

金属装荷導波路型偏光子のビーム伝搬解析

KOMADA, Takaaki / 駒田, 隆明 / 山内, 潤治 / 中野, 久松 /
NAKANO, Hisamatsu / YAMAUCHI, Junji

(出版者 / Publisher)

電子情報通信学会

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

電子情報通信学会論文誌. C, エレクトロニクス / 電子情報通信学会論文誌. C,
エレクトロニクス

(開始ページ / Start Page)

241

(終了ページ / End Page)

248

(発行年 / Year)

2009-07

金属装荷導波路型偏光子のビーム伝搬解析

山内 潤治[†] 駒田 隆明[†] 中野 久松[†]

Propagating Beam Analysis of a Metal-Clad Waveguide Polarizer

Junji YAMAUCHI[†], Takaaki KOMADA[†], and Hisamatsu NAKANO[†]

あらまし 完全埋込型誘電体導波路に金属膜を装荷した TE 透過型偏光子の特性をビーム伝搬法により検討する。はじめに、等価屈折率法を用い、三次元構造の偏光子を二次元構造で近似し、動作の概要を明らかにする。虚軸法を用いた固有モード解析を行い、二つの TM スーパーモードの伝搬定数から結合長を求める。更に、ビーム伝搬解析を行い、消光比を算出する。消光比が極大となるまでの偏光子長は、固有モード解析から得られた TM スーパーモードの最小結合長に一致することを示す。次に、三次元構造の偏光子の検討を行う。構造の最適化の後、偏光子の波長特性を評価する。結果として、偏光子長 $12\ \mu\text{m}$ で、 $0.625\ \mu\text{m}$ から $0.645\ \mu\text{m}$ の帯域において 15 dB 以上の消光比が得られることを明示する。

キーワード ビーム伝搬法 (BPM), 導波路型偏光子, 消光比, Drude-Lorentz 分散

1. まえがき

導波路型偏光子は、光集積回路における基本的な素子の一つである [1]。TE 透過型偏光子には、TM 波の漏れモードを利用するもの [2], [3] や、金属膜に励起される表面プラズモンポラリトン (SPP) を利用するものなどがある。SPP を利用する偏光子は、TM 波のスーパーモードの干渉を利用することによって、短い偏光子長で高い消光比が得られる。これまで、様々な金属装荷導波路型偏光子が理論的に検討されてきた [4] ~ [6]。文献 [5], [6] では、導波路の片側に金属を装荷し、金属とコアの間隔を変化させた場合の消光比の評価が行われた。文献 [4] では、この種の偏光子をモデル化する構造として、誘電体導波路の両側に金属膜を設置した偏光子の消光比、挿入損が理論的に評価された。しかしながら、これらの理論検討は二次元構造に限定されており、実際の三次元構造での検討はなされてこなかった。

本論文では、誘電体導波路の片側に金属膜を装荷した TE 透過の偏光子を、三次元セミベクトルビーム伝搬法を用いて解析し [7], 消光比の具体的な検討を行う。等価屈折率法を適用した二次元解析での結果と比

較を行い、三次元解析の必要性を示す。

はじめに、等価屈折率法を用いて、三次元構造の偏光子を二次元構造で近似し、動作の概要を明らかにする。固有モード特性を評価し [8], [9], TM スーパーモードの伝搬定数から結合長を算出する。続いて、伝搬ビーム解析を行い、消光比を評価する。消光比が極大となるまでの偏光子長は、固有モード解析から得られる二つの TM スーパーモードの最小結合長に等しくなることを示す。

次に、三次元構造の偏光子を解析し、構造値の最適化を行う。波長特性を評価するため、金属は Drude-Lorentz 分散性媒質として扱う。偏光子の波長特性を評価し、結果として、偏光子長 $12\ \mu\text{m}$ で、 $0.625\ \mu\text{m}$ から $0.645\ \mu\text{m}$ の帯域において 15 dB 以上の消光比が得られることを明示する。

2. 構造と計算手法

図 1 に、金属装荷導波路型偏光子の構造を示す。TE 波は金属の影響をほとんど受けず、導波路に沿って伝搬する。これに対し、TM 波では、二つのスーパーモードの干渉が生じる [4] ~ [6]。そこで、偏光子長 L をスーパーモードの結合長に選ぶことで、TM 波を基板に放射させ、TE 波のみを取り出すことを意図する。なお、三次元導波路では、純粋な TE 波、TM 波は存在しないが、本論文では H^x モードを TM 波、 H^y モードを

[†] 法政大学工学部電子情報学科, 小金井市
Faculty of Engineering, Hosei University, Koganei-shi, 184-8584 Japan

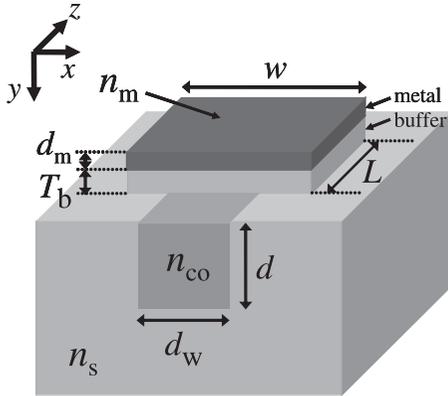


図1 偏光子の構造

Fig. 1 Configuration of a metal-clad waveguide polarizer.

