi}]_i \{\psi\}_i + \{\psi\}_i^\dagger [\tilde{K}_{\psi\phi}]_i \{\phi\}_i}{k_0^2 \{\psi\}_i^\dagger [M_\psi]_i \{\psi\}_i} \right] \quad (3.72)$$

により更新される.

### 3.3.4 モード結合形光デバイスのビーム伝搬解析

図 3.8 に示すような基板に KDP を用いた 2 次元スラブ光導波路を考え, 導波層, 上部クラッド層の比誘電率をそれぞれ 2.55, 2.29 とし, 基板の比誘電率テンソルを

$$[\epsilon_r] = \begin{bmatrix} 2.16 & 2.09 \times 10^{-3} & 0 \\ 2.09 \times 10^{-3} & 2.28 & 0 \\ 0 & 0 & 2.28 \end{bmatrix}$$

とする (58). また, 動作波長を  $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$  とする (58).

図 3.9 に, KDP の誘電率テンソルの非対角成分を 0 とした場合の基本 TE, 基本 TM モードの分散曲線を示す. これらのモードの分散曲線が膜厚  $t \simeq 1.4\lambda$  で交差し, この膜厚で位相整合条件が満足されることがわかる.

図 3.10 に,  $t = 1.4\lambda$  とし, 基本 TE モードを入射した場合の TE, TM モード伝搬の様子を示す. 入射 TE モードがある距離伝搬すると完全に TM モードに変換されている様子が見える. 一方, 図 3.11 は, 膜厚を  $t = 1.3\lambda$  とした場合の伝搬の様子を示しているが, この場合

には位相整合条件が満足されないために、TEモードは完全にはTMモードに変換されないことがわかる。

図3.11に、基本TE, TMモードのエネルギーの伝搬距離依存性を示している。結合効率 $F$ および結合長 $L$ は、完全結合する $t = 1.4\lambda$ のとき $F = 1.0$ ,  $L = 6.94 \times 10^{-3}\mu\text{m}$ ,  $t = 1.3\lambda$ のとき $F = 0.64$ ,  $L = 4.76 \times 10^{-3}\mu\text{m}$ であり、これはモード結合理論による結果と非常に良く一致している。このことから、ここで初めて開発した異方性光導波路のビーム伝搬解析のためのFE-BPMが妥当なものであると判断される。

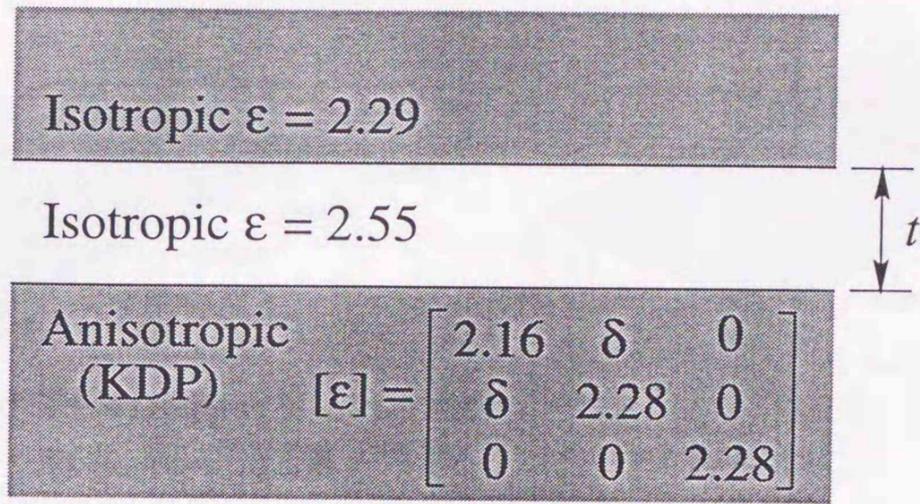


図 3.8 異方性スラブ導波路

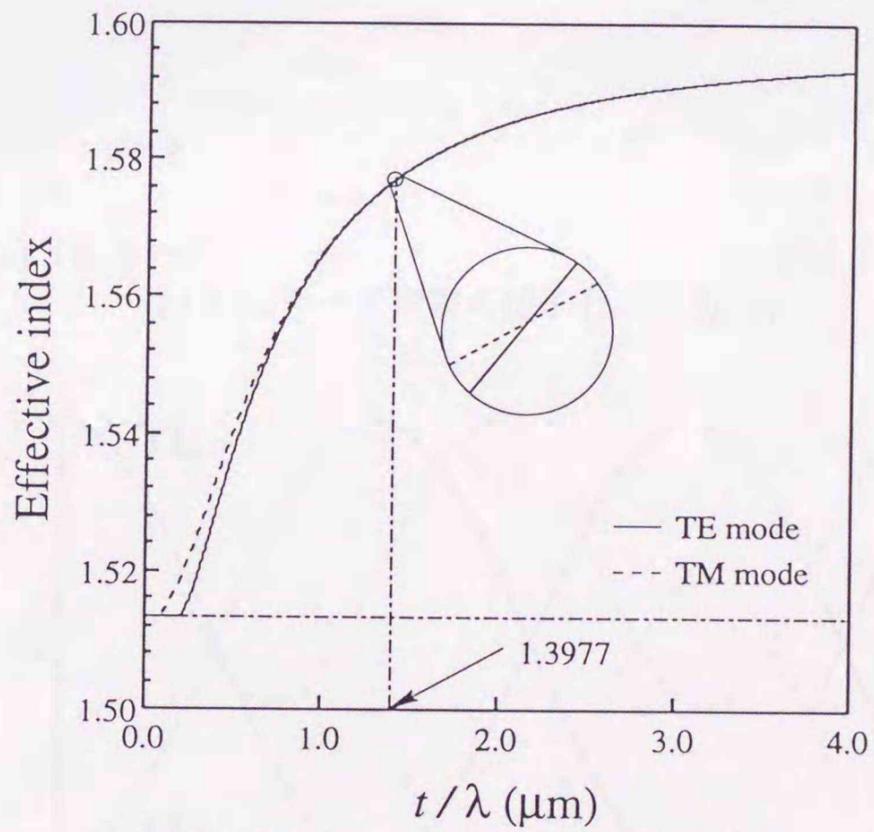


図 3.9 基本 TE, TM モードの分散曲線



## 4 3次元光導波路に対するビーム伝搬法

### 4.1 まえがき

ここでは、3次元光導波路解析のためのFE-BPMの定式化を、導波モード解析の分野でその妥当性が既に確認されているスカラー波近似に基づいて行っている。広角ビーム伝搬解析に対応するため、基本式にはパデ式を用いており、曲線境界も含めた任意の導波路断面形状に対応するため、要素にはアイソパラメトリック三角形2次要素<sup>(8)</sup>を用いている。また、ここでも、アダプティブグリッド、アダプティブ参照屈折率を採用するとともに、3次元光導波路解析用のTBCも新たに開発している。具体的に、ベンチマークテスト用のリブ形光導波路のガウスビーム励振問題、Y分岐リブ導波路の分岐部における放射問題を取り上げ、ここで開発した3次元FE-BPMの妥当性、有効性を確認している。さらに、光ICの立体化に有望とされているARROW導波路に代表されるリーキー導波路の解析、設計にも、こうしたビーム伝搬解析が有効に利用できることを初めて明らかにしている。

### 4.2 基本方程式

図4.1に示すような3次元光導波路中を伝搬する光波に対する基本式は、スカラー波近似<sup>(59), (60)</sup>の下で、マクスウエルの方程式より

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( p \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( p \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( p \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + k_0^2 q \Phi = 0 \quad (4.1)$$

で与えられる。ここに $\Phi$ ,  $p$ ,  $q$ は、 $E^x$ モードに対して

$$\Phi = E_x, \quad p = 1, \quad q = n^2 \quad (4.2)$$

$E^y$ モードに対して

$$\Phi = H_x, \quad p = 1/n^2, \quad q = 1 \quad (4.3)$$

で与えられる。このとき、他の主要な成分は、 $E_x$ モードに対して

$$H_y \simeq j \frac{1}{k_0 Z_0} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (4.4)$$

$E_y$ にモードに対して

$$E_y \simeq -j \frac{Z_0}{n^2 k_0} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (4.5)$$

で与えられる。ここで、適当な基準となる参照屈折率 $n_0$ を定めて

$$\Phi(x, y, z) = \phi(x, y, z) \exp(-jk_0 n_0 z) \quad (4.6)$$

とおき、これを式(4.1)に代入し、 $E^y$ モードに対しては $\partial p / \partial z = 0$ とおくと

$$p \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - 2jk_0 n_0 p \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left( p \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( p \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + k_0^2 (q - n_0^2 p) \phi = 0 \quad (4.7)$$

のような広角ビーム伝搬のための基本式が得られる。

### 4.3 3次元広角ビーム伝搬法

#### 4.3.1 有限要素法

導波路断面 (解析領域) を 2 次三角形要素 (要素内節点数 6) を用いて分割し, 式 (4.7) に FEM を適用すると, 次式を得る.

$$[M] \frac{d^2 \{\phi\}}{dz^2} - 2jk_0 n_0 [M] \frac{d\{\phi\}}{dz} + ([K] - k_0^2 n_0^2 [M]) \{\phi\} + [K]_{\Gamma} \{\phi\} = \{0\} \quad (4.8)$$

ここに  $\{\phi\}$  は節点電界あるいは磁界ベクトルである. 有限要素行列  $[K]$ ,  $[M]$  は

$$[K] = \sum_e \iint_e \left[ k_0^2 q \{N\} \{N\}^T - p \frac{\partial \{N\}}{\partial x} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial x} - p \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} \right] dx dy \quad (4.9)$$

$$[M] = \sum_e \iint_e p \{N\} \{N\}^T dx dy \quad (4.10)$$

で与えられる.

式 (4.8) の  $[K]_{\Gamma}$  は有限な位置に置かれた仮想境界に関する境界項であり, 2次元導波路の場合と同様な TBC を用いると

$$[K]_{\Gamma} = \sum'_e \int_{\Gamma} -jk_n p \{N\}_{\Gamma} \{N\}_{\Gamma}^T ds \quad (4.11)$$

で与えられる. ここに  $\{N\}_{\Gamma}$  は境界  $\Gamma$  における形状関数ベクトル,  $\sum'_e$  は TBC に関する要素の和を表し, 積分は TBC を課した境界上で実行される. なお, 外向き法線方向の波数に対応するパラメータ  $k_n$  の設定の仕方については後述する. また, ここでは曲辺境界も取り扱えるようにアイソパラメトリック要素を採用しており, 行列  $[K]$ ,  $[M]$  の計算にはハンマーらの数値積分公式を用いている.

さて, 式 (4.8) は, 形式的に

$$-2jk_0 n_0 [M] \frac{d\{\phi\}}{dz} = \frac{([K] - k_0^2 n_0^2 [M]) \{\phi\}}{1 - \frac{1}{2jk_0 n_0} \frac{d}{dz}} \quad (4.12)$$

と書ける. ここに, 行列  $[\tilde{K}]$  は

$$[\tilde{K}] = [K] + [K]_{\Gamma} \quad (4.13)$$

で与えられる. いま,  $d/dz$  に関する漸化式を用いて, 式 (4.12) の分母の  $d/dz$  を

$$\frac{d}{dz} \simeq \frac{1}{2jk_0 n_0} [M]^{-1} ([\tilde{K}] - k_0^2 n_0^2 [M]) \quad (4.14)$$

のように近似すると, いわゆるパデ式

$$-2jk_0 n_0 [\tilde{M}] \frac{d\{\phi\}}{dz} + ([\tilde{K}] - k_0^2 n_0^2 [M]) \{\phi\} = \{0\} \quad (4.15)$$

が得られる. ここに行列  $[\tilde{M}]$  は

$$[\tilde{M}] = [M] + \frac{1}{4k_0^2 n_0^2} ([\tilde{K}] - k_0^2 n_0^2 [M]) \quad (4.16)$$

で与えられる. 式 (4.15) 中の行列  $[\tilde{M}]$  を行列  $[M]$  に置き換えると, 式 (4.15) は近軸式になる.

### 4.3.2 クランク・ニコルソン法

式(4.15)の $z$ 方向に対してクランク・ニコルソン法を適用すると

$$[A]_i \{\phi\}_{i+1} = [B]_i \{\phi\}_i \quad (4.17)$$

$$[A]_i = -2jk_0 n_{0,i} [\tilde{M}]_i + 0.5\Delta z([\tilde{K}]_i - k_0^2 n_{0,i}^2 [M]_i) \quad (4.18)$$

$$[B]_i = -2jk_0 n_{0,i} [\tilde{M}]_i - 0.5\Delta z([\tilde{K}]_i - k_0^2 n_{0,i}^2 [M]_i) \quad (4.19)$$

を得る。

さて、TBC に関係する行列  $[K]_T$  中のパラメータ  $k_n$  の設定については、次の2通りの方法を考える。

- 三角形要素の頂点における複素振幅  $\phi$  の値を用いる方法 (TBC-1) <sup>(53)</sup>

図 3.2 に示すような三角形要素を考え、複素振幅  $\phi$  の導波路断面内の振舞いが解析領域端近傍において

$$\phi(x, y) = \phi_T(x, y) \exp[-jk_n(x, y)n] \quad (4.20)$$

と表されるものとし、外向き法線方向の波数  $k_n$  は、その値が要素境界 1-2 上で一定であるとすると、三角形の頂点での複素振幅  $\phi_1, \phi_2, \phi_3$  の値を用いて

$$k_n = -j \frac{l_{12}^2 \log \phi_3 - m_1 \log \phi_2 - m_2 \log \phi_1}{2S_e l_{12}}, \quad \text{Re}[k_n] > 0 \quad (4.21)$$

で与えられる。ここに  $S_e$  は三角形要素の面積であり、 $l_{12}$  は辺 1-2 の長さである。また、頂点 1, 2, 3 の座標をそれぞれ  $(x_1, y_1), (x_2, y_2), (x_3, y_3)$  として、 $m_1, m_2$  は  $m_1 = (x_1 - x_2)(x_1 - x_3) + (y_1 - y_2)(y_1 - y_3)$ ,  $m_2 = (x_2 - x_1)(x_2 - x_3) + (y_2 - y_1)(y_2 - y_3)$  で与えられる。

この方法は、十分に細かく要素分割できるときには有効であるが、外部領域に向かって要素分割を粗くしていくと、解の精度が劣化することが予想される。また、要素境界上で波数  $k_n$  を一定としているため、外部領域における電磁界の連続性が保証されない。

- 境界節点ならびにその近傍の補間点における複素振幅  $\phi$  の値を用いる方法 (TBC-2)

図 3.3 に示すように、境界上の節点 1, 2, 4 とそれぞれの節点から法線方向に  $d$  だけ内側に位置する補間点 1', 2', 4' を考える。これらの補間点での複素振幅  $\phi(x, y)$  は三角形の 6 個の頂点での複素振幅の値  $\{\phi\}_e$  を用いて

$$\phi(x, y) = \{N(x, y)\}^T \{\phi\}_e \quad (4.22)$$

により求めることができる。このとき、節点 1, 2, 4 における  $k_n$  の値は、2次元導波路の場合と同様に

$$k_{nl} = j \frac{1}{d} \ln \frac{\phi_l}{\phi_{l'}} \quad \text{Re}[k_{nl}] > 0, \quad l = 1, 2, 4 \quad (4.23)$$

で与えられる。境界上の節点における  $k_n$  の値  $k_{n1}, k_{n2}, k_{n4}$  が求められると、 $k_n$  は TBC-1 のように要素境界 1-2 上で一定とすることなく

$$k_n(x, y) = \{N\}_\Gamma^T \{k_n\}_e \quad (4.24)$$

として、その要素境界上における変化を考慮することができる。ここに要素波数ベクトル  $\{k_n\}_e$  は

$$\{k_n\}_e = [k_{n1}, k_{n2}, k_{n4}]^T \quad (4.25)$$

で与えられる。式(4.25)を用いると式(4.11)は

$$[K]_\Gamma = \sum_e \int_\Gamma -j(\{N\}_\Gamma^T \{k_n\}_e) p \{N\}_\Gamma \{N\}_\Gamma^T ds \quad (4.26)$$

のように計算している。

この TBC-2 では、外部領域における電磁界の連続性が保証されている。アダプティブグリッド、アダプティブ参照屈折率については、基本的には 2 次元導波路の場合と同様であるので、ここでは説明を省略する。

#### 4.4 ベンチマークテスト

まず、3次元 FE-BPM における TBC の効果を確認するため、解析領域の中心に入射したガウスビームが  $z$  軸と  $45^\circ$  の角度で  $+x$  方向に伝搬する場合を考える。解析領域は  $-4\mu\text{m} < x, y < +4\mu\text{m}$ 、要素分割は等分割とし、 $x, y$  方向の分割数は  $M_x, M_y = 81$  とする。また、ガウスビームのスポットサイズは  $1\mu\text{m}$ 、波長は  $1\mu\text{m}$  とした。

解析結果を図 4.4 に示す。図 4.4(a) は入射波形であり、(b) は解析領域端にノイマン条件を課した場合の  $z = 3\mu\text{m}$  における伝搬波形である。仮想境界からのスプリアス反射が解析領域内に生じていることがわかる。一方、(c), (d) はそれぞれ解析領域端に TBC-1 および TBC-2 を課した場合の結果である。いずれの場合にもガウスビームが解析領域端で反射することなく外部領域へ透過している様子がわかる。図 4.5 は、 $M_x, M_y = 61$  とした場合の結果であるが、TBC-1 を用いた (a) では境界付近で波形の乱れが観測される。一方、TBC-2 を用いた (b) では分割を粗くしても TBC が効果的に機能していることがわかる。そこで、以後の計算においては TBC として TBC-2 のみを用いる。

次に、図 4.6 に示すリブ導波路にスポットサイズ  $0.3\mu\text{m}$  のガウスビームが入射する場合 (28), (43), (45), (47) を考える。解析領域サイズは  $-5\mu\text{m} < x, y < 5\mu\text{m}$  とし、伝搬方向刻み幅は  $\Delta z = 0.05\mu\text{m}$  とした。

図 4.7, 4.8 は、それぞれ  $z = 1, 3, 6, 9, 12, 15\mu\text{m}$  における  $E^x$  モード伝搬、 $E^y$  モード伝搬の様子を示す。この程度の伝搬距離では、リブ状導領域と空気領域との境界における全反射や基板領域への放射の影響で、界は激しく変化している。図 4.9 に、解析領域端における境界条件として、TBC を用いた場合とノイマン条件を用いた場合の  $z = 15\mu\text{m}$  における  $E^x$  モードの伝搬波形を示す。TBC を用いない場合には、基板方向へ放射された波が解析領域端で反射され、基板領域にスプリアスな定在波が生じており、ここでも TBC の有効性が示されている。図 4.10 に、 $z = 200\mu\text{m}$  伝搬後の界分布を示す。ガウスビームがリブ導波路の基本  $E^x$  モード ( $E_{11}^x$ )、基本  $E^y$  モード ( $E_{11}^y$ ) の界分布に近づいている様子がわかる。図 4.11 は、

