

非共振型磁気同調ろ波器
に関する一考察

張 年錫

(大阪電気通信大学)

1988年5月13日

(於 住友ビル)

非共振型磁気同調ろ波器に関する一考察

張 年錫

Some Aspects of A Non-Resonance Type Magnetically Tunable Microwave Filter.

Nion S. Chang

1. はじめに

磁性薄膜の利用が盛んでマイクロ波領域での信号処理¹⁾もその1つである。その中でマイクロ波の遅延線路、FET増幅器を組み合わせた発振器やろ波器等と多岐にわたっているが、広い周波数範囲にわたって磁氣的に同調できるろ波器²⁾の研究が盛んである。薄膜に周期構造を施し、その反射特性を利用して共振器を形成し、磁氣的に同調^{3), 4)}させたものが報告されている。また、一つのマイクロストリップ線にいくつものYIGスラブを組み合わせた方法で、各組に特定磁界を加え体積静磁波ろ波器の組を構成して^{5), 6)}、MSW Filterbanksと呼ぶものも報告されている。

本報告は磁性薄膜を利用した磁気同調ろ波器に関するものである。薄膜の組成元素の組替え、薄膜スラブの物理的寸法や電磁波から静磁波(MSW)に変換するためのアンテナ特性(上で述べたような周期構造は利用しない)等を考慮し、磁性薄膜を伝搬するMSWの分散関係で、波数の特徴を積極的に利用するものである。表面静磁波(MSSW)の伝搬特性を与えられた印加磁界に対して等価的にろ波器とみなし、磁気同調的にろ波器の中心周波数を可変している。周波数帯域によっては飽和磁化の値を考えなければならぬ。まず、系の分散関係ならびにアンテナの放射抵抗の定式を理論的に求める。ひき続いて、MSSW波の通過帯域幅 BW_p とアンテナ特性を組み合わせ、 BW_p がYIGの厚さ d で変化できることを計算で指摘する。実験ではこの厚さ d でろ波器のQ値が変化することを示す。更に、Ga-YIGを用いて1GHzから8GHzにわたる連続的磁気同調ろ波器の実験を行い望ましい結果が得られたのでそれについて報告する。

2. 解 析

2. 1 分散関係とアンテナの放射抵抗

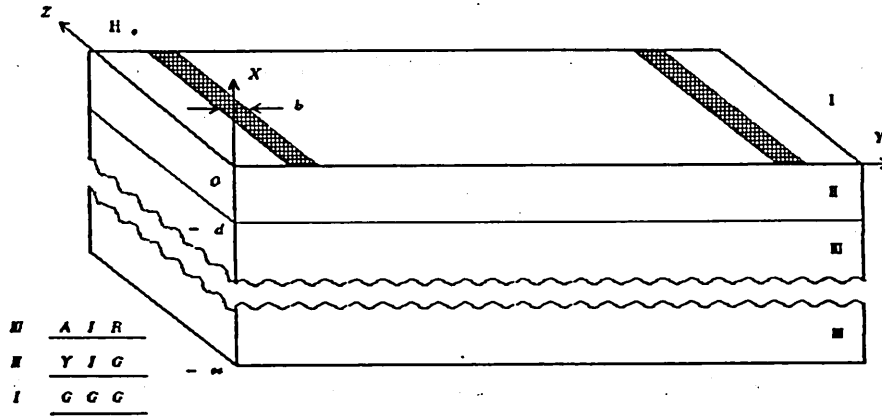


図 1 解析モデル

解析モデルを図 1 に示す。G G G 基盤上に成長させた厚さ d の Y I G 薄膜に、電磁波から静磁波への変換用マイクロストリップ、幅 b が張られている。磁界 H_0 を z 軸に印加すれば表面静磁波は y 方向に伝搬する。議論を簡単にするために Y I G の異方性磁場 H_0 は考慮しないことにする。解析では静磁近似、すなわち磁界が磁気ポテンシャル ϕ の勾配で表現されるとし、2次元解析 $\partial / \partial z = 0$ を行う。電磁界は $\exp(j\omega t)$ の時間依存性を仮定する。ストリップに流れる電流を $J_z(y) \exp(j\omega t)$ とする。以後の計算では時間項を省略する。各領域の磁気ポテンシャルは次のように表現される。

$$\begin{aligned}
 \phi_I &= \int_{-\infty}^{\infty} A e^{\beta x} e^{-j\beta y} d\beta \\
 \phi_{II} &= \int_{-\infty}^{\infty} [C e^{\beta x} + D e^{-\beta x}] e^{-j\beta y} d\beta \\
 \phi_{III} &= \int_{-\infty}^{\infty} E e^{-\beta x} e^{-j\beta y} d\beta
 \end{aligned} \tag{1}$$

β は伝搬定数で A 、 C 、 D 、 E は定数* であるが β の依存性をもつかも知れ

ない。(1) から磁界は次のように表現される。

$$\begin{aligned} h_{yI} &= -j \int_{-\infty}^{\infty} \beta A e^{\beta x} e^{-j\beta y} d\beta \\ h_{yII} &= -j \int_{-\infty}^{\infty} \beta [C e^{\beta x} + D e^{-\beta x}] e^{-j\beta y} d\beta \\ h_{yIII} &= -j \int_{-\infty}^{\infty} \beta E e^{-\beta x} e^{-j\beta y} d\beta \end{aligned} \quad (2)$$

ここで I、III 領域の透磁率は μ_0 で YIG ではテンソルとなり

$$b = \mu_0 \tilde{\mu} b, \quad \tilde{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\mu = \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + \omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \omega_0 = \gamma H_0, \quad \omega_m = \gamma M_s$$

ここで YIG 領域における x 方向の波数を β としている。 γ は磁気回転比、 M_s は飽和磁化である。 $|\gamma| = 5.6 \pi \times 10^6 \text{ Hz/Oe}$ 。 b_x はフェライト領域に注意すればよい。

$$\begin{aligned} b_{xII} &= \mu_0 \left(\mu \frac{\partial \phi_{II}}{\partial x} - j\kappa \frac{\partial \phi_{II}}{\partial y} \right) \quad \text{となる。} \\ -\infty < x < -d, \quad b_{Ix} &= \mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} \beta A e^{\beta x} e^{-j\beta y} d\beta \\ -d < x < 0, \quad b_{IIx} &= \mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} \beta \{ C(\mu - \kappa) e^{\beta x} - D(\mu + \kappa) e^{-\beta x} \} e^{-j\beta y} d\beta \\ 0 < x, \quad b_{IIIx} &= \mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} \beta E e^{-\beta x} e^{-j\beta y} d\beta \end{aligned} \quad (4)$$

ここで各領域に対する境界条件を適用しよう。

$x = -d$ において

$$b_{xI} = b_{xII} \quad A e^{-\beta d} = \{ (\mu - \kappa) C e^{-\beta d} - (\mu + \kappa) D e^{\beta d} \} \quad (5)$$

$$h_{yI} = h_{yII} \quad A e^{-\beta d} = C e^{-\beta d} + D e^{\beta d} \quad (6)$$

$x = 0$ において

$$b_{xIII} = b_{xII} \quad -E = C(\mu - \kappa) - D(\mu + \kappa) \quad (7)$$

$$h_{yII} = h_{yIII} \quad J_{(y)} = -j \left[\int_{-\infty}^{\infty} \beta (C + D - E) e^{-\beta y} d\beta \right] \quad (8)$$

(5) ~ (7) から C, A, E を求めて D で表現し (8) に代入しよう。

* A, C, D, E が β を含めた形で表現できるという意味である。

(5)、(6) から

$$C = \frac{\mu + \kappa - 1}{\mu - \kappa - 1} D e^{2\beta d} \quad (9)$$

(7) から E を D で表す。(9) を (7) に代入すると

$$E = \left\{ (\mu + \kappa) - (\mu - \kappa) \frac{\mu + \kappa + 1}{\mu - \kappa - 1} e^{2\beta d} \right\} D \quad (10)$$

一方 A は (6) を使って

$$A = D \left[\frac{\mu + \kappa + 1}{\mu - \kappa - 1} + 1 \right] e^{2\beta d} = \frac{2\mu}{\mu - \kappa - 1} D e^{2\beta d} \quad (11)$$

すなわち (9)、(10) を (8) に代入すると (12) となる。

$$J_z(y) = -j \int_{-\infty}^{\infty} \beta F(\omega, \beta) D e^{-j\beta y} d\beta \quad (12)$$

ここで

$$F(\omega, \beta) = \frac{(\mu + \kappa + 1)(1 - \mu - \kappa)}{\mu - \kappa - 1} e^{2\beta d} + (1 - \mu - \kappa) \quad (13)$$

さて (12) の中の未知定数を決定するために β が β' で値をもち、その波数で意味があるとすれば、 δ 関数表現が便利である。(8)、(9)

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{j(\beta' - \beta)y} dy = 2\pi \delta(\beta' - \beta) \quad (14)$$

(12) の両辺に $\exp(j\beta'y)$ を掛けて積分すれば $\beta \rightarrow \beta'$ で値を持つのみで右辺は β' を変数とする電流になる。上式から左辺の積分結果を一般的に書けば

$$D = \frac{j J(\beta')}{2\pi \beta F(\omega, \beta)} \quad (15)$$

D が意味のある値を持つためには励起電流がない場合も含めるのが一般的である。その条件下では解 [ポテンシャル ψ の存在] が一意的に存在すると見

てよい。これから (16) をうる。

$$F(\omega, \beta) = 0 \quad (16)$$

(13) からよく知られた、スラブを伝搬する MSSW の分散関係式が求まる。(18)

$$e^{2\beta d} = \frac{(\mu + \kappa - 1)(\mu - \kappa - 1)}{(\mu + \kappa + 1)(\mu - \kappa + 1)} \quad (17)$$

つぎにポテンシャルを計算する。(9)、(10)、(11)、(15) を (1) に代入し積分する。 $F(\omega, \beta)$ が極をもつので留数定理を利用して計算する。(8)

$$\psi_I = -\frac{G}{\beta} \frac{2\mu}{\mu - \kappa - 1} e^{\beta(2d+x)} e^{-j\beta y} \quad (18)$$

$$G = \frac{J(\beta)}{F'(\omega, \beta)}$$

$$\psi_{II} = -\frac{G}{\beta} \left(\frac{\mu + \kappa - 1}{\mu - \kappa - 1} e^{\beta(2d+x)} + e^{\beta x} \right) e^{-j\beta y} \quad (19)$$

$$\psi_{III} = -\frac{G}{\beta} \left\{ (\mu + \kappa) e^{-\beta d} - (\mu - \kappa) \frac{\mu + \kappa - 1}{\mu - \kappa - 1} e^{\beta d} \right\} e^{\beta(x+d)} e^{-j\beta y} \quad (20)$$

$$F'(\omega, \beta) \text{ は (13) から } F'(\omega, \beta) = 2d \frac{(\mu + \kappa + 1)(1 - \mu - \kappa)}{\mu - \kappa - 1} e^{2\beta d}$$

(18) ~ (20) から各領域の磁界成分も容易に求められる。ストリップ線路の幅が b のとき、これに流れる電流を I_0/b とすると

$$J(\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} (I_0/b) e^{-j\beta y} dy = I_0 \frac{\sin \beta b/2}{\beta b/2} \quad (21)$$

図1で示された構造でアンテナの放射特性を知ることは、MSSW伝搬で通過帯域幅決定上重要である。励起する電磁波 (EM) が MSSW に変換し、これによって運ばれる電力は EM 波の損失と見なすことができる。MSSW からみればポインティング電力流は $(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_{x,z} = 0$ が望ましい。EM 波の z 方向の伝搬において単位長さあたりの損失 W_L を y 方向の伝搬電力と考えてよいので

$$W_L = \operatorname{Re} \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_z H_x dx = \operatorname{Re} (P_+ + P_-) \quad (22)$$

y 方向に単位長さを考える。P₊、P₋は y 方向正負の伝搬電力を表す。(18) ~ (20) の結果から磁界を求め、各領域について計算すれば、単位長さあたりの全放射電力はストリップ線路を流れる電流の二乗で表現される⁹⁾。

$$P = P_+ + P_- = \frac{1}{2} Z_m |I_0|^2 \quad (23)$$

Z_mは放射インピーダンスである。通常、虚数部の値は実数部のそれより十分小さいことが知られている。これらのことはストリップが無限長の場合に適用される。すなわち、I₀が均一条件を許す範囲に限られる。MSSWで図1のような構造の励起に対する放射抵抗R_aは(24)となる。

$$R_m = \mu_0 \omega \left[\frac{\sin(b\beta_0/2)}{b\beta_0/2} \right]^2 \frac{\mu(\kappa^2 + 1 - \mu\kappa)}{\beta_0 d [(\kappa + 1)^2 - \mu^2] [(\kappa - 1)^2 - \mu^2]} \quad (24)$$

本文の目的の一つはR_aが系構造、すなわち、磁性体の厚みdやストリップ線路の幅bにどのように依存するかを見るところにある。これに関しては(24)をいろいろな場合について計算図示し説明を行う。

2. 2 非共振器波器の動作機構

次に磁性体スラブのdによるMSSWの通過帯域幅BW_pの変化を検討する。よく知られているようにBW_pはMSSWの波数βが0、∞のときの周波数差で与えられる。すなわち(17)から(μ + κ + 1)(μ - κ + 1) = (μ + κ - 1)(μ - κ - 1)、(μ + κ + 1)(μ - κ + 1) = 0の関係を得る。諸量を規格化し遮断周波数をΩ_{cl}、Ω_{cu}とするとBW_pは

$$\Delta \Omega_p = \Omega_{cu} - \Omega_{cl} = \Omega_H + \frac{1}{2} - [\Omega_H(\Omega_H + 1)]^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

$$BW_p = \Delta \Omega_p \omega_m / 2\pi$$

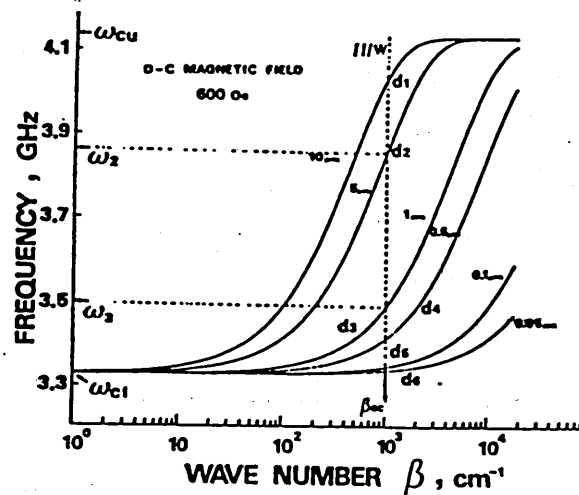
ここに

$$\Omega_{cu} = \frac{\omega_{cu}}{\omega_m}, \quad \Omega_{cl} = \frac{\omega_{cl}}{\omega_m}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_m}, \quad \Omega_H = \frac{\omega_0}{\omega_m}$$

(25) が示すように BW_p は飽和磁化（磁性体の組成が与えられると決まる）と外部印加磁界のみに依存することが分かる。しかし、実際問題として $\beta \rightarrow \infty$ の波数は励起できないので、目安として $\pi/b > \beta$ のような励起波数の限界を指摘している⁽¹¹⁾。これは $\lambda_g/2 \sim b$ という近似で、導波の半波長がストリップ幅に近いという仮定である。既に、この関係を採用して若干の議論⁽¹²⁾を行った。重複するがやや詳しく検討しよう。さて、励起用アンテナ系としてはストリップ線路、ワイヤや周期構造の IDT などが用いられている。ここでは一様ストリップ線路とする。図2のように $\pi/W = \beta_{sc} = 1000/\text{cm}$ を例にとろう、 $W = b$ 。縦軸に平行に点線を引くと d をパラメータとした $\omega - \beta$ の曲線と d_1 から d_6 で交わる。 d_2 と d_3 の点に着目する。 d_2 点は ω_2 、 d_3 点は ω_3 のように新しい ω_c を表す。 $\omega_2 - \omega_{cl}$ 、 $\omega_3 - \omega_{cl}$ は具体的な通過帯域 BW_{pa} である。

$$BW_{pa} = \frac{1}{2} [(2Q_H + 1)^2 - e^{-2\beta}]^{\frac{1}{2}} [Q_H (Q_H + 1)]^{\frac{1}{2}} \quad (26)$$

図2 表面静磁波の分散特性。
試料厚さをパラメータ



図から分かるように、一定の β_{sc} に対して ω_n ($n = 1, 2, \dots$) が決まるが、 d が小さい程 BW_{pa} が小さくなることを知る。このように磁性体の損失がスラブの厚みによって変化せず、またストリップ線路の影響が超薄膜に対して特に問題がないとすれば、全く共鳴現象を含むことなく、十分狭い周波数の通過帯域特性をもち、これから理論的に高 Q で動特性範囲の大きい波器が構成できると考えてよい。既に理解された如く $\beta_{sc} = \infty$ のような場合、このような議論は意味がない。

図3は上で説明した内容で、 β_{sc} をパラメータとして BW_{pa} と d の関係を示

して、 β_{ac} を一定にしたとき BW_p は d の減少と共に小さくなり、 β_{ac} が小さい程その割合は大きくなる。

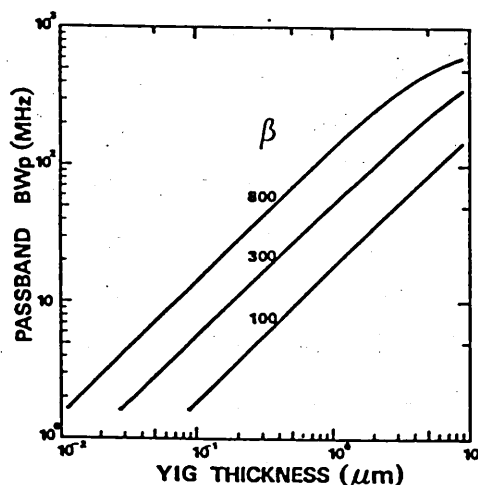


図3 波数をパラメータとしたときの、通過帯域幅とYIG厚さの関係

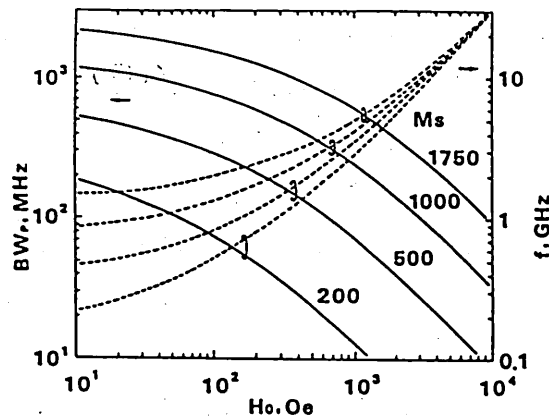


図4 磁場に対する BW_p と動作周波数の変化。飽和磁化パラメータ

2. 3 飽和磁化と通過帯域幅の関係

一般に動作周波数をmm波領域まで考慮する場合には磁界の負担を減らすことが要求され、飽和磁化の大きいリチウムフェライト等が用いられる。比較的動作周波数が低いときはGaを鉄と置換したGa-YIG（ガリウム-イットリウム鉄ガーネット）を用いる必要がある。（25）を ω_n を含めた形に表現する。それを BW'_p とし

$$BW'_p = (\omega_0 + \omega_n/2) - [\omega_0(\omega_0 + \omega_n)]^{1/2} \quad (27)$$

また、動作角周波数 ω を通過帯域の平均値と仮定すれば

$$\omega = [\omega_0(\omega_0 + \omega_n)]^{1/2} + \frac{1}{2}BW_p \quad (28)$$

図4は飽和磁化 M_s をパラメータとし、直流磁界 H_0 に対する BW_p と f の変化を示したものである。図から分かるように H_0 に対して BW_p 、 f 共に大きく変化するが、 f については H_0 が大きくなるにつれてほとんど M_s に依存しない。当然のことで M_s が H_0 に比べて小さいということから容易に理解されるが、 H_0 の小さい領域では f 、 BW_p の変化が非常に大きいこと

が分かる。ここでは BW_p について見たのであるが、図2のように β_{ω} を指定（アンテナ系の考慮）すれば $BW_{p\omega}$ をかなり小さい値にする可能性があると言ってよい。

2. 4 ストリップ線路の放射抵抗の数値計算

ワイヤによる静磁波励起は理論的な困難さはあるが、実験的に優れた特性、すなわち、きわめて容易に構成できる構造であり、従来から長い間実験に供されて来た。一方、表面弾性波の励起等で広く用いられているインタディジタル変換器 (IDT) がMSWの励起でも多く見られるようになっている。これは、蒸着技術の進歩とも深く関わっている。ここでは単一ストリップ線が図1のようにYIG表面に近似的に厚み零で蒸着されているとして (24) から R_s の b 、 d 依存性を数値計算により考察する。計算では飽和磁化1750 G、直流磁界6000 eとする。

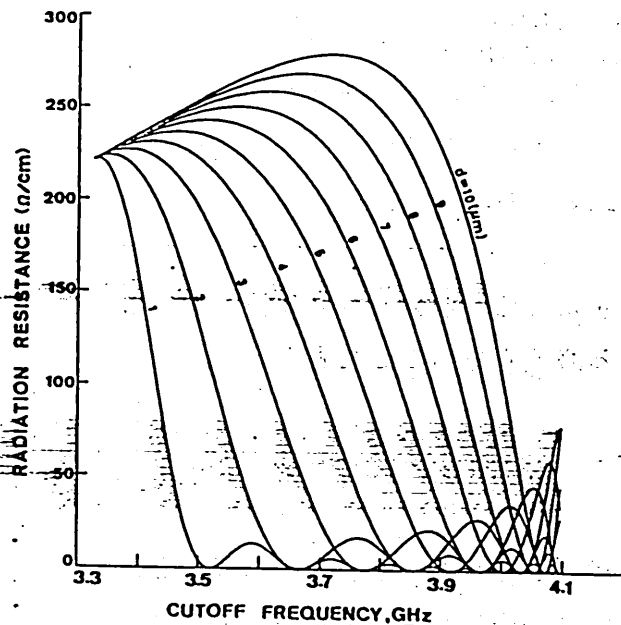


図5(a) YIG厚さ d をパラメータのときの放射抵抗と遮断周波数の関係

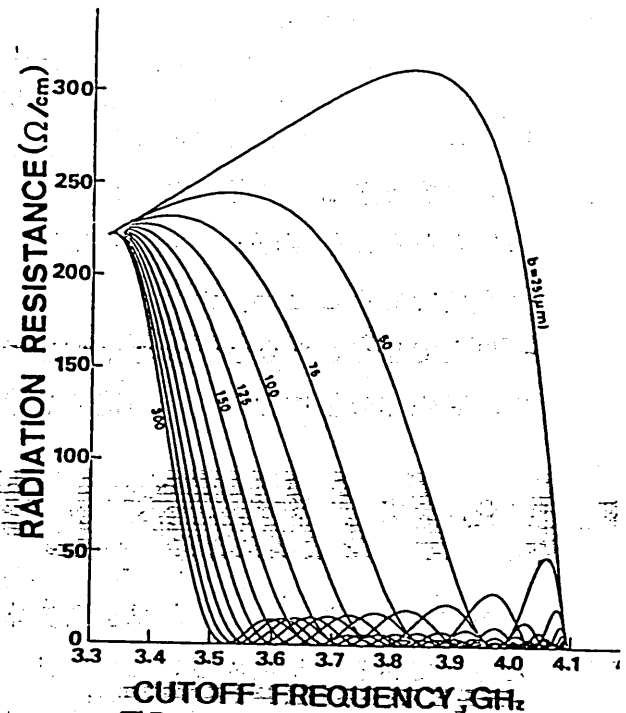


図5(b) ストリップ幅に対する放射抵抗と遮断周波数の関係

図5は d あるいは b をパラメータとして放射抵抗 R_s を計算して、前者では $b = 50 \mu m$ 、後者は $d = 10 \mu m$ としている。図から分かるように $H_0 = 6000 e$ のとき、MSWの遮断周波数は $\omega_{cl} = 3.325 \text{ GHz}$ 、 $\omega_{cu} = 4.13 \text{ GHz}$ である。図5 a で d を減少させると第1番目の R_s 零点（遮断周

波数 f_c) は M S S W 通過帯域で低い方に向かう。1 例として $d = 1 \mu\text{m}$ のとき、 R_s の存在する周波数幅は 200 MHz に満たない。図 5 b では逆に b が小さい程 M S S W の通過帯域のほぼ全域の渡って R_s はかなり大きくなる。これから励起帯域を狭くするにはストリップ線の幅を大きくすることが望ましいことがわかる。

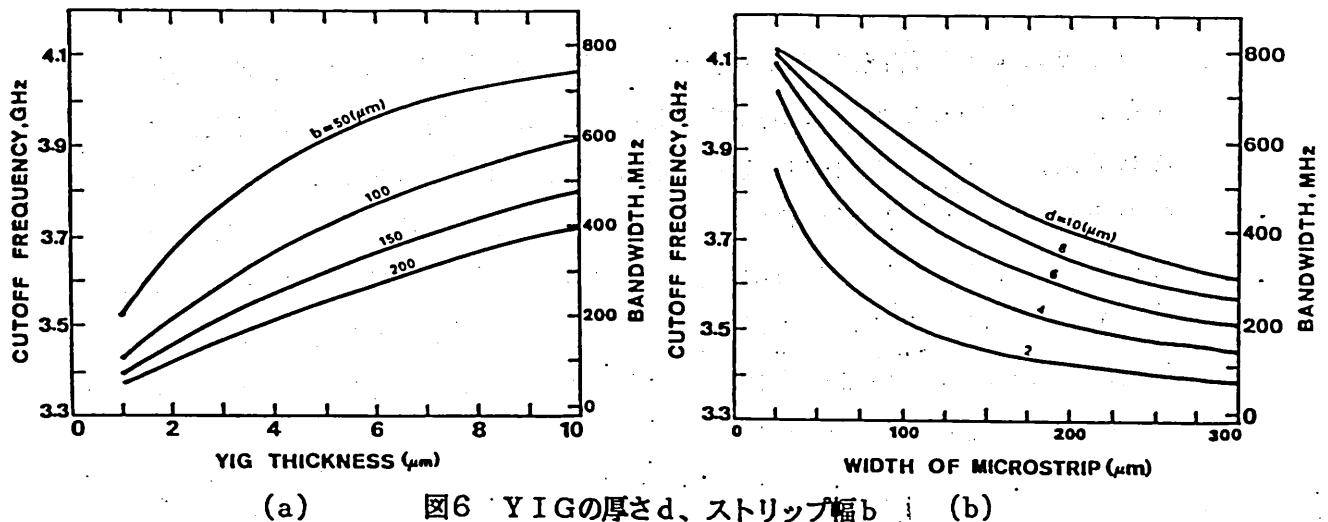


図6 YIGの厚さ d 、ストリップ幅 b に対する遮断周波数の変化
 図6は前図と同じ式によるが R_s を固定、 b 、 d をパラメータとして、 d 、 b に対する遮断周波数(R_s が初めて零になる点)の変化を示している。どの場合も動作帯域幅を狭くするには b を大きくし、 d は逆に小さくすることが必要であることが分かる。

以上で見てきたように通過帯域を調整するには、与えられた周波数に対して、磁性体の組成や b 、 d の適値を用いる必要があることである。

3. 実験

実験で用いたYIG試料は当研究室で成長させたものと日電から提供されたものである。結晶成長については部分的に報告⁽¹³⁾されているのでここでは述べない。ろ波器の実験は、まず始めに、YIGの厚み d の変化による通過帯域特性の変化を調べ、次にYIG組成の調整と層状磁性膜によるろ波特性を調べる。

3. 1 超薄膜ろ波器⁽¹⁴⁾

実験に用いたYIG薄膜はVPEとLPE法によっていて、前者では495 Åと900 Åの二種類をYClおよびFeClを原料とし、温度1050℃、輸送ガスN₂、反応ガスとしてO₂を用いてdepositした。LPE法で通常によく知られたPbO-B₂O₃系のフラックス法による。結晶の厚みは3 μm (cmls-1)と0.79 μm (2Y-2)で飽和磁化は共に1750Gである。ストリップ線の幅は200 μmに固定し、試料長10mm、幅5mm アンテナ間隔は5mmである。

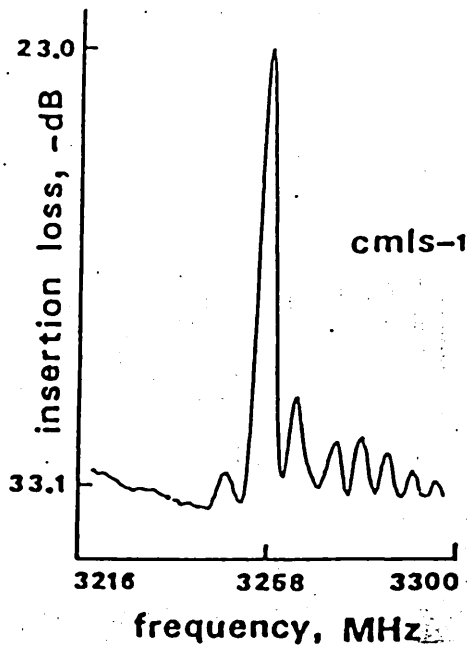


図7 cmls-1試料によるMSSWの挿入損失特性

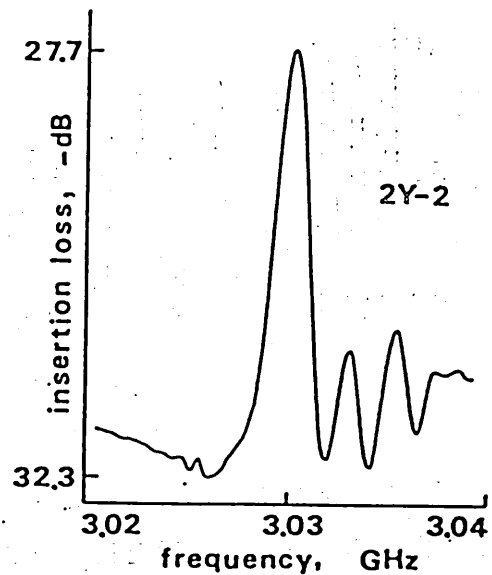


図8 2Y2試料によるMSSWの挿入損失特性

図7はcmls-1試料について、磁界を一定、入力周波数を掃引したときの透過波特性である。Q値は1020でかなり大きい、ろ波器の動特性が悪い。回路は整合状態にないので反射電力もかなり大きいと思われるが、挿入損失が非常に大きい。2Y-2試料に対する結果が図8に示される。前者に比べてさらに動特性が悪くなっている。この理由については検討の余地があるが、dが小さくなるにつれて励起効率が悪くなる点が挙げられる。Q値は1620とかなり大きくなった。dが495 Åと900 Åの試料では出力信号が得られなかった。

3. 2 Ga系YIG磁気同調ろ波器 (15.16)

先に述べたGa-YIG薄膜の効果を調べるために飽和磁化の小さい試料による同調器の実験を試みた。試料はGa-YIG ($Y_3Fe_{4.71}Ga_{0.29}O_{12}$) で寸法は $(10 \times 5 \times 0.009 \text{ mm}^3)$ 飽和磁化1100G、アンテナはワイヤでその直径を $125 \mu\text{m}$ とし、磁界をパラメータとして、周波数に対する透過特性を測定したものである。各ピークのそれぞれに対応してH₀が決まる。形式的には3オクターブの帯域特性である。低い周波数では挿入損失が小さく、動的振幅特性は40dBにもなるが、周波数が高くなるにつれて損失は大きく動的振幅特性も悪くなる。この結果には反射波の影響は考慮されていない。

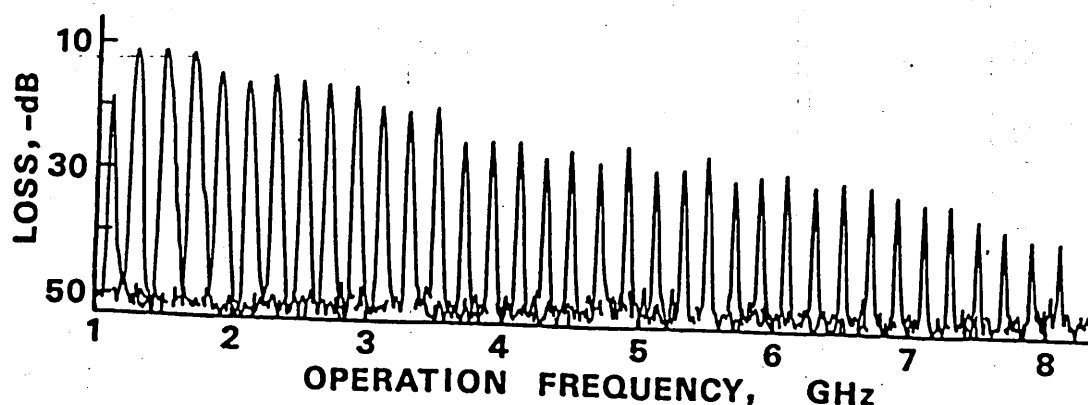


図9 磁気同調特性—磁界に対する挿入損失の変化

図10はbを $125 \mu\text{m}$ とかなり荒い近似で(26)を周波数に対して示したものである。実験と計算との対比で特に問題になるのは2GHz以下のところで、両者間の差異が大きい点である。理由は明かではないが、印加磁界が飽和磁化よりかなり小さいためと考えられる。

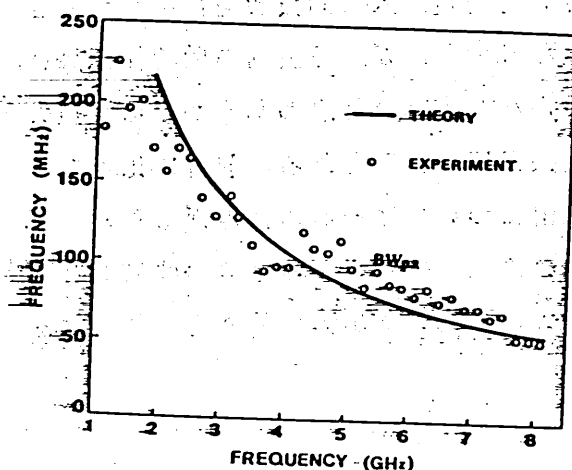


図10 周波数に対する動的通過帯域幅の変化

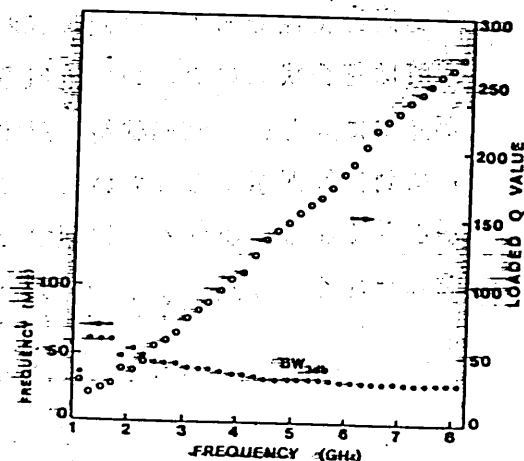


図11 周波数に対する半値幅およびQ値の変化

図11は前図について透過波の半値幅を BW_{3dB} とし、これと負荷Q値を周波数に対して示している。Q値はほぼ周波数に比例しているが、前図と同様に低い周波数では複雑な値になっている。図12はGGGの上に飽和磁化1100G、 $16.25\mu m$ のGa-YIGを成長さし、それを基板としてその上に厚さ1

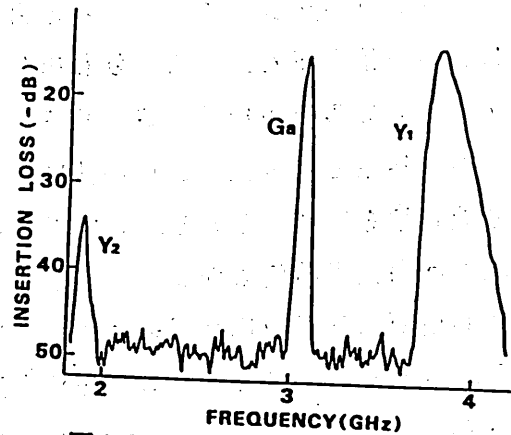


図12 層状磁性薄膜による伝搬特性、動作周波数対挿入損失

2.5 μm のYIG（飽和磁化1750G）を層状に成長させ、 $(10 \times 5) mm^2$ の試料として伝搬特性を測定したもので、ワイヤの直径は $125\mu m$ である。 H_0 は6500eであるが、図で Y_1 、Ga、 Y_2 と3つのモードが励起されていることが分かる。何故このような多モードが生ずるのか明かでない。 Y_2 と Y_1 とは2倍の周波数関係にあり、ここでは示されていないが、Gaモードについても1.5GHz近くで非常に振幅の小さい出力が存在する。いずれにしても大変興味あることと言ってよい。なお、Ga、 Y_1 を比較すれば容易に理解される如く、それぞれの中心周波数、通過帯域幅の特性から先の理論的な議論の正当性を示しているといえるだろう。

4. む す び

磁性薄膜（YIG）を伝搬する表面静磁波のモードについて、YIG薄膜上の無限に薄いストリップにマイクロ波電流を流し、それによってMSSWを励起する問題も含めて、従来からの手法を用いて解析し、電流が零の極限での静磁波モードの存在ということからMSSWの分散関係を導出した。さらに、電磁波（EM）からMSSWへの変換を表すアンテナの放射抵抗を計算し、系の物理的構造パラメータの遮断周波数への影響を明かにし、一般的な傾向としてストリップ幅の増大、YIG厚みの減少がMSSW通過帯域の減少に寄与する事実を示した。また、MSSWの通過帯域幅を左右するいろ

いゝな事項、b、d、 M_s 等の効果を検討した。実験ではLPE法で作成した $1\mu\text{m}$ 以下から $10\mu\text{m}$ 内外厚みのYIGやGa-YIGを用いており、 $0.79\mu\text{m}$ の試料ではろ波器出力振幅の動的な値は小さいが、 3GHz で1620のQ値を得た。一方、飽和磁化1100G、寸法($10\times5\times0.009\text{m}^3$)のものを用いて1G~8Gと3オクターブに亘る連続的磁気同調特性をもつ結果となった。低い周波数帯域では40dB程度の動振幅特性をもつろ波特性を得た。しかし、本実験でのQ値は大きくなく、また高い周波数領域では動振幅特性もかなり劣下した。これらの点については今後更に検討する必要がある。通過帯域幅については理論と実験との間により対応結果を得た。Ga-YIGとYIGの層状構造の試料をLPE法で作成し、実験を行った。1.8G~4.2GHzの掃引でYIG、Ga-YIGそしてYIGモードの半分の周波数で弱い出力を得た。この理由、明かでないが、各層が別々に動作している結果であると考える。従来、このような現象は経験されてない。層状の境界がある特殊な状態にある場合に起こるものか明かでないが、同時に両モードが励起されたために、YIG($M_s: 1750\text{G}$)、Ga-YIG($M_s: 1100\text{G}$)のBW_pが判然と違うことから理論結果の説明になった点は極めて興味あることであるといつて良い。

謝 辞

本論文作成で放射抵抗の数値計算に協力して戴いた前本学客員研究員 Erkin Siddick 氏に謝意を表す。

参考文献

- 1 . Stiglitz, M. R. and J. C. Sethares, Microwave J., 25, p. 18 (1982).
- 2 . Sethares, J. C., T. M. Owens and C. V. Smith, Electronics Letts. 16, P. 22 (1980).
- 3 . Castera, J. P., and P. Hartmann, IEEE Trans. MAG-18, P. 1601 (1982).
- 4 . Ishak, W. S., and K. W. Chang, IEEE Trans. MTT-34, P. 1383 (1986).
- 5 . Adam, J. D., M. R. Daniel and S. H. Talisa, Microwave J. 31, P. 107 (1988).
- 6 . Adam, J. D., IEEE 76, P. 159 (1988).
- 7 . Lax and Button, "Microwave Ferrits and Ferrimagnetics" McGraw-

Hill Chapt. 4(1962).

- 8 . Ganguly, A. K. and D. C. Webb, IEEE Trans. MTT-23, P. 998 (1975).
- 9 . Sodha and Srivastava, "Microwave propagation in Ferrimagnetics"
 , plenum Chapt. 11 (1981).
- 1 0 . Damon, R. W, and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids, 19, P. 308 (1961).
- 1 1 . Adam, J. D. , J. H. Collins, and J. M. Owens, IEE '45, P. 738 (1975).
- 1 2 . Chang, N. S. 輻射科学研究会資料 RS82-4 (1982).
- 1 3 . Chang, N. S. and Y. Matsuo, Proceedings of ICF P. 827 (1980).
- 1 4 . Chang, N. S. , IEEE Trans, MAG-18, P. 1604 (1982).
- 1 5 . Chang, N. S. , Electronics letts. 20, P. 357 (1984).

輻射科学研究会資料

RS88-2

CGHを用いたパーセプトロン型

パターン認識の一方式

梶木 克則

(甲子園大学 経営情報学部)

松下 賢二 志水 英二

(大阪市立大学 工学部)

昭和63年 5月 13日

1. ま え が き

パターン識別の一つの方法として、入力パターンの各成分に荷重をかけ、その総和をあるしきい値によって所望のクラスに分類する方法がある。この方法では、識別を各クラスごとに並列に行えるので処理は高速であるが、入力の数やクラス分けの数の増加に伴い、重みづけと演算の量が増加しハード化は難しいとされてきた。そこで本稿では、この線形識別関数における重みづけと加算を、計算機合成フーリエホログラム (CGFH) を用いて光学的に行うことによって、識別系の機構の簡略化と処理の高速化を図った。(4)-(9)

本システムで用いるCGFHの再生像はフーリエ変換面に再生されるため、複数のCGFHを横に並べて再生しても再生像は同じ位置に重なって再生される特性をもつ。(1)-(3) したがって、識別系の各入力にCGFHを配置すれば、簡単に再生像の重ね合せで加算を行え、更に各CGFHの再生像の強度分布を任意に設定できるので、各CGFHの強度分布を、各クラスの荷重係数に対応させることができる。

CGFHの再生像の重ね合せによる光強度の加算では、インコヒーレント光のように正確に光強度の加算を行うことは難しく、干渉の影響による誤差が生じる。しかし、CGFHにはランダム位相を付加しており、再生像にはスペックルパターンが現われ、強度分布は不規則になるため、重ね合せの場合の干渉の影響は小さくなる。更に、強度分布のランダム性も、ある程度大きな領域をとって平均化するようにすれば影響も少ない。従って、1つの荷重係数に対応した強度分布を得るために、再生像として設定するパターン上で、ある程度の大きさの領域を確保する必要がある。更に、荷重係数は負の値もとれるが、再生像の重ね合せによる加算では減算まではできないので、減算およびしきい値処理は電氣的に行う。

本稿では、CGFHを用いたパターン識別の光学系の動作原理とその基礎実験結果および、計算機シミュレーションによるCGFHのパラメータの検討結果について報告する。

2. 動作原理

2. 1 パターン識別の機構

本システムにおけるパターン識別の方法は、図1に示すように各入力に重みづけを行い、その総和がしきい値より大きいかどうかでクラス分けを行う方法であり、

入力パターンの特性および重みづけについていくつかの選択が可能であるが、ここでの入力は1あるいは0の2値とし、荷重は正、零、負の値を取り得るものとする。本方式の特徴は、このようにクラス分けを並列に行えば高速に処理できるが、入力およびクラス分けの数が増加するに伴い、荷重、加算としきい値処理の数が増加し、識別系が複雑になるという欠点を、CGFHを用いた光学系でその荷重と加算を行うことにより改善するところにある。

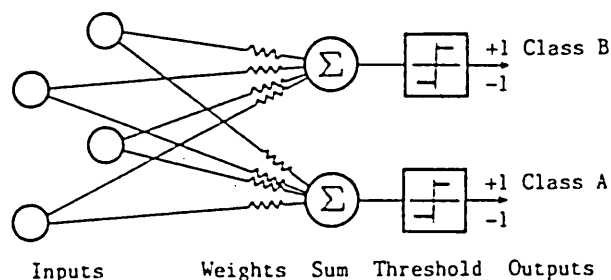


図1 パターン識別の機構

2.2 CGFH

本システムで用いるCGFHの再生光学系は、図2に示すように、CGFHに平面波を照射しレンズで光学的フーリエ変換を行うことによりレンズの後焦点面（フーリエ変換面）の0次光（焦点）の横に再生像が生じる。

このように再生像はフーリエ変換面にできるので、CGFHを横に平行移動させても再生像の位置は変わらないという特長をもつ。このことは複数のCGFHを横に並べ同時に再生すると、再生像を同じ位置に重ね合わせることができることを意味する。更にCGFHごとに再生像の強度分布を設定できるので、この二つの特長を利用して、図1の加算と重みづけを光学的に行う。

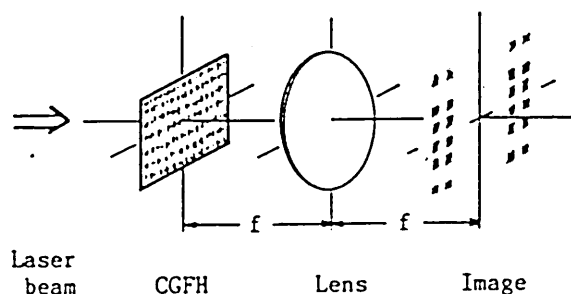


図2 CGFHの再生光学系

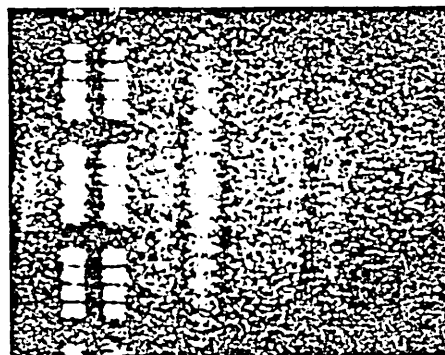


図3 CGFHの再生像

図3にCGFHの再生像の一例を示す。写真の左中央の外側に0次光があり、左側に上下三つの同様なパターンが並んでいるが、1枚のCGFHに設定されているパターンは、それらの中央に見られるパターンである。その上下に見られるパターンは高調波成分による再生像である。

試作したCGFHの構成を図4に示す。CGFHに記録されている情報は、各セルの矩形開口の長さ A_{ij} で振幅成分を、中心からのずれ P_{ij} で位相成分を表わしている。

CGFHの原画の一部を図5に示す。黒い部分が開口にあたり、試作CGFHにおいては、 64×64 個の開口部を設けた。

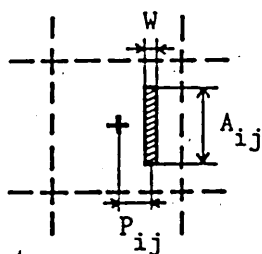


図4 CGFHの1セルの構成

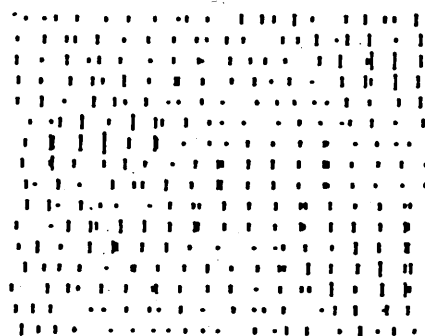


図5 CGFHの(原画)の一部

CGFH作製の手順を図6に示す。

ここで二次元FFTは、中央に低周波成分がくるように操作する。

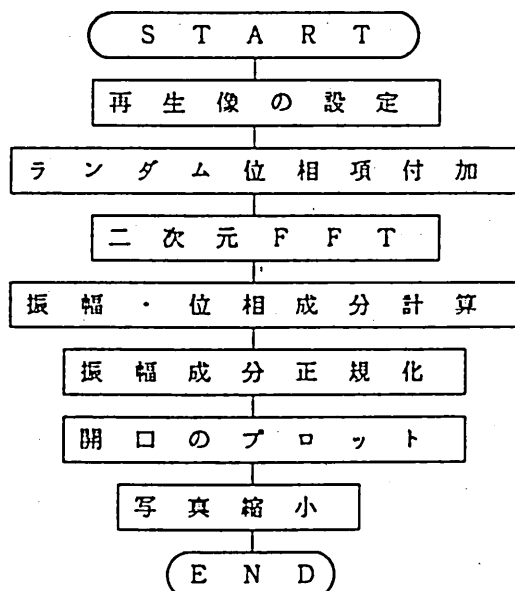


図6 CGFH作製のフロー

2. 3 CGFHを用いたパターン識別の手法

図7に 3×3 点構成の入力パターンを4クラスに分類する機構の前半部分を示す。また、図8は荷重と加算の機構をCGFHで行う場合の光学系を示している。図7において、一つの入力から四つの加算器への結合路があり、各結合路に重みづけがされている。本システムでは、重みを再生像上の強度分布に対応付けており、この四つの重みを、図8の再生像の縦に四つ並んだ領域の光強度で表わす。更に図7の場合、荷重の値は正、零、負の値を取り得るが、再生像の光学的重ね合せによる加算では減算ができないので、図8の再生像に示すように縦4点を左右に2列設け、それぞれ正と負の項を表すようにしている。そして正の項と負の項のそれぞれの加算は、再生像の重ね合せにより光学的に行い、その後の正の項と負の項の減算およびしきい値処理は電氣的に行った。

図9は識別光学系の全体の構成を示したもので、入力パターンによってCGFHが選択され、再生像面に重ね合わされた像ができる。それらを受光素子で電圧に変換し、正と負の出力の減算およびしきい値処理を行う。

2. 4 荷重の設定方法

図10に示す4つのパターンを識別するための荷重の設定方法すなわち各CGFHの再生像の設定方法について述べる。設定するパターンは 3×3 点構成の2値パターンで、四角形のある点が1で他は0とする。

入力パターンを四つのクラスに分類するので、CGFHに設定する再生像のパターンは図11のように縦に4点、横に2列の四角な領域が並んだ構成となる。図12に各CGFHに設定する8領域の荷重の値を示す。8領域の左側は正の項、右が負に対応しており、設定する荷重の数はクラスの数と同じく四つでよい。

各CGFHに設定する荷重の値の計算方法は、例えばパターン1が入力された場合には図13に示す加算結果のクラス1の出力が1になるように各CGFHの荷重を設定する。従って 3×3 枚のCGFHの中でパターン1に対応する5枚のCGFHのクラス1の荷重は、5箇所の強度が重なり合って1になるように0.2にする。こうするとパターン1が入力されて5枚のCGFHの再生像が重ね合わさったときクラス1の出力が1になる。このように各CGFHの正の項の値は、 3×3 点で構成される入力パターンの内で1になっている点の個数で決まる。

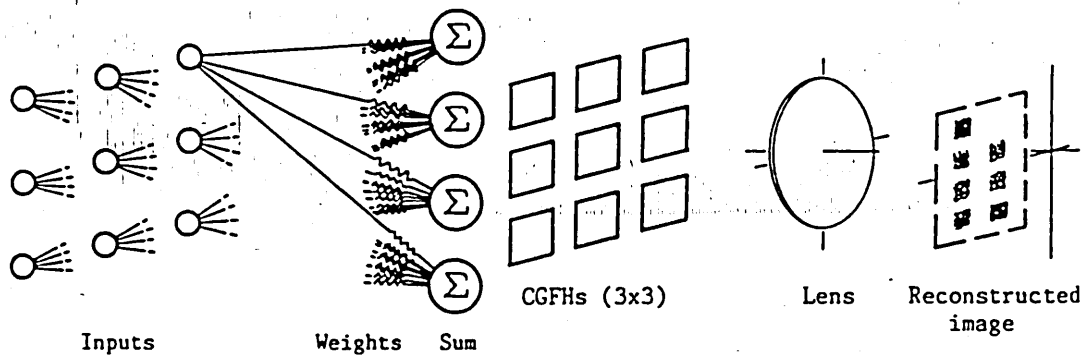


図7 パターン識別の機構の前半部分

図8 CGFHを用いた構成法

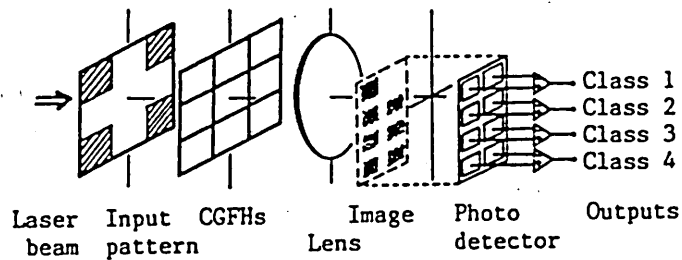


図9 パターン識別の光学系

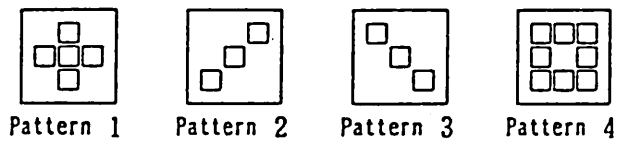


図10 識別パターン

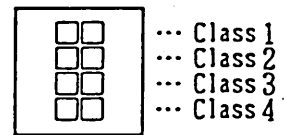


図11 CGFHの設定パターン

0.2 0.17 0.333 0.125	0.2 0.09 0.09 0.125	0.2 0.333 0.17 0.125
0.2 0.09 0.09 0.125	0.2 0.333 0.333 0.51	0.2 0.09 0.09 0.125
0.333 0.2 0.17 0.125	0.2 0.09 0.09 0.125	0.2 0.17 0.333 0.125

図12 各CGFHの設定値

1.0 0.333 0.36 0.333 0.36 0.5 0.51	0.2 0.4 1.0 0.333 0.34 0.25 -0.51	0.2 0.4 0.333 0.34 1.0 0.25 0.51	0.8 0.8 0.666 0.7 0.666 0.7 1.0
---	--	---	--

図13 各入力パターンに対応した出力結果

次に各CGFHの負の項の値は、例えばパターン1を入力したときにクラス1以外の出力がなるべく0に近い値になるように設定する。例えばパターン1を入力した場合パターン1とパターン2とでは重なる部分が1点（中央の点）あるため加算結果のクラス2の出力も約0.3となる。この入力パターンに対応しないクラスの出力を抑えるために、パターン1の5点の中でパターン2と重なっていない4点のCGFHのクラス2に対応する負の項の値を $0.09 (= 0.333/4)$ にする。

このように本システムでは、入力パターンと出力クラスが1対1に対応し、あるパターンが入力されるとそれに対応したクラスの出力だけが1になり、その他のクラスの出力はある値以下になるように荷重を設定する。

次に、 n 個のパターンを n クラスに分類する場合の荷重の計算方法は、順に一つずつのパターンについて荷重設定の追加と修正を行うやり方で、まず最初のパターンAについての荷重の設定は、パターンAのうちで1になっている画素の個数の逆数を、その画素に対応するCGFHの荷重とする。これでパターンAを入力したときクラスAの出力は1になる。2番目に、パターンBについても同様にパターンBを入力したときにクラスBが1になるように設定する。そしてパターンBを入力したときのクラスAの出力が許容値よりも大きければこの出力を小さくするために、パターンBでは1でありかつパターンAでは0になっている画素に対応する位置のクラスAの荷重を一定量減らせる（負の重みづけ）。許容値以下になるまでこの修正を繰り返す。更にパターンAを入力したときのクラスBの出力についても、パターンAでは1、パターンBでは0になっている画素に対応する位置のクラスBの荷重を修正する。このように順に一つずつクラスを増やしまし初期の荷重を設定し、それ以前のパターンを入力したときの誤った出力を抑制するため荷重を修正するという操作を繰り返し、荷重を決定する。

3. 実験結果

3.1 各CGFHの再生像

先の図12に示した荷重係数の強度分布になるように作製した 3×3 枚の各CGFHの再生像を図14に示す。そして入力パターンとしてパターン1を選んだ場合、図14のパターン1に対応した5枚の再生像が重ね合わされ図15に示す再生像ができ、図13の加算結果の値に対応する強度分布になっていることがわかる。図14の再生像を見てわかるように、各CGFHの四角な領域内にスペckルパターンが見られる。これはCGFHを作製する過程で付加したランダム位相によるもので、このスペckルパターンの粗さは1枚のCGFHの総セル数に対応する。

従ってCGFHの再生像上で、ある荷重に対応した光強度をより正確に得るためには、図14のように一つの荷重に対してある程度の大きさの領域をとるようにCGFHのパターンを設定しておき、出力結果として、その領域内の離散点の光強度の和あるいはその領域内の全光量を受光するように配慮する必要がある。

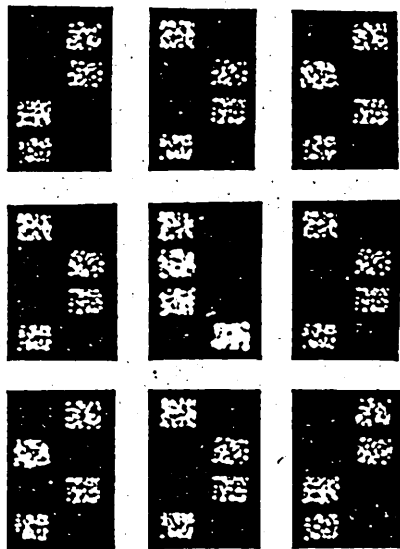
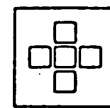


図14 各CGFHの再生像



Input pattern



図15 入力パターンに対する再生像

3. 2 パターン識別の実験結果

図16はパターン識別の実験結果を示したもので、再生像の8箇所領域内の強度の和の相対値と、その8点の左右の差およびそのグラフを示している。各入力パターンに対応するクラスの出力がそれぞれ最大になっており、四つの値（100,74,76,98）の最小値74と、それら以外の値の最大値22との中間に識別のためのしきい値をとれば、四つのパターンを確実に識別できることがわかる。

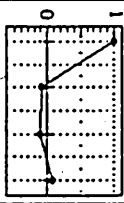
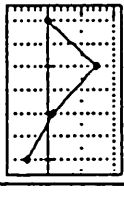
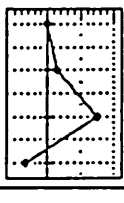
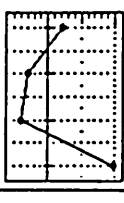
Input patterns	Output images	intensity	Graph
 Pattern 1		100 0 100 31 40 - 9 27 37 -10 52 44 8	
 Pattern 2		19 20 - 1 74 0 74 23 16 17 12 43 -31	
 Pattern 3		20 21 - 1 31 18 13 76 0 76 12 46 -34	
 Pattern 4		80 58 22 39 69 -30 28 68 -40 98 0 98	

図16 パターン識別の実験結果

4. CGFHのパラメータの検討

再生像の計算機シミュレーションを行いCGFHのパラメータが本システムの識別能力に与える影響について検討した。

4.1 CGFHのパラメータ

CGFHの特性に影響を及ぼす主なパラメータは、開口の幅、セルあたりの量子化レベルとCGFH1枚当りのセル数であり、更にランダム位相を付加するときの乱数系列を含めた次の四つのパラメータである。

- W (開口の幅)
- L (量子化レベル)
- N (セル数)
- 乱数系列 (ランダム位相項)

4.2 再生像の計算方法

まず、図17に示すCGFHの1セルの開口をフーリエ変換した場合の複素振幅分布 $E(f_x, f_y)$ は次式のようにになる。

$$E(f_x, f_y) = W A \text{sinc}(W f_x) \text{sinc}(A f_y) \exp\{-2\pi j(b_x f_x + b_y f_y)\}$$

1枚のCGFHの再生像は、図17の開口が2次元的に並んだものと考え、それをフーリエ変換し強度分布を求める。1セルの大きさを1とすると、1枚のCGFHの再生像の光強度分布は次式のようにになる。

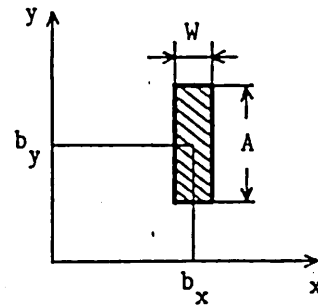


図17 1セルの開口

$$I(X, Y)$$

$$= \left[\sum_j \sum_i W A_{ij} \text{sinc}\left(\frac{W X}{\lambda f}\right) \text{sinc}\left(\frac{A_{ij} Y}{\lambda f}\right) \cos \frac{2\pi}{\lambda f} \{(i + P_{ij})X + jY\} \right]^2$$

$$+ \left[\sum_j \sum_i W A_{ij} \text{sinc}\left(\frac{W X}{\lambda f}\right) \text{sinc}\left(\frac{A_{ij} Y}{\lambda f}\right) \sin \frac{2\pi}{\lambda f} \{(i + P_{ij})X + jY\} \right]^2$$

4. 3 シミュレーション結果

シミュレーションでは、CGFHのセルの大きさを縦横 $64\mu\text{m}$ 、開口の幅を $12\mu\text{m}$ として計算した。更に再生像の光強度分布は $10\mu\text{m}$ 間隔で求めている。

図18に 32×32 点構成の設定像を示す。この設定像に対するCGFHの再生像の強度分布を先に示した計算式を用いて計算すると図19のような結果が得られる。

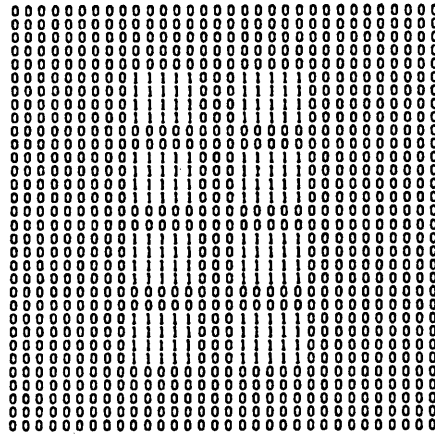


図18 CGFHの設定像 (32×32 点構成)

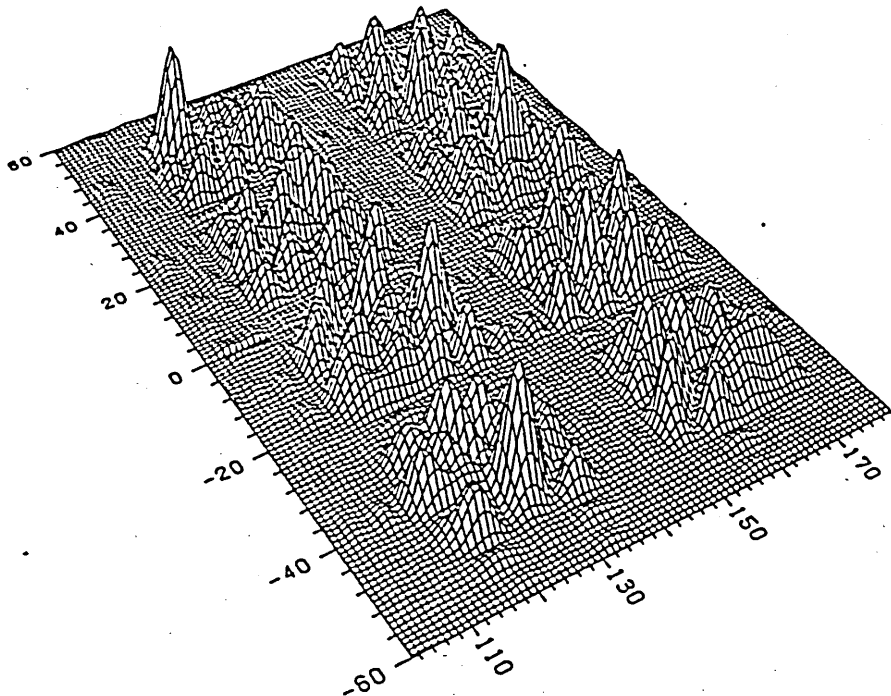


図19 再生像の強度分布のシミュレーション結果

図20にCGFHの再生像の測定結果とシミュレーション結果を示す。この再生像に見られる模様は、ランダム位相項によるものであり、両者はよく一致している。その下に再生像の8箇所の領域内の離散点の強度の和から求めた分布のグラフを示す。

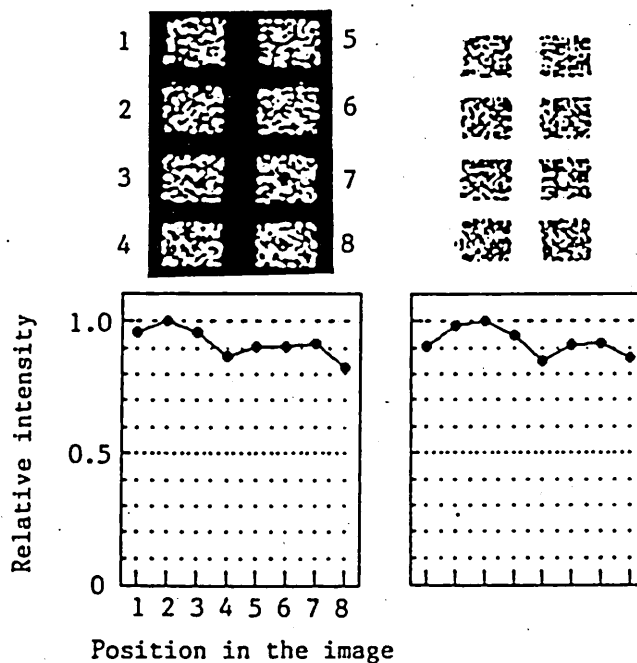


図20 再生像の測定結果とシミュレーション結果

4. 3. 1 W (開口の幅) の検討

開口の幅は広いほど、再生像は明るくなるが、あまり広くすると再生像の強度分布が不均一になってしまう。そこで開口の幅の影響を調べるためCGFHの設定画像を図21に示すように、 64×64 画素のうち、図中の16個の四角形の領域 (8×10 点)内を1、その他を0に設定しシミュレーションを行った。

セルの大きさと開口の幅をパラメータにとり、再生像の横方向 (0次光と再生像を横切る方向) の強度分布の変化を調べた。

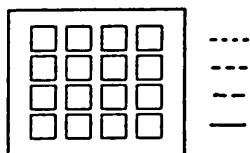


図21 CGFHの設定パターン

図22からわかるように、開口の幅をセルの大きさの約6分の1にすれば再生像の左右の強度分布はほぼ対称となり、荷重に対応する強度を設定するには最適である

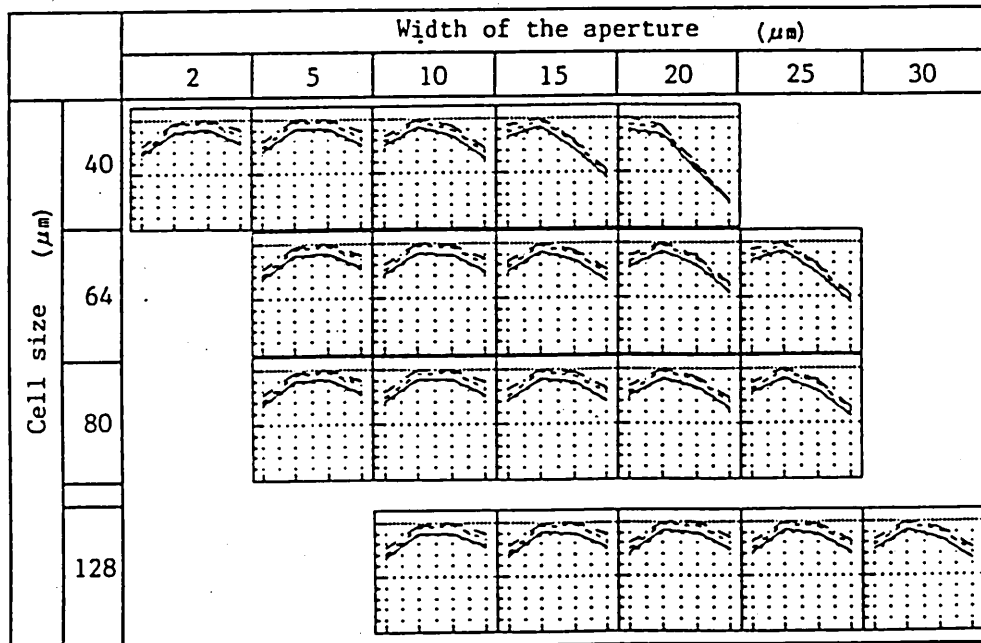


図22 開口の幅とセルの大きさに対する再生像の強度分布のシミュレーション結果

4. 3. 2 L (量子化レベル) の検討

システムの小型化、簡略化を考えると、CGFHは小さいほど良い。CGFHの大きさは、CGFHを作製する場合の記録密度に依存し、更にプロットするときに1セルを縦横何ドットで描くかという量子化レベルに依存する。そこで、量子化レベルをどの程度まで下げて記録しても再生像に影響しないかについて検討した。

図23に、振幅と位相成分の量子化レベルを20,10,5とした場合のシミュレーションによる再生像の8領域の強度分布のグラフを示す。

量子化レベルが10以上では、ほぼ同様な分布を示すが、5では再生像に雑音が生じ強度分布もくずれることから、量子化レベルは10以上にする必要がある。

4. 3. 3 N (セル数) の検討

1枚のCGFHを構成するセル数も、CGFHの大きさを決める大きな要素である。セル数が64×64, 32×32, 16×16個の場合について、先のパターン識別と同様

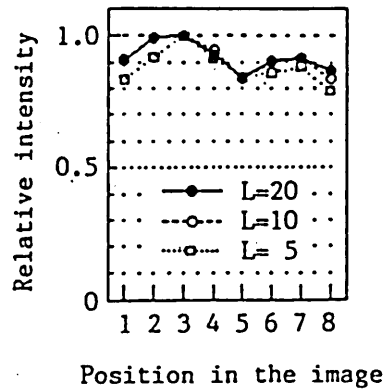


図23 量子化レベル（L）に対する再生像の強度分布のシミュレーション結果

の実験をシミュレーションで行った。1セルは縦横 $64\mu\text{m}$ の大きさで、CGFHを 3×3 枚並べたときの間隔は1枚のCGFHの約1倍半とした。各CGFHの設定像は実験と同等のものを使った。図24に示すように、シミュレーション結果では、実験結果よりもピークが大きく良い結果が得られ、セル数を 16×16 個に減らした場合もほとんど 64×64 個の場合と大差ない結果となっている。シミュレーション上では 16×16 セルの構成でも十分識別できるという結果が得られた。

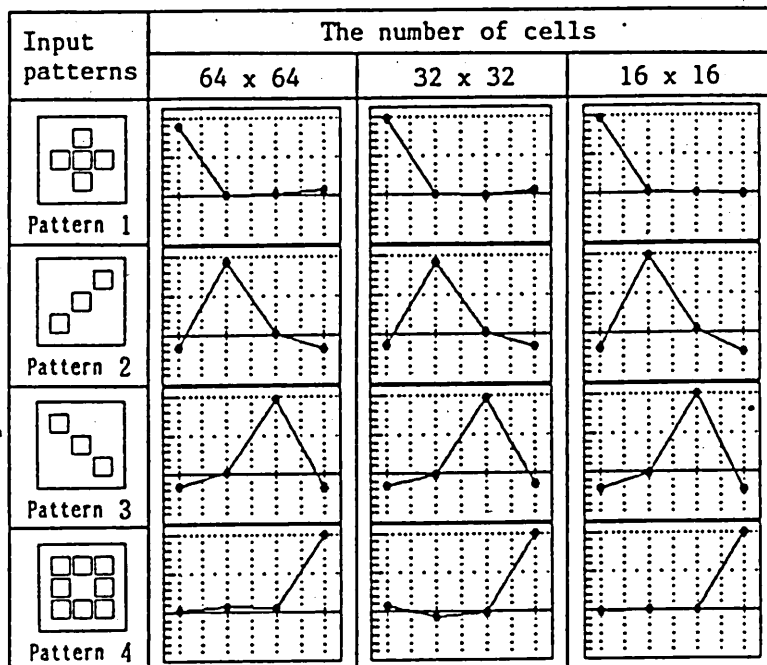


図24 セル数に対する再生像の強度分布のシミュレーション結果

4. 3. 4 乱数系列の検討

乱数は、CGFH作製過程におけるランダム位相項の付加に用いる。再生像に見られる模様は、用いた乱数系列に依存しており、再生像の強度分布が全体的に均一になる乱数系列を選ぶ必要がある。また、ランダム位相項を付加する目的は、CGFHの回折効率を上げ、再生像を明るくするためであり、用いた乱数系列により再生像全体の明るさが多少変化する。

図25に、セル数が 64×64 、 32×32 、 16×16 個の場合について、乱数系列を変えた場合の8領域の強度分布のグラフを示す。セル数が減少するほど再生像の模様が粗くなり、乱数系列の違いによる影響が大きい。

従って、シミュレーション結果のグラフを見て、ある程度強度分布が平坦であり再生像全体の明るさが明るい乱数系列を選ぶようにする。

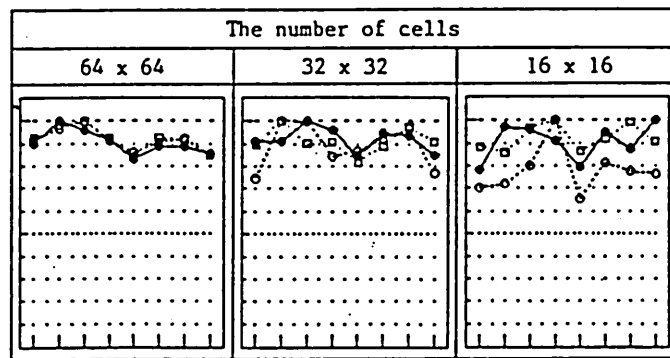


図25 乱数系列とセル数に対する再生像の強度分布のシミュレーション結果

5. まとめ

CGFHを用いてパターン識別を光学的に行えることを示した。また、シミュレーション結果から、開口の幅をセルの大きさの約6分の1にすれば、荷重を設定する上で好都合である、量子化レベルを5以下にすると再生像に雑音が見られ、強度分布もひずんでしまう、セル数を 16×16 個まで減らしても簡単な識別は可能である、セル数を減らすほど乱数系列による影響は大きくなるので、なるべく強度分布の変動が小さく再生像が明るくなる乱数系列を選ぶ必要がある等のことがわかった。

以上の結果から、識別のクラス数が少ない場合には、セル数を 16×16 個にし、量子化レベルも10程度にすればCGFHをかなり小型化できると考えられる。逆に多

い場合には、クラス数に合わせてセル数を 32×32 個あるいは 64×64 個に増やす必要があり、量子化レベルは同じく10程度で良いとしてもCGFHはやや大きくなる。

更にCGFHは計算から合成できるという柔軟性があり、最近の光ディスク等の高密度記録技術を応用し、高速にCGFHを作り替えることができれば、パーセプトロンの学習理論と結合させて識別系の最適化を行うことも可能である。

参考文献

- (1) A.W.Lohmann and D.P.Paris : "Binary Fraunhofer Holograms, Generated by Computer", Appl. Opt, 6, pp. 1739-1748 (Oct. 1967)
- (2) W.H.Lee : "Sampled Fourier Transform Generated by Computer", Appl. Opt., 9, pp. 639-643 (Mar. 1970)
- (3) W.H.Lee : "PROGRESS IN OPTICS XVI", pp. 121-229, NORTH HOLLAND (1978)
- (4) 梶木, 高橋, 松下, 志水: " 計算機合成フーリエホログラムを用いたパターン識別の一方式", 電子情報通信学会論文誌C, Vol. J71-C, No. 2, pp. 221-228, (1988-02)
- (5) 梶木, 志水: " CGHを用いたパーセプトロン型パターン情報処理システム", 信学技報, 0QE86-186(1987-03)
- (6) 梶木, 松下, 志水: " CGHを用いたパーセプトロン型パターン情報処理装置", 昭和60関西連大, G8-26
- (7) 梶木, 松下, 志水: " CGHを用いたパーセプトロン型パターン情報処理装置(Ⅱ)", 昭和61信学総全大, 876
- (8) 梶木, 松下, 志水: " CGHを用いたパーセプトロン型パターン情報処理装置(Ⅲ)", 昭和61信学光・電波全大, 443
- (9) 梶木, 松下, 志水: " CGHを用いたパーセプトロン型パターン情報処理装置(Ⅳ)", 昭和61関西連大, G10-2

輻射科学研究会資料
RS-88-3

GaAs-AlGaAs
MQW光導波路

大同工業大学 大家 重明

大阪大学 産業科学研究所
梅田 徳男、 張 吉夫

1988年 5月13日

1. ま え が き

近年、多重量子井戸（以下MQW）構造ないし超格子構造の有する光学特性が注目されている。これは励起子遷移による光学的非線形性や電界を印加した場合の光吸収特性などが種々の光デバイスに応用できると考えられるからである。

このMQW構造について光デバイスを構成する立場から考察すると、光波との相互作用領域を導波路化しておくことが望ましい。それはデバイスとしての構造上の要求（例えば、平面構造などの）を満足すると同時に導波路の光波閉じ込め効果により非線形光学効果その他を、より一層（MQWとしたことに加えて）、増強し得る点で有利だからである。

これまで薄膜多層構造光導波路については、主として光集積回路用として、例えば、カップラー¹⁾²⁾、モードフィルタ³⁾、光学的複屈折性⁴⁾⁵⁾など、多く報告されているが、MQW層のような微細構造が光導波特性にどのように影響を与えるかについては十分には検討されていない。

本論文では、GaAs-AlGaAs MQW光導波路について、その導波特性が混晶比や層厚によってどのように変化するかを示す。また、MQWコア部の各層厚が薄い場合、MQWコア部全体の屈折率を各構成MQW材料の屈折率を用いて、一層近似し得ることを指摘する⁶⁾。更に、その結果を用いて、TE-TM波間に存在する複屈折性について吟味する。次に、室温エキシトンの存在によって強調された非線形屈折率を利用した非線形導波路の特性について検討を行う。

こうした特性はMQW構造が導波形光変調器やモードフィルタなどの線形光デバイスのみならず、非線形光学デバイスとしても種々の構成法で応用可能なことを示唆している⁷⁾⁻¹¹⁾。

2. MQW光導波路の導波特性

図1にGaAs-AlGaAs MQW導波路の構造を示す。コア部分はGaAs-AlGaAs周期的多層構造であり、両端はGaAs層である。また、クラッド部分は通常、コアの部分と異なる混晶比をもつAlGaAs層であり、全体としては対称構造光導波路となっている。光波は図1のようにこのMQW層に平行に入射するものとする。

2.1 TEモード

TEモードにおいて各々の領域における界分布は次のように表すことができる。

——クラッド領域

$$E_y(x) = E_c \exp\{\pm\gamma_c(x-x_0)\} \quad (1)$$

$$H_z(x) = (\gamma_c/\kappa) E_c \exp\{\pm\gamma_c(x-x_0)\} \quad (2)$$

ここで、 x_0 はそれぞれの境界面に選ぶ。また、 γ_c は、

$$\gamma_c = \kappa(n_{cq}^2 - n_c^2)^{1/2}, \quad (3)$$

であり、 κ は自由空間での伝搬定数である。

——井戸層

$$E_y(x) = E_{w1} \cos \gamma_w(x-x_0) + E_{w2} \sin \gamma_w(x-x_0), \quad (4)$$

$$H_z(x) = (\gamma_w/\kappa)[E_{w1} \sin \gamma_w(x-x_0) - E_{w2} \cos \gamma_w(x-x_0)], \quad (5)$$

