

光導波路の解析法

薮 哲郎・沢 新之輔

今日、光による信号伝送は広く行われるようになった。長距離の伝送ではNTTの公衆回線網の基幹部分はすべて光ファイバーで構成されており、短距離の伝送ではオーディオ機器間の結線に光ファイバーが用いられることが多い。しかし、光が使われるのは信号伝送の部分のみであり、信号処理は、いったん光から電気に変換された後、電子回路で行われる。

そこで、信号処理の一部を光で行おうという試みがされている。信号処理を行うには基板上に光素子を集積する方法が有力なので、各方面で光導波路の開発が精力的に行われている。光導波路を設計するには「これこれの導波路レイアウトに、これこれの入射波を入れると、光はどのように伝搬し、損失は何dBになるか」ということを数値シミュレーションで評価するツールが必要である。本稿では、光導波路を設計するにあたっての基本的な考え方と、光導波路解析に用いられる手法について解説する。

1. マクスウェルの方程式の取り扱い

1.1 光導波路解析用の式

光は電磁波の一種なので、光導波路における光の伝搬問題はマクスウェルの方程式を解くことで得られる。光導波路は通常レーザーで励振されるが、レーザーが発生させる電磁波は、実用上は单一周波数とみなすことができる。単一周波数の電磁波のみが存在する定常現象を解析する場合、マクスウェルの方程式は次のように表される。

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (2)$$

\mathbf{E} , \mathbf{H} はそれぞれ複素電界振幅、複素磁界振幅を表し、実際の電界は $\mathbf{E} \exp(j\omega t)$ の実数部をとることで得られる。

μ は透磁率、 ϵ は誘電率、 ω は角周波数である。光領域においては μ は真空の透磁率 μ_0 に等しく、導波路のレイアウトは誘電率 $\epsilon(x, y, z)$ に反映される。なお、光領域では媒質定数を表すのに、比誘電率 ϵ_r はあまり使われず、屈折率 n を使う。 $\epsilon_r = n^2$ の関係がある。「光導波路の伝搬問題を解く」ことは以下のことを意味する。

あらゆる場所で式(1), (2)を満たす \mathbf{E} と \mathbf{H} を求め
る。導波路のレイアウトは $\epsilon(x, y, z)$ の部分に入
り、境界条件として入射端での振幅を与える。

通常、光導波路は図1(a)に示すように高屈折率部のコアを低屈折率部のクラッドが取り囲むという3次元構造をもっている。光は高屈折率部のコアに沿って伝搬するが、光の一部はクラッドにも浸み出している。これを解く方法として次の2つの選択肢がある。

1. 等価屈折率法¹⁾と呼ばれる方法を使うと、図1(a)の導波路は図1(b)に示すような2次元のスラブ(平板)導波路で近似することができる。図1(b)について解く。

2. 3次元のまま解く。

図1(b)の2次元のスラブ導波路と同図(a)の3次元導波路では計算量が1桁以上は違うので、等価屈折率法により2次元のスラブ導波路で近似して解く場合が多い。「等価屈折率法を使う」ことは、「図1(a)においてy軸方向の界分布は図中に示されるような形で一定であると仮定する」ことを意味する。等価屈折率法による近似の精度については、文献2)などで述べられているが、コア内に含まれる電力の割合が大きいほど精度は高くなる。一方、文献3)では方向性結合器を等価屈折率法で解くと誤差が大きくなる場合があることが報告されている。

光導波路のコア幅は数 μm 程度と小さく、コアとクラッドの比屈折率差(次節で説明)は通常は1%以下である。つ

大阪府立大学工学部(〒599-8531 堺市学園町1)
E-mail: yabu@uopmu.ees.osakafu-u.ac.jp

まり光導波路を精度よく製作することは難しい。また製作時のわずかな屈折率の狂いが特性にかなりの影響を与える。ゆえに数値シミュレーションどおりの結果を実験で得ることは難しい。そこで、実用上は数値シミュレーションの精度はそれほど厳密には要求されず、だいたいの特性がわかっているれば十分な場合が多い。ゆえに、2次元構造で近似して解く場合が多いと思われる。

1.2 2次元問題の取り扱い

図1(b)に示す2次元のスラブ導波路は、 y 軸方向に一様な構造をもっている。マクスウェルの方程式(1), (2)において $\partial/\partial y=0$ を仮定すると、 E_y, H_x, H_z だけを含む式と H_y, E_x, E_z だけを含む式の2つに分離される。前者をTE波と呼び、後者をTM波と呼ぶ。それぞれ、次式で表される。

TE波

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \right\} E_y = 0 \quad (3)$$

$$H_x = -\frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial}{\partial z} E_y \quad (4)$$

$$H_z = \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial}{\partial x} E_y \quad (5)$$

TM波

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + k_0^2 H_y = 0 \quad (6)$$

$$E_x = -\frac{j}{\omega \epsilon_0 n^2} \frac{\partial}{\partial z} H_y \quad (7)$$

$$E_z = -\frac{j}{\omega \epsilon_0 n^2} \frac{\partial}{\partial x} H_y \quad (8)$$