各計算ステップにおける参照屈折率の値を示したものである。伝搬距離が長くなるにつれて放射波が解析領域から外部領域に透過し、参照屈折率がそれぞれ  $E_{11}^x$  モード、 $E_{11}^y$  モードの実効屈折率（一点鎖線）に漸近する様子がわかる。一方、解析領域端にノイマン条件を課した場合には、放射波が解析領域内にとどまるため、参照屈折率は変化していない。

ここで開発した 3 次元 FE-BPM が曲辺境界を持つ光導波路にも対応できることを示すために、図 4.12 に示すような光ファイバカップラー<sup>(61)</sup>を考える。この光ファイバカップラーは分散補償用に用いられるもので、 $1.3\mu\text{m}$  帯における零分散光ファイバを  $1.55\mu\text{m}$  帯で用いた場合に生ずる正の分散を、デュアルモード光ファイバの第 1 高次モードである  $LP_{11}$  モードの大きな負の構造分散を利用して分散補償する。構造パラメータは単一モード光ファイバの基本モードとデュアルモード光ファイバの第 1 高次モードの間で位相整合条件が満足されるように

- 単一モード光ファイバ
  - コア径 ( $2a$ ) =  $8.9\mu\text{m}$
  - 比屈折率差  $\Delta$  = 0.27%
- デュアルモード光ファイバ
  - コア径 ( $2a$ ) =  $4.3584\mu\text{m}$
  - 比屈折率差  $\Delta$  = 2%

とし、コア間隔を  $14\mu\text{m}$ 、動作波長を  $1.55\mu\text{m}$  としている。なお、上記パラメータは解析的に求めている。図 4.13, 4.14 に、それぞれ要素分割、伝搬波形を示す。 $z = 0\mu\text{m}$  で入射された単一モード光ファイバの基本モード、すなわち  $LP_{01}$  モードが、 $z = 4500\mu\text{m}$  程度でデュアルモード光ファイバの高次モード、すなわち  $LP_{01}$  モードにモード変換されている様子がわかる。結合長はスカラー FEM による結合系の偶奇モードの伝搬定数差から見積られる  $L = 4554\mu\text{m}$  とほぼ一致している。

図 4.15 に、FFT-BPM を用いて同じ解析を行った場合の最大パワー移行時の伝搬波形を示す。パワーが完全に移行していないことがわかる。これは、FFT-BPM では曲辺境界を正確に認識できないことにより、位相整合条件が破壊されてしまったためと思われる。図 4.16 に、コア径を  $0.1\mu\text{m}$  大きくした場合の FE-BPM による計算結果を示す。この程度のコア径の変動があっても完全なモード変換が起こらなくなっている。

次に、図 4.17 に示す ARROW 導波路構造<sup>(62)</sup>を考える。このような構造では、光は導波路内で完全閉じ込め状態にはならず、いわゆるリーキーモードとなり、放射損失を伴う。もし、TBC が放射波成分に対して十分にその役割を果たしているならば、この導波路の伝搬定数および伝搬に伴う放射損失を見積ることができるはずである。動作波長は  $1.064\mu\text{m}$  とし、屈折率は GaAs, 5%AlGaAs, 20%AlGaAs のそれぞれに対して、3.590, 3.555, 3.452 とする。

図 4.18 は、ARROW 導波路の基板の屈折率を 3.452 とした場合の  $E_{11}^x$  モードおよび  $E_{12}^x$  モードを実際の ARROW 導波路に入射したときの伝搬に伴うピーク振幅の減衰の様子を示したものである。この図から見積られる放射損失および BPM から計算される実効屈折率は、 $E_{11}^x$  モードに対して  $\gamma = 3.574 - j1.0 \times 10^{-7}$ 、 $E_{12}^x$  モードに対して  $\gamma = 3.543 - j5.6 \times 10^{-5}$  である。高次モードである  $E_{12}^x$  モードに対する結果はベクトル FEM による定常解析の結果

( $n_{eff} = 3.543505 - j5.535170 \times 10^{-5}$ )<sup>(62)</sup> と比較的良く一致しているが、基本モードである  $E_{11}^x$  モードについては、ベクトルFEMによる定常解析の結果が  $n_{eff} = 3.574125 - j1.764923 \times 10^{-7}$  となっており<sup>(62)</sup>、若干の差異が認められる。これは、基本モードでは放射損失が極めて少ないため、数値計算上の誤差と同程度になってしまっているためと思われる。

これまでは、伝搬方向に構造が変化しない場合の解析例を示してきたが、最後に、伝搬方向に構造が変化する場合として、図 4.19 に示すような Y 分岐リブ導波路<sup>(31), (33), (43)</sup>を考える。導波路中心の  $z$  方向変化は  $\pm(1 - \cos(z/40\mu\text{m}))$  としている。解析領域幅は  $x, y$  両方向とも  $4\mu\text{m}$  とし、 $x$  方向には構造および入射波形の対称性を利用している。図 4.20 に、 $E_{11}^x$  モードを入射した場合の伝搬距離に対する解析領域内パワーの変化の様子を示す。ここで解析領域内パワー  $P_{\text{window}}$  は、入射パワーを 1 に規格化して

$$P_{\text{window}} = \iint p |\phi(x, y)|^2 dx dy \quad (4.27)$$

によって評価している。分岐部に至る  $z = 20\mu\text{m}$  まではパワーの変化はないが、分岐部を過ぎたところから基板方向への放射が生じるため、パワーの減衰が確認される。ここで得られた結果は、FD-BPM による結果<sup>(43)</sup> とほぼ一致している。図 4.21, 22 に、それぞれこの Y 分岐光導波路における  $E_{11}^x$  モード伝搬、 $E_{11}^y$  モード伝搬の様子を示す。分岐部を過ぎたところから、基板方向への放射が起こっていることがわかる。図 4.23 は、局所基本モードによって伝送されるパワー  $P_{\text{guided}}$  を

$$P_{\text{guided}} = \left| \iint \phi(x, y) g^*(x, y) dx dy \right|^2 \quad (4.28)$$

によって評価したものである。ここに、 $\beta$  は基本モードの伝搬定数であり、 $g(x, y)$  は  $E_{11}^x$  モードに対しては  $H_y$ 、 $E_{11}^y$  モードに対しては  $E_y$  のモード関数である。ここで得られた  $E^x$  モードに対する結果は、SSFE-BPM による結果<sup>(33)</sup> とほぼ一致している。図 4.24 は、各伝搬ステップごとの界分布と  $z = 40\mu\text{m}$  における定常界分布との相関を

$$\sigma = \frac{\left| \iint \phi(x, y) f_o(x, y) dx dy \right|}{\sqrt{\iint |\phi(x, y)|^2 dx dy} \sqrt{\iint |f_o(x, y)|^2 dx dy}} \quad (4.29)$$

によって評価したものである。ここに  $f_o(x, y)$  は  $E_{11}^x$  モードに対しては  $E_x$ 、 $E_{11}^y$  モードに対しては  $H_x$  のモード関数であり、添字  $o$  は出力ポートを意味する。ここで得られた結果と FD-BPM による結果<sup>(43)</sup> とはかなり大きく異なっているが、この原因については今後調査を進める予定である。

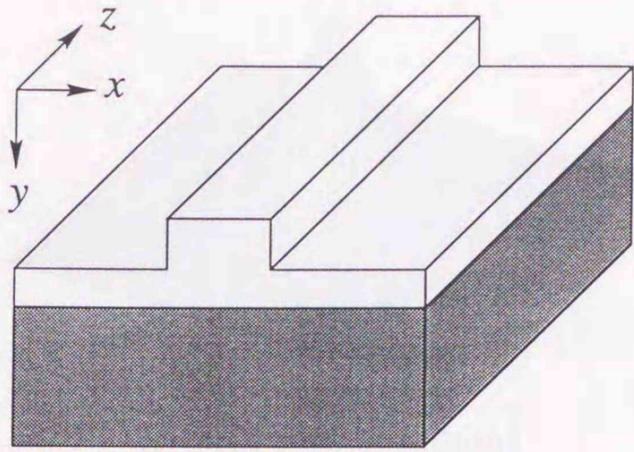


図 4.1 三次元光導波路

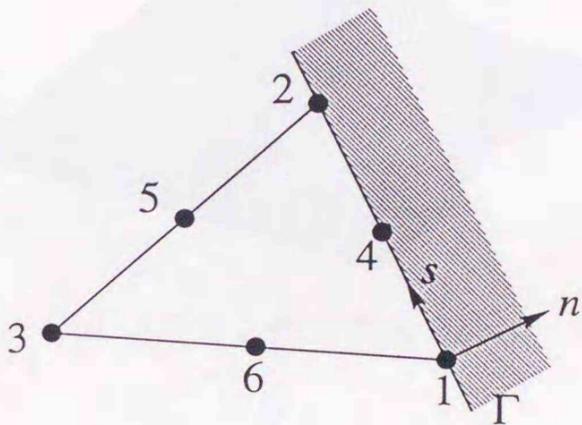


図 4.2 解析領域端 $\Gamma$ に隣接する三角形要素

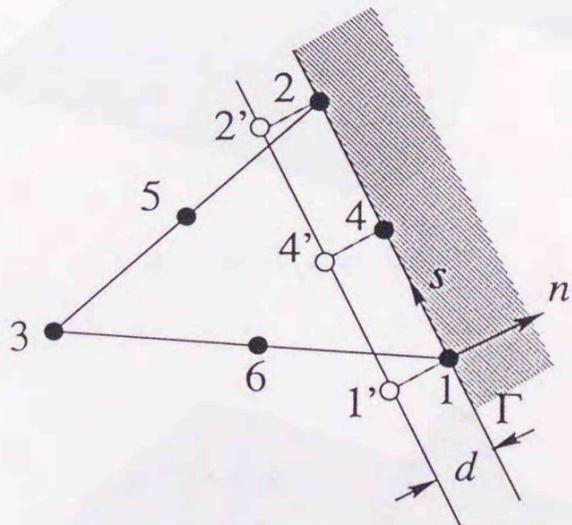
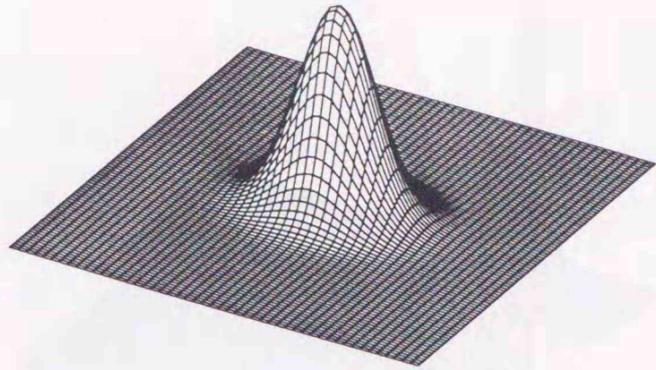
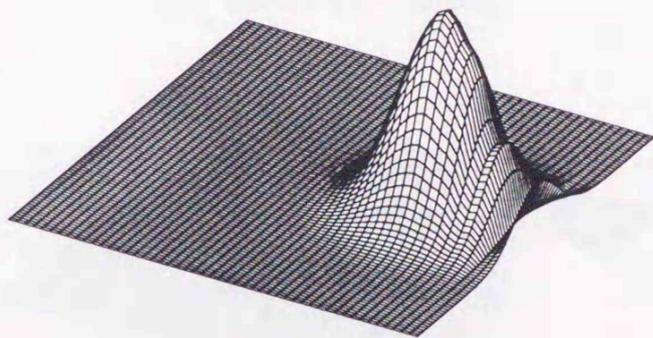


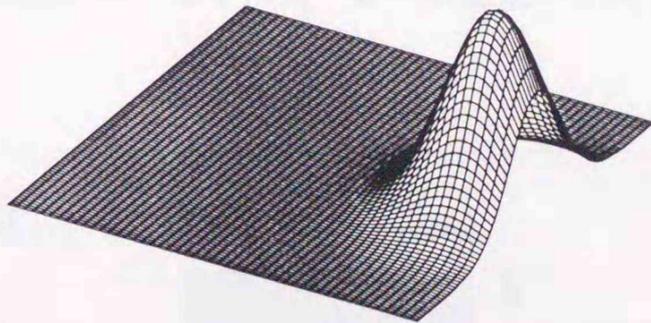
図 4.3 解析領域端 $\Gamma$ より内側の補間点



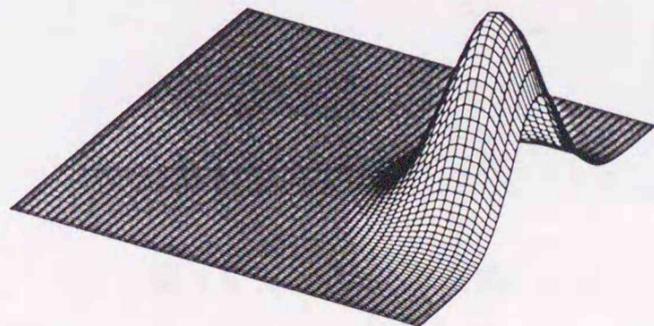
(a) 入射波形 ( $z = 0\mu\text{m}$ )



(b) ノイマン条件 ( $z = 3\mu\text{m}$ )

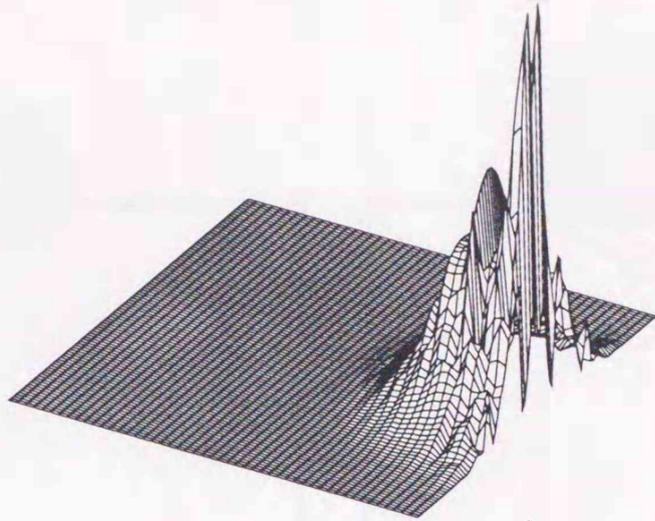


(c) TBC-1 ( $z = 3\mu\text{m}$ )

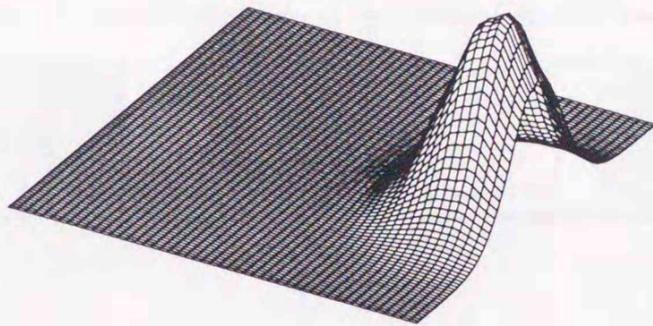


(d) TBC-2 ( $z = 3\mu\text{m}$ )

図 4.4 自由空間中のガウスビームの伝搬波形 ( $M_x = M_y = 81$ )



(a) TBC-1( $z = 3\mu\text{m}$ )



(b) TBC-2( $z = 3\mu\text{m}$ )

図 4.5 自由空間中のガウスビームの伝搬波形 ( $M_x, M_y = 63$ )

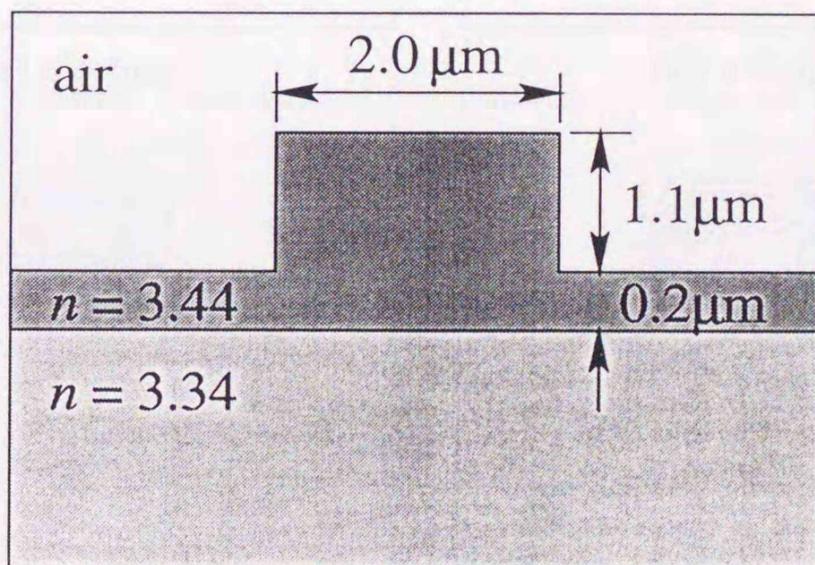
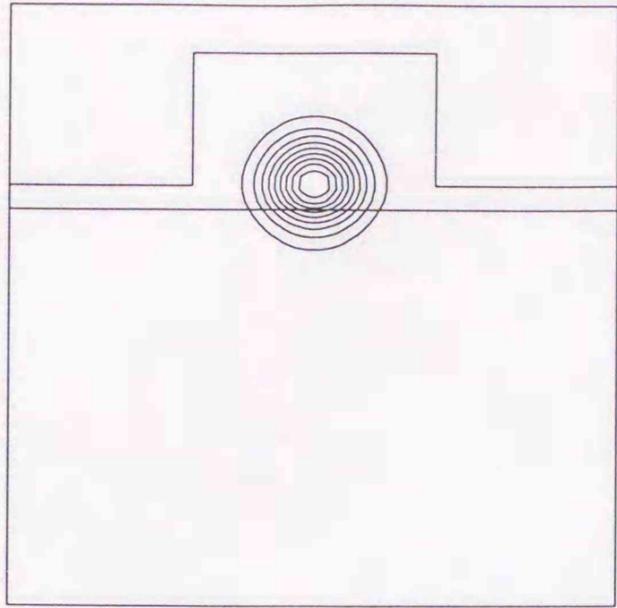
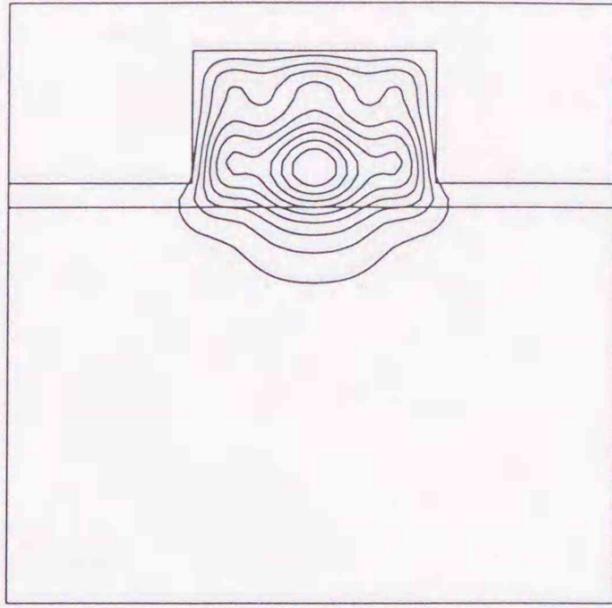