ここで、 γ_w は、

$$\gamma_w = \kappa(n_w^2 - n_{cq}^2)^{1/2} \quad (6)$$

——バリアー層

$$E_y(x) = E_{b1} \cosh \gamma_b(x-x_0) + E_{b2} \sinh \gamma_b(x-x_0), \quad (7)$$

$$H_z(x) = (\gamma_b/\kappa)[E_{b1} \sinh \gamma_b(x-x_0) + E_{b2} \cosh \gamma_b(x-x_0)], \quad (8)$$

ここで、 γ_b は、

$$\gamma_b = \kappa(n_{eq}^2 - n_b^2)^{1/2} \quad (9)$$

である。

各々の界面における電磁界成分の連続性により、次式のような固有方程式を得ることができる。

$$A - (\gamma_c/\kappa)B - (\kappa/\gamma_c)C + D = 0. \quad (10)$$

ここで、 A 、 B 、 C 、 D は次のようなマトリクスで表される。

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \left[\begin{pmatrix} \cos \gamma_w L_w & -(\kappa/\gamma_w) \sin \gamma_w L_w \\ (\gamma_w/\kappa) \sin \gamma_w L_w & \cos \gamma_w L_w \end{pmatrix} \right. \\ \left. \times \begin{pmatrix} \cosh \gamma_b L_b & -(\kappa/\gamma_b) \sinh \gamma_b L_b \\ -(\gamma_b/\kappa) \sinh \gamma_b L_b & \cosh \gamma_b L_b \end{pmatrix} \right]^N \quad (11)$$

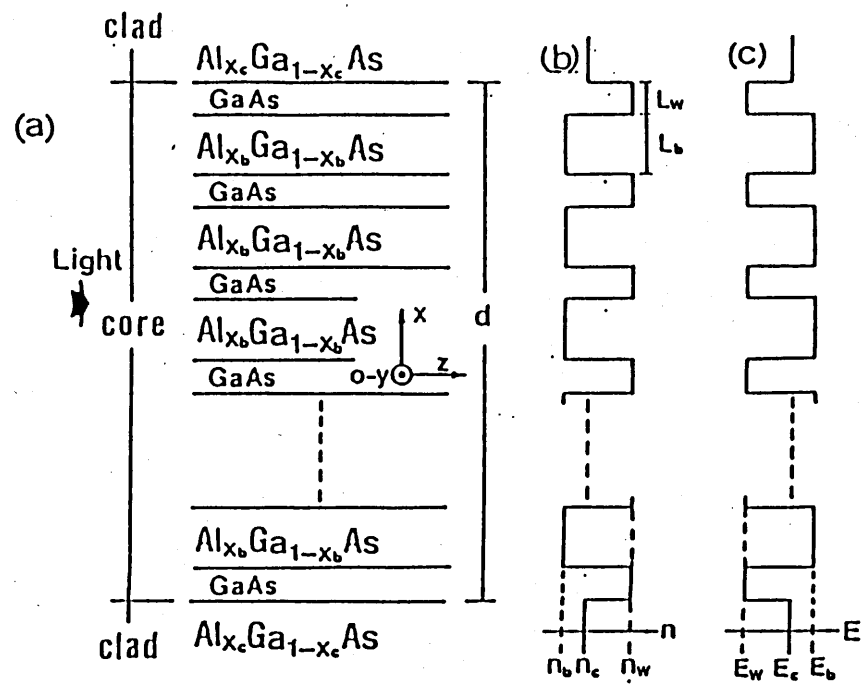
但し、 L_w 、 L_b はそれぞれ、井戸の部分とバリアーの部分の厚さ、 n_w 、 n_b はそれぞれの部分の屈折率、また n_{eq} はMQW構造での等価屈折率である。

今の場合のようなコア部分も対称構造のMQW導波路においては、(11)式は、 $[(w)(b)]^N(w)$ のような行列演算となる。等価屈折率 n_{eq} は(10)式、(11)式を満足するよう決定されることとなる。

2. 2 TMモード

TMモードにおいても、TEモードの場合と同様に取り扱うことができる。この場合、前述までの式において、 $E_y \rightarrow H_y$ 、 $H_z \rightarrow -E_z$ と置き換えればよい。そして、この時、(10)式、(11)式に対応するものとして以下の(12)式、(13)式が導かれる。

$$A - (\gamma_c/\kappa n_c^2)B - (\kappa/\gamma_c)C + D = 0. \quad (12)$$



(a) 構造 (b) 屈折率分布 (c) 伝導帯ポテンシャル
対称構造の場合を示す。

図1 MQW光導波路

表1 計算に用いたパラメータ

REFRACTIVE INDEX	$n_a = 3.53$	$n_b = 3.61$	$n_c = 3.49$
COMPOSITION RATIO	$x_c = 0.18$	-----	$x_b = 0.30$
THICKNESS RATIO	$L_w / L_b = 7 / 13$		
CORE THICKNESS	$d = 2 \mu\text{m}$		

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \gamma_w L_w & -(\kappa \zeta / \gamma_w) \sin \gamma_w L_w \\ (\gamma_w / \kappa \zeta) \sin \gamma_w L_w & \cos \gamma_w L_w \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cosh \gamma_b L_b & -(\kappa \zeta' / \gamma_b) \sinh \gamma_b L_b \\ -(\gamma_b / \kappa \zeta') \sinh \gamma_b L_b & \cosh \gamma_b L_b \end{bmatrix}^N \quad (13)$$

3. 界分布と分散特性

M Q W構造を有する光導波路の導波特性は上述の(1)、(2)、(4)、(5)、(7)、(8)式を用いて示すことができる。

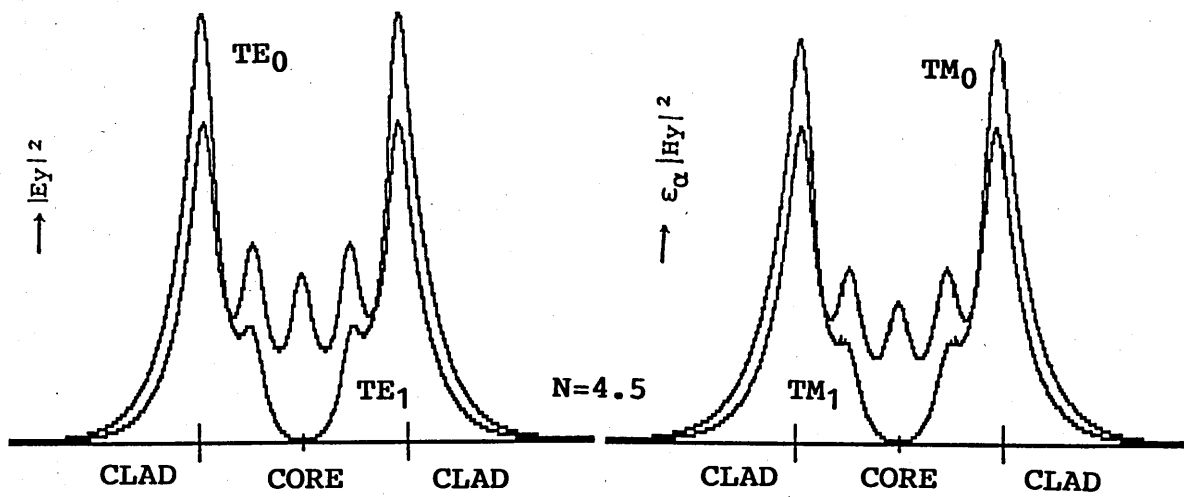
3. 1 界分布

図2(a)、(b)にそれぞれTEモードにおける $|E_0(x)|^2$ 分布、並びにTMモードにおける $1/\epsilon_0 |H_0(x)|^2$ 分布を示す。これらは共に、パワー分布に相当するもので、この図において比較を容易とするためにパワーは規格化してあり、すべての波形における占有面積は一定とした。この計算に用いたパラメータは表1のようなものである。膜厚に対して層数(N)が増加していった場合、TE、TM両モード共に単一モード導波路となり、 $N \geq 50$ においてその波形はそれぞれコア部分の屈折率を各層の構成材料の屈折率を用いて表した一つの値、言い換えれば、単層コア部を有する導波路として近似(SINGLE-LAYER APPROXIMATION)し、計算した波形と非常によく一致していることがわかる。

3. 2 一層近似理論

TE、TM両モードにおけるM Q W層の一層近似式は前述までの多層構造固有方程式において、その構成マトリクスを級数展開近似することにより容易に得ることができる。

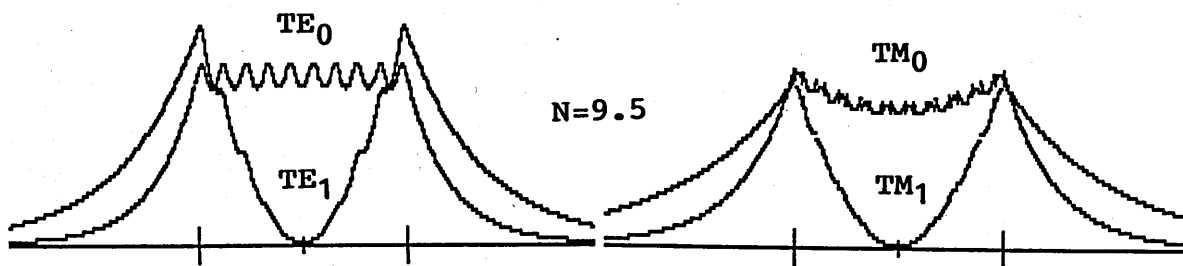
(13)式より(TMモードにおいて、 $\zeta = n_w^2$ 、 $\zeta' = n_b^2$ 、TEモードにおいて、 $\zeta = \zeta' = 1$ とする)



(ϵ is dielectric constant; α :well or barrier)

TE-mode

TM-mode



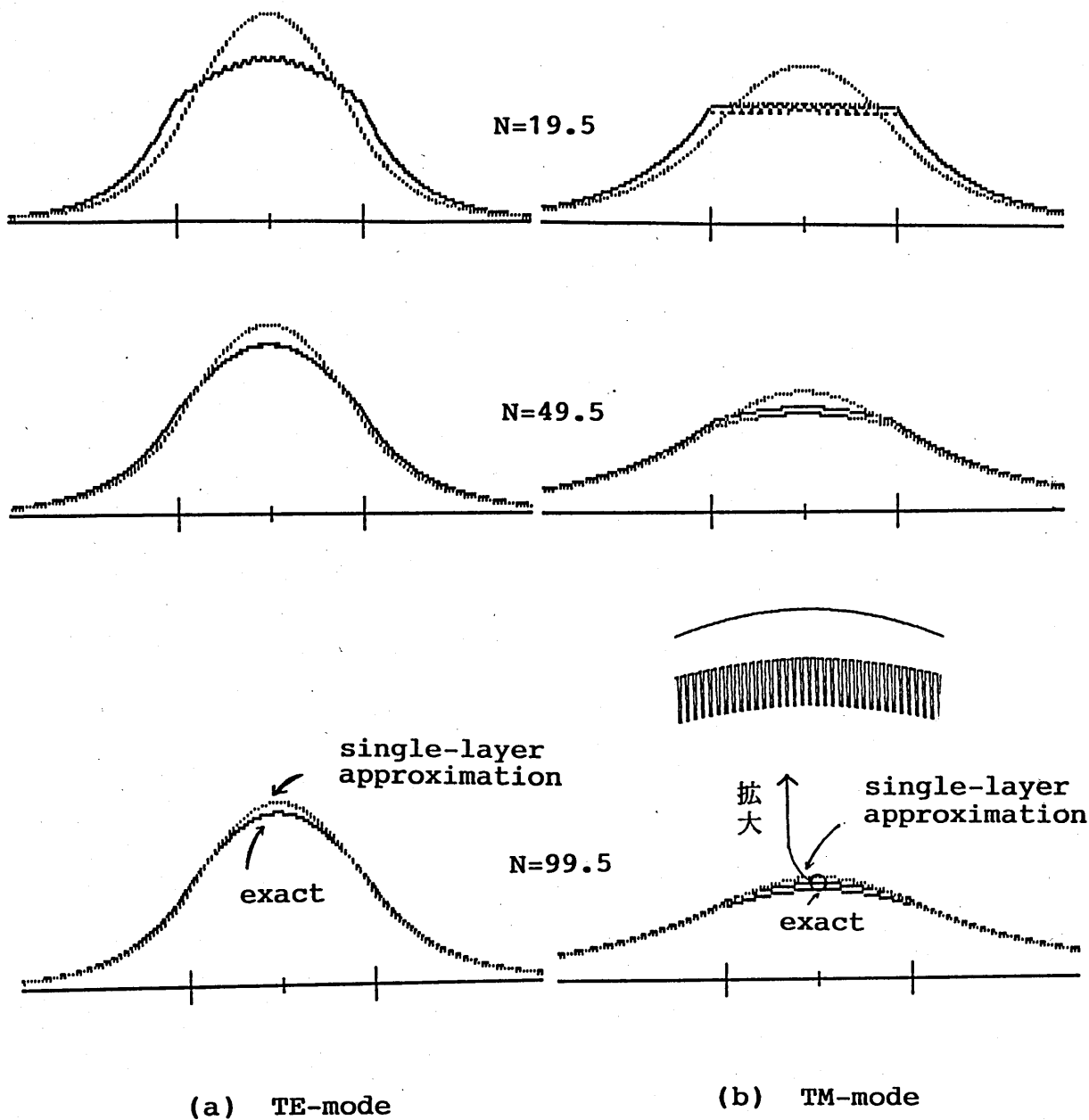


图 2 Power density distributions of propagation mode. "exact" indicate the present calculations and "single-layer approximation" indicates results obtained by the virtual uniform MQW core section calculation.

$$\begin{pmatrix} \cos \gamma(L_w + L_b) & -(\kappa n^2/\gamma_b) \sin \gamma(L_w + L_b) \\ (\gamma/\kappa n^2) \sin \gamma(L_w + L_b) & \cos \gamma(L_w + L_b) \end{pmatrix} \leftarrow \begin{matrix} \text{(但し、(14)式中の } n \text{ は TE} \\ \text{モードにおいては、 } n = 1 \text{)} \end{matrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \gamma_w L_w & -(\kappa \zeta/\gamma_w) \sin \gamma_w L_w \\ (\gamma_w/\kappa \zeta) \sin \gamma_w L_w & \cos \gamma_w L_w \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cosh \gamma_b L_b & -(\kappa \zeta'/\gamma_b) \sinh \gamma_b L_b \\ -(\gamma_b/\kappa \zeta') \sinh \gamma_b L_b & \cosh \gamma_b L_b \end{pmatrix} \quad (14)$$

ここで、 γ は、

$$\gamma = \kappa(n_{cq}^2 - n^2)^{1/2} \quad (15)$$

であり、この n を求めることにより一層近似式が得られる。 $N \rightarrow \infty$ とし、 $\sin x \doteq x$ 、 $\cos x \doteq 1 - x^2/2$ を用いることにより、

$$\begin{aligned} \cos \gamma(L_w + L_b) &\approx (1 - \gamma_w^2 L_w^2/2)(1 + \gamma_b^2 L_b^2/2) \\ &\quad + \zeta \gamma_b^2 L_w L_b/2\zeta' - \zeta' \gamma_w^2 L_w L_b/2\zeta \end{aligned} \quad (16)$$

の式が得られる。(6)、(7)、(16)式より、

$$n_{TE} \approx \sqrt{\frac{n_b^2 L_b + n_w^2 L_w}{L_w + L_b}} = \text{RMS} \quad (17)$$

$$n_{TH} \approx \sqrt{(\text{RMS})^2 - \frac{n_{oo}^2 L_w L_b (n_w^2 - n_b^2)^2}{n_w^2 n_b^2 (L_w + L_b)^2}} \quad (18)$$

が得られる。この結果、TEモードにおいて、単層コア部の屈折率が(17)式で示されるように井戸部とバリアー部の屈折率の二乗平均根(RMS)で近似できるのに対して、TMモードの場合は(18)式で示されるようにRMS値より小さな値を示す。この(18)式根号内の第2項はRMS値に比べて、非常に小さいため $n_{oo} \sim \text{RMS}$ とみなしても、更に高次の誤差しか含まないのでさしつかえない。

従って、更に

$$n_{TH} \approx \text{RMS} \left(1 - \frac{L_w L_b (n_w^2 - n_b^2)^2}{2 n_w^2 n_b^2 (L_w + L_b)^2} \right) \quad (19)$$

と近似できる。すなわち、MQWコア内における層数が多く、各層厚が薄いとTEモード、TMモードに対して、(17)式、(19)式を用いて、一層近似できることとなり、クラッド層を含めて、対称3層導波路として考察することが可能となる。

3. 3 分散特性

図3(a), (b)に層数200(バリアー199層、井戸200層)の場合のTEモード、TMモードのそれぞれの分散特性を示す。このとき、用いたパラメータは表1のようなものである。また、縦軸、横軸ともにそれぞれ(17)式、(19)式で与えられる n_{TE} 、 n_{TM} を用いて規格化して示してある。この図からもわかるように、(17)式、(19)式を用いて一層近似を行って描いた分散カーブとも良い一致を示しており、逆に(17)、(19)式で示した近似が妥当なものであることを裏づけている。

以上の議論より、MQW構造光導波路は(17)式、(19)式を用いた単層コア導波路で近似でき、全体としてコア層を含めた通常の3層光導波路と同様に考察することができる。

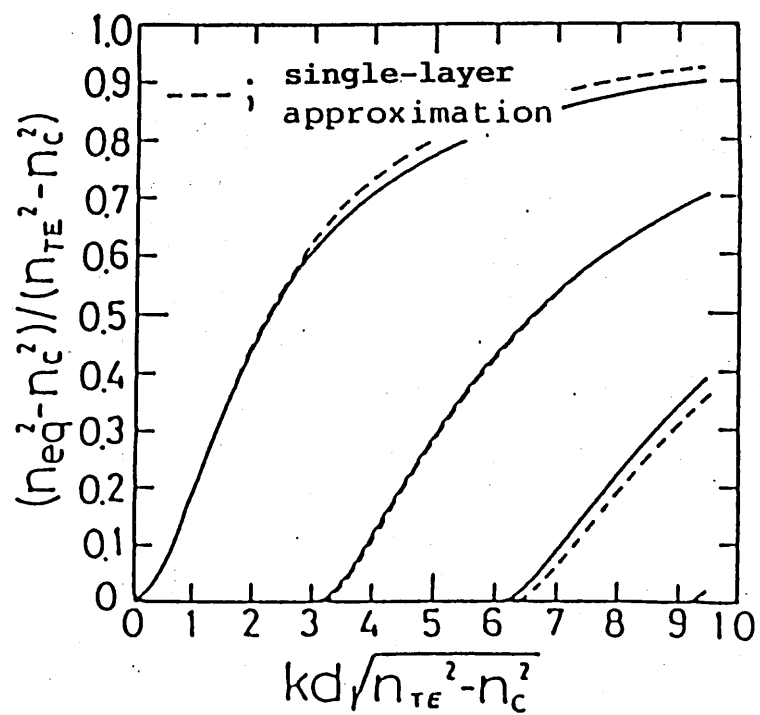
4. 複屈折性

(17)式、(19)式より

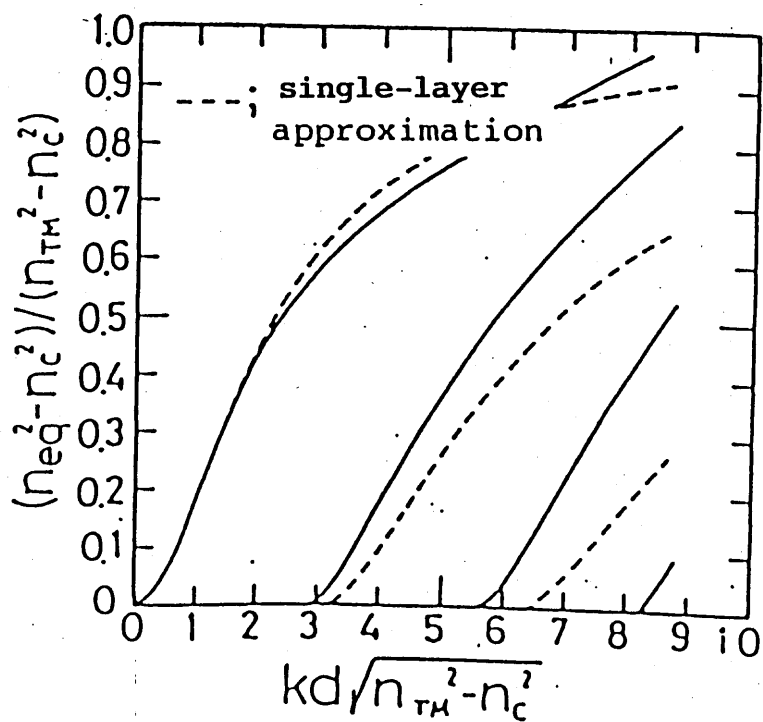
$$n_{TE} - n_{TM} = \frac{RMS \cdot L_w L_b (n_w^2 - n_b^2)^2}{2 n_w^2 n_b^2 (L_w + L_b)^2} \quad (20)$$

が得られる。すなわち、このMQW光導波路は光学的異方性を有し、複屈折性を示すこととなる。また、クラッド層の屈折率を n_c として $n_{TE} > n_c$ 、 $n_{TM} < n_c$ の条件のもとではTEモードは導波するが、TMモードに対しては導波モードは存在せず、カットオフされることがわかる。従って、この条件のもとではモードフィルタとしての機能をも有すると言える。

図4は表1の条件のもとに波長800nmにおいて、TE、TM両モードに関する多層構造の固有方程式を解いて得られるMQW構造光導波路の正確な複屈折性と、先の n_{TE} 、 n_{TM} で一層近似を行っ



(a) TE-mode



(b) TM-mode

图 3 分散特性

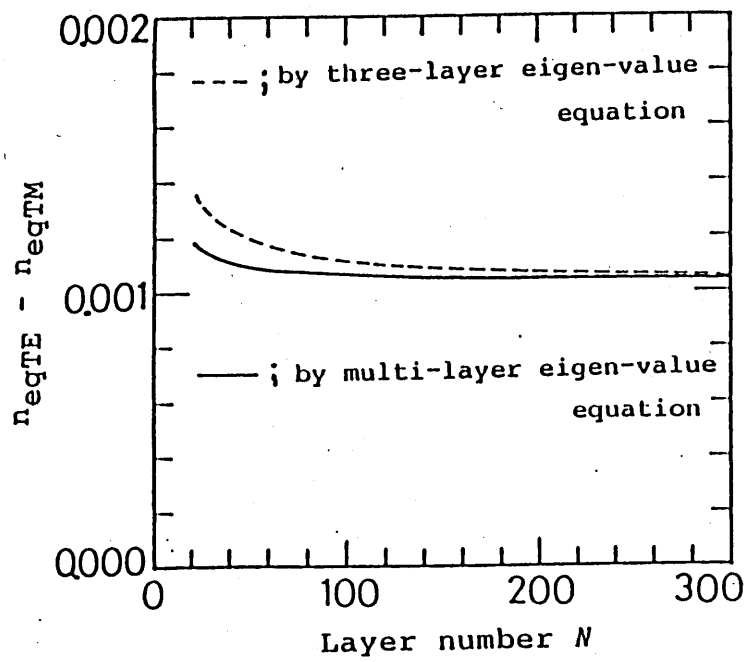


図 4 層数に対する複屈折性

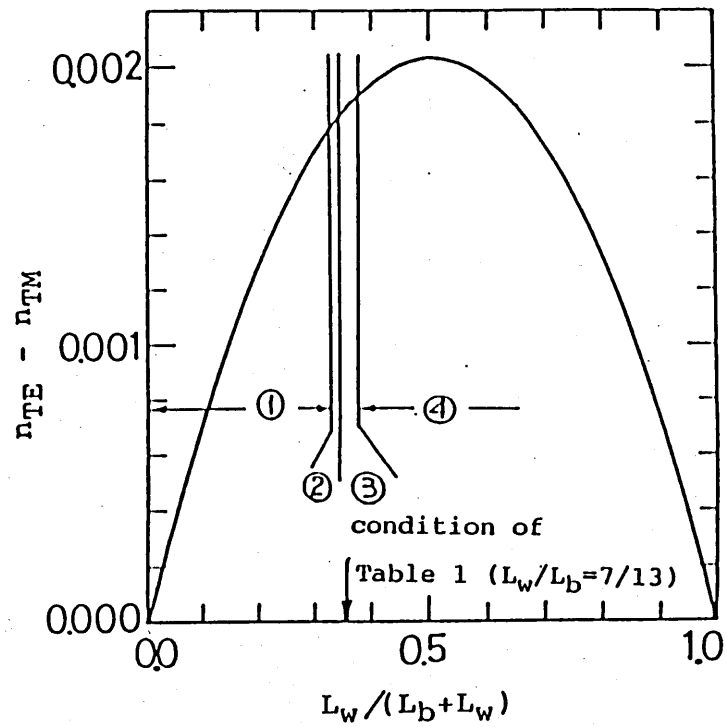


図 5 多層構造における複屈折性

た対称3層構造導波路の複屈折性との比較を示したものである。この図からも層数(N)の増加につれて、対称3層導波路がよい近似を与えることがわかる。従って、この複屈折性の評価は(20)式で十分である。

M Q Wコア部分の井戸層厚比を変えた場合の複屈折性の変化を図5に示す。この図は(20)式を計算することにより得られるものであるが、 L_w/L_b 以外の値は表1のままとしてある。この結果は無限断面の場合について、同様の計算を行っている Van der Ziel らが得た結果⁴⁾と類似であるが、図5の場合は導波路構造となっているので、図上すべての部分で伝搬可能とは限らない。図中の①～④の各区間は各種モード伝搬の組合せを区分して示したものである。①はT E、T M両モードともにカットオフ、②はT Mモードのみカットオフ、③は両モードともに単一モード、④はT Eモードが多モードとなる領域をそれぞれ示している。

両モードとも単一モードで動作可能なのは③の区間であり、表1の条件はこの③区間内の動作を可能としている。また、②領域はT Eモードのみ導波可能であるから、T Eモード通過、T Mモード放射のいわゆるモードフィルタとしての動作を可能とすることがわかる。

5. 光導波実験

これまでM Q W光導波路において、層数が多くなり、各層厚が薄い場合、理論的には、M Q W層を一層近似して検討することができることを述べたが、ここでは、G a A s - A l G a A s M Q W構造光導波路に、実際に光波を入射した時の導波特性について検討する。

この導波実験に用いたM Q W光導波路の概略形状は図1と同じものである。但し、ここでの導波実験に用いたM Q W構造の具体的パラメータは表1の場合と x_0 、 d がやや異なるもので、表2のような

ものである。これまで検討してきたものより、層数も25（バリアー24層、井戸25層）と少ないが、導波層全体（コア）の厚さが更に薄いため、コア部の各層厚は $L_w = 70 \text{ \AA}$ 、 $L_b = 130 \text{ \AA}$ 、と小さいので、本質的にこれまでの一層近似理論を適用してもさしつかえない。

実験では光源として、He-Neレーザ（波長 $1.15 \mu\text{m}$ ）を使用し、対物レンズを用いて劈開面よりの端面結合を行っている。図6に光導波実験における実際の光導波路測定系を示す。He-Neレーザからの入射ビームは減衰器により適当なレベルとした後、MQW光導波路へ入射される。2個の対物レンズ間にあるのがMQW導波路試料である。出射端レンズはMQW導波路上での光波、いわゆる近視野像を劈開面の形状も含めて、TVモニター上にて観察するためのものである。更に、モニター上の光強度分布をデータ処理できるようにデータ処理系を備えている。

図7はこの測定系を用いて、GaAs-AlGaAs MQW光導波路の導波の様子を観察したものである。図7は近視野像であり、光波は約 $0.5 \mu\text{m}$ のMQWコア部分を中心に閉じ込められていることがわかる。この導波実験に用いたMQW導波路は理論的にも単一モード姿態であり、この例では、かなり良好な導波特性を有している。

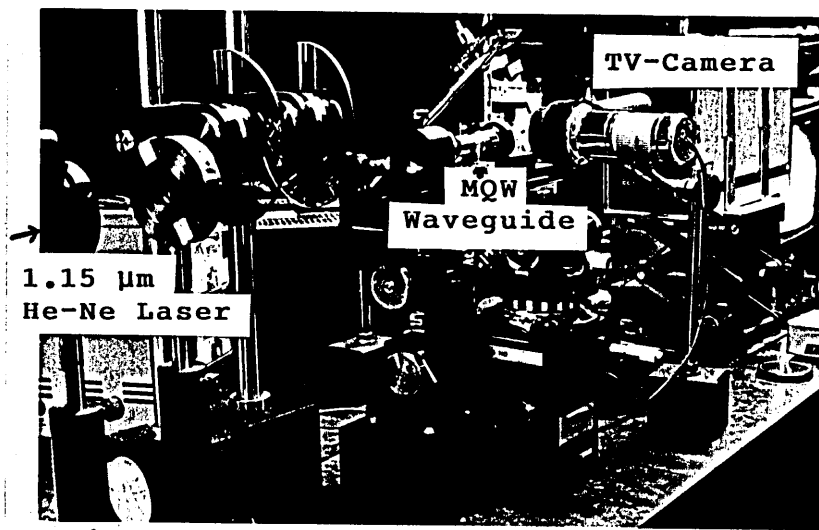


図 6 光導波路測定系

表 2 実験に用いたパラメータ

REFRACTIVE INDEX	$n_a = 3.49$	$n_b = 3.61$	$n_b = 3.49$
COMPOSITION RATIO	$x_c = 0.30$	-----	$x_b = 0.30$
THICKNESS RATIO	$L_a / L_b = 7 / 13$		
CORE THICKNESS	$d = 0.487 \mu\text{m}$		

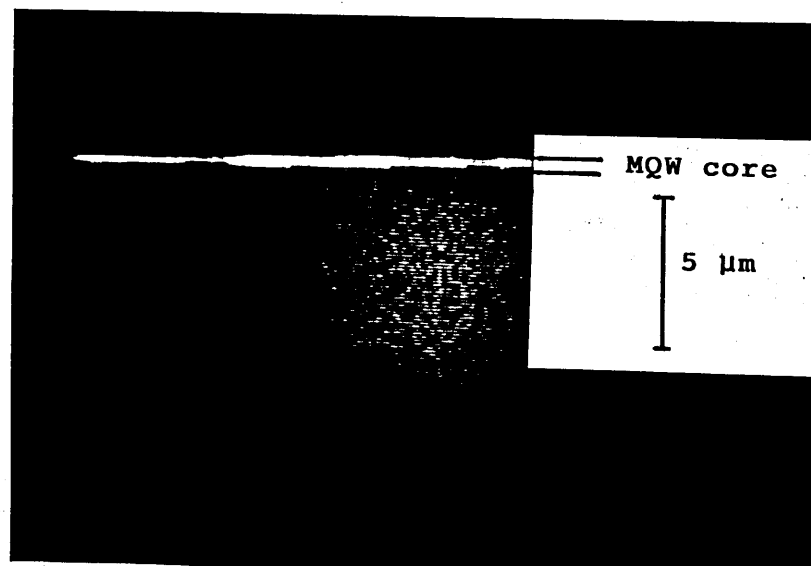


図 7 MQW光導波路の導波特性：近視野像

6. 非線形光導波路

M Q W構造中の室温エキシトンによる非線形吸収を利用すれば、光-光スイッチのような光デバイスを構成することもできる。ここでは、非線形性を利用した非線形光導波路についての検討を行う^{12) - 14)}。

このような屈折率が光強度に比例して変化する非線形媒質を含む光導波路の伝搬特性についてはすでにいくつかの報告例^{15) - 22)}もあり、近年活発に研究されている分野でもある。これまで研究の対象となっている大部分は、非線形/線形/非線形（または線形）の媒質構造を有する三層スラブ状光導波路である。それは、線形/非線形/線形の媒質構造に比べて、この構造の方が誘電体境界面に沿って伝搬する非線形表面波など²²⁾興味深い特異な現象を呈しうるからである。

我々は前節までに、M Q W構造がコアに用いられた光導波路について検討してきたが、ここではM Q W構造をコアに利用した場合、及び、クラッドに利用した場合の両構成について、対象となっているM Q W構造を一層の非線形媒質であるとみなし、全体を三層スラブ状構造で近似し検討を行う。通常、このような非線形スラブ導波路を伝搬する非線形波の振舞いについては、いわゆる非線形波動方程式の数学的解法を利用した取扱が多い。そのような取扱は非線形波の定常的特性を明確にするのに適しているが、過渡的振舞いを論ずるにはあまり有効な手段ではない。

本報告においては過渡特性をも含めた形で議論するために、微小区間モード展開による手法を適用し、このM Q W構造非線形光導波路について解析を行う。

6. 1 非線形吸収係数と非線形屈折率

M Q W構造非線形屈折率を $n=n_0+n_2I$ (但し、 I は入射パワー密度) と表すこととし、簡単のため、line shapeとして Lorentz型を仮定すれば、ピークにおける非線形吸収係数 α_2 と最大非線形屈折率 n_2 との間には、 $n_2=(c/2\omega)\alpha_2$ の関係がある。これにより、GaAs-AlGaAs MQW構造中の室温エキシトンによる最大非線形屈折率は、 $\omega=2.3\times 10^{15}[\text{s}^{-1}]$ ($\lambda=820\text{nm}$) として、すでに、実験的に求めた $\alpha_2=20[\text{cm/w}]$ より、 $n_2=1.3\times 10^{-4}[\text{cm}^2/\text{w}]$ と求まる^{10,11)}。この結果は、GaAs-AlGaAs MQW構造が非線形導波路材料として有望であることを示している。

Lorentz型の分散からも明らかなように、line center からの detuningに伴う屈折率の変化は、吸収係数の変化に比べて緩やかであるから、適当な detuningを保てば、非線形屈折率を選択的に利用することができる。また、非線形屈折率 n_2 の符号は、detuningの符号による。従って、非線形光導波路をパワー依存光閉じ込めに使うか、同光発散に使うかの目的に応じて、detuningの符号、MQWをコアに使うか、クラッドに使うか、等を使い分ければよい。

6. 2 非線形屈折率を有する光導波路の解析

(微小区間モード展開)

非線形屈折率を有する光導波路の中での光波伝搬についての解析は、線形導波路におけるように通常の固有モードに展開して行うことができない。そこで、ここでは導波路を光波の進行方向に対して微小な区間に分割し、個々の区間に固有モード展開を適用して解析を行う手法を適用する。すなわち、各微小区間内での固有モード展開により界分布を求め、これより各区間終端ごとにパワー密度分布を求める。パワー密度分布が求まれば、導波路構造中に含まれる非線形屈折率により次の区間の屈折率変化が求まるので、これを次区

固有モード展開⁽²⁴⁾は次のように行う。図8のように領域〔Ⅰ〕と領域〔Ⅱ〕の光導波路が微小屈折率変化を介して接続されているとする。このとき、屈折率変化が微小であれば、この不連続面での光波の反射と散乱は無視でき⁽²³⁾、電界分布は近似的に、TEモードに対して(TMモードの取り扱いも同様)次式のように表される。

次に、この系を三層スラブ状対称構造単一姿態伝搬光導波路とすれば E_y 、 H_x 、 E_z 成分を持つTEモードのパワー密度分布 $P(x)$ はポインティングベクトルにより、 $P(x) = -1/2 \operatorname{Re}(E_y H_x^*)$ で求まる。パワー依存性屈折率変化を有する部分(MQW)について $P(x)$ を積分して、その部分の平均パワー密度を求め、非線形屈折率による屈折率変化を求める。この手法を微小区間毎に次々に適用するわけである。

[II]

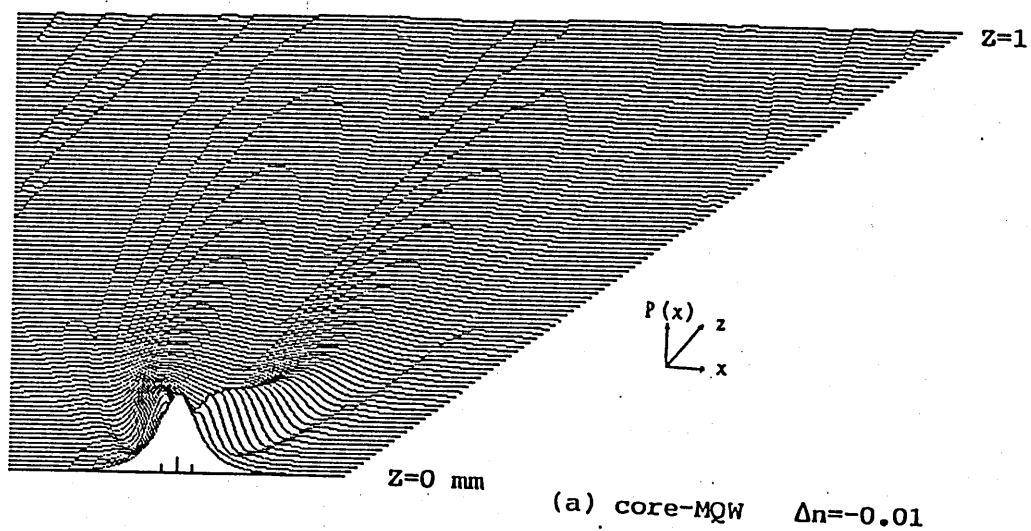
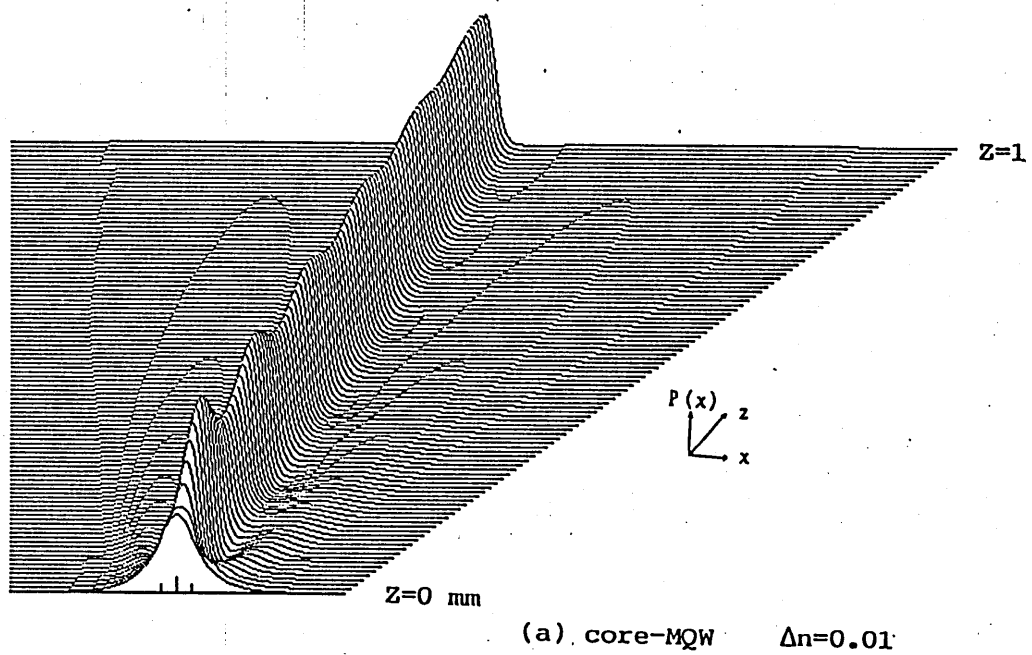


Fig 9 Computer plot of the optical power confinement growth along the nonlinear optical waveguide.

Parameter: Δn

- (a) core-MQW ... case (a),
- (b) clad-MQW ... case (b).

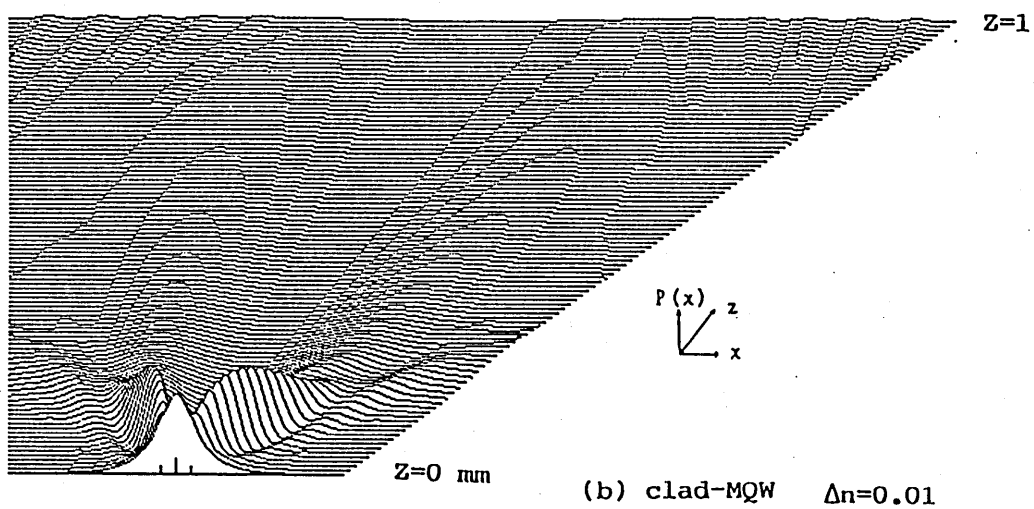
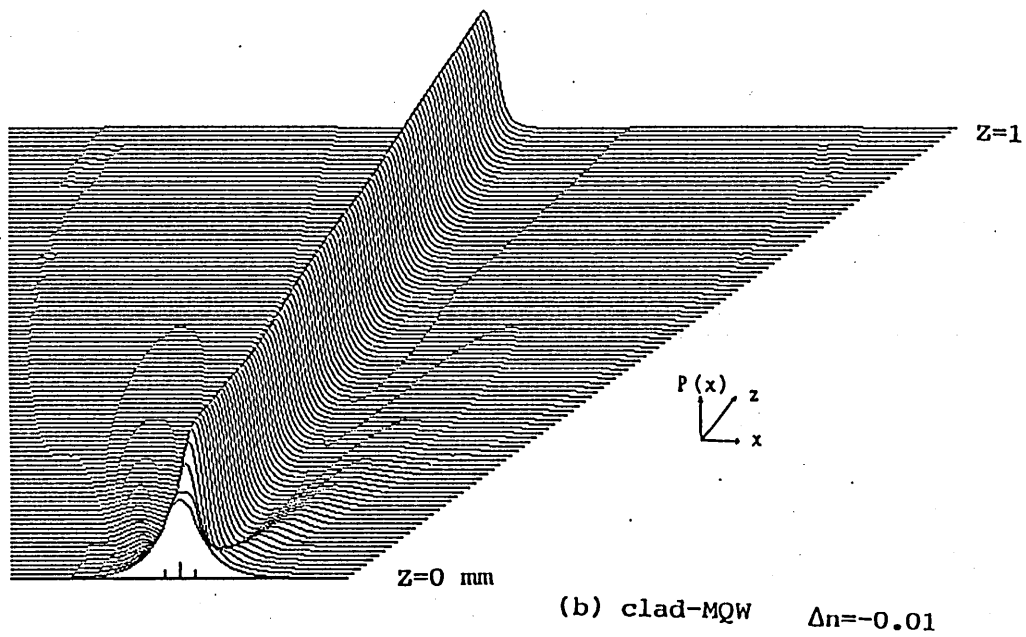


图 9 Computer plot of the optical power confinement growth along the nonlinear optical waveguide.

Parameter: Δn

(a) core-MQW ... case (a),

(b) clad-MQW ... case (b).

6. 3 非線形屈折率を有する光導波路におけるパワー閉じ込め率

GaAs-AlGaAs MQW構造において、非線形屈折率 n_2 は、実測により、 $1.3 \times 10^{-4} [\text{cm}^2/\text{W}]$ のオーダーのものであった。入射パワーレベルを1[mW]オーダー、ビーム径を2[μm]とすれば、入射パワー密度は $3 \times 10^4 [\text{W}/\text{cm}^2]$ の程度であり、上の n_2 を用いれば、かなりのdetuningを考慮しても、0.01程度の屈折率変化を見込むことは十分に可能である。図9に全パワーがMQW層内に集中した場合の屈折率変化 Δn が0.01である場合の非線形光導波路内の光波パワー分布の距離に対する変化を示す。図9(a)はコアがMQWである場合を示す。これはコアの屈折率が入射パワーにより増大もしくは減少する($\Delta n = \pm 0.01$)場合に対応する。また、同図(b)はクラッドがMQWで、クラッド部の屈折率が入射パワーにより低下もしくは増大する($\Delta n = \pm 0.01$)場合に対応する。

これらの計算における $z = 0$ での初期屈折率はコア：3.53、クラッド：3.53（光波長 $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ ）と同じ値とした。これらのパワー分布の距離に対する変化をコア内パワー閉じ込め率として示したのが図10である。(a)曲線はコアMQWに対応するものであり、(b)曲線はクラッドMQWに対応するものである。何れの場合も、 μm オーダーの伝搬で、パワー閉じ込め及びパワー発散が起こることが分かる。

7. むすび

GaAs-AlGaAs MQW構造での導波特性について、層数が多くなり各層厚が薄い場合、MQW層を一層近似することにより検討を行った。これは通常の3層構造光導波路と同様の取扱を可能とするもので、MQW構造の有する複屈折性をも簡単に説明することができる。この複屈折性は通常のGaAs系3層導波路では、ほとんど存在し得ないものであるが、MQW構造とすることにより、

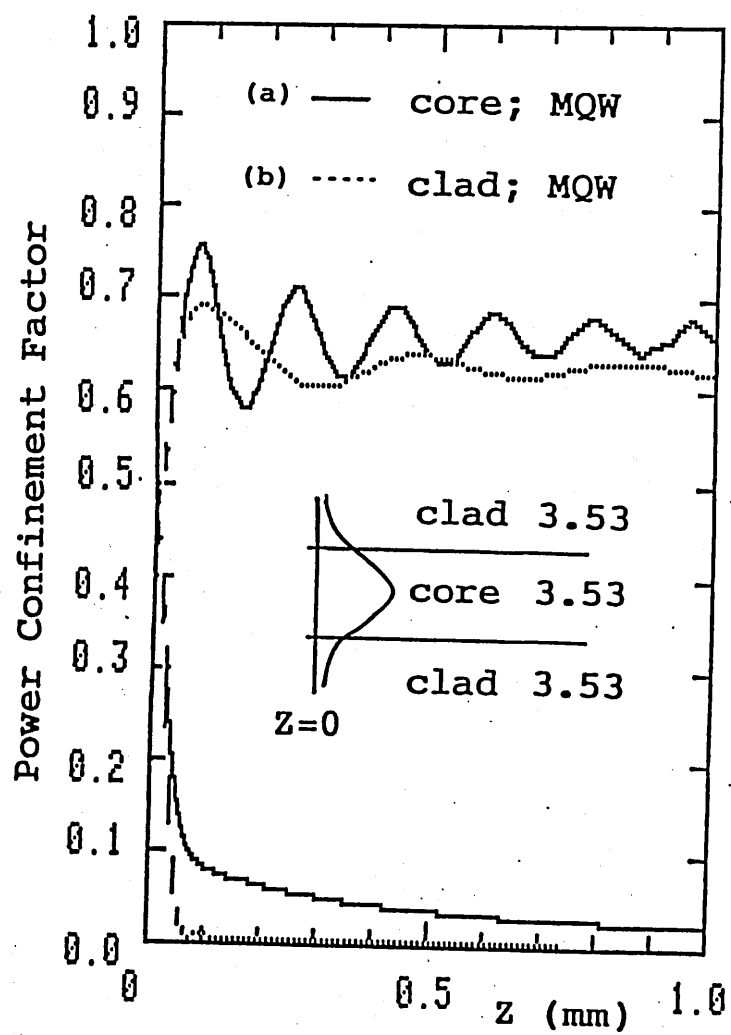


Fig 10 Variation of power confinement factor along the propagation.

TEモード-TMモード間にコア部の屈折率の差異が生じることに
基づくものである。従って、MQW構造光導波路のこの異方性は光
変調器、モードフィルタなど種々の光デバイスに応用できると考え
られる。

また、GaAs-AlGaAs MQW構造における非線形吸収係
数に伴う非線形屈折率を推定した結果、GaAs-AlGaAs MQW
構造が非線形導波路の構成要素として十分な非線形性を持って
いることが示された。この結果に基づいて、コアMQWとクラッド
MQWの2種類の非線形導波路について、固有モード展開を微小区
間毎に適用する方法により数値解析し、そのパワー分布とパワー閉
じ込め率を求めた。その結果、ここで提案した光導波路中で、非線
形効果に基づくパワー閉じ込め及び発散が顕著に起こることを示し
た。このような光閉じ込め及び発散効果は、更に、種々の導波形光
デバイスに応用することができる。

謝 辞

本研究を行うにあたり、光導波実験に協力いただいた大阪電気通
信大学学生、朔晦正志君に感謝します。

参考文献

- 1) D. Marcuse, Bell Syst. Tech. J. 50 (1971) 1791.
- 2) E. Popov and L. Mashev, Opt. Comm. 52 (1985) 393.
- 3) M. Bertolotti, M. Galeotti and D. Sette, Appl. Optics 15 (1976) 802.
- 4) J. P. van der Ziel, M. Ilegems and R. M. Mikulyak, Appl. Phys Lett. 28 (1976) 735.
- 5) G. J. Sonek, E. S. Koteles and J. P. Salerno, IEEE J. Quantum Electron. QE-22 (1986) 1015.
- 6) S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, Opt. Comm. 56 (1985) 235.
- 7) S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, 4th Sympo. Rec. of III-V Alloy Semicon. Phys. & Electron., (1985) 121.
- 8) S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, Tech. Rec. 2nd Meeting on Alloy Semicon. Phys. & Electron., (1985) 110.
- 9) S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, 5th Sympo. Rec. of III-V Alloy Semicon. Phys. & Electron., (1986) 451.
- 10) Il Jun Cha, S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, Tech. Rec. 5th Meeting on Alloy Semicon. Phys. & Electron., (1986) 51.
- 11) 大家、梅田、張：光・量子エレクトロニクス研究会 OQE87-123 (1987) 101.
- 12) Il Jun Cha, S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, Tech. Rec. 6th Sympo. Rec. of III-V Alloy Semicon. Phys. & Electron., (1987) 499.
- 13) S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, 7th Sympo. Rec. of III-V Alloy Semicon. Phys. & Electron., (1988) 503.
- 14) 大家、梅田、張：第34回、35回応用物理学会講演.
- 15) Zdzislaw Jakubczyk, Hubert Jerominek, Sergiusz Patera, Real Tremblay and Claude Delisle, IEEE J. Quantum

- Electron. QE-23, 11(1987)1921.
- 16) Samir J. Al-Bader and Hasain A. Jamid. IEEE J. Quantum Electron. QE-23, 11(1987)1947.
 - 17) K. J. Blow, N. J. Doran, B. P. Nelson and David Wood, IEEE J. Quantum Electron. QE-21, 7, (1985)774.
 - 18) G. I. Stegeman, C. T. Seaton and J. Ariyasu. Opt. Comm. Vol. 56(1986)365.
 - 19) J. V. Moloney, J. Ariyasu, C. T. Seaton and G. I. Stegeman, Optics Lett. Vol. 11(1986)315.
 - 20) Colin T. Seaton, Jesus D. Valera, Richard L. Shoemaker, George I. Stegeman, John T. Chilwell and S. Sesmond Smith, IEEE J. Quantum Electron. QE-21, 7(1985)774.
 - 21) A. A. Maradudin, Z. Phys. B-Condensed Matter, Vol. 41 (1981)341.
 - 22) Y. Satomura, Trans. IECE Japan (Section E), 70(1987)541.
 - 23) S. Ohke, A. Kusunoki, Y. Cho and Y. Matsuo. Trans. IECE Japan, J64-C (1981)413.
 - 24) 山本、牧本：特定研究「光導波エレクトロニクス」研究論文集 (昭和55年3月)115.

非線形誘電体導波路を用いた チェレンコフ・レーザの理論解析

石堂 能成 茨木 晋 塩沢 俊之

(大阪大学 ・ 工学部)

1988年 7月 8日

まえがき

相対論的電子ビームを応用したレーザの一つであるチェレンコフ・レーザは、サブミリ波から遠赤外領域にいたる周波数領域で大出力の得られるレーザであり、通信、プラズマ理工学、電磁波工学等への様々な分野への応用が期待されている^{(1)・(2)}。

一定速度でドリフトする相対論的電子ビーム中では、電子の集団的作用により電子ビームのドリフト速度とわずかに異なる位相速度を持つ電子プラズマ波が伝搬する。電子プラズマ波には速いモードと遅いモードのふたつのモードが存在する。そのうち遅いモードが、誘電体導波路中をこのモードと等しい位相速度で伝搬する電磁波と能動結合を起こし、増大波を発生させる。チェレンコフレーザとは、この誘導チェレンコフ放射と呼ばれる現象を利用したレーザである。

ところで、最近、特に非線形光学の分野において、カー媒質と呼ばれる分極率が電界の2乗に比例する非線形誘電体の応用が注目されており⁽³⁾、電子ビーム応用の分野においてもこの誘電体を用いたチェレンコフ放射について報告されている⁽⁴⁾。一方、このようなカー媒質を用いた誘電体導波路を伝搬する電磁波モードの解析についてもいくつか報告されており^{(5) - (9)}、電磁波モードが自己集束の効果を持つこと、その効果の大きさが、分散特性や放射電力に影響を与えることなど、興味深い現象がいくつか指摘されている。そこで本研究では、基板にカー媒質、導波層に線形誘電体媒質を用いた誘電体導波路から、一定間隔離れて半無限の相対論的電子ビームをドリフトさせる2次元モデルを考え、そのときに起こる誘導チェレンコフ放射について理論的に考察する。

非線形誘電体導波路を伝搬する電磁界

2. 1 非線形誘電体導波路のモデルと電磁波モードの電磁界

図 2. 1 にチェレンコフ・レーザに用いる非線形誘電体導波路のモデルおよび座標系を示す。図に示すように、基板層にはカー効果を示す非線形誘電体を用いる。その上に導波層として、厚さが a 、比誘電率が ϵ_R の均質、等方な線形誘電体を用いる。

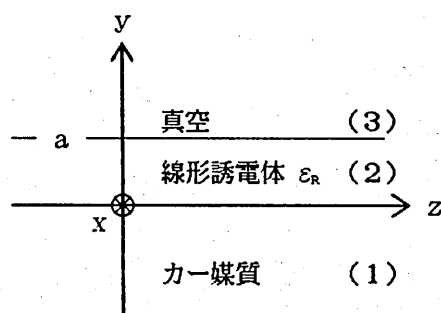


図 2. 1 非線形誘電体導波路のモデル

以下では、解析の基礎となる、図 2. 1 の系を伝搬する TM モード電磁波の、各層内における電磁界成分を求める。

(1) 非線形誘電体（カー媒質）中における電磁界

本論文では、均質で比誘電率が電界の 2 乗に比例するカー媒質を考える。このようなカー媒質中を伝搬する TM 波に対する比誘電率は次のように表される。

$$\begin{aligned}\epsilon_y &= \epsilon_r (1 + \alpha |\tilde{E}_y|^2 + \alpha' |\tilde{E}_z|^2) \\ \epsilon_z &= \epsilon_r (1 + \alpha' |\tilde{E}_y|^2 + \alpha |\tilde{E}_z|^2)\end{aligned}\quad (2-1)$$

ところで、カー媒質を用いたスラブ導波路については、 α' の項は自己集束などの非線形現象にほとんど影響を与えないことがわかっている⁽⁹⁾。そこで、本稿では、 $\alpha' = 0$ とし、又解析の都合上 y 方向にのみ非線形性を仮定すると（一軸近似）、式（2-1）は次のように書きかえられる。

$$\varepsilon_y = \varepsilon_r (1 + \alpha |\widetilde{E}_y|^2)$$

$$\varepsilon_z = \varepsilon_r \quad (2-2)$$

電磁界が時間 t および z 方向座標に関して $\exp[i(\omega t - k_z z)]$ のように変化するものとする、このような媒質中を伝搬する電磁界の満たすべきマクスウェルの方程式は、以下になる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \widetilde{E}_z}{\partial y} + i k_z \widetilde{E}_y &= -i \omega \widetilde{B}_x \\ -i k_z \widetilde{B}_x &= i \frac{\varepsilon_r \omega}{c^2} (1 + \alpha |\widetilde{E}_y|^2) \widetilde{E}_y \\ -\frac{\partial \widetilde{B}_x}{\partial y} &= i \frac{\varepsilon_r \omega}{c^2} \widetilde{E}_z \\ \frac{\partial}{\partial y} (1 + \alpha |\widetilde{E}_y|^2) \widetilde{E}_y - i k_z \widetilde{E}_z &= 0 \end{aligned} \quad (2-3)$$

式 (2-3) の第2式より、

$$\widetilde{E}_y = -\frac{c^2 k_z}{\omega \varepsilon_r} (1 + \alpha |\widetilde{E}_y|^2)^{-1} \widetilde{B}_x \quad (2-4)$$

が得られる。 $\widetilde{E}_y$ を $\widetilde{B}_x$ に関して α の1次の項まで考慮して近似すると、式 (2-4) は次式のようになる。

$$\widetilde{E}_y = -\frac{c^2 k_z}{\omega \varepsilon_r} \left\{ 1 - \alpha \frac{c^4 k_z^2}{\omega^2 \varepsilon_r^2} |\widetilde{B}_x|^2 \right\} \widetilde{B}_x \quad (2-5)$$

式 (2-3) および (2-5) より $\widetilde{B}_x$ に関する波動方程式を求めると次のようになる。

$$\frac{\partial^2 \widetilde{B}_x}{\partial y^2} - p_y^2 \widetilde{B}_x + \alpha \frac{c^4 k_z^4}{\omega^2 \varepsilon_r^2} \widetilde{B}_x^3 = 0 \quad (2-6)$$

但し、

$$p_y^2 = k_z^2 - \epsilon_r \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (2-7)$$

式(2-6)より、非線形誘電体中での電磁界分布を求めると次のようになる。

$$\begin{aligned} \widetilde{E}_z^{(1)} &= i \sqrt{2/\alpha} \frac{p_y^2}{k_z^2} \frac{\tanh [p_y (y_c - y)]}{\cosh [p_y (y_c - y)]} \\ \widetilde{E}_y^{(1)} &= - \sqrt{2/\alpha} \frac{p_y}{k_z} \frac{1}{\cosh [p_y (y_c - y)]} \\ \widetilde{B}_x^{(1)} &= \sqrt{2/\alpha} \frac{p_y \epsilon_r \omega}{c^2 k_z^2} \frac{1}{\cosh [p_y (y_c - y)]} \end{aligned} \quad (2-8)$$

(2) 線形誘電体中における電磁界

均質、等方な線形誘電体中の比誘電率を ϵ_r とすると、この媒質中における波動方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial^2 \widetilde{E}_z}{\partial y^2} + q_y^2 \widetilde{E}_z = 0 \quad (2-9)$$

但し、

$$q_y^2 = \epsilon_r \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k_z^2 \quad (2-10)$$

式(2-9)から、線形誘電体中における電磁界の一般解を求めると次のようになる。但し、ここでは紙面の都合上 $\widetilde{E}_z$ のみを示す。

$$\widetilde{E}_z^{(2)} = B_1 \sin (q_y y) + B_2 \cos (q_y y) \quad (2-11)$$

(3) 真空中における電磁界

真空中における波動方程式および電磁界成分 $\tilde{E}_z$ の一般解は次のようになる。

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial y^2} - h_y^2 \tilde{E}_z = 0 \quad (2-12)$$

但し、

$$h_y^2 = \frac{\varepsilon_R \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k_z^2}{k_z^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2} \quad (2-13)$$

$$\tilde{E}_z^{(3)} = F e^{-h_y y} \quad (2-14)$$

2. 2 境界条件と分散関係式

前節で求めた各領域における電磁界成分に、各境界面において電界及び磁界の接線成分が連続になるという境界条件を適用することにより、図2. 1に示した系を伝搬する電磁波モードに対する分散関係式が得られ、次のようになる。

$$\begin{aligned} & \tanh(p_y y_c) \frac{\varepsilon_R p_y}{\varepsilon_R q_y} \left\{ \frac{1}{h_y} + \frac{\varepsilon_R}{q_y} \tan(q_y a) \right\} \\ & - \frac{1}{h_y} \tan(q_y a) - \frac{\varepsilon_R}{q_y} = 0 \end{aligned} \quad (2-15)$$

又、線形誘電体領域(2)および真空領域(3)の電磁界成分は以下のようになる。但し、ここでも前節と同じく、 $\tilde{E}_z$ 成分のみを示す。

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z^{(2)} = & -i \sqrt{2/\alpha} \frac{\varepsilon_R p_y q_y}{\varepsilon_R k_z^2} \frac{1}{\frac{\cosh(p_y y_c)}{\tanh(p_y y_c)}} \sin(q_y y) \\ & + i \sqrt{2/\alpha} \frac{p_y^2}{k_z^2} \frac{\tanh(p_y y_c)}{\cosh(p_y y_c)} \cos(q_y y) \end{aligned} \quad (2-16)$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z^{(3)} = & i \sqrt{2/\alpha} \frac{\varepsilon_R p_y^2}{\varepsilon_R k_z^2} e^{h_y a} \frac{1}{\frac{\cosh(p_y y_c)}{q_y}} \\ & \cdot \left\{ \tanh(p_y y_c) \cdot \cos(q_y a) - \frac{q_y}{p_y} \sin(q_y a) \right\} e^{-h_y y} \end{aligned} \quad (2-17)$$

2. 3 電磁波モードの伝送電力

非線形誘電体導波路において、電磁波モードの伝送電力と、電磁界分布及び分散関係との間には密接な関係があることがわかっている。そこで、本節では、非線形誘電体導波路を伝搬する電磁波モードの伝送電力を導出する。x方向の単位幅当りの伝送電力Pは、ポインティグベクトルを用いて次のように表される。

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{i}_z dy \quad (2-18)$$

$$= - \frac{1}{2\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} E_y B_x^* dy$$

式(2-18)に式(2-8)の E_y 、 B_x などを代入し、 y について $-\infty \sim \infty$ まで積分することにより、伝送電力Pは以下のように得られる。

$$\begin{aligned} P = & \frac{\varepsilon_r \omega p_y}{4 \alpha \mu_0 c^2 k_z^3} \{1 - \tanh(p_y y_c)\} \\ & + \frac{\varepsilon_r \omega p_y}{4 \alpha \mu_0 c^2 k_z^3} \{ \tanh^2(p_y y_c) - 1 \} \\ & \cdot \left[\frac{\varepsilon_r p_y}{\varepsilon_r q_y} \{ \sin(2q_y a) + 2q_y a \} \right. \\ & + \frac{p_y^2}{q_y^2} \tanh(p_y y_c) \{2 - 2 \cos(2q_y a)\} \\ & + \frac{\varepsilon_r p_y^3}{\varepsilon_r q_y^3} \tanh^3(p_y y_c) \{2q_y a - \sin(2q_y a)\} \left. \right] \\ & + \frac{\varepsilon_r \omega p_y}{4 \alpha \mu_0 c^2 k_z^3} \{ \tanh^2(p_y y_c) - 1 \} \\ & \cdot \left[\frac{\varepsilon_r p_y q_y^2}{\varepsilon_r^2 h_y^3} \{ \sin(2q_y a) + 2q_y a \} \right. \\ & - \frac{2q_y p_y^2}{\varepsilon_r h_y^3} \tanh(p_y y_c) \{2 - 2 \cos(2q_y a)\} \left. \right] \end{aligned} \quad (2-19)$$

$$+ \frac{p_y^3}{\varepsilon_r h_y^3} \tanh^3(p_y y_c) \{2q_y a - \sin(2q_y a)\} \Bigg]$$

2. 4 検討

前節までにおいて導出した分散関係式、各層内の電磁界分布並びに伝送電力から非線形誘電体導波路の分散特性についていくつかの特徴を示すことができる。

まず、図 2. 2 にこの導波路を伝搬する最低次 TM モードの横方向磁界 B_x の分布を示す。

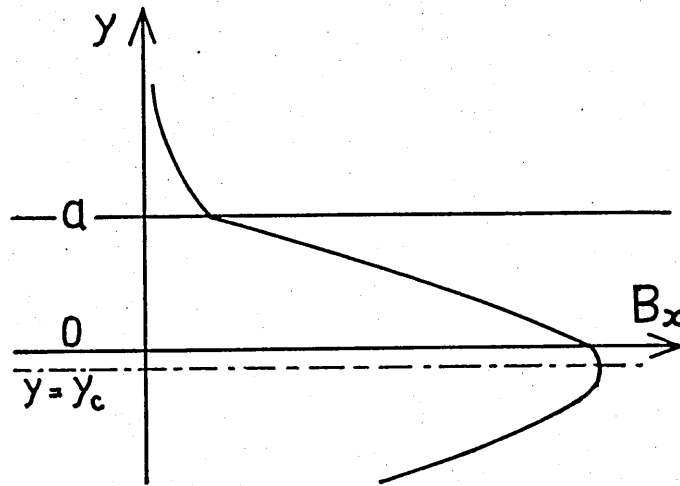


図 2. 2 電磁波モードの磁界 B_x の分布

これをみると、基板内のある位置 y_c で、磁界が極大となっていることがわかる。これは横方向電界 E_y についても同じであることが、式 (2-8) からわかる。このことはカー効果を示す非線形誘電体媒質中では、自己集束の効果により伝送電力が媒質内の 1 点 y_c に集中するようにして伝送されることを示している。そこで以後、この y_c のことを集束位置と呼ぶことにする。

次に、 y_c を一定にしたときの分散関係式の数値計算例を図2. 3に示す。

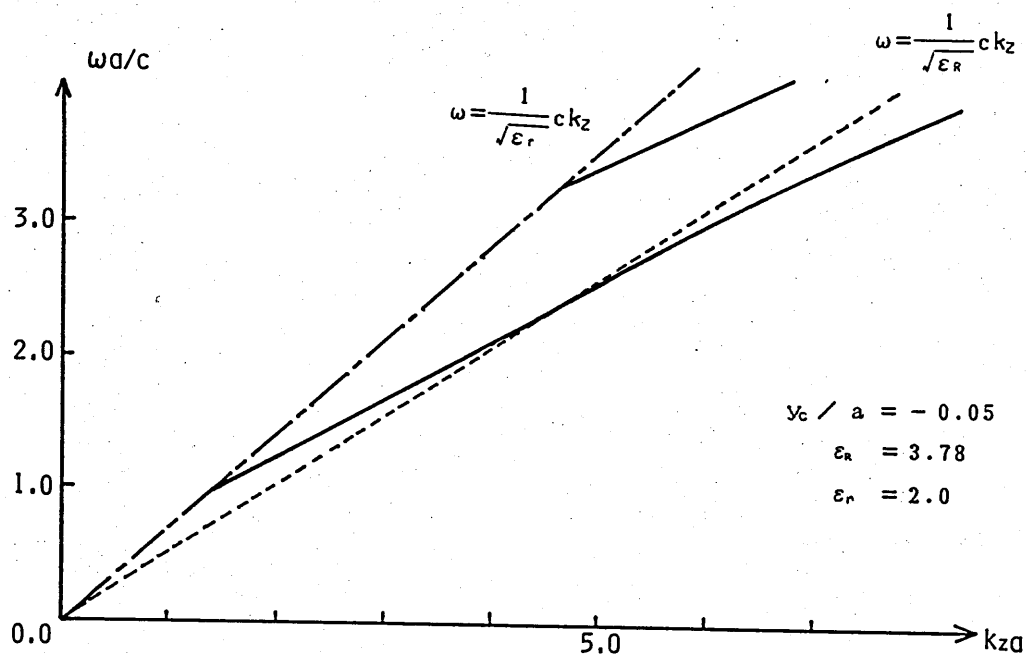


図2. 3 電磁波モードの分散曲線

この図から、電磁波モードは直線

$$\frac{\omega}{c} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} k_z \quad (2-20)$$

よりも下の領域で導波可能となることがわかる。この領域は、基板層のカー媒質に対するカットオフ領域になっている。また、最低次モードは直線

$$\frac{\omega}{c} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_R}} k_z \quad (2-21)$$

より下の領域においても存在する。すなわち、この導波路では導波層、基板層の両方がカットオフの場合においても電磁波モードが伝搬可能である。これは基板層がカー媒質の場合においては導波層がカットオフになっても、カー媒質の自己集束の効果により電磁波のエネルギーが基板層の一か所に集中し、これが z 方向に伝搬するためと考えられる。このことは線形誘電体導波路における電磁波モードの伝搬特性と大きく異なる点である。従ってこの導波路を伝搬す

る電磁波モードは、より低いドリフト速度の電子ビームと結合できると考えられる。

次に、電磁波の集束位置 y_c の変化に対する分散曲線の変化の様子を図 2. 4 に示す。

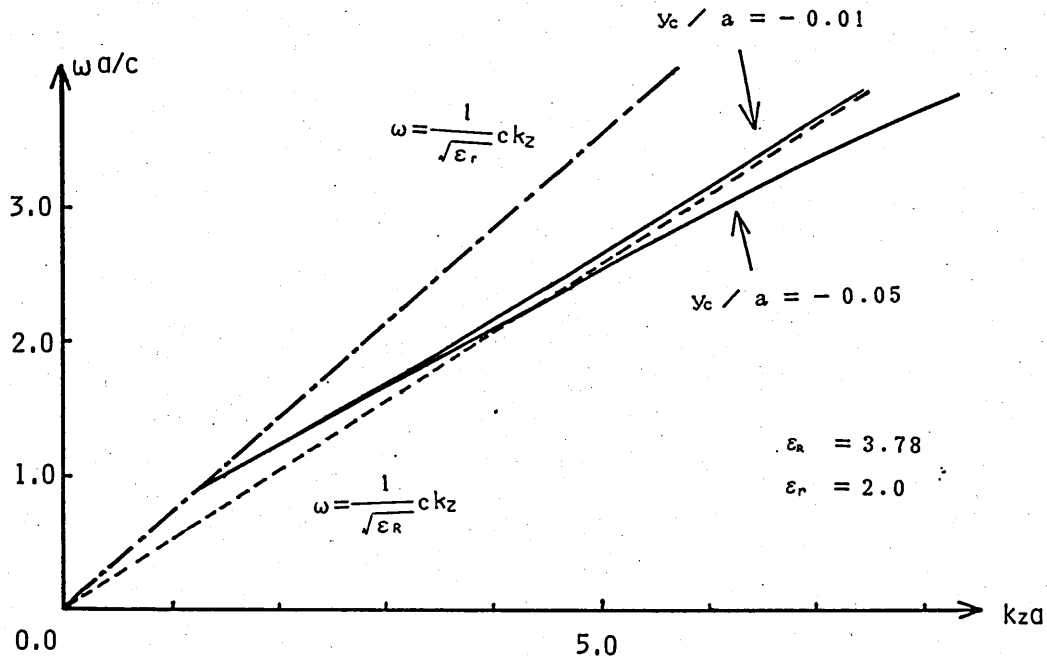


図 2. 4 電磁波の集束位置の変化に対する分散曲線の変化

これを見るとわかるように、電磁波の集中する位置が基板層の奥に移動するにつれ、分散曲線の傾きすなわち電磁波モードの群速度が小さくなっている。これは、自己集束の効果が大きくなると、電磁波は基板層のほうへ引き込まれ、その結果、そのポインティングベクトルも基板層の方へ引き込まれるためと考えられる。以上のことからこの導波路では、基板層のもつ非線形効果により、電磁波モードの群速度が遅くなることがわかる。

最後に電磁波モードの伝送電力 P と電磁波の集束位置 y_c との関係を図 2. 5 に示す。この図から、伝送電力が大きくなるにつれ集束位置が基板層の奥に下がる、すなわち自己集束の効果が大きくなることがわかる。

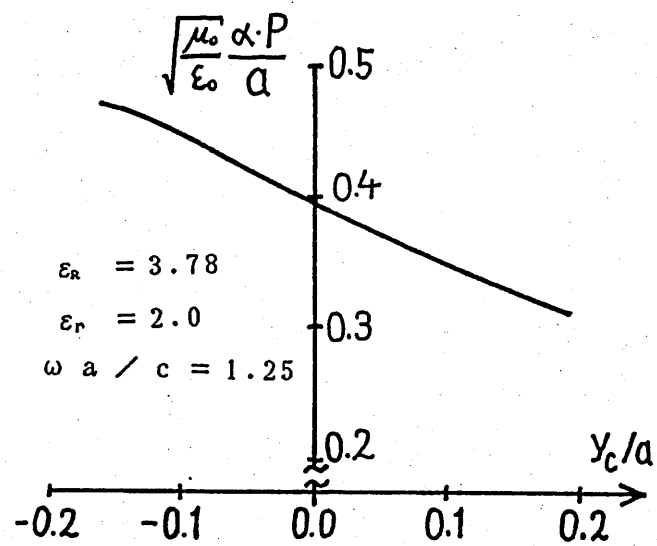


図 2. 5 伝送電力 P と電磁波の集束位置 y_c の関係

非線形誘電体導波路を用いた チェレンコフ・レーザの解析

3. 1 解析のモデル

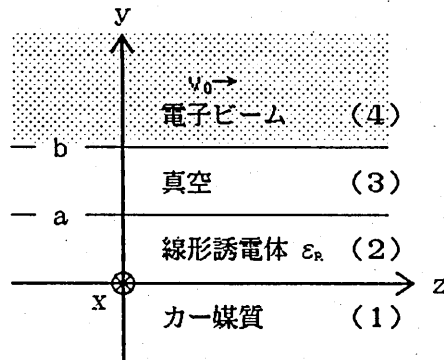


図 3. 1 解析のモデル

以下の解析で用いる、非線形誘電体導波路を用いたチェレンコフ・レーザのモデルを図 3. 1 に示す。図に示したモデルでは、前章で取り上げた非線形誘電体導波路から距離 $(b - a)$ だけ離れた位置を、半無限の冷たい相対論的電子ビームが z 方向に速度 v_0 でドリフトしているものとする。但しこのビームはイオンで中和されているものとする。上のモデルでは、誘電体導波路を伝搬する電磁波モードと電子ビームを伝搬する電子プラズマ波モードの結合したモードが存在する。この結合モードは、ふたつのモードの交点付近で不安定となり、増大波を発生させる。

3. 2 電子プラズマ波モードの波動方程式と電磁界分布

電子ビーム中を電子の集団的作用により伝搬する電子プラズマ波モードは、マクスウェルの方程式と、電子に対する相対論的運動方程式、および電子群に対する連続の方程式から得られる。

まず、電子に対する相対論的運動方程式は、次のようになる。

$$\begin{aligned} i(\omega - v_0 k_z) \tilde{v}_y &= -\frac{e}{m_0 \gamma} (\tilde{E}_y + v_0 \tilde{E}_x) \\ i(\omega - v_0 k_z) \tilde{v}_z &= -\frac{e}{m_0 \gamma} \tilde{E}_z \end{aligned} \quad (3-1)$$

次に、電子群に対する連続の方程式は次式で与えられる。

$$i(\omega - v_0 k_z) \tilde{n} = n_0 \left\{ \frac{\partial \tilde{v}_y}{\partial y} - i k_z \tilde{v}_z \right\} \quad (3-2)$$

以上の基礎方程式から得られる波動方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial y^2} - k_y^2 \tilde{E}_z = 0 \quad (3-3)$$

但し、

$$k_y^2 = k_z^2 + \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (3-4)$$

である。この波動方程式より得られる電磁界成分は次のようになる。

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z^{(4)} &= G e^{-k_y y} \\ \tilde{E}_y^{(4)} &= -i \frac{(\beta/c) \omega_p^2 - s k_z}{s k_y} \cdot G e^{-k_y y} \\ \tilde{E}_x^{(4)} &= i \frac{\omega_p^2 - \omega s}{s k_y c^2} \cdot G e^{-k_y y} \quad (S = \omega - v_0 k_z) \end{aligned} \quad (3-5)$$

但し、G は振幅定数である。

3. 3 結合モードに対する分散関係式

さて、前章と同様にして、図 3. 1 の各領域における波動方程式に境界条件

を適用することにより、このモデルを伝搬する結合モードに対する分散関係式が得られる。以下に、ここで適用される境界条件および得られる分散関係式を示す。

<境界条件>

$$\widetilde{E}_z^{(n)} - \widetilde{E}_z^{(n+1)} = 0$$

$$\widetilde{E}_x^{(n)} - \widetilde{E}_x^{(n+1)} = 0$$

$$(y = 0, n = 1 \text{ または } y = a, n = 2) \quad (3-6)$$

$$\widetilde{E}_z^{(3)} - \widetilde{E}_z^{(4)} = 0$$

$$(y = b)$$

$$\widetilde{E}_x^{(3)} - \widetilde{E}_x^{(4)} + \frac{\beta}{c} (\widetilde{E}_y^{(3)} - \widetilde{E}_y^{(4)}) = 0$$

<分散関係式>

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_R p_y}{\varepsilon_R q_y} \tanh(p_y y_0) \left[\tanh(b-a) \left\{ \frac{\varepsilon_p \varepsilon_R}{q_y k_y} \tan(q_y a) + \frac{1}{h_y^2} \right\} \right. \\ \left. + \frac{1}{h_y} \left\{ \frac{\varepsilon_R}{q_y} \tan(q_y a) + \frac{\varepsilon_p}{k_y} \right\} \right] \\ - \tanh(b-a) \left\{ \frac{1}{h_y^2} \tan(q_y a) - \frac{\varepsilon_p \varepsilon_R}{q_y k_y} \right\} \\ - \frac{1}{h_y} \left\{ \frac{\varepsilon_p}{k_y} \tan(q_y a) - \frac{\varepsilon_R}{q_y} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (3-7)$$

3. 4 結合モードの分散曲線と増大波の特性

前節で得られた分散関係式(3-7)を数値解析することにより、電磁波モードと電子プラズマ波モードの結合の様子を明らかにすることができる。

図3. 2にこのふたつのモードの結合点付近の様子を示す。なお、ここでは最も簡単な場合として、最低次の電磁波モードと、電子プラズマ波モードの結合を考えるものとする。図中、実線で示してあるのは分散関係式の実根であり、破線で示してあるのは複素根の実部である。複素根の虚部は、図の左に示されている。複素根の虚部は電子プラズマ波モードと電磁波モードの結合によって

得られる増大波の空間的増大率を表す。図3. 3に、このようにして得られた空間的増大率の周波数特性を示す。この図より空間的増大率は、ある周波数 ω_0 で最大値 η_0 を取ることがわかる。以上の結果は、線形誘電体導波路を用いた場合と同じである⁽²⁾。