ここで k_0 は真空中の波数を表し、 $k_0 = 2\pi/\lambda$ (λ は真空中の波長)である。 n は屈折率である。TE波とTM波は比屈折率差 $\Delta = (n_1^2 - n_0^2)/(2n_1^2) \approx (n_1 - n_0)/n_1$ が大きいときは少し異なる特性を示すが、小さいときはほぼ同じ特性を示す。ただし、 n_1 はコアの屈折率、 n_0 はクラッドの屈折率である。図1(a)のようにコアがクラッドに囲まれているタイプの光導波路の場合、比屈折率差 Δ は1%以下であることが多い。この場合、式が簡単なTE波について解析を行い、その結果をそのままTM波にも適用することができる。

1.3 3次元問題の取り扱い

式(1)の両辺のrotをとり、右辺のrot \mathbf{H} に式(2)を代入し、ベクトル公式 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ を使うと以下の式が得られる。

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + k_0^2 n^2 \mathbf{E} = 0 \quad (9)$$

左辺第2項は数値計算上、不安定現象を引き起こす項なので、 $\text{div}(\epsilon \mathbf{E}) = 0^{*1}$ を展開して得られる関係を利用して置換すると、以下の式が得られる。

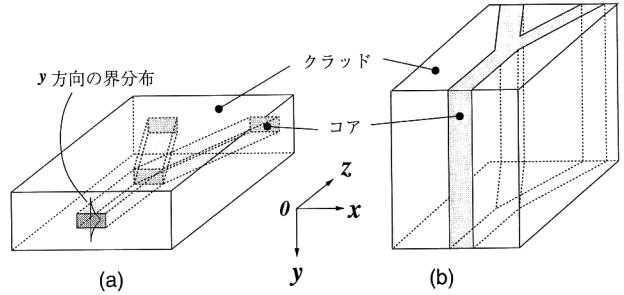


図1 3次元導波路とその近似。

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \left(\nabla \cdot \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \right) \mathbf{E} + k_0^2 n^2 \mathbf{E} = 0 \quad (10)$$

ここで、左辺第2項は屈折率の微分を含む項である。比屈折率差 Δ が小さいときはこの項を無視することが可能である。このことは偏波を考慮しないことを意味する。このとき、 E_x, E_y, E_z は同じ偏微分方程式になり、いずれか1つについて解けばよい。これをスカラー波解析と呼び、このように左辺第2項を無視した式をスカラーヘルムホルツ方程式と呼ぶ。これに対して左辺第2項の一部を省略する場合をセミベクトル波解析、左辺第2項を省略しない場合をベクトル波解析と呼ぶ。

本稿では光導波路の解析手法の考え方を理解することに重点をおくので、最も簡単な場合について説明する。すなわち、図1(b)のような2次元のスラブ導波路をTE波が z 方向に伝搬する場合について説明する。

2. モード

2.1 モードの意味

光導波路における諸現象を理解し、予測をたてるにはモードに関する理解が一番重要である。図2(a)に示す y 軸方向に一様な構造をもつ2次元のスラブ導波路をTE波が z 軸方向に伝搬する場合を考える。

コアとクラッドの各々の領域で式(3)を満たし、かつ境界面で電磁界の接線成分(E_y, H_z)は連続であり、かつ $x=\pm\infty$ で電磁界は0になる

という境界条件を満たす解は、有限個存在する。この解を導波モードという。導波モードの解は次式で表される。

$$E_y(x, z) = \phi(x) \exp(-j\beta z) \quad (11)$$

β は伝搬定数と呼ばれ、個々のモードごとに異なる値をもつ。また、 β/k_0 を等価屈折率と呼び n_e で表す。 H_x, H_z 成分は式(4), (5)に上式を代入することで得られる。