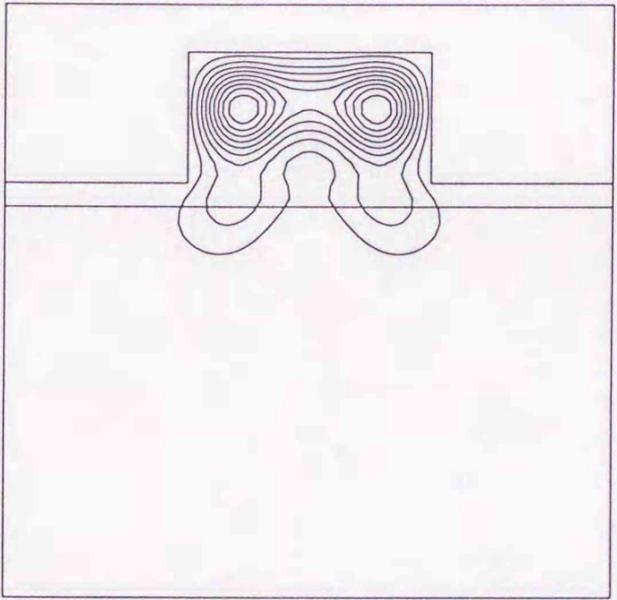
図 4.6 リブ形光導波路



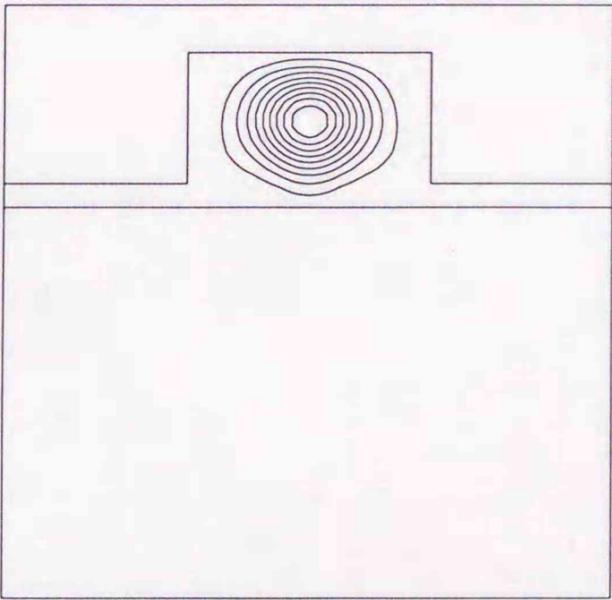
(a)  $z = 1\mu\text{m}$



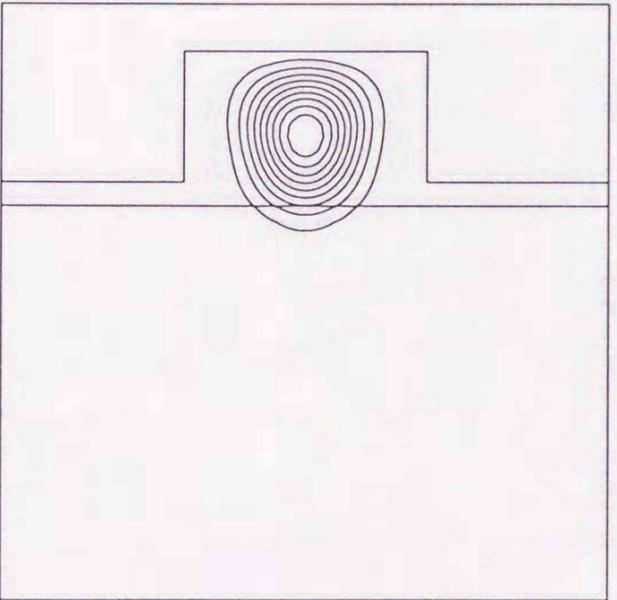
(b)  $z = 3\mu\text{m}$



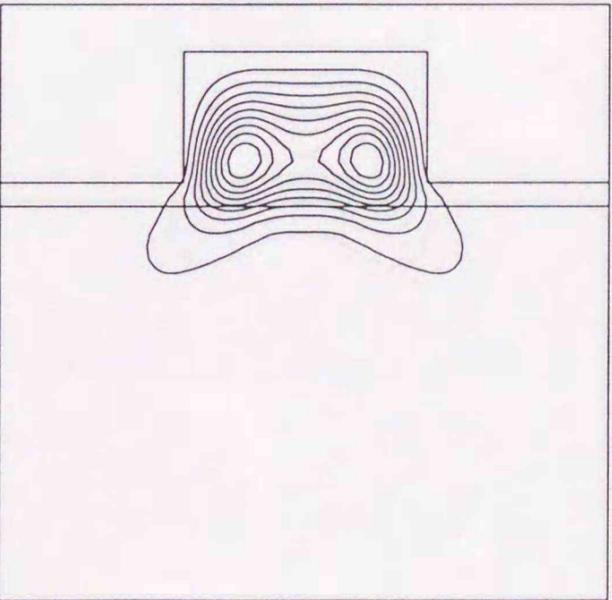
(c)  $z = 6\mu\text{m}$



(d)  $z = 9\mu\text{m}$

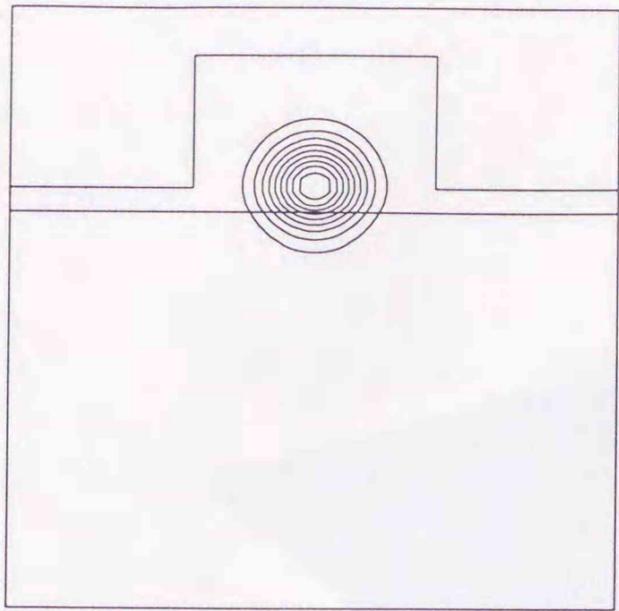


(e)  $z = 12\mu\text{m}$

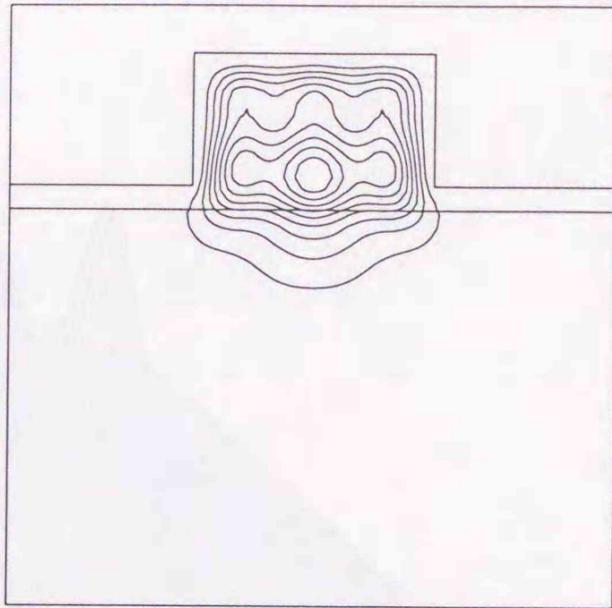


(f)  $z = 15\mu\text{m}$

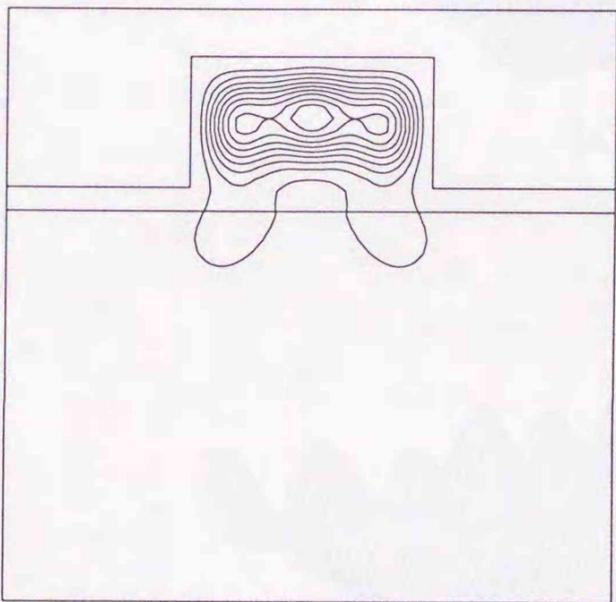
図 4.7 リブ導波路中のガウスビームの  $E^x$ モード伝搬波形



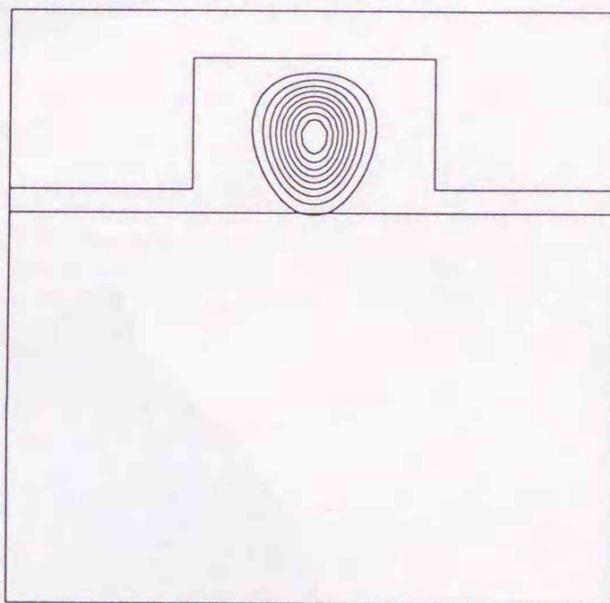
(a)  $z = 1\mu\text{m}$



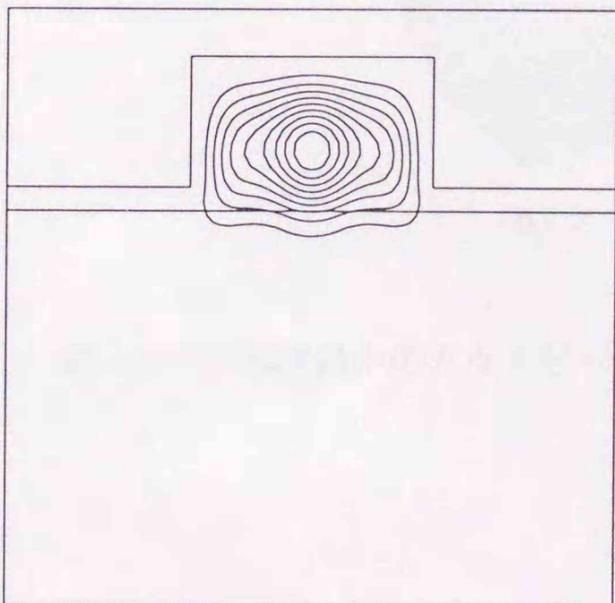
(b)  $z = 3\mu\text{m}$



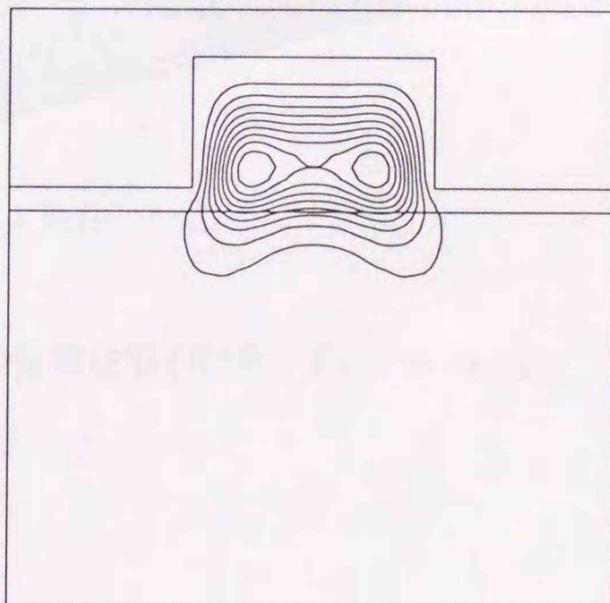
(c)  $z = 6\mu\text{m}$



(d)  $z = 9\mu\text{m}$

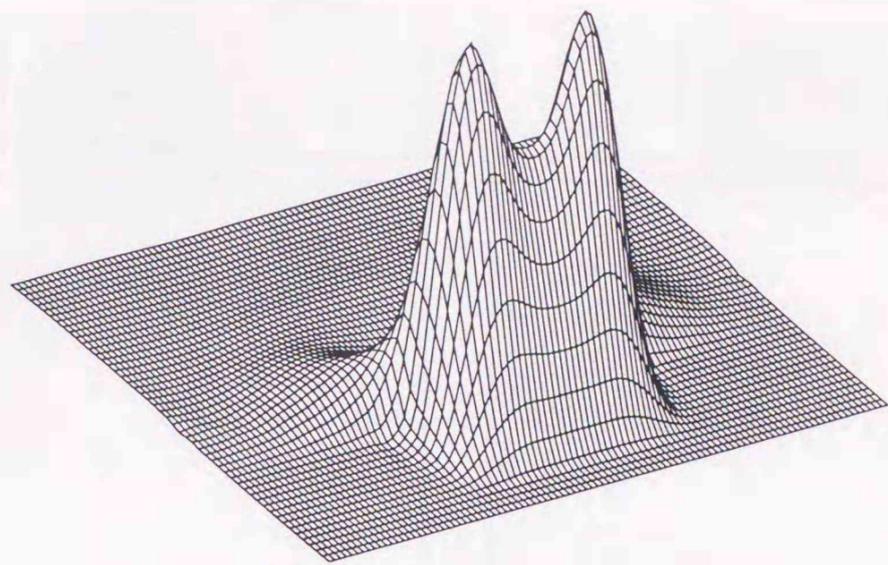


(e)  $z = 12\mu\text{m}$

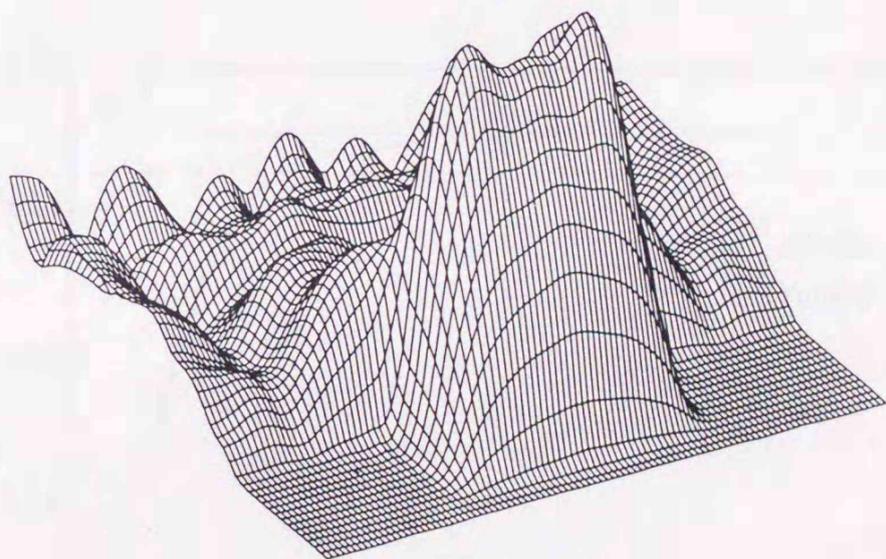


(f)  $z = 15\mu\text{m}$

図 4.8 リブ導波路中のガウスビームの  $E_y$ モード伝搬波形

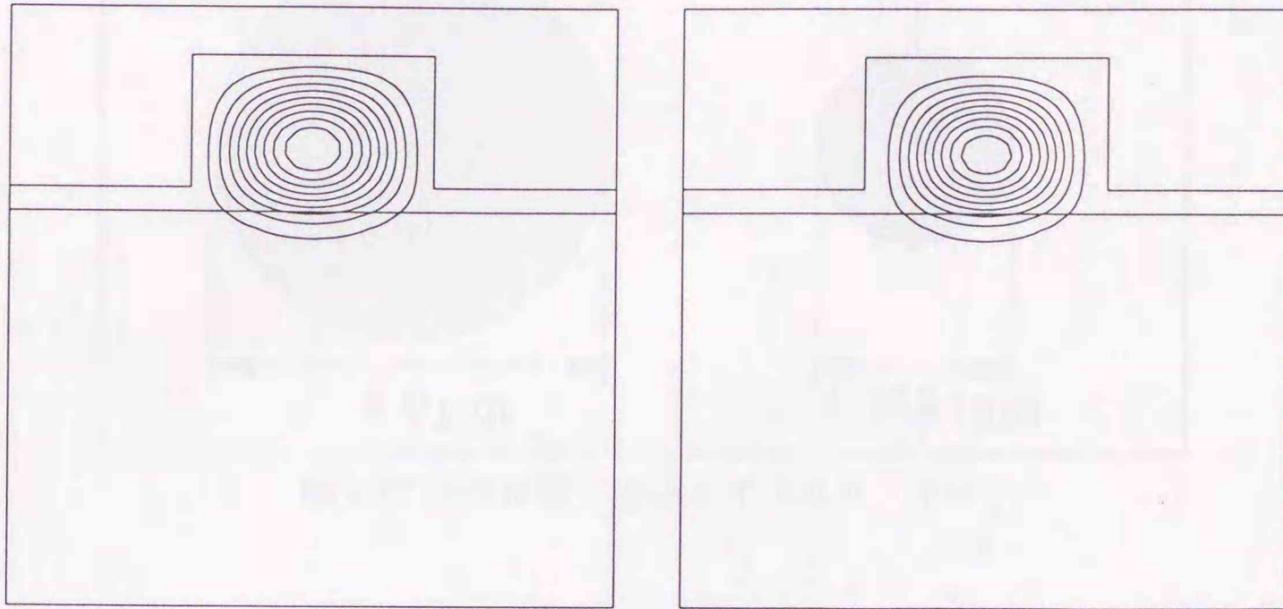


(a) TBC



(b) ノイマン条件

図 4.9 リブ導波路中のガウスビームの伝搬波形 ( $E^x$ モード,  $z = 15\mu\text{m}$ )