TE 波と表記する。

文献 [6] で検討された構造を参考にして、コアと基板の屈折率を $n_{co} = 1.585$, $n_s = 1.439$ にそれぞれ固定する。金属と導波路の間に挿入するバッファ層の屈折率は基板の屈折率 n_s と等しく選ぶ。コアの高さを $d = 0.5 \mu\text{m}$ とし、バッファ層の厚さを T_b と表記する。基本検討に用いる波長を $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ に選ぶ。金属には Ag を使用する。Ag の屈折率は、 $n_m = 0.130 - j3.99$ [10] とする。TM 波の結合長は、 $d_m > 0.1 \mu\text{m}$ のとき、ほぼ一定である。したがって、金属膜厚を $d_m = 0.2 \mu\text{m}$ に選ぶ。金属とバッファ層の幅を w と定義する。

解析には、セミベクトル BPM を使用し、磁界成分を扱う。磁界成分に関するセミベクトル波解析の式を以下に示す。

$$2jkn_0 \frac{\partial H_b}{\partial z} = \frac{\partial^2 H_b}{\partial b^2} + n^2 \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_b}{\partial a} \right) + k^2(n^2 - n_0^2)H_b \quad (1)$$

ここで、TE 波の場合、 $a = x$, $b = y$ であり、TM 波の場合、 $a = y$, $b = x$ である。 k は自由空間波数、 n は屈折率を表している。式 (1) にクラック・ニコルソン法を適用し、交互方向陰解法で離散化する。横方向の微分の評価には、二次精度の改良型差分式を用いる [11]。解析に用いる空間の刻み幅を $\Delta x = 0.01 \mu\text{m}$, $\Delta y = 0.005 \mu\text{m}$, $\Delta z = 0.05 \mu\text{m}$ に選ぶ。解析領域端には、PML 吸収境界 [12] を設置する。

参照屈折率 n_0 は、入射導波路の固有モードの実効屈折率とする。ただし、金属領域には、参照屈折率を

複素化する手法を適用する [13]。金属領域内での複素参照屈折率 N_0 を以下のように定義する。

$$N_0 = n_0 \exp \left(j \frac{\pi}{180} \theta \right) \quad (2)$$

本論文では、 $\theta = -5^\circ$ に選び、式 (1) の左辺の n_0 のみ N_0 で置き換える。金属領域内の参照屈折率を複素化することで、TM 波解析における計算不安定性が解消される。なお、ここで選択した θ は敏感なパラメータではなく、 $\pm 4^\circ$ 程度変化させてもほとんど同じ計算結果を与える。

固有モードの解析には、虚軸 BPM を用いる。固有モードの複素伝搬定数は、以下の式から算出される。

$$\gamma^2 = \frac{\iint \left[k^2 n^2 |H_b|^2 + H_b^* \left(\frac{\partial^2 H_b}{\partial b^2} + n^2 \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_b}{\partial a} \right) \right) \right] dx dy}{\iint |H_b|^2 dx dy} \quad (3)$$

ここで、 γ の実部は位相定数、虚部は減衰定数に相当する。 $*$ は複素共役を表している。

算出された固有モードから TM スーパーモードの結合長を評価する。結合長は、以下のように定義される。

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \quad (4)$$

ここで、 β_0, β_1 はそれぞれ、最低次モード、一次モードの位相定数を表している。

3. 二次元解析

三次元構造の具体的な検討の前に、等価屈折率法を用いて、三次元構造の偏光子を二次元構造で近似した場合を取り上げ、動作の概要を明らかにする。

3.1 等価屈折率法

図 2 に、等価屈折率法概念図を示す。領域 I, II, III, IV, V の屈折率をそれぞれ n_{air} , n_m , n_s , n_4 , n_s とする。等価屈折率法では、はじめに x 方向にのみ屈折率変化のある二次元構造を固有モード解析し、等価屈折率を算出する。次に、これにより求めた等価屈折率を n_4 とし、 y 方向にのみ屈折率変化のある二次元構造の解析を行う。 H^y モードを考える場合、 x 方向のモードを求めるときには二次元構造の TM モードを扱い、 y 方向のモードを求めるときには I, II 領域も考慮し、TE モードを扱う。同様にして、 H^x モードを考える場合、 x 方向のモードを求めるときには二次元構造の TE モードを扱い、 y 方向のモードを求め

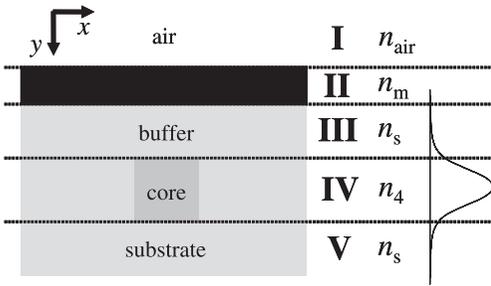


図 2 等価屈折率法による偏光子の分割
Fig. 2 Polarizer division based on the effective index method.

