

屈折率変調型 3 次元周期構造光導波路の解析*

宮 本 徳 夫**
百 田 美 智 子**
安 元 清 俊***

Numerical Analysis on Index-Modulation Type Periodic 3-Dimensional Optical Waveguides

Tokuo MIYAMOTO, Michiko MOMODA and Kiyotoshi YASUMOTO

Fourier series expansion method, improved for accurate numerical analysis which is independent of the number of periods introducing Floquet's theorem, is applied to various optical channel waveguides with index-modulation type periodic structures. Then, the wavelength characteristics of the transmitted and reflected powers of the guided mode and the discretized radiation field are investigated in detail. As the results, the wavelength characteristics of each power and the behavior of the increase of radiation field in the shorter wavelength region are made clear for periodic optical waveguides of embedded type and raised type with a glass or semiconductor substrate, including inhomogeneous cases. Electric field intensity distributions of each periodic waveguide are also made clear in detail for the reflected guided and discretized radiation modes. These results may be expected to contribute to the design of various index-modulation type optical periodic waveguides.

Key Words: Numerical Analysis, Three-Dimensional Periodic Waveguide

1. まえがき

近年、光ファイバグレーティングや周期構造をした各種の 3 次元薄膜光導波路は、光 IC デバイスの素子として重要な役割が期待されている。これらの素子の詳しい解析は必ずしも容易ではない。これまで、2 次元の場合について多くの解析が行われてきたが、最近になり 3 次元周期構造光導波路の解析が注目されている。それらの多くは、BPM 法と他の算法を組み合わせ、反射波を考慮した工夫がなされている場合が多く、それぞれグレーティング周期数の比較的小さい場合について報告されて

いる^{(1)~(4)}。高周期の場合については、MOL に基づく BPM 法に Floquet の定理を導入して、2 次元の周期構造光導波路の解析が行われている⁽⁵⁾。

一方、筆者等は、反射波及び放射波も同時に計算できる算法としてフーリエ級数展開法により、3 次元の各種誘電体導波路のより詳しいフルベクトル解析を試みてきた^{(6)~(10)}。本算法によれば、断面内に仮想周期を導入することによって、連続固有値をもつ放射波の離散化が行われ、汎用数値計算ライブラリーにより、導波モード、非伝搬放射波（エバネッセント波）も含めて離散化された全放射モードも一つの行列固有値計算で解が得られる。また、進行方向の各領域での仮想周期の大きさを同一とすることで、境界条件は電磁界に代って展開係数の整合を考えればよい。

筆者等は、これまでの仮想周期を導入したフーリエ級

* 平成16年11月30日受付

** 電子情報工学科

*** 九州大学大学院システム情報科学研究科

数展開法⁽¹⁰⁾に、周期構造導波路に対して、エバネッセント波の発生による計算上の障害を除去し、周期数に関係しない、より高精度の数値解析が行えるように改善を加えて^{(11), (12)}、ファイバグレーティング、各種の埋込型や突起型の屈折率変調型方形断面3次元周期構造光導波路における導波及び離散化された放射各モードの反射、透過各電力の波長特性のより詳しい解明を行ってきた^{(14)~(21)}。本論文では、屈折率変調型周期構造光導波路に関してこれまで得られたデータに、更に詳しい数値結果を付け加えると共に、半導体基板に関する新しい数値結果をもとに、屈折率変調型周期構造光導波路の設計に際して留意すべき導波路の媒質、サイズ等の各種パラメータについて指針を与えている。また、周期構造導波路で問題となっている波長特性における短波長側での反射放射波電力の増大についても、数値結果をもとに検討を加えている。更に、各種の屈折率変調型周期構造導波路における導波モード及び離散化された各次の放射モードの反射波の電界強度分布も詳しく求めている。以上、本論文は屈折率変調型周期構造光導波路に関する多くの問題について、一般的な解明を試みたものである。

なお、フーリエ級数展開法の詳しい算法については文献(20)を参照されたい。

2. 算法の概略

解析の便宜上、真空中の波数 $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ (ϵ_0, μ_0 はそれぞれ真空中の誘電率、透磁率)を実際の空間座標に乗じた量を新しい座標 (x, y, z) に、実際の電界を $(\epsilon_0/\mu_0)^{1/4}$ 倍、磁界を $(\mu_0/\epsilon_0)^{1/4}$ 倍したものを新しい \mathbf{E}, \mathbf{H} として規格化すると、Maxwell 方程式は

$$\nabla \times \mathbf{E}(x, y, z) = -j\mathbf{H}(x, y, z), \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(x, y, z) = j\epsilon(x, y)\mathbf{E}(x, y, z) \quad (2)$$

となる。ここで $\epsilon(x, y)$ は考えている領域の断面内の導波路を含むすべての媒質の比誘電率の分布を示す。

各領域での電磁界を式(1), (2)を解いて求めるために、図1に示すように、導波路を含む断面内の x, y 方向に仮想周期列を導入し、その周期をそれぞれ Λ_x, Λ_y とする。式(1), (2)を満足する電磁界各成分は、仮想周期の導入により複素2重フーリエ級数展開によって次のように表すことができる：

$$\begin{aligned} E_i(x, y, z) &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N e_{m,n}^i(z) \exp(-jsmx) \exp(-jtny), \\ H_i(x, y, z) &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N h_{m,n}^i(z) \exp(-jsmx) \exp(-jtny), \\ i &= x, y, z, \quad s = 2\pi/\Lambda_x, \quad t = 2\pi/\Lambda_y. \end{aligned} \quad (3)$$

計算の便宜上、横方向電磁界のフーリエ係数 $\{e_{m,n}^i(z)\}$ 及び $\{h_{m,n}^i(z)\}$ ($i=x, y$) を、それぞれ列ベクトル $\mathbf{e}^x, \mathbf{h}^y$

で表し、それらをまとめて $2K$ 次 ($K=(2M+1)(2N+1)$)

の列ベクトルを $\mathbf{e}(z) = \begin{bmatrix} \mathbf{e}^x \\ \mathbf{e}^y \end{bmatrix}, \mathbf{h}(z) = \begin{bmatrix} \mathbf{h}^x \\ \mathbf{h}^y \end{bmatrix}$ で表わす。さて、

Maxwell の方程式(1), (2)に式(3)を代入すると、次の行列形式に整理された z に関する連立1階微分方程式が導かれる：

$$d\mathbf{e}(z)/dz = -j\mathbf{C}_1 \mathbf{h}(z), \quad (4)$$

$$d\mathbf{h}(z)/dz = -j\mathbf{C}_2 \mathbf{e}(z), \quad (5)$$

$$\mathbf{C}_1 = \begin{bmatrix} \mathbf{M}\mathbf{A}^{-1}\mathbf{N} & -\mathbf{M}\mathbf{A}^{-1}\mathbf{M} + \mathbf{I} \\ \mathbf{N}\mathbf{A}^{-1}\mathbf{N} - \mathbf{I} & -\mathbf{N}\mathbf{A}^{-1}\mathbf{M} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

$$\mathbf{C}_2 = \begin{bmatrix} -\mathbf{N}\mathbf{M} & \mathbf{M}^2 - \mathbf{A} \\ -\mathbf{N}^2 + \mathbf{A} & \mathbf{N}\mathbf{M} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

\mathbf{I} は K 次の単位行列であり、 \mathbf{M}, \mathbf{N} は、 δ_{mn} などをクロネッカーのデルタとして、それぞれ K 次の対角行列 $[\text{sm}\delta_{mn}, \delta_{nn}]$, $[\text{tn}\delta_{mn}, \delta_{nn}]$ で表される。 \mathbf{A} は $\epsilon(x, y)$ の2重フーリエ係数に関する K 次の正方行列である⁽²⁰⁾。

さて、計算手数の節約のため、式(4), (5)に代って次の2階微分方程式を考える：

$$d^2\mathbf{e}(z)/dz^2 = -\mathbf{C}\mathbf{e}(z), \quad \mathbf{C} = \mathbf{C}_1\mathbf{C}_2. \quad (8)$$

式(8)は $2K$ 次の係数行列 \mathbf{C} の固有値問題に帰着され、標準的なサブルーチンにより、解は簡単に得られる。すなわち、 \mathbf{C} の固有値を κ_k^2 ($k=1, 2, \dots, 2K$) とし、それに対応する固有ベクトル \mathbf{P}_k^e は

$$\mathbf{P}_k^e = [\mathbf{P}_{k(-M, -N)}, \dots, \mathbf{P}_{k(-M, N)}, \dots, \mathbf{P}_{k(M, N)}]^t \quad (9)$$

で表わされる。ここで、上付きの 't' は転置を意味する。 \mathbf{P}_k^e から成る $2K$ 次の正方行列を

$$\mathbf{P}^e = [\mathbf{P}_1^e, \mathbf{P}_2^e, \dots, \mathbf{P}_{2K}^e] \quad (10)$$

とすると、 \mathbf{P}^e は行列 \mathbf{C} の対角化行列である。次に、 $2K$ 次のベクトル変数 $\mathbf{a}(z)$ を導入し、

$$\mathbf{e}(z) = \mathbf{P}^e \mathbf{a}(z), \quad (11)$$

$$\mathbf{a}(z) = [a_1 \ a_2 \ \dots \ a_k \ \dots \ a_{2K}]^t \quad (12)$$

とすれば、式(8)は $\mathbf{a}(z)$ に関して解かれ、 $\mathbf{a}(z) = [\mathbf{a}^+ \ \mathbf{a}^-]^t$ である。ここで、 a_k^\pm は $\pm z$ 方向への規格化伝搬定数が $\pm\kappa_k (= \pm\beta_k/k_0)$ である k 番目の固有モードの複素振幅を表す。固有値 κ_k は大きい順に導波モード、放射モードと並べられているものとする。また、 κ_k が虚数の場合はエバネッセント波となる。

以上のように並び替えられた規格化伝搬定数 $+\kappa_k$ 及び $-\kappa_k$ に対応する固有ベクトルは同じ \mathbf{P}_k^e で与えられることに注意すれば、式(8)の解は

$$\mathbf{e}(z) = [\mathbf{P}^e \ \mathbf{P}^e] \mathbf{U}(z-z_0) \mathbf{a}(z_0), \quad (13)$$

$$\mathbf{U}(\Delta z) = \begin{bmatrix} \exp\{-j\kappa_k \Delta z\} \delta_{kk'} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \exp\{j\kappa_k \Delta z\} \delta_{kk'} \end{bmatrix} \quad (14)$$

となる。一方、 $\mathbf{h}(z)$ は式(4), (13)より得られる。 $\mathbf{e}(z)$ と $\mathbf{h}(z)$

をまとめて4K 次の列ベクトル $\mathbf{f}(z) = \begin{bmatrix} \mathbf{e} \\ \mathbf{h} \end{bmatrix}$ とすると、 $\mathbf{f}(z)$

は、次のように表される：

$$\mathbf{f}(z) = \mathbf{P}\mathbf{U}(z-z_0)\mathbf{a}(z_0), \quad (15)$$

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} \mathbf{P}^e & \mathbf{P}^h \\ \mathbf{P}^h & -\mathbf{P}^h \end{bmatrix}, \quad \mathbf{P}^h = [\kappa_k \delta_{kk'}] \mathbf{C}_1^{-1} \mathbf{P}^e. \quad (16)$$

ここで、 $[\kappa_k \delta_{kk'}]$ は2K 次の対角行列である。

以上の計算は \mathbf{e} について式(8)を解いて行ってきたが、式(8)の \mathbf{e} の代りに \mathbf{h} について解いても全く同じ解が得られる。

