

2005年度

輻射科学研究会資料集

RS05-01 ~ RS05-18
(May 2005 ~ March 2006)

開催会場（月・日）

第1回:大阪大学・吹田キャンパス(5月16日)
RS05-01 ~ RS05-04

第2回:京都工芸繊維大学(7月29日)
RS05-05 ~ RS05-08

第3回:京橋OBPパナソニックタワー(10月28日)
RS05-9 ~ RS05-10

第4回:大阪工業大学・大宮キャンパス(12月16日)
RS05-11 ~ RS05-14

第5回:大阪大学・豊中キャンパス(3月14日)
RS05-15 ~ RS05-18

2006年6月1日発行

2005 年度輻射科学研究会資料集目次

<平成 17 年 5 月 16 日 (月)>

RS05-01 粟井郁雄 (龍谷大学)

“電磁界の重なり積分による共振器間結合係数の表現”

RS05-02 藤村昌寿, 土本秀和, 栖原敏明 (大阪大学)

“Yb 熱拡散 LiNbO₃ アニール・プロトン交換導波路レーザの設計と作製”

RS05-03 海老原聡, 山元隆史 (大阪電気通信大学)

“ボアホールレーダのための坑井内ダイポールアレーアンテナの解析”

RS05-04 栖原敏明 (大阪大学)

“栖原研究室の研究紹介 ～見学に先立って～”

<平成 17 年 7 月 29 日 (金)>

RS05-05 大平 孝 (ATR 波動工学研究所)

”キルヒホッフの回路方程式から導きだせる Q ファクタ表現式とその性質”

RS05-06 堀井篤、篠田浩司、裏升吾 (京都工芸繊維大学)、

金高健二 ((独)産業技術総合研究所)、佐藤了平 (大阪大学)、西原浩 (放送大学)

“空間光アドドロップ光導波路配線を用いた 0.5Gbit/s 伝送実験”

RS05-07 何一偉、細野堅士 (大阪電気通信大学)

“数値解析によるルネベルグレンズアンテナの最適化設計に関する研究”

RS05-08 中山茂 (鹿児島大学工学部情報工学科)

“遺伝的アルゴリズムにおける量子効果の研究”

<平成 17 年 10 月 28 日 (金)>

RS05-09 藤島丈泰、松下明生、菅野浩、寒川潮、崎山一幸

(松下電器産業株式会社 先端技術研究所)

“接地導体形態制御アンテナの開発”

RS05-10 村田博司、松永滋彦、中田大輔、岡村康行 (大阪大学 大学院基礎工学研究科)

榎原 晃 (松下電器産業株式会社 先端技術研究所)

“分極反転構造と共振型電極を用いた電気光学変調器”

<平成 17 年 12 月 16 日 (金)>

RS05-11 小寺敏郎 (大阪工業大学)

“フェライトエッジガイドモードのマイクロ波デバイスへの応用”

RS05-12 田村安彦、中山純一 (京都工芸繊維大学)

“二次元ランダムスラブによる平面波の反射と透過

- 散乱環、準異常散乱、強調散乱、緩やかな強調散乱 - “

RS05-13 邊浩章、出口博之、辻幹男、繁澤宏 (同志社大学)

“チョーク装荷多モードホーンアンテナの解析および設計”

RS05-14 島崎仁司、佐藤英次、秋山正博 (京都工芸繊維大学)

“鉄膜を使ったマイクロストリップ線路の帯域阻止特性に関する一考察”

<平成 18 年 3 月 14 日 (火)>

RS05-15 久米健太、岸本有生、岸岡清 (大阪電通大)

“高利得化された導波路光増幅器を用いたレーザの検討”

RS05-16 (第一部), RS05-17 (第二部) 小林哲郎 (大阪大学)

“「光」この不思議なもの”

RS05-18 塩見英久、中尾武志、岡村康行 (大阪大学)

“独立成分分析によるアレイ信号処理とそのアンテナシステムへの応用 “

輻射科学研究会資料

RS05-01

電磁界の重なり積分による共振器間結合係数の表現
Expression of Coupling Coefficient between Resonators
Based on Overlap Integral of EM Field

粟井 郁雄

龍谷大学 理工学部

Ikuo Awai
School of Science and Technology
Ryukoku University

2005年5月16日

於 大阪大学 工学部

1. まえがき

共振器の結合係数は様々な方法で計算することができる。古くは結合によって分離した共振周波数を用いる方法〔1〕、摂動法を利用して共振器外部に広がるエバネセント波のエネルギーを積分する方法〔2〕、時間領域で結合共振器間のエネルギー交換の周期を利用する方法〔3〕*が発表されている。周波数法は計算時間は別として簡明でかつどのような共振器にも使えるという利点があり、従来より標準的方法としての地位を確立している。積分法は利用範囲が限られているという欠点があるが結合の物理的意味が把握しやすい。又周期法は時間領域で計算するためFDTD法との適合性がすぐれている〔4〕。

本報告ではこれらの方法に加えて、積分計算に基づく点では上記の2番目に似ているが、導出方法が全く異なる上に物理的意味が更に明快な方法を提案する。それは古くから用いられている結合モード理論を利用し、最終的に共振器の無摂動電磁界の重なり積分によって結合係数を表現するものである。

2. 結合モード理論による結合係数の導出

2つの結合した共振器中の電磁界がもとの各々の共振器の固有モード電磁界の一次結合で表わされるという仮定から出発するのが結合モード理論である。

$$E = \sum_i^2 a_i E_i \quad (1. a)$$

$$H = \sum_i^2 b_i H_i \quad (1. b)$$

これらの固有モードはマクスウェル方程式を満たしている。

$$\nabla \times H_i = j\omega_i \epsilon_i E_i \quad (2. a)$$

$$\nabla \times E_i = -j\omega_i \mu_i H_i \quad (2. b)$$

ここで ϵ_i 、 μ_i は空間的に変化して良い。 E_1 、 E_2 は互いに直交しており、 H_1 、 H_2 も同様である。直交とは2つの共振器の結合については、最初、両者が無限に離れた位置にあるという意味であり、互いに縮退したモードの結合については、重なり積分が0であるという

* 脚注 文献〔3〕では重なり積分のいくつかの項のうち本報告で式(17)、(19)中の c_{ij} 、 d_{ij} にあたる項を無視したために一部誤った結果を得た。しかし文献〔3〕の2節及び式(53)以外は正しいので本報告でもその結果を用いている。

意味である。(2. b) を μ_i で除し rot をとって (2. a) を代入すると

$$\nabla \times \frac{1}{\mu_i} \nabla \times \mathbf{E}_i = \omega_i^2 \varepsilon_i \mathbf{E}_i \quad (3. a)$$

を得る。同様にして

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon_i} \nabla \times \mathbf{H}_i = \omega_i^2 \mu_i \mathbf{H}_i \quad (3. b)$$

も簡単に導出できる。

結合系に対してもマクスウェル方程式は成り立つから $\nabla \times \mathbf{E}$ は \mathbf{H} に比例するものと考えられる。そうであれば \mathbf{H}_1 と \mathbf{H}_2 の一次結合で表わされるはずである。

$$\nabla \times \mathbf{E} = \sum_i^2 \xi_i \mu_i \mathbf{H}_i \int_V \nabla \times \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}_i^* dv \quad (4)$$

両辺に \mathbf{H}_i^* をスカラー的に乗じて積分すれば容易にわかるように

$$\xi_i = \frac{1}{\int_V \mu_i |\mathbf{H}_i|^2 dv} \quad (5)$$

である。このようにすれば \mathbf{E}_i , \mathbf{H}_i は正規化しておく必要がなく後の数値計算に便利である。積分領域 V は結合系を意味するが \mathbf{H}_i は共振器の外部では急激に減少するので個々の共振器の領域と考えても良い。ベクトル公式

$$\nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{B} \quad (6)$$

と (2. b)、(3. a) により

$$\nabla \cdot \left(\mathbf{E} \times \frac{1}{\mu_i} \nabla \times \mathbf{E}_i^* \right) = \nabla \times \mathbf{E} \cdot \frac{1}{\mu_i} \nabla \times \mathbf{E}_i^* - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \frac{1}{\mu_i} \nabla \times \mathbf{E}_i^*$$

$$= j\omega_i H_i^* \cdot \nabla \times E - \omega_i^2 \epsilon_i E \cdot E_i^*$$

となるのでこれを用いて式 (4) の積分を变形すると

$$\nabla \times E = \sum_i^2 \xi_i \mu_i H_i \left[-j\omega_i \int_V \epsilon_i E \cdot E_i^* dv + \int_S n \cdot (E \times H_i^*) dS \right]$$

が得られる。 S は結合系の境界を表すがもしそれが金属境界であれば電界の接線成分は0であるから上の積分は0となるし、 S が無限遠点であれば $E \sim \exp(-\alpha r)$ であることから矢張り0となる。又体積分中の E に式(1.a)を代入して

$$\int_V \epsilon_i E \cdot E_i^* dv = \int_V \epsilon_i \sum_j^2 a_j E_j \cdot E_i^* dv \cong a_i \int_V \epsilon_i |E_i|^2 dv$$

とする事ができる。ここで

$$\xi_i \int_V \epsilon_i |E_i|^2 dv = \frac{\int_V \epsilon_i |E_i|^2 dv}{\int_V \mu_i |H_i|^2 dv} \quad (7)$$

なる量は各共振器に蓄えられる電気/磁気エネルギーの比であり1に等しいので

$$\nabla \times E = - \sum_i^2 j\omega_i \mu_i a_i H_i \quad (8)$$

を得る。

同様に $\nabla \times H$ も求める事ができる。

$$\nabla \times H = \sum_i^2 \zeta_i \epsilon_i E_i \int_V \nabla \times H \cdot E_i^* dv \quad (9)$$

$$\zeta_i = \frac{1}{\int_V \epsilon_i |E_i|^2 dv}$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \left(\mathbf{H} \times \frac{1}{\varepsilon_i} \nabla \times \mathbf{H}_i^* \right) &= \nabla \times \mathbf{H} \cdot \frac{1}{\varepsilon_i} \nabla \times \mathbf{H}_i^* - \mathbf{H} \cdot \nabla \times \frac{1}{\varepsilon_i} \nabla \times \mathbf{H}_i^* \\ &= -j\omega_i \mathbf{E}_i^* \cdot \nabla \times \mathbf{H} - \omega^2 \mu_i \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_i^* \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \sum_i^2 \zeta_i \varepsilon_i \mathbf{E}_i \left[j\omega_i \int_V \mu_i \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_i^* dv + \int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{E}_i^*) dS \right] \end{aligned} \quad (10)$$

\mathbf{H} の導体面での接線成分はもちろん0ではないし、 S は結合系の境界面であるから \mathbf{E}_i の接線成分も0とは限らない。従って \mathbf{H} に式(1. b)を代入して式(10)の表面積分を

$$\int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{E}_i^*) dS = - \sum_j^2 \int_S b_j \cdot \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_i^* \times \mathbf{H}_j) dS = - \sum_j^2 b_j f_{ij} \quad (11)$$

と置こう。一方、(10)の体積分は矢張り(1. b)を用いて

$$\int_V \mu_i \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_i^* dv \cong b_i \int_V \mu_i |\mathbf{H}_i|^2 dv$$

となるが、以前の(7)と同様に

$$\zeta_i \int_V \mu_i |\mathbf{H}_i|^2 dv = \frac{\int_V \mu_i |\mathbf{H}_i|^2 dv}{\int_V \varepsilon_i |\mathbf{E}_i|^2 dv} = 1 \quad (12)$$

が得られる。この結果式(10)は

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sum_i^2 j\omega_i \varepsilon_i b_i \mathbf{E}_i - \sum_i^2 \zeta_i \varepsilon_i \mathbf{E}_i \left(\sum_j^2 b_j f_{ij} \right) \quad (13)$$

となる。

次に結合系に対して

$$\nabla \times \mathbf{H} - \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (14. a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (14. b)$$

なるマクスウェル方程式が成り立つものとすれば (1)、(8)、(13) を代入して

$$\sum_i^2 j\omega_i \varepsilon_i b_i \mathbf{E}_i - \sum_i^2 \varepsilon_i \varsigma_i \mathbf{E}_i \left(\sum_j^2 b_j f_{ij} \right) - \frac{d}{dt} \varepsilon \sum_i a_i \mathbf{E}_i = 0 \quad (15. a)$$

$$\sum_i j\omega_i \mu_i a_i \mathbf{H}_i - \frac{d}{dt} \mu \sum_i b_i \mathbf{H}_i = 0 \quad (15. b)$$

を得る。まず (15. a) と \mathbf{E}_1^* 又は \mathbf{E}_2^* の内積をとり V で体積分した後整理すると

$$\begin{aligned} g_{11} \frac{da_1}{dt} + g_{12} \frac{da_2}{dt} &= \left(j\omega_1 c_{11} - \varsigma_1 \sum_j^2 f_{j1} c_{1j} \right) b_1 + \left(j\omega_2 c_{12} - \varsigma_2 \sum_j^2 f_{j2} c_{1j} \right) b_2 \\ g_{21} \frac{da_1}{dt} + g_{22} \frac{da_2}{dt} &= \left(j\omega_1 c_{21} - \varsigma_1 \sum_j^2 f_{j1} c_{2j} \right) b_1 + \left(j\omega_2 c_{22} - \varsigma_2 \sum_j^2 f_{j2} c_{2j} \right) b_2 \end{aligned} \quad (16)$$

ここに

$$\begin{aligned} g_{11} &= \int_V \varepsilon |\mathbf{E}_1|^2 dv, g_{12} = \int_V \varepsilon \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 dv \\ g_{21} &= \int_V \varepsilon \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* dv, g_{22} = \int_V \varepsilon |\mathbf{E}_2|^2 dv \\ c_{11} &= \int_V \varepsilon_1 |\mathbf{E}_1|^2 dv, c_{12} = \int_V \varepsilon_2 \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 dv \\ c_{21} &= \int_V \varepsilon_1 \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* dv, c_{22} = \int_V \varepsilon_2 |\mathbf{E}_2|^2 dv \end{aligned} \quad (17)$$

なる置き換えを行った。なお以前に定義した ς_i は $1/c_{11}$ または $1/c_{22}$ に等しい。

次に (15. b) についても同じく \mathbf{H}_1^* または \mathbf{H}_2^* と内積をとって積分した後整理する

$$\begin{aligned} h_{11} \frac{db_1}{dt} + h_{12} \frac{db_2}{dt} &= j\omega_1 d_{11} a_1 + j\omega_2 d_{12} a_2 \\ h_{21} \frac{db_1}{dt} + h_{22} \frac{db_2}{dt} &= j\omega_1 d_{21} a_1 + j\omega_2 d_{22} a_2 \end{aligned} \quad (18)$$

ここに

$$\begin{aligned}
 h_{11} &= \int_V \mu |H_1|^2 dv, h_{12} = \int_V \mu H_1^* \cdot H_2 dv \\
 h_{21} &= \int_V \mu H_1 \cdot H_2^* dv, h_{22} = \int_V \mu |H_2|^2 dv \\
 d_{11} &= \int_V \mu_1 |H_1|^2 dv, d_{12} = \int_V \mu_2 H_1^* \cdot H_2 dv \\
 d_{21} &= \int_V \mu_1 H_1 \cdot H_2^* dv, d_{22} = \int_V \mu_2 |H_2|^2 dv
 \end{aligned} \tag{19}$$

と置いた。(16) を da_1/dt 、 da_2/dt について解くと

$$\begin{aligned}
 \frac{da_1}{dt} &= \frac{j}{|g|} \left\{ \omega_1 (c_{11}g_{22} - c_{21}g_{12}) + j \sum_j^2 (c_{1j}g_{22} - c_{2j}g_{12}) \zeta_1 f_{j1} \right\} b_1 \\
 &\quad + \left\{ \omega_2 (c_{12}g_{22} - c_{22}g_{12}) + j \sum_j^2 (c_{1j}g_{22} - c_{2j}g_{12}) \zeta_2 f_{j2} \right\} b_2 \\
 \frac{da_2}{dt} &= \frac{j}{|g|} \left\{ \omega_1 (c_{21}g_{11} - c_{11}g_{21}) + j \sum_j^2 (c_{2j}g_{11} - c_{1j}g_{21}) \zeta_1 f_{j1} \right\} b_1 \\
 &\quad + \left\{ \omega_2 (c_{22}g_{11} - c_{12}g_{21}) + j \sum_j^2 (c_{2j}g_{11} - c_{1j}g_{21}) \zeta_2 f_{j2} \right\} b_2
 \end{aligned} \tag{20}$$

同様に (18) を db_1/dt 、 db_2/dt について解き

$$\begin{aligned}
 \frac{db_1}{dt} &= \frac{j}{|h|} [\omega_1 (d_{11}h_{22} - d_{21}h_{12}) a_1 + \omega_2 (d_{12}h_{22} - d_{22}h_{12}) a_2] \\
 \frac{db_2}{dt} &= \frac{j}{|h|} [\omega_1 (d_{21}h_{11} - d_{11}h_{21}) a_1 + \omega_2 (d_{22}h_{11} - d_{12}h_{21}) a_2]
 \end{aligned} \tag{21}$$

を得る。ここに

$$|g| = g_{11}g_{22} - g_{12}g_{21}, |h| = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21} \tag{22}$$

である。(20)、(21) は更に

$$\frac{da_1}{dt} = jp_{11}b_1 + jp_{12}b_2 \quad (23)$$

$$\frac{da_2}{dt} = jp_{21}b_1 + jp_{22}b_2$$

$$\frac{db_1}{dt} = jq_{11}b_1 + jq_{12}b_2$$

$$\frac{db_2}{dt} = jq_{21}b_1 + jq_{22}b_2 \quad (24)$$

と置き換える事ができる。

式 (23) を t で微分し、(22) を代入すれば a_i のみに関する方程式が得られる

$$\begin{aligned} \frac{d^2 a_1}{dt^2} + (p_{11}q_{11} + p_{12}q_{21})a_1 + (p_{11}q_{21} + p_{12}q_{22})a_2 &= 0 \\ \frac{d^2 a_2}{dt^2} + (p_{21}q_{11} + p_{22}q_{21})a_1 + (p_{21}q_{12} + p_{22}q_{22})a_2 &= 0 \end{aligned} \quad (25)$$

これは結合モード方程式であり a_1 と a_2 は時間と共に互いに振幅が変換される事は良く知られている。簡単のために2つの共振器が等しいものとすれば

$$\begin{aligned} \omega_1 = \omega_2 = \omega_0 \\ p_{11} = p_{22} = p, p_{12} = p_{21} = p' \\ q_{11} = q_{22} = q, q_{12} = q_{21} = q' \end{aligned} \quad (26)$$

とする事ができ式 (25) は

$$\begin{aligned} \frac{d^2 a_1}{dt^2} + \omega_r^2 a_1 + \omega_r^2 k a_2 &= 0 \\ \frac{d^2 a_2}{dt^2} + \omega_r^2 a_2 + \omega_r^2 k a_1 &= 0 \end{aligned} \quad (27)$$

と簡単化される。ここに

$$\omega_r^2 = pq + p'q', k = \frac{pq' + p'q}{pq + p'q'} \quad (28)$$

とした。 ω_i^2 は各モードの共振周波数、 k は両モードの結合係数である。

3. 共振器の分類

磁性体を用いた共振器は極めて特殊な目的にしか用いられないのでここでは考えない事にすると、式(19)において $\mu = \mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ であり

$$h_{ij} = d_{ij} \quad (29)$$

となつて式(21)は極めて簡単化され

$$\begin{aligned} \frac{db_1}{dt} &= j\omega_1 a_1 \\ \frac{db_2}{dt} &= j\omega_2 a_2 \end{aligned} \quad (30)$$

が得られる。ここで電磁波共振器は次のように分類できる。

1) 閉構造共振器

導波管、ヘリカル、半同軸共振器など

2) 開放構造共振器

誘電体、同軸、プレーナ（マイクロストリップ、コプレーナなど）共振器など

3) 縮退共振モード

誘電体 HE_{11g} 、円形パッチ TM_{11} モードなど

閉構造の共振器を結合させるには窓や線路を用いるが結合系の電磁界を元の2つの共振器の電磁界で展開する事ができない。電磁界が閉じ込められているために重なり積分が定義できないから結合モード理論が適用できないのである。従つて我々の理論から1)は省く事になる。式(20)、(21)の係数が2つの結合モードの特性を定めるのでそれらに着目し分類を進める。2)の共振器は結合が0の時は無限に離れていると見なされる、3)の縮退モードは無結合時にも同じ空間に共存している。しかし重なり積分が定義できるという点では同じなので、この理論にとって2)、3)の区別は意味がない。無結合時と結合時の境界条件変化に応じて次のような分類が有効である。

a. 誘電体共振器

例えば図1のようにディスク状誘電体共振器を並べた場合や、ディスク状誘電体共振器のモードを小さな切り込みが与える摂動によって結合させる場合が該当する。誘電体共振器は通常導体ケースに収納されているが、結合の前後でケースは変化しないものとするば式(20)において

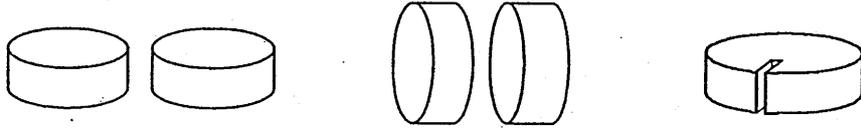


図1. 誘電体共振器の結合

$$f_{ij} = 0 \quad (31)$$

となり

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt} &= \frac{j}{g_{11}g_{22}} [\omega_1 c_{11} g_{22} b_1 + \omega_2 (c_{12} g_{22} - c_{22} g_{12}) b_2] \\ \frac{da_2}{dt} &= \frac{j}{g_{11}g_{22}} [\omega_1 (c_{21} g_{11} - c_{11} g_{21}) b_1 + \omega_1 c_{22} g_{11} b_2] \end{aligned} \quad (32)$$

なる関係が得られる。ここで2次以上の微小量は省略している。図1のように2つの共振器または共振モードの電磁界分布が同じであるならば

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_2 = \omega_0 \\ c_{11} &= c_{22} = c, c_{12} = c_{21} = c' \\ g_{11} &= g_{22} = g, g_{12} = g_{21} = g' \end{aligned} \quad (33)$$

とする事ができるので式(28)に定義された量は

$$\omega_r^2 = \omega_0^2 \frac{c}{g}, k = \frac{c'}{c} - \frac{g'}{g} \quad (34)$$

となる。ここに求められた結合係数は文献 [5] にも多少異なった方法で導出されている。

b. 導体共振器

図 2 に示すようにあらゆるプレーナ導体共振器、同軸共振器、または縮退した導体共振器に切り欠きや凸起を設ける場合がこれに当たる。共振器又は共振モードの結合に際して誘電体部分に変化しないとすれば

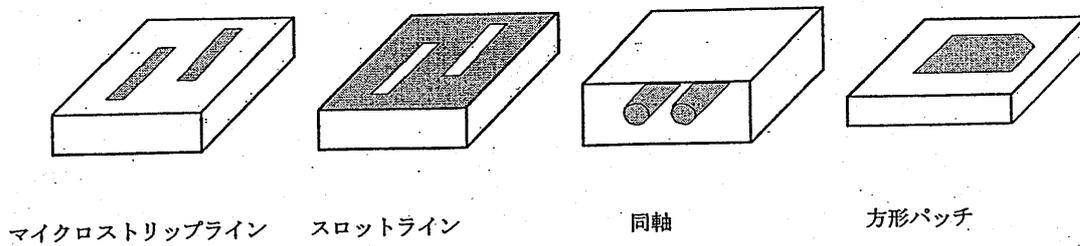


図 2. 導体共振器の結合

$$c_{ij} = g_{ij} \quad (35)$$

とする事ができるので式 (20) は

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt} &= j(\omega_1 + j\zeta_1 f_{11})b_1 - \zeta_2 f_{12}b_2 \\ \frac{da_2}{dt} &= -\zeta_1 f_{21}b_1 + j(\omega_2 + j\zeta_2 f_{22})b_2 \end{aligned} \quad (36)$$

と簡単化される。更に 2 つの共振器又は共振モードの電磁界分布が等しければ

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_2 = \omega_0, \zeta_1 = \zeta_2 = \zeta \\ f_{11} &= f_{22}, f_{12} = f_{21} \end{aligned} \quad (37)$$

とする事ができるので

$$\omega_r^2 = (\omega_0 + j\mathcal{G}_{11})^2, k = \frac{j\mathcal{G}_{21}}{\omega_0 + j\mathcal{G}_{11}} \quad (38)$$

を得る。ここで f_{ij} は普通純虚数であるため、 ω_r 、 k は実数となる。

4. 導体共振器の結合係数

式 (38) に求められた共振周波数、結合係数に対してもう少し考察を加えよう。 f_{ij} を式 (11) の定義に従って表面積分で表現すると

$$\begin{aligned} f_{11} &= \int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_1) dS \\ f_{12} &= \int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_2) dS \end{aligned} \quad (39)$$

となるが式 (6) 及びマクスウェルの方程式

$$\nabla \times \mathbf{E}_1^* = j\omega\mu_1 \mathbf{H}_1^*, \nabla \times \mathbf{H}_i = j\omega\varepsilon_i \mathbf{E}_i \quad (40)$$

によって

$$\begin{aligned} \int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_1) dS &= j\omega \left[\int_V \mu_1 |\mathbf{H}_1|^2 dv - \int_V \varepsilon_1 |\mathbf{E}_1|^2 dv \right] = 0 \\ \int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_2) dS &= j\omega \left[\int_V \mu_1 \mathbf{H}_1^* \cdot \mathbf{H}_2 dv - \int_V \varepsilon_1 \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 dv \right] \end{aligned}$$

なる関係が得られる。 μ_1 、 ε_1 は導体共振器の結合に際しては変わらないのでそれぞれ、 μ 、 ε と書き直して良い。その結果

$$\omega_r = \omega_0, k = \frac{\int_V \mu \mathbf{H}_1^* \cdot \mathbf{H}_2 dv - \int_V \varepsilon \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 dv}{\int_V \varepsilon |\mathbf{E}_1|^2 dv} \quad (41)$$

となる。ここに得られた結合係数の表現は磁界及び電界の重なり積分の差に比例するといふかねてより探し求められてきた式となっている。

5. あとがき

共振器の結合について種々の計算方法がある事を示してきたが、今回は結合モード理論を利用して重なり積分で表現する方法について検討した。最終的に得られた式 (34) 及び (38) 又は (41) は結合前の電磁界の積分計算で結合係数が与えられるので計算時間の短縮が期待できる。

更にこれらの表現の利点は結合係数の持つ物理的な意味を明示している事にある。特に式 (41) は従来確たる根拠なく主張されてきた共振器間結合の特性

1) 結合は2つの共振器の電磁界の重なり積分で表わされる。

2) 電氣的結合と磁氣的結合は互いに打ち消し合う

の根拠を与えるものとなっている。その上、この式によれば共振器の互いの向きを変える事によって電気/磁気結合は必ずしも打ち消し合わず加え合わされる可能性があることも示唆している。これらの具体的な事例を今後明らかにしていきたい。

参考文献

- [1] 小林 禧夫、“平面フィルタのパターン設計”、MWE2003 Microwave Workshop Digest, pp. 527-536, 2003.
- [2] 栗井郁雄、岩村慎太郎、久保洋、真田篤志、“摂動法による共振器の結合係数の計算”、信学技報 MW-05, 2005 年 5 月 (発表予定)
- [3] 栗井郁雄、“共振器の結合係数と線路の結合係数”、電気学会研究会資料 EMT-04-58, pp. 37-42, 2004 年 9 月.
- [4] 栗井郁雄、小田宣史、“共振器の結合係数”、信学技報、EMT-97-47, pp. 55-62, 1997 年.
- [5] 栗井郁雄、張陽軍、“結合モード理論による共振器の結合係数の計算”、信学技報、MW-05, 2005 年 5 月 (発表予定)

Yb 熱拡散 LiNbO₃ アニール・プロトン交換
導波路レーザーの設計と作製

Design and Fabrication of Yb-Diffused LiNbO₃
Annealed/Proton-Exchanged Waveguide Lasers

藤村昌寿、土本秀和、栖原敏明

大阪大学大学院工学研究科

M.Fujimura, H.Tsuchimoto and T.Suhara

Grad. School Eng., Osaka Univ.

2005年5月16日

於 大阪大学

1. はじめに

強誘電体結晶ニオブ酸リチウム(LiNbO₃)は、顕著な電気光学・音響光学・非線形光学効果を示す、優れた光学材料である。これまで、LiNbO₃を用いた導波路型デバイスが数多く研究・実現されてきた。希土類イオンを添加することでLiNbO₃においてレーザ作用が得られるようになる。種々の導波路型素子に加えてレーザ素子をも集積化することにより新規機能の実現や応用分野を開拓することを目指して、希土類添加 LiNbO₃ 導波路デバイスが近年活発に研究されている。これまで、希土類元素として Nd³⁺や Er³⁺を添加した LiNbO₃において、多くの LiNbO₃ 導波路レーザデバイスが実現されてきた¹⁻⁵⁾。

Nd³⁺や Er³⁺の他に、添加希土類イオンとして有望なものにイッテルビウム (Yb) イオンがある。LiNbO₃ 中での Yb³⁺のエネルギー準位を図1に示す⁶⁾。波長~0.9 μ m の光励起により、波長~1.0 μ m 付近で発光する。Yb には励起準位がひとつ(2F_{5/2})しかないので、励起準位吸収による励起準位密度の減少が無い。また、発振波長と励起波長が近いので、非発光遷移による発熱が少ない。従って、Yb を用いたレーザでは強励起下での高効率発光が期待できる。

最初の Yb 添加 LiNbO₃ 導波路レーザは、Y 軸伝搬 Ti 拡散導波路を用いて実現された⁶⁾。しかしながら、強い励起光に起因する光損傷の影響で、レーザ発振は1分間程度しか維持できなかった。光損傷の影響を避けるために、Z 軸伝搬の Ti 拡散導波路を用いた導波路レーザが検討され、その発振が報告されている⁷⁾。しかしながら、Z 軸伝搬導波路では、LiNbO₃ の電気光学テンソル/非線形光学テンソルの最大要素である r₃₃/d₃₃が利用できない。

本研究では、Ti 拡散導波路よりも光損傷耐性が優れているアニール・プロトン交換 (APE) 導波路を用いた導波路レーザを提案した^{8,9)}。r₃₃や d₃₃の利用が可能な Z 板 X 軸伝搬 APE 導波路を用いた Yb 添加 LiNbO₃ 導波路レーザを試作し、連続レーザ発振を達成した。

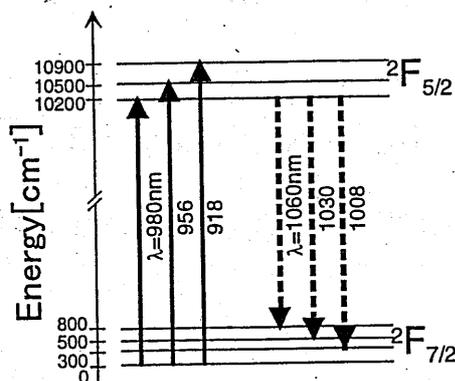


図1 LiNbO₃中の Yb³⁺のエネルギー準位

2. Yb の LiNbO₃ への熱拡散添加

Yb の LiNbO₃ への熱拡散添加の実施例はあるが⁶⁾、詳細な報告は見当たらない。そこで、予備実験として、Yb の LiNbO₃ への熱拡散条件の検討を行った。LiNbO₃ の Z 面の全面に真空蒸着堆積した Yb 膜(膜厚:20~400nm)を拡散源として用いた。石英管電気炉を用いた乾燥酸素雰囲気中での 1100°C、250 時間の熱処理により Yb 熱拡散を試みた。Yb 膜厚が 50nm

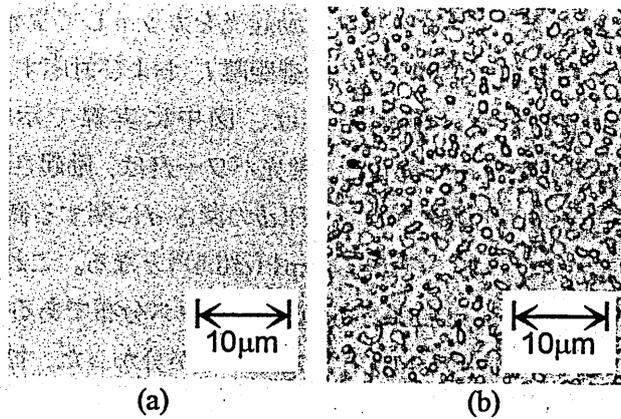


図2 Yb 拡散 LiNbO₃ の拡散表面 (a)Yb 膜厚 48nm、(b)Yb 膜厚 76nm

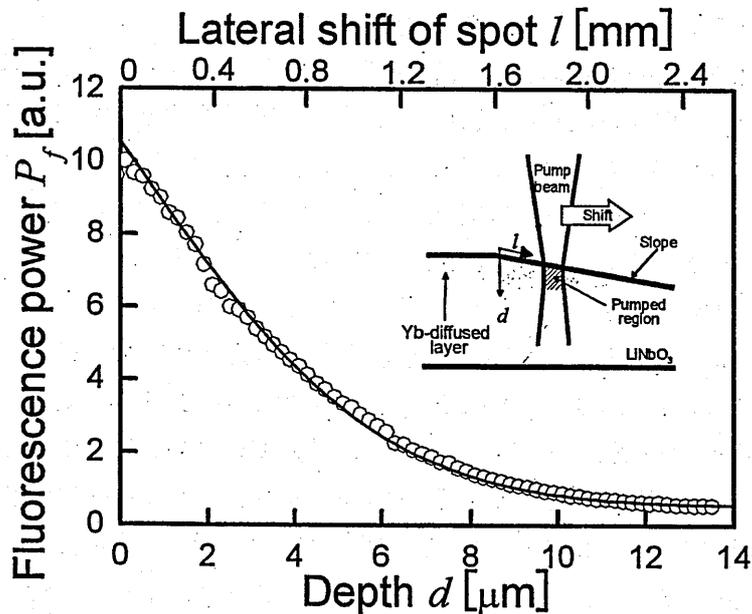


図3 蛍光パワーの励起光集光スポット走査距離依存性

程度以下の場合には平滑な拡散表面が得られたが、70nm 程度以上の場合には拡散不足のためと思われる表面の粗れが顕著に生じた。膜厚 48nm のときと 76nm のときの拡散処理後の表面顕微鏡拡大写真を図 2 に示す。膜厚 30nm の Yb 膜を用いてデバイスを作製することとした。

Yb 熱拡散 LiNbO₃ における Yb の深さ方向密度分布を空間分解蛍光強度測定¹⁰⁾により測定した。まず、Yb 拡散 LiNbO₃ の拡散表面を極浅い角度(0.3°)で斜め研磨した。これにより、Yb 密度の深さ方向分布を斜面に沿った方向の分布に変換した。深さ d [μm]と斜面方向の距離 l [mm]の関係は $d = l \sin(0.3^\circ) \times 1000$ で与えられる。次に、図 3 の挿入図に示すように、波長 918nm の励起光ビームを斜面上に弱く集光し、集光スポットを斜面に沿って走査した。集光スポットサイズは約 6 μm 、焦点深度は約 40 μm であった。励起された Yb は、波長 1.0 μm

付近の蛍光を発する。ダイクロイックフィルタで励起光をカットして蛍光のみを取り出し、検出した。検出蛍光パワー P_f の集光スポットの走査距離 l 、および対応する深さ d に対する依存性を図3中に白丸印で示す。測定結果は、図中に実線で示した補誤差関数 $P_f(d)=\text{kerfc}(d/6.5)$ (k は定数)に良く一致した。蛍光パワー P_f は、励起された領域内に存在するYbイオンの総数に近似的に比例するので、 $P_f(d)$ の深さ d に関する微分がYb密度の深さ方向分布 $\alpha(d)$ を与える。すなわち、 $\alpha(d)=C_0 \exp\{-(d/6.5)^2\}$ となる。これより、Yb密度の深さ方向分布が、表面Yb密度 C_0 、 $1/e$ 深さ $6.5\mu\text{m}$ のガウス分布であることが分かった。また、 1100°C でのYbの拡散係数が $0.04\mu\text{m}^2/\text{h}$ であることが分かった。拡散源であるYb膜中のYbが全て LiNbO_3 結晶中に拡散したと仮定すれば、Yb膜厚より C_0 を求めることができる。Yb膜厚 30nm の場合には、 $C_0=1.3 \times 10^{20} \text{ ions/cm}^3$ となった。

3. Yb 拡散 LiNbO_3 アニール・プロトン交換導波路

選択プロトン交換のためのマスクとして、Yb 拡散 LiNbO_3 上にチャネル開口(幅 $4-10\mu\text{m}$ 、長さ 30mm)を有するAl膜を形成した。次に、 200°C の溶融安息香酸中に20分間浸してプロトン交換を行い、Alマスク除去後、酸素雰囲気中で 370°C 、60分間の熱アニールを施した。作製したアニール・プロトン交換(APE)導波路に、端面結合により、波長 918nm のTMモード導波光を励振した。チャネル幅 $4\mu\text{m}$ の導波路における導波モード分布の半値全幅は幅方向 $3.1\mu\text{m}$ 、深さ方向 $2.3\mu\text{m}$ であった。また、Ybによる吸収が小さい波長 1064nm において、ファブリ・ペロー法¹¹⁾により測定した導波光散乱損失は $0.5 \pm 0.2 \text{ dB/cm}$ であった。

ハロゲンランプからの白色光を導波路に入射し、導波路から出射してくる光のスペクトルを測定した。参照用の非添加 LiNbO_3 上のAPE導波路での結果と比較することで、導波路中Ybの吸収スペクトル(図4)を得た。波長 918nm 、 980nm 、 1008nm に吸収ピークが得られ、 918nm での吸収率は77%であった。吸収率、モード分布、Yb密度分布の測定結果から吸収断面積を見積もると、 $5.2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ となった。これは、結晶育成時にYbを添加した LiNbO_3 結晶において測定された値¹²⁾と良く一致した。波長 918nm で光励起して得られた蛍光のスペクトルを図5に示す。波長 980nm 、 1008nm 、 1061nm にピークが得られた。吸収スペクトルと蛍光スペクトルのピークは図1に示したエネルギー準位と矛盾しない。

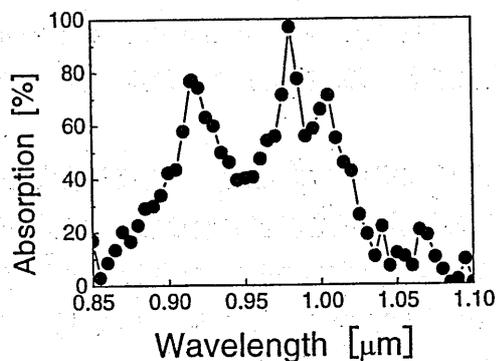


図4 吸収スペクトル

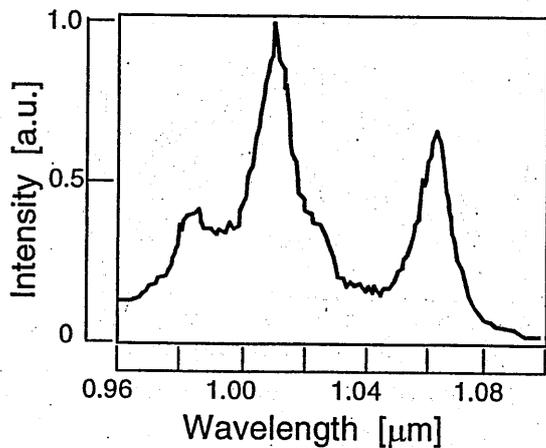


図5 蛍光スペクトル

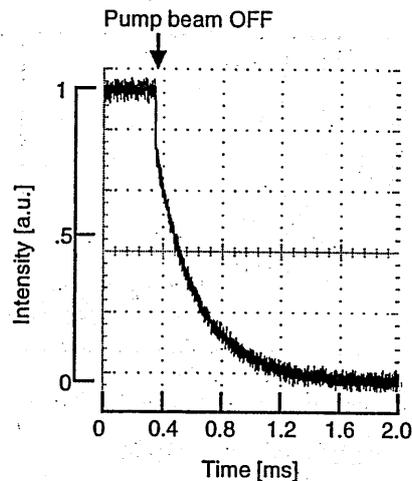


図6 励起光 OFF 後の蛍光パワー変化

波長 956nm での吸収と 1030nm での発光は、APE 導波路において伝搬可能な異常光に対しては生じないので⁶⁾、観察されなかった。励起光を光チョップで ON/OFF し、出射蛍光パワーの時間変化を測定した。励起光 OFF 後の蛍光パワーの減衰波形 (図 6) より、励起準位の寿命が 290 μ s であることが分かった。これは、Yb 拡散 LiNbO₃ 上の Ti 拡散導波路での寿命 600 μ s⁶⁾ よりも短い。APE 導波路内では OH 基振動によるフォノンを介した非発光遷移が生じるためと考えられる¹³⁾。

4. 導波路レーザの設計

Yb 熱拡散 LiNbO₃ APE 導波路レーザの模式図を図 7 に示す。Yb 拡散 LiNbO₃ 上のチャネル APE 導波路と、その両端面に装荷した誘電体多層膜鏡で、ファブリ・ペロー型レーザ共振器を構成している。励起側端面より波長 918nm の光を入射して光励起し、他方の出力側端面から 1061nm のレーザ発振光を得る。

Yb 密度分布、導波モード分布、導波路散乱損失、励起準位寿命の測定結果と、吸収断面積と誘導放出断面積の報告値⁶⁾を用い、レート方程式解析に基づいたシミュレーション¹⁴⁾

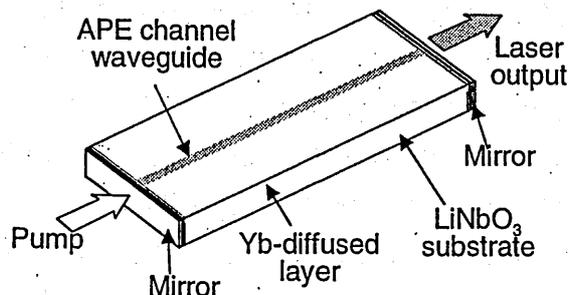


図7 Yb 拡散 LiNbO₃ APE 導波路レーザ

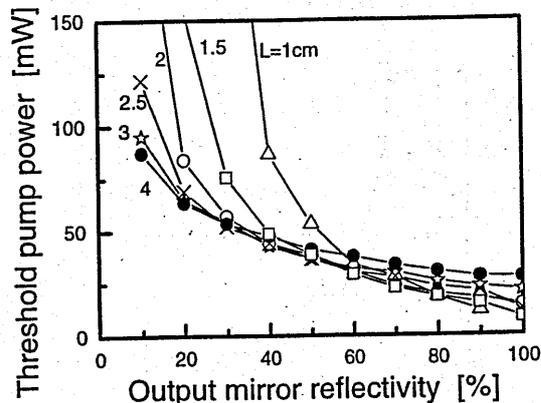


図8 レーザ発振閾値の計算結果

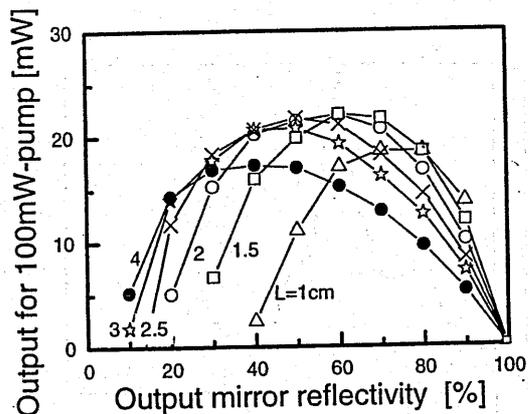


図9 励起光パワー100mW時の出力発振光パワーの計算結果

を行った。励起端面側鏡の反射率は、励起光に対して低く、発振光に対して高いことが望ましい。そこで、励起光に対し4%、発振光に対し99.9%として固定した。一方、出力端面側鏡で励起光を反射すれば、2重パス励起により励起効率が向上する。そこで、出力側鏡励起光反射率を高い値(99%)で固定した。種々の共振器長と出射側鏡発振光反射率に対して、レーザ発振閾値励起光パワーを計算した結果を図8に示す。また、励起光パワーを、単一横モード半導体レーザ励起により十分実現可能な、100mWとしたときの出力発振光パワーの計算結果を図9に示す。出力側鏡発振光反射率を90%以上まで高めれば、発振閾値約20mWの低閾値導波路レーザが実現できることが分かった。ただし、その場合には大きな出力は望めない。共振器長 $L=2\text{cm}$ 、出力鏡発振光反射率60%とすれば、閾値パワーは30mWと高くなるが、100mW励起で最大出力22mWが期待できることが分かった。

5. 導波路レーザの作製とレーザ発振実験

Yb 拡散 LiNbO_3 アニール・プロトン交換導波路の両端面に誘電体多層膜鏡を紫外線硬化樹脂により装荷して導波路レーザを作製した。励起側鏡の励起光反射率は4%、発振光反射率は $>99.9\%$ であった。共振器長は $L=3\text{cm}$ 、出力側鏡として励起側と同じ鏡を装荷した。

$\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ レーザからの波長918nmの励起光を入射すると、波長1061nmで連続レーザ発振が得られた。光損傷の影響は見られず、安定にレーザ発振が持続した。チャンネル幅 $5\mu\text{m}$ の導波路レーザでのレーザ発振スペクトルを図10に示す。発振スペクトル幅は0.36nmであった。測定分解能不足のために観察できていないが、発振スペクトルは約40本の縦モードを含んでいると考えられる。出力発振光パワーの励起光パワー依存性を図11に示す。励起光パワーはデバイス励起側端面の直前で測定した。閾値励起光パワーは約40mWであり、80mW励起時の出力パワーとして $1.2\mu\text{W}$ が得られた。予測閾値励起光パワー20mWとの差異の主な原因は、照射励起光強度分布と導波モード分布の不一致に起因する、導波路モードへ結合する際の励起光パワーの損失であると考えられる。

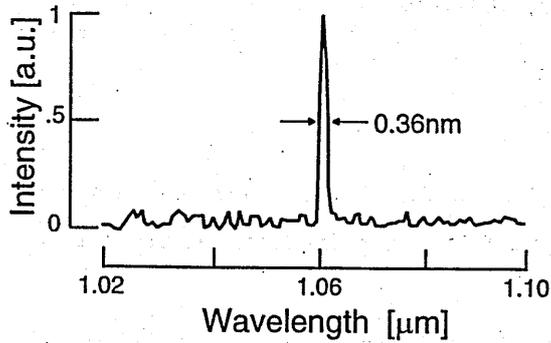


図 10 レーザ発振スペクトル

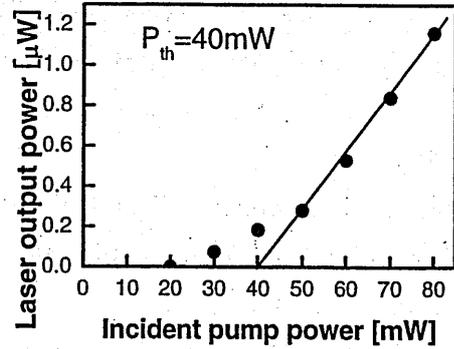


図 11 レーザ発振特性

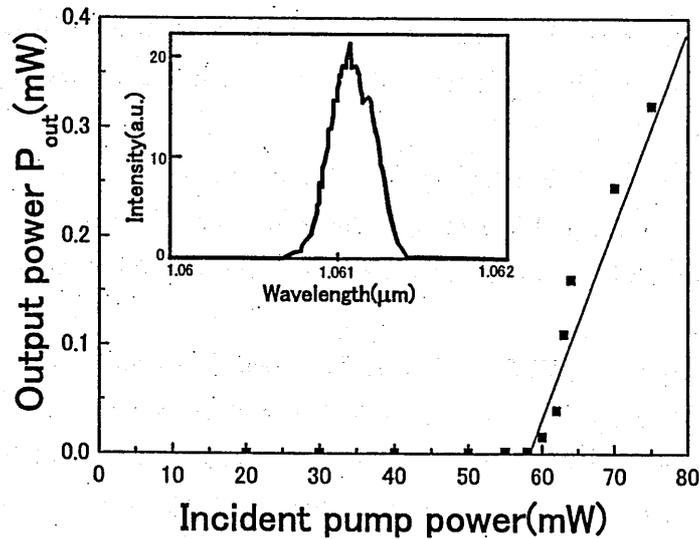


図 12 高出力導波路レーザの発振特性と発振スペクトル

出力発振光パワーの向上を目指し、共振器長を $L=1.7\text{cm}$ 、出力側鏡の励起光反射率 95%、発振光反射率 55%とした、デバイスも作製した。波長 918nm での光励起で、チャンネル幅 $10\mu\text{m}$ の導波路において波長 1061nm での連続レーザ発振が得られた。出力パワーの励起光パワー依存性を図 12 に示す。レーザ発振閾値励起光パワー 57mW と、75mW 励起時に最大出力パワー 0.32mW が得られた。前述のデバイスに比べて 300 倍程度の出力パワーを得ることができた。しかしながら、シミュレーション予測(23mW)に比べるとそのパワーはかなり低かった。この原因については現在詳細な検討を行っているところであるが、励起光が励起効率のよくない高次導波モードで伝搬していること、導波モードサイズがシミュレーションに用いた値より大きいことなどに起因すると考えている。

6. まとめ

光損傷耐性の高いアニール・プロトン交換導波路を用いて、Yb 拡散 LiNbO_3 導波路レー

ザを実現することを提案した。種々の特性を測定し、その結果に基づいて導波路レーザを設計・試作し、連続レーザ発振を達成した。今後、作製技術の改善と共に、他の導波型素子との集積化による高機能化を検討したい。

参考文献

- [1] E. Lallier, D. Papillon, J. P. Pocholle, M. Papuchon, M. De Micheli, and D. B. Ostrowsky, "Short pulse, high power Q-switched Nd:MgO:LiNbO₃ waveguide laser," *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 175-176, Jan. 1993.
- [2] J. Amin, M. Hempstead, J. E. Roman, and J. S. Wilkinson, "Tunable coupled-cavity waveguide laser at room temperature in Nd-diffused Ti:LiNbO₃," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp.1541-1543, Oct. 1994.
- [3] M. Fujimura, T. Kodama, T. Suhara, and H. Nishihara, "Quasi-phase-matched self-frequency-doubling waveguide laser in Nd:LiNbO₃," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp.1513-1515, Nov. 2000.
- [4] C. Becker, T. Oesselke, J. Pandavenes, R. Ricken, K. Rochhausen, G. Schreiber, W. Sohler, H. Suche, R. Wessel, S. Balsamo, I. Montrosset, and D. Sciancalepore, "Advanced Ti:Er:LiNbO₃ waveguide lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol 6, pp101-113, Jan./Feb. 2000.
- [5] G. Schreiber, D. Hofmann, W. Grundkotter, Y. L. Lee, H. Suche, V. Quiring, R. Ricken, and W. Sohler, "Nonlinear integrated optical frequency converters with periodically poled Ti:LiNbO₃ waveguides," *Proc. SPIE*, vol. 4277, pp.144-160, May 2001.
- [6] J. K. Jones, J. P. de Sandro, M. Hempstead, D. P. Shepherd, A. C. Large, A. C. Tropper, and J. S. Wilkinson, "Channel waveguide laser at 1 μ m in Yb-indiffused LiNbO₃," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp.1477-1479, 1995.
- [7] J. Amin, J. A. Aust, D. L. Veasey, and N. A. Sanford, "Dual wavelength, 980nm-pumped, Er/Yb-codoped waveguide laser in Ti:LiNbO₃," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp.456-458, March 1998.
- [8] 土本、藤村、栖原 "Yb熱拡散LiNbO₃アニールプロトン交換導波路レーザ" *Optics Japan 2004* (日本光学会年次学術講演会), 4pD4, Nov. 2004.
- [9] M.Fujimura, H.Tsuchimoto, and T.Suhara,"Yb-diffused LiNbO₃ annealed/proton-exchanged waveguide lasers," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol.17, pp.130-132, Jan. 2005.
- [10] M. Hempstead, "Determination of diffusion profiles of neodymium in lithium niobate by means of spatially resolved fluorescence measurements," *J. Appl. Phys.*, vol. 74, pp. 5483-5492, Nov. 1993.
- [11] R. Regener and W. Sohler, "Loss in low-finesse Ti:LiNbO₃ optical waveguide resonators," *Appl. Phys. B*, vol. 26, pp. 143-147, March 1985.

- [12] C. Huang and L. McCaughan, "Polarization-dependent enhancement of population inversion and of green upconversion in Er:LiNbO₃ by Yb codoping," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp.599-601, May 1997.
- [13] P. Baldi, M. P. De Micheli, K. El Hadi, S. Nouh, A. C. Cino, P. Aschieri, D. B. Ostrowsky, "Proton exchanged waveguides in LiNbO₃ and LiTaO₃ for integrated lasers and nonlinear frequency converters," *Opt. Eng.*, vol.37, pp. 1193-1202, April 1998.
- [14] I. Baumann, R. Brinkmann, M. Dinand, W. Sohler, and S. Westenhöfer, "Ti:Er:LiNbO₃ waveguide laser of optimized efficiency," *IEEE Quantum Electron.*, vol.32, pp. 1695-1706, Sep. 1996.

ボアホールレーダのための坑井内ダイポールアレーアンテナの解析

Analysis of dipole array antenna in a borehole for borehole radar

海老原 聡 山元隆史

大阪電気通信大学 工学部

Satoshi EBIHARA

Osaka Electro-Communication University

s-ebihara@m.ieice.org

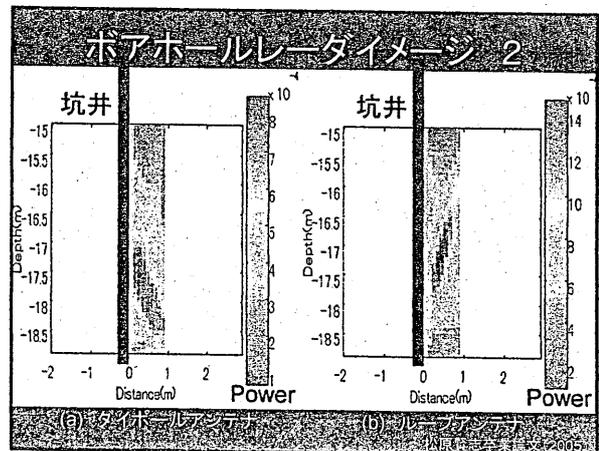
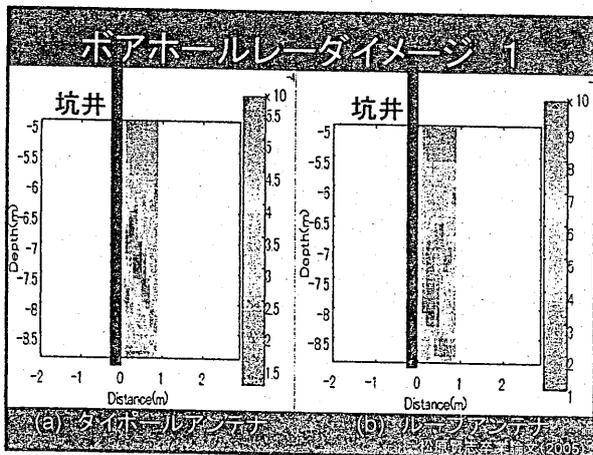
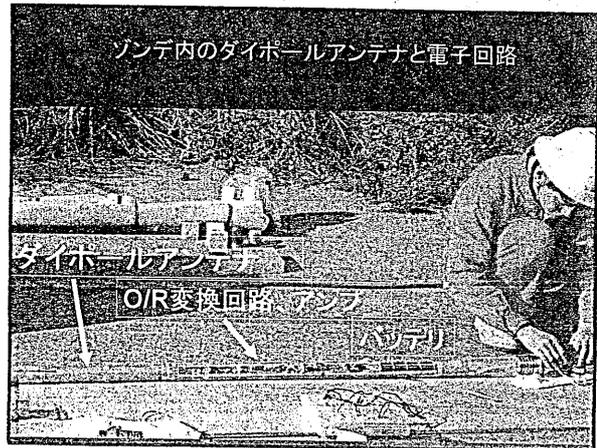
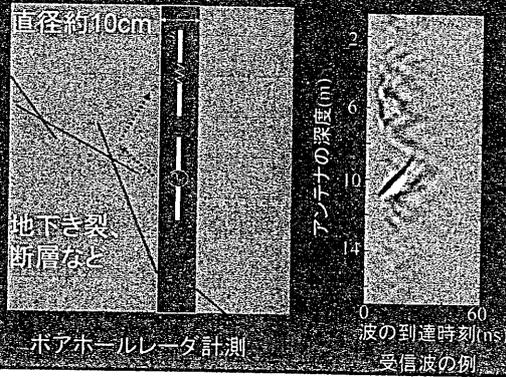
2005年5月16日

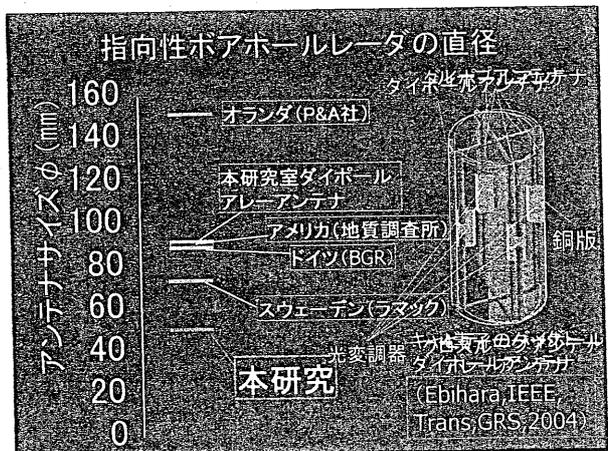
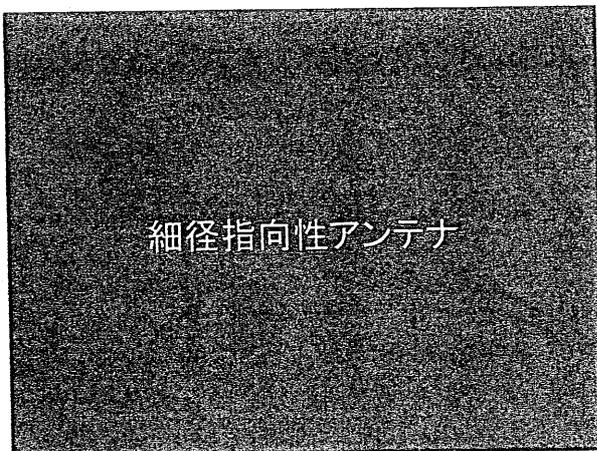
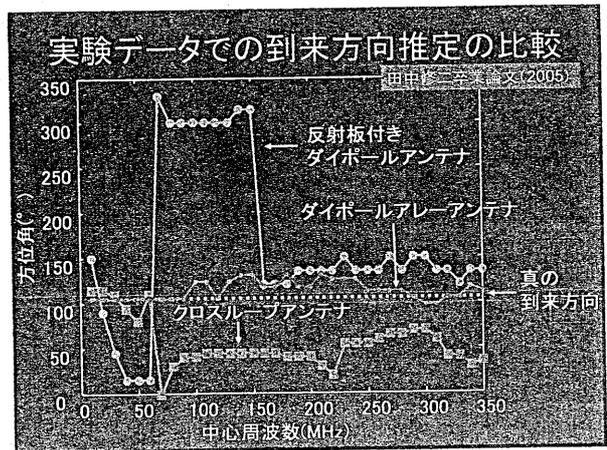
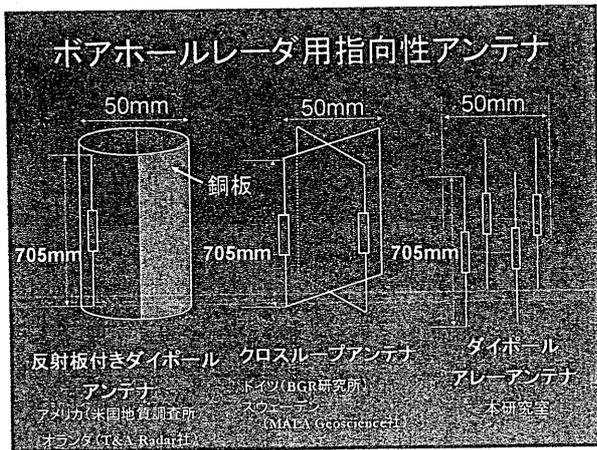
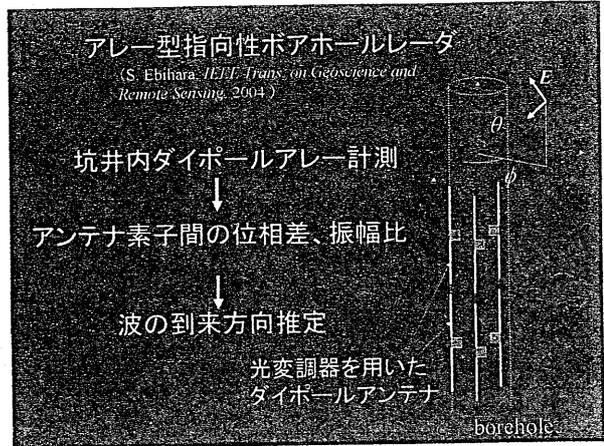
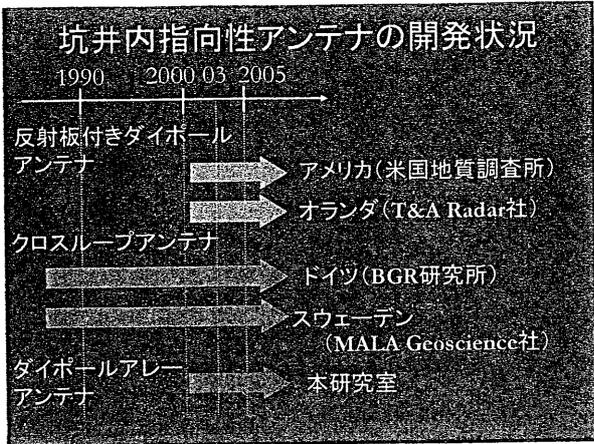
大阪大学

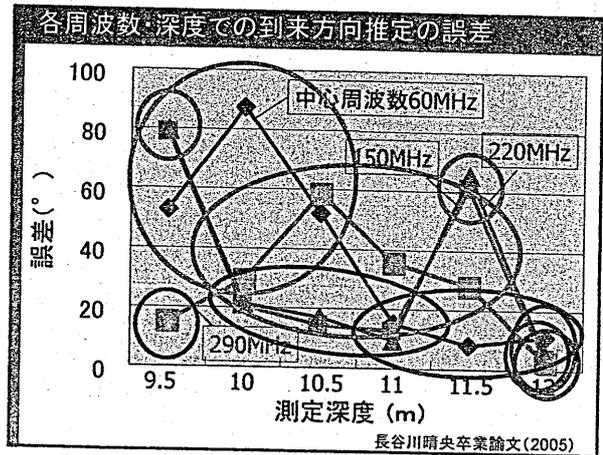
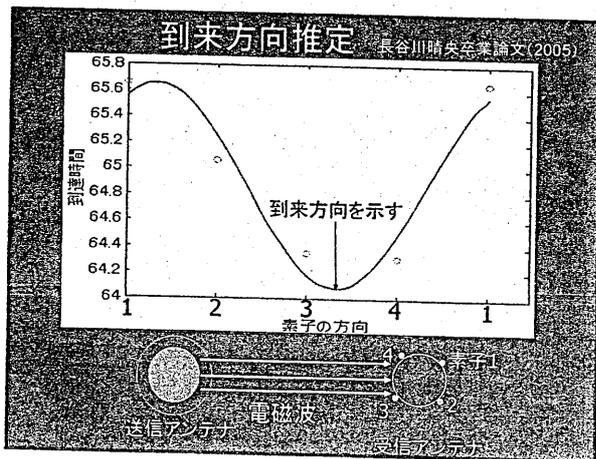
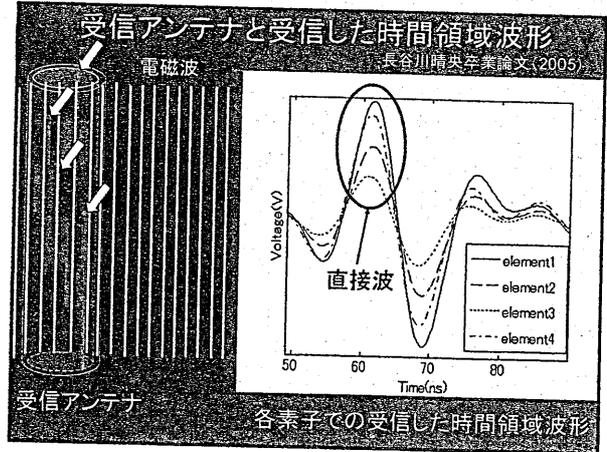
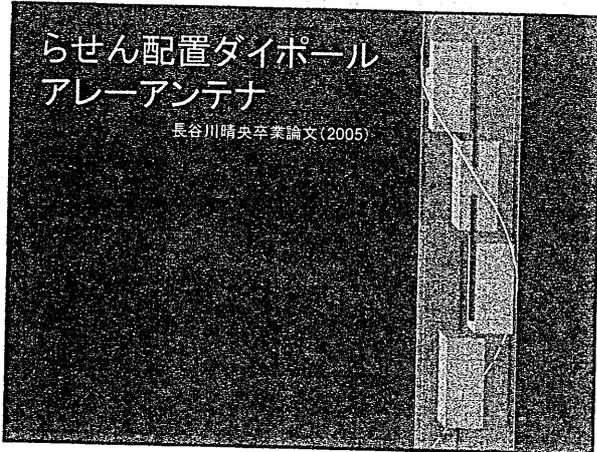
ボアホールレーダのための坑井内 ダイポールアンテナの解析

海老原 聡 山元隆史
大阪電気通信大学 工学部

Borehole Radar

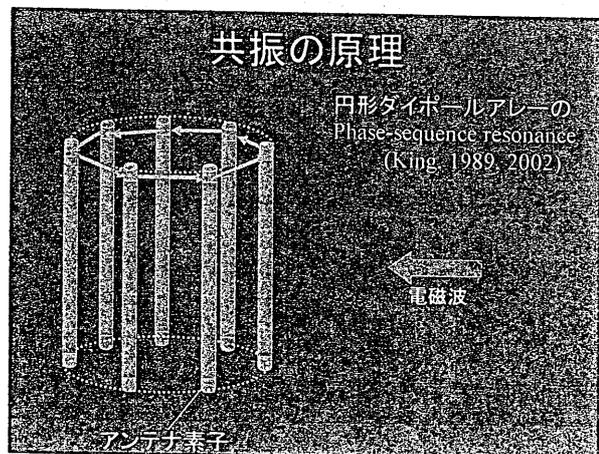






2. 素子間の相互干渉による共振

山元隆史卒業論文(2005)



アレー型ボアホールレーダの場合

アンテナは坑井内 (直径約 10 cm)

- アレー直径 波長に対し小
- アンテナ長さ 波長以上も可
- 坑井の影響

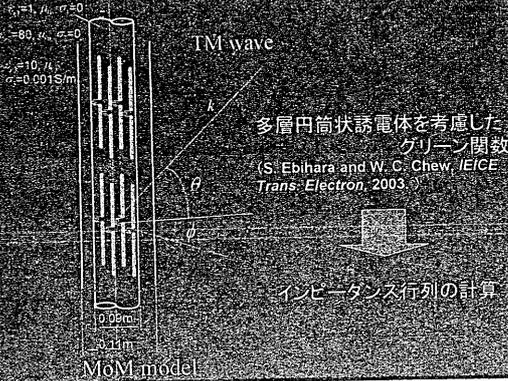
アンテナ間の干渉
大



King(1989, 2002)らの場合
(アンテナ間の干渉: 小)とは異なる

2.1 MoM解析による共振解析

MoM Analysis



Phase-sequence resonance 発生条件

(King, 1989, 2002)