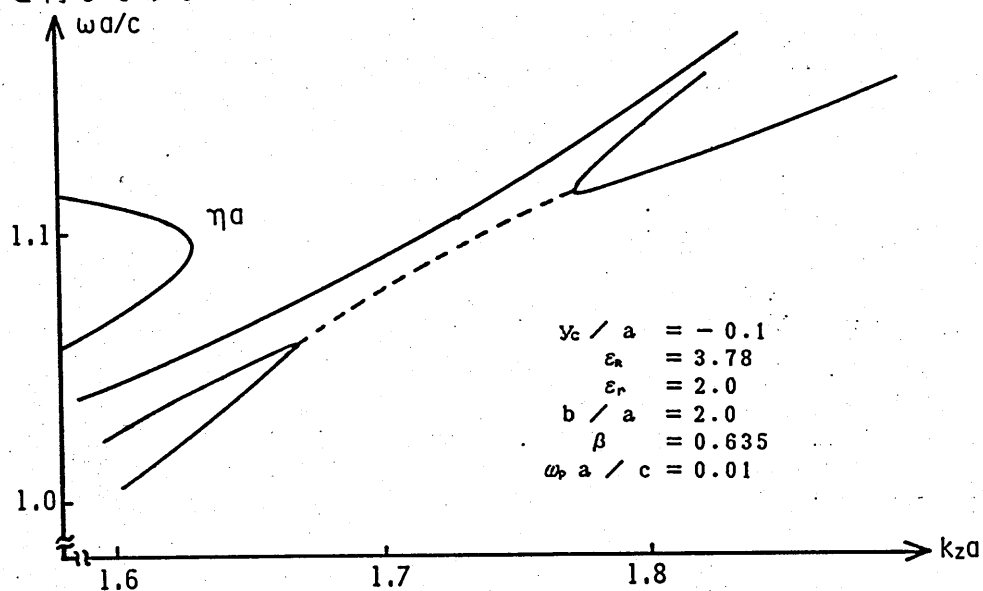


図3. 2 ふたつのモードの結合点付近

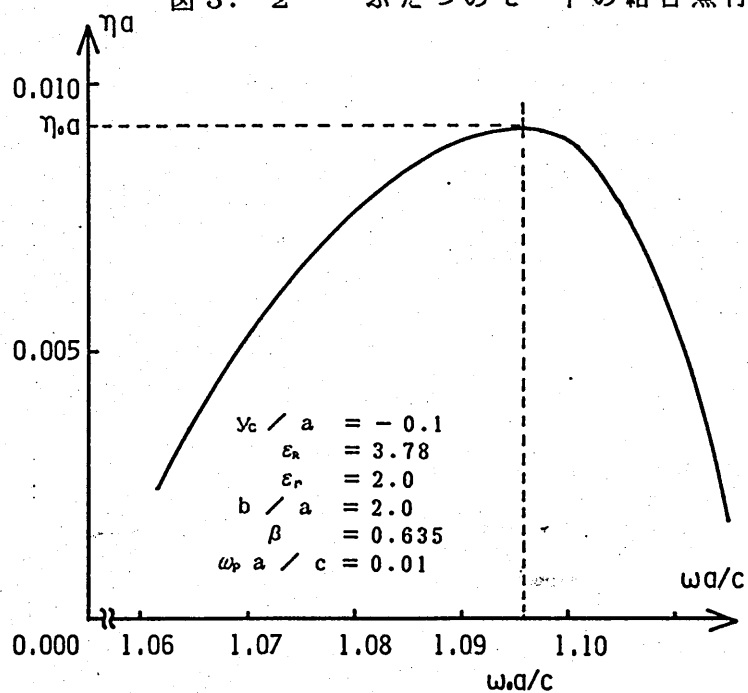


図3. 3 空間的増大率の周波数特性

3. 5 検討

本節では、3. 3節で導出した分散関係式の数値解を求めることにより、増大波の特性を詳しく検討する。まず、非線形誘電体導波路を伝搬する電磁波モードの分散特性が増大波に与える影響を調べるために、電磁波の集束位置 y_c に対する増大波の特性を調べる。そして集束位置 y_c を一定とした時の増大波のドリフト速度 β に対する特性を求め、文献(2)で解析されている線形誘電体のみを用いた場合との比較を行う。最後に前章で求めた電磁波モードの伝送電力と電磁波モードの集束位置、および増大波の空間的増大率の関係について考察し、このレーザの特徴および問題点について考察する。

まず、集束位置 y_c と最大空間的増大率 η_0 の関係を図3. 4に示す。なお、すべての値は線形誘電体の厚さ a で規格化されている。この図から、 y_c が小さくなるにつれて、つまり自己集束の効果が大きくなるほど増大率が大きくなることがわかる。このことは集束位置 y_c と電磁波モードの群速度の関係から説明できる。2章で示した考察によると、集束位置 y_c が基板層の奥に下がるにつれて、電磁波モードの群速度は小さくなる。ところで電磁波モードの群速度が小さくなると、その分だけ電磁波モードが一定距離を伝搬する時間が長くなる。したがって、一定距離進むあいだにビームからうけるエネルギーの量もその分だけ多くなり、その結果、より大きな増大波が得られることになる。

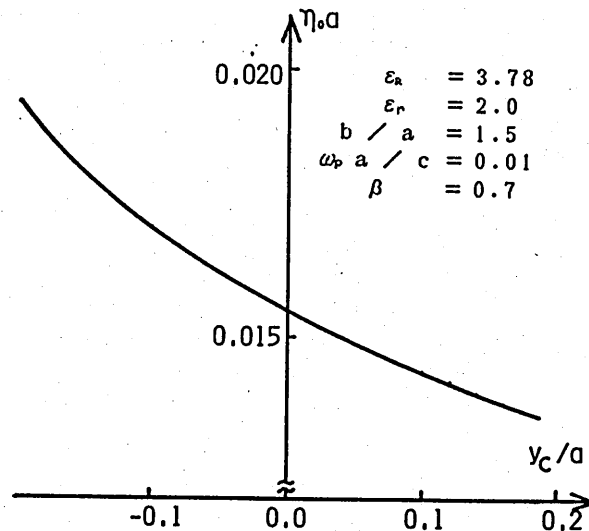


図3. 4 最大空間的増大率 η_0 と集束位置 y_c の関係

次に、自己集束のある場合 ($y_c/a = -0.05$)、及び線形誘電体のみを用いたチェレンコフ・レーザの場合について、最大空間増大率 η_0 とビームのドリフト速度 β との関係を図3.5に示す。この図からも、非線形誘電体を用いた場合には自己集束の効果により空間的増大率の値は大きくなっていることがわかる。

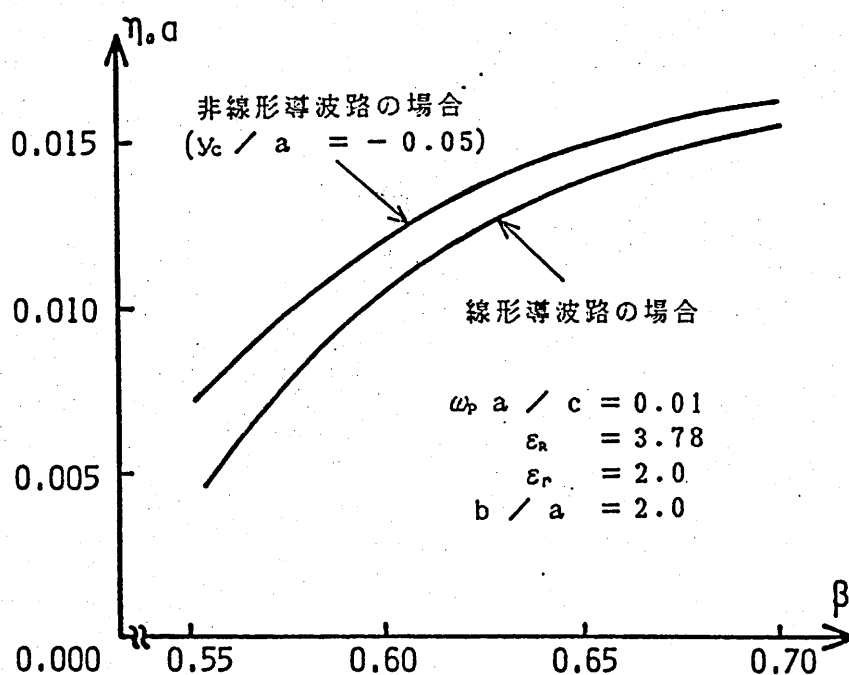


図3.5 最大空間的増大率 η_0 と
ドリフト速度 β の関係

最後に、電磁波モードの伝送電力と、自己集束の効果による電磁波モードの集束位置および空間的増大率の関係について考察する。電磁波モードが電子プラズマ波モードと結合を起こすと、電子ビームのエネルギーをもらってその伝送電力が増大する。ところが2章で示したように、この非線形誘電体導波路を伝搬する電磁波モードは、伝送電力が大きくなるにつれ、電磁波の集束位置が基板層の奥に下がる。そして電磁波モードの群速度は小さくなり、一方、空間的増大率はさらに増加する。以上のことから、非線形誘電体導波路のもつ自己集束の効果が、レーザの増幅効果に寄与していることがわかる。

ところで、本論文で考察したチェレンコフ・レーザの問題点としては次のようなものがある。伝送電力が増加し自己集束の効果が大きくなると、電磁波モードの群速度が小さくなるとともに、位相速度も小さくなる（図3. 6）。そのため電子プラズマ波との結合点にずれが生じ、レーザの発振周波数が下ってくる（図3. 7）。従って、相互作用の領域があまり長くなると、発振周波数のずれなどが無視できなくなることになる。その他、他の非線形効果（ラマン効果などの2次効果など）の影響も無視できない問題点のひとつである。

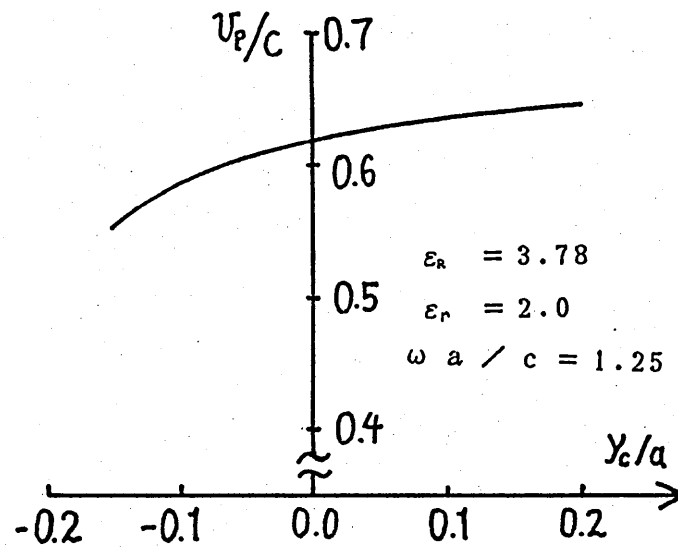


図3. 6 電磁波モードの位相速度 v_p と集束位置 y_c の関係

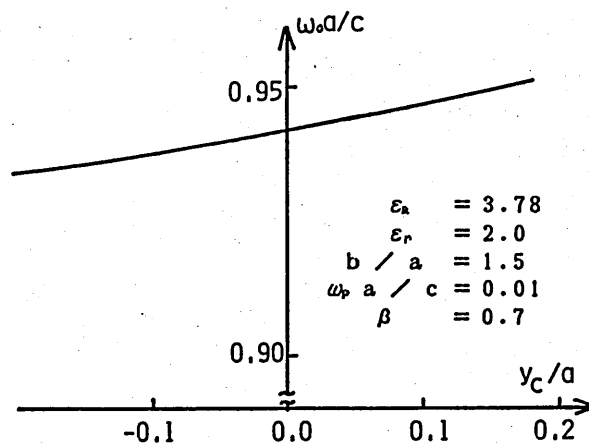


図3. 7 発振周波数 ω_0 と集束位置 y_c の関係

むすび

本論文では、自己集束効果を示す非線形誘電体を基板層にもつ誘電体導波路を用いたチェレンコフ・レーザについて理論解析をおこない、いくつかの有用な結果および問題点をあきらかにした。今後の課題としては、実際の媒質を考慮した定量的な解析をおこなうことであるが、ここで用いた初等的な解析方法では、特にTMモードの場合近似が悪くなることは避けられない。この場合には、有限要素法などの数値的方法を用いることが考えられる⁽⁹⁾。

謝辞 日頃御鞭撻を頂く熊谷信昭大阪大学総長並びに大阪大学工学部倉藺貞夫教授に深謝する。

文 献

- (1) J. Walsh and J. Murphy : "Tunable Cerenkov lasers," IEEE J. Quantum. Electron., QE-18, 8, pp. 1259-1263 (Aug. 1982).
- (2) T. Shiozawa and H. Kondo : "Mode analysis of an open-boundary Cerenkov laser in the Collective Regime," IEEE J. Quantum. Electron., QE-23, 9, pp. 1633-1641 (Sept. 1987).
- (3) Y. Shen : "The principles of Nonlinear Optics," Wiley, New York, pp. 303-332 (1984).
- (4) A. Kuraev, A. Slepian and G. Slepian : "Bistability of Vavilov-Cherenkov radiation in nonlinear media," Phys. Lett. A, 119, 2, pp. 69-72 (Dec. 1986).
- (5) G. Stegeman, C. Seaton, J. Ariyasu, R. Wallis and A. Maradudin : "Nonlinear electromagnetic waves guided by a single interface," J. Appl. Phys., 58, 7, pp. 2453-2459 (Oct. 1985).
- (6) G. Stegeman and C. Seaton : "Nonlinear integrated optics," J. Appl. Phys., 58, 12, pp. R57-R78 (Dec. 1985).
- (7) Y. Satomura : "Propagation characteristics of nonlinear TE waves in dielectric optical waveguide with nonlinear media," Trans. IEICE Japan (Section E), E70, 6, pp. 541-543 (June 1987).
- (8) 里村 裕, 乗松義広 : "誘電体光導波路における非線形波の解析," 電学会電磁界理論研資, EMT86-94 (1986).
- (9) 早田和弥, 長井道生, 小柴正則 : "非線形誘電体スラブ導波路のガラキン有限要素法解析," 電学会電磁界理論研資, EMT87-67 (1987).

輻射科学研究会資料（R S 8 8 - 5）

ラマン型自由電子レーザにおける 装荷誘電体の影響

渋谷 雄 苗村 真一郎 塩沢 俊之
（大阪大学工学部）

1988年7月8日

1. まえがき

最近、自由電子レーザに誘電体を装荷することにより、誘電体を装荷しない場合と同じ電子ビームのエネルギーを用いてより短い波長のレーザ発振を得る試みがいくつか報告されている^{(1)-(4), (8)}。このような試みの代表的なものとして、コンプトン型のレーザに水素のような中性気体を導入した可視領域における可変波長の自由電子レーザが提案されている^{(1), (2)}。一方、ミリ波からサブミリ波の領域において発振するラマン型自由電子レーザでは、より短い発振波長を得るために、導波構造として真空の導波管のかわりに誘電体を装荷した導波管を用いるレーザが提案されている⁽³⁾。このようなラマン型自由電子レーザによって、誘電体を装荷しない場合と同じ電子ビーム・エネルギーを用いてより短い波長の電磁波が得られることはミリ波領域において理論的および実験的に検証されている⁽⁴⁾。しかしながら、文献(4)では、増大率あるいは利得に関する定量的な考察は行われていない。筆者らは⁽⁸⁾、誘電体を装荷した平行平板導波管と任意の厚さの相対論的電子ビームから構成されるラマン型自由電子レーザの2次元モデルの発振特性を詳細に検討し、装荷誘電体の誘電率の値および平行平板導波管の導体板間隔と電子ビームの幅との比を適当に選ぶことによりレーザの発振特性を大幅に改善できることを示した。本稿では、ラマン型自由電子レーザの特性改善ならびに小型化を目的として、誘電体薄膜を装荷した導体板線路と、この線路の上を一定の速度でドリフトする任意の厚さの平板状電子ビームから構成されるラマン型自由電子レーザのモデルを考え、その発振特性を詳細に検討する。但し、ポンプ源としては永久磁石の配列によって生ずる周期静磁界を用いるものとする。

2. 解析のモデルと電磁界

本稿で取り扱う誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザのモデルおよび座標系を図1に示す。図1では、完全導体板上に厚さ d 比誘電率 ϵ_r の誘電体を装荷し、その上を厚さ a の均質な相対論的電子ビームが導体板に平行、すなわち z 軸方向に一定の速度 v_0 でドリフトしている。そして、幅 $b - a$ の真

空を介して電子ビームを完全導体板で遮へいし、外部からビームの進行方向に大きさが周期 λ_1 で変化する静磁界を加えるものとする。なお、周期磁界としては、 y 軸方向に大きさが一様であるものを仮定している。簡単のために、電子ビームはイオンによって中和されており、電子の熱運動の効果は無視できるものとする。解析の基礎となる方程式は、マクスウェルの方程式、電子に対する相対論的運動方程式および電子流に対する連続の方程式である。これらの方程式において振動成分に関して2次のオーダーの量を考慮にいと、周期磁界が媒介となって、電磁波モード（正エネルギー波）と電子プラズマ波モード（負エネルギー波）は互いに結合し、エネルギーの授受を行う。ここで、電子プラズマ波がTM波であることに注意すると、ポンプ源が周期磁界の場合、散乱波はTE波になることが、電子に対する相対論的運動方程式よりわかる。

ポンプ源（周期磁界）、散乱波（電磁波）および電子プラズマ波の間のパラメトリック結合の様子を分散曲線上に示すと、図2のようになる。図2において、 ω_s および ω_1 は、散乱波および電子プラズマ波の周波数であり、こ

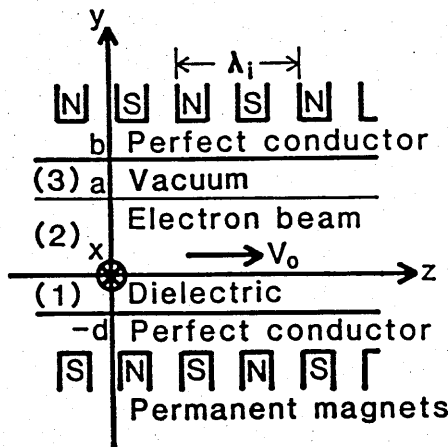


図1 解析のモデル

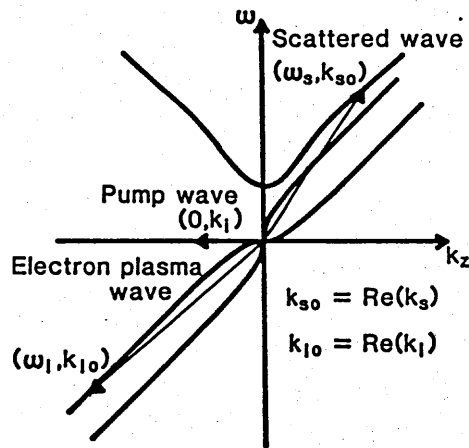


図2 周期磁界、散乱波および電子プラズマ波のパラメトリック相互作用

れらに対応する z 方向波数を k_s および k_l としている。また、周期磁界の z 方向波数 k_l は、周期を λ_l とすると次式で与えられる。

$$k_l = -2\pi p / \lambda_l \quad (p = 1, 2, 3, \dots) \quad (1)$$

ここで、 $p = 1$ は、周期磁界の基本波成分に対する波数であり、 $p = 2, 3, \dots$ は、それぞれ第 p 次の空間高調波成分に対する波数を表す。すなわち、図 1 に示したような周期磁界は、これらの波数を持つ静磁界の重ね合わせでできている。

k_l 、 ω_s および ω_l を実数と仮定すると、 k_s および k_l は複素数となり得る。周期磁界を媒介として、散乱波と電子プラズマ波が結合し、ともに空間的に増大するためには次の位相整合条件が成立しなければならない。

$$\begin{aligned} \omega_s + \omega_l &= 0 \\ k_s + k_l^* &= k_s^* + k_l = k_l \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $*$ は複素共役を意味し、 k_s および k_l の虚部が、散乱波および電子プラズマ波の空間的増大率を表す。式(2)からわかるように、周期磁界の各空間高調波成分は、それぞれ別の散乱波を生じさせる。従って、一つの波数 k_l をもつ成分にのみ注目して解析を行うことができる。

周期磁界、散乱波および電子プラズマ波の間の結合が十分弱いものとして、これらの波の電磁界成分を求めよう。まず、ポンプ源である周期磁界は十分に振幅が大きく、結合による影響を受けないものとするとその y 方向成分は次のようになる。

$$\tilde{B}_{ly} = B_{l0} \quad (3)$$

ここで、位相因子は省略されている。

TE 波の散乱波の電磁界成分は以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \tilde{B}_{sz}^{(1)} &= -j \frac{p_{sy}}{\omega_s} A_s \cos p_{sy} (d+y) \\ \tilde{B}_{sz}^{(2)} &= -j \frac{k_{sy}}{\omega_s} (B_{s1} \sinh k_{sy} y + B_{s2} \cosh k_{sy} y) \end{aligned}$$

$$\widetilde{B}_{sz}^{(3)} = j \frac{h_{sy}}{\omega_s} C_s \cosh h_{sy} (b-y) \quad (4)$$

但し,

$$\begin{aligned} p_{sy}^2 &= \varepsilon_r \left(\frac{\omega_s}{c} \right)^2 - k_s^2 \\ k_{sy}^2 &= k_s^2 + \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^2 - \left(\frac{\omega_s}{c} \right)^2 \\ h_{sy}^2 &= k_s^2 - \left(\frac{\omega_s}{c} \right)^2 \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、導体板表面において電界の接線成分が零という境界条件が考慮されている。また、 c および ω_p は真空中の光速度およびプラズマ周波数であり、添字(1), (2), (3)は領域(1), (2), (3)の別を表す。一方、電子プラズマ波の電磁界成分は次のようになる。

$$\begin{aligned} \widetilde{E}_{lz}^{(1)} &= A_l \sinh p_{ly} (d+y) \\ \widetilde{E}_{lz}^{(2)} &= B_{l1} \cosh k_{ly} y + B_{l2} \sinh k_{ly} y \\ &\quad - j \frac{Q^* B_{l0}}{k_l \omega_s} (B_{s1} \cosh k_{sy} y + B_{s2} \sinh k_{sy} y) \\ \widetilde{E}_{lz}^{(3)} &= C_l \sinh h_{ly} (b-y) \end{aligned} \quad (6)$$

但し,

$$\begin{aligned} P_{ly}^2 &= k_l^2 - \varepsilon_r \left(\frac{\omega_l}{c} \right)^2 \\ k_{ly}^2 &= k_l^2 + \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^2 - \left(\frac{\omega_l}{c} \right)^2 \\ h_{ly}^2 &= k_l^2 - \left(\frac{\omega_l}{c} \right)^2 \end{aligned} \quad (7)$$

また、 Q は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} Q &= \frac{e \omega_p^2 (\beta \omega_l - c k_l)}{2 \gamma m_0 c \{ (\omega_l - v_0 k_l)^2 - \omega_p^2 / \gamma^2 \}} \\ \gamma &= 1 / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = v_0 / c \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $-e$ および m_0 は電子の電荷および静止質量を表す。

3. 分散関係式と空間的増大率

電子ビームの表面 ($y=0$, a) における境界条件⁽⁶⁾を、式(4)および式(6)によって与えられる散乱波および電子プラズマ波の電磁界成分に適用すると、周期磁界の媒介によって結合した散乱波と電子プラズマ波に対する分散関係式として次式が得られる。

$$S \cdot L^* = \left(\frac{Q^* B_{i0}}{c k_i} \right)^2 T$$

$$S = k_{sy} \tan p_{sy} d [h_{sy} + k_{sy} \tanh k_{sy} a \tanh h_{sy} (b-a)]$$

$$+ p_{sy} [h_{sy} \tanh k_{sy} a + k_{sy} \tanh h_{sy} (b-a)]$$

$$L = \varepsilon_l p_{ly} \tanh p_{ly} d [k_{ly} + \varepsilon_l h_{ly} \tanh k_{ly} a \tanh h_{ly} (b-a)]$$

$$+ \varepsilon_r k_{ly} [k_{ly} \tanh k_{ly} a + \varepsilon_l h_{ly} \tanh h_{ly} (b-a)]$$

$$T = \varepsilon_r k_{ly}^* \tanh k_{sy} a [h_{sy} \tan p_{sy} d + p_{sy} \tanh h_{sy} (b-a)]$$

$$+ 2 \varepsilon_r k_{sy} k_{ly}^* \tan p_{sy} d \tanh h_{sy}^* (b-a)$$

$$\cdot [1 - 1 / (\cosh k_{sy} a \cosh k_{ly}^* a)]$$

$$+ \varepsilon_r \varepsilon_l^* \tan p_{sy} d \tanh h_{ly}^* (b-a) \tanh k_{ly}^* a$$

$$\cdot [h_{sy} \tanh k_{sy} a + k_{sy} \tanh h_{sy} (b-a)]$$

$$+ \varepsilon_l^* p_{ly}^* \tanh h_{sy} (b-a) \tanh p_{ly}^* d \tanh k_{ly}^* a$$

$$\cdot [k_{sy} \tanh p_{sy} d + p_{sy} \tanh k_{sy} a]$$

$$\varepsilon_l = 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma^2 (\omega_l - v_0 k_l)^2} \quad (9)$$

ここで、 $S=0$ および $L=0$ は、それぞれ、結合が生じていないときの散乱波および電子プラズマ波に対する分散関係式を与える。

ところで、散乱波と電子プラズマ波の結合が十分弱いものとするとき、これらの波に対する z 方向の波数は次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} k_s &= k_{s0} + j\alpha \\ k_l &= k_{l0} + j\alpha \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 k_{s0} および k_{l0} は、それぞれ、 $S=0$ および $L=0$ を満たす波数を表し、 α は散乱波および電子プラズマ波の空間的増大率である。いま、 $\alpha \ll |k_{s0}|, |k_{l0}|$ とすると、散乱波と電子プラズマ波の空間的増大率 α は次式から得られる⁽⁶⁾。

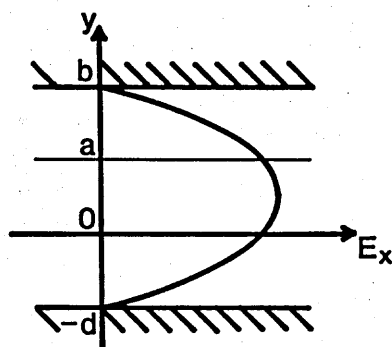
$$\left(\frac{\partial S}{\partial k_s} \right)_0 \cdot \left(\frac{\partial L^*}{\partial k_l^*} \right)_0 \alpha^2 = \frac{|B_i(a)|^2}{k_i^2} T_0 \quad (11)$$

但し、上式における添字0は、 $k_s = k_{s0}$ 、 $k_l^* = k_{l0}^*$ における値をとることを示す。

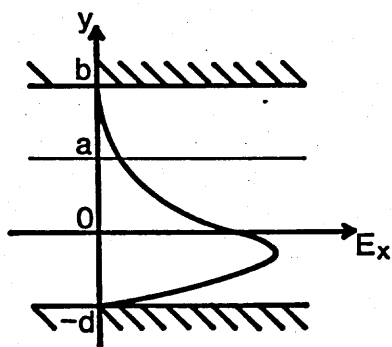
4. 検討

本章では、誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザにおける装荷誘電体の影響について数値的に検討する。但し、線形の効果であるチェレンコフ放射が生じない、すなわち、電子ビームのドリフト速度が誘電体中の光速度より遅いという条件 ($\beta \sqrt{\epsilon_r} < 1$) のもとで以下の数値例を示す。まず、散乱波の電界の横方向成分 E_x の分布を誘電体を装荷しない場合と装荷した場合についてそれぞれ図示すると図3のようになる。一方、電子プラズマ波の縦方向の電界 E_z の分布は図4のようになる。本稿で用いる解析のモデルの場合には、電子プラズマ波モードとしては、図4に示したような二種類のモードが伝搬可能となる。以下では、図4(a) および図4(b) のモードをそれぞれモード1、モード2と呼ぶことにする。さて、電子プラズマ波がモード1およびモード2のそれぞれの場合について、誘電体の比誘電率をパラメータとし、散乱波の周波数および空間的増大率と誘電体の厚さとの関係を図示すると図5および図6のようになる。これらの図において横軸は、誘電体の厚さに対する電子ビームの幅を表し、 $a/d=0.0$ は誘電体の厚さが無限大である状態に対応する。また、 $\epsilon_r=1.0$ は誘電体を装荷しない場合に相当する。

図5 (a) および図6 (a) では、散乱波の周波数をポンプ源の波数の大きさ $|k_{\parallel}|$ で規格化しており、図5 (b) および図6 (b) では、空間的増大率をポンプ源の大きさ B_{i0} で規格化している。従って、これらの図には周期磁界による影響は現れていない。周期磁界による影響については、文献(7)で述べられており、より大きな空間的増大率を得るためには、 $|k_{\parallel}|$ が小さいことが必要である。また、図5および図6より、どちらの場合も比誘電率 ϵ_r が大きいほど増大波の周波数が高くなるが、空間的増大率については2つの場合に違いが生じる。散乱波が電子プラズマ波のモード1と結合する場合に

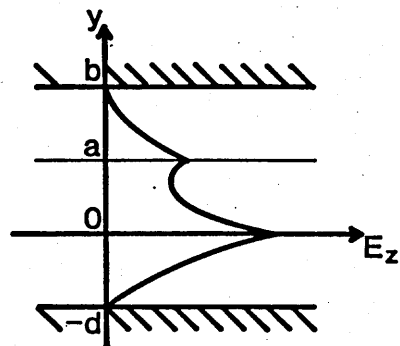


(a) 誘電体を装荷しない場合

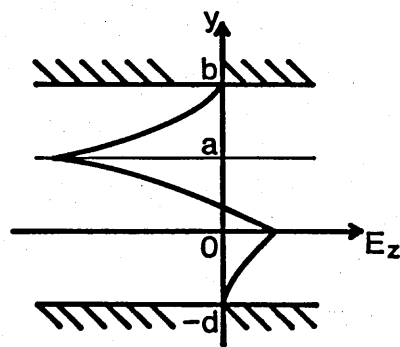


(b) 誘電体を装荷した場合

図3 散乱波の横方向電界の分布



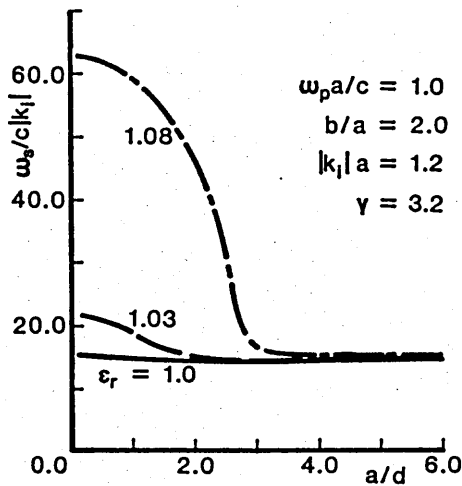
(a) Mode 1



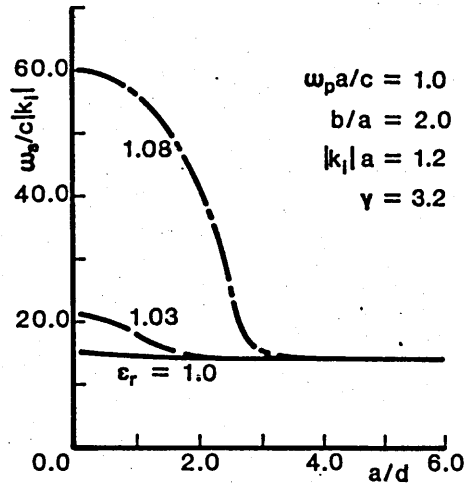
(b) Mode 2

図4 電子プラズマ波の縦方向電界の分布

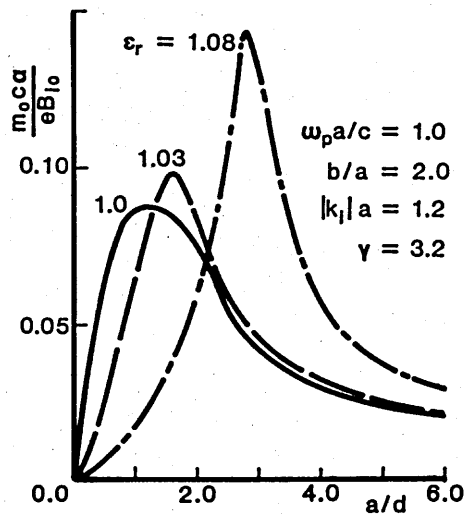
は空間的増大率の極大値が存在し、その極大値は比誘電率 ϵ_r が大きいほど大きくなることわかる。一方、散乱波が電子プラズマ波のモード2と結合する場合には、空間的増大率の極大値は存在せず、 a/d が大きくなるにつれ



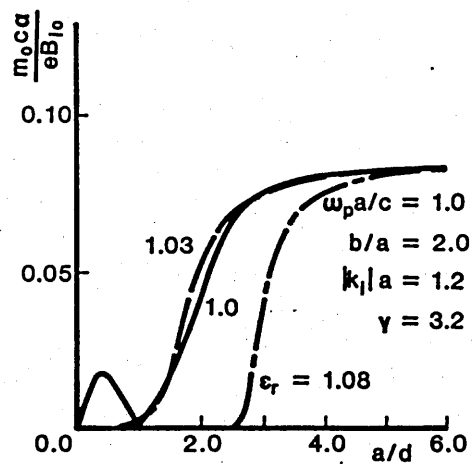
(a) Normalized frequency



(a) Normalized frequency



(b) Normalized spatial growth rate



(b) Normalized spatial growth rate

図5 散乱波の周波数と空間的増大率
(モード1と結合する場合)

図6 散乱波の周波数と空間的増大率
(モード2と結合する場合)

ϵ_r の値に関係なく一定の値に漸近する。誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザにおいて以上のような効果が得られる理由について以下に詳しく検討する。

まず、誘電体を装荷した場合に増大波の周波数が高くなる理由を明らかにするために、導体板に誘電体を装荷した場合としない場合の散乱波の分散曲線の様子を図7に示す。図7には、電子プラズマ波の分散曲線を破線で略記してあり、これを波数軸に平行に k_i だけ平行移動した実線と、散乱波の分散曲線との交点が位相整合条件を満たす点である。誘電体を装荷すると、散乱波のしゃ断周波数が低くなり、分散曲線は $\omega = ck / \sqrt{\epsilon_r}$ の直線に漸近するようになる。その結果として、散乱波

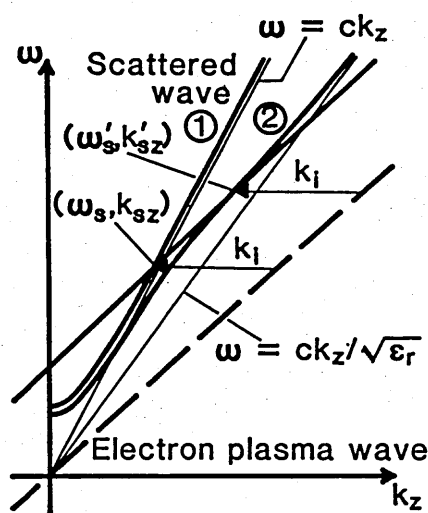


図7 散乱波の周波数の変化

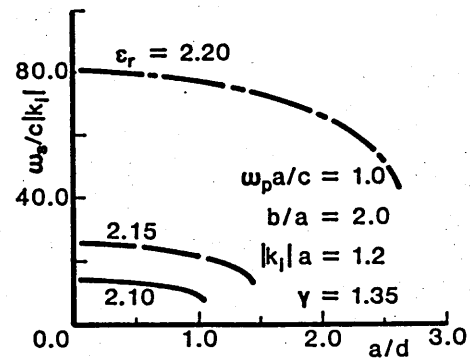
の周波数が ω_s から ω'_s に変化し、増大波の周波数が高くなるのである。

次に、空間的増大率について考える。空間的増大率の極大値は、散乱波の電界の極大となる位置が電子プラズマ波の電磁界の集中している電子ビームの表面の近くに来るときに得られる⁽⁷⁾。ところが、図3からわかるように、誘電体の装荷によって散乱波の電磁界が誘電体の表面に集中し、電子プラズマ波のモード1の電磁界分布と似かよった形になるために、よりいっそう結合の度合が増し、空間的増大率の極大値が大きくなるのである。一方、散乱波が電子プラズマ波のモード2と結合する場合には、散乱波が電子プラズマ波のモード1と結合する場合に比べて増大率は小さくなる。これは前者の場合には、ビームの上壁と下壁におけるポンプ波および散乱波と電子プラズマ波との相互作用の効果が互いに打ち消し合うからである。また、誘電体層の厚さを零に近づけた場合、つまり、 a/d を零から十分に大きくした場合に

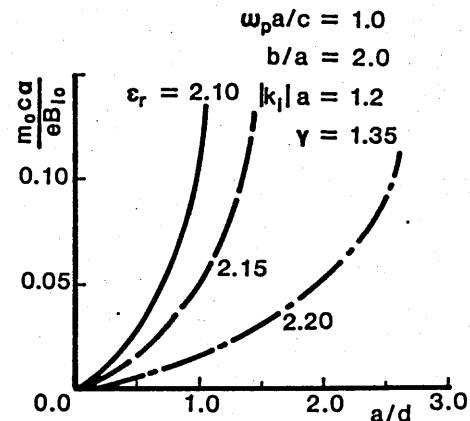
は図4 (a) の電界分布からも明らかなように電子プラズマ波のモード1は存在しなくなり、増大波が得られなくなる。一方、電子プラズマ波のモード2は存在するが、誘電体の効果は無くなり、誘電体を装荷しない場合と同じになり、空間的増大率は一定値に漸近する。

本稿では線形の効果であるチェレンコフ効果が生じない場合、すなわち電子ビームのドリフト速度が誘電体中における光速よりも遅い場合を取り扱っている。電子ビームのドリフト速度と装荷誘電体の比誘電率の取り得る値の間には $\beta \sqrt{\epsilon_r} < 1$ なる制約がある。従って、図4および図5の場合には、 $\beta = 0.95$ ($\gamma = 3.2$) であるから、比誘電率の取り得る値の上限は $\epsilon_r = 1.1$ となる。一方、図8には、電子ビームのドリフト速度が小さい場合の例として $\beta = 0.67$ ($\gamma = 1.35$) の場合の増大波の特性が示してある。この場合の比誘電率の取り得る値の上限は $\epsilon_r = 2.2$ となる。但し、電子プラズマ波がモード2の場合には散乱波との結合が弱く、得られる散乱波の空間的増大率は非常に小さいので電子プラズマ波としてはモード1のみを考えている。図8

に示した数値例では、 a/d の値がある値以上になると、散乱波と電子プラズマ波との位相整合の条件が成り立たなくなり、増大波は得られなくなる。これは散乱波の分散曲線と電子プラズマ波の分散曲線との k_z 軸に平行な隔た



(a) Normalized frequency



(b) Normalized spatial growth rate

図8 散乱波の周波数と空間的増大率 (モード1と結合する場合)

りが周期磁界の波数の大きさよりも大きくなるからである。また、図8の数値例では、図5および図6の場合に比べて、電子ビームのエネルギーはかなり小さくなっているが、 a/d の値を適当に選ぶと、後者の場合と同程度の大きさの増大率および発振周波数を得ることができる。

最後に、図5において $\epsilon_r = 2.15$ の場合に実際の数値を当てはめてみる。いま、電子ビームの幅を2.5mmとすると、周期磁界の周期は1.3cmとなり、誘電体の厚さが約1.8mmのとき増大率は極大値をとる。このとき散乱波の周波数は約345GHz（波長にして0.87mm）となる。

5. むすび

本稿では、ラマン型自由電子レーザーにおける装荷誘電体の影響について理論的に考察した。その結果誘電体を装荷しない場合よりも増大波の空間的増大率が改善され、発振周波数も高くなることがわかった。また、装荷する誘電体の比誘電率がある程度大きくなると増大率および周波数の変化は急峻になるが、この場合には電子ビームの速度をかなり遅くしても誘電体を装荷しない場合と同程度の増大率と発振周波数の値が得られることがわかった。

謝辞 日ごろ御べんたつを頂く大阪大学熊谷信昭総長ならびに大阪大学工学部倉園貞夫教授に深謝する。

文献

- (1) A.M.Fauchet, J.Feinstein, A.Gover, and R.H.Pantell : "Visible and ultraviolet radiation generation using a gas-loaded free-electron laser", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-20, pp.1332-1341, 1984.
- (2) M.B.Reid, J.Feinstein, R.H.Pantell, and A.S.Fisher : "Gain in spatially varying optical fields : application to higher emittance beams and gas dielectric FEL's", IEEE J. Quantum

Electron., vol.QE-23, pp.1539-1544, 1987.

- (3) J.E.Walsh : "Cerenkov and Cerenkov-Raman radiation sources",
Physics of Quantum Electronics, vol.7, S.F.Jacobs, H.S.Piloff,
M.Sargent III, M.O.Scully, and R.Spitzer, Eds. Reading, MA :
Addison-Wesley, 1980, pp.255-300
- (4) K.L.Felch, K.O.Busby, R.W.Layman, and J.E.Walsh : "Cerenkov and
Cerenkov-Raman masers : experiments", *ibid.*, pp.301-322.
- (5) 中ノ, 塩沢 : " 2次元周期磁界をポンプ源とするラマン型自由電子レー
ザーの特性解析", 信学論(C), J68-C, 8, pp. 355 -
362 (昭60-05).
- (6) T.Shiozawa and T.Nakashima : "Two-dimensional mode analysis of
the Raman-type free-electron laser", J. Appl. Phys., vol.55,
pp.637-646, 1984.
- (7) T.Shiozawa and H.Nakano : "Optimization of the beam
configuration in the Raman-type free-electron laser", IEEE J.
Quantum Electron., vol.QE-21, pp.931-938, 1985.
- (8) Y.Shibuya and T.Shiozawa : "Mode Analysis of a Dielectric-
Loaded Raman-Type Free-Electron Laser", to be published in the
July 1988 issue of the IEEE Journal of Quantum Electronics.

輻射科学研究会資料

(RS88-6)

異方性誘電体の被膜でコーティング
された誘電体格子の解析

山北次郎，森 静雄，六島 克

(大阪府立大学工学部)

昭和63年7月8日

於 大阪大学工学部

異方性被膜でコーティングされた 誘電体格子による散乱界の解析

山 北 次 郎, 森 静 雄, 六 島 克

(大阪府立大学 工学部)

1. まえがき

周期構造媒質による電磁波の散乱および導波問題は、光・電波工学における基本的課題の一つであり、解析手法についても簡単な摂動法的手法から複雑な計算を要する厳密解法に至るまで数多くの報告がすでにある。溝が深い任意形状の格子が解析でき、関数展開の項数を増やして行けば、確実な数学的保証はないまでも、正確な解に収束することが期待できるような算法を厳密解法と呼ぶことにすれば、厳密解法の適用上、誘電体格子を屈折率変調形と表面レリーフ形⁽¹⁾とに大別して考えることができる。屈折率変調形は不均質媒質の問題であり、表面レリーフ形は境界値問題である。前者の格子に対しては空間高調波展開法⁽²⁾⁻⁽⁴⁾、概周期関数を用いた方法⁽⁵⁾や有限要素法⁽⁶⁾による算法が極めて有力で高精度な解が得られることが報告されている。一方、後者の格子に関しては、モード整合法⁽⁷⁾⁽⁸⁾、積分方程式による解法⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾、有限要素法⁽¹²⁾や固有関数展開法⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾が有力であるが、誘電体格子のような2媒質境界値問題では実際上の計算は非常に複雑であるように思える。また、空間高調波展開法を表面レリーフ形格子に対しても適用し⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁷⁾、格子の溝方向変化に関して、Fourier展開を用いる手法⁽¹⁸⁾、行列微分方程式の数値解析に持ち込む手法⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾や階段多層近似による手法⁽²¹⁾が知られている。

最近、表面レリーフ形誘電体格子の表面を誘電体被膜でコーティングした構造を持つ Coated Grating がフランスの研究グループ⁽²²⁾によって開発され、被膜媒質の異方性効果によるコニカル回折や共振形の異常回折現象についての議論が注目を集めている。ところが、従来の厳密解法のほとんどは等方性媒質からなる誘電体格子を対象にした解析手法で、異方性媒質を含む誘電体格子に

については筆者の知る限り非常に数少なく⁽²²⁾⁻⁽²⁴⁾,その定式化が急がれている。

本報告では,空間高調波展開法を異方性媒質を含む誘電体格子に適用し,格子の溝方向変化に対する行列微分方程式をまず導出している。次に,任意形状の異方性誘電体格子に対し,行列微分方程式の初期値問題として直接数値解析に持ち込む算法について考察している。更に,異方性媒質を含む誘電体格子を階段多層分割によって方形格子に分解し,各層間の境界条件に関する線形方程式に帰着させる算法について述べている。

2. 問題の設定

本報告で取り扱う誘電体格子は図1に示す様な3領域で構成され,領域Iは空気層 ϵ_1 で,入射波が角度 θ_1 で領域IIの格子層に入射する。領域IIIは均一異方性誘電体媒質 $\hat{\epsilon}_3$ であり,y方向には一様である。今,時間因子は $\exp(j\omega t)$ を採用し,空間変数 (x, z) を全て波数 $k_0=2\pi/\lambda$ で規格化し, $k_0 x \rightarrow x$, $k_0 z \rightarrow z$ と簡略化すれば,Maxwellの方程式は空間変数の規格化,および, $\mu=1$ によって

$$\text{curl} \sqrt{Y_0} \mathbf{E} = -j \sqrt{Z_0} \mathbf{H} \quad (1)$$

$$\text{curl} \sqrt{Z_0} \mathbf{H} = j \hat{\epsilon}(x, z) \sqrt{Y_0} \mathbf{E} \quad (2)$$

$$\text{但し,} \quad Y_0 = 1/Z_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \quad (3)$$

で表される。又,異方性媒質は全てのテンソル要素を含む一般形を仮定して

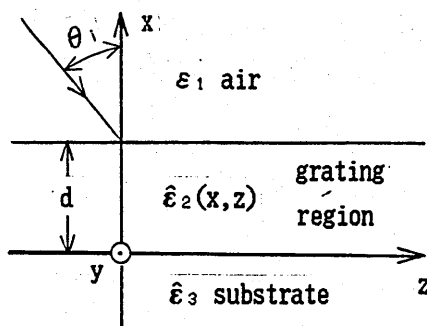


図1 異方性誘電体格子の構造。
 $\{\hat{\epsilon}_2(x, z+\Lambda) = \hat{\epsilon}_2(x, z)\}$

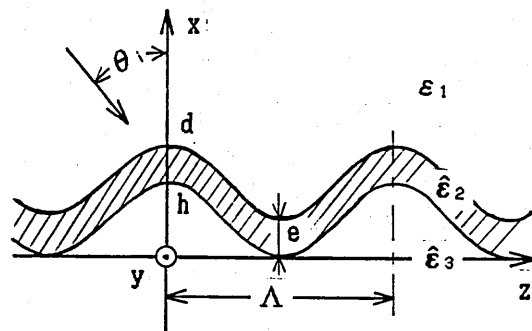


図2 コーティングされた誘電体格子。

$$\hat{\epsilon} = [\epsilon_{ij}] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (i, j=x, y, z) \quad (4)$$

で表すことにする。更に、格子領域の比誘電率テンソル $\hat{\epsilon}_2(x, z)$ は z に関する周期 Λ の周期関数であって、その各テンソル要素は、展開打ち切り項数 $(2N_f + 1)$ の Fourier 展開によって精度良く近似できるものとすれば

$$\epsilon_{ij}(x, z) = \sum_{m=-N_f}^{N_f} b_{ij,m}(x) \exp(jm n_K z) \quad (5)$$

$$\text{但し,} \quad n_K = K/k_0 = \lambda/\Lambda, \quad (6)$$

となる。但し、 $b_{ij,m}(x)$ は m 次の Fourier 係数であり、 n_K は格子ベクトル K の z 方向成分 K を k_0 で規格化したものである。

格子領域 II の比誘電率テンソル $\hat{\epsilon}_2(x, z)$ は非常に複雑な構造の格子が表現可能であるが、本報告では図 2 に示すしめすような誘電体被膜でコーティングされた正弦波格子だけを考えることにする。

3. 異方性誘電体格子内の電磁界

格子領域内の波動関数 $\Psi(x, z)$ は、構造の周期性より波動関数の周期方向変化因子に Floquet の定理が成立するから、擬周期関数となり

$$\Psi(x, z) = \exp(-js_0 z) \psi(x, z) \quad (7)$$

$$\text{但し,} \quad s_0 = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_i, \quad \psi(x, z + \Lambda) = \psi(x, z) \quad (8)$$

によって表現される。ここに、 s_0 は入射平面波の z 方向の規格化伝搬定数を表す。今、周期関数 $\psi(x, z)$ が展開打ち切り項数 $(2M+1)$ とする Fourier 展開

$$\psi(x, z) = \sum_{m=-M}^M \phi_m(x) \exp[-jm n_K z] \quad (9)$$

で表現可能だとすれば、式(7)より

$$\Psi(x, z) = \sum_{m=-M}^M \phi_m(x) \exp[-js_m z] \quad (10)$$

$$\text{但し,} \quad s_m = s_0 + m n_K$$

なる波動関数の空間高調波展開による周知の表示式が得られる。

今、格子領域における電磁界の各成分 $E_i, H_i (i=x, y, z)$ を全て式(10)の空間高調波による展開によって表示することにし、改めて、 $e_{im}(x), h_{im}(x)$ なる展開係数を各々に与え

$$\sqrt{Y_0} E_i = \sum_{m=-M}^M e_{im}(x) \exp\{-js_m z\} \quad (11)$$

$$\sqrt{Z_0} H_i = \sum_{m=-M}^M h_{im}(x) \exp\{-js_m z\} \quad (12)$$

のように表すこととする。次に、この電磁界の空間高調波展開式(11)(12)および比誘電率分布 $\epsilon_{ij}(x, z)$ の展開式(5)をMaxwellの方程式(1)(2)に代入し、電磁界の接線成分に関する展開係数から

$$e_i(x) = [e_{i-M}(x) \cdots e_{i0}(x) \cdots e_{iM}(x)]^t \quad (13)$$

$$h_i(x) = [h_{i-M}(x) \cdots h_{i0}(x) \cdots h_{iM}(x)]^t \quad (14)$$

なる $(2M+1)$ 元の列ベクトルを導入すれば、格子領域内の電磁界は結局、電磁界の接線成分に関する次式の様な行列微分方程式に帰着する。

$$\frac{d f_t(x)}{dx} = j C(x) f_t(x) \quad (15)$$

ここに、ベクトル f_t は電磁界の接線成分 (y, z) の展開係数から作られた

$$f_t(x) = \begin{bmatrix} e_y(x) \\ h_z(x) \\ e_z(x) \\ h_y(x) \end{bmatrix} \quad (16)$$

なる $4(2M+1)$ 元の列ベクトルであり、行列微分方程式の係数行列 $C(x)$ は

$$C(x) = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ \epsilon_{yx} \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xy} - \epsilon_{yy} + s^2 & 0 & \epsilon_{yx} \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xz} - \epsilon_{yz} & -\epsilon_{yx} \epsilon_{xx}^{-1} s \\ s \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xy} & 0 & s \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xz} & 1 - s \epsilon_{xx}^{-1} s \\ \epsilon_{zy} - \epsilon_{zx} \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xy} & 0 & \epsilon_{zz} - \epsilon_{zx} \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xz} & \epsilon_{zx} \epsilon_{xx}^{-1} s \end{bmatrix} \quad (17)$$

で与えられる $4(2M+1)$ 元の正方行列である。また、その要素を構成する小行列

ϵ_{ij} , $\mathbf{s}$, $\mathbf{1}$, $\mathbf{0}$ は $(2M+1)$ 元の正方行列であり, 尤も δ_{mn} を用いて

$$\epsilon_{ij} = [\epsilon_{ij, m-n}(x)], \quad \mathbf{s} = [\delta_{mn} s_m], \quad \mathbf{1} = [\delta_{mn}], \quad \mathbf{0} = [0] \quad (18)$$

のように示される. 尚, 小行列 ϵ_{xx}^{-1} は ϵ_{xx} の逆行列である. 更に, 残りの法線成分 f_n は接線成分に関する列ベクトル f_t から

$$\mathbf{f}_n = \mathbf{D} \mathbf{f}_t, \quad \mathbf{f}_n = \begin{bmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{h}_x \end{bmatrix} \quad (19)$$

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} -\epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xy} & 0 & -\epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xz} & \epsilon_{xx}^{-1} \mathbf{s} \\ -\mathbf{s} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (20)$$

によって与えられる. ただし, 法線成分に関する列ベクトル $\mathbf{f}_n$ は $2(2M+1)$ 元であり, 行列 $\mathbf{D}$ は $2(2M+1) \times 4(2M+1)$ の長方形行列である.

特別な場合として, 等方性誘電体格子を考えれば, 比誘電率テンソル要素は $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon$, $\epsilon_{ij} = 0 (i \neq j)$ であるから $\epsilon_{ii} = \epsilon$, $\epsilon_{ij} = 0 (i \neq j)$ となり, 行列 $\mathbf{C}$ は

$$\mathbf{C}(x) = \begin{bmatrix} \mathbf{C}_{TE}(x) & 0 \\ 0 & \mathbf{C}_{TM}(x) \end{bmatrix} \quad (21)$$

但し,

$$\mathbf{C}_{TE}(x) = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -\epsilon + \mathbf{s}^2 & 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{C}_{TM}(x) = \begin{bmatrix} 0 & 1 - \mathbf{s} \epsilon^{-1} \mathbf{s} \\ \epsilon & 0 \end{bmatrix} \quad (22)$$

となってTE波成分とTM波成分とに分離すると同時に行列次元が半減してすこぶる簡単になる. しかも行列 $\mathbf{C}_{TE}$, $\mathbf{C}_{TM}$ は石畳型行列であるから, 実際の計算に際しては行列次元はさらに半減する. これは, 空間高調波展開法を用いる限り, 一般異方性誘電体格子では等方性の場合に比べ4倍の行列次元が必要で計算量の巨大化が避けられないことを示している.

4. 均一媒質内の電磁界

領域 I, III のような均一媒質であれば, 比誘電率テンソル ϵ_{ij} は変数 x に関して独立であるから, 行列微分方程式(15)の係数行列は定数である. この場合行列微分方程式の解法は係数行列 $\mathbf{C}$ の固有値問題に帰着するから, 行列 $\mathbf{C}$ の固有値を κ_m , 対応する固有ベクトルから作られる対角化行列を $\mathbf{T}$ とし, 列ベクトル

ル g による変数変換

$$f_t(x) = T g(x) \quad (23)$$

を行えば、均一媒質内における行列微分方程式(15)の一般解は

$$f_t(x) = T [\exp\{j\kappa_m(x-x_0)\} \delta_{mn}] g(x_0) \quad (24)$$

で与えられる。

更に、均一媒質内では、前節で述べた比誘電率テンソルのFourier展開は直流成分だけとなるから、小行列 ϵ_{ij} は

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij} [\delta_{mn}] \quad (25)$$

となる。その結果、係数行列 C を構成する小行列は全て対角行列となり、 $4(2M+1)$ 元の行列固有値問題は、 4×4 行列 c_m

$$c_m = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ \epsilon_{yx}\epsilon_{xy}/\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}^2 + S_m^2 & 0 & \epsilon_{yx}\epsilon_{xz}/\epsilon_{xx} - \epsilon_{yz} & -\epsilon_{yx}S_m/\epsilon_{xx} \\ S_m\epsilon_{xy}/\epsilon_{xx} & 0 & S_m\epsilon_{xz}/\epsilon_{xx} & 1 - S_m^2/\epsilon_{xx} \\ \epsilon_{zy} - \epsilon_{zx}\epsilon_{xy}/\epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{zz} - \epsilon_{zx}\epsilon_{xz}/\epsilon_{xx} & \epsilon_{zx}S_m/\epsilon_{xx} \end{bmatrix} \quad (26)$$

の固有値問題を $m=-M \sim M$ まで $(2M+1)$ 回繰り返すことによって求められ、大幅な計算時間の短縮が可能になる。

更に、領域 I のような等方性媒質なら、 $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon$ 、 $\epsilon_{ij} = 0 (i \neq j)$ であるから、さらに簡略化が進み、式(26)はTE, TM成分に分離して 2×2 行列の固有値問題となって、閉じた解を持つことになり

$$\{\kappa_k\} \rightarrow \{\kappa_{-M}^+ \cdots \kappa_M^+ \quad \kappa_{-M}^- \cdots \kappa_M^- \quad \kappa_{-M}^+ \cdots \kappa_M^+ \quad \kappa_{-M}^- \cdots \kappa_M^- \} \quad (27)$$

(前進TE) (前進TM) (後進TE) (後進TM)

$$\kappa_m^\pm = \mp \kappa_m, \quad \kappa_m = \begin{cases} \sqrt{\epsilon - S_m^2} & (\epsilon \geq S_m^2) \\ j\sqrt{S_m^2 - \epsilon} & (\epsilon < S_m^2) \end{cases}, \quad (28)$$

$$T = \begin{bmatrix} [\delta_{mn}] & 0 & [\delta_{mn}] & 0 \\ [-\delta_{mn}\kappa_m] & 0 & [\delta_{mn}\kappa_m] & 0 \\ 0 & [-\delta_{mn}\kappa_m/\sqrt{\epsilon}] & 0 & [\delta_{mn}\kappa_m/\sqrt{\epsilon}] \\ 0 & [-\delta_{mn}\sqrt{\epsilon}] & 0 & [-\delta_{mn}\sqrt{\epsilon}] \end{bmatrix} \quad (29)$$

によって表される。行列 T を構成する小行列は全て対角行列であるから、これ

はx方向の伝搬定数 κ_m の平面波（伝搬波または非伝搬波）を表現していることになる。また、式(24)より、 $4(2M+1)$ 元ベクトル g は平面波の振幅を表すことになるから、固有ベクトルの持つ物理的意味から行列 C の $4(2M+1)$ 個の固有値 κ_m を各次数順に式(27)のように配列し、ベクトル g の要素の意味付けを行っている。尚、一軸異方性誘電体からなる場合は、等方性媒質の場合との整合性から前進常波、前進異常波、後進常波、後進異常波の順に配置するのが適当である。また、対角化行列の固有ベクトルはx方向の電力 $Re(E \times H^*)_x = Re(\kappa_m)$ になるように規格化するものとする。

5. 微分方程式の数値解と階段多層分割

散乱問題では、領域Iの固有値及び固有ベクトルを前述した配列順に配置すれば、領域Iでの対応する振幅ベクトル g_1 も前進波と後進波に分離し

$$g_1 = \begin{bmatrix} g_1^+ \\ g_1^- \end{bmatrix} \quad (30)$$

で示される。ここに、 g_1^+ は求めるべき反射波振幅を示すが、 g_1^- は入射波振幅を表すから定数ベクトルであり、TE波入射およびTM波入射によって、それぞれ

$$g_1^- = [0 \cdots 1 \cdots 0 \ 0 \cdots 0 \cdots 0]^t \quad (\text{TE波入射}) \quad (31)$$

$$g_1^- = [0 \cdots 0 \cdots 0 \ 0 \cdots 1 \cdots 0]^t \quad (\text{TM波入射}) \quad (32)$$

と置くことができる。また、領域IIIでは透過波だけであるから

$$g_3 = \begin{bmatrix} g_3^+ \\ g_3^- \end{bmatrix} \quad g_3^+ = [0 \cdots 0 \cdots 0 \ 0 \cdots 0 \cdots 0]^t \quad (33)$$

となる。一方、空間高調波展開法では、全領域においてz方向変化因子に関する展開関数の底は同じであるから、 $x=d$ 、および $x=0$ での境界条件としては、接線成分を表す電磁界の展開係数ベクトル f_t の連続性、即ち

$$f_{t1} = f_{t2}(d), \quad f_{t2}(0) = f_{t3} \quad (34)$$

が要求される。また、領域I、IIIにおける固有ベクトルは簡単に求められるから式(23)より、電磁界の展開係数ベクトル f_t と平面波の振幅ベクトル g は

$$f_{t1} = T_1 \begin{bmatrix} g_1^+ \\ g_1^- \end{bmatrix}, \quad f_{t3} = T_3^- g_3^- \quad (35)$$

但し、

$$T_3 = \begin{bmatrix} T_3^+ & T_3^- \end{bmatrix} \quad (36)$$

なる関係式で結びつけられる。従って、領域 I, III での対角化行列 T_1 , T_3 の規格化が $Re(E \times H^*)_x = Re(\kappa_m)$ のように行われているなら、反射波の回折効率 η_n^r 、および透過波の回折効率 η_n^t は

$$\eta_m^r = |Re\{\kappa_{1m}^+\}| |g_{1m}^+|^2 / |Re\{\kappa_{10}\}|, \quad (37)$$

$$\eta_m^t = |Re\{\kappa_{3m}^-\}| |g_{3m}^-|^2 / |Re\{\kappa_{10}\}| \quad (38)$$

によって与えられる。

5.1 行列微分方程式の初期値問題による解法

格子領域 II における電磁界の展開係数ベクトル f_{t2} は行列微分方程式(15)によって支配される。今、行列微分方程式に関する何らかの数値解析法を用いて、 $f_{t2}(0)$ を初期値とする行列微分方程式(15)の数値出力 f_{t2} が

$$f_{t2}(d) = R\{f_{t2}(0)\} \quad (39)$$

なる線形演算子 $R\{\}$ で表されるものとする。取り扱う問題は行列微分方程式の境界値問題であるから、 $f_{t2}(d)$ と $f_{t2}(0)$ を関係付ける伝達行列を計算するのが普通であるが、散乱問題ではこれは得策ではない。なぜなら、領域 III では常に $g_3^+ = 0$ であるから、領域 III の g_3^- と領域 I の g_1^+ を直接関係付ける伝達行列を計算する方が演算回数が半減する。

今、領域 III での透過波 g_3^+ の単位振幅を入力とする時、線形演算子 $R\{\}$ の入力は、 $x=0$ における境界条件から

$$T_3 \begin{bmatrix} 0 \\ [\delta_{mn}] \end{bmatrix} = [0 \quad T_3^-] \quad (40)$$

なる $4(2M+1)$ 元の正方行列となるが、実際には零ベクトルに対する応答は計算不要であるから、 $4(2M+1) \times 2(2M+1)$ の長方形行列 T_3^- が入力となる。従って、領域 I での g_1^+ に関する応答は線形演算出力 $R\{T_3^-\}$ に $x=d$ での境界条件および $f_{t1} = T_1 g$ を考慮すれば、

$$\begin{bmatrix} [W_1] \\ [W_2] \end{bmatrix} = T_1^{-1} R\{T_3^-\} \quad (41)$$

なる伝達行列 $[W_1]$ 及び $[W_2]$ が計算できる。これらの伝達行列は、領域 III での透過波 g_3^- の単位振幅に対する、領域 I の反射波振幅 g_1^+ 、入射波振幅 g_1^- の応

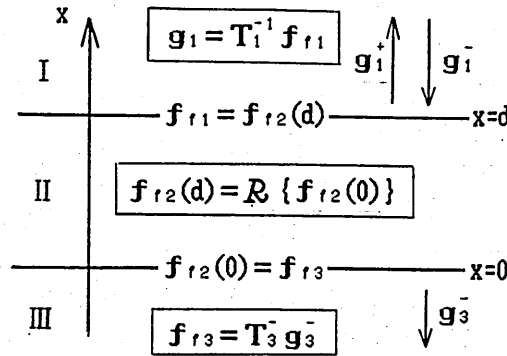


図3 初期値問題による解法.

答であるから、演算子の線形性より任意の $\bar{g}_3$ に対し

$$\bar{g}_1^+ = [W_1] \bar{g}_3 \quad (42)$$

$$\bar{g}_1^- = [W_2] \bar{g}_3 \quad (43)$$

が成立する。ここに、式(43)の左辺は定数ベクトルで式(31)(32)で与えられる入射波振幅であるから、 $2(2M+1)$ 元の線形方程式の解として透過波振幅 $\bar{g}_3$ が決定する。また、式(42)への代入によって反射波振幅 $\bar{g}_1^+$ が求められる。

5.2 階段多層分割による解法

格子領域 II における行列微分方程式(15)の係数行列 $\mathbf{C}$ は変数 x の関数である。ところが、格子領域を N 層に分割し格子形状を階段多層近似すれば、各層内では係数行列 $\mathbf{C}$ は定数なり、式(15)の解法は行列固有値問題となって、精度の高い計算が期待できる。今、格子領域の N 分割によって生じた新たな境界面の x 座標を x_{gk} ($k=0 \sim N, x_{g0}=d, x_{gN}=0$) とし、格子内第 gk 層での行列 $\mathbf{C}$ の固有値を $\{\kappa_{gk,m}\}$ 、対角化行列を $\mathbf{T}_{gk}$ で表す。但し、固有値 $\{\kappa_{gk,m}\}$ が虚数部を持つ場合は数値計算上のオーバーフローを回避する目的から、 $\{\kappa_{gk,m}^+, \kappa_{gk,m}^-\}$ の順に配置するものとする。未知数ベクトル $\bar{g}_{gk}$ に対しても式(27)(30)のような $\pm$ 配置ができる。尚、均一媒質の場合のような次数順配置の必要はなく、実数固有値の伝搬波に対しては $\pm$ 配置の必要性もない。また、格子領域内の未知数ベクトル $\bar{g}_{gk}^\pm$ の基準位置は図4に示すように選定することが溝の深い格子や展開項数が大きな場合には特に重要である。

多層に分割された合計 $(N+1)$ 個の境界面に対する境界条件より、式(23)の変数

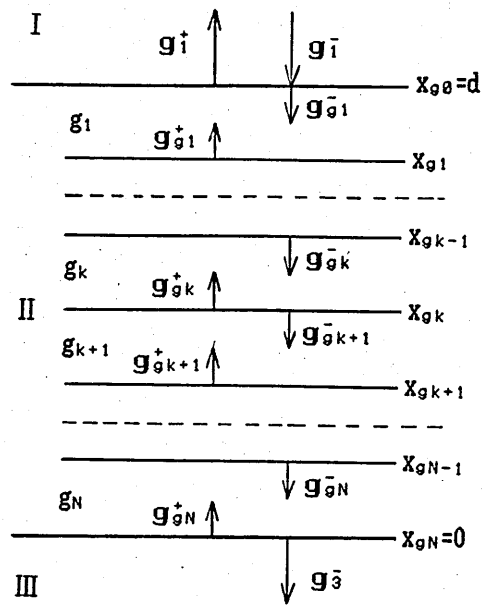


図4 格子領域の多層分割.

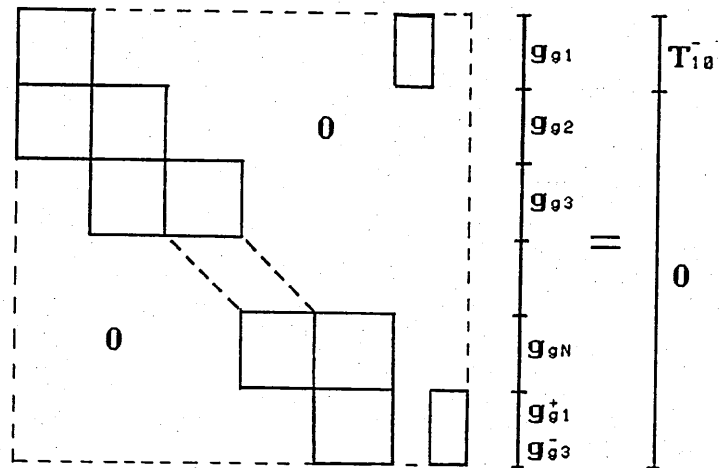


図5 係数行列の配置.

変換を考慮すれば

$$T_1 \begin{bmatrix} g_1^+ \\ g_1^- \end{bmatrix} = T_{g1} \begin{bmatrix} d_{g1}^+ & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g_{g1}^+(x_{g2}) \\ g_{g1}^-(d) \end{bmatrix} \quad (44)$$

$$T_{gk} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & d_{gk}^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g_{gk}^+(x_{gk}) \\ g_{gk}^-(x_{gk-1}) \end{bmatrix} = T_{gk+1} \begin{bmatrix} d_{gk+1}^+ & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g_{gk+1}^+(x_{gk+1}) \\ g_{gk+1}^-(x_{gk}) \end{bmatrix} \quad (k=1 \sim N) \quad (45)$$

$$T_{gN} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & d_{gN}^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g_{gN}^+(0) \\ g_{gN}^-(x_{gN-1}) \end{bmatrix} = T_3^- g_3^- \quad (46)$$

なる方程式が得られる。但し、 $d_{gk}^\pm$ は $2(2M+1)$ 元の対角行列であり

$$d_{gk}^+ = [\delta_{mn} \exp \{j \kappa_{gk,m}^+ (x_{gk} - x_{gk+1})\}], \quad (47)$$

$$d_{gk}^- = [\delta_{mn} \exp \{j \kappa_{gk,m}^- (x_{gk+1} - x_{gk})\}], \quad (48)$$

で示される。式(44)における g_1 は式(31)(32)の入射波振幅であるので、式(44)(45)(46)は g_1 、 $g_{gk}^\pm (k=1 \sim N)$ 、及び g_3^- を未知数とする $(N+1) \times 4(2M+1)$ 元の線形方程式である。また、その係数行列は図5に示すように2重ブロック対角行列に整理でき、計算機メモリーの大幅な節約と同時に、行選択の部分ピボットを用いた消去法によって安定した精度よい計算が可能である。

6. 数値計算例

図6に示すような正弦波形の異方性誘電体格子を考え、格子の溝の深さを h 、コーティングの厚さを e とすれば、2つの境界面 $x_1(z')$ 、 $x_2(z')$ は

$$x_1(z') = \frac{h}{2} (1 + \cos 2\pi z'), \quad x_2(z') = x_1(z') + e \quad (49)$$

で表される。但し、格子周期が単位になるような規格化座標 z' を用いるものとする。また、空気層、被膜層および基板層の比誘電率テンソル要素をそれぞれ $\varepsilon_{1,ij}$ 、 $\varepsilon_{2,ij}$ 、 $\varepsilon_{3,ij}$ とすれば、格子領域におけるFourier展開は図6(c)で表現される構造に対して計算され、小行列 ε_{ij} を構成する展開係数 $b_{ij,m}(x)$ は

$$b_{ij,0}(x) = \varepsilon_{3,ij} w_1(x) + \varepsilon_{2,ij} [w_2(x) - w_1(x)] + \varepsilon_{1,ij} [1 - w_2(x)] \quad (50)$$

$$b_{ij,m}(x) = \frac{1}{n\pi} [(\varepsilon_{3,ij} - \varepsilon_{2,ij}) \sin \{m\pi w_1(x)\} + (\varepsilon_{2,ij} - \varepsilon_{1,ij}) \sin \{m\pi w_2(x)\}] \quad (m \neq 0) \quad (51)$$

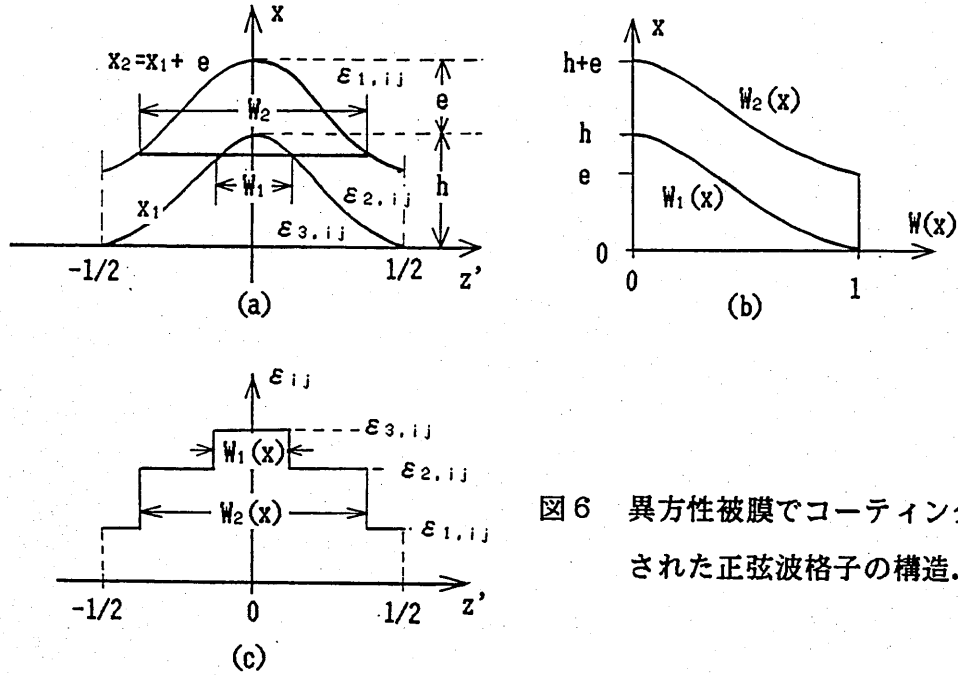


図6 異方性被膜でコーティングされた正弦波格子の構造。

但し、

$$w_1(x) = \begin{cases} 0 & (h \leq x \leq h+e \text{ or } h=0) \\ \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \{2x/h - 1\} & (0 \leq x < h) \end{cases} \quad (52)$$

$$w_2(x) = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \{2(x-e)/h - 1\} & (e \leq x \leq e+h=d) \\ 1 & (0 \leq x < e, \text{ or } h=0) \end{cases} \quad (53)$$

によって表される。更に、計算の簡単化のため、コーティング被膜層だけが異方性誘電率テンソル⁽²⁴⁾

$$\hat{\epsilon}_2 = \begin{bmatrix} 4.7975 & 0.0985 & -0.1174 \\ 0.0985 & 4.5125 & 0.0923 \\ -0.1174 & 0.0923 & 4.4800 \end{bmatrix}. \quad (54)$$

で示され、領域 I は空気、基板層の比誘電率は $\epsilon_3 = 2.25$ であるものとする。

展開項数 $2M+1$ に対する異方性格子の透過波回折効率の変化を表 1 に示す。但し、入射角は $\theta_i = 22^\circ$ 、溝の深さは $h/\lambda = 0.1/0.7$ 、被膜の厚さは $e/\lambda = 0.495/0.7$ である。また、多層分割数は $N_s=5$ であり、正弦波形ではなくて、2 重方形形状である。尚、TE(TM)波入射に対する m 次の TE 波, TM 波への回折効率をそれぞれ ${}^{EE}\eta_m({}^{HE}\eta_m), {}^{EM}\eta_m({}^{HM}\eta_m)$ によって表現している。同表よりグラフ表示す

るには最低でも9項以上の展開項数が必要であるものと考えられる。

多層分割Nsに対する異方性格子の透過波回折効率の変化を表2に示す。電磁界の展開項数は $2M+1=15$ である。この場合、溝の深さ h/λ の値が小さいから、数少ない多層分割数でも異方性格子の正弦波形状を精度よく近似できていることが解る。尚、DIFF^{1,2}は4次のRunge-Kutta法を用いた初期値問題による解法によって得られた結果である。但し、 $e>h$ であるため格子領域内に異方性誘電体の均一層が存在するので、この層だけには行列固有値の手法を用いている。又、

表1 展開項数に対する回折効率の収束

透過波回折効率 (TE波入射)								
$2M+1$	$EE_{\eta-2}^t$	$EE_{\eta-1}^t$	$EE_{\eta_0}^t$	$EE_{\eta_1}^t$	$EM_{\eta-2}^t$	$EM_{\eta-1}^t$	$EM_{\eta_0}^t$	$EM_{\eta_1}^t$
3	—	.014701	.553531	.301344	—	.000026	.007199	.007156
5	.007271	.014734	.603985	.261911	.000357	.000165	.007603	.007329
7	.006551	.017901	.613042	.254033	.000372	.000153	.007592	.007133
9	.006630	.017973	.614497	.252800	.000375	.000160	.007594	.007088
11	.006654	.018096	.615363	.252269	.000374	.000162	.007579	.007082
13	.006664	.018099	.615628	.252070	.000376	.000165	.007573	.007070
15	.006671	.018127	.615858	.251938	.000376	.000166	.007563	.007069

透過波回折効率 (TM波入射)								
$2M+1$	$ME_{\eta-2}^t$	$ME_{\eta-1}^t$	$ME_{\eta_0}^t$	$ME_{\eta_1}^t$	$MM_{\eta-2}^t$	$MM_{\eta-1}^t$	$MM_{\eta_0}^t$	$MM_{\eta_1}^t$
3	—	.000016	.010407	.002503	—	.009706	.828402	.092752
5	.000031	.000046	.011182	.001714	.002916	.010534	.839412	.075675
7	.000034	.000031	.011305	.001842	.002326	.010735	.835622	.077859
9	.000036	.000030	.011289	.001848	.002634	.010644	.834653	.077961
11	.000037	.000030	.011246	.001892	.002729	.010424	.832499	.079459
13	.000038	.000029	.011224	.001899	.002948	.010347	.831660	.079721
15	.000039	.000029	.011198	.001919	.003007	.010245	.830629	.080428

Ns= 5 (2重方形形状), $\Lambda/\lambda=0.8/0.7$, $h/\lambda=0.1/0.7$,
 $e/\lambda=0.495/0.7$, $\theta_i=22^\circ$, $\varepsilon_1=1.0$, $\varepsilon_3=2.25$,

$$\hat{\varepsilon}_2 = \begin{bmatrix} 4.7975 & 0.0985 & -0.1174 \\ 0.0985 & 4.5125 & 0.0923 \\ -0.1174 & 0.0923 & 4.4800 \end{bmatrix}.$$

表2 多層分割ステップ数に対する回折効率の収束

透過波回折効率 (TE波入射)

Ns	$EE_{\eta-2}^t$	$EE_{\eta-1}^t$	$EE_{\eta_0}^t$	$EE_{\eta_1}^t$	$EM_{\eta-2}^t$	$EM_{\eta-1}^t$	$EM_{\eta_0}^t$	$EM_{\eta_1}^t$
5	.006671	.018127	.615858	.251938	.000376	.000166	.007563	.007069
7	.000315	.021650	.634444	.208259	.000202	.000071	.008050	.004986
9	.000174	.020460	.645236	.195442	.000180	.000063	.008437	.004679
11	.000169	.019779	.650580	.189926	.000175	.000062	.008634	.004561
13	.000174	.019385	.653661	.186987	.000172	.000062	.008733	.004504
15	.000178	.019132	.655616	.185215	.000171	.000062	.008787	.004471
17	.000182	.018961	.656947	.184052	.000170	.000061	.008822	.004449
19	.000185	.018838	.657899	.183241	.000169	.000061	.008847	.004433
21	.000187	.018746	.658607	.182650	.000168	.000061	.008864	.004421
23	.000188	.018675	.659150	.182203	.000168	.000061	.008877	.004413

透過波回折効率 (TM波入射)

Ns	$ME_{\eta-2}^t$	$ME_{\eta-1}^t$	$ME_{\eta_0}^t$	$ME_{\eta_1}^t$	$MH_{\eta-2}^t$	$MH_{\eta-1}^t$	$MH_{\eta_0}^t$	$MH_{\eta_1}^t$
5	.000039	.000029	.011198	.001919	.003007	.010245	.830629	.080428
7	.000176	.000137	.010797	.001528	.008169	.009650	.838947	.060092
9	.000180	.000129	.011041	.001529	.007299	.009389	.844144	.057220
11	.000178	.000122	.011190	.001535	.006873	.009225	.847005	.055917
13	.000177	.000119	.011269	.001541	.006678	.009140	.848350	.055311
15	.000176	.000116	.011309	.001545	.006580	.009050	.849015	.054951
17	.000175	.000115	.011332	.001550	.006536	.009010	.849227	.054861
19	.000174	.000114	.011349	.001553	.006499	.008983	.849413	.054761
21	.000174	.000113	.011362	.001554	.006466	.008959	.849600	.054652
23	.000173	.000112	.011372	.001554	.006435	.008938	.849768	.054553
DIFF ¹	.000170	.000108	.011491	.001492	.006429	.008619	.853548	.051669
DIFF ²	.000169	.000108	.011437	.001553	.006173	.008765	.851099	.053860
Petit ¹	.0001626	.0001055	.01137	.001591	.005548	.008508	.8502	.05557
Petit ²	.0001656	.0001063	.01137	.001610	.005719	.008689	.8490	.05614

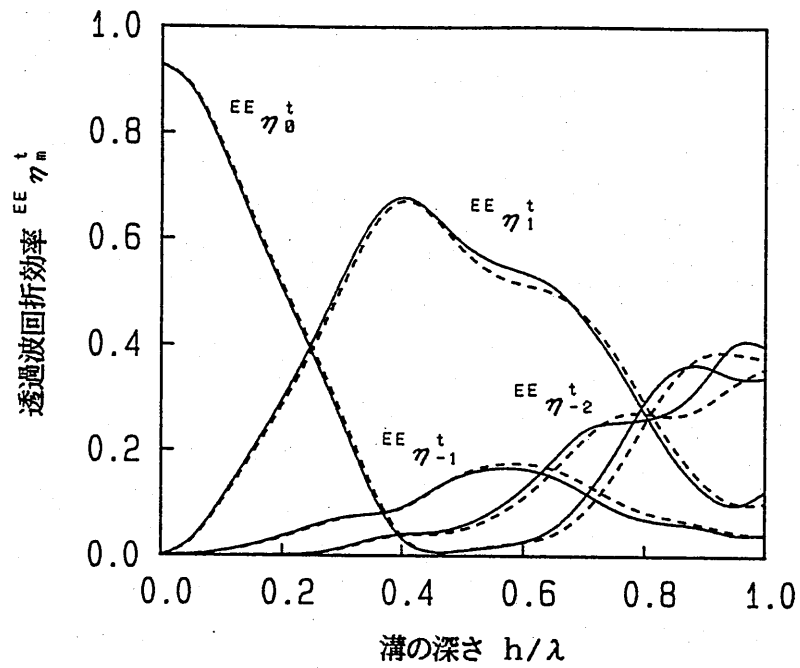
2M+1=15, 他の値は表1と同じ.