次に、この算法を図1の1周期L内の各領域の接続問題に適用する。各領域での \mathbf{f} の値 $\mathbf{f}^I(z)$ 、 $\mathbf{f}^{II}(z)$ 及び複素振幅ベクトル $\mathbf{a}^I(z)$ 、 $\mathbf{a}^{II}(z)$ は、それぞれの領域での固有値 κ^I 、固有ベクトル \mathbf{P}^I ($I = I, II$)より得られる。このとき、領域I、IIの接続部 $z=z_1, z_2$ の各境界での電界、磁界に関する境界条件は $\mathbf{f}^I(z_1) = \mathbf{f}^{II}(z_1)$ 、 $\mathbf{f}^{II}(z_2) = \mathbf{f}^I(z_2)$ を満足する。これより、式(15)を参照して

$$\mathbf{a}^I(L) = \mathbf{F}_a \mathbf{a}^I(0), \quad (17)$$

$$\mathbf{F}_a = \mathbf{U}^I(\Delta z/2) (\mathbf{P}^I)^{-1} \mathbf{P}^{II} \mathbf{U}^{II}(\Delta z) (\mathbf{P}^{II})^{-1} \mathbf{P}^I \mathbf{U}^I(\Delta z/2) \quad (18)$$

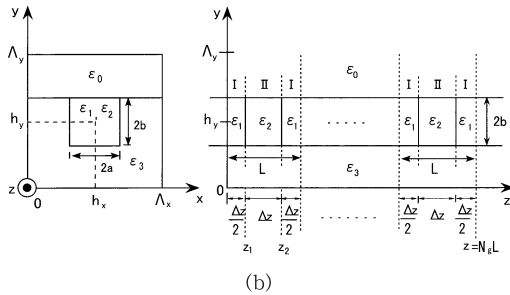
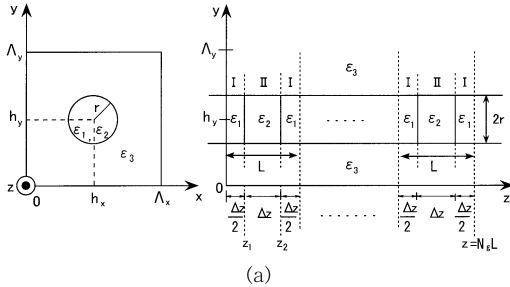


図1 ファイバグレーティング(a)及び方形断面周期構造導波路(b)の断面図と仮想周期 Λ_x, Λ_y

が得られる。ここで \mathbf{F}_a は対称なグレーティング1周期におけるモード振幅の変換行列である。

図1のように1周期内の媒質が対称に分布している場合、 \mathbf{F}_a とその逆行列は、

$$\mathbf{F}_a = \begin{bmatrix} \mathbf{F}_1 & \mathbf{F}_2 \\ \mathbf{F}_3 & \mathbf{F}_4 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_a^{-1} = \begin{bmatrix} \mathbf{F}_4 & \mathbf{F}_3 \\ \mathbf{F}_2 & \mathbf{F}_1 \end{bmatrix} \quad (19)$$

で表される。この時、 \mathbf{F}_a の固有値を $\exp(-j\gamma_k L)$ 、対応する固有ベクトルを $\begin{bmatrix} \mathbf{X}_{1,k} \\ \mathbf{X}_{2,k} \end{bmatrix}$ とすれば $\exp(j\gamma_k L)$ も \mathbf{F}_a の

固有値となり、その固有ベクトルは $\begin{bmatrix} \mathbf{X}_{2,k} \\ \mathbf{X}_{1,k} \end{bmatrix}$ で与えられ、

\mathbf{F}_a は次のように表される⁽²⁰⁾；

$$\mathbf{F}_a = \mathbf{X}\mathbf{V}(L)\mathbf{X}^{-1}, \quad (20)$$

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} \mathbf{X}_1 & \mathbf{X}_2 \\ \mathbf{X}_2 & \mathbf{X}_1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{V}(L) = \begin{bmatrix} \mathbf{V}^+ & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{V}^- \end{bmatrix}, \quad (21)$$

$$\mathbf{X}_{i,k} = [\mathbf{X}_{11,k} \quad \mathbf{X}_{12,k} \quad \cdots \quad \mathbf{X}_{2K,k}], \quad (22)$$

$$\mathbf{X}_i = [\mathbf{X}_{i,1} \quad \mathbf{X}_{i,2} \quad \cdots \quad \mathbf{X}_{i,2K}], \quad i=1, 2, \quad (22)$$

$$\mathbf{V}^\pm(L) = [\exp(\mp j\gamma_k L) \delta_{kk'}]. \quad (23)$$

ただし、対角行列 \mathbf{V}^\pm の要素は γ_k の実部の大きい方から虚部が大きくなる方へ順に並べられているものとする。式(17), (20)及び $\mathbf{X}^{-1}\mathbf{a}^I(L) = \mathbf{b}^I(L)$ 、 $\mathbf{X}^{-1}\mathbf{a}^I(0) = \mathbf{b}^I(0)$ より次式が得られる：

$$\mathbf{b}^I(L) = \mathbf{V}(L) \mathbf{b}^I(0). \quad (24)$$

ここで、 $\mathbf{b}^I = [\mathbf{b}^{I+} \quad \mathbf{b}^{I-}]^T$ はFloquet modeの振幅ベクトルである。 N_g 周期からなる有限長グレーティングの場合は、入力端 $z=0$ と出力端 $z=N_g L$ での各値を用いて次式が成り立つ：

$$\mathbf{b}^I(N_g L) = \mathbf{V}(N_g L) \mathbf{b}^I(0), \quad (25)$$

$$\mathbf{V}(N_g L) = \begin{bmatrix} \mathbf{V}^+(N_g L) & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{V}^-(N_g L) \end{bmatrix}. \quad (26)$$

次に、エバネッセント波に対して増大波の原因となる $\mathbf{V}^-(N_g L)$ の項を除去するため、式(25)に $\mathbf{b}^{I-}(0) = \mathbf{V}^+(N_g L) \mathbf{b}^{I-}(N_g L)$ の関係を代入し整理すると、

$$\begin{bmatrix} -\mathbf{V}^+(N_g L) \mathbf{R}_{12} & \mathbf{R}_{11} \\ -\mathbf{R}_{22} & \mathbf{V}^+(N_g L) \mathbf{R}_{21} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a}^{I-}(0) \\ \mathbf{a}^{I+}(N_g L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{V}^+(N_g L) \mathbf{R}_{11} & -\mathbf{R}_{12} \\ \mathbf{R}_{21} & -\mathbf{V}^+(N_g L) \mathbf{R}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a}^{I+}(0) \\ \mathbf{a}^{I-}(N_g L) \end{bmatrix} \quad (27)$$

が導かれる。ただし、 \mathbf{X}^{-1} の4つの小行列を $\mathbf{R}_{11}, \mathbf{R}_{12}, \mathbf{R}_{21}, \mathbf{R}_{22}$ とする。ここで、 $z=0$ より基本モードが入射し、 $z > N_g L$ からの反射はないと仮定すると、初期条件は

$$\mathbf{a}^{I+}(0) = [1 \ 0 \ \cdots \ 0]^T, \quad \mathbf{a}^{I-}(N_g L) = \mathbf{0} \quad (28)$$

となる. 式(27), (28)より $a_k^{1-}(0)$ 及び $a_k^{1+}(N_g L)$ が求まり, 導波モードと放射波の全反射電力 R_g, R_r 及び全透過電力 T_g, T_r はそれぞれ

$$R_g = \sum_{k=1}^{K_1} \left| a_k^{1-}(0) \right|^2, \quad R_r = \sum_{k=K_1+1}^{2K} \left| a_k^{1-}(0) \right|^2, \quad (29)$$

$$T_g = \sum_{k=1}^{K_1} \left| a_k^{1+}(N_g L) \right|^2, \quad T_r = \sum_{k=K_1+1}^{2K} \left| a_k^{1+}(N_g L) \right|^2,$$

$$T_g + T_r + R_g + R_r = 1 \quad (30)$$

より得られる. ここで, K_1 は導波モードの個数である. また, k 番目モードの伝送電力が $|a_k|^2$ となるように固有ベクトルは規格化されている.

以上, 本算法によれば, エバネッセント波が発生しても, 増大波の原因となる $V^-(N_g L)$ が式(27)に含まれていないので, 展開項数 $M(N)$ を大きくしても収束解が得られる. また, 周期数 N_g がどれだけ大きくなっても式(23), (26)で分るように, 得られた固有値 (伝搬定数) を単に N_g 倍するだけなので, 計算時間には関係しないと考えてよい.

3. 数値結果

図1でガラス基板の例として, $\sqrt{\epsilon_1} = 1.55, \sqrt{\epsilon_2} = 1.50, \sqrt{\epsilon_3} = 1.45, \sqrt{\epsilon_0} = 1.0$ とし $r = 1.0 [\mu\text{m}]$, $a = 1.0472 [\mu\text{m}]$, $b = 0.75 [\mu\text{m}]$ ($r = 1.0 [\mu\text{m}]$ の円と同面積の方形断面) 及び $a = 1.5 [\mu\text{m}]$, $b = 0.75 [\mu\text{m}]$, $\Delta z = 0.25 [\mu\text{m}]$, $\Lambda_x = \Lambda_y = \Lambda = 10\lambda$ を考える. 次に, 半導体基板の例として $\sqrt{\epsilon_1} = 3.5, \sqrt{\epsilon_2} = 3.38, \sqrt{\epsilon_3} = 3.27, \sqrt{\epsilon_0} = 1.0$ とし, Bragg 波長を $1.52 [\mu\text{m}]$ 付近にするため $\Delta z = 0.112, 0.114, 0.115 [\mu\text{m}]$ とする. なお, 導波部が不均質の例として, 図1(b)の $\epsilon_1(\epsilon_2)$ の代りに2乗分

$$\epsilon_i(x, y) = \epsilon_3 + \Delta\epsilon_i \left\{ 1 - \frac{(x-h_x)^2}{a^2} \right\} \left\{ 1 - \frac{(y-h_y)^2}{b^2} \right\},$$

$$\Delta\epsilon_i = \epsilon_i(h_x, h_y) - \epsilon_3, \quad i=1, 2 \quad (31)$$

を考える. ただし, この場合に限り図1(b)において ϵ_0 の y の領域は $y \geq h_y$ としている. なお, 仮想周期は, 境界からの反射波などの影響を考えてできるだけ大きい方が望ましいが, その分展開項数 $M(=N)$ を多くする必要がある. 著者らのファイバでの数値計算例により, $\Lambda/2a$ が4以上であれば, 基本モードの固有値が M を増すことにより真値からのずれが 10^{-7} 以下となることが確認されている. このため, 主として $2a = 2 \sim 3 [\mu\text{m}]$ を扱う本計算例では $\Lambda = 10\lambda$ ($\lambda \sim 1.5 [\mu\text{m}]$) でも特性の説明には充分と思われる.

図2は, 周期数 $N_g = 50, 500$ の場合のファイバグレーティングの基本モードの電力反射率 R_{g1} , 及び領域 I, II における規格化伝搬定数 (β/k_0) の展開項数 $M(=N)$ (式(3)参照) を変えたときの収束特性を示す. 反射電力

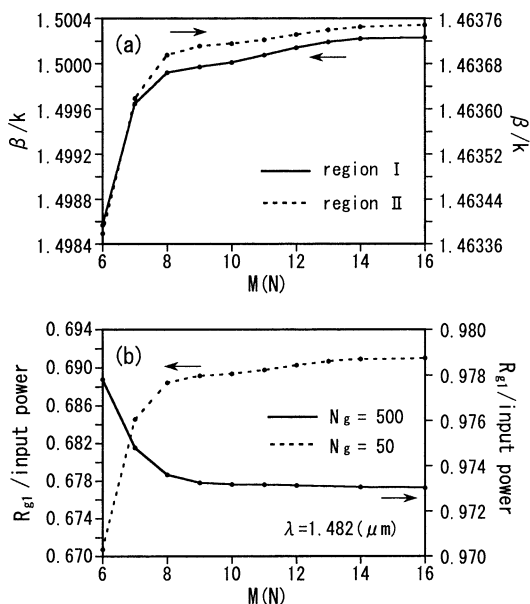


図2 ファイバグレーティングの基本モードの伝搬定数(a)と反射電力(b)の展開項数 $M(N)$ による収束特性

は高周期の場合ほど収束が速い. また $M > 10$ ではエバネッセント波が発生するが, 改善された本算法ではその影響を除去しているため, $M > 10$ でも計算が可能となり, より高精度の解が得られる. なお, 以後の各図の計算に際して, できるだけ多くの計算例の特性の把握に主点を置くため, 計算手数の節約上 $M=N=10$ としている. この値は収束値には達していないが (図2), それぞれの特性の説明には支障のない程度の精度と考えている.