アンテナ素子の受信電圧

$$V_j = e^{-jm\phi} V_0$$

m 次の共振が生じる

m 次共振を発生させる

平面波円柱座標表示

ρ 方向の依存性

$$E_z^{inc}(\phi, z, \theta, \omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{ik_z z} e^{-in\phi} J_n(k_\rho \rho)$$

z 軸方向の依存性

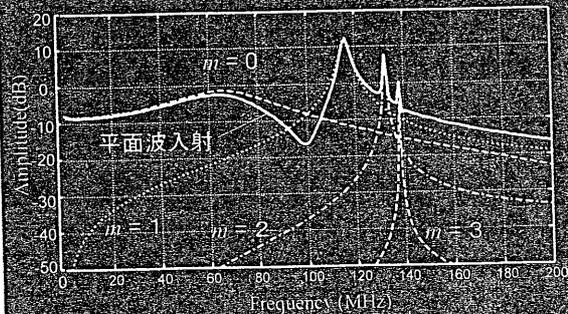
ϕ 軸方向の依存性

n = m の成分のみ抽出
MoMモデルでアンテナ
への入射波として使用



入射波

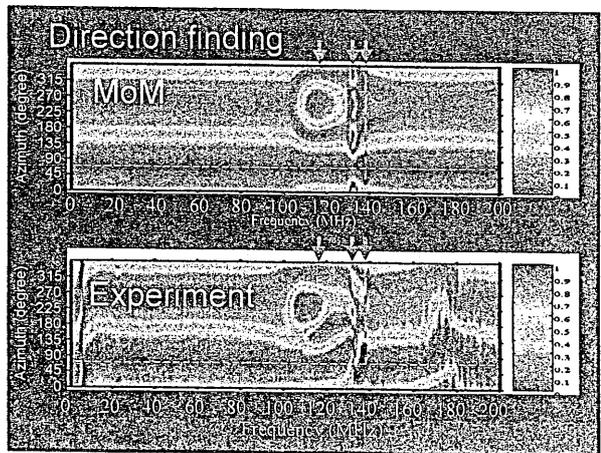
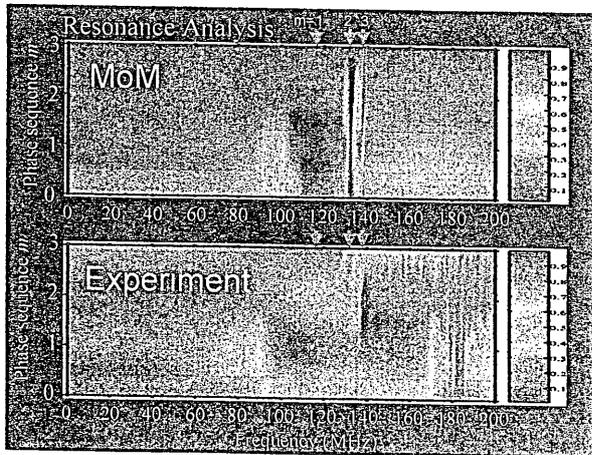
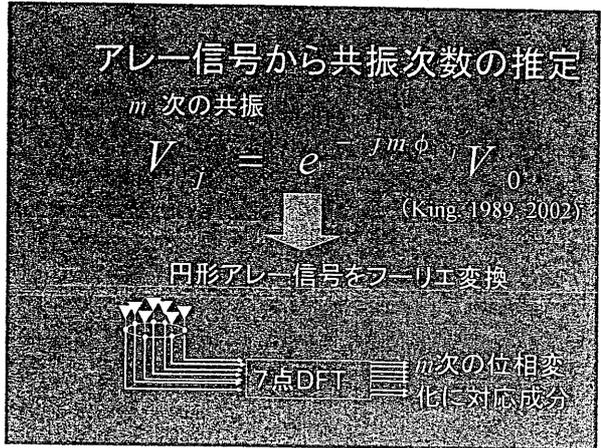
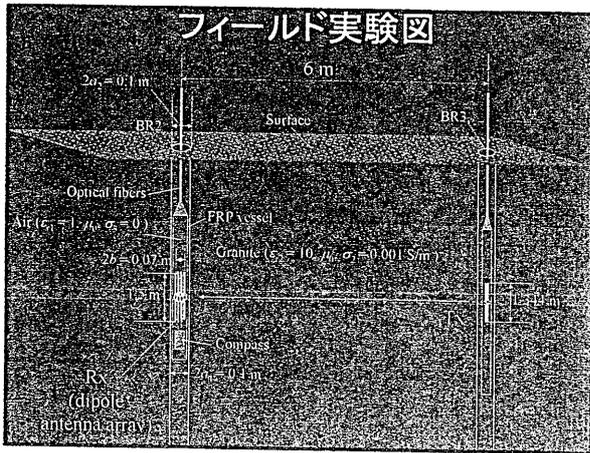
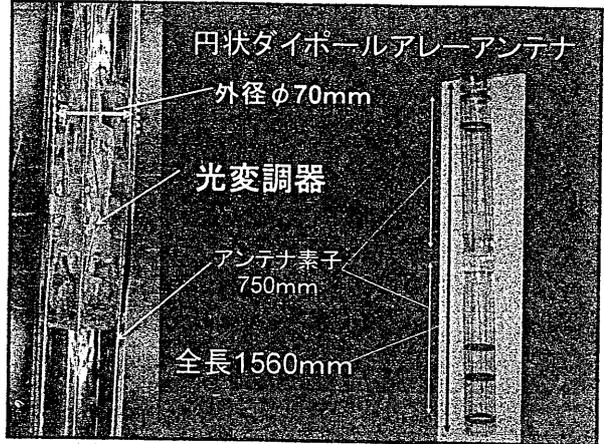
受信電圧のMoM計算結果



坑井内7素子円形ダイポールアレーの1素子の受信電圧

2.2 実験データによる検討

共振の到来方向推定への影響



まとめ

MoMモデルの入射波を変化させることで坑井内ダイポール7素子円形アレーの共振周波数を特定

アレー信号のフーリエ変換を実験値と理論値で比較することで $m = 1, 2$ 及び 3 次の共振の発生を確認

$m = 1$ 及び $2, 3$ 次の共振は波の到来方向の推定に対し影響を与えることがわかった

今後の課題

■ 共振の影響を受けずに到来方向推定できるようアンテナを設計

例) アンテナ長さを短く

→ 共振周波数を高く設定

■ アンテナ共振を積極的に利用できないか？

栖原研究室(集積光電子デバイス領域)

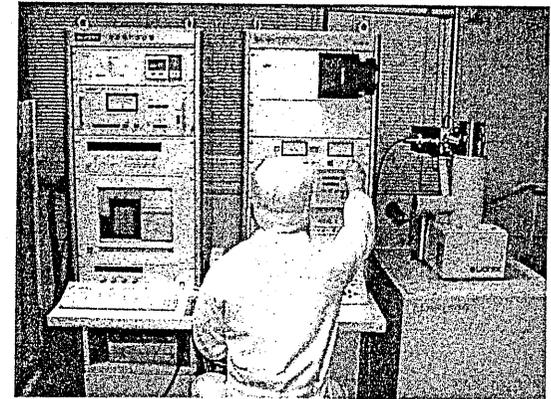
<http://laser.ele.eng.osaka-u.ac.jp>

研究内容

将来の光通信や光情報処理、量子情報処理を支える

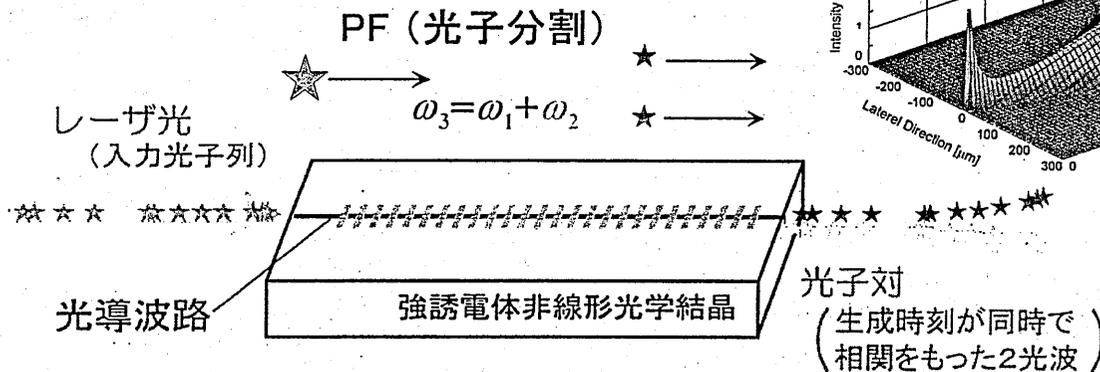
先端的な集積光電子デバイス

- 光通信用光集積回路
- 超高速信号処理用光集積回路
- 半導体量子井戸レーザ集積回路
- 光メモリ・センサ用光集積回路
- 集積量子フォトニックデバイス

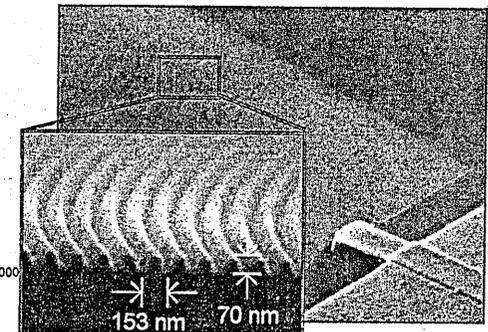
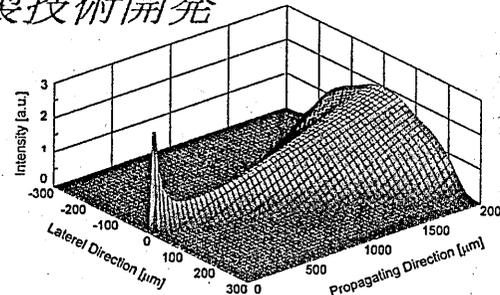


光集積回路作製用電子ビーム描画装置

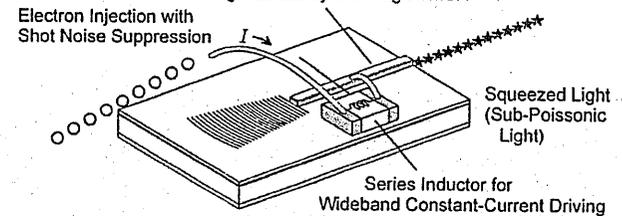
設計理論 シミュレーション 作製技術開発
デバイス作製・実験・実証



量子フォトニックデバイスの例

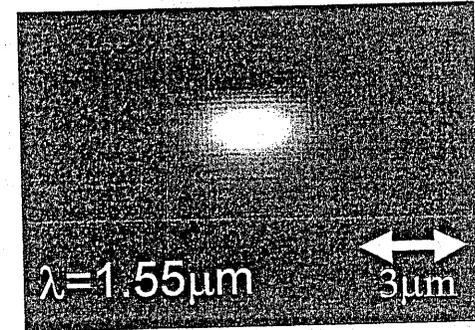
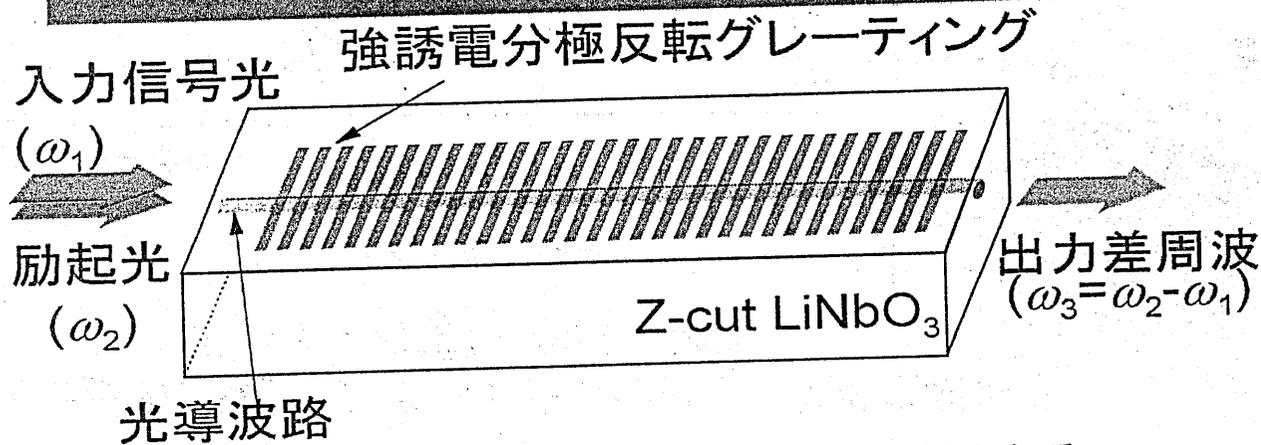


QW DBR Laser of High Efficiency and High SMSR



集積半導体量子井戸レーザの例

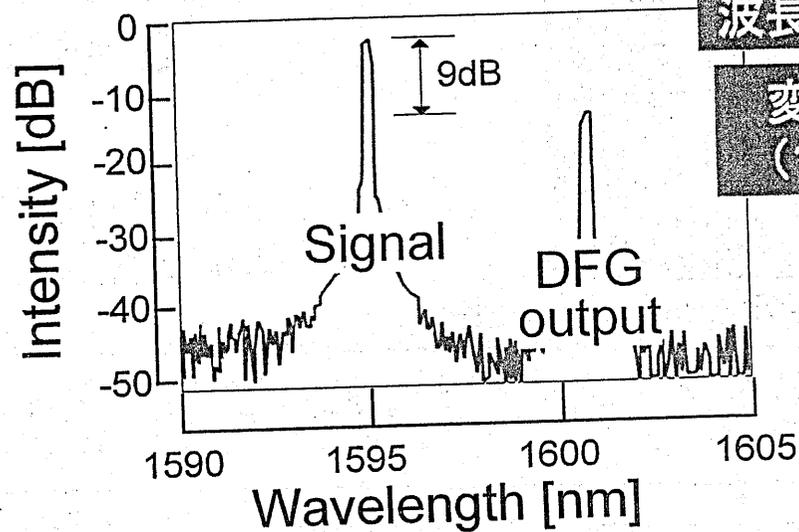
導波路型非線形光学波長変換デバイス



波長多重光ファイバ通信の超大容量化の鍵となる
光波長変換を、非線形光学差周波発生により実現。

光導波路を伝搬する光

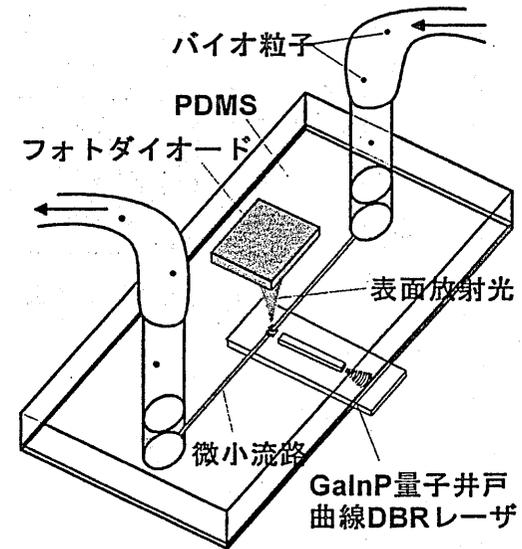
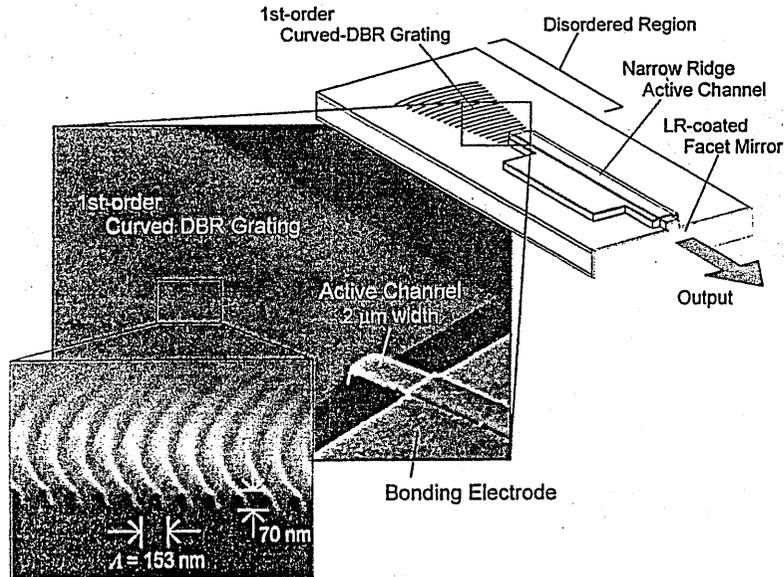
→ | ← 15.5 μm
強誘電分極反転グレーティング
の観察結果 (エッチング後)



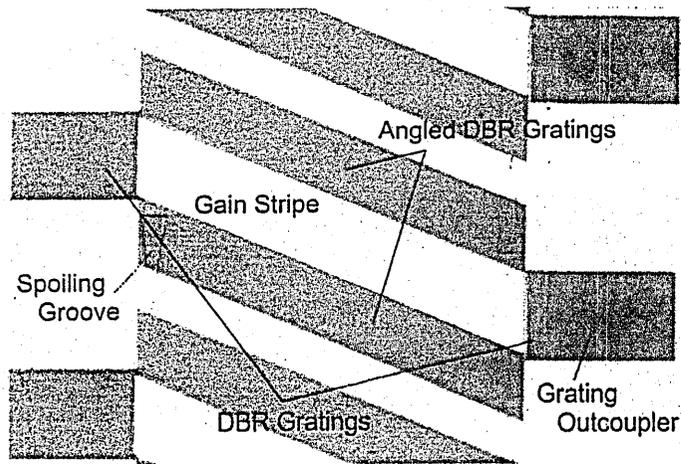
波長変換実験結果

変換効率 -9dB
(12%) 達成

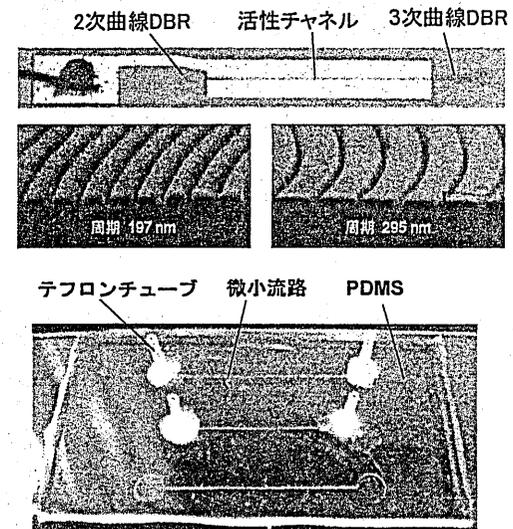
集積半導体レーザデバイス



超高性能半導体レーザの電子顕微鏡写真

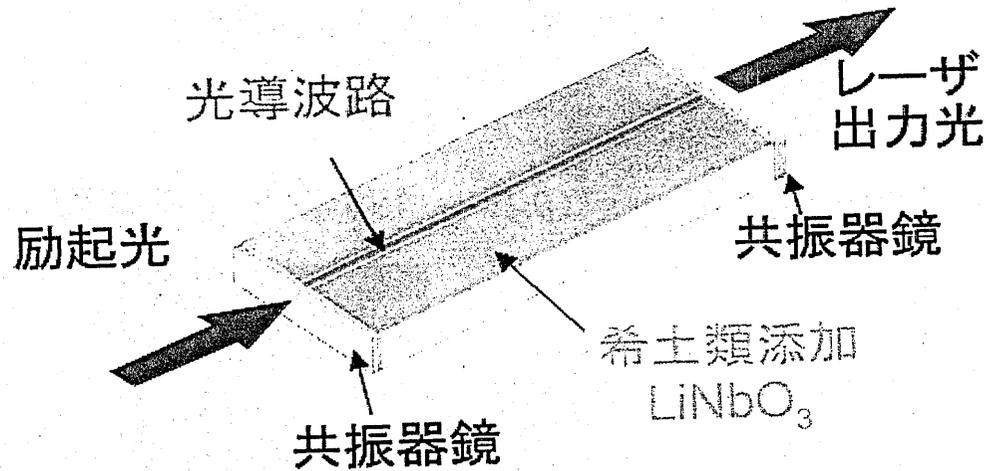


広面積高出力半導体レーザの顕微鏡写真

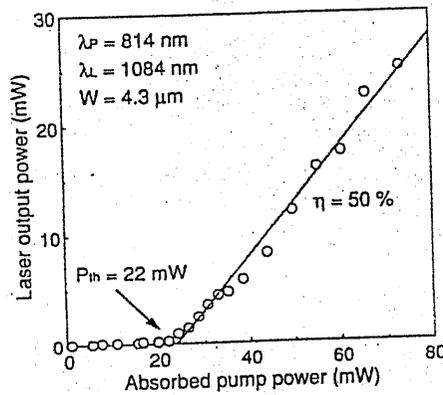


集積バイオ光子電子センサ

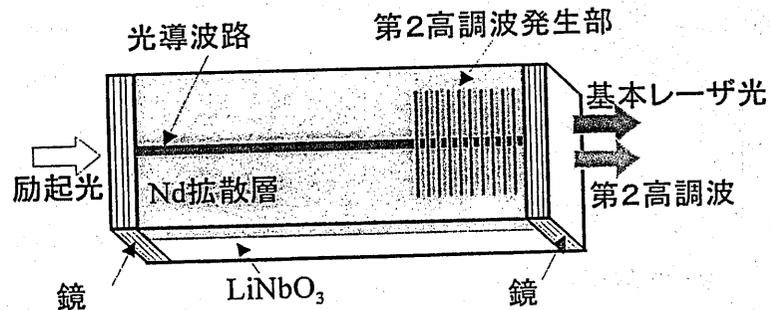
希土類添加 導波路レーザー



- 小型で高性能なレーザーを実現
- ・希土類による光増幅
 - ・導波路型光共振器
 - ・電気光学・非線形光学結晶



高出力レーザー発振



非線形光学波長変換素子集積導波路レーザー



栖原 敏明 Toshiaki Suhara

- 1 大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻教授
- 2 1973年大阪大学工学部電子工学科卒業、78年同大学院博士課程修了。78年大阪大学工学部電子工学科助手、90年同大学院講師、91年同助教授を経て2002年より同教授。1980年フィンランド国立技術研究所客員研究員、86-87年グラスゴー大学客員研究員、97年チャルマース工科大学客員教授。
- 3 光子の不思議な性質を光集積回路技術と結びつけて、夢の量子情報通信に繋がる集積光電子デバイスを実現したい。
- 4 大阪大学教授1名・助手1名/阪大FRC特任教員1名
- 5 Tel:06-6879-7771
Fax:06-6879-7793
e-mail:suhara@ele.eng.osaka-u.ac.jp
- 6 <http://laser.ele.eng.osaka-u.ac.jp/>

量子フォトニックデバイス実現への挑戦

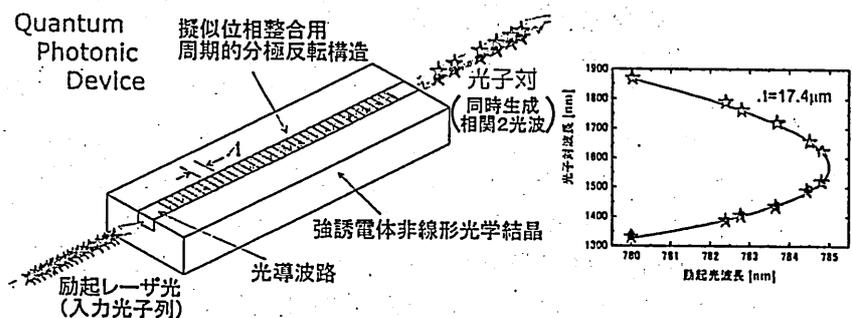
Challenge to implementing quantum photonic devices

工学研究科電子工学専攻 栖原 敏明

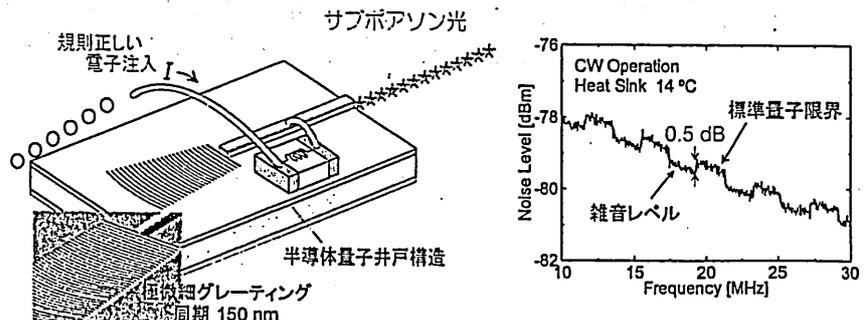
Toshiaki Suhara, Dept. of Electronic Engineering, Graduate School of Engineering, Osaka Univ.

情報処理・通信の技術革新のためレーザー光のフォトン(光子)としての特質を活用する量子暗号や量子計算などの未来技術への期待が高まっている。本テーマでは、光集積回路研究を基盤として、量子光学機能をもつ新たなフォトニックデバイスの実現と応用の可能性を探求している。昨年度は新たな非線形光学光子対発生デバイスの実現や、設計作製した高性能分布ブラッグ反射型半導体レーザーでのサブポアソン光発生の実験成功などの成果が得られた。極限性能が要求される量子フォトニックデバイス実現のための技術は、光通信用波長変換器や光メモリ用光源、バイオ光電子センサなど現社会で要求されているデバイスの高機能化・高性能化・集積化にも貢献できる。

This project explores the possibility of implementation and application of novel integrated optic devices that can perform quantum optics functions for quantum information processing, including quantum cryptography and computation. The accomplishments in 2003 include implementation of a new type of nonlinear-optic twin photon generation device and demonstration of sub-Poissonian light generation by a high-performance semiconductor DBR laser designed and fabricated in this project. The sophisticated device technology can also be applied for accomplishing advanced functions and high performances of the integrated photonic devices such as wavelength converters and laser sources for optical communication, optical memories and integrated bio-optoelectronic sensor devices.



光子対発生用非線形光学デバイス



サブポアソン光発生用半導体レーザー

集積光電子デバイス領域

教授 栖原 敏明
科学技術振興特任助手
技官 林 由樹雄

学内講師 藤村 昌寿
上向井 正裕
秘書 芳崎 由佳

研究概要

本領域では、最近の爆発的インターネット普及で代表されるように社会的要求の高い大容量・高速の光通信・光情報処理システムの構築と発展を支えるための、先端的な集積光電子デバイスの研究を行っている。レーザー光波技術を電子技術と融合することにより電子デバイスの限界を超える高性能や新機能をもつ多くのデバイスが実現できる。実用的なデバイスとするには集積化技術が極めて重要である。光波の量子論的特性の工学的応用はフォトニクス（光子工学）と呼ばれ、量子情報通信や量子コンピューティングなど将来の可能性が期待されている分野である。光通信、光情報処理、光メモリ、光計測などの具体的応用をもつ種々の光集積回路（光 IC）、集積フォトニックデバイスを考案し、理論解析・設計を行い、実際に作製して実験で可能性を実証することを目的として研究を行っている。また将来の飛躍的發展をめざして新しいデバイス原理を探索するため、光電子物理や量子光学などの基礎的な理論的・実験的検討を行っている。

研究内容

I. 導波型非線形光学デバイスに関する研究

強誘電体結晶 (LiNbO_3 等) 光導波路を用いた非線形光学波長変換（高調波・和・差周波発生）デバイスの研究を行っている。将来の光通信波長域の飛躍的拡大と稠密化をめざす波長集積・操作フォトニクスのキーデバイスとして期待されている。理論解析と設計、非線形光学導波路・位相整合構造形成技術の確立、可視～紫外コヒーレント光発生デバイス、波長多重（DWDM）光通信用波長変換デバイスの作製・評価・改善、多波長一括変換や分散補償など高度な応用の理論的検討を行っている。

II. 超高速光信号処理デバイスに関する研究

ピコ秒・フェムト秒の超短光パルスで駆動し超高速光信号処理を行う導波型非線形光学デバイスの研究を行っている。テラ bit/s 級の超高速光時分割多重（OTDM）光通信などに多くの応用が期待される。デバイス構成と

動作原理の考案、理論設計、超高速動作のシミュレーション、光サンプリングデバイスや各種光制御光スイッチなどの作製と実験を行っている。

III. 稀土類ドープ導波路レーザに関する研究

稀土類元素(Nd, Er, Yb)をドープしたLiNbO₃導波路を用いた小型・高機能固体レーザを研究している。理論設計、特性解析、Nd, Er, Ybドープ導波路作製技術の確立、導波路レーザの作製と評価、集積自己高調波発生レーザ、集積Qスイッチパルスレーザなどの高機能化について研究している。

IV. 集積量子井戸半導体レーザに関する研究

半導体量子井戸構造をもつ高機能・高性能レーザの研究を行っている。集積化に適しコヒーレンスの高いDFBレーザ/DBRレーザの設計、理論解析、作製、性能改善、結合器集積平行ビーム出力半導体レーザ、パワー増幅器集積高出力高コヒーレンス半導体レーザ、高出力可変波長半導体レーザ、集積超短パルス半導体レーザなどの設計・作製・評価を行っている。

V. 半導体モノリシック光集積回路に関する研究

量子井戸レーザと受動素子や光検出器などのモノリシック集積(同一材料ワンチップ集積)による光集積回路の研究を行っている。集積用素子の設計・作製、量子井戸無秩序化バンドギャップ制御技術の確立、光集積ディスクピックアップ、集積干渉計型光センサ、集積バイオ光センサデバイスなど具体的応用のための複雑な機能を持つモノリシック光集積回路の作製・評価を行っている。

VI. 集積量子光学デバイスに関する基礎研究

将来の光子を用いた量子情報通信・処理のため、種々量子光学機能を果たす集積デバイスの実現が望まれている。レーザ光波の量子雑音、非線形光学デバイスによる光波の量子状態の制御と変換、超低雑音光増幅、位相感応光増幅、相関光子対発生などの理論解析を行っている。また半導体レーザや非線形光学デバイスを用いたサブポアソン光・スクイズド光(超量子限界低雑音光)の発生と検出の理論的・実験的検討を行っている。平成14年度からは大阪大学フロンティア研究機構研究課題「量子フォトニックデバイスの研究」として研究を行っている。

VII. 集積光電子デバイス作製装置・技術の開発

集積光電子デバイス作製は曲線パターンなど独特の性格を持つナノメートル領域の超微細加工を必要とする。集積光電子デバイス作製の観点から、電子ビーム描画、強誘電体周期分極反転構造形成、イオンエッチングなどの作製装置・技術の開発・改善を行っている。

輻射科学研究会

キルヒホッフ方程式から導出する
発振回路Qファクタ表現式

Kirchhoff-Oriented Approach to Oscillation Q Factor

大平 孝

Takashi Ohira

ATR波動工学研究所

ATR Wave Engineering Laboratories

平成17年7月29日 於：京都工芸繊維大学

輻射科学研究会

キルヒホッフ方程式から導出する
発振回路Qファクタ表現式

研究の背景

1. 超ギガビット無線LAN
2. CMOSミリ波直接発振
3. そもそも「Qファクタ」とは

平成17年7月29日 於：京都工芸繊維大学

発表内容

1. Qファクタの常識
2. Zパラメータから計算
3. 物理的意味と3つの不変性
4. 多ポート網へ拡張
5. むすび

共振器と発振器

共振器のQ

発振器のQ

$$= \frac{E_{\text{stored}}}{E_{\text{dissipated}}}$$

周波数安定度

$$= \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{3\text{dB}}}$$

位相雑音

スペクトル線幅

エネルギー 周波数応答 位相 ゆらぎ

Qファクタの常識

常識：発振回路の雑音スペクトルは回路のQ値に大きく左右される^[1]

$$P = \left[\frac{\omega_0}{2Q\omega_1} \right]^2 P_0$$

[1] D. B. Leeson, "A simple model of feedback oscillator noise spectrum", Proc. IEEE, pp. 329-330, Feb. 1966.

問題：ZパラやSパラからQを計算する式は？

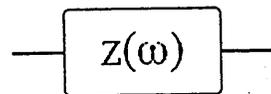
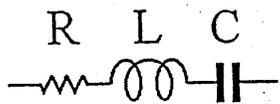
Z parameter ---> Q factor ---> spectrum

Oscillator Spectrum by Leeson

$$P = \left[\frac{\omega_0}{2Q\omega_1} \right]^2 P_0$$

1. Frequency selective amplification of noise
2. Upper and lower sideband symmetry
3. Slope in 6 dB/oct for offset
4. Spread in inverse proportion to Q
5. No explicit definition of Q

回路パラメータとQファクタ



$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$\text{Im}\{z(\omega_0)\} = 0$$

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R}$$

$$Q = \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{1}{z} \frac{dz}{d\omega} \right|$$

任意の1ポート網のQファクタ

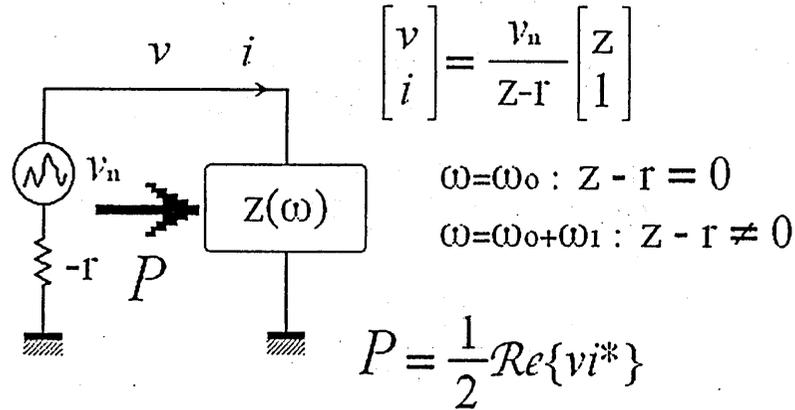
$$Q = \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{1}{z} \frac{dz}{d\omega} \right|$$

$$= \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{d}{d\omega} \ln z \right|$$

Q値は共振回路の内部構成に関係なく、ポートからみたインピーダンスの対数微分により一義的に決定される。^[2]

[2] T. Ohira, "Rigorous Q factor formulation for one- and two-port linear passive networks from an oscillator noise spectrum viewpoint", IEEE Trans CAS Part II in press.

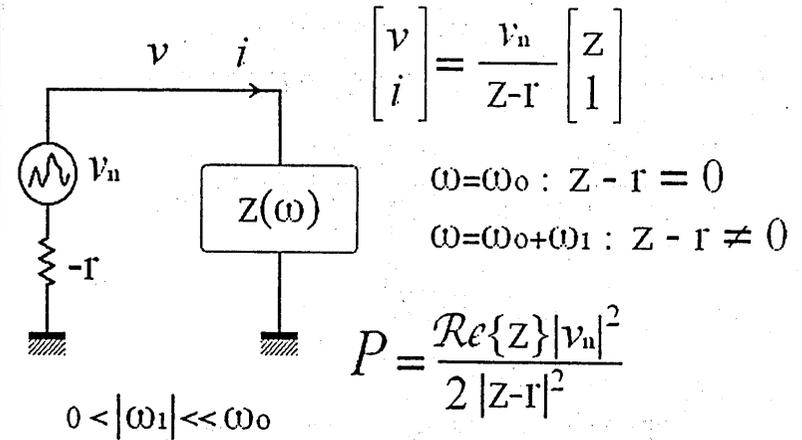
Qファクタが対数微分である証明



prev

next

Qファクタが対数微分である証明

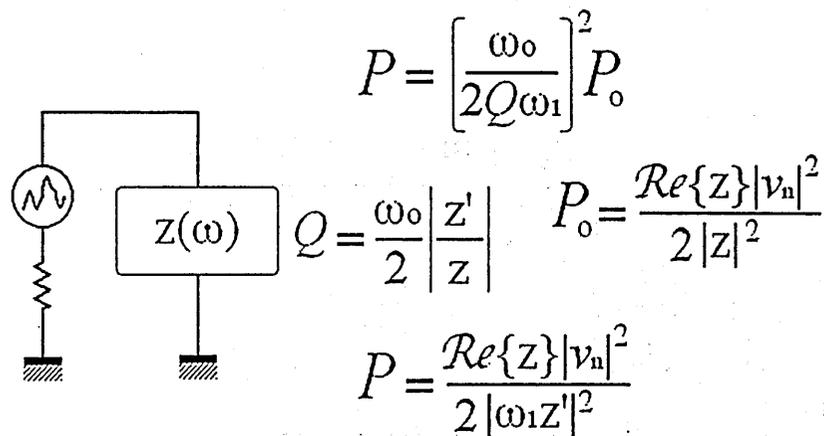


prev

$$Z(\omega) = Z(\omega_0) + \omega_1 Z'(\omega_0)$$

next

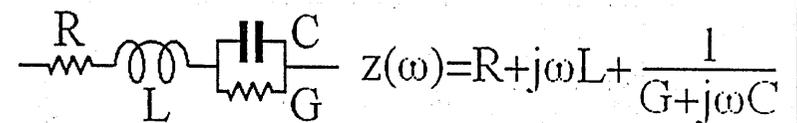
Qファクタが対数微分である証明



prev

next

Passive Circuit Example

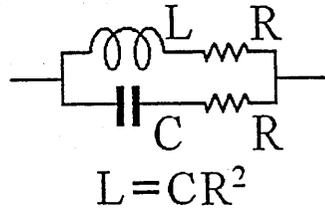


$$\text{Im}\{z(\omega_0)\} = 0 \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{G^2}{C^2}}$$

$$Q = \frac{\omega_0}{2} |(\ln Z)'| = \frac{\omega_0^2 LC \sqrt{LC}}{RC + GL}$$

$$Q = \frac{E_{\text{stored}}}{E_{\text{dissipated}}} = \frac{\omega_0 LC}{RC + GL}$$

Passive Circuit Example

$$z(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{R+j\omega L} + \frac{1}{R+\frac{1}{j\omega C}}}$$


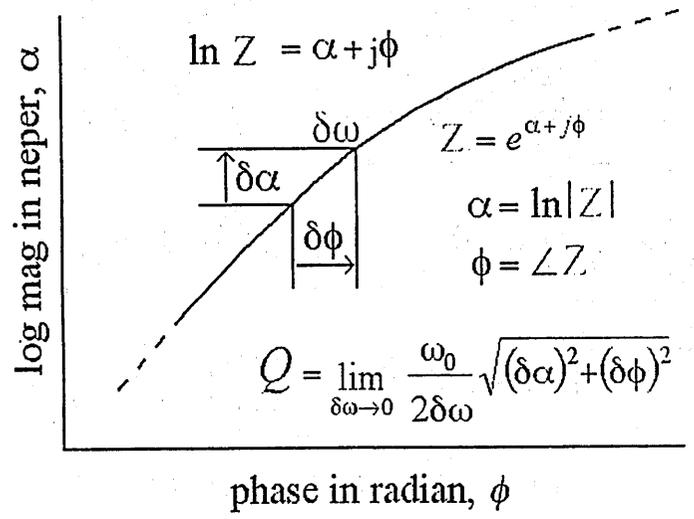
$L = CR^2$

$$= R \frac{R + j\omega(L+CR^2) - \omega^2 LCR}{R + 2j\omega CR^2 - \omega^2 LCR} = R$$

$$Q = 0$$

$$Q = \frac{E_{\text{stored}}}{E_{\text{dissipated}}} = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \neq 0$$

複素対数チャート



Qファクタの性質

$$Q = \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{d}{d\omega} \ln z \right|$$

【相似不変性】 $Q(kz) = Q(z)$
インピーダンスを定数倍してもQ値は不変

【相補不変性】 $Q(1/z) = Q(z)$
インピーダンスを逆数にしてもQ値は不変

【共役不変性】 $Q(z^*) = Q(z)$
インピーダンスを複素共役にしてもQ値は不変

むすび

Z parameter ---> Q factor ---> spectrum

$$P = \left[\frac{\omega_0}{2Q\omega_1} \right]^2 P_0$$

$$Q = \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{1}{z} \frac{dz}{d\omega} \right| = \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{d}{d\omega} \ln z \right|$$

1. Definition of oscillator's Q : logarithmic derivative
2. Different from energy-based Q
3. Criterion for topology and parameter optimization in low-noise oscillator circuit design

空間光アドドロップ光導波路配線を用いた 0.5 Gbit/s 信号伝送実験

0.5Gbit/s Signal Transmission in Thin-Film Waveguide
with Free-Space-Wave Add/Drop Multiplexers

堀井 篤[†] 篠田 浩司[†] 裏 升吾[†]

金高 健二^{††} 佐藤 了平^{†††} 西原 浩^{††††}

[†]京都工芸繊維大学工芸科学研究科

^{††}(独)産業技術総合研究所

^{†††}大阪大学 ^{††††}放送大学

Atsushi Horii[†], Kouji Shinoda[†], Shogo Ura[†],
Kenji Kintaka^{††}, Ryohei Satoh^{†††}, Hiroshi Nishihara^{††††},

[†]Kyoto Institute of Technology

^{††}National Institute of Advanced Industrial Science and Technology

^{†††}Osaka University ^{††††}The University of the Air

2005年7月29日

於 京都工芸繊維大学

1 はじめに

高度情報化社会を迎え、ICT (情報通信技術) という言葉に代表されるように情報化の流れが加速している。演算処理システムの処理能力向上や記憶容量の増大が求められており、LSI チップはムーアの法則に従って、素子集積度と動作速度は年々向上している。一方で、システムの性能はチップ間伝送容量で律速される問題 (いわゆるピンボトルネック問題) が指摘されている。現在は電気配線における信号の高速化などにより伝送容量の向上を図っているが、信号の高周波化に伴って信号遅延や、伝送損失、スキュー、電磁干渉 (EMI) などの問題が大きくなる。これらを解決する手段の一つとして近年、光インターコネクションに注目が集まっている [1]~[4]。

チップ間光インターコネクションでは様々な方式が提案・検討されている。レンズやミラーなどを介して光を伝送する自由空間型 [5]~[9]、や光ファイバ型 [10]、マルチモード導波路や導光板などを用いる導波路型 [11]~[16] などが挙げられる。しかし、自由空間型では、完成時の容積が大きくなることやチップの放熱対策に課題があり、一方で、導波路型では受発光部との光結合が容易な導波路ディメンションの大きな構成が主流で配線密度は劣る。

我々は超広帯域化と高密度化を目指して、薄膜導波路と波長多重技術 (WDM) を用いた 2 次元面発光レーザ (VCSEL) のアレイから 2 次元光検出器 (PD) アレイ間への光配線を提案・検討してきた [17]~[24]。薄膜光導波路にグレーティング素子を集積し、1 本の導波路チャンネルに波長多重化した光信号をアドドロップ結合する構成である。

提案しているチップ間光配線の概略図を図 1 に示す。電気信号を光信号に変換する VCSEL と光信号を電気信号に変換する PD を、光-電気変換インターポーザに集積し、LSI チップとともに光電気混載ボード上に表面実装する。光電気混載ボードには光導波路や電源ライン (図では省略) などが実装されている。光導波路は主導波コア層、副導波コア層および反射性基板で構成し、2 つの導波モード、すなわち TE_0 モードと TE_1 モードを利用する。 TE_0 モードは信号伝送用のモードとして、 TE_1 モードは入出力用のモードとして利用する。導波路には導波モード選択集光グレーティングカップラ (GMS-FGC: Guided-Mode-Selective Focusing Grating Coupler) と異導波モード間結合分布ブラッグ反射器 (DGM-DBR: Different-Guided-Mode-coupling Distributed Bragg Reflector) を集積する。GMS-FGC は VCSEL からの空間光および PD への空間光と TE_1 モードを結合するグレーティングカップラである。DGM-DBR は TE_0 モードと TE_1 モードを結合する分布ブラッグ反射器である。

光配線 (導波路チャンネル) 幅 $100 \mu\text{m}$ 、ピッチ $150 \mu\text{m}$ で配列すると、 10 mm 幅で光配線数 64 本が得られる。波長多重数を 8 とすると信号チャンネル数 500 以上が期待できる。

これまで、2 波長の空間光波長アドドロップ導波路デバイスを設計・作製し、その動作原理を確認した [21]。しかしながら、これまで得られた光配線デバイスでは、VCSEL の出射端から PD の受光面までの挿入損失は -30 dB 以上あり、 mW クラスの VCSEL を用いた光信号では高速信号伝

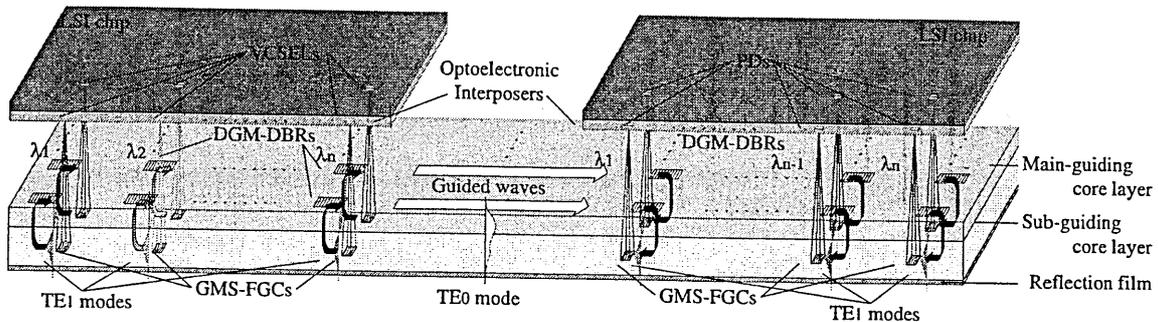


図 1 空間光アドドロップ導波路配線の概略図

送には至っていたなかった。また、波長多重が可能な波長範囲が十分でなかった。そこで、今回は「挿入損失の低減および、波長多重領域の拡大」を検討した。

これまでの導波路構造における挿入損失 -30 dB の内訳は導波損失が -17 dB、GMS-FGC における入出力結合効率が -8 dB、グレーティング通過時の損失が -5 dB と算出され、予測値 -12 dB に対してかなり大きい。余剰な損失の主な要因として考えられるのは TE_0 モードの導波損失の過大と GMS-FGC の結合効率の不足である。本デバイスでは導波路内に GMS-FGC の作製用に Si-N 高屈折率層を用いている。導波損失の過大は各層の屈折率境界での層の不均一、薄膜堆積時のパーティクルの混入による散乱が影響したと考えられる。このため、導波路内に高屈折率層が存在していると境界での屈折率差が大きく、損失増加の原因となる可能性がある。したがって、パーティクル混入の低減、Si-N 高屈折率層の排除が導波損失低減に有効である。

後述するように波長多重に利用できる波長範囲は TE_0 モードと TE_1 モードの実効屈折率差に比例しており、差を大きくすることで波長範囲を拡大できる。我々の検討している導波路では Si-N 高屈折率層の存在によって TE_1 モードの実効屈折率を押し上げており、Si-N 層を排除することによって TE_1 モードを小さくすることができ、波長多重領域は大きくなる。

これまでは、Si-N 層に溝を形成して GMS-FGC を作製していたため GMS-FGC 以外の領域にも Si-N 層は存在していた。今回、GMS-FGC 領域において Si-N 高屈折率層の排除した構造を検討し、その作製方法を確立した。低損失化に成功し、 0.5 Gbit/s の信号伝送を実証したので報告する。

2 Si-N 高屈折率層を局所化した光配線デバイスの設計

2.1 空間光アドドロップ機能

図 2 は 2 波長で動作する空間光アドドロップ光配線を示している。結合波長は 845 nm と 850 nm と設計した。VCSEL は偏光制御された横単一モードのもので、広がり角は 7° のものを用いる。今回、対応する VCSEL と PD 間の距離は 15 mm で設計した。

VCSEL から出射された波長 λ_2 の発散空間光は、GMS-FGC_{2i} で左方に伝搬する TE_1 モード光に結合され、DGM-DBR_{2i} で TE_0 モード光に逆方向結合され、波長 λ_1 の TE_0 モード光と共に右方に伝搬する。波長 λ_2 の TE_0 モード光は、波長 λ_1 用の DGM-DBR_{1o} と GMS-FGC_{1o} と結合せず通過し、出力側の結合波長 λ_2 の DGM-DBR_{2o} で左方に伝搬する TE_1 モード光に逆方向結合される。 TE_1 モード光は GMS-FGC_{2o} で空間光に結合され対応する PD で検出される。同様に別の VCSEL からの波長 λ_1 の空間光は対応する PD で検出される。

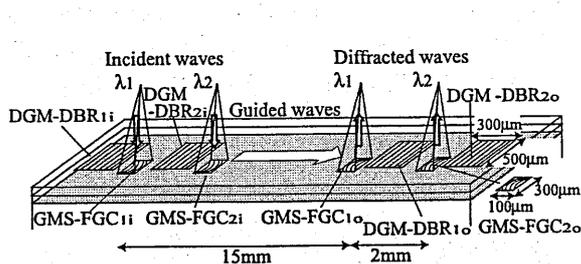


図 2 設計した導波路デバイスの概略図

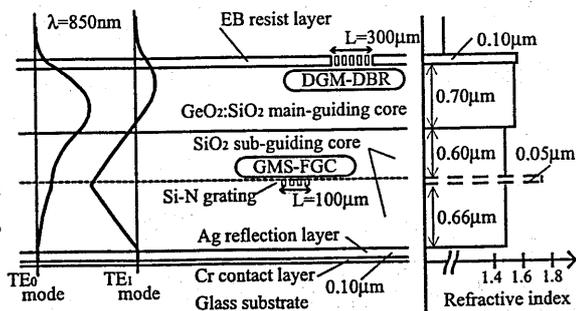


図 3 導波路デバイスの断面構造と屈折率プロファイル

表1 導波路の作製パラメータ

	Materials	Refractive indices	Thickness [μm]
	Air	1.00	—
DGM-DBR grating layer	EB resist / Air	1.55 / 1.00	0.1
Main-guiding core layer	GeO ₂ :SiO ₂	1.54	0.7
2nd sub-guiding core layer	SiO ₂	1.46	0.6
GMS-FGC grating layer	Si-N / SiO ₂	2.01 / 1.46	0.05
1st sub-guiding core layer	SiO ₂	1.46	0.66
Reflection layer	Ag	0.15 - <i>i</i> 5.7	0.1
Contacting layer	Cr	4.31 - <i>i</i> 4.32	0.05
Substrate	Glass	1.51	—

2.2 光導波路

設計した光導波路の断面構造と屈折率プロファイルを図3に、導波路の作製パラメータについては表1に示す。光導波路は主導波コア層に屈折率1.54のGeO₂:SiO₂、副導波コア層に屈折率1.46のSiO₂、反射膜に屈折率0.15 - *i*4.32のAgを用いる。Crはガラス基板とAgの密着性向上のために用いた。主導波層上にはDGM-DBRを形成するため、屈折率1.55の電子ビームレジストを設ける。GMS-FGCは屈折率2.01のSi-Nを埋め込んで形成し、副導波コア層のほぼ中央に設ける。

TE₀モードは主導波コア層を導波コアとして空気と副導波コア層をクラッドとして伝搬する。一方、TE₁モードは主導波コア層と副導波コア層を導波コアとして空気側全反射と基板側高反射により閉じ込められて伝搬する。主導波コア層厚は、空気および副導波コア層をクラッドとして伝搬する導波光が単一モードとなるように0.7 μm とした。副導波コア層はTE₀モードのAg膜による吸収損失を低減するバッファ層として機能する。第1副導波コア層厚は0.66 μm 、第2副導波コア層厚は0.6 μm とした。グレーティング構造のない領域でのTE₀モードおよびTE₁モードのモードプロファイルを図3にあわせて示す。TE₀モードおよびTE₁モードの実効屈折率はそれぞれ $N_{TE_0} = 1.500$ 、 $N_{TE_1} = 1.433$ と計算された。Agの膜厚は十分な高反射を得られるよう0.1 μm とした。Agの吸収損失と基板への放射漏洩損失はTE₀モードで-0.04 dB/cm、TE₁モードで-11 dB/cmと見積もられた。

2.3 GMS-FGC [20]

GMS-FGCは、TE₀モードの電界分布が小さく、TE₁モードの電界分布が大きくなる位置に設ける。導波モードの電界分布の違いを利用することで、導波モードの放射損失係数に大きな違いが生じ、GMS-FGCはTE₀モードを結合せずTE₁モードを結合する導波モード選択性を実現できる。放射損失係数は導波光の放射による減衰の程度を示すパラメータである。GMS-FGCの出力結合効率 η_{out} は次式で表すことができる。

$$\eta_{out} = \eta_0 \{1 - \exp(-2\alpha L_z)\} \quad (1)$$

L_z はGMS-FGCの結合長、 α は各導波モードに対する放射損失係数である。 η_0 は全回折光に対する空気側出力光の分配比を示しており、本構造では基板側への放射はAgの高反射により空気側に射出されるので $\eta_0 \approx 1$ と計算できる。GMS-FGCの結合長は $L_z = 100 \mu\text{m}$ 、幅は $L_y = 300 \mu\text{m}$ とした。

放射損失係数はTE₀モードで小さく、TE₁モードで $\alpha L_z \approx 1$ となることが理想である。この条件を満たす、GMS-FGCの放射損失係数はSi-Nの膜厚を0.032 μm としたとき、TE₀モードが0.4 mm^{-1} 、TE₁モードが10.1 mm^{-1} と計算され、出力結合効率はそれぞれ8%と87%となり、大き

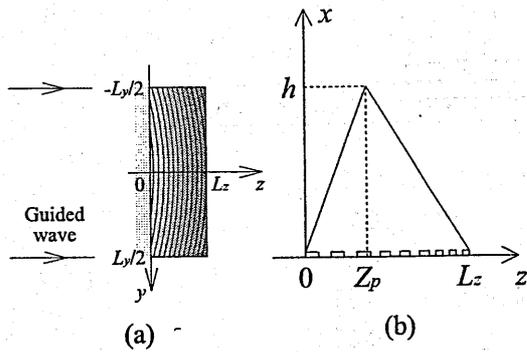


図4 GMS-FGCの概略図

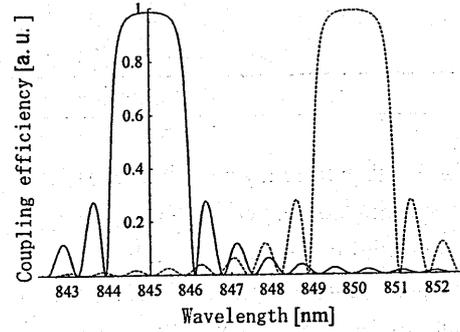


図5 DGM-DBRの波長依存性

な導波モード選択性が得られる。しかしながら、GMS-FGCの結合効率は実験的にこれまで設計値の4分の1程度しか得られていないため、より高効率を狙ってSi-N膜厚を設計値 $0.032\ \mu\text{m}$ ではなく $0.05\ \mu\text{m}$ として作製した。

GMS-FGCはVCSELからの発散球面波やPDへの集束球面波と導波路を伝搬する平面波を結合する。GMS-FGCのグレーティングラインパターンは空間光球面波と導波光平面波のGMS-FGC面での位相差から得られ、図4(a)に示すようにGMS-FGCのグレーティングラインパターンは曲率と周期変化を有している。VCSELの出射光の広がり角 7° から結合長 $100\ \mu\text{m}$ のGMS-FGCで入力結合効率が最大となるVCSEL位置はGMS-FGCの面上から上方に $0.4\ \text{mm}$ と決定した。

2.4 DGM-DBR

DGM-DBRは TE_0 モードと TE_1 モードを逆方向結合する。逆方向結合グレーティングは波長選択性をもつ反射器として機能し、また、結合係数と結合長を大きくすることで結合波長での高い反射率を得ることができる。DGM-DBRに入射した光波が逆方向結合される効率 η は次式で表される。

$$\eta = \frac{\sinh^2(\sqrt{k^2 - \Delta^2}L)}{\sinh^2(\sqrt{k^2 - \Delta^2}L) + 1 - (\Delta/k)^2} \quad (2)$$

L はDGM-DBRの結合長、 Δ は結合波長からのずれを表すパラメータ、 k は結合係数である。DGM-DBRの結合長 L は $300\ \mu\text{m}$ とした。DGM-DBRは電子ビームレジストを凹凸加工して作製するが、凹凸深さを $0.1\ \mu\text{m}$ とした。その場合のDGM-DBR領域での TE_0 と TE_1 モードの結合係数は 12mm^{-1} で、結合波長における結合効率は99%以上が得られる。DGM-DBRの結合効率の波長依存性を図5に示す。結合効率の半値全幅は $2\ \text{nm}$ であり、高い波長選択性が得られる。DGM-DBRの幅は $500\ \mu\text{m}$ とした。

2.5 波長多重領域

本デバイスでは周期の異なるDGM-DBRを集積することで波長選択的に動作するデバイスを作製でき、波長多重が実現できる。したがって、DGM-DBRは特定の波長の TE_0 モードのみを TE_1 モードに逆方向結合させ、他の波長の光を透過させる必要がある。しかし、DGM-DBRでは、波長 λ_{01} で TE_0 - TE_1 モード間逆方向結合、波長 λ_{00} で TE_0 - TE_0 モード間逆方向結合が生じる。このため、波長 λ_{01} と波長 λ_{00} との差 $\Delta\lambda$ が波長多重を行える範囲となる。波長 λ_{11} で TE_1 - TE_1 モード間逆方向結合も生じるが、 TE_1 モード光はDGM-DBRとGMS-FGC間でのみ導波するため、波

長多重領域には影響しない。以上の理由より、波長多重領域は次式で表される。

$$\Delta\lambda = \lambda_{00} - \lambda_{01} = (N_{TE0} - N_{TE1})\Lambda = \frac{N_{TE0} - N_{TE1}}{N_{TE0} + N_{TE1}}\lambda_0 \quad (3)$$

N_{TE0} および N_{TE1} はそれぞれ DGM-DBR 領域での TE_0 モードと TE_1 モードの実効屈折率、 Λ は DGM-DBR の周期、 λ_0 は DGM-DBR の結合波長である。以前のデバイス構造では実行屈折率差は 0.037 であり、 $\Delta\lambda$ は 10nm であったが、今回、設計した構造では実効屈折率差は 0.066 となり、 $\Delta\lambda$ は 19.2 nm と見積もられる。波長多重領域拡大が期待できる。

2.6 挿入損失

VCSEL の出射端から PD の受光面までの挿入損失は、金属膜による吸収損失と放射漏洩損失、GMS-FGC での入力結合効率 および 出力結合効率、DGM-DBR での結合効率、 TE_0 モード光が GMS-FGC を通過するとき一部回折される回折損失、導波光の回折広がりによる損失、導波路構造の違いによるモード変換損失を考慮する必要がある。本構造では対応する VCSEL と PD 間の距離は 15 mm であり金属膜による損失は -0.6 dB と算出される。 TE_0 モード光は 3 個の GMS-FGC を通過し、各 GMS-FGC に対して -1.15 dB の損失が生じる。また、グレーティングのない導波路領域と GMS-FGC、DGM-DBR のある各グレーティング領域が存在し、各領域の境界においてモード変換による損失が生ずる。各回折効率と損失原因から挿入損失を求めると表 2 のようになり、挿入損失は -6.1 dB 算出される。

表 2 挿入損失

	loss value		loss value
Input coupling efficiency @GMS-FGC	-1.0 dB	TE_0 mode diffraction loss @GMS-FGC	-3.5 dB
Absorption and leaky loss	-0.6 dB	Mode conversion loss	-0.8 dB
Diffraction spread loss	-0.1 dB	Output coupling efficiency @GMS-FGC	-0.1 dB
		Total insertion loss	-6.1 dB

2.6.1 クロストーク

図 2 において、波長 λ_1 用である左側の PD での主なクロストークは、波長 λ_2 の光が DGM-DBR₁₀ で反射されて GMS-FGC₁₀ で出射されるものと、DGM-DBR₂₀ で反射されて GMS-FGC₂₀ で回折しきれず GMS-FGC₁₀ まで伝搬してきて出射されるものの和で表すことができ、-15 dB と見積もられる。一方、波長 λ_2 用である右側の PD での主なクロストークは、DGM-DBR₁₀ で反射しきれなかった波長 λ_1 の光が、DGM-DBR₂₀ で反射されて GMS-FGC₂₀ で出射されるものであり、こちらは -43 dB と見積もられる。

3 高屈折率層のない構造の作製プロセス

GMS-FGC 以外の領域から Si-N 高屈折率層を排除した構造の作製について 3 種類の方法を検討した。作製プロセスを図 6 に示す。

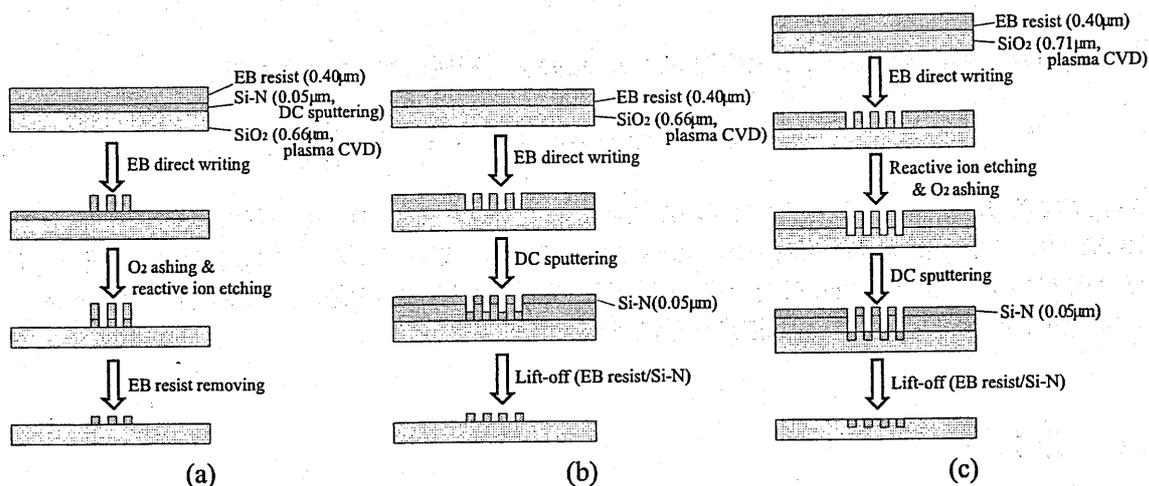


図 6 Si-N 凹凸加工による GMS-FGC の作製: (a) エッチング法、(b) リフトオフ法、(c) 埋め込みグレーティングにおけるリフトオフ法

a. エッチング法

Si-N 上にネガ型の電子ビームレジスト (Mircoposit SAL 601-SR 7) を塗布し、電子ビームでグレーティングパターンを直接描画した。C₃F₈ を用いたドライエッチングにより 0.05 μm Si-N グレーティングを作製した。しかしながら、レジストと Si-N の密着性に問題があり、これまで良好な結果は得られていない。また、C₃F₈ を用いたドライエッチングでは Si-N と SiO₂ の選択比にも課題があった。

b. リフトオフ法

副導波コア層上にポジ型の電子ビームレジスト (ZEP520-22) を塗布し、電子ビームでグレーティングパターンを直接描画した。そして、0.5 μm の Si-N を堆積し、リフトオフにより Si-N グレーティングを作製した。グレーティングの線幅は 0.25 μm 程度でリフトオフにおけるアスペクト比は 2:1 程度である。Si-N のレジスト凹凸の側面への堆積があり、リフトオフが不完全であり、良好な結果は得られていなかった。

c. 埋め込みグレーティングにおけるリフトオフ法

副導波コア層上にポジ型の電子ビームレジスト (ZEP520-22) を塗布し、電子ビームでグレーティングパターンを直接描画した。C₃F₈ を用いたドライエッチングにより副導波コア層に深さ 0.05 μm の溝を形成した。0.5 μm の Si-N を堆積し、リフトオフにより Si-N グレーティングを作製した。この方法では、Si-N を副導波コア層に埋め込み作製するため表面が平坦になり、不要な領域の Si-N を完全にリフトオフ除去しやすい。そこで、今回、光導波路配線の作製においてこの方法を用いた。また、a. や b. の方法ではグレーティングの凹凸のためその後の成膜において平坦化条件が必要であるが、本方法では必要ではなくなる。

4 光導波路配線の作製

ガラス基板表面を Cr および Ag でコーティングした [25]。プラズマ CVD で 0.71 μm 厚の SiO₂ 第一副導波コア層を堆積し、前述の c. の方法で GMS-FGC を形成した。さらにプラズマ CVD で 0.6 μm 厚の SiO₂ 第二副導波コア層および 0.7 μm 厚の GeO₂:SiO₂ 主導波コア層を堆積した。

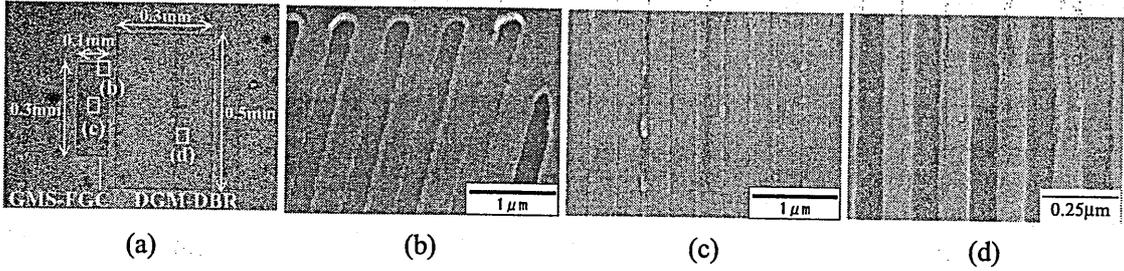


図7 集積したグレーティング写真: (a) 光学顕微鏡写真, (b),(c) GMS-FGC の SEM 写真, (d) DGM-DBR の SEM 写真

GeO₂:SiO₂ 主導波コア層上に電子ビームレジストを 0.1 μm 厚でスピンコートし、DGM-DBR のグレーティングパターンを電子ビームで直接描画し、現像して DGM-DBR を形成した。図7に、集積したグレーティングペア (GMS-FGC および DGM-DBR) の光学顕微鏡写真 (a)、GMS-FGC の SEM 写真 (b), (c) および DGM-DBR の SEM 写真 (d) を示す。GMS-FGC は曲率と周期変化を有している。今回 DGM-DBR の周期は短波長側 λ₁ 用で 289.4 nm、長波長側 λ₂ 用で 291.1 nm とした。GMS-FGC と DGM-DBR の間隔は 30 μm である。

5 実験結果

実験光学系を図8に示す。今回は光源として VCSEL の代わりに波長可変半導体レーザ (LD: New Focus TLB-6316) を用いた。LD の波長範囲は 835 - 853 nm、変調帯域幅は 100MHz である。レーザ光はアイソレータ等を通して偏波保持ファイバ (PMF) に結合させ、ファイバ出力端を VCSEL の位置に固定し、入力側 GMS-FGC に入射させた。出力側 GMS-FGC からの出射光をグレーデッドインデックス型マルチモードファイバ (GI-MMF) に結合させ PD で検出した。GMS-FGC_{1i} で入力結合され、GMS-FGC_{1o} で出力結合される経路をチャンネル 1、GMS-FGC_{2i} で入力結合され、GMS-FGC_{2o} で出力結合される経路をチャンネル 2 とする。

5.1 パワー伝達効率の波長依存性

PMF 出力端から検出器までのパワー伝達効率の波長依存性を図9に示す。図9の●は GMS-FGC_{1i} で入力結合されて GMS-FGC_{1o} で出力結合された光パワーの伝達効率を示している。◆は GMS-FGC_{2i} で入力結合されて GMS-FGC_{2o} で出力結合された光パワーの伝達効率を示している。一方、◇は GMS-FGC_{1i} で入力結合されて GMS-FGC_{2o} で出力結合された光パワーの伝達効率を示している。これは◆に対するクロストークになり -17 dB 以下が得られた。○は GMS-FGC_{2i} で

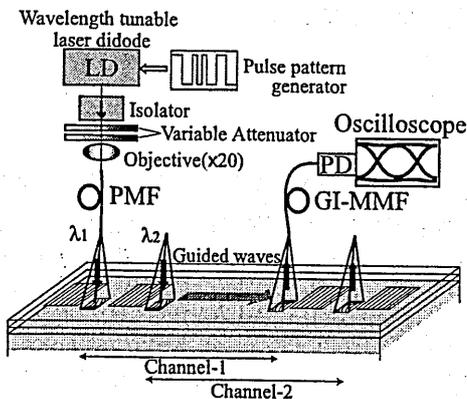


図8 実験光学系

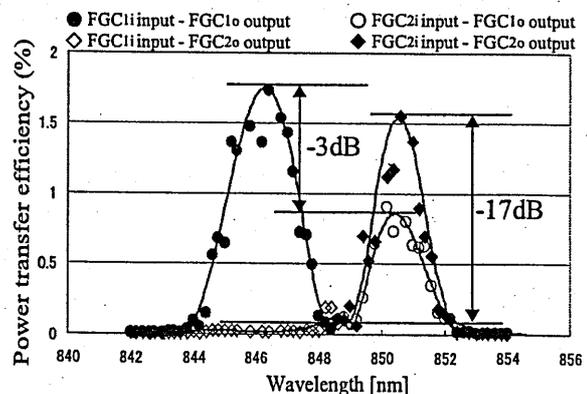


図9 パワー伝達効率の波長依存性とクロストーク

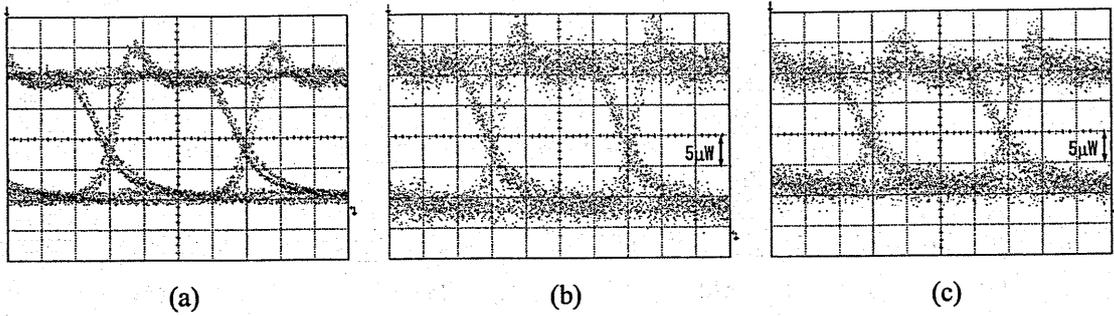


図 10 0.5Gbit/s PRBS NRZ 信号アイパターン: (a)PMF 出力,(b) チャンネル 1 使用時の MMF 出力, (c) チャンネル 2 使用時の MMF 出力

入力結合されて GMS-FGC₁₀ で出力結合された光パワーの伝達効率を示している。これは●に対するクロストークになり -3 dB 以下が得られた。導波モードの実効屈折率は TE₀ モードで 1.4962、TE₁ モードで 1.4241 が得られた。実効屈折率の実測値と DGM-DBR の周期から予測される結合波長は、 λ_1 が 845.2 nm、 λ_2 が 850.2 nm で、実験値とよく一致した。挿入損失は理論予測より大きくなったが、両チャンネルで同程度の損失であったことから、試料内での特性のばらつきは小さいものが得られた。挿入損失が大きくなった原因は、GMS-FGC の放射損失係数が理論値ほど得られていないことによる入力結合効率および出力結合効率の低下によるものだと考えている。

放射損失係数の低下による影響はクロストークにも現れる。左側の波長 λ_1 用の PD でのクロストークを考えたとき、設計では波長 λ_2 の TE₀ モードは DGM-DBR₂₀ で反射されて TE₁ モードとなったあと GMS-FGC₂₀ でほとんどが回折される。しかし GMS-FGC の出力結合効率が低いと GMS-FGC₂₀ で TE₁ モードがそれほど減衰せず、その先にある GMS-FGC₁₀ まで伝搬して回折しクロストークを増大させることになる。

よって放射損失係数の改善によって挿入損失とクロストークの低減が期待でき、放射損失係数の改善が今後の課題である。

5.2 信号伝送実験

パルスパターンジェネレータ (PPG) を LD に接続し、0.5 Gbit/s 擬似乱数ビット列 (PRBS) 非ゼロ復帰 (NRZ) 信号を入力した。レーザ出力パワーは 6.25 mW、PMF からの出力パワーは 1.25 mW であった。GI-MMF を PD に接続し、オシロスコープで波形を測定した。結合波長はチャンネル 1 で 845.5 nm、チャンネル 2 で 850.0 nm とした。挿入損失はそれぞれ -18.6 dB、-18.4 dB であった。観測した波形を図 10 に示す。図 10 (a) は PMF を直接 PD に接続し、得られた波形である。波形に歪みがあるがこれは LD の変調幅が 100 MHz 程度の仕様のためである。図 10 (b)、(c) それぞれチャンネル 1、2 を伝送後、GI-MMF から出力された波形である。両波形とも、アイは十分に開いており、0.5 Gbit/s-PRBS-NRZ 信号の伝送が確認できた。

6 まとめ

空間光アドドロップ導波路配線の低損失化および波長多重領域の拡大を目指して不要な領域での Si-N 高屈折率層の除去を検討した。これまでは導波路内に Si-N を堆積し、凹凸加工することで GMS-FGC を形成していたため GMS-FGC 以外の領域にも Si-N が堆積していた。GMS-FGC 以外の領域での高屈折率層の排除を試み、2 チャンネルの低損失な空間光アドドロップ導波路配線を作製した。光学実験、及び信号伝送を行い、挿入損失およびクロストークはそれぞれ -6.1 dB、-15 dB と見積もられた。結合波長間隔 5 nm、導波距離 15 mm の 2 チャンネル空間光波長アドド

ロップ機能の確認実験を行い、その動作原理を確認した。挿入損失およびクロストークはそれぞれ -19 dB、 -3 dB が得られた。導波モードの実行屈折率差は 0.072 が得られ、波長多重領域は約 20 nm が期待できる。 0.5 Gbit/s PRBS-NRZ 信号を入力し、アイの十分開いた信号波形が得られた。放射損失係数の改善による挿入損失とクロストークの低減が今後の課題である。

謝辞 本研究は、共同研究プロジェクト「革新的設計・生産方式の開発と次世代光・電子融合システムの創成」の一環として行った。また、本研究は財団法人国際コミュニケーション基金(ICF)、ならびに科学研究補助金の基盤研究(A) NO.15206008 から援助を受けた。

参考文献

- [1] 光回路実装技術委員会(編)、光回路実装ロードマップ(03年度版)——光インタコネクションの実現への展望——、(社)エレクトロニクス実装学会、2003。
- [2] N. Savage, "Linking with light," IEEE Spectrum, vol.39, pp.32–36, Aug. 2002.
- [3] IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol.9, no.2, Mar./Apr. 2003.
- [4] 野澤 哲生、日経エレクトロニクス 6-6、no.901, pp59–70, Jun., 2005. 2003.
- [5] C. Debaes, M. Vervaeke, V. Baukens, H. Ottevaere, P. Vynck, P. Tuteleers, B. Volckaerts, W. Meeus, M. Brunfaut, J.V. Campenhout, A. Hermanne, and H. Thienpont, "Low-cost microoptical modules for MCM level optical interconnections," IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol.9, no.2, pp.518–530, Mar./Apr. 2003.
- [6] A.G. Kirk, D.V. Plant, M.H. Ayliffe, M. Chateaufneuf, and F. Lacroix, "Design rules for highly parallel free-space optical interconnects," IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol.9, no.2, pp.531–547, Mar./Apr. 2003.
- [7] M. Gruber, "Multichip module with planar-integrated free-space optical vector-matrix-type interconnects," Appl. Opt., vol.43, no.2, pp.463–470, Jan. 2004.
- [8] S. Voigt, S. Kufner, M. Kufner, and I. Frese, "A refractive free-space microoptical 4×4 interconnect on chip level with optical fan-out fabricated by the LIGA technique," IEEE Photon. Technol. Lett., vol.14, no.10, pp.1484–1486, Oct. 2002.
- [9] H. Sasaki, K. Kotani, H. Wada, T. Takamori, and T. Ushikubo, "Scalability analysis of diffractive optical element-based free-space photonic circuits for interoptoelectronic chip interconnections," Appl. Opt., vol.40, no.11, pp.1843–1855, Apr. 2001.
- [10] A. F. J. Levi, "Optical Interconnects in Systems," Proceedings of the IEEE, vol.88, pp.750–757, 2000.
- [11] H. Takahara, "Optoelectronic multichip module packaging technologies and optical input/output interface chip-level packages for the next generation of hardware systems," IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol.9, no.2, pp.443–451, Mar./Apr. 2003.
- [12] T. Mikawa, M. Kinoshita, K. Hiruma, T. Ishitsuka, M. Okabe, S. Hiramatsu, H. Furuyama, T. Matsui, K. Kumai, O. Ibaragi, and M. Bonkohara, "Implementation of active interposer for high-speed and low-cost chip level optical interconnects," IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol.9, no.2, pp.452–459, Mar./Apr. 2003.