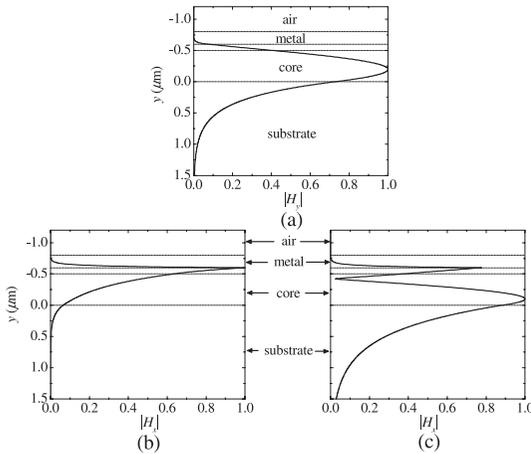


図 3 固有モード界分布 (a) TE_g モード, (b) TM_s モード, (c) TM_g モード
Fig. 3 Field distributions: (a) TE_g mode, (b) TM_s mode, (c) TM_g mode.

るときには TM モードを扱う。金属幅 w を有限の値に選ぶと、 H^x モードの近似において、領域 II での TE モードが存在せず、等価屈折率を求めることができない。そこで、 w を無限大とし、等価屈折率法を適用する。

はじめに、 x 方向にのみ屈折率の変化をもつ二次元構造の固有モード解析を、領域 IV について行い、等価屈折率を算出する。その結果、領域 IV の等価屈折率は、 H^y モードでは $n_4 = 1.532$ 、 H^x モードでは $n_4 = 1.538$ と算出される。次に、得られた等価屈折率を用いて、 y 方向にのみ屈折率の変化をもつ二次元構造の解析を行う。これにより、三次元構造の偏光子を、二次元構造で近似する。

3.2 解析結果

まず、固有モード特性を評価する。図 3 に、固有

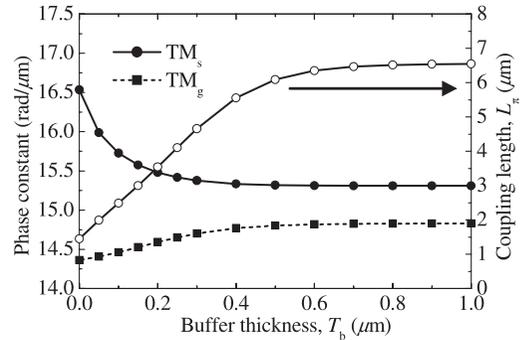


図 4 T_b に対する位相定数と結合長
Fig. 4 Phase constant and coupling length as a function of T_b .

モード界分布の一例を示す。 $T_b = 0.1 \mu\text{m}$ の結果である。TE 波には、一つの固有モード (TE_g) が存在する。他方、TM 波には、二つの固有スーパーモード (TM_s 、 TM_g) が存在する。TM 波で存在する二つのモードは、金属-誘電体境界で界が局在する SPP モードである。ここで、モードの名称は文献 [4] で使用されたものに従っている。文献 [4] では、 TM_c モードの存在も示されているが、本論文で扱う T_b の値においては、 TM_c モードはカットオフとなっている。

得られた TM 波スーパーモードから結合長を算出するため、位相定数を評価する。 T_b に対する位相定数を図 4 に示す。両モードの位相定数差は、 T_b の減少に伴い大きくなる。したがって、 T_b が減少するにつれて結合長は短くなる。

次に、TE 波と TM 波の伝搬損を比較する。図 5 に、 T_b に対する TE_g 、 TM_s 、 TM_g モードの伝搬損を示す。 TM_s モードと TM_g モードの伝搬損は、 $T_b = 0 \mu\text{m}$ から $T_b = 0.5 \mu\text{m}$ の範囲で 26 dB/mm 以上となる。これに対し、 TE_g モードの伝搬損は最大でも 2 dB/mm であり、 TM_s モードと TM_g モードの伝搬損に比べて、非常に小さい。

偏光子の固有モード特性が明らかになったので、次に、伝搬ビーム解析を行う。図 6 に、 $T_b = 0 \mu\text{m}$ の場合の TM 波の伝搬界を示す。入射界は、誘電体導波路の固有モードとしている。入射された TM 波は、二つのスーパーモードの干渉により、金属表面と導波路間で結合を繰り返し、基板へ放射しながら、かつ金属膜での吸収により減衰しながら伝搬する。