図3には, 図1(a)で示されるファイバグレーティングの各周期での導波モードと放射波の反射電力及び透過電力(式(29))を示している. 基本モード (HE_{11}) の反射電力 R_{g1} のピーク値は, 周期数 $N_g > 200$ では0.99でほぼ飽和しており, 本例の導波路パラメータでは, それ以上周期数を増やしてもほぼ同じ反射率である (表I参照). 周期数が多くなるにつれ, 主ローブはシャープになり, サイドローブは主ローブにくっつく様子が分る. 特に $N_g = 500, 1000$ では主ローブの幅はほとんど同じであり, ピーク値は長波長側に移動し, 図形が非対称となっていく様子が分る⁽⁵⁾ (表I). また, その時の低次のサイドローブのピーク値は高くなるがグラフの目盛りでは主ローブにほとんど重なっていることが確認されている. 同図より, 放射波の全反射電力 R_r は長波長側では無視できるほど小さいが, 周期数が多くなるにつれ, 短波長側でかなり高くなる. このため, それに逆比例して導波モードの各電力 R_{g1}, T_{g1} は短波長側で小さくなり, 左右非対称

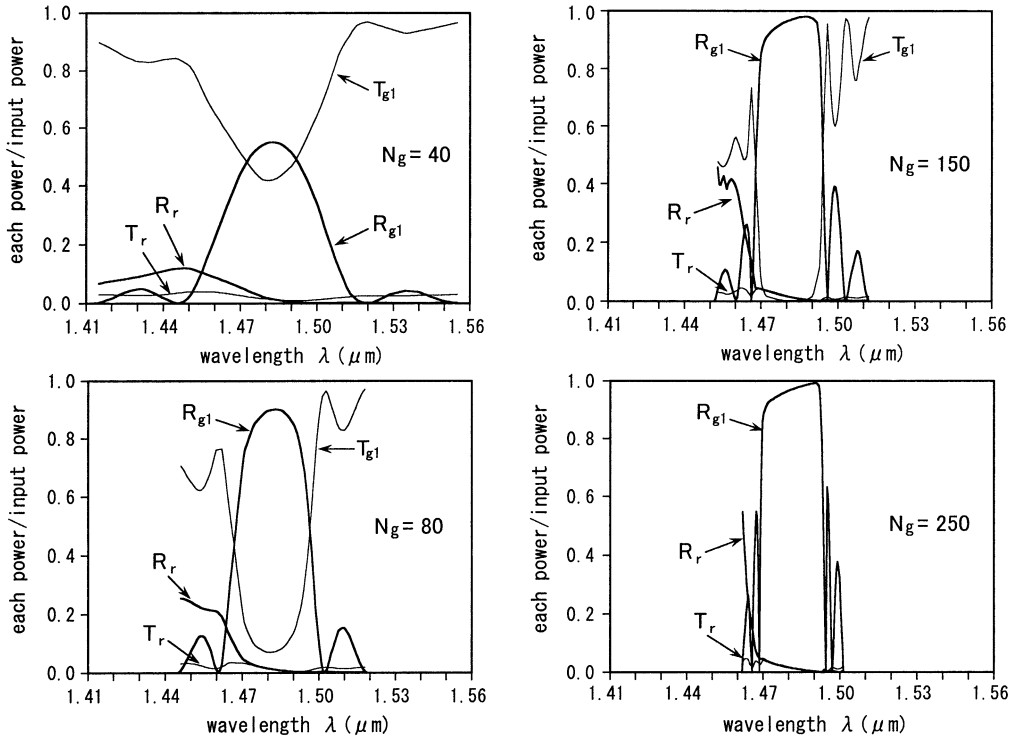


図3 各周期のファイバグレーティングにおける導波及び放射モードの反射及び透過電力の波長特性
 $(r=1[\mu\text{m}], \Delta z=0.25[\mu\text{m}], \sqrt{\varepsilon_1}=1.55, \sqrt{\varepsilon_2}=1.50, \sqrt{\varepsilon_3}=1.45, \Lambda_x=\Lambda_y=10\lambda, M=N=10)$

表 I 図3の各周期 N_g での反射電力のピーク値 R_{g1}^p とその時の波長及び Bragg 波長 ($1.482[\mu\text{m}]$) での反射電力 R_{g1}^B

N_g	40	80	100	150	250	500	1000
R_{g1}^p ($\lambda [\mu\text{m}]$)	0.5504 (1.482)	0.9027 (1.483)	0.9473 (1.486)	0.9814 (1.488)	0.9920 (1.491)	0.9955 (1.492)	0.9965 (1.492)
R_{g1}^B	0.5504	0.9020	0.9460	0.9700	0.9720	0.9731	0.9732

となる原因となっている⁽¹³⁾(付録B)。透過放射モード電力 T_r については、左右の非対称性は多少あるがピーク値は R_r に比べて充分小さい。なお、放射波の全反射電力 R_r は短波長側でかなり大きくなっているが、離散化されている各次の放射モードの一つ一つは、放射角が大きくなるにつれて、それぞれのモードのパワーは小さくなっており、仮想境界からの反射波が導波モードに影響すると考えられる大きな角度での放射波は、本計算例では、導波モードのパワーのピーク値の $1/100$ 以下であることが確認されている(付録A参照)。また、離散化された放射波の中で、導波モードとほぼ平行に走る第一次放射モードの界分布は、仮想境界付近で最大値を示す

が、その値は基本導波モードのピーク値に比べてパワー比で $1/1000$ 以下であることが確認されており、境界からの影響はほぼ無視できるものと思われる(傾向については図10の方形断面埋込型導波路における Bragg 波長付近での電界強度分布例参照)。当然、図3の基本モードの主ローブ内での各波長に対しては、 R_{g1} 以外の各モードのパワーは無視できるほど小さい。以上の計算において、各周期共 Bragg 波長は $1.482[\mu\text{m}]$ である。なお、全電力の和の誤差(式30の両辺の差)はいずれの場合も $10^{-12} \sim 10^{-13}$ である。

図4(b)には、図1(b)で示される埋込型薄膜導波路(周期 $N_g=100, \sqrt{\varepsilon_0}=1.0$)の導波部の方形断面が、ファイバグレーティング(図4(a))と同じ断面積とした場合の導波モードの反射電力の波長特性を求めている。断面が正方形の場合も図(c)に示す。これらによれば、埋込型導波路のカバー部が空気層($\sqrt{\varepsilon_0}=1.0$)でも、ファイバグレーティング(図4(a))とピーク値はほぼ同じで、中心波長に少しの差はあるが、波長特性もほぼ同様な変化をしていることが分る。埋込型薄膜導波路の場合は、カバー部が空気層($\sqrt{\varepsilon_0}=1.0$)の場合、 $\sqrt{\varepsilon_3}=1.45$ で覆われているファイバの場合に比べて大きな差があるため、

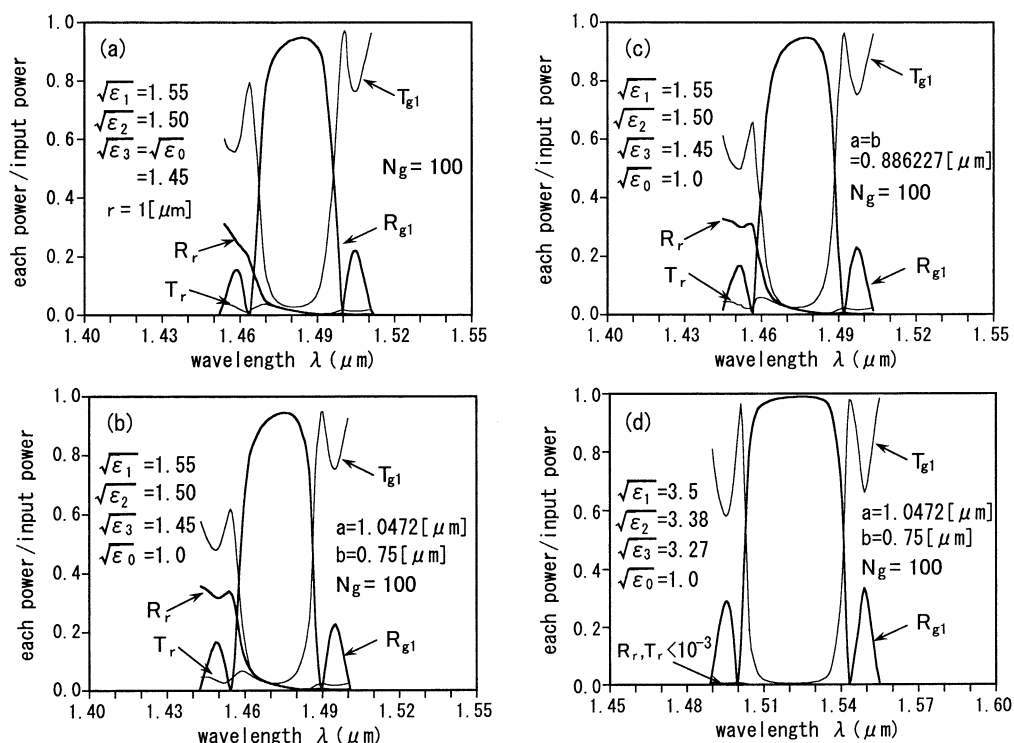


図4 コア半径 $r=1[\mu\text{m}]$ のファイバグレーティング(a)と同面積の長方形断面(b)及び正方形断面(c)の埋込型周期構造導波路における基本モード及び全放射波の反射電力 (R_{g1} , R_r), 透過電力 (T_{g1} , T_r) の波長特性

$M=N=10$ でもかなりのエバネッセント波が発生しているが、全電力の誤差はエバネッセント波のないファイバの場合とほぼ同じ ($10^{-12} \sim 10^{-13}$) であることが確認されている。断面の面積が等しければ図4(b), (c)で分るように、正方形でも長方形でも特性はほぼ同じであることが分る。

図4(d)にはファイバコア断面と同面積の半導体の場合を示す。この場合はガラス基板に比べ屈折率が高いだけ導波モード数が多く(10個)、ピーク値は大きく、波長幅も広くなる。この場合、多モードにすると導波モード数が2個しかない他の導波路(図4(a)~(c))に比べて、放射電力 R_r が極端に少なくなることに注意を要する(付録B後半部参照)。

図5(a)には、図4(a)より少し大きな断面 ($a=1.5[\mu\text{m}]$, $b=0.75[\mu\text{m}]$ ~ 導波可能モード数は4個) の埋込型と突起型(図1(b)で $\sqrt{\epsilon_0}$ と $\sqrt{\epsilon_3}$ を入替えたもの) の場合の基本モードの反射電力 R_{g1} の波長特性を示している。これによれば、両者の場合、導波路としては形状的にかなり異なるが、中心波長が少しずれるだけでほぼ同じ波長特性をしていることが分る。図5(b)は完全埋込型 ($\sqrt{\epsilon_0}=1.45$) との比較を示している。これによれば、