- [13] 三上修、内田禎二、“光表面実装技術の進展、” 信学論 (C)、vol.J84-C、no.9、pp.715-726、Sep. 2001.
- [14] 畠山意知郎、吉川隆士、三好一徳、蔵田和彦、田中敬、堂前巧、田中英樹、“OIP (Optical-interconnection as an intellectual property macro of CMOS LSIs) による光 I/O 付き LSI パッケージ、” エレクトロニクス実装学会誌、vol.5、no.5、pp.459-465、Aug. 2002.
- [15] 塩田剛史、“光プリント配線板用高分子光導波路の開発動向、” エレクトロニクス実装学会誌、vol.7、no.3、pp.213-218、May 2004.
- [16] N.M. Jokerst, M.A. Brooke, S.-Y. Cho, S. Wilkinson, M. Vrazel, S. Fike, J. Tabler, Y.J. Joo, S.-W. Seo, D.S. Wills, and A. Brown, “The heterogeneous integration of optical interconnections into integrated microsystems,” *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol.9, no.2, pp.350-360, Mar./Apr. 2003.
- [17] S. Ura, “Selective guided mode coupling via bridging mode by integrated gratings for intraboard optical interconnects,” *Proc. SPIE*, vol.4652, pp.86-96, San Jose, USA, Jan. 2002.
- [18] 裏升吾：“導波路グレーティング対を用いた光アドドロップ結合、” 輻射科学研究会資料, RS02-02 (2002-05).
- [19] S. Ura, M. Hamada, J. Ohmori, K. Nishio, and K. Kintaka, “Integrated-optic free-space-wave drop demultiplexer fabricated by using interference exposure method,” *DOMO Topical Meeting 2004*, no.DWA3, Rochester, USA, Oct. 2004.
- [20] K. Kintaka, J. Nishii, Y. Imaoka, J. Ohmori, S. Ura, R. Satoh, and H. Nishihara, “A guided-mode-selective focusing grating coupler,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.16, no.2, pp.512-514, Feb. 2004.
- [21] K. Kintaka, J. Nishii, J. Ohmori, Y. Imaoka, M. Nishihara, S. Ura, R. Satoh, and H. Nishihara, “Integrated waveguide gratings for wavelengthdemultiplexing of free space waves from guided waves,” *Opt. Express*, vol.12, no.14, pp.3072-3078, Jul. 2004.
- [22] J. Ohmori, Y. Imaoka, M. Nishihara, S. Ura, K. Kintaka, R. Satoh, and H. Nishihara, “Integration of waveguide gratings for optical interconnects with add/drop multiplexing of free space waves,” *2004 ICO International Conference Optics & Photonics in Technology Frontier*, pp.561-562, Chiba, Japan, Jul. 2004.
- [23] S. Ura, M. Hamada, J. Ohmori, K. Nishio, and K. Kintaka, “Free-space-wave drop demultiplexing waveguide device fabricated by using interference exposure method”, accepted for publication in *Applied Optics*, 2005.
- [24] A. Horii, K. Shinoda, S. Ura, K. Kintaka, R. Satoh, and H. Nishihara, “0.5Gbit/s signal transmission in thin-film waveguide with free-space-wave add-drop multiplexers,” *IQEC/CLEO-PR2005*, CWK1-4, Tokyo, Japan, Jul. 2005.
- [25] 佐藤了平、岩田剛治、黒田晃弘、横田耕一、中川浩一、裏升吾、金高健二“次世代光・電子システムにおける高耐熱性 Ag 系反射薄膜に関する研究、” エレクトロニクス実装学会誌、Sep. 2005.

数値解析によるルネベルグレンズアンテナの
最適化設計に関する研究

Studies on the Optimum Design of Luneberg Lens Antenna
with Numerical Analysis

何 一偉, 細野 堅士
大阪電気通信大学情報通信工学部

2005年7月29日
於 京都工芸繊維大学

1. はじめに

衛星放送や衛星通信の送受信アンテナにはパラボラアンテナが主流となっているが、パラボラアンテナ一つでは複数の離れた方位角の衛星からの電波を受信することができない。一方、ルネベルグレンズアンテナは方位角度の違う複数の衛星からの電波を受信できる特徴があり、衛星通信サービスが多様化する将来の衛星通信用アンテナとして期待されている。

球状のルネベルグレンズアンテナは中心の比誘電率が2でその値が半径に沿って滑らかに減少し、球面に比誘電率が1となっており、その製作が難しいとされているため、一般的には誘電率が層状に変化するようなルネベルグレンズアンテナが用いられている。今までは、ルネベルグレンズアンテナの重量が重い上、コストも高いので、ごく限られた場所にしか利用されていない。SEI ハイブリッド株式会社（元住友電気工業株式会社ハイブリッド製品事業部）は軽量、低コストの生産技術を開発し、一部普及型の層状ルネベルグレンズアンテナの生産を始めた。

層状ルネベルグレンズアンテナの利得を得るには、一次放射器のホーンアンテナの寸法を含めて各層の厚さと誘電率を適切に設計する必要がある。本研究では、複雑のアンテナでも比較的簡単に解析できる FDTD 法を用いてアンテナの利得などを数値的に求める。さらに実験測定の結果と比較し、解析の精度や妥当性について検討する。本解析と遺伝アルゴリズムを用いて一次放射器のホーンアンテナやルネベルグレンズアンテナの構造の最適化設計を試みる。

2. FDTD 法による Luneberg Lens アンテナの解析

ルネベルグレンズは図 1 に示すように球状になっており、中心の比誘電率が 2、表面の比誘電率が 1 で、半径に対する誘電率の変化は、式(1)に示す。なお、 a は球の半径である。

$$\epsilon_r(r) = 2 - \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (1)$$

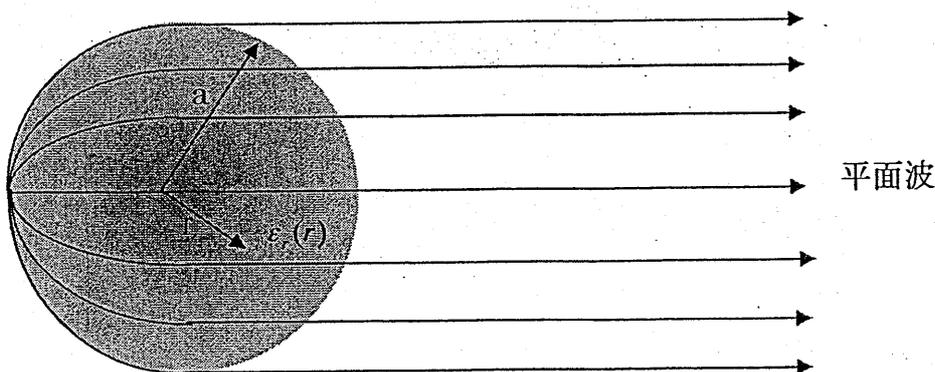


図1 ルネベルグレンズ

ルネベルグレンズの焦点は球面上にあるため、平面波が入射されると反対側の球面上に電波が集まって、そこに電磁界強度がもっとも強くなる。逆に表面に点波源を置いた場合、位相が平面状に揃って反対側から放射される。

式(1)のような誘電率が連続的に変化するルネベルグレンズを作成することは非常に困難である。

そのため、ほとんどの場合、図2に示すようにルネベルグレンズは層状に作成されている。また、図3に示すように、一次放射器としてホーンアンテナが用いられ、レンズアンテナの焦点もレンズ表面からある程度は離れている。

層状の球体のグリーン関数を用いれば、誘電体レンズの電磁界の計算ができるが、図3の一次放射器を正確にモデル化し、レンズとの相互結合を考慮して全体のアンテナ系の利得を求めるにはFDTD法は最も有効と考えられる。

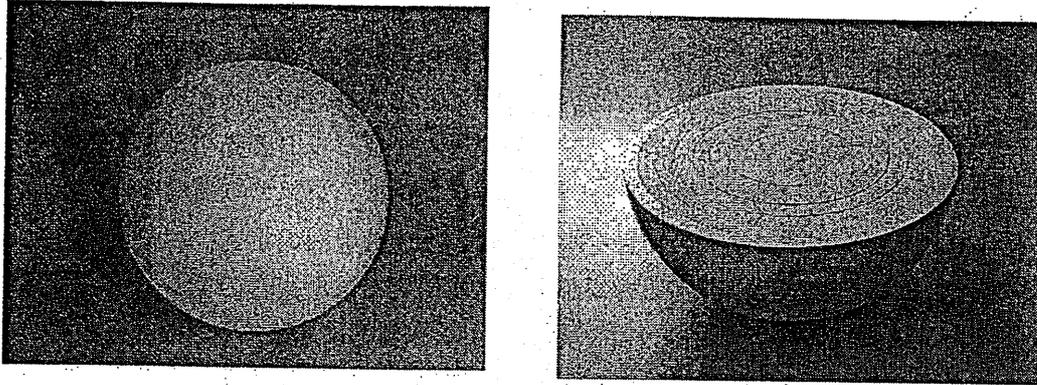


図2 層状ルネベルグレンズ

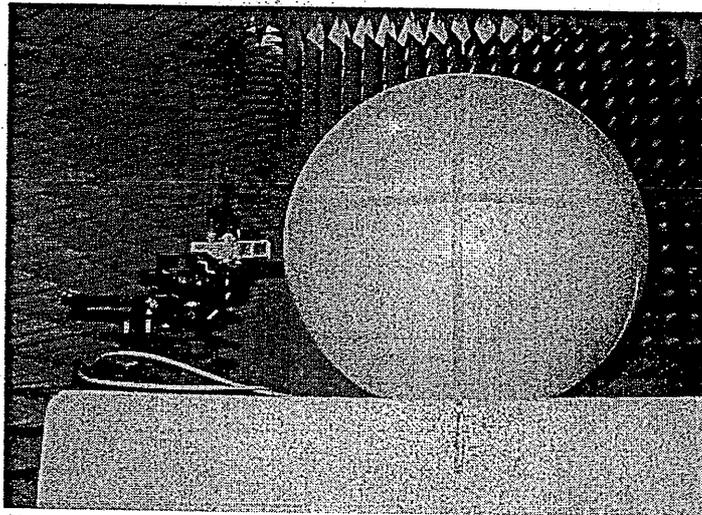


図3 ルネベルグレンズアンテナと測定風景

2.1 FDTD法におけるルネベルグレンズアンテナのモデル化

図4にFDTDの解析モデル化を示す。解析空間の分割数を x, y, z 方向にそれぞれ N_x, N_y, N_z とする。ホーンアンテナの開口面の寸法を $2a_1 \times 2b_1$ 、導波管断面の寸法を $2a_2 \times 2b_2$ 、ホーンと導波管部分の長さをそれぞれ h_1, h_2 、ホーン開口面とレンズ表面の距離を d とする。レンズの半径を a とする。

電磁界の対称性を利用して、全体の1/4を解析空間とする。なお、電界成分が底の xy 面で垂直、磁界成分が横の yz 面に垂直となるため、 xy 面を電気壁、 yz 面を磁気壁とする。ホーンアンテナやレンズから十数セルを離れる場所にPML吸収境界を設け、FDTD解析領域を終端する。さらに、ホーンアンテナをより正確にモデル化するため、点線に示すようなサブグリッド領域を取り、その中

では外のグリッドの 1/3 の細かさで空間を分割する。全体のセルの分割はレンズの中心でも波長の 1/10 以下になるようにしている。ホンアンテナの導管の中に TE₁₀ モードの電波を励振し、定常状態になるまで計算する。解析領域内にアンテナ系を囲むような閉曲面を取り、計算で得られた曲面上の電磁界を用いてアンテナの遠方放射電磁界を計算し、さらに給電電力からアンテナ系の利得を求める。

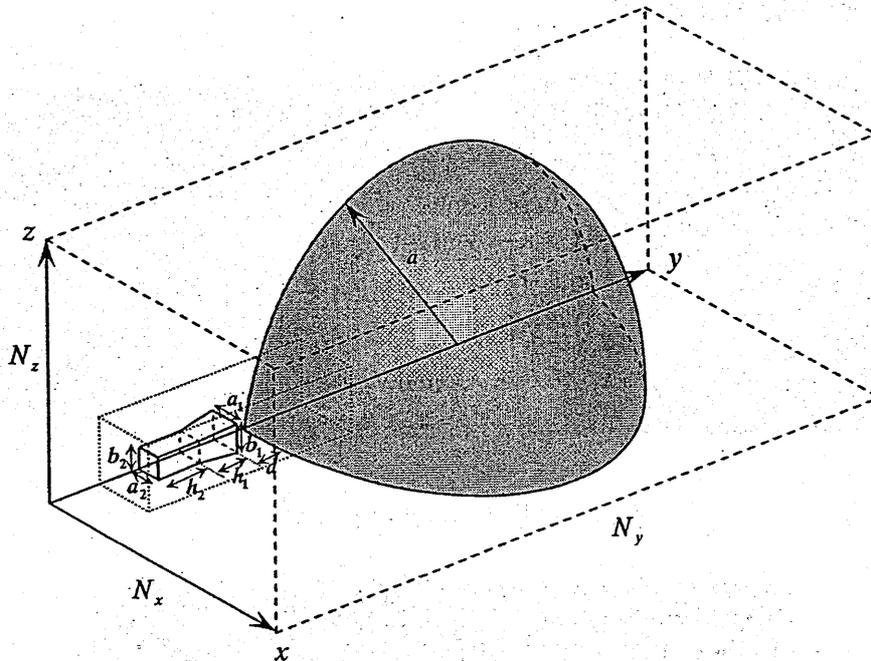
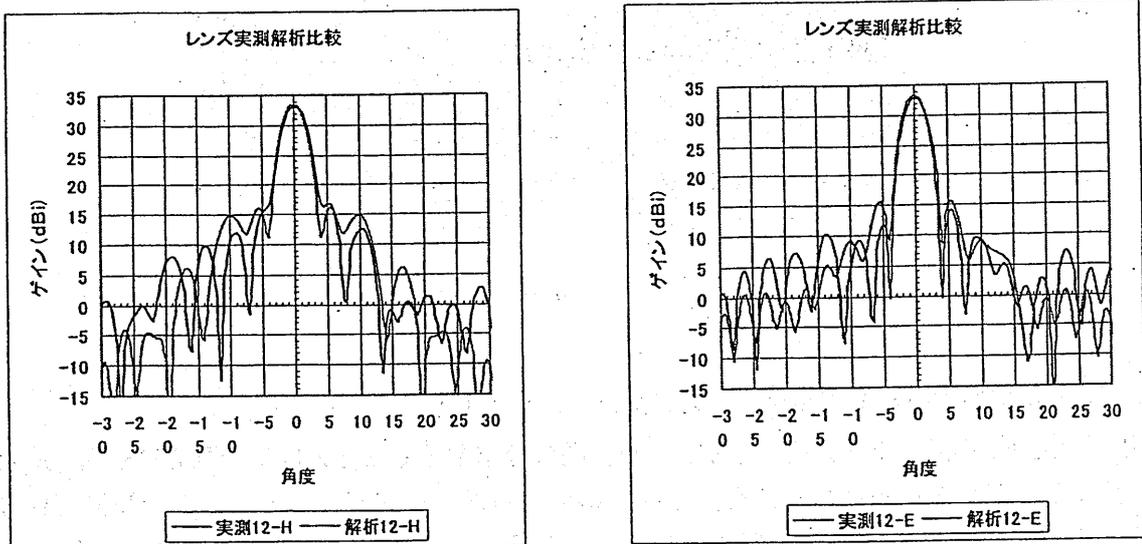


図4 ルネベルグレンズアンテナの FDTD 解析モデル

2.2 FDTD 法の解析結果と実験結果の比較



(a) H 面の実験値と解析値

(b) E 面の実験値と解析値

図5 FDTD 法の解析結果と実験結果との比較

FDTD 法解析の妥当性や精度を確認するため、層状ルネベルグレンズアンテナの FDTD 解析結

果と実験結果を比較した。計算と実測に使われるルネベルグレンズは直径が 45cm の 9 層構造である。周波数 12GHz におけるアンテナの利得を図 5 に示す。(a)は H 面の利得、(b)は E 面の利得である。解析結果と実験結果を比較すると、最大利得を含め、小さくサイドローブの位置まで良く一致していることが分かった。なお、実験結果は住友電工株式会社からご提供頂いたものである。

FDTD の計算では、計算領域の分割は $N_x = N_z = 150, N_y = 360$ 、分割の長さは 1.6mm である。

3. 遺伝的アルゴリズムを用いたアンテナの設計

ルネベルグレンズアンテナの利得を得るにはホーンアンテナの寸法、レンズとの距離、また層状レンズの各層の誘電率と厚さと言ったパラメータを適切に設計する必要がある。一回当たりのアンテナの計算時間が長く、またパラメータが多いため、本論では遺伝的アルゴリズムを用いてアンテナの設計を試みた。遺伝的アルゴリズム (Genetic Algorithm:GA) は、J.H.Holland によって提案された最適化および探索のためのアルゴリズムである。自然界で見られる自然淘汰 (自然選択) による生物の進化のメカニズムを人為的に模倣することによって、数理的最適化手法では解くことのできない問題を、うまくアプローチするための手法である。

3.1 分散処理による時間短縮

FDTD 法の計算は長い計算時間が必要となるため、本論では複数台の PC を用いて各世代の複数の染色体に対して FDTD 法の計算を同時に行うことによって、計算時間を短縮する。分散処理では、DSM(分散処理)などの手法により並列計算を行なう手法などがあるが、FDTD の計算の場合、一つの計算を複数の処理に分けて、それぞれのコンピュータ上に実行するのはプログラミングが複雑の上、膨大なデータ通信が必要となる。本論では、各 PC 単体にそれぞれの FDTD 実行を行う。図 6 に処理の流れを示す。あるサーバーとするコンピュータに GA のプログラミングを実行し、染色体の選択、交叉などを行なう。各世代の複数の染色体のパラメータに対する FDTD 計算を複数台のクライアントの PC に振り分け、さらにそれぞれのクライアント PC の計算結果を受け取る。各クライアントはサーバーから計算するパラメータを受け取り、FDTD 計算し、その結果をサーバーに返す。

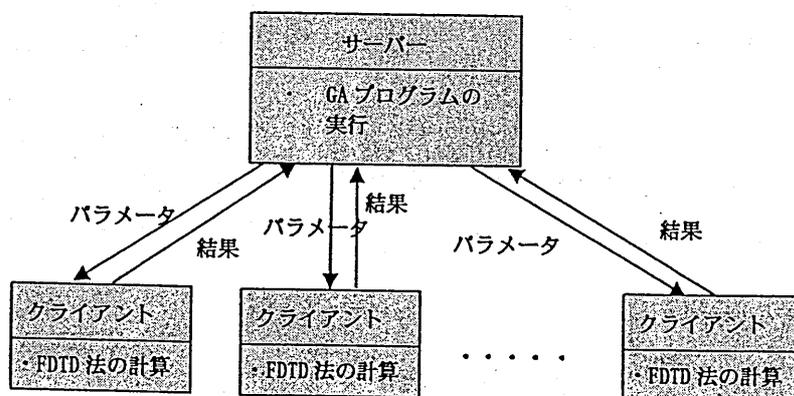


図 6 GA による分散処理

本手法では、一世代の染色体に対して、複数の PC が同時に処理を行なうので、ほぼ PC の数台

分、計算時間を短縮することができる。但し、処理が進むにつれ、世代ごとの新規の染色体の個数が減り、PCの台数と同程度になると、又、少なくなった場合、効率が落ちてしまう欠点がある。

3.2 ホンアンテナの最適化

本節では、2.2節のFDTD計算中に用いられるホンアンテナの最適化を試みた。なお、最適化するパラメータはホンアンテナの開口寸法 a_1, b_1 , ホンの長さ h_1 , ホンとレンズとの距離 d である。導波管やレンズの構造は2.2節と同じである。

染色体の割り当てを図7に示した。また、各パラメータの寸法の最大値、最小値、及びビット数を表1に示す。ホンアンテナの各寸法は、ホンアンテナに接続されている導波管の寸法が19[mm]×9.5[mm]であるため、これを考慮して表1のように設定した。

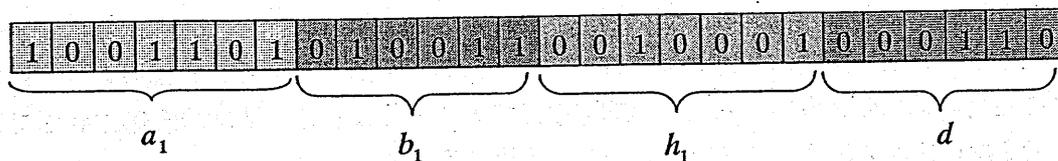


図7 染色体のビット長割り当て

表1 ホンアンテナの各パラメータの範囲とビット長

各パラメータ	最小値[m]	最大値[m]	ビット数
開口面の横軸 a_1	0.019	0.038	7
開口面の縦軸 b_1	0.0095	0.019	6
奥行き h_1	0.01	0.03	7
レンズとの距離 d	0	0.03	6

$$V(g) = \frac{1}{1.05g_{\max} - g} \quad (2)$$

評価関数は式(2)に示す。 g は各アンテナの利得、 g_{\max} はその世代の最大利得である。また、GAのパラメータである人口、突然変異確率、及び突然変異確率は、それぞれ、20、0.25、及び0.01とした。

GAの計算により得られたホンアンテナの寸法を表2に示す。すべてのFDTD実行の中で最もよい34.38[dBi]の利得を得られた。この結果は2.2節に実際に使用されているものよりも0.33[dBi]の改善が得られた。図8にアンテナの利得を示す。サイドローブも多少改善していることが分かった。

表2 GAより得られた最大利得時のホンアンテナの寸法

横軸 a_1 [m]	縦軸 b_1 [m]	奥行き h_1 [m]	Lensとの距離 d [m]	放射利得[dBi]
0.028	0.019	0.011	0.014	34.38

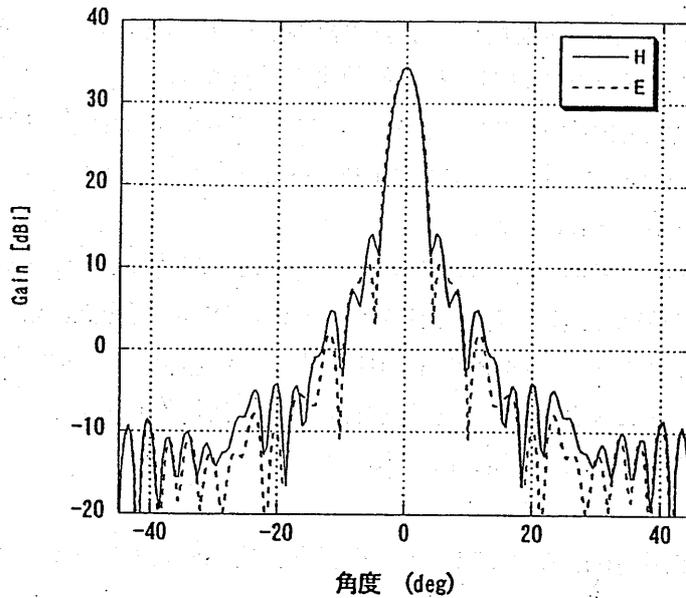


図8 最適化した Luneberg Lens アンテナの指向性特性

3.3 ルネベルグレンズの最適化設計

FDTD の計算時間が長いため、本節の計算例ではルネベルグレンズの半径を 15cm とし、層数を 5 層とする。周波数 12GHz におけるこのアンテナの利得が最大になるように設計を行う。なお、ホンアンテナアンテナが前節のものを用いる。最適化するパラメータは図 9 に示すように、半径パラメータ r_1, r_2, r_3, r_4 と各層の誘電率パラメータ $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4, \epsilon_5$ の 9 個となる。

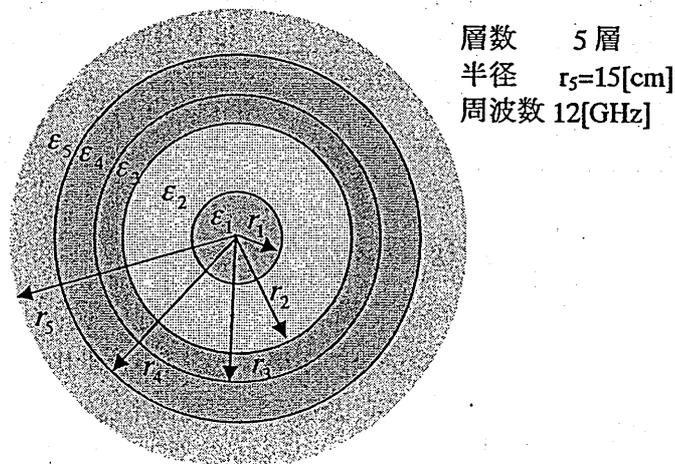


図9 層状 Luneberg Lens の各パラメータ

なお、以上のパラメータに以下のような条件を与える必要があることが分かる。

$$r_1 < r_2 < r_3 < r_4 \quad (3)$$

$$\epsilon_1 > \epsilon_2 > \epsilon_3 > \epsilon_4 > \epsilon_5 \quad (4)$$

そのため、GA において初期染色体生成、交叉、突然変異を行なう度に式(3)、式(4)を満たしているような染色体に対してチェックを入れ、条件が満たさない場合、再度生成、交叉、あるいは突然変異を行う。また、評価関数は式(2)とし、アンテナの利得が最大になるように最適化を行う。

染色体のビット長割り当ては、1ビット当たり、半径は約1mm、比誘電率は約0.03変化するようにしている。なお、計算はパソコン7台による分散処理で行なう。

レンズの各パラメータの変化範囲の取り方によって、3つ方法でGAの設計実験を行った。

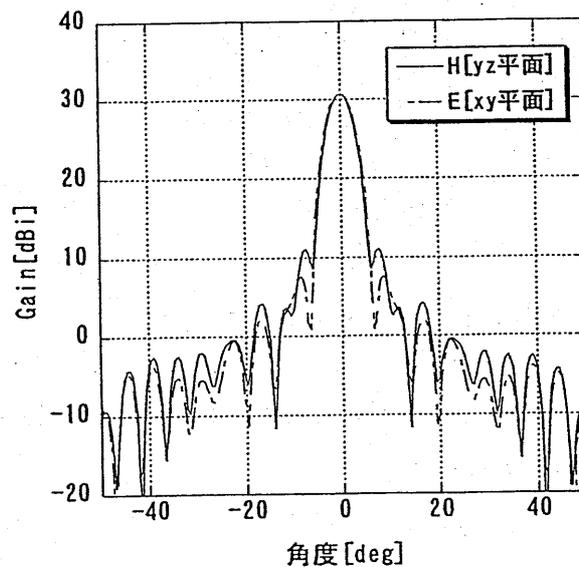
1. 方法1では、すべての半径パラメータの変化範囲を0~15cmとし、また、すべての比誘電率パラメータの変化範囲を1~2とした。
2. 方法2では、15cmの半径を5等分し、半径パラメータ r_i の変化範囲を $i-1$ から $i+1$ の分点内に変化させ、またその範囲に応じて誘電率パラメータの変動範囲を式(1)より求める。
3. 比誘電率1~2の間に隣り合う分点の誘電率の比が等しくなるようにその範囲を5等分する。比誘電率パラメータ ϵ_i の変化範囲を $i-1$ から $i+1$ の分点内に変化させ、またその範囲に応じて半径パラメータの変動範囲を式(1)より求める。

それぞれの方法について人口を100、交叉確率0.3、更新世代を500としGAの計算を行った。

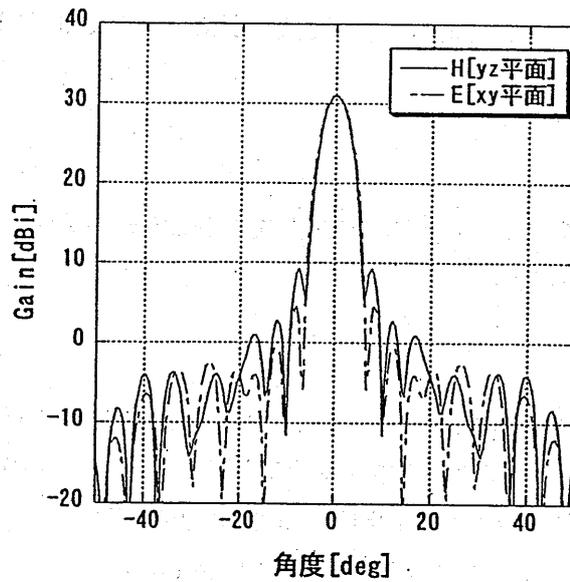
表3 GAの最適化結果

	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	ϵ_4	ϵ_5
方法1	1.968	1.903	1.8387	1.581	1.387
方法2	2.000	1.976	1.825	1.623	1.495
方法3	1.851	1.810	1.538	1.410	1.190

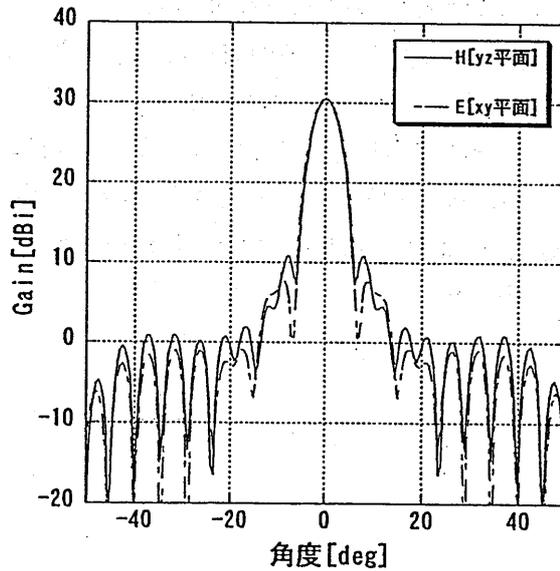
r_1 [m]	r_2 [m]	r_3 [m]	r_4 [m]	Gain [dBi]
0.042	0.077	0.098	0.137	30.70
0.036	0.063	0.099	0.126	31.04
0.065	0.090	0.125	0.139	30.53



(a) 方法1



(b) 方法 2



(c) 方法 3

図 10 ルネベルグレンズアンテナの利得

GAにより求めた最適化結果を表3に示す。なお、方法1、2、3に掛かった計算時間はそれぞれ4日、3日、3日となっている。方法2と方法3では各パラメータの変化範囲を狭くすることによって、多少計算時間を短縮できた。図10にそれぞれの方法で求めたルネベルグレンズアンテナの利得を示す。それぞれのアンテナは比較的によい利得特性を持つが、いずれも最適解と言い切れないと考える。

4. まとめ

本報告では、FDTD法を用いてルネベルグレンズアンテナについて数値解析を行った。実験測定の結果と比較することによって、本報告の手法の精度が極めて高いことが分かった。また、遺伝アルゴリズムを用いてアンテナの最適化設計を試みた。比較的によい利得特性を得ることで

たが、遺伝アルゴリズムの人口や、交叉確率、評価関数などについて更なる検討が必要と考える。

謝辞：

本研究は SEI ハイブリッド株式会社の受託研究として、実験データなどいろいろな便宜を図って頂き、ここで感謝の意を表します。

参考文献

- (1) 石田良平 他, “パソコンで学ぶ遺伝的アルゴリズムの基礎と応用”, 森北出版, pp1-45(1997年), 付録 “パソコンで学ぶ遺伝的アルゴリズムの基礎と応用[A],[B]”
- (2) 伊庭 斉志, “遺伝的アルゴリズム”, 医学出版, pp3-76(2002年)
- (3) 長尾 智治, “最適化アルゴリズム”, 昭晃堂, pp1-186(2000年)
- (4) 宇野 亨, “FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析”, コロナ社, pp1-173(1998)
- (5) 谷口 秀夫, “並列分散処理”, コロナ社, pp2-117(2003年)
- (6) 楠 敦志 田中 充, “遺伝的アルゴリズムによる偏波変換フィルタの最適設計”, 電子情報通信学会誌, C Vol.J86-C No.2 pp.198-199 2003年2月
- (7) 糺谷 卓也 辻 洋介 桑原 義彦, “擬似八木アンテナアレーの遺伝的アルゴリズムによる設計”, 電子情報通信学会誌, B Vol.J86-B No2 pp.209-218 2003年2月
- (8) Stuart K. Tewksbury Frank Boesch, “Luneberg Lens: Initial Comments” Dept. Electrical and Computer Engineering(March 7, 1999)

遺傳的アルゴリズムにおける
量子効果の研究

Study on Quantum Effect in Genetic Algorithm

中山 茂
鹿児島大学工学部

Shigeru Nakayama
Kagoshima University, Faculty of Engineering

2005年7月29日
於 京都工芸繊維大学

概要

最近、量子コンピュータの研究が注目されているが、量子力学的原理を計算に利用する試みで、重ね合わせ状態や干渉効果、もつれ状態を使って、量子アルゴリズムが考案されている。ここでは、 Ca^{43} イオントラップによる量子コンピュータ実験を紹介すると共に、このような重ね合わせ状態や干渉効果の考え方を既存の遺伝的アルゴリズムや免疫アルゴリズムなどの進化的アルゴリズムに取り入れて、巡回セールスマン問題やナップザック問題に適用して、シミュレーション実験でその効果が確かめられたので、報告する。

量子コンピュータは、重ね合わせ状態や干渉効果、もつれ状態などの量子力学的原理を利用した計算モデルである。もつれ状態は、従来の古典的コンピュータでは実現しにくいものであるが、干渉効果は既存のアルゴリズムでも容易に取り入れることができる考え方である。この干渉効果を模倣した量子干渉交叉と呼ばれる手法を従来の遺伝的アルゴリズム(古典的GA)の遺伝的オペレータに組み込んだ量子遺伝的アルゴリズム(量子GA)に関する研究が、比較的都市数の少ない巡回セールスマン問題に対して行われ、古典的GAと比較してより少ない世代数で最適解の探索に成功している。この量子GAは、量子計算の潜在能力を示す重要な研究と考えられる。

そこで、本論文では、従来の研究よりもより問題規模の大きいTSPLIBの5つの都市配置を対象として、量子干渉交叉の対象となる親個体の選択法や局所探索も考慮して詳細に実験を行い、古典的GAと量子GAとを比較検討した。その結果、量子GAは、最適解発見率および平均探索世代数の観点で、古典的GAに比べ優れた性能を有することが、対象とした5つの都市配置に関して分かった。さらに、局所的な探索改善を目的とする2-Opt法には、量子GAの特徴である量子干渉交叉による探索世代数の削減効果をさらに向上させる効果があることが分かった。

また、量子干渉交叉を免疫アルゴリズムにおける抗体産生のオペレータに組み込み、その効果を検討する。101都市配置での巡回セールスマン問題の実験に対してのみその効果を調べたものであるが、この量子干渉交叉法には、最適解発見率を向上させる効果があることが分かった。

連絡先：〒890-0065 鹿児島市郡元1-21-40
鹿児島大学工学部情報工学科
Tel : 099-285-8442
shignaka@ics.kagoshima-u.ac.jp

1. はじめに

組合せ最適化問題に対する効率的な発見的解法のアルゴリズムとして、遺伝的アルゴリズム(Genetic Algorithm: GA) [1,2,3,4]が広く利用されている。遺伝的アルゴリズムは、生物進化の仕組みをまね、生物の遺伝による何世代にもわたる選択や交叉、突然変異などの進化過程を模倣した方法で、生物と情報とが融合したアルゴリズムである。遺伝的アルゴリズムの起源は1960年代のHollandによる適応システムの研究に遡る。その後、1970年代に入ってDeJongにより関数最適化問題を対象とした計算機実験が試みられた後、1989年にGoldbergによってアルゴリズムの枠組みが整理された。遺伝的アルゴリズムでの一般的によく使われている交叉法として、1点交叉や複数点交叉、一様交叉などがある。

一方、量子コンピュータ[5]は、物理と情報との劇的な融合により発展し、1990年代半ばにいくつかの量子アルゴリズムが開発された。量子コンピュータは、重ね合わせ状態や干渉効果、もつれ状態などの量子力学的原理を利用した計算モデルである。重ね合わせ状態を用いることにより量子並列が可能となり、干渉効果により解のより効率的な探索が可能となり、もつれ状態は量子相関とも言われ、量子非局所性の性質を持ち、量子転送に利用されている。量子論理ゲートでは、これらの量子力学的原理が使えるために、古典的な論理ゲートから想像できないゲートが多く見られる。たとえば、NOTゲートの平方根である $\sqrt{\text{NOT}}$ ゲートやXORゲートの平方根である $\sqrt{\text{XOR}}$ ゲートは、可逆論理ゲートであり、古典的な論理ゲートでは考えられず、量子計算の特徴をよく表している[6]。重ね合わせ状態やもつれ状態は、従来の古典的コンピュータでは実現しにくいものであるが、干渉効果は既存の古典的コンピュータでも容易に取り入れることができる考え方である。

そこで、1996年にNarayanan等[7]は、GAのより優れた解探索法として、その量子コンピュータの考え方を導入した量子遺伝的アルゴリズム (quantum genetic algorithm: 量子GA) を提案した。量子GAは、物理と生物と情報とが融合したアルゴリズムである。最近では、ニューラルネットワークの重みに干渉効果を利用した量子ニューラルネットワーク[8,9,10]や高速データベース検索のためのGroverの量子アルゴリズムを利用し、多くの想起パターンが設定できる量子連想記憶[11]、画像探索で利用されるテンプレートマッチングに使われる相関関数[12]に量子フーリエ変換を適用した量子テンプレートマッチング[13]、さらに量子進化的アルゴリズム[14]なども提案されている。

ここでは、この量子GAと対比するために、従来のGAを古典的GA (Classical Genetic Algorithm) と呼ぶことにし、それに伴い古典的GAの交叉を古典的交叉 (Classical Crossover: CX) と呼ぶことにする。量子GAは、干渉効果を模倣した量子干渉交叉 (Quantum Interference Crossover: QIX) [7]と呼ばれる手法を古典的GAの遺伝的オペレータに組み込んだものである。先行研究[7]では、9都市の巡回セールスマン問題 (Traveling Salesman Problem: TSP) [15]に量子干渉交叉を適用し、古典的GAと比較して約2/3の少ない(約1/3削減した)世代数で最短巡回路の探索に成功した例が紹介され、量子干渉交叉が探索世代数削減の観点で有効であることが示されている。

筆者らはこれまで、TSPにおける多重発見的探索法[16]や、島モデルでの島間距離戦略による遺伝的局所探索[17]、ACO (Ant Colony Optimization) による個性アリ戦略[18]や女王アリ戦略[19]、そしてナップザック問題 (Knapsack Problem: KP) における並列GA[20]などの研究を行ってきた。本研究では、この量子干渉交叉の効果をより詳しく検討するため、先行研究[7]よりも2倍以上の都市数でのTSPLIB¹の5つの都市配置を対象とし、局所探索も考慮して詳細に実験を行い、古典的GAと量子GAとの比較実験を行った。以下、古典的GAと量子GAの概要や量子干渉交叉について述べ、その後、数値実験による古典的GAと量子GAとの探索性能の比較結果について述べる。

一方、脊椎動物の持つ獲得免疫の仕組みを参考にした最適化問題を解くアルゴリズムと

して免疫アルゴリズム (Immune Algorithm: IA) がある。IAは、自身の持つ抗体産生機構と自己調節機構により、大局的最適解を含む複数の局所的最適解が得られるという特徴を有しており、森ら [22]や本間ら [23]、筆者ら[24]の研究では、それぞれ多峰性関数の最適化問題やトーラス構造の多目的最適化問題、複数画像領域探索問題に適用され、良好な結果が得られている。

このような背景の下、従来の免疫アルゴリズム (Classical IA: 古典的IA) の探索能力向上を目的として、その量子干渉交叉を古典的IAにおける抗体産生のオペレータに組み込み、TSPLIB(<http://www.iwr.uni-heidelberg.de/groups/comopt/software/TSPLIB95/>) に含まれる 101 都市配置のeil101 を用いて、その効果を検討する。50 都市程度のeil51 やberlin52 では古典的IAで最適解を十分探索できているため、ここではより都市数の多い 101 都市のTSPを使用した。以降、古典的IAと対比するために、量子干渉交叉を組み込んだ古典的IAを量子免疫アルゴリズム (Quantum IA: 量子IA) と呼ぶことにする。また、量子干渉交叉との対比のために、古典的IAにおける抗体産生のオペレータである従来の交叉を古典的交叉と呼ぶことにする。

2. 古典的GAと量子GAの概要

2.1. 古典的GA

図 1(a)に示す古典的GAとは従来のGAを指し、その基本的な仕組みを以下に示す[4].

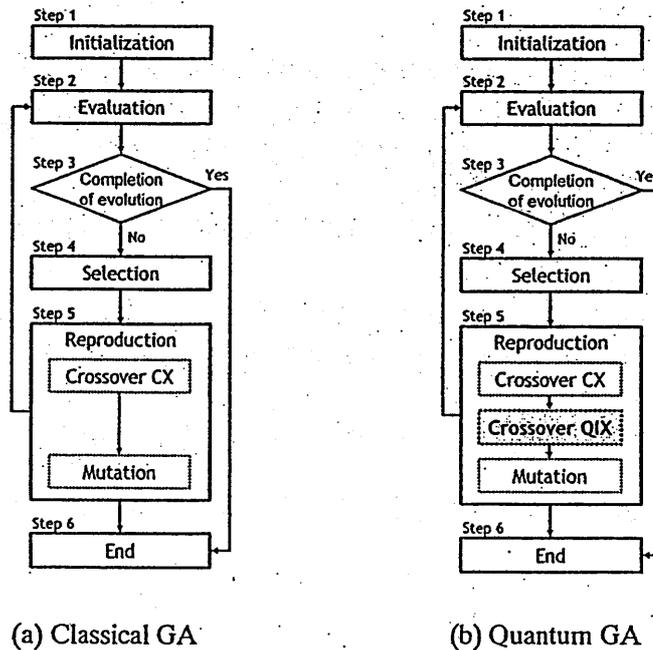


図1. 古典的GAと量子GAとの比較

Step 1 [初期化] ランダムに初期世代 ($t=0$) の集団 $P(0)$ を生成する。

Step 2 [評価] 現在の集団 $P(t)$ 内の各個体 p に対して適応度 $fitness(p)$ を計算する。

Step 3 [終了判定] 予め指定された進化の終了条件を満たしていればStep 6 [進化終了] へ、そうでなければStep 4 [選択] へ。

Step 4 [選択] $fitness(p)$ に比例する確率分布を用いて、 $P(t)$ から親個体 p_1 を選

び出す。

Step 5 [生殖] 選び出された親個体 p_1 に遺伝的オペレータ (古典的交叉, 突然変異) を作用させ, 次世代の集団 $P(t+1)$ を生成する。その後, Step 2 [評価] へ。

Step 6 [進化終了] 予め指定された条件を満足したため, 進化を終了する。

なお, 古典的GAでは対象とするシステムを遺伝子が一直線上に並んだ染色体で取り扱っている。例えば, 対象問題がTSPであれば, 巡回する順番に都市名を列挙した文字列を染色体とするパス表現 (path representation) や, 1点交叉などによる致死遺伝子の生成を抑制する順序表現 (ordinal representation) などのコード化がある。ナップザック問題であれば, 荷物をナップザックに入れない 0 と入れる 1 とを列挙した文字列を染色体としてコード化する。そして, これらの染色体をもとに, それぞれ最短巡回路の探索や重さ制限内にナップザックに入った荷物が最大価値になるような組合せを探索することになる。

2.2. 量子GA

2.2.1. 基本的な仕組み

量子GAの基本的な仕組みは, 図 1 (b)に示すように上述の古典的GAとほぼ同じである。その違いは, 古典的GAのStep 5 [生殖] で作用させる遺伝的オペレータにある。古典的GAでは遺伝的オペレータとして主に古典的交叉と突然変異が用いられるが, 量子GAでは古典的交叉の直後に量子干渉交叉が用いられる[7]。つまり, 量子GAにおける基本的な仕組みは, 次のようになる。

Step 1 [初期化] ランダムに初期世代 ($t=0$) の集団 $P(0)$ を生成する。

Step 2 [評価] 現在の集団 $P(t)$ 内の各個体 p に対して適応度 $fitness(p)$ を計算する。

Step 3 [終了判定] 予め指定された進化の終了条件を満たしていればStep 6 [進化終了] へ, そうでなければStep 4 [選択] へ。

Step 4 [選択] $fitness(p)$ に比例する確率分布を用いて, $P(t)$ から親個体 p_1 を選び出す。

Step 5 [生殖] 選び出された親個体 p_1 に遺伝的オペレータ (古典的交叉, 量子干渉交叉, 突然変異) を作用させ, 次世代の集団 $P(t+1)$ を生成する。その後, Step 2 [評価] へ。

Step 6 [進化終了] 予め指定された条件を満足したため, 進化を終了する。

なお, 量子GAでも古典的GAと同様, 対象とするシステムを遺伝子が一直線上に並んだ染色体で取り扱う。

2.2.2. 量子干渉交叉

量子GAにおける量子干渉交叉の処理手順を, 例を挙げて説明する。各個体 p の適応度 $fitness(p)$ に比例する確率分布で集団 $P(t)$ から選び出された親個体 p_1 に対して遺伝的オペレータを作用させるが, この量子干渉交叉は古典的交叉の直後に用いられている[7]。古典的交叉後の個体 p_1 からさらにいくつかの個体 p_2 を選び, 選ばれた個体 p_2 全体に対して染色体同士を干渉させるというものが量子干渉交叉である。

Narayanan等[7]が提案した量子干渉交叉は, 個体 p_2 を親個体としてそれらの染色体を並べて斜め右下方向に遺伝子を1つずつ抽出して, 新しい子個体 p_2 を生成するものである。そ

の様子を図2に示す。図2は、遺伝子長が10で、量子干渉交叉の対象となる親個体数が10個体の場合の例である。各行は量子干渉交叉前の親個体 p_2 の遺伝子情報であり、1遺伝子を表すセルの濃淡のそれぞれの集合は量子干渉交叉後新たに生成される子個体 p_2 の遺伝子情報を表している。各染色体が干渉し、斜め右下（対角線）方向に並んでいる遺伝子の集まりが新しい子個体として親個体に代わり次世代に引き継がれることになる。

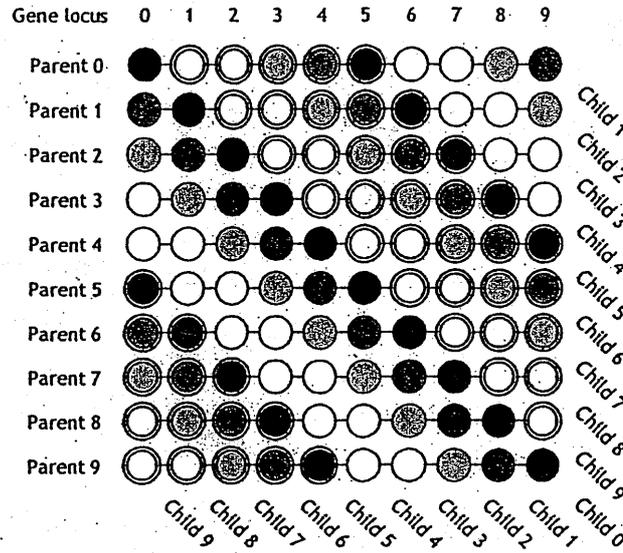


図2. 量子干渉交叉法

つまり、量子干渉交叉によって新しく生成される0番目の子個体Child 0の染色体は、親個体集団中の親個体Parent 0の遺伝子座0の遺伝子、親個体Parent 1の遺伝子座1の遺伝子、...、と抽出していき、最後に親個体Parent 9の遺伝子座9の遺伝子を繋ぎ合わせたものとなる。同様にして、量子干渉交叉の開始位置を親個体Parent 1に代えて処理する。つまり、1番目の子個体Child 1の染色体は、親個体Parent 1の遺伝子座0の遺伝子から親個体Parent 9の遺伝子座8の遺伝子までと、最初に戻って親個体Parent 0の遺伝子座9の遺伝子によって構成されることになる。

2.2.3. 量子GAの適用例

KPでは{0,1}のバイナリGAで行うのでこのような干渉で処理していきけるが、TSPでは次に来るべき遺伝子情報が既に生成中の新たな子個体に含まれていた場合、2度目に現れた重複都市名の昇順で次の都市名が代わりとなり、それを遺伝子情報として採用することとする。すなわち、2度目に現れた重複都市名が例えばCであったならDを代わりとし、Dも既に使われていればEとし、最後の都市名までいってもなければ最初の都市名に戻るようになる。ここで、量子干渉交叉の対象となる個体数 n_{QIX} は、先行研究[7]では個体の遺伝子長 m と等しい場合についてのみ述べられているが、 n_{QIX} が m より大きくても小さくても実行可能であることに注意していただきたい。

Narayanan等[7]の実験では、9都市の簡単なTSPに対してのみ実験を行っており、50回試行の平均値で比較した場合、量子干渉交叉を加えた量子GAでは古典的GAの約2/3の少ない探索世代数（量子GAは16.10世代、古典的GAは24.16世代）で最適解の発見に成功した例が示されている。以下、この量子干渉交叉の効果をより詳しく検討するために行った実験内容

とその結果を示し、量子干渉交叉の効果を考察する。

3. 量子干渉交叉の対象となる個体の選択法と局所探索を考慮した量子GAの実験

実験は、TSPLIBにある5つの問題 (burma14, ulysses16, gr17, gr21, そしてgr24) を対象とした (問題名の数値は都市数を表す)。先行研究[7]では9都市の問題のみを対象としていたが、ここではそれよりも2倍以上都市数の多いTSPLIBの都市配置を対象とした。

3.1. 量子GAにおける選択法

量子干渉交叉を行うとき、量子干渉交叉の親となる個体の選択法にはいくつか考えられる。先行研究[7]では9個の全個体を親として量子干渉交叉を適用しているが、本実験では、全個体数 n 個から一部を親個体として n_{QIX} ($\leq n$) 個をランダムに選択する方法を含め、以下に示す選択法に対して実験を行った。

- ・ランダム選択法 量子干渉交叉の対象個体をランダムに n_{QIX} 個選択する方法である。
- ・ルーレット選択法 量子干渉交叉の対象個体を適応度に比例する確率分布で n_{QIX} 個選択する方法である。
- ・エリート選択法 量子干渉交叉の対象個体を適応度の上位個体 (エリート個体) から順番に n_{QIX} 個選択する方法である。

さらに、選択した個体群を適応度の高い順に並べ替えた後に量子干渉交叉を行う場合の探索結果への影響も考慮するものとした。並べ替えの有無を明確に表記するため、並べ替えを行う場合には、上記表記法の右肩にsortの意味で s を付けるものとする。つまり、 QIX_{md} や QIX_{rt} において並べ替えを行う場合、それぞれ QIX_{md}^s と QIX_{rt}^s と書く。なお QIX_{elit} に関しては、量子干渉交叉の対象個体を選び出す段階で既に並べ替えられているため、再度並べ替えを行うことはしないものとする。つまり、 QIX_{elit} と QIX_{elit}^s は同じ方法ということになる (以降では QIX_{elit}^s で統一して表記する)。したがって、並べ替えの有無を考慮した選択法としては、 QIX_{md} 、 QIX_{md}^s 、 QIX_{rt} 、 QIX_{rt}^s 、そして QIX_{elit}^s の合計5種類となる。

また、TSPにおいては遺伝子情報の並びが重要であるため、量子干渉交叉を実行する前に、巡回開始都市である遺伝子座0の都市名を、選び出された親個体で先頭にして一致するように遺伝子を並べ替えることによる探索結果への影響も調べる実験を行った。

3.2. 量子GAにおける局所探索

一般に、古典的GAでTSPを解く場合、局所的な改善を目的としてしばしば2-Opt法が用いられるが、本実験においても2.1節や2.2.1節で述べたStep 5 [生殖] の突然変異の直前に用いるものとした。2-Opt法は、巡回路の一部を逆転することにより解の改善を試みる局所探索法であり、局所探索の結果はラマルク主義 (Lamarckism) により遺伝子型に反映させる。例えば、都市の巡回路で、図3のように $a \rightarrow b$ 、 $c \rightarrow d$ の2つの経路 (図3(a)) をそれぞれ $a \rightarrow c$ 、 $b \rightarrow d$ に変更し、同時にPath 2の逆順を作ってPath 3を生成した (図3(b)) とする。このとき、Path 2とPath 3は同じ距離であるので、変更前と変更後の巡回路長は変更部分の差となる。

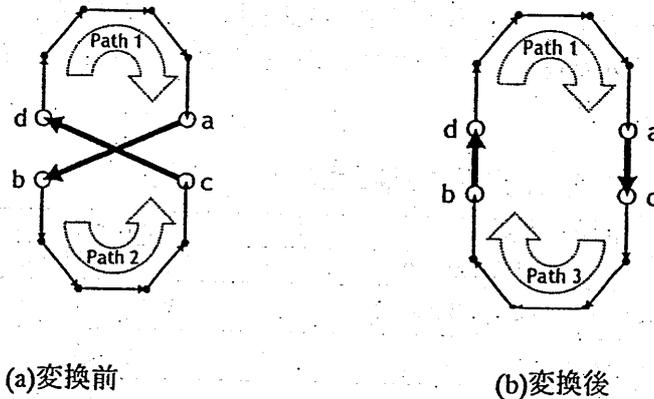


図3. 2-Opt法による巡回路変更の一例

つまり,

$$L(a,b) + L(c,d) > L(a,c) + L(b,d), \quad (1)$$

が成立すると, 変更が巡回路長を改善したことになるので, そのように染色体を再構成する. 一方, 式(1)が成立しない場合には, 染色体の再構成は行わずもとの染色体のままとする. 但し, $L(x,y)$ は, 経路 $x \rightarrow y$ の経路長を表す.

3.3. 量子GAの実験内容

表1に示すように, 上述の選択法(適応度による親個体群の並べ替えの有無も考慮するため合計5種類), 開始都市名一致の有無(2種類), そして2-Opt法の有無(2種類)のすべての組合せに対して, 量子干渉交叉率 r_{QIX} を10%~100%まで10%ずつ変化させる実験を, 1つの組合せに対して50回試行するものとした. 既に述べたとおり, 本実験においてはTSP LIBの5つの問題を対象としているため, つまり量子GAに対しては合計50,000回の数値実験を行った. さらに, 比較対象としての量子干渉交叉のない古典的GAについても50回の試行を2-Opt法の有無に対して行い, つまり合計500回の数値実験を行った.

適応度は巡回路長の逆数とし, 適応度に比例する確率分布で選んだ親個体に対して, まず古典的交叉を行う. 2個の親個体による1回の古典的交叉で1個の子個体が生成され, 合計 n 回の古典的交叉により, 親個体数と同数の子個体が生成される. 本実験で用いた古典的交叉法は, 巡回する順序に都市名を列挙した文字列を染色体とするパス表現でコード化されている場合でも致死遺伝子の生成を抑制する以下に示す交叉法[21]である.

Step 1 新たに生成する子個体の先頭遺伝子(0番目の遺伝子)を任意に決める(巡回路であるのでどの都市から開始しても構わない).

Step 2 子個体の遺伝子の1番目を決める. 決めようとする直前の遺伝子と同一な親遺伝子を見つけ, 親個体の染色体上で, その後ろを対象としてそれまでに決まった子個体の染色体に含まれていない遺伝子をそれぞれ2個の親について求める. その求めた遺伝子のうち, 直前の遺伝子(ここでは0番目の遺伝子)との経路長が短い方を子個体の1番目の遺伝子とする.

Step 3 子個体の遺伝子の2番目以降もStep 2と同様にして決める.