図2(a)の導波路には3つのモードが存在する。それぞれ

*1 式(2)の両辺の発散をとることにより導かれる。

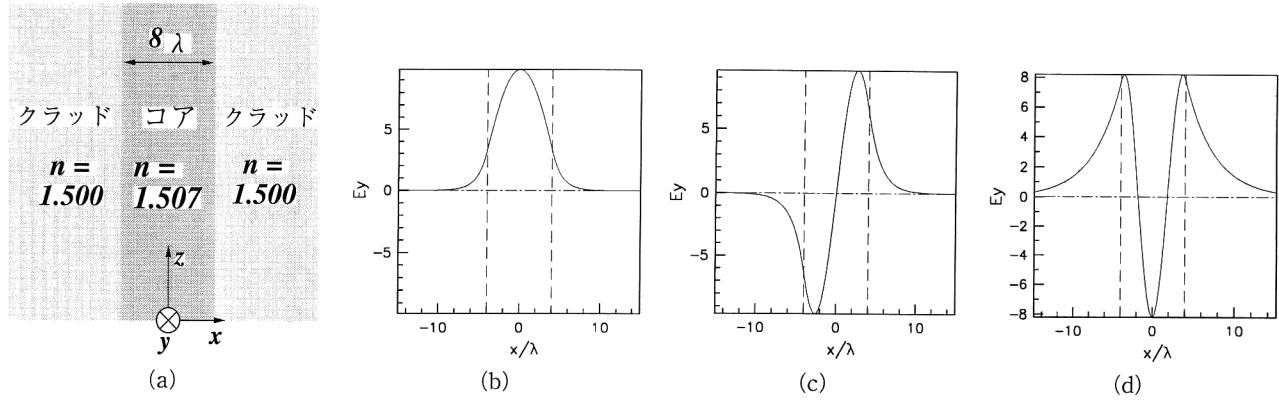


図2 2次元スラブ(平板)導波路とそのTEモード。

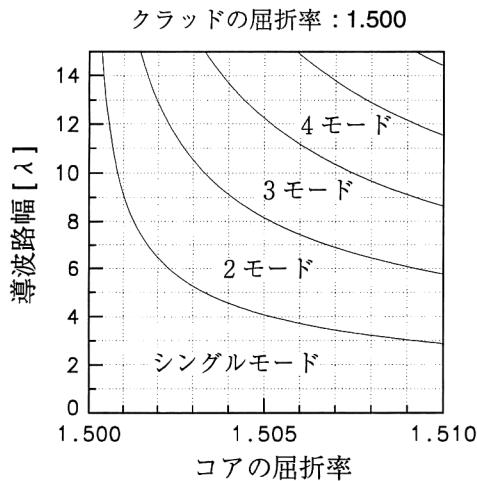


図3 導波路パラメーターとモードの個数。

のモードの $\phi(x)$ の形を同図(b), (c), (d) に示す。 (b), (c), (d) はそれぞれ、0次モード、1次モード、2次モードと呼ばれる。図2(a)のような対称形の屈折率分布をもつ光導波路では少なくとも1個以上の導波モードが存在する。

導波モードの個数は導波路幅と比屈折率差によって決まる。例として、クラッドの屈折率が1.5の場合、コアの屈折率とコアの幅をパラメーターとして導波モードの個数を描いたのが図3である。なお、「クラッドの屈折率が n_0 、コアの屈折率が n_1 、コアの幅が a 」の導波路における現象は、「クラッドの屈折率が1.5、コアの屈折率が $n_1/(n_0/1.5)$ 、コアの幅が $a \cdot (n_0/1.5)$ 」の導波路における現象と等価なので、図3はクラッドの屈折率が1.5以外の場合にも使える。

さて、導波モード以外に放射モードと呼ばれるモードがある。放射モードは「 $x=\pm\infty$ で電磁界は0」という境界条件を課さない場合に得られる解であり、無数に存在する。通常、入射した光の100%が反射端から得られるわけではなく、いくらかは散乱して損失となる。この散乱を表すに

は放射モードが必要である。

導波モードが導波路に沿って伝搬する波を表すのに対して、放射モードは導波路から遠ざかってゆく波を表すのに使われるという重要な違いがある。また、任意のフィールドは導波モードと放射モードの重ね合わせにより表現することができる。

2.2 モードの求め方

2次元のスラブ導波路におけるモードの厳密解は解析関数で表せるのに対して、3次元導波路のモードは解析関数では表せない。したがって、3次元導波路のモードは数値解析法に頼らざるを得ない。

2次元のスラブ導波路におけるモードの解析法としては、1. 多層分割法、2. 有限要素法、3. 差分法などがある。いずれの方法をとっても精度、計算時間に大きな差はない。

3次元導波路のモードの解析法としては、1. Marcatili法、2. 有限要素法、3. 差分法などがある。1. の方法は近似が入っているのでカットオフ付近で精度が落ちる。2. と3. を比較すると、有限要素法は節点を自由にとれるので、精度が必要なところだけ細かく要素分割することが可能である。その結果、有限要素法の計算時間は差分法に比べると短時間で済み、有利である。

3. 導波モードで解ける簡単な伝搬問題

3.1 つきあわせ結合

光導波路には有限個の導波モードが存在し、伝搬方向に構造の変化がないとき各導波モードの振幅は保存される。この事実を利用すれば、「一箇所でしか構造の変化がない」ときは、導波モードだけを考えればよい(放射モードによって表される波は散乱してしまう)。例えば、図4(a), (b)のような導波路における伝搬問題は以下の式(12)によりただちに求まる。図4(a)の点線の左側の導波路の i 番目の導

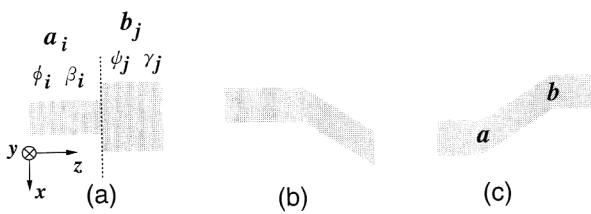


図4 簡単な例.