カバー部分が空気層となっても中心波長が少し移動するだけで、他の特性はほぼ同じであることを示している。同図(c)は $N_g=1000$ の場合を示す。ピーク値は大きくなるが、波長特性は短波長側での放射波 (R_r) の増大のために、非対称性が増すことは図3のファイバの場合と同様である。なお、放射波 R_r の波長特性は省略しているが、図4の場合とほぼ同様に変化することが確認されている。

図6は、導波部の比誘電率分布が不均質(式3I)の場合を示している。ただし、均質の場合に比べて、不均質の場合は等価的に断面形状が小さくなり伝搬可能モード数が少なくなるので、均質の場合より断面サイズを大きくして導波モード数を2個としている。モード数がほぼ同数の均質な場合(図4(b)) とほぼ同様な特性であることが分る。 $N_g=500$ の場合を同図(b)に示しているが、やはり波長特性の非対称性がめだってくる。

図7には半導体の屈折率分布を考慮した方形断面埋込型導波路の基本導波モードの反射電力 R_{g1} の波長特性を示している。図7(a)に示すように、断面サイズを小さくしモード数を少なくしていくと、同図の②(モード数4個)、③(モード数2個)のようにピーク値も小さく

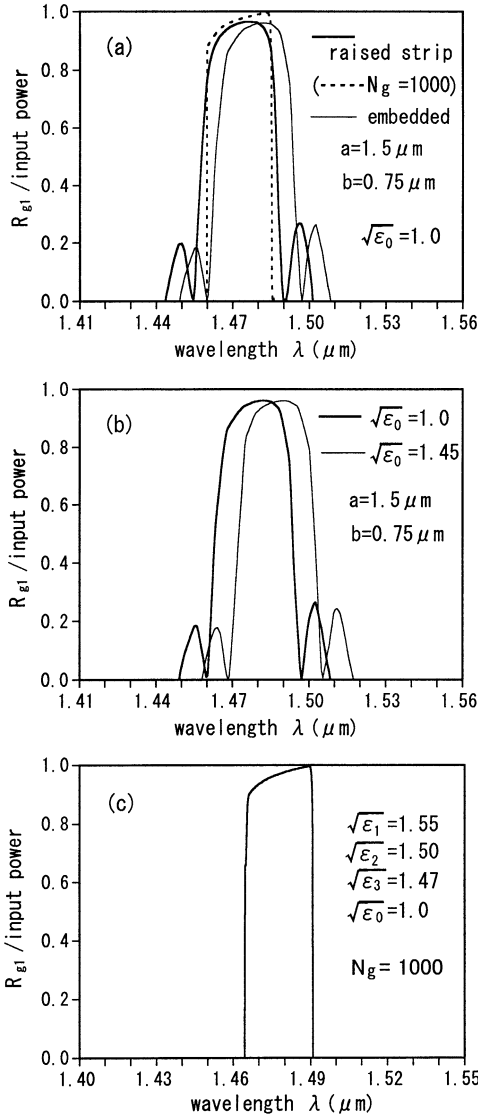


図5 各種方形断面周期構造光導波路 ($N_g = 100$) の基本モードの反射電力の波長特性 (断面サイズ以外は図3の場合と同じパラメータである)

なる。この場合、 $a = 0.7[\mu\text{m}]$, $b = 0.3[\mu\text{m}]$ より小さくなれば、元の一様な導波路はカットオフ状態となるため、周期構造導波路としては機能しなくなる。設計に際しては2モード以上導波する断面、パラメータが望ましい。なお、中心波長のずれは、 Δz を $0.112[\mu\text{m}]$ としているための違いであり、これを適当に選べば中心波長を任意に変えることができる。

図7 (b)は導波部が完全埋込型に近い場合 ($\sqrt{\epsilon_0} = 3.0$) の例と比較しているが、図4 (c)のガラスの場合と同様、

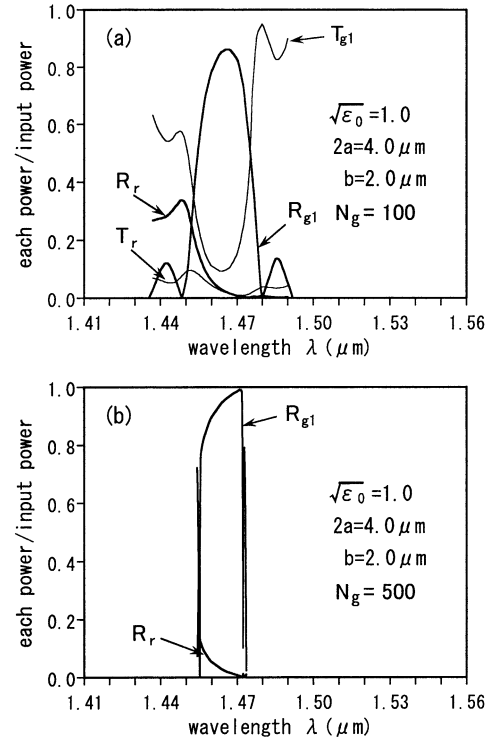


図6 不均質埋込型周期構造導波路における反射及び透過の基本モード電力 R_{g1} , T_{g1} と放射波の全電力 R_r , T_r の波長特性 (断面サイズ以外は図3の場合と同じパラメータである)

カバー部が空気層の場合と大きな差はないことが分る。

図7 (c)は、導波部の比誘電率分布を2乗分布 (式31) とした不均質の場合の反射電力の波長特性を示し、ガラス基板の図6 (a)の場合とほぼ同様な特性をしている。

図8には、導波路の屈折率分布の違いが波長特性に及ぼす影響を示している。即ち、 $\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_3}$ の差が小さくなるにつれ、導波モード数が少なくなり、 R_{g1} の主ローブのピーク値や波長幅は小さくなる。この差が0.08より小さくなれば領域IIの導波路はカットオフ状態となり、周期構造導波路として機能しない。そのため、設計に際しては0.1以上が要求される。同図(c)には $N_g = 1000$ の場合を示す。この場合も図5のガラスの場合と同様、ピーク値は増すが波長特性の非対称性は増す。 $\sqrt{\epsilon_3} = 3.24$ とすると、 $\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_3}$ の差が増し、ピーク値は多少大きくなる。

図9 (a)は、図5の埋込型で $N_g = 300$ の場合の短波長側での反射放射波 R_r と反射導波基本モード R_{g1} を詳しく求めたもので、同図に断面サイズを小さく $a = 1.25[\mu\text{m}]$, $b = 0.625[\mu\text{m}]$ とした場合も破線で求めている。断面サイズが小さくなると導波モード数が少なくなり

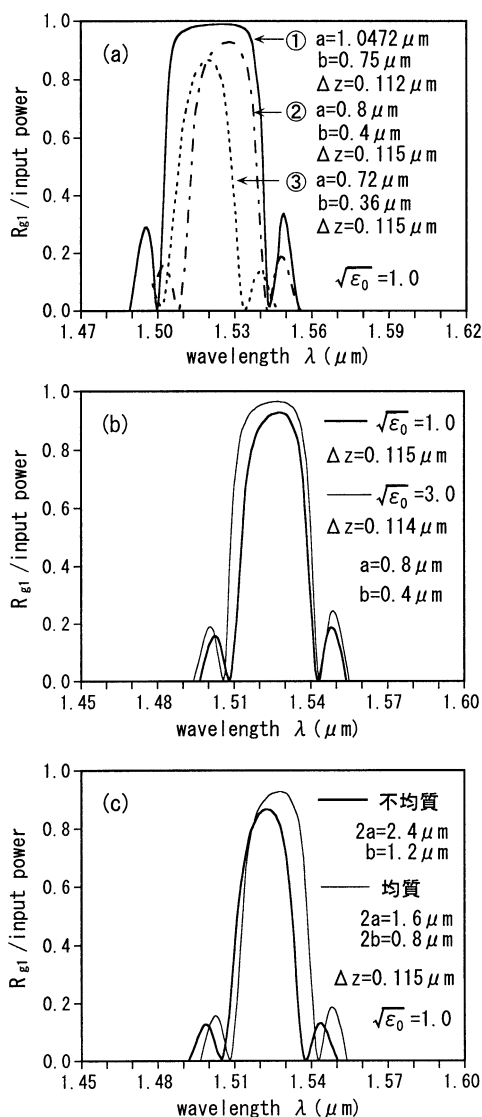


図7 各種半導体埋込型方形断面周期構造導波路の基本モードの反射電力の波長特性 ($\sqrt{\epsilon_1}=3.5$, $\sqrt{\epsilon_2}=3.38$, $\sqrt{\epsilon_3}=3.27$, $\Lambda_x=\Lambda_y=10\lambda$, $M=N=10$, $N_g=100$)

(2個), R_{g1} のピーク値が小さくなると同時に, 放射波 R_r は急激に大きくなることが分る. $a=1.5[\mu\text{m}]$, $b=0.75[\mu\text{m}]$ の場合は導波モード数が4個であり, R_{g1} のピーク値が大きくなり R_r はその分小さくなる.

図9(b)は, 同図(a)で N_g を500, 1000とした場合を示すが, 当然 N_g が多くなるにつれてサイドローブの波打ちの間隔が小さくなり, それにつれて R_r も波打ちしつつ増大していく様子が見える.

図9(c)は, 不均質の場合(図6(a)参照)で, 図9(a)

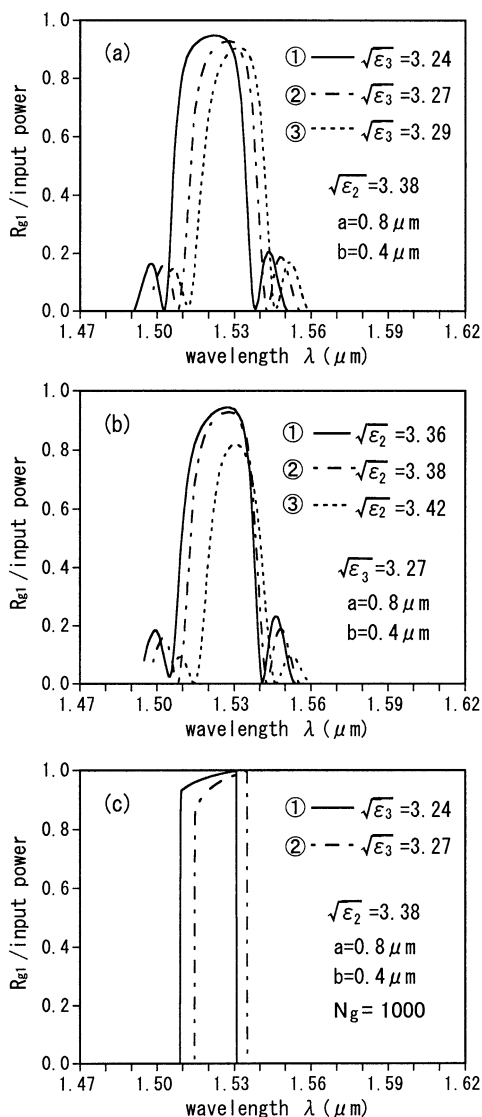


図8 各種半導体埋込型方形断面周期構造導波路の基本モードの反射電力の波長特性 ($\sqrt{\epsilon_1}=3.5$, $\sqrt{\epsilon_0}=1.0$, $\Lambda_x=\Lambda_y=10\lambda$, $M=N=10$, $N_g=100$)

の2例の均質の導波モード数とほぼ同じになるようにサイズを大きくして, それぞれモード数4個, 2個の場合の例を示している. この時も同図(a)とほぼ同様な変化をしており, 不均質になったために波長特性が大きく変わることはないことが分る.