次に, この古典的交叉で新たに生成された子個体群に対して, 量子GAでは量子干渉交叉が量子干渉交叉率 r_{QIX} で行われる. 本実験においては, 量子干渉交叉の対象となる個体数

n_{QIX} は都市数と同数とした。

さらに、局所的な探索改善を目的とした2-Opt法が用いられ、最後に突然変異が行われ、次世代の集団生成が完了となる。突然変異は、突然変異率 r_M で実行し、その処理は1つの染色体上でランダムに選んだ遺伝子座の2つの遺伝子を入れ換えることで行った。

表1. 実験で使用したパラメータ値

Parameters	Values used
Number of all individuals n	200 individuals
Maximum number of generations g_{max}	2,000 generations
Crossover CX rate r_{CX}	100%
Number of individuals for CX n_{CX}	n individuals
Crossover QIX rate r_{QIX}	10% to 100% (10% steps)
Number of individuals for QIX n_{QIX}	Number of cities
Mutation rate r_M	0.1%

なお、全個体数 n は200個体、進化の最大世代数は2,000世代とし、それ以前に最適解を発見できれば進化を終了するものとした。本実験で用いたパラメータ値をまとめたものを、tbl:parametersに示す。使用した計算機環境は、CPUはIntel Pentium4-M 2.00GHz、RAMは768MB、OSはMicrosoft WindowsXP HEである。使用ソフトウェアは、Java言語を用いた。

4. 実験結果と考察

4.1. 最適解発見率と平均巡回路長

上述の5種類の選択法のうちで、最適解発見率が最も高かった方法に関する最適解発見率、平均巡回路長、そしてその選択法を、5つのTSPごとにまとめた実験を行った。この結果から、最初の4つのTSPについては、量子GA、古典的GAともに50回中50回の割合で最適解を発見できていることが分かる。そのため、両GA間での結果に差異は生じていないが、対象としたTSPのうち都市数の最も多いgr24では、開始都市名一致・不一致に関わらず、量子GAの方が古典的GAに比べ約10%ほど最適解発見率が上回っていることが認められる。なお、gr24に対する量子GAにおいて、開始都市名一致・不一致に関しては特に大きな差異は見られない。

ここでは、量子GAの可能性を調べることを目的としたため、まず最適解発見率に着目して実験結果をまとめている。最も高い最適解発見率を得た選択法や量子干渉交叉率については、残念ながら、この実験においてはその統一性は見られないが、少なくとも量子干渉交叉が最適解発見率の観点で有効に作用していることは確認できる。

平均巡回路長の推移の代表的な一例として、gr21に関する推移を図4に示す。この図は、横軸を世代とし、50回試行の平均巡回路長をプロットしたものである。この結果より、量子GAは開始都市一致・不一致に関わらず、古典的GAよりも最適解への早い収束が伺える。量子GAにおける開始都市一致・不一致で比較すると、開始都市一致は不一致に比べ探索のより早い段階で比較的短い巡回路を発見できている。これは、量子干渉交叉の実行前に開始都市が一致するように、TSPで重要となる遺伝子情報を並べ替えることで、より効率的な

探索が行われたものと考えられる。

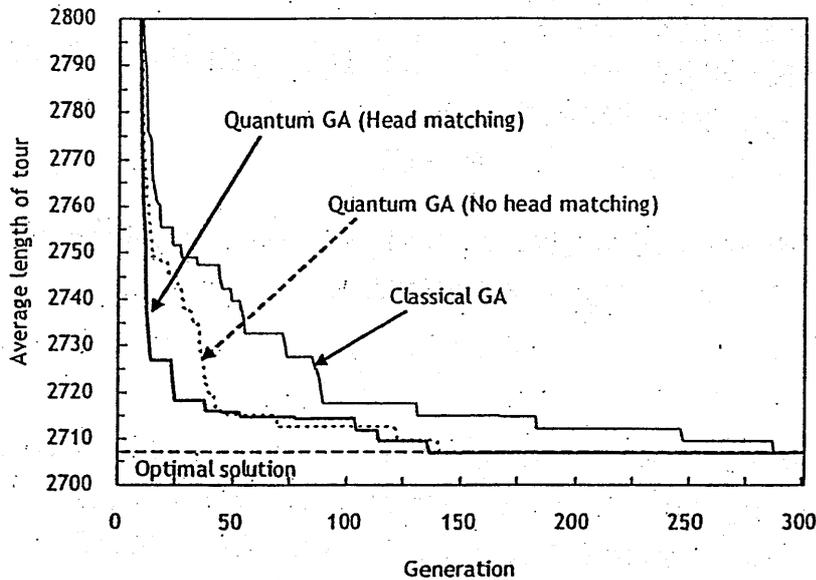


図4. 平均巡回路長の推移 (gr21の場合)

いずれのTSPに対しても、開始都市名一致・不一致に関わらず、量子干渉交叉のある量子GAの方が古典的GAよりも平均探索世代数の観点で優れていることが認められる。両GAにおいて最適解発見率が100.0%であった最初の4つのTSPについて、量子GAと古典的GAのそれぞれの平均探索世代数の平均値を求めると、量子GAは開始都市名一致の場合126.1世代、不一致の場合162.1世代、そして古典的GAは274.1世代となり、開始都市名一致の場合、量子GAは古典的GAの約46.0%、開始都市名不一致の場合は約59.1%の少ない探索世代数で済むことが分かる。この結果は、先行研究 [7]よりもよい傾向である。また、最適解発見率が100.0%に達していないgr24を含めた場合で、同様に量子GAと古典的GAのそれぞれの平均探索世代数の平均値を求めると、量子GAは開始都市名一致の場合352.8世代、不一致の場合384.9世代、そして古典的GAは493.2世代となり、最適解を発見できず進化の最大世代数まで探索が進むケースが両GAともに増え量子GAの効果は薄れるものの、それでも開始都市名一致の場合、量子GAは古典的GAの約71.5%、開始都市名不一致の場合は約78.0%の少ない探索世代数で済むことが確認できる。また、量子GAにおける開始都市一致・不一致に関しては、平均探索世代数の観点からは、量子干渉交叉の実行前に巡回開始都市である遺伝子座0の都市名を量子干渉交叉対象個体で一致させる方が、概ね良好な結果となった。

5. 量子免疫アルゴリズムの提案

5.1. 基本的な仕組み

提案する量子IAの基本的な仕組みは、古典的IAとほぼ同じであるが、その違いは抗体産生のオペレータに量子干渉交叉が組込まれていることにある。古典的IAでは抗体産生のオペレータとして主に古典的交叉と突然変異が用いられるが、量子IAでは古典的交叉と量子干渉交叉がそれぞれある割合で用いられる。つまり、今回対象としたTSPに関する量子IAの基本的な仕組みは、次のようになる。

Step 1 [抗原の認識] 抗原を入力情報として認識する。今回の実験では、TSPの都市配置（都市間距離）が抗原となる。

Step 2 [初期抗体群の生成] ランダムに初期世代 ($t=0$) の抗体群 $P(0)$ を生成する。抗体には、巡回する順番に都市名をコーディングする。つまり、都市名を一元的に並べた配列を抗体とする。

Step 3 [親和度・類似度の計算] まず、抗原と抗体 v の親和度 Φ_v は式(1)で定義する。但し、 L_v は抗体 v の巡回路長である。

$$\Phi_v = 1/L_v. \quad (2)$$

次に、抗体 v と抗体 w の類似度 $\Psi_{v,w}$ は式(2)で定義する。但し、 $H_{v,w}$ は抗体 v, w 間における同じ移動の数²、 N_{city} は巡回すべき都市数である。

$$\Psi_{v,w} = H_{v,w}/N_{city}. \quad (3)$$

対象としたTSPでは巡回する方向は特に問わないため、順・逆の両方向に関して類似度 $\Psi_{v,w}$ を算出し、より高い値を採用するものとした。逆方向の場合がより高い類似度 $\Psi_{v,w}$ であった場合、抗体にコーディングされている都市名を逆順に入れ替える操作を行う。

Step 4 [濃度の計算] Step 3で求めた類似度 $\Psi_{v,w}$ の総和として抗体 v の濃度 Θ_v を計算する。濃度 Θ_v は式(3)で定義する。但し、 N_a は総抗体数、 T_Ψ は類似度 $\Psi_{v,w}$ の閾値であり、 $u_a(z)$ は式(4)で定義される単位ステップ関数である。

$$\Theta_v = \frac{1}{N_a} \sum_{w=0}^{N_a-1} u_{T_\Psi}(\Psi_{v,w}). \quad (4)$$

$$u_a(z) = \begin{cases} 1 & \text{for } z \geq a, \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (5)$$

Step 5 [記憶細胞・サブレッサーT細胞への分化] Step 4で求めた濃度 Θ_v の高い(閾値 T_Θ を超えた)抗体 v を記憶細胞候補 v^* とする。記憶細胞が上限数 M に達するまでは、候補 v^* と現時点の記憶細胞 m との最も高い類似度 $\Psi_{v^*,m}$ が閾値 T_Ψ^m 未満であれば、候補 v^* を記憶細胞 m に分化させる。記憶細胞が上限数 M に達した後は、候補 v^* との類似度 $\Psi_{v^*,m}$ が最も高い記憶細胞 m の親和度 Φ_m と候補 v^* の親和度 Φ_{v^*} を比較し、 $\Phi_m < \Phi_{v^*}$ のときのみ当該記憶細胞 m を候補 v^* で更新する。

次に、記憶細胞候補 v^* と同じ遺伝子を持つサブレッサーT細胞 s を分化させ、サブレッサーT細胞 s との類似度 $\Psi_{v^*,s}$ の高い(閾値 $T_{\Psi_1}^s$ 以上の)抗体 v を消滅させる。その後、消滅した抗体に代わる新しい抗体をStep 2と同じ方法で生成し、Step 3,4と同じ計算処理を行う。

Step 6 [終了判定] 予め指定された進化の終了条件を満たしていればStep 9へ、な

²巡回路の似ている度合いは、どの都市からどの都市へ移動しているのか調べ、同じ移動がどれだけあるかで評価するものとした。

ければStep 7へ進む。

Step 7 [抗体産生の促進と抑制] 抗体 v に対して次世代に残る期待値 E_v を計算する。期待値 E_v は、式(5)で定義する。但し、 N_s はサプレッサーT細胞の総数、 $T_{\Psi_2}^s$ は類似度 $\Psi_{v,s}$ の閾値、 k はサプレスパワー（今回は $k=1.0$ ）である。次に、親和度 Φ_v の低い抗体 v から $N_a/2$ 個を淘汰する。

$$E_v = \frac{\Phi_v \prod_{s=0}^{N_s-1} \left(1 - (\Psi_{v,s})^k u_{T_{\Psi_2}^s}(\Psi_{v,s})\right)}{\Theta_v \sum_{w=0}^{N_a-1} \Phi_w} \quad (6)$$

Step 8 [抗体の産生] 期待値 E_v に比例する確率分布を用いて重複を許して $(N_a/2) \times r_{CX}$ 組の親抗体のペアを選び、古典的交叉により $(N_a/2) \times r_{CX}$ 個の子抗体を産生する。さらに、 $(N_a/2) \times r_{QIX}$ 個の親抗体をランダムに選び、量子干渉交叉により $(N_a/2) \times r_{QIX}$ 個の子抗体を産生する。ここで、 r_{CX} は古典的交叉で産生する子抗体の割合、 r_{QIX} は量子干渉交叉で産生する子抗体の割合であり、 $r_{CX} + r_{QIX} = 1.0$ である。次に、両交叉で産生された合計 $N_a/2$ 個の子抗体に突然変異のオペレータを突然変異率 r_M で作用させ、Step 7で淘汰された分の抗体を補充する。その後、Step 3へ戻る。なお、今回の実験においては、局所的な探索改善を目的として、突然変異の直後で2-Opt法を全抗体 N_a 個に対して用いるものとした。

Step 9 [進化終了] 予め指定された条件を満足したため、進化を終了する。

5.2. 量子干渉交叉法の導入

量子IAにおける量子干渉交叉の処理手順を、例を挙げて説明する。Narayanan等[7]が提案した量子干渉交叉は、抗体 v を親抗体としてそれらの遺伝子情報を並べて斜め右下方向に遺伝子を1つずつ抽出して、新しい子抗体 v' を生成するものである。その様子は量子GAと同様で、図2に示されている。ここで、量子干渉交叉の対象となる抗体数 n_{QIX} は、先行研究[7]では抗体の遺伝子長 l と等しい場合についてのみ述べられているが、 n_{QIX} が l より大きくても小さくても実行可能である。また、このような量子干渉交叉は、抗体がコヒーレントな（可干渉性の）状態となり、多くの抗体間で干渉していることになる。

6. 巡回セールスマン問題への適用実験

6.1. 実験内容

量子IAの効果を確認するため、数値実験を行った。本実験では、Step 7 [抗体産生の促進と抑制]で淘汰された $N_a/2$ 個の抗体を補充するStep 8 [抗体の産生]において、古典的交叉で新たな抗体を産生する割合と量子干渉交叉で産生する割合を、それぞれ1.0から0.0まで-0.1の間隔、0.0から1.0まで+0.1の間隔で変化させるものとして、各条件ごとに100回試行したときの最適解発見率と平均巡回路長を評価した。対象は、TSPLIBに含まれる101都市配置のeil101（最適解の巡回路長は629）とし、終了条件として、最大世代数に達するか最適解が発見できた時点で探索を終了するものとした。なお、TSPにおいては遺伝子情報の

並びが重要であるため、量子干渉交叉を行う前に、巡回開始都市である遺伝子座0の都市名を、選ばれた親抗体で先頭にして一致するように遺伝子を並べ替えるものとした。また、古典的交叉としては、巡回する順序に都市名を列挙した文字列を抗体とするパス表現でコード化されている場合でも致死遺伝子の生成を抑制する文献 [21]の交叉法を用いた。

使用した計算機環境は、CPUはAMD Athlon XP 2500+, RAMは1GB, OSはMS Windows 2000である。使用ソフトウェアは、JDK 1.4.2_02である。

6.2. 実験結果と考察

各試行における最短巡回路長の平均（平均巡回路長）、最適解の巡回路長629に対する最適解の巡回路長629と平均巡回路長との差の相対誤差率、そして試行回数あたりの最適解発見率を実験で確かめた。最適解発見率（棒）と平均巡回路長（折れ線）をグラフ化したものを図5に示す。なお、古典的IA、量子IA共に記憶細胞が発見した解の集合であるため、最短巡回路長の平均には記憶細胞に対する平均巡回路長を示すものとする。

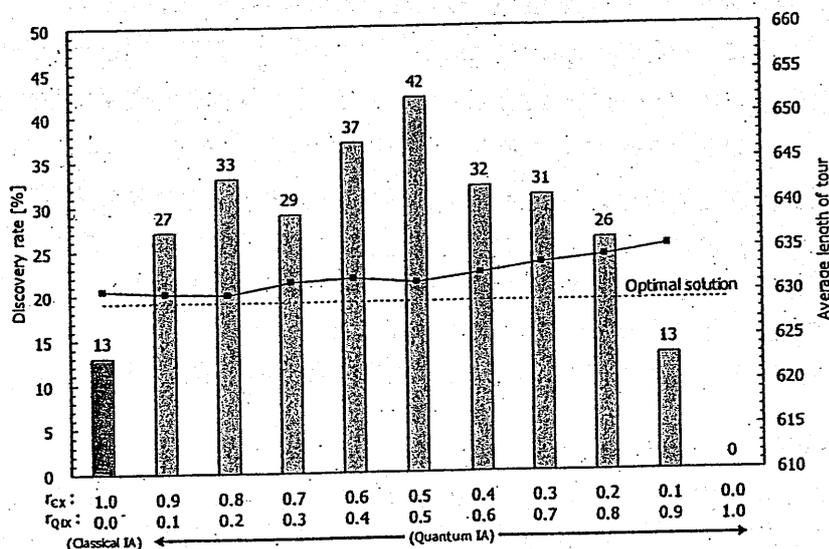


図5. 古典的IAと量子IAにおける最適解発見率（棒）と平均巡回路長（折れ線）の比較

これらの結果から、量子IAは最適解発見回数の観点で古典的IAよりも優れていることが分かる。特に、量子IAにおける $(r_{cx}, r_{qix}) = (0.5, 0.5)$ のときの最適解発見率は42%で、古典的IAの13%に比べ約3.2倍の最適解発見率の向上が確認できる。これは、量子干渉交叉が抗体の多様性を維持し、局所解からの脱出に貢献できた結果であるものと考えられる。

次に、平均巡回路長について考察すると、最も短い平均巡回路長は、量子IAにおける $(r_{cx}, r_{qix}) = (0.8, 0.2)$ のときの630.00であり、そのときの相対誤差率は0.16%である。平均巡回路長は量子干渉交叉率が増えるに従い増加傾向にあるが、これは抗体の多様性が増えたためと考えられる。平均巡回路長の観点からは、 $(r_{cx}, r_{qix}) = (0.0, 1.0)$ のときを除きいづれの解法においても相対誤差率は1%未満であり、解法の種類における著しい差異は見られなかった。ここで、 $(r_{cx}, r_{qix}) = (0.0, 1.0)$ のときの平均巡回路長に注目すると、図5にプロットされていないが、これは記憶細胞に分化した抗体が1つもなかったためである。このような現象が起きた理由としては、量子干渉交叉による過剰な多様化が考えられる。

なお、量子IAの r_{cx} と r_{qix} の全組合せにおいて、全試行（=10組合せ×100試行）のう

ちで最適解が求まった時点での1試行あたりの平均探索時間は約362秒で古典的IAより多少短く、量子干渉交叉の割合が増すに従い減少傾向にあった。また、同条件における量子IAでの1試行あたりの平均探索世代数は約5,482世代で古典的IAの場合とさほど変わらず、量子干渉交叉の割合による影響も余り見られなかった。

7. おわりに

量子干渉効果を模擬した量子干渉交叉と呼ばれる手法を古典的GAの遺伝的オペレータに組み込んだ量子GAは、最適解発見率および平均探索世代数の観点で、古典的GAに比べ優れた性能を有することが、対象としたTSPLIBの5つの都市配置に関して確認できた。また、平均探索世代数の観点からは、量子干渉交叉の実行前に巡回開始都市である遺伝子座0の都市名を量子干渉交叉対象個体で一致させる方が、概ね良好な結果が得られることが分かった。その際、各TSPに対して平均探索世代数が上位3位までに安定して入る選択法は、今回の実験条件の下では QIX_{md} であることが確認できた。さらに、局所的な探索改善を目的とする2-Opt法には、量子GAの特徴である量子干渉交叉による探索世代数の削減効果をさらに向上させる効果があった。

また、量子干渉効果を模擬した量子干渉交叉を古典的IAにおける抗体産生のオペレータに初めて組込むことで、実験で利用したeil101に対してのみではあるが、最適解発見率は最高で42%となり、古典的IAに比べ約3.2倍の最適解発見率の向上が確認できた。

今後は、量子干渉交叉対象個体のどの選択法が最も優れており、どの程度の量子干渉交叉率が最適であるかについて、さらに都市数を増やして実験を行い、より詳しく分析していくことが課題である。また、提案する量子IAをTSPLIBの他の問題や、量子IAはTSPに特化した解法ではないため、それ以外の組合せ最適化問題に適用できると考え、より詳細に分析し探索性能の向上を図っていきたい。

参考文献

- [1] Holland, J. H.: *Adaptation in Natural and Artificial Systems: An Introductory Analysis with Applications to Biology, Control, and Artificial Intelligence*, Univ. of Michigan Press, Ann Arbor (1975).
- [2] Goldberg, D. E.: *Genetic Algorithms in Search, Optimization, and Machine Learning*, Addison-Wesley, Reading, Mass. (1989).
- [3] 北野宏明: 遺伝的アルゴリズム, 産業図書, 東京 (1993).
- [4] 伊庭育志: 遺伝的アルゴリズム, 医学出版, 東京 (2002).
- [5] Nielsen, M.A. and Chuang, I.L.: *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, New York (2000).
- [6] 中山茂: 量子論理ゲートでの平方根ゲートの考察, 日本計算工学会論文集, No. 20040021 (2004).
- [7] Narayanan, A. and Moore, M.: Quantum-inspired Genetic Algorithms, *Proc. IEEE International Conference on Evolutionary Computation*, pp. 61-66 (1996).
- [8] Menneer, T.S.I. and Narayanan, A.: Quantum-inspired neural networks (QUINNS), *Technical report, Department of Computer Science, University of Exeter, Exeter EX4 4PT, UK*, Research Report 329 (1995).
- [9] Kak, S.C.: *Quantum Neural Computing*, *Advances in Imaging and Electron Physics*, Vol. 94, pp. 259-313 (1995).
- [10] Ricks, B. and Ventura, D.: Training a Quantum Neural Network, *Neural Information Processing Systems* (2003).
- [11] Ventura, D.: Artificial Associative Memory Using Quantum Processes, *Proc. the International Conference on Computational Intelligence and Neuroscience*, Vol. 2, pp. 218-221 (1998).

- [12] 王宇, 鶴沢偉伸, 由井蘭隆也, 佐藤公則, 中山茂: 遺伝的局所探索に基づく耳画像を用いた個人識別の研究, 電気学会論文誌, Vol. 124-C, No. 6, pp. 1267-1273 (2004).
- [13] Curtis, D. and Meyer, D.A.: Towards quantum template matching, *Quantum Communications and Quantum Imaging, Proc. of SPIE*, 5161 (2003).
- [14] Han, K.-H. and Kim, J.-H.: Quantum-inspired Evolutionary Algorithm for a Class of Combinatorial Optimization, *IEEE Trans. Evolutionary Computation*, Vol. 6, No. 6, pp. 580-593 (2002).
- [15] 山本芳嗣, 久保幹雄: 巡回セールスマン問題への招待, 朝倉書店, 東京 (1997).
- [16] 彭剛, 飯村伊智郎, 中山茂: 巡回セールスマン問題における多重発見的探索法の検討, 日本計算工学会論文集, Vol. 6, pp. 155-161 (2003).
- [17] 飯村伊智郎, 松岡賢一郎, 中山茂: 1次元トラス網状離島モデルに基づく遺伝的局所探索における島間距離戦略の検討, 電気学会論文誌, Vol. 125-C, No. 1, pp. 84-92 (2005).
- [18] 飯村伊智郎, 松留貴文, 中西達哉, 中山茂: 巡回セールスマン問題におけるACOによる個性アリ戦略の検討, 電子情報通信学会論文誌, Vol. J88-D-I, No. 4, pp. 900-905 (2005).
- [19] 飯村伊智郎, 松留貴文, 中山茂: 群知能ACOにおける女王アリ戦略の検討, 電子情報通信学会論文誌, Vol. J88-D-I, No. 10 (2005). (印刷中)
- [20] 飯村伊智郎, 池端伸哉, 中山茂: オブジェクト共有空間を用いた並列遺伝的アルゴリズムにおけるノアの箱舟戦略の検討, 情報知識学会誌, Vol. 13, No. 2, pp. 1-17 (2003).
- [21] 平野広美: 遺伝的アルゴリズムプログラミング, パーソナルメディア, 東京 (1995).
- [22] 森一之, 築山誠, 福田豊生, “免疫アルゴリズムによる多峰性関数最適化,” 電学論C, vol. 117, no. 5, pp. 593-598, 1997.
- [23] 本間俊雄, 加治広之, 登坂宣好, “免疫アルゴリズムによるトラス構造の多目的最適化と解の多様性,” 日本建築学会構造工学論文集, vol. 49B, pp. 309-317, 2003.
- [24] 飯村伊智郎, 杜曉冬, 中山茂, “免疫アルゴリズムによる複数画像領域探索の検討 情報処学論, vol. 46, no. 6, 2005. (印刷中)

接地導体形態制御アンテナの開発

Reconfigurable Antennas Based on Controlling Topology of Ground Metal Plane

藤島 丈泰 松下 明生 菅野 浩 寒川 潮 崎山 一幸

Tomoyasu FUJISHIMA Akio MATSUSHITA Hiroshi KANNO Ushio SANGAWA Kazuyuki SAKIYAMA

松下電器産業 (株) 先端技術研究所

Advanced Technology Research Laboratories, Matsushita Electric Industrial Co., Ltd.

2005年10月28日
(於 松下電器産業 (株))

輻射科学研究会

The Radiation Science Society of Japan

1. 背景

インターネットが普及して WWW(World Wide Web)による情報ネットワークが現代社会の重要なインフラとなり、さらに携帯電話や無線 LAN(Local Area Network), GPS(Global Positioning System)などの移動体通信技術の進歩とあいまって、いつでもどこでも容易に情報を入手できるユビキタス社会が実現しようとしている。今後、さらに次世代の携帯電話、超高速の無線 LAN, 地上波デジタルテレビ, Zigbee などの狭エリアネットワークなど多様な通信・放送規格の広がりが期待され、ネットワークの多様化が加速度的に進んでいる。このような中、空間を伝搬する電波と情報端末のゲートウェイであるアンテナに対し、多様な通信・放送規格に柔軟に対応できる特性が求められている[1,2]。具体的には、アンテナの放射する周波数帯域と、放射指向性を含めた利得を可変できる特性が必要である。

弊社では、特に屋内の電気機器間を無線ネットワークで接続することにより、機器間の情報通信のケーブルレス化による利便性の向上と通信速度の高速化を目指して研究開発を進めている。特に、屋内の高速無線通信を実現するためには、直接到来波と反射波の干渉として生じるマルチパス・フェージングにより通信速度が低下することが大きな課題となる。また、直進性の高い周波数帯の電磁波を用いた通信においては、人の往来などで電波の伝搬経路が一時的に遮断されても通信状態を維持・継続できるロバスト性が必要である。屋内無線 LAN では、フェージングの対策として多数の周波数チャンネルを並列に利用する OFDM(Orthogonal Frequency Division Multiplex)が利用され、他の通信システムにも波及している。また、逆に多数の反射波を積極的に活用して通信速度を向上する試みである MIMO(Multi Input Multi Output)技術の研究も進められている。本研究は、フェージング対策の最も基本的な解決法としての指向性制御アンテナの開発に関するものである。指向性の制御により、妨害波や遅延波などのノイズ信号の受信を抑制し、所望の信号の利得を高めることができる。そのため、通信回路に設けるフィルタなどの設計が容易になり、データの送受信速度を高めることができる。屋内電気機器に求められる小型化と簡便性を実現するため、マイクロストリップアンテナの接地導体板の形態を制御することの利点と課題、設計例について解説する。

2. 接地導体形態制御アンテナの概念

無線通信などに使用されるアンテナの放射特性は、導体部分を通る電流および開口部分に生じる電界で決まる。放射指向性制御を行うアレーアンテナなどに代表される機能化アンテナは、従来、放射器に着目した各種の制御を中心に行われていた。一方で、接地導体を有するアンテナでは、接地導体の特性(形状や大きさなど)が放射特性に大きな影響を与えることが知られている。一方、放射器と比較すると、接地導体の電流密度は小さいため、形態を変化させたときに生じる導体損失が低いことや、スイッチなどのデバイスを平面基板の裏面に実装することができることが、接地導体の形態を制御するときの利点である。一面に広がった接地導体板は形状を変更できる余地が多いため、形状を自在に制御することで、放射指向性や周波数、偏波などの諸特性を自由に可変できると期待できる。本研究のコンセプトは、放射器の代わりに接地導体の形態の制御を積極的に行うことで、アンテナを高機能化することにある。

図 2.1 は 3 次元接地導体形態制御マイクロストリップアンテナ (3-Dimensional Topology-Controlled Ground metal plane based Antenna : 3D-TCGA) の概念図である。本アンテナの構成は、誘電体基板の上面のストリップ線路(給電線路)と、裏面の接地導体からなる。接地導体は誘電体基板の面に沿ってマトリクス状に分割され、形成する導体エレメントごとに誘電体基板との距離を変化させることができる。従って、接地導体の平面形状は凹凸を有した形状となり、接地導体表面を流れる電流経路に特有の効果をもたせることで放射指向性を制御することができる。しかし、本アンテナは、接地導体として機能させながら導体エレメントの位置を可動させる構成が困難であるという課題が次第に明らかになった。

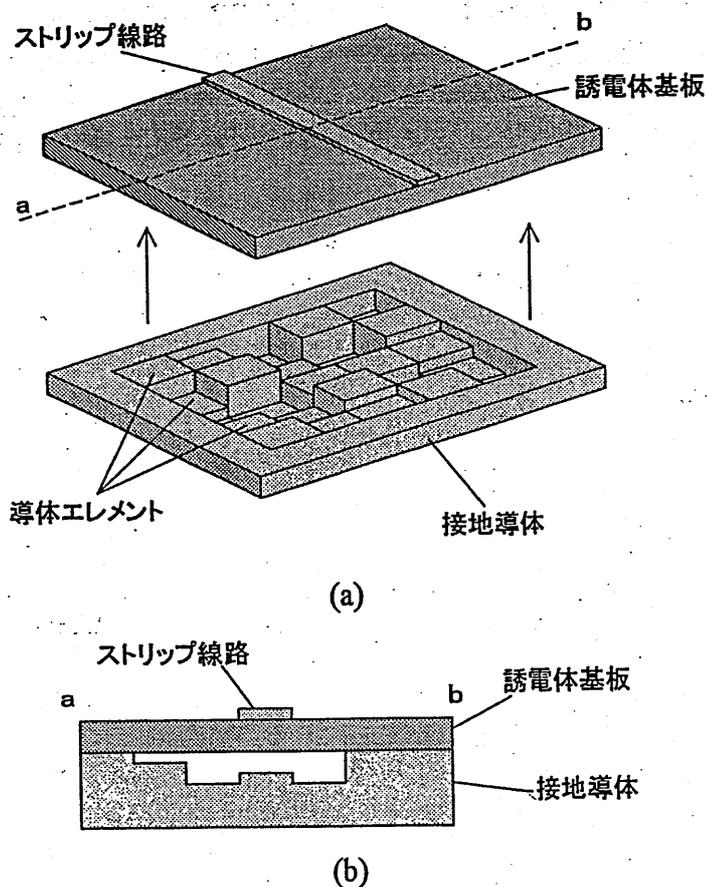


図 2.1 3次元接地導体形態制御マイクロストリップアンテナの概念図。

(a) 鳥瞰図, (b) 断面図

そこで、接地導体の電流経路を 2 次元面内で可変する 2 次元接地導体形態制御アンテナ (2-Dimensional Topology-Controlled Ground metal plane based Antenna : 2D-TCGA) を考案した。図 2.2 に 2D-TCGA によるマイクロストリップパッチアンテナ (以下、パッチアンテナ) の概念図を示す。従来のパッチアンテナは、誘電体基板の表面に設けられ給電線路に接続された放射器 (パッチ) と、基板の裏面に設けられた接地導体から構成される。本アンテナは、接地導体層の主要部を基盤の目状に配列した正方形の微小導体 (導体セルと呼ぶ) と、導体セル間を接続するスイッチのアレーとして構成する。スイッチの一部を開放することにより、接地導体面内にスロット (導体の開口部分) を明示的に形成することができ、このスロットを用いて放射指向性の制御を行うことができる。以下では、これら二つのアンテナについて報告する。

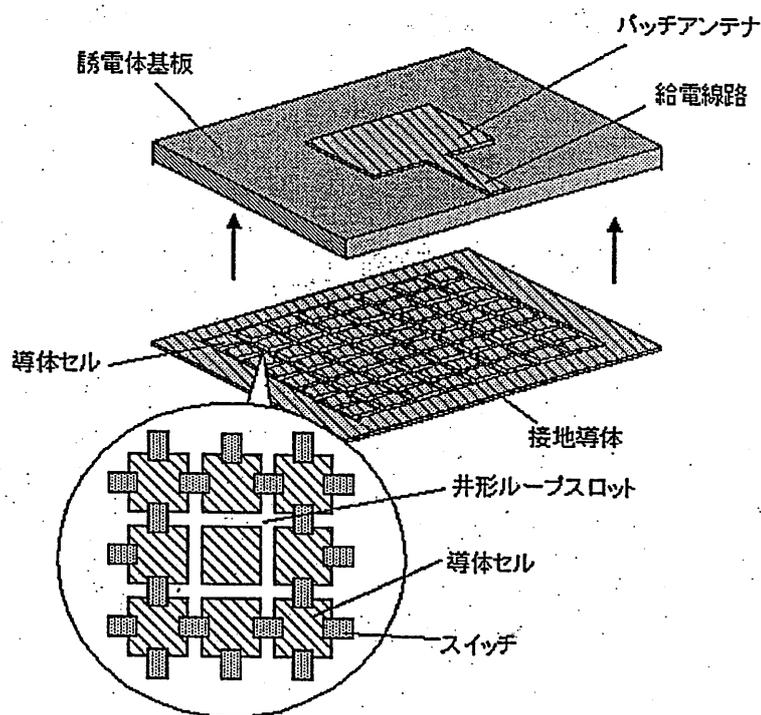


図 2.2 2 次元接地導体形態制御パッチアンテナの概念図。

3. 3次元接地導体形態制御マイクロストリップアンテナ(3D-TCGA)

3.1. 設計例

図 3.1.1 に 60GHz 帯を中心に設計した 3D-TCGA の図面を示す。誘電体基板の表面にストリップ線路があり、裏面に接地導体が設けられている。基板の大きさ 10 mm×10 mm に対し、中央部の 1.5 mm×1.5 mm の領域の接地導体を、ストリップ線路に平行な方向と垂直な方向にそれぞれ 5 マスずつのマトリクスに分割し、その結果として上面が縦横 0.3 mm×0.3 mm の正方形となる 25 個の導体エレメントを形成する。各々の導体エレメントの上面を深さ D だけ、ストリップ線路から遠ざける方向へ誘電体基板と垂直に変位させる。ここで示す電磁界シミュレーションでは、導体エレメントの変位によって生じた接地導体表面の「くぼみ」の部分も基板材料と同じ誘電体が満たされるものとした。しかし、現実には上記のようにして生じる「くぼみ」には空気や他の媒質で満たすことも考えられる。

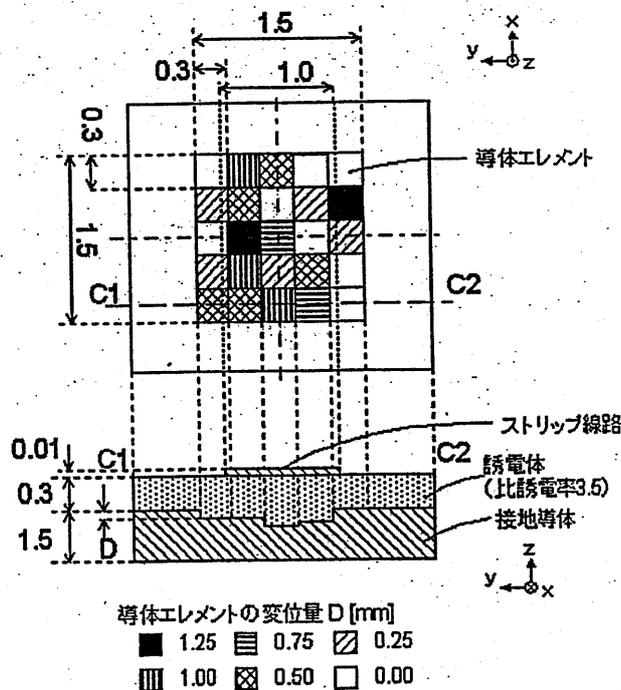


図 3.1.1 3次元接地導体形態制御マイクロストリップアンテナの中央部の設計例
(数字の単位はミリメートル)。

25 個の導体エレメントをシフトする深さ D は 0.00, 0.25, 0.50, 0.75, 1.00, 1.25 mm のいずれかとした。図 3.1.1 の上図に示した導体エレメントの変位深さ D の配列パターンはランダムに選んだものであるが、導体エレメントの上面の大きさ、およびシフト深さ D は 60 GHz 近傍で基板へ入力されるエネルギーが高まるように設計した。また、マイクロストリップ線路の幅は、導体エレメントのシフト深さ D が 0 であるときの接地導体の位置に対して 50 Ω となるように設定した。また、マイクロストリップ線路は基板端で入出力ポートに接続しており、50 Ω で無反射に設定している。また、導体部分は完全導体とした。誘電体基板の誘電損失は 0 であると仮定した。

3.2. 高周波特性の評価

図3.2.1に設計した3D-TCGAの反射信号出力特性(Abs(S11))、通過信号出力特性(Abs(S21))を示す。図3.2.1には、平面状接地導体(Flat Ground)基板の特性も併記した。図から、3D-TCGAは、平面状接地導体基板と比べて全帯域において反射信号出力が増大し、通過信号出力が低下している。これは、接地導体の形態を変えたことにより入力信号が反射されて入力ポートに戻る割合が高くなったことを示している。ここでは、3D-TCGAが60GHz近傍で反射信号出力を極小とするように設計したが、同時に通過信号出力が極大となっているため、空間へ放射されるエネルギー(放射損失)が極大となったかは自明ではない。

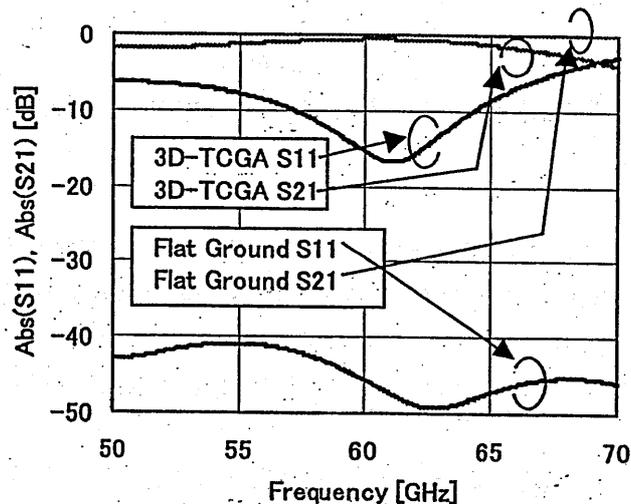


図3.2.1 3次元接地導体形態制御マイクロストリップアンテナの高周波特性

そこで、図3.2.2には入力ポート、出力ポートのいずれかに出力されたエネルギーの入力エネルギーに対する割合の周波数特性を示した。平面状接地導体基板の場合は、全帯域でほぼ一定の割合(96%)のエネルギーがポートに戻っているが、3D-TCGAの場合は、ポートに戻るエネルギーの割合が86~90%まで低下しており、周波数特性が見られる。導体損失と誘電損失が生じない条件としているので、それぞれの基板においてポートに出力されないエネルギーは、空間へ放射されたか、もしくは計算の誤差と考えられる。計算の誤差は無視できると見なせば、3D-TCGAは、10%程度のエネルギーを空間へ放射していることがわかる。また、反射出力特性が60GHz近傍で極小となるように設計したが、放射エネルギーは60GHz近傍で極大とはならなかったことが確認された。

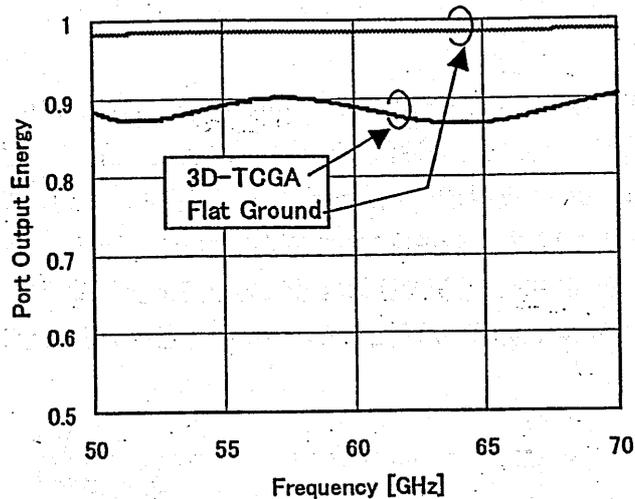


図 3.2.2 3次元接地導体形態制御マイクロストリップアンテナのポート出力エネルギーの周波数特性

3.3. 放射特性の評価

図 3.3.1 に設計した 3D-TCGA の E 面放射指向性利得, 図 3.3.2 に H 面放射指向性利得を示した。これらには, 前節と同様に, 平面状接地導体 (Flat Ground) 基板からの特性を併記した。マイクロストリップ線路から電磁波は放射されないが, シミュレーションの際に有限の大きさの導波管ポートを入出力に用いるため, 入出力ポートにおいて放射が生じており, 平面状接地導体基板のデータはそのような微弱なエネルギーの特性に相当する。

また, E 面と H 面, および仰角 (Elevation Angle) の方向について図 3.3.3 に示した。E 面とはマイクロストリップ線路の電界の方向を含む面であり, 図 3.1.1 における XZ 平面を意味する。同様に, H 面とは磁界の方向を含む面, すなわち YZ 平面を表す。仰角 (Elevation Angle) は, 0 度方向が Z 軸の方向であり, E 面では X 軸の方向を 90 度方向, H 面では Y 軸の方向を 90 度方向とした。

図 3.3.1 の E 面放射指向性は, 平面状接地導体基板ではポートでの放射の干渉と考えられる多数の山と谷が見られる。3D-TCGA においても干渉の影響は見られるが, 仰角 -20 度方向に強い指向性が出ているのが特徴的である。図 3.3.2 の H 面放射指向性は, 平面状接地導体基板では仰角が正の方向と負の方向の放射指向性のパターンが対称であるのに対し, 3D-TCGA では, 仰角 -45 度方向の指向性が強く出る傾向を示している。また, ここでは示さないが, 周波数を変えると, 主ビームの方向は次々と変わっていくことがわかっている。これは, 図 3.1.1 の形状は周波数によって電界の強い領域が次々と変化していき, 多共振に近い特性を示しているためであると考えられる。

上記より, 3 次元的な接地導体の形態の制御により放射指向性が変化させられることがシミュレーションで確認できた。しかし, 放射指向性, 利得などの種々の特性を満たすための, 接地導体形状の明確な設計指針がなく, 図 3.2.2 からわかるように放射効率も低いことがわかった。また, 具体的に接地導体の導体エレメント間の導通をとりながら可動させ, 変位をさせる構成は困難である。現在までのところでは, 任意の特性を満足させる接地導体の形態を決定するためには, 遺伝アルゴリズムなど, 計算機を用いた形態設計の最適化アルゴリズムを利用するのが最も時間を短縮できる。

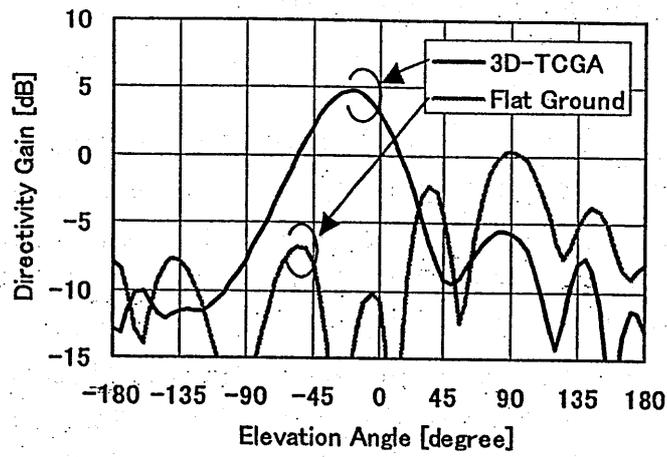


図 3.3.1 3次元接地導体形態制御マイクロストリップアンテナ E面放射指向性利得

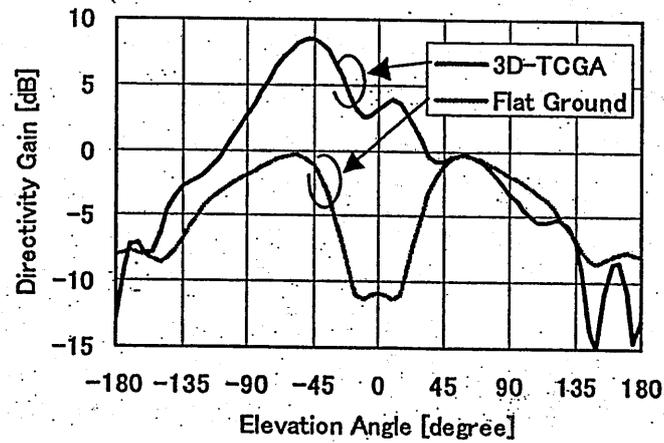


図 3.3.2 3次元接地導体形態制御マイクロストリップアンテナ H面放射指向性利得

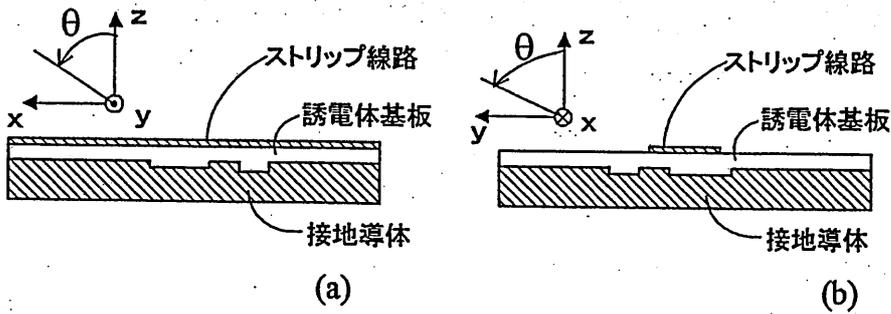


図 3.3.3 基板断面図. (a) E面断面図、(b) H面断面図

4. 2次元接地導体形態制御パッチアンテナ(2D-TCGA)

4.1. 設計指針

図 4.1.1 に、2D-TCGA によるパッチアンテナの設計図面を示す。正方形の誘電体基板の表面中央にパッチアンテナを配し、裏面の中央部は、正方形の導体セルが縦横 10 マスずつの基盤の目状に等間隔に配列した構成となっている。このとき、パッチの共振モードにおける電界の方向に平行な方向と垂直な方向のいずれかに沿って導体セルを配列している。図(b)に示しているように、隣接する導体セルの向き合った辺のそれぞれの中央間をスイッチなどの素子で接続する。接続素子は、PIN ダイオードや FET などのスイッチが望ましいが、その場合は制御・バイアス線路の設け方が課題となる。スイッチ以外に、インピーダンスや自己共振を考慮の上でキャパシタやインダクタなどのチップ素子を利用することもできるし、導体パターンを作りこむことで接続することも可能である。また、一枚の基板の中で、これらを併用することも可能である。すなわち、スイッチを実装するのは必要な箇所のみとし、その他の部分は導体パターンやチップ素子の接続とすることもできる。

また、下記の設計では、導体セルの周囲を一周する接地導体層周縁部を設けている。この部分は接地電位の基準(DC 0V)として利用できるが、必ずしも設ける必要はない。

下記図面では、パッチの大きさ(一辺約半波長の正方形)に対し、導体セルの配列周期が約 2 分の 1 (約 4 分の 1 波長)となっている。接地導体を周期構造とすると、配列周期で決定される共振波長(接地導体の共振波長)の近傍の電磁波は給電線路を伝搬する途中で反射されるため放射器まで到達することができない。下記の場合では、パッチアンテナの共振周波数の電磁波が、低損失で給電線路を伝搬できるように、導体セルを設計すればよい。導体セルの配列周期をパッチアンテナの共振波長に対して 4 分の 1 とすることで、導体セルの配列から反射される帯域(遮断帯域)の中心周波数が、パッチアンテナの共振周波数の約 2 倍となる。この場合のパッチアンテナの共振周波数は、接地導体の配列で決まる遮断帯域よりも十分離れるため、信号は低損失に伝搬してパッチアンテナに達することができる。以上が、パッチアンテナを最低次モードで利用する場合を想定した導体セルの配列周期に関する考察である。

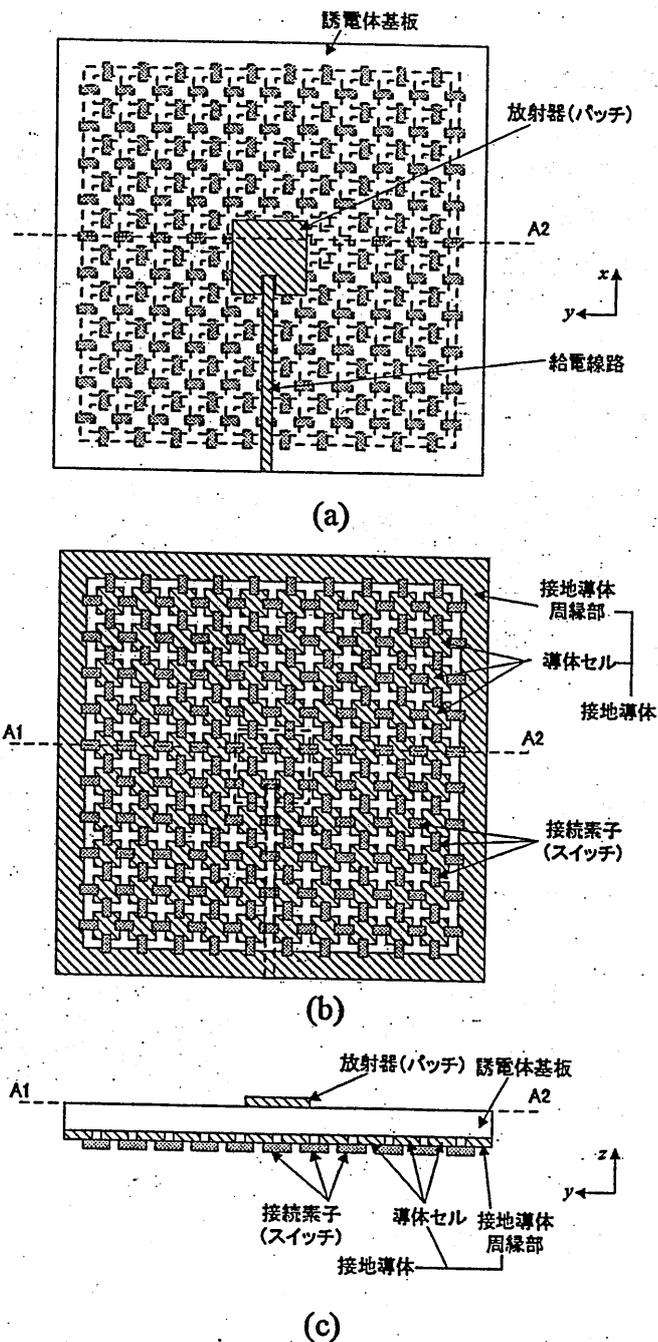


図 4.1.1 2次元接地導体形態制御パッチアンテナ設計図面。(a) 表面図, (b) 裏面図, (c) 断面図。

4.2. スロットの共振モード

図 4.1.1 に準ずる接地導体を有するパッチアンテナにおいて、どのように接地導体の形態を作ると放射特性が制御できるかは自明ではない。最も簡単な場合として、1導体セルを周囲の導体セルから開放するとき、マイクロストリップ線路(すなわちパッチアンテナ)とよく電磁結合を行う共振モードを有するスロットが形成できるので、これについて説明する。

図 4.2.1 (a)は、3行3列の導体セルの配列とこれらを接続する接続素子の模式図である。図中の中央の導体セルAに対し、導体セルAとその周囲の四方向の導体セルの間が、接続素子B-1, B-2, B-3, B-4

で導通状態であることを示している。ここで、(b)に示すように、中央の導体セルAとその周囲の導体セルとの導通状態を開放すると、井の字の形状のループスロット(井形スロット)が形成される。このことを強調した模式図が(c)である。

井形スロットはループ状であり、周囲に多数存在する十字型のスロットより大きいいため低い共振周波数を持つ。ここで、導体セルの配列周期をパッチアンテナの共振波長の約4分の1としているとき、井形スロットの共振周波数は、パッチアンテナの共振周波数の近傍になる。これは、井形スロットを周回する長さが、ほぼパッチの共振波長と等しくなり、1波長ループスロットとして共振するためである。また、井形スロットは、マイクロストリップ線路から共振を励起することができるため、すなわちパッチアンテナと電磁結合を行うことができる。パッチアンテナとの結合モードの模式図を図4.2.2に示す。

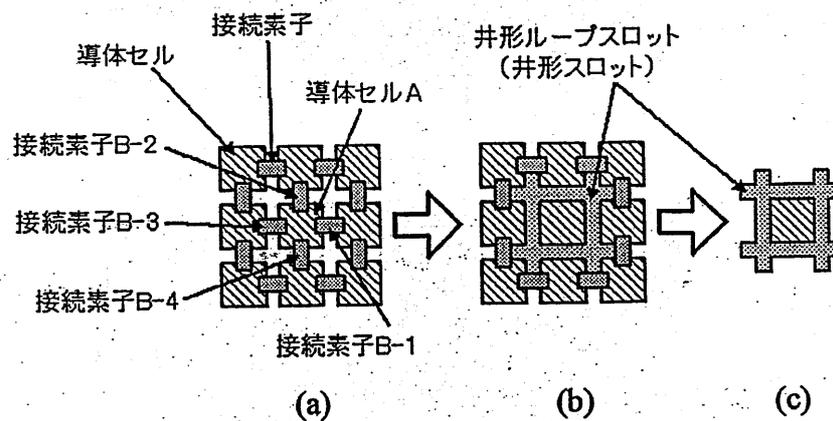


図 4.2.1 導体セルの開放と井形スロットの形成の模式図。

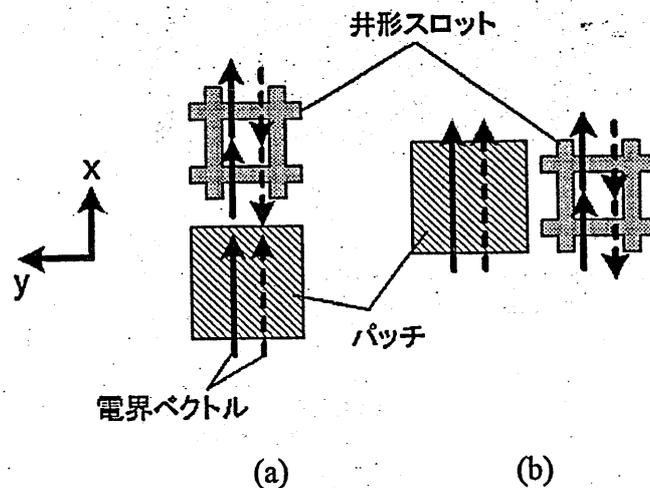


図 4.2.2 結合共振モードにおける電界ベクトルの模式図。

(a) E面結合、(b) H面結合

図 4.2.2 はパッチアンテナと井形スロットの配置と結合共振モードの関係を示した模式図である。パッチアンテナが正方形であるとき、給電点の位置によりパッチアンテナに励起される共振モード(最低次モードである TM01)が決まるが、ここでは図 4.1.1.の設計に準じて電界ベクトルの方向が X 軸方向であるものとする。このとき、パッチアンテナの電界ベクトルの方向である X 軸を含む XZ 面を E 面、磁界ベクトルの方向である Y 軸を含む YZ 面を H 面と呼ぶ。パッチアンテナと井形スロットの配置について2種類に分けて考える。

パッチに対してE面方向に井形スロットがあるとき、井形スロットは主にパッチの漏れ電界で共振が励起

され、パッチと同じ方向の電界ベクトルを持つ共振が励起される。井形スロットの共振モードは、基本的に一周が1波長のループスロットと同じであると考えられる。この様子を図4.2.2(a)に示している。矢印は電界ベクトルの向きを示す。パッチの場合は、パッチと接地導体の間の電界の平面基板に平行な成分を示し、井形スロットの場合は、スロット部分に生じる電界の方向を示している。実線の矢印は、パッチアンテナの電界ベクトルと井形スロットの電界ベクトルが互いに同じ向きのモード(同相モード)を示し、破線の矢印は、それらが逆向きのモード(逆相モード)を示している。井形スロットとパッチアンテナとの距離と互いの共振周波数の関係により、これらの二つの一次独立な結合モードの周波数が決定される。

一方、図4.2.2(b)は、パッチに対してH面方向に井形スロットがあるときの結合共振モードにおける電界ベクトルを示す。この場合は、主にパッチの漏れ磁界が井形スロットを励起すると考えられる。この場合も、パッチアンテナの電界ベクトルと井形スロットの電界ベクトルについて同相モード(実線)と、逆相モード(破線)に分かれる。ただし、E面結合の場合と比較して、H面結合の場合は磁界で共振が励起されるため、パッチアンテナと井形スロットとの距離をやや遠ざけても結合が強くなる傾向がある。

ここで注目すべきことは、井形スロットの共振モードと、パッチアンテナの共振モードが、共に二本の同相で励起されるスロットで表現できることである。従って、この二つの共振モードは類似した放射特性を示し、アレー化による放射指向性制御が可能になる。

4.3. 試作と放射指向性の評価

図4.3.1に試作基板の概略を示す。基板設計の主な仕様を表4.3.1に示す。

試作基板では、接地導体を正方形の導体セルが基盤の目状に配列した構成とし、マイクロストリップ給電線路とパッチアンテナの周辺において接地電流の主要部分が流れる部分の導体セル間を、1 pF チップキャパシタの2個並列接続により高周波的に導通させて仮想接地面を形成する(図4.3.1)。パッチアンテナの共振周波数はほぼ5 GHzである。また、導体セルの配列周期は共振周波数においてほぼ4分の1波長に相当する長さである。パッチアンテナから見てE面方向に電磁結合する井形スロットを1個設けた基板を、井形スロットを設けなかった基板に対して放射特性を比較する。

表 4.3.1 試作基板の設計仕様(単位 mm).

基板材料(誘電率)	DiClad880 (2.08)
基板大きさ	140×140×1.6
パッチ大きさ	20×20
導体セルの配列周期	10×10
隣接する導体セルの間隔	0.8

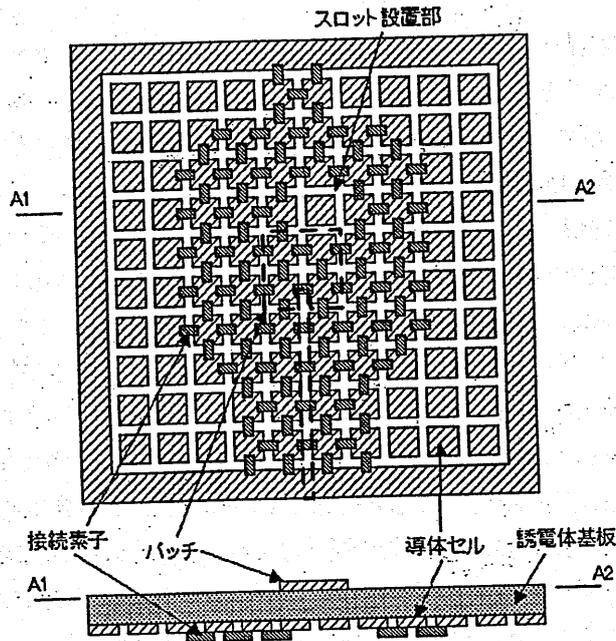
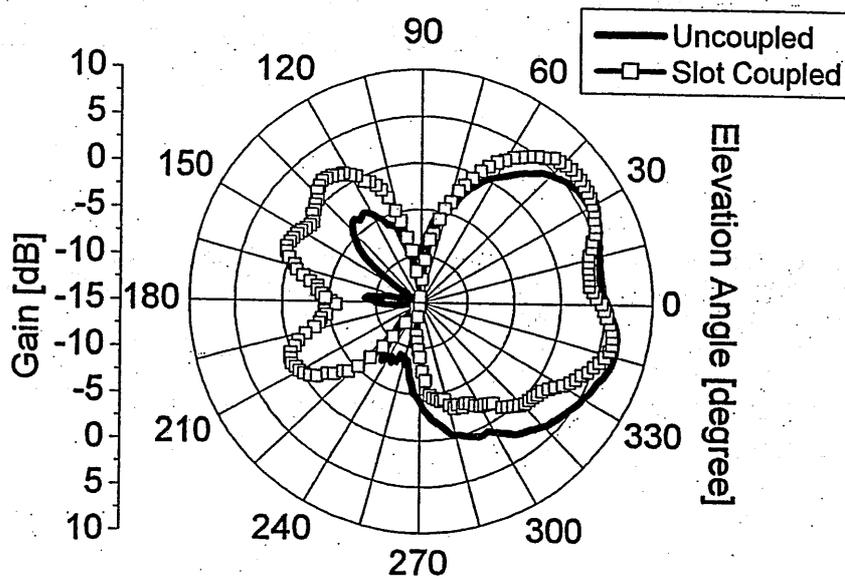


図 4.3.1 試作基板の基板概略

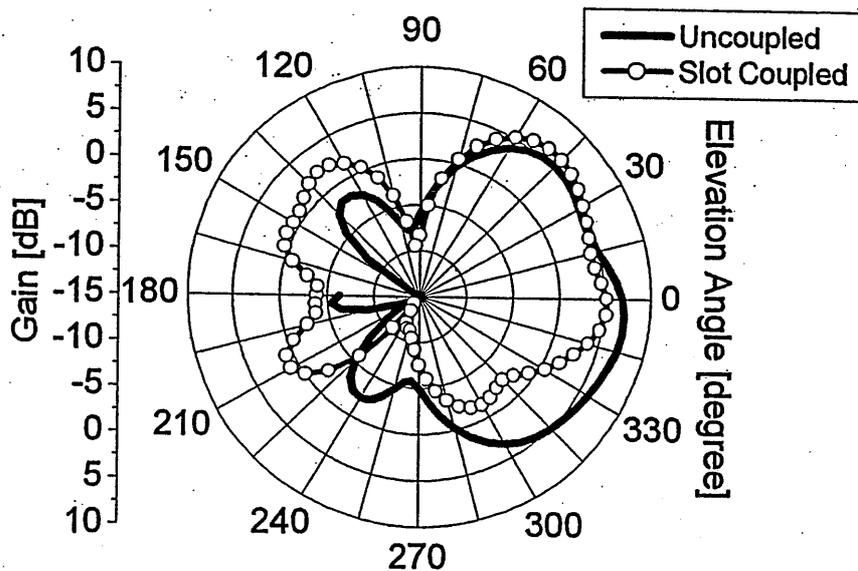
それぞれのE面放射指向性利得の試作評価結果とシミュレーション結果を図4.3.2に示す。図4.3.2では、放射指向性の変化が顕著であった周波数におけるデータを示している。図4.3.2(a)から、E面方向のスロットを開放した結果、仰角30~60度の方向の利得が増大し、270~315度の方向の利得が低下している。これは、井形スロットがパッチに対して導波器的に機能したため、パッチに対して井形スロットを設けた方向へビームがシフトする傾向が現れたと考えられる。

また、井形スロットを設け、井形スロットが共振することにより、基板の裏面側への放射利得が増大していることが確認できる。

図4.3.2(b)のシミュレーション結果では、上記で述べた試作測定結果(a)と同一の傾向が読み取れる。また、(a)、(b)のどちらの結果でもビームの干渉が読み取れる。これは主に、基板の端部からの回折によるものと考えられる。一方で、スロットを設けない条件においても、試作時とシミュレーションで結果に差が見られる。これは、接続素子であるキャパシタのリアクタンスの設計値との差や実装ばらつきの影響、試作基板に接続する高周波コネクタ・ケーブルなどの影響、実測時の測定インピーダンスの設計値からのズレなどの影響の効果であると考えられる。



(a) 試作測定結果



(b) シミュレーション結果

図 4.3.2 試作基板の E 面放射指向性利得

5. まとめと今後の展開

マイクロストリップアンテナの接地導体の形状を変化させることにより、アンテナの放射指向性を制御する技術を検討した。基板の厚さ方向に3次元的な接地導体の表面形状を変化させ、すなわち凹凸を形成するアンテナを提案した。シミュレーション上で放射指向性の変化は確認できるが、現実には接地導体の電氣的導通を保ちながら形状を変化させる構造が困難であった。2次元的に接地導体の電流経路を変化させる方式を考案し、パッチアンテナを設計した。接地導体に設けたスロット共振器をパッチと電磁結

合させることにより放射指向性が変化することをシミュレーションと実証実験で確認した。従って、アンテナの放射指向性を接地導体形態制御により可変する技術の足がかりをつかむことができた。今後は、遺伝的アルゴリズムなどの適用により、接地導体の電氣的な形状を最適化し、アンテナの機能性を向上する研究開発を進める。

文 献

- [1] L. N. Pringle, P. H. Harms, S. P. Blalock, G. N. Kiesel, E. J. Kuster, P. G. Friederich, R. J. Prado, J. M. Morris, and G. S. Smith, "A Reconfigurable Aperture Antenna Based on Switched Links Between Electrically Small Metallic Patches," *IEEE Trans. on Antennas Prop.*, vol.52, no.6, pp.1434-1445, June 2004.
- [2] J. G. Maloney, M. P. Kesler, P. H. Harms, and G. S. Smith, "Fragmented Aperture Antennas and Broadband Antenna Ground Planes," U.S. Patent 6323809 B1, Nov.27, 2001.
- [3] 藤島, 菅野, 寒川, 崎山, "接地導体形態制御アンテナの検討", 信学ソ大, 2003年9月
- [4] 藤島, 菅野, 寒川, 崎山, "接地導体形態制御アンテナの開発", 信学ソ大, 2004年9月

分極反転構造と共振型電極を用いた
電気光学変調器

Guided-wave electrooptic modulators using resonant electrodes and
polarization-reversed structures

村田 博司 松永 滋彦 中田 大輔 岡村 康行 榎原 晃*

Hiroshi MURATA, Shigehiko MATSUNAGA, Daisuke NAKATA,
Yasuyuki OKAMURA, and Akira ENOKIHARA*

大阪大学 大学院基礎工学研究科

Graduate School of Engineering Science, Osaka University

*松下電器産業 先端技術研究所

Matsushita Electric Industrial Co., Ltd.,

Advanced Technology Research Laboratories

2005年 10月 28日

(於：京橋 OBP パナソニックタワー)

輻射科学研究会

The Radiation Science Society of Japan

1. はじめに

導波型電気光学変調器は、高速・広帯域変調特性、広波長域動作特性（光波長依存性小）、低チャープング変調特性や低駆動電圧などの優れた特性を持っている。[1]-[3] なかでも、ニオブ酸リチウム (LiNbO_3) を用いた進行波型電極導波型電気光学変調器は、長距離光ファイバー通信システムにおける外部光変調器として実用化されている。近年では、複数の光変調器を集積化した高機能電気光学デバイスも開発されている。[4]-[6]

このような優れた特性を持つ進行波型電極光変調器ではあるが、準ミリ波からミリ波帯という超高周波帯においては、速度整合や電極における変調信号の減衰等のために、効率の良い変調動作を行うことが困難となってくる。そこで、超高周波帯での光変調器として、変調電極を変調信号に対する共振線路とする共振型電極電気光学変調器が提案されている。[7]-[9] これまでに、準ミリ波帯、ミリ波帯での基本動作が報告されているが、さらなる高性能化のためには、走行時間効果[10] と呼ばれる変調効率低下の問題をクリアする必要がある。

我々の研究グループでは、かねてからニオブ酸リチウム (LiNbO_3) やタンタル酸リチウム (LiTaO_3) における分極反転技術を利用した電気光学デバイスの開発を進めてきた。[11]-[15] この分極反転技術を共振型電極電気光学変調器に適用すると、走行時間効果による変調効率低下を補償できること、および変調位相を制御できることを見出した。[16], [17] これにより、従来の共振型電極電気光学変調器の性能を格段に向上させることが期待できる。

本稿では、我々が提案している分極反転構造と共振型電極を用いた導波型電気光学変調器について報告する。まず、分極反転構造による走行時間効果の補償、および変調位相制御の原理について述べる。次に、提案したデバイスの設計・試作・動作実験について述べる。さらに、開発したデバイスの光パルス生成への応用と新しい光 SSB 変調器についても述べる。

2. 定在波型電極光変調における走行時間効果

2.1 デバイスの基本構成

図 1 に定在波型共振電極を用いた電気光学位相変調器の構成例を示す。電気光学結晶基板の表面に単一モード直線光導波路を作製して、その上部にバッファ層を介して定在波型共振線路変調電極を置いた構造となっている。図 1 では、変調電極を構成する共振線路としてマイクロストリップ平行結合線路を用いているが、コプレーナ線路やスロット線路を用いることもできる。電極長を適当な長さに設定して、その両端部分を電氣的に開放、あるいは短絡させることにより、ある周波数において定在波共振が生じる。この共振効果によって光導波路近傍に強い変調電界が誘起され、効率の良い光変調を行うことが可能となる。

定在波型電極の長さを大きくして高次の共振モードが立つようにすれば、光波と電気信号

との相互作用長を大きく取れるので、さらなる効率向上が期待される。しかし、通常の光導波路と変調電極の構成を用いる場合には、後述の走行時間効果のために変調効率の低下が生じる。これを補償するために、あらかじめ電気光学結晶基板の自発分極を反転させる分極反転構造を用いている。また、分極反転パターンを調節することで、変調の位相を制御することも可能となる。電気光学結晶としては、ニオブ酸リチウム (LiNbO₃) やタンタル酸リチウム (LiTaO₃) などを用いることができる。我々はデバイス作製プロセスの都合上、主に z-cut 基板を用いているが、x-cut 基板を用いることも可能である。

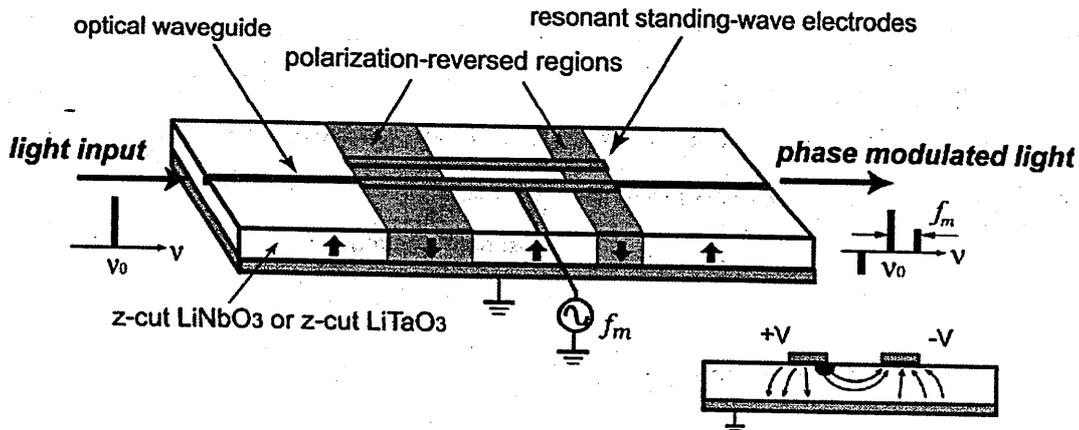


図1 分極反転構造と共振電極を用いた導波型電気光学位相変調器

2.2 定在波電極変調器における走行時間効果と分極反転

定在波電極構成の電気光学変調器における光変調について考える。光変調器において、導波路中を伝搬する光波が見る変調電界は、静止した観測系から見る変調電界とは異なったものとなる。例として、図2(a)に示すような両端を短絡した定在波電極を考える。静止座標系を (x, y, z) 、光波群 (群速度 v_g) と共に運動する座標系を (x, y, z') とする。 $(z'=z-v_g t)$ 時刻 $t=0$ において $z'=z'_0$ の位置にある光波群が、導波路中を伝搬する際に見る変調電界は次式で与えられる。[16]

$$\begin{aligned}
 E &= E_0 \sin(2\pi f_m t) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_m z\right) \\
 &= E_0 \sin\left(2\pi f_m \frac{z-z'_0}{v_g}\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_m z\right) \\
 &= E_0 \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_g (z-z'_0)\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_m z\right)
 \end{aligned} \tag{1}$$

ここで、 E_0 は変調電界の振幅、 f_m は変調周波数、 λ_0 は変調波の真空中での波長、 n_m は線路

に沿って進行する変調波の実効屈折率、 n_g は光導波路中を伝搬する光波群の群屈折率である。(1)式からわかるように、 $n_m \neq n_g$ であるとき、言い換えると、速度整合条件を満たしていない電極を用いて定在波共振線路を構成したときには、光波が見る変調電界は、導波路中を伝搬していくにしたがってその極性が順次反転することになる。例として、 $n_g = n_m/2$ である場合の変調電界の計算例を図2(c)に示す。変調信号は線路上で4倍波共振しているとした。図2(c)から、光波が見る変調電界の極性が場所により変わることがわかる。光波が受ける変調作用は各場所における位相変調の和となるので、互いに打ち消し合って、有効な光変調作用が得られなくなる。(走行時間効果[10])

この走行時間効果による変調効果の低下を補償するために、分極反転構造を用いることを考える。図2(c)において、光波が見る変調電界の符号が負となる領域において、電気光学結晶基板の自発分極の向きをあらかじめ反転させておくと(図2(d))、得られる光位相変化の極性が揃い、効率の良い変調効果が得られる。(図2(e))

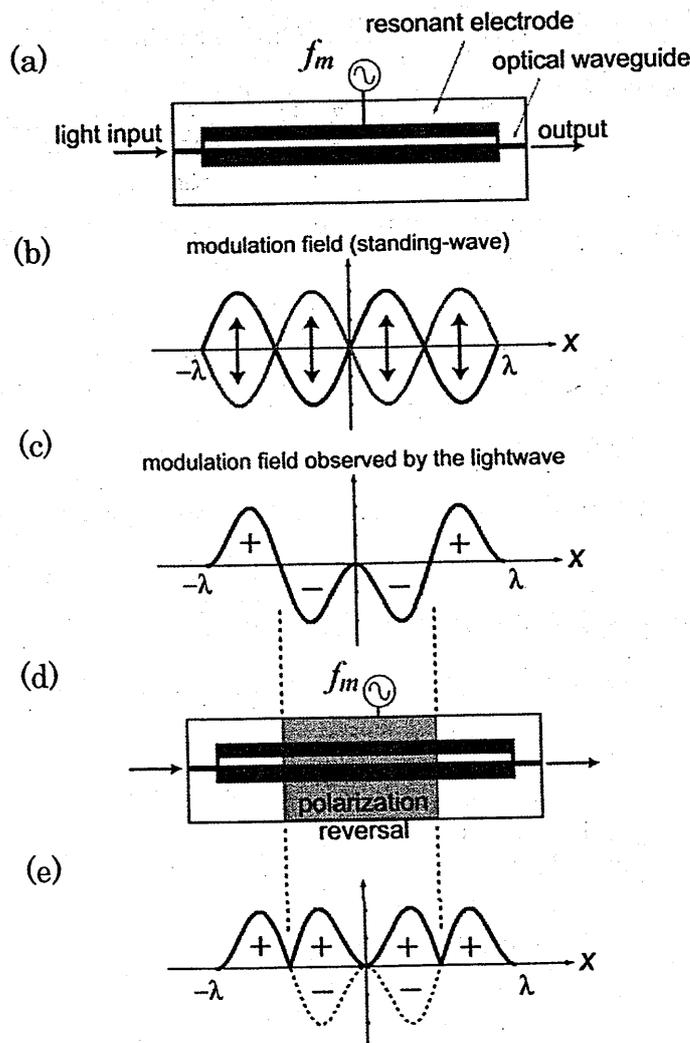


図2 定在波変調電界と得られる位相変化の関係

(a) 定在波型電極変調器、(b) 静止系から見た変調電界、(c) 光波が見る変調電界
 (d) 分極反転を施した定在波型電極変調器、(e) 分極反転変調器における位相変化

図3に、定在波型電極光変調器において分極反転構造を用いた場合、および用いていない場合の位相変調指数と電極長の関係を示す。この計算では、 $n_g = n_m/2$ であるとしている。定在波電極光変調器に分極反転構造を用いることにより、電極長（相互作用長）を大きくとることで、高効率変調動作が期待できることがわかる。

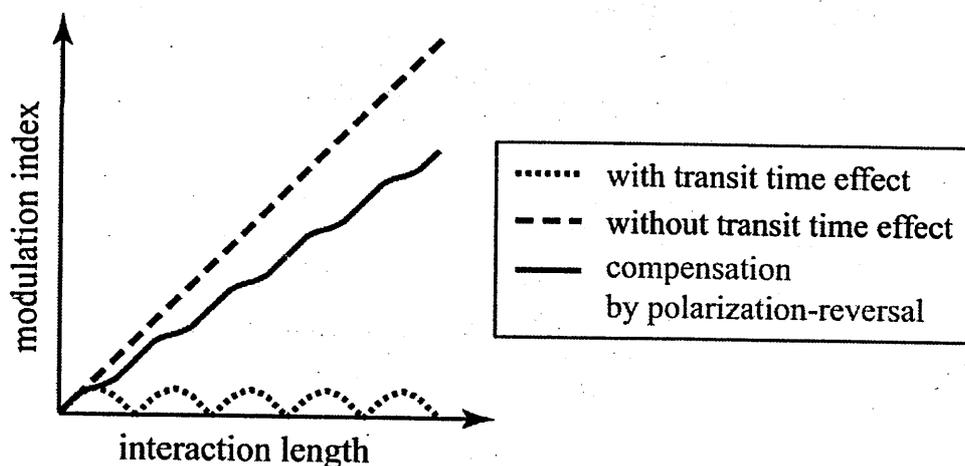


図3 定在波電極電気光学位相変調器における変調指数と電極長の関係

2.3 分極反転と変調位相

前節で述べたように、分極反転構造を用いることで走行時間効果を補償して効率の良い変調動作を得ることができる。このとき、分極を反転させる領域を適切に選ぶと、得られる変調特性の位相（変調位相）を制御することもできる。[17]