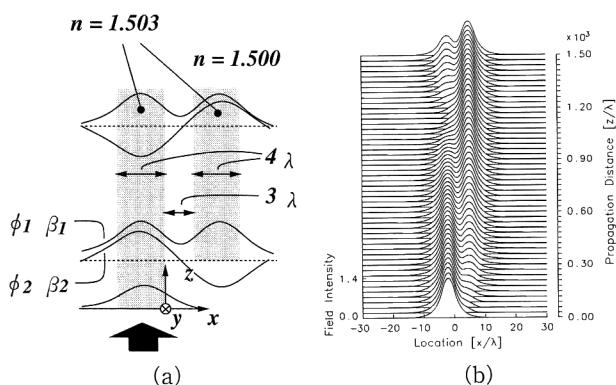


図5 方向性結合器の解析.

波モードの E_y の形を $\phi_i(x)$, 伝搬定数を β_i , 右側の導波路の j 番目の導波モードの E_y の形を $\psi_j(x)$, 伝搬定数を γ_j で表す。このとき, 左側の導波路の各導波モードの複素振幅 a_i が既知であるとすると, 右側の導波路の j 番目の導波モードの複素振幅 b_j は次式によって得られる¹⁾.

$$b_j = \frac{\gamma_j}{\omega \mu_0 (\beta_j + \gamma_j)} \sum_i a_i \frac{\beta_i (\beta_j + \gamma_j)}{\beta_i + \gamma_i} \int \phi_i \psi_j^* dx \quad (12)$$

ここで, $\phi_i(x)$, $\psi_j(x)$ で表される導波モードの電力は 1 に正規化されていることを仮定し, *印は複素共役をとることを示す。

しかし, 同図(c) に示す 2 段の折れ曲がりをもつ導波路では図中 a の部分で発生した放射モードは散乱してしまわずに b の部分で導波モードに再変換される。したがって, この場合は式(12)の重なり積分だけで損失を評価することはできない。

3.2 2つのモードによる干渉

図5(a) の方向性結合器の下側から 0 次モードを入射する。図中 ϕ_1 で示される導波モードと ϕ_2 で示される導波モードは, その重ね合わせで入射界を表すような比率で励振される。この場合はほぼ 1:1 の割合になる。それぞれのモードは z 方向に $\exp(-j\beta_1 z)$, $\exp(-j\beta_2 z)$ の形で振動するので, $z=l$ で同位相であると仮定すると $z=l+\pi/(\beta_1 - \beta_2)$ で逆位相になる。このことは距離 $\pi/(\beta_1 - \beta_2)$ で左側の導波路の電力がすべて右側の導波路に移行することを意味する。次章で説明するビーム伝搬法を用いて計算した結果

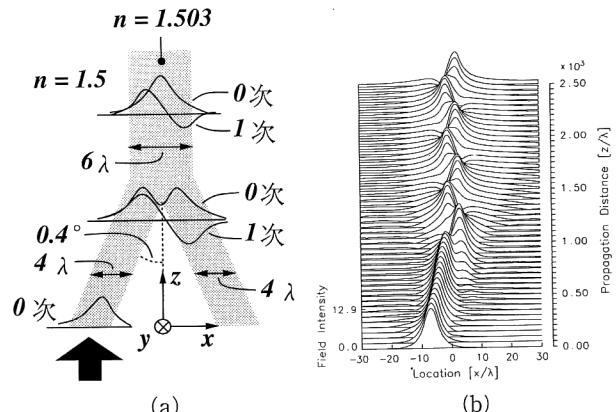


図6 合流素子 1.

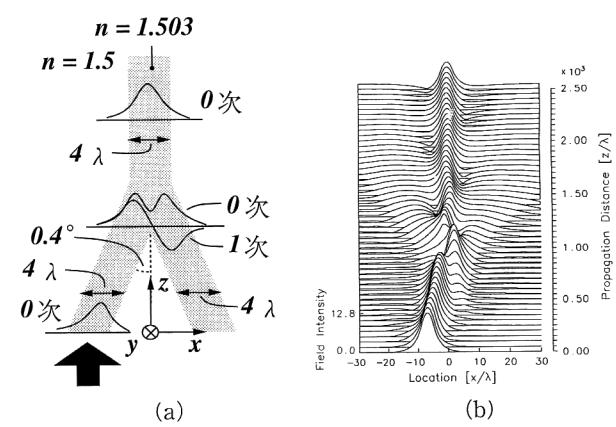


図7 合流素子 2.

を同図(b) に示す。この図は複素振幅 E_y の絶対値を描いたものである。

3.3 断熱条件

導波路構造がきわめて滑らかに変化する場合, 各々のモードの振幅は保存される。これを断熱条件という。図6(a) と図7(a) の合流素子は分岐角が 0.4° と非常に小さいので断熱条件を満たしている。図6(a) の合流素子の左側から 0 次モードを入射する。このとき合流部における 0 次モードと 1 次モードは 1:1 の割合で励振される。導波路構造が滑らかに変化しているので, それぞれのモードの振幅は保存され, 合流後の導波路における 0 次モードと 1 次モードの割合も 1:1 になる。ビーム伝搬法による計算結果が同図(b) である。2 つのモードが干渉しながら進んでいるのがわかる。

図7(a) は図6(a) とは異なり合流後の導波路には 0 次モードしか存在しない(導波路幅が狭いことに注意)。この場合, 合流部での 1 次モードは放射モードとなって散乱してしまう。その結果, 0 次モードのみが合流後の導波路に残る。