但し, DIFF¹ は 2M+1=9, 13 step×2 の Runge-Kutta法.

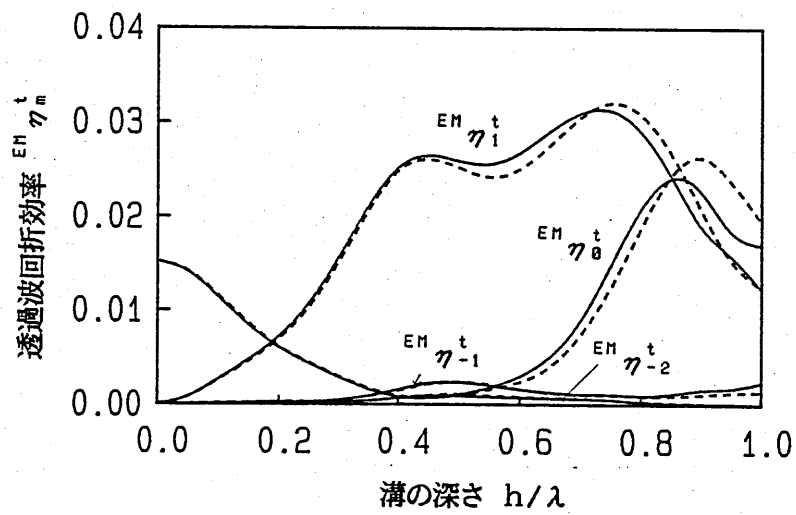
DIFF² は 2M+1=15, 25 step×2 の Runge-Kutta法.

Petit¹は 2M+1=9, 80 step.

Petit²は 2M+1=15, 150 step.



(a)



(b)

図7 溝の深さに対する透過波回折効率の変化(T E波入射).
 $2M+1=9$, 他の値は表1と同じ. 実線は $N_s=15$ の階段多層分割法.
 破線は初期値問題による解法(step幅 $1/100\lambda$ のRunge-Kutta法).

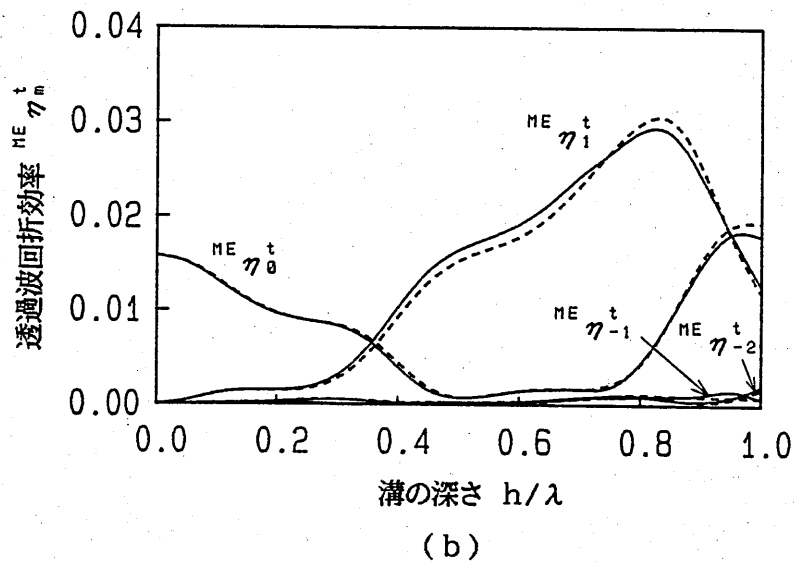
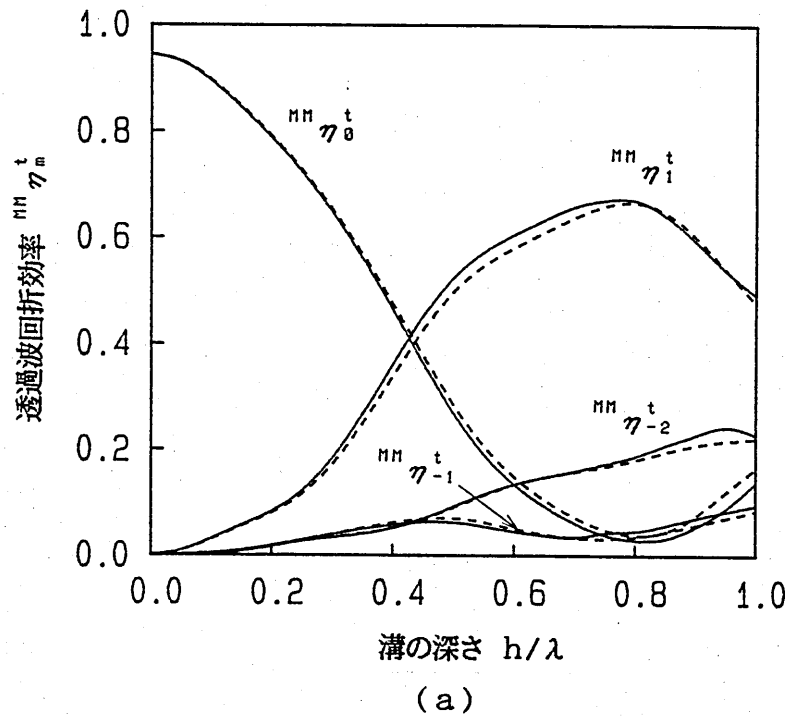


図 8 溝の深さに対する透過波回折効率の変化(T M波入射).
 $2M+1=9$, 他の値は表 1 と同じ. 実線は $N_s=15$ の階段多層分割法.
 破線は初期値問題による解法(step幅 $1/100 \lambda$ のRunge-Kutta法).

Petit^{1,2}は文献(24)の結果で、格子領域内の全領域に初期値問題による数値解法を用いている。

最後に、正弦波格子の溝の深さに対する透過波の回折効率の変化を図7, 8に示す。実線は分割数 $N_s = 15$ の階段多層分割法による結果であり、破線はステップ幅 $1/100\lambda$ のRunge-Kutta法を用いた初期値問題による解法の結果である。電磁界の展開項数は両手法とも $2M+1=9$ を用い、他のデータは表1と同じである。格子の溝が深い場合に両手法の相違が見られるが、これは階段多層分割数の不足によるためか、Runge-Kutta法の数値積分による誤差が原因しているのか現時点では計算例の不足のため結論を出しえない。

7. む す び

異方性媒質を含む表面レリーフ形誘電体格子による光波の散乱問題を解析するための算法を空間高調波展開法を用いて定式化した。空間高調波展開による電磁界の接線成分に関する展開係数より作り出される $4(2M+1)$ 元の列ベクトルは格子の溝方向変化に対する行列微分方程式に整理できることを示した。更に、この行列微分方程式を直接数値積分に持ち込む手法と格子の形状を階段多層に分割し行列固有値問題として処理する手法について述べた。特に、異方性誘電体の被膜によってコーティングされた格子について数値計算を行い、格子の溝が浅い場合に関しては十分に信頼できる数値結果を得た。

等方性誘電体格子の場合、行列微分方程式の初期値問題による解法は格子の溝が深くなればエネルギー誤差が大きくなることが知られており、この算法特有の欠点とされている。一方、階段多層分割による方法は計算時間を問題にしなければ分割数を増やすことによって精度よい解が得られる。異方性誘電体格子の場合においても同じ様な傾向があると考えられるが、等方性に比べ4倍の行列次元を扱う関係から計算時間の大幅な増加と計算精度の低下が予想される。異方性誘電体格子の解析においては、この計算時間と精度の問題を如何にして克服するかが課題であると考ええる。

最後に、本研究の発端はフランス第3大学 R.Petit教授の示唆であることを

ここに明記し、同氏に深く謝意の意を表する。又、数値計算に御協力頂いた本学卒研究生松本恵治君並びに日頃から御質疑、御討論を頂いている本学小南昌信講師に深く感謝する。

参考文献

- (1) 西原, 春名, 栖原; 光集積回路, 4章, オーム社, 昭和60年.
- (2) M.G.Moharam and T.K.Gaylord; "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction", J.Opt.Soc.Am., vol.71, 811-818 (1981).
- (3) T.K.Gaylord and M.G.Moharam; "Planar dielectric grating diffraction theories", Appl.Phys.B 28, pp.1-14 (1982).
- (4) T.K.Gaylord and M.G.Moharam; "Analysis and Applications of Optical Diffraction by Gratings", Proceeding of IEEE, vol.73, pp.894-937 (1985).
- (5) 山内紀克; "概周期関数を用いたモード展開法による誘電体格子解析", 信学論(B), J67-B, 3, pp.257-264(昭59-3).
- (6) 水戸部, 小柴, 鈴木; "周期構造圧電弾性波導波路の有限要素法解析", 信学論(C), J68-C, 1, pp.21-27(昭60-1).
- (7) 安浦, 富田; "誘電体格子による平面波回折の数値解析", 信学論(B), J61-B, 7, pp.662-669 (昭53-7).
- (8) 安浦, 村山; "損失を考慮に入れた正弦波状格子による回折問題の数値解析", 信学論(B), J69-B, 2, pp.198-205(昭61-2).
- (9) S.L.Chuang and J.A.Kong, Scattering of waves from periodic surfaces, Proceeding of IEEE, vol.69, pp.1132-1144 (1981).
- (10) S.L.Chuang and J.A.Kong, Wave scattering and guidance by dielectric wave guides with periodic surfaces, J.Opt.Soc.Am., vol.73, pp.669-679 (1983).
- (11) 松本, 堤, 熊谷; 積分方程式を用いた周期構造導波路の解析, 電学研資, EMT-85-63.(昭60-10).

- (12) 中田, 小柴, 鈴木; "誘電体格子による平面波回折の有限要素法解析",
信学論(C), J69-C, 12, pp.1503-1511(昭61-12).
- (13) 山北, 六島; "深い溝を持つ誘電体格子による平面波の散乱", 信学論(B)
J66-B, 3, pp.375-382 (昭58-3).
- (14) J.Yamakita, K.Rokushima and S.Mori; "Numerical analysis of multi-
step dielectric gratings", Proceedings of SPIE, vol.815, pp.153-157
(1987).
- (15) S.T.Peng, T.Tamir, and H.L.Bertoni, Theory of periodic dielectric
waveguides, IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-23, 123-133
(1975)
- (16) 山崎, 日向, 細野, " 周期的誘電率分布を持つ誘電体層による電磁波の
反射 - 高層建造物による T V 電波障害の一防止対策", 信学論(B),
J64-B, 12, pp.1373-1380 (昭56-12).
- (17) 山崎, 日向, 細野, " 周期的誘電率分布を持つ平面格子の電磁界解析",
信学論(B), J68-B, 1, pp.125-132 (昭60-1).
- (18) D.Marcuse; "Exact theory of TE-wave scattering from blazed
dielectric gratings", Bell Syst.Tech.J., 55, pp.1295-1317 (1976).
- (19) K.Chang, V.Shah and T.Tamir; "Scattering and Guiding of waves by
dielectric gratings with arbitrary profiles, J.Opt.Soc.Am.,
vol.70, 804-813 (1980).
- (20) R.Petit; Electromagnetic Theory of Grating, Springer-Verlag
Berlin Heidelberg New York 1980.
- (21) M.G.Moharam and T.K.Gaylord; "Diffraction analysis of dielectric
surface-relief gratings", J.Opt.Soc.Am., vol.72, pp.1385-1392
(1982).
- (22) K.Rokushima and J.Yamakita, Analysys of anisotropic dielectric
gratings, J.Opt.Soc.Am. vol.73, pp.901-908 (1983).
- (23) K.Rokushima and J.Yamakita; "Analysys of Diffraction in Periodic
Liquid Crystal: the Optics of the Chiral Smectic C Phase", J.Opt.

Soc. Am., Vol. 4, pp. 27-33 (1987).

- (24) R. Petit and G. Tayeb; "About the electromagnetic theory of gratings made with anisotropic materials", Proceedings of SPIE, vol. 815, pp. 11-16 (1987).

付 録

マイクロ波やミリ波においては、透磁率が異方性を呈する媒質が多い。比誘電率と比透磁率が共に任意のテンソルで与えられる誘電体(磁性体)格子に対しても次式に示すような係数行列の定式化が可能である。

$$\hat{\epsilon} = [\epsilon_{ij}] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad \hat{\mu} = [\mu_{ij}] = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix}, \quad (A1)$$

$$\epsilon_{ij}(x, z) = \sum_{m=-Nf}^{Nf} b_{ij,m}(x) \exp(jm\pi z), \quad \mu_{ij}(x, z) = \sum_{m=-Nf}^{Nf} u_{ij,m}(x) \exp(jm\pi z), \quad (A2)$$

$$C(x) = \begin{bmatrix} \mu_{zx} \mu_{xx}^{-1} S & \mu_{zx} \mu_{xx}^{-1} \mu_{xz} - \mu_{zz} & 0 \\ \epsilon_{yx} \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xy} - \epsilon_{yy} + S \mu_{xx}^{-1} S & S \mu_{xx}^{-1} \mu_{xz} & \mu_{zx} \mu_{xx}^{-1} \mu_{xy} - \mu_{zy} \\ S \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xy} - \mu_{yx} \mu_{xx}^{-1} S & -\mu_{yx} \mu_{xx}^{-1} \mu_{xz} + \mu_{yz} & -\epsilon_{yx} \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{yz} - \epsilon_{yx} \epsilon_{xx}^{-1} S + S \mu_{xx}^{-1} \mu_{xy} \\ \epsilon_{zy} - \epsilon_{zx} \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xy} & 0 & S \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xz} - S \epsilon_{xx}^{-1} S - \mu_{yx} \mu_{xx}^{-1} \mu_{xy} + \mu_{yy} \\ 0 & \mu_{zx} \mu_{xx}^{-1} \mu_{xy} - \mu_{zy} & \epsilon_{zz} - \epsilon_{zx} \epsilon_{xx}^{-1} \epsilon_{xz} & \epsilon_{zx} \epsilon_{xx}^{-1} S \end{bmatrix}, \quad (A3)$$

$$\epsilon_{ij} = [b_{ij,m-n}(x)], \quad \mu_{ij} = [u_{ij,m-n}(x)]. \quad (A4)$$

*

輻射科学研究会資料

RS88-7

伝達問題の有限要素法解析
— 導波路固有モードの
直交関係を用いる方法 —

丸田章博 松原正則

(大阪大学 工学部)

昭和63年7月8日

1. まえがき

導波路と不連続部とからなる系に存在する電磁界を解析することは導波路伝達問題と呼ばれ、種々の数値解析法が提案されている。^{[1]-[5]} これらのうち、不連続部の電磁界には有限要素法を適用し、不連続部に接続される導波路の電磁界には固有モード展開法を適用する解析法は、不均質媒質を含む任意形状の不連続部に対して適用が可能であり、その広範に及ぶ有効性が確認されている。^{[1]-[4]} ところで、この解析法の定式化をおこなう際、有限要素法で表された不連続部の電磁界と固有モード展開法で表された導波路の電磁界とを不連続部と導波路との接続境界でいかに接続するかが問題となる。

小柴^[1]、Lee^{[2],[6]}らは有限要素表示された電磁界と固有モード展開表示された電磁界とを接続境界上で選点法により接続している。選点法による界の接続法では、原則的に計算量が少ない反面、選点以外の接続境界上の点では誤差が評価されない。そこで、著者らは、ガラーキン法による界の接続法を提案した。^[4] この方法は有限要素法における基底関数を重み関数とするガラーキン法である。しかしながら、この方法では接続境界上での有限要素法による界の展開基底数と固有モード展開法による界の展開モード数を一致させる必要がある。

本報告では、導波路固有モード関数を重み関数とするガラーキン法による界の接続法を提案する。この方法では、接続境界上での有限要素法による界の展開基底数に対して固有モード展開法による界の展開モード数を任意に選ぶことができる。また、不連続部の散乱行列を直接数値解析することができるという特徴を有している。

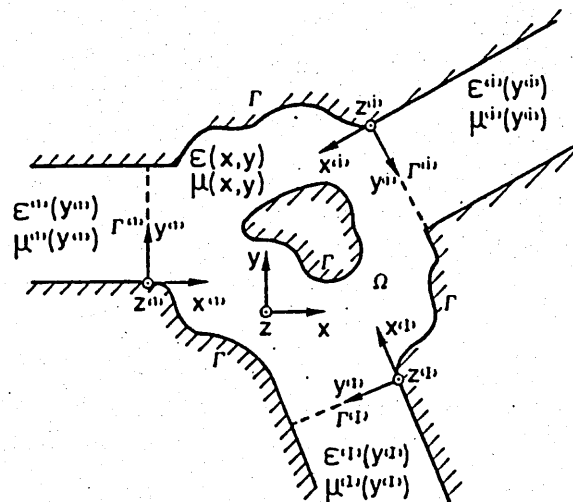


図1. 2次元導波路不連続部

2. 支配方程式と境界条件

図1に示すように1個の導波路が接続された2次元不連続部の伝達問題を考える。境界 $\Gamma^{(i)}$ ($i=1, 2, \dots, I$)は導波路 i と不連続部との接続境界であり、導波路 i の軸に垂直である。境界 Γ は電気壁または磁気壁である。境界 Γ および $\Gamma^{(i)}$ で囲まれた不連続部を Ω とする。座標 (x, y, z) は不連続部における座標であり、座標 $(x^{(i)}, y^{(i)}, z^{(i)})$ は導波路 i に関する座標である。また、 ϵ および μ はそれぞれ誘電率および透磁率である。

2次元問題であるので $\partial/\partial z = \partial/\partial z^{(i)} = 0$ とおくと不連続部における支配方程式は

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{P} \nabla \phi \right) + q \phi = 0 \quad (1)$$

$$P = \begin{cases} j\omega\mu \\ j\omega\epsilon \end{cases}, \quad q = \begin{cases} -j\omega\epsilon \\ -j\omega\mu \end{cases}, \quad \phi = \begin{cases} E_z \\ H_z \end{cases} \quad \begin{array}{l} : \text{TEモード} \\ : \text{TMモード} \end{array}$$

となる。ここで E_z, H_z はそれぞれ電界の z 成分、磁界の z 成分であり、 ω は角周波数である。また、 j は虚数単位である。

次に、標準的な有限要素法の手法に従って領域 Ω を有限個の三角形要素に分割する。このとき、要素と要素との境界において境界条件

$$\phi = \text{連続} \quad (2a)$$

$$\frac{1}{P} \mathbf{n} \cdot \nabla \phi = \text{連続} \quad (2b)$$

が成立する。ここに $\mathbf{n}$ は境界に立てた単位法線ベクトルである。また、要素と境界 Γ との間の境界条件は Γ が電気壁でTEモードの場合、または Γ が磁気壁でTMモードの場合には

$$\phi = 0 \quad (3a)$$

となり、 Γ が電気壁でTMモードの場合、または Γ が磁気壁でTEモードの場合には

$$\frac{1}{P} \mathbf{n} \cdot \nabla \phi = 0 \quad (3b)$$

となる。以下においては、式(3a)の境界条件を満たす境界を固定壁、式(3b)の境界条件を満たす境界を自由壁と呼ぶことにする。

要素と導波路 i との境界 $\Gamma^{(i)}$ においては次式に示す境界条件が成立する。^[7]

$$\phi|_{x^{(i)}=0} = \sum_{m=1}^{M^{(i)}} (a_m^{(i)} + b_m^{(i)}) f_m^{(i)} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{P} \mathbf{n} \cdot \nabla \phi \Big|_{x^{(i)}=0} &= - \frac{1}{P} \frac{\partial \phi}{\partial x^{(i)}} \Big|_{x^{(i)}=0} \\ &= \sum_{m=1}^{M^{(i)}} (a_m^{(i)} - b_m^{(i)}) g_m^{(i)} \end{aligned} \quad (4b)$$

ここに、 $a_m^{(i)}$ および $b_m^{(i)}$ は導波路 i のモード m についての不連続部への入射波振幅および反射波振幅である。 $f_m^{(i)}(y^{(i)})$ および $g_m^{(i)}(y^{(i)})$ はモード m の固有モード関数であり、それらの間には次式が成立する。

$$g_m^{(i)} = \frac{j\beta_m^{(i)}}{P} f_m^{(i)} \quad (5)$$

ここで、 $\beta_m^{(i)}$ はモード m の伝搬定数である。

3. 有限要素法による定式化

まず、次式に示す境界条件を満足する基底関数 u_n ($n=1, 2, \dots, N$) を導入する。

(1) 要素と要素との境界において

$$u_n = \text{連続} \quad (6a)$$

(2) 要素と固定壁との境界において

$$u_n = 0 \quad (6b)$$

さて、境界条件 (6) を満たす基底 u_n を式 (1) に乗じて各要素について面積分し、すべての要素について加え合わせると

$$\sum_e \int_{S_e} u_n \left\{ \nabla \cdot \left(\frac{1}{P} \nabla \phi \right) + g \phi \right\} dS = 0$$

上式を部分積分して次式を得る。

$$\begin{aligned} \sum_e \int_{S_e} \left\{ g u_n \phi - \frac{1}{P} (\nabla u_n) \cdot (\nabla \phi) \right\} dS \\ + \sum_e \oint_{C_e} u_n \left(\frac{1}{P} \mathbf{n}_0 \cdot \nabla \phi \right) d\ell = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $\sum_e$ はすべての要素についての和を、 $\int_{S_e} dS$ は各要素についての面積分を、 $\oint_{C_e} d\ell$ は各要素の閉じた境界にわたる線積分を表す。 $\mathbf{n}_0$ は要素の境界に立てた外向き単位法線ベクトルである。境界条件 (2b)、(3b)、(4b) および (6) を用いると式 (7) は次のようになる。

$$\int_S \{ g_{nn'} \phi - \frac{1}{P} (\nabla u_{n'}) \cdot (\nabla \phi) \} dS \\ + \sum_{i=1}^I \sum_{m=1}^{M^{(i)}} (a_m^{(i)} - b_m^{(i)}) \int_{\Gamma^{(i)}} u_n g_m^{(i)} d\ell = 0 \quad (8)$$

上式において $\int_S dS$ は不連続部全体にわたる面積分であり、 $\int_{\Gamma^{(i)}} d\ell$ は境界 $\Gamma^{(i)}$ にわたる線積分である。

次に、 ϕ が基底 $u_n (n=1, 2, \dots, N)$ を用いて次式で展開表示できるとしよう。

$$\phi = \sum_{n=1}^N C_n u_n \quad (9)$$

ここで、 C_n は展開係数である。このとき、境界条件 (2a) および (3a) は自動的に満足される。式 (9) を式 (8) に代入して、

$$\sum_{n=1}^N C_n \int_S \{ g_{nn'} u_n - \frac{1}{P} (\nabla u_{n'}) \cdot (\nabla u_n) \} dS \\ + \sum_{i=1}^I \sum_{m=1}^{M^{(i)}} (a_m^{(i)} - b_m^{(i)}) \int_{\Gamma^{(i)}} u_n g_m^{(i)} d\ell = 0 \quad (10) \\ ; \text{ for } n' = 1, 2, \dots, N$$

を得る。式 (10) を導くには境界条件 (4a) を除く他のすべての境界条件が考慮されている。境界条件 (4a) に式 (9) を代入すると

$$\sum_{n=1}^{N^{(i)}} C_n^{(i)} u_n^{(i)} = \sum_{m=1}^{M^{(i)}} (a_m^{(i)} + b_m^{(i)}) f_m^{(i)} \quad (11)$$

となる。ここで、 $u_n^{(i)} (n=1, 2, \dots, N^{(i)})$ は基底 $u_n (n=1, 2, \dots, N)$ のうちで境界 $\Gamma^{(i)}$ において恒等的には零とならない基底を表す。式 (11) に $g_m^{(i)}$ を乗じて、 $\Gamma^{(i)}$ にわたって積分し、導波路固有モードの直交関係を用いると

$$\sum_{n=1}^{N^{(i)}} C_n^{(i)} \int_{\Gamma^{(i)}} g_m^{(i)} u_n^{(i)} d\ell = (a_m^{(i)} + b_m^{(i)}) \frac{\beta_m^{(i)}}{|\beta_m^{(i)}|} \quad (12) \\ ; \text{ for } m' = 1, 2, \dots, M^{(i)}$$

となる。ただし、固有モード関数 $f_m^{(i)}$ および $g_m^{(i)}$ は、次式を満たすように規格化されている。

$$\int_{\Gamma^{(i)}} f_m^{(i)} g_m^{(i)} d\ell = \frac{\beta_m^{(i)}}{|\beta_m^{(i)}|} \quad (13)$$

式(10)および式(12)が本報告で示す方法の基本式である。

式(10)は行列形式で次のようになる。

$$\begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} Q \\ 0 \end{bmatrix} \{A\} - \begin{bmatrix} Q \\ 0 \end{bmatrix} \{B\} = \begin{Bmatrix} 0 \end{Bmatrix} \quad (14)$$

ここで、 C_1 は $C_n^{(i)}$ ($i=1, 2, \dots, I; n=1, 2, \dots, N^{(i)}$)を要素とする部分列ベクトルであり、 C_2 は C_n ($n=1, 2, \dots, N$)を要素とする列ベクトルから C_1 を除いた部分列ベクトルである。 A および B はそれぞれ $a_m^{(i)}$ ($i=1, 2, \dots, I; m=1, 2, \dots, M^{(i)}$)および $b_m^{(i)}$ ($i=1, 2, \dots, I; m=1, 2, \dots, M^{(i)}$)を要素とする列ベクトルである。また、式(12)は次のようになる。

$$[Q]^T \{C_1\} = [D]\{A\} + [D]\{B\} \quad (15)$$

$[\]^T$ は転置することを意味する。また、 $[D]$ は1または $-j$ を対角成分とする対角行列である。式(14)と式(15)を連立して解くことにより反射波振幅ベクトル $\{B\}$ は入射波振幅ベクトル $\{A\}$ を用いて次式で与えられる。

$$\{B\} = [S]\{A\} \quad (16)$$

式(16)における $[S]$ は不連続部の散乱行列であり、不連続部は $[S]$ によって完全に記述される。

以上が本報告で提案する接続法である。本接続法では固有モード展開で表示された境界条件(4b)を支配方程式(1)の有限要素法解析に直接適用するとともに、固有モード展開で表示された境界条件(4a)を導波路固有モード関数を重み関数とするガラーキン法により満足させるという方法を用いている。このような定式化を行うことにより、接続境界上での有限要素法による界の展開基底数に対して固有モード展開法による界の展開モード数を任意に選ぶことができる。また、本方法を用いることにより不連続部の散乱行列を直接数値解析することができる。

4. 数値計算例

境界条件(6)を満足する基底 u_n ($n=1, 2, \dots, N$)は標準的な有限要素法の手法に従って容易に構成できる。^[8]本報告では、2次の形状関数を用いて基底を構成している。

以下の数値計算例においては、導波路 i は、誘電率 ϵ 、透磁率 μ の均質無損失媒質で満たされた幅 $a^{(i)}$ の2枚の平行な電気壁により構成されているものとする。また、不連続部の境界 Γ も電気壁とする。このとき、導波路 i のTE $_m$ モード($m=1, 2, \dots$)およびTM $_m$ モード($m=0, 1, \dots$)の固有モード関数 $f_m^{(i)}(y^{(i)})$ および伝搬定数 $\beta_m^{(i)}$ はそれぞれ次式で与えられる。

TE_mモード:

$$f_m^{(i)}(y^{(i)}) = \sqrt{\frac{2\omega\mu}{|\beta_m^{(i)}|a^{(i)}}} \sin\left(\frac{m\pi}{a^{(i)}} y^{(i)}\right) \quad (17)$$

TM_mモード:

$$f_m^{(i)}(y^{(i)}) = \begin{cases} \sqrt{\frac{\omega\epsilon}{k a^{(i)}}} & (m=0) \\ \sqrt{\frac{2\omega\epsilon}{|\beta_m^{(i)}|a^{(i)}}} \cos\left(\frac{m\pi}{a^{(i)}} y^{(i)}\right) & (m \geq 1) \end{cases} \quad (18)$$

伝搬定数:

$$\beta_m^{(i)} = \begin{cases} \sqrt{k^2 - (m\pi/a^{(i)})^2} & (k \geq m\pi/a^{(i)}) \\ -j\sqrt{(m\pi/a^{(i)})^2 - k^2} & (k < m\pi/a^{(i)}) \end{cases} \quad (19)$$

ここで、 k は波数であり、 $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ である。

式(16)に示した散乱行列 $[S]$ の各要素を $S_{n,m}^{(j,i)}$ と表すことにする。ここで、 $S_{n,m}^{(j,i)}$ は導波路 j の n モードから導波路 i の m モードへの散乱を表す。

4.1 直角コーナーバンド

図2に示す直角コーナーバンドを考えることにする。コーナーバンドに接続される2つの導波路の幅は等しく、 a である。不連続部 Ω を図2に示すように要素分割する。

まず、本方法の妥当性を確かめるために、単位電力のTE₁モードが導波路1から入射した場合を考える。 ka/π を1から3まで変化させたとき、 ka/π に対する導波路2への透過電力 $|S_{1,1}^{(1,2)}|^2$ の変化の様子を図3に示す。図3に示す結果は、Koshibara(文献[1]の図4.3)の解析結果とよく一致している。このとき、接続境界上の展開基底数は $N^{(1)} = N^{(2)} = 9$ であり、展開モード数 $M^{(1)} = M^{(2)}$ を5から11まで変化させても、 $|S_{1,1}^{(1,2)}|^2$ の値に変化はなく正しい値が得られた。しかし、 $M^{(1)} = M^{(2)}$ が4以下では誤差が大きくなり正しい値を得ることはできない。

つぎに、単位電力のTM₀モードおよびTM₁モードが導波路1から入射した場合を考える。 ka/π に対する導波路2への透過電力 $|S_{m,m}^{(1,2)}|^2$ ($m=0,1$)の変化の様子を図4および図5に示す。このとき、両モードとも接続境界上の展開基底数は $N^{(1)} = N^{(2)} = 11$ であり、展開モード数 $M^{(1)} = M^{(2)}$ を6から13まで変化させても、 $|S_{m,m}^{(1,2)}|^2$ の値に変化はなく正しい値が得られた。しかし、 $M^{(1)} = M^{(2)}$ が5以下では誤差が大きくなり正しい値を得ることはできない。

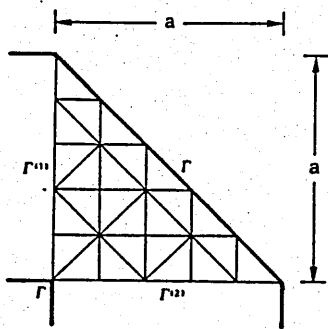


図2 直角コーナーベンド

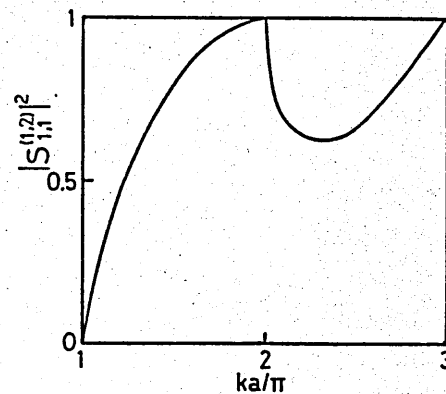


図3 直角コーナーベンドの
TE₁モード透過電力特性

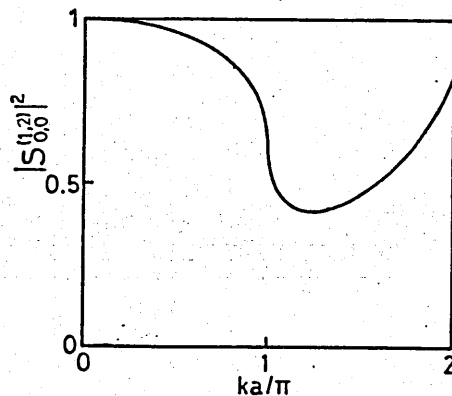


図4 直角コーナーベンドの
TM₀モード透過電力特性

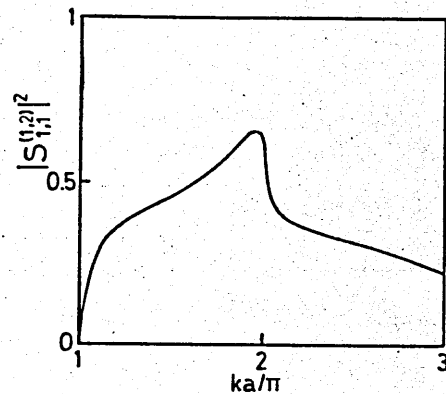


図5 直角コーナーベンドの
TM₁モード透過電力特性

4.2 誘電体装荷導波路形バンドパスフィルタ

不連続部が不均質媒質からなる例として、図6に示す誘電体装荷導波路形バンドパスフィルタを考えることにする。不連続部は幅 $0.5a$ の遮断導波路に比誘電率 ϵ_s の誘電体柱を挿入した構造を持つ。不連続部 Ω を図6に示すように要素分割する。単位電力のTE₁モードが導波路1から入射した場合について、 ka/π を1から2まで変化させたとき、 ka/π に対する導波路2への透過電力 $-10\log|S_{11}^{(2)}|^2$ (dB)の変化の様子を比誘電率 $\epsilon_s=2.62$ の場合について図7に示す。図7に示す結果は、Koshibaら(文献[9]のFig. 3)の解析結果とよく一致している。このとき、接続境界上の展開基底数は $N^{(1)}=N^{(2)}=11$ であり、展開モード数 $M^{(1)}=M^{(2)}$ を6から13まで変化させても、 $|S_{11}^{(2)}|^2$ の値に変化はなく正しい値が得られた。しかし、 $M^{(1)}=M^{(2)}$ が5以下では誤差が大きくなり正しい値を得ることはできない。

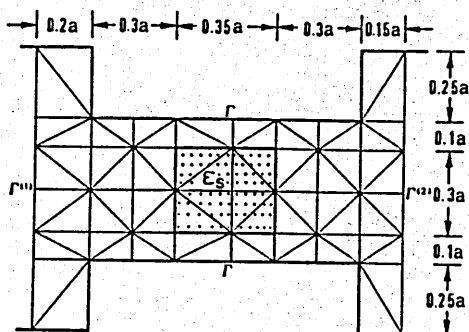


図6 誘電体装荷導波路形
バンドパスフィルタ

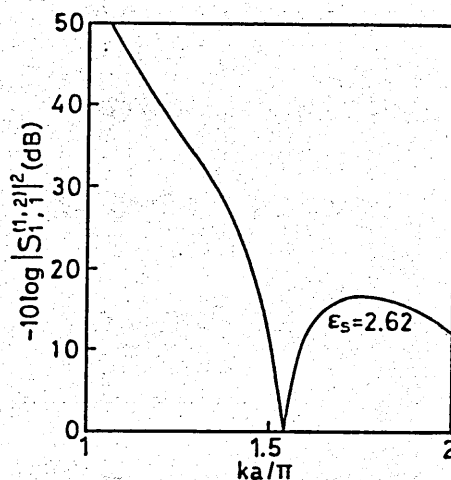


図7 誘電体装荷導波路形バンド
パスフィルタのTE₁モード
透過電力特性

5. むすび

導波路伝達問題を解析する方法として、有限要素法で表された不連続部の電磁界と固有モード展開法で表された導波路の電磁界とを接続境界で導波路固有モード関数を重み関数とするガラーキン法を用いて接続する方法を提案している。具体例として、直角コーナーバンドおよび誘電体装荷導波路形バンドパスフィルタを数値解析し、本報告で提案する方法の妥当性を確認した。

本方法は、

- ①有限要素法と固有モード展開法の接続境界において、有限要素法による界の展開基底数に対して固有モード展開法による界の展開モード数を任意に選ぶことができる。
 - ②不連続部の散乱行列を直接数値解析することができる。
- などの特徴を有している。

現在までに行った数値実験においては、 $M^{(i)} \leq N^{(i)}/2$ では、誤差が大きくなり正しい値を得ることができないことを確認している。今後、さらに分割数などを変えて数値実験を行いこの原因を明らかにしたい。

文献

- [1] 加川, 小柴, 池内, 鏡: "電気・電子のための有限/境界要素法-波動問題への応用-", オーム社(昭59-10)
- [2] J.F.Lee and Z.J.Cendes: "An Adaptive Spectral Response Modeling Procedure for Multiport Microwave Circuits", IEEE Trans., MTT-35, 12, pp.1240-1247(Dec.1987)

- [3] H.C.Chang,S.K.Jeng,R.B.Wu and C.H.Chen:"Propagation of Waves Through Magnetoplasma Slab Within a Parallel-Plate Guide", IEEE Trans.,MTT-34,1,pp.32-37(Jan.1986)
- [4] 丸田, 松原:"伝達問題の有限要素法解析に関する一考察", 電学会電磁界理論研資, EMT-88-2(昭63-02)
- [5] 井瀬, 小柴:"有限要素と境界要素の結合解法による誘電体装荷H面導波管の数値解析", 信学論(C), J71-C,2,pp.250-258(昭63-02)
- [6] J.F.Lee and Z.J.Cendes:"Transfinite elements:A highly efficient procedure for modeling open field problems",J.Appl.Phys., 61,pp.3919-3915(Apr.1987)
- [7] 藤井, 松原, 熊谷:"レーザダイオードと光線路の間隙を介した接合部に関する理論的検討", 信学論(C), J69-C,1,pp.33-40(昭61-01)
- [8] O.C.ツィエンキーヴィッツ(吉識, 山田監訳): "基礎工学におけるマトリックス有限要素法", 培風館(昭50-10)
- [9] M.Koshiba,M.Sato and M.Suzuki:"Application of finite-element method to H-plane waveguide discontinuities", Electron.Lett.,18,9,pp.364-365(Apr.1982)

マイクロ波用誘電体材料とその応用

(株) 村田製作所 田村博

1. はじめに

情報化社会の進展に伴い、マイクロ波通信システムの社会的役割はますます重要になりつつある。800MHz帯を利用した自動車電話や12GHz帯を利用した衛星放送が既に実用化されているが、誘電体共振器はこれらのマイクロ波通信機器に必要な素子として広く使用されており、機器の小型・高性能化、及びコストダウンに貢献している。

誘電体共振器に要求される代表的な特性は

1. 比誘電率が大きく共振系の小型化に役立つこと。
2. Q値が高いこと。
3. 温度係数を0ppm/°Cを中心に±1.0~0.5ppm/°Cの高精度で制御できること。

などであるが、今日開発されている幾つかの誘電体共振器のQ値は、銅を使った空胴共振器のQ値に匹敵するまでになっている。

本文では、現在得られている誘電体共振器のマイクロ波特性について述べるとともに、誘電体共振器を使用したいくつかの応用例を報告する。

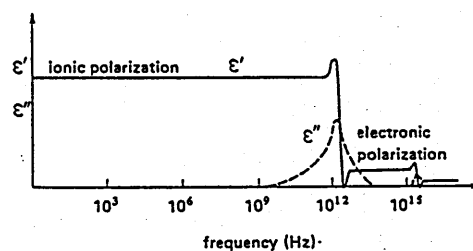
2. イオン結晶の誘電特性

誘電体共振器には通常損失の少ない常誘電性イオン結晶が使われる。このためマイクロ波領域における誘電体特性には自発分極や分域反転は考慮する必要がなく、図1のようにイオン分極と電子分極を考えればよい。(1)式はイオン結晶の格子振動論から導かれる複素誘電率の式であり、ここで ω_T は格子振動の共振周波数であり γ は減衰定数である。

マイクロ波帯では $\omega < \omega_T$ が成立するため、

(1)式は(2)、(3)式のように変形され、誘電率はマイクロ波帯で一定となり誘電損は周波数に比例して増大することとなる。

完全結晶の場合の γ は、格子振動の非調和相互作用によるものとされているが、多結晶セラミクスである誘電体共振器の場合には不純物をはじめとする格子欠陥やグレインバウンダリ等の存在が γ を増大させ、誘電損を大きくする。したがって誘電体共振器の誘電損を小さくするためには、格子欠陥の少ない結晶粒から構成されるセラミクスを作ることが重要な課題となる。



$$\hat{\epsilon}(\omega) - \epsilon(\infty) = \frac{\omega_T^2 \cdot (\epsilon(0) - \epsilon(\infty))}{\omega_T^2 - \omega^2 - j\gamma\omega} \quad (1)$$

under the condition of $\omega^2 \ll \omega_T^2$,

$$\epsilon'(\omega) - \epsilon(\infty) = \epsilon(0) - \epsilon(\infty) \quad (2)$$

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon'(\omega)} = \frac{\gamma}{\omega_T^2} \cdot \omega \quad (3)$$

図1. 格子振動による誘電分散

3. 誘電体共振器材料のマイクロ波特性

表1にこれまでに報告されている誘電体共振器材料のいくつかを示した。比誘電率（ K ）が20～90の材料が得られている。一般に誘電率の高い材料ほど Q 値が低い傾向がある。*印の材料は村田製作所で商品化しているもので、以下にその特徴を述べる¹⁻³⁾。

3.1 高誘電率共振器材料

図2は $K=21, 38, 90$ の材料の K と Q の周波数依存性を示したものである。（3）式よりわかるように $Q \times f = \text{一定}$ が成立し、 Q 値は周波数が高くなると低下する。ただし、周波数の低い領域では誘電体共振器の寸法が相対的に大きくなっていくことから、共振器を内部まで均一に焼結させることが難しくなり、こういった2次的な要因によって Q

表1. 誘電体共振器のマイクロ波特性

Materials	K	Q	γf (ppm/°C)	f_0 (GHz)
MgTiO ₃ -CaTiO ₃ *	21	8000	≈ 0	7
Ba(Sn, Mg, Ta)O ₃ *	25	20000	≈ 0	10
Ba(Zn, Nb)O ₃ -Ba(Zn, Ta)O ₃	30	14000	≈ 0	12
Ba(Zr, Zn, Ta)O ₃ *	30	10000	≈ 0	10
(Ca, Sr, Ba)ZrO ₃	30	4000	5	11
(Zr, Sn)TiO ₄ *	38	7000	≈ 0	7
Ba ₂ Ti ₉ O ₂₀	40*	8000	2	4
(Sr, Ca)[(Li, Nb)Ti]O ₃	42	3500	≈ 0	9
BaO-Sm ₂ O ₃ ·5TiO ₂	77	4000	15	2
BaO-PbO-Nd ₂ O ₃ -TiO ₂ *	90	5000	≈ 0	1

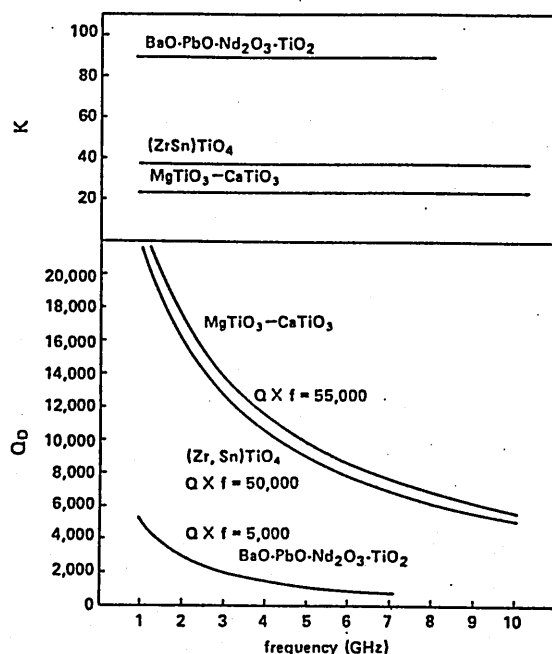


図2. K と Q の周波数依存性

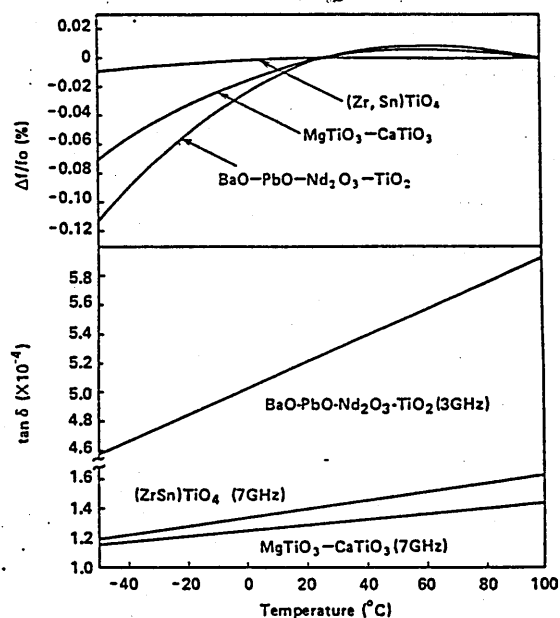


図3. 共振周波数と誘電損の温度特性

値は $Q \times f = \text{一定}$ で与えられる値よりも低くなってしまいます。図2の $(\text{Zr}, \text{Sn})\text{TiO}_4$ 共振器の例で言えば、5 GHz 以上の周波数領域では Q 値は $Q \times f \text{ (GHz)} = 50000$ に従った周波数依存性を示すが、それ以下の周波数ではこの式で与えられる値よりも低下する。

図3は同じく $K = 21, 38, 90$ の材料の共振周波数と $\tan \delta$ ($\tan \delta = 1/Q$)の温度依存性を示したものである。 $K = 38$ の $(\text{Zr}, \text{Sn})\text{TiO}_4$ 共振器は温度変化に対して非常に直線性に富んだ共振周波数の温度依存性を示し、主として1~10 GHzの周波数領域で幅広い用途に利用されている。

$K = 90$ の材料は他の材料に比べて Q 値が低いが、誘電率の高い効果を利用して主として1 GHz 以下の低周波数領域で使用され、この領域では $Q > 5000$ の必要十分な値を持っている。

3.2 高 Q 誘電体共振器材料

1977年に $\text{Ba}(\text{Zn}, \text{Ta})\text{O}_3$ 系複合ペロブスカイト材料が河島らによって報告されて以来、誘電体共振器の低損失化は一段と進められた⁴⁾。

図3に $\text{Ba}(\text{Zn}, \text{Ta})\text{O}_3$ と $\text{Ba}(\text{Mg}, \text{Ta})\text{O}_3$ をベースに開発された $K = 30$ と25の材料の周波数特性を示す。前述の $K = 38$ の材料に比較して、 $K = 30$ 材料は2倍、 $K = 25$ 材料は4倍の Q 値を持つ。またこれらの材料の共振器周波数の温度依存性も、 $K = 38$ 材料とほぼ同等の良好な直線性を示す。

$K = 30$ 材料は主として10 GHz 以上の高周波領域で使われ、また $K = 25$ 材料はミリ波領域での応用に適用可能な材料として今後の展開が期待される。

4. 誘電体共振器の応用例

誘電体共振器の応用例としては、フィルタと発振器がその主なものである。

フィルタの具体的な用途には、400 MHz および800 MHz 帯の自動車電話や、900 MHz 帯のコードレス電話、パーソナル無線、MCA無線 (Multi-Channel Access無線) などがあり、発振器の用途としては4 GHz のTVROや12 GHz のDBS用受信機の局部発振器などがある。

4.1 自動車電話用誘電体フィルタ

図5は自動車電話用のデュプレキサで $K = 21$ の同軸型誘電体共振器 (TEMモー

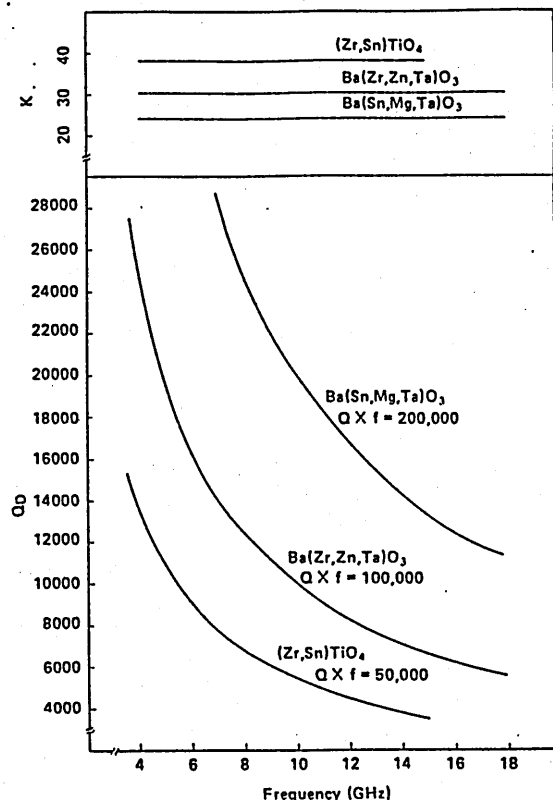


図4. K と Q の周波数依存性

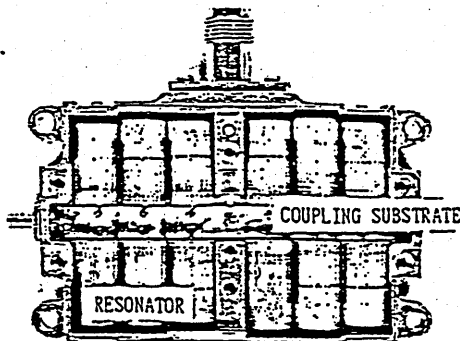


図5. 自動車電話用デュプレクサ

ド) が使われている。図6にこのデュプレクサの減衰特性と反射特性を示す。

自動車電話は近い将来さらに小型化され、携帯型電話へと進化させられるが、これに対応するためデュプレクサの体積も現行の1/2程度に小さくする必要がある。

図7は新たに開発された自動車電話用フィルタで、同軸型の誘電体共振器6個を1体のブロックに形成した構造になっている。このフィルタには $K=90$ の高誘電率材料が使われ厚みが短縮されている。また2段と5段の共振器間に構成された減衰極の働きで6段でありながら7段と同等の減衰特性を得ている。このフィルタ2個の体積は約 27 cm^3 であり、図5のデュプレクサの体積 55 cm^3 のほぼ1/2が達成されている^{5,6)}。

一方、自動車電話の基地局にも誘電体を使って小型化したフィルタが使用できる。図8は基地局用のチャンネルフィルタで、大電力の印加に対応できるようにQ値の高い共振器を使用するとともに温度安定性にも十分な注意がはらわれている。使用されている共振器は $K=38$ の材料であるが、 900 MHz 用の大きな寸法でも内部まで均一な焼結体を得られるよう特別に調整さ

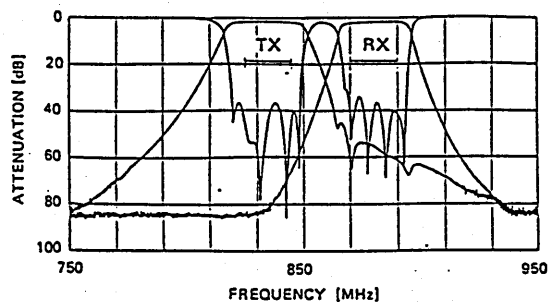


図6. 減衰特性と反射特性

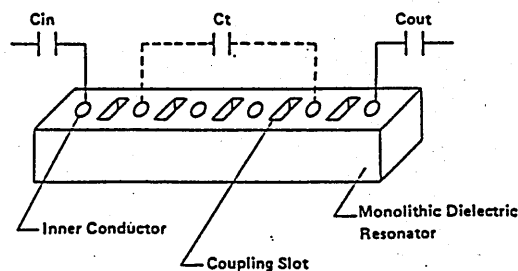


図7. 一体型マイクロ波フィルタ

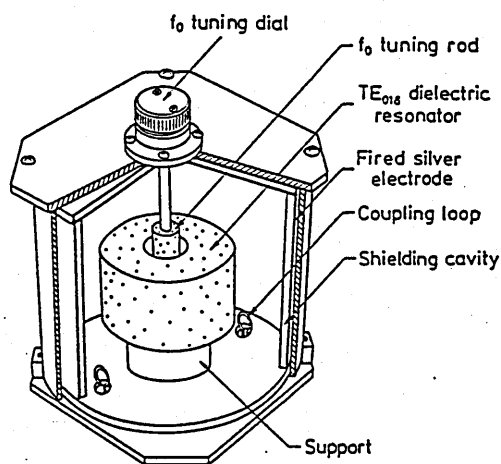


図8. 自動車電話基地局用
チャンネルフィルタ

れた材料が開発され、特に低周波領域でのQ値が改善されている(図9)。

4.2 誘電体共振器発振器

図10に $K=30$ の高Q誘電体共振器を使用したDBS受信機用局部発振器の等価回路を示す。

Q値の高い共振器は発振周波数の温度安定性に寄与するとともに、2dB減衰器との相乗効果でプリングフィギアの改善に役立つ。表2にこの発振器の発振特性を示す。

5. まとめ

誘電体共振器材料のマイクロ波特性を紹介し、そのいくつかの応用例を示した。マイクロ波通信システムの役割は今後ますます増大することが確実である。さらに高性能な共振器材料が開発され、より広い応用分野で利用されていくことを期待したい。

REFERENCES

- (1) K. Wakino et al., "Microwave Characteristics of $(\text{Zr}, \text{Sn})\text{TiO}_4$ and $\text{BaO-PbO-Nd}_2\text{O}_3\text{-TiO}_2$ Dielectric Resonators," J. Am. Ceram. Soc., 67, 1984, p. 278.
- (2) H. Tamura et al., "Improved High-Q Dielectric Resonator with Complex Perovskite Structure," J. Am. Ceram. Soc., 67, 1984, C-59.
- (3) K. Wakino et al., "Far Infrared Reflection Spectra of $\text{Ba}(\text{Zn}, \text{Ta})\text{O}_3\text{-BaZrO}_3$ Dielectric Resonator Material," J. Am. Ceram. Soc., 69, 1986, p. 34.
- (4) S. Kawashima et al., "Ba(Zn, Ta) O_3 Ceramics with Low Dielectric Loss at Microwave Frequencies," J. Am. Ceram. Soc., 66, 1983, p. 421.
- (5) K. Wakino et al., "Miniaturized Duplexer for Land Mobile Communication Using High Dielectric Ceramics," 1981 IEEE-MTT-S Cat. No. 0149-645X/81, p. 185.

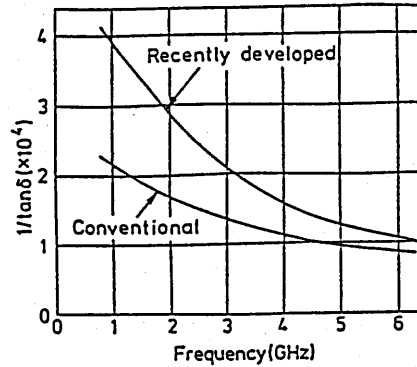


図9. 基地局用誘電体共振器のQ値の改善

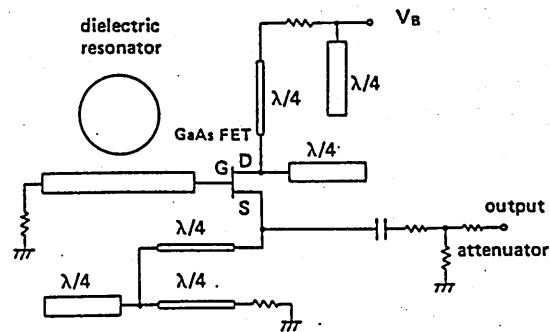


図10. SHF-TV用発振器

表2. 発振特性

Oscillation frequency	13,100 MHz
Output power	8.6 dBm
Frequency stability	+600 kHz (-40-60°C)
Pulling figure	500 kHz (VSWR=1.5)
DC power supply voltage	10.0 V
Current	30 mA
Dimensions	20.3 x 12.7 x 9.0 mm

- (6) T. Nishikawa et al., "800 MHz Band Dielectric Band Pass Filter with Poles," National Convention Record, 1986, IECE Japan, No. 745.
- (7) K. Wakino et al., "800 MHz Band Miniaturized Channel Dropping Filter Using Low Loss Dielectric Resonator," Densi Tokyo Japan, No. 24, 1985, p. 72.

高精度 UHF 帯アンテナ利得測定設備

A high accuracy antenna gain measuring installation in UHF TV band.

是 角 寿 一[†]奥 野 喜 好^{††}

Toshikazu KOREKADO

Kiyoshi OKUNO

大阪電気通信大学

OSAKA ELECTRO-COMMUNICATION UNIVERSITY

1. はじめに

アンテナ利得の測定はその電磁環境の悪化から、電波暗室による室内での方法がよく利用されているが、設備の設定および測定値の処理に要する費用については軽視できない面がある。

一方、屋外での方法は比較的簡便で低価格に実施できるが測定場所の条件によっては測定精度に問題が生じる。ここでは、費用の面から後者の方法をとるとすれば精度の低下の原因となる大地反射波や散乱波および妨害波を除去する対策が必要でこれまでに

松本⁽¹⁾ 雄山⁽²⁾らの研究が反射波対策にかなりの効果をあげ現在のTV受信用アンテナのJIS測定規格の基本資料となっている。筆者らはこれまでに双ループアレイアンテナについて種々検討してきたが、このアンテナの垂直ビームが鋭く低サイドローブであることに注目すれば反射波対策アンテナとしての利用が非常に有効であると判断できこの方法を提案するものである。

本論文では、まず、UHF TV帯域での反射波対策アンテナとして使用する4L形双ループアレイアンテナの特徴を明確にし、水平、垂直偏波用をあわせもった反射波対策アンテナを構成して、その特性を検討している。

つぎに、測定場にこのアンテナを設定して測定システムを構成し、その効果を調べ、アンテナ利得の測定精度を検討したものである。

2. 反射波対策アンテナ

2.1 構成

写真1の反射波対策アンテナは水平偏波用として、高域用(620~800 MHz) 低域用(470~620 MHz)に分け各々4L形双ループアレイアンテナを利用している。垂直偏波用には8素子の八木アンテナを4本スタックした形で利用している。

また、後方からの妨害波(放送波)を除くためスグレ状の反射器をとりつけ、大地反射波方向にも水平方向に対し10度の角度で反射器をとりつけている。

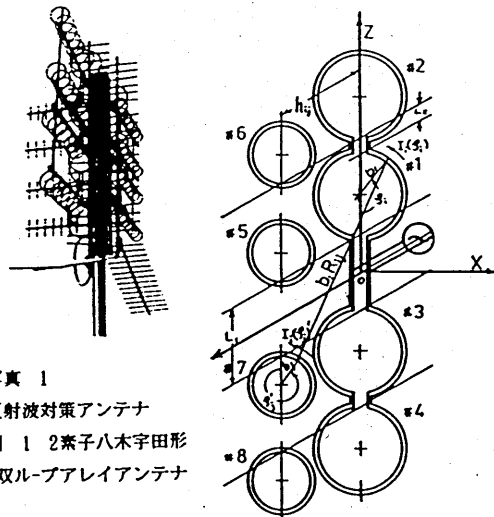


写真 1
反射波対策アンテナ

図 1 2素子八木字田形
双ループアレイアンテナ

2.2 4L形双ループアレイアンテナ

2.2.1 基礎資料

水平偏波用の4L形双ループアレイアンテナについて基礎資料を得るために、いま図1に示すような2素子の八木字田形双ループアレイアンテナを想定し、数値計算を実施する。

いま、図において波源の観測点に対する電流を未知関数とする積分方程式は磁流による影響を無視して次式で表される。

$$\sum_{j=1}^8 \int_0^{2\pi} F_{ij} \cdot I_j(\phi_j) \cdot d\phi_j = E_i \quad \dots (1)$$

$$i = 1, 2, \dots, 8$$

ここで、 F_{ij} は $F_{ij} = F_{ij}(\phi_i - \phi_j) \quad (i = j)$
 $F_{ij} = F_{ij}(\phi_i - \phi_j) \quad (i \neq j)$

で、各々#i素子、#j素子上の電流から、#i素子上の表面につくる電界を計算するためのグリーン関数⁽³⁾を表す。また、右

辺の E_i は給電点の間隔を考慮に入れた電源に関する項で次式で表される。

$$E_i = \frac{V}{\delta \psi_i} U_i(\psi_i) + \frac{I_i(\pi)}{\delta \psi_{i+1}} U_{i+1}(\psi_{i+1}) \quad (i=1, 3) \quad \dots (2)$$

$$E_i = \frac{V}{\delta \psi_i} U_i(\psi_i) \quad (i=2, 4) \quad \dots (3)$$

$$E_i = 0 \quad (i=5, 6, 7, 8) \quad \dots (4)$$

ここで、 $V_i: i=1, 2, 3, 4$ ループの入力電圧
 $Z_i: i=1, 2$ ループの負荷抵抗

式(1)の積分方程式はフーリエ級数展開法⁽⁴⁾によって解か

れ、ループ上の電流のフーリエ級数 I_i^m を未知数とする次の連立方程式が得られる。

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty} [Z_{il} I_i^m + \sum_{j=1}^8 \delta_{ij} Z_{jl} I_j^m] = H_i^m \quad \dots (5)$$

$$i=1, 2, \dots, 8$$

$$m=n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

ここで、 $\delta_{ij}=0 (i=j)$
 $\delta_{ij}=1 (i \neq j)$

Z_{il}, Z_{jl} は R_{il}, R_{jl} に関するフーリエ係数より求められるインピダンス行列⁽⁵⁾⁽⁶⁾であり、右辺の H_i^m は電源に関する項を表す。級数項 m, n, l の項数を決定してインピダンス行列を求めれば式(5)は解けて電流分布は I_i^m は計算され、さらに放射特性を求めることができる。

図2は $kb_1=1.0, L_2/\lambda=0.35, L_2/\lambda=0.4$ における h_{ij}/λ をパラメータとする kb_2 に対する利得特性である。 $h_{ij}/\lambda=0.2$ における計算値は置換法によって求められた実測値と比較的よく一致している。 $h_{ij}/\lambda=0.2$ 前後において kb_2 による効果が顕著に現れ $kb_2=1.4 \sim 1.2$ 程度で導波器特性から反射器特性への変換が生じ約14 dBで高利得な指向性利得を得ている。

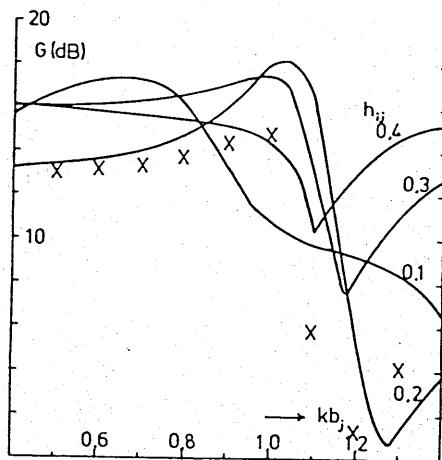


図2 利得特性(計算値、実測値)

図3は $h_{ij}/\lambda=0.2$ において導波器または反射器として動作させたときの指向性の計算値と実測値との比較を示す。

H面指向性は半値幅15度とかなり鋭い。しかし、サイドローブ

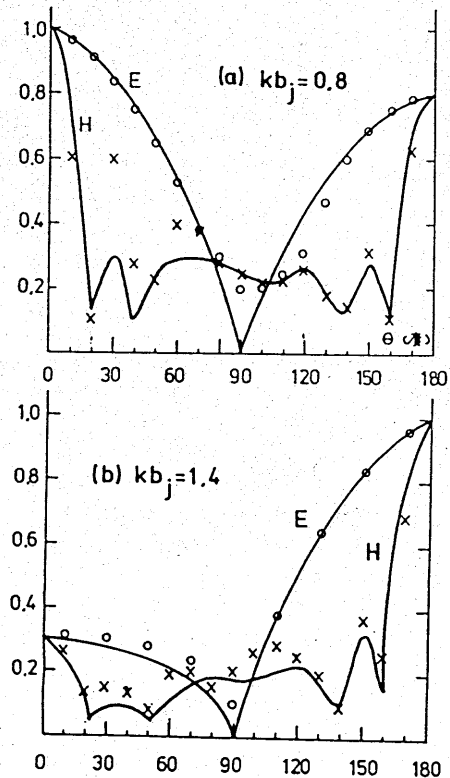


図3 指向性(計算値、実測値)

比は4.0 dBとあまり好ましくないが、反射波対策アンテナに大地反射板をとりつけることによりサイドローブを-2 dB以上抑圧している。

このような高利得でH面のビームが鋭いアンテナとなる理由は図4に示すループ上の電流分布から判断できる。ループの給電部および頂部の振幅はいずれも最大を示し、その位置から90度方向における分布は最小を示す。分布の最小の位置で、いずれのループも位相が反転しループのスタック効果のあることが確認できる。また無給電ループが導波器として動作する場合、素子間隔 $h_{ij}/\lambda=0.2$ の場合は放射器と同位相で励振されるのと同方向に分布する、いわゆるエンドファイアレイ効果を確認できる。このスタック効果とエンドファイアレイ効果の相乗作用によりH面に鋭い指向性をもつ高利得なアンテナとなるものと思える。

次にこのスタック効果は構造から判断して L_1, L_2 によって左右されるため最適値を検討する必要がある。

図5は L_1 に対する放射特性の変化を示す。指向性は、 L_1 が大きくなるに従ってメインビームは鋭くなるがサイドローブが多く発生し、そのレベルも高くなり、かつメインビームの切り込みが浅く鋭いためあまり好ましくない。

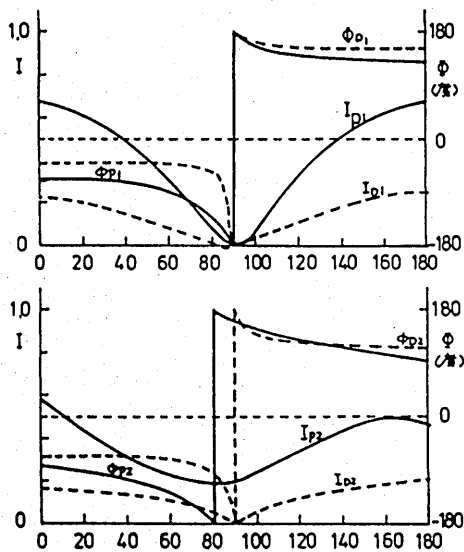


図 4 kb_i における電流分布特性(計算値)

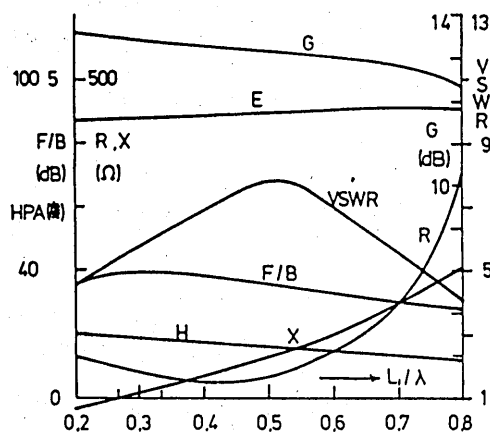


図 5 L_1 による放射特性(計算値)

入力インピーダンスは L_1 を増加するとチャート上では一定の周期で増大するがVSWRは比較的小さく7以下である。また、利得もほとんど影響されず約12.5 dBと高利得を示している。従って、 L_1/λ は利得の平坦な帯域でのサイドロープの発生が少ない0.3~0.5の範囲とするのが好ましいように思える。

図6は L_2 に対する放射特性の変化を示す。 L_2 に対する放射特性の変化ははげしく、指向性は $L_2/\lambda=0.4$ を中心として前後に狭帯域性を示し、0.5を越えるとサイドロープがメインロープより大きくなり指向性は著しく劣化する。

また、利得も $L_2/\lambda=0.4\sim0.5$ で約16 dBの高利得を示すがそれ以下または以上で劣化が激しい。入力インピーダンスは実数部、虚数部とも約200 ohm程度の範囲で変化し、VSWRは10以下を示している。従って L_2/λ はサイドロープが小さく高利得を示す0.4~0.5の帯域に決めるのが好ましいように思える。

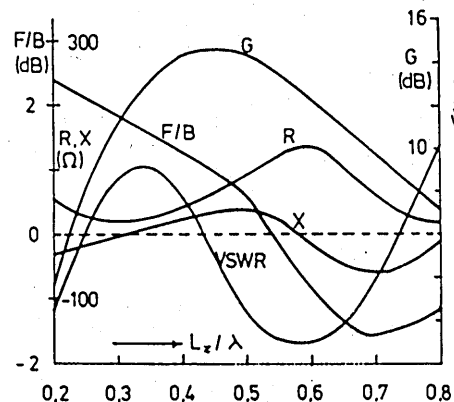


図 6 L_2 による放射特性(計算値)

図7は $kb_i=1.0$, $h_{ii}/\lambda=0.25$, $L_1/\lambda=0.35$, $L_2/\lambda=0.45$ としたときの無給電素子の寸法による利得の周波数特性を示す。

最大利得は $kb_D=kb_R=1.0$ の条件の時に得られるがその周波数帯域幅は非常に狭く従って、比較的高利得で広域性を示す。 $kb_D=0.8$, $kb_R=1.2\sim1.4$ を利用する必要がある。

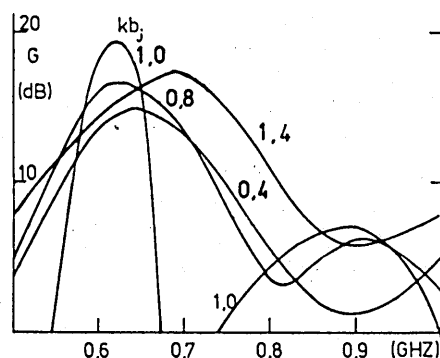


図 7 利得の周波数特性(計算値)

2. 2. 2 実験結果

以上、考察した結果を利用して、設計周波数620 MHz, $kb_P=1.0$, $kb_D=0.70$, $kb_R=1.3$, $L_1/\lambda=0.35$, $L_2/\lambda=0.4$, $h_{PD}/\lambda=0.23$ および $h_{PD}/\lambda=0.25$ の寸法をもつ8素子数の4L形双ループアンテナを製作して、その放射特性を実測した結果を図8に示す。

帯域幅240 MHzにおいて半値幅H面14度と非常に鋭く、利得も動作利得で最大約13dBの高利得を示し、サイドロープ比も最大20 dBと低くおさえている。

しかし、低域における特性の劣化は激しく、サイドロープは580 MHzでメインロープと同程度となり利得の低下も急激に生じる。

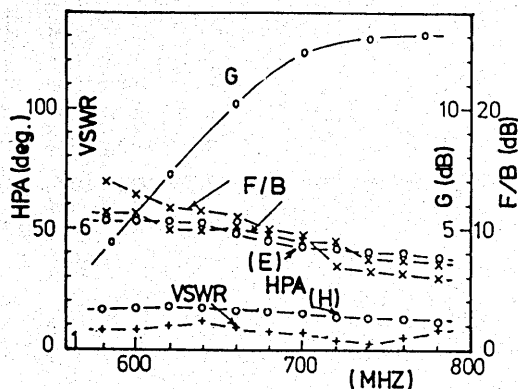


図 8 8素子4L形双ループアンテナの放射特性(実測値)

従って、UHF TV帯の測定用とするためには高域用、低域用の2本の4L形双ループアレイアンテナを準備することが必要である。低域用および高域用の設計周波数は各々500 MHzおよび620 MHzとして、全く同じ比の寸法で製作している。

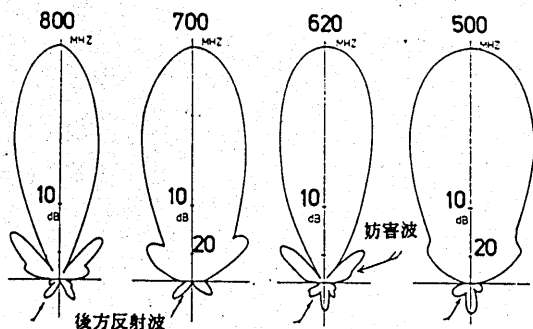
また、インピーダンス損失は投射器と反射器との間に平行2線を接続し、短絡棒をスライドして補償するスタブ法を用いて補償しており、投射器より約0.12λの位置にスタブを設定することによりVSWR=2.0以内に約240 MHzの広帯域にわたってインピーダンス補償されたアンテナとなっている。

2.3 反射波対策アンテナの設定

測定システムにおける送信側の標準アンテナはJIS規格の3素子ダイポールアンテナを製作して利用した。受受信アンテナは妨害波が受信アンテナの水平面指向性のヌル方向になるように最大放射方向から70度の位置に設定したところ後方反射波が測定系に影響を及ぼすための後方反射器をとりつけこれを防いだ。

図9は反射波対策アンテナの指向性を示す。UHF TV帯域において水平偏波用は後方妨害波に対してバックローブ-20dB以下、放射妨害波に対して-26 dB以下、に各々抑圧している。

メインビームは半値幅で約15度と鋭く大地反射波に対して-20 dB以下に垂直サイドローブを抑圧している。垂直偏波用は、後方妨害波に対してバックローブ-26 dB以下、放送妨害波に対して水平面サイドローブ-10 dB以下、メインビームは半値幅約13~



(a) E面指向性

21度と鋭く、大地反射波に対して垂直面サイドローブ-20 dB以下に抑圧している。

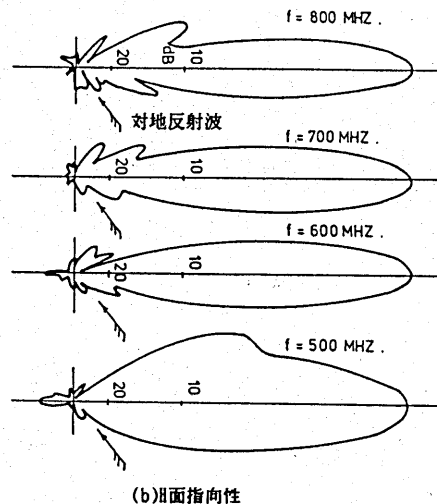
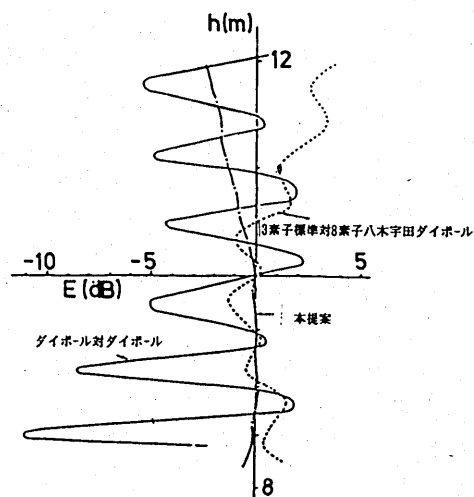


図 9 反射波対策アンテナの指向性(計算値、実測値)

3. 反射波対策効果

3.1 電界干渉抑圧効果

反射波が存在すると直接波との合成電圧が生じ受信アンテナの受信電圧が変動しアンテナの高さ、距離によって、それらは干渉するレベル差となって現れ、これが、晴天時、雨天時、季節、周波数等によって異なるため再現性が損なわれて誤差の原因となる。従って、電界の干渉レベルを測定して、これがどの程度抑圧されるかによって、測定系の良否が決まり反射波対策アンテナの効果を判定することができる。



(a) 高さ特性

図10(a)、および(b)は各種測定系の高さ特性、および距離特性を示す。送受アンテナとのダイポールで測定した場合の10 dB以上の電界変動に対し、本提案の干渉レベルは0.5 dB以下に抑圧され送信アンテナのローブも再現されている。また、従来よりJIS規格に提案されている8素子八木アンテナ4段スタックによる方法と比較してもこの測定系の効果の大きいことが分かる。

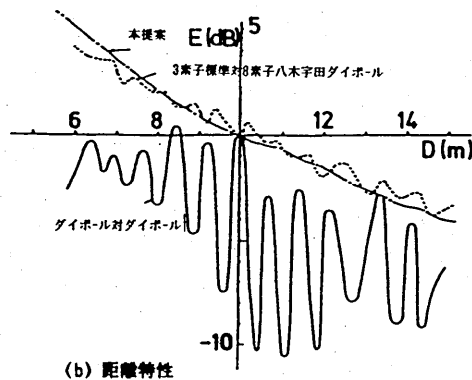
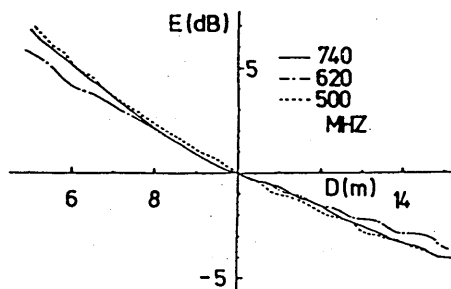