(a)  $E^x$ モード

(b)  $E^y$ モード

図 4.10  $z = 200\mu\text{m}$  における界分布

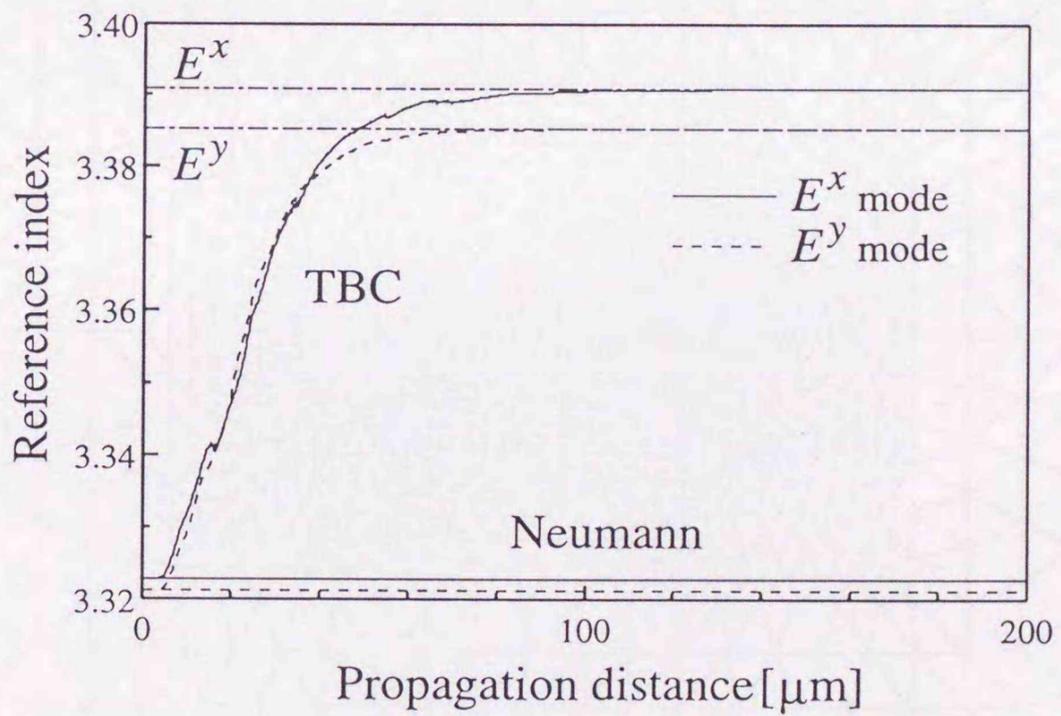


図 4.11 参照屈折率の伝搬方向変化

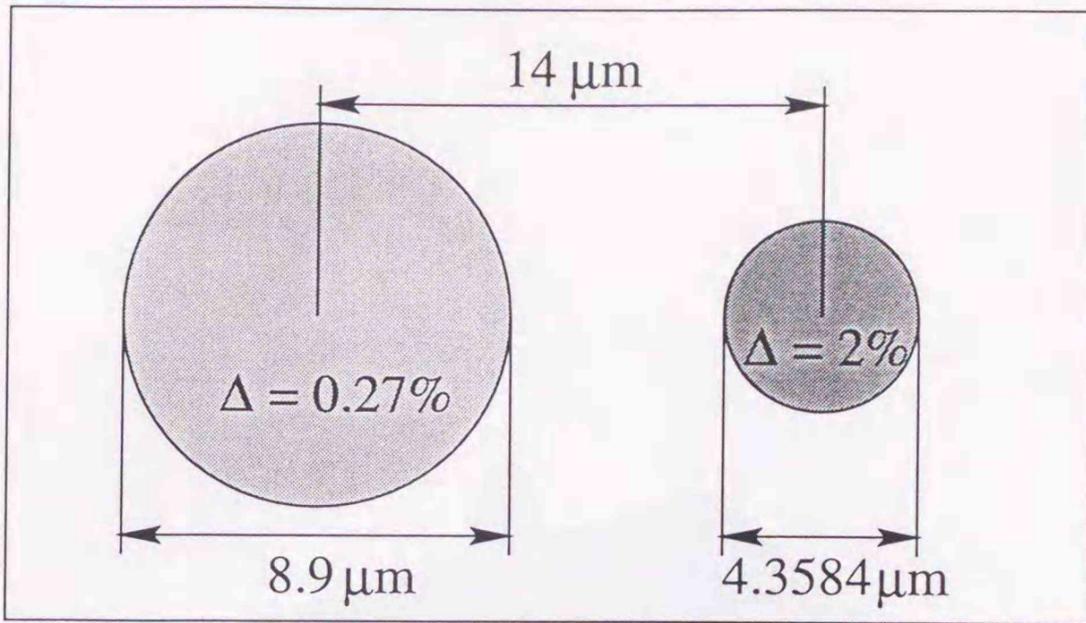


図 4.12 分散補償用光ファイバカップラー

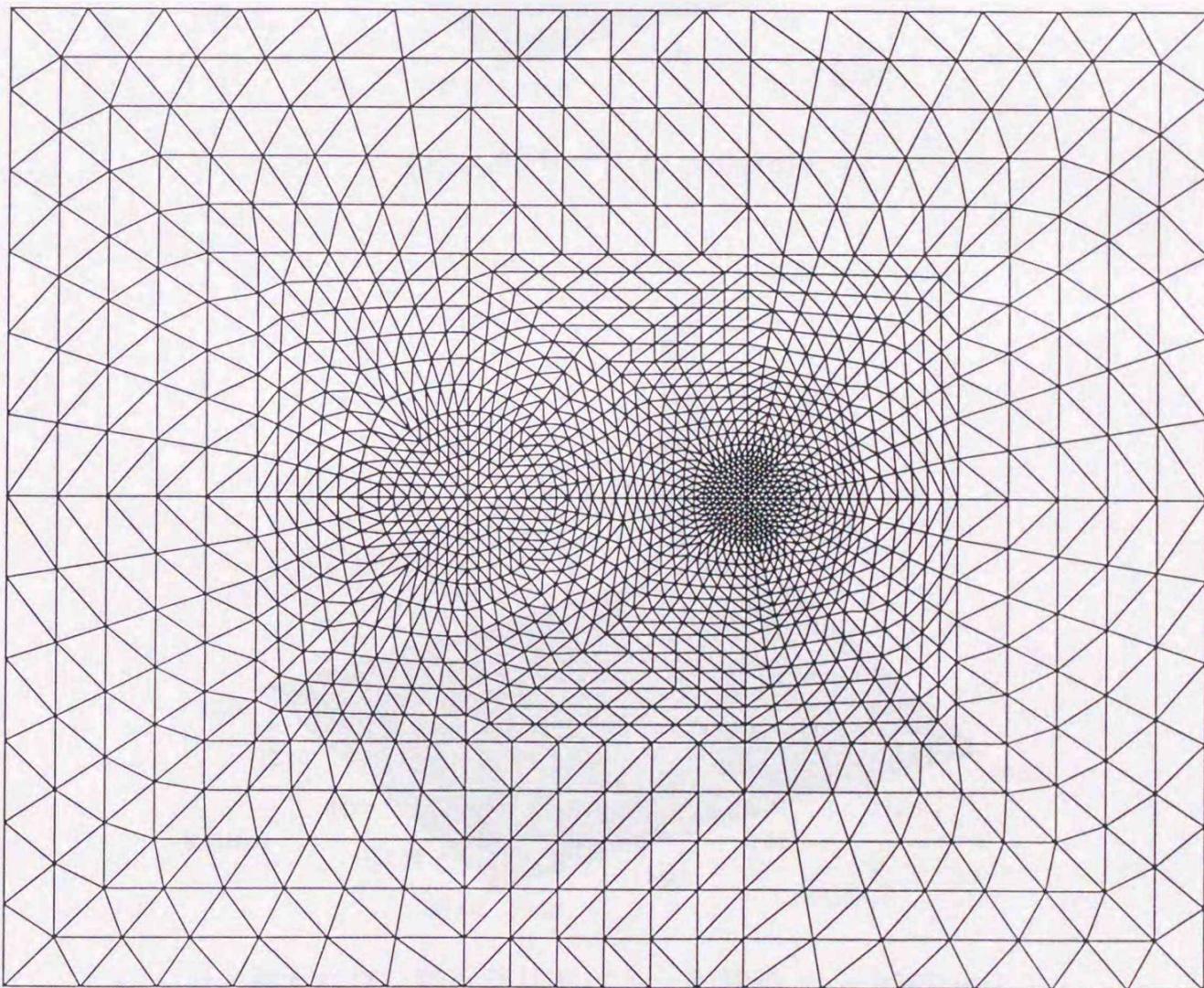
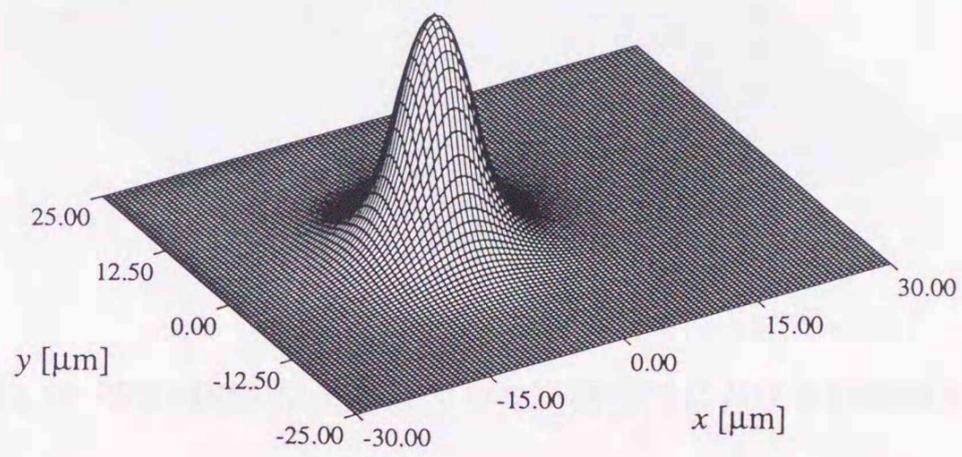
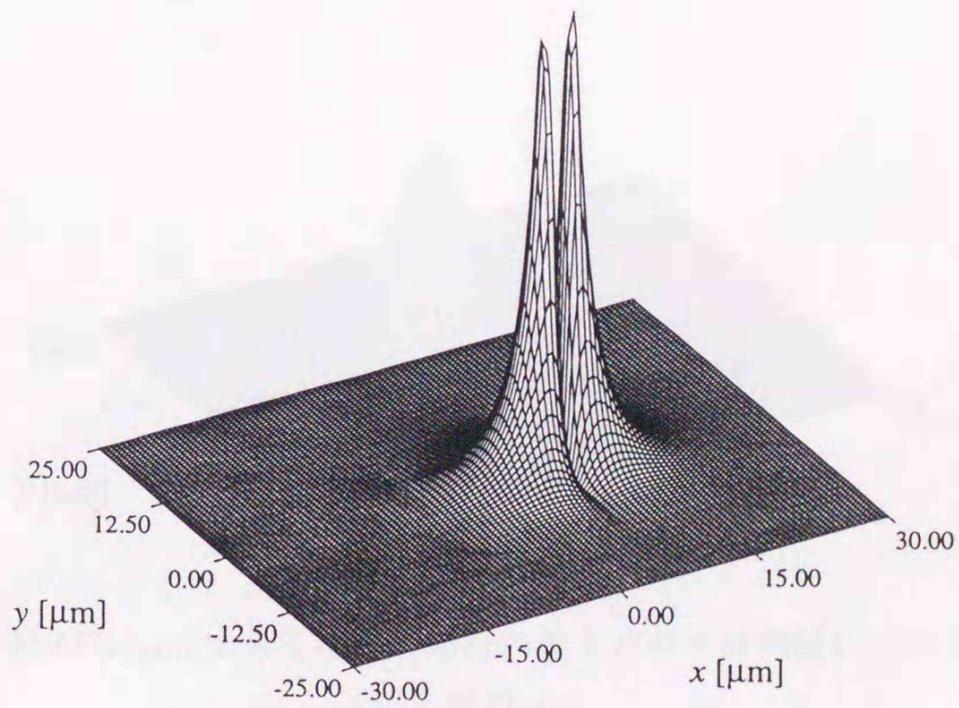


図 4.13 分散補償用光ファイバカップラーの要素分割



(a) 入射モード ( $z = 0\mu\text{m}$ )



(b) 最大パワー移行時における伝搬波形 ( $z = 4500\mu\text{m}$ )

図 4.14 光ファイバカップラー中の伝搬波形

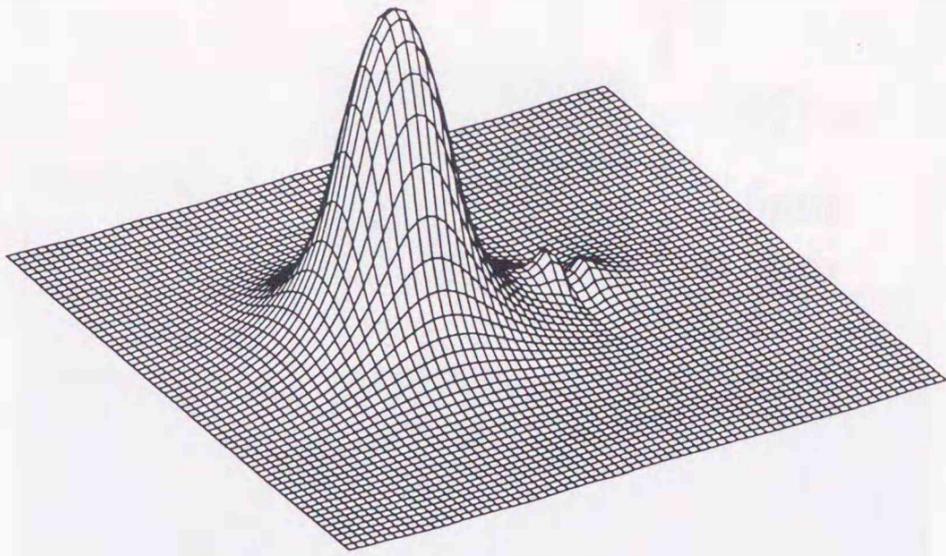


図 4.15 FFT-BPM による最大パワー移行時における伝搬波形

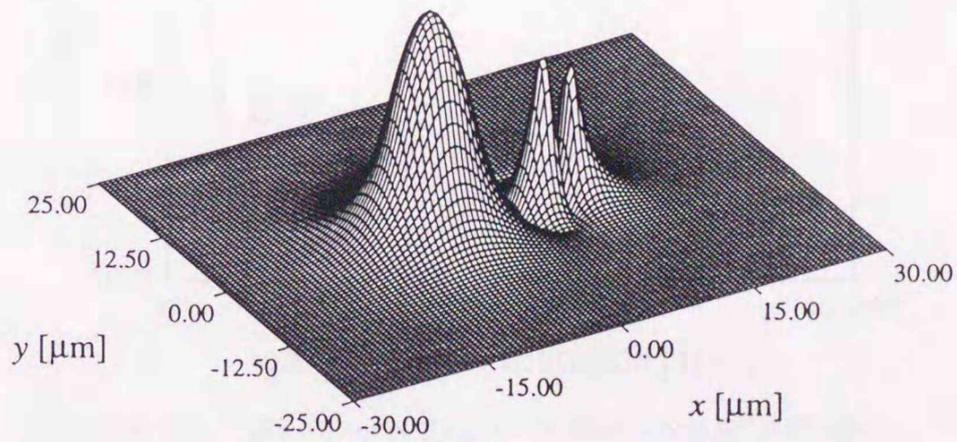


図 4.16 コア径が  $0.1\mu\text{m}$  大きくなった場合の最大パワー移行時における伝搬波形  
( $z = 2600\mu\text{m}$ )