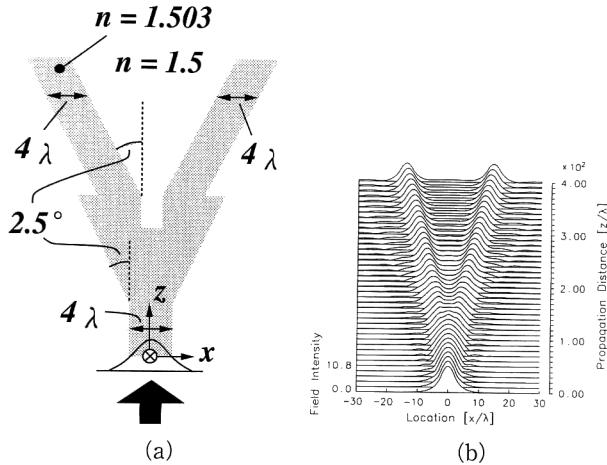


図8 複雑な形状のY分岐素子。

4. 任意のレイアウトをもつ導波路の伝搬問題

4.1 2つの考え方

例として図8(a)に示すような複雑な形状のY分岐導波路の下側から0次モードを入射する場合を考える。第2章で説明したモードは z 方向に変化のない構造で成立するものであった。この導波路は z 方向に構造が変化するのでモードは定義できない。また、第3.3節での合流導波路は分岐角が 0.4° とゆるやかなので断熱条件が成立したが、この導波路のテープ角は 2.5° と急であり、途中に窪みや突起部があるので断熱条件も成立しない。つまり、この導波路の伝搬問題は簡単には解けない。解く方法として以下の2つのアプローチがある。

4.1.1 モードを中心とした方法

図8(a)のテープ部を例に挙げて解説する。図9のように導波路を階段状に近似し、短い直線状導波路が従統接続されていると考える。点線は接合面を示している。それぞれの区間における電磁界はその区間と同じ幅をもつ直線状導波路の導波モードと放射モードの重ね合わせにより表現することができる。図9の区間Aにおける各モードの複素振幅 a_1, a_2, \dots, a_n が既知なら、接合面 x において式(12)に位相回転を加味した式を適用すると、区間Bの各モードの複素振幅 b_1, b_2, \dots, b_n を求めることができる。以下同様の計算を上へ向かって順次繰り返すことにより、光波の伝搬が解析できる。

有限個の導波モードと無数にある放射モードのすべてのモードを考慮すれば、この方法で伝搬問題を解析できる。このように、導波路の各部分において、その場所と同じ導波路幅をもつ直線状導波路のモードの重ね合わせで電磁界を表し、モードの複素振幅を変数として計算を進める方法を「階段接続法」⁴⁾という。

またこの方法と式の形は異なるが、やはり各モードの複

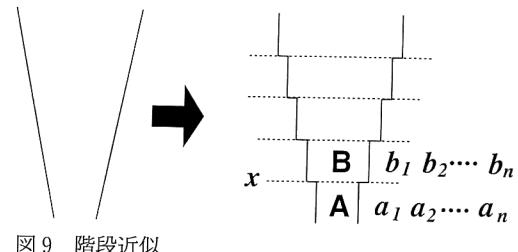


図9 階段近似。

素振幅を変数として計算を進める方法として「モード結合方程式」⁵⁾といふ方法がある。

これらのモードを中心とした方法の難点は解析対象とする導波路ごとに人間が慎重に設定すべき項目があることである。例えば2本の導波路が平行にある場合、5層スラブ導波路のモードとして考えるべき場合と個々の導波路のモードを考えるべき場合がある。また、無数にある放射モードは離散化して考えるが、放射モードをいくつ考慮するかを決定する必要もある。また、導波路の形状によっては2つのモードの伝搬定数がきわめて接近したものになり、モードを正しく求められない場合もある。すなわちモードを中心とした方法は汎用性に欠ける。しかし、放射モードがほとんど発生しない問題、あるいはモードの振幅を中心として考えるとメリットが大きい場合には有用である。

モードを中心とした方法は導波路構造が z 軸に沿って変化しない部分は計算量がゼロである。また放射モードをいくつ考慮するかによっても計算量が異なる。ゆえに、計算時間は導波路構造によって異なり、一概には言えない。

4.1.2 式(3), (6), (10)を直接離散化して数値計算する方法

式(3), (6), (10)は楕円形の偏微分方程式なので、通常は領域的に解く必要があるが、次節で述べる条件を満たす場合、これを放物形の偏微分方程式に変形することができる。こうすると入射端から出射端へ順次計算を進めることができるので、きわめて少ない計算量で光の伝搬問題を解くことができる。この巧妙な方法がビーム伝搬法である。ビーム伝搬法は汎用性が高く高精度の解析法なので、圧倒的な利用実績があり、市販ソフトも多数出ている。

4.2 ビーム伝搬法 (BPM)