図 10 各種測定系の電界変動特性(計算値、実測値)



(a) 距離特性

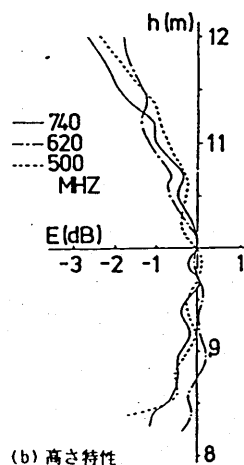


図 11 本提案の水平偏波電界変動特性(計算値、実測値)

図11(a)および(b)は本提案の高さ特性および距離特性の周波数特性を示し、UHF TV帯全域にわたって安定した特性をもっていることがわかる。

図12は垂直偏波用アンテナの場合で0.3 dB以下の干渉レベルで各周波数とも平坦な値を示している。この理由は双ループ系の電流分布からわかるように、すべてがスタック効果によるもので4L形では $\lambda/2$ ダイポールを8本スタックしたのと同じ効果があり、それだけ垂直面のビームが鋭いからである。

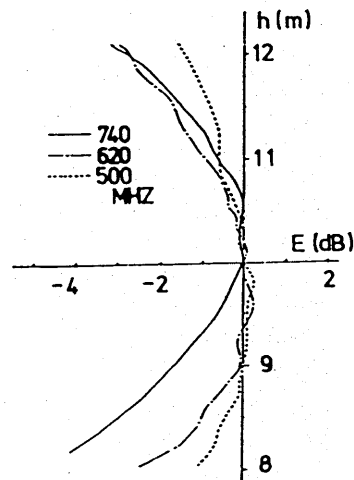


図 12 本提案の垂直偏波電界変動特性(計算値、実測値)

3. 2 測定精度

アンテナ利得には被測アンテナの指向性を測定して求める指向性利得 G_d と被測アンテナと標準アンテナの置換によって求める有能利得 G_a とがあるが、アンテナ損失がなく放射効率の良い時には $G_a = G_d$ と考えられる。従って、本設備では放射効果を良くす

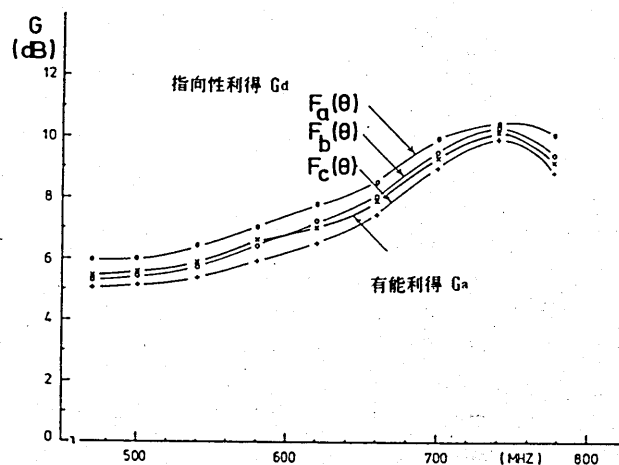


図 13 利得測定精度の同定(計算値、実測値)

るための支持台の体積をできる限り小さくして材料は30φmmのグラスファイバボールを利用し、バランは各周波数専用のスプリットバランを利利用した。

図13に被測アンテナとして、UHF-TV受信用8素子八木アンテナを用いた時の G_a と G_d の比較を示す。 G_a は水平面および垂直面の指向性の電界の算術的平均 $F(\theta)$ の回転対称形として求めている。

各々は変動の少ない値を示し誤差範囲はほぼ0.3 dB以下におさえられている。 G_d は平坦な周波数特性を示し、 G_a は多少のバラツキが生じている。これらはアンテナの置換による誤差と思われる。

4. まとめ

4 L形双ループアレイアンテナの垂直面の指向性の鋭いことに注目して水平偏波用の反射波対策アンテナにこれを利用した。

また、4 L形双ループアレイアンテナについて数値計算しこのアンテナの基礎資料を示した。この資料をもとに、八木宇田形の8素子4 L形双ループアレイアンテナを製作して、その放射特性を考察し、予想通りの結果を得たが、ブロードサイドあるいはエンドファイア方向へのループの増加に伴う狭帯域化傾向によって、高域用と低域用の2本に水平偏波用アンテナを用いる必要が生じた。

垂直偏波用には8素子4段スタック八木宇田ダイポールアンテナアレイを利用した。この反射波対策アンテナを受信アンテナとし、送信側の標準アンテナは校正した3素子八木宇田アンテナを使用し測定システムを妨害波を考慮して構成しその抑圧効果を測定し測定精度を検討した。その結果UHF-TV帯域において、

(1) 水平偏波用、メインビーム半値幅15度大地反射波抑圧比-20 dB、放射妨害波抑圧比-26 dB、後方妨害波抑圧比-20 dBで電界干渉レベル0.5 dB以下となる。

(2) 垂直偏波用、メインビーム半値幅13~21度、大地反射波抑圧比-20 dB、後方妨害波抑圧比-26 dBで電界干渉レベル0.3 dB以下となる。

(3) 測定精度 0.3 dB以下となり従来の測定系と比較しても十分高精度のものが得られた。

参考文献

(1) 松本：アンテナ利得測定における地面反射波の影響とその除去対策、信学会アンテナ研資料、6、(1961)。

(2) 雄山、大山、川井：VHF-UHF帯におけるアンテナ利得の測定、テレビジョン学会誌、第25巻第1号。

(3) 鹿子嶋、稲垣、関口：中心軸がずれた円形ループアンテナアレイの特性、信学論(B)、VOL.56-B,7,PP295-302。

(4) 稲垣、伊藤、関口：一素子ループアンテナの理論、信学論(B)、53-B,3,PP.135-142。

(5) 伊藤、小杉、稲垣、関口：多素子ループアンテナの理論、信学論(B)、VOL.54-B,PP.371-324。

(6) S. ITOU, N. INAGAKI AND T. SEKIGUCHI: AN INVESTIGATION OF THE ARRAY OF CIRCULAR LOOP ANTENNAS. IEEE Trans. July 1971, pp. 469-476。

† 短期大学部 電子工学科

†† 工学部 通信工学科

輻射科学研究会資料 RS88-10

0.5-2.4および5-18GHz
帯アクティブサーキュレータ

豊田 幸弘

大阪工業大学

中央電気クラブ

昭和63年9月16日

0.5-2.4および5-18 GHz 帯アクティブサーキュレータ

0.5-2.4 and 5-18 Bands Active Circulators

豊田 幸弘

Sachihito TOYODA

大阪工業大学

Osaka Institute of Technology

あらまし

この論文はマイクロ波帯のアクティブ・サーキュレータについて述べる。デュアル・ゲートFET3個を用いて2GHz帯でサーキュレータを構成した。このサーキュレータの帯域幅は1.3GHz、順方向挿入損は0.3dB、アイソレーションは20dBを得た。次に周波数0.5-2.4GHzおよび5-18GHz帯のサーキュレータを考案した。これらのサーキュレータは10MHzから2.4GHzまでの増幅器と5-18GHzまでの増幅器を各々3個と電力分割器を3個を用いてアクティブ・サーキュレータを構成した。これらのサーキュレータの動作周波数範囲はそれぞれ0.5から2.4GHzおよび5から18GHzであり、両サーキュレータのアイソレーションおよび順方向挿入損はそれぞれ30dBおよび0.3dBという結果を得た。5から18GHz帯のサーキュレータについては入力電力は19dBmまで使用できる。

1. ま え が き

マイクロ波帯でのサーキュレータについてはこれまでに数多くの論文が発表されており、導波管回路、同軸線路、マイクロストリップ線路など各種の回路構成が用いられている。最近マイクロストリップ線路を用いたサーキュレータに関しては小型で広帯域特性のものが市販されている。

最近マイクロ波帯での増幅器および発振器等のMMIC化が進むにつれて、MMICの入出力側にサーキュレータが不可欠である。しかし、従来のサーキュレータにはフェライトの上に永久磁石を置いている。このサーキ

ュレータをMMICに組み込むと永久磁石の磁界がMMIC回路に及ぼす影響が大きい。それは半導体に磁界がかかるとホール効果が生じて不都合となるからである。

以上の理由からMMICにサーキュレータを組み込むならアクティブ・サーキュレータが一番好都合である。しかしアクティブ・サーキュレータには電力を必要とするが磁界の心配がない。

アクティブ・サーキュレータについては、1965年に田中¹⁾が3個のトランジスタを用いて500Hzから3MHzの低い周波数帯でサーキュレータを構成している。

著者は文献¹⁾の方式でデュアル・ゲートFET3個を用いて2GHz帯でアクティブ・サーキュレータを構成した。次に、10MHzから2.4GHzまでの増幅器および5から18GHzまでの増幅器を各々3個と電力分割器3個を用いたアクティブ・サーキュレータを考案した。これらのサーキュレータの帯域幅はそれぞれ0.5から2.4GHzおよび5から18GHzという広帯域特性になった。両サーキュレータのアイソレーションおよび順方向挿入損はそれぞれ30dBおよび0.3dBと言う結果を得た。アクティブ・サーキュレータは従来からあるフェライトを用いたサーキュレータに比べると比較にならない位広帯域特性が得られる。また1GHz帯付近ではフェライトを用いたサーキュレータは大型になつて帯域幅も狭いが、アクティブ・サーキュレータなら小型で広帯域特性のものを作ることができる。

2. アクティブ・サーキュレータの構成と実験結果

3個のデュアル・ゲートFETを用いて構成したアクティブ・サーキュレータの回路図を図1に示す。FET1からFET3まではデュアル・ゲートFETである。FET4からFET6まではシングル・ゲートFETを可変抵抗として用いた。GaAsデュアル・ゲートFETはMGF-1100で、GaAsシングル・ゲートFETは2SK273を用いた。

周波数2GHz帯でFET1からFET3までの3個のFETをシングル・ゲートFETを用いると発振を起こした。この発振を防ぐためにデュアル・ゲートFETを3個用いて発振を抑えた。

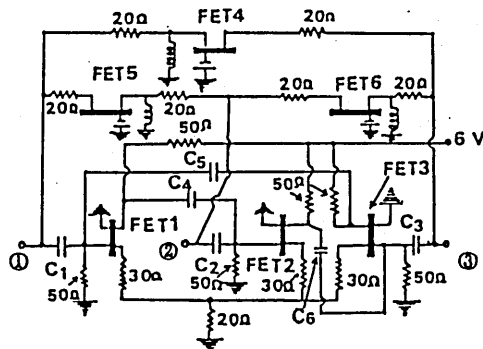


図1 デュアル・ゲートFETを用いたアクティブ・サーキュレータの回路構成

図1に示すアクティブ・サーキュレータの端子1に入射した電力は端子3に出力が得られ、端子2には出力は得られない。端子3に入射した電力は端子2に出力が得られ、端子2に入射した電力は端子1に出力が得られて端子3には出力が得られない。

FET4からFET6までの3個のシングル・ゲートFETのゲート・ソース間電圧を変化させるとFETの内部抵抗が変化する。ゲート・ソース間電圧を変化させてサーキュレータのアイソレーションの大きいところに内部抵抗をあわせた。

図1に示すアクティブ・サーキュレータを試作した写真を図2に示す。

図2に示すようにデュアル・ゲートFETの入力および出力インピーダンスの整合をとるためにFETの入出力側に $\lambda/4$ 開放伝送線を接続して整合をとった。このサーキュレータの実験は2GHz帯で行なった。図2に示すサーキュレータの周波数特性を図3に示す。図3aに示すように動作周波数範囲は1.3

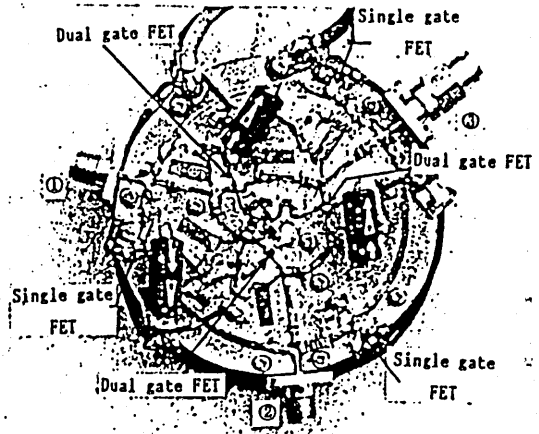


図2 図1に示すアクティブ・サーキュレータの写真

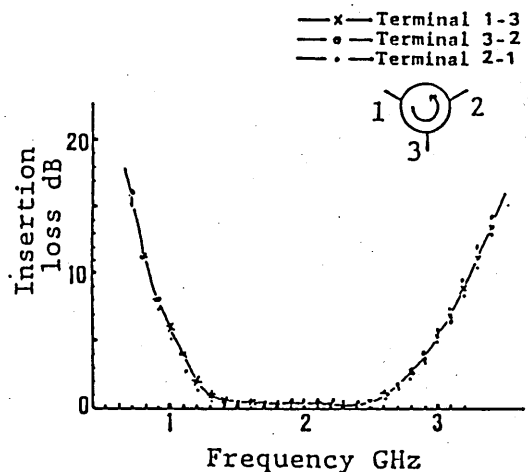


図3a 図2に示すアクティブ・サーキュレータの挿入損

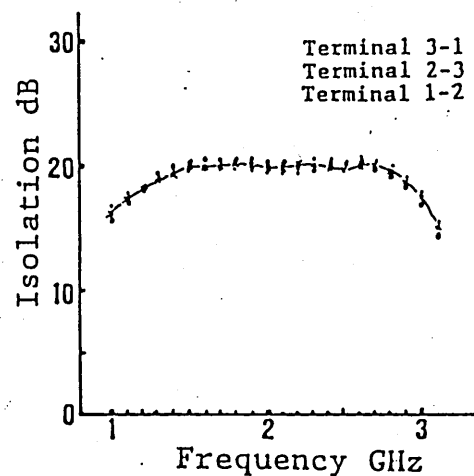


図3b アクティブ・サーキュレータのアイソレーション

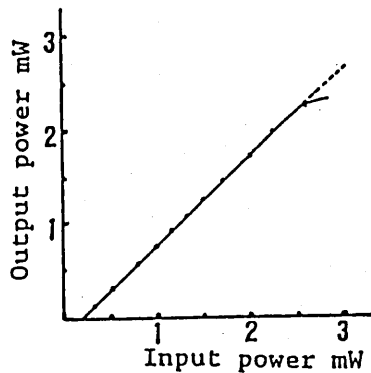


図3c アクティブ・サーキュレータの入出力電力特性

から2.6GHzまでである。順方向挿入損は0.3dBであった。デュアル・ゲートFETは同じ特性のものを3個用いたのでサーキュレータの3端口のどの端子から測定しても同じ測定値を示している。

図1に示すサーキュレータのアイソレーションは図3bに示す。図3bに示すように1.3から2.6GHzの周波数範囲ではアイソレーションは20dBを得た。

図1に示すサーキュレータの入出力特性を図3cに示す。入力電力が2.6mWの時出力電力は2.35mWであり、入力電力を2.6mW以上にすると出力電力は飽和する。このサーキュレータの最大入力電力は2.6mWである。

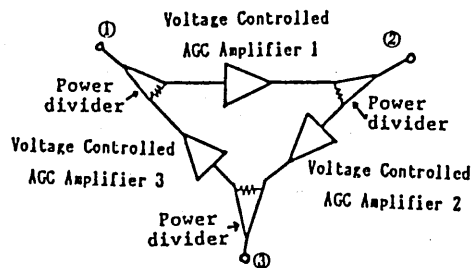


図4 アクティブ・サーキュレータの構成図

図4に示すアクティブ・サーキュレータは増幅器と電力分割器を各々3個用いて構成した。周波数範囲は0.5から2.4GHzである。増幅器はAvantek AGO-1053 AGC増幅器を3個用いた。この増幅器の周波数特性は20MHzから2.4GHzである。この増幅器の利得はAGC電圧によって調整できる。電力分割器はOmni社の製品で周波数特性は2から18GHzのものを3個用いた。

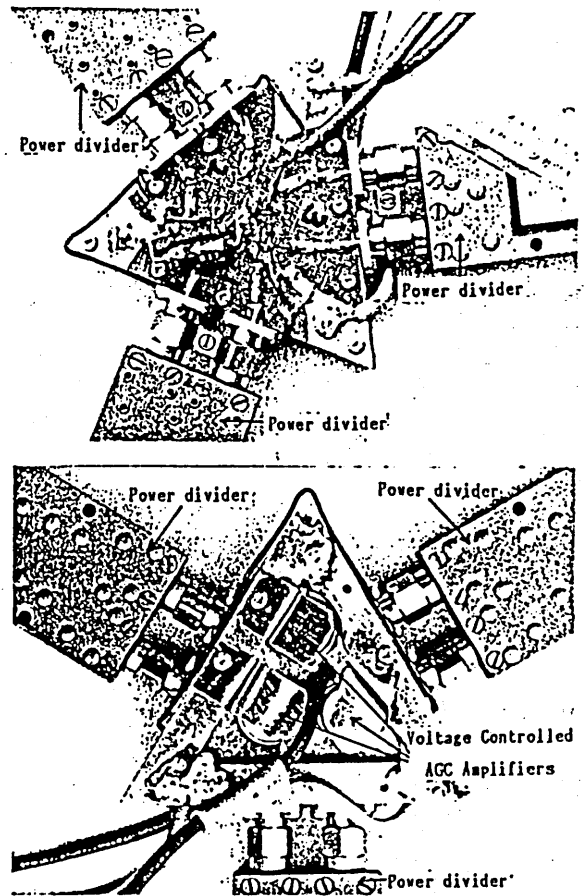


図5 図4に示すアクティブ・サーキュレータの写真

図4に示すようにサーキュレータの端子1に入射した電力は端子2に出力が得られる。端子2に入射した電力は端子3に、端子3に入射した電力は端子1に出力が得られ、端子2には電力は得られない。

図1に示すアクティブ・サーキュレータの回路構成に比べれば図4に示すサーキュレータの回路構成の方が簡単で、増幅器および電力分割器の周波数特性が広ければ広い程広帯域特性のサーキュレータが得られる。

図4に示すアクティブ・サーキュレータを試作した写真を図5に示す。

図5に示すサーキュレータの周波数特性を図6に示す。

図6に示すように動作周波数範囲は0.5から2.4GHzまでである。このサーキュレータの各端子から順方向挿入損およびアイソレーションはそれぞれ0.3dBおよび30dBであることをNetwork Analyzerの観測結果から確かめた。

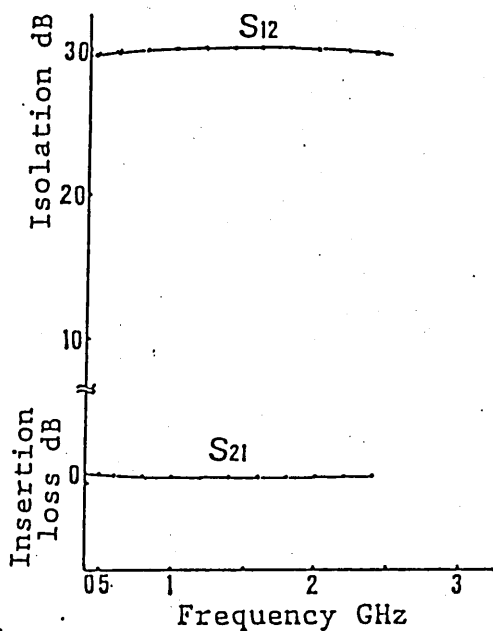


図6 図5に示すアクティブ・サーキュレータの挿入損失およびアイソレーション

このサーキュレータに増幅器を用いているにも拘らず順方向挿入損失が0.3 dBになった理由は次に述べる。

順方向挿入損失を無損失にすればこれ程理想的なサーキュレータはないわけで、図4に示すように増幅器を使用している限り、順方向挿入損失を無損失にすると発振を起こす。この発振を抑えるためにサーキュレータの順方向挿入損失を0.3 dBになるように増幅器のAGC電圧を調整した。順方向挿入損失を0.1 dBにするとサーキュレータは不安定となる。順方向挿入損失を0.2 dBにした時なんら問題はないがサーキュレータの安定な状態を考えると順方向挿入損失は0.3 dBの方が理想的であるように思われる。

電力分割器の動作周波数範囲は2-18 GHzである。この電力分割器を0.5 GHzの周波数領域で使用してもアイソレーションが20 dBから15 dBに低下するだけでアクティブ・サーキュレータに使用してもなんら問題ないことをNetwork Analyzerの観測結果から確かめた。

図5に示すアクティブ・サーキュレータの入出力特性を図7に示す。入力電力が1.3 mWの時出力電力は1.2 mWである。入力電力を1.3 mW以上にとると出力電力は飽和する。このサーキュレータに使用した増幅器の最大入力電力は1.3 mWである。

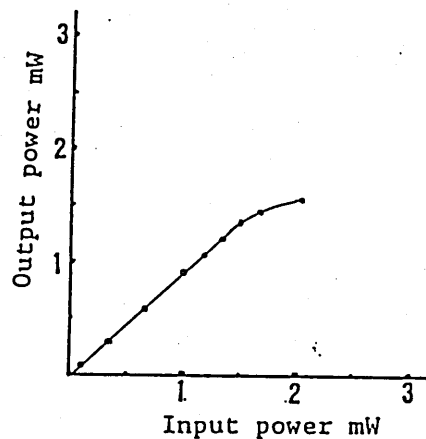


図7 図6に示すアクティブ・サーキュレータの入出力電力特性

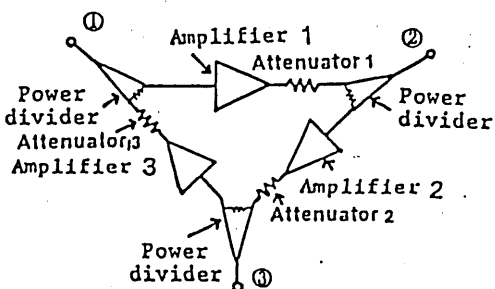


図8 アクティブ・サーキュレータの構成図

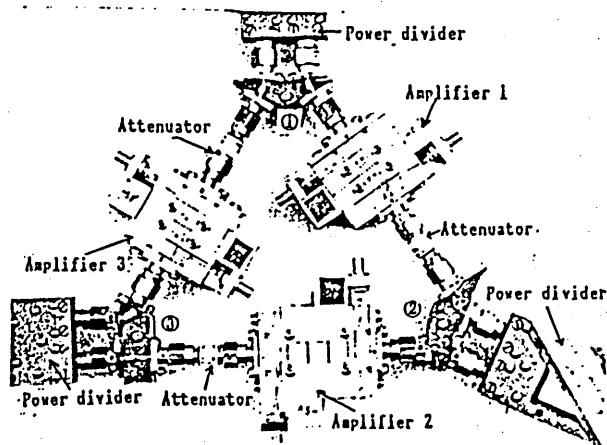


図9 図8に示すアクティブ・サーキュレータの写真

図8に示す回路構成もアクティブ・サーキュレータである。図8に示すように3個の増幅器は富士通株式会社の製品を使用した。増幅器の周波数特性は5から18 GHzである。図8に示すサーキュレータを試作

した写真を図9に示す。図8および図9にも示すように増幅器の出力側に減衰器を接続してある。この減衰器を用いなくつたら発振を起こす。この増幅器にはAGC電圧によって利得調整ができないので増幅器の出力側に減衰器が不可欠となる。それは図6に示すサーキュレータのところで詳細に述べたようにサーキュレータの順方向挿入損を0.3 dBにしてサーキュレータが安定な状態で使用できるように減衰器を接続した。

図9に示すアクティブ・サーキュレータの周波数特性を図10に示す。図10に示すように動作周波数範囲は5から18 GHzまでである。サーキュレータの各端子から順方向の挿入損およびアイソレーションの測定値はそれぞれ0.3 dBおよび30 dBであるということNetwork Analyzerの観測結果から確かめた。このサーキュレータの入出力電力特性を図11に示す。

入力電力19 dBmの時の出力電力は18.7 dBmで、入力電力を19 dBm以上になると出力電力は飽和する。このアクティブ・サーキュレータは入力電力19 dBmまで使用することができる。

入力電力の大きさによってアクティブ・サーキュレータに用いる増幅器を小信号用増幅器あるいは中電力用増幅器にすればよい。

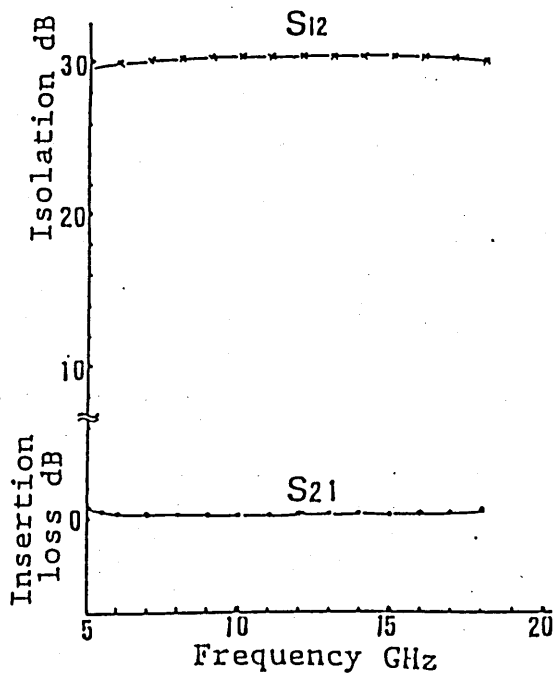


図10 図9に示すアクティブ・サーキュレータの挿入損およびアイソレーション

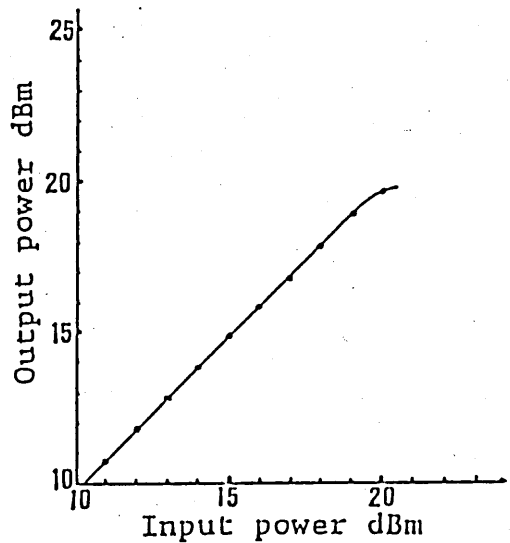


図11 図9に示すアクティブ・サーキュレータの入出力電力特性

おわりに

この論文はアクティブ・サーキュレータについて述べた。2 GHz帯のアクティブ・サーキュレータは田中の方式を用いて構成した。

著者は田中の方式より簡単で、また従来のフェライトを用いたサーキュレータで得られなかった広帯域なアクティブ・サーキュレータを考案した。そのアクティブ・サーキュレータは増幅器と電力分割器を各々3個用いて構成した。0.5から2 GHz帯の周波数でフェライトを用いたサーキュレータを作る場合は大型になり、それに伴って永久磁石も大きくなる。アクティブ・サーキュレータなら小型に作ることが出来る。

最近マイクロ波帯でMMIC化が進んでいて従来のサーキュレータを使用すると永久磁石の磁界の影響即ちホール効果が心配になるが、アクティブ・サーキュレータを用いればその心配は解消されることになる。

参考文献

- (1) S.Tanaka, N.Shimomura, and K.Ohtake, "Active Circulators-The Realization of Circulators using Transistors", PROC.IEEE, vol. 53, No. 3, PP.260-267, Mar. 1965.

輻射科学研究会資料(RS88-11)

逆解析法による光導波路の
屈折率分布の一推定法

沢 新之輔 小野 和雄 高橋 誠一郎

(愛媛大学 工学部)

昭和63年9月16日

(於 中央電気倶楽部)

1. ま え が き

光導波路の屈折率分布を推定するための一つの方法として、従来から、光導波路の伝搬モードの近傍界(Near Field Pattern, 以下ではNFPと略記する)を用いることが考えられている。そして、これに関して、いくつかの方法が既に提案されているが⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾, これらの方法では、いずれも測定した界強度分布の2階導関数を計算する必要があり、そのため、雑音の影響を受けやすいという難点があるものと思われる。そこで、従来の方法におけるこのような難点を解決するために、著者らは、最近、もう一つの新しい方法を提案し⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾, その改良と特性評価を続けている。本論文では、さきに提案した最適化法⁽⁵⁾において、最適化のためのサブルーチンとして、新たに改訂マルカート法を採用することにより、計算時間を大幅に短縮することに成功し、また、推定精度も向上したのでその結果を報告する。本文では、本手法を改めて逆解析推定法と名付け、シングルモードスラブ光導波路の場合を例にとって耐雑音性について数値シミュレーションを行う。数値シミュレーションでは、真の屈折率分布として拡散型および埋め込み型の数種類の分布型を仮定し、これらの屈折率分布から得られる光強度分布に大きさの異なる標準偏差を持つガウス雑音を加えた後、屈折率分布の推定を行う。また、2, 3の分布型については、微分処理による方法⁽⁴⁾による推定結果も示し、本手法が微分処理法に比べて耐雑音性の点で優れていることを示す。

2. 逆解析による光導波路の 屈折率分布の推定原理

本論文で提案する手法は、測定したNFPを実現するような屈折率分布を、光強度分布から逆解析的に推定する方法(逆解析推定法)である。本手法を実現するための手法としては、様々なアルゴリズムが考えられるが、本章では、逆解析法のうちの最適化法⁽⁵⁾の原理について説明する。

図1に示すようなgraded-index形スラブ光導波路を考える。基板表面から滑らかに変化する屈折率分布を同図(a)に示すように多層分割すると、このような導波路を伝搬する正規モードは多層分割法などを用いて容易に計算

することができる。同図(b)は、そのとき計算された基本TE導波モードの正規化光強度分布を示している。

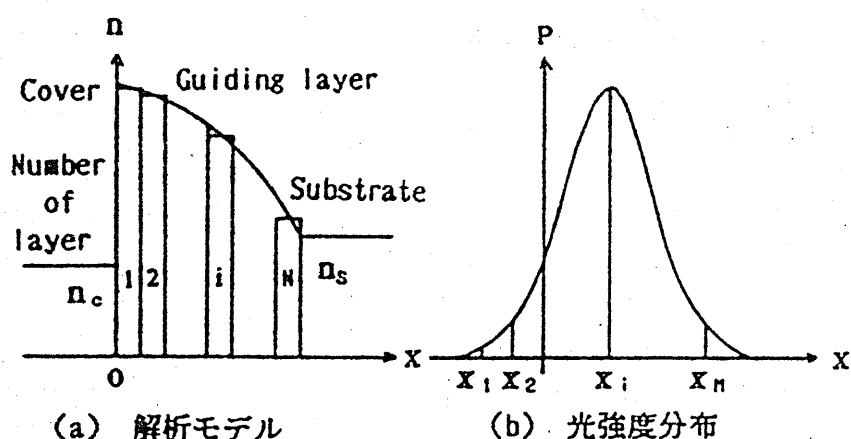


図1 スラブ導波路の解析モデルと光強度分布

まず、任意の初期屈折率分布（通常、簡単のため、step-index型分布）を仮定し、これに対応する光強度分布を計算する。次に、この光強度分布と実測した光強度分布とを比較し、両者の差が小さくなるように屈折率分布を修正する。以上の操作を両者が一致するまで繰り返す。このとき、計算した光強度分布と実測した光強度分布との一致の程度を表す評価基準として次式のようなパラメータ ε を用いることにする。

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^M |P_m(x_i) - P_c(x_i)|^2 \quad (1)$$

ここで、 $P_m(x_i)$ および $P_c(x_i)$ は、それぞれ、位置 x_i における光強度分布の実測値および計算値を表す。また、 M は図1(b)に示すように空気層、導波路層、基板層にわたる光強度分布の標本点の総数である。すなわち、 ε は光強度分布の各標本点における絶対誤差の2乗の総和を表している。

仮定した屈折率分布を修正する方法としてはいくつか考えられるが、ここでは、最適化法⁽⁵⁾を例にとって説明する。図1(a)に示すように、滑らかに変化する屈折率分布を多層構造の屈折率分布で近似する。その多層分割された各層の屈折率をそれぞれ、 $n_1, n_2, \dots, n_1, \dots, n_N$ とし、これらを成分に持つベクトル $N = (n_1, n_2, \dots, n_N)$ を考える。光強度分布は屈折率分布の関数である⁽³⁾から、 ε も屈折率分布の関数であり、 $\varepsilon(N)$ と考えることができる。このとき、 ε が最小となるように屈折率分布を修正するという操作は、目的関数 $\varepsilon(N)$ を最小にする N を求めるという、いわゆる最適化問題に帰着させることができる⁽⁹⁾。すなわち、 ε の極小値を与えるベクトル N を求めてやれば、屈折率分布の推定ができることになる。このような多変数関数の極小化問題を解く方法は、数多くあり、本論文では、改訂マルカート法を用いている。改訂マルカート法は、 ε を残差の2乗和と考えて最小2乗法を用いて解く方法である。この種の問題を解くFORTRANサブルーチンは、通常、大型計算機センター等において科学計算用サブルーチン⁽¹⁰⁾として常備されており、これを利用すれば簡単に求めることができる。

3. ノイズを含む光強度分布からの 屈折率分布の推定結果

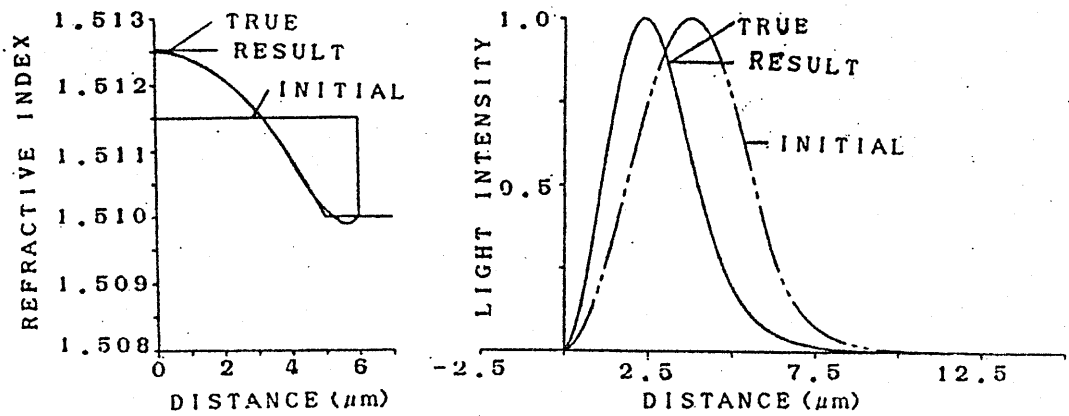
前章で述べた手法を用いて、TE基本モードの正規化光強度分布から屈折率分布を推定した結果を示す。真の屈折率分布として、2乗型、ガウス型、直線型およびステップ型の分布を仮定した。さらに、これらを拡散型と埋め込み型に分けて、それぞれの分布形状について屈折率分布の推定を行った。さらに、補誤差関数で表されるような拡散型分布についても検討した。ここで、拡散型とは、基板表面から単調に減少する分布であり、埋め込み型とは、導波路層のほぼ中央から両側に単調に減少する分布である。

3.1 拡散型屈折率分布の場合

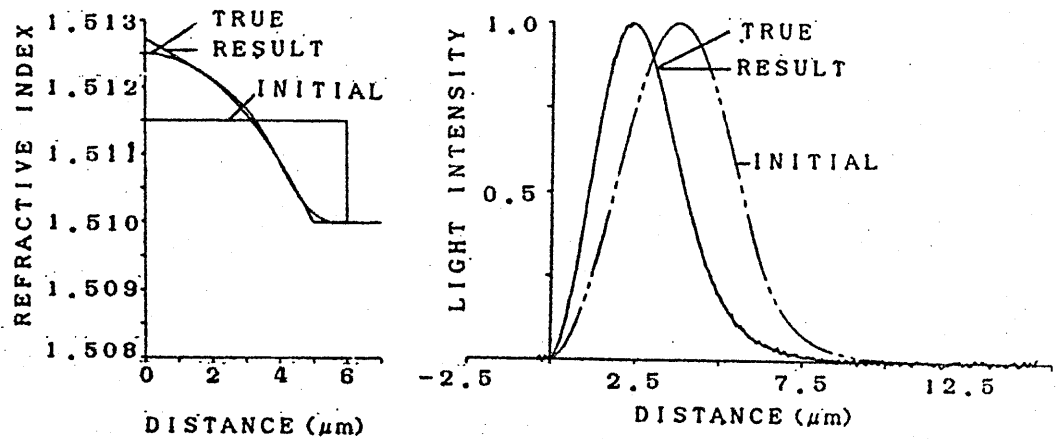
真の屈折率分布は、最大屈折率を1.5125、導波路層幅を $5\mu\text{m}$ とした。ただし、補誤差関数の場合、表面屈折率は1.515とした。また、カバー層に空気、

基板層にガラスを想定した。その屈折率はそれぞれ、1.0, および1.51とした。数値計算の都合上、滑らかに屈折率に変化する導波路層を、等間隔に200分割したステップ型分布に置き換え、これを真の屈折率分布とした。測定した光強度分布は、真の屈折率分布から多層分割法によって得られた正規化光強度分布に、ガウス雑音を加えたものとした。ガウス雑音は、平均値が0で、標準偏差SD (Standard Deviation) が0, 5.0×10^{-3} , および 2.0×10^{-2} の場合を仮定した。光強度分布の標本点の数は、空気層、導波路層(幅 $5 \mu\text{m}$)、および基板層において、それぞれ5, 67および128個とし、各標本点の間隔を $0.075 \mu\text{m}$ とした。光源として、He-Neレーザー(波長 $0.6328 \mu\text{m}$)を想定した。仮定する初期分布として、導波路層幅 $6 \mu\text{m}$, 屈折率1.5115のステップ型分布を与えた。導波路層の分割数は、光強度分布に雑音が含まれる場合には、できるだけ少ない方が雑音の影響を軽減できる。そこで、概形が推定できる程度の分割数として6を選んだ。

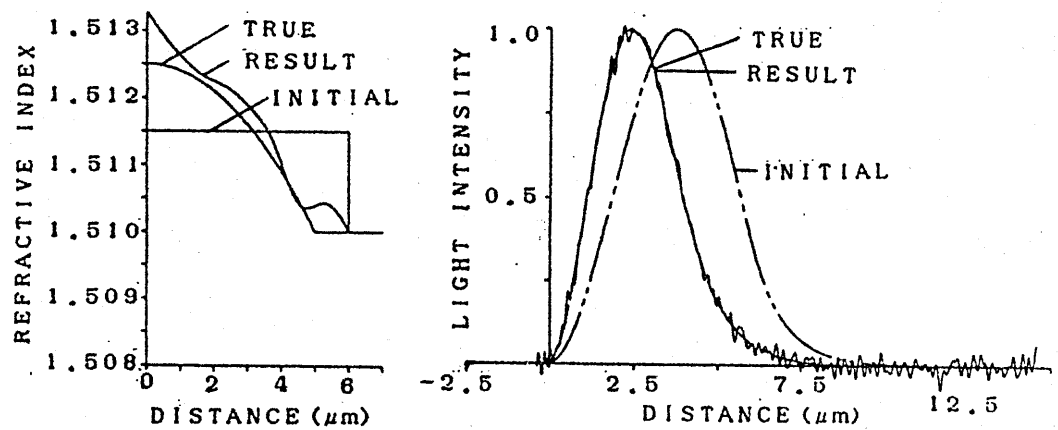
図2から6に2乗型、ガウス型、直線型、ステップ型、および補誤差関数型の分布に対する推定結果を示す。同図(a)に屈折率分布を、(b)には光強度分布を示した。逆解析法を用いる場合には、光強度分布に対して平滑化を行う必要がなかった。したがって、以後の推定結果は、すべて平滑化を行わないことにする。なお、推定結果は滑らかな屈折率分布形になるように、各層の屈折率を用いて準エルミート補間を行ってある。補間に用いる節点の位置は各層の中心点とし、基板層と導波路層の境界点の屈折率を1.51として、7点を用いて補間した。図より、いずれの分布も基板表面付近と、実際には基板層と推定されるべき部分、即ち、深さ $5 \mu\text{m}$ から $6 \mu\text{m}$ にかけての部分で推定精度が悪くなっていることがわかる。これは、ガウス雑音が光強度分布全体に均等に加えられているため、光強度の強い領域に比べ、弱い領域では雑音は相対的に大きくなる。その結果、光強度の強い部分では、その推定結果に与える影響が小さく、光強度の弱い部分では大きくなるためであると思われる。光強度分布は屈折率分布の関数であるので、光強度分布に加わる雑音が大きいところでは、屈折率分布の推定精度も悪くなると考えられる。しかし、図2から6の数値シミュレーション結果からは、ガウス雑音の標準偏



(i) $SD=0$ の場合



(ii) $SD=5.0 \times 10^{-3}$ の場合

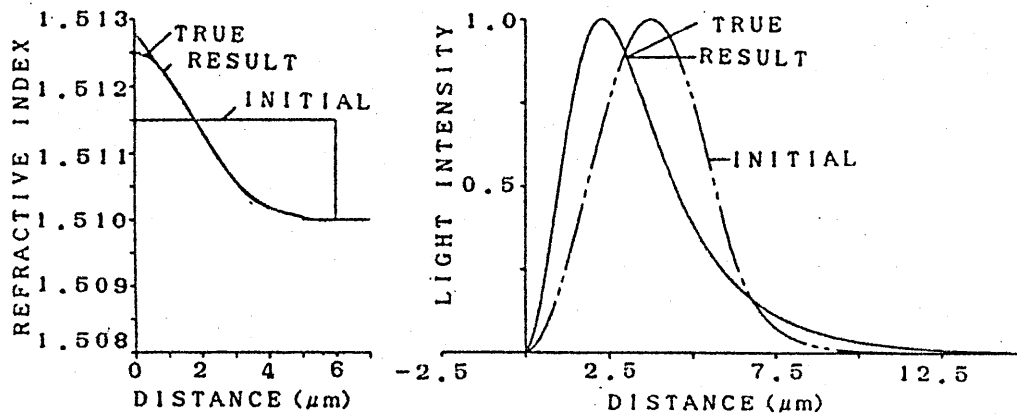


(iii) $SD=2.0 \times 10^{-2}$ の場合

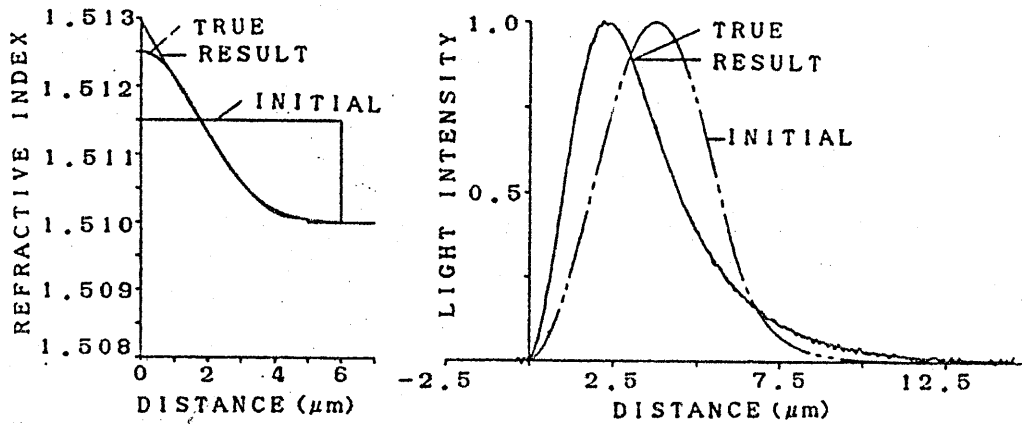
(a) 屈折率分布

(b) 光強度分布

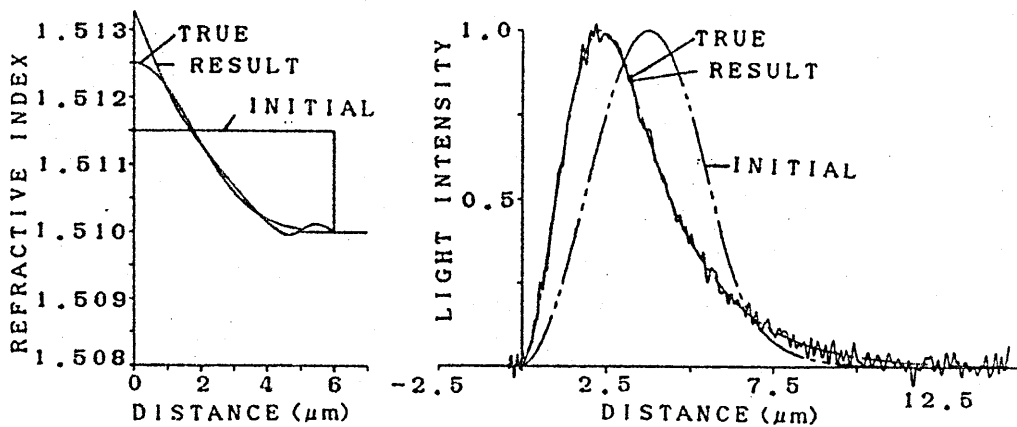
図2 2乗型屈折率分布に対する推定結果(拡散型)



(I) $SD=0$ の場合



(II) $SD=5.0 \times 10^{-2}$ の場合

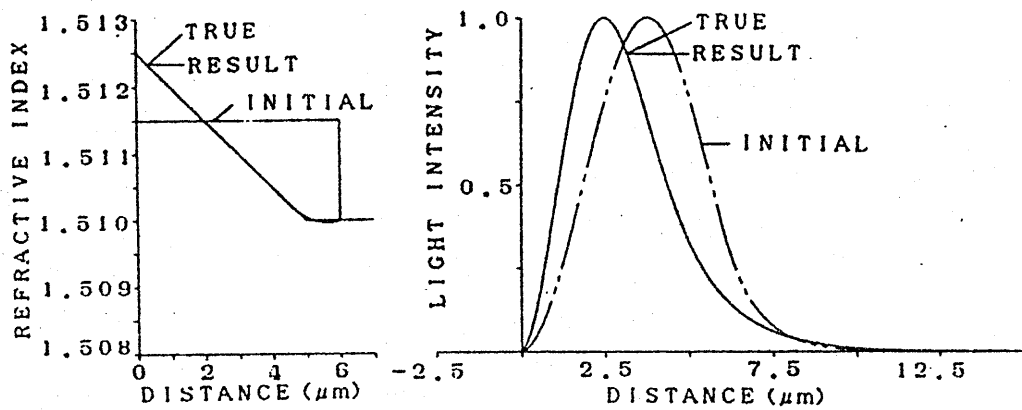


(III) $SD=2.0 \times 10^{-2}$ の場合

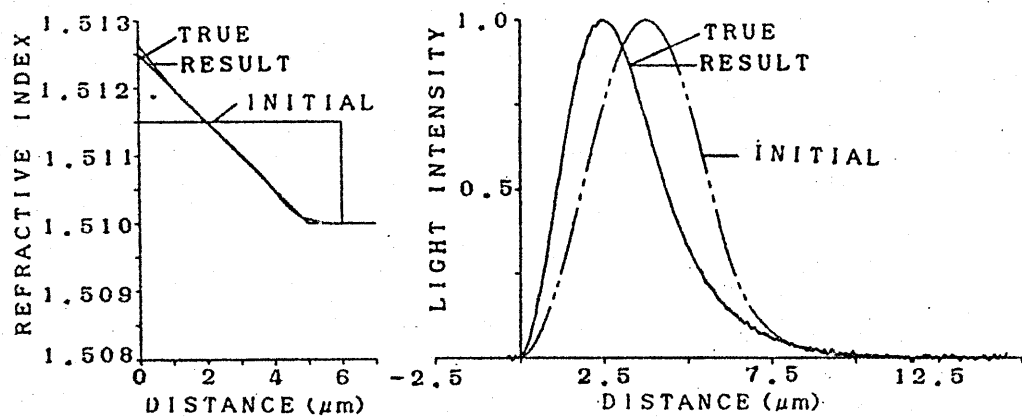
(a) 屈折率分布

(b) 光強度分布

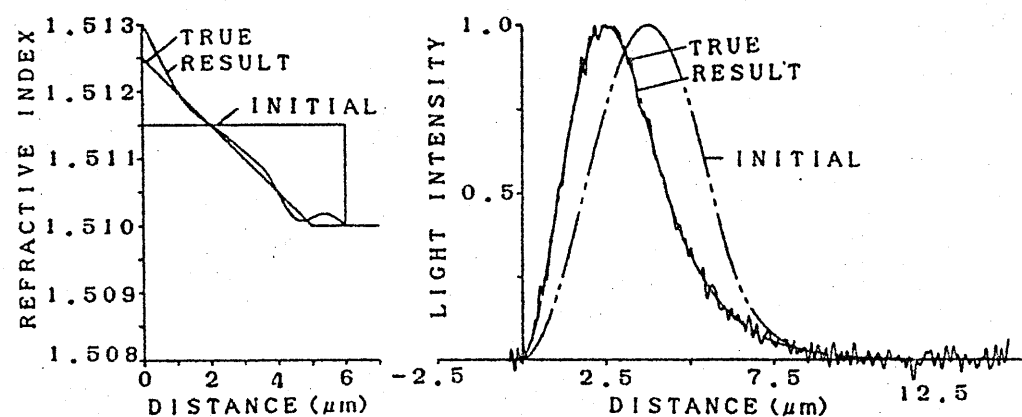
図3 ガウス型屈折率分布に対する推定結果(拡散型)



(i) $SD=0$ の場合



(ii) $SD=5.0 \times 10^{-3}$ の場合

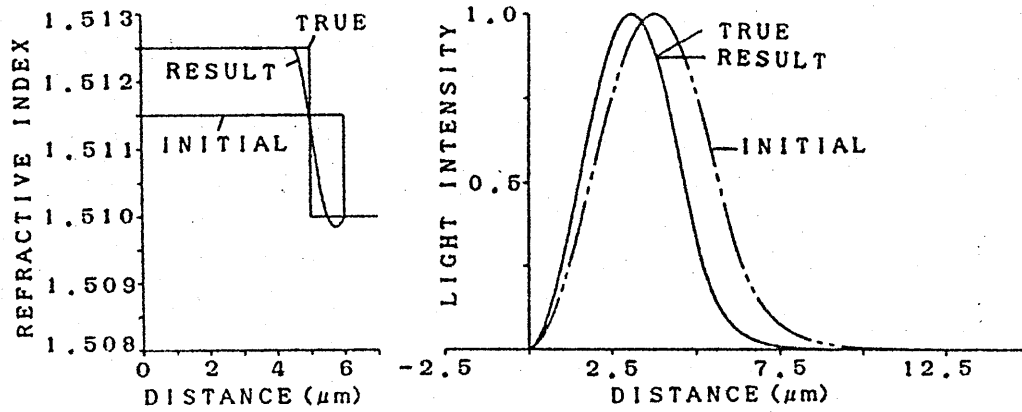


(iii) $SD=2.0 \times 10^{-2}$ の場合

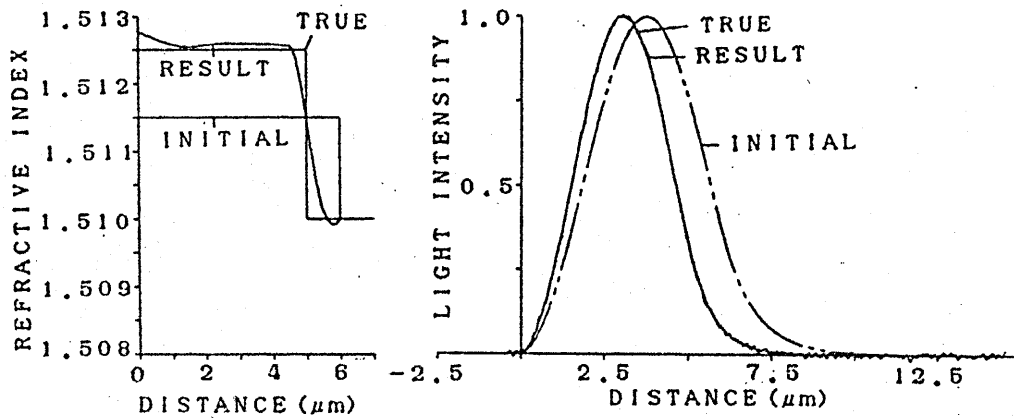
(a) 屈折率分布

(b) 光強度分布

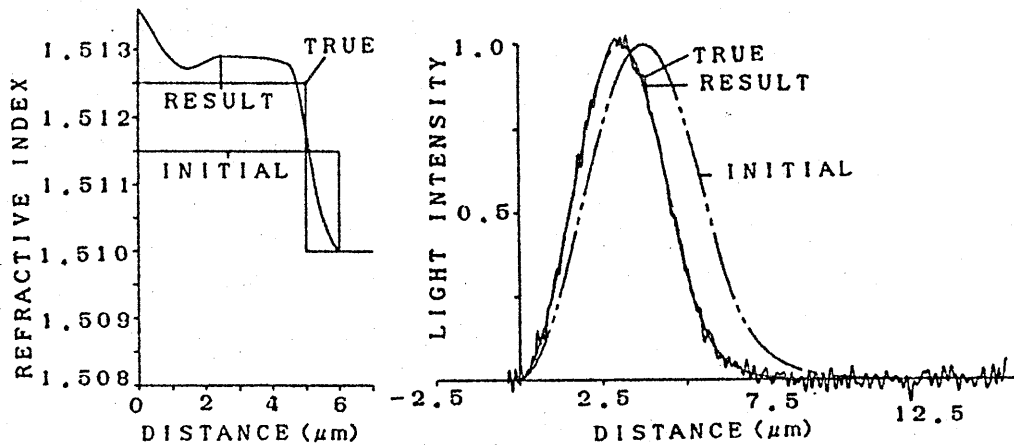
図4 直線型屈折率分布に対する推定結果(拡散型)



(i) $SD=0$ の場合



(ii) $SD=5.0 \times 10^{-2}$ の場合

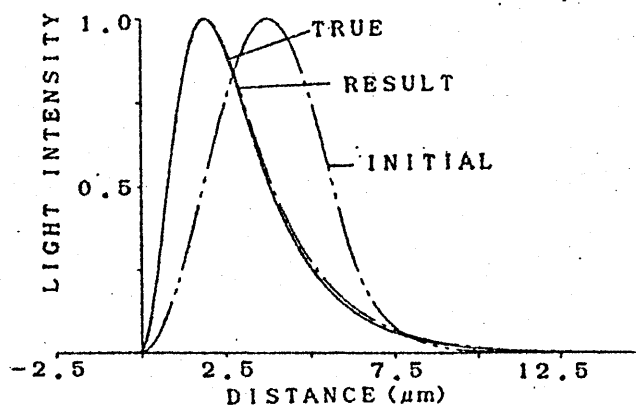
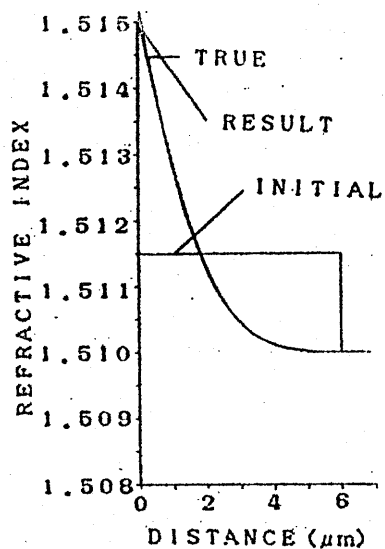


(iii) $SD=2.0 \times 10^{-2}$ の場合

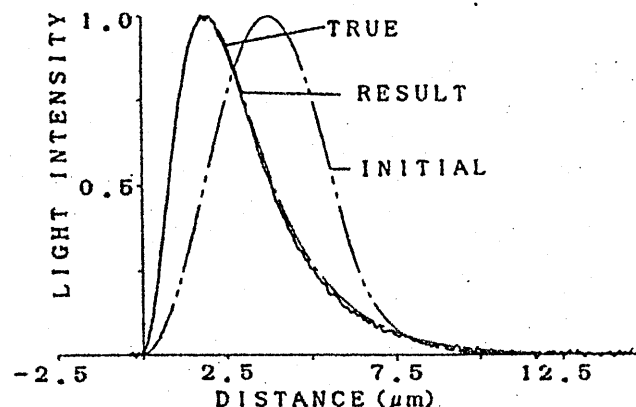
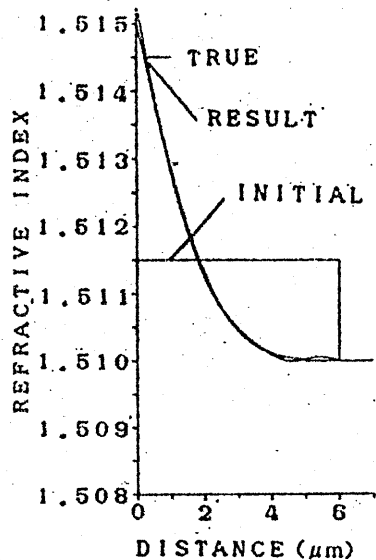
(a) 屈折率分布

(b) 光強度分布

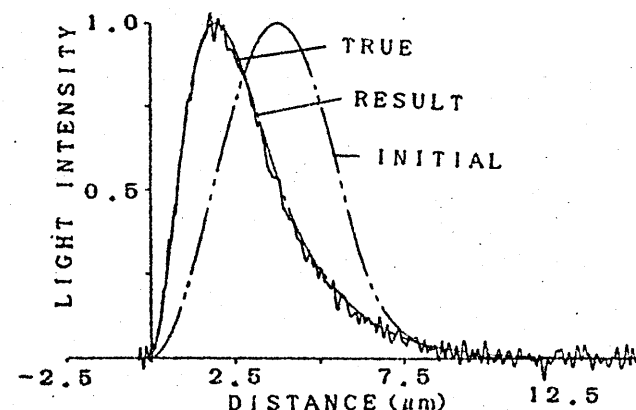
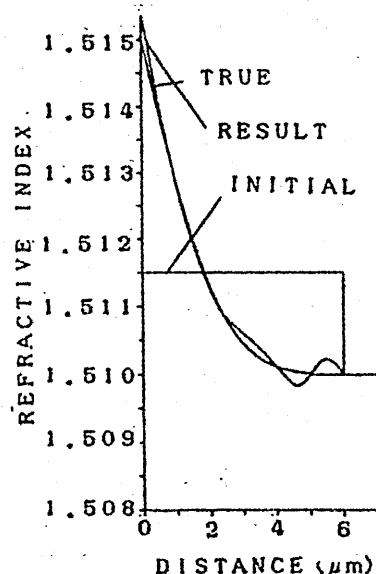
図5 ステップ型屈折率分布に対する推定結果(拡散型)



(i) $SD=0$ の場合



(ii) $SD=5.0 \times 10^{-3}$ の場合



(iii) $SD=2.0 \times 10^{-2}$ の場合

(b) 光強度分布

(a) 屈折率分布

図6 補誤差関数型屈折率分布に対する推定結果 (拡散型)

表 1 推定結果

分布型		等価屈折率誤差	評価基準
拡散型	2乗型	8.2532×10^{-2}	7.7880×10^{-2}
	ガウス型	3.9631×10^{-2}	7.7880×10^{-2}
	直線型	1.6931×10^{-2}	7.7742×10^{-2}
	ステップ型	7.4268×10^{-1} 1.4674	7.8762×10^{-2}
	補誤差関数型	2.1193×10^{-3} 7.4268	9.9452×10^{-2}
埋込型	直線型	7.8260×10^{-2}	8.0840×10^{-2}
	ステップ型	3.0351×10^{-1}	8.0995×10^{-2}

理論上の評価基準値 = 8.2103×10^{-2}

表 2 等価屈折率の推定結果と光強度分布の評価基準(埋め込み型)

分布型	標準偏差	等価屈折率誤差		評価基準
		逆解析法	微分処理法	
2乗型	0.0×10^{-3}	-1.6419×10^{-2}	-8.5620×10^{-4}	1.9141×10^{-2}
	5.0×10^{-3}	1.5531×10^{-2}	-1.3744×10^{-2}	6.8639×10^{-2}
	2.0×10^{-2}	1.2439×10^{-1}	-4.8072×10^{-1}	8.0214×10^{-2}
ガウス型	0.0×10^{-3}	1.8050×10^{-2}	-3.8477×10^{-3}	6.9985×10^{-2}
	5.0×10^{-3}	3.8224×10^{-2}	-4.5824×10^{-2}	9.4428×10^{-2}
	2.0×10^{-2}	1.0214×10^{-1}	-1.7601×10^{-1}	8.2900×10^{-2}

等価屈折率誤差 = (推定した等価屈折率 - 真の等価屈折率) / 最大屈折率差

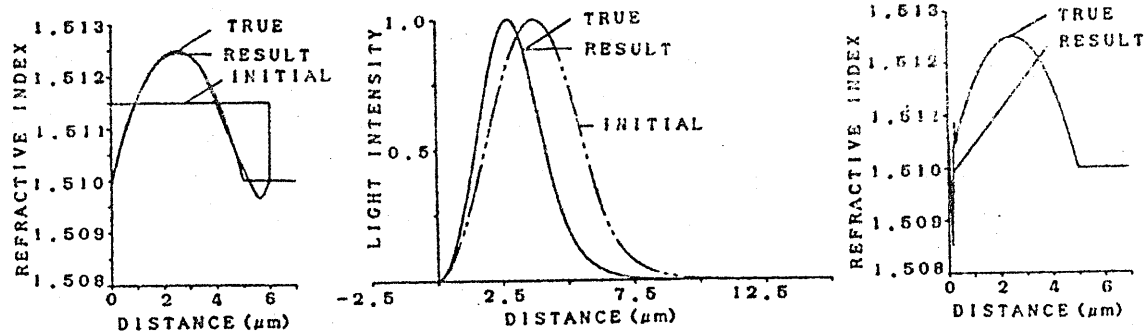
差が 5.0×10^{-3} 程度なら、実用上十分な精度で推定できると思われる。

ガウス型、直線型および補誤差関数型の屈折率分布形状に関しては、標準偏差が 2.0×10^{-2} の場合でも、比較的真的屈折率分布に近い推定結果が得られている。これは、屈折率の変化を仮定したステップ型の分布で、精度よく近似できるためであると思われる。しかし、最適化する際の分割数が少ないので、補間後のこれらの分布の推定結果は良く似た形になっている。ステップ型の屈折率分布の場合では、全体的に屈折率が高く推定されているが、屈折率が一定の部分が形成されているのはわかる。また、導波路層と基板層との境界部での屈折率の変化が非常に大きいので、補間を行うことにより、最適化後の屈折率分布からのずれが大きくなってしまう。したがって、ステップ型の場合は、補間をしない方がよいと思われる。

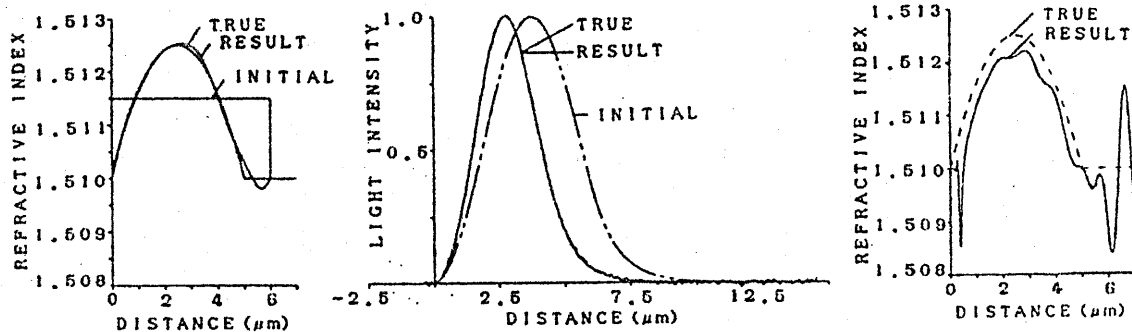
拡散型の場合、補間後の等価屈折率誤差 $\Delta n_e = (n_{e,t} - n_{e,s}) / (n_1 - n_s)$ は、ステップ型の屈折率分布が最も大きく、^{補誤差関数}ガウス型の屈折率分布が最も小さかった。ここで、 $n_{e,t}$ および $n_{e,s}$ は真的屈折率分布および推定した屈折率分布の等価屈折率であり、 n_1 は表面屈折率である。表1にそれぞれの分布の標準偏差 2.0×10^{-2} の場合の推定誤差を示す。なお、これ以外にも雑音の標準偏差SDを $0, 1.0 \times 10^{-3}, 2.0 \times 10^{-3}, 5.0 \times 10^{-3}$, および 1.0×10^{-2} として数値シミュレーションを行ったが、表4の場合と同様に補誤差関数型、直線型、ガウス型、2乗型、ステップ型の分布の順に推定精度は劣化していた。

3.2 埋め込み型屈折率分布の場合

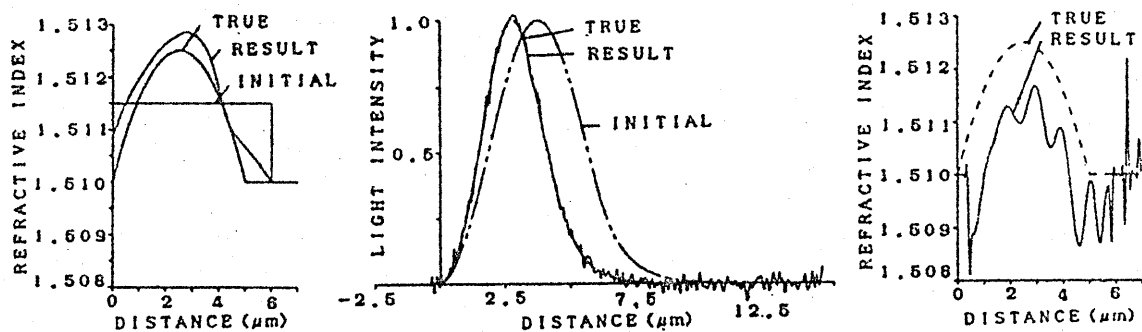
次に埋め込み型の2乗型、およびガウス型の屈折率分布の場合の推定結果を図7、8および表2に示す。真的屈折率分布は、最大屈折率1.5125、導波路層幅 $5 \mu\text{m}$ とした。分布形は左右対称とし、最大屈折率をとる位置は深さ $2.5 \mu\text{m}$ とした。また、初期分布は、拡散型の場合と同様、屈折率1.5115、導波路層幅 $6 \mu\text{m}$ のステップ型分布とした。推定結果は拡散型の場合と同様に準エルミート補間を用いて示してあるが、この場合、基板表面の屈折率も1.51として、8点を用いて補間してある。また、同図(c)に微分処理法による屈折率分布の推定結果も示した。微分処理法の場合は、雑音の含まれている



(i) $SD=0$ の場合



(ii) $SD=5.0 \times 10^{-3}$ の場合



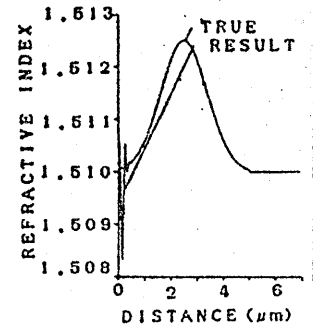
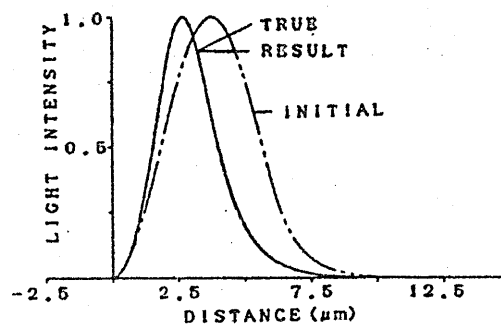
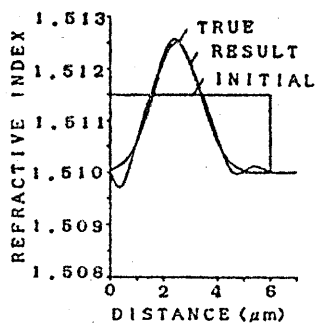
(iii) $SD=2.0 \times 10^{-2}$ の場合

(a) 屈折率分布

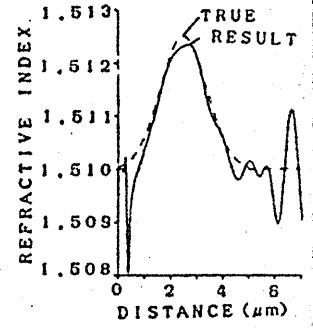
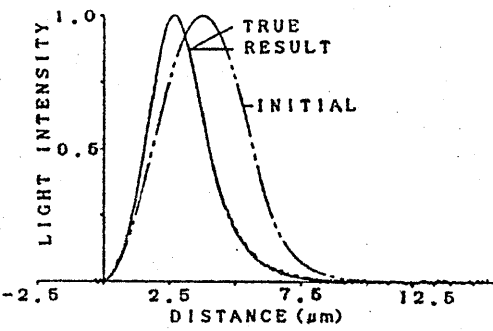
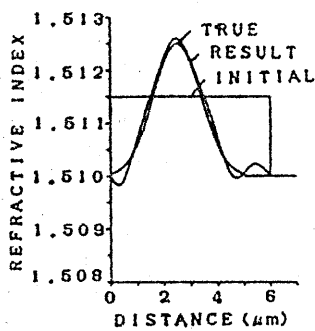
(b) 光強度分布

(c) 微分処理による結果

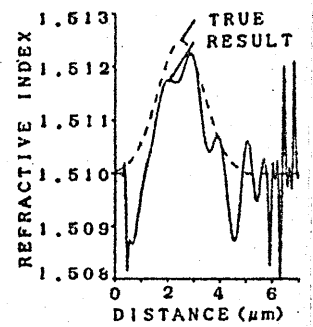
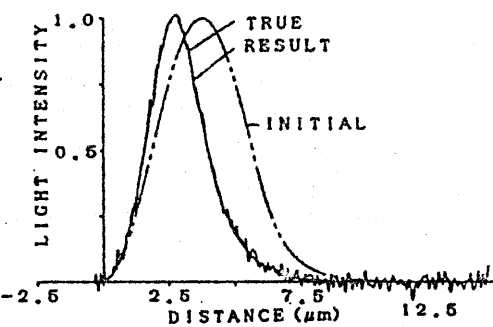
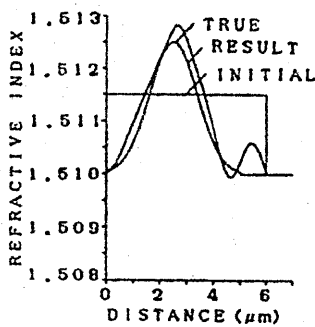
図7 2乗型屈折率分布に対する推定結果(埋め込み型)



(i) $SD=0$ の場合



(ii) $SD=5.0 \times 10^{-3}$ の場合



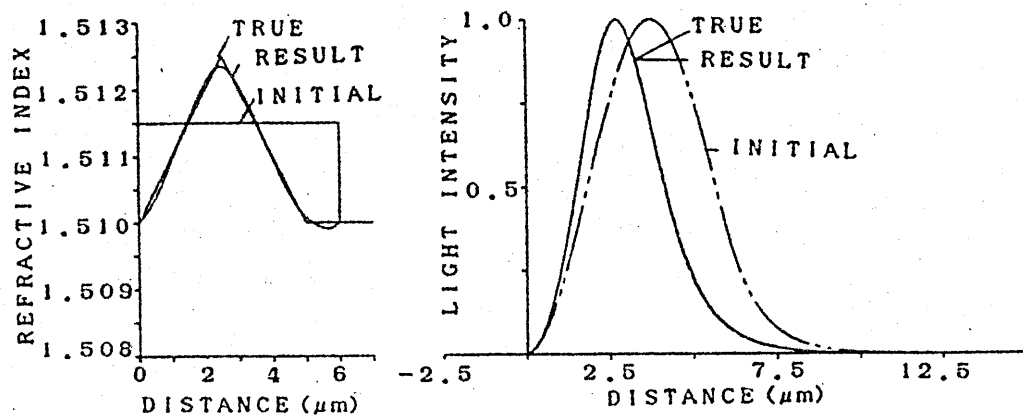
(iii) $SD=2.0 \times 10^{-2}$ の場合

(a) 屈折率分布

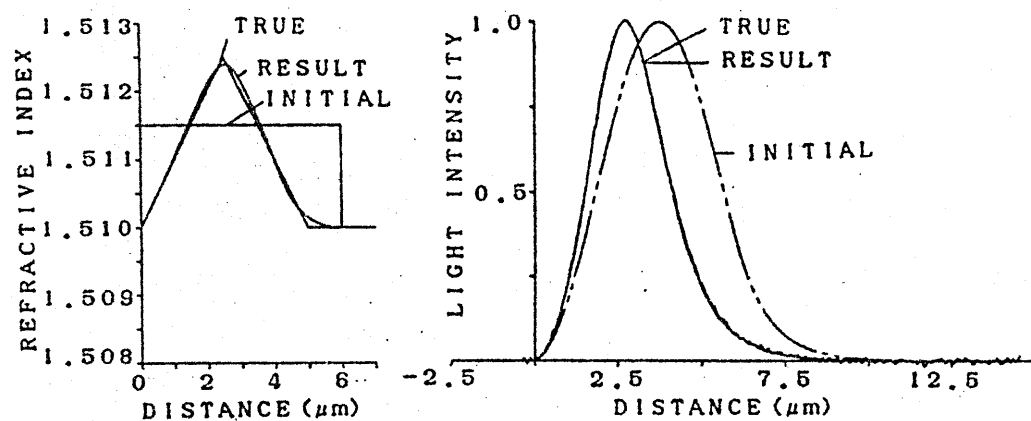
(b) 光強度分布

(c) 微分処理による結果

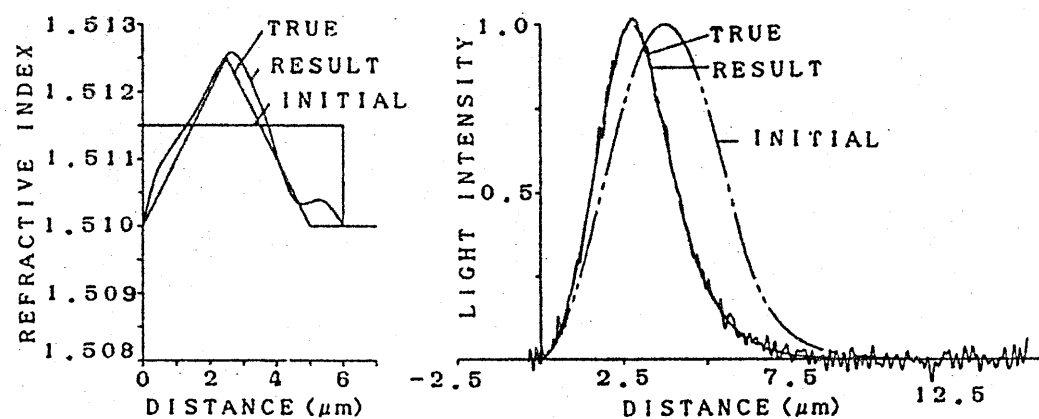
図8 ガウス型屈折率分布に対する推定結果(埋め込み型)



(i) $SD=0$ の場合



(ii) $SD=5.0 \times 10^{-3}$ の場合

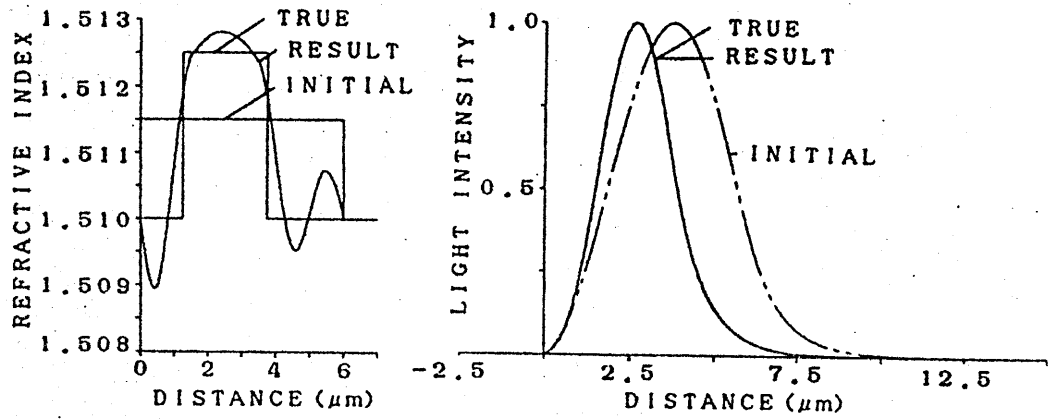


(iii) $SD=2.0 \times 10^{-2}$ の場合

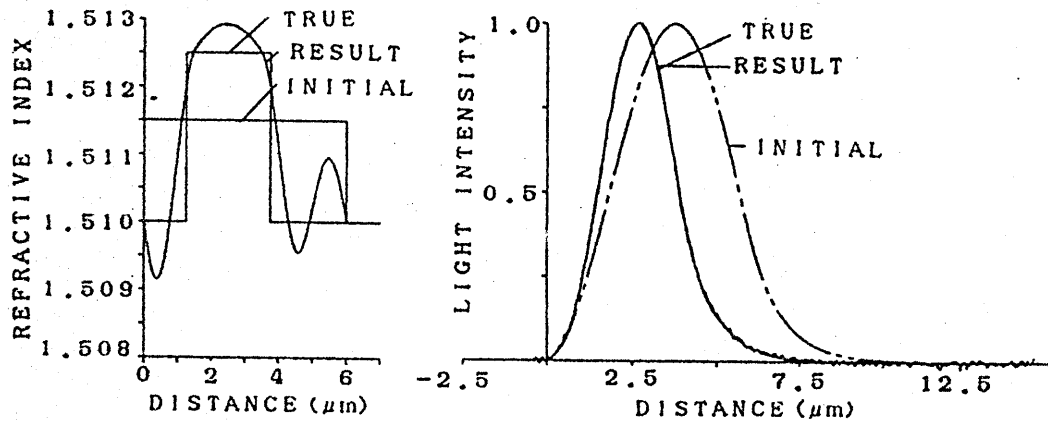
(a) 屈折率分布

(b) 光強度分布

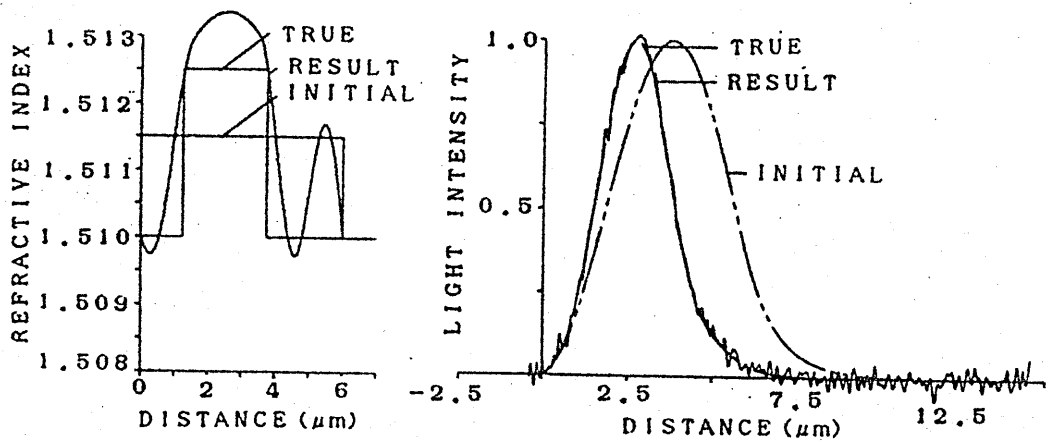
図9 直線型屈折率分布に対する推定結果(埋め込み型)



(I) $SD=0$ の場合



(II) $SD=5.0 \times 10^{-3}$ の場合



(III) $SD=2.0 \times 10^{-2}$ の場合

(a) 屈折率分布

(b) 光強度分布

図10 ステップ型屈折率分布に対する推定結果(埋め込み型)

光強度分布に対して、局所的な最小2乗近似による平滑化を5回行った後の光強度分布を用いている。逆解析法による結果から、埋め込み型の場合は、拡散型の場合に比べ、雑音の影響を受けやすいように思われる。例えば、屈折率は全体的に真の分布よりも高い値を持つように推定されている。また、埋め込み型の場合でも拡散型の場合と同様に、実際には基板と推定されるべき部分で推定誤差が大きくなっている。しかし、本解析法によって雑音を含む光強度分布からでも、概形を知るためには十分な精度で屈折率分布が推定可能であると考えられる。微分処理法では、雑音がない場合は極めて精度良く推定できるが、雑音が大きくなるにつれて、その精度は急速に低下している。これに対して、逆解析法では、微分処理法ほどには雑音の影響を受けていない。また、いずれの手法を用いても、ガウス型の屈折率分布の方が2乗型の場合よりも精度よく推定されていることがわかる。

図9および10に直線型およびステップ型の埋め込み型の屈折率分布推定結果を示す。また、表1に直線型およびステップ型の場合の推定誤差を示す。直線型の場合は、雑音が大きくても、比較的真的分布に近い分布形状を推定することができる。しかし、ステップ型の分布のように屈折率の変化が大きい場合には、分割数が少ないため、推定精度が著しく低下していることがわかる。この理由は、最適化する際に仮定する初期分布は、各層が $1\mu\text{m}$ であるのに対して、真の屈折率分布の基板表面から導波領域までの距離が $1.25\mu\text{m}$ であるため、初期分布を用いて、真の屈折率分布を精度良く近似できないためであると思われる。

ステップ型の分布の場合に、アルゴリズムを変更せずに屈折率分布の推定精度を向上させる方法としては、最適化の分割数を増やすという方法が考えられる。ただし、この場合には、雑音が全くない場合でも基板表面付近で、基板の屈折率よりも小さい屈折率を推定してしまうことがわかった。このような難点を解決するためには、導波路層を多層分割して最適化する際に、各層の幅を不等間隔にし、各層の幅も変数として最適化すれば、図4に示したもののよりも良い結果が得られる。分割数3として、雑音の標準偏差 5.0×10^{-3} の場合に最適化した結果を図11に示す。このときの理論上の評価基準は、

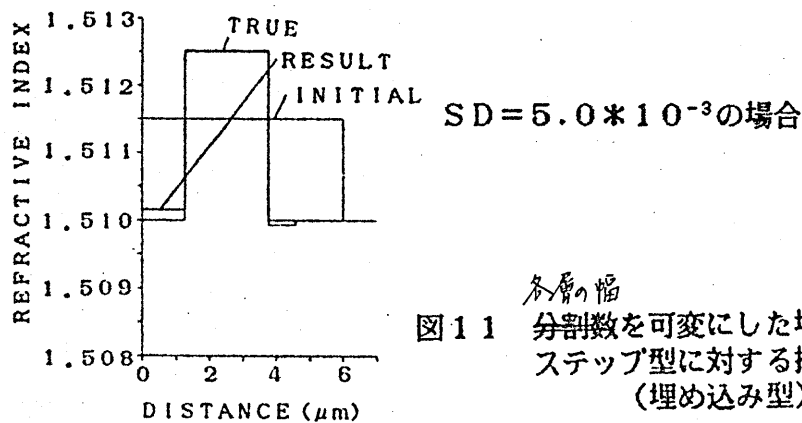


図 11 各層の幅
分割数を可変にした場合の
ステップ型に対する推定結果
(埋め込み型)

5.1314×10^{-3} である。等価屈折率の推定誤差は 3.6930×10^{-3} であり、評価基準は 4.9006×10^{-3} であった。

埋め込み型の場合も拡散型と同様に、推定精度は直線型、ガウス型、2乗型、ステップ型の順に劣化した。

4. あとがき

本論文では、逆解析法の耐雑音性について、数種類の屈折率分布の場合を例にとって検討した。その結果、光強度分布に雑音が含まれている場合にも、簡単なステップ状の初期分布を与えるだけで、本手法を用いて精度良く推定できることがわかった。また、雑音を含む光強度分布から屈折率分布を推定する場合、本手法は微分処理法に比べて推定精度がよいことを示した。本手法は、数値シミュレーションにおいて、雑音の大きさが本文中で用いた程度であれば、実測した光強度分布に対して、平滑化などの処理を行う必要がなかった。この点においても微分処理法より優れていると思われる。しかし、逆解析法は微分処理法に比べれば、まだ、計算時間が多くかかっており、この点が今後の課題となるであろう。

本手法を実際の光導波路に対して適用した場合の有用性については、現在検討中である。

文献

- (1) G.Coopra, P.Di Vita and U.Rossi: "Characterisation of single-mode fibers by near-field measurement", Electron.Lett., 19, 8, pp.293-294 (April 1983).
- (2) K.Morishita: "Index Profiling of $\sqrt{R}$ ree-Dimensional Optical Waveguides by the Propagation-Mode Near-Field Method" IEEE J.Light Wave Technol., LT-4, 8, pp.1120-1124 (Aug.1986)
- (3) K.Morishita: "Refractive-index-profile determination of single-mode optical fibers by a propagation-mode near-field scanning technique", IEEE J.Light Wave Technol., LT-1, 3, pp.445-449 (Sept.1983).
- (4) K.Morishita: "Measurement of refractive-index profile of single-mode optical fibers by the propagation-mode near-field method", IEEE J.Light Wave Technol., LT-3, 2, pp.244-247 (April 1985).
- (5) 沢, 小野, 乗松, 掛水: "光導波路の伝搬モードの近傍界を用いた屈折率分布の計算機推定法", 信学論(C), Vol.171-C, No.2, pp.229-237 (昭63-02).
- (6) 沢, 小野, 乗松: "光導波路の屈折率分布の一推定法", 電磁界理論研究会資料, EMT-87-132 (昭62-12).
- (7) 沢, 小野, 乗松: 昭和62年電気関係学会四国支部連合大会 通信部門.
- (8) 沢, 小野, 高橋: 昭和63年電気関係学会四国支部連合大会 通信部門 (掲載予定).
- (9) G.E.Forsythe, M.A.Malcolm, C.B.Moler 著 森正武 訳: "計算機のための数値計算法", 第8章, 科学技術出版社 (昭53).
- (10) "FACOM FORTRAN SSL II 使用手引書", pp.403-406, 富士通 (昭55) など.