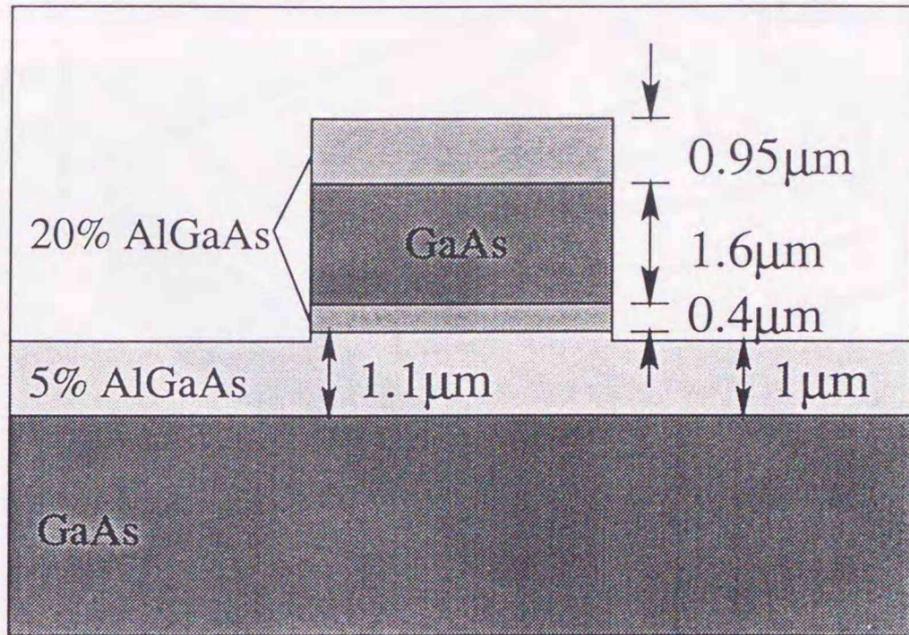


図 4.17 ARROW 導波路構造

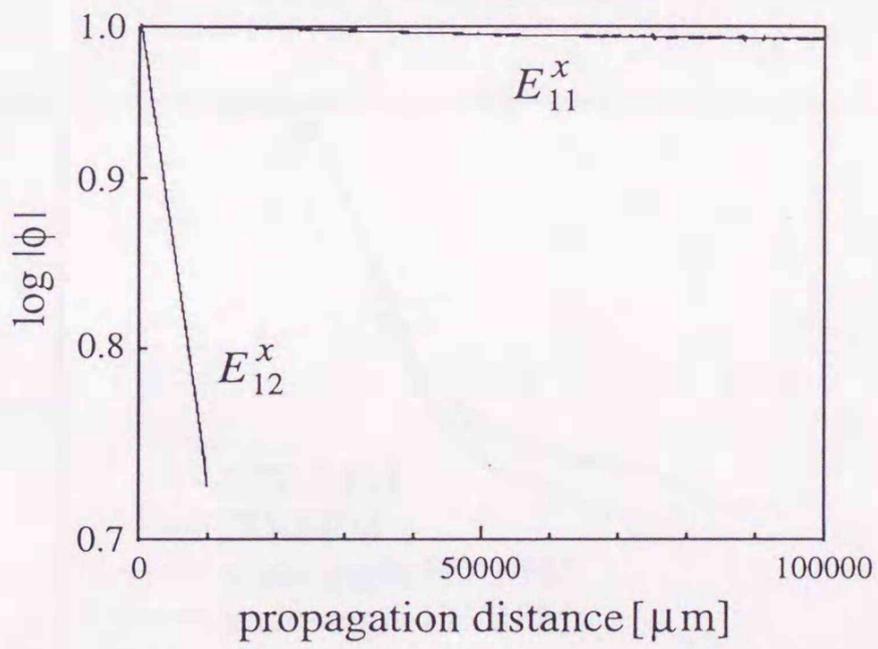


図 4.18  $E_{11}^x$ ,  $E_{12}^x$ モードのピーク振幅の伝搬方向変化

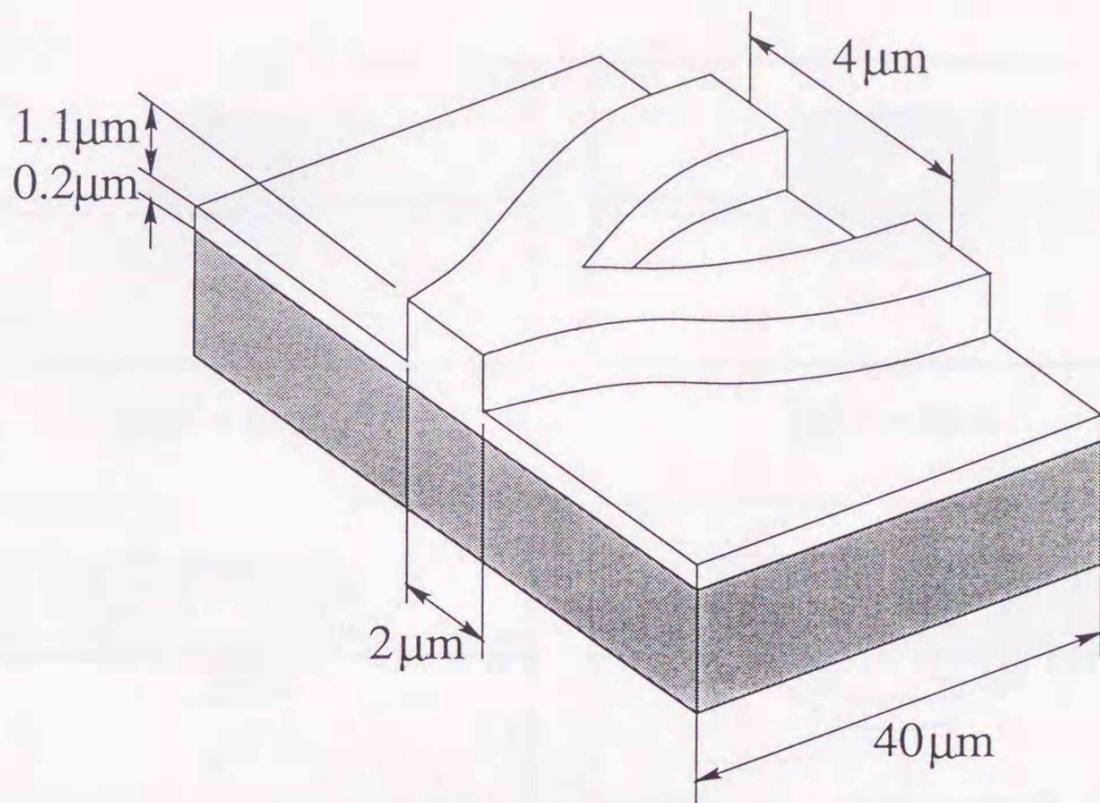


図 4.19 Y分岐リブ導波路

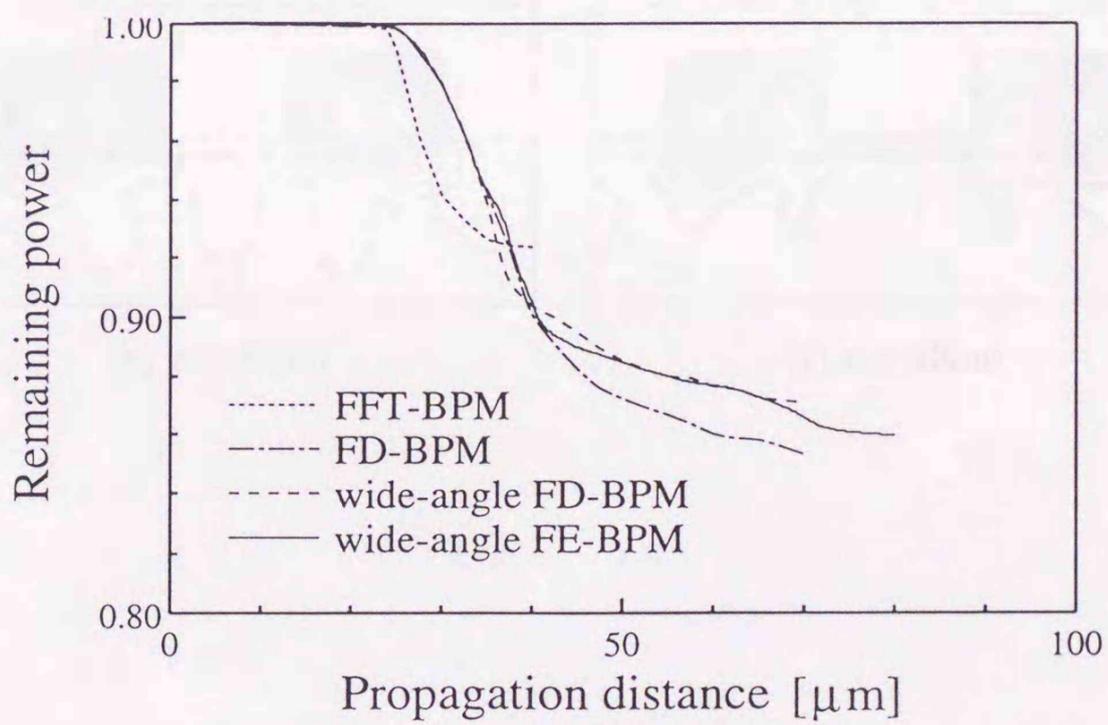
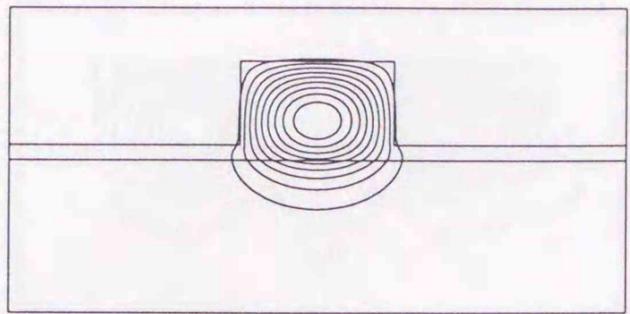
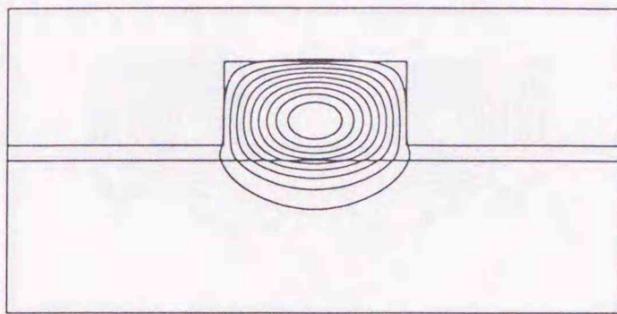


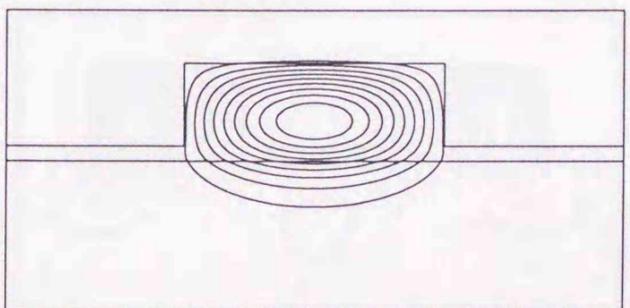
図 4.20 解析領域内の光パワー



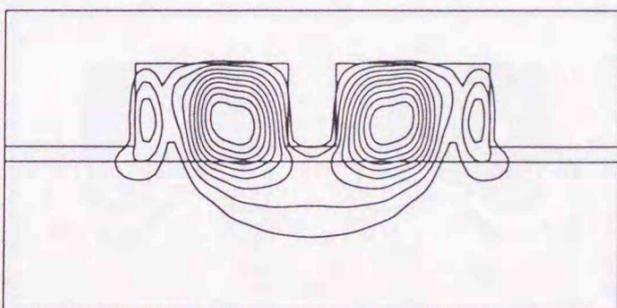
(a)  $z = 0\mu\text{m}$



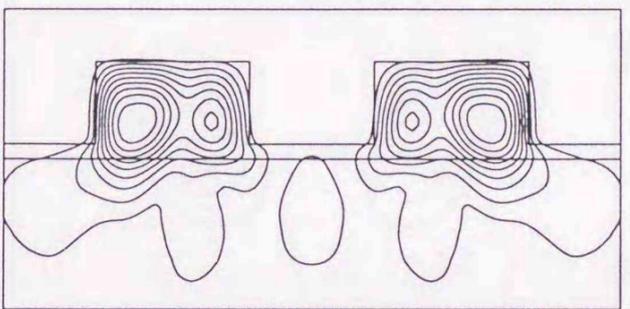
(b)  $z = 8\mu\text{m}$



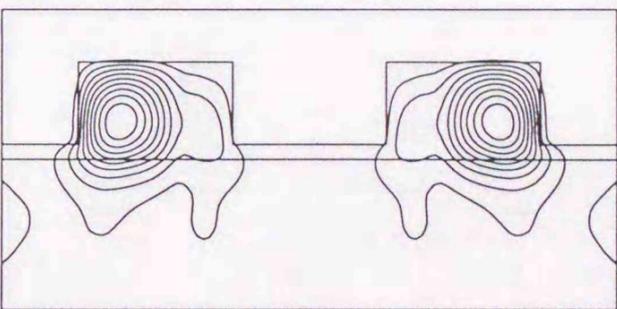
(c)  $z = 16\mu\text{m}$



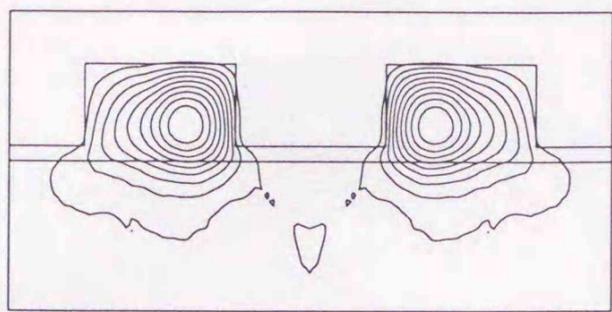
(d)  $z = 24\mu\text{m}$



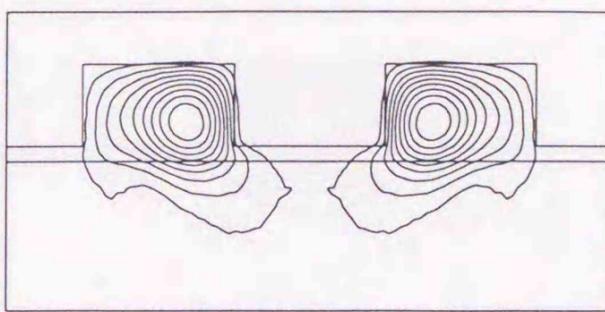
(e)  $z = 32\mu\text{m}$



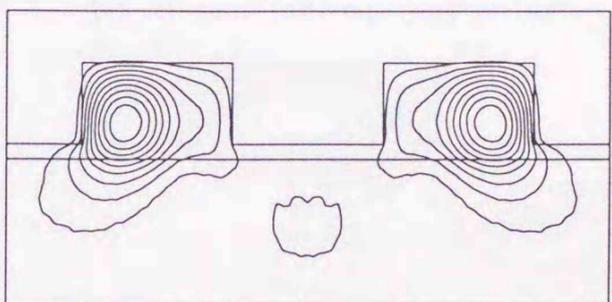
(f)  $z = 40\mu\text{m}$



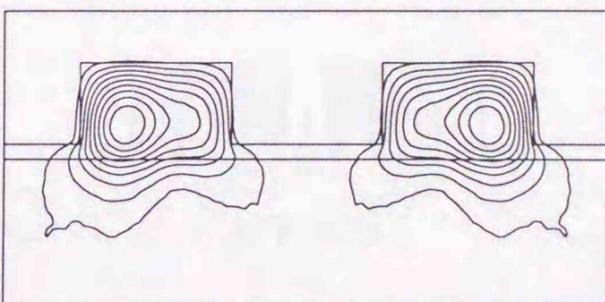
(g)  $z = 48\mu\text{m}$



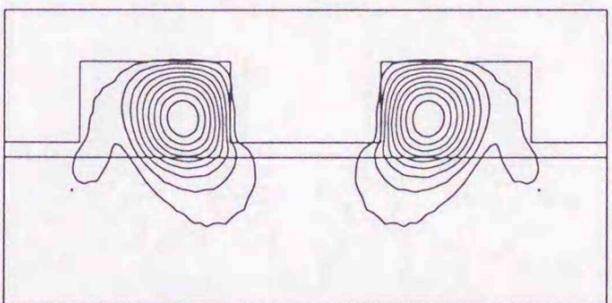
(h)  $z = 56\mu\text{m}$



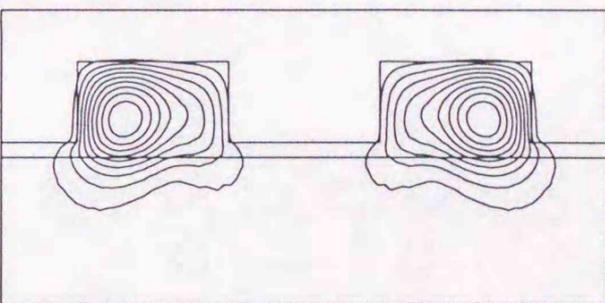
(i)  $z = 64\mu\text{m}$



(j)  $z = 72\mu\text{m}$

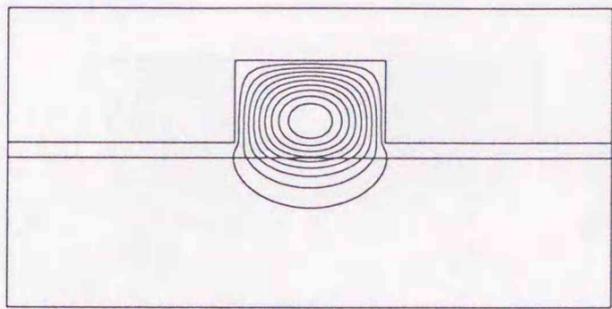


(k)  $z = 80\mu\text{m}$

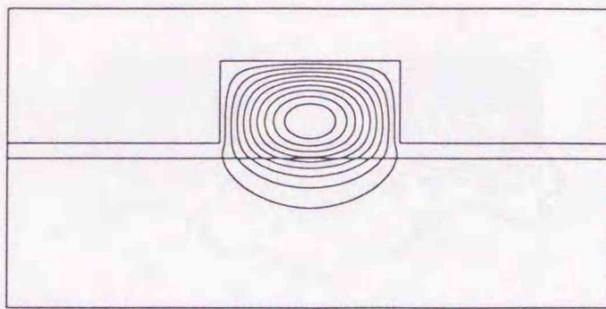


(l)  $z = 100\mu\text{m}$

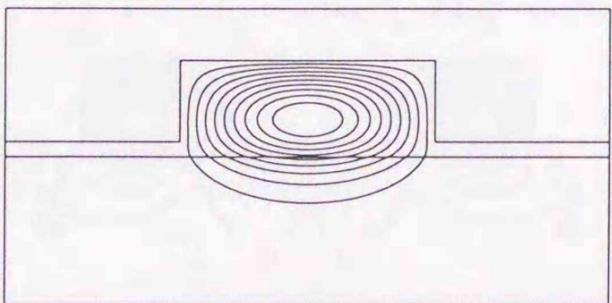
図 4.21 Y 分岐リブ導波路中の  $E_{11}^x$  モードの伝搬波形