ビーム伝搬法 (beam propagation method: BPM) を使うには以下の条件が満たされている必要がある。ただし、ここでは光は z 方向に伝搬することを仮定する。

1. z の負方向へ進む波は存在しない。すなわち反射が存在しない。
2. 光波の進行方向と z 軸との角度に制約がある。
3. 比屈折率差 Δ の上限がある。

1. について少し考察する。屈折率 n_1 の媒質を伝搬してきた平面波が屈折率 n_2 の媒質に入射するとき、反射率は $R = \{(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)\}^2$ で表される。例えば比屈折率差 $\Delta = 1\%$ のとき、 $R \approx 2.5 \times 10^{-5}$ であるから、通常の光導波路においては 1. は満たされている。

ビーム伝搬法の考え方について説明する。 y 軸方向に一様な構造をもつ 2 次元のスラブ導波路を z 軸方向に伝搬する TE 波は式(3)に示すような E_y に関する偏微分方程式によって表される。ここで新しい変数 F を導入して

$$E_y(x, z) = F(x, z) \exp(-jk_0 n_r z) \quad (13)$$

と表す。 n_r はビーム伝搬法の参照屈折率と呼ばれ、通常はクラッドの屈折率～コアの屈折率の範囲内に設定する。 E_y が z 方向に激しく振動するのに対して、 F はきわめてゆるやかに振動する。このことを説明するため、解析解がわかっている導波路において E_y と F の z 方向の振動のオーダーを比較する。例として、図 2 のようなスラブ導波路について考える。スラブ導波路の導波モードの等価屈折率 n_e ($= \beta/k_0$) はコアとクラッドの屈折率の間にある。あるモードの等価屈折率 n_e が 1.503 であり、参照屈折率 n_r を 1.5 に設定したと仮定する。この現象を式(11)と(13)にあてはめると、

$$\begin{aligned} E_y(x, z) &= \phi(x) \exp(-jk_0 1.503 z) \\ &= \phi(x) \exp(-jk_0 0.003 z) \exp(-jk_0 1.500 z) \\ &= F(x, z) \exp(-jk_0 n_r z) \end{aligned}$$

となり、 E_y は z 方向に 1λ (λ は真空中の波長)あたり 1.503 回振動するのに対して、 F は 0.003 回しか振動しない。

式(13)を式(3)に代入すると次式が得られる。

$$j2k_0 n_r \frac{\partial F}{\partial z} - \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2 - n_r^2) \right\} F \quad (14)$$

F は z 方向にゆるやかに変化するので、 $\partial^2 F / \partial z^2$ の項は他のいずれの項と比べても、非常に小さくなる。そこで、 $\partial^2 F / \partial z^2$ の項を無視する、あるいはパデ展開という級数展開の技法を用いて近似することにより次の形に変形することができる。

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -j\xi F \quad (15)$$

$\partial^2 F / \partial z^2$ の項を無視する場合を近軸式、パデ級数で近似する場合をパデ式と呼び、 ξ の形を表 1 に示す。パデ(n, n) の n はパデ展開の次数を表し、表 1 に示した 3 つの定式化は右側の定式化ほど精度が高い。

式(3)は z の 2 階微分の項を含んでいたが、式(15)は z の 1 階微分しか含んでいない。すなわち、熱伝導方程式と同じ放物形の偏微分方程式なので、 $z=0$ での $F(x, 0)$ (入

表 1 さまざまな定式化⁶⁾

定式化	近軸式	パデ (1,1) 式	パデ (2,2) 式
ξ	$\frac{P}{2k}$	$\frac{P}{2k}$	$\frac{P + P^2}{2k + 4k^3}$

$$P: \partial^2 / \partial x^2 + k_0^2 (n^2 - n_r^2)$$

$$k: k_0 n_r$$

射界)を与えれば、 z の正方向に向かって順次解くことができる。式(15)を解く方法として次の 2 つの考え方がある。

$$F(x, z + \Delta z) = \exp(-j\xi \Delta z) F(x, z) \quad (16)$$

$$\frac{F(x, z + \Delta z) - F(x, z)}{\Delta z} = -j\xi \frac{F(x, z + \Delta z) + F(x, z)}{2} \quad (17)$$

式(16)のように解くのが FFT-BPM⁷⁾ である。式(16)中の ξ を計算する際に F をフーリエ変換するので、FFT-BPM と呼ばれる。 x 方向の離散点数を N とするとき、一ステップの計算には N 変数の FFT を 2 回行う必要がある。

一方、式(17)のように解くのが差分 BPM (FD-BPM)⁸⁾ や有限要素 BPM (FE-BPM)⁹⁾ である。ここでは、 z 方向の差分に陰公式のひとつであるクランク・ニコルソン法を用いている。クランク・ニコルソン法は Δz をいかなる値にとっても振幅の安定性が保証されるので、広く用いられている。クランク・ニコルソン法は陰公式なので、一ステップの計算は N 変数の連立一次方程式を解くことになる。このときの連立一次方程式のバンド幅は近軸式とパデ(1,1) 式の場合は 3、パデ(2,2) 式の場合は 5 である。