図10(a)には, 図5(a)の埋込型で $\lambda=1.482[\mu\text{m}]$ での各モードの電界強度分布を示す. この場合, $\lambda=1.482[\mu\text{m}]$ は Bragg 波長であり $R_{g1} \gg R_r$ であるので(図4(b)の R_r 参照), 各次の放射波電力は一般に無視できる

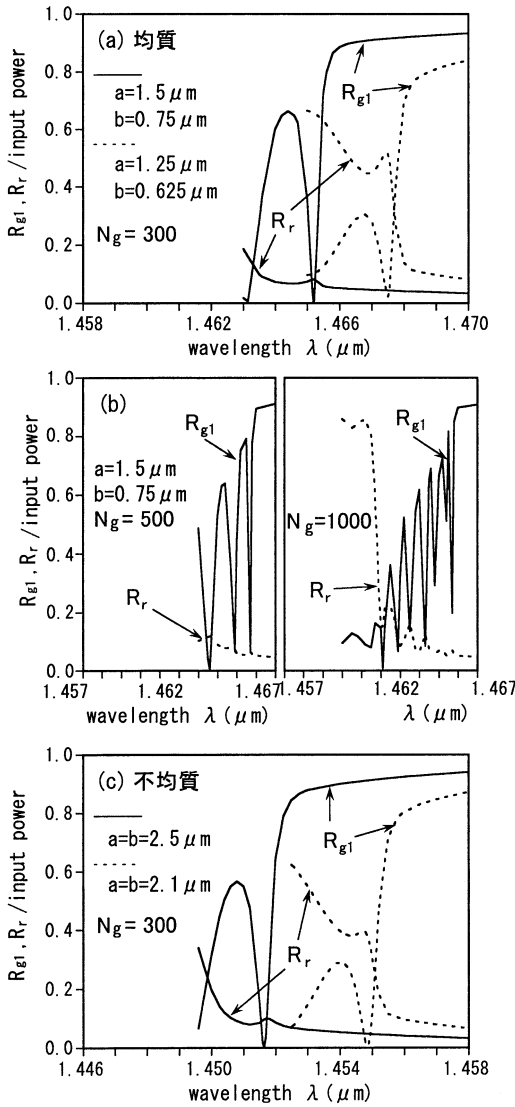


図9 屈折率変調型周期構造光導波路における短波長側の全放射波電力 R_r の振舞
 $(\sqrt{\varepsilon_0}=1.0, \sqrt{\varepsilon_1}=1.55, \sqrt{\varepsilon_2}=1.50, \sqrt{\varepsilon_3}=1.45)$

程小さいことが分る。文献(20)の図12の埋込型の場合は、 $\lambda=1.46[\mu\text{m}]$ で全放射波電力 R_r が基本導波モード (HE_{11}) の反射電力 R_{g1} より大きい波長範囲であったため、第1次放射モードの断面端部での最大値が R_{g1} より大きいことに注意を要する。各反射モードの電界強度分布は、式(3), (13), (14)より分るように、 $z=0$ 即ち図1で領域Iの導波路の固有値 $\sqrt{\kappa_k^I}$ 、固有ベクトル \mathbf{P}_k^I のみで定まり、 $N_g, \sqrt{\kappa_k^II}, \mathbf{P}_k^{II}, \lambda$ 等には無関係であることに注意を要する。但し、強度分布のピーク値は式(7)の解

$|\mathbf{a}_k^I(0)|$ で定まり、この大きさは領域I、IIの各解に依存する。

図10(b), (c)には、図5(a)の突起型の場合の R_{g1} 及び各次の放射反射モードの電界強度分布を示す。これによれば、突起型と埋込型で形状の他、屈折率分布は大きく違うが、各モードのパターンは埋込型の場合とほぼ同様に変化していることが分る。但し、(b)図は $\sqrt{\varepsilon_3}$ が1.45で導波モード数は2個 ($\text{HE}_{11}, \text{EH}_{11}$) のため、第1次放射モードの固有値の次数 k は3であるが、(c)図は $\sqrt{\varepsilon_3}=1.4$ で小さくなり、 $\sqrt{\varepsilon_2}-\sqrt{\varepsilon_3}$ が大きくなるので導波モード数が4個に増えるため $k=5$ となり、パターンが少し違っていることに注意を要する。他のモードについてはほぼ同様に変化している。また、放射波各モード電力は次数が高くなるにつれて、 $|E_x|(|E_y|)$ のピーク値が小さくなっている様子が分る。

図10(d)に、屈折率分布が $\sqrt{\varepsilon_2}=\sqrt{\varepsilon_3}=1.45$ を除いて、他のパラメータは(a)図の場合と同じ完全埋込型の場合を示す。この場合のパターンは、文献(20)の図11のファイバの場合と比べて断面が長方形であるため、図形の対称性の違いはあるが円形の場合とほぼ同様なパターンであることが分る。

図10(e)は導波部が式(3)で表わされる2乗分布をした不均質の場合であり、図6(a)において $\lambda=1.455[\mu\text{m}]$ で $R_{g1} > R_r$ の場合の強度分布を示す。各次のパターンはこれまでの均質の場合とほぼ同様であることが分る。以上はガラス基板の場合の例であるが、半導体の場合も同様なパターンを示すことが確認されている。

以上の各導波路の解析において、断面積が大きい場合は伝搬可能導波モード数が増えるが、全て基本モード入射を考えているので、基本モード以外は無視できる程充分小さいことが確認されている。

4. まとめ

以上の数値結果より、Floquetの定理を導入したフーリエ級数展開法^{(11), (12)}でエバネッセント波の影響を除去するよう改善されたアルゴリズムを、各周期のファイバグレーティング、ガラス及び半導体基板の屈折率変調型周期構造をした埋込型及び突起型薄膜光導波路に適用し、それらの導波モード及び放射波の反射及び透過の各電力の波長特性の詳しい数値解析を、不均質の場合も含めて試み、それらの導波路の抱える多くの問題や伝搬特性を全般的に明らかにすることができた。これらのデータは、今後屈折率変調型周期構造導波路の設計の際の資料として役立つことが期待される。なお、周期構造導波路特有の短波長側の放射波の増大による反射基本モードの電力の波長特性の非対称性の抑制法については、別な論文で発表する予定である。

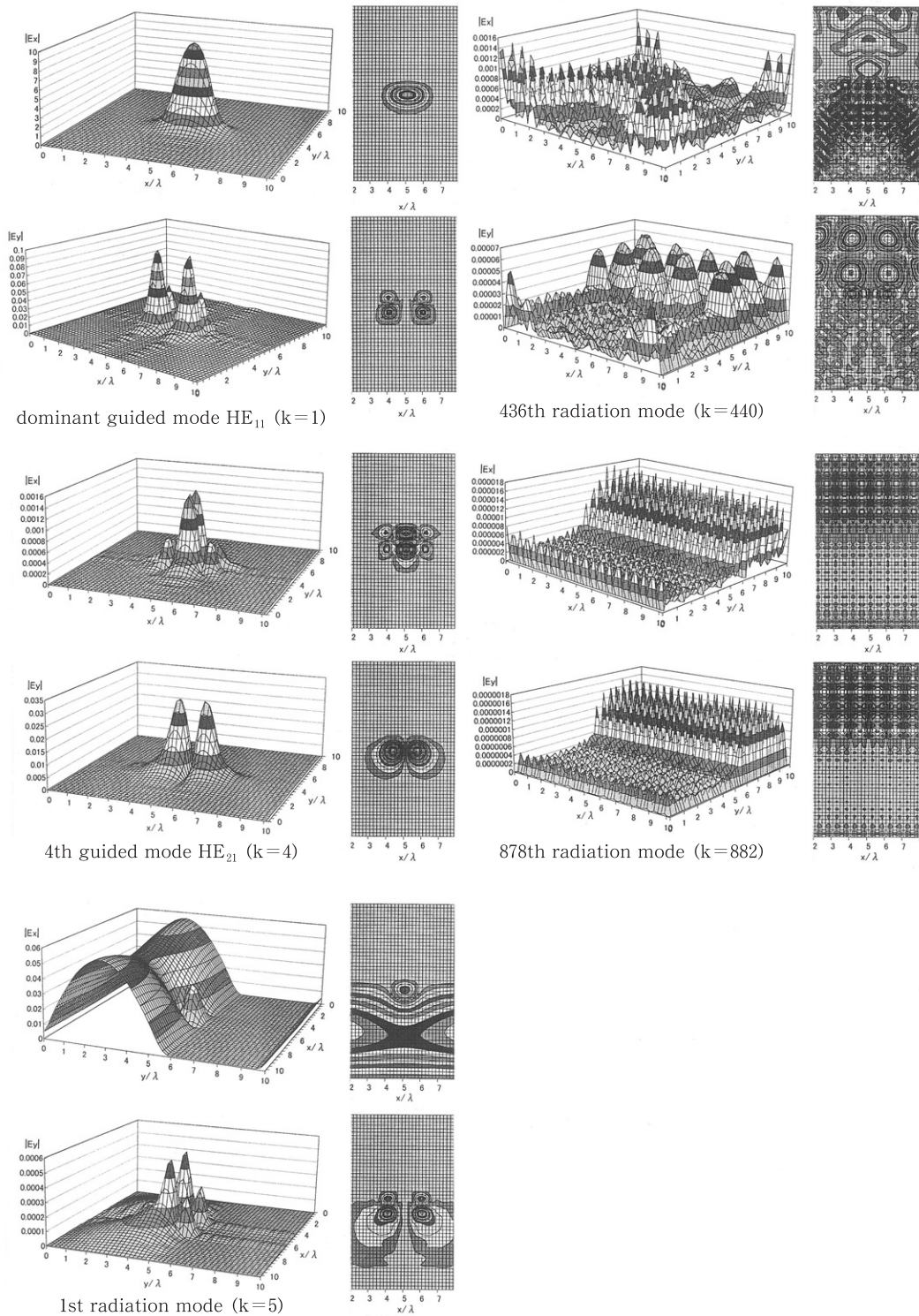
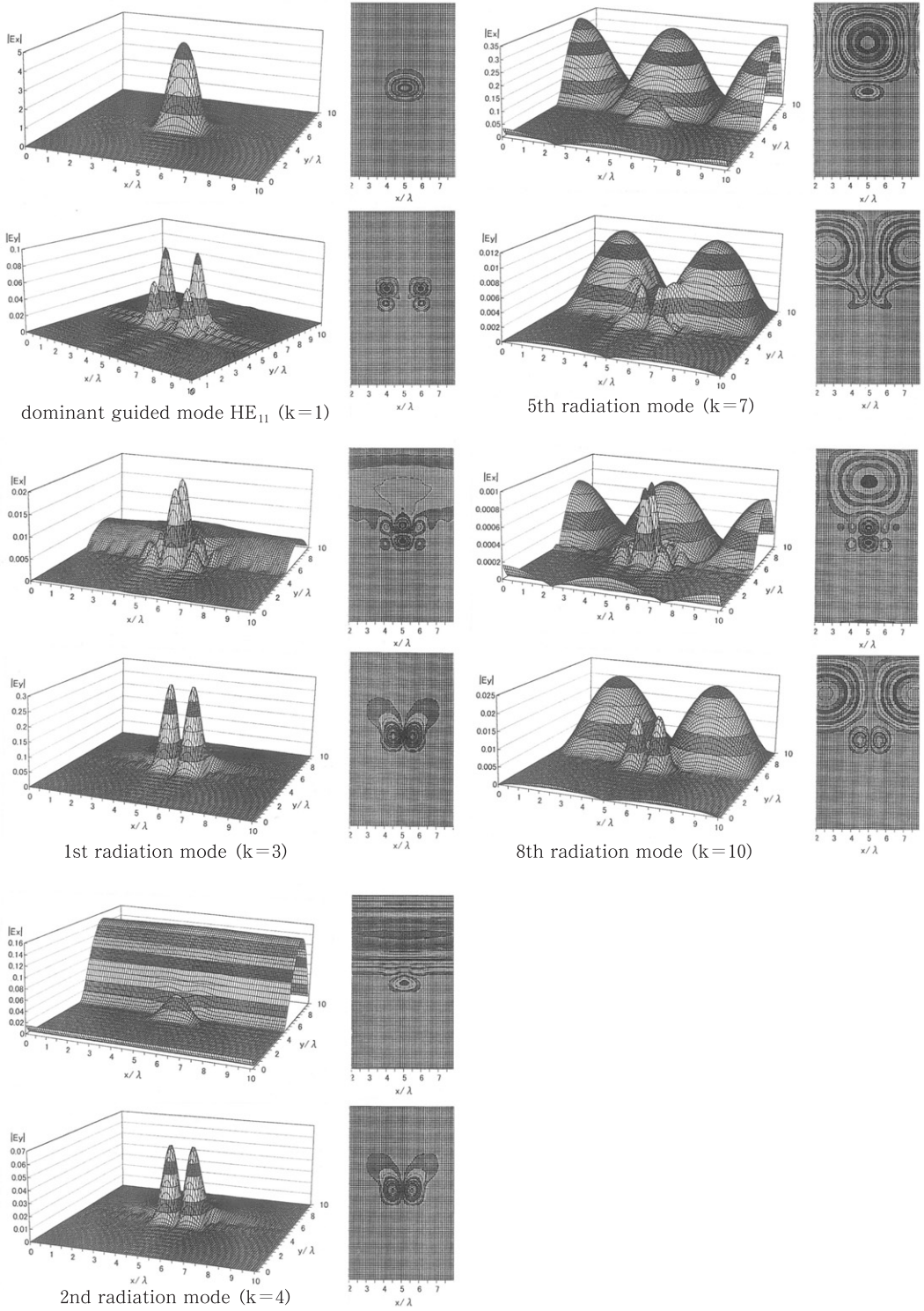