図4は、光波が電極端に入射する時刻を、変調信号の1/4周期ずつずらせたときに、光波が見る変調電界がどのように変化するかを計算したものである。変調電界は、周波数 f_m で振動しているため、光波が変調器に入射する時刻が変わると、対応する変調電界も変わる。それゆえ、入射時刻によって電界の極性が反転する領域も変わる。したがって、走行時間効果を補償するための分極反転パターンは、光波の入射時刻によって変わることになる。

例えば、図4(a)の状態では、最大の変調が得られるための分極反転パターンは中心に対して偶対称であるが、図4(b)の状態では、最大の変調が得られるための分極反転パターンは奇対称となる。両者では得られる変調深さ（位相変調指数の大きさ）はほぼ同じであるが、最大の変調が得られるタイミングが互いに1/4変調周期分だけずれる。このことは、同じ変調信号で変調を行っても、得られる変調作用の位相が $\pi/2$ ずれることを意味する。つまり、分極反転パターンを変えることで、変調位相を制御することが可能である。この特性を利用すると、簡単な光回路構成、駆動回路構成で動作する光SSB変調器を実現することができる。[17]

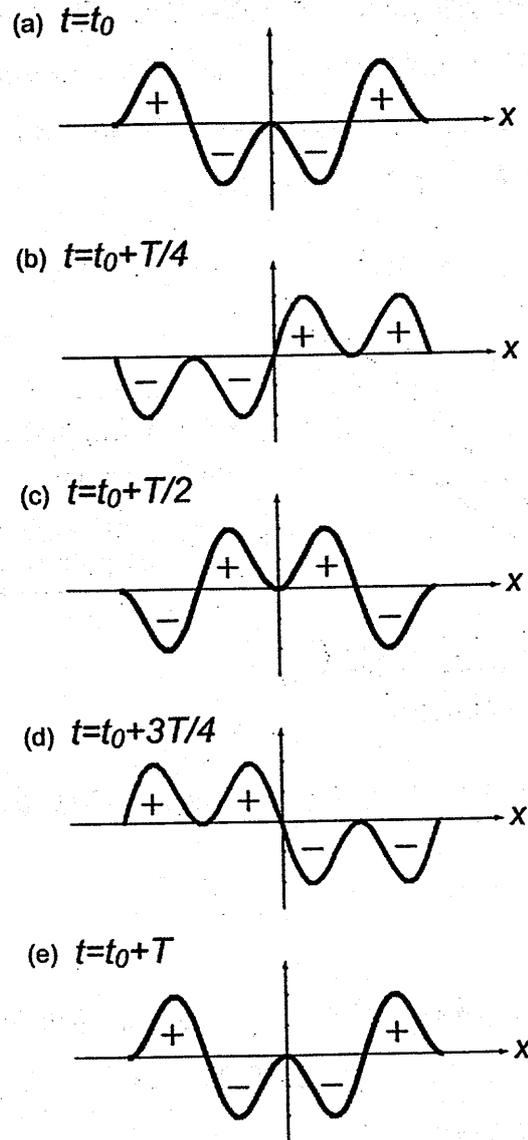


図4 光波が見る変調電界の入射時刻に対する変化

3. 高能率光位相変調器

3.1 デバイスの設計と試作

図1に示した分極反転構造共振電極電気光学位相変調器の設計、試作を行った。共振電極にはマイクロストリップ平行結合線路を用いて、両端を開放した定在波共振線路とした。設計変調周波数15GHzにおいてマイクロストリップ平行結合線路の奇モードが4倍波共振するように電極および給電回路を定めた。デバイスの諸元を表1に示す。

設計に基づき、デバイスを試作した。動作波長は可視光633nmとして、z-cut LiTaO₃基板を用いてデバイスを作製した。分極反転構造の作製にはパルス電圧印加法を、光導波路の作製にはAPE(Annealed Proton-Exchange)法を用いた。導波路の上部にSiO₂バッファ層(厚さ～

0.1 μm) を成膜した後、Al 電極 (厚さ $\sim 2\mu\text{m}$) を真空蒸着と wet エッチングにより作製した。

3.2 動作実験

図 5 に、試作変調器の電極の共振特性 (リターンロス) および変調指数の周波数特性を示す。試作変調器では、設計周波数 15GHz 付近において、奇モード 4 倍波共振と思われる共振特性を観測した。電極の Q 値を測定したところ、約 30 であった。

変調実験においては、波長 633nm 光を変調器に入力して、出力光のスペクトルを掃引型ファブリーペロー干渉計を用いて観測した。ピーク変調周波数は 15.2GHz となり、電極の共振特性と良い一致を見た。変調効率、変調周波数 15.2GHz において入力電力 100mW のときに 0.89rad となった。これは、電極長を変調信号の半波長とした基本波共振電極構造変調器に比べて約 6 倍向上した。[16] 以上の結果から、分極反転構造共振型光変調器における走行時間効果の補償を実証した。

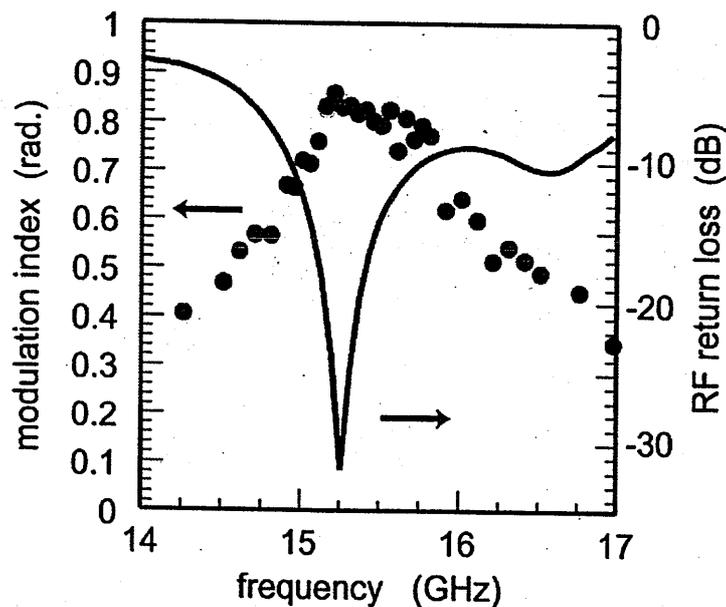


図 5 試作共振電極光位相変調器の周波数特性
(駆動電力+20dBm, 光波波長 633nm)

Table 1 Parameters of the fabricated EO phase modulator.

substrate material	z-cut LiTaO ₃
designed operation frequency f_m	15GHz
designed light wavelength λ_0	$\sim 633\text{nm}$
electrode length L_e	8.6mm
electrode separation d	20 μm
electrode width w	50 μm
intrinsic impedance of feed line Z_f	50 Ω

4. 光パルス生成への応用

光位相変調器を大振幅変調信号で駆動すると、逐次位相変調過程により、広帯域光サイドバンドを生成することができる。得られた光サイドバンドの各成分の位相や振幅を制御すれば、超短光パルスや任意光波形を生成することができる。[18] 試作した共振電極構造電気光学位相変調器を用いて、光パルス生成を試みた。

実験系を図6(a)に示す。試作した位相変調器に1W程度の大振幅変調信号($f_m \sim 15\text{GHz}$)を入力して、広帯域($\sim 100\text{GHz}$)光サイドバンドを生成する。生成された光サイドバンドを、回折格子を用いて空間的に分波する。分波された光サイドバンド成分の一部を、空間フィルターを用いてカットした後、再び合波すると光パルス列が生成される。合波された光波の強度の時間変化をシンクロスキャンストリークカメラを用いて測定した。観測波形の一例を図6(b)に示す。変調信号周波数に同期した明瞭な光パルス列(パルス幅 $\sim 20\text{ps}$)を観測することに成功した。

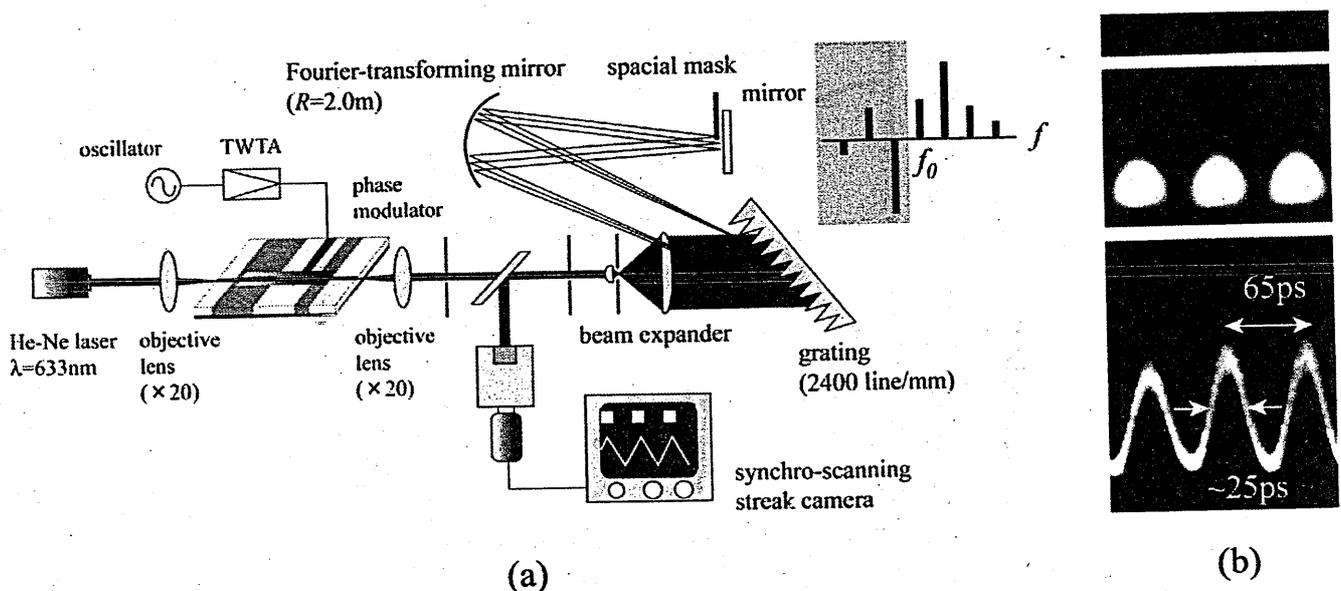


図6 光パルス生成実験系 (a) と観測した光パルス波形(b)

5. 光SSB変調器

2.3節で述べた変調位相制御技術を利用すると、定在波型共振電極を用いた光SSB変調器を構成することができる。図7に我々が提案している共振電極光SSB変調器の基本構成を示す。分極反転構造を施した基板上に、マッハツェンダー型光導波路と定在波型共振電極を作製してある。共振電極の長さは、設計周波数において高次の定在波共振モードが立つように設定してある。高次共振モード定在波電極変調器に分極反転構造を適用することにより、走行時間効果を補償して効率の良い変調作用が得られる。さらに、マッハツェンダー型光導波

路の2つの光路において、分極反転を施す領域をそれぞれ変えてある。これにより、変調位相を制御して、光SSB変調に必要なsin変調、cos変調を1つの変調信号から同時に得ることができる構成となっている。光路差調整用のバイアス電極にDC電圧を印加することで、取り出される光サイドバンドがUSBとLSBの間で切り替わる。

基本動作を確認するために、15GHz帯で動作する光SSB変調器を設計・試作した。表2に、試作したデバイスの諸元を示す。動作波長は、光通信システムで用いられる波長1.3~1.55 μm とした。デバイスの作製方法は、光位相変調器の場合と同様である。図8に、変調器からの出力光スペクトルの測定結果の一例を示す。DC電圧を変えることで、明瞭な光SSB変調特性を示すことを確認した。USB/LSB間の消光比は15dB以上であった。

現在、試作した光SSB変調器を用いた無線信号光ファイバー伝送(Radio-On-Fiber)実験を進めている。

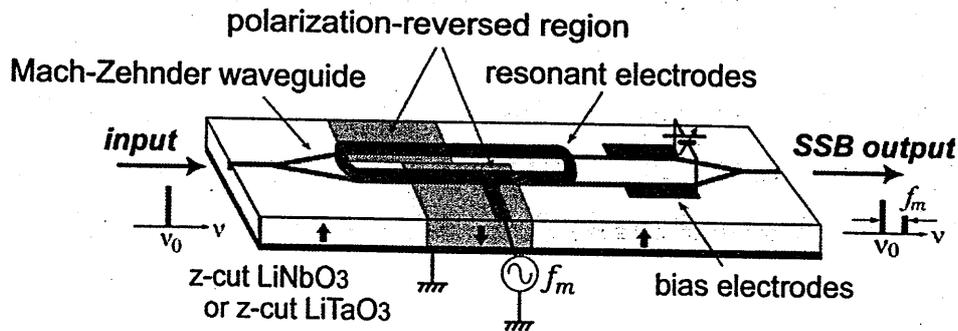


図7 分極反転構造と共振電極を用いた光SSB変調器

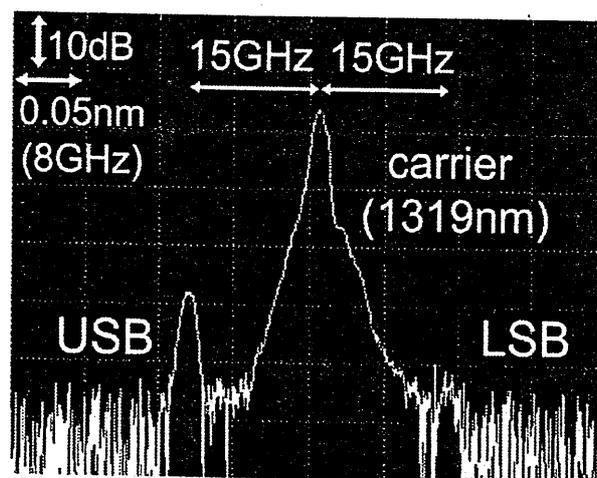


図8 SSB変調光スペクトルの例

(変調周波数15GHz、駆動電力+18dBm、バイアス電圧21V、光波長1319nm)

Table 2. Parameters of the fabricated EO SSB modulator.

substrate material	z-cut LiTaO ₃
designed operation frequency f_m	15GHz
designed light wavelength λ_0	1300~1550nm
electrode length L_t	8.6mm
electrode separation d	30 μ m
electrode width w	50 μ m
intrinsic impedance of feed line Z_f	50 Ω

6. むすび

強誘電体分極反転技術と定在波型高次共振電極を用いた導波型電気光学変調器について述べた。分極反転構造を用いることで、走行時間効果の補償と、変調位相の制御が可能となる。この特性を利用することで、高効率光位相変調器、光 SSB 変調器を実現できることを示した。これらのデバイスの他、光周波数シフタやゼロチャープ強度変調、偏光変調などへの応用も可能である。

強誘電体光学結晶の分極反転技術は、非線形光学効果による波長変換の擬似位相整合技術としては確立した感がある。しかし、電気光学デバイスへの応用については、まだ道半ばであると感している。今後の研究の進展により、さらなる新しい光制御技術の開発に繋がることを期待している。

謝辞

日頃、ご指導頂く大阪大学大学院基礎工学研究科 小林哲郎教授、占部伸二教授に感謝致します。本研究の一部は文部科学省科学研究費補助金、および総務省特定領域研究（周波数資源開発領域）の補助を受けた。

参考文献

- [1] 末田正, “光エレクトロニクス” (昭晃堂, 1985).
- [2] 井筒雅之, “第 9 章 超高速光変調技術,” 末田正, 神谷武志編, “超高速光エレクトロニクス,” (培風館, 1991).
- [3] K. Noguchi, O. Mitomi, and H. Miyazawa, “Millimeter-Wave Ti:LiNbO₃ Optical Modulators,” *J. Lightwave Technol.*, vol.16, pp. 615-619, 1998.
- [4] T. Kawanishi, K. Higuma, T. Fujita, J. Ichikawa, T. Sakamoto, S. Shinada, and M. Izutsu, “LiNbO₃ high-speed optical FSK modulator,” *Electron. Lett.*, vol.40, pp.691-692, 2004.
- [5] S. Shimotsu, S. Oikawa, T. Saitou, N. Mitsugi, K. Kubodera, T. Kawanishi, and M. Izutsu, “Single Side-Band Modulator Performance of a LiNbO₃ Integrated Modulator Consisting of Four-Phase

- Modulator Waveguides," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.13, pp.364-366, 2001.
- [6] M. Sugiyama, M. Doi, S. Taniguchi, M. Nakazawa, and H. Onaka, *Technical Digest of Optical Fiber Communication Conference (OFC2002)*, p.FB6, 2002, Anaheim, CL, USA.
- [7] M. Izutsu, H. Murakami, and T. Sueta, "Guided-wave light modulator using a resonant coplanar electrode," *Trans. IEICE*, vol.J71-C, pp. 653-658, 1988.
- [8] M. Izutsu, T. Mizuochi, and T. Sueta, "Band operation of guided-wave light modulators with filter-type coplanar electrode," *IEICE Trans. Electron.*, vol.E78-C, pp. 55-60, 1995.
- [9] A. Enokihara, H. Yajima, H. Murata, and Y. Okamura, "Guided-wave electro-optic modulators using novel electrode structure of coupled microstrip line resonator," *IEICE Trans. Electron.*, vol.E88-C, pp.372-379, 2005.
- [10] A. Yariv, "Quantum Electronics, 3rd edition," (Wiley, New York, 1989).
- [11] H. Murata, K. Kinoshita, G. Miyaji, A. Morimoto, and T. Kobayashi, "Quasi-velocity-matched LiTaO₃ guided-wave optical phase modulator for integrated ultrashort optical pulse generators," *Electron. Lett.*, vol.36, pp. 1459-1460, 2000.
- [12] H. Murata, A. Morimoto, T. Kobayashi, and S. Yamamoto, "Optical Pulse Generation by Electrooptic Modulation Method and its Application to Integrated Ultrashort Pulse Generators (*invited paper*)," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol.6, pp.1325-1331, 2001.
- [13] 村田博司, 岡村康行: "分極反転構造導波型電気光学 SSB 変調器," *レーザー研究*, vol.32, pp.186-190, 2004.
- [14] H. Murata, K. Kaneda, S. Yamamoto, "Low-power and low-chirp guided-wave electrooptic intensity modulator by use of domain-inverted structure," *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics 2003 (CLEO2003)*, CWA-19, 2003, Baltimore, ML, USA.
- [15] H. Murata, K. Kaneda, A. Enokihara, and Y. Okamura, "38GHz signal optical fiber transmission using guided-wave electrooptic single-sideband modulators with polarization reversals," *Proceedings of the 35th European Microwave Conference 2005 (EuMW2005)*, EuMC03-1, p.53-56, 2005, Paris, France.
- [16] H. Murata, S. Matsunaga, A. Enokihara, and Y. Okamura, "Resonant electrode guided-wave electrooptic phase modulator using polarization-reversal structures," *Electron. Lett.*, vol.41, pp.497-498, 2005.
- [17] H. Murata, D. Nakata, K. Ono, and Y. Okamura, "Electrooptic single-sideband modulator using resonant electrodes and polarization-reversed structure," *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics 2005 (CLEO2005)*, CTuN6, 2005, Baltimore, ML, USA.
- [18] 小林哲郎, "ドメイン反転外部位相変調器を用いた超短光パルスの発生," *応用物理*, vol.67, pp.1056-1060, 1998.

フェライトエッジガイドモードの

マイクロ波デバイスへの応用

Microwave devices using ferrite-edge mode

小寺敏郎

大阪工業大学工学部 電気電子システム工学科

2005年12月16日

於 大阪工業大学

フェライトエッジガイドモードのマイクロ波デバイスへの応用

大阪工業大学電気電子システム工学科

小寺敏郎

E-Mail:kodera2t@ieee.org

2005年12月16日

概要

本報告はこれまで著者が大阪工業大学において行ったマイクロ波アイソレータの高機能化に関する研究をまとめたものである。本報告の基本となるフェライトエッジガイドモードは良く知られている通り Hines により 30 年以上前に発表されたものである。このモードに特徴的な界の偏在化現象自体が伝搬方向の長さに関係であることから、デバイスの小型化の可能性を秘めており、数多くの研究がなされてきた。しかしながらこの特徴に他の受動素子を組み合わせさせて新機能を持たせた報告例については筆者の知る限り皆無であった。本報告ではエッジガイドモードの基本的特性である界分布の進行方向に対する偏在性と半導体の光応答、印加バイアス電圧に対する PIN ダイオードの可変抵抗特性を組み合わせさせた 2 種類のマイクロ波デバイスの報告を行い、更に今後の発展について述べている。

序章

フェライトの磁化の時間変動は磁気モーメントの歳差運動方程式

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H \quad (1)$$

により表される。 γ は磁気回転比であり 2.8MHz/Oe の定数となる。この式により磁化 M と磁界 H が関係づけられる。更に正弦定常状態を仮定することにより、比透磁率テンソル

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -j\kappa \\ 0 & 1 & 0 \\ j\kappa & 0 & \mu \end{bmatrix} \quad (2)$$

を導出することができる。但し、ここでは直流磁界の印加方向を y 方向としている。テンソルの μ 及び κ 成分は次式のように周波数 ω 、印加直流磁界 H_0 、飽和磁化 M_0 の関数となる。

$$\mu = 1 + \frac{\gamma^2 H_0 M_0}{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2} \quad (3)$$

$$\kappa = \frac{\omega \gamma M_0}{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2} \quad (4)$$

式 (2) をマクスウェル方程式に適用し、ここでは界が y 方向に一様であると仮定すると 2 種の波動方程式 (式 (5),(8) が導出される。

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \omega^2 \epsilon \mu_0 H_y = 0 \quad (5)$$

$$E_x = j \frac{1}{\omega \epsilon_0} \frac{\partial}{\partial z} H_y \quad (6)$$

$$E_z = -j \frac{1}{\omega \epsilon_0} \frac{\partial}{\partial x} H_y \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{eff} E_y = 0 \quad (8)$$

$$\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad (9)$$

$$H_x = \frac{1}{j\omega\mu_0(\mu^2 - \kappa^2)} (\mu \frac{\partial}{\partial z} E_y - j\kappa \frac{\partial}{\partial x} E_y) \quad (10)$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu_0(\mu^2 - \kappa^2)} (-\mu \frac{\partial}{\partial x} E_y - j\kappa \frac{\partial}{\partial z} E_y) \quad (11)$$

今、 z 方向伝搬を考えるなら、式 (5) は TM 波、式 (8) は TE 波の波動方程式にそれぞれ対応する。TM 波の場合、波動方程式自体に透磁率テンソルの成分が一切含まれず、結果としてフェライトの特性が影響を与えない波動であることが分かる。他方、TE 波の場合、フェライトの特性は実効比透磁率 μ_{eff} というスカラー量に集約できる。先にこの μ_{eff} が周波数に対する特性を評価したものを図 1 に示す。図中 $\pm\infty$ に発散する周波数を f_1 、零になる周波数を f_2 とすると、これらは次式で表現できる。

$$f_1 = \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} \sqrt{(H_0(H_0 + M_0))} \quad (12)$$

$$f_2 = \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} (H_0 + M_0) \quad (13)$$

この 2 つの周波数に挟まれた領域では $\mu_{eff} < 0$ となり、それ以外では正になることが分かる。

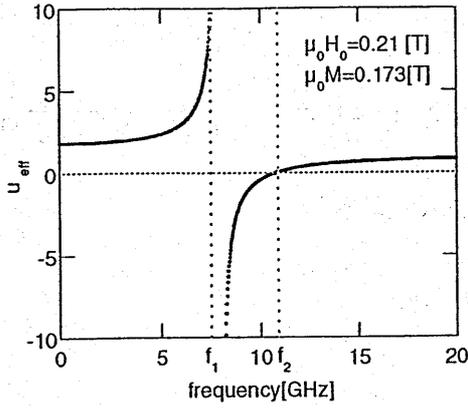


図1 μ_{eff} の周波数特性

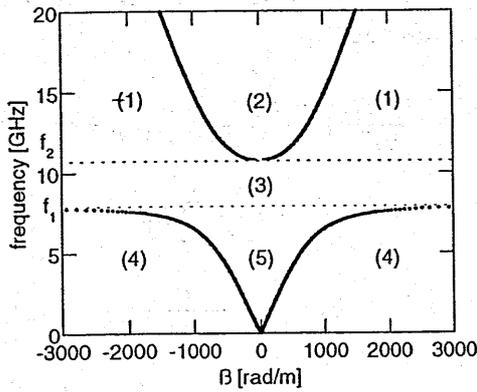


図2 x方向(横方向)の界の分類

ここで再び式(8)に戻って考える。解の伝搬因子を $\exp(-j\beta z)$ とすると次式が求まる。

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - k_x^2 E_y = 0 \quad (14)$$

$$k_x = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{eff}} \quad (15)$$

式(15)の平方根中、 β は二乗の形で含まれているので、正負両方の値を取るの図1で見たように μ_{eff} の項のみとなる。

$\mu_{eff} < 0$ の場合、式(14)は指数解

$$E_z = A \exp(\pm k_x x) \quad (16)$$

を持つ。また、 $\mu_{eff} > 0$ の場合、 β と ω の取り方により、式(15)の平方根中は正負両方の値を取りうる。 $\mu_{eff} > 0$ かつ $k_x^2 > 0$ の場合、式(16)と同様に指数解となり、 $k_x^2 < 0$ の場合、振動解の形を取るようになる。指数解と振動解の境界線、すなわち

$$\beta = \omega \sqrt{\epsilon \mu_0 \mu_{eff}} \quad (17)$$

を図示すると図2のようになる。図中領域(1)は $\mu_{eff} > 0$ ではあるが、式(15)の根号内の大小関係を考えると指数

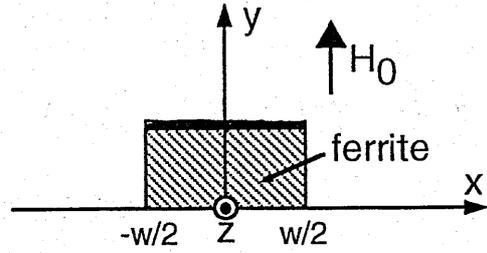


図3 解析対象(1)

解となる。同様に領域(2)については振動解、領域(3)については $\mu_{eff} < 0$ となり指数解、領域(4)は指数解、領域(5)は振動解を有することが分かる。

以上の議論では境界条件を考えずに考察しており、実際に振動および指数変化が見える形で界分布が現れるかは導波路の寸法ならびに端部の状態に依存する。しかしながら表現式の解が上に述べたように決定されているため、導波路構造に関わらず図2の分類が可能であると考えられる。

ここで具体的な線路構造の基礎的解析を通してエッジガイドモードの基本特性を評価する。

線路構造の解析

ここで図3の様な幅 w の線路を伝搬する TE モードを考える。これまでの方針と同様に界の y 方向に対する依存性が無い ($\partial/\partial y = 0$) と考える。これは実際のモデルではフェライトの厚みが十分に薄いことに対応する。

E_y の解の形を

$$E_y = (A \sinh(k_x x) + B \cosh(k_x x)) \exp(-j\beta z) \quad (18)$$

とする。境界条件として、フェライト層が印加直流磁界により、単一の磁区(ドメイン)を形成していると考え、 $x = \pm w/2$ において磁界の接線成分 (H_x) が零となる磁壁条件を適用すると次式が求まる。

$$k_x A \cosh(k_x \frac{w}{2}) + k_x B \sinh(k_x \frac{w}{2}) + \frac{\kappa \beta}{\mu} (A \sinh(k_x \frac{w}{2}) + B \cosh(k_x \frac{w}{2})) = 0 \quad (19)$$

$$k_x A \cosh(k_x \frac{w}{2}) - k_x B \sinh(k_x \frac{w}{2}) - \frac{\kappa \beta}{\mu} (A \sinh(k_x \frac{w}{2}) - B \cosh(k_x \frac{w}{2})) = 0 \quad (20)$$

式(19),(20)より、次の分散関係式が求まる。

$$(k_x - \frac{\kappa^2 \beta^2}{k_x \mu^2}) \sinh(k_x \frac{w}{2}) = 0 \quad (21)$$

図3は $\pm z$ の伝搬方向に対して対称であり、かつ $\partial/\partial y = 0$ と考えているため、この式の解も非可逆性を表さないこ

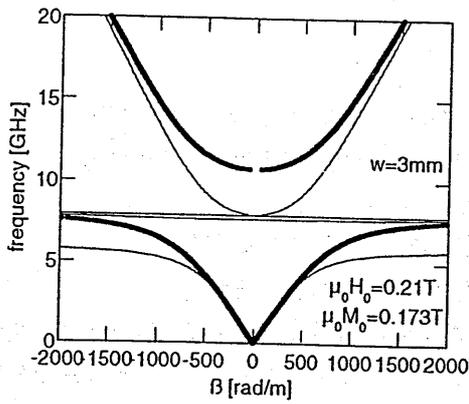


図4 分散曲線 (1)

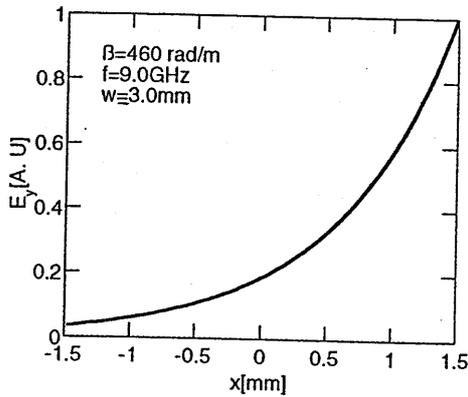


図5 $\beta = 460 \text{ rad/m}$, $f = 9.0 \text{ GHz}$ に対する界分布

とが定性的に推察できる。式 (22) を評価すると次に示す図4のような分散曲線が求まる。

図中の太線は図2にて示した解の分類線で、細線が求めた分散曲線である。このように、指数解を有するモードが現れているのが分かる。 μ_{eff} が負の領域から高い周波数側に伸びているモードは伝搬方向に対して左側に解が集中するモード、エッジガイドモードの特性を有する。曲線上の点 $\beta = 460 \text{ rad/m}$, $f = 9.0 \text{ GHz}$ の点に対して界分布を描くと図5の様になる。同様に $-z$ 方向に伝搬するモードの界は逆に $-x$ 方向に界が偏る結果が得られる。

ここで $\pm z$ 方向に対して構造を非対称にすると、何らかの形で現れるモードも非対称になると推察できる。定性的に評価すれば、図3の左右どちらかの側面を金属壁とすると、電界の接線成分 E_y がゼロとなり、非可逆特性が現れると考えられる。この構造について次に解析する。

非可逆特性が現れる導波路の解析

次に図6に示すモデルについての解析を行う。図のように、フェライト層上面ならびに左側を金属(電気壁)とし、 $\pm z$ 方向に伝搬する TE モードを考える。基本的に前節で述べた方法と同様に分散関係式を求めることができる。式

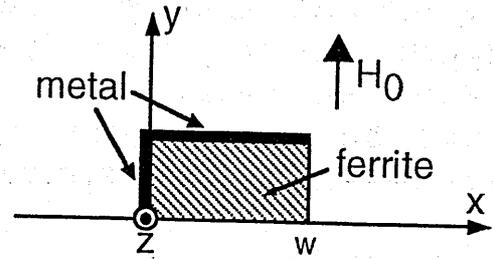


図6 解析対象 (1)

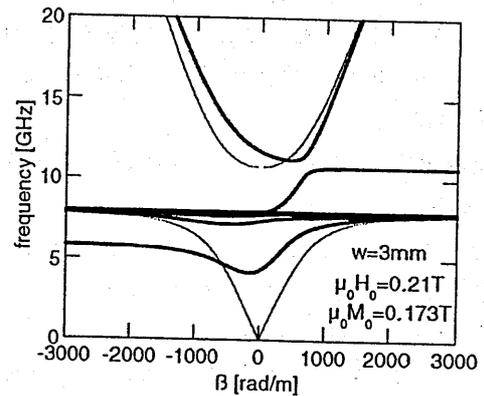


図7 分散曲線 (2)

(8) の解を式 (18) の形として、 $x = 0$ において電気壁条件 ($E_y = 0$), $x = w$ において磁気壁条件 ($H_z = 0$) を適用すると、次の分散関係式が導出できる。

$$\tanh(k_x w) = -\frac{\mu k_x}{\beta \kappa} \quad (22)$$

式中の k_x, μ, κ は既に本文中にて定義したものと同一であり、 w は線路幅を表している。式 (22) を評価すると図に示す分散曲線が得られる。

図中において細線は先に示した界の分類線を表したものであり、太線が分散曲線となる。このように振動解、指数解共に現れているのがわかる。ここで注目すべきは $\mu_{eff} < 0$ の領域であり、 $+z$ 方向にのみモードが見られる。これはアイソレータの動作に対応している。この時の界分布を評価すると、先に図5に示した界分布と同様に進行方向に対して左側に界が集中する結果が得られる。

本研究の狙い

全てのマイクロ波フェライトデバイスの特性制御は基本パラメータである印加直流磁界の強度と方向を変えることで可能である。具体的に図7を用いて説明すると、直流磁界の増減により、 $\mu_{eff} < 0$ の周波数帯域も増減することから、目的の周波数で可逆-非可逆制御が可能であり、直流磁界の印加方向を逆向き ($-y$ 方向) とすれば図7は左右逆転し、遮断伝送方向を反転することが可能である。しか

しながら、現実的には可変磁界を生成する電磁石は可変磁界強度に比例してインダクタンスが増大し、高速動作は極めて困難である。またコイルの消費電力ならびに熱、重量の問題も無視できない。永久磁石の磁極間距離を機械的に変化させる方法も考えられるが摩耗劣化等の問題は避けられない。

そこで再び図3の構造に対する分散曲線(図4)、図6に対する分散曲線(図7)を比較検討すると、フェライト層側面の電界に対する境界条件、実際的には側面に装荷する抵抗体の抵抗値を変化させることにより、非可逆特性の制御ができることが定性的に推測できる。本報告では、この非可逆特性の制御を

(1) 抵抗値を Auston スイッチの形で制御する光制御アイソレータ

(2) 両側面に可変抵抗体(ここでは PIN ダイオード)を装荷し、全透過特性制御が可能なアイソレータの解析ならびに試作を行っている。

解析については式(1)に示した磁気モーメントの運動方程式及びマクスウェル方程式を空間ならびに時間領域において差分化して計算を行う FDTD 法を用いている。本文の流れとして、初めに基本的な解析方法ならびに解析結果を示した後、上に述べた具体的なデバイスの解析・試作結果を示している。

章の構成として1章では初めにフェライトエッジガイドモードアイソレータの基本特性を明かにするためにストリップの形状ならびにフェライト基板の厚みを変化させて透過特性を数値解析している。その結果厚み方向に対する界の影響を無視する解析の妥当性を確認することができた。更に金属ストリップの形状を形状決定関数に基づき凹凸に変化させた所、アイソレーション比と帯域幅がトレードオフの関係にあり、どちらかに最適化できることを理論実験両面より明かにした。

2章ではギャップを設けた半導体基板ストリップ線路とエッジガイドモードアイソレータを組み合わせた光制御型アイソレータについて提案を行い、理論・実験両面から検証を行っている。その結果透過量の変化なしに遮断量のみ40dB弱の制御を行えることを確認した。

3章では2つの PIN ダイオードと組み合わせることにより、順方向・逆方向伝送を独立に制御可能なアイソレータについて提案を行い、理論・実験両面から検証を行った。結果として2ポート間の伝送状態を自由に設定可能なアイソレータが実現可能であることを示している。

謝辞

1995年に卒研着手以来、叱咤激励を賜りご指導頂きました堤誠先生、島崎仁司先生、上田哲也先生に心より感謝致します。

また、2001年に着任以来、様々な面でお世話になった里村裕先生に厚く御礼致します。

最後に本学電気電子システム工学科マイクロ波デバイス研究室を巣立ち、社会で活躍している卒業生ならびに在籍生に感謝致します。

1 Fundamental property of ferrite edge-mode

1.1 Introduction

The microwave devices using ferrite media have played the important role in the wireless communication. Ferrite devices such as isolator and circulator have been widely used in microwave systems. A lot of analyses have been performed on these microwave ferrite devices and they are utilized practically.

One of the approaches to realize a nonreciprocal device using the ferrite media, the edge-guide mode[1] has been studied for thirty years. As is well known, this mode is based on the field displacement effect. In other words, the profile of the microwave field energy is concentrated along one edge of the line and the profile is different by the propagation direction, the forward and backward. As one of the isolator using the edge-guide mode, the edge-guide mode isolator with one short-edge has been researched. The structure was originally reported by Araki et al. [2]. A key feature of the isolator is that it is not grounded in resonance. In other words, it leads to the ability to wide-band tuning and miniaturization. However, the influences of thickness of ferrite substrate and shape of metal strip on the frequency response have not been sufficiently clarified.

The objective of this section is to clarify the influence of the structure on the frequency response and introduce a theory of the optimum design on the isolator. First of all, the numerical analysis is carried out. The analysis is performed by finite-difference time-domain (FDTD) method. The FDTD formulation is extended to provide the gyromagnetic properties by reference [3][4]. The numerical results indicate that the frequency response does not rely on the thickness of ferrite substrate but does on the shape of the metal strip. Furthermore, on the basis of the numerical results, the experiment is carried out on the prototype isolator. The numerical and the experimental results yield similar changes in the frequency response. From these results, a theory of the optimum design on the isolator is introduced.

1.2 Basis of the edge-guide mode

First of all, to consider the basic profile of the edge-guide mode, the dispersion curve of the edge-guide mode with one short-edge is derived from the analytical procedure. From the dispersion curve, the nonreciprocal bandwidth is estimated.

Figure 1 shows the analytical model in this section. This model consists of ferrite substrate with d in thickness and infinite in width for $+y$ direction. Whole the left side and the width w of upper side are covered by metal wall. The magnetic wall condition, $H_x = 0$, is applied just under the right side of the upper-metal strip. In this structure, both TE and TM modes can propagate. The analysis focus on only TE mode because TM mode does not contribute to the nonreciprocity.

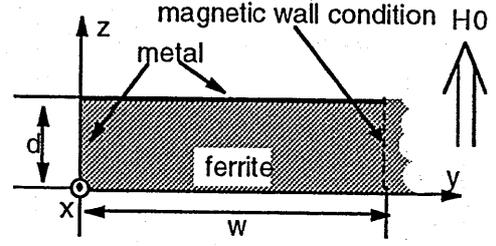


Figure 1: Geometry for the analytical solution

Table 1: Parameters for the analytical solution.

Applied bias magnetic field H_0	0.21 T
Saturation magnetization of ferrite $4\pi M_0$	0.18 T
Width of the metal strip w	1.0 mm
Relative permittivity of ferrite	15.3

The Polder tensor permeability with the applied dc magnetic field to z -direction can be derived as follows.

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\mu = \mu_0 + \frac{\gamma^2 \mu_0^2 H_0 M_0}{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2} \quad (2)$$

$$\kappa = \frac{\omega \gamma \mu_0^2 M_0}{\gamma^2 \mu_0^2 H_0^2 - \omega^2} \quad (3)$$

In these equation, γ is the gyromagnetic ratio. μ_0 is the permeability in vacuum. H_0 is the bias dc magnetic field. M_0 is the saturation magnetization of ferrite. The wave equation can be derived from Maxwell's equation and Polder tensor permeability by neglecting the dependency of the field distribution toward the thickness direction in the ferrite substrate.

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{eff} E_z = 0 \quad (4)$$

$$\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad (5)$$

The dispersion equation for x -direction can be derived from Eq. (4) with the magnetic and electric wall condition.

$$-\frac{\mu k_y}{\kappa \beta} = \tanh(k_y w) \quad (6)$$

$$k_y = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{eff}} \quad (7)$$

Figure 2 shows the dispersion curve. The equation is evaluated with the constants in Table 1. In this figure, it is clearly found that the nonreciprocity can be observed from frequency of f_1 to f_2 .

The frequency of f_1 and f_2 can be expressed as given by,

$$f_1 = \frac{\gamma \mu_0 \sqrt{H_0(H_0 + M_0)}}{2\pi} \quad (8)$$

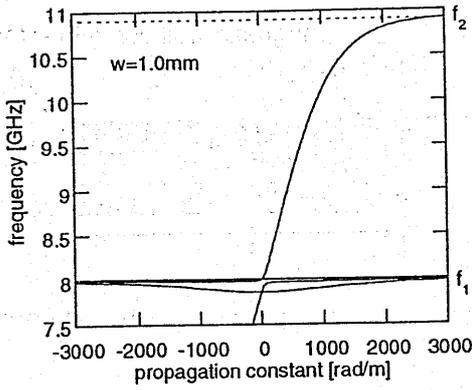


Figure 2: Dispersion curve of the edge-guide mode isolator with one short-edge

$$f_2 = \frac{\gamma\mu_0(H_0 + M_0)}{2\pi} \quad (9)$$

These frequency can be evaluated with the constants in table1. In this case, f_1 and f_2 equal to 8.0 and 10.9GHz. It is found that the nonreciprocity can be obtained in 3GHz bandwidth. Next, the evaluation of this characteristic is performed by FDTD method.

1.3 Numerical model for FDTD calculation

Here, the numerical model for time domain analysis is explained. Figure 3 shows the numerical model of the edge-guide mode isolator. The model consists of three parts including ferrite substrate, dielectric elements, and metal strip.

The thickness and resistance of the metal strip are neglected. The outside of the ferrite substrate except for the port portion is assumed to be surrounded by metal walls. The metal walls correspond to the conductive glue in the prototype isolator shown in Sec.2.6. One of the sides of the stripline is connected to the ground plane. Mur's 2nd order ABC is applied on the boundary surface of input, output and air region.

The parts consisted of the dielectric medium on the port1 and port2 are isotropic and homogeneous dielectric media. The relative permittivity of the media is 15.3, which is same as the ferrite. The dielectric part is so arranged that Mur's ABC can be used in the field analysis. In the ferrite media, velocity of waves depends on the mode status. Because the equation of Mur's ABC depend on the velocity of waves, the numerical errors are apt to be caused by the difference of the velocity at the boundary. The dielectric region as a buffer to match the velocity can avoid the numerical error. The propagation path of the region is 0.3mm. The influence of the region on the whole propagation characteristics is confirmed to be enough small.

The ferrite material in the FDTD method is formulated by the procedure in [4]. The Bloch's equation of the magnetic dipole movement is directly differentiated in time and space domain, and combined with the FDTD method. The ferrite media is uniformly magnetized per-

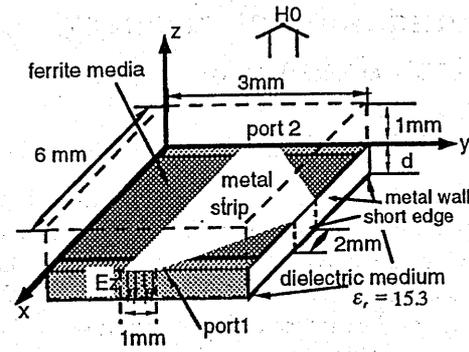


Figure 3: Three-dimensional model for the analysis

Table 2: Parameters for the numerical analysis

Applied bias magnetic field H_0	0.21T
Saturation magnetization of ferrite $4\pi M_0$	0.18T
Magnetic loss of ferrite ΔH	1.0Oe
$\Delta x = \Delta y, \Delta z(\text{air region})$	0.1mm
$\Delta z(\text{ferrite region})$	(thickness d)/10

pendicular to the ground: the demagnetization factor is ignored.

The excitation and observation are carried out by the z component of the electric field on the metal strip. Here, the parameters are shown in Table 2. The whole region is divided by 0.1mm for x and y directions. For the z direction in the ferrite substrate, the length that divides the ferrite region by ten is used for the space division. The length of 0.1mm is used for the space division in the air region. The time step is set up to satisfy the Courant's condition.

In this chapter, the influence of the structure on the frequency response is estimated by changing both the shape of the strip line and the thickness of ferrite substrates. Here, the procedure to define the shape of the metal strip is explained.

$$y = x^n \quad (10)$$

Figure 4 shows the two-dimensional view of the numerical model. The diagonal part of the strip line marked by "*" is changed by the following equation. In this trial function, x stands for the horizontal position in the diagonal part. The shape can be determined by the pa-

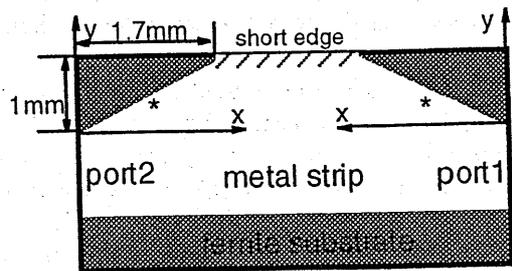


Figure 4: Two-dimensional view of the analytical model.

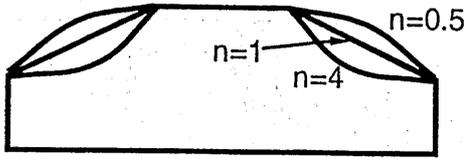


Figure 5: Representative shape of the metal strip.

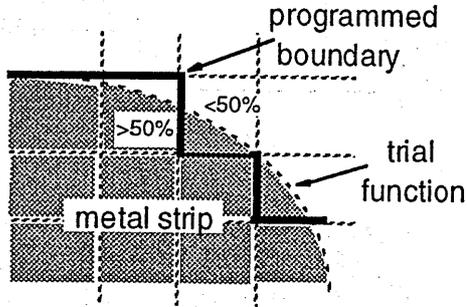


Figure 6: Configuration of the boundary condition for the metal strip.

parameter n . If the parameter n is less than unity, the shape becomes convexly. In the other case, the shape becomes concavely. Figure 5 shows the representative shapes under the $n=0.5, 1, 4$.

Here, the procedure to apply the boundary condition to the metal strip line is explained. The trial function of Eq.(10) is applied to the FDTD cell as shown in Fig. 6. If more than half of a unit FDTD cell is covered by metal, the whole cell is regarded to be covered by metal. The thickness of the metal strip is disregarded. According to this algorithm, the computer program is written.

1.4 Evaluation of the numerical results

In this section, the validity for the numerical analysis is evaluated by the comparison of the numerical and the analytical results. First, the transmission characteristics between port1 and 2 are analyzed. The frequency response is calculated using the Gaussian excitation pulse that has the center frequency of 10GHz with the spectrum width of 8GHz. The time domain waveform from the FDTD analysis is transformed into the frequency spectrum by FFT of 65536 points.

Figure 7 shows the frequency response. It is obtained with $n=2$ in the trial function. In Fig. 7, the upper stop band of 10.75GHz coincides with the analytical solution. However, the lower stop band in Fig.7 is different from the analytical solution. The dimension of the models can explain the reason for this difference. In Fig.1, the length of the device is neglected, namely any wave number can exist. However, the analysis with FDTD method includes the three-dimensional structure, thus the wave number for the propagation direction is limited at the small devices.

The propagation length from port2 to short edge for $n=2$ is 2.04mm. The short edge works as a stable point

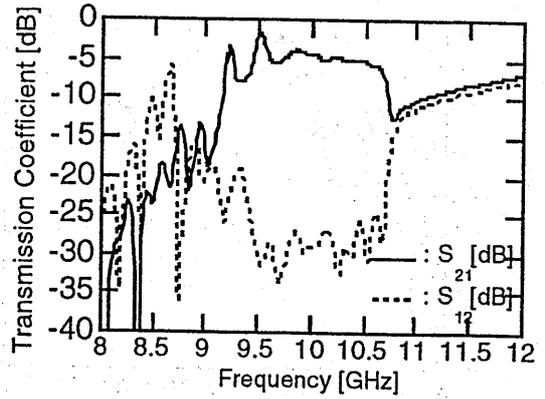


Figure 7: Numerical result of the transmission characteristics.

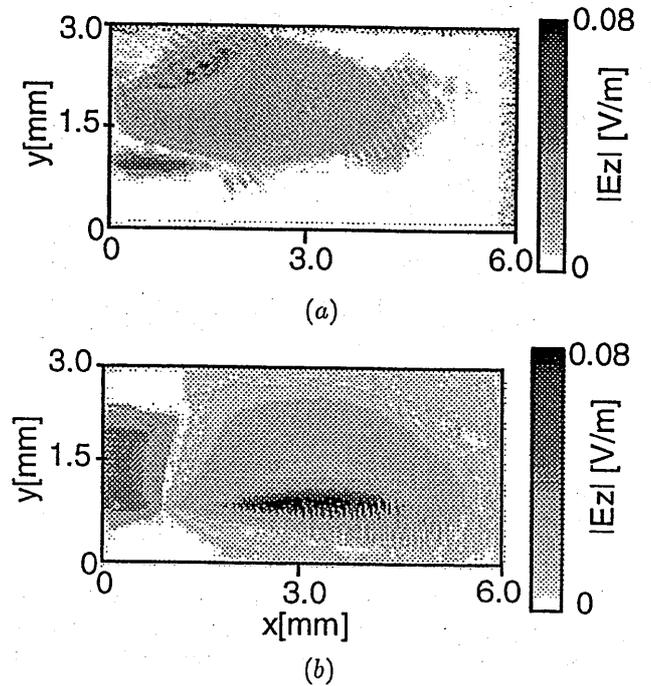
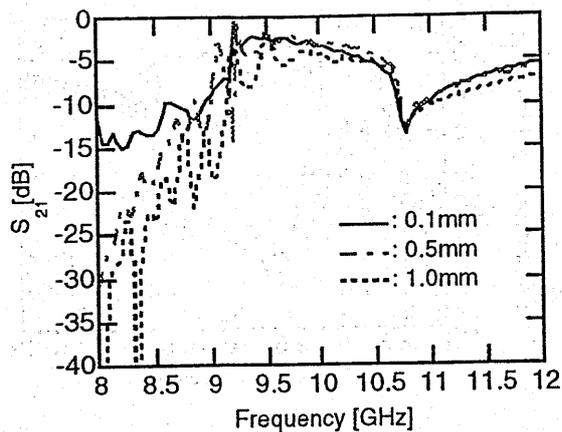


Figure 8: Numerical result of the space profiles of $|E_z|$ on the metal surface.

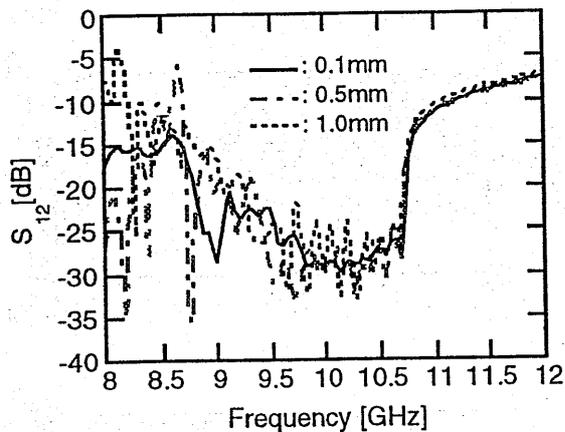
of the waveform. The electric field at excitation point is forced to drive by the excitation wave.

From this view point, let us postulate that the isolator can treat only more than quarter wavelength. The propagation length corresponds to the wave number of 769 rad/m. Figure 2 indicates that the frequency for this wave number is 9.75GHz. Namely, given that the isolator does not operate with less than quarter wavelength, the length of the isolator should define the difference between the analytical and the numerical result. The more detailed consideration of the influence on the bandwidth is shown later. In Fig.7, the maximum isolation ratio can be seen at the frequency of 10.3GHz. On this frequency, the space profiles of $|E_z|$ are evaluated.

Figure 8 (a) and (b) show the space profiles of E_z . From these results, it is clearly found that the profile of the electric field is concentrated along one edge of the



(a)



(b)

Figure 9: Numerical results of the transmission characteristics.

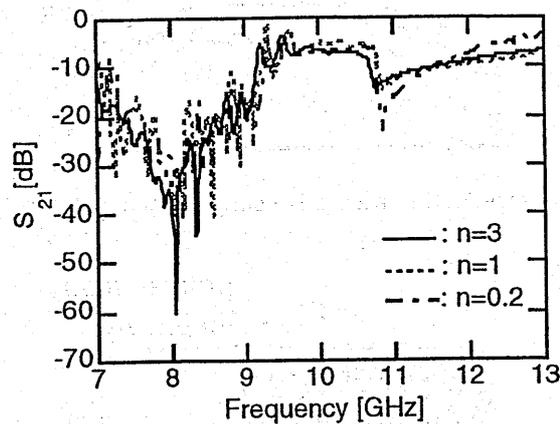
strip line and the profile is different by the propagation direction, forward and backward. This expresses the operation of the edge-guide mode isolator, and the validity of the numerical scheme is confirmed.

1.5 Influences of the structure on the nonreciprocity

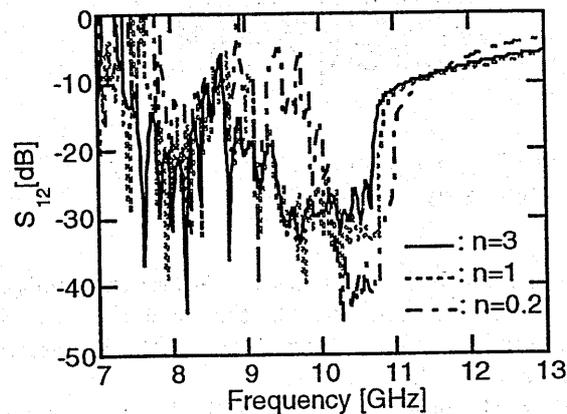
Next, the influence of the thickness of the ferrite substrate on the frequency response are investigated.

First, the influence of the thickness is evaluated. Figure 9 shows the numerical results. The analysis is performed with the change of the thickness from 0.1 to 1.0mm.

In the analysis, the order of the trial function n is set up to 2.0. As shown in Fig. 9 (a) and (b), remarkable change caused by differences of the thickness cannot be observed. In other words, the field profile of the edge-guide mode does not depend on the thickness from 0.1 to 1mm. In case that the thickness is more than 5mm, the volume wave is obviously observed. But the field profile does not depend on the thickness if the thickness is a proper value for the substrate of a practical stripline. Although a large number of studies have been made on this mode, little is known about the effect of the thickness



(a)



(b)

Figure 10: Numerical results of the transmission characteristics.

because of the difficulty of the analysis. However most of the pioneer works on the mode have been performed with 2-D models, this result justifies the precedent approach.

Second, the influence of the shape of the strip line is examined. The shape of the strip line is changed by the trial function in Eq.(10). From Fig.10, it is found that the nonreciprocity can be enhanced as the shape of the strip line becomes convexly. The enhancement can be observed especially around the upper stop-band. However, the bandwidth is reduced from lower stop-band according to this change.

A significant tendency of this result is that the marked reduction of the bandwidth is observed only at the lower stopband. The dispersion curve in Fig.2 indicates that the phenomena around the lower stopband correspond to the region where the propagating wave has long wavelength. Thus the change of the shape, that is, the change of the propagation length seems to limit the lower stopband.

To investigate more precisely, the relation between the order of the trial function and the lower stopband of the isolator is explored. Figure 11 shows the length of the propagation path on the reverse transmission as a function of the order of the trial function. The result can be transformed into the propagation constant by the follow-

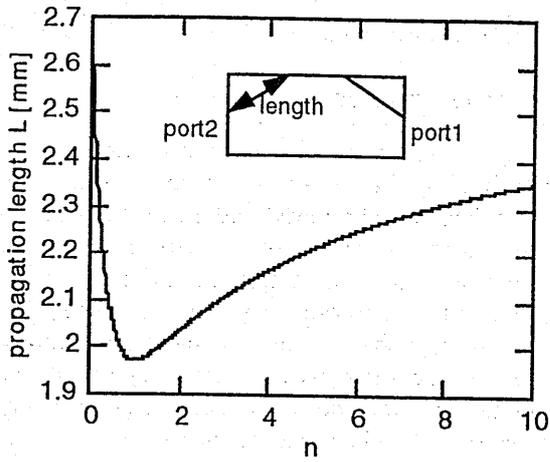


Figure 11: Propagation length on the reverse transmission as a response to the order of the trial function

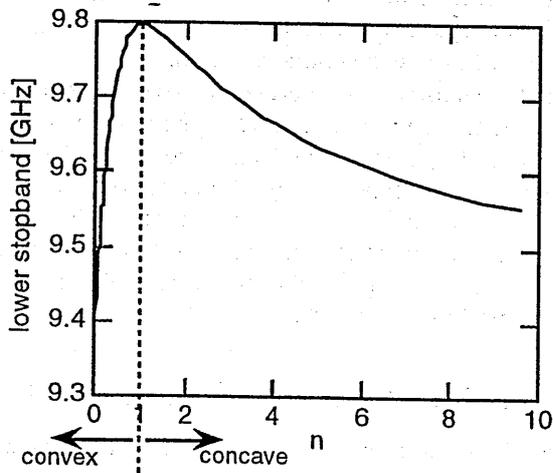


Figure 12: Lower Stopband as a response to the order of the trial function.

ing equation.

$$\beta = \frac{2\pi}{4L} \quad (11)$$

In Eq.(11), β is the propagation constant, and L is the length of the propagation path. This equation is introduced by assuming that the reverse transmission can treat only more than quarter wavelength as denoted in Sec. 2.3. The frequency, namely the lower stopband corresponding to this propagation constant can be obtained from the dispersion equation of Eq.(6).

Figure 12 shows the estimated lower stopband. This figure indicates that the wide bandwidth can be obtained at $n = 0$. However, in the numerical analysis, in case that the n has the small value around zero, the distance between the metal strip and the metal wall at the outer part of the numerical model sharply decreases. Then the effective propagation path seems to decrease. On the case that " n " is larger than unity, the effect should be reduced.

In the practical case, the metal wall surrounds the ferrite substrate, and the shape should be concave rather

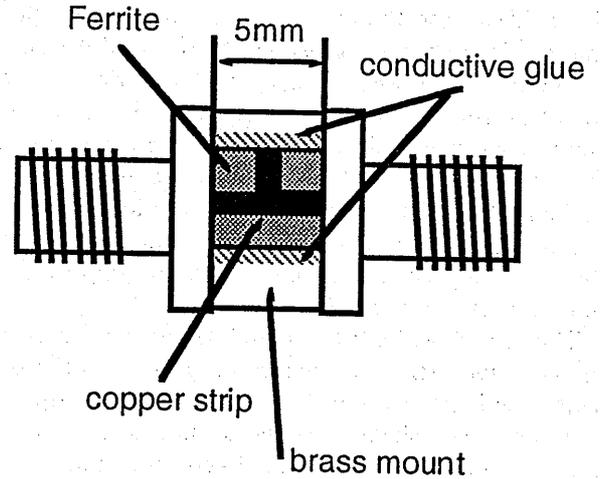


Figure 13: Schematic of the prototype isolator

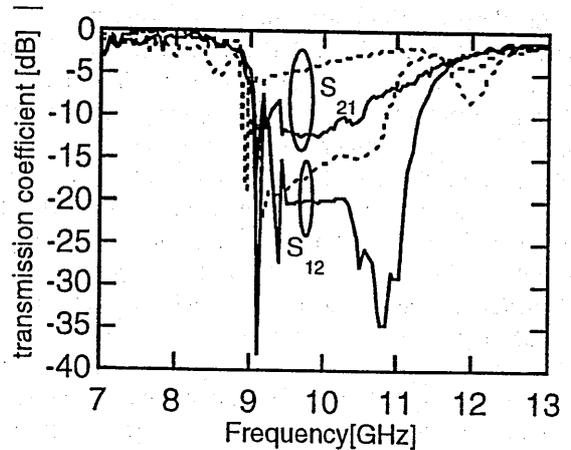


Figure 14: Experimental result of the transmission characteristics. The dotted and solid lines indicate the results on the concave and convex case, respectively.

than convex to obtain the wide bandwidth. In view of these numerical results, the experiment is performed.

1.6 Experimental result

Here, the experiment is carried out to verify the numerical results. Figure 13 shows the schematic of the prototype isolator. The shape of strip line is determined on the basis of the numerical result: the convex and concave shape. The experiment is performed on these two cases.

The strip line is made of the copper film with 0.05mm in thick. The ferrite media in the isolator is a single crystal YIG of $\Delta H = 1.0\text{Oe}$. The size of YIG is $5 \times 5 \times 1\text{mm}$. The saturation magnetization is 0.173T . The side of the ferrite substrate is fixed by conductive glue based on Ag. The bias dc magnetic field is applied by Nd-Fe-B permanent magnets with 10mm in radius and 5mm in thickness. The intensity of magnetic field at the ferrite surface is 0.36T . The transmission characteristics are measured by Agilent 8720 network analyzer.

Figure 14 shows the experimental results on the isolator shown in Fig.13. The experiment is performed on

the isolator with the metal strip of convex and concave shape. Both shapes correspond to the n of 0.2 and 3.0 respectively. As estimated by the numerical analyses, the enhancement on the nonreciprocity can be observed at the convex model. Compared to the concave model, the isolation ratio on the higher stop-band is improved by more than 10dB, however, the insertion loss and the bandwidth is reduced. On the convex model, by contrast, the insertion loss and the bandwidth are improved, and the isolation ratio is reduced.

The experimental results lead to the conclusion that the isolation ratio is in inverse proportion to the bandwidth, and the shape of the metal strip can adjust the situation. The shape must be formed to meet the demand; higher isolation or wide-band operation.

1.7 Conclusion

In this chapter, the edge-guide mode isolator is investigated by FDTD method. Although the edge-guide mode has been an object of study for a long time, because of the difficulty to the three dimensional analysis, little is known about the influence of the structure.

First, the influence of the thickness of the ferrite substrate is brought out. The numerical analysis makes it clear that the property of the edge-guide mode does not depend on the thickness. Most of the pioneer work on the mode has been performed on 2-D models; therefore, this result justifies the precedent approach.

Second, the influence of the shape of the metal strip is clarified. The numerical analysis indicates the effect of the shape on the frequency response: the convex model can improve the isolation ratio and the concave model can better the operation bandwidth.

Last, the experiment is carried out on the basis of the numerical result. The experiment is performed on the two models: the isolator with convex or concave metal strip. The experimental results show that the isolation ratio is a trade-off with the bandwidth, and the situation can be adjusted by the shape of the metal strip. The shape must be formed to meet the demand: higher isolation or wide-band operation.

2 Optical Control of the isolator

2.1 Introduction

The rapid progress in the information and communication technology has urged to develop the advanced microwave devices. The most fundamental parameter that determines the operation of a ferrite device is the bias dc magnetic field. Changing the intensity of the field can control the operation frequency. However, the spiral coil to produce the variable magnetic field imposes the problem of size and drives current; they are obstacles to the miniaturization and the reduction in power consumption. Moreover, inductance and heat-generation limit the high-speed operation.

On the other hand, it is well known that the solid-state plasma on the semiconductor induced by illumination can broadly change the surface resistance[5][6]. Many studies on microwave switch and phase shifter utilizing the advantage of the plasma, non-contact and high-speed response, have been conducted[5]-[9].

In this chapter, the photoconductive effect of the silicon and the ferrite edge mode[1],[2],[10] are combined to realize the optically controlled isolator. The isolator achieves the change of characteristics without a lot of problems inherent in the magnetic control. Based on the above qualitative considerations, the ferrite edge-guided mode isolator equipped silicon substrate is investigated both experimentally and numerically.

2.2 Principle of the optical control

First, the basic principle of the isolator is explained. As shown in fig.15, the field distribution of the ferrite edge mode is concentrated on the left-hand side under the metal strip regarding to the propagation direction provided that the dc magnetic field is applied upward to the substrate[1]. In order to consider the operation of the isolator, the influence of the resistive body loaded on the one side of the strip edge on the transmission characteristic is considered on the isolator in fig.16.

Fig.16 shows the operation of a conventional ferrite edge-mode isolator. The model consists of three parts including ferrite substrate, resistive material, and metal strip. In case of the propagation from port1 to port2, that is the forward transmission; the propagation is performed without the influence of the resistive material owing to the nature of the mode in fig.15.

On the other hand, the reverse-transmission is affected by the resistive body. At the connection point between ferrite and resistive material, when the equivalent impedance of striplines with ferrite and resistive material are equal, the input is terminated at the resistive material and no reflection will occur. This is the cutoff state of the isolator, depicted in the dotted line of fig.16. In case that the impedance mismatch on the junction point between striplines with ferrite and silicon substrates bring about reflection, it leads to a transmission from port2 to 1. As a result, the nonreciprocity declines. This is the through state of the isolator expressed in the

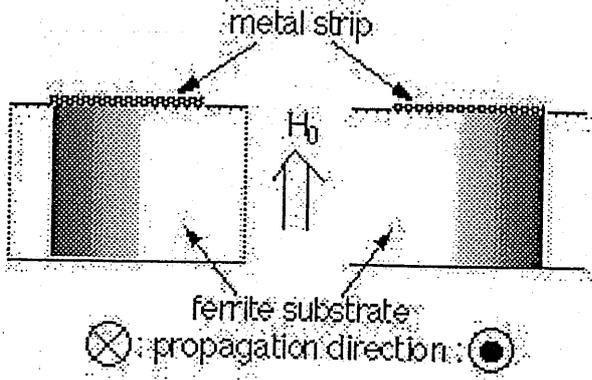


Figure 15: Field Distribution of ferrite edge mode.

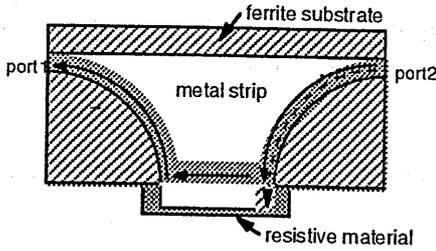


Figure 16: Changes of transmission state as a response to the conductivity. In case of the matching condition satisfied, input signal is terminated at the resistive material, otherwise reflected at the edge of the stripline with ferrite substrate.

solid lines of fig.16. In this way, the transmission can be controlled by the conductivity of the resistive body in the isolator.

Here, let us consider exchanging the resistive material for the silicon with photo-generated plasma. The relative permittivity of the photo plasma is given by (1) [5]-[9].

$$\epsilon_p = \epsilon_s - \sum_{i=e,h} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 + \gamma_i^2} \left(1 + j \frac{\gamma_i}{\omega}\right) \quad (12)$$

In (12), ω is angular frequency of the electromagnetic wave, and γ_i is collision frequency of the electron and hole, ω_{pi} is plasma angular frequency written in (2).

$$\omega_{pi}^2 = \frac{n_i e^2}{\epsilon_0 m_i^*} \quad (i = e, h) \quad (13)$$

In (13), ϵ_0 is the permittivity in the vacuum, m_i^* is effective mass of electron and hole. n_i are the carrier density of electron and hole. In this chapter, the carrier densities are chosen as the same as the plasma densities n_p in order to assume the intrinsic semiconductor. Here, material parameters of the high-resistivity silicon required in the calculation are summarized in table 3.

The relative permittivity and conductivity for 12.1GHz can be derived from (12) as a function of the plasma density n_p .

$$Re[\epsilon_p] = 11.8 - 7.41 \times 10^{-22} n_p \quad (14)$$

Table 3: Material parameters for high-resistivity silicon.

relative permittivity of Si	$\epsilon_s = 11.8$
electronic charge	$e = 1.6 \times 10^{-19} [C]$
effective mass of electron	$m_e^* = 2.36 \times 10^{-31} [kg]$
effective mass of hole	$m_h^* = 3.46 \times 10^{-31} [kg]$
collision frequency of electron	$\gamma_e = 4.50 \times 10^{12} [sec]$
collision frequency of hole	$\gamma_h = 7.71 \times 10^{12} [sec]$

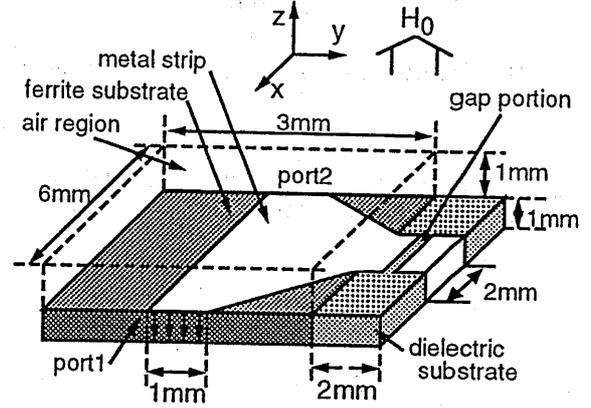


Figure 17: Three-dimensional model for the analysis.

$$\sigma = -\omega \epsilon_0 Im[\epsilon_p] = 3.37 \times 10^{-20} n_p \quad (15)$$

As given in (14) and (15), in case that the operation frequency is enough low compared to the collision frequency of electron and hole, the change of the dielectric constant turns into about 1% of the change of the conductivity. Based on this characteristic of plasma, the numerical model of the plasma-induced silicon is established by neglecting the change of the permittivity.

The optically controlled isolator is realized by combining the nature of ferrite edge-mode and the plasma-induced silicon.

2.3 Numerical modeling of the optically controlled isolator

Fig.17 shows the geometry of the numerical model. The model consists of ferrite substrate, dielectric substrate with conductive layer and metal strip with gap portion.