FFT-BPM と FD-BPM, FE-BPM を比べると、FFT-BPM には、(1) 屈折率差が大きな導波路には使えない、(2) サンプル点間隔は固定され、サンプル点数は 2^n に限定される、(3) 計算時間が FD-BPM, FE-BPM より多くかかる、といった短所がある。ゆえに実用上は FD-BPM や FE-BPM のほうがかなり有利である。また、精度と計算量のバランスを考えると FD-BPM, FE-BPM においてはパデ(1,1) 式が実用的である。

式(14)において $\partial^2 F / \partial z^2$ の項が大きい場合ほど表 1 の右側の高精度の定式化が必要である。 $\partial^2 F / \partial z^2$ の項が大きくなる要因としては次の 2 つがある。

1. 光波の進行方向と z 軸の角度が大きい場合：光波の進行方向と z 軸の角度が θ のとき、 z 方向の等価屈折率は $n_e \cos \theta$ となり、 n_r との差が大きくなる。
2. 屈折率差が大きい導波路の場合：この場合、放射モードを含めた個々のモードの等価屈折率は大きく異なる。したがって、 n_r との差が大きいモードほど誤差が

表2 市販製品。

販売会社名(製作元)	製品名	機能
サイバネットシステム (Optiwave Corp.)	BPM_CAD*	統合型
オプトサイエンス (BBV Software)	SelenePro Prometheus	モード解析 伝搬解析
リーディンテックス (RSoft Inc.)	BeamPROP*	統合型
富士総合研究所	PROLOG	統合型
情報数理研究所	S BPM3D	統合型
ネオトロン (Apollo Photonics Inc.)	OWMS* OWPS**	モード解析 伝搬解析

*: デモ版あり, **: 製作中。完成は1998年9月の予定。

大きくなる。

ここでは比屈折率差 Δ が小さい(1%以下)導波路の場合について議論をすすめる。この場合, 2. については大丈夫である。1. の要因によって精度が不足した場合, F の形が崩れるという現象が起こる。この場合は、より精度の高い定式化を使うとともに, F の離散点間隔 $\Delta x, \Delta z$ を慎重に設定する必要がある。例えば、光波の進行方向が z 軸に対して 20° の場合は 0° の場合に比べて $\Delta x, \Delta z$ ともにはるかに小さな値に設定する必要がある。

実用上は、解析したい導波路レイアウトの中で、最も z 軸と大きな角度をもつ部分と同じ角度の斜め直線導波路において予備実験を行う必要がある。そのような斜め直線導波路に正規モードを入射させ、形が崩れることなく伝搬するための $n_r, \Delta x, \Delta z$ を探し、その値を用いて計算を行う。

FD-BPM や FE-BPM においては解析領域端(例えば図 8(b)においては $x = \pm 30\lambda$ の場所)での境界条件が必要である。透過境界条件(TBC)¹⁰⁾と完全整合層(PML)¹¹⁾の2種類が提案されている。PML のほうが性能がよいが、入射波の大部分が計算領域外へ洩れるような場合を除いては TBC でも十分な精度が得られる。

計算例として FD-BPM でパデ(1,1)式を使う場合を示す。図 8(a)の導波路における光の伝搬を BPM で計算した結果が同図(b)である。 x 方向の離散点数は 600, z 方向の計算ステップ数は 400 であり、このときの計算時間は Pentium II 266 を使用したパソコンで約 7 秒であった。プログラムサイズは 500 kB 程度である。

4.3 3 次元問題の場合

クランク・ニコルソン法を使う場合、連立一次方程式のバンド幅が 2 次元のときは 3~5 であったのに比べて 3 次元では $2N+1$ (N は一辺の離散点数) になるので、計算時間は桁違いに長くなる。ゆえに、FD-BPM と FE-BPM を比べると、FE-BPM では要素分割に工夫を凝らして節点

数とバンド幅を小さくできるので、FE-BPM のほうが有利である。ただし、FD-BPMにおいては、交互方向陰的方法¹²⁾を使う方法、陽的な公式を使う方法、など計算時間を短縮する方法が提案されている。

また、3 次元問題の場合は、(1) スカラー波解析、(2) セミベクトル波解析、(3) フルベクトル波解析の 3 種類がある。(1) と(2) は 1 変数の偏微分方程式を解くことになるので計算量は同程度であるが、(3) は 2 変数の連立偏微分方程式を解くことになるので計算時間は格段に多くなる。

5. 日本国内における研究状況と市販ソフト

筆者が調べたところ、日本国内で製品として販売されている光導波路の汎用解析ソフトウェアには表2のような製品がある。ただし、表から洩れている製品があるかもしれない。機能欄の「モード解析」は第2章で述べたモードを求める機能をもっていることを意味し、「伝搬解析」は第4.2節で説明した BPM による伝搬問題の解析機能を意味する。「統合型」はその両方の機能を併せもつことを意味する。

また、光導波路の解析手法の研究においては、北海道大学の小柴先生の研究室と法政大学の山内先生の研究室が有名であり、世界的にみて非常にハイレベルな研究がなされている。なお、文献 13) はビーム伝搬法のベンチマークテストを行った論文である。