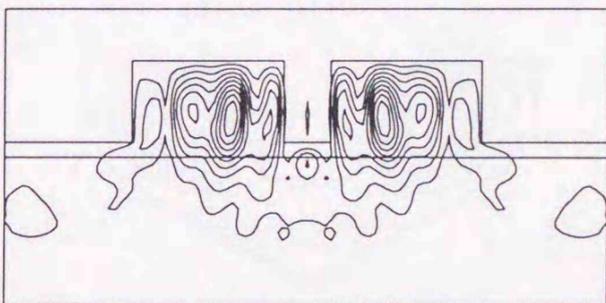
(a)  $z = 0\mu\text{m}$



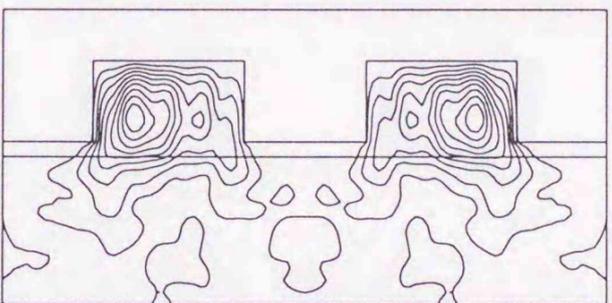
(b)  $z = 8\mu\text{m}$



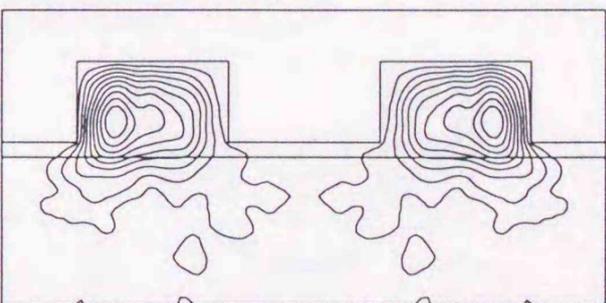
(c)  $z = 16\mu\text{m}$



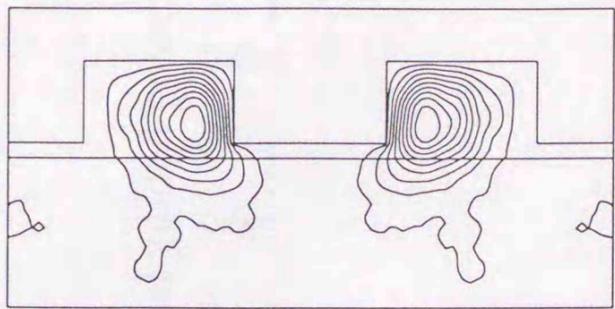
(d)  $z = 24\mu\text{m}$



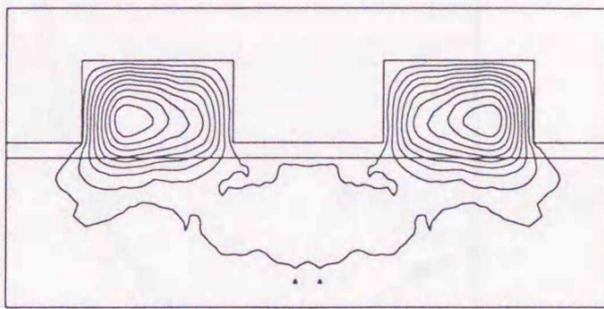
(e)  $z = 32\mu\text{m}$



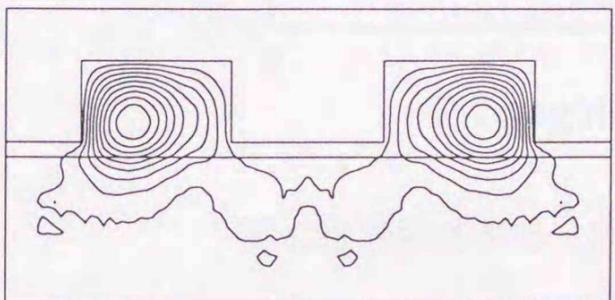
(f)  $z = 40\mu\text{m}$



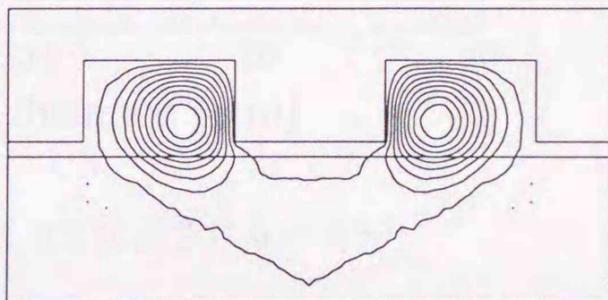
(g)  $z = 48\mu\text{m}$



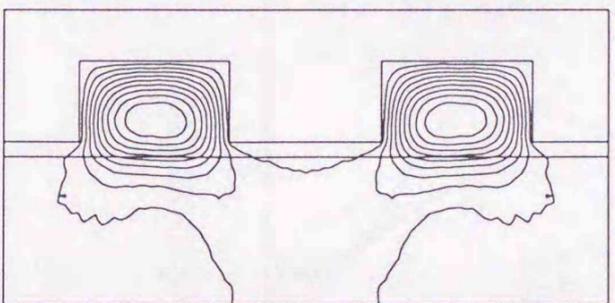
(h)  $z = 56\mu\text{m}$



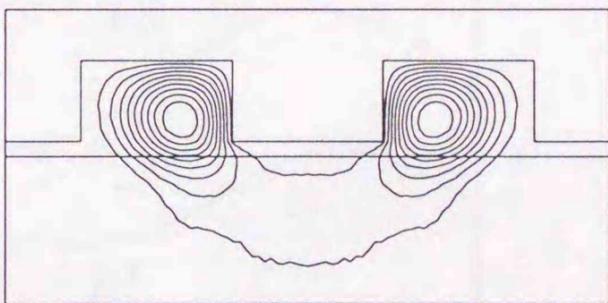
(i)  $z = 64\mu\text{m}$



(j)  $z = 72\mu\text{m}$



(k)  $z = 80\mu\text{m}$



(l)  $z = 100\mu\text{m}$

図 4.22 Y 分岐リブ導波路中の  $E_{11}^y$  モードの伝搬波形

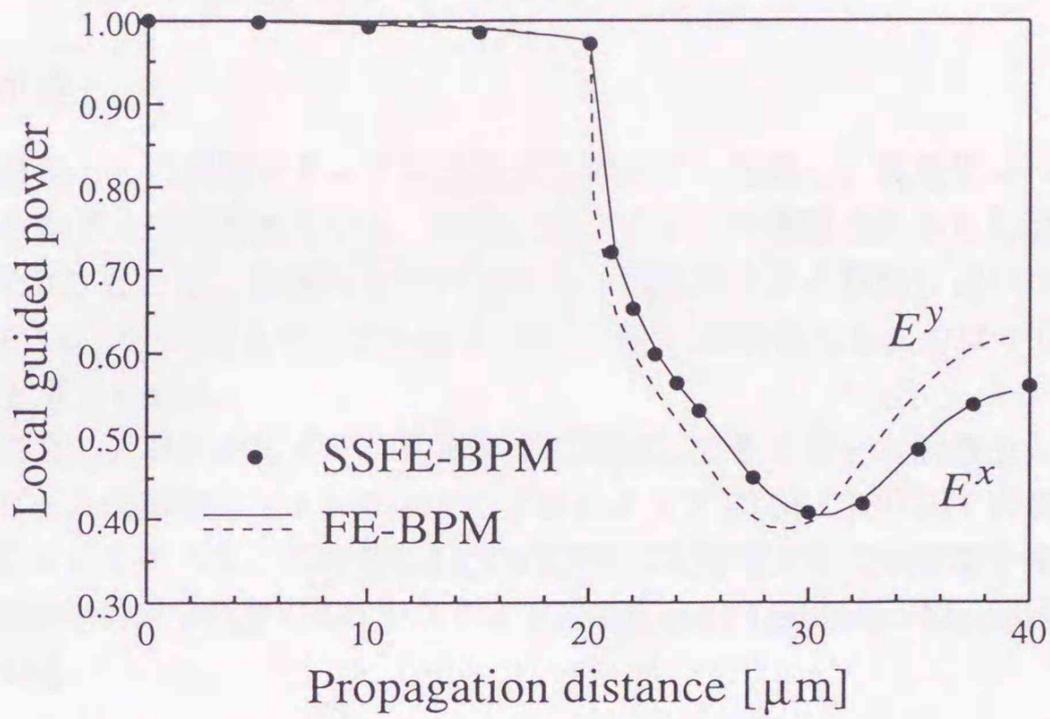


図 4.23 局所基本モードによって伝送されるパワー

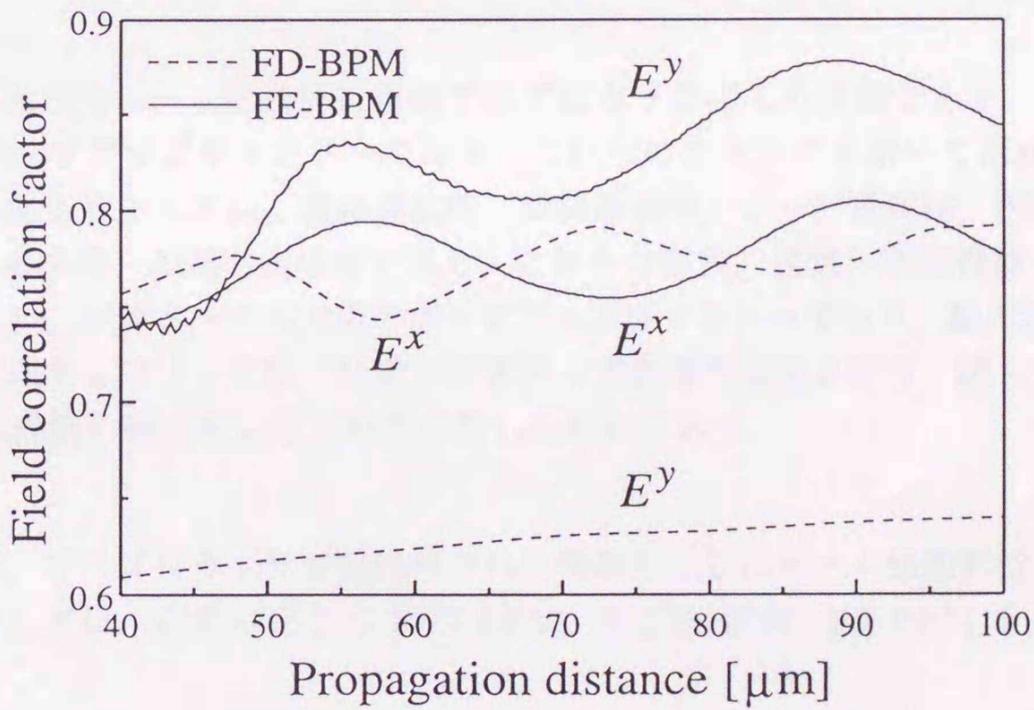


図 4.24 出力導波路の基本モードとの相関

## 5 光ビーム伝搬解析ソフトウェア

### 5.1 まえがき

光導波路を基盤とした集積ホトニクス技術が近年著しく進展し、実用化レベルに達した集積光デバイスも数多く報告されている。今後、光デバイスの集積化がさらに進み、いわゆる光集積回路(光IC)として、各種の光デバイスを一体集積化する段階においては、LSIや超LSIの開発にCADが不可欠となっているように、光ICの開発にも、やはりCADは不可欠なものになると考えられる。

本章では、こうした状況を踏まえ、前章までに検討してきたビーム伝搬法を用いて2次元および3次元ビーム伝搬解析ソフトウェアのプロトタイプELM-CIRCUITの開発を行ったので、その概要について述べる。このELM-CIRCUITは北海道大学工学部電子情報工学専攻の小柴研究室で開発中の統合化光CADシステムELM(Expert Lightwave Modeling system)<sup>(56)</sup>に搭載されている。

### 5.2 2次元光ビーム伝搬解析ソフトウェア ELM-CIRCUIT-2D

2次元光ビーム伝搬解析ソフトウェアELM-CIRCUIT-2Dは、プリプロセッサ(前処理部)、ソルバー(解析実効部)、ポストプロセッサ(後処理部)の3つのモジュールから構成される。

#### ● プリプロセッサ

図5.1は、2次元光ビーム伝搬解析用のプリプロセッサの入力画面である。図5.1(a)は、形状入力用のポップアップウィンドーであり、これらのコマンドを用いて形状入力を行う。入力できる導波路形状としては、直線導波路、傾斜導波路、テーパ導波路、円弧曲がり導波路、S字曲がり導波路、多角形領域等があり、これらの描画、編集、削除機能も装備されている。図5.1(b)は、パラメータ入力用のポップアップウィンドーであり、動作波長、屈折率、入射条件、横方向サンプリング数、伝搬方向ステップ数等の設定を行う。図5.1(c)は、実際にS字曲がり導波路の形状を入力した例を示したものである。

#### ● ソルバー

ソルバーでは、プリプロセッサで前処理された情報をもとにビーム伝搬解析を行う。このためのBPMとしては、問題に応じてFFT-BPM、SSFE-BPM、FE-BPMを適宜選択することができる。

#### ● ポストプロセッサ

ポストプロセッサでは、BPM解析で得られた数値データの可視化を行う。図5.2(a),(b)は、それぞれBPM解析によって求められた光分布を3次元表示、等高線表示したものである。また、各出力ポートにおける規格化出力パワーも同時に表示されている。こうした数値データの可視化は、光ビーム伝搬現象の物理的な理解をサポートするうえで重要である。

### 5.3 3次元光ビーム伝搬解析ソフトウェア ELM-CIRCUIT-3D

3次元ビーム伝搬解析ソフトウェア ELM-CIRCUIT-3D の構成も，基本的には2次元の場合と同じである。

#### ●プリプロセッサ

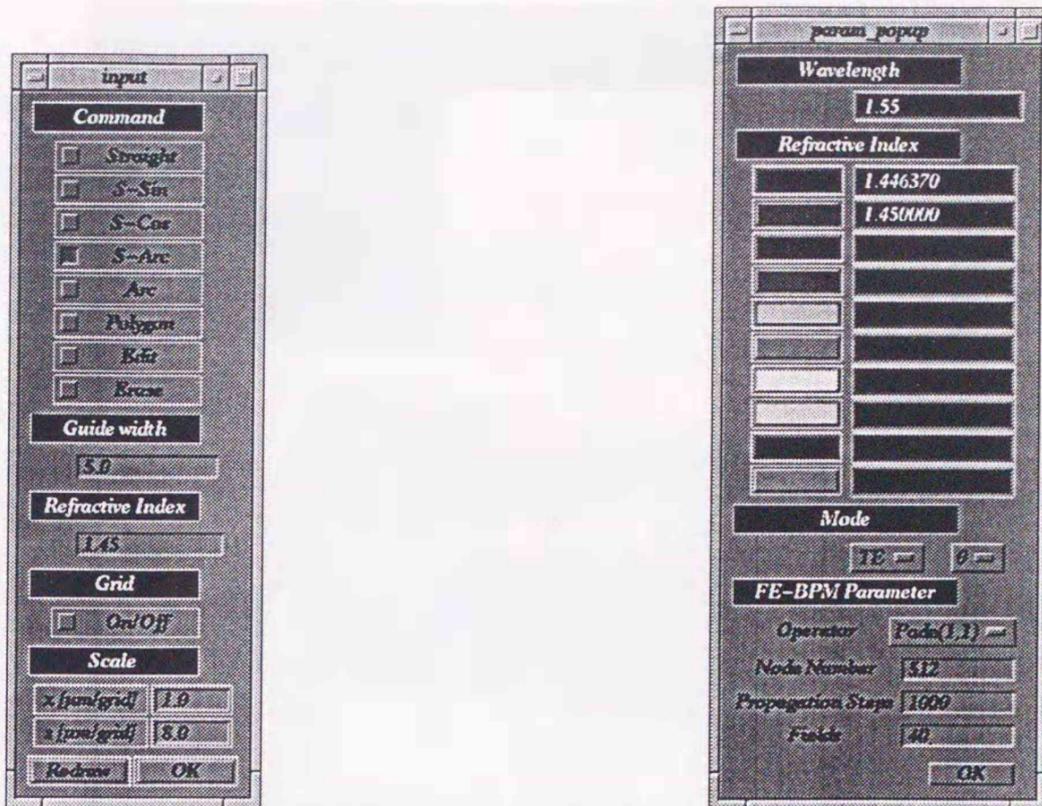
3次元形状の入力は，2次元と同様なイメージで行う．具体的には，基板の深さ方向に同一構造になっている領域を順に最下部から積み上げていくように入力する．入力された3次元形状を，図5.3に示すように3次的に表示することによって，入力された導波路形状を視覚的に確認することができる。

#### ●ソルバー

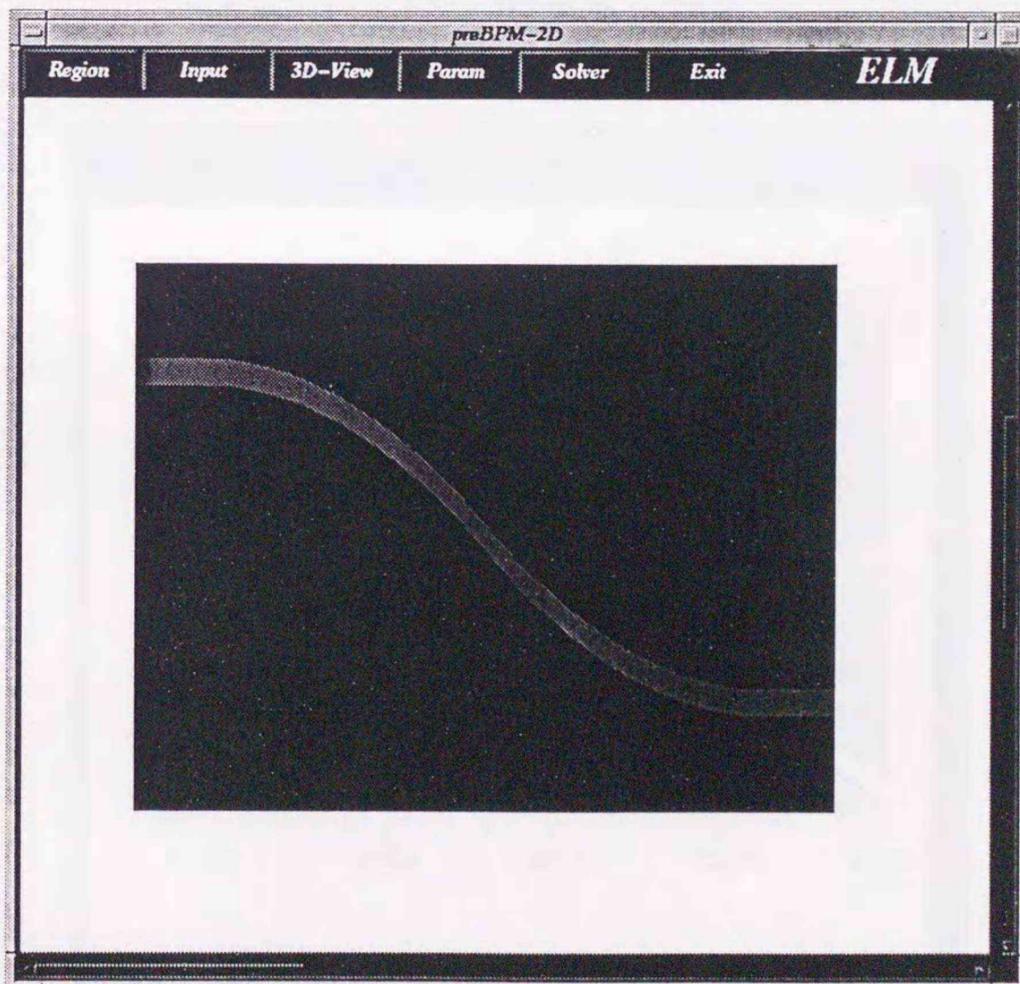
ビーム伝搬解析のための BPM としては，現在のところ FFT-BPM のみをサポートしている．SSFE-BPM および FE-BPM については今後拡張していく予定である．なお，入射導波モードおよび出力端での導波モードの評価には，導波モード解析ソフトウェア ELM-GUIDE を用いている．なお，ELM-GUIDE も ELM に搭載されており，そのソルバーにはスカラー FEM を採用している。