伝搬距離に対する TE、TM 波の結合効率を図 7 に示す。TM 波の結合効率は、伝搬界から予想されるよ

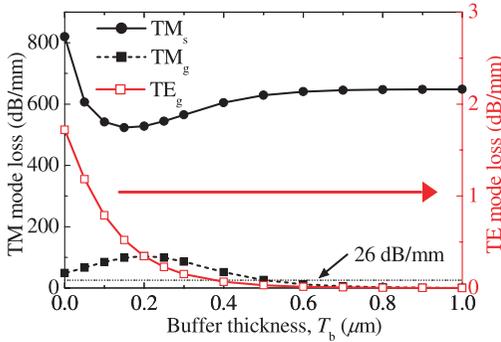


図 5 T_b に対する伝搬損
Fig. 5 Propagation loss as a function of T_b .

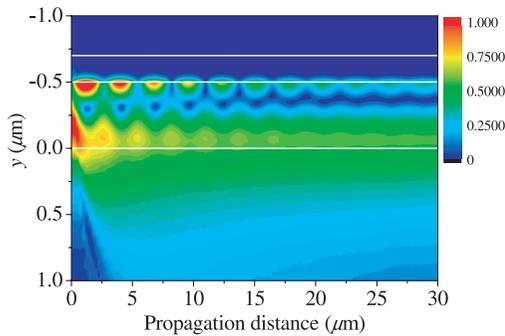


図 6 界分布 (TM 波)
Fig. 6 Field distribution (TM wave).

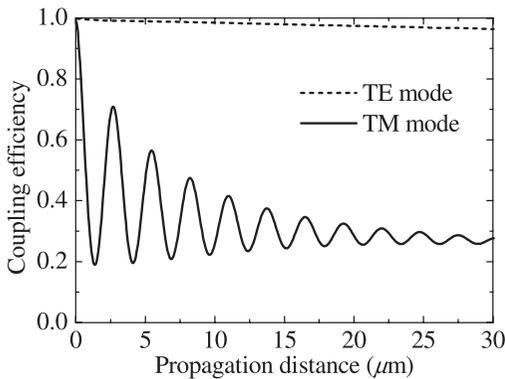
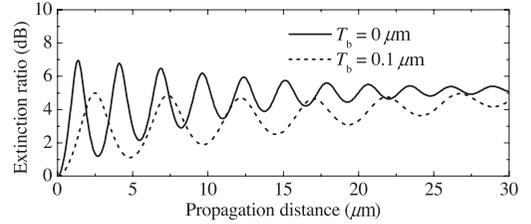


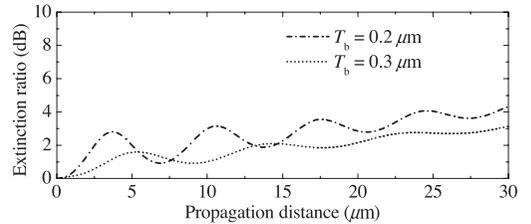
図 7 伝搬距離に対する結合効率 ($T_b = 0 \mu\text{m}$)
Fig. 7 Coupling efficiency as a function of propagation distance for $T_b = 0 \mu\text{m}$.

うに、界の伝搬に伴い減衰振動する。この振動の半周期は、図 4 で示されたスーパーモードの結合長と一致する。

図 7 からは、TE 波の結合効率のわずかに減少する様子が観察される。結合効率が減少するのは、界が金



(a) $T_b = 0 \mu\text{m}, 0.1 \mu\text{m}$



(b) $T_b = 0.2 \mu\text{m}, 0.3 \mu\text{m}$

図 8 伝搬距離に対する消光比
Fig. 8 Extinction ratio as a function of propagation distance. (a) $T_b = 0 \mu\text{m}, 0.1 \mu\text{m}$, (b) $T_b = 0.2 \mu\text{m}, 0.3 \mu\text{m}$.

属膜にわずかに吸収されるためである。この損失は、固有モード解析から得られる TE_g モードの伝搬損と一致する。

結合効率から消光比を算出する。消光比は、次式で定義される。

$$ER = 10 \log_{10} \frac{C_{\text{TE}}}{C_{\text{TM}}} \quad (5)$$

ここで、 C は結合効率を表している。図 8(a) に、 $T_b = 0 \mu\text{m}, 0.1 \mu\text{m}$ とした場合の消光比を示す。 $T_b = 0 \mu\text{m}$ とすると、結合長が最短となるため、消光比が極大となるまでの偏光子長は最短となる。このとき、7 dB の消光比が約 $1.3 \mu\text{m}$ の偏光子長で得られる。

図 8(b) に、 $T_b = 0.2 \mu\text{m}, 0.3 \mu\text{m}$ とした場合の消光比を示す。 T_b を大きくするに伴い、消光比の振動幅の小さくなる様子が観察される。