なお、図 8(a) は筆者らが提案する超低損失 Y 分岐光導波路である。2 種類の屈折率だけを使い、鋭角部分をもたない構造としては最も低い損失を達成している¹⁴⁾。

本稿では等方性光導波路の伝搬問題の解析法について述べた。導波路の媒質としてはこのほかにも、非線形、異方性、光磁気効果、キラル媒質などがある。これらについてはそれぞれ文献 15)~18) で述べられている。また、最新のビーム伝搬法の研究動向については、文献 19) で系統的に解説されている。反射を含む解析については文献 20) などで述べられている。時間領域でのビーム伝搬解析は文献 21) などで述べられている。また、直角な曲がりをもつ光導波路に対しては FDTD が用いられる。なお、筆者が自作して実際に使っているソフトウェアは以下のとおりである。

- モード解析
1D: 多層分割、差分法 2D: スカラー差分法
- 伝搬問題の解析
2D: 階段接続法、モード結合方程式
FFT-BPM (近軸, Pade (1,1), 広角)

FD-BPM (近軸, Pade (1,1))

また、本記事を書くにあたっては、表2でデモ版が出ているソフトウェアはすべて試用した。上記以外の解析法については、学会発表、論文、伝聞、推測に基づいて書いている。もし、誤りなどがあれば筆者のe-mailアドレスであるyabu@uopmu.ees.osakafu-u.ac.jpへご指摘頂ければ幸いである。

文 献

- 1) 岡本勝就：光導波路の基礎（コロナ社, 1992）。
- 2) K. S. Chiang: "Analysis of rectangular dielectric waveguides: effective-index method with built-in perturbation correction," *Electron. Lett.*, **28** (1992) 388-390.
- 3) T. Raumussen, J. H. Povlsen and A. Bjarklev: "Improved two-dimensional beam-propagation method for three-dimensional integrated-optical waveguide structures having rectangular-core cross sections," *Opt. Lett.*, **19** (1994) 1128-1130.
- 4) K. Tsutsumi, Y. Imada, H. Hirai and Y. Yuba: "Analysis of single-mode optical y-junctions by the bounded step and bend approximation," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **6** (1988) 590-600.
- 5) D. Marcuse: *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, New York, 1974).
- 6) G. R. Hadley: "Wide-angle beam propagation using pade approximant operators," *Opt. Lett.*, **17** (1992) 1426-1428.
- 7) M. D. Feit and J. A. Fleck: "Light propagation in graded-index optical fibers," *Appl. Opt.*, **17** (1978) 3990-3998.
- 8) Y. Chung and N. Dagli: "An assessment of finite difference beam propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (1990) 1335-1339.
- 9) 辻 寧英, 小柴正則, 田中智英: "有限要素スキームを用いた広角ビーム伝搬法", 電子情報通信学会論文誌 C-I, **J79-C-I** (1996) 381-388.
- 10) G. R. Hadley: "Transparent boundary conditions for the beam propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (1992) 363-370.
- 11) H. P. Huang, C. L. Xu, W. Lui and K. Yokoyama: "The perfectly matched layer (PML) boundary condition for the beam propagation method," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **8** (1996) 649-651.
- 12) 山内潤治, 安藤拓司, 中野久松: "交互方向陰の差分法による伝搬ビーム解析", 電子情報通信学会論文誌 C-I, **J75-C-I** (1992) 148-154.
- 13) H. -P. Nolting and R. Märtz: "Result of benchmark tests for different numerical BPM algorithms," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **13** (1995) 216-224.
- 14) 沢新之輔, 藤 哲郎, 真瀬博仁, 下代雅啓: "最適化法による新構造Y分歧光導波路の低損失化", 電子情報通信学会技術研究報告, LQE-97-100 (1997).
- 15) C. H. Xu, W. P. Huang, J. Chrostowski and S. K. Chaudhuri: "A full-vectorial beam propagation method for anisotropic waveguides," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **12** (1994) 1926-1931.
- 16) 灘本 昇, 小柴正則, 辻 寧英: "異方性光導波路解析のための有限要素ビーム伝搬法", 電子情報通信学会論文誌 C-I, **J80-C-I** (1997) 213-219.
- 17) 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 C-I, **J79-C-I** (1996) 39-44.
- 18) 藤 哲郎, 沢新之輔: "ペクトル形差分ビーム伝搬法による等方性キラルスラブ導波路の解析", 電子情報通信学会論文誌 C-I, **J80-C-I** (1997) 397-406.
- 19) 山内潤治: "ビーム伝搬解析の最近の動向", 1997電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会予稿集 C-3-29 (1997).
- 20) 辻 寧英, 小柴正則: "グレーティング光導波路の非反復ビーム伝搬法", 電子情報通信学会論文誌 C-I, **J81-C-I** (1998) 89-93.
- 21) 柴山 潤, 山内潤治, 中野久松: "一般化したダグラス法に基づく時間領域差分ビーム伝搬法の定式化", 電子情報通信学会論文誌 C-I, **J81-C-I** (1998) 38-39.

(1998年7月2日受理)