#### ●ポストプロセッサ

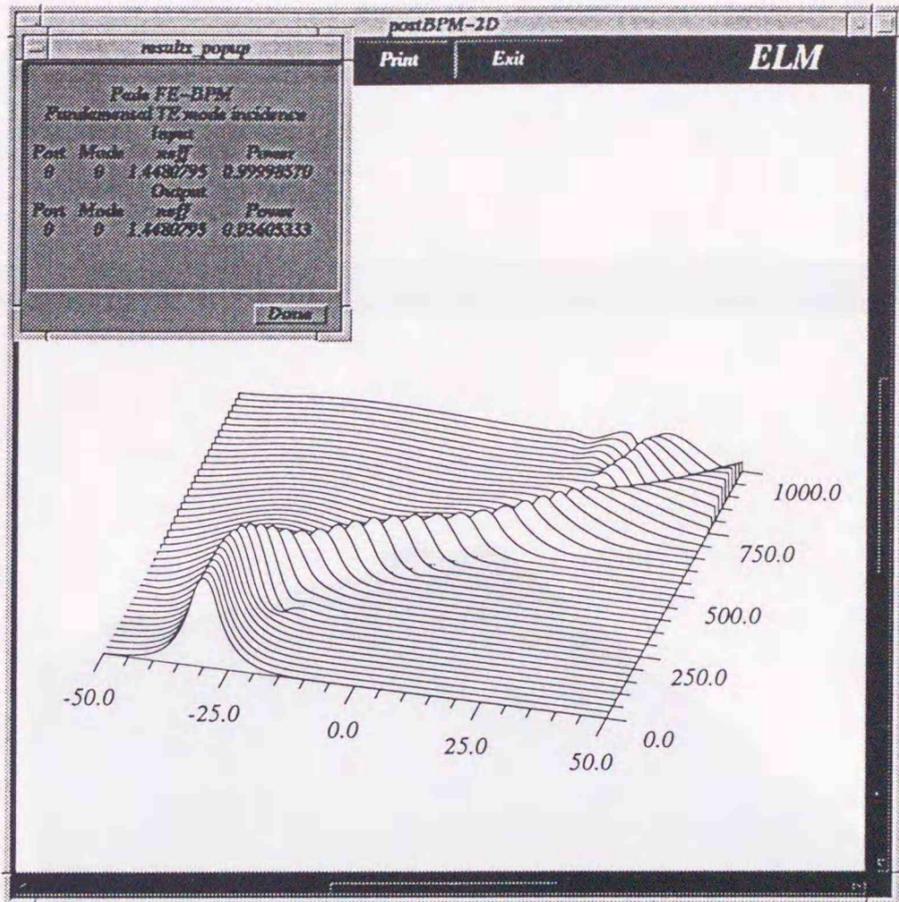
ポストプロセッサでは，各伝搬ステップにおける光分布を3次的に表示する。



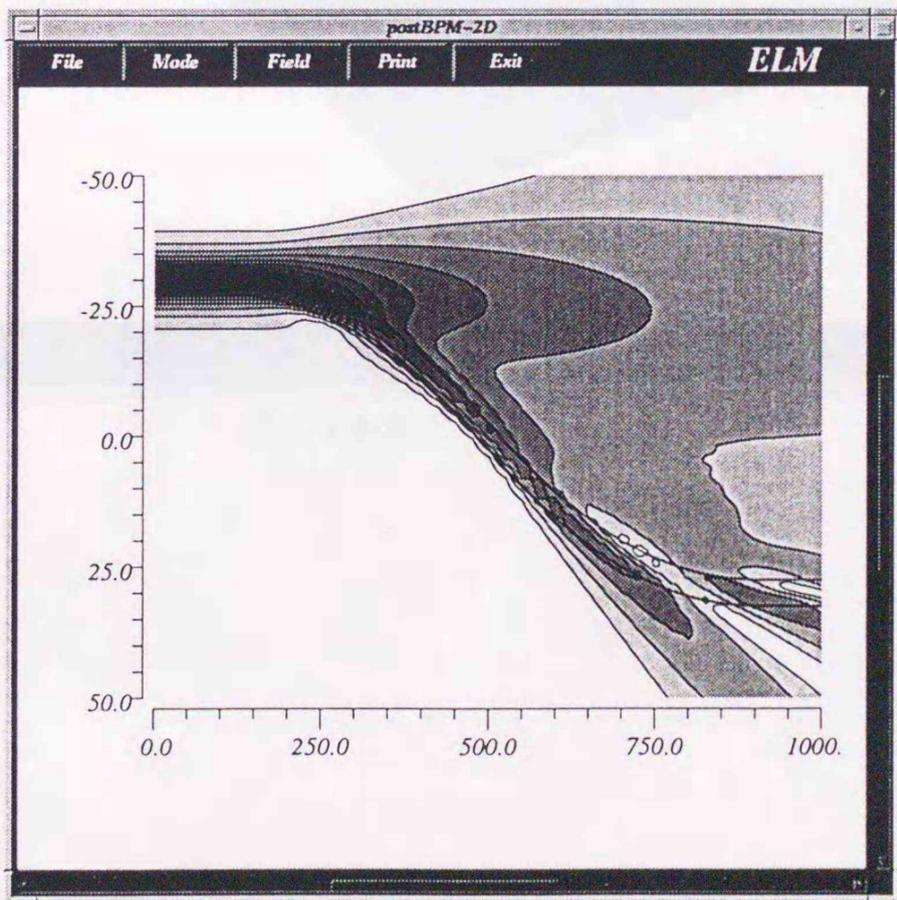
(a) 形状定義用ポップアップウィンドー (b) パラメータ入力用ポップアップウィンドー



(c) 導波路形状の入力例  
図 5.1 プリプロセッサ



(a) 3D 表示



(b) 等高線表示

図 5.2 ポストプロセッサ

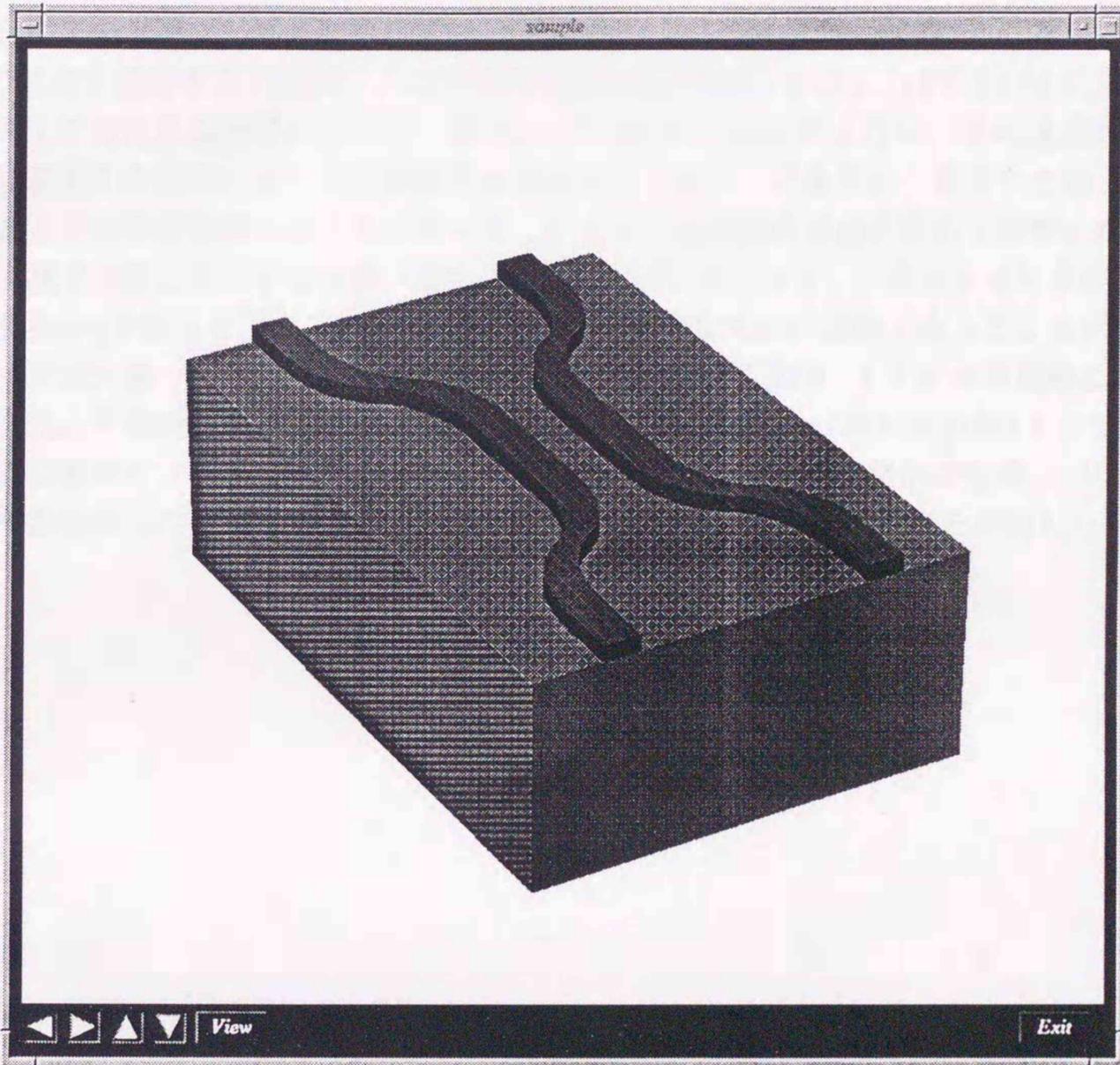


図 5.3 3次元形状の入力例

## 6 結 論

光集積回路用 CAD システムに対する関心が高まるなか，光ビーム伝搬解析用のソフトウェアの開発を目指し，その解析実行部に採用される，ビーム伝搬法 (BPM) の高速化，高精度化を図るための検討を種々行った。

まず，従来の高速フーリエ変換 (FFT) を用いた FFT-BPM や差分法 (FDM) を用いた FD-BPM の欠点を克服するために，ここでは有限要素法 (FEM) を用いた FE-BPM に焦点を絞り，2次元等方性光導波路に対して，各種の FE-BPM の定式化を行い，その性能評価試験を詳細に実施した結果，ビーム伝搬解析の基本式としてパデ式を用い，要素には高次要素の一つである 2次要素を用いることによって，広角ビーム伝搬の場合も含めて非常に高精度な解析が実現されることが示された。また，アダプティブグリッド，アダプティブ参照屈折率，透明境界条件 (TBC) を用いることによって，計算効率を大幅に改善できることも示された。次に，パデ式に基づく広角 FE-BPM を，2次元異方性光導波路，3次元光導波路に拡張し，その妥当性，有効性を確認した。最後に，FE-BPM をソルバー (解析実行部) として用いた光ビーム伝搬解析ソフトウェアのプロトタイプの開発を行い，導波路形状定義，パラメータ入力から数値結果の可視化までを，対話形式で一貫して行える解析環境を実現した。

## 謝 辞

本論文をまとめるに際して、終始御指導、御鞭撻を頂きました北海道大学工学部電子情報工学専攻情報通信エレクトロニクス講座波動電子工学分野 小柴正則教授に深謝致します。さらに、日頃熱心な御教授を頂きました本学工学部電子情報工学専攻情報通信エレクトロニクス講座波動電子工学分野 早田和弥助教授に深謝いたします。

また、細部にわたってご検討頂き、貴重なご助言を頂きました本学工学部電子情報工学専攻 伊藤精彦教授、栃内香次教授、小川恭孝教授に感謝いたします。

最後に、日頃、種々御討論、御助言頂きました本学工学部電子情報工学専攻情報通信エレクトロニクス講座波動電子工学分野大学院学生、学部学生の方々に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] 西原 浩, 春名正光, 栖原敏明, 光集積回路, オーム社, 1985.
- [2] 小柴正則, “光 CAD で光 IC 設計を実現,” エレクトロニクス, Vol. 38, pp. 59-61, Oct. 1993.
- [3] 川上彰二郎, 光導波路, 朝倉書店, 1980.
- [4] M. J. Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, New York : Wiley, 1981.
- [5] 大越孝教, 岡本勝就, 保立和夫, 光ファイバ, オーム社, 1983.
- [6] P. N. Robson and P. C. Kendall, *Rib Waveguide Theory by the Spectral Index Method*, Taunton : Research Studies Press, 1990.
- [7] 小柴正則, 光導波路解析, 朝倉書店, 1990.
- [8] M. Koshiha, *Optical Waveguide Theory by the Finite Element Method*, Tokyo / Dordrecht : KTK Scientific Publishers / Kluwer Academic Publishers, 1992.
- [9] 岡本勝就, 光導波路の基礎, 培風館, 1992.
- [10] 小柴正則, “光集積回路の設計・シミュレーション,” 電子情報通信学会論文誌, Vol. J77-C-I, pp. 159-167, May 1994.
- [11] B. M. A. Rahman, F. A. Fernandez, and J. B. Davies, “Review of finite element methods for microwave and optical waveguides,” *Proc. IEEE*, Vol. 79, pp. 1442-1448, Dec. 1991.
- [12] J. V. Davies, “Finite element analysis of waveguides and cavities — a review,” *IEEE Trans. Magnet.*, Vol. 29, pp. 1578-1583, Dec. 1993.
- [13] B. M. Dillon and J. P. Webb, “A comparison of formulations for the vector finite element analysis of waveguides,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 42, pp. 308-316, Dec. 1994.
- [14] T. P. Young, “Design of integrated optical circuits using finite elements,” *IEE. Proc. Pt. A*, Vol. 135, pp. 135-144, Mar. 1988.
- [15] G. Sewell and S. Cvetkovic, “WAVEGUIDE — an interactive waveguide program,” *Adv. Eng. Software*, Vol. 11, pp. 169-175, Apr. 1989.
- [16] C. W. Yeh, “Optical waveguide theory,” *IEEE Trans. Circuits Syst.*, Vol. CAS-26, pp. 1011-1019, Dec. 1979.
- [17] 小柴正則, “電磁界解析,” テレビジョン学会誌, Vol. 38, pp. 1045-1052, Dec. 1984.

- [18] S. M. Saad, "Review of numerical methods for the analysis of arbitrarily-shaped microwave and optical dielectric waveguides," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-33, pp. 894-899, Oct. 1985.
- [19] 小柴正則, "光導波路の解析法," 応用物理, Vol. 61, pp. 22-29, Jan. 1992.
- [20] 小柴正則, "光導波路の有限要素法解析," 光学, Vol. 22, pp. 590-595, Oct. 1993.
- [21] K. S. Chiang, "Review of numerical and approximate methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguides," *Opt. Quantum Electron.*, Vol. 26, pp. S113-S114, Oct. 1994.
- [22] 小柴正則, "導波光伝搬の解析法," レーザー研究, Vol. 19, pp. 295-304, Apr. 1991.
- [23] D. Yevick, "A guide to electric field propagation techniques for guided-wave optics," *Opt. Quantum. Electron.*, Vol. 26, pp. S185-S197, July 1994.
- [24] H. -P. Nolting and R. März, "Results of benchmark tests for different numerical BPM algorithm," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 13, pp. 216-224, Feb. 1995.
- [25] M. D. Feit and J. A. Fleck Jr, "Light propagation in graded-index optical fibers," *Appl. Opt.*, Vol. 17, pp. 3990-3998, Dec. 1978.
- [26] L. Thylen and D. Yevick, "Beam propagation method in anisotropic media," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, pp. 221-229, Feb. 1989.
- [27] D. Yevick and B. Hermansson, "Efficient beam propagation techniques," *IEEE J. Quantum. Electron.*, Vol. 26, pp. 109-112, Jan. 1990.
- [28] R. P. Ratowsky, J. A. Fleck Jr., and M. D. Feit, "Helmholtz beam propagation in rib waveguides and couplers by iterative Lanczos reduction," *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 9, pp. 265-273, Feb. 1992.
- [29] J. M. Liu and L. Gomelsky, "Vectorial beam propagation method," *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 9, pp. 1574-1585, Sept. 1992.
- [30] 山内潤治, 柴山純, 中野久松, "パテ近似演算子を用いたFFT形ビーム伝搬法," 電子情報通信学会論文誌, Vol. J77-C-I, pp. 490-495, Sept. 1994.
- [31] D. Yevick and B. Hermansson, "New formulations of the matrix beam propagation method: Application to rib waveguides," *IEEE J. Quantum. Electron.*, Vol. 25, pp. 221-229, Feb. 1989.
- [32] Y. Chung and N. Dagli, "An assessment of finite difference beam propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 26, pp. 1335-1339, Aug. 1990.

- [33] B. Hermansson, D. Yevick, W. Vardyszewski, and M. Glasner, "The unitarity of split-operator finite difference and finite-element methods: Applications to longitudinally varying semiconductor rib waveguides," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 8, pp. 1866-1873, Dec. 1990.
- [34] W. P. Huang, C. L. Xu, and K. Chaudhuri, "A Finite-Difference Vector Beam Propagation Method for Three-Dimensional Waveguide Structures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 4, pp. 148-151, Feb. 1991.
- [35] A. Splett, M. Majd, and K. Petermann, "A novel beam propagation method for large refractive index steps and large propagation distances," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 3, pp. 466-468, May 1991.
- [36] G. R. Hadley, "Transparent boundary condition for the beam propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 28, pp. 363-370, Jan. 1992.
- [37] W. Huang, C. Xu, S. T. Chu, and K. Chaudhuri, "The finite difference vector beam propagation method: Analysis and assessment," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 10, pp. 295-305, Mar. 1992.
- [38] H. J. W. M. Hoekstra, G. J. M. Krijnen, and P. V. Lambeck, "Efficient interface conditions for the finite difference beam propagation method," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 10, pp. 1352-1355, Oct. 1992.
- [39] W. P. Huang and C. L. Xu, "A wide-angle vector beam propagation method," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 4, pp. 1118-1120, Oct. 1992.
- [40] G. R. Hadley, "Wide-angle beam propagation using Padé approximant operators," *Opt. Lett.*, Vol. 17, pp. 1426-1428, Oct. 1992.
- [41] T. Rasmussen, J. H. Povlsen, and A. Bjarklev, "Accurate finite difference beam propagation method for complex integrated optical structures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 5, pp. 339-341, Mar. 1993.
- [42] P. L. Liu, S. L. Yang, and D. M. Yuan, "The semivectorial beam propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 29, pp. 1205-1211, Aug. 1993.
- [43] P. C. Lee and E. Voges, "Three-dimensional semi-vectorial wide-angle beam propagation method," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 215-225, Feb. 1994.
- [44] L. Sun and G. L. Yip, "Analysis of metal-clad optical waveguide polarizers by the vector beam propagation method," *Appl. Opt.*, Vol. 33, pp. 1047-1050, Feb. 1994.
- [45] D. Schulz, C. Glingener, and E. Voges, "Novel generalized finite-difference beam propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 30, pp. 1132-1140, Apr. 1994.