ここで、 T_b によって消光比の振動幅が変化する理由について考察する。TM スーパーモードの界と、金属膜がない入射導波路の固有モード界との重なり積分を評価する。結果を図 9 に示す。 $T_b = 0 \mu\text{m}$ で消光比の振動幅が大きくなるのは、 TM_s モードと TM_g モードの励振される量が近づき、モード干渉が強くなるためである。一方、 $T_b = 0 \mu\text{m}$ から T_b の値が離れるに従い、両モードの励振される量の差が大きくなる。このため、モード干渉が弱まり、消光比の振動幅は小さ

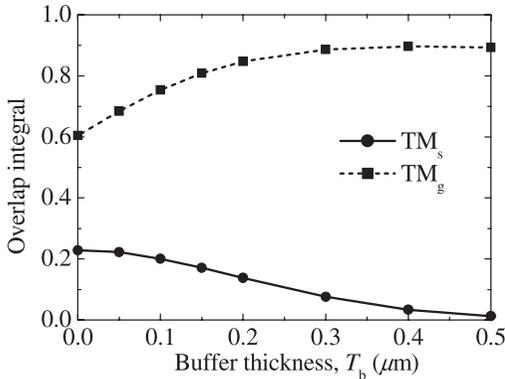


図 9 入射界と TM スーパーモード界との重なり積分
Fig. 9 Overlap integral between the incident field and the TM-supermode fields.

くると解せる。

本論文の構造では、図 4 から見られるように、 T_b が十分に大きいとき TM_s モードと TM_g モードの位相定数は一致せず、位相整合条件が完全には満たされていない。そのため、消光比の極大値は 7 dB 程度にとどまっている。モード干渉を強くし、消光比の極大値を大きくするには、位相整合条件を満たすように、構造値を調整する必要がある。この調整には、後述するように、金属幅 w の変化が有効であるが、 w を無限大とする二次元解析ではこれ以上検討を進めることができない。そこで、次章では三次元構造を取り扱う。

4. 三次元解析

二次元構造において偏光子の動作の概要が明らかになったので、次に、三次元構造の偏光子を解析する。コア幅を $d_w = 0.5 \mu\text{m}$ に選び、正方形コアとする。偏光子の構造値 w と T_b の最適化を行った後、消光比の波長特性を評価する。

4.1 構造の最適化

はじめに、二次元解析では検討できなかった、金属幅 w の最適化を行う。 $T_b = \infty$ とし、位相整合条件を満たす w の値を決定する。この場合、 TM_s モードと TM_g モードは、金属及び誘電体コアがそれぞれ個別に存在する場合のモードとみなすことができる。図 10 に、 w に対する、 TM_s モードと TM_g モードの位相定数を示す。 $w = 0.6 \mu\text{m}$ 付近で、 TM_s 、 TM_g 両モードの位相定数はほぼ等しい値をとり、位相整合の満たされることが見出せる。

次に、金属幅を $w = 0.6 \mu\text{m}$ に固定し、パッファ層

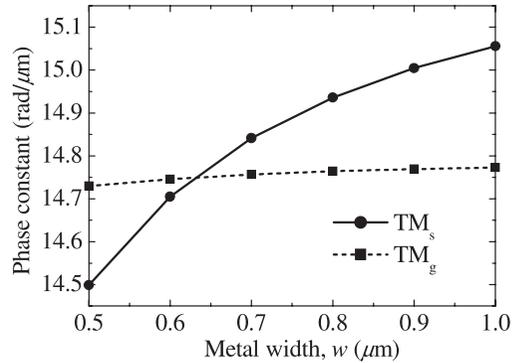


図 10 w に対する位相定数
Fig. 10 Phase constant as a function of metal width.

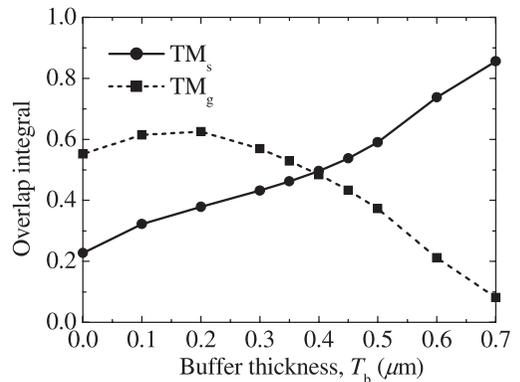


図 11 入射界と TM スーパーモード界の重なり積分 ($w = 0.6 \mu\text{m}$)
Fig. 11 Overlap integral between the incident field and the TM-supermode fields for $w = 0.6 \mu\text{m}$.