光照射超伝導体のジョゼフソン効果

Optically Induced Josephson Effect

土屋 英昭
Hideaki Tsuchiya

三好 旦六
Tanroku Miyoshi

神戸大学工学部電子工学科
Faculty of Engineering, Kobe University

1、はじめに

Pb, Al などの超伝導体に準粒子を注入して非平衡状態をつくと、超伝導体中のエネルギーギャップが小さくなることが知られている。ジョゼフソン効果は、二つの超伝導体が弱く結合している場合に生じるが、局部的に準粒子を注入すると、上記の性質によりこのような状態を作り出すことができる。準粒子の注入方法としては、トンネル接合を利用した直接注入やフォノンを介しての注入、光照射による注入などが考えられている⁽¹⁾。このうち、本稿で取り上げる光照射を利用した注入方法は、照射位置を比較的自由に選ぶことができる上に、照射条件によってジョゼフソン臨界電流を制御できるなどの特徴を有していることから、将来の光デバイスとしての発展が考えられる。

本稿では、超伝導体に光を照射したときの準粒子及びエネルギーギャップ分布を求め、光照射によるジョゼフソン効果の可能性を検討する⁽⁶⁾。さらに、照射条件によってジョゼフソン臨界電流が制御できることも明らかにする。

2、準粒子及びエネルギーギャップ分布

図1に示す幅 W 、厚さ d の超伝導薄膜に光を局部的に照射する場合を考える。斜線部が光を照射している領域を表している。光は長さ L の範囲を照射し、準粒子を均一に励起すると仮定する。また、準粒子を厚み方向に一様に分布させるために、膜厚 d は光の侵入長（～数百Å）以下にする。いま、エネルギーギャップ Δ に比べ極めて大きいエネルギーをもつ光を照射すると、超伝導体中のクーパーペアが壊され準粒子数が増加する。光励起された準粒子は大きいエネルギーをもち、エネルギーギャップ付近のエネルギーまで緩和してくる過程で相互作用を通じてたくさんの準粒子及びフォノンを励起する。しかし、この過程に要する時間は、Pb の場合約 1 ps と報告されているので⁽²⁾、以下の議論では、準粒子及びフォノンの初期生成時間は無視することにする。

図1のように光を照射した場合、励起された準粒子は薄膜の長さ方向に拡散によって広がっていく。準粒子密度 N_q と 2Δ 以上のエネルギーをもつフォノン密度 N_p に関する Rothwarf-Taylor レート方程式は、準粒子の拡散を考慮すると次式で表される⁽³⁾。

$$\frac{\partial N_q}{\partial t} = I_q(x) - RN_q^2 + \frac{2N_p}{\tau_b} + D \frac{\partial^2 N_q}{\partial x^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} = I_p(x) + \frac{RN_q^2}{2} - \frac{N_p}{\tau_b} - \frac{N_p - N_{pT}}{\tau_\gamma} \quad (2)$$

ここで I_q 、 I_p はそれぞれ初期生成過程に励起される準粒子及びフォノンの生成率である。2eV のフォトンに対しては、 I_q と I_p の比が 1 : 15 になることが報告されている⁽²⁾。 N_{qT} 、 N_{pT} はそれぞれ温度 T での N_q と N_p の熱平衡値である。 R は準粒子が他の準粒子と再結合する割合を表し、 τ_b 、 τ_γ はそれぞれフォノンの対破壊時間及びフォノンの脱出時間を表し、 D は準粒子の拡散定数である。フォノンの脱出時間 τ_γ は、フォノンがクーパーペアと相互作用せずに、超伝導体から境界面を通して逃げていくのに要する時間である。従って、超伝導体の構造及び隣接している物質の種類に依存し、次式で与えられる⁽¹⁾。

$$\tau_\gamma = \frac{4d}{\eta V_s} \quad (3)$$

ここで d は膜厚、 V_s は平均音速、 η は隣接物質へのフォノンの透過率である。Pb の場合、 $V_s \sim 10^5$ cm/s であり、 η の値は本稿のモデルのように超伝導薄膜が基板（水晶）と液体ヘリウムに隣接している場合は $\eta = 0.16$ と報告されている⁽²⁾。

絶対温度 $T = 0$ では、準粒子の熱的分布は極端に小さく、光照射により生成される過剰の準粒子密度は熱平衡値に比べてきわめて大きいと考えられる。この場合、式(1)、(2)の RT 方程式は線形化することができないので数値解析により解を求めなければならない。定常状態を考えると、 $(N_q - N_{qT})/4N_0\Delta_0$ で定義される過剰準粒子密度 n は、式(1)、(2)より次の非線形微分方程式を満たすことがわかる。

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{4N_0\Delta_0 R\tau_b}{D(\tau_b + \tau_\gamma)} n^2 + \frac{\tau_b + 31\tau_\gamma}{4N_0\Delta_0 D(\tau_b + \tau_\gamma)} I_q(x) = 0 \quad (4)$$

ここで N_0 、 Δ_0 はそれぞれ、Fermi 準位での電子の状態密度及び $T = 0$ での超伝導体のエネルギーギャップである。図1に示すように $|x| \leq L/2$ で均一な準粒子励起を仮定すると、式(4)の解は次式を満たすことがわかる。

$$\frac{dn}{dx} = \pm \sqrt{\frac{2A}{3}n^3 - 2Bn + C} \quad |x| \leq L/2 \quad (5)$$

$$n(x) = \frac{6}{A(x \mp a)^2} \quad |x| \geq L/2 \quad (6)$$

ここで

$$A = \frac{4N_0\Delta_0 R\tau_b}{D(\tau_b + \tau_\gamma)}, \quad B = \frac{\tau_b + 31\tau_\gamma}{4N_0\Delta_0 D(\tau_b + \tau_\gamma)} I_q$$

$$C = 2Bn(0) - \frac{2A}{3}n^3(0), \quad a = -\frac{L}{2} + \sqrt{\frac{18B}{A[3Bn(0) - An(0)^3]}} \quad (7)$$

上式では、 $n(x)$ の分布が $x = 0$ に関して対称になること、また $x = \pm L/2$ で n 、 dn/dx が連続であること及び $x = 0$ で $dn/dx = 0$ という境界条件をすでに考慮している。 $n(0)$ をパラメータとして繰り返し計算により式 (5)、(6) の self-consistent な解が得られる。

図 2 (a) は Pb 超伝導薄膜に光を照射したときの準粒子分布の計算結果を示している。図には照射光パワー密度を変化させたときの分布の変化も示している。光パワー密度 P は単位体積当りの準粒子生成率 I_q と次式の関係がある

$$I_q = \frac{20P}{d \cdot h\nu} \quad (8)$$

ここで $h\nu$ はフォトンのエネルギーである。計算に用いたパラメータは、 $L = 1\mu\text{m}$ 、 $d = 275\text{\AA}$ 、 $W = 10\mu\text{m}$ 、 $N_0 = 2.1 \times 10^{19}\text{meV}^{-1}\text{cm}^{-3}$ 、 $\Delta_0 = 1.4\text{meV}$ 、 $R = 1.7 \times 10^{-8}\text{cm}^3/\text{s}$ 、 $\tau_b = 3.0 \times 10^{-11}\text{s}$ 、 $\tau_\gamma = 6.875 \times 10^{-10}\text{s}$ 、 $D = 22.5\text{cm}^2/\text{s}$ とし、光源は Ar レーザを想定した。図 2 より、過剰準粒子密度は拡散のために光照射部の外部にまで広がって存在しているのがわかる。過剰準粒子密度とエネルギーギャップは Δ_0 と臨界温度 T_c を用いて表すと図 3 に示す関係があるから、光照射部のエネルギーギャップ分布は、図 2 (a) の結果を用いると図 2 (b) のように求まる。 $\tilde{\Delta}(x)$ は $T = 0$ のエネルギーギャップ値 Δ_0 で規格化した値を示す。照射光パワーを増していくと照射部のエネルギーギャップが減少していくが、減少部は照射部付近に局在しているのがわかる。以上の結果より、光を局部的に照射すると、超伝導体中に弱結合部が形成されるので、このような構成によりジョゼフソン効果を期待することができる。

3、光ジョゼフソン効果

光照射部がジョゼフソン接合を形成するためには、照射部を流れる電流密度 J と左右の超伝導体の波動関数の位相差 θ が $J = J_0 \sin \theta$ なる関係を満たす必要がある。超伝導体の波動関数の振幅とエネルギーギャップは比例関係にあることから、照射部の波動関数を次式で表してみる。

$$\Psi = |\Psi_0|f(x)e^{j\varphi(x)} \quad (9)$$

ここで $|\Psi_0|$ は熱平衡時の波動関数の振幅であり、超伝導電子対密度 ρ_0 を用いて $|\Psi_0| = \sqrt{\rho_0}$ と表すことができる。 $f(x)$ は波動関数の振幅の変化を表し、 $f(x) = \tilde{\Delta}(x)f_\infty$ 、 $f_\infty = f(\infty)$ である。ここで $\tilde{\Delta}(x)$ は図2に求めた規格化したエネルギーギャップ分布である。また $\varphi(x)$ は波動関数の位相を表す。

超伝導体の電流密度は一般に

$$J = -\frac{je\hbar}{2m}(\psi^* \frac{d\psi}{dx} - \psi \frac{d\psi^*}{dx}) \quad (10)$$

で与えられる。ここで j は虚数単位、 e 、 m はそれぞれ電子の電荷及び質量、 $\hbar$ はプランク定数を 2π で割った値を示す。式(9)を式(10)に代入すると

$$J = \frac{e\hbar\rho_0}{m}f^2(x)\frac{d\varphi}{dx}$$

となり、この式より左右の超伝導体の位相差 θ は次式で表すことができる。

$$\theta = \frac{mJ}{e\hbar\rho_0} \int_{-Le}^{Le} \frac{dx}{f^2(x)} \quad (11)$$

ただし、式(11)の積分範囲は $f(Le) = 0.99f_\infty$ となる値に選んでいる。一方、超伝導体中の照射部分中央を流れる電流 J は1次元モデルで次式のように表すことができる⁽⁴⁾。

$$J = \frac{e\hbar\rho(0)}{m\xi}f_\infty^2\sqrt{1-f_\infty^2} \quad (12)$$

ここで ξ はコヒーレンス長、 $\rho(0)$ は $x=0$ での超伝導電子対密度であり、エネルギーギャップの2乗に比例するという関係からその値を求めることができる。式(11)、(12)を用いると電流・位相差特性が求まり、その結果を図4に示す。縦軸は $m\xi/e\hbar\rho_0$ で規格化した電流を表している。また、コヒーレンス長は $0.1\mu\text{m}$ としている。光パワーを増していくと、 $P = 25.1\mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ のとき $J = J_0 \sin \theta$ の関係が成立しジョゼフソン接合が形成されているのがわかる。また、このときのジョゼフソン臨界電流は定義より $\theta = \pi/2$ のときの電流として求めることができる。このようにして求めたジョゼフソン臨界電流 J_0 の照射長依存性を図5に示す。破線はジョゼフソン接合を実現する光パワー密度を表している。照射長が長くなるに従ってジョゼフソン臨界電流は減少し、 $L > 2\mu\text{m}$ ではほとんど流れなくなるのがわかる。一方、光パワー密度はコヒーレンス長 ξ より短い照射長では急激に増加するが、 ξ よりも長い照射長ではほぼ一定となるのがわかる。

4、あとがき

超伝導薄膜に光を照射した時に生じるジョゼフソン接合の実現条件について検討を行った。その結果、光照射部の長さが長くなるほど、ジョゼフソン臨界電流が小さくなること、及び光パワー密度が小さくなることなどが明らかにになった。

最後に高温酸化物超伝導体への応用について触れておこう。この種の超伝導体についても急速な薄膜化技術の進歩によりブリッジ型のジョゼフソン接合が報告されるようになったが⁽⁵⁾、従来の超伝導体に比べてコヒーレンス長が短い(3~30Å)ことや、粒界が形成されることなどのために再現性に問題があるといわれている。しかしながら光照射を利用したジョゼフソン接合は、精度の高いマスクを利用することができるので、これらの困難を克服することが可能であると考えられる。例えば図6のような構造においてマスクの上から光を照射する場合を考える。(a)の例では、光を照射した部分が常伝導状態になり、マスク下のブリッジ部のみが超伝導電流路となるので、単一のジョゼフソン接合が形成できると考えられる。一方、(b)の場合は超伝導体の両側端にブリッジが二つできるので容易に DC-SQUID を形成できると考えられる。高温酸化物超伝導体では、光の侵入長以下の薄膜化が製作上難しいと予想されるが、光の熱的な効果が、上記デバイスの実現を助けるであろうと考えている。

参考文献

1. 井口 家成：日本物理学会誌、第35巻、第4号、314(1980)
2. C.C.Chi, M.M.T.Loy, and D.C.Cronemeyer: "Transient responses of superconducting lead films measured with picosecond laser pulses," Phys. Rev. B, 23, No.1, pp.124-132 (Jan. 1981)
3. T.Wong, J.T.C.Yeh, and D.N.Langenberg: "Controllable superconducting weak links," IEEE Trans. Magn., MAG-13, No.1, pp.743-746 (Jan.1977)
4. 中嶋 貞雄：超伝導入門、培風館(昭46)
5. H.Tanabe, S.Kita, Y.Yoshizako, M.Tonouchi, and T.Kobayashi: "Grain boundary Josephson junction using Y-Ba-Cu-O films operative at 77K," Jpn. J. Appl. Phys., 26, No.12, pp.L1961-L1963 (Dec.1987)
6. H.Tsuchiya and T.Miyoshi: "Optically induced Josephson effect," Trans. IEICE, Vol.E71, No.10 (Oct.1988)

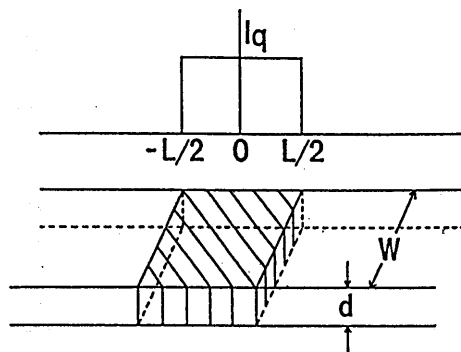


図1. 光照射超伝導薄膜

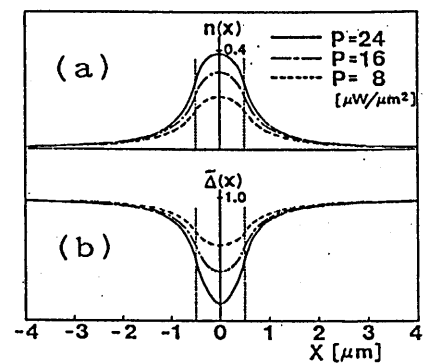


図2. 準粒子及びエネルギーギャップ分布

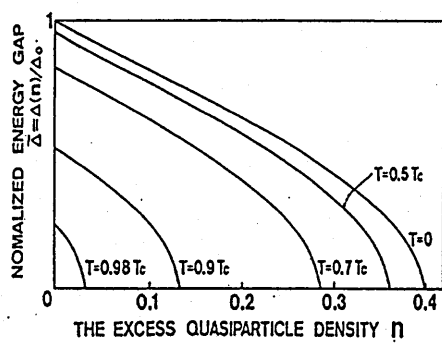


図3. 過剰準粒子密度とエネルギーギャップの関係

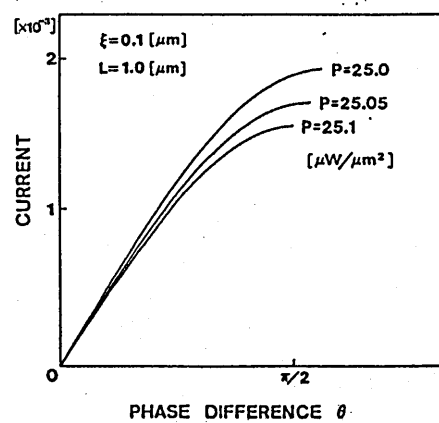


図4. 電流・位相差特性

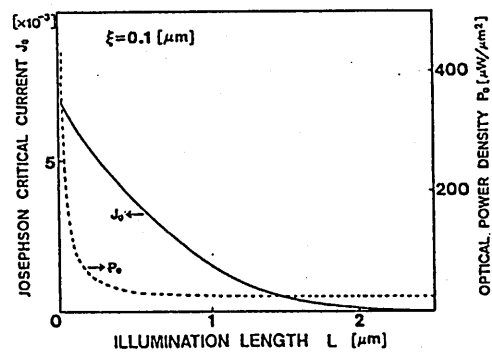


図5. ジョゼフソン臨界電流の照射長依存性

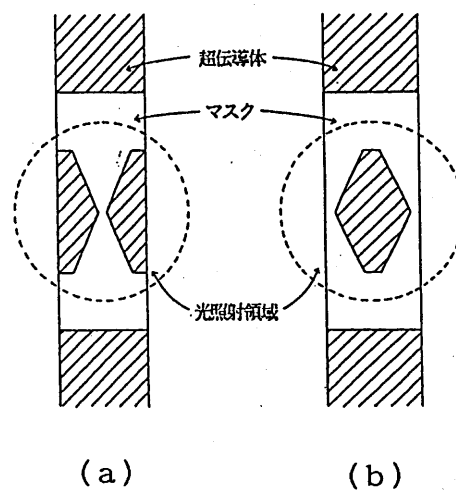


図6. 光照射ジョゼフソンデバイス

輻射科学研究会資料 RS88-13

中心周波数および減衰量
可変形ノッチフィルタ

豊田 幸弘

大阪工業大学

大阪府立大学

昭和63年12月17日

中心周波数および減衰量 可変形ノッチフィルタ

A notch filter with variable center frequency and attenuation

豊田 幸弘

Sachihiro TOYODA

大阪工業大学

Osaka Institute of Technology

あらまし

この論文は減衰極周波数および減衰量が可変できるノッチフィルタについて述べる。このフィルタはバラクタダイオードとFETを用いて構成した3種類のノッチフィルタを考案した。2-4 GHz帯で実験を行なったところ、バラクタダイオードの容量変化に対して減衰極周波数は2.2 GHzから4 GHzまで変化し、FETの内部抵抗の変化に対して減衰量は15から60 dBまで変化した。

1. まえがき

マイクロ波帯での帯域阻止フィルタについてはこれまでに数多くの論文が発表されており、導波管回路、同軸線路、マイクロストリップ線路など各種の回路構成が用いられている。これらのフィルタの減衰極周波数と減衰量は固定されていて可変することができない。

減衰極周波数を可変させる方法として、機械的と電気的にやる方法が考えられる。電気的にやる方法はすでに報告されている^{1), 2)}。

著者は減衰極周波数と減衰量を可変できるノッチフィルタを考案した。このフィルタはバラクタダイオードとFETで構成した3種類のノッチフィルタである。このフィルタを2-4 GHz帯で実験を行なったところバラクタダイオードの容量変化に対して減衰極周波数は2.2から4 GHzまで変化し、FETの内部抵抗の変化に対して減衰量は15から60 dBまで変化した。

2. ノッチフィルタの構造 と実験結果

ノッチフィルタの等価回路は図1に示す。このフィルタは図1に示すように伝送線路に直列に並列共振器を接続してある。並列共振器の静電容量C1とC2の間と接地間に直列共振器を接続して構成してある。このフィルタの減衰極周波数だけを可変できるように図1に示す等価回路のC1とC2およびC3をバラクタダイオードに置き換えた。インダクタンスLはマイクロストリップ線路の短い区間にわたり線路幅を狭くして構成した。そのフィルタの写真を図2に示す。図2

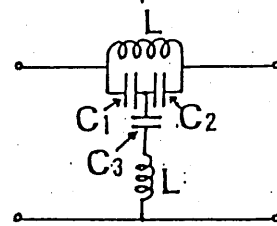


図1 ノッチフィルタの等価回路

に示すフィルタの減衰特性を図3に示す。図3に示すようにバラクタダイオードZD1とZD2のバイアス電圧を0 Vから-6.5 Vまで、ZD3は-2.5 Vから-2.3 Vまで変化した時減衰極周波数は2.4から4 GHzまで変化した。減衰量は55 dBであった。減衰特性の-3 dBの帯域幅は100 MHz、-30 dBで50 MHzという結果を得た。

減衰極周波数および減衰量可変形ノッチフィルタの等価回路を図4に示す。このフィルタは伝送線路に直列に並列共振器を接続してある。減衰量を調整するた

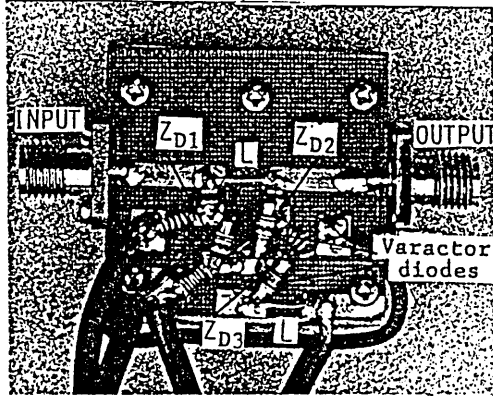


図2 図1に示す等価回路で構成したノッチフィルタの写真

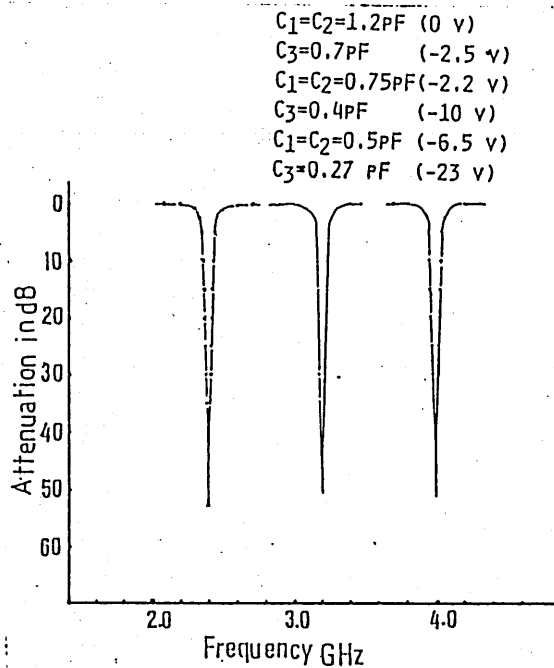


図3 図2に示すノッチフィルタの減衰特性

めに並列共振器のインダクタンスLの midpointと接地間に抵抗Rを接続して構成してある。

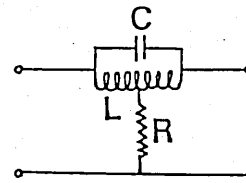


図4 中心周波数および減衰量可変形ノッチフィルタの等価回路

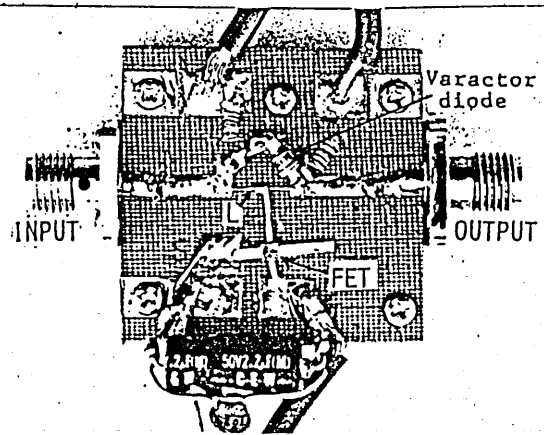


図5 図4に示す等価回路で構成した周波数および減衰量可変形ノッチフィルタの写真

図4に示すノッチフィルタの減衰極周波数と減衰量を可変できるように等価回路のCをバラクタダイオードに、抵抗RをFETに置き換えた。インダクタンスLはマイクロストリップ線路の短い区間にわたり線路幅を狭くして構成した。そのフィルタの写真を図5に示す。図5に示すフィルタの減衰特性を図6に示す。図6に示すようにバラクタダイオードのバイアス電圧を0Vから-2.5Vまで変化させた時減衰極周波数は2.3から3.8GHzまで変化し、FETのゲート・ソース間電圧を0Vから-4Vまで変化させると減衰量は15から60dBまで変化した。減衰特性の-3dBの帯域幅は100MHz、-30dBで45MHzと云う結果を得た。

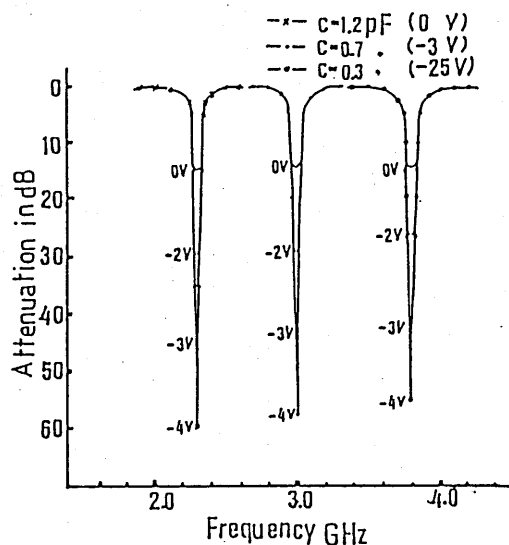


図6 図5に示すノッチフィルタの減衰特性

次に図7に示すフィルタの等価回路もまた減衰極周波数および減衰量可変形ノッチフィルタである。このフィルタは直列共振器の静電容量 C_1 と C_2 で $1/2$ に分割し、その間に抵抗 R を接続して構成してある。図7に示すフィルタの減衰極周波数と減衰量を可変できるようにするために直列共振器の静電容量 C_1 と C_2 をバラクタダイオードに、抵抗 R をFETに置き換えた。

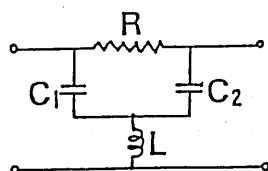


図7 周波数および減衰量可変形ノッチフィルタの等価回路

インダクタンス L は0.8φの金線で作った。そのフィルタの写真を図8に示す。図8に示すフィルタの減衰特性を図9に示す。図9に示すようにバラクタダイオードのバイアス電圧を0Vから-25Vまで変化した時減衰極周波数は2: 2から4GHzまで変化した。FETのゲート・ソース間電圧を0Vから-1Vまで変化させると減衰量は20から55dBまで変化した。

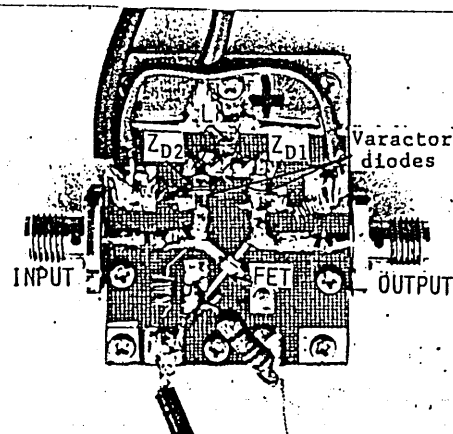


図8 図7に示す等価回路で構成した周波数および減衰量可変形ノッチフィルタの写真

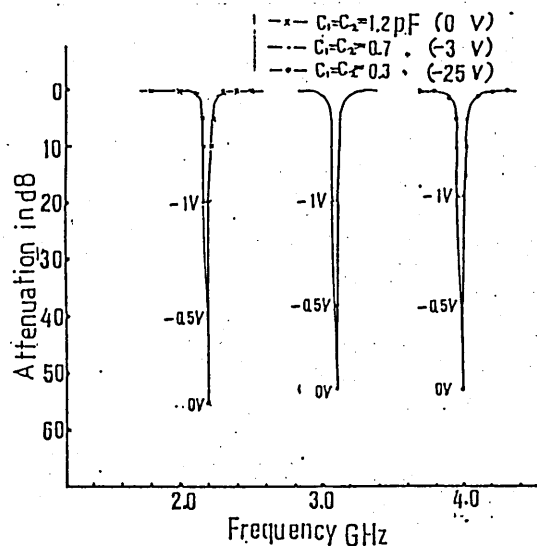


図9 図8に示すノッチフィルタの減衰特性

減衰特性の-3dBの帯域幅は95MHz, -30dBで40MHzという結果を得た。

むすび

本論文は減衰極周波数および減衰量が可変できる3種類のノッチフィルタを考案した。このフィルタはバラクタダイオードとFETおよびインダクタンス L で構成されている。バラクタダイオードの容量変化とFETの内部抵抗を変化させたとき減衰極周波数と減衰量を変化させることができる。

Xバンドで減衰特性の帯域幅の狭い減衰極周波数および減衰量可変形ノッチフィルタを試作することが今後の課題である。

文 献

- 1) S. Toyoda "Variable Bandpass Filters Using Varactor Diodes" IEEE. Trans., Microwave Theory and Tech. Vol. MTT-29, No.4 PP.358-363 April 1981.
- 2) S. Toyoda "Quarter-Wavelength Coupler Variable Bandstop and Bandpass Filter Using Varactor Diodes" IEEE Trans., Microwave Theory and Tech. Vol MTT-30 No.9 Sep. 1982.
- 3) S. Toyoda "A notch filter with variable center frequency and attenuation" Papers of Technical, Group on Microwave, I.E.I.C.E., Japan (Sep. 1988)

輻射科学研究会資料

(RS88-14)

電磁結合励振形
ループアンテナの解析

浅居 正充 小南 昌信 六島 克
(大阪府立大学 工学部)

昭和63年12月17日

於 大阪府立大学

1、まえがき

最近の電子機器は、小型化、軽量化の傾向にある。このような状況を反映して、小型でロープロファイルな平面アンテナに関する研究が盛んに行われている。^{(1)~(4)} 平面アンテナは、その給電方法によって大きく2種類に分けることができる。1つは直接励振形であり、他方は電磁結合励振形である。このうち後者は給電線との電磁的な結合を利用して励振するタイプのものであり、(1) 放射系が大地から離れているため、周波数帯域が広く、放射特性に優れている(2) 逆に給電系が大地に接近しているため、寄生放射が少ない、(3) 両者の重なりを調整することにより容易に整合がとれる、等の特徴をもっている。⁽⁵⁾

先に筆者らは、電磁結合励振形のループ円偏波アンテナを提案した。⁽⁶⁾ その際特性を確認するために用いた解析法は、等価誘電率を用いる方法⁽⁶⁾であり、誘電体基板の効果は近似的に評価していた。

本研究では、このアンテナにスペクトル領域モーメント法^{(7)~(10)}を適用して、誘電体基板の効果も含めて厳密に解析した。電磁結合形プリントダイポールアンテナの場合、給電線路と放射素子がほぼ1点で交差するため、線路上の電流はTEMモードの入射波、反射波、透過波のみから成ると仮定することができる。⁽⁹⁾ しかし放射素子がループである場合のように、ある程度の広がりをもって結合するとき、その結合している部分に高次モードをさらに導入する必要があると考えられる。本解析では、等価誘電率を用いる方法によって計算した線路上の電流分布をもとに、高次モードの存在する範囲を仮定し、それ以外の範囲にはTEMモードの入射波、反射波、透過波のみが存在するものとした。このようなモデルを用いた解析では、インピーダンス特性を線路のTEMモードから見て評価するので、実際の測定に近いモデルで評価できるという利点を持つ。本手法を用いて計算した入力インピーダンスの値を実測値と比較し、理論の妥当性を確認した。また放射特性についても計算を行った。

2、理論

2-1 アンテナの構造

アンテナの構造を図1に示す。接地誘電体基板中を通る終端を整合したストリップ線路の上部に、動作周波数で共振する円形ループを、それらの交点を中心からみてほぼ 90° となるように配置している。ここで、基板厚 d 、線路の高さ b 、線路幅 w は波長に比べて十分小さいものとする。その他の寸法等の定義は図中に示す。

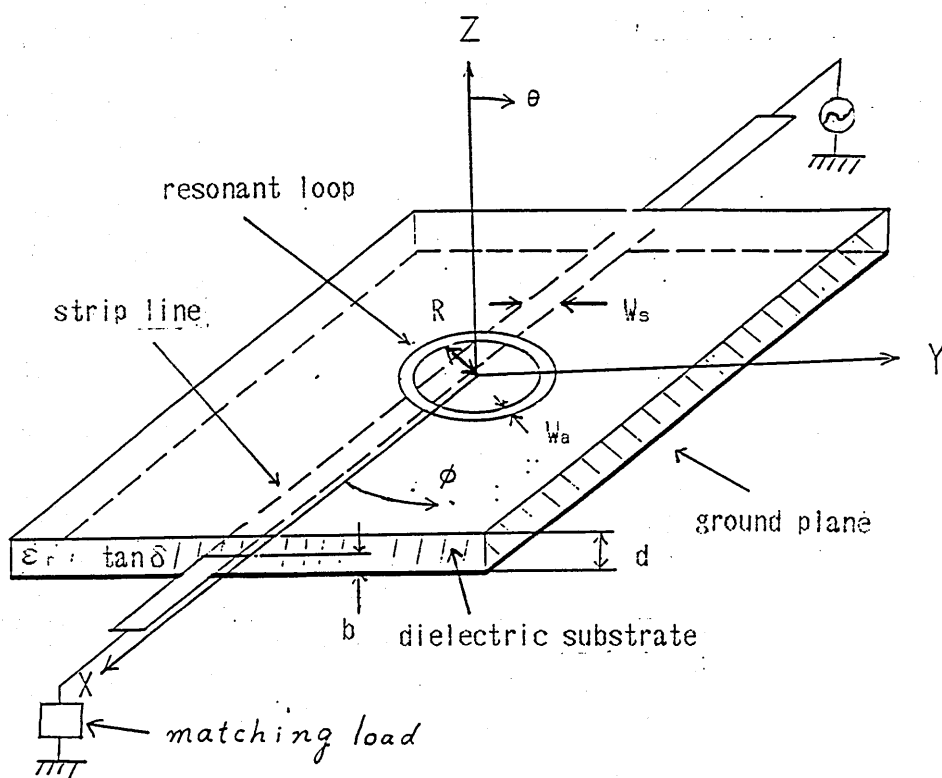


図1 アンテナの構造

2-2 モーメント法

図1に示す構造のアンテナにおいて、給電部よりTEMモードで励振したとする。電磁結合によりループ上に電流が誘起され、線路上の結合点付近には、高次モードの電流が発生するものと考えられる。電流源 $\mathbf{J}_s$ によって両導体系の表面に誘起される電流 $\mathbf{J}_a$ は、Richmondのリアクション方程式にモーメント法を適用して決定することができる。すなわちまず $\mathbf{J}_a$ を N 個の既知関数によって

$$\mathbf{J}_a(\mathbf{r}') = \sum_{n=1}^N I_n \mathbf{J}_n(\mathbf{r}') \quad (1)$$

と展開し、未知係数 I_n を次の代数方程式の根として求める。

$$\sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n = V_m \quad (m=1, 2, \dots, N) \quad (2)$$

ただし、 Z_{mn}, V_m は次の各式で与えられる。

$$Z_{mn} = \iint_{S_m} \mathbf{J}_m(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_n(\mathbf{r}) dS \quad (3)$$

$$V_m = - \iint_{S_m} \mathbf{J}_s(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_m(\mathbf{r}) dS \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{E}_m$ は電流 $\mathbf{J}_m$ によって生じる電界であり、次式で与えられる。

$$\mathbf{E}_m(\mathbf{r}) = \iint_{S_m} \bar{\mathbf{K}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}_m(\mathbf{r}') dS' \quad (5)$$

ダイアディックグリーン関数 $\bar{\mathbf{K}}$ は、スペクトル領域でのグリーン関数 $\widetilde{\bar{\mathbf{K}}}$ のフーリエ逆変換形で与えられ、 $\widetilde{\bar{\mathbf{K}}}$ の各成分は、次の各式で与えられる。ただし、 $0 \leq z \leq d, 0 \leq z' \leq d$ とする。

$$\begin{aligned}
\tilde{K}_{xx}(\vec{k}_x, \vec{k}_y, \vec{z}, \vec{z}') &= -j \frac{\eta_0}{k_0} \frac{1}{\epsilon_r \gamma_1 T_m T_e} \left[\gamma_0 \gamma_1 (k_1^2 - k_x^2) \left\{ \epsilon_r \cos \gamma_1 (d - \vec{z}') \cos \gamma_1 d \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \sin \gamma_1 (d - \vec{z}') \sin \gamma_1 d \right\} + j \left\{ (k_1^2 - k_x^2 \gamma_1^2 - \epsilon_r^2 k_0^2 k_y^2 - k_1^2 k_x^2) \sin \gamma_1 (d - \vec{z}') \cos \gamma_1 d \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \epsilon_r \gamma_1^2 (k_0^2 - k_x^2) \cos \gamma_1 (d - \vec{z}') \sin \gamma_1 d \right\} \right] \sin \gamma_1 \vec{z} \\
\tilde{K}_{xy}(\vec{k}_x, \vec{k}_y, \vec{z}, \vec{z}') &= j \frac{\eta_0}{k_0} \frac{\vec{k}_x \vec{k}_y}{\epsilon_r \gamma_1 T_m T_e} \left[\gamma_0 \gamma_1 \left\{ \epsilon_r \cos \gamma_1 (d - \vec{z}') \cos \gamma_1 d \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \sin \gamma_1 (d - \vec{z}') \sin \gamma_1 d \right\} + j \left\{ (\gamma_1^2 - \epsilon_r k_0^2 + k_1^2) \sin \gamma_1 (d - \vec{z}') \cos \gamma_1 d \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \epsilon_r \gamma_1^2 \cos \gamma_1 (d - \vec{z}') \sin \gamma_1 d \right\} \right] \sin \gamma_1 \vec{z} \\
\tilde{K}_{yx}(\vec{k}_x, \vec{k}_y, \vec{z}, \vec{z}') &= \tilde{K}_{xy}(\vec{k}_x, \vec{k}_y, \vec{z}, \vec{z}')
\end{aligned} \tag{6}$$

$\tilde{K}_{yy}$ は $\tilde{K}_{xx}$ の式中の x と y を入れ換えることにより得られる。
 ここで

$$\begin{aligned}
T_e &= \gamma_1 \cos \gamma_1 d + j \gamma_2 \sin \gamma_1 d \\
T_m &= \epsilon_r \gamma_2 \cos \gamma_1 d + j \gamma_1 \sin \gamma_1 d \\
\gamma_i^2 &= k_i^2 - k_x^2 - k_y^2 \quad (\text{Im } \gamma_i < 0) \\
k_i &= \omega \sqrt{\epsilon_i \mu_i}, \quad \eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \\
(i=1 \text{ は基板中, } i=2 \text{ は空気中を表わす。})
\end{aligned} \tag{7}$$

である。

なお、(2) 式の V_m の計算には、 J_s を知る必要がある。

2-3 電流分布

方形あるいは円形のループを N_a 個の V 字形ダイボールの重ね合わせと見なす。ただし第 n V 字形ダイボール上の電流は、次式で表される区分的正弦波関数 (PWS 関数) の形をしているものとする。

$$J_n(\mathbf{r}) = \frac{a_1 \sinh \gamma (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)}{\sinh \gamma d_1} + \frac{a_2 \sinh \gamma (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r})}{\sinh \gamma d_2} \quad (8)$$

ここで (a_1, a_2) 、 $(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 、及び (d_1, d_2) はそれぞれ V 字形ダイボールの両アームの方向を示す単位ベクトル、端点、及び長さである。また、ストリップ線路上の電流のうち、電磁結合によって高次モードが発生している部分 ($l_1 \leq x \leq l_2$) は、式 (8) と同様の PWS 関数 N_s 個を用いて展開し、その他の部分については、次式のような TEM モード電流を仮定する。

$$J_s(x, y) = a_x I(x) f(y) \quad (9)$$

ここで

$$I(x) = \begin{cases} \frac{B_0}{Z_0} (\bar{e}^{-j\gamma_0 x} - \Gamma e^{j\gamma_0 x}) & (x \leq l_1) \\ \frac{B_0}{Z_0} T e^{-j\gamma_0 x} & (x \geq l_2) \end{cases} \quad (10)$$

であり、 $f(y)$ は電流分布の軸と直角な方向への依存性を表す項、 Γ 、 T はそれぞれ、反射係数、透過係数とする。なお伝搬定数 γ_0 は、準 TEM モード解析⁽¹¹⁾により得られる。

2-4 反射係数、透過係数の決定

式(10)中の Γ 、 T は、線路及びループ上の電磁界に相反定理を適用することにより、次式のように求められる。⁽⁹⁾

$$\begin{aligned}\Gamma &= \frac{-Z_0}{2B_0 I_0} \iint_S \mathbf{J}_a(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}(\gamma, d) \bar{e}^{j\gamma_0 x} dS \\ T &= 1 - \frac{Z_0}{2B_0 I_0} \iint_S \mathbf{J}_a(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}(\gamma, d) e^{j\gamma_0 x} dS\end{aligned}\quad (11)$$

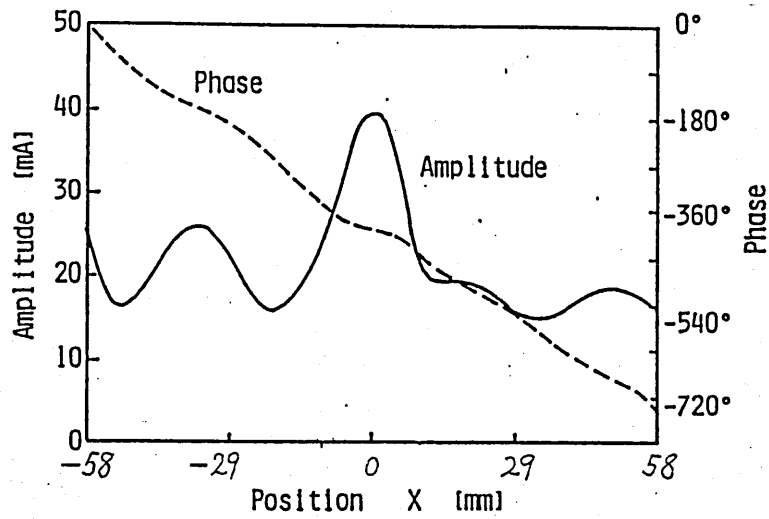
ここで、 $\mathbf{e}$ は準TEMモード解析により得られる線路上のモード関数、 I_0 はモード関数の規格化定数、 S は線路断面である。

以上、 $N_a + N_g + 2$ 個の未知数に対して同数の代数方程式 (2), (11) を得ることになる。これらを連立させて解くことにより、各導体上の電流分布を決定することができる。さらにこの電流分布から、入力インピーダンスなどの諸特性が求められる。放射界については、停留位相法⁽⁹⁾を用いて求めることができる。

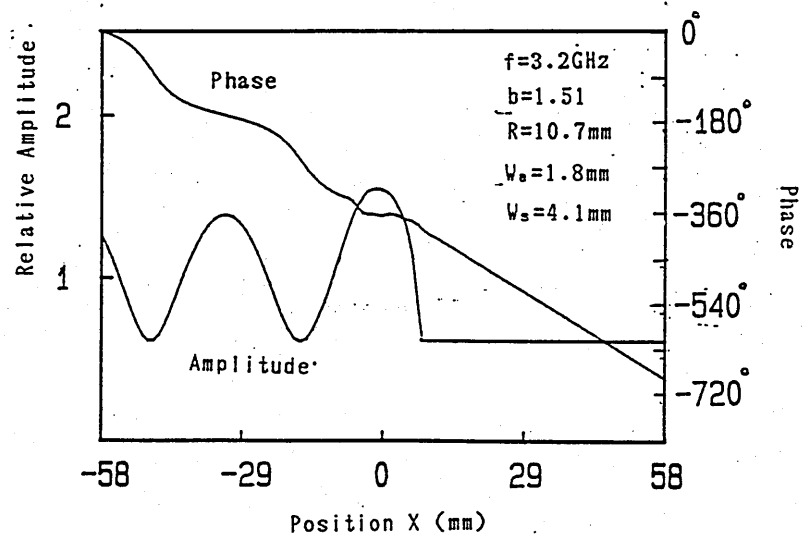
3、数値計算結果

前章で示した理論にしたがって得られた数値計算結果を示す。なお以下の計算において用いたPWS関数の展開項数は、ループ上の電流に対しては16項、線路上の高次モード電流に対しては9項とした。誘電体基板としてRexolite 1422 ($\epsilon_r = 2.53 \pm 0.03$, $\tan \delta = 0.00066$, $d = 3.02$)を想定している。またループの形状は円形とする。

図2にストリップ線路上の電流分布を示す。(a)は等価誘電率を用いて計算した結果、(b)は本理論による結果である。なお(b)の高次モードの存在する範



(a) 等価誘電率を用いる方法による計算結果



(b) 本理論による計算結果

図2 ストリップ線路上の電流分布

図は、(a) の結果をもとに決定した。両者を比較すると位相、振幅ともに同じ傾向を示していること、また以下に示すように、入力インピーダンスの理論値が実測値とよく一致することから、前章で示した線路上の電流分布のモデルは妥当なものであると考えられる。

図3に円形ループ上の電流分布を示す。この図より、線路と交差している部分で振幅が多少変化しているが、全体的にはほぼ一定で、位相が一様に変化していることから、ループ上には円周方向の進行波電流が生じていることがわかる。したがって放射電界は円偏波となる。

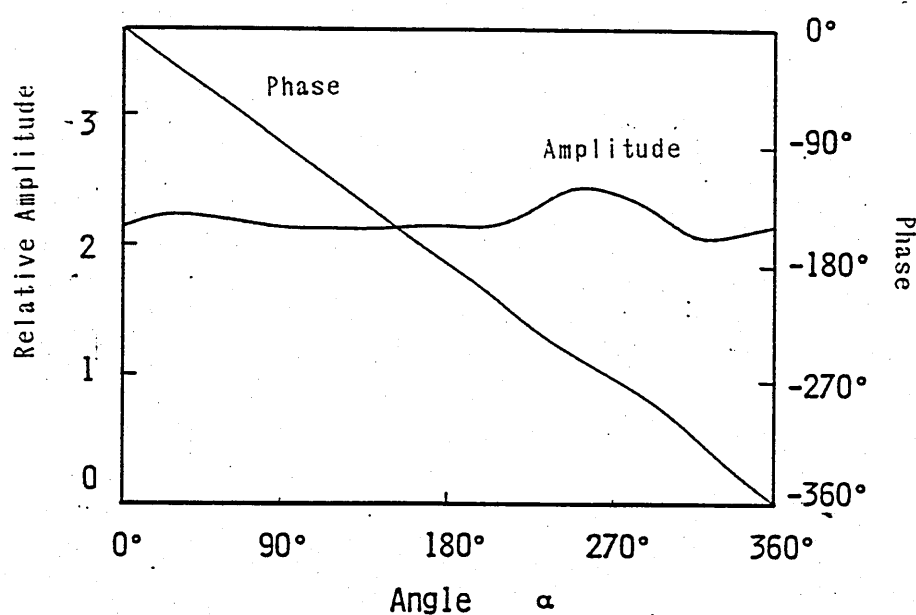


図3 円形ループ上の電流分布

図4は、入力インピーダンスの周波数特性を理論と実験で比較して、スミスチャートに示したものである。なお—○—は等価誘電率を用いる方法で計算した値である。誘電体基板が十分に薄いためにその効果は少なく、等価誘電率を用いた場合でも実測値と比較的似た傾向を示しているが、本理論による値はさらによく一致することがわかる。

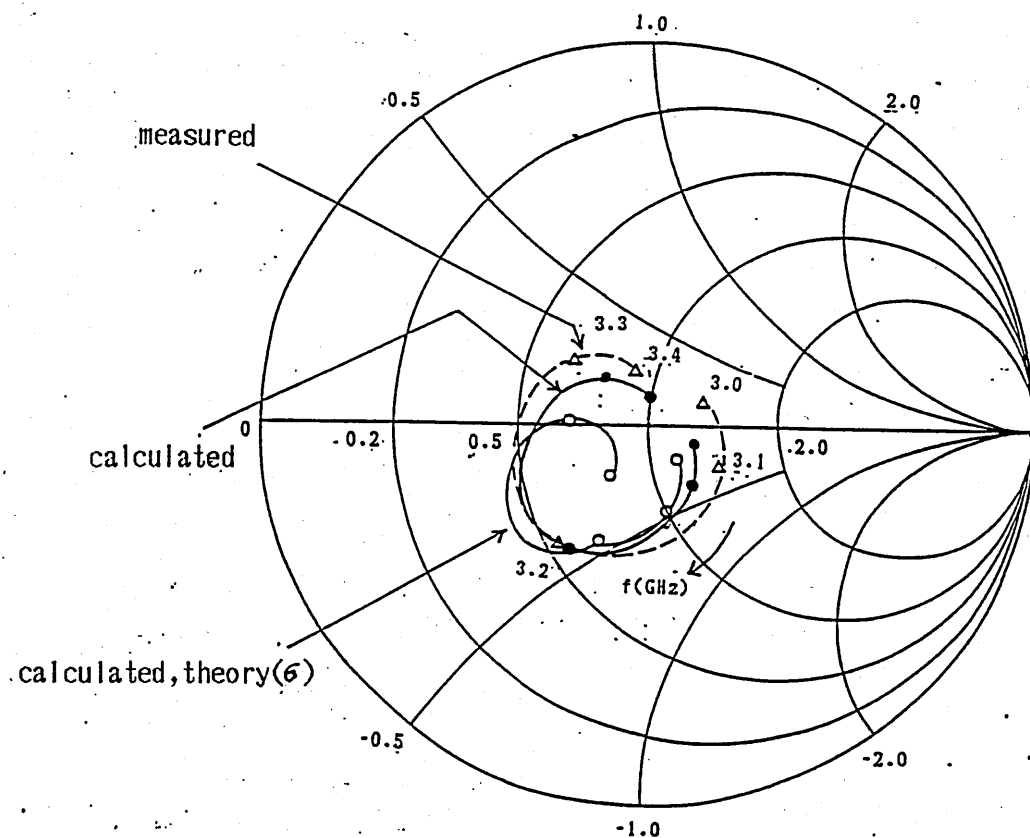
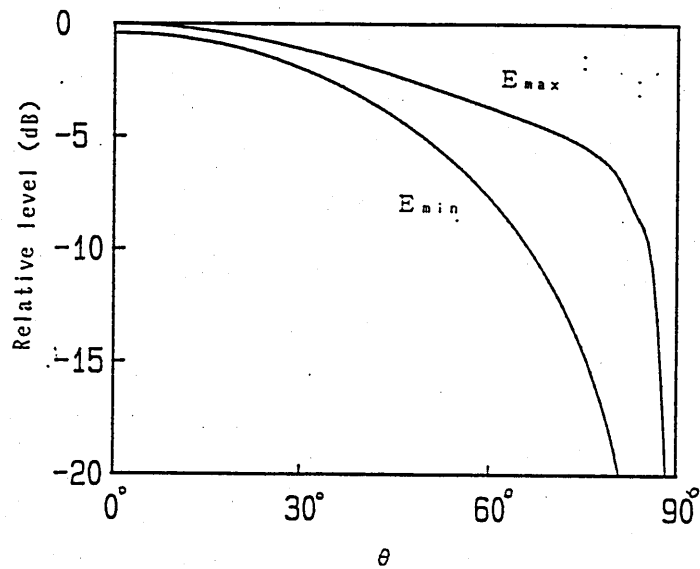
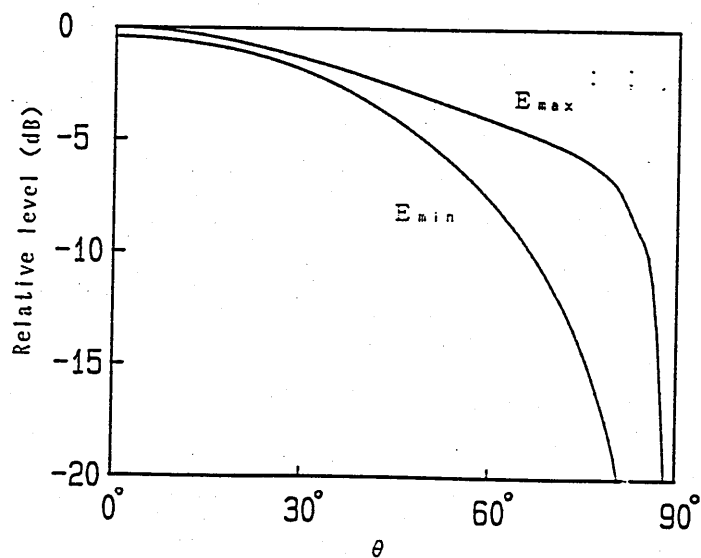


図4 入力インピーダンスの周波数特性

図5に $\phi=0^\circ$ 、 $\phi=90^\circ$ の各面における最大電界 $E_{\max}$ と最小電界 $E_{\min}$ のパターンを示す。両者の差は軸比を表している。この図より、正面方向で、ある程度の角度範囲にわたって軸比が1 dB以下となっていることがわかる。



(a) $\phi = 0^\circ$



(b) $\phi = 90^\circ$

図5 放射パターン

4、むすび

電磁結合励振形ループアンテナにスペクトル領域モーメント法を適用して、誘電体基板の効果も含めて厳密に解析した。その際、線路上の電流分布のうちループと交差している部分には高次モードを導入し、その他の部分にはTEMモードの入射波、反射波、透過波のみが存在するものとした。入力インピーダンスの理論値は実測値とよく一致し、理論の妥当性が確認された。また、円偏波アンテナとしての特性についても示した。本理論は、放射素子がループである場合に限らず、任意形状の場合に適用することができる。また、線路上の基本モードをTEMモードで、線路上の高次モード及びループ上の誘起電流をハイブリッドモードで解析しているので、すべてをハイブリッドモードで解析する場合に比べて計算量が少なく、またそのモデルが実験モデルに近いという利点を持つ。

今後はさらに、種々の形状のものについての解析を試み、線路損失の低下、広帯域化などについて検討する予定である。

最後に、本研究を進めるにあたり有益な御助言を頂いた、大阪府立大学工学部電気工学科 森静雄先生、山北次郎先生に深く感謝致します。

参考文献

- (1) I.E. Rana and N.G. Alexopoulos : "Current distribution and input impedance of printed dipoles", IEEE Trans. Antennas & Propag., AP-29, pp.99-105(Jan. 1981).
- (2) D.M. Pozar : "Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas", IEEE Trans. Antennas & Propag., AP-30, pp.1191-1196(Nov. 1982).
- (3) 羽石 操、"平面アンテナ" テレビ誌、vol.38, No.11,(1984).
- (4) "小形、薄形アンテナ特集" 信学論(B), J71-B,11 (昭63-11) .
- (5) H. G. Oltmann & D. A. Hubner, "Electromagnetically Coupled Microstrip Dipoles", IEEE Trans. Antennas & Propag. AP-29, pp.151-157, Jan. 1981.
- (6) 小南、安田、内堀、六島、"電磁界結合形マイクロストリップ円偏波アンテナ"、信学論(B), J71-B,11, pp.1293-1299 (昭63-11).
- (7) P. B. Katehi & N. G. Alexopoulos, "On the Modeling of Electromagnetically Coupled Microstrip Antennas-The Printed Strip Dipole", IEEE Trans. Antennas & Propag. AP-32, pp. 1179-1186, Nov. 1984.
- (8) D. M. Pozar, "Reciprocity Method of Analysis for Printed Slot and Slot Coupled Microstrip Antennas", IEEE Trans. Ant. & Prop. AP-34, pp.1439-1446, Dec. 1986.
- (9) 小南、武井、六島、"電磁界的に結合したマイクロストリップ線路で励振されるプリントダイポールアンテナ"、信学論(B), J70-B,2, pp.233-241, (昭62-02).
- (10) W. Stutzman and G. Thiele : "Antenna theory and design", Chap.7, John Wiley & Sons (1981).
- (11) E. Yamashita and R. J. Mittra, "Variational method for the analysis of microstrip lines", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech. MTT-16, 4, pp. 251-256, Apr. 1968.

輻射科学研究会資料

(RS88-15)

BPMによる光導波路レンズの特性解析

石川 瑛, 井筒 雅之, 末田 正

東北工業大学工学部

・大阪大学基礎工学部

昭和63年12月17日

於 大阪府立大学工学部

BPMを用いた光導波路レンズの特性解析

石 川 瑛、井 筒 雅 之、末 田 正

(東北工業大学工学部、大阪大学基礎工学部)

1. まえがき

光導波路レンズは、光 IC、特に RF スペクトルアナライザのようなレンズのフーリエ変換作用を利用する光信号処理デバイスにおける重要な素子の一つである。その場合、その光導波路レンズに対して、スポットサイズが小さいことや、広い視野角にわたる低い回折光強度、あるいは、低損失性等が要求される。こうしたことから光導波路レンズに関する研究が鋭意進められ、現在までにモードインデックスレンズ、ルネブルグレンズ、ジオデシックレンズ、グレーティングレンズ等の各種レンズが提案され、また、試作実験が進められている。

ところで、これらの研究の多くは、光導波路レンズの特性解析に、回折の効果を含まない光線追跡法を用いているため、焦点距離や収差は解析しているものの、スポットサイズ等は作製された光導波路レンズから実測して求めている。一部に、焦点面における光強度分布を解析的に求めている例もあるが、その手法は複雑である¹⁾。このため、光導波路レンズによって生じる光強度分布等を見積る上で、回折の効果を考慮した解析が重要であるといえる。

一方、不均一な屈折率分布をもつ媒質中を伝搬する光波の界分布を求める方法の一つとして、Beam Propagation Method (BPM) が知られている²⁾。この BPM を用いて Y 分岐光導波路等の動作解析を行った例が報告されており³⁾、非線形導波路の解析にも適用されつつある⁴⁾。光導波路レンズも不均一な屈折率分布等を有する光導波路であるので、BPM を適用して解析できると考えられるが、その報告例は、筆者の知る限りほとんどない^{5) *}。

本報告では、まず BPM について簡単に紹介した後、モードインデックスレンズ並びにルネブルグレンズの特性を BPM を適用して解析する。大型計算機を利用した数値解析から得られた光波の界の振幅分布を検討し、BPM による光導波路レンズの解析の有用性を示す。

* フレネルレンズの集光特性に関する基礎計算例が一編報告されているのみである。

2. Beam Propagation Method (BPM)

いま、Fig.1 に示すように xz 面内において不均一な屈折率分布を有するスラブ導波路を考える。

この導波路において、深さ方向 (y 方向) には 0 次の TE モードのみが伝搬すると仮定すると、この基本モードに対する等価屈折率 n は、 x と z の関数として与えられる。

光波は z 方向に伝搬するものとする。スカラー近似における光波の界の振幅に対するヘルムホルツの方程式は、次のようになる。

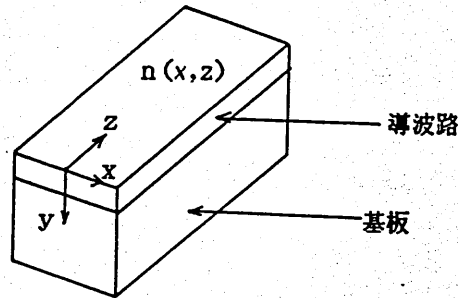


Fig.1 スラブ導波路

$$\nabla^2 E(x, z) + k_0^2 n^2(x, z) E(x, z) = 0 \quad (1)$$

但し、 $k_0 = 2\pi/\lambda$ であり、 λ は真空中の波長、 $n(x, z)$ は媒質の屈折率である。屈折率分布の変化が小さいとき、二乗屈折率分布 $n^2(x, z)$ は、次のように x 、 z に無関係な無摂動部分と、摂動部分の和で表すことができる。

$$n^2(x, z) = n_0^2 + \Delta n^2(x, z) \quad (2)$$

これより式 (1) は、

$$\nabla^2 E(x, z) + k_0^2 n_0^2 E(x, z) = -k_0^2 \Delta n^2(x, z) E(x, z) \quad (3)$$

と与えられる。

無摂動時におけるヘルムホルツの方程式は、

$$\nabla^2 E_0(x, z) + k_0^2 n_0^2 E_0(x, z) = 0 \quad (4)$$

と与えられる。式 (4) の解を

$$E_0(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x; z) \exp(j k_x x) dk_x \quad (5)$$

で表されとする。 $A(k_x; z)$ は $E_0(x, z)$ のフーリエ変換であり、式 (5) が式 (4) を満たすことから、

$$A(k_x; z) = A_0(k_x; z_0) \exp\{-j \sqrt{k_0^2 n_0^2 - k_x^2} (z - z_0)\} \quad (6)$$

となる。ここで、 $A_0(k_x; z_0)$ は、 $z = z_0$ における $E_0(x, z_0)$ のフーリエ変換であり、

$$A_0(k_x; z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x, z_0) \exp(-j k_x x) dx \quad (7)$$

と与えられる。

$E_0(x, z)$ は z の関数であり、式 (5)、(6) から E_0 の z に関する微分方程式が得られるが、ここではこの関係を x にのみ作用する演算子 $\hat{a}$ を導入して、

$$\frac{\partial}{\partial z} E a(x, z) = \hat{a} E a(x, z) \quad (8)$$

と表す。

次に、摂動を含むヘルムホルツの方程式 (3) の解 $E(x, z)$ について考える。 Δn の変化が緩やかであれば、式 (3) は近似的に、

$$\frac{\partial}{\partial z} E(x, z) = \hat{a} E(x, z) - \frac{j k_0}{2 n_0} \Delta n^2 E(x, z) \quad (9)$$

となる。この式 (9) の解は、無摂動時の解、 $E a(x, z)$ を用いて、近似的に次のように導かれる。

$$E(x, z) = E a(x, z) \exp \left(-\frac{j k_0}{2 n_0} \Delta n^2 \Delta z \right) \quad (10)$$

ここで、 $\Delta z = z - z_0$ は、十分小さな距離とする。従って、 z_0 より微小距離 Δz だけ離れた点の界の振幅は、式 (10) で、 $z = z_0 + \Delta z$ とすることにより、

$$E(x, z_0 + \Delta z) = E a(x, z_0 + \Delta z) \exp \left(-\frac{j k_0}{2 n_0} \Delta n^2 \Delta z \right) \quad (11)$$

以上をまとめると、BPMによる数値計算の手順は次のようになる。

- ① 点 z_0 に於ける界の振幅 $E a(x, z_0)$ を与える。
- ② (7) 式より $E a(x, z_0)$ のフーリエ変換 A_0 を求める。
- ③ 無摂動で z_0 より Δz だけ進んだ位置での空間周波数スペクトル A を (6) 式より求め、これをフーリエ逆変換することにより $(z_0 + \Delta z)$ における摂動を受けていない振幅 $E a(x, z_0 + \Delta z)$ を決定する。
- ④ この $E a(x, z_0 + \Delta z)$ を (11) 式に代入して、 $(z_0 + \Delta z)$ における摂動を受けた振幅 $E(x, z_0 + \Delta z)$ を得る。
- ⑤ ④で得た $E(x, z_0 + \Delta z)$ を初期の振幅として、再び①から④までの手順を繰り返す。

上述の定式化に際し、いくつかの仮定を導入し近似を行ったが、それらからBPMの適用条件が次のように得られる。BPMを適用する際には、これらの不等式が満たされることが必要である。

$$|\Delta n|_{\max} \sin^2(\alpha) \frac{\Delta z}{\lambda} \ll 1 \quad (12)$$

$$P \gg \frac{\lambda}{n_0} \sqrt{2} \quad (13)$$

$$P \gg \frac{1}{n_0} \sqrt{2\pi\lambda |\Delta n|_{\max} \Delta z} \quad (14)$$

$$\pi \frac{\tan(\alpha)}{P} \Delta z \ll 1 \quad (15)$$

$$\Delta z \sqrt{\frac{2\pi}{P\lambda} \tan(\alpha) |\Delta n|_{\max}} \ll 1 \quad (16)$$

ここで、

α : 伝搬方向に対するビームの傾き角

p : 屈折率プロファイルを示す Δn^2 の最高空間周波数の逆数

である。

3. BPMを用いた光導波路レンズの数値解析

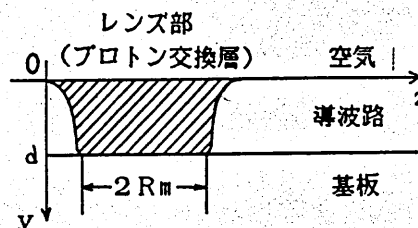
3-1. モードインデックスレンズ

解析

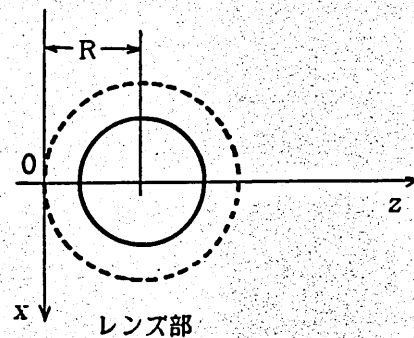
まず、BPMをモードインデックスレンズの特性解析に適用する。

Fig.2 に、モードインデックスレンズを含むスラブ導波路の数値解析のためのモデルを示す。光導波路は、その厚さを変えたり、屈折率の異なる他の材料をその上部つけるか、内部に埋め込むと、等価屈折率に変化する。このことを利用して光導波路に作製されたレンズをモードインデックスレンズという。本解析では、Fig.2 (a)、(b) に示すように、導波路中にプロトン交換により周囲の屈折率より高いくっせつりつ分布を作り、レンズ部を構成するものとする。プロトン交換層の形状は、円形とし、半径 R の平らな部分と、それに続くなだらかなガウス関数近似の立ち上がり部分とからなるものとする。

このレンズ部の等価屈折率 n_l と、それ以外の部分の等価屈折率 n_s は、4層構造光導波路の分散関係式より求められる。但し、 y 方向の屈折率変化はないものとし、0 次の TE モードを仮定して計算する。



(a) 導波路構成



(b) レンズ部の配置と形状

Fig.2 モードインデックスレンズを含むスラブ導波路

この時、二乗屈折率変化 Δn^2 は(2)式より、

$$\Delta n^2(x, z) = n_1^2(x, z) - n_s^2 \quad (18)$$

と表される。

入射光はガウス形ビームとし、レンズ部の中心からRだけ離れた原点に与えられる。従って $z=0$ におけるその初期分布は、振幅を1として、次式で表される。

$$Ea(x, 0) = \exp(-x^2/B^2) \quad (19)$$

表1に、モードインデックスレンズの数値解析に用いたパラメータの値をまとめて示す。

プロトン交換層のフラット部の半径 R_0	200 100 μm
レンズの中心と原点間の距離 R	900 150 μm
プロトン交換層の立ち上がりの半値幅	16.7 μm
導波路の厚さ d	5 μm
入射光ビームの幅 $2B$	60 μm
FFTで用いるx方向の刻み幅 Δx	0.5 μm
FFTで用いるx方向の分割数	1024
BPMで用いるz方向の刻み幅 Δz	5 μm
光の波長	0.633 μm

表1. モードインデックスレンズの数値解析に用いたパラメータの値

結 果

Fig.3 にモードインデックスレンズ部の屈折率分布を示す。屈折率の最大値 n_{max} は 2.352であり、 n_s は 2.232 である。屈折率差は 0.120となる。

Fig.4 は、BPMにより数値解析された光波の振幅分布である。 $z=0$ から $z=1500 \mu\text{m}$ までの光波の集光状態が示されている。この振幅分布の最小スポットサイズ近傍において、等しい振幅の点を結んで描いたものが、Fig.5 の

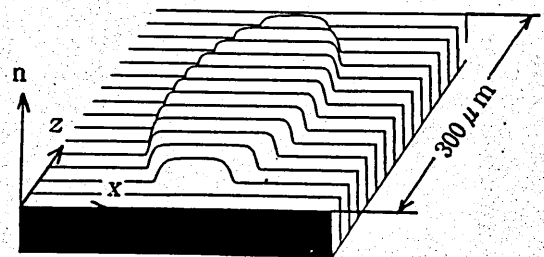


Fig.3 モードインデックス
レンズ部の屈折率分布

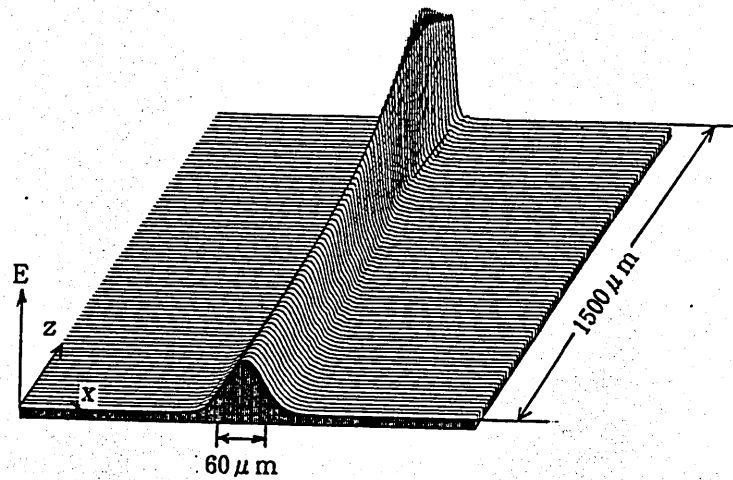


Fig.4 伝搬する光波の振幅分布

等高線図である。この等高線図から、最も振幅の大きい点からレンズの中心までの距離と焦点深度を知ることができる。レンズの中心までの距離は、この場合約 $1097\mu\text{m}$ と算出できる。焦点深度は、 x 方向の広がり許容値に依存してその値が決まるが、この等高線図は、例えば光検出器と光導波路レンズを一体化した光 IC を作製する場合に、両者の距離の許容値を与えるものとして利用される。また、この等高線図は、 z 方向に関して非対象である。この原因には、ガウス形ビームのマッチングの問題や、収差による影響等が考えられるが、現在考察中である。Fig.6 は、最大振幅の z 点における光波の振幅分布を示したものである。回折によるサ

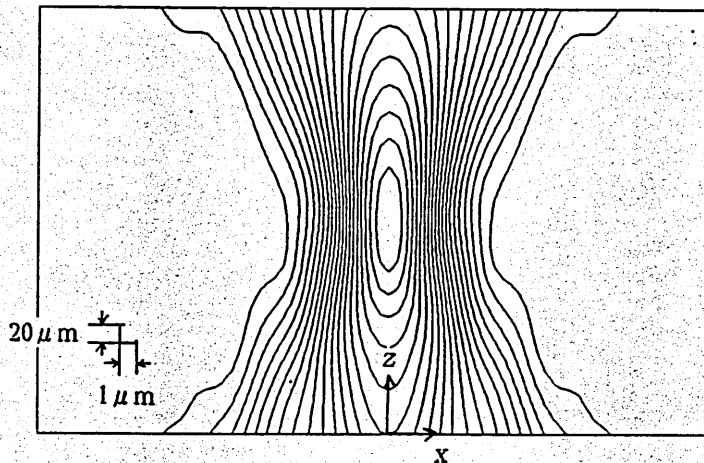


Fig.5 振幅分布の等高線図

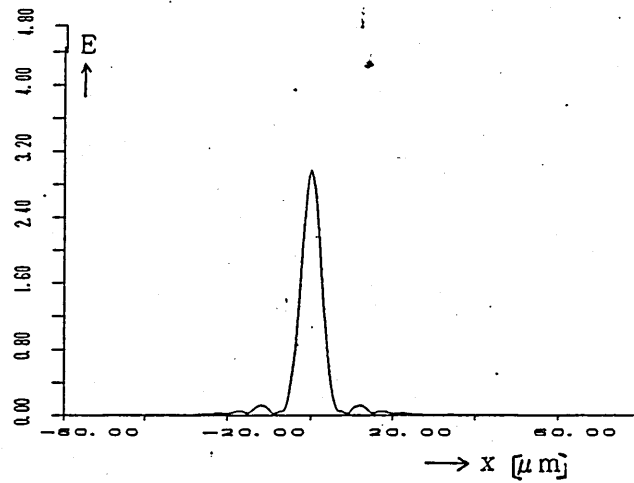


Fig.6 振幅が最大となるz点での光波の振幅分布

イドローブが、 $\pm 20 \mu\text{m}$ 以上にまで広がっていることが判る。また、この図からスポット径が約 $7 \mu\text{m}$ と見積られる。さらに、この図の数値データが格納されている配列の番号を用いて、このz点からレンズの中心までの距離も計算でき、今の場合、 $1095 \mu\text{m}$ となる。