The excitation is performed by E_z , the z component of the electric field at the port portions. The time-domain waveform is observed at each port by the same component. The outside of the model is assumed to be surrounded by Mur's 2nd order ABC. One of the sides of the metal strip is connected to the metal strip with gap portion. The thickness and resistance of the metal strip are neglected.

As depicted in fig.18, the dielectric substrate and the conductive layer organize the numerical model of plasma-induced silicon. Each region corresponds to the silicon substrate and the plasma layer. The right side is connected to the ground plane. The relative dielectric constant of both regions is set up to 11.8. The gap interval

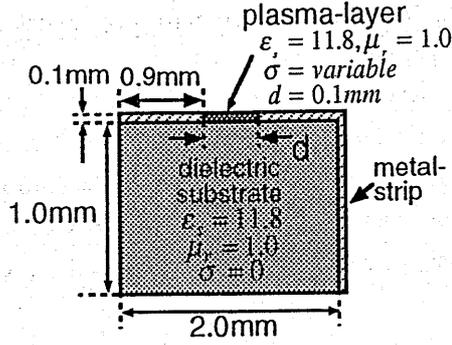


Figure 18: Numerical model of the plasma-induced silicon.

Table 4: parameters for numerical analysis

bias dc magnetic field(internal)	0.31T
saturation magnetization of ferrite	0.18T
magnetic loss of ferrite ΔH	4.0kA/m
$dx = dy = dz$	0.1mm
Δt	0.17ps

is 0.1mm, the cell size of the analysis. The thickness of the plasma layer is determined by the diffusion length [5]-[9] as given by,

$$L_D = \sqrt{\frac{2\mu_e\mu_h k_B T}{\mu_e + \mu_h} \tau}. \quad (16)$$

In (16), μ_e and μ_h are the mobility of electron and hole. k_B is the Boltzmann constant, and τ is the lifetime of electron-hole pair. The diffusion length of plasma, L_D for $T = 300K$, $\tau = 10\mu s$ can be calculated as $150\mu m$. The thickness of the plasma layer, namely the thickness of the conductive layer is set up to $100\mu m$, which is same as the length of unit cell in FDTD analysis. The analysis is carried out with the change of the conductivity of the plasma layer.

The parameters in the numerical analysis are summarized in table 4.

2.4 Numerical Results

Fig.19 and 20 show the calculated transmission characteristics as a response to the conductivity of the plasma layer. From fig.19, it is found that the forward transmission S_{21} is not affected by the value of conductivity at all. This result is provided by the nature of edge-guided mode, which is investigated more precisely by field distribution shown later.

Fig.20 shows the numerical result of reverse transmission S_{12} as a response to the conductivity. Unlike the forward transmission, it turns out that frequency response changes with the conductivity of plasma layer. As the conductivity increases, the remarkable cutoff characteristic is brought about. The maximum change of the isolation ratio, 45dB is obtained at the frequency of 12.1GHz.

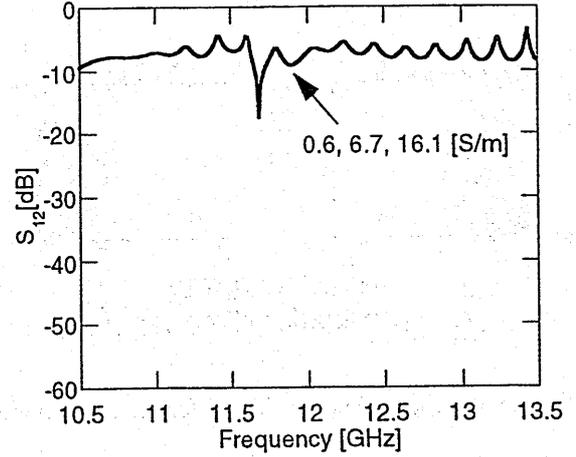


Figure 19: Numerical result of forward transmission S_{21} as a response to the conductivity.

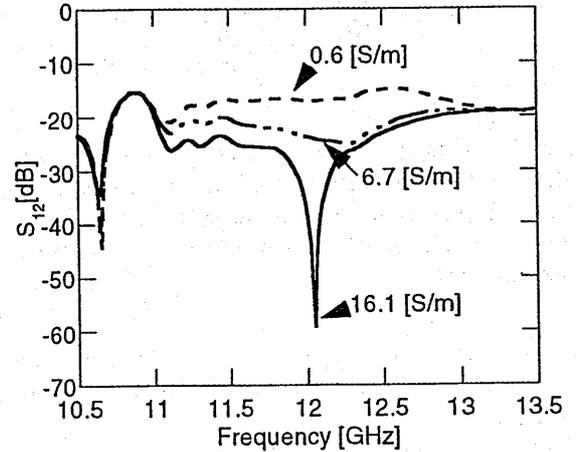


Figure 20: Numerical result of reverse transmission S_{12} as a response to the conductivity.

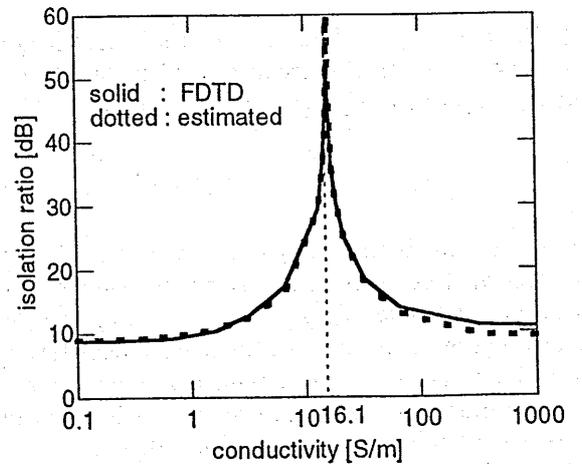


Figure 21: Change of isolation ratio as a response to the conductivity σ .

From the above numerical results, it is cleared that the isolator has the feature that the isolation ratio can be changed in addition to the nonreciprocity.

From these results, the isolation ratio as a response to the conductivity is evaluated in fig.7. The evaluation is performed in the frequency of 12.1GHz where the notably changes are observed in fig.6.

The isolation ratio increases with incrementation of conductivity and gets the maximum value at $\sigma = 16.1S/m$. The isolation ratio decreases as increasing the conductivity more than this value. When the conductivity less than 0.1 S/m or more than 1000S/m, it is confirmed that the isolation ratio has the saturated value of 9.5 and 10.2dB, respectively. In case that the conductivity of 16.1S/m, the input waves are seemed to be terminated at the conductive film without reflection. Less or more than this value, the matching condition can not be established, thus the isolation ratio is seemed to decline.

To confirm this assumption, a simple model, which connects the ohmic load, Z_1 to the transmission line of characteristic impedance Z_0 . The reflection coefficient of this model can be derived as (17).

$$|\Gamma| = \left| \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1} \right| \quad (17)$$

In numerical result shown in fig.21, the nonreciprocity at $\sigma = 0$ can be interpreted to be caused by the asymmetric structure for the propagation direction. The value can be read from fig.21 as 9.5dB. The isolation ratio can be expressed using this value provided that the propagation loss and the field of the strip line are not concerned with the conductivity of the load.

$$F_{isolation}(Z_1) = -20\log|\Gamma| + 9.5 \text{ [dB]} \quad (18)$$

In the analytical model, the ohmic value corresponds to the conductive body of cross-section area S and length d can be derived as follows.

$$R = \frac{d}{\sigma S} \quad (19)$$

This value can be interpreted in the load impedance Z_1 in (17) provided that the ohmic resistance is loaded at the edge of the stripline as a lumped element. The isolation ratio gets the maximum value at $\sigma = 16.1S/m$. For this value, the matching condition seemed to be established. The ohmic value of the analytical model can be calculated as 31Ω using $S = 2.0 \times 10^{-7}m^2$ and $d = 1.0 \times 10^{-4}$, and $\sigma = 16.1S/m$. Thus the characteristic impedance at the edge of the ferrite stripline can be evaluated as 31Ω .

Here, the estimated isolation ratio using these values is shown in a dotted line of fig.21. Good agreement with the FDTD result is particularly observed where the conductivity is less than 16.1S/m.

The rejection ratio more than 60dB is not provided by the FDTD results. This difference is caused by the direct-propagation between ports via the air region. On the results of $\sigma = 16.1S/m$ or more, the differences are increasing according to the increase of the conductivity.

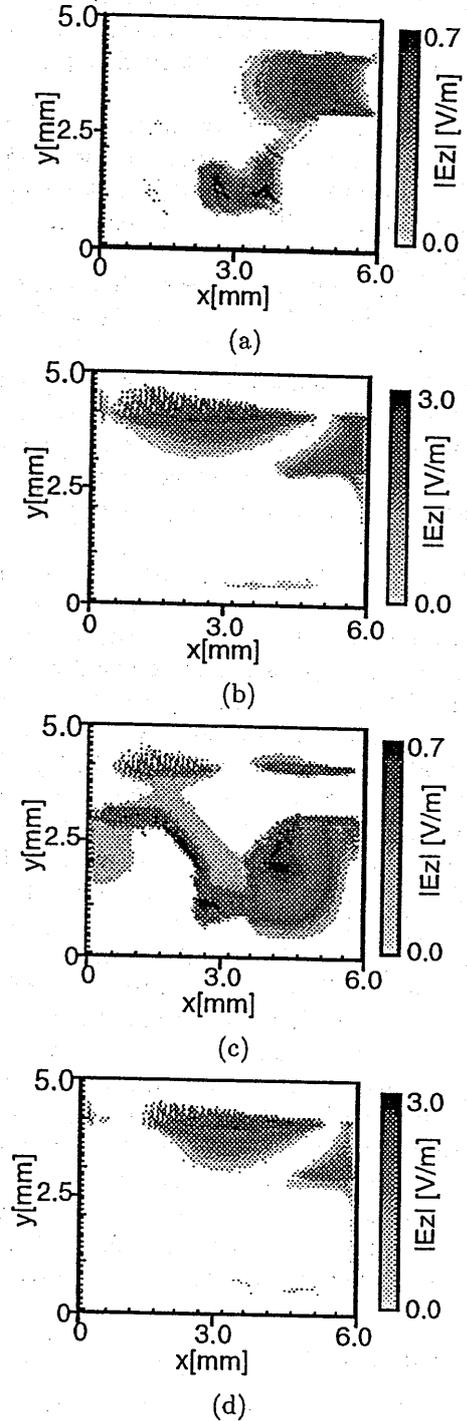


Figure 22: Numerical results of the field distribution of $|E_z|$ on the metal surface.

This increase of the error between numerical and estimated results seems to be caused by being unsatisfied the condition to introduce (18). That is, the forward transmission are influenced by existence of the conductive material.

In order to investigate the change of the cutoff characteristics in detail, the field distribution with continuous-wave drive is calculated. The excitation frequency is chosen as 12.1GHz, where the remarkable change is observed in fig.21.

All the evaluation are performed on the z-component of electric field, $|E_z|$ at the surface of the metal strip. The distributions are evaluated at the instance of 5.13ns from the start of the excitation. Each result is confirmed to reach the steady state. It takes 7 minutes to obtain each result by Opteron 142 processor. In each figure, the port1 and 2 are located in left- and right-side, respectively.

Figs.22(a) and (b) show the result of the conductivity $\sigma = 16.1S/m$. This conductivity is chosen as the nonreciprocity appears notably in fig.7. Fig.22(a) shows that the input wave from port2(right-side of the figure) does not propagate to port1. This result indicates the cutoff state.

Furthermore, fig.22(b) shows the distribution from port1 to 2 in case of the same condition in fig.22(a). It is found that the propagation is performed along the upper edge of the metal strip, as estimated qualitatively.

Next, the field distributions on $\sigma=0.1S/m$ are shown in fig.22(c) and (d). This conductivity corresponds to the un-illuminated state of the silicon. In (c), the incident wave is reflected and propagating toward the opposite port. By comparing fig.22(c) and (a), the change of the conductivity turns the cutoff state in (a) into the transmission state in (c). On the forward transmission in fig.22(b) and (d), the field distributions are almost same.

By putting the numerical results shown above and the correspondence of plasma density with the conductivity together, it is found that the decline of the conductivity without optical irradiation leads to unsatisfied the matching condition and it turns into the transmission state. On the other hand, the increase of the conductivity by performing optical irradiation leads to the cutoff state with the matching condition at the edge. Based on the numerical results shown above and the qualitative estimation, the prototype isolator is fabricated experimentally and some characteristics are measured.

2.5 Experimental results

Fig.23 shows the picture of the prototype isolator. The structure is explained by fig.24. The ferrite and silicon substrate is arranged on the ground plane. The strip line is arranged by copper film. The ferrite material used here is the polycrystalline YIG of $5 \times 5 \times 1mm$. The saturation magnetization $4\pi M_0$ is 0.173T, and the half value of magnetic resonance ΔH is $4.0kA/m$. The dc magnetic field is applied by Nd-Fe-B permanent magnets with 20mm radius and 10mm thickness. The intensity of bias magnetic field H_0 at the ferrite surface is 0.45T.

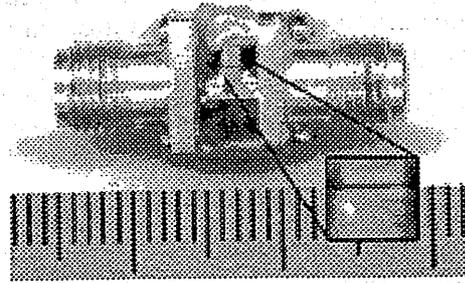


Figure 23: Picture of the prototype isolator.

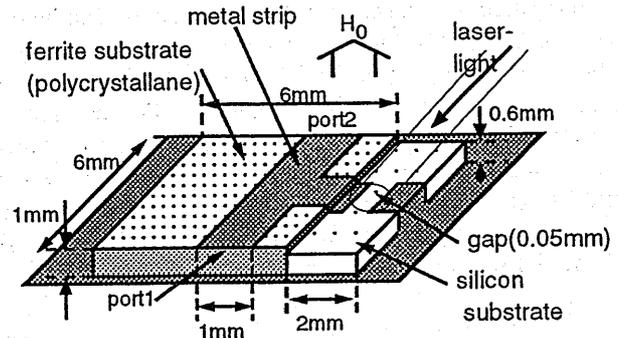


Figure 24: Schematic of the prototype isolator.

The strip line on the silicon substrate is prepared for the single gap structure by Au evaporation. The gap interval is set to $50\mu m$ as shown in fig.24. The stripline edge on silicon substrate is connected with the ground plane by the electro-conductive glue based on Ag. The gap portion is illuminated by the laser diode with wavelength of 830nm and maximum power of 30mW.

Fig.25 and 26 show the measured transmission characteristics. In these figures, P_L stands for the power of the laser. The measurement is performed at $P_L=0, 10, 20,$ and $30mW$. Fig.25 shows the measurement result of forward transmission. This figure indicates that the difference by the irradiation is within 1dB. This tendency is well agree with the matter shown above. Fig.26 shows the experimental result of reverse transmission. The cutoff property appears with incrementation of the intensity of laser illumination. From the experimental results with the laser illumination of 30mW and null, the control of the isolation ratio is achieved as 39dB. Although the peak property of the isolation ratio is obtained in the numerical results, it is not observed with the laser diode used in the experiment. It seems that the output power of the laser is not sufficient to obtain the peak.

The isolation ratio smoothly changes according the irradiation power. Here, the numerical and experimental results on the isolation ratio are compared. Figure 27 shows the isolation ratio as a response to the irradiation power. The solid line and the square dot indicate the numerical and experimental result. In this figure, the conductivity sigma in the FDTD analysis is transformed into the irradiation power P_L by the following fitting function.

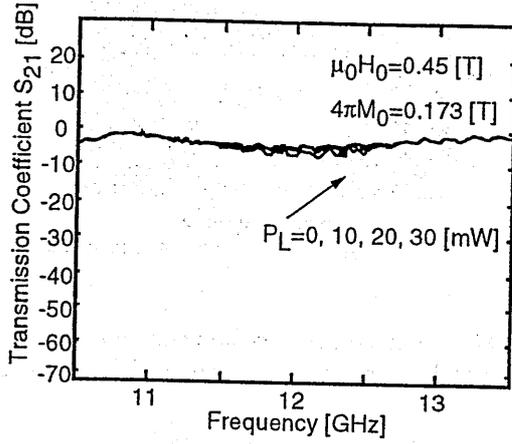


Figure 25: Experimental result of the forward transmission S_{21}

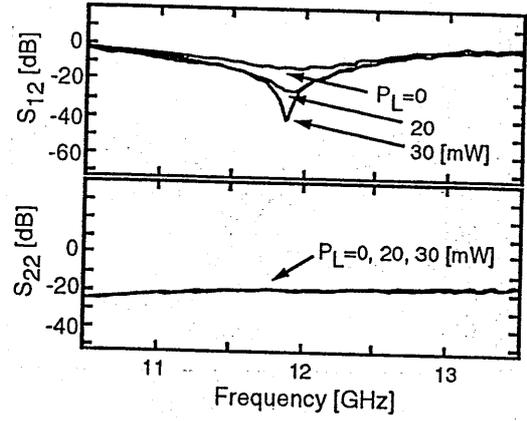


Figure 28: Reflection and transmission characteristics with $P_L = 0, 20, \text{ and } 30 \text{ mW}$. The reflection characteristics is not influenced by the irradiation at all.

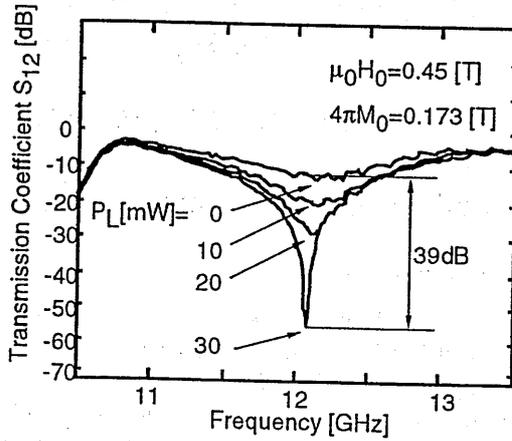


Figure 26: Experimental result of the reverse transmission S_{12} .

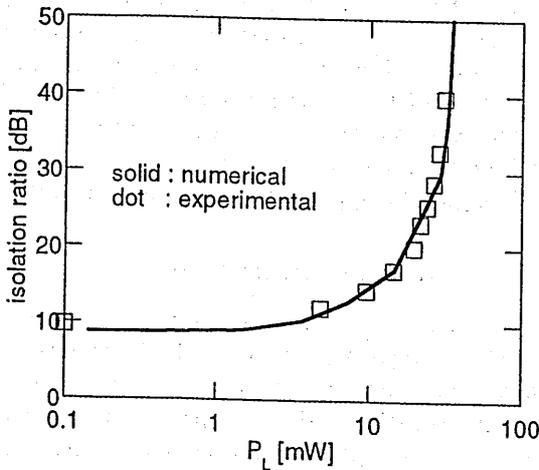


Figure 27: Isolation ratio as a response to the irradiation power.

$$P_L = 2.24\sigma \quad (20)$$

The coefficient 2.24 is obtained by minimum square method. This relation between the conductivity and the irradiation power depends on the every condition in the experiment: the surface condition of the silicon, the diameter of the laser spot, the irradiation angle and the quantum efficiency of the silicon. But we are not concerned here with these parameters to focus attention on the operation of the isolator. The experimental results agree with those obtained by the numerical result with the fitting function (20). From this result, the relation between the irradiation power P_L in mW and the plasma density n_p can be estimated as given by (21) from (15).

$$n_p = 1.33 \times 10^{22} P_L \quad (21)$$

Although the eq.21 is a valid equation only for the isolation in this chapter, the procedure discussed above should be valid as a procedure to determine the relation between the Irradiation power and the plasma density.

The reflection characteristic is also measured to confirm the influence of the resistive body. Fig.28 shows the measured transmission S_{12} and reflection characteristics S_{22} as a response to the irradiation. This figure shows that the irradiation does not change the characteristics at all. The measured value S_{22} at the operation frequency of 12GHz is -19.5dB.

To probe further, the tunability of the characteristics S_{12} is also measured in fig.29. The applied magnetic field is changed by a small magnetic coil. With the coil and the permanent magnet, the applied dc magnetic field is changed from 0.43 to 0.45 T. In these figure, the measurements are performed by $P_L = 30 \text{ mW}$. As shown, the operation frequency is smoothly tuned by the intensity of the bias magnetic field. This figure indicates that the notch characteristic is not derived from the resonance of the structure itself.

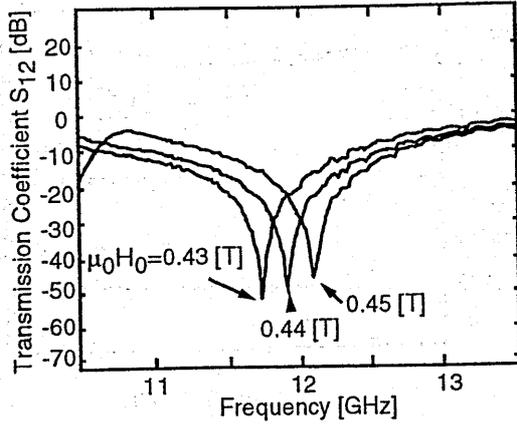


Figure 29: Magnetic tunability of the isolator. The measurement is performed by $P_L = 30mW$.

2.6 Conclusion

In this chapter, proposal and verification are performed on the new type of isolator, which combine the optical conduction effect of semiconductor and the magnetic characteristic of ferrite media.

From the numerical results by FDTD method, it is confirmed that the control of the nonreciprocity can be achieved by the change of the conductivity.

Furthermore, the experiment is performed on the prototype isolator. The illumination is performed by the laser diode of 830nm and 30mW. With illumination to the gap of the strip line, it is observed that the isolation ratio can be changed with irradiation intensity.

The maximum value of 39dB is obtained at the frequency of 12GHz as the change of the isolation. The prototype isolator introduced in this chapter shows not only the optical controlled isolator but also the nonreciprocal microwave modulator by the lightwave. This isolator utilizes the conductive effect of semiconductor, and the laser-integrated device should be realized by using the material for laser diode. The configuration should be useful for various microwave photonics systems

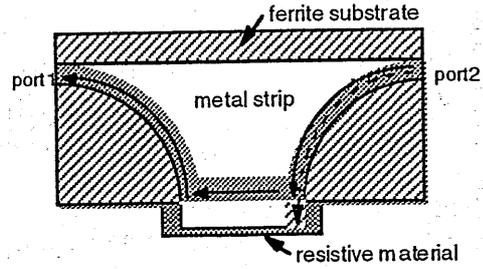


Figure 30: Change of reverse transmission as a response to the resistive material at the edge of the metal strip

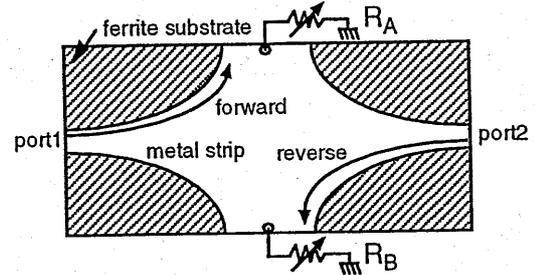


Figure 31: The configuration of the presented isolator.

3 Control of total transmission

3.1 Introduction

The nonreciprocal microwave devices using ferrite media have been utilized in various microwave systems to protect and stabilize. A lot of analyses on the microwave isolators have been developed, however, as far as I know, the isolator that can control the total transmission without the magnetic control have not been reported. In this section, an isolator with the multi-state operation is presented. The operation is based on the unique property of ferrite edge-mode and the variable resistance of PIN diode. On the isolator, the possibility to miniaturize can be expected because the field displacement effect of the ferrite edge-mode is not governed by the resonance as the conventional circulator. On the device, the numerical analysis and the experiment are performed. Both results indicate that the transmission and the rejection direction between two ports can be determined arbitrarily by changing the applied bias voltage to diodes.

3.2 Principle of Operation

The conventional ferrite edge-mode isolators have been developed by preparing a resistive body to absorb the reverse transmission. In case of the matching condition between the resistive body and the metal-strip edge is satisfied, the input signal is terminated at the resistive body. This case can be explained by the dotted-line in fig.30.

However, inadequate choice of the resistive body leads to the imperfect termination, and the input signal is reflected at the edge of the strip-line as shown by the

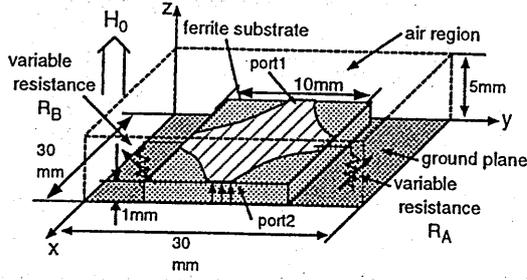


Figure 32: Schematic of the numerical model.

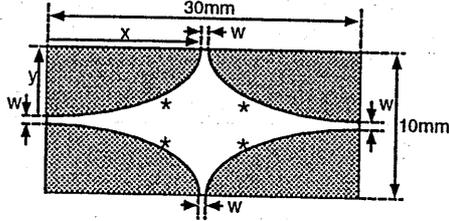


Figure 33: The shape of the metal strip

solid-line in fig.1 , that is, the nonreciprocity is reduced [11][12].

In the presented isolator, the resistive body is exchanged for the two variable resistors realized by PIN diodes. Fig.31 shows the schematic of the isolator. The isolator consists of two ohmic resistors with a strip line on the ferrite substrate. On this isolator, changing the two resistors R_A and R_B , that is, the bias voltages for PIN diodes, can control the total transmission. Upper and lower side resistor can control the forward and reverse transmission independently by the nature of the mode. Here, the numerical analysis is performed on this type of isolator.

3.3 Numerical Modeling and Analysis

Fig.32 shows the schematic of the numerical model. It consists of four elements including ferrite substrate, metal strip, and two variable resistors. The thickness and the resistance of the metal strip are neglected.

Here, the procedure to define the figure of the metal strip is explained. The upper-left part of the metal strip in fig.33 is defined by the trial function given by

$$y = \frac{10-w}{2} \times \left(\frac{2x}{30-w} \right)^n. \quad (22)$$

In this equation, w is the width of the metal strip. The unit of the length is millimeter. This part can be designed by changing the parameter " n ". The representative styles for $n=1, 2, \text{ and } 5$ are shown in fig.34. This shape is also applied to the other three diagonal portion marked "*" in fig.33. The formulation of this shape in FD-TD method is performed by the step approximation as the same procedure as Sec.2.3. In this section, all the analyses are performed under $n = 5$ and $w = 1.0\text{mm}$. These parameters are fixed to present a representative multi-state operation.

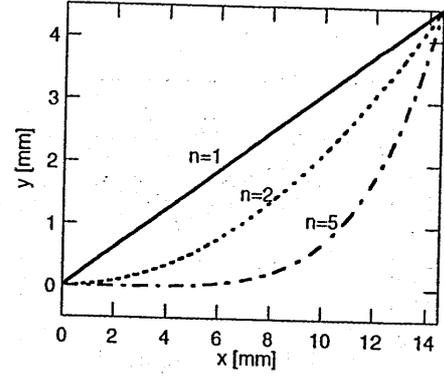


Figure 34: Representative shape of the diagonal part for $n=1, 2, \text{ and } 5$.

Table 5: Parameter for the numerical analysis

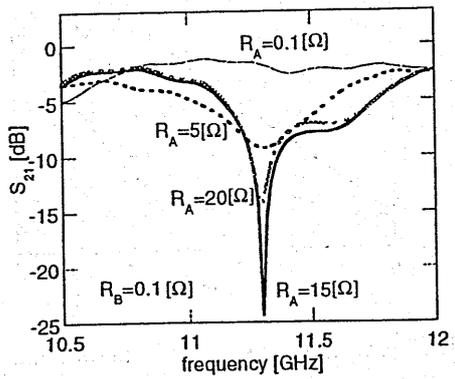
Applied Magnetic Field(internal)	0.21T
Saturation Magnetization	0.18T
Half value of the magnetic resonance ΔH	4.0kA/m
Space cell sized $x = dy = dz$	0.5mm
Time cell size Δt	0.85ps

The two variable resistors are formulated as a lumped element. Outside of the air region, the Mur's 2nd order absorbing boundary condition is applied. The wave excitation and observation are performed at port1 and port2 by the z-component of the electric field on the metal strip. The transmission characteristics are calculated from the time domain waveform by FFT of 65536 points. Other parameters for the numerical analysis are summarized in Table.5. The different space cell size from ref.[13] is applied. This value is confirmed to provide the proper result for the numerical model in fig.32. The time cell size is also modified under Courant's condition. First, the numerical results of the transmission characteristics as a response to the two resistors R_A and R_B are examined.

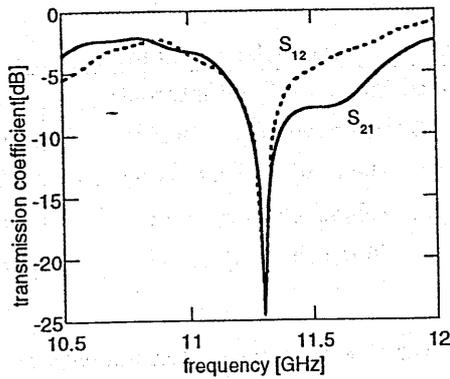
Figure 35(a) shows the transmission characteristics as a function of the resistor R_A . In these result, R_B remains 0.1Ω . From this result, we can see that the forward transmission S_{21} is clearly affected by the value of R_A . In this analysis, it is confirmed that the rejection ratio for S_{21} has a peak value at $R_A = 15\Omega$, and the saturated value can be observed out of the range between 0.1 and $1k\Omega$.

Next, both R_A and R_B are set up as a same value of 15Ω , which corresponds to the value to realize the maximum rejection ratio at figure (a). As shown in fig.35(b), the rejection state between two ports can be realized under these values.

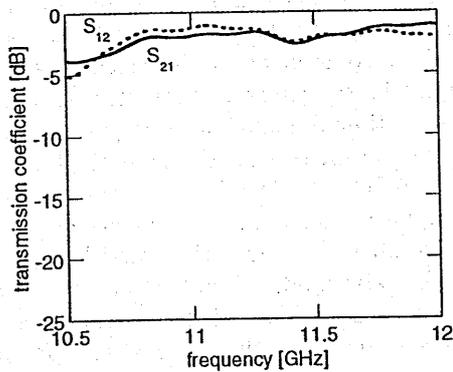
As well, the through state is also realized under $R_A = R_B = 0.1\Omega$ as shown in fig.35(c). The insertion loss at the operation frequency 11.3GHz can be read as 3dB. On the other hand, fig.35 (d) show the characteristics as a response to the R_B . Unlike fig.35(a), the reverse transmission can be controlled by the R_B for the R_A with a constant value. As same as (a) , it is confirmed that the



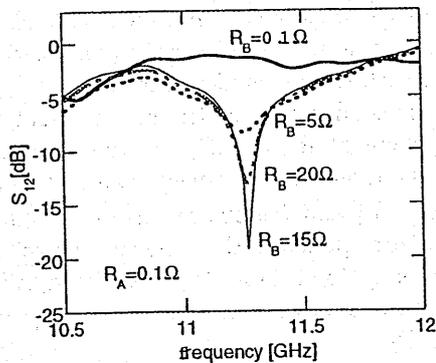
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 35: Transmission coefficients as a response of R_A and R_B

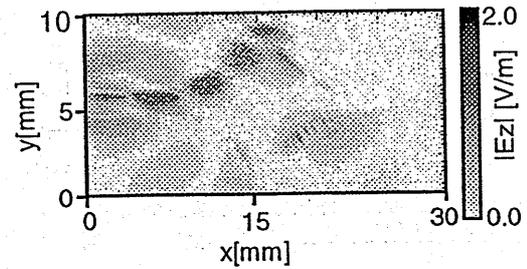
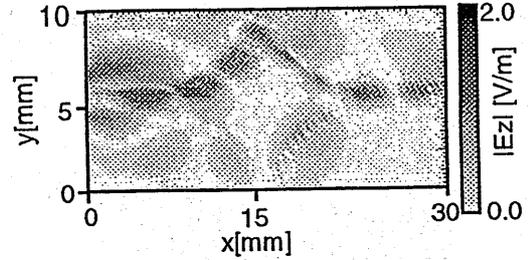
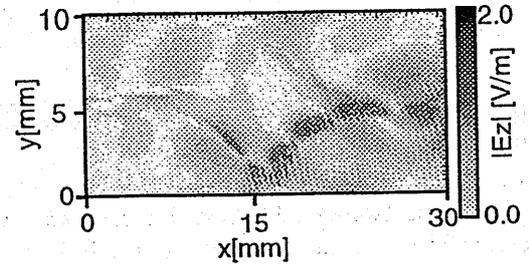
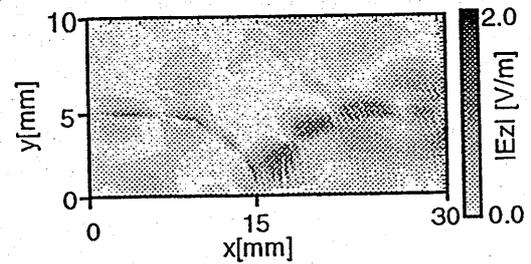
(a) $R_A = 15\Omega, R_B = 0.1\Omega$, excitation point: port1(b) $R_A = 0.1\Omega, R_B = 0.1\Omega$, excitation port: port1(c) $R_A = 0.1\Omega, R_B = 15\Omega$, excitation point: port2(d) $R_A = 0.1\Omega, R_B = 0.1\Omega$, excitation point: port2

Figure 36: Numerical results of the field distribution on the forward and reverse transmissions.

characteristics have the saturated characteristics when the resistive value of R_B is less than 0.1Ω or more than $1k\Omega$. These results indicate that this isolator realizes the multi-state transmission between two ports.

These changes of the transmission characteristics are smoothly brought about by the two ohmic values. The peak rejection state is obtained at $R_A = R_B = 15\Omega$. In this case, the matching condition between the edge of the strip and the ohmic value is satisfied. The discussion of this basic mechanism had already been reported in ref.[5]. In this section, this argument is not mentioned because the main purpose of this paper is to show and examine the possibility of the multi-state isolator. To probe further, the change of the field distribution is investigated.

Figs.36 show the field distribution on the ferrite portion in fig.32. In these figures, port1 and 2 locate on the

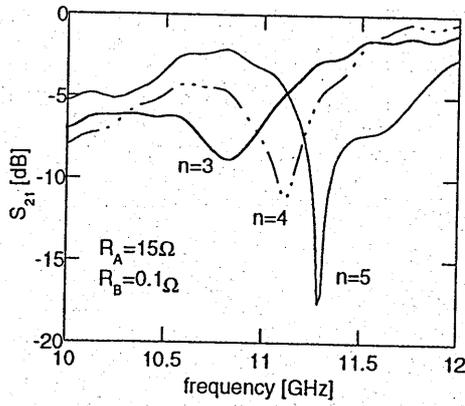


Figure 37: Numerical results of S_{21} as a response to the shape of the metal strip.

left and right side, and R_A and R_B locate on upper and lower side, respectively. The excitation frequency is chosen as 11.3GHz where the change of the transmission is obtained simultaneously on S_{21} and S_{12} . All the evaluation are carried out on the z-component of electric field $|E_z|$ at the surface of the metal strip. These profiles are evaluated at the instance of 8.5ns from the start of the excitation. Each result is confirmed to reach the steady state.

Fig.35(a) shows the result with the incident from port1 under $R_A = 15\Omega$, $R_B = 0.1\Omega$. The incident wave is terminated on the upper side of the metal strip and does not propagate to the opposite port. This distribution corresponds to that of the rejection state on S_{21} . Moreover, fig.35(b) shows the field under $R_A = R_B = 0.1\Omega$. In contrast to the fig.35(a), the input from port1 is reflected at the edge portion, and propagates toward the port2.

As the same, figures (c) and (d) show the change of the reverse transmission. Fig.35(c) is the result under $R_A = 0.1$, $R_B = 15\Omega$, which provides the rejection state on S_{12} . Fig.35(d) shows the through state under $R_A = R_B = 0.1\Omega$. The figs.(c) and (d) represent the profile of the reverse transmission control. From these results, the total control is confirmed by the field profile in addition to the frequency response.

3.4 A methodology for the optimization

This section attempts to establish a methodology for improving the property of the presented isolator. As is well known, the ferrite edge-mode fundamentally can provide the broad-band nonreciprocal property over a octave range[1][2]. However, the numerical results indicate that the presented isolator operates merely in several hundreds MHz.

In this section, the frequency response is evaluated by changing the shape of the metal strip in addition to the strip width at the port portion to find the clue for the improvement.

First, the change of the rejection characteristics by the form of the metal strip is evaluated in fig.37. The parameters except for the shape are the same as figs.35. The

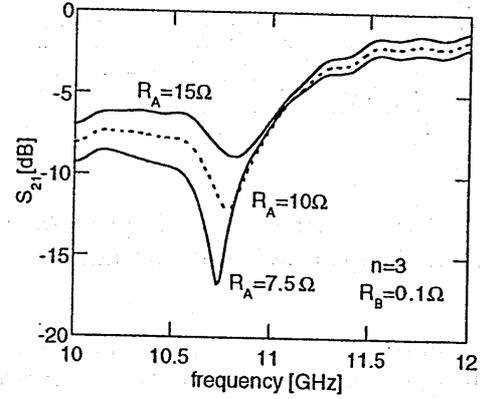


Figure 38: Improvement of the rejection characteristics by changing the R_A under $n=3$.

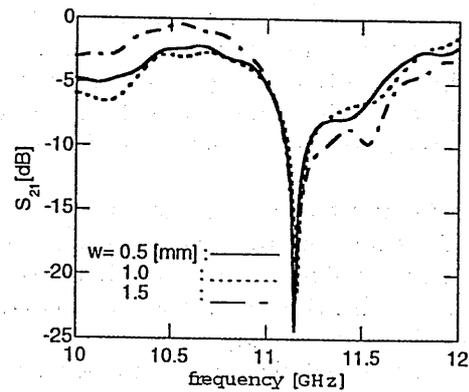


Figure 39: The influences of the strip-width on the frequency response under $n = 3$.

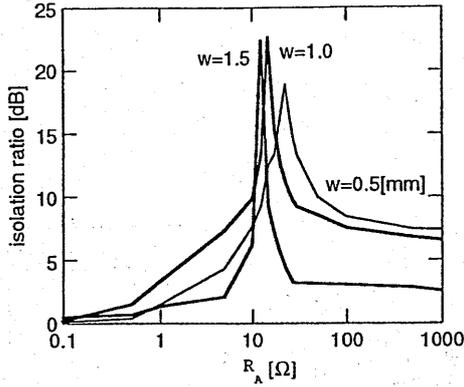


Figure 40: The isolation ratio as a response to the resistive value of R_A under various strip-width.

form is defined by the “ n ” in eq.(22). As shown in this figure, the rejection frequency, that is, the operation frequency gets lower in inverse proportion to the convexity. In addition to this change, the rejection ratio declines. It is confirmed that this reduction can be improved by changing the resistance R_A as shown in fig.38. In fig.38, the R_A is changed for 10 and 7.5.

Figure 37 and 38 indicate that the shape of the metal strip influences the operation frequency, however, the narrow-band property itself can not be improved. However, from another point of view, the result indicates that the resistive value required to obtain the maximum rejection ratio can be adjusted by the shape. Moreover, this result also indicates that the operation frequency can be modified to some extent under a stable magnetic field. This result will be useful to the practical design under the invariable magnetic field by the permanent magnets.

Second, the change of the property as a response to the strip width is evaluated in fig.39. In this case, the shape remains the same defined by $n = 5$ in eq.(1). Unlike the result obtained from the strip transformation, fig.39 indicates that the operation frequency does not change by the strip width. But the rejection ratio is influenced by the strip width. To evaluate this change clearly, the isolation ratio versus R_A is analyzed under the various width.

Figure 40 shows that the optimum value of R_A is a function of the strip width. This result indicates that the optimum value simply corresponds to the characteristic impedance which is in inverse proportion to the strip width. As shown in the experiment section, the PIN diode does not exhibit the ideal characteristics around 10GHz by the parasitic element in the device. In conclusion, we can say that the optimization of the rejection ratio should be realized by the strip width for the actual property of PIN diode.

3.5 Experimental Results

Here, based on the numerical result, experiment is performed on the prototype isolator. Fig.41 and 42 show the picture and structure. The metal strip is made with thin

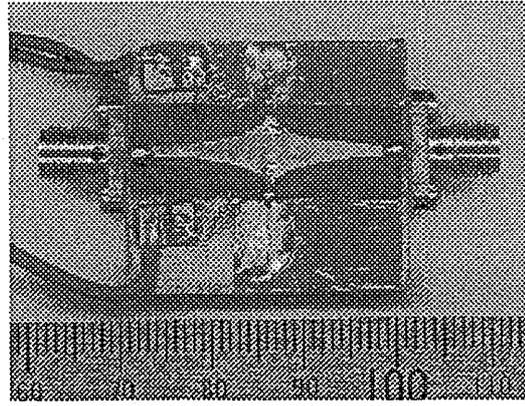


Figure 41: Picture of prototype isolator

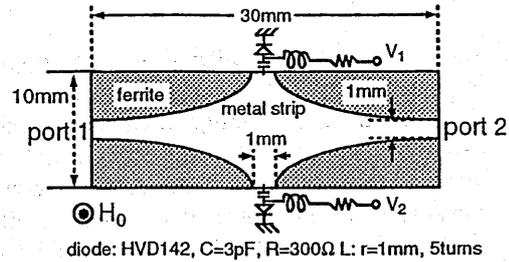


Figure 42: Schematic of the isolator

copper film by Nitto-denko ltd. on the ferrite substrate with polycrystalline YIG of 30x10x1mm. The shape of the metal strip corresponds to that under $n = 5$ in the numerical analysis. The saturation magnetization is 0.18T, and the half value of magnetic resonance ΔH is 50Oe at 10GHz. The dc magnetic field is applied by Nd-Fe-B permanent magnets. The intensity of magnetic field at the ferrite surface is 0.42T.

Two PIN diodes via the bias cut capacitor are equipped on the both side of the metal strip. Each bias voltage for PIN diode is applied via the rf choke and resistors for current limit. The PIN diodes are HVD142 by Renesas Technology. First, the resistance of HVD142 at 10GHz is measured by changing the forward applied voltage. As shown in fig.43, the curve with the peak

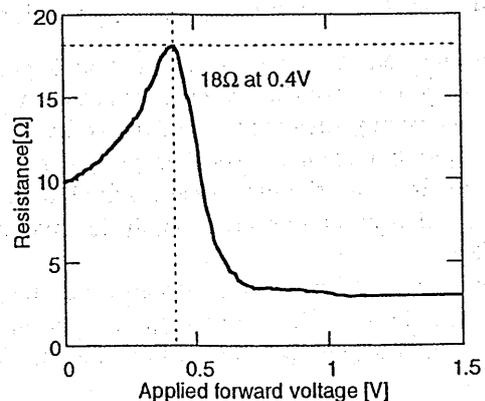


Figure 43: Measurement result on the variable resistance of HVD141 at 10GHz

value of 18Ω with $0.4V$ can be observed. This operation frequency is primarily out of the range in the data sheet, so it is seemed that the limited variation from 2.9 to 18Ω is obtained.

However the variable range include 15Ω , where the remarkable change on the transmission characteristics can be observed in the numerical analysis. From this point, the optimum rejection state is seemed to acquire. However, this result also indicates the difficulty to reduce the insertion-loss on the transmission state. As estimated by the numerical analysis in fig.6 and 11, the low ohmic value is required to reduce the insertion loss of the transmission state. The residual resistance of 2.9Ω will aggravate the insertion loss. The use of more proper diode with the lower resistance at $10GHz$ should contribute to improve the characteristics.

The experimental results on the transmission characteristics are shown in figs.44. Fig.44(a) shows the forward and reverse transmission coefficient under $V_1 = V_2 = 0.4V$. As shown, the isolator operates as rejection mode. On this condition, only the V_2 is changed from $0.4V$ to $1.5V$. The result is shown in fig.44(b). In this case, this device operates as an isolator with the forward transmission from port2 to port1. The insertion loss in this case is $3.4dB$, and the maximum isolation ratio is $42dB$.

Moreover, the measurement result under $V_1 = V_2 = 1.5V$ is shown in fig.44(c). As shown, the operation changes for the through state. Last of the experimental result, fig.44(d) shows the results under $V_1=1.5V$ and $V_2=0.4V$. In this case, the transmission direction is from port1 to 2, and the insertion loss is $3.5dB$ with the isolation ratio of $57dB$.

As shown in these four experimental results, we can see that the device operates as a multi-state isolator, that is, the four state of (a) total rejection mode, (b) isolator mode with transmission from port2 to port1, (c) through mode between port1 and port2, (d)isolator mode with transmission from port1 to port2 can be realized on the device. These conditions can be changed by only the bias voltage for the diodes. These changes of the transmission characteristics are agree with the numerical results.

3.6 Conclusion

In this chapter, an analysis and experiment on an isolator that can arbitrarily control the transmission characteristics between two ports are performed. Both the experimental and numerical results indicate that the forward and reverse transmission can be controlled independently by changing the applied voltage for the device. The configuration should be useful for various microwave signal processing.

4 Acknowledgement

The author would like to express his gratitude to Prof. Y. Satomura of Osaka Institute of Technology and Prof. M. Tsutsumi of Fukui University of Technology for constructive comments related to this work.

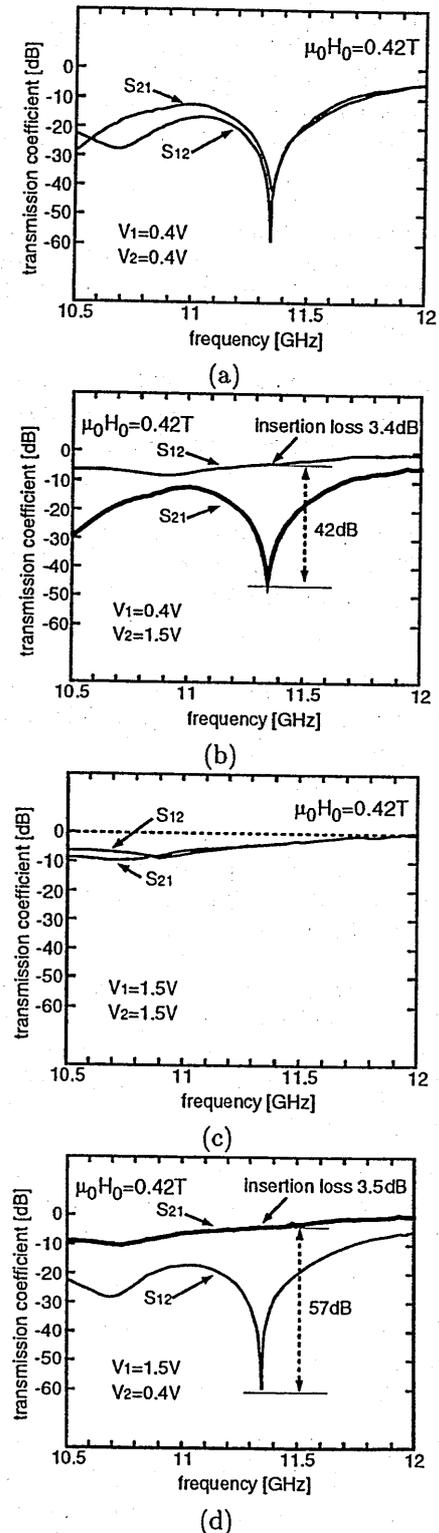


Figure 44: Transmission characteristics under various applied voltage for PIN diode

References

- [1] M. E. Hines: "Reciprocal and Nonreciprocal Model of Propagation in Ferrite Stripling and Microstrip Devices," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, MTT-19, No.5, pp.442-451, May 1971.
- [2] K. Araki, T. Koyama and Y. Naito : "A New Type of Isolator using the Edge-Guided Mode," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, MTT-23, pp.321, March 1975.
- [3] T. Kodera, Y. Satomura, and M. Tsutsumi," An analysis on Edge-Guide Mode Isolator by FDTD method," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E86-C, no.8, pp.1678-1684, Aug. 2003.
- [4] T. Kodera, H. Shimasaki, and M. Tsutsumi," An analysis on magnetostatic waves by FDTD method," *IEICE Trans. Electron.*, vol.E83-C, no.5,pp.713-719, May 2001.
- [5] A. Johnson and D. Auston : "Microwave Switching by Picosecond Photoconductivity," *IEEE Trans. Quantum Electronics*, QE-11, No.6, pp.283-287, June 1975.
- [6] W. Platte and G. Appelhans : "Optoelectronic Gating of Microwave Signals using A Silicon Microstrip Shunt Modulator," *Electronics Lett.* Vol.12, No.11, pp.270-271, May 1976.
- [7] C. LEE, P. Mak, and A. Defonzo : "Optical Control of Millimeter-Wave Propagation in Dielectric Waveguides," *IEEE Trans. Quantum Electronics*, QE-16, pp.277-288, No.3, March 1980.
- [8] M. Matsumoto, M. Tsutsumi and N. Kumagai : "Radiation of Millimeter Waves from a Leaky Dielectric Waveguide with a Light-Induced Grating Layer," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, MTT-35, No.11, pp.1033-1041, Nov. 1987.
- [9] M. Tsutsumi and A. Alphones : "Optical Control of Millimeter Waves in the Semiconductor Waveguide," *IEICE Trans. Electron.*, Vol. E76-C, No.2, pp.175-182, Feb. 1993.
- [10] A. Aly and B. Elsharawy: "Modeling and Optimization of Parallel Line Edge Mode Isolators," *IEEE IMS-2002, TH-1D-4*, June 2002.
- [11] T. Kodera, "An Optically Controlled Isolator using Ferrite Edge Mode," 2003 *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp. 413-416, June 2003.
- [12] Toshiro Kodera, "Optical Control on Ferrite Edge-Mode Isolator with Semiconductor," *IEICE Trans. on Electron.* vol.E87-C, No.9, pp.1503-1509, Sept. 2004.
- [13] T. Kodera, "A Multi-State Isolator using Ferrite Edge Mode," 2004 *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp. 1899-1902, June 2004.
- [14] Toshiro Kodera, "Control of Total Transmission on Ferrite Edge-Mode Isolator," *IEICE Trans. on Electron.*, vol. E88-C, No.12, pp. —, to be published on Dec. 2005.

二次元ランダムスラブによる平面波の 反射と透過

- 散乱環、準異常散乱、強調散乱、緩やかな強調散乱 -

田村安彦¹ 中山純一²

(京都工芸繊維大学 工芸学部 電子情報工学科)

¹ ytamura@dj.kit.ac.jp

² nakayama@dj.kit.ac.jp

2005年12月16日(金)

輻射科学研究会

(於 大阪工業大学 大宮キャンパス 創立60周年記念館 4階 セミナー室F)

1 はじめに

半導体材料、液晶あるいは高分子素材等の構造やイオン化した大気は、特定方向に相関が強い非等方なランダム性を有している [1]-[7]。そのような非等方なランダム媒質による波動の伝搬や散乱現象の理論解析は、工学上の観点から非破壊検査、リモートセンシング、リアルタイムモニタリングのために重要である。例えば、Si 基板上の SiC 薄膜形成においては、作成温度により柱状あるいはピラミッド状に結晶成長するため、膜厚方向に相関の強い構造となっている [4]。従って光散乱のリアルタイムモニタリングにより作成環境へのフィードバックを施すことが可能となりよりよい薄膜形成が可能となる。また、(100) 方位の多孔質シリコンに He-Ne レーザを斜入射させると、散乱環 (scattering ring) なる環状の散乱パターンを示すことが知られている。多孔質シリコンは柱状の穴構造を持つため、サイズや形状がランダムであるような誘電体円柱の集合体として散乱環を生じるとの説明がなされている [1]。現時点では、このような特定方向に相関の強い非等方ランダム媒質や薄膜による波動散乱の理論解析は、単一散乱近似によるものが多い [1, 5]-[7]。一方で多重散乱効果を考慮した系統的な理論解析は少ない。

我々は、屈折率にゆらぎを持つ薄膜による波動の反射と透過の問題について、確率汎関数法によって種々の解析 [8]-[16] を行なってきた。本報告では、近い将来の二次元的なゆらぎを持つスラブ系 (図 1) による電磁波散乱解析に至る準備として、スカラー平面波の反射と透過について確率汎関数法を用いて解析している。図 1 に示すランダムスラブはランダム薄膜や大気等のモデル化であり、以前の一次元ランダム薄膜系の解析 [12]-[16] と比較してより現実的なモデルとも言える。二次元ゆらぎが Gauss 一様確率場で書ける場合には、スカラー平面波入射に対し各層の波動場は確率的な Floquet の定理により、指数関数と未知の一様確率場の積で書ける。スラブ内の波動場と波動方程式を膜厚方向に Fourier 変換することで、スラブ内の未知一様確率場と未知境界値が満たす確率方程式を得る。確率方程式を解くため、未知一様確率場を Wiener-伊藤展開し、展開係数である未知 Wiener 核が満たす階層方程式を導く。ゆらぎが小さい場合に、階層方程式に多重繰り込み近似 [13] を適用し、二次元ランダム媒質内での多重散乱効果を多重繰り込みマスオペレータとして表現し、それを含んだ多重繰り込み階層方程式を導出する。更に Wiener 核の解析的性質を用いてその近似解を明示的に求めている。本報告では、一様媒質中に平均の意味では同じで、二次元的に僅かな屈折率のゆらぎのあるスラブ系を想定し、等方な Gauss スペクトル密度に対し多重繰り込みマスオペレータ、1 次及び 2 次インコヒーレント散乱断面積の計算を行なっている。1 次インコヒーレント散乱では反射側 (入射側) はスラブの二つの境界からの反射波による環状の干渉縞が僅かに現れること、透過側ではスラブの厚みが十分 (波長の数倍程度) あれば二次元ランダムスラブの構造がもたらす指向性により散乱環を生じる。このような散乱環は単一散乱的な現象である [1, 5, 6]。また、水平散乱角 (Low Grazing Angle, LGA) 方向においては、媒質境界に沿うラティラル波が存在することに由来する準異常散乱 [17] を生じ、非常に急峻な散乱パターンとなる。特に反射側で顕著である。これらは多重散乱的な現象であり、古典的な摂動解析では分散の発散をもたらす不合理な解析結果をもたらす。2 次インコヒーレント散乱では厚みが波長程度までであれば、後方散乱方向と対称前方散乱方向 (前方散乱方向と z -軸対称な方向) に鋭い強調散乱のピークを生じる。また、厚みが十分 (波長の数倍程度) ある場合は、二次元ランダムスラブの構造による強調散乱現象として一次元系で見られた '緩やかな強調散乱' [16] を生じる。これは再び散乱環であり、特に透過側で著しく現れる。これらの強調散乱のメカニズムについて言及する。

本報告においては、時間因子を $e^{-2\pi i f t}$ として省略する。

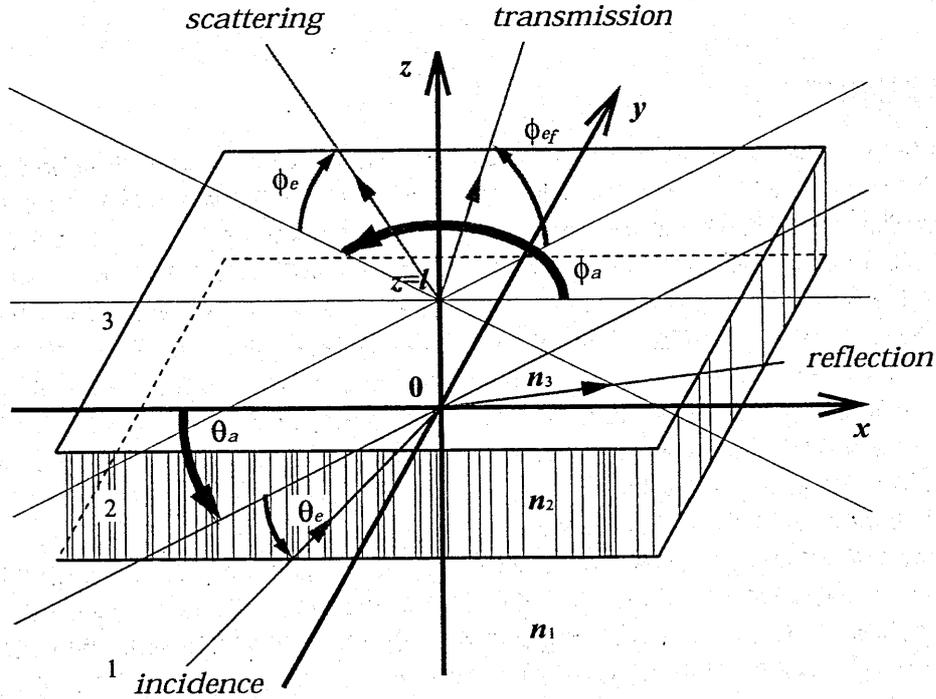


図 1: 問題の座標系

2 問題の定式化

2.1 二次元ランダムスラブによるスカラー平面波の反射と透過の問題

図 1 の直角座標系 (x, y, z) (単位ベクトル: e_x, e_y, e_z) において、平面 $z=0$ 及び $z=l (> 0)$ で仕切られる三層媒質 1,2,3 からなるスラブ系へのスカラー平面波入射を考える。各媒質中での波数を決める媒質定数もしくは絶対屈折率 (基準媒質を 1 とした相対屈折率) を各々 n_1, n_2, n_3 と書くことにする。実際にはその自乗で議論していく (電磁波で言うところの誘電率)。媒質 2 は z 方向に一様かつ x 方向に微小なゆらぎを持ち以下のように書く。

$$n_2^2 = \bar{n}_2^2 \{1 + \epsilon_f(T^\rho \omega)\}, \quad \rho = x e_x + y e_y, \quad 0 \leq z \leq l \quad (1)$$

ここで、 \bar{n}_2^2 は媒質 2 の絶対屈折率の自乗に対する平均を表す。 $\epsilon_f(T^\rho \omega)$ はゆらぎ部分で二次元 Gauss 一様確率場を仮定し、Wiener 積分^[18] でスペクトル表現する。

$$\epsilon_f(T^\rho \omega) = \int_{R^2} G(\lambda) e^{i\lambda \cdot \rho} dB(\lambda, \omega) \quad (2)$$

ただし、 $\lambda = \lambda_x e_x + \lambda_y e_y$, $\lambda_x, \lambda_y \in R \equiv (-\infty, \infty)$ 、 ω は見本空間 Ω 中の一見本点、 T^a は xy -平面上の移動 $a = a_x e_x + a_y e_y$ に対する Ω 内の保測変換であり、加法群性: $T^0 \equiv I$ (恒等変換), $T^{a+b} = T^a T^b$, $a, b \in R^2 \equiv (-\infty, \infty) \times (-\infty, \infty)$ を持つ。 $dB(\lambda, \omega)$ は R^2 上の複素 Gauss ランダム測度^[18] で統計的性質:

$$\begin{aligned} dB^*(\lambda, \omega) &= dB(-\lambda, \omega), \quad dB(\lambda, T^a \omega) = e^{i\lambda \cdot a} dB(\lambda, \omega) \\ \langle dB(\lambda, \omega) \rangle &= 0, \quad \langle dB(\lambda, \omega) dB^*(\lambda', \omega) \rangle = \delta(\lambda - \lambda') d\lambda d\lambda' \end{aligned} \quad (3)$$

を満たす。ただし、 $\langle \cdot \rangle$ はアンサンブル平均、 $*$ は複素共役、 $\delta(\lambda) \equiv \delta(\lambda_x) \delta(\lambda_y)$ ($\delta(\cdot)$ Dirac デルタ) を表す。(2),(3) からゆらぎ部分の平均、分散及び相関関数 $R(\rho)$ は

$$\langle \epsilon_f(T^\rho \omega) \rangle = 0, \quad \langle |\epsilon_f(T^\rho \omega)|^2 \rangle = R(0) = \sigma^2, \quad R(\rho) = \langle \epsilon_f(T^\rho \omega) \epsilon_f^*(\omega) \rangle = \int_{R^2} |G(\lambda)|^2 e^{i\rho \cdot \lambda} d\lambda \quad (4)$$

となる。 $|G(\lambda)|^2$ はゆらぎのスペクトル密度で $|G(\lambda)|^2 = |G(-\lambda)|^2$ 、 $\sigma(>0)$ は RMS ゆらぎである。

媒質 1,2,3 中の波動関数を $\psi_j(\mathbf{r}, \omega)$, $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z = \rho + ze_z$ ($j=1,2,3$) で表すと、これらは三次元波動方程式

$$\begin{aligned} \{\Delta + k_1^2\}\psi_1(\mathbf{r}, \omega) &= 0, \quad z < 0 \\ [\Delta + k_2^2\{1 + \epsilon_f(T^\rho\omega)\}]\psi_2(\mathbf{r}, \omega) &= 0, \quad 0 \leq z \leq l \\ \{\Delta + k_3^2\}\psi_3(\mathbf{r}, \omega) &= 0, \quad l < z \end{aligned} \quad (5)$$

$$\Delta \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$$

$$k_1 = n_1k, \quad k_2 = \bar{n}_2k, \quad k_3 = n_3k \quad (6)$$

及び境界 $z=0, l$ での波動関数の連続性条件:

$$\begin{aligned} \psi_1(\rho, \omega) &= \psi_2(\rho, \omega), \quad \psi_2(\rho + le_z, \omega) = \psi_3(\rho + le_z, \omega) \\ \frac{\partial\psi_1(\rho, \omega)}{\partial z} &= \frac{\partial\psi_2(\rho, \omega)}{\partial z}, \quad \frac{\partial\psi_2(\rho + le_z, \omega)}{\partial z} = \frac{\partial\psi_3(\rho + le_z, \omega)}{\partial z} \end{aligned} \quad (7)$$

を満たす。 k は基準媒質中の波数である。 $\epsilon_f(T^\rho\omega)$ は xy -平面上の一様確率場であるから、確率論的な Floquet 定理^[18] より ψ_1, ψ_2, ψ_3 の可能な形は

$$\psi_1(\mathbf{r}, \omega) = e^{i\mathbf{p}\cdot\rho + i\beta_1(\mathbf{p})z} + e^{i\mathbf{p}\cdot\rho}u_1(z, T^\rho\omega|\mathbf{p}) \quad (8)$$

$$\psi_2(\mathbf{r}, \omega) = e^{i\mathbf{p}\cdot\rho}u_2(z, T^\rho\omega|\mathbf{p}) \quad (9)$$

$$\psi_3(\mathbf{r}, \omega) = e^{i\mathbf{p}\cdot\rho}u_3(z, T^\rho\omega|\mathbf{p}) \quad (10)$$

となる。(8)の右辺第一項は入射スカラー平面波を表す。

$$\mathbf{p} = p_x\mathbf{e}_x + p_y\mathbf{e}_y \equiv k_1 \cos\theta_e(\cos\theta_a\mathbf{e}_x + \sin\theta_a\mathbf{e}_y) \quad (11)$$

$$\beta_j(\lambda) = \beta_j(|\lambda|) = \sqrt{k_j + |\lambda|}\sqrt{k_j - |\lambda|} \quad (j=1,2,3) \quad (12)$$

ここで、 \mathbf{p} は媒質 1 における入射波の波数ベクトル \mathbf{k} の xy -平面内の成分、 θ_e, θ_a は各々 xy -平面 $-z$ 側からの仰角 ($0 \leq \theta_a \leq \pi$) と xz -平面 $-y$ 側からの方位角 ($0 \leq \theta_e \leq \pi$) である。二価関数 $\beta_j(\lambda), \lambda \in \mathbf{R}$ の分岐は複素 λ -平面上で、分岐点 $\lambda = k_j, -k_j$ から各々 $k_j + i\infty, -k_j - i\infty$ に至る虚数軸に平行な直線にとる。この時、実の λ に対し $\text{Im } \beta_j(\lambda) \geq 0$ が成り立つ (Im は虚部を取ることを表す)。

$u_2(z, T^\rho\omega|\mathbf{p})$ は z に関して確率の関与しない通常関数である。よって、その z -依存性を求めるため閉区間 $[0, l]$ 上で複素 Fourier 変換する。

$$\int_0^l e^{-isz} u_2(z, T^\rho\omega|\mathbf{p}) dz = \Psi(s, T^\rho\omega|\mathbf{p}) \quad (13)$$

$\Psi(s, T^\rho\omega|\mathbf{p})$ は閉区間上の複素 Fourier 変換のため全複素平面上で正則な関数となっている。(13)の逆変換は次式で与えられる。

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\mu}^{\infty+i\mu} e^{isz} \Psi(s, T^\rho\omega|\mathbf{p}) ds = \begin{cases} u_2(z, T^\rho\omega|\mathbf{p}) & 0 \leq z \leq l \\ 0 & z < 0, l < z \end{cases} \quad (\mu \in \mathbf{R}) \quad (14)$$

同様に閉区間 $[0, l]$ 上で波動方程式 (5) を複素 Fourier 変換し、境界条件 (7) を適用することで解くべき確率方程式を得る。

$$\begin{aligned} & \{k_2^2 + (ip_x + \partial/\partial x)^2 + (ip_y + \partial/\partial y)^2 + (is)^2 + k_2^2\epsilon_f(T^\rho\omega)\}\Psi(s, T^\rho\omega|\mathbf{p}) \\ &= \{i\beta_1(\mathbf{p}) + \partial u_1(\rho, T^\rho\omega|\mathbf{p})/\partial z\} + (is)\{1 + u_1(\rho, T^\rho\omega|\mathbf{p})\} \\ & \quad - e^{-isl} \{\partial u_3(\rho + le_z, T^\rho\omega|\mathbf{p})/\partial z + (is)u_3(\rho + le_z, T^\rho\omega|\mathbf{p})\} \end{aligned} \quad (15)$$

以上より、二次元ランダムスラブによるスカラー平面波の反射と透過の問題は未知一様確率場 Ψ 及び未知境界値 $u_1|_{z=0}, \partial u_1/\partial z|_{z=0}, u_3|_{z=l}, \partial u_3/\partial z|_{z=l}$ を求める問題に帰着する。

2.2 階層方程式

$\Psi(s, T^p\omega|p)$ は確率方程式 (15)、 $u_1(z, T^p\omega|p), u_3(z, T^p\omega|p)$ は波動方程式 (5) を満たし、かつこれらはゆらぎ (2) の汎関数つまり $dB(\lambda, \omega)$ の汎関数であるから、 $\langle |\Psi|^2 \rangle, \langle |u_1|^2 \rangle, \langle |u_3|^2 \rangle < \infty$ の条件下で Wiener-伊藤の展開定理 [18] により (アンサンブル自乗平均の意味で) 直交展開できる。

$$\Psi(s, T^p\omega|p) = F_0(p; s) + \sum_{n=1}^{\infty} \int \cdots \int_{R^2} F_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|p; s) e^{i(\lambda_1 + \dots + \lambda_n) \cdot p} \cdot \hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1, \omega), \dots, dB(\lambda_n, \omega)] \quad (16)$$

$$u_1(z, T^p\omega|p) = A_0(p) e^{-i\beta_1(p)z} + \sum_{n=1}^{\infty} \int \cdots \int_{R^2} A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|p) \cdot e^{i(\lambda_1 + \dots + \lambda_n) \cdot p - i\beta_1(p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)z} \hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1, \omega), \dots, dB(\lambda_n, \omega)] \quad (17)$$

$$u_3(z, T^p\omega|p) = C_0(p) e^{i\beta_3(p)z} + \sum_{n=1}^{\infty} \int \cdots \int_{R^2} C_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|p) \cdot e^{i(\lambda_1 + \dots + \lambda_n) \cdot p + i\beta_3(p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)z} \hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1, \omega), \dots, dB(\lambda_n, \omega)] \quad (18)$$

ここで、 $F_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|p; s), A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|p), C_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|p)$ は n 次の Wiener 核で変数 $(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$ に関し対称な (ランダムでない) 確定値関数、 $\hat{h}^{(n)}[\cdot]$ は n 次の複素 Wiener-Hermite 微分式 [18] である。 $\Psi(s, T^p\omega|p)$ の解析性より $F_n(\cdots|s)$ の全複素 s -平面上で正則性を仮定しておく。(16)-(18) を (15) に代入し $h^{(n)}$ の直交性により自乗平均を計算すれば、Wiener 核が満たす階層方程式を得る。

$$\begin{aligned} 0 \text{ 次: } & (k_2^2 - p^2 - s^2)F_0(p; s) + k_2^2 \int_{R^2} F_1(\lambda|p; s) G^*(\lambda) d\lambda \\ & = i\{s + \beta_1(p)\} + i\{s - \beta_1(p)\} A_0(p) \\ & - i\{s + \beta_3(p)\} e^{i\{\beta_3(p) - s\}l} C_0(p) \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} 1 \text{ 次: } & \{k_2^2 - (p + \lambda_1)^2 - s^2\} F_1(\lambda_1|p; s) + k_2^2 F_0(p; s) G(\lambda_1) + 2k_2^2 \int_{R^2} F_2(\lambda_1, \lambda|p; s) G^*(\lambda) d\lambda \\ & = i\{s - \beta_1(p + \lambda_1)\} A_1(\lambda_1|p) \\ & - i\{s + \beta_3(p + \lambda_1)\} e^{i\{\beta_3(p + \lambda_1) - s\}l} C_1(\lambda_1|p) \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} n \text{ 次 } (n \geq 1): & \{k_2^2 - (p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)^2 - s^2\} F_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|p; s) \\ & + k_2^2 S \left[F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1}|p; s) G(\lambda_n) \right] + (n+1) k_2^2 \int_{R^2} F_{n+1}(\lambda_1, \dots, \lambda_n, \lambda|p; s) G^*(\lambda) d\lambda \\ & = i\{s - \beta_1(p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)\} A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|p) \\ & - i\{s + \beta_3(p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)\} e^{i\{\beta_3(p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n) - s\}l} C_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|p) \end{aligned} \quad (21)$$