の厚さ T_b についての検討を行う。図 11 に、 T_b に対する、入射界と、TM スーパーモード界との重なり積分値を示す。 $T_b = 0.4 \mu\text{m}$ 付近で、TM 波の二つのスーパーモードがほぼ均等に励振されている。以上の結果より、金属幅とパッファ層の厚さをそれぞれ $w = 0.6 \mu\text{m}$ 、 $T_b = 0.4 \mu\text{m}$ 付近に選ぶことで、高い消光比が得られると期待される。

図 12 に、最小結合長付近において得られる消光比の最大値の等高線を示す。また、図 13 に、図 12 に対応した偏光子長の等高線を示す。各図の横軸と縦軸はそれぞれ、 w と T_b を表している。構造値を、 $w = 0.6 \mu\text{m}$ 、 $T_b = 0.4 \mu\text{m}$ 付近に選ぶことで、高い消光比が得られることを確認できる。以降は、構造値を、 $w = 0.6 \mu\text{m}$ 、 $T_b = 0.35 \mu\text{m}$ に選び、解析を行う。このとき、偏光子長 $12 \mu\text{m}$ で、30 dB の消光比が得ら

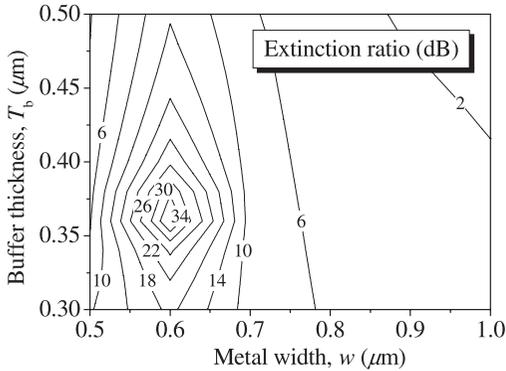


図 12 消光比の等高線
Fig. 12 Extinction ratio.

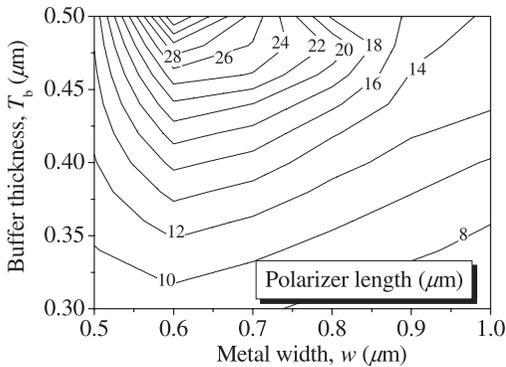


図 13 偏光子長の等高線
Fig. 13 Polarizer length.

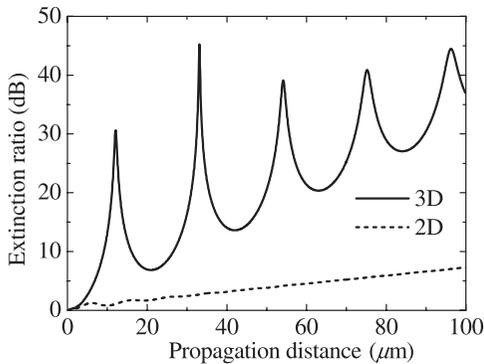


図 14 伝搬距離に対する消光比
Fig. 14 Extinction ratio as a function of propagation distance.

れている。

図 14 に、伝搬距離に対する消光比を示す。消光比は周期的に極大値をとり、消光比がピークとなるまでの偏光子長は、TM スーパーモードの結合長に等しく

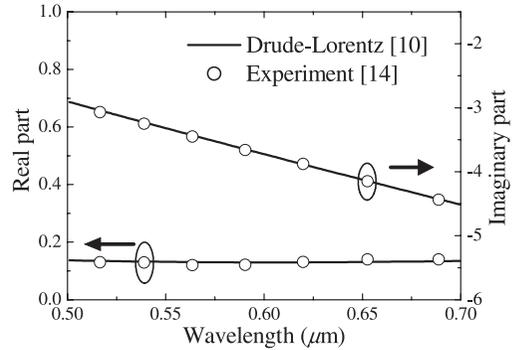


図 15 波長に対する Ag の屈折率
Fig. 15 Refractive index of Ag as a function of wavelength.

なる。

図 14 には比較のため、 $T_b = 0.35 \mu\text{m}$ の場合の、二次元解析の結果も併記する。両者の結果を比較すると、消光比の振幅に大きな差が見られる。二次元解析と三次元解析では、位相定数、減衰定数が異なり、結果として、消光比が異なる。特に、二次元解析では、金属幅 w を変化させて位相整合をとれないため差が大きくなる。したがって、実際のデバイスの設計に三次元解析の必要なことが見出せる。換言すると、金属幅がコア幅に比べて、相対的に十分大きい場合には、二次元解析でも比較的精度の良い結果が得られる（例えば、図 10 で TM_s モードの位相定数は、 w の増加に伴い、二次元解析の結果 $15.3 \text{ rad}/\mu\text{m}$ に収束する傾向を示している）。ただし、この場合、位相整合をとることは、金属幅の調整ではなく、コアの屈折率の微妙な調整で行うこととなり、現実的ではない。