図10 (a) 埋込型 ($\lambda = 1.482[\mu m] \approx$ Bragg 波長)

図10 (b) 突起型 ($\sqrt{\varepsilon_3} = 1.45$, $\lambda = 1.45 [\mu\text{m}]$)

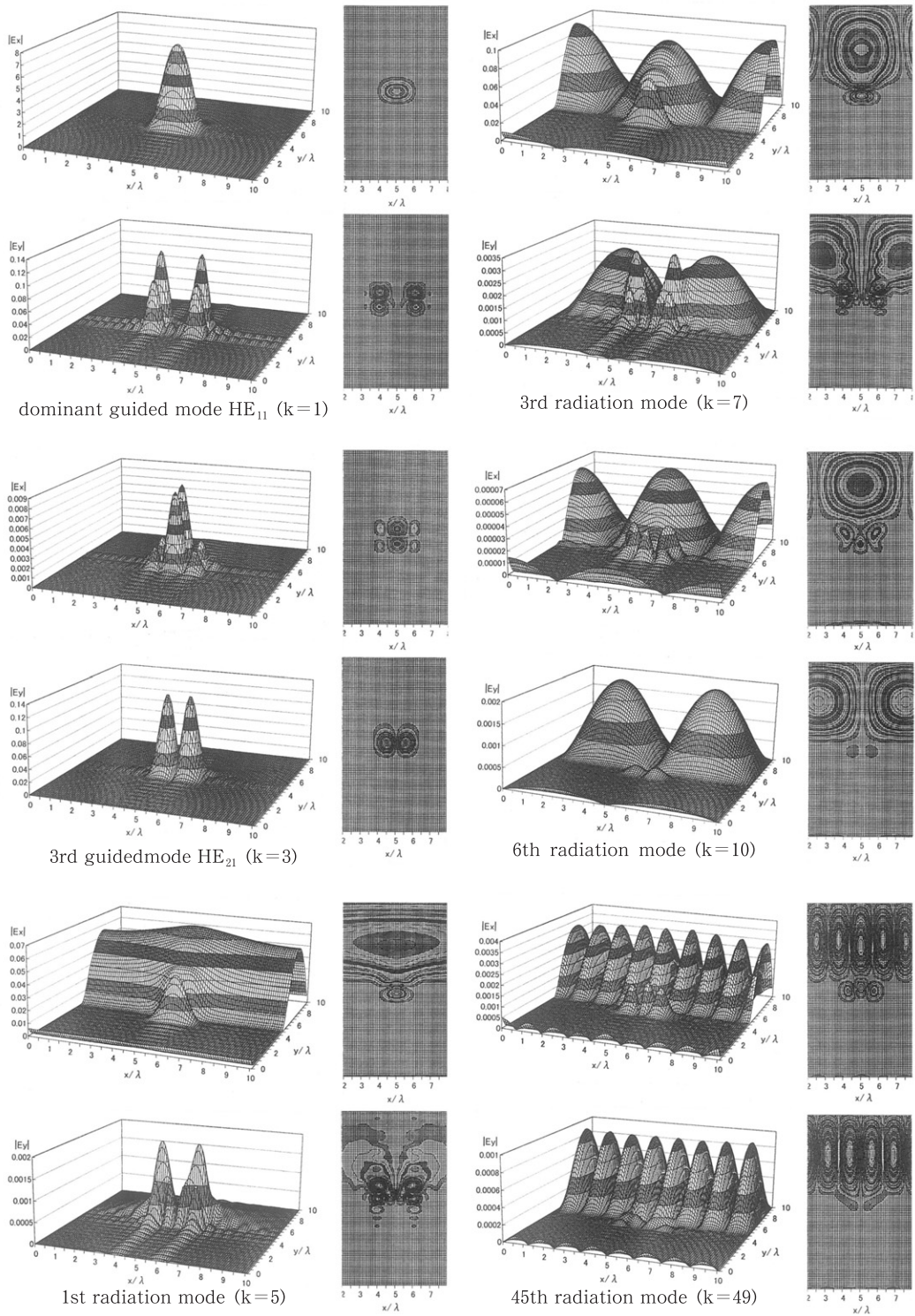


図10 (c) 突起型 ($\sqrt{\epsilon_3} = 1.4$, $\lambda = 1.45[\mu\text{m}]$)

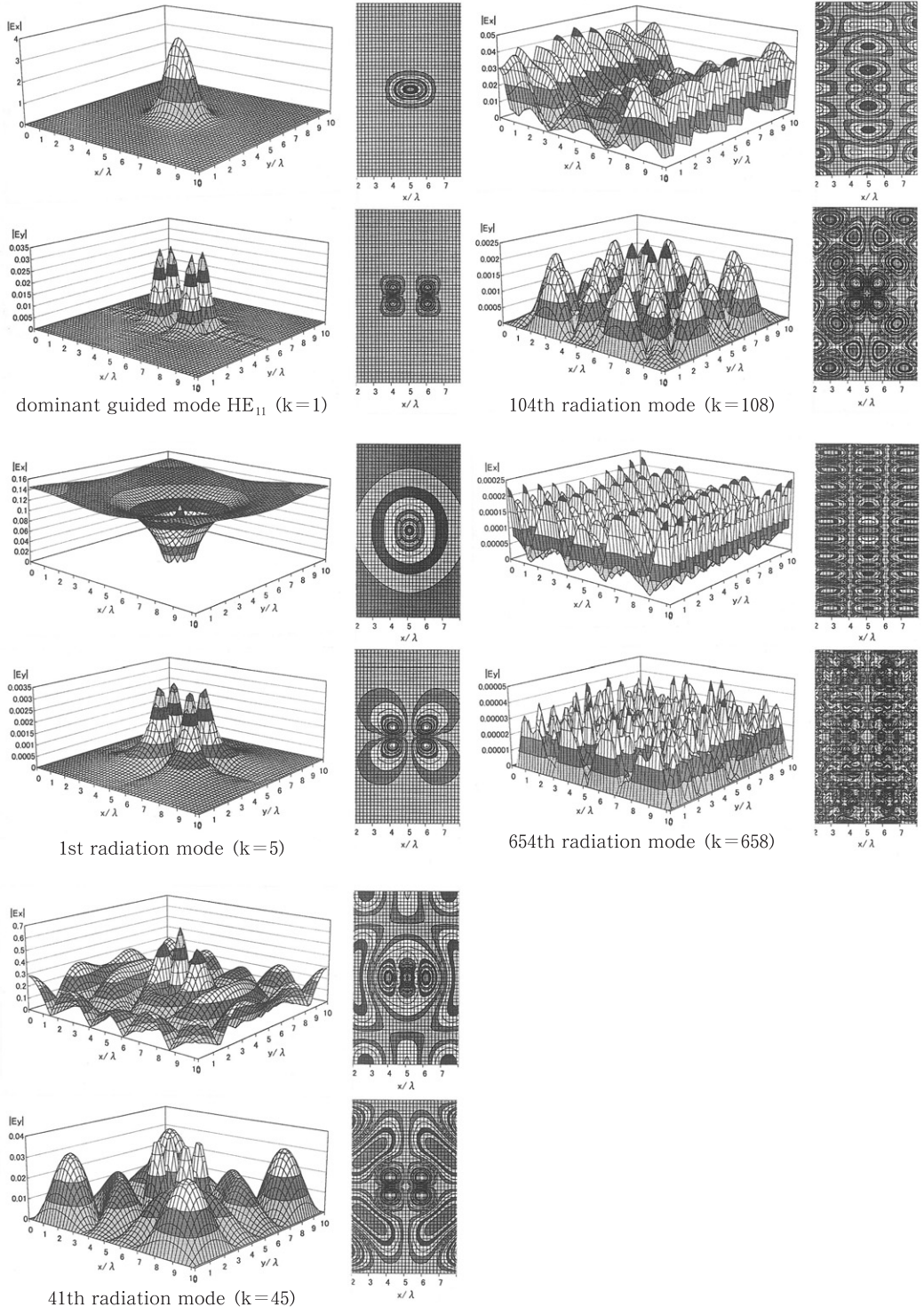
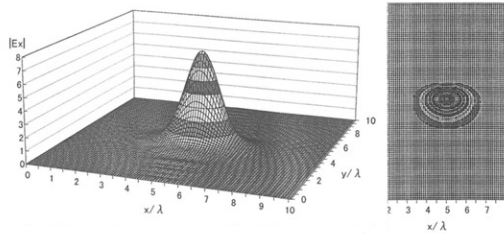
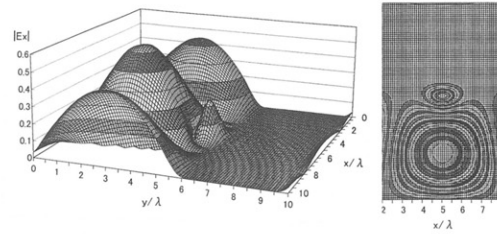


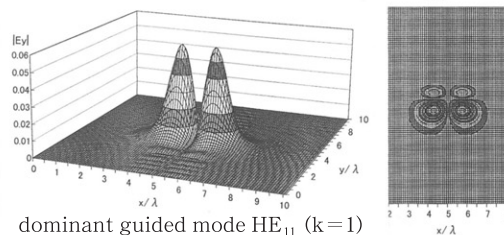
図10 (d) 完全埋込型 ($\sqrt{\epsilon_3} = \sqrt{\epsilon_0} = 1.45$, $\lambda = 1.46 [\mu\text{m}]$)



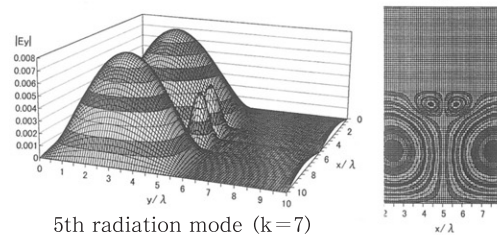
dominant guided mode HE_{11} ($k=1$)



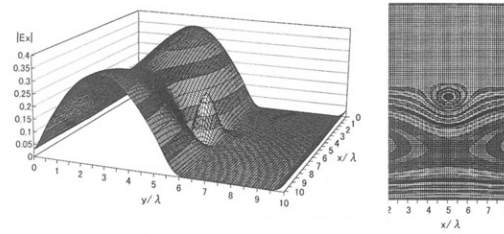
5th radiation mode ($k=7$)