- [46] Y. Chung and N. Dagli, "A wide angle propagation technique using an explicit finite difference scheme," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 6, pp. 540-542, Apr. 1994.
- [47] H. Brug, D. Li, and H. J. Frankena, "Vectorial FD-BPM for 3-d waveguide structures," *SPIE*, Vol. 2212, pp. 36-46, Apr. 1994.
- [48] T. B. Koch, J. B. Davies, and D. Wickramasinghe, "Finite element / finite difference propagation algorithm for integrated optical devices," *Electron. Lett.*, Vol. 25, pp. 514-516, Apr. 1989.
- [49] K. Hayata, A. Misawa, and M. Koshiba, "Split-step finite-element method applied to nonlinear integrated optics," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 7, pp. 1772-1784, Sept. 1990.
- [50] T. B. Koch, J. B. Davies, F. A. Fernandez, and R. Maerz, "Computation of wave propagation in integrated optical devices using  $z$ -transient variational principle," *IEEE Trans. Magnet.*, Vol. 27, pp. 3876-3879, Sept. 1991.
- [51] Y. Arai, A. Maruta, and M. Matsuhara, "Transparent boundary for the finite-element beam-propagation method," *Opt. Lett.*, Vol. 18, pp. 765-766, May 1993.
- [52] F. Schmidt, "An adaptive approach to the numerical solution of Fresnel's wave equation," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 11, pp. 1425-1434, Sept. 1993.
- [53] 丸田章博, 荒井康之, 松原正則, "有限要素法に基づく波動伝搬解析における透過境界条件," *電子情報通信学会論文誌*, Vol. J77-C-I, pp. 35-40, Feb. 1994.
- [54] G. Pu, T. Mizumoto, and Y. Naito, "Modified numerical technique for beam propagation method based on the Galerkin's technique," *IEICE Trans. Electron.*, Vol. E77-C, pp. 510-514, Mar. 1994.
- [55] H. E. Hernández-Figueroa, "Simple nonparaxial beam-propagation method for integrated optics," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp. 644-649, Apr. 1994.
- [56] 小柴正則, "光導波路と光結合のシミュレーション," *光学*, Vol. 24, pp. 264-269, May 1995.
- [57] K. Matsubara and H. Yajima, "Analysis of Y-branching optical circulator using magneto-optic medium as a substrate," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 9, pp. 1061-1067, Sept. 1991.
- [58] S. Yamamoto, Y. Koyamada, and T. Makimoto, "Normal-mode analysis of anisotropic and gyrotropic thin-film waveguides for integrated optics," *J. Appl. Phys.*, Vol. 43, pp. 5090-5097, Dec. 1972.

- [59] N. Mabaya, P. E. Lagasse, and P. Vandenbulcke, "Finite-element analysis of optical waveguides," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 29, pp. 600-605, Dec. 1981.
- [60] M. Koshiha, K. Hayata, M. Suzuki, "Approximate scalar finite-element analysis of anisotropic optical waveguides," *Electron. Lett.*, Vol. 18, pp. 411-413, Dec. 1982.
- [61] 江口真史, 大川聡, 辻 寧英, 小柴正則, 今井正明, "デュアルモード光ファイバを用いた分散補償," 電子情報通信学会技術研究報告, Vol. CS95-48/OSC95-14, June 1995.
- [62] H. E. Hernández-Figuereroa, F. A. Fern'andez, Y. Lu, and J. B. Davies, "Vectorial finite element modelling of 2D leaky waveguides," *IEEE Trans. Magnet.*, Vol. 31, pp. 1710-1713, May 1995.

## 研究業績リスト

### 1. 論文

- (1) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則: 「電界が印加された量子細線構造の固有状態解析—重み付けポテンシャル法によるアプローチ—」 電子情報通信学会論文誌, Vol. J74-C-I, No. 11, pp. 494-500 (1991)
- (2) K.Hayata, Y.Tsuji, and M.Koshihara: 「Whispering gallery modes along a bent channel waveguide」 J. Appl. Phys., Vol. 71, No. 10, pp. 5266-5268 (1992)
- (3) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則: 「外部電界を受けた量子箱構造における電子の複素固有状態」 電子情報通信学会論文誌, Vol. J75-C-I, No. 8, pp. 542-548 (1992)
- (4) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則: 「擬束縛量子細線構造の特異固有状態」 電子情報通信学会論文誌, Vol. J75-C-II, No. 9, pp. 491-496 (1992)
- (5) K.Hayata, Y.Tsuji, and M.Koshihara: 「Ballistic pulse propagation in quantum wire waveguides: Toward localization and control of electron wave packets in space and time」 J. Appl. Phys., Vol. 72, No. 7, pp. 2912-2918 (1992)
- (6) 新井山亮, 小柴正則, 辻 寧英: 「非線形チャネル光導波路のアイソパラメトリック要素を用いたスカラ有限要素法解析」 電子情報通信学会論文誌, Vol. J78-C-I, No. 2, pp. 88-95 (1995)
- (7) 大川諭一, 辻 寧英, 小柴正則: 「異方性誘電体格子による平面波回折の有限要素法解析」 電子情報通信学会論文誌, Vol. J78-C-I, No. 9, pp. 391-399 (1995)
- (8) A. Niiyama, M. Koshihara, and Y. Tsuji: 「An efficient scalar finite element formulation for nonlinear optical waveguides」 J. Lightwave Technol., Vol. 13, No. 9, pp. 1919-1925 (1995)
- (9) 小嶋隆史, 小柴正則, 辻 寧英, 江口真史: 「分布定数型利得帯域制限増幅器を用いた非対称非線形光ファイバカップラの論理演算動作特性の安定化」 電子情報通信学会論文誌, (1995年6月掲載決定).
- (10) 辻 寧英, 小柴正則, 田辺智英: 「磁気光学材料を含む屈折率差の大きな光導波路に対する有限要素ビーム伝搬法」 電子情報通信学会論文誌, (1995年9月掲載決定)
- (11) Y. Tsuji and M. Koshihara: 「A finite element beam propagation method for strongly guiding and longitudinally varying optical waveguides」 J. Lightwave Technol., (1995年11月掲載決定)
- (12) Y. Ohkawa, Y. Tsuji, and M. Koshihara: 「An analysis of anisotropic dielectric grating diffraction using the finite element method」 J. Opt. Soc. Am. A, (1995年11月掲載決定)
- (13) T. Kojima, M. Koshihara, Y. Tsuji, and M. Eguchi: 「Reduction in higher-order effects on logic functions of asymmetric nonlinear optical fiber couplers by bandwidth limited amplification」 J. Lightwave Technol., submitted for publication

## 2. 国際会議

- (1) M. Koshihara and Y. Tsuji: 「An Analysis/Design Tool for Optical Waveguides : PHOTONIX GUIDE」 Fifth Optoelectronics Conference (平成 6 年 7 月)
- (2) Y. Tsuji and M. Koshihara: 「An Efficient Analysis and Design Tool for Integrated Optical Components」 The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics 1995 (平成 7 年 7 月)
- (3) M. Koshihara and Y. Tsuji: 「A finite element beam propagation method for strongly guiding longitudinally varying optical waveguides」 The Fifth Sino-Japanese Joint Meeting on Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory (平成 7 年 9 月)

## 3. 研究会・シンポジウム

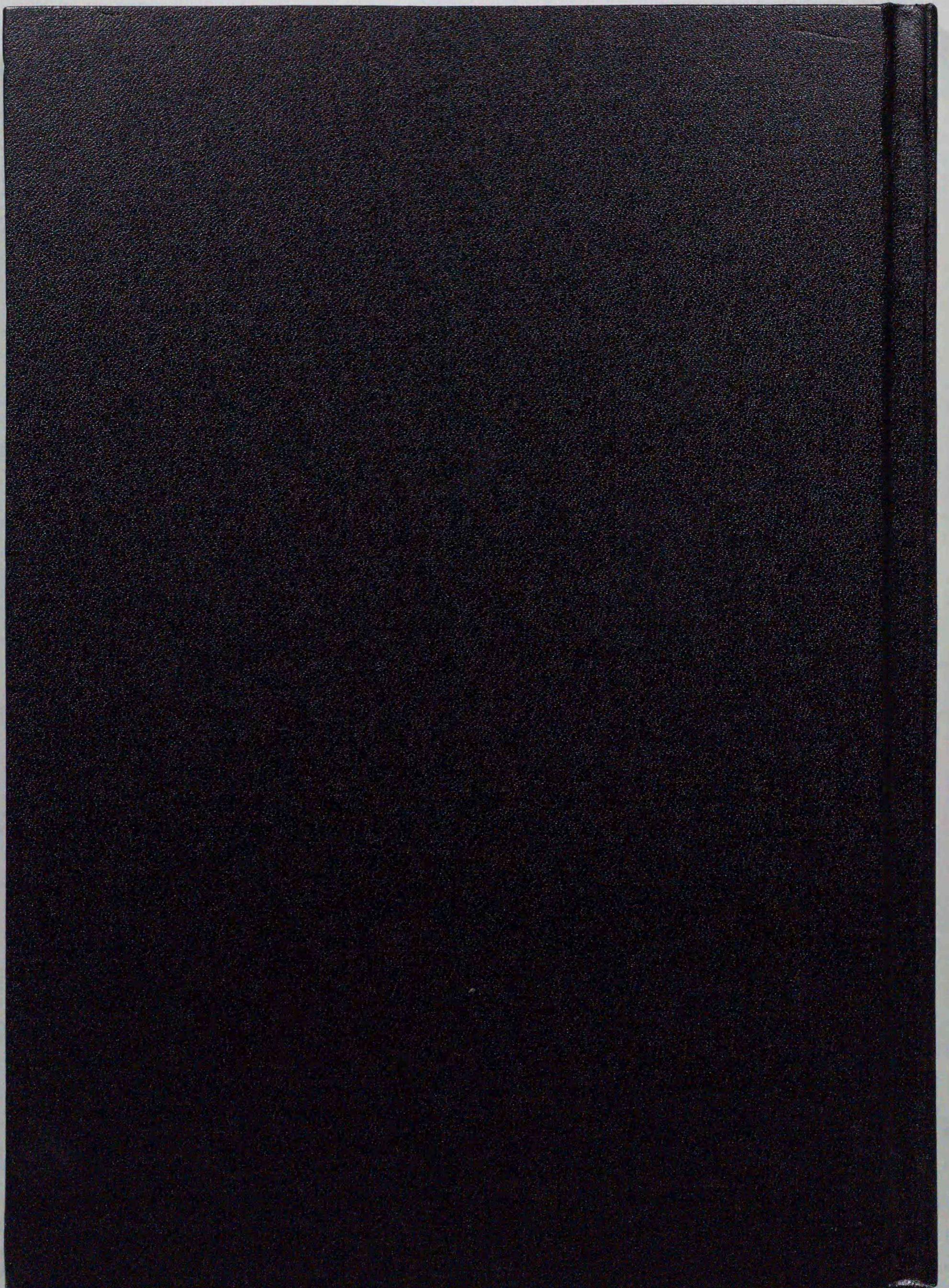
- (1) 早田和弥, 辻 寧英, 小柴正則: 「量子細線導波路中のバリステックパルス伝搬—電子波束の空間的・時間的局在化に向けて—」 電子情報通信学会技術研究報告, OQE92-88 (平成 4 年 8 月)
- (2) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則: 「量子細線導波路中のバリステック電子伝搬—高温単一モード動作実現へに向けて—」 電気学会/電子情報通信学会電磁界理論研究会資料, EMT-92-118 (平成 4 年 10 月)
- (3) 小柴正則, 鍛冶良作, 辻 寧英, 平山浩一: 「光集積回路設計支援システム OPTICS—導波光伝搬解析への応用—」 1993 年札幌国際コンピュータグラフィックスシンポジウム (平成 5 年 11 月)
- (4) 新井山亮, 小柴正則, 辻 寧英: 「非線形チャネル光導波路のアイソパラメトリック要素を用いたスカラ有限要素法解析」 電子情報通信学会技術研究報告, OPE94-53 (平成 6 年 9 月)
- (5) 小柴正則, 白坂道明, 辻 寧英: 「電子波回路シミュレータの開発とそのマイクロ波平面回路への応用」 1994 年札幌国際コンピュータグラフィックスシンポジウム (平成 6 年 10 月)
- (6) 辻 寧英, 小柴正則, 大川 聡, 田辺智英: 「光ビーム伝搬解析のための FFT-BPM, SSFE-BPM, FE-BPM の性能比較」 第 15 回計算電気・電子工学シンポジウム (平成 7 年 3 月)
- (7) 大川諭一, 辻 寧英, 小柴正則: 「異方性グレーティング解析用シミュレータの開発」 第 15 回計算電気・電子工学シンポジウム (平成 7 年 3 月)
- (8) 江口真史, 大川 聡, 辻 寧英, 小柴正則, 今井正明: 「デュアルモード光ファイバを用いた分散補償」 電子情報通信学会技術研究報告, CS95-48 (平成 7 年 6 月)
- (9) 大川 聡, 辻 寧英, 小柴正則: 「ビーム伝搬解析のための高次パデ演算子の適用性について」 電子情報通信学会技術研究報告, EMT-95-28 (平成 7 年 7 月)

- (10) 小柴正則, 辻 寧英:「伝搬方向に構造が変化する屈折率差の大きな光導波路解析のための有限要素ビーム伝搬法」電子情報通信学会技術研究報告, MW95-60 (平成7年7月)
- (11) 小柴正則, 辻 寧英:「進行波形 LiNbO<sub>3</sub>光変調器設計支援のための光波マイクロ波統合ソフトウェア」電子情報通信学会技術研究報告, OMI95-11 (平成7年10月)
- (12) 小柴正則, 辻 寧英, 田辺智英:「有限要素スキームを用いた広角ビーム伝搬法」電気学会/電子情報通信学会電磁界理論研究会資料, EMT-95-47 (平成7年12月)
- (13) 小柴正則, 辻 寧英, 田辺智英:「有限要素スキームを用いた広角ビーム伝搬法」第16回計算電気・電子工学シンポジウム (平成7年12月)
- (14) 小柴正則, 辻 寧英:「3次元光導波路解析のための有限要素ビーム伝搬法」電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会/電気学会電磁界理論研究会, 報告予定 (平成8年1月)

#### 4. 研究発表

- (1) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則:「外部電場を受けた半導体量子細線・量子ドット構造における電子の複素固有状態」平成3年度電気関係学会北海道支部連合大会 (平成3年10月)
- (2) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則:「擬束縛量子細線・量子ドット構造における電子の固有状態」第27回応用物理学学会北海道支部学術講演会 (平成4年1月)
- (3) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則:「外部電場を受けた半導体量子細線・量子ドット構造における電子の複素固有状態—重み付けポテンシャル法によるアプローチ—」1992年電子情報通信学会春季大会 (平成4年3月)
- (4) 早田和弥, 辻 寧英, 小柴正則:「静電場が印加された量子細線電子導波路—高温単一モード動作実現に向けて—」第53回応用物理学学会学術講演会 (平成4年9月)
- (5) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則:「InAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 単一モード量子細線電子導波路」第28回応用物理学学会北海道支部学術講演会 (平成4年10月)
- (6) 早田和弥, 辻 寧英, 小柴正則:「InAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 量子細線導波路における超短弾道電子波束の伝搬特性」第40回応用物理学関係連合講演会 (平成5年3月)
- (7) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則:「InAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 量子細線電子導波路の伝搬特性」1993年電子情報通信学会秋季大会 (平成5年9月)
- (8) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則:「電子導波路中のクーロン相互作用による相互位相変調」第54回応用物理学関係学術講演会 (平成5年9月)
- (9) 辻 寧英, 早田和弥, 小柴正則:「量子細線電子導波路中のクーロン相互作用」第41回応用物理学関係連合講演会 (平成6年3月)
- (10) 松前浩太郎, 小柴正則, 辻 寧英:「PHOTONIX-GUIDE を用いた光変調器用電極のモデリング」平成6年度電気関係学会北海道支部連合大会 (平成6年10月)

- (11) 小柴正則, 白坂道明, 辻 寧英:「電子波回路シミュレータの開発とその電磁波平面回路への応用」平成6年度電気関係学会北海道支部連合大会(平成6年10月)
- (12) 新井山亮, 小柴正則, 辻 寧英:「非線形チャネル光導波路の有限要素法解析におけるアイソパラメトリック要素の適用性」平成6年度電気関係学会北海道支部連合大会(平成6年10月)
- (13) 小嶋隆史, 辻 寧英, 小柴正則:「光ソリトン伝搬シミュレーションのための有限要素法的高速化」1995年電子情報通信学会春季大会(平成7年3月)
- (14) 大川 聡, 辻 寧英, 小柴正則:「ビーム伝搬法による3次元導波光伝搬解析のための高次パデ演算子の適用性について」1995年電子情報通信学会春季大会(平成7年3月)
- (15) 大久保公博, 辻 寧英, 小柴正則, 江口真史:「光導波路の応力誘起複屈折解析システムの開発」1995年電子情報通信学会秋季大会(平成7年9月)
- (16) 田辺智英, 辻 寧英, 小柴正則:「磁気光学導波路解析のための有限要素ビーム伝搬法」1995年電子情報通信学会秋季大会(平成7年9月)
- (17) 秦 拓也, 鍛冶良作, 辻 寧英, 小柴正則:「導波型電子波回路シミュレータの開発とその応用」1995年電子情報通信学会秋季大会(平成7年9月)
- (18) 秦 拓也, 鍛冶良作, 辻 寧英, 小柴正則:「導波型電子波回路シミュレータの開発とその応用」平成7年度電気関係学会北海道支部連合大会(平成7年10月)
- (19) 田辺智英, 辻 寧英, 小柴正則:「有限要素スキームを用いた広角ビーム伝搬法の開発」平成7年度電気関係学会北海道支部連合大会(平成7年10月)
- (20) 庄 秀萍, 辻 寧英, 小柴正則:「磁気光学チャネル導波路の非相反モード変換特性の有限要素法解析」平成7年度電気関係学会北海道支部連合大会(平成7年10月)
- (21) 大久保公博, 辻 寧英, 小柴正則:「光導波路の応力誘起複屈折解析ソフトウェア」平成7年度電気関係学会北海道支部連合大会(平成7年10月)
- (22) 大川 聡, 辻 寧英, 小柴正則:「吸収境界条件を用いたビーム伝搬解析における高次パデ演算子の適用性について」平成7年度電気関係学会北海道支部連合大会(平成7年10月)



Inches 1 2 3 4 5 6 7 8  
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

# Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



# Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