ただし、 $S[\cdot]$ は二次元ベクトル変数 $(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$ に関する対称化のオペレータである。

2.3 統計量

各種の統計量は平均操作により Wiener 核を用いて表現できる。

コヒーレント波動場 各媒質中のコヒーレント波動場 $\psi_1^c(\mathbf{r}), \psi_2^c(\mathbf{r}), \psi_3^c(\mathbf{r})$ は以下で与えられる。

$$\psi_1^c(\mathbf{r}) = \langle \psi_1(\mathbf{r}, \omega) \rangle = e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}} \{ e^{i\beta_1(p)z} + A_0(p) e^{-i\beta_1(p)z} \} \quad (22)$$

$$\psi_2^c(\mathbf{r}) = \langle \psi_2(\mathbf{r}, \omega) \rangle = e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{isz} F_0(p; s) ds \quad (23)$$

$$\psi_3^c(\mathbf{r}) = \langle \psi_3(\mathbf{r}, \omega) \rangle = C_0(p) e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} + i\beta_3(p)z} \quad (24)$$

$A_0(p), C_0(p)$ は各々コヒーレント反射係数とコヒーレント透過係数を表す。

光学定理とインコヒーレント散乱断面積 無損失の系を考える時、波動方程式の解に関する保存則

$$[\operatorname{div}\{\operatorname{Im}(\psi_2^*(\mathbf{r}, \omega) \operatorname{grad} \psi_2(\mathbf{r}, \omega))\}]/k_2 = 0$$

と境界条件 (7) より Gauss の定理を用いて入射パワーとコヒーレント散乱パワー及びインコヒーレント散乱パワーに関する関係式 (光学定理) を導くことができる。

$$\frac{\beta_1(\mathbf{p})}{k_1} = \frac{\beta_1(\mathbf{p})}{k_1} |A_0(\mathbf{p})|^2 + \frac{\operatorname{Re} \beta_3(\mathbf{p})}{k_1} |C_0(\mathbf{p})|^2 + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega^-} \sigma_b(\Phi|\Theta) d\Phi + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega^+} \sigma_f(\Phi|\Theta) d\Phi \quad (25)$$

Re は実部を取ることを表す。 $\Phi \equiv (\phi_a, \phi_e)$, $\Theta \equiv (\theta_a, \theta_e)$ は各々散乱角度方向、入射角度方向を表し、 ϕ_e, ϕ_a は各々 xy -平面 $+z$ 側からの仰角 ($0 \leq \phi_a \leq 2\pi$) と zx -平面 $+y$ 側からの方位角 ($0 \leq \phi_a \leq \pi$) である。 Ω^+, Ω^- は $+z, -z$ 側での半球分の立体角 2π に渡る積分領域指定、 $d\Phi = |\cos \phi_e| d\phi_a d\phi_e$ である。(25) の左辺は入射電力、右辺第一項はコヒーレント反射パワー、第二項はコヒーレント透過パワー、第三項及び第四項がインコヒーレント反射パワー、インコヒーレント透過パワーを与える。 $\sigma_b(\Phi|\Theta), \sigma_f(\Phi|\Theta)$ はインコヒーレント散乱断面積である。

$$\sigma_b(\Phi|\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{bn}(\Phi|\Theta), \quad \sigma_f(\Phi|\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{fn}(\Phi|\Theta) \quad (26)$$

$$\sigma_{b1}(\Phi|\Theta) = 4\pi k_1^2 \sin^2 \phi_e |A_1(q_1 - p|p)|^2 \quad (27)$$

$$\sigma_{bn}(\Phi|\Theta) = 4\pi n! k_1^2 \sin^2 \phi_e \int \cdots \int_{R^2} |A_n(q_1 - p - (\lambda_2 + \cdots + \lambda_n), \lambda_2, \cdots, \lambda_n|p)|^2 d\lambda_2 \cdots d\lambda_n \quad (28)$$

$$\sigma_{f1}(\Phi|\Theta) = \frac{4\pi k_3^3 \sin^2 \phi_e}{k_1} |C_1(q_3 - p|p)|^2 \quad (29)$$

$$\sigma_{fn}(\Phi|\Theta) = \frac{4\pi n! k_3^3 \sin^2 \phi_e}{k_1} \int \cdots \int_{R^2} |C_n(q_3 - p - (\lambda_2 + \cdots + \lambda_n), \lambda_2, \cdots, \lambda_n|p)|^2 d\lambda_2 \cdots d\lambda_n \quad (30)$$

$$q_1 = k_1 \cos \phi_a \cos \phi_e e_x + k_1 \sin \phi_a \cos \phi_e e_y, \quad q_3 = k_3 \cos \phi_a \cos \phi_e e_x + k_3 \sin \phi_a \cos \phi_e e_y \quad (31)$$

$\sigma_{bn}(\Phi|\Theta), \sigma_{fn}(\Phi|\Theta)$ は n 次のインコヒーレント散乱断面積を表す。散乱断面積はランダムスラブ表面の単位面積からの放射パワーであるから、対応して単位開口面積の受信器が受ける放射パワー s_f, s_b, s_{fn}, s_{bn} を

$$s_b(\Phi|\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} s_{bn}(\Phi|\Theta), \quad s_f(\Phi|\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} s_{fn}(\Phi|\Theta) \quad (32)$$

$$\begin{aligned} s_b(\Phi|\Theta) &= -\sigma_b(\Phi|\Theta) / \sin \phi_e, & s_f(\Phi|\Theta) &= \sigma_f(\Phi|\Theta) / \sin \phi_e \\ s_{bn}(\Phi|\Theta) &= -\sigma_{bn}(\Phi|\Theta) / \sin \phi_e, & s_{fn}(\Phi|\Theta) &= \sigma_{fn}(\Phi|\Theta) / \sin \phi_e \end{aligned} \quad (33)$$

で定義する。

3 Wiener 核の近似解

3.1 多重繰り込み階層方程式

解析対象であるランダムスラブ系においては、二つの境界 $z = 0, l$ による多重反射と、スラブ内部のランダムなゆらぎによる体積散乱及びそれらの間での相互作用を生じる。このため階層方程式を解いて厳密な Wiener 核を求めることは一般に困難である。階層方程式を厳密に解く方法は明らかではないが、微小ゆらぎの条件下: $\sigma^2 \ll 1$ での Wiener 核の近似解を求める。多重繰り込み近似^[13]を階層方程式 (19)-(21) に適用すれば、多重繰り込み階層方程式が導かれる。

$$\begin{aligned} 0 \text{ 次: } \Delta_m(\mathbf{p}; s) F_0(\mathbf{p}; s) \\ = i\{s + \beta_1(\mathbf{p})\} + i\{s - \beta_1(\mathbf{p})\} A_0(\mathbf{p}) - i\{s + \beta_3(\mathbf{p})\} e^{i(\beta_3(\mathbf{p}) - s)l} C_0(\mathbf{p}) \end{aligned} \quad (34)$$

$$1 \text{ 次: } \Delta_m(\mathbf{p} + \lambda_1; s) F_1(\lambda_1 | \mathbf{p}; s) + k_2^2 F_0(\mathbf{p}; s) G(\lambda_1) \\ = i\{s - \beta_1(\mathbf{p} + \lambda_1)\} A_1(\lambda_1 | \mathbf{p}) - i\{s + \beta_3(\mathbf{p} + \lambda_1)\} e^{i\{\beta_3(\mathbf{p} + \lambda_1) - s\}l} C_1(\lambda_1 | \mathbf{p}) \quad (35)$$

$$n \text{ 次 } (n \geq 1): \Delta_m(\mathbf{p} + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n; s) F_n(\lambda_1, \cdots, \lambda_n | \mathbf{p}; s) + k_2^2 S \left[F_{n-1}(\lambda_1, \cdots, \lambda_{n-1} | \mathbf{p}; s) G(\lambda_n) \right] \\ = i\{s - \beta_1(\mathbf{p} + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n)\} A_n(\lambda_1, \cdots, \lambda_n | \mathbf{p}) \\ - i\{s + \beta_3(\mathbf{p} + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n)\} e^{i\{\beta_3(\mathbf{p} + \lambda_1 + \cdots + \lambda_n) - s\}l} C_n(\lambda_1, \cdots, \lambda_n | \mathbf{p}) \quad (36)$$

ただし、 $\Delta_m(\lambda; s)$ は無限に広い二次元ランダム媒質中の共振因子である。

$$\Delta_m(\lambda; s) = k_2^2 - \lambda^2 - s^2 + m(\lambda; s) \quad (37)$$

$m(\cdot; \cdot)$ は二次元ランダム媒質中の多重繰り込みマスオペレータ^[13] であり無限回繰り込まれた特別な二重散乱効果を記述する。

$$m(\mu; \nu) = -k_2^4 \int_{\mathbb{R}^2} \frac{|G(\lambda)|^2}{k_2^2 - (\mu + \lambda)^2 - \nu^2 + m(\mu + \lambda; \nu)} d\lambda \quad (38)$$

引数 $\mu \equiv \mu_x e_x + \mu_y e_y$, ν は各々二次元ランダム媒質中の波数ベクトルの xy -平面に平行な二次元ベクトル成分, z -成分に対応している。 $\text{Im } m(\mu; \nu) > 0$ を仮定しておく。

3.2 近似 Wiener 核

多重繰り込み階層方程式を低次から順次解けば Wiener 核の近似解が得られる。そのためには分散方程式 $\Delta_m(\lambda; s) = 0$ の根を求める必要がある。簡単のため、微小ゆらぎの条件下では分散方程式が以下のように近似されると仮定する^[13]。

$$\Delta_m(\lambda; s) \approx k_2^2 - \lambda^2 - s^2 + m(\lambda; \beta_2(\lambda)) = 0 \quad (39)$$

従って根は以下のように求まる。

$$s = \pm \bar{\beta}_2(\lambda), \quad \bar{\beta}_2(\lambda) = \sqrt{\bar{k}_2(\lambda) + |\lambda| \sqrt{\bar{k}_2(\lambda) - |\lambda|}} \quad (40)$$

$$\bar{k}_2(\lambda) = \sqrt{k_2^2 + m_v(\lambda)}, \quad m_v(\lambda) \equiv m(\lambda; \beta_2(\lambda)) \quad (41)$$

$\text{Im } m(\mu; \nu) > 0$ であれば $\text{Im } \bar{k}_2(\lambda) > 0$ である。 $\bar{k}_2(\lambda)$ は '衣を着た' 波数を表し、非負の虚数部の存在はコヒーレント波に対して、ランダム媒質があたかも均一な損失媒質のように振る舞うことを意味する。 $\bar{\beta}_2(\lambda)$ の分岐は実ベクトル λ に対し $\text{Im } \bar{\beta}_2(\lambda) > 0$ が成り立つように取る。

0次 Wiener 核 $F_0(\mathbf{p}; s)$ が全複素 s -平面上で正則になるためには、 $s = \pm \bar{\beta}_2(\lambda)$ に対し (34) の右辺が零となる必要がある。これにより $F_0(\mathbf{p}; s)$, $A_0(\mathbf{p})$, $C_0(\mathbf{p})$ に関する 3×3 の行列方程式を得る。

$$D(\mathbf{p}; s) \begin{bmatrix} F_0(\mathbf{p}; s) \\ A_0(\mathbf{p}) \\ C_0(\mathbf{p}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\{s + \beta_1(\mathbf{p})\} \\ -i\{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) + \beta_1(\mathbf{p})\} \\ i\{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) - \beta_1(\mathbf{p})\} \end{bmatrix} \quad (42)$$

$$D(\mathbf{p}; s) = \begin{bmatrix} \{s - \bar{\beta}_2(\mathbf{p})\} \{s + \bar{\beta}_2(\mathbf{p})\} & i\{s - \beta_1(\mathbf{p})\} & -i\{s + \beta_3(\mathbf{p})\} e^{i\{\beta_3(\mathbf{p}) - s\}l} \\ 0 & i\{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) - \beta_1(\mathbf{p})\} & -i\{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) + \beta_3(\mathbf{p})\} e^{i\{\beta_3(\mathbf{p}) - \bar{\beta}_2(\mathbf{p})\}l} \\ 0 & -i\{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) + \beta_1(\mathbf{p})\} & i\{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) - \beta_3(\mathbf{p})\} e^{i\{\beta_3(\mathbf{p}) + \bar{\beta}_2(\mathbf{p})\}l} \end{bmatrix} \quad (43)$$

$$\det D(\mathbf{p}; s) = \{s - \bar{\beta}_2(\mathbf{p})\} \{s + \bar{\beta}_2(\mathbf{p})\} \Delta(\mathbf{p}) e^{i\beta_3(\mathbf{p})l} \quad (44)$$

$$\Delta(\lambda) = \{\bar{\beta}_2(\lambda) + \beta_1(\lambda)\} \{\bar{\beta}_2(\lambda) + \beta_3(\lambda)\} e^{-i\bar{\beta}_2(\lambda)l} \\ - \{\bar{\beta}_2(\lambda) - \beta_1(\lambda)\} \{\bar{\beta}_2(\lambda) - \beta_3(\lambda)\} e^{i\bar{\beta}_2(\lambda)l} \quad (45)$$

$\Delta(\lambda)$ はランダムスラブ内部の共振因子であり、'衣を着た' 波数 $\bar{k}_2(\cdot)$ に対応する損失均一媒質を持つ厚さ l のスラブ中の多重反射の効果を表す。行列方程式 (42) を解けば 0 次 Wiener 核が得られる。

$$A_0(\mathbf{p}) = -\frac{1}{\Delta(\mathbf{p})} [\{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) - \beta_1(\mathbf{p})\} \{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) + \beta_3(\mathbf{p})\} e^{-i\bar{\beta}_2(\mathbf{p})l} - \{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) + \beta_1(\mathbf{p})\} \{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) - \beta_3(\mathbf{p})\} e^{i\bar{\beta}_2(\mathbf{p})l}] \quad (46)$$

$$C_0(\mathbf{p}) = \frac{4\beta_1(\mathbf{p})\bar{\beta}_2(\mathbf{p})e^{-i\beta_3(\mathbf{p})l}}{\Delta(\mathbf{p})} \quad (47)$$

$$F_0(\mathbf{p}; s) = \frac{2i\beta_1(\mathbf{p})}{\Delta(\mathbf{p})} Q_0(\mathbf{p}; s) \quad (48)$$

$$Q_0(\lambda; s) = \{\bar{\beta}_2(\lambda) - \beta_3(\lambda)\} e^{i\bar{\beta}_2(\lambda)l} (-il) e^{-i\frac{s+\bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l} \text{sinc} \left[\frac{s + \bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l \right] + \{\bar{\beta}_2(\lambda) + \beta_3(\lambda)\} e^{-i\bar{\beta}_2(\lambda)l} (-il) e^{-i\frac{s-\bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l} \text{sinc} \left[\frac{s - \bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l \right] \quad (49)$$

ただし、 $\text{sinc } \alpha \equiv (\sin \alpha)/\alpha$ で定義する。これは正則関数であるから、 $F_0(\mathbf{p}; s)$ は全複素 s -平面で正則となる。(23) を計算すると

$$\langle \psi_2(\mathbf{r}, \omega) \rangle = -\frac{2\beta_1(\mathbf{p})e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}}{\Delta(\mathbf{p})} [\{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) - \beta_3(\lambda)\} e^{-i\bar{\beta}_2(\mathbf{p})(z-l)} + \{\bar{\beta}_2(\mathbf{p}) + \beta_3(\lambda)\} e^{i\bar{\beta}_2(\mathbf{p})(z-l)}] \quad (50)$$

が得られる。(50) はランダムスラブ中 (正確には波数 $\bar{k}_2(\mathbf{p})$ なる等価的な一様損失媒質中) に局在する上向き及び下向きのコヒーレント平面波を表す。従って、 $F_0(\mathbf{p}; s)$ はそのような局在平面波の z -軸方向の Fourier スペクトルそのものである。つまり、 $F_0(\mathbf{p}; s)$ は有限な厚みを持つ二次元ランダムスラブの端部効果を表現していると解釈できる。

1 次 Wiener 核 $F_0(\mathbf{p}; s)$ を用いて、(35) を 0 次と同様の手順で解けば 1 次 Wiener 核が求まる。

$$A_1(\lambda_1|\mathbf{p}) = \frac{k_2^2 G(\lambda_1)}{\Delta(\mathbf{p} + \lambda_1)} a_1(\mathbf{p} + \lambda_1) \quad (51)$$

$$C_1(\lambda_1|\mathbf{p}) = \frac{k_2^2 G(\lambda_1)}{\Delta(\mathbf{p} + \lambda_1)} c_1(\mathbf{p} + \lambda_1) \quad (52)$$

$$F_1(\lambda_1|\mathbf{p}; s) = \frac{k_2^2 G(\lambda_1)}{\Delta(\mathbf{p} + \lambda_1)} f_1(\mathbf{p} + \lambda_1; s) \quad (53)$$

$$a_1(\lambda) = i \left[\{\bar{\beta}_2(\lambda) - \beta_3(\lambda)\} F_0(\mathbf{p}; \bar{\beta}_2(\lambda)) e^{i\bar{\beta}_2(\lambda)l} + \{\bar{\beta}_2(\lambda) + \beta_3(\lambda)\} F_0(\mathbf{p}; -\bar{\beta}_2(\lambda)) e^{-i\bar{\beta}_2(\lambda)l} \right] \quad (54)$$

$$c_1(\lambda) = -ie^{-i\beta_3(\lambda)l} [\{\bar{\beta}_2(\lambda) + \beta_1(\lambda)\} F_0(\mathbf{p}; \bar{\beta}_2(\lambda)) + \{\bar{\beta}_2(\lambda) - \beta_1(\lambda)\} F_0(\mathbf{p}; -\bar{\beta}_2(\lambda))] \quad (55)$$

$$f_1(\lambda; s) = -F_0(\mathbf{p}; s) Q_0(\lambda; s) + \frac{F_0(\mathbf{p}; s) - F_0(\mathbf{p}; \bar{\beta}_2(\lambda))}{s - \bar{\beta}_2(\lambda)} Q^{(+)}(\lambda; s) - \frac{F_0(\mathbf{p}; s) - F_0(\mathbf{p}; -\bar{\beta}_2(\lambda))}{s + \bar{\beta}_2(\lambda)} Q^{(-)}(\lambda; s) \quad (56)$$

$$Q^{(\pm)}(\lambda; s) = \{\beta_1(\lambda) + \beta_3(\lambda)\} e^{-is l} + \{s - \beta_1(\lambda)\} \{\pm \bar{\beta}_2(\lambda) - \beta_3(\lambda)\} (-il) e^{i\frac{s \pm \bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l} \text{sinc} \left[\frac{s \pm \bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l \right] \quad (57)$$

$Q^{(\pm)}(\lambda; s)$ は性質: $Q^{(+)}(\lambda; s) - Q^{(-)}(\lambda; s) = \{s - \beta_1(\lambda)\} Q_0(\lambda; s)$ を満たす全複素 s -平面上の正則関数である。従って、 $F_1(\lambda_1|\mathbf{p}; s)$ は全複素 s -平面上で正則である。

$n(\geq 2)$ 次 Wiener 核 $F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1}|\mathbf{p}; s)$ を用いて、(36) を解けば n 次 Wiener 核が求まる。

$$A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n|\mathbf{p}) = \frac{k_2^2 S[G(\lambda_n) a_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1}|\mathbf{p} + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)]}{\Delta(\mathbf{p} + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)} \quad (58)$$

$$C_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | p) = \frac{k_2^2 \mathcal{S}[G(\lambda_n) c_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)]}{\Delta(p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)} \quad (59)$$

$$F_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | p; s) = \frac{k_2^2 \mathcal{S}[G(\lambda_n) f_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n; s)]}{\Delta(p + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)} \quad (60)$$

$$a_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | \lambda) = i \left[\{\bar{\beta}_2(\lambda) - \beta_3(\lambda)\} F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p; \bar{\beta}_2(\lambda)) e^{i\bar{\beta}_2(\lambda)l} + \{\bar{\beta}_2(\lambda) + \beta_3(\lambda)\} F'_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p; -\bar{\beta}_2(\lambda)) e^{-i\bar{\beta}_2(\lambda)l} \right] \quad (61)$$

$$c_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | \lambda) = -i \left[\{\bar{\beta}_2(\lambda) + \beta_1(\lambda)\} F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p; \bar{\beta}_2(\lambda)) e^{-i\bar{\beta}_2(\lambda)l} - \{\bar{\beta}_2(\lambda) - \beta_1(\lambda)\} F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p; -\bar{\beta}_2(\lambda)) e^{-i\bar{\beta}_2(\lambda)l} \right] \quad (62)$$

$$f_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | \lambda; s) = -F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p; s) Q_0(\lambda; s) + \frac{F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p; s) - F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p; \bar{\beta}_2(\lambda))}{s - \bar{\beta}_2(\lambda)} Q^{(+)}(\lambda; s) - \frac{F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p; s) - F_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | p; -\bar{\beta}_2(\lambda))}{s + \bar{\beta}_2(\lambda)} Q^{(-)}(\lambda; s) \quad (63)$$

$F_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | p; s)$ は全複素 s -平面上で正則として求まっている。

4 等方ゆらぎに対する緒量

以下、ランダムスラブは無損失でゆらぎが等方である場合、すなわち

$$|G(\lambda)|^2 = |G(|\lambda|)|^2 \quad (64)$$

が成り立つスペクトル密度を考える。(64) に対し (38) は

$$m(\mu; \nu) = m(|\mu|; \nu) \quad (65)$$

となり μ に関して等方である。ここでは具体的に Gauss 型の等方スペクトル密度と相関関数を想定する。

$$|G(\lambda)|^2 = \frac{\sigma^2 \kappa^2}{4\pi} e^{-\kappa^2 |\lambda|^2 / 4} \quad \longleftrightarrow \quad R(\rho) = R(|\rho|) = \sigma^2 e^{-(|\rho|/\kappa)^2} \quad (66)$$

4.1 多重繰り込みマスオペレータ

等方スペクトル (64) に対しての多重繰り込みマスオペレータ (38) において、その被積分関数中で多重繰り込みマスオペレータを無視する近似

$$m_{\text{FSA}}(\mu; \nu) = -k_2^4 \int_{\mathbb{R}^2} \frac{|G(\lambda)|^2}{k_2^2 - (\mu + \lambda)^2 - \nu^2} d\lambda \quad (67)$$

はよく知られた first-order smoothing approximation (FSA) [20] に一致する。一次元ランダム媒質の場合 FSA は、一般のスペクトル密度に対しては一次元ランダム媒質に対して波動が平行入射する時、Gauss 型のスペクトル密度に対してはあらゆる入射方向に対し発散することが分かっている [13]。これに対し、無限回の繰り込みを表す多重繰り込みマスオペレータは、論文 [13] で示した計算アルゴリズムにより有限回の逐次数値積分で精度良く求めることができる。指数型相関を持つ三次元等方ランダム媒質に対しては FSA は関数の形に解析され発散することはない [9, 20]。また、(66) とした (67) で、 $\nu = 0$ の場合は論文 [11] で示された二次元等方ランダム媒質に対する FSA に一致し、これは一次元数値積分として計算可能であり有限の結

果を与えている。実際 (67) は

$$m_{\text{FSA}}(\mu; \nu) = -k_2^4 \int_{\mathbb{R}^2} \frac{|G(\lambda)|^2}{\{\beta_2(\nu)\}^2 - (\mu + \lambda)^2} d\lambda \quad (68)$$

$$= -\frac{i\pi k_2^4}{2} \int_0^\infty H_0^{(1)}(\beta_2(\nu)\rho) J_0(\rho|\mu|) R(\rho) \rho d\rho \quad (69)$$

となるから、同様に一次元数値積分として評価できる。ここで $H_0^{(1)}(\cdot)$ は 0 次の第一種 Hankel 関数、 $J_0(\cdot)$ は 0 次の Bessel 関数である。 $H_0^{(1)}(\cdot)$ は次のような表現式で書ける [21]。

$$H_0^{(1)}(\eta) = \frac{2}{\pi} J_0(\eta) \left\{ \frac{\pi}{2} + i\gamma + i \log \frac{\eta}{2} \right\} - \frac{2i}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2} \left(\frac{\eta}{2} \right)^{2n} \sum_{m=0}^n \frac{1}{m} \quad (70)$$

$$\approx \frac{2i}{\pi} \log \eta \quad (\eta \rightarrow 0) \quad (71)$$

ただし、 $\gamma = 0.57721 \dots$ は Euler の定数である。(71) より (69) は、 $\beta_2(\nu) \rightarrow 0$ あるいは $\nu \rightarrow k_2$ 、すなわち二次元ランダム媒質に対して波動が平行入射する時、その実部は $\log \beta_2(\nu)$ のオーダーで緩やかに発散する。これは二次元ランダム媒質における FSA の虚部が $1/\beta_2(\nu)$ のオーダーで発散する [13] のと類似の現象である。よって、二次元ランダム媒質の場合と同じく多重繰り込みを考慮して計算する必要がある。まず、等方か否かによらずゆらぎの相関長無限大の極限を考えると一般に $|G(\lambda)|^2$ は次の δ -スペクトル密度となる。

$$\lim_{\kappa k_2 \rightarrow \infty} |G(\lambda)|^2 = \sigma^2 \delta(\lambda) = \sigma^2 \delta(\lambda_x) \delta(\lambda_y) \quad (72)$$

これは物理的には媒質 2 は一様な屈折率を持ち、分散 σ^2 の Gauss 分布に従って平均 \bar{n}_2^2 からゆらぐ場合に相当する。 δ -スペクトル密度に対する多重繰り込みマスオペレータを $m^{(\delta)}(\lambda; \nu)$ と書くことにすると (38) 及び (72) より $m^{(\delta)}(\mu; \nu)$ の具体形は直ちに得られる。

$$m^{(\delta)}(\mu; \nu) = m^{(\delta)}(|\mu|; \nu) \quad (73)$$

$$m^{(\delta)}(\mu; \nu) = -\frac{\{(k_2^2 - \nu^2) - \mu^2\} + D_\beta(\mu; \nu)}{2} \quad (74)$$

$$D_\beta(\lambda; \nu) = \sqrt{k_+ + \lambda} \sqrt{k_+ - \lambda} \sqrt{k_- + \lambda} \sqrt{k_- - \lambda} \quad (75)$$

$$k_\pm = \begin{cases} \sqrt{(k_2^2 - \nu^2) \pm 2k_2^2|\sigma|} & (k_2^2 - \nu^2) \pm 2k_2^2|\sigma| \geq 0 \\ i\sqrt{\mp 2k_2^2|\sigma| - (k_2^2 - \nu^2)} & (k_2^2 - \nu^2) \pm 2k_2^2|\sigma| < 0 \end{cases} \quad (76)$$

(74)-(76) は二次元ランダム媒質に対するそれらと完全に一致する [13]。次に有限の相関長 κ に対しては、次の逐次積分で系列 $m^{(n)}(\mu; \nu)$ としてマスオペレータを求めていけばよい。

$$m^{(n)}(\mu; \nu) = \begin{cases} -k_2^4 \int_{\mathbb{R}^2} \frac{|G(\lambda)|^2}{k_2^2 - (\mu + \lambda)^2 - \nu^2 + m^{(n-1)}(\mu + \lambda; \nu)} d\lambda & (n \geq 1) \\ m^{(\delta)}(\mu; \nu) & (n = 0) \end{cases} \quad (77)$$

$n = 1$ の時、任意の μ, ν に対し (77) の被積分関数の分母は $k_2^2 - \mu^2 - \nu^2 + m^{(\delta)}(\mu; \nu) \neq 0$ なる実数もしくは複素数値をとるから、 $m^{(1)}(\mu; \nu)$ は一般に複素量である。よって以降の系列 $m^{(n)}(\mu; \nu)$ も複素量である。一般に、系列 $m^{(n)}(\mu; \nu)$ の参照は引数 μ が二次元ベクトルであるため、二次元的であることに注意しておく。等方 Gauss スペクトル (66) に対しては、系列 $m^{(n)}(\mu; \nu)$ を

$$m^{(n)}(\mu; \nu) = M^{(n)}(|\mu|; \nu) \quad (78)$$

$$M^{(n)}(\mu; \nu) = -\frac{k_2^4 \sigma^2 \kappa^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\infty \frac{e^{-\kappa^2 \rho^2 / 4} \rho d\rho}{\{\beta_2(\nu)\}^2 - (\mu^2 + \rho^2 + 2\mu\rho \cos \alpha) + M^{(n-1)}(\sqrt{\mu^2 + \rho^2 + 2\mu\rho \cos \alpha}; \nu)} \quad (n \geq 1) \quad (79)$$

$$M^{(0)}(\mu; \nu) = m^{(\delta)}(\mu; \nu)$$

として評価する。よって等方ゆらぎの場合は、系列 $M^{(n)}(\mu; \nu)$ の参照は非負の引数 μ により一次的である。

4.2 等方ゆらぎに対する散乱断面積

等方ゆらぎ (64) に対しては、二価関数 (12) と多重繰り込みマスオペレータ (65) の等方性から

$$\bar{k}_2(\lambda) = \bar{k}_2(|\lambda|), \quad \bar{\beta}_2(\lambda) = \bar{\beta}_2(|\lambda|), \quad \Delta(\lambda) = \Delta(|\lambda|) \quad (80)$$

となる。よって等方ゆらぎでの Wiener 核は

$$\begin{aligned} A_0(\mathbf{p}) &= A_0(|\mathbf{p}|), \quad C_0(\mathbf{p}) = C_0(|\mathbf{p}|), \quad F_0(\mathbf{p}) = F_0(|\mathbf{p}|), \quad Q_0(\mathbf{p}; s) = Q_0(|\mathbf{p}|; s) \\ a_1(\lambda) &= a_1(|\lambda|), \quad c_1(\lambda) = c_1(|\lambda|), \quad f_1(\lambda; s) = f_1(|\lambda|; s), \quad Q^{(\pm)}(\lambda; s) = Q^{(\pm)}(|\lambda|; s) \\ a_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1}|\lambda) &= a_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1}||\lambda|), \quad c_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1}|\lambda) = c_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1}||\lambda|) \\ f_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1}|\lambda; s) &= f_n(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1}||\lambda|; s) \end{aligned} \quad (81)$$

なる \mathbf{p}, λ に関する等方性を持つ。そこで 1 次と 2 次散乱断面積 $\sigma_{f1}, \sigma_{f2}, \sigma_{b1}, \sigma_{b2}$ をより具体的な表式で示しておく。

$$\sigma_{b1}(\Phi|\Theta) = 4\pi k_1^2 \sin^2 \phi_e \frac{k_2^4}{|\Delta(|\mathbf{q}_1|)|^2} |G(|\mathbf{q}_1 - \mathbf{p}|)|^2 |a_1(|\mathbf{q}_1|)|^2 \quad (82)$$

$$\sigma_{b2}(\Phi|\Theta) = 2\pi k_1^2 \sin^2 \phi_e \frac{k_2^4}{|\Delta(|\mathbf{q}_1|)|^2} \int_{R^2} |G(|\mathbf{q}_1 - \mathbf{p} - \lambda|)|^2 |G(|\lambda|)|^2 |S_{a2}(|\mathbf{p} + \lambda|) + S_{a2}(|\mathbf{q}_1 - \lambda|)|^2 d\lambda \quad (83)$$

$$\begin{aligned} S_{a2}(\lambda) &= \frac{k_2^2 \{\bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_1|) - \beta_3(|\mathbf{q}_1|)\} f_1(\lambda) \bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_1|) e^{i\bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_1|)l}}{\Delta(\lambda)} \\ &+ \frac{k_2^2 \{\bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_1|) + \beta_3(|\mathbf{q}_1|)\} f_1(\lambda) - \bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_1|) e^{-i\bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_1|)l}}{\Delta(\lambda)} \end{aligned} \quad (84)$$

$$\sigma_{f1}(\Phi|\Theta) = 4\pi \frac{k_3^3}{k_1} \sin^2 \phi_e \frac{k_2^4}{|\Delta(|\mathbf{q}_3|)|^2} |G(|\mathbf{q}_3 - \mathbf{p}|)|^2 |c_1(|\mathbf{q}_3|)|^2 \quad (85)$$

$$\sigma_{f2}(\Phi|\Theta) = 2\pi \frac{k_3^3}{k_1} \sin^2 \phi_e \frac{k_2^4}{|\Delta(|\mathbf{q}_3|)|^2} \int_{R^2} |G(|\mathbf{q}_3 - \mathbf{p} - \lambda|)|^2 |G(|\lambda|)|^2 |S_{c2}(|\mathbf{p} + \lambda|) + S_{c2}(|\mathbf{q}_3 - \lambda|)|^2 d\lambda \quad (86)$$

$$\begin{aligned} S_{c2}(\lambda) &= \frac{k_2^2 \{\bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_3|) + \beta_1(|\mathbf{q}_3|)\} f_1(\lambda) \bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_3|) e^{-i\bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_3|)l}}{\Delta(\lambda)} \\ &+ \frac{k_2^2 \{\bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_3|) - \beta_1(|\mathbf{q}_3|)\} f_1(\lambda) - \bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_3|) e^{-i\bar{\beta}_2(|\mathbf{q}_3|)l}}{\Delta(\lambda)} \end{aligned} \quad (87)$$

(84), (87) は非負の実数指数 λ より参照されるが、任意の実数指数対し定義される (この時一次元系^[13] と全く同形である)。

5 数値計算

5.1 計算パラメータ

以下、共通の計算パラメータとして

$$\begin{aligned} \text{スラブ系: } n_1^2 = n_2^2 = n_3^2 = 1, \quad \text{ゆらぎの相関長: } \kappa = 0.1\Lambda, \quad \text{ゆらぎの分散: } \sigma^2 = 10^{-4} \\ \text{入射角: } \theta_a = 0^\circ, \theta_e = 60^\circ \end{aligned}$$

を用いる。ただし、 Λ は基準媒質中の波長である。従って (6) で与える波数 k_1, k_2, k_3 はいずれも等しく $k_1 = k_2 = k_3 = k$ である。また、 $\mathbf{p} = k_1 \cos \theta_e \mathbf{e}_x$ である。

5.2 多重繰り込みマスオペレータと等価媒質定数

比較のため、系列 (79) を十分収束するまで計算して得た多重繰り込みマスオペレータ $m_v(|\lambda|)$ と (87) より得られる $m_{\text{FSA}}(\mu; \nu)$ による形式的な $m_v(|\lambda|) \equiv m_{\text{FSA}}(|\lambda|; \beta_2(|\lambda|))$ の計算結果を図 2 に示す。 $\lambda \equiv |\lambda| \geq 0$

に対し $\text{Im } m_v(\lambda) > 0$ が常に成り立つことがわかる。しかし $\lambda \rightarrow 0$ に対しては FSA の実部は予測どおり緩やかに発散しており、その近傍でのみ多重繰り込みマスオペレータとの差が顕著である。また、ゆらぎ σ^2 が増大すれば差異も増加することがわかる。次元ランダム媒質の場合と比較すると、全体として両者の差は実部虚部共に小さく、また最悪ケースで、次元の場合で 9~12 回程度の逐次計算が必要である^[13] ことと比較すると、高々 4 回程度の逐次計算で収束する。多重繰り込みマスオペレータが与える等価的なランダムスラブの絶対屈折率 $\hat{n}_2 \equiv \bar{k}_2(p)/k$ は $\theta_e = 60^\circ$ に対し、表 1 の様に与えられる。1 に極めて近いことがわかる。ランダムスラブを等価絶対屈折率 \hat{n}_2 の一様スラブと見なしたときの等価臨界角 $\phi_{c12} = \text{Re } \cos^{-1}(1/\hat{n}_2)$ は上記のように小さい。

表 1: ランダムスラブの等価絶対屈折率 ($\theta_e = 60^\circ, \kappa = 0.1\Lambda$)

ゆらぎ強度 σ^2	等価絶対屈折率 \hat{n}_2	等価臨界角 ϕ_{c12}
10^{-4}	$1.000000085407208 + i4.859206030427039 \times 10^{-6}$	0.12742°
10^{-3}	$1.000000855456555 + i4.859289637112156 \times 10^{-5}$	0.40294°
10^{-2}	$1.000008680886865 + i4.859484439796451 \times 10^{-4}$	1.27462°
10^{-1}	$1.000099191410139 + i4.858393384663583 \times 10^{-3}$	4.04242°

5.3 1次インコヒーレント散乱

1次インコヒーレント散乱は二次元ランダム媒質による'衣を着た'1回散乱を表す。数学的には(82)及び(85)からわかるように1次のインコヒーレント散乱断面積は三つの因子: スラブとしての共振因子 k_2^2/Δ 、スペクトル密度 $|G|^2$ 及び指向性因子 a_1, c_1 から構成される。そこで、対象スラブ系に対する共振因子 $k_2^2/|\Delta(\lambda)|$ を図3に示す。ゆらぎの大小及びスラブの厚みに無関係に媒質1での Rayleigh 波数 $\lambda/k_1 = \lambda/k_2 = 1$ において鋭いスパイクを生じることがわかる。このスパイクに関しては後で議論するが、共振因子の振舞いが特に伝搬領域 $\lambda/k_2 < 1$ ではほとんどスラブのパラメータ σ^2, l に依存しないことに注目すべきである。逆にエバネッセント領域 $\lambda/k_2 < 1$ では厚み l に大きく依存する。これらは共振因子よりも指向性因子の振舞いの方が、散乱特性により大きな影響を与えることを示唆している。そこで図4に $\sigma^2 = 10^{-4}$ とした指向性因子 $a_1(\lambda), c_1(\lambda)$ を示しておく。伝搬領域 $\lambda/k_2 < 1$ での l の依存性が明らかである。 l が増せばリップルが増えるが、特に透過側では指向性によるピークが $\lambda/k_2 = 0.5$ に現れている。図5-8にインコヒーレント散乱断面積の数値計算結果を示しておく。

散乱環 (scattering ring) 図5,7より、スラブの厚みが十分でない場合 ($l = \Lambda$) は、全体として広がりのある散乱パターンとなっている。一方図6,8より、スラブの厚みが比較的ある場合 ($l = 5\Lambda, 10\Lambda$) は、透過側で環状に散乱を強く生じることがわかる。このような散乱は'散乱環' (scattering ring) と呼ばれる^[1]。透過側の散乱環は散乱波数ベクトルが次の条件

$$|q_3| = |p| \quad (88)$$

を満たす散乱角度方向に生ずる[†]。角度表現では

$$\phi_e = \cos^{-1}(\sqrt{n_1/n_3} \cos \theta_e), \cos^{-1}(-\sqrt{n_1/n_3} \cos \theta_e) \quad (89)$$

である。また反射側についても微弱ながら幾重にも環状に散乱波が比較的強い領域を生じ、いわゆる Newton 環に似た干渉パターンを示している。

このような散乱環のメカニズムを考えよう。指向性因子 a_1, c_1 は0次 Wiener 核 I_0 を内蔵し、その I_0 は sinc 関数から構成されるため、sinc 関数の主ローブのピークをとる条件が(88)となっている。実際、図

[†] n_1, n_3 と \hat{n}_2 の差が小さくない系ではスラブの境界 $z = 0, l$ での反射波が透過波に比べて小さくない。このような場合は反射側でも $|q_1| = |p|$ を満たす方向 ($\phi_e = 2\pi - \theta_e, \pi + \theta_e$) で明確な散乱環を生じるはずである。

4に示したように大なる l については、透過側 c_1 は (88) に従う $\lambda/k_2 = |p|/k_2 = 0.5$ でピークをとる。一方、反射側 a_1 は境界 $z=l$ での反射がほとんどないため、リップルは持つものの該当ピークはない。よって、1次インコヒーレント散乱の角度分布における散乱環は、指向性因子すなわちランダムスラブ中に局在するコヒーレント平面波の Fourier スペクトル F_0 が、媒質の二次元的なゆらぎにより外部に顕れたものと結論できる。

物理的には二次元ランダム媒質は線状散乱体の集合体と見なせるから、そのような一つ一つの線状散乱体が引き起こす Bragg 散乱による xy -平面内の波数の変化を考える。 z -軸方向には一様であるからの波数ベクトルの z -成分は全く変化しない。一つの線状散乱体を拡大視して円筒として考えれば、光線的な入射波動に対し円筒面での接平面を二媒質境界として扱える (図 9)。この時入射波動に対し Bragg ベクトル $\lambda = 0$ は $p \rightarrow p+0 = p$ で二媒質境界による'透過'、 $|p+\lambda| = |p|$ を満たす Bragg ベクトル $\lambda (\neq 0)$ は'反射'と解釈できる。そのような'反射'は一つの線状散乱体を中心とした xy -平面上の 360° の全方位に生ずる。これらを踏まえて、図 10 に'衣を着た' 1回散乱の主要なプロセスを示す。透過側の散乱環は線状散乱体からの指向性のある散乱波により生じる。一方反射側では、対象ランダムスラブ系において媒質定数の差がほとんどないため、境界 $z=0, l$ での反射がほとんど生じず、強い指向性をもった散乱波が上部境界 $z=l$ からほとんど反射されない。これにより、境界 $z=0, l$ での僅かな反射波が互いに干渉を起こし弱い散乱環を生じる。

準異常散乱 図 7,8 では、反射及び透過側共に low grazing angle (LGA) に対して非常に急峻なピークを持つ散乱パターンを示している。特に反射側で著しい。これを (33) で与える実際の観測パターンに直せば、LGA 方向で更に大きなピークとなる。対象スラブ系は無摂動を含めて導波モードを持たないが、図 3 に示した共振因子は Rayleigh 波数 $\lambda/k_2 = 1$ にスパイクを持ち、平坦な二媒質境界に沿って伝搬するラティラル波の存在を表す。ラティラル波は二媒質 1,2 に対し絶対屈折率を n_1, n_2 ($n_1 < n_2$) とするとき、媒質 1 側ではその平坦な境界面に沿って伝搬し、媒質 2 側では臨界角 $\phi_{c12} = \cos^{-1}(n_1/n_2), \pi - \cos^{-1}(n_1/n_2)$ の方向に放射する波動である [22]。今回の系は無摂動では一様媒質であり、表 1 に示したように、ゆらぎの存在による等価屈折率として考えた場合 1 に非常に近い値をとっている。このため等価臨界角 ϕ_{c12} はほとんど水平角でありラティラル波によるスラブ内部への放射ピークはほぼスラブの境界方向にある。このためスラブ外部から見たラティラル波は、僅かに粗な不規則 Neumann 表面上の導波表面波に類似の振舞いをする。従って、そのような不規則 Neumann 表面で見られるような異常散乱と類似の現象、すなわち'準異常散乱'を生じ LGA における散乱ピークをもたらす。準異常散乱は、X 線領域での散乱現象である Yoneda ピーク [23] をより一般的な波動現象として説明する概念である [17]。準異常散乱はラティラル波の寄与によるため、そのような寄与が小さくなる媒質定数差の大きなスラブ系においては、準異常散乱は見られなくなると考えられる。このようなスラブ系での準異常散乱の存在は文献 [9] で始めて指摘された。

摂動解 対象のランダムスラブ系に対する摂動解を求めるには、多重繰り込みマスオペレータを零、多重 Wiener 積分において $\hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1, \omega), \dots, dB(\lambda_n, \omega)] \rightarrow dB(\lambda_1, \omega) \times \dots \times dB(\lambda_n, \omega)$ の置き換えをすればよい。1次インコヒーレント散乱断面積 $\sigma_{b1}^p, \sigma_{f1}^p$ は次のように書ける。

$$\sigma_{b1}^p(\Phi|\Theta) = \pi k^4 l^2 \left| \text{sinc} \left\{ \frac{\beta_1(|q_1|) + \beta_1(|p|)}{2} l \right\} \right|^2 |G(|q_1 - p|)|^2 \quad (90)$$

$$\sigma_{f1}^p(\Phi|\Theta) = \pi k^4 l^2 \left| \text{sinc} \left\{ \frac{\beta_1(|q_3|) - \beta_1(|p|)}{2} l \right\} \right|^2 |G(|q_3 - p|)|^2 \quad (91)$$

明らかに、透過側では sinc 関数の最大ピークを与える条件 $|q_3| = |p|$ で散乱環を、反射側では sinc 関数は最大ピーク以外の極大ピークをとりうるため多重の弱い散乱環を生じることが読み取れる。従って散乱環は単一散乱的現象である。一方、(90),(91) は $\sin \phi_e = 0$ となる水平散乱角に対して一般に有限であるから、(33) に対応する実際の観測パターン s_{b1}^p, s_{f1}^p で考えると発散することになり、不合理な結果を与える。

5.4 2次インコヒーレント散乱

強調散乱 2次インコヒーレント散乱はランダムスラブによる'衣を着た'2回散乱を表す。図5,7よりスラブの厚みが十分でない場合 ($l = \Lambda$) は、1次インコヒーレント散乱と比較して2次インコヒーレント散乱は一層広がりのある散乱パターンとなっている。加えて、後方散乱方向 $\phi_a = 180^\circ, \phi_e = 240^\circ$ 及び対称前方散乱方向 $\phi_a = 180^\circ, \phi_e = 120^\circ$ に対し、鋭い強調散乱のピークが現れている。実際、 $k_2 l < 4\pi$ の場合は指向性因子よりも共振因子が勝るため、準異常散乱をもたらすラティラル波が強調散乱に関与する。(83),(86)より、準異常散乱をもたらすラティラル波伝搬を中間状態として持つ二つの'衣を着た'2回散乱過程が

$$q_1 = -p, q_3 = -p \quad (92)$$

を満たす散乱方向のとき完全に一致し強調するためである。無摂動におけるスラブ系が(実の)導波モードを持つ場合は、一次元系で示された導波モードによる強調散乱のピーク^[16]が現れると予想される。

緩やかな強調散乱 一方図8より、スラブの厚みが比較的ある場合 ($l = 5\Lambda, 10\Lambda$) は再び散乱環を生じることがわかる。特に透過側の対称前方散乱方向で2次インコヒーレント散乱は顕著であり、僅かではあるが反射側においても同様に後方散乱方向に対し相対的に大きな散乱強度を示している。—このような $k_2 l > 4\pi$ の場合は指向性因子が共振因子を圧倒する。図10に示す線状散乱体による'反射'と'透過'の基本散乱過程は、散乱環をもたらす'衣を着た'1回散乱波を生じ、その散乱波が再び線状散乱体によって'反射'と'透過'された'衣を着た'2回散乱波は再度散乱環を構成することとなる(図11)。 $k_2 l < 4\pi$ の場合と同じくこのような散乱過程は(83),(86)に示すように二つあり、条件(92)を満たすとき完全に一致し強調するからである。また、1次インコヒーレント散乱で散乱環を生じる条件(88)は、2次インコヒーレント散乱に対しても主要な散乱過程を経由する条件でもあり、(随伴)強調散乱の候補となり得る。これらは一次元系における'緩やかな強調散乱'^[16]に対応し、二次元ランダムスラブの構造に強く依存する強調散乱現象である。

6 むすび

本報告では、厚み方向に一様で平面内で二次元ランダム媒質となるスラブによるスカラー平面波の反射と透過問題を確率汎関数法により解析し、二次元ランダム媒質中の多重散乱効果(二次元多重繰り込みマスオペレータ)を含むランダム波動場のWiener-伊藤展開表現を明示的に求めた。一様媒質中にランダムスラブを想定し、ゆらぎが等方Gaussスペクトル密度となる場合について、二次元多重繰り込みマスオペレータ、1次及び2次インコヒーレント散乱断面積を計算した。スラブの厚みが十分あれば、ゆらぎによる単一散乱的な効果として1次インコヒーレントにおいて、前方散乱方向を円錐の一部とするような散乱方向に散乱環を生じることが示した。更にゆらぎによる多重散乱効果として、LGAにおいては準異常散乱の散乱ピークを持つことを示した。2次インコヒーレント散乱においては、スラブの厚みが波長程度以内の場合は強調散乱の鋭いピークが後方散乱及び対称前方散乱方向(前方散乱方向と z -軸対称)に現れる。厚みが十分ある場合は再び散乱環を生じ、特に後方散乱及び対称前方散乱で著しい。これは二次元ランダムスラブの構造に依存した緩やかな強調散乱である。

今後は、種々の系、例えば導波モードを持つようなスラブ系に対する数値計算、光学定理による近似解の精度検証を行なう予定である。また、二次元多重繰り込みマスオペレータの数値計算に成功したことを踏まえて、問題を電磁波の場合に拡張した解析を行なう予定である。

文献

- [1] C.J.Oton, Z.Gaburro, M.Ghulinyan, L.Pancheri, P.Bettotti, L.Dan Negro and L.Pavesi, "Scattering rings in optically anisotropic porous silicon", Appl. Phys. Lett., 81 26 pp.4919-4921(2002)
- [2] 吉田貞史, 矢嶋弘義, 薄膜・光デバイス, 東京大学出版会(1994)

- [3] G.H.Brown and J.J.Wolken, *Liquid Crystals and Biological Structures*, New York(1979)
- [4] C.H. Wu, C. Jacob, X.J. Ning, S.Nishino and P.Pirouz, "Eptiaxial growth of 3C-SiC on Si(111) from hexamethyldisilane", *J. Crystal Growth* **158** pp.480-490(1996)
- [5] V.G.Gavrilenko, A.V.Aistov and G.V.Jandieri, "Some peculiariteis wave multiple scattering in a statistically anisotropic medium", *Waves in Random Media* **10** 4 pp.435-445(2000)
- [6] M.V.Tinin, B.-C.Kim and S.N.Kolesnik, "Single scattering of waves by random strong anisotropic inhomogeneties", *Waves in Random and Complex Media* **15** 1 pp.61-70(2005)
- [7] S.Kassam, A.Duparre, K.Hehl, P.Bussemmer and J.Meubert, "Light scattering from the volume of optical thin films:theory and experiment", *Appl. Optics* **31** pp.1304-1331(1992)
- [8] 長谷川信也、小倉久直、中山純一, "ランダム薄膜による反射と透過", 電磁界理論研究会資料,EMT 80-37(1980)
- [9] 中山純一、小倉久直、長谷川信也, "三次元ランダム薄膜による反射と透過", 電磁界理論研究会資料,EMT 81-57(1981)
- [10] 中山純一、高嵐, "ランダムな薄膜による平面波の散乱", 輻射科学研究会資料,RS 95-11(1995)
- [11] L.Gao and J.Nakayama, "Scattering of a plane wave from a thin film with volume disorder", *IEICE Trans. Electron.* **E-79**, pp.1327-1333(1996)
- [12] 田村安彦、中山純一, "一次元的な誘電率のゆらぎを持つ薄膜による平面波の反射と透過", 輻射科学研究会資料 RS03-13 pp.1-20(2003)
- [13] Y.Tamura and J.Nakayama, "Wave reflection and transmission from a thin film with one-dimensional disorder", *Waves in Random Media* **14** 3 pp.435-465(2004)
- [14] 杉山俊介, 田村安彦、中山純一, "一次元ゆらぎがある薄膜による TM 平面波の反射と透過", 輻射科学研究会資料 RS04-19 pp.1-19(2005)
- [15] Y.Tamura and J.Nakayama, "TE plane wave reflection and transmission from a one-dimensional random slab", *IEICE Trans. Electron.* **E88-C** 4 pp.713-720(2005)
- [16] Y.Tamura and J.Nakayama, "Enhanced scattering from a thin film with one-dimensional disorder", *Waves in Random and Complex Media* **15** 2 pp.269-295(2005)
- [17] T.Kawanishi, H.Ogura and Z.L.Wang, "Scattering of an electromagnetic wave from a slightly random dielectric surface: Yoneda peak and Brewster angle in incoherent scattering", *Waves in random media* **7** 3 pp.351-384(1997)
- [18] 小倉久直, 物理・工学のための確率過程論, コロナ社 (1978)
- [19] V.Freilikher, M.Pustilnik, I.Yurkevich and A.A.Maradudin, "Wave scattering from a thin film with volume disorder:reflection and transmission", *Opt. Comm.* **110** pp.263-268(1994)
- [20] V.I. Tatarski, *The effects of turbulent atmosphere on wave propagation*, IPST, Jerusalem(1971)
- [21] M.Abramowitz and I.A.Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, New York: Dover(1965)
- [22] L.B.Felsen and N.Marcuvitz, *Radiation and Scattering of Waves*, Prentice Hall(1973)
- [23] Y.Yoneda, "Anomalous surface reflection of X rays", *Phys. Rev.* **131**, pp.2010-2013(1963)

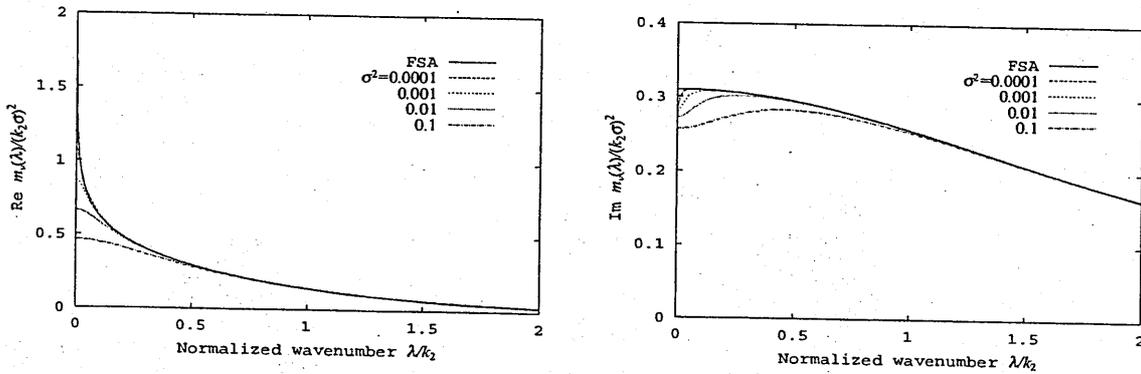


図 2: 多重繰り込みマスオペレータと FSA による $m_v(\lambda)$ ($\bar{n}_2^2 = 1, \kappa = 0.1\Lambda$)

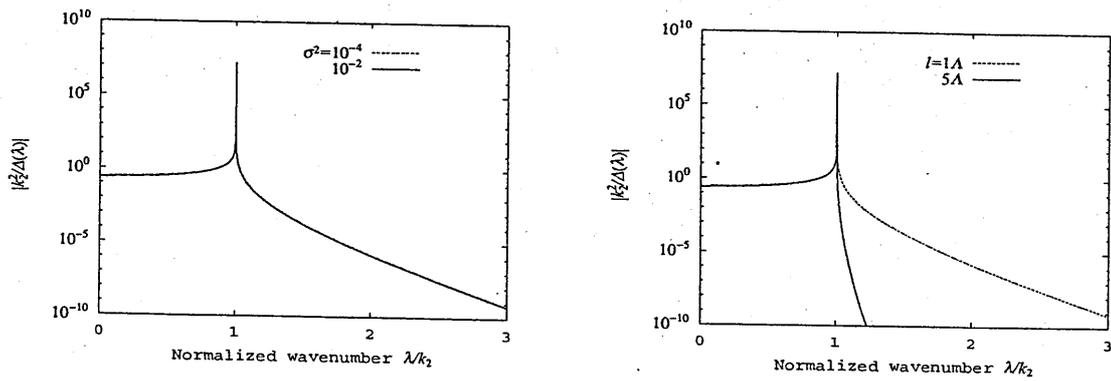


図 3: 共振因子 $k_2^2/|\Delta(\lambda)|$ ($\bar{n}_2^2 = 1, \kappa = 0.1\Lambda$)

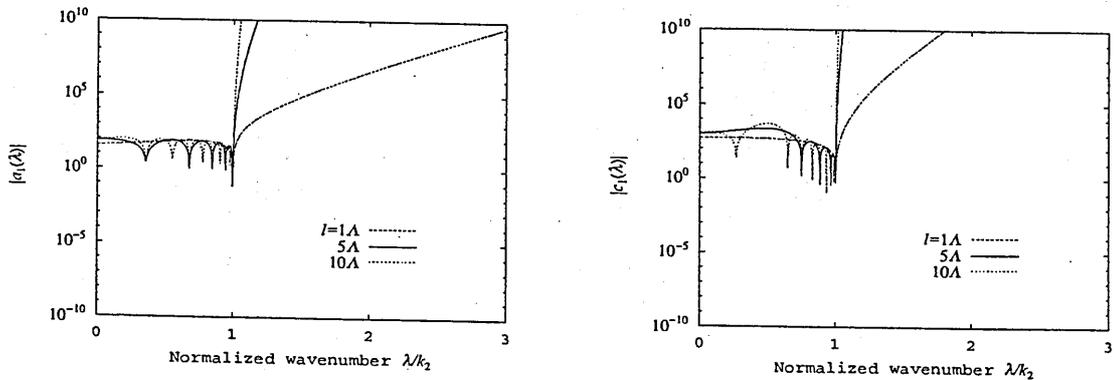


図 4: 指向性因子 $|a_1(\lambda)|c_1(\lambda)$ ($\sigma^2 = 10^{-4}, \bar{n}_2^2 = 1, \kappa = 0.1\Lambda$)

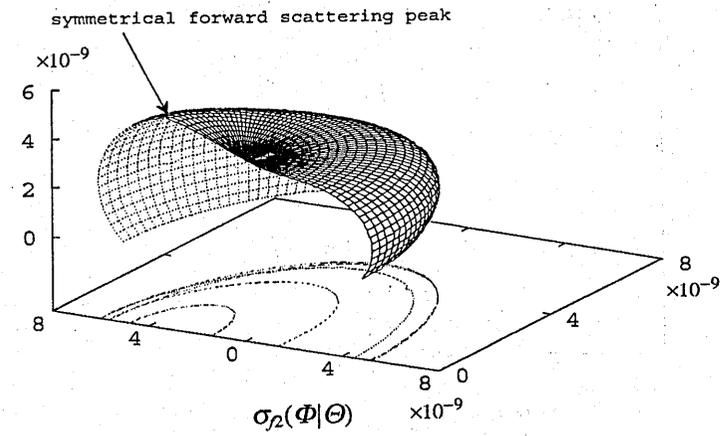
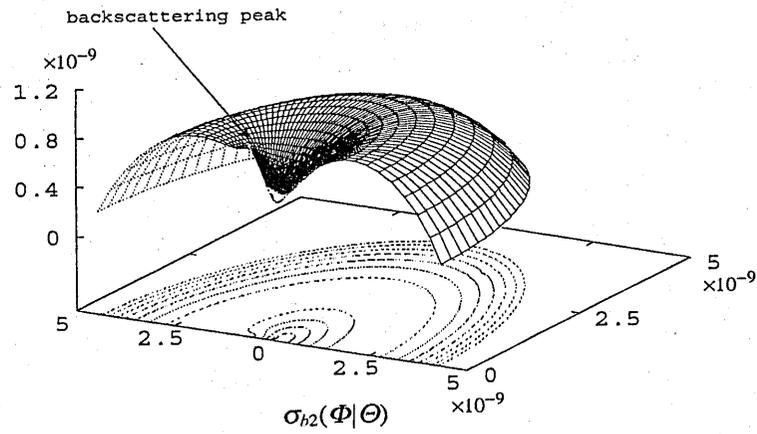
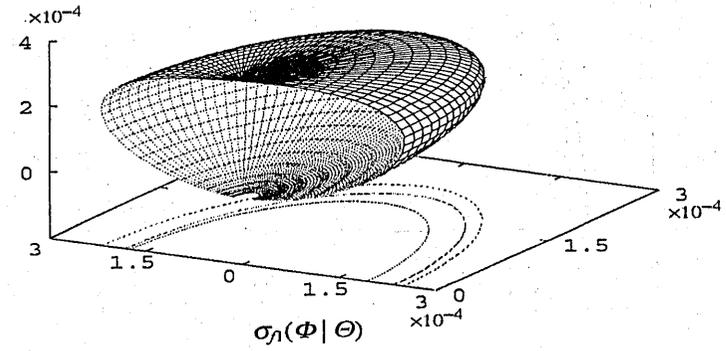
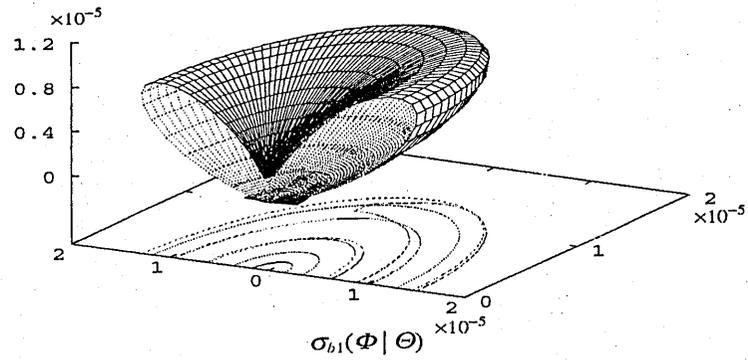


図 5: 1 次及び 2 次インコヒーレント散乱 ($l = 1\Lambda, \kappa = 0.1\Lambda, \sigma^2 = 10^{-4}, \theta_e = 60^\circ, \theta_a = 0^\circ$)

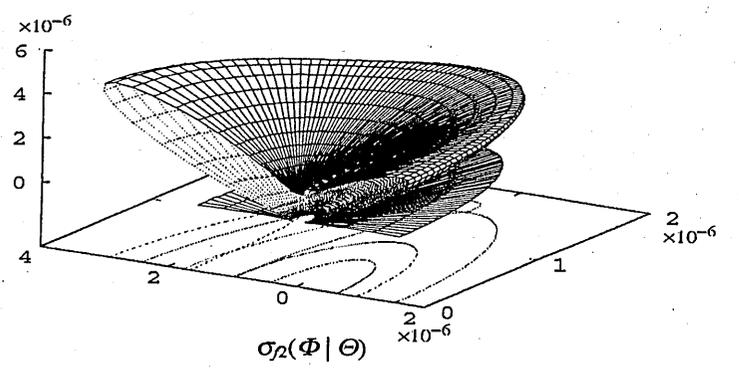
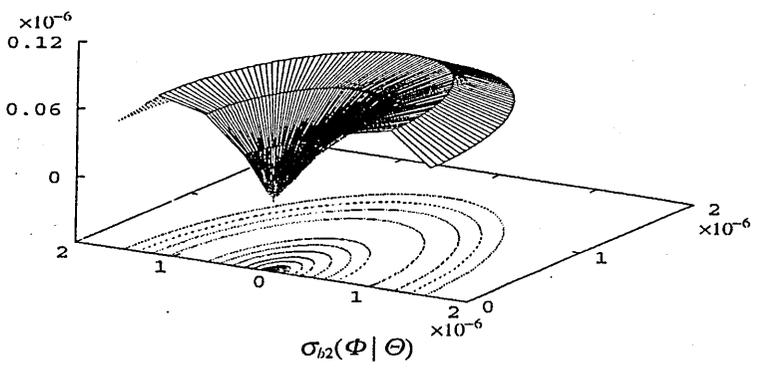
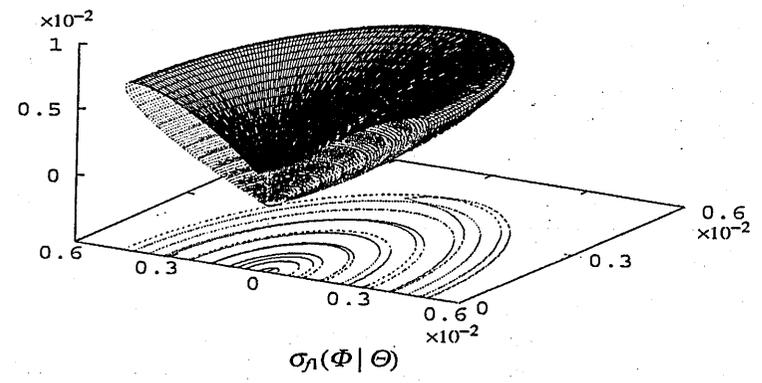
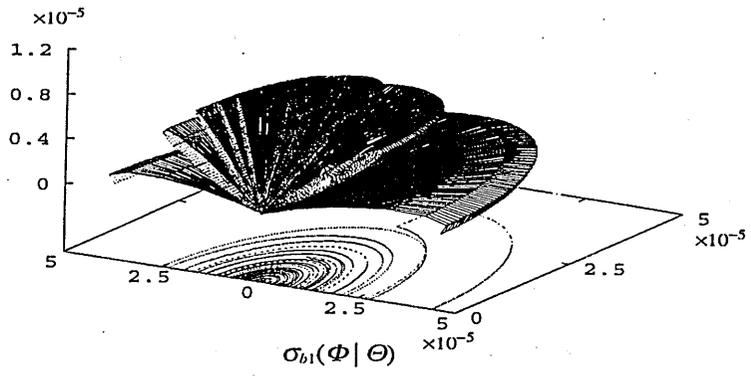


図 6: 1 次及び 2 次インコヒーレント散乱 ($l = 5\Lambda, \kappa = 0.1\Lambda, \sigma^2 = 10^{-4}, \theta_e = 60^\circ, \theta_a = 0^\circ$)

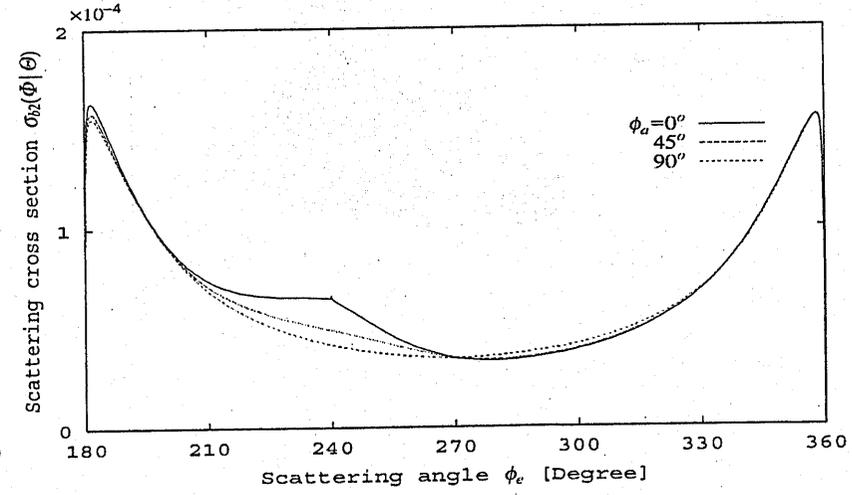
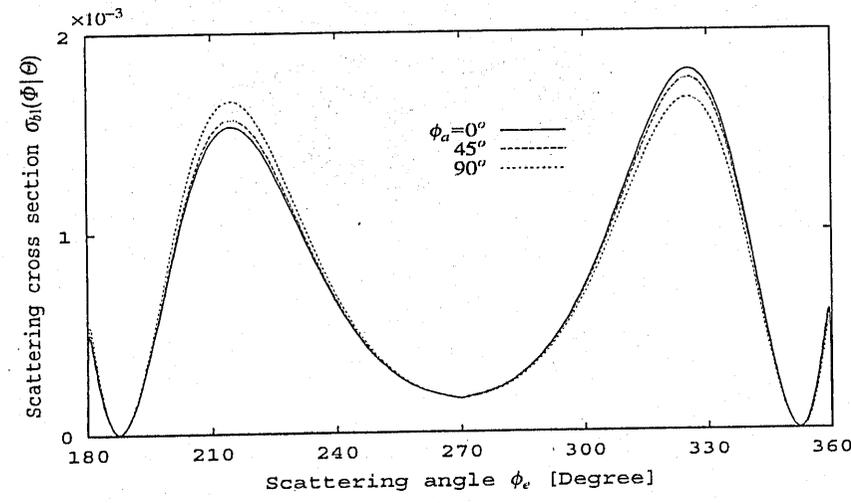
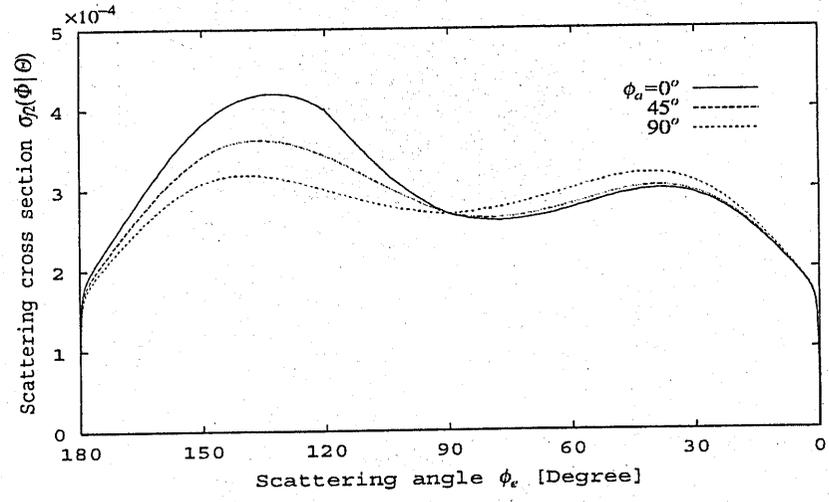
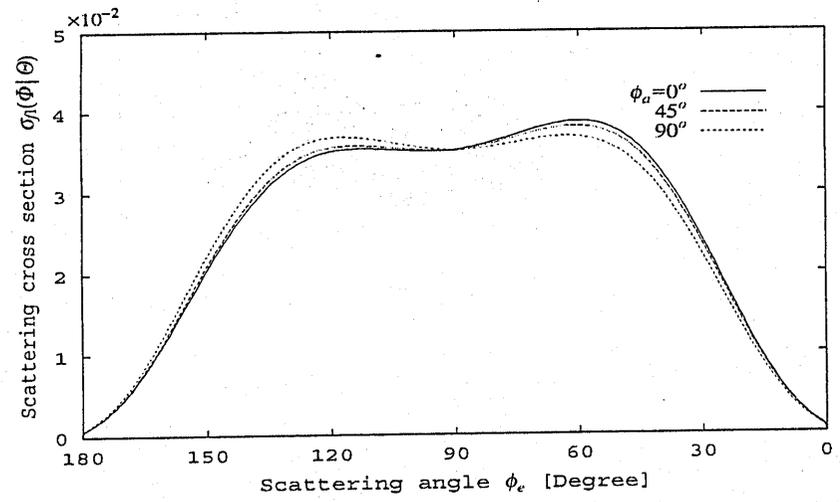