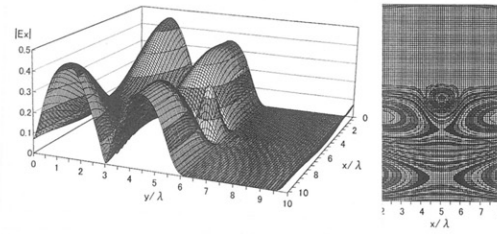
1st radiation mode ($k=3$)



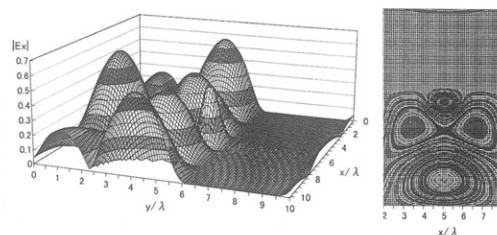
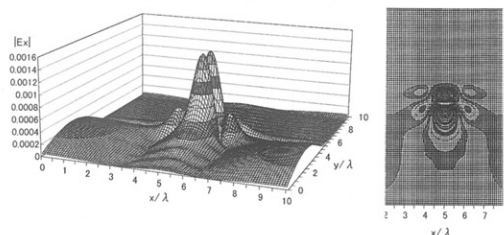
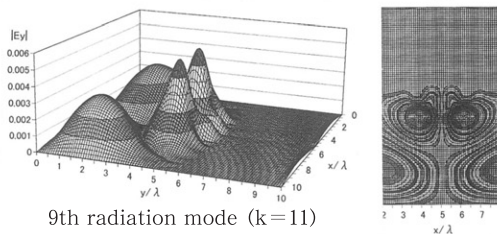
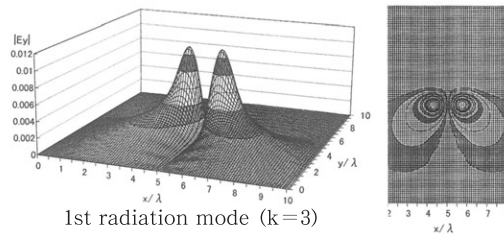
9th radiation mode ($k=11$)

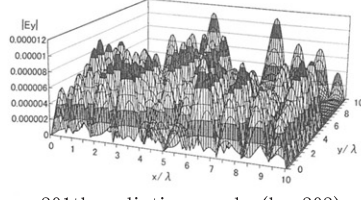
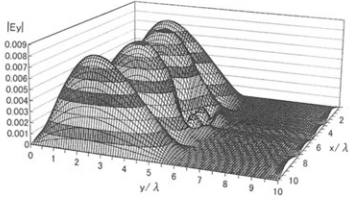
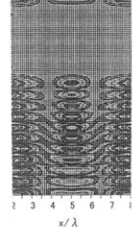
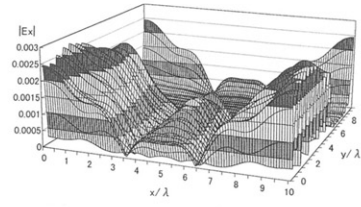
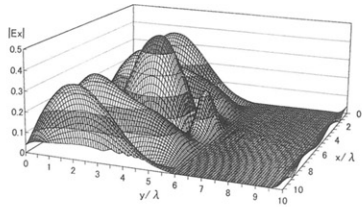


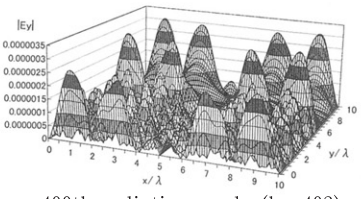
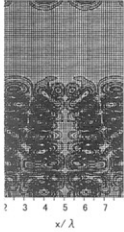
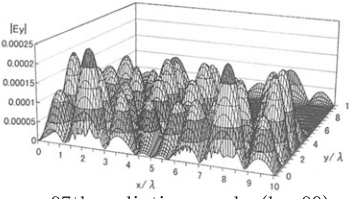
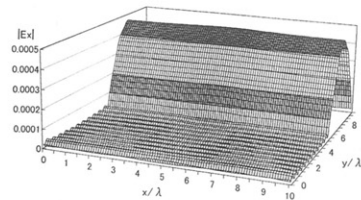
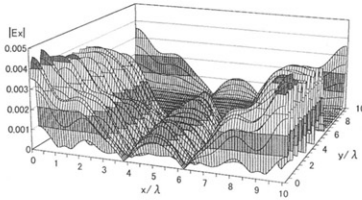
4th radiation mode ($k=6$)

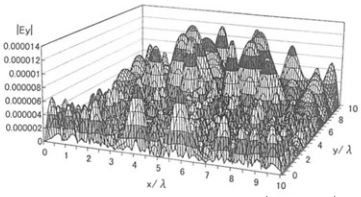
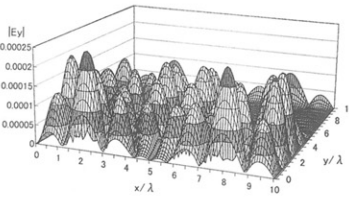
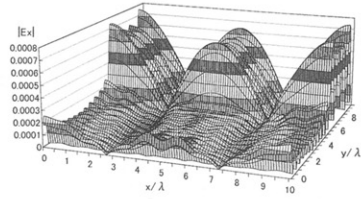
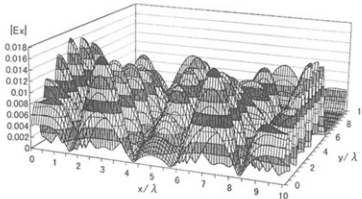


12th radiation mode ($k=14$)




 15th radiation mode ($k=17$)

 301th radiation mode ($k=303$)

 97th radiation mode ($k=99$)

 400th radiation mode ($k=402$)

 99th radiation mode ($k=101$)

 494th radiation mode ($k=496$)

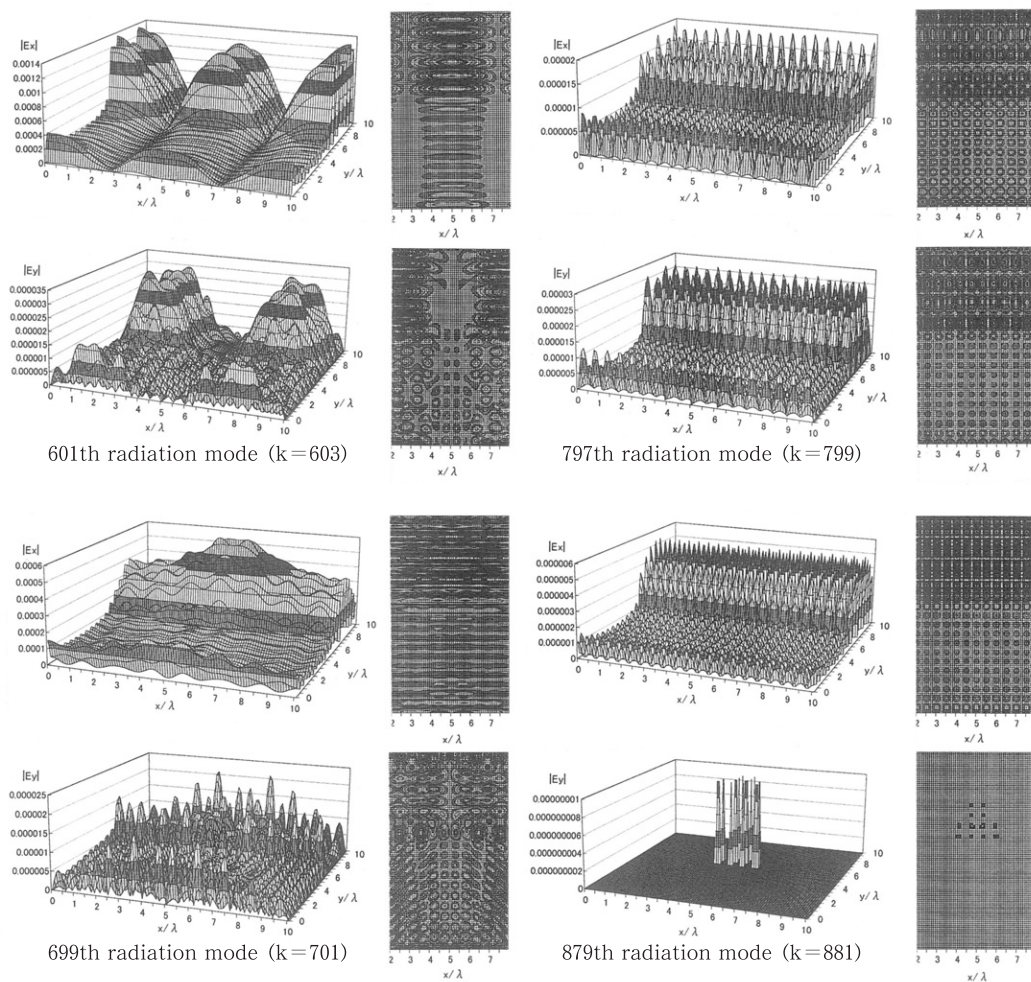


図10 (e) 埋込型, 不均質媒質 ($\lambda = 1.455[\mu\text{m}]$)

図10 屈折率変調型方形断面周期構造導波路の断面内の導波モード及び各次の放射モードの反射電界強度分布 ($|E_x|, |E_y|$)

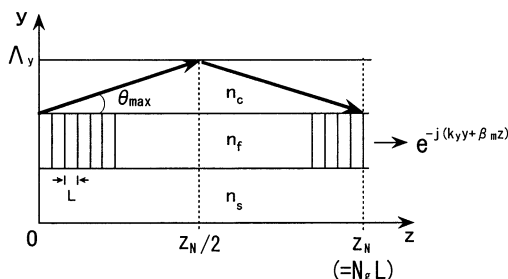
($a = 1.5[\mu\text{m}]$, $b = 0.75[\mu\text{m}]$, $\Lambda_x = \Lambda_y = 10\lambda$, $M = N = 10$, $\sqrt{\epsilon_1} = 1.55$, $\sqrt{\epsilon_2} = 1.50$, $\sqrt{\epsilon_3} = 1.45$, $\sqrt{\epsilon_0} = 1.0$)

- (a) 埋込型 $\lambda = 1.482[\mu\text{m}]$
- (b) 突起型 $\lambda = 1.45[\mu\text{m}]$ ($\sqrt{\epsilon_3} = 1.45$)
- (c) 突起型 $\lambda = 1.45[\mu\text{m}]$ ($\sqrt{\epsilon_3} = 1.40$)
- (d) 完全埋込型 $\lambda = 1.46[\mu\text{m}]$ ($\sqrt{\epsilon_3} = \sqrt{\epsilon_0} = 1.45$)
- (e) 埋込型, 不均質媒質 $\lambda = 1.455[\mu\text{m}]$, $a = b = 1.5[\mu\text{m}]$