3-2. ルネブルグレンズ

解析

BPMを用いてルネブルグレンズの特性を解析する。

Fig.7 に、ルネブルグレンズを含むスラブ導波路の数値解析のためのモデルを示す。ルネブルグレンズは、Fig.7(a)、(b) に示すように、導波路の上部に円形の高屈折率層を置いたものであり、点光源とその像がレンズ部の同心円上に位置するという特徴を持つ。この時、レンズ部の等価屈折率 n は、次式で表される³⁾。

$$n(r) = \exp[\omega(\rho, s)] \quad (20)$$

ここで、

$$\rho = r n(r) \quad (21)$$

$$\omega(\rho, s) = \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^s \frac{\sin^{-1}(x/s)}{(x^2 - \rho^2)^{1/2}} dx \quad (22)$$

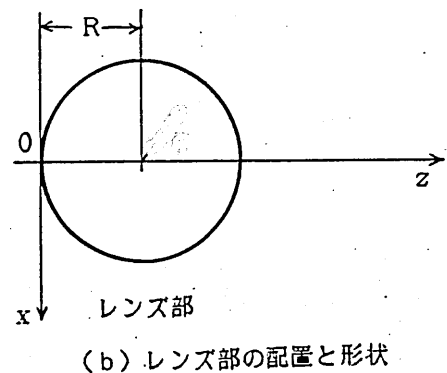
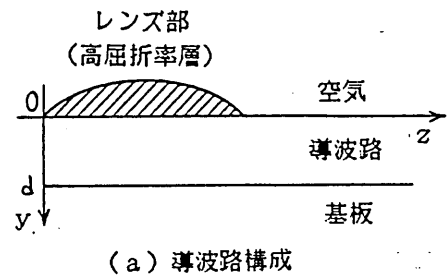


Fig.7 ルネブルグレンズを含むスラブ導波路

と与えられる。

s はレンズの中心から測った焦点距離であり、 r はレンズ内部の任意の一点からレンズの中心までの距離である。両者ともレンズの半径で規格化されている。式(20)～(22)を用いてレンズ部の等価屈折率を求め、レンズ部以外の導波路の等価屈折率 n_s を、3層構造導波路の分散関係式を用いて求めると、(18)式より $\Delta n^2(x, z)$ が得られる。

入射ビームは、モードインデックスレンズと同じく、(19)式で与えられ、 $z = 0$ に置かれる。

表2に、ルネブルグレンズの数値解析に用いたパラメータの値をまとめて示す。

レンズの半径 R	500 150 μm
レンズの半径で規格化された焦点距離 s	3
導波路の厚さ d	5 μm
入射光ビームの幅 PWHM $2B$	60 μm
FFTで用いる x 方向の刻み幅 Δx	0.5 μm
FFTで用いる x 方向の分割数	1024
BPMで用いる z 方向の刻み幅 Δz	5 μm
光の波長	0.633 μm

表2. ルネブルグレンズの数値解析に用いたパラメータの値

結果

Fig.8 にルネブルグレンズ部の等価屈折率分布を示す。等価屈折率の最大値 $n_{\max}$ は1.702であり、レンズ部以外の等価屈折率 n_s は1.530である。その屈折率差は0.172となる。

Fig.9 は $z = 0$ から $z = 700 \mu\text{m}$ までの間の光波の振幅分布を示したものである。Fig.10 はFig.9 の最小スポットサイズ近傍の等高線図を描いたものである。モードインデックス

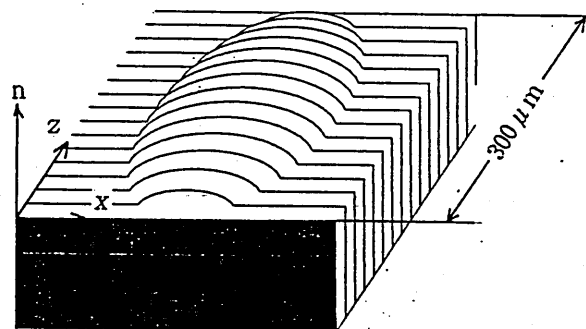


Fig.8 ルネブルグレンズ部の屈折率分布

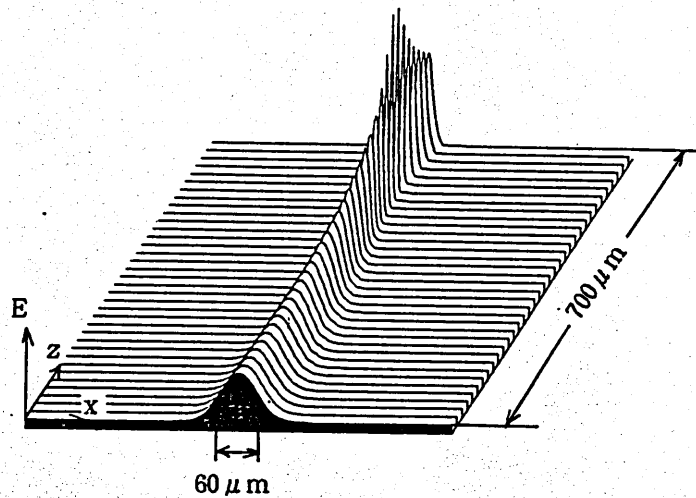


Fig.9 伝搬する光波の振幅分布

レンズの場合と同様、 z 方向に関して非対象が生じている。また、振幅が最大となる点とレンズの中心の距離は約 $421\mu\text{m}$ と求められる。本計算では、 $s=3$ としていることから、焦点距離は理論上、 $R \times s = 450\mu\text{m}$ 見積られ、数値計算結果とは約 $30\mu\text{m}$ 異なる。こうしたことと、ルネブルグレンズは無収差であると言われていること等から、 z 方向の非対象は、ガウス形ビームに対する整合等に起因するかと推察される。

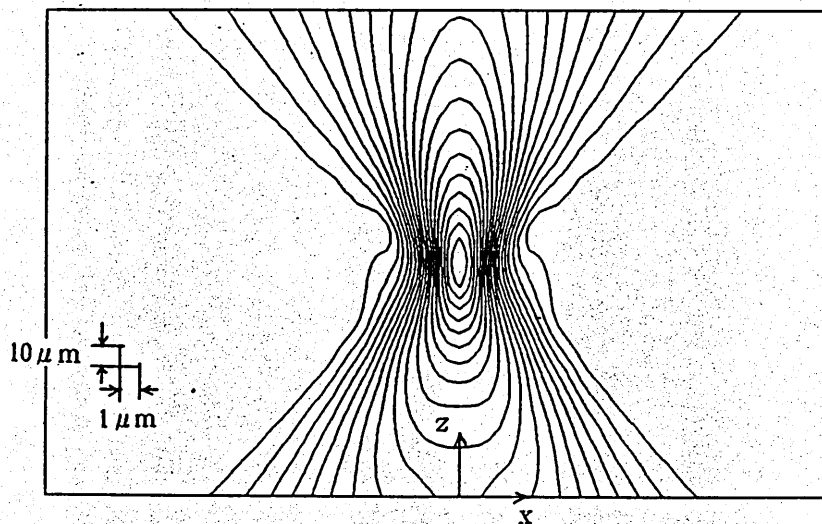


Fig.10 振幅分布の等高線図

Fig.11は、最大振幅の位置における光波の振幅分布である。サイドローブの大きさは約 -38

dBである。また、この図よりスポット^{直径}サイズは約 $4\mu\text{m}$ と見積られる。さらに、レンズの中心と最大振幅の点までの距離が $420\mu\text{m}$ と算出される。

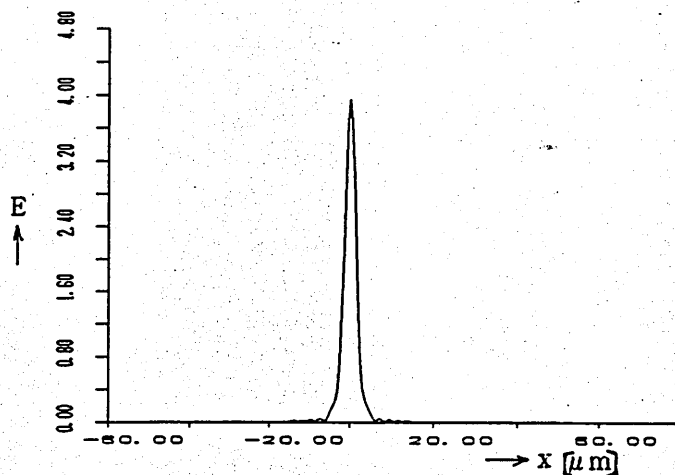


Fig.11 振幅が最大となる z 点での光波の振幅分布

4. まとめ

光導波路レンズの新しい解析法としてBPMの適用を試みた。具体的な光導波路レンズとして、モードインデックスレンズとルネブルグレンズを取りあげ、大型計算機による数値解析を行った。これにより集光する光波の振幅分布が得られ、さらに、集光特性を詳細に把握することができた。これらは回折の効果を含むものであり、光線追跡法では直接得ることのできないものである。さらに、これらを基にして、この最大振幅の点からレンズの中心までの距離や、スポットサイズ、回折によるサイドローブが算出される。

今後、ジオデシックレンズやフレネルレンズ等の特性もBPMを適用して解析を行い、さらに、これらの解析結果を踏まえて、光導波路レンズを設計する手法についても研究を進める予定である。

参考文献

- 1) W.H.Southwell, "Inhomogeneous optical waveguide lens analysis",
J.Opt.Soc.Am., 67, No.8, 1977, (1004-1009)
- 2) J.Van Roey, et.al, "Beam Propagation method: analysis and assessment",
J.Opt.Soc.Am., 71, No.7, 1981, (803-810)
- 3) 井筒雅之、他「光導波路分岐について」、電磁界理論研究会資料、EMT-87-129、1987、(37-46)
- 4) 藤原晃男、他「チェレンコフ放射SHGのBPMによる解析」、第49回応用物理学会学術講演会予稿集、1988、ZD-10、(920)
- 5) G.P.Bava, et.al, "Numerical analysis of planar Fresnel lenses",
J.Mod.Optics, 35, No.6, 1988, (863-869)
- 6) W.H.Southwell, "Index profiles for generalized Luneburg lenses and their use in planar optical waveguides", J.Opt.Soc.Am., 67, No.8, 1977, (1010-1014)

4 - 1 8 G H z 帯 移 相 器

豊田 幸弘

大阪工業大学

三菱電機株式会社
伊丹製作所

平成 元年 3月10日

豊田 幸弘

Sachihiro TOYODA

大阪工業大学

Osaka Institute of Technology

あらまし

ハイブリッド結合器を用いた3種類の広帯域移相器を考案した。最初の移相器の構造はハイブリッド結合器(3 dB, 180°)の位相角0°の端子には増幅器と可変減衰器を縦続接続し、180°の端子には増幅器と固定静電容量を縦続接続した。接続した後の2個の出力端子は電力分割器へ接続して位相角180°を可変できる移相器を構成した。2番目の移相器の構造はハイブリッド結合器(3 dB, 180°)の位相角0°および180°の端子にはそれぞれハイブリッド結合器(3 dB, 90°)を接続した。2個のハイブリッド結合器の位相角は0°および270°, 90°および180°となり、これらの出力端子にはそれぞれ可変減衰器と増幅器を縦続接続した。接続した後の4個の出力端子は電力分割器へ接続して位相角360°を可変できる移相器を構成した。3番目の移相器の構造はハイブリッド結合器(3 dB, 180°)の位相角0°の端子には可変減衰器と増幅器を縦続接続し、180°の端子にはハイブリッド結合器(3 dB, 90°)を接続した。このハイブリッド結合器の2個の出力端子の位相角は90°と180°となり、この2個の出力端子にはそれぞれ可変減衰器と増幅器を接続した。接続した後の3個の出力端子は電力分割器へ接続して位相角180°を可変できる移相器を構成した。これらの移相器の動作周波数範囲は4-18 GHzであり、出力振幅は-0.3 dBから+1.1 dBの間変化した。

1. まえがき

マイクロ波回路の移相器の論文についてはこれまでに数多く発表されている。最近マイクロ波レーダ・アンテナに位相角が0°から360°まで連続に可変で

き、出力振幅が小さい広帯域移相器が要求されている。

ストリップ線路で構成した結合線路形ハイブリッドを用いた4ビット移相器は原理的には広帯域で優れた特性が期待できる1)。しかし単位移相器部、バイアスブロック部を含め9個のハイブリッドを縦続接続して構成するため高い周波数帯では反射特性が悪化するという難点がある。この主な要因はハイブリッドの反射によるものである。これ以外にスイッチドライン形移相器およびローデットライン形移相器がある2), 3)。

これらの移相器は位相角を連続的に細かく変化させることが出来ない。Y. GazitとH.C. Johnson 4)はハイブリッド結合器2個を縦続接続し、この縦続接続したハイブリッド結合器を入出力側に用い、入出力側に用いたハイブリッド結合器の間にデュアル・ゲートFET増幅器を接続している。デュアル・ゲートFETのバイアス電圧を可変して位相角を変化させている。この移相器の動作周波数範囲は15.7から16.7 GHzである。GaAs シングルおよびデュアル・ゲートFETを用いて位相角を180°可変できる移相器については既に報告した6)。FETを用いた移相器については周波数の増加に伴ってドレン・ソース間の位相差が180°以下になり、位相角を0°から180°まで可変できる広帯域移相器を試作することはむづかしい。

最近ハイブリッド結合器は超広帯域のものが市販されており、広い周波数範囲にわたって常に180°の位相差を保っているので、著者は180°ハイブリッド結合器および90°ハイブリッド結合を用いて位相角を180°および360°と連続に可変できる3種類の広帯域移相器を考案した7), 8)。この3種類の移相器の動作周波数範囲は4-9 GHz帯および8-18 GHz帯である。この3種類の移相器について述べる。

120°ハイブリッド結合器2個を用いて位相角を0°から360°まで可変ができ、出力振幅が0.6 dBと小さい移相器の構成方法についても述べてある。

2. 180° ハイブリッド結合器を用いた移相器の構成と実験結果

180° ハイブリッド結合器を用いた移相器の構成図を図1に示す。図1に示すように、180° ハイブリッド結合器の0° の端子には広帯域増幅器と広帯域可変減衰器を縦続接続し、180° の端子には広帯域増幅器と固定静電容量を縦続接続した。接続した後の2個の出力端子は電力分割器へ接続して移相器を構成した。

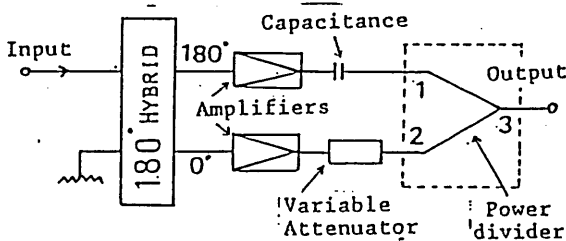


図1 180° 移相器の構成図

増幅器を用いた理由は次に述べる。180° ハイブリッド結合器の結合度は3 dBであり、位相量が0° と180° の時図1に示す様に電力分割器の2→3端子、1→3端子へと交互に信号が伝達されるので、ここで3 dBの挿入損がある。両者合わせて6 dBの挿入損がある。この他に可変減衰器の挿入損が1 dBあり、固定静電容量の挿入損が0.95 dBがある。この挿入損を補うために増幅器を用いた。

広帯域増幅器と広帯域可変減衰器は富士通株式会社の製品を用いた。この増幅器の周波数特性は3 GHzから21 GHzまでである。利得は7 dBである。可変減衰器の周波数特性は4 GHzから20 GHzまでである。固定静電容量は0.1 pFである。

この移相器の位相量は可変減衰器の減衰量を変化させることによって位相量を0° から180° まで連続に変化させる事ができる。

可変減衰器の減衰量を変化させると位相量が変わる状態をベクトル図で描くと図2に示すようになる。図2に示すように、可変減衰器の両端に生ずる電圧を V_R 、固定静電容量の両端を V_C とする。電力分割器

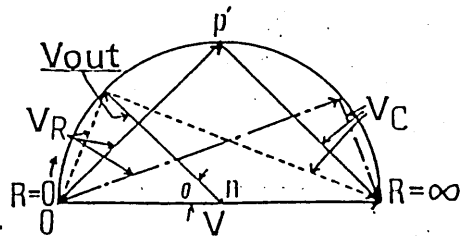


図2 ベクトル図

の出力端子3に生じる電圧は図2に示す V_{out} がえられる。位相量は V_R の大きさによって θ は0° から180° まで変化する。出力電圧は一定であることが図2からわかる。

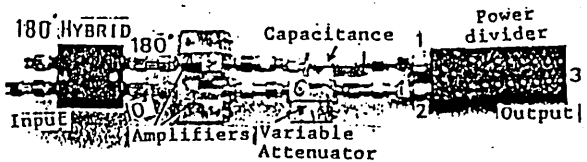
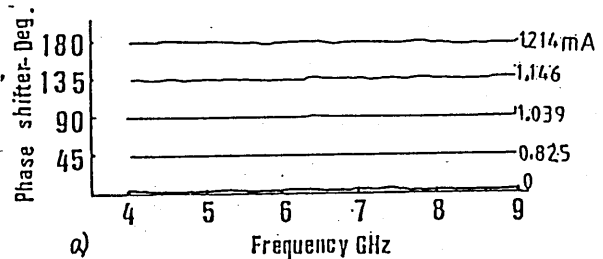
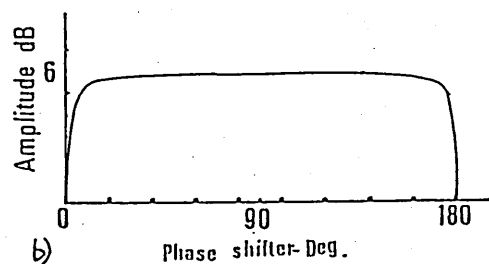


図3 図1に示す移相器の写真

図1に示す移相器を試作した写真を図3に示す。図3に示す移相器の周波数特性を図4に示す。図4 aに示すように、動作周波数範囲は4から9 GHzまでである。可変減衰器に供給する電流を0から1.214 mAまで変化させると位相量は0° から180° まで連続に変化することをNetwork Analyzerで観測した。動作周波数範囲が4から9 GHzまでとなつたのはハイブリッド結合器が4から8 GHzまでのものを使用したためである。このハイブリッド結合器で9 GHz



a) Frequency GHz



b) Phase shifter-Deg.

図4 図3に示す移相器の周波数特性

まで測定したが図4 aに示す結果が得られた。

この移相器の出力振幅は図4 bに示す。図4 bに示すように、移相量が0° と180° の時出力振幅は0 dBになっている。それは移相量0° の時電力分割器の端子②→③に出力電力が伝達されるので3 dBの挿入損を生じ出力振幅は0 dBになる。180° の位相量の時も同じである。0° と180° を除くと出力振幅は6 dBになることを実験結果から確かめた。

図2に示すベクトル図を見ると位相量を0° から180° まで変化させても出力振幅は一定である。低

い周波数の場合は電力分割器を用いないので、固定静電容量と可変減衰器を直接接続してその位置から出力振幅を取り出すと一定の振幅が得られる。しかし、マイクロ波帯になるとこのような方法で広帯域移相器を作ることは難しい。広帯域特性にするには図1に示すように電力分割器を使用せねばならない。電力分割器を使用すると図4bに示すような結果になる。

3. 90° および180° ハイブリッド結合器を用いた移相器の構成と実験結果

Y. Gazit と H. C. Johnson ⁴⁾ は60° ハイブリッド結合器2個を縦続接続し、縦続接続したハイブリッド結合器を出力側に用いている。その入出力に接続したハイブリッド結合器の間にデュアル・ゲートFET増幅器を接続して移相器を構成している。この移相器はデュアル・ゲートFETの第1ゲート電圧を可変させて位相量を変化させている。

デュアル・ゲートFET増幅器⁵⁾の第1ゲートの電圧を可変させた時増幅器自身の位相量が約80°程変化し、位相量の変化に伴って利得も±3dB程変化する。故に、この移相器の出力振幅は大きく変化する点に問題があり、動作周波数範囲が15.7から16.7GHzである。

著者は出力振幅が1.4dB、動作周波数範囲が4から9GHzおよび8から18GHzまでの移相器を考案した。

この移相器の構成方法を次にのべる。

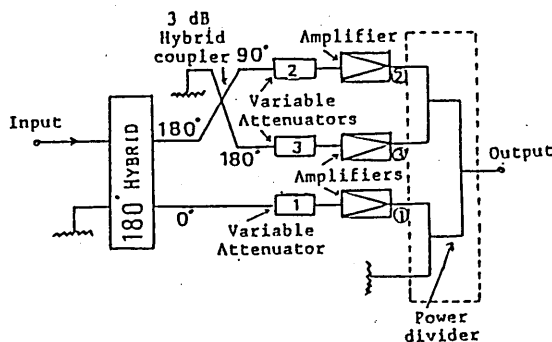


図5 180° 移相器の構成図

90° と180° ハイブリッド結合器を用いた移相器の構成図を図5に示す。180° ハイブリッド結合器の位相角0°の端子には広帯域増幅器と広帯域可変減衰器を縦続接続し、位相角180°の端子には90°（3dB）ハイブリッド結合器を接続した。90° ハイブリッド結合器の出力端子の位相角は90° および180° になる。90° および180° の出力端子に

はそれぞれ広帯域増幅器と広帯域可変減衰器を縦続接続した。接続した後の3個の出力端子は電力分割器へ接続して位相量を180° 可変できる移相器を構成した。電力分割器の使用しない1つの端子は無反射終端した。

増幅器を使用した理由は2で述べたように、ハイブリッド結合器による挿入損と電力分割器の分割による挿入損および可変減衰器の挿入損を補うためである。180° ハイブリッド結合器の位相角0°の端子に接続した増幅器の利得は10dBで、位相角90° と180° の端子に接続した増幅器の利得は13dBである。

この移相器の位相量は3個の可変減衰器の減衰量を変化させると0° から180° まで連続に変化させる事ができる。

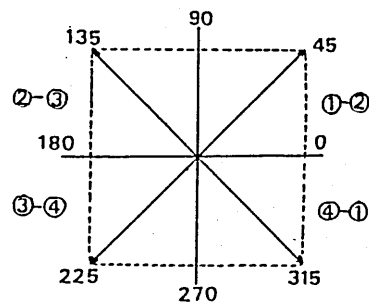


図6 ベクトル図

可変減衰器の減衰量を変化させると位相量が変わる状態をベクトル図で描くと図6のようになる。図6に示すように0° から90° までの位相量は可変減衰器3（図6に示す①-②、②-③は図5に示す可変減衰器の番号）を減衰量を最大にして、減衰器1の減衰量を零に固定して減衰器2の減衰量を零から順次増加していくと位相量は45° から0° まで変化する。次に減衰器2の減衰量を零に固定し、減衰器1の減衰量を零から順次増加していくと位相量は45° から90° まで変化する。90° から180° までの位相量は減衰器1の減衰量を最大にし、減衰器2の減衰量を零に固定して減衰器3の減衰量を零から順次増大して行くと位相量は90° から135° まで変化する。減衰器3の減衰量を零に固定して減衰器2の減衰量を零から順次増大して行くと位相量は135° から180° まで変化する。0° から180° まで連続に変化した位相量は電力分割器の出力端子に現れる。図5に示す移相器を試作した写真を図7に示す。図7に示す移相器の周波数特性を図8に示す。図8aに示すように動作周波数範囲は4から9GHzまでである。

図8aに示すように可変減衰器④（可変減衰器①、②、③を以下番号で略記する。）に供給する電流を

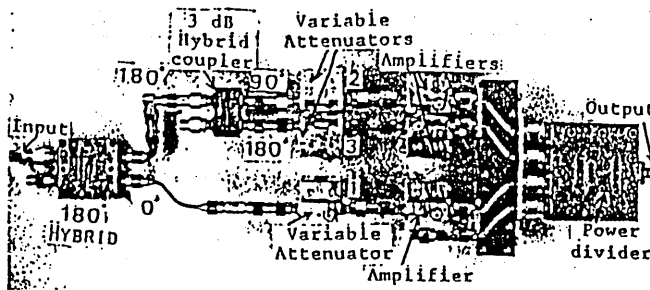


図7 図5に示す移相器の写真

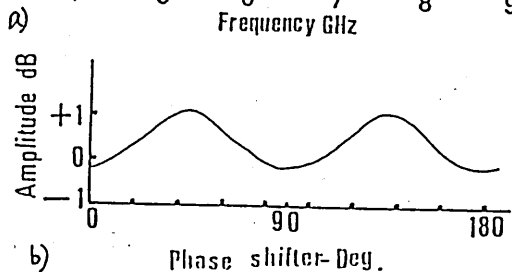
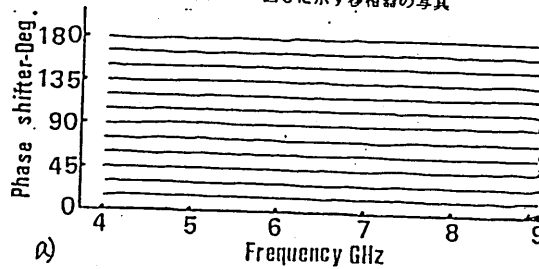


図8 図7に示す移相器の周波数特性

1. 7.3 mA一定にして、①に供給する電流を0 mAに固定にして②に供給する電流を0 mAから1.11 mAまで可変した時位相量は0°から45°まで変化した。②に供給する電流を0 mAに固定して①に供給する電流を0 mAから1.09 mAまで可変した時位相量は45°から90°まで変化した。

次に①に供給する電流を1.73 mA一定にして、②に供給する電流を0 mAに固定して③に供給する電流を0 mAから1.04 mAまで可変した時位相量は90°から135°まで変化した。③に供給する電流を0 mAに固定して②に供給する電流を0 mAから1.11 mAまで可変した時位相量は135°から180°まで変化した。このように3個の可変減衰器を交互に可変することによって位相量が0°から180°まで連続に変化することをNetwork Analyzerで観測した。

移相器の出力振幅を図8bに示す。増幅器を使用している関係から位相量が45°と135°の時出力振幅は+1.1 dBとなり、位相量が0°と90°および180°の時の出力振幅は-0.3 dBであった。位相量を0°から180°まで可変した時出力振幅は1.4 dBの間を変化することがわかる。

8-18 GHz帯の移相器については、図5および図7に示す180°と90°ハイブリッド結合器を7.5から18 GHz帯用のものを使用した。広帯域増幅器と広帯域可変減衰器および電力分割器はそのままである。位相量を変化させる可変減衰器の調整については図6および図8をもつて詳細に述べたのでここでは省略する。

8-18 GHz移相器の周波数特性は図9に示す。図9aに示すように、動作周波数範囲は8から18 GHzまでである。

3個の可変減衰器を交互に可変させることによって位相量は0°から180°まで変化した。図9aには記載していないが18 GHz以上になると位相量は180°以下になることをNetwork Analyzerで観測した。

移相器の出力振幅は図9bに示す。周波数8 GHzでは図9bに実線で示すように出力振幅は-0.3 dBから+1.1 dBであった。周波数18 GHzでは点線で示すように出力振幅は-0.45 dBから+0.9 dBと低下していることを実験結果から確かめた。

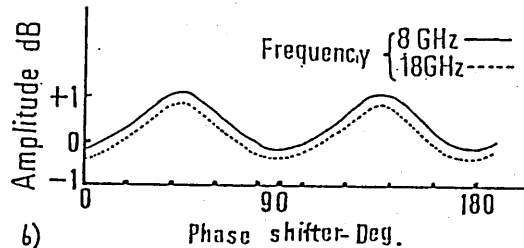
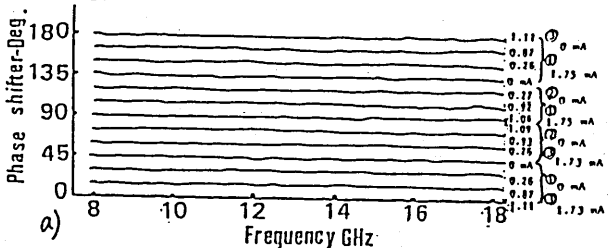


図9 8-18 GHz帯移相器の周波数特性

4. 180°と2個の90°ハイブリッド結合器を用いた移相器の構成と実験結果

90°2個と180°ハイブリッド結合器を用いた移相器の構成を図10に示す。180°ハイブリッド結合器の位相角0°と180°の端子にそれぞれ90°ハイブリッド結合器を接続した。図10に示すように

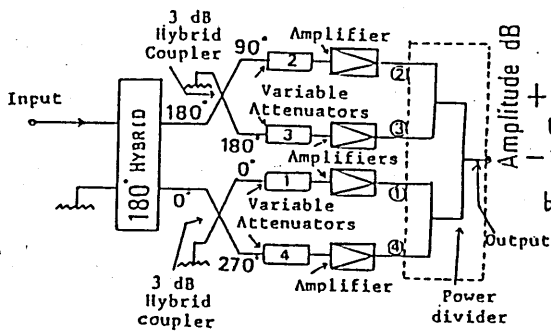


図10 360° 移相器の構成図

90° ハイブリッド結合器の出力端子の位相角は90°、180°と0°および270°になる。これらの4個の端子にはそれぞれ広帯域移相器と広帯域可変減衰器を縦続接続した。接続した後の4個の出力端子は電力分割器へ接続した。4個の増幅器の利得は13 dBである。

位相量は可変減衰器を調整して行う。位相量を0°から180°までの可変減衰器の調整については3で詳細に述べた。図6に示すように180°から270°までの位相量は可変減衰器1と2の減衰量を最大にし、減衰器3の減衰量を零に固定し、減衰器4の減衰量を零から順次増加していくと位相量は180°から225°まで変化する。次に、減衰器4の減衰量を零

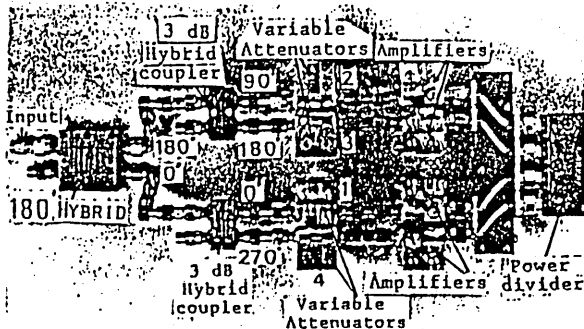


図11 図10に示す移相器の写真

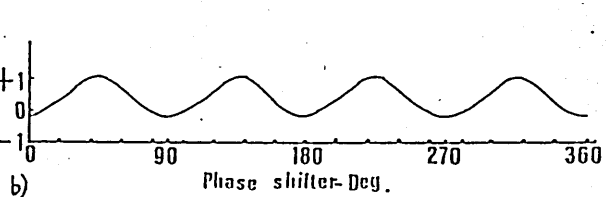
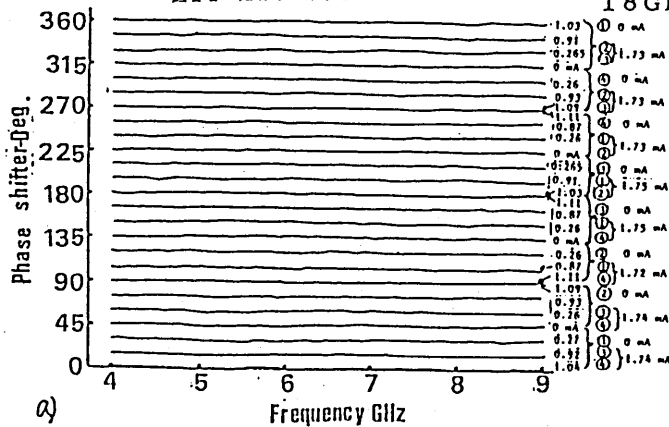


図12 図11に示す移相器の周波数特性

に固定し、3の減衰量を零から順次増加していくと位相量は225°から270°まで変化する。

270°から360°までの位相量は2と3の減衰量を最大にし、4の減衰量を零に固定し、1の減衰量を零から順次増加して行く位相量は270°から315°まで変化する。次に、1の減衰器の減衰量を零に固定し、4の減衰器の減衰量を零から順次増大して行く位相量は315°から360°まで変化する。

4個の減衰器を交互に可変させることによって0°から360°まで連続に変化する位相量は電力分割器の出力端子に現れる。

図10に示す移相器の試作した写真を図11に示す。図11に示す移相器の周波数特性は図12に示す。図12aに示すように、動作周波数範囲は4から9 GHzまでである。位相量を0°から360°まで連続に可変させるためには4個の可変減衰器に供給する電流は図12aに記載する値にすることが望ましい。位相特性は180°の移相器の時と同様に平坦な特性になっている。

移相器の出力振幅は図12bに示す。4から9 GHzまでの周波数帯で位相量が0°、90°と180°および270°の時出力振幅は-0.3 dBであり、位相量が45°、135°と225°および315°の時出力振幅は+1.05 dBであった。

8-18 GHz帯の移相器については90°2個と180°ハイブリッド結合器の周波数帯を7.6から18 GHz帯のものを使用した。8-18 GHz帯の移相器の周波数特性を図13に示す。図13aに示すように、動作周波数範囲は8から18 GHzまでである。位相量を0°から360°まで連続に可変させるために4個の可変減衰器に供給する電流は図13aに記載する値にすることが望ましい。位相特性は4-9 GHz移相器の時と同様に平坦な特性になっていることをNetwork Analyzerで観測した。このように平坦な特性になったのは広帯域増幅器および広帯域可変減衰器の周波数特性が優れているものを使用したのでこのような結果が得られたわけである。

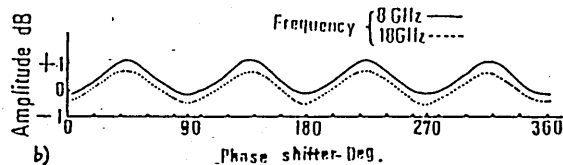


図13・8-18GHz帯移相器の周波数特性

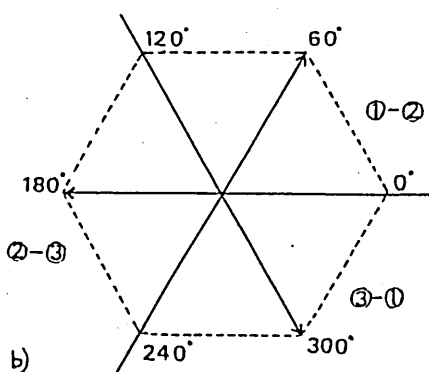
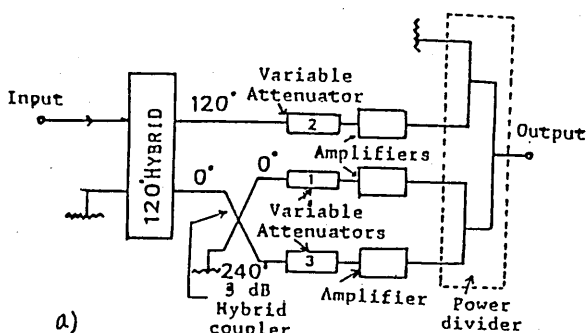


図14 120° ハイブリッド結合器を用いた移相器の回路構成

+0.75 dBと低下していることを実験結果から確かめた。

さきに、位相量を 0° から 360° まで可変できる移相器について述べた。この移相器は 90° 2個と 180° ハイブリッド結合器を必要とし、4個の可変減衰器を調整して位相量を変化させる複雑さがある。

そこで、著者は位相量を 0° から 360° まで可変でき、出力振幅の小さい構造の簡単な移相器を考案した。その移相器は 120° ハイブリッド結合器2個を用いて位相量を 0° から 360° まで可変できるもので、その移相器の回路構成を図14aに示す。

位相角を 0° から 360° まで変わる状態をベクトル図で描くと図14bに示すようになる。

位相量は可変減衰器を調整して行う。3で詳細に述べた方法で3個の可変減衰器を交互に可変させた時位相量は 0° から 360° まで変化する状態を図14bに示してある。

位相差が 0° から 360° まで可変させた時の出力振幅の変化は計算値で 0.6 dB で図10および11に述べた移相器の出力振幅に比べて 0.8 dB 低いことがわかる。

この移相器を構成するには図11に示す移相器に使用した広帯域増幅器と広帯域可変減衰器および電力分割器をそのまま使用することができる。この移相器で試作しなければならないのは 120° ハイブリッド結合器である。位相差 30° 一定のものを試作して 90° ハイブリッド結合器に接続すれば 120° ハイブリッド結合器を試作できる。

120° ハイブリッド結合器 2 個用いた移相器は回路構成が簡略であり、3 個の可変減衰器を交互に調整すれば位相量が 0° から 360° まで変化させることができ、出力振幅が小さく、広帯域移相器を試作するうえに役だつてあろう。

むすび

この論文は4-18GHz帯の3種類の移相器について述べた。

従来用いられている4ビット移相器とスイッチドドラインおよびローデットライン形移相器があり、これらの移相器は位相量を連続的に細かく変化させることができない。

著者はハイブリッド結合器を用いた3種類の広帯域移相器を考案した。これらの移相器は 0° から 180°

および 0° から 360° まで位相量を連続に変化させることができる。

また、 120° ハイブリッド結合器2個を用いて位相量を 0° から 360° まで可変でき、出力振幅の小さい広帯域移相器についても述べた。

これらの移相器はフェズド・アレー・アンテナおよびマイクロ波回路に用いることができる。

広帯域特性の 120° ハイブリッド結合器を試作することが今後の課題である。

謝辞 広帯域移相器を研究するにあたり富士通株式会社より広帯域増幅器および広帯域可変減衰器を提供して頂き感謝いたします。

文 献

- 1) 松永・武田 “ストリップ線路ハイブリッド結合形ダイオード移相器の小形化とその広帯域化” 電子通信学会論誌第J65-B巻第6号 PP710-714
昭和57年6月
- 2) Opp, F.L. and Hoffman, W.F. “Design of digital loaded-line phase shifter networks for microwave-thin-film applications” IEEE Trans., ED-15, 7, PP524-530 July 1974.
- 3) White J.F. “Diode phase shifters for array antennas” IEEE Trans., MTT-22, 6 PP 658-674 June 1974.
- 4) Y. Gazit and H.C. Johnson “A continuously Ku-band phase/amplitude control module” in Proc. 1981 IEEE-MTT-S Inst. Microwave PP.436-437.
- 5) C. Tsironis and P. Harrop “Dual Gate GaAs M.E.S.F.E.T. Phase Shifter with Gain at 12 GHz” Electronic Letters 3rd Vol. 16 No. 14 PP.553-554 July 1980
- 6) 豊田 “GaAs FETを用いたマイクロ波移相器” 電子通信学会論誌 第J66-B巻第11号 PP1436-1437 昭和58年11月
- 7) 豊田 “ハイブリッド結合器を用いたマイクロ波移相器” 昭和60年電子通信学会総合全国大会 昭和60年3月
- 8) 豊田 “4-9GHz 移相器” 電子情報通信学会春期全国大会 (1989年) 3月

輻射科学研究会資料

(RS88-17)

BPMによる光導波路レンズの特性解析 [Ⅱ]

石川 瑛、井筒 雅之、末田 正

東北工業大学工学部

大阪大学基礎工学部

平成元年3月10日

於 三菱電機株式会社伊丹製作所

BPMによる光導波路レンズの特性解析 [II]

石 川 瑛、井 筒 雅 之、末 田 正

(東北工業大学工学部、大阪大学基礎工学部)

1. まえがき

光導波路レンズは、その結像、集光、コリメート、フーリエ変換の諸機能のため、光集積回路(光IC)における主要な素子の一つとなっている。特に、スペクトル・アナライザーによって代表されるレンズのフーリエ変換作用を応用した光信号処理デバイスでは、光導波路レンズの役割は重要である。こうした光導波路レンズでは、回折限界に近い光強度分布や、十分低い回折光強度、広い視野角等のかかなり厳しい性能が要求される。このため、現在までにモードインデックスレンズ^{1), 2)}、ルネブルグレンズ^{3) - 5)}、ジオデシックレンズ^{6) - 8)}、フレネルレンズ^{9), 10)}等が提案され、試作実験が進められている。

これら光導波路レンズに関する研究における特性解析は、主に、回折の効果を含まない光線追跡法によりなされている。そのため、焦点距離や収差は解析されているものの、光強度分布に関する解析は少なく、多くは作製された試料から焦点面の光強度分布を実測している。しかし、光導波路レンズの幅広い応用を考える場合、回折の効果を検討した解析法を確立し、それにより光強度分布等を見積ることが重要であるといえる。

そこで、不均一な屈折率分布を持つ光導波路において、光波の界の振幅分布を解析する有力な方法である Beam Propagation Method (BPM)¹¹⁾を光導波路レンズの解析に適用することを試みた¹²⁾。BPMは回折の効果を含む解析法であり、Y分岐光導波路の解析¹²⁾等によく用いられている。筆者らは前回、モードインデックスレンズとルネブルグレンズに対してBPMを適用した例を報告した¹³⁾。その中で、光波の振幅分布がレンズの焦点面だけでなく、光波の進行方向の任意の点で得られ、光線追跡法では直接解析することのむづかしい集光特性を把握できるという利点を示した。

¹²⁾ BPMを用いた光導波路レンズの解析は、筆者の知る限り、フレネルレンズの集光特性に関する論文が一編報告されているのみである¹⁴⁾。

本報告では、前回のモードインデックスレンズとルネブルレンズに引き続き、それ以外の主要な光導波路レンズであるジオデシックレンズとフレネルレンズの特性解析にBPMを適用した解析例について述べる。大型計算機を利用した数値解析により、伝搬する光波の界の振幅分布を求め、その結果から、BPMによる光導波路レンズの解析の有用性を示す。

2. Beam Propagation Method (BPM)

Fig.1 に示すようなスラブ導波路を考える。その屈折率分布は $x-z$ 平面内で等価的に与えられるものと仮定し、それを $n(x, z)$ とおく。

z 方向に伝搬する2次元の光波のスカラー近似によるヘルムホルツ方程式は、

$$\nabla^2 E(x, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, z) \cdot E(x, z) = 0 \quad (1)$$

となる。但し、 $k_0 = 2\pi/\lambda$ であり、 λ は真空中の波長である。

二乗屈折率分布 $n^2(x, z)$ は、次のように一定値 n_0^2 と、変化分 $\Delta n^2(x, z)$ の和で表すことができる。

$$n^2(x, z) = n_0^2 + \Delta n^2(x, z) \quad (2)$$

式(2)を式(1)に代入して得られる摂動を含むヘルムホルツ方程式から解 $E(x, z)$ を導出することになるが、その過程は前回述べたので、ここでは結果のみを示す。

いま、 $z = z_0$ における $E_0(x, z_0)$ が既知であるとする。(添え字 a は、式(1)における $n^2(x, z)$ の摂動項を0とおいたときのヘルムホルツ方程式の解を表す)

この $E_0(x, z_0)$ のフーリエ変換 $A(k_x; z_0)$ は、

$$A(k_x; z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x, z_0) \cdot \exp(-j \cdot k_x \cdot x) dx \quad (3)$$

となる。 $E_0(x, z_0)$ が摂動を受けずに z の正方向に伝搬する場合を考えると、任意の点 z における $E_0(x, z)$ は、そのフーリエ変換 $A(k_x; z)$ を用いて

$$E_0(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x; z) \cdot \exp(j \cdot k_x \cdot x) dk_x \quad (4)$$

と表わされる。ここで、

$$A(k_x; z) = A(k_x; z_0) \cdot \exp(-j \sqrt{k_0^2 \cdot n_0^2 - k_x^2} \cdot (z - z_0)) \quad (5)$$

と与えられる。

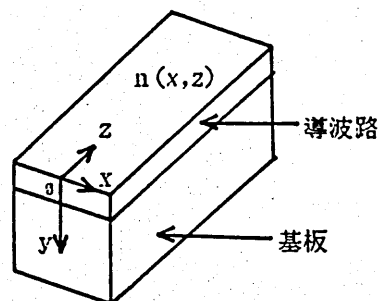


Fig.1 スラブ導波路

次に、光波が $z = z_0$ から微小距離 Δz だけ伝搬する間に、屈折率変化による振動を受ける場合を考える。この時、 $z = z_0 + \Delta z$ における式 (1) の解 $E(x, z_0 + \Delta z)$ は、屈折率変化が小さく、緩やかであり、かつ、 Δz が十分小さく、光波の反射が無視できると仮定すると、

$$E(x, z_0 + \Delta z) = E_0(x, z_0 + \Delta z) \cdot \exp\left(-\frac{j k_0}{2 n_0} \cdot \Delta n^2 \cdot \Delta z\right) \quad (6)$$

と導かれる。 $E_0(x, z_0 + \Delta z)$ は、式 (4) で $z = z_0 + \Delta z$ とおいたものである。

式 (6) は、二乗屈折率変化 Δn^2 による振動が、式 (4) に位相変化を与えるものであることを示している。

以上のように、BPM は、 $z = z_0$ において与えられた界の振幅分布を初期値とし、伝搬方向に Δz だけ進んだ点の振幅分布を求め、次に、この得られた振幅分布を新たな初期値として再び計算を繰り返す方法である。

3. BPMを用いたジオデシックレンズの数値解析

3-1. 原理

ジオデシックレンズは、光導波路基板上に球面または非球面の浅い凹み（凸面でも良いがほとんど使われていない）を作り、その後、基板の他の部分と共にそこに薄膜光導波路を作製したものである。Fig.2 にジオデシックレンズを含むスラブ導波路の構成を示す。ジオデシックレンズではこの凹みがレンズとして働き、光を集光したり、平行光線にしたり、結像作用やフーリエ変換作用を示す。これは、ジオデシックレンズに入射した光線が、凹みの曲面上をフェルマーの原理により最短線に沿って進むことによる。この時、凹みが球面であれば、この最短線は大円の弧となる。このように、ジオデシックレンズのレンズ作用は光路長の変化によるものであり、屈折率変化にもとづくモードインデックスレンズやルネブルグレンズとは異なる。

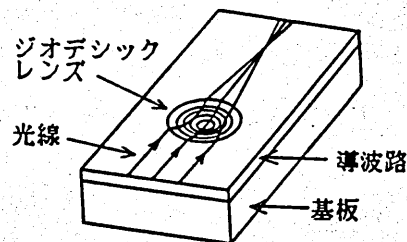


Fig.2 ジオデシックレンズを含む導波路

BPMによる数値解析は式(6)で与えられるが、この式は、複素振幅の位相変化が Δn^2 のみならず Δz にも依存していることを示している。ここでは、二乗屈折率変化 Δn^2 を求めて $E(x, z_0 + \Delta z)$ を計算する。

Fig.3(a)は、球面の凹みをもつジオデシックレンズの平面図であり、Fig.3(b)は、 z 軸に沿った断面図である。 h は凹みの中心での深さであり、 R は凹みの半径を表す。Fig.2(c)は、Fig.3(a)において $x = x_i$ を通り z 軸に平行な平面で球面を切ったときの断面図である。光波は z の正方向に伝搬するものとし、また、導波路の等価屈折率を n_s とする。

$x-z$ 平面上の点 (x_i, z_i) における凹みの深さ $y_{i,j}$ は、次式で表される。

$$x_i^2 + (z_i - R)^2 + \left(y_{i,j} + \frac{R^2 - h^2}{2h}\right)^2 = \left(\frac{R^2 + h^2}{2h}\right)^2 \quad (7)$$

$$(|x_i| \leq 0; 0 \leq z_i \leq 2R)$$

z 軸方向の微小距離 $z_{j+1} - z_j = \Delta z$ を球面上に投影したときの球面上の距離 Δl は、近似的に次式で与えられる。

$$\Delta l \approx \sqrt{\Delta z^2 + \Delta y^2} \quad (8)$$

ここで、

$$\Delta y = |y_{i,j+1} - y_{i,j}| \quad (9)$$

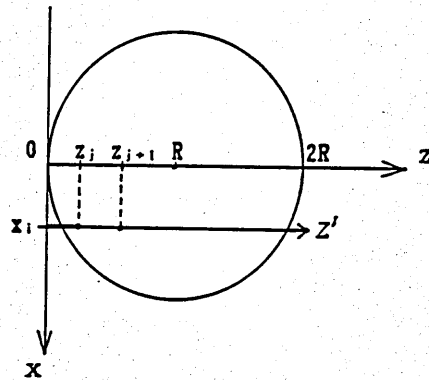
である。

いま、屈折率 n_s の球面上の光路が $x-z$ 平面上の光路と等しいとしたとき、 $x-z$ 平面上の等価な屈折率 $n_s(x_i, z_{j+1})$ を導入する。すると、

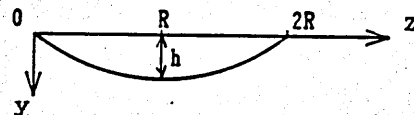
$$n_s(x_i, z_{j+1}) = n_s \frac{\Delta l}{\Delta z} \quad (10)$$

となり、屈折率 n_s の球面上を伝搬する光波は、屈折率 n_s の $x-z$ 平面を伝搬する光波で表すことができる。

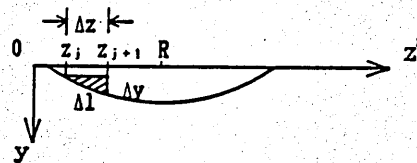
従って、 $x-z$ 平面上の点 (x_i, z_{j+1}) における二乗屈折率変化 $\Delta n^2(x_i, z_{j+1})$ は、



(a) 平面図



(b) z 軸を含む断面図



(c) x_i を通り z 軸に平行な断面図

Fig.3 ジオデシックレンズの構造

$$\Delta n^2(x_i, z_{j+1}) = n_s^2 \cdot \Delta y^2 / \Delta z^2 \quad (11)$$

と表される。

3-2. 数値解析例の結果と検討

BPMを用いたジオデシックレンズの特性解析の一例を次に示す。使用したパラメータは表1のようである。なお、導波路の屈折率 n_s はその深さ方向の基本モードに対する等価屈折率とした。

Fig.4 は式(10)で与えられる $x-z$ 平面上の等価な屈折率分布 n を表す。屈折率変化の最大値は、 $\Delta n = 0.08$ と計算された。ここで、 z 方向の屈折率分布に非対象性がみられるが、これは、 n_s が球面上の光路に対応する屈折率を表すため、ジオデシックレンズの入射口である $z=0$ では n_s に等しく、出射口である $z=2R$ では n_s より大きくなるためである。

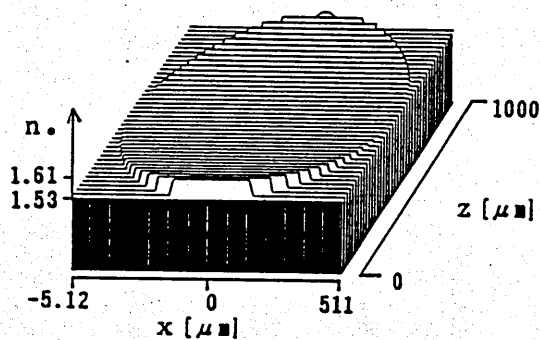


Fig.4 ジオデシックレンズの等価な屈折率分布

ジオデシックレンズの半径	R	: 500 μm
ジオデシックレンズの凹みの深さ	h	: 81 μm
導波路の屈折率	n_s	: 1.53
ガウスビームのスポットサイズ	B	: 100 μm

表1. ジオデシックレンズの解析例に用いた主なパラメータ

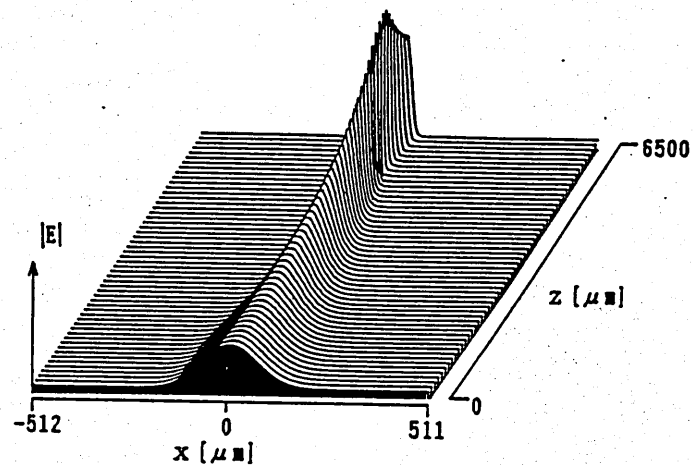


Fig.5 ジオデシックレンズの集光特性 (振幅分布)

Fig.5 に、大型計算機により数値計算されたジオデシックレンズを含むスラブ導波路中の界の振幅分布を示す。入射光はガウスビームとし、 $z=0$ において

$$E_s(x,0) = \exp(-x^2/B^2) \quad (12)$$

で与えた。 $z=0$ から $z=6,500 \mu\text{m}$ までの範囲における光波の集光状態が示されている。

Fig.6は、Fig.5 の振幅分布をもとにして焦点近傍の等しい振幅の点を結んで描いた等高線図

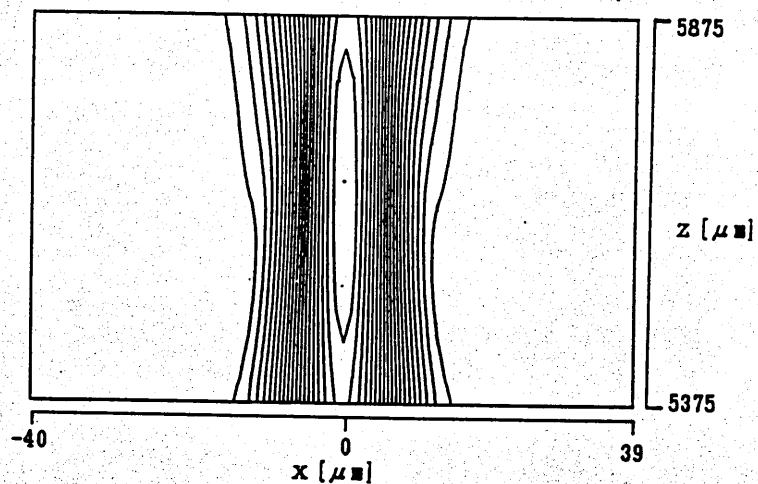


Fig.6 ジオデシックレンズの焦点近傍の等高線図

である。この等高線図より、ジオデシックレンズの中心から z 軸上の最大振幅の点までの距離（最大振幅距離 d とする）を知ることができ、さらに焦点深度に関する知見を得ることができる。最大振幅距離は図から $d \approx 5.16 \text{ mm}$ と算出される。（全幅が $2B$ である 2 次元の平面波に対して、フェルマーの原理にもとづいて求められた焦点距離は、この例の場合 $f \approx 4.980 \text{ mm}$ である）また、この等高線図からその範囲内では、最大振幅の e^{-1} の高さにおける全幅の広がりが約 $2 \mu\text{m}$ と見積られ、この数値例では焦点距離が長いこともあり、焦点深度は、深いと判断することができる。こうしたことは、例えば、光検出器と光導波路レンズを一体化した光 IC を作製する場合に両者の距離を見積るのに役立つものと思われる。

Fig.7 は、最大振幅の点における振幅分布を表す。この図から、最大振幅の $1/e$ の高さにおける全幅は約 $13.7 \mu\text{m}$ と算出される。また、回折光強度は -40 dB 以下であるが、 $40 \mu\text{m}$ 以上離れたところまで存在することが読み取れる。さらに、Fig.7 を得る数値計算から最大振幅距離も容易に求まり、今の場合 $d = 5.160 \text{ mm}$ となる。

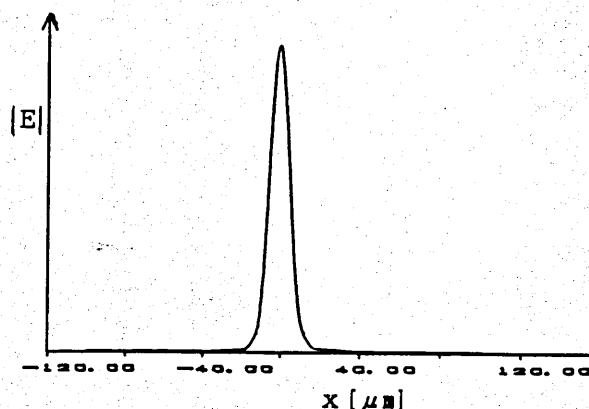


Fig.7 最大振幅距離における振幅分布

4. BPMを用いたフレネルレンズの数値解析

4-1. 原理

フレネルレンズは屈折率が周期的に変化する構造のレンズであり、graded index (GRIN) フレネルレンズや、graded thickness (GRTH) フレネルレンズ等がある。ここでは、一例としてGRINフレネルレンズに対してBPMを適用する。

GRINフレネルレンズの構造を Fig.8 に示す。焦点距離 f のフレネルレンズに入射する2次元の平面波は、レンズを通過した後、2次元の円筒波に変換されてその焦点に集光される。この時、 x 軸上に於て、 $x=0$ と任意の点 x における光波の位相差は、

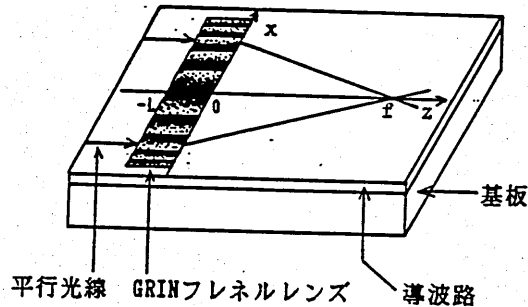


Fig.8 GRINフレネルレンズの構造

$$\phi(x) = k \{ f - (f^2 + x^2)^{1/2} \} \approx - \left(\frac{k}{2f} \right) x^2 \quad (13)$$

$$(|x| \ll f)$$

となる。ここで、 $k = n_s \cdot k_0$ 、 $k_0 = 2\pi / \lambda$ である。 n_s は導波路の導波モードに対する等価屈折率であり、 λ は真空中での光の波長である。

これより、GRINフレネルレンズにおける x 軸上の位相変化 $\Phi(x)$ は、その最大値が 2π になるように式 (13) より、次のように得られる。

$$\Phi(x) = \phi(x) + 2m\pi \approx - \left(\frac{k}{2f} \right) x^2 + 2m\pi \quad (14)$$

但し、 $x_m \leq |x| < x_{m+1}$ であり、

$$x_m = (2m\lambda f / n_s) \quad [m=0, 1, 2, \dots] \quad (15)$$

$$\Phi(x_m) = -2m\pi \quad (16)$$

である。

これより、GRINフレネルレンズの屈折率分布 $n(x, z)$ は、最大屈折率差を Δn_{max} とすると、

$$n(x, z) = n_s + \Delta n_{max} [\{ \Phi(x) / 2\pi \} + 1], \quad (-L \leq z \leq 0) \quad (17)$$

と表される。 L はGRINフレネルレンズの厚さである。Fig.9 にこの屈折率分布 $n(x, z)$ を示す。

従って、二乗屈折率変化 Δn^2 は、

$$\Delta n^2(x, z) = n(x, z)^2 - n_s^2 \quad (18)$$

と与えられる。

また、位相変化 $\Phi(x)$ を与えるGRINフレネルレンズの厚さ L_0 は、レンズの厚さが十分薄く、レンズ領域内での光波の広がりが無視できる場合には、

$$L_0 = \frac{2\pi}{k_0 \cdot \Delta n_{max}} = \frac{\lambda}{\Delta n_{max}} \quad (19)$$

となる。

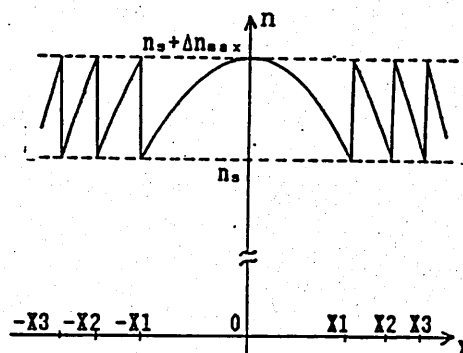


Fig.9 GRINフレネルレンズの屈折率分布

4-2. 数値解析の結果と検討

BPMを用いたGRINフレネルレンズの特性解析の一例を以下に示す。使用したパラメータは表2のようである。ここで、 n_s は導波路の深さ方向の基本モードに対する屈折率である。

GRINフレネルレンズの全幅	:	1, 024 μm
GRINフレネルレンズの厚さ	L:	23.0 μm
GRINフレネルレンズの焦点距離	f:	5, 000 μm
導波路の屈折率	n_s :	2.35
最大屈折率差	Δn_{max} :	0.047

表2. GRINフレネルレンズの解析例に用いた主なパラメータ

$z = -L_0$ に与えられた入射光は、距離 L_0 だけGRINフレネルレンズの中を伝搬した後、焦点距離 f の点に集光される。

Fig.10に、レンズの出射口である $z=0$ における屈折率分布と光波の振幅分布を $x < 0$ の範囲についてのみ示す。振幅分布に現れるスパイクは、屈折率分布の急峻な変化によるものであることがわかる。

Fig.11は、 $z=0$ から $z=6,250 \mu\text{m}$ までの範囲における光波の伝搬状態を示すものである。

入射光はガウスビームとし、 $z = -L_0$ における界の振幅分布 $E(x, 0)$ は、ジオデシックレンズの場合と同様、式(12)で与えられる。光波の振幅は、Fig.10に見られるスパイクのために激しく変化しながらも集光されていることが判る。

Fig.12は $z = f = 5,000 \mu\text{m}$ における光波の振幅分布である。この振幅分布は、その裾の部分に於て特異な形状を示しているが、これは、Fig.10から、レンズの出射口で振幅分布に重畳されたスパイクによるものと考えられる。また、この振幅分布から、最大振幅の $1/e$ の高さにおける全幅は約 $16.0 \mu\text{m}$ と算出される。フレネルレンズの解析に際しては、急激な屈折率変化によって振幅分布にスパイクが生じるので、例えば、実際の屈折率分布から外れない程度に屈折率分布の変化をなだらかにするとスパイクは低減すると思われる。

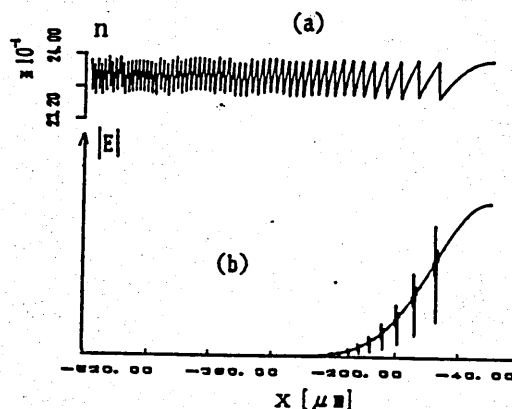


Fig.10 GRINフレネルレンズの屈折率分布(a)と出射口における振幅分布(b)

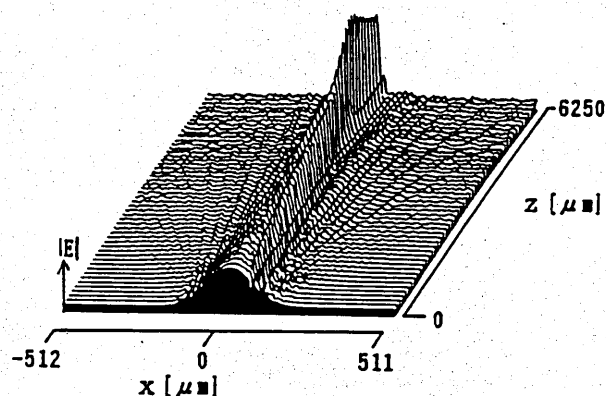


Fig.11 GRINフレネルレンズの集光特性 (振幅分布)

5. まとめ

光導波路中の光波の界の振幅分布を解析する Beam Propagation Method (BPM) を、光導波路レンズの特性解析に適用することを試みた。ジオデシックレンズとGRINフレネルレン

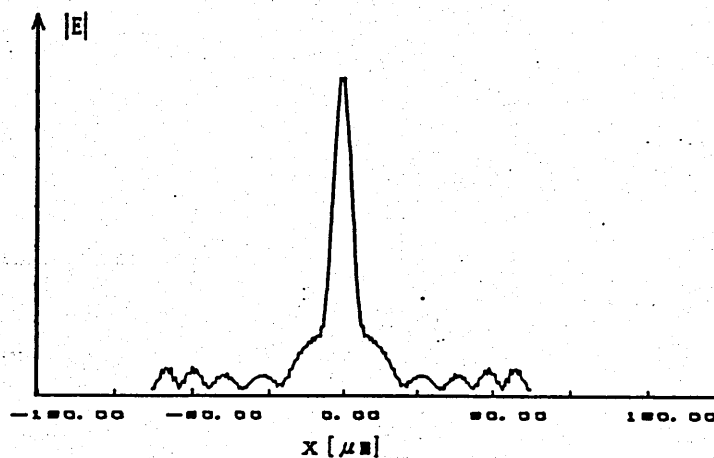


Fig.12 GRINフレネルレンズの焦点面における振幅分布

ズの解析例の結果から、両者共に集光する光波の界の振幅分布が得られ、その集光特性を詳細に把握することができた。これらは、光強度分布や回折光の強度レベル、また等高線図から評価できる焦点深度などであり、レンズの性能を示すパラメータである。

光導波路レンズにおけるこうした界の振幅特性は、回折の効果を含まない光線追跡法ではなかなか求めることができず、従来はほとんど試みられていないものである。そして回折の効果を用いて解析されるフレネルレンズを除けば、ルネブルグレンズの研究の一部に複雑な方法で焦点面の光強度分布を解析している例が見られのみである³⁾。

これに対し、BPMを用いた解析では、光導波路レンズの屈折率分布と入射光の界の振幅分布を与えることにより、その集光特性を細部にわたり容易に、しかも視覚的に表すことができる。従って、実際の媒質に近い屈折率分布のもとで、実際に使われるレーザのガウスビーム等に対して、そのレンズの特性を知ることが可能になるといえる。

今後、光導波路レンズの諸機能を利用した光信号処理などのデバイスを考えると共に、それらデバイスに用いられる光導波路レンズをBPMにより設計する手法について研究をすすめる予定である。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、有益な御討論とご助言をいただいた大阪大学基礎工学部の小林哲

郎助教授ならびに森本朗裕助手に心から深謝します。また、数値計算や研究の取りまとめ等にご援助いただいた大阪大学基礎工学部電気工学科末田研究室の学生諸君に感謝します。

参考文献

- 1) R. Shubert and J. H. Harris, "Optical Guided-wave Focusing and Diffraction", J. Opt. Soc. Am., 61, No. 2, 1971, (154-161)
- 2) L. P. Boivin, "Thin-film Laser-to-Fiber Coupler", Appl. Optics, 13, No. 2, 1974, (391-395)
- 3) W. H. Southwell, "Inhomogeneous Optical Waveguide Lens Analysis", J. Opt. Soc. Am., 67 No. 8, 1977, (1004-1009)
- 4) W. H. Southwell, "Index Profiles for Generalized Luneburg Lenses and Their Use in Planar Optical Waveguides", J. Opt. Soc. Am., 67, No. 8, 1977, (1010-1014)
- 5) M. Okuno and S. Kobayashi, "Design and Performance of Luneburg Lens Fabricated by Electron-beam Writing and Ion-beam Etching Techniques", Second Optoelectronics Conference Technical Digest, 1988, (182-183)
- 6) E. Spiller and J. S. Harper, "High Resolution Lenses for Optical Waveguides", Appl. Optics, 13, No. 9, 1974, (2105-2108)
- 7) C. M. Verber, D. W. Vahey, and V. E. Wood, "Focal Properties of Geodesic Waveguide Lenses" Appl. Phys. Lett., 28, No. 9, 1976, (514-516)
- 8) W. H. Southwell, "Geodesic Optical Waveguide Lens Analysis", J. Opt. Soc. Am., 67, No. 10 1977, (1293-1299)
- 9) T. Suhara, K. Kobayashi, H. Nishihara, and J. Koyama, "Graded-index Fresnel Lenses for Integrated Optics", Appl. Optics, 21, No. 11, 1982, (1966-1971)
- 10) T. Suhara and H. Nishihara, "Integrated Optics Components and Devices Using Periodic Structures", IEEE J. Quantum Electron., QE-22, No. 6, 1986, (845-867)
- 11) J. Van Roey, J. van der Donk, and P. E. Lagasse, "Beam-propagation Method: analysis and assessment", J. Opt. Soc. Am., 71, No. 7, 1981, (803-810)
- 12) 井筒雅之、末田正「光導波路分岐について」、電磁界理論研究会資料、EMT-87-129、1987、(37-46)
- 13) 石川珠、井筒雅之、末田正「BPMによる光導波路レンズの特性解析」、輻射科学研究会資

料、RS88-15,1988,(1-11)

- 14) G.P. Bava, P. Rosina, and I. Montrosset, "Numerical Analysis of Planar Fresnel Lenses"
J. Mod. Optics, 35, No. 6, 1988, (863-869)

輻射科学研究会資料

R S 8 8 - 1 8

マイクロコンピュータ制御TVカメラによる
導波形光回路の伝送特性測定 (Ⅲ)

三木 淳 岡村康行 山本錠彦

(大阪大学 基礎工学部)

平成元年3月10日

マイクロコンピュータ制御TVカメラによる
導波形光回路の伝送特性測定 (Ⅲ)

三木 淳 岡村康行 山本錠彦
(大阪大学 基礎工学部)

1. まえがき

光集積回路を実現する上で最も重要な課題のひとつは、光導波路や導波形光回路デバイスの伝送特性の測定である。近年、個々の導波形光デバイスの作製技術はかなり確立されてきており、これらを集積化したデバイスの研究開発も活発に行われている。これに伴ない、簡易で高精度なデバイス評価技術の開発が、ますます重要となっている。これまで、主として、測定の対象となる各デバイスやそれを構成している材料の特徴を利用した評価技術が開発されてきた。従って、それらは測定の対象が個々のデバイスに限定されており、他の種類のデバイス評価への応用は困難である。光集積回路を評価するためには、簡単かつ高精度な個別デバイスの評価方法の確立と共に、できる限り多種類のデバイスに対して適用可能な評価技術の開発が期待される。ところが、このような汎用性のある評価技術に関する研究はほとんど行われていない。また、デバイス进行评估する際、通常は、出射端における導波光強度の測定が行われている。しかし、作製したデバイスの特性改善を効率的に進めるためには、問題のある箇所を早く正確に知る必要がある。このためには、導波形光デバイス内部の導波光の振る舞いを直接観測する技術を確立することが望ましい。

我々は、これまで、マイクロコンピュータ制御TVカメラを用いて、光導波路の伝送損失の測定、曲がり導波路、Y分岐導波路、マッハツェンダ干渉計、導波形レンズ、方向性結合器などの導波形光回路における伝搬波

形の観測を行なってきた[1][2]。本報告では，多モード光導波路，分岐光導波路，方向性結合器などの基本的なチャネル光導波路の伝送特性，及びスラブ光導波路を用いた導波形光デバイスにおいて重要なコンポーネントとなる導波形グレーティングの特性を評価した結果について述べる。

2. 伝送特性測定システム[3]

2. 1 伝送特性測定システムの構成と動作

本測定システムは，光導波路からの散乱光をテレビカメラで撮影し，得られた画像データを計算機処理するものであり，図2. 1に示す様に，計測用テレビカメラ，カメラコントローラ，マイクロコンピュータ，X-Yプロッタ，モニタテレビから構成されている。まず，光導波路にプリズム

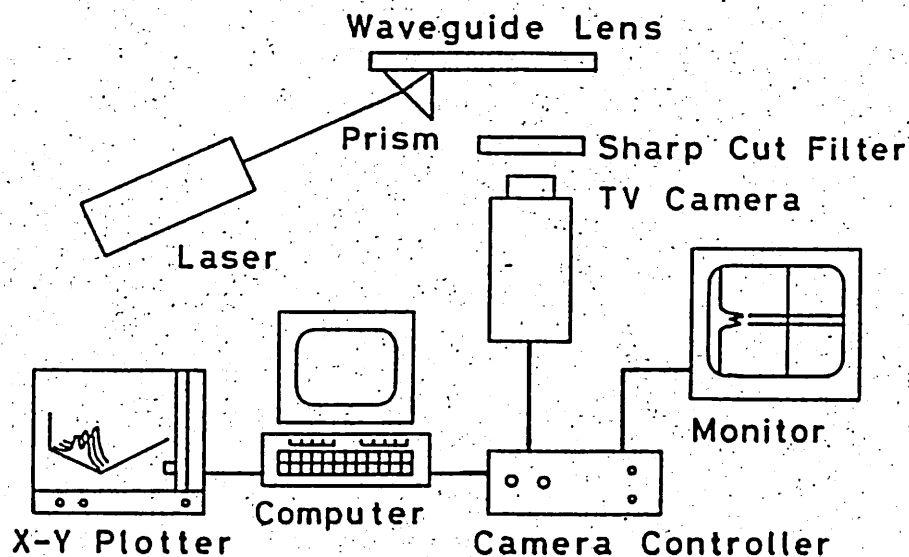


図2. 1 導波形光回路の伝送特性測定システム

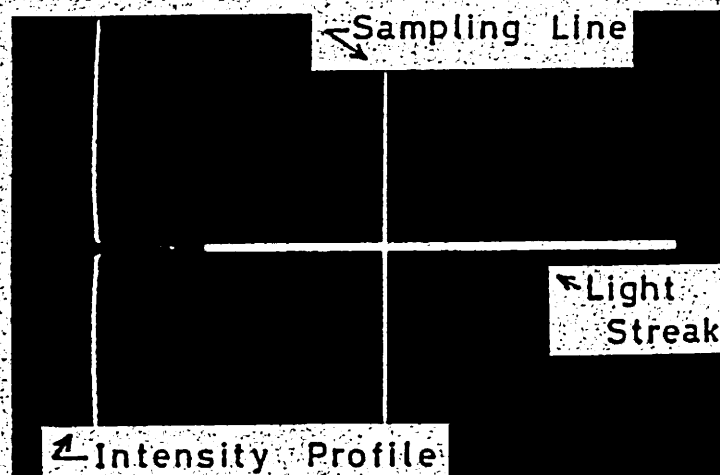


図2. 2 モニタテレビ上のストリーク光，
サンプリングライン，光強度分布

結合器又は対物レンズを用いて導波モードを励振し，その導波ストリーク光をテレビカメラ(浜松ホトニクス㈱，C1000-17)で撮影する，テレビカメラから出力されたビデオ信号は，カメラコントローラを通して，マイクロコンピュータ(HP9835A)に転送され，信号処理される．そして，光強度分布が，X-Yプロッタ上に表示される．また，テレビカメラによる撮像状態は，モニタテレビ上で観察できる．

ここで用いるカメラコントローラでは，走査線数を256本，512本，1024本の中から選択することが可能であり，それに応じて全画面は $(256n) \times (256n)$ ， $(n=1,2,4)$ のエリアに分割される．また，カメラコントローラは光強度に応じたビデオアナログ信号をデジタル化する機能を有し，各エリアの画像輝度データは8ビット(デシマル値256)の情報を持つ．そして，図2. 2の様に，画面上で導波ストリーク光に対して垂直に1本のサンプリングラインを設定し，その輝度分布をモニタテレビ上に表示すると同時に，マイクロコンピュータに転送する．この時，ノイズを除去するために，

得られたデータを時間的に積分して平均化している。さらに、サンプリングラインをストリーク光に沿って走査することによって、全画面の輝度データを取り込んでいる。

テレビカメラ受光面の感度の線形性を調べるために、受光面への入射光強度と、カメラからの出力輝度データの関係性を測定した。その結果を図2.3に示す。ただし、光源として波長 $0.63\mu\text{m}$ の He-Neレーザを用いている。これより、入射光強度が約18dBの範囲において、受光面はほぼ線形な感度を有していることがわかる。また、本測定システムの解像度は、等間隔の白黒の縞を撮影することによって測定した結果、最高 $0.6\mu\text{m}$ であった。

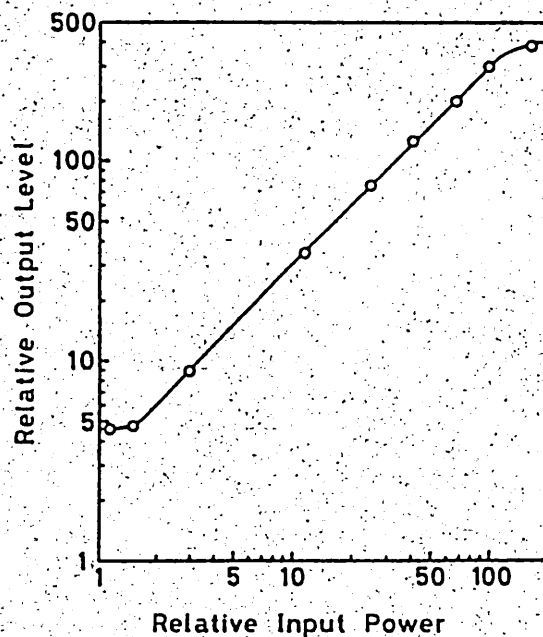


図2.3 テレビカメラの信号出力の
入射光強度依存性

2.2 低散乱導波路の観測

本測定システムでは、光導波路からの散乱光を観測している。従って、

散乱の少ない光導波路の場合，カメラの感度の限界のために撮影が困難となり，何らかの方法で，導波光を可視化する必要がある．ローダミンBを用いて可視化する方法はすでに報告されているが[4]，非線形なアンチストークス発光を利用しているため，観測される蛍光は導波光に比例せず，定量的な測定には不適當である．ここでは，光源としてよく用いられる He-Neレーザの波長 $0.63\mu\text{m}$ を中心に吸収し， $0.69\mu\text{m}$ を中心に蛍光を発する有機色素ナイルブルーAパークロレイトを用いた．ナイルブルーAパークロレイトを溶解したPMM Aを導波路表面に塗布し，導波モードの一部を吸収することによって発生する蛍光を観測した．さらに，シャープカットフィルター(ホヤガラス糊，R-66カラーフィルタ)を用いて，励起光と観測光を分離することにより，バックグラウンド光を除去してS/N比を改善した．なお，以下の測定では，すべて波長 $0.63\mu\text{m}$ のHe-Neレーザを光源とする．

3. 光導波路の伝送特性測定

本章では，基本的なチャネル光導波路の伝送特性の測定を行った結果について述べる．ここでは，多モード光導波路，分岐光導波路及び平行3導波路方向性結合器における導波光の伝搬状態を観測している．このような光の導波状態は，Beam Propagation Method (BPM)等で計算されている[5]が，実際に観測した例はない．

3. 1 多モードチャネル導波路

始めに，多モードチャネル導波路における光の伝搬状態について述べる．基板表面に垂直な方向には1モード，平行な方向には2モード伝送可能なイオン交換ガラス導波路において導波ストリーク光を観測した．その結果を図3. 1に示す．ただし，フォトリソグラフィによりガラス基板上に導波路パターンを有するAl薄膜を形成し，これをマスクとして KNO_3 融液中で