4.2 金属の屈折率の波長分散性

前節で得られた最適な構造を用いて、波長特性を評価する。その際、金属の波長分散性を考慮する。図 15 に、波長に対する Ag の屈折率を示す。比較のため、文献 [14] で示された、屈折率の実験値を併記する。Ag を Drude-Lorentz 分散性媒質と仮定することで、実験値とほぼ等しい屈折率が得られている。以降は Ag を Drude-Lorentz 分散性媒質として扱い、三次元構造の偏光子の波長特性を評価する。以下に、Drude-Lorentz 分散式を示す [10]。

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_D^2}{\omega(\omega - j\nu_D)} - \frac{\Delta\epsilon_L\omega_L^2}{\omega^2 - \omega_L^2 - j\nu_L\omega} \quad (6)$$

ここで、 ϵ_∞ は周波数が無限大のときの比誘電率、 ω

表 1 Ag の場合の各係数
Table 1 Coefficients for Ag.

ϵ_∞	$\omega_D/2\pi(\text{THz})$	$\nu_D/2\pi(\text{THz})$
3.91	13420	84
$\Delta\epsilon_L$	$\omega_L/2\pi(\text{THz})$	$\nu_L/2\pi(\text{THz})$
0.76	6870	12340

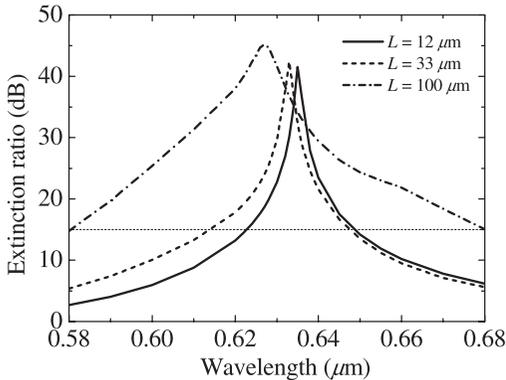


図 16 消光比の波長特性
Fig. 16 Extinction ratio as a function of wavelength.

は角周波数, ω_D と ω_L はプラズマ角周波数, ν_D と ν_L は衝突周波数, $\Delta\epsilon_L$ は Lorentz 項の重み係数を表している. また, 下付き文字の D と L はそれぞれ Drude モデルと Lorentz モデルの係数であることを示している. Ag の場合の各係数を表 1 に示す.

4.3 波長特性

偏光子長を図 14 において消光比が極大となる距離付近に選び, 消光比の波長特性を評価する. 図 16 に, 消光比の波長特性を示す. 偏光子長を TM スーパーモードの最小結合長付近 ($L = 12 \mu\text{m}$) に選ぶことにより, 短い偏光子長で, 高い消光比の得られることが見出せる. この場合, 15 dB 以上の消光比が, 波長 $0.625 \mu\text{m}$ から $0.645 \mu\text{m}$ の帯域において得られる.

図 14 から予想されるように, 伝搬長が長くなるにつれて, スーパーモードの干渉は弱くなり, TM 波の損失は TM_g モードの損失のみで決定されるようになる. 換言すると, 偏光子長を十分長くすれば, 波長特性は広がるはずである. 今, 15 dB の消光比を規準とすると, 必要な偏光子長は $100 \mu\text{m}$ 以上と計算される. 図 16 にはこの場合のデータも付記している. 広帯域特性が得られてはいるが, 偏光子長の増加に伴って, TE 波の損失も大きくなり, この場合, 約 0.3 dB の損失が生じる. つまり, 偏光子長をスーパーモードの最小結合長に選べば, 短い偏光子長のおかげで TE 波の損

失をほとんど無視できる利点が生じる, といえる.

5. むすび

本論文では, 導波路に金属膜を装荷した TE 透過の導波路型偏光子を, 三次元セミベクトルビーム伝搬法を用いて解析した.

はじめに, 等価屈折率法を用いて三次元構造の偏光子を二次元構造で近似し, 固有モード特性, 消光比を評価した. 消光比が極大となるまでの偏光子長は, 固有モード解析から得られる二つの TM スーパーモードの結合長に一致することを示した.

次に, 三次元構造の偏光子を解析し, 金属幅とパフファ層の厚さの最適化を行った. また, 三次元解析と二次元解析の結果の比較を行い, 得られる消光比の異なることから, 三次元解析の必要性を明示した.

最後に, 得られた最適な構造を用いて, 偏光子の波長特性を評価した. 金属の屈折率の波長分散性を考慮し, 金属を Drude-Lorentz 分散性媒質として扱った. 偏光子長を TM スーパーモードの最小結合長付近に選ぶことで, 高い消光比の得られることを示した. 偏光子長が $12 \mu\text{m}$ のとき, 15 dB 以上の消光比が, 波長 $0.625 \mu\text{m}$ から $0.645 \mu\text{m}$ の帯域において得られることを見出した.

謝辞 参照屈折率の複素化に関して御検討頂いた, 柴山純博士に感謝する. 本研究は文部科学省科学研究費 (基盤研究 C) の補助を受けた.