参 考 文 献

- (1) J. Shibayama, T. Takahashi, J. Yamauchi and H. Nakano, "Efficient time-domain finite-difference beam propagation methods for the analysis of slab and circularly symmetric waveguides", *J. of Lightwave Technology*, vol.18, no.3, pp.437-442, March 2000.
 - (2) 山内潤治, 沼田 怜, 中野久松, "回転対称 Yee 格子に基づいた虚軸ビーム伝搬法による固有モード解析", 2001信学総大, C-1-39, p.39, March 2001.
 - (3) 辻 寧英, 佐藤和宏, 小柴正則, "周期構造光導波路の3次元フルベクトル双方向固有モード伝搬解析", 2000信学ソ大(エレクトロニクス), C-3-139, p.265, Oct. 2000.
 - (4) 佐藤和宏, 小柴正則, 辻 寧英, "3次元光導波路解析のための時間領域ビーム伝搬法", 2001信学総大, C-3-159, p.324, March 2001.
 - (5) Stefan F. Helfert and R. Pregla, "Efficient analysis of periodic structures", *J. of Lightwave Technology*, vol.16, no.9, pp.1694-1702, Sept. 1998.
 - (6) K. Yasumoto and K. Ohzawa, "Analysis of a step transition in optical fibers using periodic boundary conditions", *Asia-Pacific Microwave Conf. Proc.*, pp.665-668, Hong Kong, 1997.
 - (7) T. Miyamoto, M. Momoda and K. Yasumoto, "Analysis of an embedded dielectric waveguide with parabolic index distribution in the two-dimensional cross section", 1998 Int. Conf. on Microwave and Millimeter wave Technology Proc., pp.841-844, Beijing, China, Aug. 1998.
 - (8) 百田美智子, 宮本徳夫, 安元清俊, "フーリエ級数展開法による三次元導波路の接続問題の解析(II)", 信学技報, vol.99, no.26, AP-99-86(EMT-99-65), pp.65-71, Aug. 1999.
 - (9) T. Miyamoto, M. Momoda and K. Yasumoto, "Full-vectorial analysis of connection problem in optical fiber", *電学論(A)*, vol.122-A, no.1, pp.39-46, Jan. 2002.
 - (10) 百田美智子, 宮本徳夫, 安元清俊, "フーリエ級数展開法によるファイバグレーティングの解析", 2000信学総大, C-3-72, p.252, March 2000.
 - (11) K. Yasumoto and H. Toyama, "Formulation for electromagnetic scattering and guidance by two-dimensional photonic crystals", 信学技報, OPE-2001-93, pp.29-34, Nov. 2001.
 - (12) 百田美智子, 宮本徳夫, 安元清俊, "フーリエ級数展開法による3次元周期構造導波路の解析", 信学技報, vol.101, no.584, OPE2001-136(EMT-02-25), pp.1-6, Jan. 2002.
 - (13) S. Xu, J. Liu, K. Yasumoto and K.S. Chiang, "The effect of radiation on transmission of quasi-periodic multi-layer planar dielectric gratings", *Int. J. of Infrared and Millimeter waves*, vol.20, no.4, pp.681-698, 1999.
 - (14) 百田美智子, 宮本徳夫, 安元清俊, "周期構造3次元光導波路の数値解析", 2002信学総大, C-1-13, p.13, March 2002.
 - (15) 百田美智子, 宮本徳夫, 安元清俊, "周期構造3次元光導波路の数値解析(II)", 2002信学ソサ大, C-1-17, p.17, Sep. 2002.
 - (16) 百田美智子, 宮本徳夫, 安元清俊, "周期構造3次元光導波路の数値解析(III)", 平成14年度電気関係学会九州支部連合大会, no.1254, p.676, Sep. 2002.
 - (17) 百田美智子, 宮本徳夫, 安元清俊, "周期構造3次元光導波路の数値解析(IV)", 平成14年度電気関係学会九州支部連合大会, no.1255, p.677, Sep. 2002.
 - (18) T. Miyamoto, M. Momoda and K. Yasumoto, "Numerical analysis for 3-dimensional optical periodic waveguides with rectangular cross-section", *Proc. of 4th Asia-Pacific Engineering Research Forum on Microwaves and Electromagnetic Theory*, pp.136-144, Sep. 2002.
 - (19) T. Miyamoto, M. Momoda and K. Yasumoto, "Numerical analysis of 3-dimensional periodic waveguide", *Proc. of PIERS2003*, p.233, Jun. 2003.
 - (20) 宮本徳夫, 百田美智子, 安元清俊, "フーリエ級数展開法による3次元周期構造光導波路の数値解析法と精度の検討", 福岡大学工学集報, vol.70, pp.55-82, March 2003.
 - (21) 宮本徳夫, 百田美智子, 安元清俊, "フーリエ級数展開法による周期構造3次元光導波路の解析", 電子情報通信学会論文誌C, vol.J86-C, no.6, pp.591-600, June 2003.
- 同上 selected English version, *Electronics and Communications in Japan, Part 2*, vol.86, no.12, pp.22-31, Dec. 2003.

(付録A) 放射波の仮想周期境界からの反射波の影響



図A 仮想境界 Λ_y からの反射波が導波モードに影響を及ぼさない放射モードの放射角の最大値 θ_{\max}

$$\tan \theta_{\max} = \frac{\Lambda_y \times 1/2}{N_g L \times 1/2} = \frac{\Lambda_y}{N_g L},$$

m 次放射モードの放射角 θ_m

$$\tan \theta_m = \frac{k_y}{\beta_m} = \frac{\sqrt{(k_0 n_c)^2 - \beta_m^2}}{\beta_m},$$

β_m : m 次放射モードの離散化された伝搬定数

$$\beta_m = k_0 \kappa_m \quad (\beta_m < k_0 n_c)$$

表A 本文図3の場合の各次の放射モードのパワー R_{rm} ($m=1,2,\dots$) と放射角 θ_m の計算例

$N_g = 150, \lambda = 1.456 [\mu\text{m}]$	$N_g = 250, \lambda = 1.464 [\mu\text{m}]$
$\theta_{\max} = \tan^{-1} \frac{1.456 \times 10}{150 \times 0.5} = 11^\circ$	$\theta_{\max} = \tan^{-1} \frac{1.464 \times 10}{250 \times 0.5} = 6.7^\circ$
$R_{g1} = 0.108, R_r = 0.4,$ $T_{g1} = 0.46, T_r = 0.026$	$R_{g1} = 0.245, R_r = 0.26,$ $T_{g1} = 0.45, T_r = 0.047$
$R_{r1} = 0.0004$ $R_{r11} = 0.0016$ $R_{r21} = 0.097$ $R_{r45} = 0.214 (10.4^\circ)$ $R_{r53} = 0.016 (11.6^\circ)$ $R_{r77} = 0.008$ $R_{r141} = 0.003$ $R_{r144} = 0.0002$ \downarrow	$R_{r1} = 0.08$ $R_{r10} = 0.115 (4.7^\circ)$ $R_{r19} = 0.035 (6.6^\circ)$ $R_{r31} \left. \begin{array}{l} \vdots \\ R_{r77} \end{array} \right\} < 0.006 (13.8^\circ)$ $R_{r124} = 0.0003$ \downarrow

表Aより, N_g が大きくなれば θ_{\max} は小さくなるが, その分, 放射角の大きな放射モードは低次になるので, 各 N_g の場合共比較的大きい電力の放射モードの放射角はほぼ θ_{\max} の範囲内にあることが分る. θ_{\max} を超える大きな放射角の放射モードのパワーは充分無視できる程小さいといえる.

(付録B) 短波長側で放射波が増大する原因

周期構造導波路では, 一般に波長が Bragg 波長より小さくなると反射放射波がだんだん増大してくる. この原因について, 文献(13)を参照して簡単に説明を試みる.

本文図1の周期Lの周期構造導波路では, n 次空間高調波の伝搬定数 β_n が, 元の一様な導波路を $z < 0$ の方向に伝搬する導波モードの伝搬定数 $-\beta(\lambda)$ に等しい時,

$$\beta_n(\lambda) = \beta(\lambda) + n \frac{2\pi}{L} = -\beta(\lambda) \quad (B1)$$

が成立し, $\beta_n(\lambda)$ の空間高調波は $-\beta(\lambda)$ の反射導波モードと強く結合し, 強い反射導波モードが発生する. この状態を Bragg 反射と呼び, この時の波長 $\lambda = \lambda_B$ を Bragg 波長と呼んでいる (文献(20)付録 F, G 参照). この時, $\beta(\lambda)$ が $k_0 n_c < \beta(\lambda) < k_0 n_f$ の範囲にあれば, 断面方向には消滅波となり $e^{-\gamma_c x} e^{-j\beta z}$ で表わされ Z 方向に伝搬する. もし, 発生した高調波が $\beta_n(\lambda) < k_0 n_c$ を満たす時, β_n の高調波は放射波となり, 断面方向にも伝搬し $e^{-jk_c x} e^{-j\beta z}$ で表わされ, 導波モードは放射波に変換される ($k_c = -j\gamma_c$).

さて, 式(B1)において $n = -1$ とし, $N = \beta/k_0$ の等価屈折率で表わせば

$$N_{-1}(\lambda_B) = N(\lambda_B) - \frac{\lambda_B}{L} = -N(\lambda_B) \quad (B2)$$

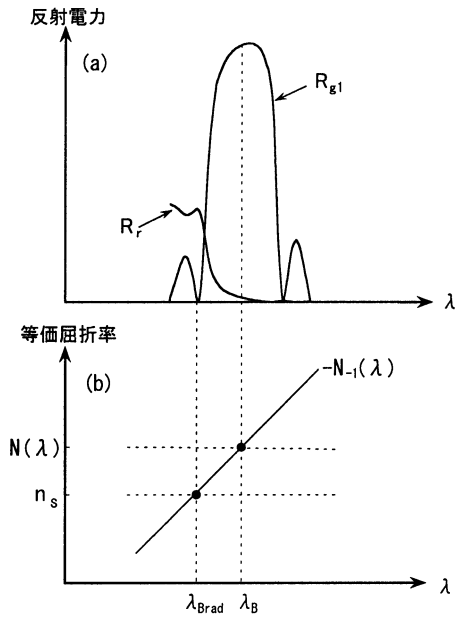
となる. この導波路が λ_B 付近の狭い波長帯域で使用される場合は, 導波モードの $N(\lambda)$ はほぼ一定と見なされるので⁽¹³⁾, その範囲では $N_{-1}(\lambda)$ は波長 λ に比例すると言える (図B(b)参照). $\lambda = \lambda_B$ の時は, -1 次空間高調波は反射導波モードと強い結合が生じ, 反射導波モードの電力 R_{g1} が最大値を示す. λ が λ_B からずれるにつれてその結合が弱くなり, 反射導波電力も弱くなる (図B(a)の R_{g1} 参照). λ が短くなり, $\lambda = \lambda_{\text{Brad}}$ に達すると図B(b)に示すように $-N_{-1}(\lambda)$ は小さくなり基板部の屈折率 $n_s (< n_f)$ に達する (前述の n_c (カバ一部) の代わりに基板部の n_s を考えても同じ議論となる). この波長から導波モードは -1 次空間高調放射波の領域に入り始める. 更にこれより短くなると, $-N_{-1}(\lambda)$ は波長に比例するので

$$-N_{-1}(\lambda) < n_s \quad (B3)$$

となり, -1 次空間高調波は放射波となる. このため $N(\lambda)$ も放射領域 ($N(\lambda) < n_s$) に入り, 強い反射放射波が生じる (図B(a)の R_r 参照). 以上で, 短波長側で放射波が増大する原因が説明された⁽¹³⁾.

図B(b)にて, n_s を小さくして $N(\lambda) - n_s$ の差を大きくすると, $-N_{-1}(\lambda)$ と n_s との交点の波長 λ_{Brad} が短波長側に移動するため, 導波モードの伝搬領域 ($N(\lambda) > n_s$) が広くなり, 放射波電力 (R_r) は小さくなり, 反射

放射波電力 R_r を抑制することができる。このことは本文の数値例図 4 (d) で示すように、屈折率の高い半導体には n_s が相対的に小さいためか、結果的には $N(\lambda) - n_s$ の差が大きく、多モード導波路（導波モード数=10個）となっていて、単一モード伝送に近い他の多くの例（図 4 (a)～(c)）に比べて極端に R_r が抑制されていることと符合している。



図B 周期構造導波路での反射基本導波モード電力 R_{g1} と全放射波反射電力 R_r の波長特性と、 $N_{-1}(\lambda)$ 、 $N(\lambda)$ の変化概略図