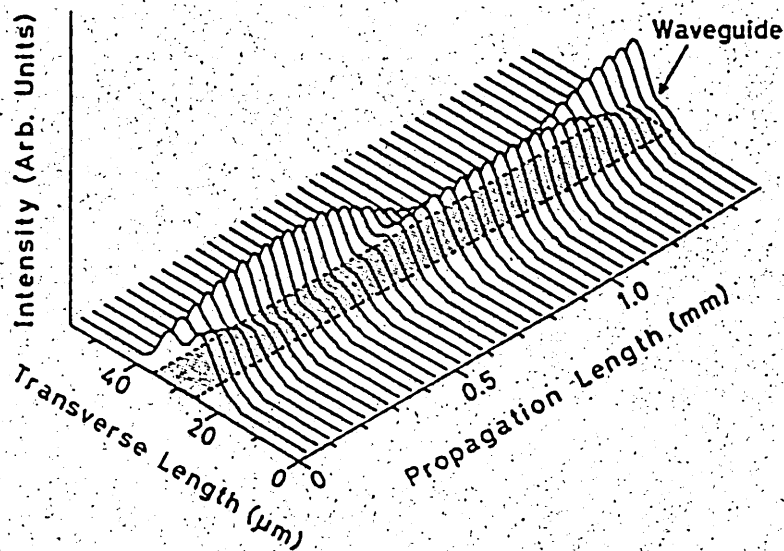


図3. 1 チャネル光導波路に E_{11}^* , E_{12}^* モードを
励振した場合の伝搬の様子

Na⁺-K⁺イオン交換を行い、チャネル導波路を得た。導波路幅は10 μm、拡散温度及び時間は 370°C, 50分である。図3. 1では、 E_{11}^* モードと E_{12}^* モードを同時に励振している。ここで、 E^* モードとは、電界の主成分が基板表面に平行なモードを示している。この場合、2つのモードの干渉によって導波光強度のピーク位置が周期的に左右に振動しており、その振動周期より求めた両モードの位相定数差は、 $5.2 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$ であった。

3. 2 分岐光導波路

3. 2. 1 対称Y分岐

3. 1では、1本の導波路内での導波光の振舞いを観察したが、ここでは単一モード導波路を組み合わせた分岐光導波路について述べる。まず、

最も簡単なパワー分割器又は結合器として動作する対称Y分岐について示す。対称Y分岐は、直線導波路に2本の導波路からなる対称な分岐を接続したものであり、図3. 2にその基本的な動作を示す。ただし、導波光が伝搬する過程でモード変換が起こらないと仮定している。対称な2本の導波路より同位相、同振幅の光が入射した場合、図3. 2(a)に示す様に、合波部分で基本モードが励振され、これはそのまま伝搬する。これに対し、対称な導波路より逆位相の光が入射した場合、図3. 2(b)に示す様に合波部分で高次モードが励振され、これは伝搬するにつれて次第に放射される。

3. 2. 2 非対称X分岐

次に、ハイブリッドカップラとして知られる非対称X分岐導波路[6]について述べる。非対称X分岐は、実効屈折率の等しい2本の導波路からなる対称な分岐と、実効屈折率の異なる2本の導波路からなる非対称な分岐を接続したものであり、非対称な分岐部において、導波路間の非対称性が十分大きく、また、分岐角は十分小さく、導波光が伝搬する過程でモード変換が起こらないと仮定する。図3. 3に非対称X分岐の基本動作を示している。ここでは、導波路幅の違いによってのみ非対称性を持たせた構造を考えており、この場合、実効屈折率は、幅の狭い導波路より幅の広い導波路の方が高くなっている。図3. 3(a)は、対称な分岐から同位相、同振幅の光が入射した場合であり、合波部分で基本モードが励振され、これは幅の広い導波路へと伝搬する。これに対して、逆位相の光を入射すると、図3. 3(b)に示す様に合波部分で高次モードが励振され、これは幅の狭い導波路へと伝搬する。

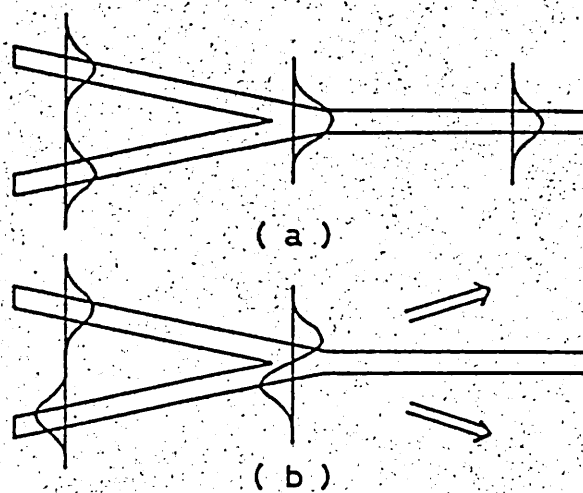


図 3. 2 対称 Y 分岐の動作
(a)同相入射 (b)逆相入射

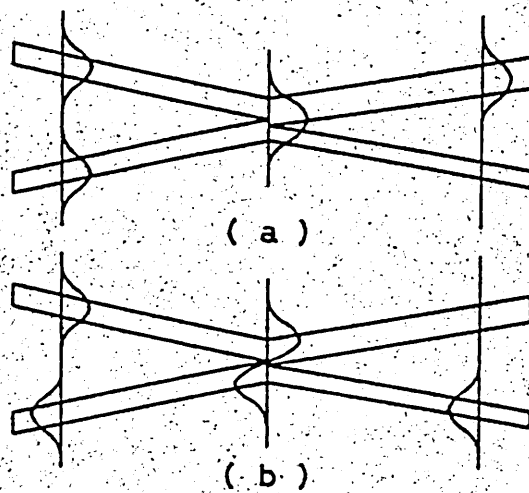


図 3. 3 非対称 X 分岐の動作
(a)同相入射 (b)逆相入射

3. 2. 3 導波形干渉計の構成

2種類の分岐光導波路における導波光の様子を調べるために、図3. 4に示す様な対称なY分岐及び非対称なX分岐を有する導波形干渉計を作製した。ガラス基板上に、図3. 4に示す様な導波路を作製した後、熱光学効果によって導波光の位相を制御するために、 SiO_2 バッファ層を介してAl薄膜ヒータを取り付けた。図3. 4において、導波路Iより入射した光をY分岐で2分し、ヒータに印加する電圧を変化させて各々の導波光の位相差が0又は π になる様に調整した後、X分岐で合波干渉させた。また、逆に導波路II又はIIIより入射した光をX分岐で2分し、その位相差が0又は π になる様に調整した後、Y分岐で合波干渉させた。そして、それぞれの場合についてX分岐及びY分岐を観測した結果を次に述べる。

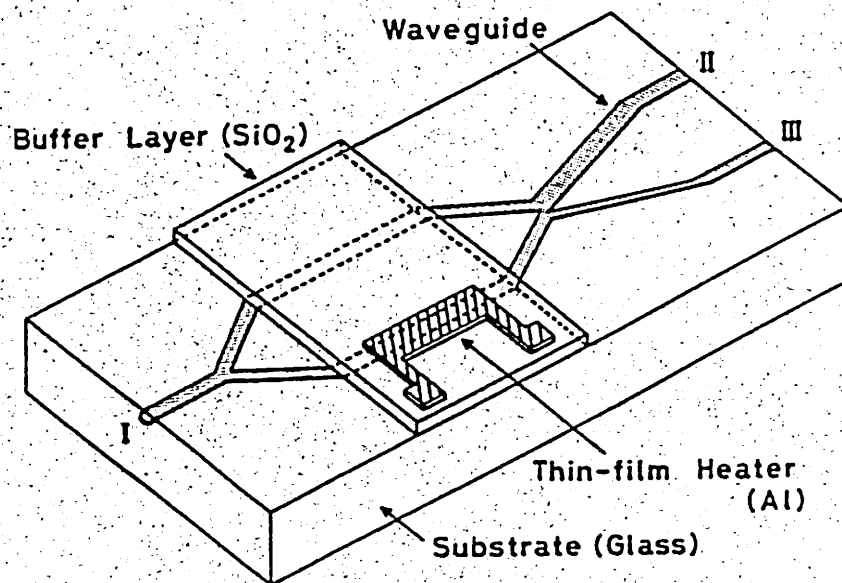


図3. 4 導波形干渉計の構成

3. 2. 4 対称Y分岐の観測

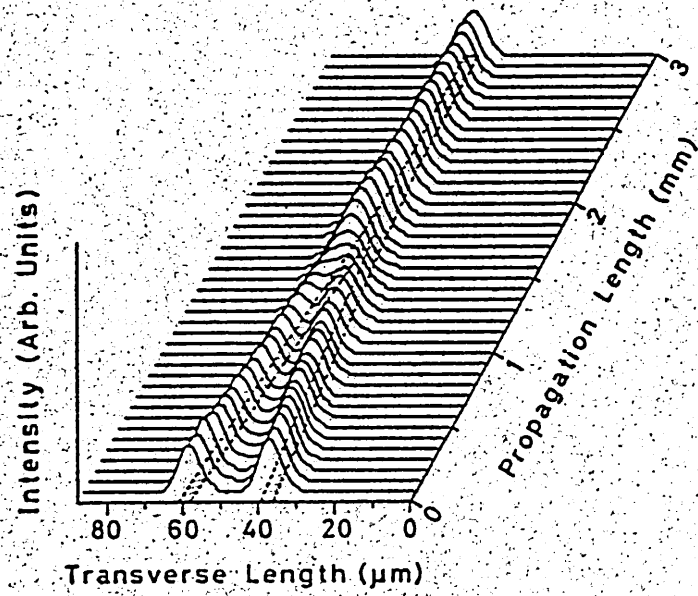
対称Y分岐において2つの導波光が合波する様子を撮影した結果が図3. 5である。図3. 5(a)では入射した2つの導波光の位相差は0であり、図3. 5(b)では π である。図3. 5(b)においては、2つの入射光は逆位相であるが、図中の縦軸にはパワーをとっているため、共に正方向に書かれている。図3. 5(a)は図3. 2(a)の場合に相当し、合波部分で基本モードが励振され、そのまま光が伝搬している。これに対し、図3. 5(b)では、合波部分で光強度分布が2つのピークを持つことから高次モードが励振されていると考えられる。これは、放射モードとなって導波路の両側へ放射されており図3. 2(b)の場合に相当する。

3. 2. 5 非対称X分岐の観測

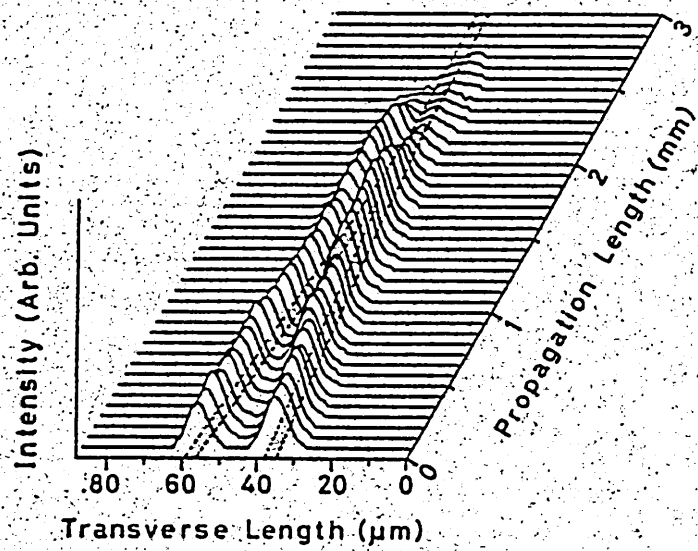
次に、非対称X分岐において同様の観測を行った結果について述べる。X分岐の対称な2本の導波路から光を入射した場合の伝搬の様子を図3. 6に示す。図3. 6(a)は2つの入射光の位相差が0の場合であり、図3. 6(b)は π の場合である。図3. 6(a)では、合波部で基本モードが励振され、幅の広い導波路へと光が伝搬しており、これは図3. 3(a)の場合に相当する。また、図3. 6(b)では幅の狭い導波路へと光が伝搬しており、図3. 3(b)の場合に相当すると考えられる。しかし、図3. 3(b)の場合であれば、合波部で光強度分布が2つのピークを持たねばならない。図3. 6(b)ではパワーが周期的に左右に移行しており、これは、図3. 3(b)に示した様な高次モードだけでなく、基本モードも同時に励振されて、これらのモードが干渉し合っていると考えられる。

3. 3 平行3導波路方向性結合器

次に、複数のチャネル導波路を接近させ、各導波モード間に結合を生じさせた方向性結合器について述べる。ここでは、平行な3導波路によって構成される方向性結合器において光の導波状態を観測した。すべての導波

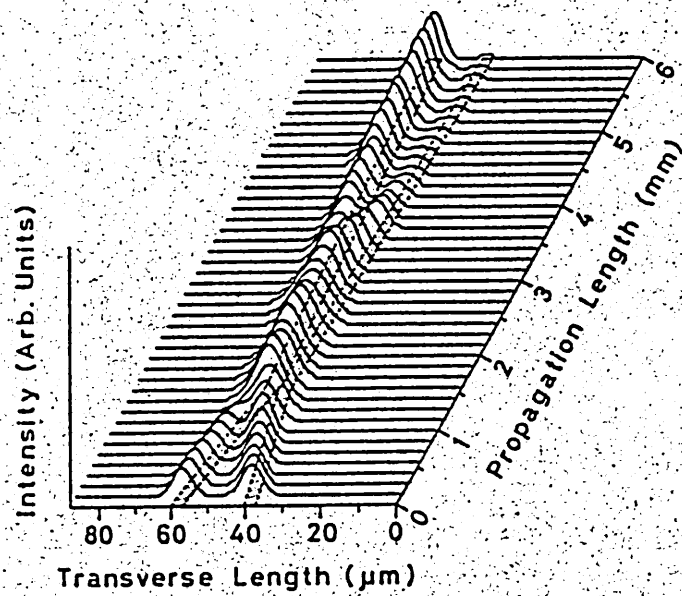


(a) 同相入射

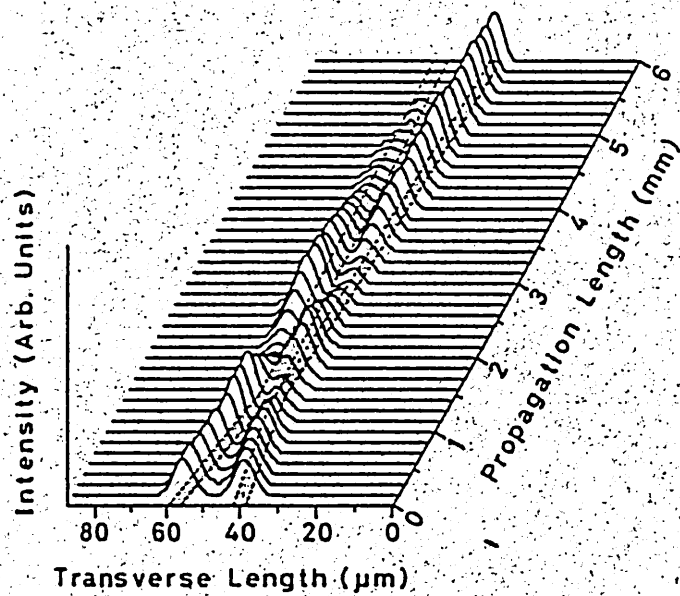


(b) 逆相入射

図 3. 5 対称 Y 分岐における合波の様子



(a)同相入射



(b)逆相入射

図3. 6 非対称X分岐における合波の様子

路の導波モードの位相定数が一致している場合、導波路間で完全なパワーの移行が起こる。しかし、3.1と同様に拡散形の導波路を作製した場合は、完全なパワーの移行が起こらなかった。これは、隣り合う導波路を形成しているイオンが、拡散の過程で重なり合った結果、中央の導波路の屈折率分布は対称であるが、外側の導波路は非対称な屈折率分布を持つ様になり、3つのモードの位相整合がとれなくなるためと考えられる。そこで、スラブ光導波路の表面を方形波状に加工して3本のリブ形導波路を作製した。この場合は、すべて対称な導波路が得られ、位相整合をとり易いと考えられる。導波路幅はすべて $4\ \mu\text{m}$ 、導波路間隔はすべて $11\ \mu\text{m}$ とし、イオン交換ガラス導波路上にイオンビームエッチングによってリブの高さ $0.42\ \mu\text{m}$ の3本のチャネル導波路を得た。図3.7は、作製した平行な3導波路による方向性結合器の微分干渉顕微鏡写真である。導波路の側面は、かなり滑らかであることがわかる。

この方向性結合器における光の導波状態を観測した結果を図3.8(a.)に示す。図3.8(a)は外側の導波路Iに光を入射した場合であり、他の導波路が同時に励振されない様に、励振する導波路は他の2本の導波路より長くしている。図3.8(a)では、各導波路のパワーはほぼ分離して観

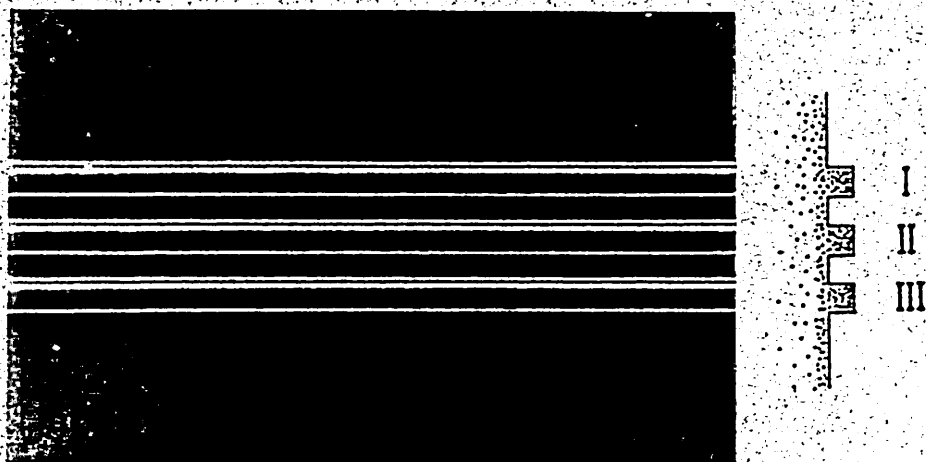
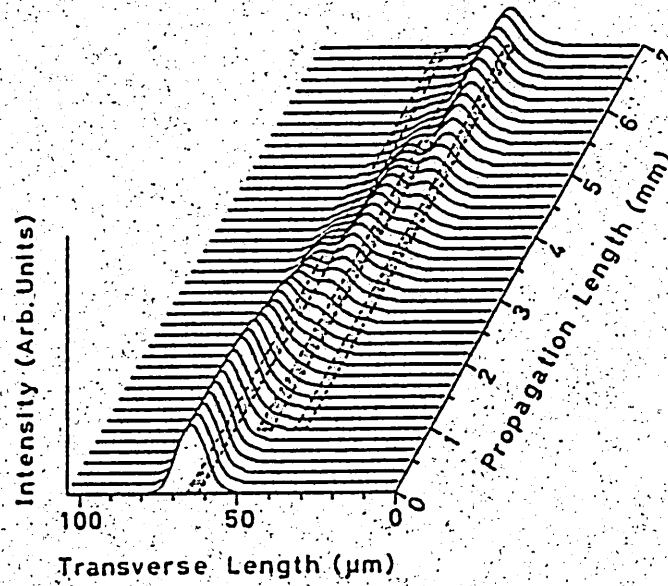
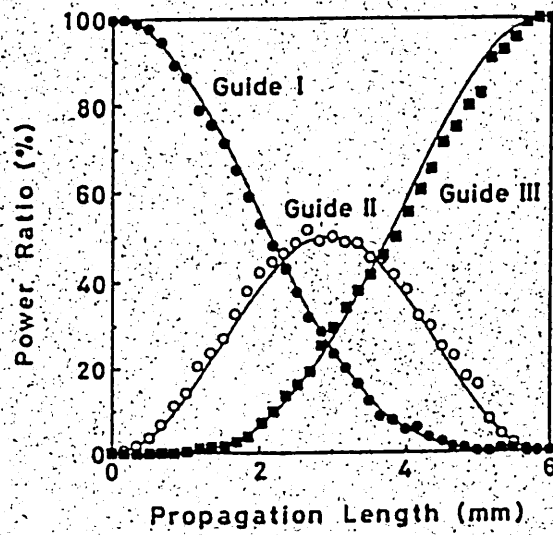


図3.7 平行3導波路方向性結合器の微分干渉顕微鏡写真



(a)



(b)

図3. 8 平行3導波路方向性結合器の導波路Iを励振した場合の
(a)光強度分布 (b)各導波路のパワーの割合と伝搬距離の関係

測されているが、それぞれの導波モード間に結合があるため、その界分布には重なりが生じている。結合長などの値を求めるためには、この波形を3つに分割して各々の導波路を伝搬する導波光のパワーを求める必要がある。そこで、導波路の垂直断面内の光強度分布を3つのガウス分布の重ね合わせと近似し、最小2乗法によって各導波路を伝搬するパワーの割合を求めた[3]。そして、これを光の伝搬距離に対してプロットしたものが図3.8(b)である。図中の実線はモード結合理論[7]より予想された曲線である。5.9mm伝搬する間に、導波路Ⅰへ入射されたパワーが導波路Ⅱを介して反対側の導波路Ⅲへ移行しており、隣り合う導波路の導波モード間の結合係数は 0.38mm^{-1} であった。

4. 導波形グレーティングの特性評価

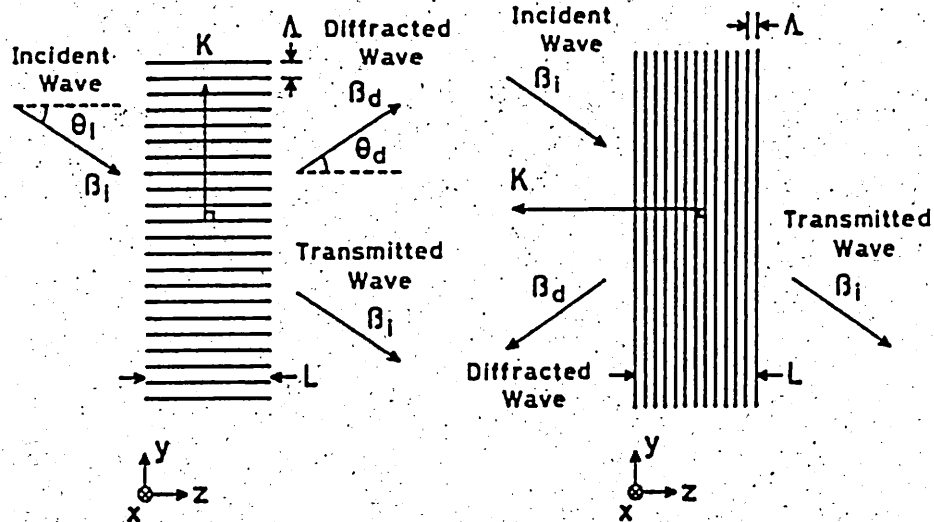
導波形グレーティングは、入出力結合器、偏向器、フィルタ、レンズなどに広く用いられており、スラブ導波路内に作製される導波形光デバイスにおいて重要なコンポーネントとなる。本章では、導波形グレーティングの例として、導波光のブラッグ回折を利用したブラッググレーティングを取り上げ、その評価を行った結果について述べる。

4.1 導波形ブラッググレーティングによるブラッグ回折

図4.1は、スラブ導波路上に設けられた周期 Λ のグレーティングを示している。図4.1(a)に示す様に入射光と回折光がグレーティングに対して反対側にある場合を透過形、図4.1(b)に示す様に同じ側にある場合を反射形と呼ぶ。ブラッグ回折が起こるためには、

$$Q = \frac{K^2 L}{\beta} \quad (4.1)$$

で表されるパラメータ Q が $Q \gg 1$ という条件を満たす必要がある[8]。



(a)透過形

(b)反射形

図4.1 導波形ブラッググレーティング

ただし、 K は格子ベクトルであり、 $K = |K| = 2\pi/\Lambda$ 、また、回折によってモード変換は起こらないと仮定し、 $|\beta_i| = |\beta_d| = \beta$ としている。ここで、 β_i, β_d は入射光及び回折光の伝搬ベクトルを示す。 L は、グレーティングの長さである。そして、導波光の入射角 θ_i がブラッグ角 θ_B の近傍の場合のみ回折が起こり、基本次数の回折のみを考えると、 θ_B は、透過形において、

$$\theta_B^{\text{Trans}} = \sin^{-1} \left(\frac{K}{2\beta} \right) \quad (4.2)$$

反射形において、

$$\theta_B^{\text{Ref}} = \cos^{-1} \left(\frac{K}{2\beta} \right) \quad (4.3)$$

と表される[8]。

$\theta_i = \theta_B$ において，回折効率 η は最大となり，この時，結合モード理論より，透過形では，

$$\eta_{\text{Trans}} = \sin^2 \left(\frac{\kappa L}{\cos \theta_B} \right) \quad (4.4)$$

反射形では，

$$\eta_{\text{Ref}} = \tanh^2 \left(\frac{\kappa L}{\cos \theta_B} \right) \quad (4.5)$$

と求められる[8]． κ は，入射光と回折光の結合係数であり，グレーティングの形状に依存する．ここでは，図4.2に示す様な方形波状の断面を有するグレーティングを考える．この時，グレーティングの溝の深さ h が大きくなれば， κ も大きくなる．そして，回折効率は κL の値に対して，透過形では周期的に変化し，反射形では単調に増加する．

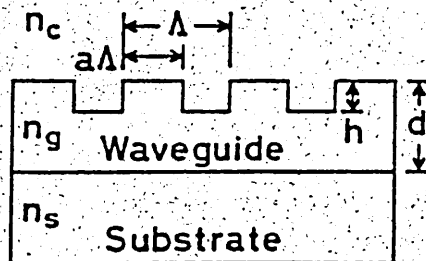


図4.2 導波形ブラッググレーティングの断面図

4.2 導波形ブラッググレーティングの作製

まず，ガラス基板の表面に，カリウムイオン交換により単一モードスラブ光導波路を作製した．次に，フォトリソグラフィにより，スラブ導波路上にグレーティングのパターンを持つAl薄膜を形成した．そして，このAl薄膜をマスクとして Arイオンビームエッチングを行い，表面を方形波状に

加工した。図4.3は周期 $5\mu\text{m}$ 、深さ $0.15\mu\text{m}$ のグレーティングの微分干渉顕微鏡写真である。ほぼ周期的なグレーティングが得られているが、エッチングされた部分とエッチングされていない部分の幅が等しくなっており、これは回折効率の劣化につながると予想される。



図4.3 導波形ブラッググレーティングの微分干渉顕微鏡写真

4.3 透過形ブラッググレーティング

4.3.1 導波光の回折の様子

導波光が回折される様子を調べるために、 $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 、 $L = 2\text{mm}$ 、 $h = 0.22\mu\text{m}$ の透過形ブラッググレーティングに TE_0 モードの導波光を入射した。その伝搬の様子を図4.4に示す。図4.4では、手前側から光を入射しており、回折光と回折されずに透過した光が共に観測されている。グレーティング部分で特に大きな散乱もなく、滑らかに回折されている。また、回折光と透過光のなす角は 4.8° と求められ、ブラッグ角から求められる値($2\theta_B = 4.8^\circ$)と一致している。

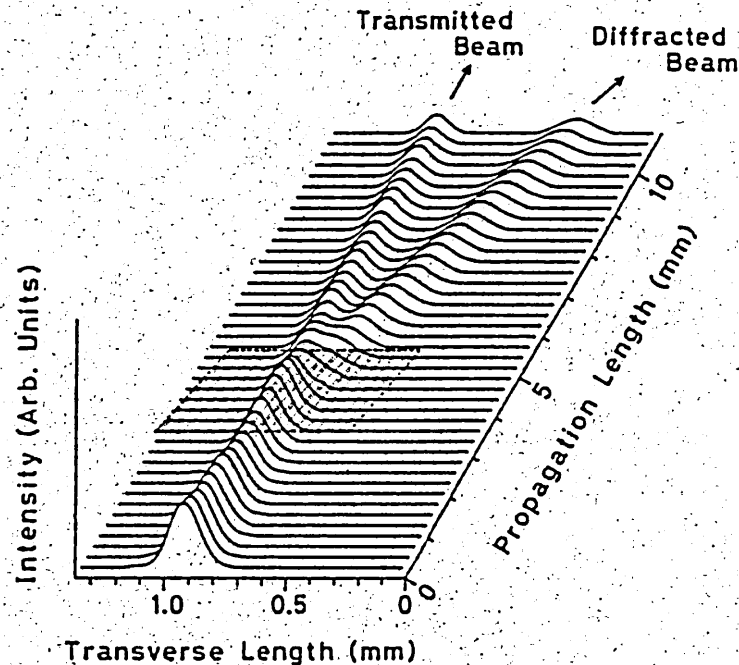


図 4. 4 透過形ブラッググレーティングにおいて導波光が
回折される様子($\Lambda = 5 \mu\text{m}$, $L = 2 \text{mm}$, $h = 0.22 \mu\text{m}$)

4. 3. 2 伝送損失及び挿入損失

グレーティングに対する挿入損失を求めるために、図 4. 4 の各波形を積分することによって、伝搬距離に対する導波光パワーの変化の様子を求めた。その結果を図 4. 5 に示す。グレーティングが存在している領域を矢印で示しており、その両側のスラブ導波路の領域で導波光強度が徐々に低下している。図 4. 5 の実線が最小 2 乗法で求めた直線であり、この傾きより伝送損失が 0.9dB/cm とわかる。そして、グレーティングの前後における実線を点線のように延長した場合、 1.0dB のずれが生じている。この値は、導波光がグレーティングを通過することにより新たに生じた損失であり、挿入損失と考えられ、伝送損失と分離して測定することが可能であることがわかる。

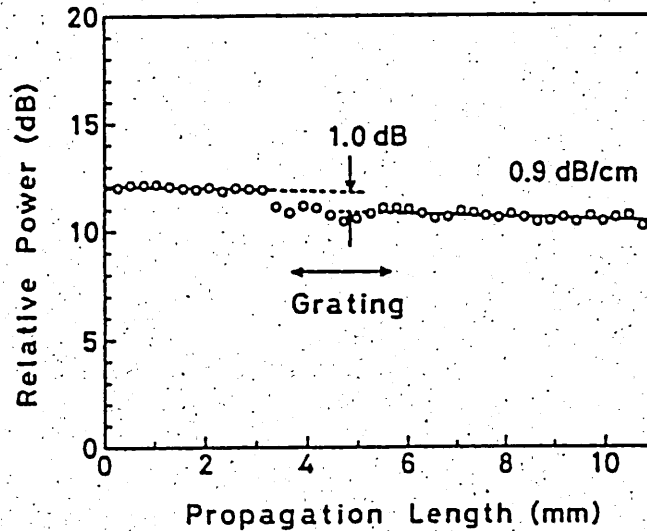


図 4. 5 導波光強度の伝搬距離依存性

4. 3. 3 回折効率

図 4. 4 において，回折光と透過光の強度を分けて計算し，回折光と透過光のパワーの和に対する回折光パワーの比を求めると，回折効率は53%となる．この方法で，長さの異なるグレーティングについて回折効率を測定した結果を図 4. 6 に示す．なお，図 4. 4 においては，透過光の伝搬軸に対して垂直にサンプリングラインを設定しているため，回折光とサンプリングラインは垂直になっておらず，光強度分布を積分して導波光パワーを求めた場合，透過光パワーに比べて回折光パワーを過大評価することになる．そこで，透過光と回折光のなす角 4.8° を用いて回折光パワーを補正している．従って，導波光の方向によって測定系の位置を変化させる必要はなく，測定手順の簡略化が可能である．図 4. 6 において，TEモードとTMモードに大きな差が生じているが，これは，ガラス中の Na^+ と K^+ が交換される際に複屈折が生じ，基板に対するTMモードの屈折率増加量は，TEモードの増加量より約 10%大きく[9]，グレーティングの溝を

作製することによる実効屈折率の変化量もTMモードの方が大きくなるためであると考えられる。

また、式(4.4)では、ある長さのグレーティングに対して100%の回折効率を得られることがわかる。しかし、実際には、図4.6のように100%近い効率は得られていない。これは、式(4.4)が平面波に対する理論式であるのに対して、実験ではガウシアンビームを用いており、その幅がグレーティングの長さと比較して狭いことが原因である。この様子を長さ3.5mmのグレーティングにおいて確認した結果が図4.7である。回折光と透過光が2つずつに割れている様子がわかる。これを模式的に表したものが図4.8であり[10]、導波光がグレーティングの内部で2度回折されていると考えられる。この様な状態は、入出力端における測定のみでは知ることが困難であり、デバイスの内部の観測によって確認が容易になる。

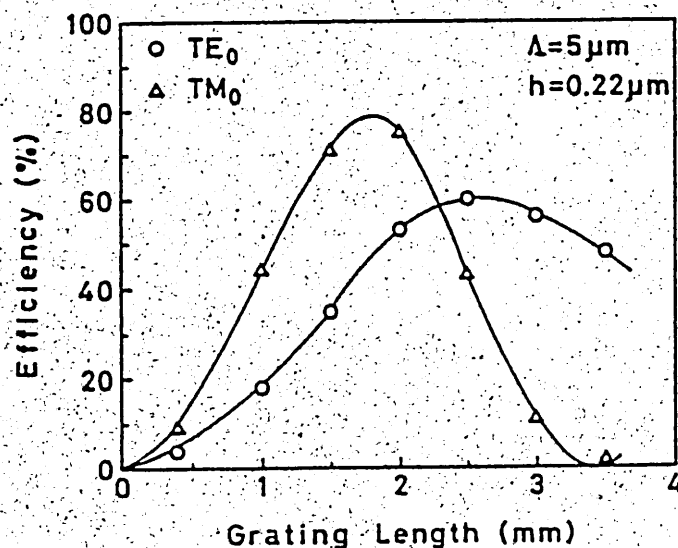


図4.6 回折効率とグレーティングの長さの関係

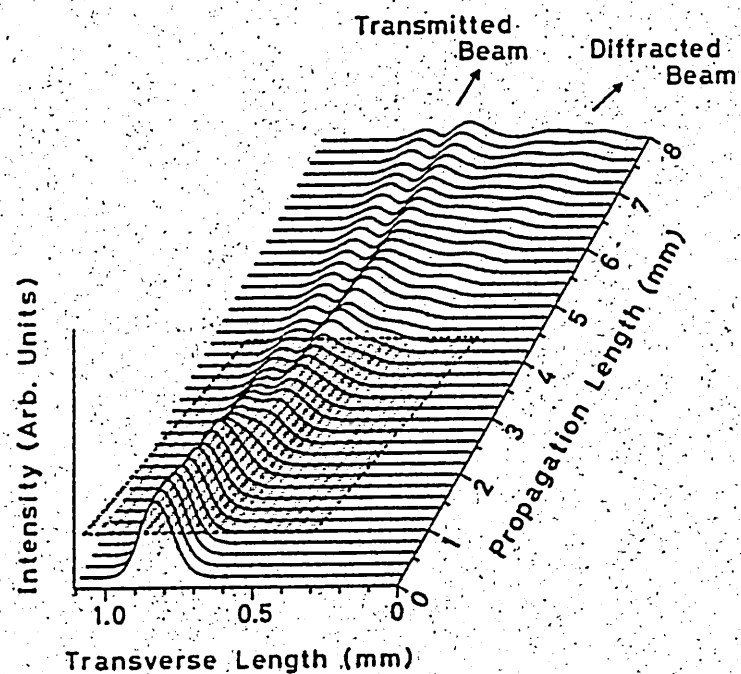


図 4. 7 透過形ブラッググレーティングにおいて導波光が
回折される様子($\Lambda = 5 \mu\text{m}$, $L = 3.5\text{mm}$, $h = 0.22 \mu\text{m}$)

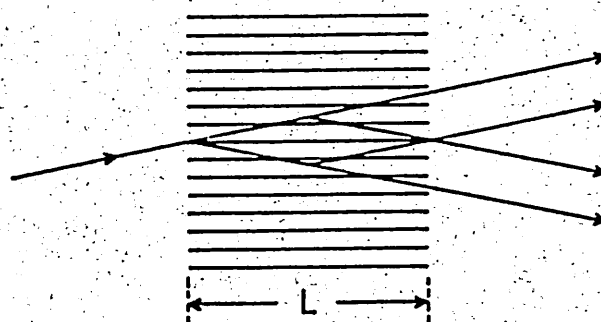


図 4. 8 導波形グレーティング内で
導波光が多重に回折される様子

4. 4 反射形ブラッググレーティング

4. 4. 1 導波光の回折の様子

反射形ブラッググレーティングにおいても、透過形の場合と同様の測定が可能である。図4. 9は、 $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ 、 $L = 400 \mu\text{m}$ 、 $h = 0.25 \mu\text{m}$ の反射形ブラッググレーティングにおいて TM_0 モードが伝搬する様子を示している。この場合、回折効率は92%となり、高効率なグレーティングが得られている。また、回折光と透過光のなす角は 4.9° であり、理論値(4.8°)とほぼ一致している。

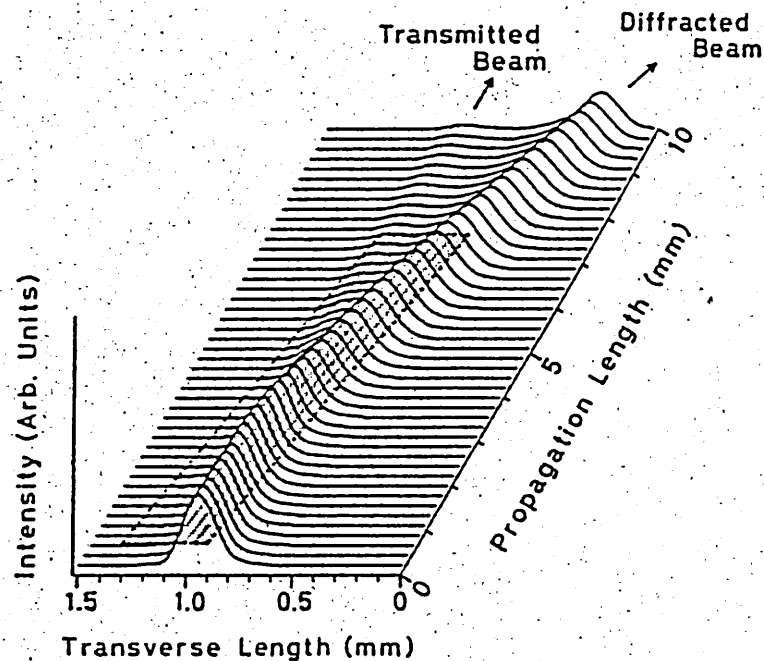


図4. 9 反射形ブラッググレーティングにおいて
導波光が回折される様子
($\Lambda = 5 \mu\text{m}$ 、 $L = 400 \mu\text{m}$ 、 $h = 0.25 \mu\text{m}$)

4. 4. 2 伝送損失及び挿入損失

次に、4. 3. 2と同様に、伝送損失及び挿入損失を求めるために、導波光パワーの変化の様子を伝搬距離に対してプロットしたものが図4. 10である。この場合、グレーティング領域での光強度の変化は特に認められず、挿入損失は非常に小さいことがわかる。4. 3で作製した透過形ブラッググレーティングの場合と異なり、グレーティングに対して浅い角度で光を入射しているために損失が少ないと考えられる。なお、伝送損失は0.8dB/cmであった。

4. 4. 3 回折効率

グレーティングの溝の深さ h を増加させると、式(4.5)の結合係数 κ が大きくなり、回折効率は単調に増加する。回折効率とグレーティングの溝の深さの関係を測定した結果が図4. 11である。回折効率は、溝の深さに対して、TE、TMモード共に単調に増加しており、高効率なグレーティングが比較的容易に作製できることがわかる。

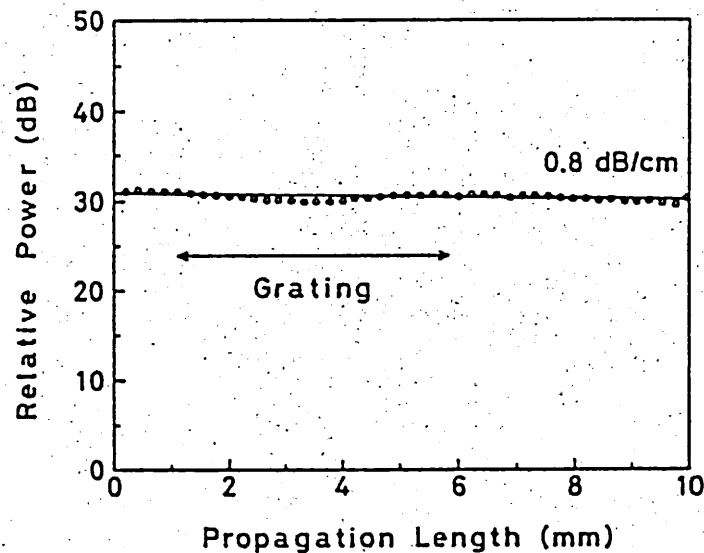


図4. 10 導波光強度の伝搬距離依存性

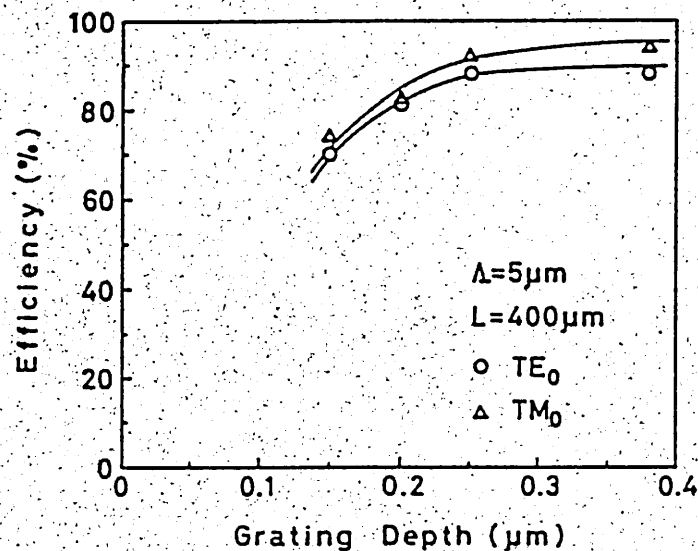


図 4. 1 1 回折効率とグレーティングの溝の深さの関係

5. まとめ

マイクロコンピュータ制御TVカメラを用いて、ガラス基板上に作製された導波形光回路の伝送特性を測定した結果について述べた。多モード光導波路及び分岐光導波路において、導波モードが干渉しながら伝搬する様子を観測し、導波光の細かい振舞いを調べることに成功した。また、方向性結合器における導波ストリーク光の強度分布を計算機処理することにより、各導波路のパワーの変化を求めた。この手法は、結合している導波路の数にかかわらず適用できる。さらに、スラブ光導波路を用いたデバイスとして、導波形ブラッググレーティングを取りあげ、その特性評価を行った。デバイス内部における導波光の様子を知ることにより、デバイスの機能の確認が容易になり、回折効率などの特性パラメータの測定手順が簡略化された。また、挿入損失などのデバイスのパラメータと、伝送損失など

の導波路のパラメータを同時に分離して求めることが可能であった。

本測定システムは、1つの基板上に複数のデバイスが存在している場合でも、それぞれの特性を効率的に測定することができる。従って、今後、光集積回路の研究が進み、光デバイスが集積化されるにつれて、その特徴が生かされると考えられる。

【参考文献】

- [1] 岡村康行, 三木淳, 山本錠彦, 輻射科学研究会資料, RS85-4 (1985).
- [2] 三木淳, 岡村康行, 山本錠彦, 輻射科学研究会資料, RS87-4 (1987).
- [3] 三木淳, 岡村康行, 山本錠彦, 信学論(C), J71-C, 3, 453 (1988).
- [4] D.B.Ostrowsky, A.M.Roy, and J.Sevin, Appl.Phys.Lett., 24, 11, 553 (1974).
- [5] 中井賢治, 井筒雅之, 末田正, 昭59信学会・部門別全国大会, 386.
- [6] M.Izutsu, A.Enokihara, and T.Sueta, Opt.Lett., 7, 11, 549 (1982).
- [7] A.Yariv, IEEE J.Quantum Electron., QE-9, 919 (1973).
- [8] T.Suhara and H.Nishihara, IEEE J.Quantum Electron., QE-22, 6, 845 (1986).
- [9] A.Brandenburg, IEEE J.Lightwave Technol., LT-4, 10, 1580 (1986).
- [10] R.S.Chu and T.Tamir, J.Opt.Soc.Am., 66, 3, 220 (1976).

輻射科学研究会資料 (RS88-19)

ECR-CVD SiN_x 膜を用いて作製した
 $\lambda/4$ シフトDFBレーザ

杉本 博司 阿部 雄次 大石 敏之 大塚 健一 松井 輝仁

三菱電機株式会社 中央研究所

ECR-CVD SiN_x膜を用いて作製した λ/4シフトDFBレーザ

杉本 博司 阿部 雄次 大石 敏之 大塚 健一 松井 輝仁

三菱電機株式会社 中央研究所

[1] はじめに

分布帰還型半導体レーザ^{1,2)} (Distributed Feedback Laser Diode :DFB-LD) は光通信、光計測、光情報処理等、様々な分野への応用が期待されている。

1.5μm波長帯においては、長距離大容量光通信用の光源として注目され、活発な研究が行われている。しかしながら、本質的にDFBレーザは、二つの縦モードで発振する可能性があることが理論的に示されており³⁾、変調時のモードの安定性はレーザ端面の回折格子の位相に大きく影響されることが問題とされている。

中央部で位相が4分の1波長ずれた回折格子を備えたλ/4シフトDFBレーザは^{4,5)}、端面の位相に係わりなく安定な単一縦モードで発振が得られることから、精力的な研究が行われており、位相シフトを持った回折格子の作製方法についても様々な提案がなされている。その1つは、ポジネガ両レジスト併用形干渉露光法⁶⁻⁸⁾であり、他の方法として位相マスク形干渉露光法⁹⁻¹¹⁾を用いた作製方法も提案されている。

今回、我々は通常の二光束干渉露光法を利用し、一部分をECR-CVD法¹²⁾ (電子サイクロトロン共鳴プラズマによる化学気相成長) によるSiN_x膜を用いて基板に反転して転写することにより、λ/4シフトをもった良好な回折格子が得られたので、この作製方法について報告する¹³⁾。今回の報告では、我々の提案する二つのタイプの作製方法を示す。

また、本方法により作製した回折格子上にDFBレーザを試作し、その特性を評価し、これからλ/4シフトの効果を確認した結果を示す。

また一方、0.8μm短波長域においても光応用計測、光情報処理、光ピックアップ等への応用が期待され、DFBレーザに関して精力的な研究が行われている^{14,15)}。

従来の短波長DFBレーザに用いられてきた2次もしくは3次の回折格子に

代り、1次の回折格子（周期 $\sim 130\text{nm}$ ）を利用することにより放射損失をなくすことができ、しきい値電流の低減、量子効率の向上が期待できる。

通常の二光束干渉露光法においては、十分な光強度と安定度を持った光源の波長の制限から周期 130nm の回折格子の作製は困難であり、短周期回折格子作製方法として様々な方法が提案されている¹⁶⁾。二光束干渉露光法によって得られた回折格子の周期を半分にする方法を用いた周期 100nm 以下の回折格子の作製¹⁷⁾、周期 129.5nm の回折格子を用いたDFBレーザ等が報告されている¹⁸⁾。

$\lambda/4$ シフト回折格子の作製に用いた、ECR-CVD SiN_x による回折格子の作製方法は、周期を半分にする作製方法にも適用可能である¹⁹⁾。本報告では、併せてこの方法を用いて作製した周期 120nm の回折格子についても述べる。

[2] タイプIによる $\lambda/4$ シフト回折格子の作製方法

[2-1] 作製工程

図1にタイプIと呼ぶ $\lambda/4$ シフト回折格子の作製方法の作製工程を示す。

- (1) 最初に、希釈したポジ形フォトレジスト(MP-1400)をInP基板に塗布し、He-Cdレーザ（波長 325nm ）により通常の二光束干渉露光法を行い、周期 240nm を持ったフォトレジストで形成される回折格子を作製する。
- (2) この上にECR-CVD法により室温で SiN_x 膜を形成する。今回の試作では、ガス流量 $\text{SiH}_4:6\text{sccm}$, $\text{N}_2:10\text{sccm}$ 、成長室圧力 $6 \times 10^{-4}\text{Torr}$ 、マイクロ波パワー 550W の条件で成長した膜厚 $30\sim 100\text{nm}$ の SiN_x 膜を用いた。
- (3) 次に再度、全面にフォトレジストを塗布した後、通常のフォトリソグラフィを用い図に示すようにフォトレジストの左半分を除去し、回折格子と平行に保護用レジストを形成する。このプロセスにおいて SiN_x 膜はフォトレジストで形成された回折格子が現像液に溶け出すの防いでいる。
- (4) この保護用レジストをマスクとして、図で示す左側の領域の SiN_x 膜のエッチングを行う。
- (5) さらにフォトレジスト回折格子をマスクとしてInP基板のエッチングを行い、InP基板上に回折格子を形成する。
- (6) 次に、右側の領域の SiN_x 膜を覆っていた保護用レジストを除去した後、ここにフォトレジスト回折格子と位相が反転した SiN_x 膜で形成される回折格子を作製する。このプロセスにおいてECR-CVD法による SiN_x 膜の特長を利用した。即ち、ECR-CVD法による SiN_x 膜のうち、回折格子を形成するレジスト上の SiN_x 膜は、基板の平坦な部分上に形成された SiN_x 膜に比べ緩衝フッ酸溶液(BHF)に対するエッチング速度が速い

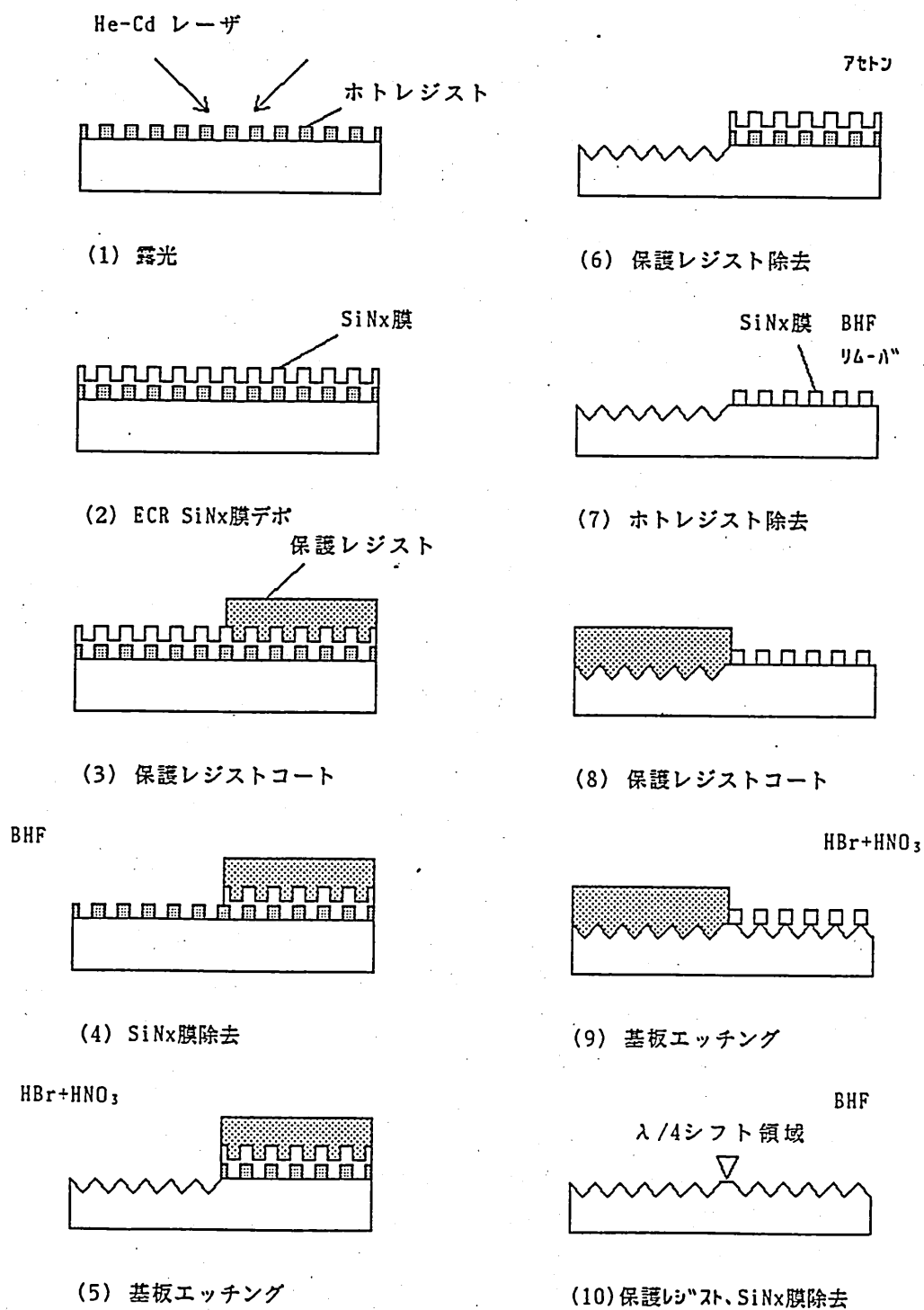


図1 タイプI-λ/4シフト回折格子作製プロセス

性質を持っている。このエッチング速度の違いからエッチング時間を最適化することにより、平坦な部分上に形成されたSiNx膜のみを残し、レジスト回折格子に対し反転した形状のSiNx膜による回折格子を作製することが可能となる。

- (7) この後、二光束干渉露光法に用いたフォトレジストを除去する。
- (8) 全面に再度フォトレジストを塗布した後、右半分のレジストを除去し、既に左側に作製された回折格子をレジストで保護する。
- (9) 次に右半分のSiNx膜で形成される回折格子をマスクとして、InP基板のエッチングを行う。
- (10) 最後に、レジストとSiNx膜を除去することにより $\lambda/4$ シフトを持った回折格子がInP基板上に得られる。

[2-2] タイプIによる $\lambda/4$ シフト回折格子作製結果

図2にタイプIの作製方法により作製した $\lambda/4$ シフト回折格子の遷移領域の走査型電子顕微鏡写真を示す。左側はレジストをマスクとしてエッチングを行った部分、右側はSiNx膜をマスクとしてエッチングを行った部分である。両領域とも深さ約150nmの良好な回折格子が得られた。この例では遷移領域の幅は約500nmであるが、マスク合わせの調整によって変更可能である。右側の領域には若干の不整部分があるが、全般的には図に示す様な良好な形状が得られた。

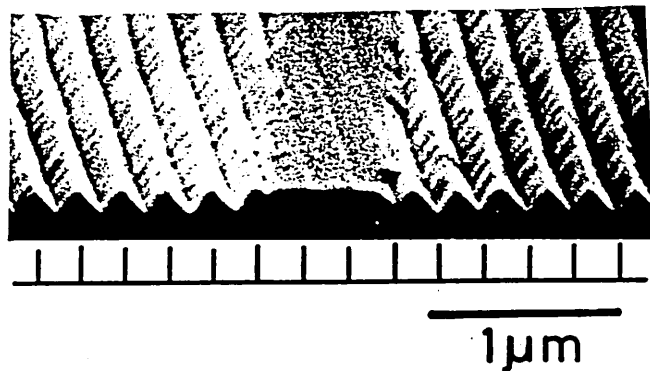


図2 InP基板上の $\lambda/4$ シフト回折格子
(タイプI作製方法)

〔3〕タイプⅡによる $\lambda/4$ シフト回折格子の作製方法

次に、タイプⅡと呼ぶ $\lambda/4$ シフト回折格子の作製方法の作製方法について述べる。先に述べたタイプⅠのプロセスでは、二光束干渉露光以外に二回のフォトリソグラフィ工程を必要とし、狭い遷移領域を得るためには高精度のマスク合わせを必要とする。これに対し、タイプⅡのプロセスでは二光束干渉露光以外に一回のフォトリソグラフィの工程を必要とするだけであり、高精度のマスク合わせも必要としない。

〔3-1〕作製工程

図3にタイプⅡの作製工程のプロセスを示す。

- (1) ～ (5) フォトレジスト回折格子をマスクとしてInP基板の左側の領域のエッチング行うまでの工程はタイプⅠと同様なプロセスを用いる。
また、図3(5)の工程におけるエッチング時間を短くすることにより、InP基板上に小さなV字型の溝と平坦な基板部分が交互に形成されるようにする。
- (6) 保護用レジストの除去をおこなった後、
- (7) ECR-CVD法を用い再度全面にSiNx膜を形成する。
- (8) 次にBHFでエッチングを行い、SiNx膜で形成される回折格子を作製する。V字型の溝上のSiNx膜は、フォトレジスト上のSiNx膜と同様に平坦な基板上のSiNx膜に比べ、BHFに対するエッチング速度が速い特長を持っている。この特長を利用しBHFでエッチング行うことにより、フォトレジスト回折格子と同位相の回折格子と逆位相を持った回折格子を同時にSiNx膜で作製することができる。前者は左側のV字型の溝が形成された領域、後者は右側のレジスト回折格子上にSiNx膜が形成された領域に作製される。
- (9) ～ (10) レジストを除去した後、SiNx膜で形成される回折格子をマスクとしてInP基板のエッチングを行うことにより、 $\lambda/4$ シフトを持った回折格子が作製される。

〔3-2〕タイプⅡによる $\lambda/4$ シフト回折格子の作製結果

タイプⅡの方法により作製された $\lambda/4$ シフト回折格子の遷移領域の走査型電子顕微鏡写真を図4に示す。回折格子の形状はタイプⅠとほぼ同様なものが得られている。遷移領域はV字型の溝形状であり、回折格子の溝の1倍半の幅と深さを持っている。

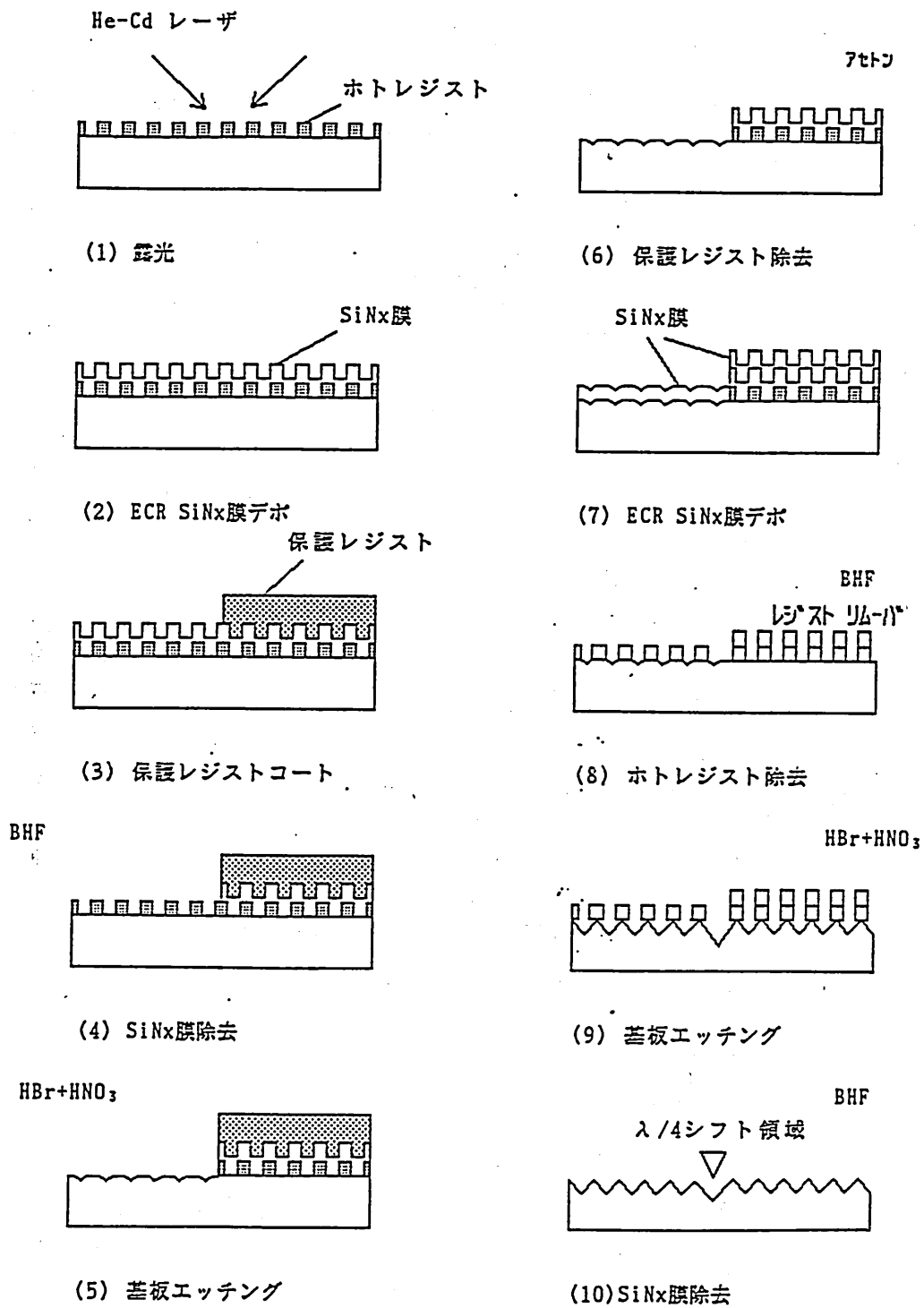


図3 タイプⅡ-λ/4シフト回折格子作製プロセス

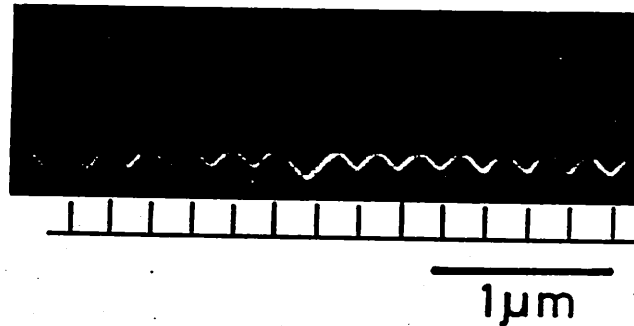


図4 InP基板上の $\lambda/4$ シフト回折格子（タイプⅡ作製方法）

[4] $\lambda/4$ シフトDFBレーザ

次にタイプⅠの作製方法による $\lambda/4$ シフト回折格子上に試作した $1.55\mu\text{m}$ リッジ導波路型 $\lambda/4$ シフトDFBレーザについて述べる。

[4-1] 素子構造、作製方法

図5に、今回作製した素子の素子構造、作製方法を示す。最初に、ECR-CVD法による SiNx 膜を利用してn-InP基板上に、周期 $2380\text{\AA}$ の $\lambda/4$ シフト回折格子を作製する。次に、LPE法により、n-InGaAsP($\lambda_g \sim 1.2\mu\text{m}$)ガイド層、InGaAsP($\lambda_g \sim 1.5\mu\text{m}$)活性層、n-InGaAsP($\lambda_g \sim 1.2\mu\text{m}$)AMB層p-InPクラッド層、p-InGaAsP キャップ層を順次成長させる。その後、p-InPクラッド層をエッチングし、 $4\mu\text{m}$ ストライプ幅のリッジを形成する。この上に、絶縁膜として SiO_2 膜をデボした後、オーミック電極を形成する。

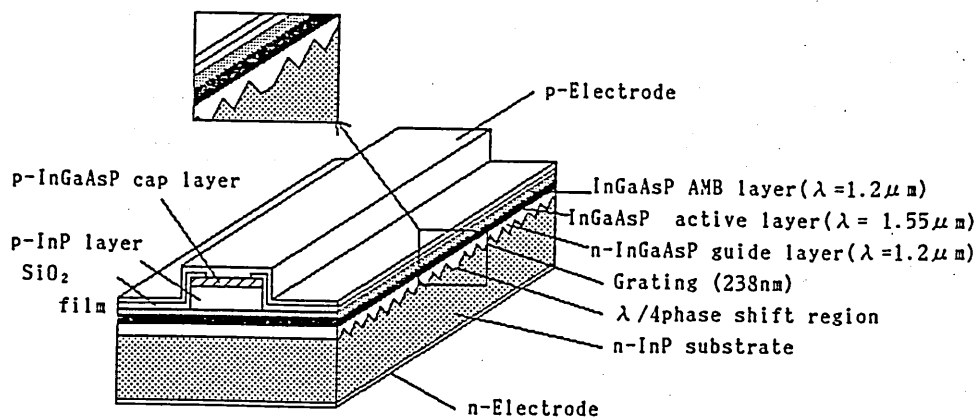


図5 $1.55\mu\text{m}$ リッジ導波路型 $\lambda/4$ シフトDFBレーザの素子構造

[4-2] 素子特性

図6に、共振器長 $270\mu\text{m}$ の素子の電流—光出力特性例を示す。20℃での発振しきい値電流は、 $I_{\text{th}}=55\text{mA}$ 、外部微分量子効率是一片4.6%であり、35℃まで連続発振が得られた。図7に、発振しきい値前後の電流を注入した時の発光スペクトル特性を示す。メインモードのピークはストップバンド中央にみられ、 $\lambda/4$ シフトの効果が確かめられた。結合効率の制御により微分量子効率の向上が期待できる。

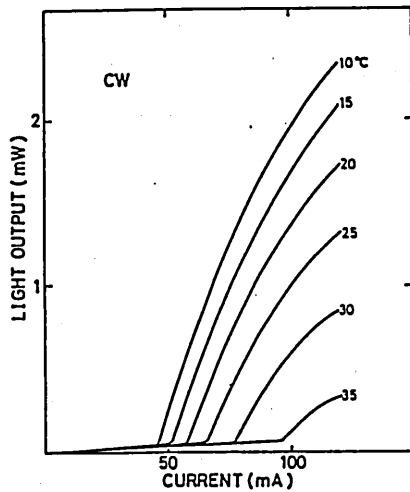
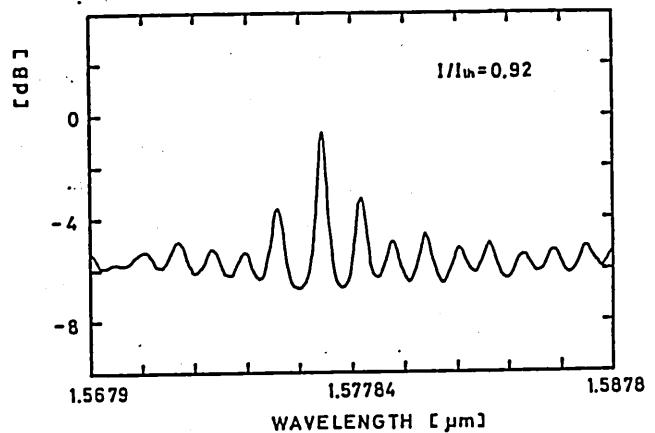
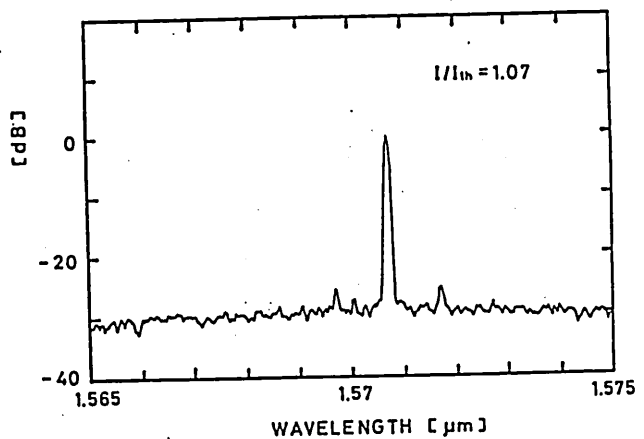


図6 電流—光出力特性



(a) $I/I_{\text{th}}=0.92$



(b) $I/I_{\text{th}}=1.07$

図7 $\lambda/4$ シフトDFBレーザ
発光スペクトル特性

[5] 120nm周期回折格子作製方法

最後に、ECR-CVD SiNxの他の作製方法への応用を示す。二光束干渉露光により作製された回折格子の周期を半分にすることにより周期120nmの回折格子を作製した作製方法を示す。

[5-1] 120nm周期回折格子作製方法

図8に120nm周期回折格子の作製方法を示す。

- (1) まず、通常の回折格子の作製方法と同様にGaAs基板の上にポジ形レジストを塗布し、He-Cdレーザ光（波長325nm）を用いて二光束干渉露光を行いレジスト回折格子（周期240nm）を作製する。
- (2) この上にECR-CVD法により同様な成膜条件でSiNx膜を室温で形成する。
- (3) 次に、BHFを用いSiNx膜のエッチングを行う。ECR-CVD法によるSiNx膜のうち、レジスト上のSiNx膜は、平坦な基板の上に形成されたSiNx膜に比べエッチング速度が速いため、エッチング時間を調整することにより、図のようにレジスト回折格子の間の平坦な基板の上にSiNx膜が残り、レジストとSiNx膜による周期が半分の回折格子が作製される。
- (4) これをマスクに基板のエッチングを行い、最後にSiNx膜とレジストを除去する。

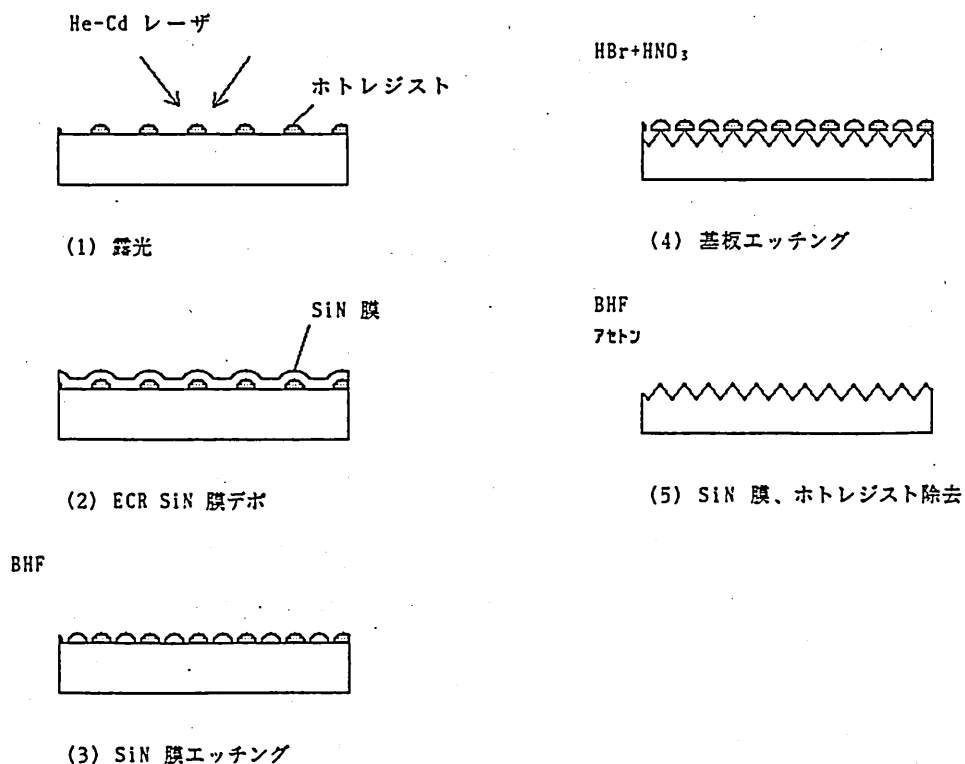


図8 120nm周期回折格子作製方法

〔 5-2 〕 120nm周期回折格子作製結果

図9に、作製した回折格子の電子顕微鏡写真を示す。周期が120nm、深さ～60nmの良好な回折格子を作製することができた。本作製方法による1次回折格子は、短波長DFBレーザに適用可能である。

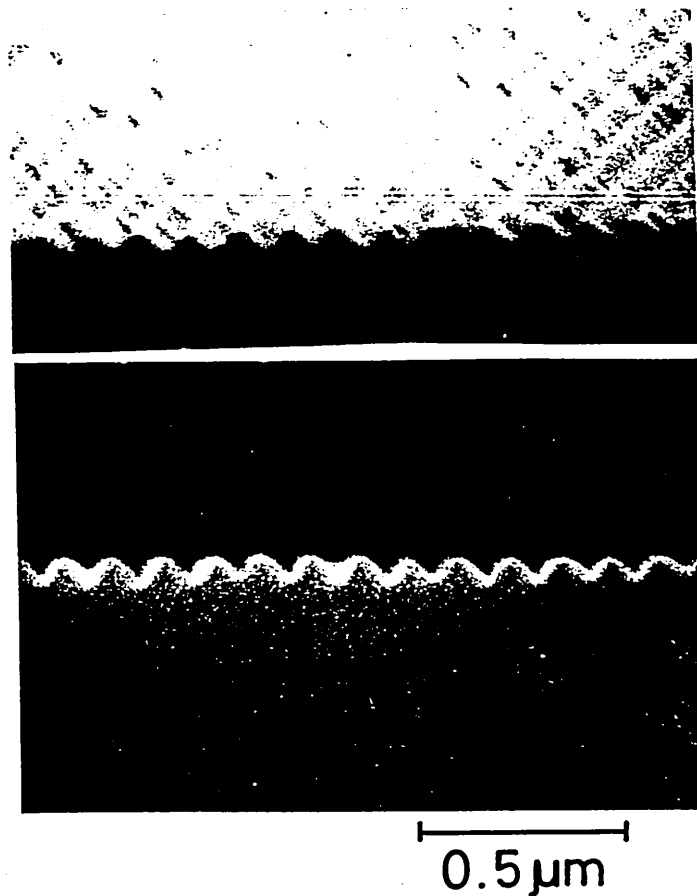


図9 GaAs基板上に作製した120nm周期回折格子

〔 6 〕 まとめ

ECR-CVD法によるSiNx膜を用いた新しい $\lambda/4$ シフト回折格子の作製方法を提案した。 $\lambda/4$ シフト回折格子を二種の方法で試作し、良好な回折格子を得た。また作製した回折格子を用い1.55 μm 帯 $\lambda/4$ シフトDFBレーザを試作し $\lambda/4$ シフトの効果を確認した。またECR-CVD法によるSiNx膜を用いた作製方法は120nm周期を持つ短波長DFBレーザ用一次回折格子の作製に応用できることを示した。

参考文献

- 1) KOGLENIK, H., and SHANK, C.V.: 'Coupled mode theory of distributed feedback lasers', J. Appl. Phys., 1972, 43, pp. 2327-2335
- 2) SUEMATSU, Y., ARAI, S., and KISHINO, K.: 'Dynamic-single-mode semiconductor lasers with a distributed reflector', IEEE J. Light wave Technol., 1983, LT-1, pp. 161-176
- 3) HAUS, H., and SHANK, C.V.: 'Antisymmetric taper of distributed feedback lasers', IEEE J. Quantum Electron., 1976, QE-12, pp. 532-539
- 4) UTAKA, K., AKIBA, S., SAKAI, K., and MATSUSHIMA, Y.: 'Analysis of quarter-wave-shifted DFB laser', Electron. Lett., 1984, 20, pp. 326-327
- 5) SEKARTEDJO, K., EDA, N., FURUYA, K., SUEMATSU, Y., KOYAMA, F., and TANBUNEK, T.: '1.5 μ m phase-shifted DFB lasers for single-mode operation', ibid., 1984, 20, pp. 80-81
- 6) UTAKA, K., AKIBA, S., SAKAI, K., and MATSUSHIMA, Y.: ' $\lambda/4$ -shifted InGaAsP/InP DFB lasers by simultaneous holographic exposure of positive and negative photoresist', ibid., 1984, 20, pp. 1008-1010
- 7) 宇高、秋葉、堺、松島: 「 $\lambda/4$ シフトInGaAsP/InP DFBレーザ」、信学技報OQE85-11 (1985)
- 8) OKAI, M., TSUJI, S., HIRAO, M., and MATSUMURA, H.: 'New high resolution positive and negative photoresist method for $\lambda/4$ -shifted DFB lasers', Electron. Lett., 1987, 23, pp. 370-371
- 9) SHIRASAKI, M., SODA, H., YAMAKOSHI, S., and NAKAJIMA, H.: ' $\lambda/4$ -shifted DFB-LD corrugation formed by a novel spatial phase modulating mask', Tech. digest of IOOC-ECOC'85, pp. 25-28
- 10) 白崎他: 「DFBレーザ用1/4波長位相シフト回折格子の形成方法の提案」、信学技報OQE85-60 (1985)
- 11) NUMAI, T., YAMAGUCHI, M., MITO, I., and KOBAYASI, K.: 'A New Grating Fabrication Method for Phase-Shifted DFB LDs', Jpn. J. Appl. Phys., 1987, 26, pp. L1910
- 12) MATSUO, S., and KIUCHI, S.: 'Low temperature chemical vapor deposition method utilizing an electron cyclotron resonance plasma', Jpn. J. Appl. Phys., 1983, 22, pp. L210-L212
- 13) SUGIMOTO, H., ABE, Y., MATSUI, T., and OGATA, H.: 'NOVEL FABRICATION METHOD OF QUARTER-WAVE-SHIFTED GRATINGS USING ECR-CVD SiNx FILMS', Electron. Lett., 1987, 23, pp. 1260

- 14) KOJIMA,K., NODA,S., TAI,S., KYUMA,K., HAMANAKA,K.,and NAKAYAMA,T.:
'Long cavity ridge waveguide AlGaAs/GaAs distributed feedback
lasers for spectral linewidth reduction ',Appl.Phys.Lett.,1986,
49,pp366-368
- 15) NODA,S., KOJIMA,K., MITSUNAGA,K., KYUMA,K., HAMANAKA,K., and
NAKAYAMA,T.: 'Monolithic integration of an AlGaAs/GaAs multiple
quantum well distributed feedback laser and a grating coupler for
surface-emission ',ibid.,1987,51,pp.1200-1202
- 16) SHANK,C.V.,and SCHMIDT,R.V.:Optical technique for producing 0.1- μ
periodic surface structures ',ibid.,1973,23,pp.154-155
- 17) JOHNSON,L.F.,and INGERSOLL,K.A.: 'Generation of surface gratings
with periods < 1000Å ',ibid., 1981,38,pp.532-534
- 18) HIRATA,S., TAMURA,K., MORI,Y.,and KOJIMA,C.: 'AlGaAs/GaAs
distributed feedback lasers with first-order grating fabricated
by metalorganic chemical vapor deposition ', ibid., 1987,51,
pp.63-65
- 19) SUGIMOTO,H.,ABE,Y.,MATSUI,T.,and OGATA,H. 'NOVEL FABRICATION METHOD
OF 120nm PERIOD GRATINGS USING ECR-CVD SiNx FILMS',Electron.Lett.,
1988,24,pp842