文 献

- [1] E.M. Garmire and H. Stoll, "Propagation losses in metal-film-substrate optical waveguides," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-8, no.10, pp.763-766, 1972.
- [2] K. Thyagarajan, S.D. Seshadri, and A.K. Ghatak, "Waveguide polarizer based on resonant tunneling," J. Lightwave Technol., vol.9, no.3, pp.315-317, 1991.
- [3] R.E. Smith and S.N. Houde-Walter, "The migration of bound and leaky solutions to the waveguide dispersion relation," J. Lightwave Technol., vol.11, no.11, pp.1760-1768, 1993.
- [4] T. Nakano, K. Baba, and M. Miyagi, "Insertion loss and extinction ratio of a surface plasmon-polariton polarizer: Theoretical analysis," J. Opt. Soc. Am. B, vol.11, no.10, pp.2030-2035, 1994.
- [5] M. Saini and E.K. Sharma, "Strong effect of output coupling on the performance of metal-clad waveguide polarizers," Opt. Lett., vol.20, no.4, pp.365-367, 1995.
- [6] C. Chen and L. Wang, "Design of finite-length metal-clad optical waveguide polarizer," IEEE J. Quantum

Electron., vol.34, no.7, pp.1089–1097, 1998.

- [7] 山内潤治, 駒田隆明, 中野久松, “金属装荷導波路型偏光子 の BPM 解析,” 信学技報, OPE2008-44, 2008.
- [8] J. Shibayama, T. Yamazaki, J. Yamauchi, and H. Nakano, “Eigenmode analysis of a light-guiding metal line loaded on a dielectric substrate using the imaginary-distance beam-propagation method,” J. Lightwave Technol., vol.23, no.3, pp.1533–1539, 2005.
- [9] D. Yevick and W. Bardyszewsky, “Correspondence of variational finite-difference (relaxation) and imaginary-distance propagation methods for modal analysis,” Opt. Lett., vol.17, no.5, pp.329–330, 1992.
- [10] T. Laroche and C. Girard, “Near-field optical properties of single plasmonic nanowires,” Appl. Phys. Lett., vol.89, pp.233119(1)–233119(3), 2006.
- [11] J. Yamauchi, Propagating Beam Analysis of Optical Waveguides, Research Studies Press, U.K., 2003.
- [12] J.P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic-waves,” J. Comput. Phys., vol.114, no.2, pp.185–200, 1994.
- [13] J. Shibayama, T. Takeuchi, N. Goto, J. Yamauchi, and H. Nakano, “Numerical investigation of a Kretschmann-type surface plasmon resonance waveguide sensor,” J. Lightwave Technol., vol.25, no.9, pp.2605–2611, 2007.
- [14] E.D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, New York, 1998.

(平成 20 年 11 月 29 日受付, 21 年 1 月 13 日再受付)



中野 久松 (正員:フェロー)

昭 43 法政大・工・電気卒。昭 48 同大大学院博士課程了。昭 59 同大教授, 現在に至る。この間, マイクロ波アンテナ, 光導波路等の研究に従事。200 編以上の査読校閲付き論文誌論文, 200 編以上の国際シンポジウム論文を公表。衛星放送受信用として, 昭 62 屋外用センタフィードパラボラアンテナ, 平 3 室内用平面アンテナの実用化に成功, ほかに GPS, 携帯電話アンテナ等の実用化を行う。昭 56 米国シラキウス大客員助教授。昭 61 年 2 月~9 月カナダ・マニトバ大客員教授。昭 61 年 9 月~62 年 3 月米国カリフォルニア大客員教授。工博。昭 61 カナダにて International Scientific Exchange Award, 昭 62 IEE-ICAP アンテナ最優秀論文賞, 平 6 IEEE H.A.Wheeler 論文賞受賞。平 18 IEEE AP-S Chen-To Tai Distinguished Educator Award 受賞。著書 “Helical and Spiral Antennas” (Research Studies Press, John Wiley & Sons), 共著書 “電磁波問題解析の実際” (第 3 章, 本会) など。IEEE AP-S AdCom 委員 (2000–2002), IEEE Fellow.



山内 潤治 (正員)

昭 51 法政大・工・電気卒。昭 57 同大大学院博士課程了。昭 59 都立高専講師。昭 63 法大講師。現在, 同大学教授。線状アンテナ, 表面波アンテナ, 円偏波導波器, 円偏波散乱体, 光導波路の数値解法などの研究に従事。1989 英国電気学会アンテナ伝搬国際会議最優秀論文賞共同受賞。著書 “Propagating Beam Analysis of Optical Waveguides” (Research Studies Press, England)。工博。IEEE, 米国光学会各会員。



駒田 隆明 (学生員)

平 19 法政大・工・電子情報卒。現在同大学院博士前期課程在学中。光導波路の数値解析に関する研究に従事。