図 7: 1次及び2次インコヒーレント散乱 ($l = 1\lambda, \kappa = 0.1\lambda, \sigma^2 = 10^{-2}, \theta_e = 60^\circ, \theta_a = 0^\circ$)

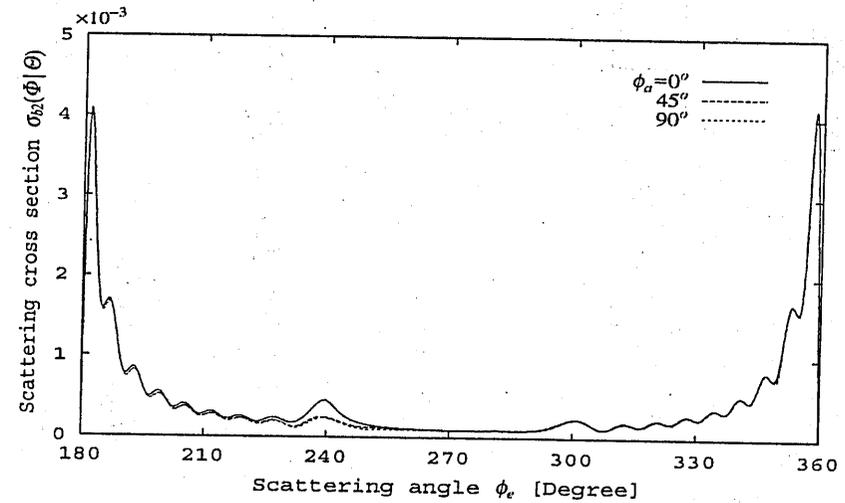
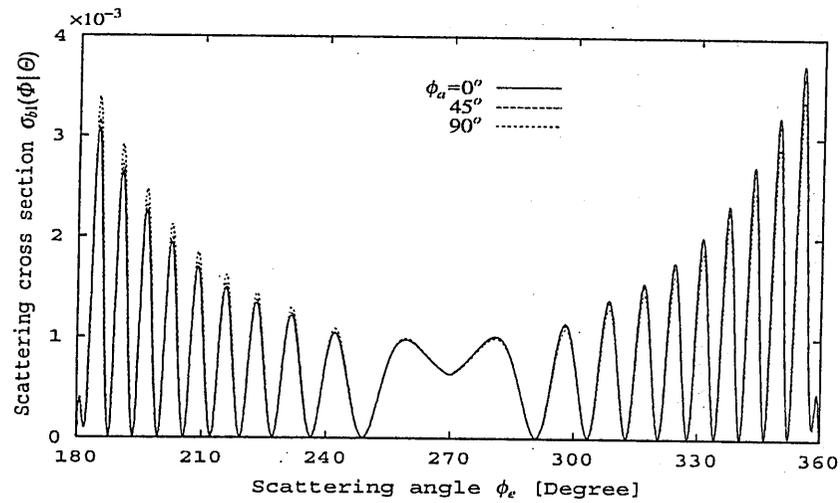
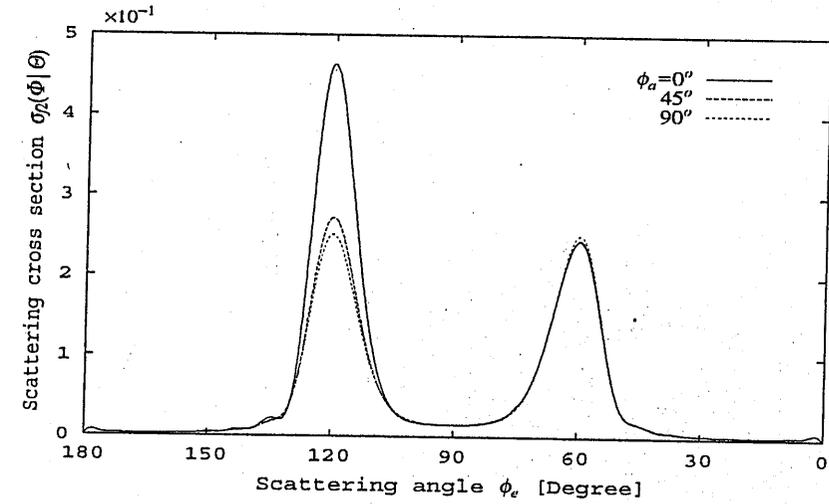
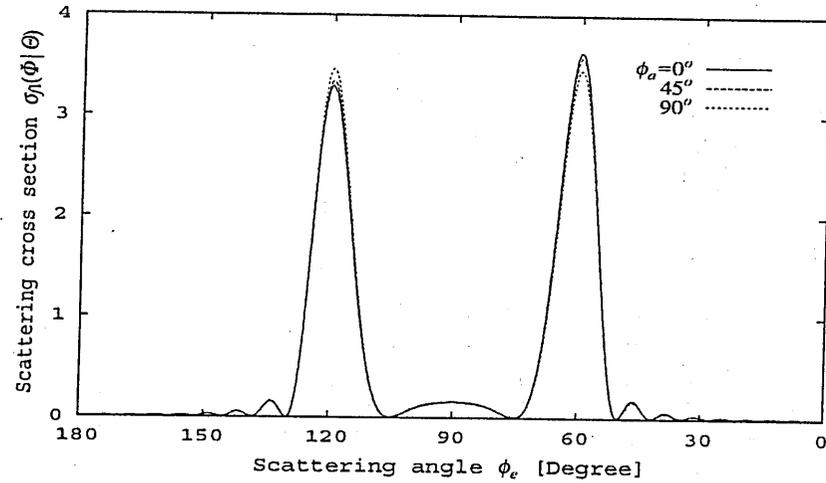


図 8: 1次及び2次インコヒーレント散乱 ($l = 10\lambda, \kappa = 0.1\lambda, \sigma^2 = 10^{-2}, \theta_e = 60^\circ, \theta_a = 0^\circ$)

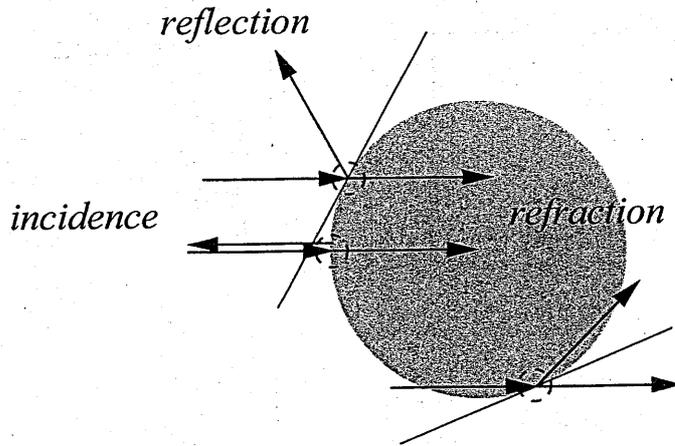


図 9: 線状散乱体による'反射'と'透過'

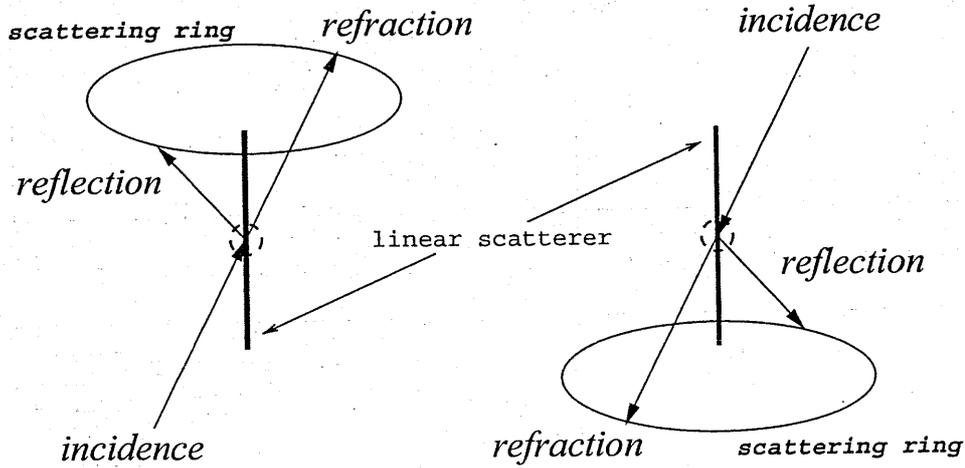


図 10: 線状散乱体と散乱環 (1回散乱)

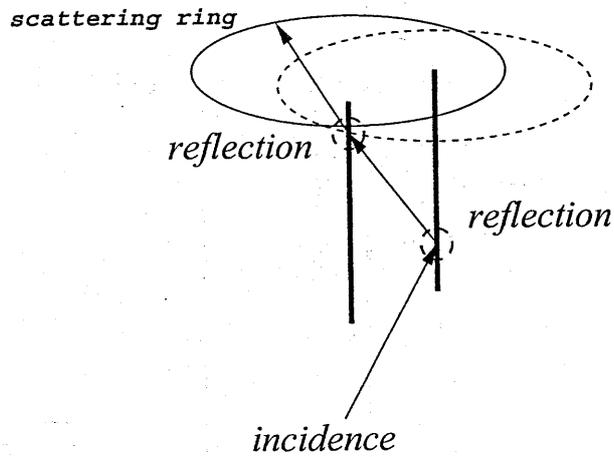


図 11: 緩やかな強調散乱としての散乱環 (2回散乱)

チヨーク装荷多モードホーンアンテナの 解析および設計

渡邊 浩章 出口 博之 辻 幹男 繁澤 宏
(同志社大学 工学部)

2005年12月16日

1 はじめに

コルゲートホーン [1-3] や複モードホーン [4-6] は低交差偏波特性をもつホーンであり、特にコルゲートホーンはサイドローブ特性も優れたホーンであることは良く知られているが、主としてペンシルビームを形成するもので、反射鏡アンテナやアレイアンテナのようにビーム整形する目的では使用されていない。これに対し、筆者らは、曲線フレア構造を有する多モードホーンアンテナ [7] を発展させ、通常のペンシルビーム以外の特性をもつホーンとして正面方向の利得をできるだけ高くした高能率ホーン [8] や、円形カバレッジ内での最低利得をできるだけ高くした円形カバレッジホーン [9] を提案してきた。しかしながら、これらのホーンは利得の向上に重点を置いた設計であるため、サイドローブレベルは上昇する傾向にあり、交差偏波レベルも従来の低交差偏波ホーン [6, 7] と比べると十分とは言い難く、特性改善が望まれていた。また、ホーンの軸長が長くなる傾向にもあり、モード毎の位相差によって狭帯域となる問題もあった。

そこで本稿では、特性改善を行う方法として二次計画法を導入し、さらにホーンの小型化及び広帯域化を図るためチョークを装荷した多モードホーンアンテナを提案する。ここでは、まず所定のサイドローブレベルを実現し、ある方向での利得を最大とするために、二次計画法を適用することでホーン開口面の励振モード係数を決定している。従来の二次計画法を用いたカセグレンアンテナの最適波源分布の決定では主偏波成分のみを対象としているが [10]、本法では円筒導波管モードを用いてサイドローブ及び交差偏波成分も考慮して二次計画法を適用している。次に提案する多モードホーンでは、短い軸長で高次モードの発生および伝搬するために従来の滑らかに変化する曲線テーパ形状にチョーク構造を取り入れている。設計にあたっては、二次計画法により得られた励振モード係数を基に最適化手法を用いてホーンの初期形状を決定し、更にこの形状をもとに遠方界を直接評価することによって広帯域化を図っている。本法によって X 帯でチョークを装荷した多モードホーンを設計し、放射特性の数値的評価によって本法の有効性を確認している。

2 多モードホーンの動作原理

2.1 従来の複モードホーン

複モードホーンアンテナは、基本 TE_{11} モードと高次モードとを適当な割合で合成することにより、所望の放射特性を得ようとするものである。デュアルモードホーンアンテナでは、適当な合成比の TE_{11} 、 TM_{11} モードで励振することにより、高能率ホーンアンテナ [11]、低交差偏波アンテナ [6] などを実現している。図 1 および図 2 に円筒導波管を TE_{11} モード、 TM_{11} モードの単位電力で励振したときの放射パターンをそれぞれ示す。

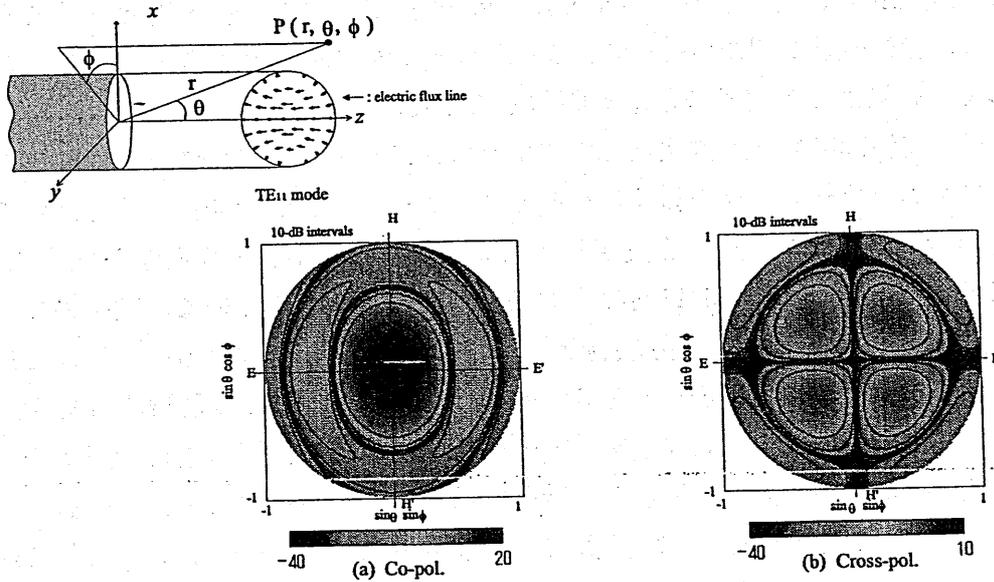


図 1 TE_{11} モードによる放射パターンの等高線図

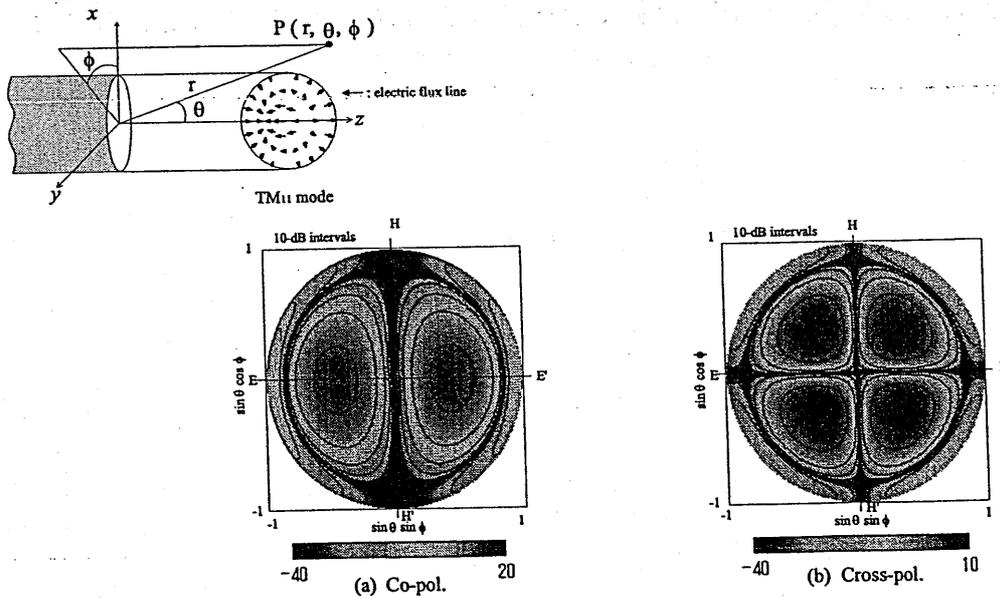


図 2 TM_{11} モードによる放射パターンの等高線図

図2(a)より、 TM_{11} モードの主偏波パターンはH面およびボアサイトで零となり、E面に放射電力を持っている。それゆえ、 TE_{11} モードと共に TM_{11} モードを励振することにより、回転対称に近いパターンを得ることができる。これにより、円形カバレッジの場合であれば、カバレッジに合ったビームを実現できることになる。また図1(b)と図2(b)との放射パターンを比較するとほぼ同じ角度に交差偏波のピークレベルが現れている。したがって、主偏波だけでなく交差偏波成分の低減が可能となることが分かる。これらの良好な放射パターンは、2つのモードを最適な振幅比と位相差で合成したときにのみ得られるものであるため、通常デュアルモードホーンアンテナの帯域は狭くなってしまふ。

次に、高次モードの発生機構について述べる。高次モードを発生させる構造として従来からステップ型(図3(a))、多段フレア型(図3(b))などが用いられてきた。ステップ型は、図3(a)のように半径の異なる2つの円筒導波管を接続した構造を有する。半径 r_1 を TM_{11} モードが伝搬となるように選ぶことにより、伝送電力の一部を TM_{11} モードに変換するものでPotter Horn[4]としてよく知られており、所望の TM_{11} の発生量を得るように r_1 を選び、さらに開口において要求される位相差となるように L_1 、 L_2 を決定している。よって、要求されたアンテナの長さで所望の合成比を得ることは難しく、また、基本 TE_{11} モードと高次モードとの位相速度の違いを利用したものであるため比帯域が狭くなる。そこで、帯域を広げるためより高次のモードを用いた形状として多段フレア型がある。この形状は、図3(b)において r_0 を基本モードのみが伝搬となる径に選び、 r_1 、 r_2 をそれぞれ TM_{11} 、 TE_{12} モードが伝搬となるように選ぶ。このように、開き角の違うテーパ導波管を複数用いることにより高次モードを順次発生させるものである。図中の開き角 α 、 β によって TM_{11} モードの発生量が、開き角 β 、 γ によって TE_{12} モードの発生量が決まる。また、 L_1 、 L_2 およびテーパ導波管の長さにより、開口における高次モードの位相を制御している[12]。開き角の不連続部を開口近くに設けることにより比較的広帯域にわたって良好な放射パターンを有するが、開き角の小さなテーパ導波管を多数必要とするためアンテナの全長が長くなるという問題点がある。

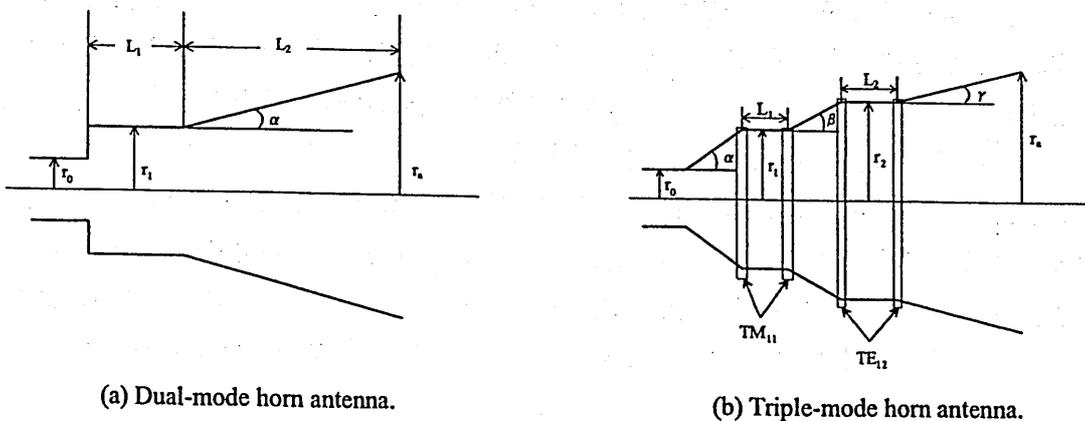


図3 従来の高次モード発生機構

2.2 従来の高能率多モードホーン

前節で述べたように、従来の高次モード発生機構は径が一定値をもつ均一部分を除いたホーンアンテナの一部分のみを使うものであり、原理的にもホーンアンテナの全長を短くすることは困難であった。また、従来の複モードホーンアンテナはデュアルモードまたはトリプルモードを用いるのが主流であり、より高次の TM_{12} モードを用いた例はなかった。これらに対し、図4に示すような曲線テーパ形状を用い、ホーンの構造全体を使って高次モードを発生させる提案がなされている [8]。

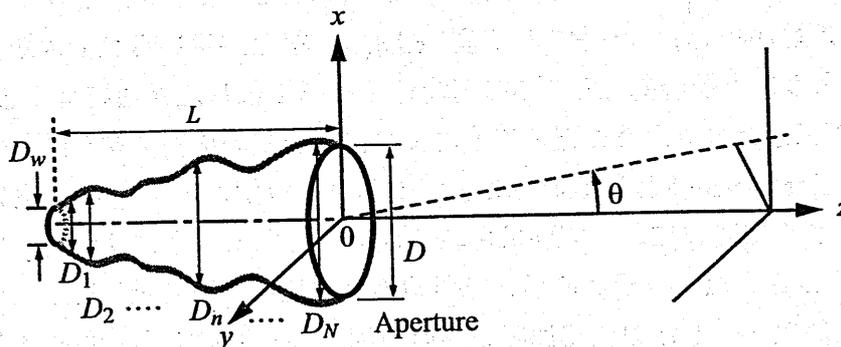


図4 多モードホーンの構造および座標系の定義

この曲線テーパ形状は、フレア角が負になるという構造も可能であることから、従来の形状よりも自由度が高い。したがって、広範囲に高次モードの発生量をコントロールすることが可能であり、モード数を限定せずに開口面における伝搬モードを全て使って所望の遠方界が実現できるという特長がある。この構造により高能率でかつ低交差偏波特性を有するホーンアンテナが実現されている。ここでは、そのモードの合成比について述べる。

正面方向の利得を最大とする場合、先に述べたように TM_{1m} モード群の放射パターンは正面方向で零となって寄与しないため、高次の TE_{1n} モード群を最適な合成比で励振すればよい。この TE_{1n} モード群を励振したときの n をパラメータとした開口面分布を図5に示す。 n が増すにつれ、開口面分布は一様に近づき、サイドローブレベルは上昇する傾向となる。図6は、ホーンアンテナにおける位相誤差が開口能率に及ぼす影響を示したものであり、開口面上の波面による位相遅れをパラメータ t によって表している。 $n=3$ 、 $n=4$ のときは、位相誤差が開口能率に及ぼす影響はほとんどないことが分かる。また、開口能率および交差偏波のピーク値は各々 $n=1$ のとき 84%、 -18dB 、 $n=2$ のとき 91%、 -26.0dB 、 $n=3$ のとき 94%、 -29.7dB 、 $n=4$ のとき 95%、 -32.4dB となり、 TE_{1n} モードを多く考慮すれば開口能率の改善だけでなく、交差偏波成分の低減にも有効である。

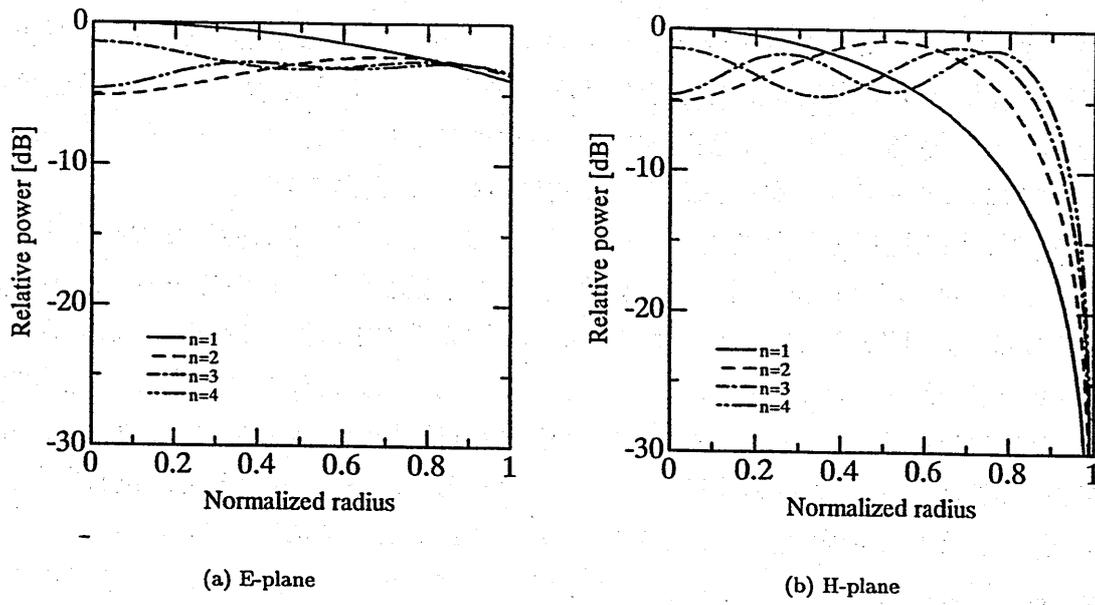


図5 $TE_{1n}(1,2,\dots,n)$ モードで励振した時の開口面分布

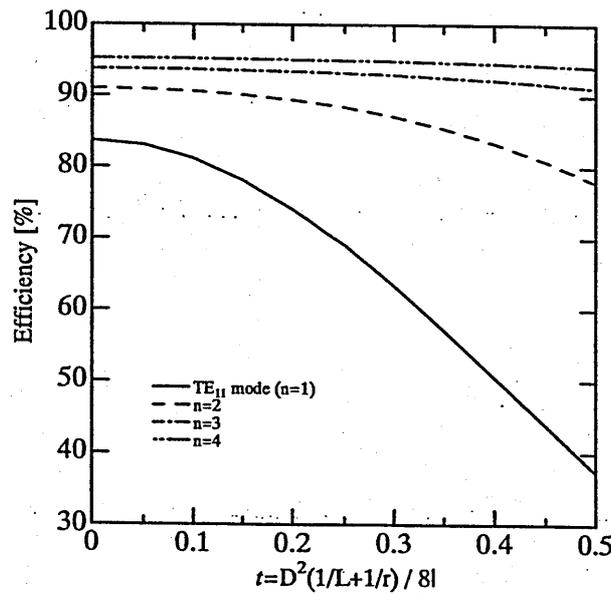


図6 位相誤差 t をパラメータとした時の開口能率

2.3 従来の円形カバレッジビーム多モードホーン

図4に示した多モードホーンアンテナのフレア形状をうまく選べば、所定のサービスエリア内における最低利得をできるだけ高くするという円形カバレッジ（照射領域）ビームが実現できる。このような円形カバレッジに対応した放射パターンも、利得のみに着目すればユニバーサルパターンから一義的に定めることができる。

図7(a)は、円形開口径 D/λ をもつホーンアンテナについて、開口面における各円筒モードのユニバーサルパターンから、ある角度 θ で利得が最大となる各モードの励振係数を $u_p = D/\lambda \sin \theta$ の関数として求めたものである。また図7(b)は、同図(a)の励振係数を用いて多モードを励振したときのユニバーサルパターンを各 u_p について求め、放射特性をまとめたものである。 $u_p = 0$ のホーンでは正面方向利得が最大となり、また $u_p = 0.7 \sim 0.8$ では交差偏波レベルの低い複モードホーンとなる。 $u_p \simeq 1.05$ のとき、正面方向 $\theta = 0$ ($u = 0$) 利得と利得最大に設定した方向 $\theta = \theta$ ($u = u_p$) での利得が等しくなり、その前後の u_p で両者が逆転する。それゆえ、 $u_p > 1.05$ で照射領域内の最低利得を高くするという目的に適した主ビームが得られることになる。しかしながら、利得に重点を置いた犠牲としてサイドローブが高いという問題がある。

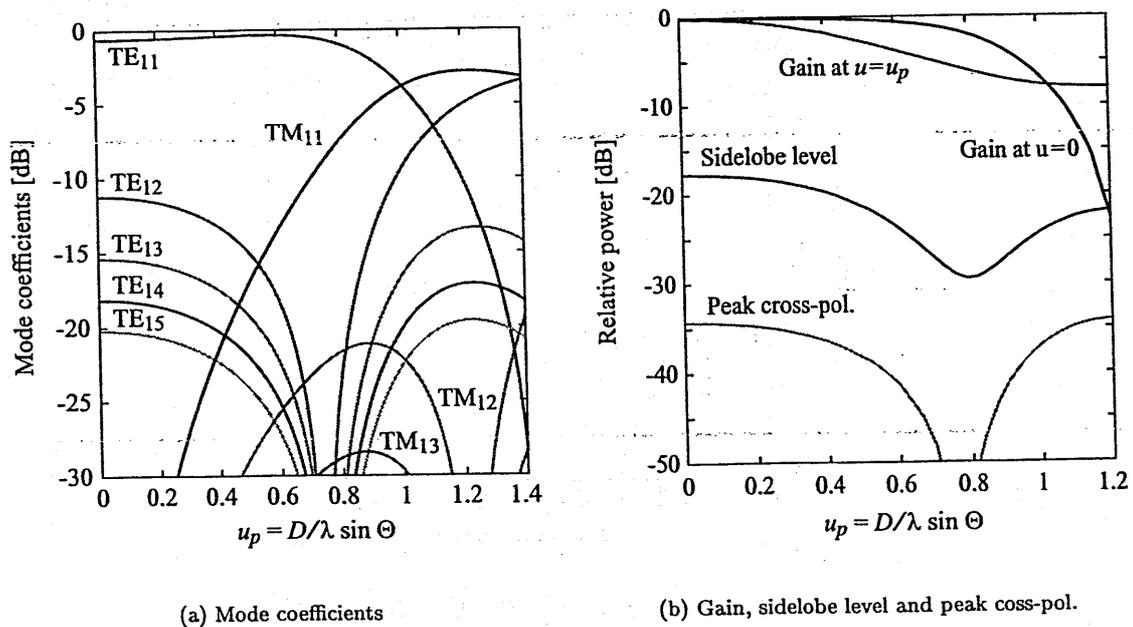


図7 ユニバーサル放射特性

3 設計法および解析法

3.1 設計法の概要

提案するホーンの形状を図8に示す。構造としては導体のみからなる軸対称の形状を有し、アンテナ軸方向の離散点における直径 D_i ($i = 1, 2, \dots, N$) を3次スプライン関数によって内挿したテーパ形状の喉元に VSWR 制御部分とチョーク構造による高次モード発生器を接続したもので構成されている。高次モード発生器では TM_{11} モードが伝搬できる径 D_C に、そして開口面では TE_{1n} 及び TM_{1n} ($n = 2$) のモード群が伝搬し得る大きさの径 D_A としている。設計にあたっては、任意の数の内径 D_i ($i = 1, 2, \dots, N$) およびチョークの深さ L_4 、均一導波管の長さ L_2 を設計変数とし、最適化手法を基にその変数の組を決定していく。アンテナの放射特性は、チョークの不連続部分および階段近似したテーパ形状の不連続部分にそれぞれモード整合法を適用することによってホーン全体の散乱行列を求め、これに開口面法を適用することで容易に得られる。

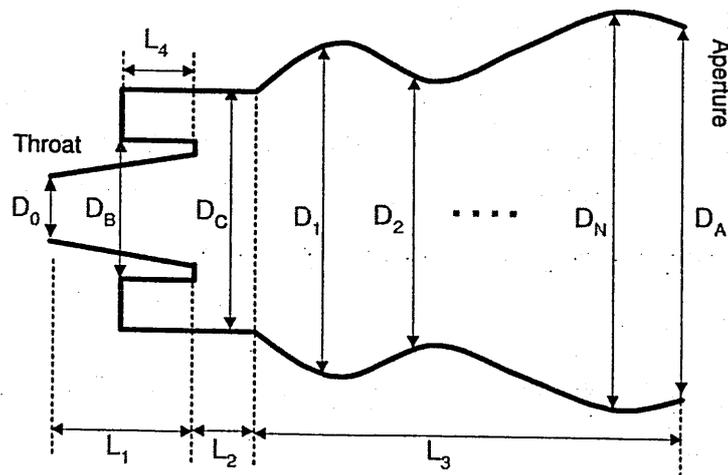


図8 多モードホーンの構造および座標系の定義

3.2 モード係数

ホーンを設計するにあたって、まず二次計画法を適用することによって所定のサイドローブレベルを実現し、ある方向の利得を最大にする励振モード係数を決定する。いま、ホーンの開口面分布を導波管モードで展開すると、開口径が十分大きい場合、利得（主偏波成分） $g_1(u)$ は次のようになる。

$$g_1(u) = \frac{4\pi|F_1(u)|^2}{P_t} \quad (1)$$

ここで、

$$F_1(u) = \sum_j c_j f_{1,j}(u) \quad (2)$$

ただし、 $f_{1,j}(u)$ は円筒導波管モード j による遠方領域のユニバーサル放射パターン（主偏波成分）のルート電力、 c_j はモード j の係数、 P_t はトータル電力を示す。簡単のため、円偏波を考えると回転対称な放射パターンとなるので、放射パターンは u の関数として扱えばよい。そこで、円形カバレッジの範囲を $0 < u < u_e$ とすると、このような範囲で最適な利得を得るためには、図に示すように $F_1(u)$ をカバレッジ端 $u = u_e$ で例えば 1 に固定して、カバレッジ内では 1 以上となるようにモード係数 c_j を変化させ、利得 g_1 が最も大きくなるように c_j の最適値を求めればよい。そこで、制約等号式を

$$F_1(u_e) = 1 \quad (3)$$

制約不等号式を

$$F_1(u) \geq 1 \quad (0 < u < u_e) \quad (4)$$

で定義して、 $g_1(u_e)$ が最大となるよう最適化により c_j を決定する。さらに、主ビーム特性だけでなく、与えられたサイドローブレベル $R (< 0)$ を同時に達成するため、次のような制約不等号式を付け加えることにする。

$$-R \leq F_1(u) \leq R \quad (u_0 < u < u_s) \quad (5)$$

ただし、 $u_0 (> u_e)$ 、 u_s は考慮するサイドローブ領域の上限と下限の u の値である。一方、交差偏波のユニバーサル放射パターンを $f_{2,j}(u)$ とおくと、モード合成した交差偏波成分は、次のようになる。

$$F_2(u) = \sum_j c_j f_{2,j}(u) \quad (6)$$

したがって、与えられた交差偏波レベル $X (> 0)$ も同時に実現するためには、次のような制約不等号式をさらに考えればよい。

$$-X \leq F_2(u) \leq X \quad (u_0 < u < u_x) \quad (7)$$

ただし、 u_x は交差偏波成分を考慮する u の上限値を示す。

さて、最大にする関数 $g_1(u_e)$ は、

$$g_1(u_e) = \frac{4\pi}{P_t} \quad (8)$$

で表されるので、これは P_t を最小にする最適化問題となる。このとき、モード係数 c_j を実数とすると、トータル電力 P_t は次のようになる。

$$P_t = \sum_j c_j^2 \quad (9)$$

いま、図のような軸対称ホーンに基本 TE_{11} モードを喉元から入射した場合を考え、発生するモード数を M とおき、また主ビーム、サイドローブ、および交差偏波成分を求める放射パターンの各々サンプル点数を N_c 、 N_s および N_x とすると、次のような行列表示によって制約条件式を表すことができる。

$$\left(F_e \right)^T (c) = 1 \quad (10)$$

$$\begin{pmatrix} F_c \\ F_s \\ -F_s \\ F_x \\ -F_x \end{pmatrix} (c) \leq \begin{pmatrix} 1 \\ R \\ -R \\ X \\ -X \end{pmatrix} \quad (11)$$

ただし、肩添字 T は転置、 F_e は成分 j が $f_{1,j}(u_e)$ となる M 行の列ベクトル、 F_c は成分 (i, j) が $f_{1,j}(u_i^{(c)})$ ($i = 1, 2, \dots, N_c$) となる N_c 行 M 列の行列 ($0 \leq u_i^{(c)} < u_e$)、 F_s は成分 (i, j) が $f_{1,j}(u_i^{(s)})$ ($i = 1, 2, \dots, N_s$) となる N_s 行 M 列の行列 ($0 \leq u_i^{(s)} < u_s$)、 F_x は成分 (i, j) が $f_{2,j}(u_i^{(x)})$ ($i = 1, 2, \dots, N_x$) となる N_x 行 M 列の行列 ($0 \leq u_i^{(x)} < u_x$)、 c はモードの係数 c_j ($j = 1, 2, \dots, M$) を要素とする M 行の列ベクトル、 1 は全ての要素が 1 の N_c 行の列ベクトル、 R は全ての要素が R の N_s 行の列ベクトル、 X は全ての要素が X の N_x 行の列ベクトルである。このように制約条件となる等号および不等号式がいずれも線形かつ実数となり、最小にする評価関数 P_t が実数の二次形式で表されることから二次計画法が適用でき、数値計算によって一義的に解を決定できることになる。最終的に、多モードホーンを単位電力で励振したときのモード係数は C_j は、

$$C_j = \frac{c_j}{P_t} \quad (j = 1, 2, \dots, M) \quad (12)$$

によって得られる。

計算例として主ビームのみを条件とした場合とサイドローレベル $R = -30dB$ 、交差偏波成分のピーク値 $X = -40dB$ の条件をさらに加えた場合において、 $u_e = 1.05$ と $u_e = 1.54$ の時に得られたモード係数から計算したユニバーサル放射パターンを図9に示す。したがって、所望の放射特性を実現するホーンの設計においては、予め求めた励振モード係数を用いて非線形最適化によってテーパ内寸法 (D_1, D_2, \dots, D_N) を決定すればよい。そして、放射パターンを含めた評価関数を定義して最適化することで最終的なホーン形状が決まり、設計が完了する。

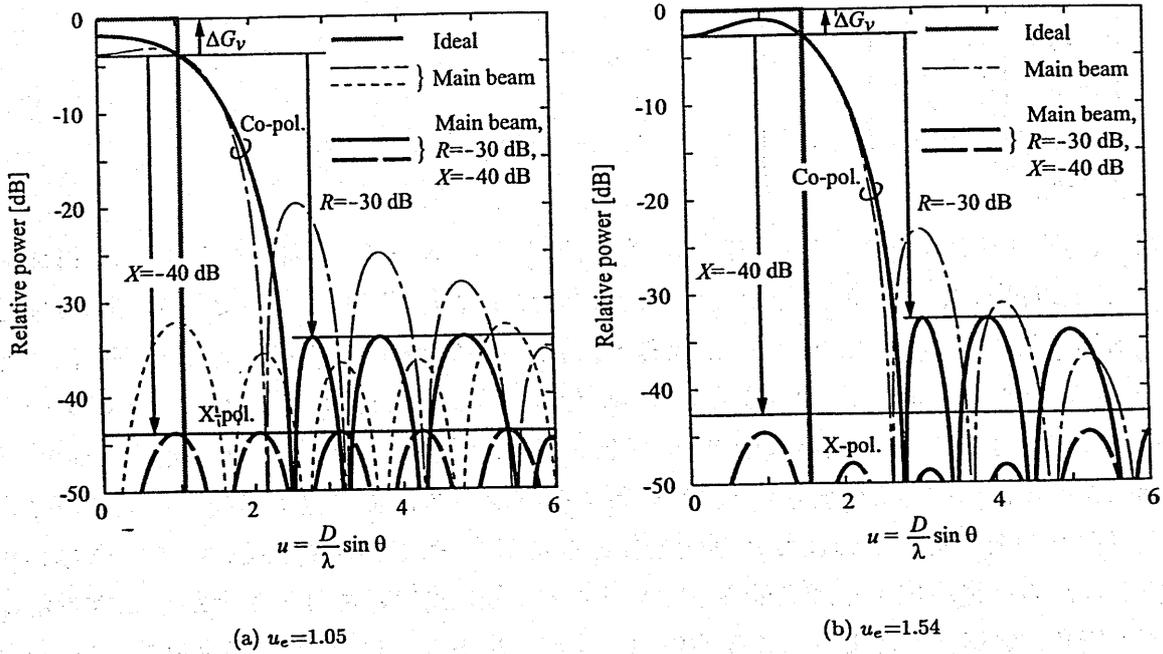


図 9 ユニバーサル放射パターンの計算例

3.3 チョークの解析法

次に図 10 に示すような半径 a の中空円形導波管、その周囲に半径 b, c の同軸導波管そして半径 c の中空円形導波管から構成されるチョークにおいて、接続面 $z = 0$ での不連続部分の取り扱いについて述べる。モード整合法を用いた曲線テーパ状のホーン解析については、論文ですでに述べているためここでは省略する。[3, 7]

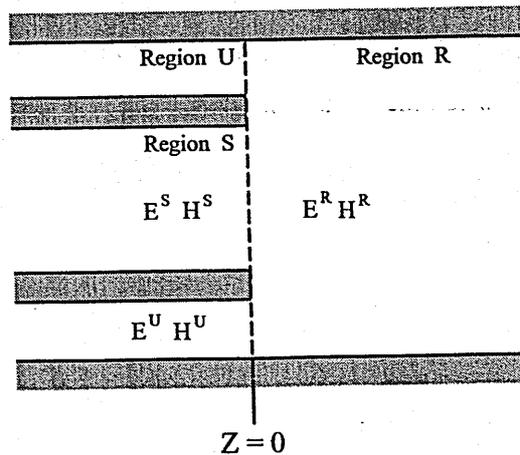


図 10 チョークにおける不連続面

それぞれの領域で、電磁界の断面分布は、円筒導波管のモード関数の和で表される。領域 S の左側から TE_{1k} モードまたは TM_{1k} モードが入射したとき、不連続部の両側におけ

る電磁界の断面成分 E^U 、 E^S 、 E^R 、 H^U 、 H^S 、 H^R は次のように表される。

$$E^U = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{Z_n} B_{nk}^U e_n^U \quad (13)$$

$$H^U = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{Y_n} B_{nk}^U h_n^U \quad (14)$$

$$E^S = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{Z_n} (\delta_{nk} + B_{nk}^S) e_n^S \quad (15)$$

$$H^S = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{Y_n} (\delta_{nk} - B_{nk}^S) h_n^S \quad (16)$$

$$E^R = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{Z_n} B_{nk}^R e_n^R \quad (17)$$

$$H^R = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{Y_n} B_{nk}^R h_n^R \quad (18)$$

ここで、 e_n^U 、 e_n^S 、 e_n^R 、 h_n^U 、 h_n^S 、 h_n^R は領域 U, S, R における n 次モード (周方向の次数は 1) の電界および磁界のモード関数である。

$z = 0$ の断面における境界条件は次のようになる。

$$\begin{cases} E^U = E^R, & H^U = H^R & (b \leq r \leq c) \\ E^R = 0 & & (a < r < b) \\ E^S = E^R, & H^S = H^R & (0 \leq r \leq a) \end{cases} \quad (19)$$

したがって、境界条件式 (19) を電磁界の接線成分の式 (13)~(18) に適用することにより、各モードの反射係数および透過係数を求めることができ、散乱行列の要素が求まる。しかしながら、実際には計算機を用いて解くため、モードの展開項数を無限大にとることはできず、有限で打ち切る必要がある。そこで、有限の展開モード数 N_m で打ち切ったときの電磁界の断面成分 E^U 、 E^S 、 E^R 、 H^U 、 H^S 、 H^R を用いて、次のような相対 2 乗平均誤差 ϵ_r を定義し、これを最小 2 乗法的に満足させることを考える。

$$\epsilon_r = \frac{1}{2} \left(\frac{C_E}{c_e} + \frac{C_H}{c_h} \right) \quad (20)$$

ただし、

$$\begin{cases} C_E = \int_0^{2\pi} \left[\int_0^a |E^S - E^R|^2 r dr + \int_a^b |E^R|^2 r dr + \int_b^c |E^U - E^R|^2 r dr \right] d\phi \\ c_e = \int_0^{2\pi} \int_0^a |e_k^S|^2 r dr d\phi \\ C_H = \int_0^{2\pi} \left[\int_0^a |H^S - H^R|^2 r dr + \int_b^c |H^U - H^R|^2 r dr \right] d\phi \\ c_h = \int_0^{2\pi} \int_0^a |h_k^S|^2 r dr d\phi \end{cases} \quad (21)$$

$$(22)$$

各モードの反射係数 B_{rk}^S および透過係数 B_{tk}^U 、 B_{tk}^R は、相対 2 乗平均誤差 ϵ_r がこれらのいずれの係数についても最小となるように決定すればよいから、

$$\frac{\partial \epsilon_r}{\partial B_{tk}^{U*}} = 0 \quad (t = 1, 2, \dots, N_m) \quad (23)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial B_{rk}^{S*}} = 0 \quad (r = 1, 2, \dots, N_m) \quad (24)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial B_{tk}^{R*}} = 0 \quad (t = 1, 2, \dots, N_m) \quad (25)$$

となり、 $3N_m$ 元連立一次方程式を解くことにより求めることができる。これらの係数を用いて、不連続部は、遮断モードをも一つの独立端子とする散乱行列として表すことができる。この散乱行列の K 列目の要素は、反射係数 B_{rk}^S および透過係数 B_{tk}^U 、 B_{tk}^R を用いて次のようになる。

$$S_{12, \langle r \rangle \langle k \rangle} = B_{tk}^U \quad (r = 1, 2, \dots, N_m) \quad (26)$$

$$S_{22, \langle t \rangle \langle k \rangle} = B_{rk}^S \quad (t = 1, 2, \dots, N_m) \quad (27)$$

$$S_{32, \langle t \rangle \langle k \rangle} = B_{tk}^R \quad (t = 1, 2, \dots, N_m) \quad (28)$$

一方、領域 U 、 R より TE_{1k} または TM_{1k} モードが入射したときも同様にして求めることにより、不連続部を表す散乱行列のすべての要素を決定することができる。

$$\begin{pmatrix} b_U \\ b_S \\ b_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_U \\ a_S \\ a_R \end{pmatrix} \quad (29)$$

ただし、 a 、 b は散乱行列における各領域での進行波、後退波に対応している列ベクトルである。次にチョーク中の短絡した位置での境界条件より、列ベクトル a_U 、 b_U の要素を a_U 、 b_U と置くと次のようになる。

$$b_U = -a_U e^{j2\beta_{U,n}l} \quad (30)$$

よって、列ベクトル a_U 、 b_U の関係は、次のようになる。

$$\begin{aligned} b_U &= -S_U a_U \\ S_U &= \begin{pmatrix} e^{j2\beta_{U,1}l} & 0 & 0 \\ 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & e^{j2\beta_{U,n}l} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (31)$$

ただし、 S_U はダイアゴナル行列、 l はチョークの深さ、 $\beta_{U,n}$ は領域 U での n 次モードの位相定数であり、式 (29)、(31) により長さ l で短絡したチョークの不連続部の散乱行列 S_c が次のように求まる。

$$\begin{pmatrix} b_S \\ b_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11,c} & S_{12,c} \\ S_{21,c} & S_{22,c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_S \\ a_R \end{pmatrix} \quad (32)$$

$$S_{11,c} = -S_{21}(S_U + S_{11})^{-1}S_{12} + S_{22} \quad (33)$$

$$S_{12,c} = -S_{21}(S_U + S_{11})^{-1}S_{13} + S_{23} \quad (34)$$

$$S_{21,c} = -S_{31}(S_U + S_{11})^{-1}S_{12} + S_{32} \quad (35)$$

$$S_{22,c} = -S_{31}(S_U + S_{11})^{-1}S_{13} + S_{33} \quad (36)$$

ただし、各要素は行列で表される。図 11 は、展開モード数を変化させた時の収束状況を表したもので、設計においてはモード展開打ち切りによる誤差が十分小さくなるように展開モード数を選んで解析を行っている。

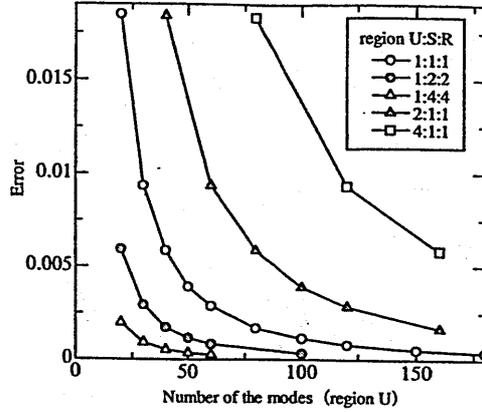


図 11 展開モード数による収束状況

3.4 設計のための評価関数

設計は2段階で行う。まず、3.2節で述べたようにアンテナの目標性能を実現できる各モードの励振モード係数が予め求まることから、これらの励振係数と一致するようにホーンのテーパ形状を最適化により決定する。このとき評価関数は、次の3つの物理量と各々の所望の値との差の二乗和をとり、対象となる周波数帯全域でそれらの総和をとることで定義している。

1. 励振モード係数の振幅 [dB]
2. 励振モード係数の位相 [deg]
3. ホーンの喉元におけるリターンロス [dB]

$$\varepsilon(D) = \sum_f \left\{ \sum_{i=1}^N w_{m_i} \varepsilon_{m_i}(D) + \sum_{i=1}^N w_{\phi_i} \varepsilon_{\phi_i}(D) + w_{vs} \varepsilon_{vs}(D) \right\} \quad (37)$$

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_m(D) &= |A_{d_i} - A_{c_i}(D)|^2 & (i = 1, 2, \dots, N) \\ \varepsilon_{\phi}(D) &= |P_{d_i} - P_{c_i}(D)|^2 & (i = 1, 2, \dots, N) \\ \varepsilon_{vs}(D) &= |S_{11,[1][1]}(D)|^2 \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

ここで、 A_{c_i} 、 P_{c_i} はそれぞれホーンの励振係数の振幅および位相、 A_{d_i} 、 P_{d_i} はそれぞれ励振係数の振幅および位相の所望の値を表す。よって、 ε_m 、 ε_{ϕ} は理想の励振モード係数に近づくことを意味する。 $S_{11,[1][1]}$ は TE_{11} モードが入射したときの TE_{11} モードの反射係

数であり、 ε_{vs} は $S_{11,[1][1]}$ を零に近づけようとするものである。しかし、3.2節で述べた二次計画法では、理想のモード係数を求める際にモードの位相を同相と仮定しているが、周波数特性から見ると必ずしもそれが最適値であるとはいえない。そこで、対象となる周波数帯域において最適な値を得るために遠方界を評価関数に用いて最終形状を決定する。

遠方界を評価関数とした場合、評価関数は、

1. 主ビームパターン [dB]
2. 交差偏波 [dB]
3. サイドローブ [dB]
4. ホーンの喉元におけるリターンロス [dB]

を考慮して、次式で定義する。

$$\varepsilon(\mathbf{D}) = \sum_f \left\{ \sum_{i=1}^{N_{co}} w_{co-i} \varepsilon_{co-i}(\mathbf{D}) + \sum_{i=1}^{N_{xp}} w_{xp-i} \varepsilon_{xp-i} + \sum_{i=1}^{N_{sl}} w_{sl-i} \varepsilon_{sl-i} + w_{vs} \varepsilon_{vs} \right\} \quad (39)$$

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{co-i}(\mathbf{D}) &= |E_{de-\theta_i} - E_{ce-\theta_i}(\mathbf{D})|^2 + |E_{dh-\theta_i} - E_{ch-\theta_i}(\mathbf{D})|^2 & (i = 1, 2, \dots, N_{co}) \\ \varepsilon_{xp-i}(\mathbf{D}) &= |E_{xp-\theta_i}(\mathbf{D})|^2 & (i = 1, 2, \dots, N_{xp}) \\ \varepsilon_{sl-i}(\mathbf{D}) &= |E_{sl-\theta_i}(\mathbf{D})|^2 & (i = 1, 2, \dots, N_{sl}) \\ \varepsilon_{vs}(\mathbf{D}) &= |S_{11,[1][1]}(\mathbf{D})|^2 \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

ここで、 $E_{ce-\theta_i}$ ($E_{ch-\theta_i}$)、 $E_{de-\theta_i}$ ($E_{dh-\theta_i}$) はそれぞれ θ_i 方向での E 面 (H 面) の放射電力の設計値および所望の値を示す。よって、 ε_{co-i} は主偏波を所望の値に近づけることを意味する。 $E_{xp-\theta_i}$ 、 $E_{sl-\theta_i}$ は、それぞれ θ_i 方向の交差偏波とサイドローブの電力を示し、 ε_{xp-i} 、 ε_{sl-i} はそれぞれの特性を低く抑えるようなものである。

4 設計例

4.1 ペンシルビームをもつチョーク装荷多モードホーン

喉元径を 23.4mm, 開口径を 78mm, VSWR 制御部の径を 30mm, チョークの内径を 34mm, 外径を 44mm として与え, 中心周波数 10GHz, 比帯域 10% (帯域 9.5-10.5GHz) としてチョーク及び VSWR 制御部を装荷したホーンアンテナを設計した。チョークの寸法については, TM₁₁ モードを十分に発生させ不要モードを抑える機能を持たせるため TM₁₁ よりも高次のモードをカットオフとなるように設定している。最適値としては, 3.2 節で述べた励振モード係数の中からペンシルビームを形成し, 低サイドローブ・低交差偏波特性を実現する値を使用している (表 1)。

表 1 理想のモード係数

	TE ₁₁ mode	TM ₁₁ mode	TE ₁₂ mode	TM ₁₂ mode
Amp [dB]	-1.2	-6.6	-15.3	-39.8
phase [deg]	0	0	0	0

目標性能および最適化における設計条件を以下に示す。

設計目標

- ・ 主ビームパターン 理想値 ($N_{co} = 8$)
- ・ 交差偏波ピーク値 $< -30\text{dB}$ ($N_{xp} = 16$)
- ・ サイドローブレベル 最小 ($N_{sl} = 10$)
- ・ VSWR 最小
- ・ 周波数帯域 9.5 – 10.5GHz (10%)
- ・ サンプル周波数点 11 ポイント

設計条件

- ・ 変数 $N = 15$
- ・ 喉元径 $D_w = 23.4\text{mm}$ ($\approx 0.78\lambda$)
- ・ 開口径 $D = 78.0\text{mm}$ ($\approx 2.6\lambda$)
- ・ ホーン軸長の最小化

λ は, 中心周波数における自由空間波長を示す。

最適化を行った結果, ホーンの長さが 125mm の時に得られた形状を図 12 に示す。また, 設計したホーンの中心周波数における放射パターンを図 13(a) に開口面振幅・位相分布を図 13(b) にそれぞれ示す。

メインビームにおいては E 面, H 面ともに一致しており回転対称な特性が得られている。また, サイドローブおよび交差偏波成分についても十分低く抑えることができおり良好な放射特性といえる。開口面の振幅分布からも同様のことが言え, 位相分布についてはほぼ平面となっており高能率な開口面分布といえる。次に, 設計周波数範囲での放射特性を

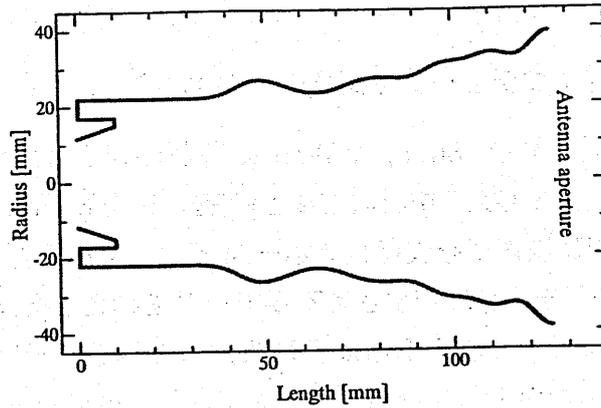
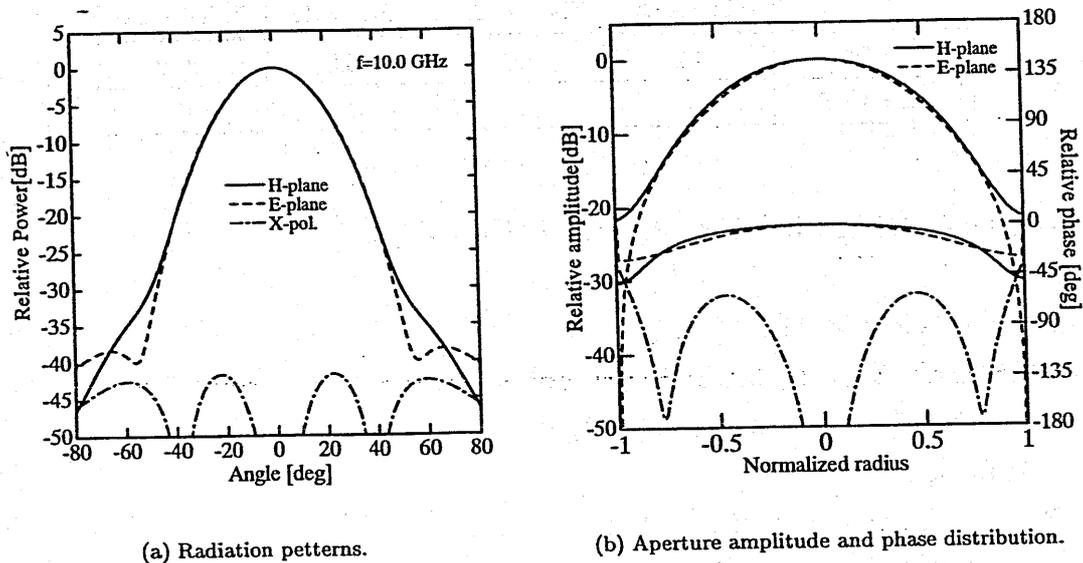


図 12 設計したホーン形状

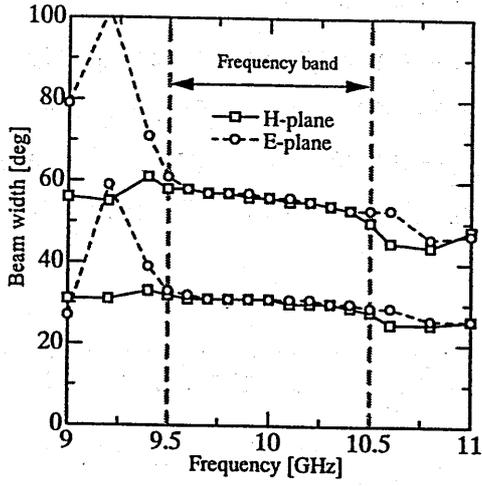


(a) Radiation patterns.

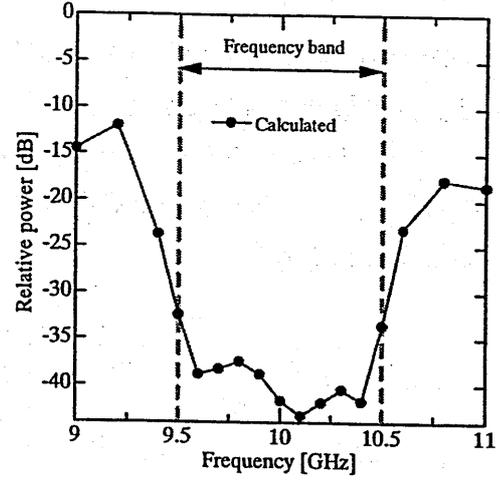
(b) Aperture amplitude and phase distribution.

図 13 ホーンの放射特性および開口面振幅・位相分布

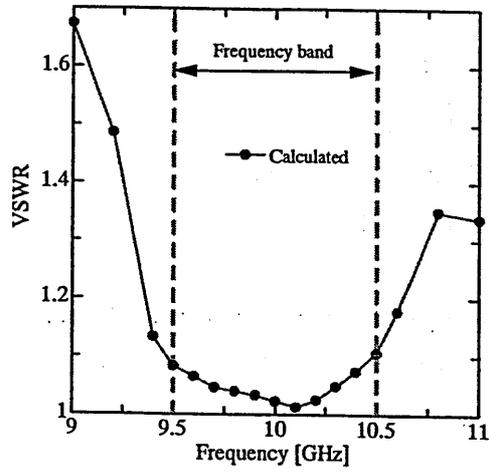
評価するために交差偏波のピーク値、3dB および 10dB ビーム幅、VSWR の周波数特性を図 14(a)、(b)、(c) にそれぞれ示す。図 14(a) では、帯域内でビーム幅がほぼ一致しており回転対称な特性が得られている。また図 14(b)、(c) から設計周波数範囲で交差偏波ピーク値が -30dB 以下、VSWR が 1.1 以下と十分低いレベルに抑えられていることが確認できる。



(a) Beam width.



(b) Peak cross-polarization level.



(c) VSWR.

图 14 周波数特性

4.2 円形カバレッジビームをもつ多段チョーク多モードホーン

アンテナから視直径約 40° の円形領域（カバレッジ）を照射する場合を想定し、サービスイリア内の最低利得をできるだけ高くするような円形カバレッジビームホーン的设计を行う。円形カバレッジビームを実現する励振モード係数では、高次モードの発生量が大きいため鋭く変化するチョークを多段に接続させた構造を用いている。設計目標となるモード係数を表2に示す。

表2 理想のモード係数

	TE ₁₁ mode	TM ₁₁ mode	TE ₁₂ mode	TM ₁₂ mode	TE ₁₃ mode	TM ₁₃ mode
Amp [dB]	-5.8	-4.1	-5.4	-12.4	-30.0	-33.7
phase [deg]	0	0	0	0	0	180

次に以下のような目標性能が得られるよう最適化手法を用いてホーンアンテナ的设计を行う。

- ・ 照射領域 視直径 40° の円
- ・ 主ビームパターン 理想値 ($N_{co} = 10$)
- ・ 交差偏波ピーク値 $< -20\text{dB}$ ($N_{xp} = 16$)
- ・ サイドローブレベル ($N_{sl} = 10$)
- ・ VSWR 最小
- ・ 周波数帯域 9.75 – 10.25GHz (5%)
- ・ サンプル周波数 9.75、10.0、10.25GHz

また、設計条件を以下のように設定する。

- ・ 変数 $N = 11$
- ・ 喉元径 $D_w = 23.4\text{mm}$ ($\approx 0.78\lambda$)
- ・ 開口径 $D = 119.0\text{mm}$ ($\approx 3.97\lambda$)
- ・ ホーン軸長の最小化

ホーンの長さが51.5mmのときに得られた形状を図15に示す。また、このホーンにより得られた放射パターンを図16に示し、開口面におけるモード係数（振幅・位相）の周波数特性を図17(a)、(b)に示す。

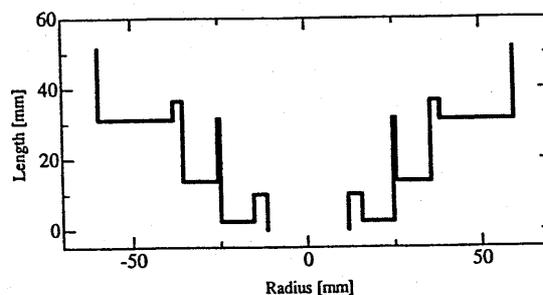


図15 設計したホーン形状

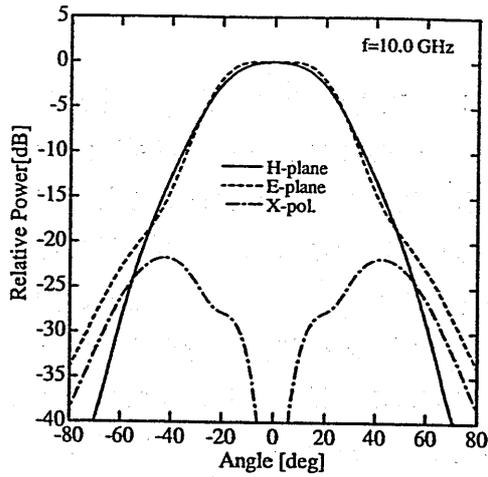


図 16 放射パターン

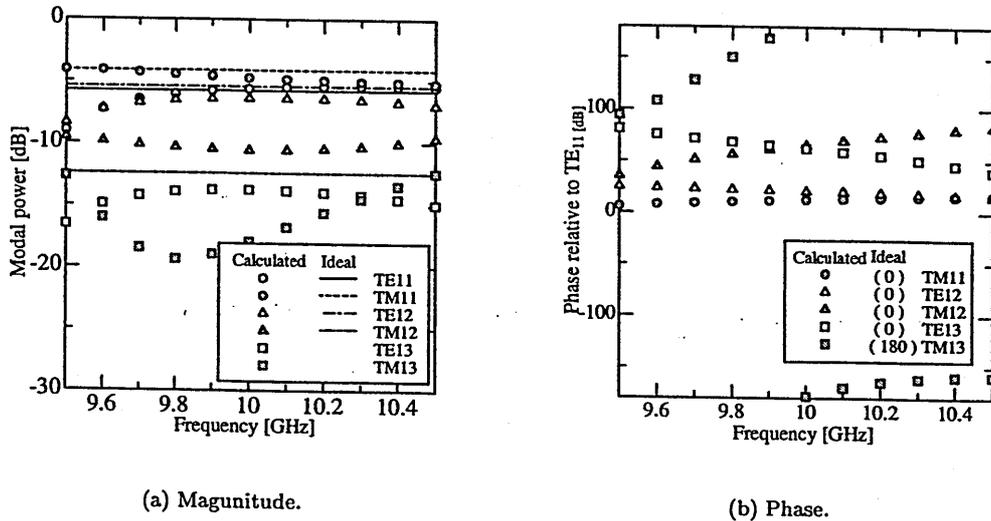


図 17 開口面におけるモード係数の周波数特性

図 17(a) を見ると、 TE_{11} 、 TM_{11} 、 TE_{12} 、 TM_{12} の四つのモードが広帯域において理想のモード係数に近い値を維持しており、図 17(b) からそれらのモードがほぼ同相であることがわかる。しかし、多段チョークだけによる構成では、さらに高次の TE_{13} 、 TM_{13} モードの発生量が抑えられていないため、その影響で放射パターンが崩れ交差偏波成分もレベルが高くなってしまふ。今後、曲線フレア部も含めた構造で特性を改善していく必要がある。

5 むすび

ユニバーサルパターンを用いて二次計画法により、所定のサイドローブレベルおよび交差偏波成分のピーク値を与え、円形カバレッジ内の利得が最大となる励振モード係数を決定した。また、それにより得られたモード係数を基に喉元にチョークを装荷した多モードホーン的设计法について示した。提案するホーン的设计では、幾何光学的手法を基にした反射鏡アンテナの鏡面修正とは異なり、多モードの合成、つまり波動的な扱いを基にしてビーム整形および低サイドローブ・低交差偏波特性を実現するものであり、ホーンアンテナの特性向上に汎用的に応用できる方法である。本法によってチョークを装荷した多モードホーンアンテナを設計した結果、短い軸長において所望の放射特性が実現できることを示した。今後は、より広帯域化に関する検討をすすめていく予定である。

参 考 文 献

- [1] P. J. B. Clarricoats and A. D. Over, *Crrugated Horns for Microwave Antennas*, Peter Peregrinus, London, 1984.
- [2] C. Granet, T. S. Bird, and G. L. James, "Compact multimode horn with sidelobes for global earth coverage," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.48, no.7, pp.1125-1133, 2000.
- [3] A. D. Over, P. J. B. Clarricoats, A. A Kishk and L. Shafai, *Microwave Horns and Feeds*. IEEE Press, New York, 1994.
- [4] P. D. Potter, "A new horn antenna with suppressed sidelobes and equal beam widths," *Microwave Journal*, vol.6, no.6, pp.71-78, 1961
- [5] S. B. Cohn, "Flare angle changes in a horn as a means of pattern contorol," *Microwave Journal*, vol.13, no.10, pp.41-46 1970.
- [6] T. Kitsuregawa, *Advanced Technology in Satellite Communication Antennas*, Artech House, London, 1990.
- [7] H. Deguchi, M. Tsuji, and H. Shigesawa, "Compact low-cross-polarization horn anten-nas with serpentine-shaped taper," *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, vol.52, no.10, pp.2510-2516, 2004.
- [8] 出口 博之, 辻 幹男, 繁沢 宏, "高能率・低交差偏波形状多モードホーンアンテナ," *信学論 (B)*, vol.J85-B, no.10, pp.1770-1776, 2002.
- [9] 出口 博之, 岡田 泰輔, 辻 幹男, 繁沢 宏, "円形カバレッジ内での最適利得をもつ多モードホーン," *信学論 (B)*, vol.J88-B, no.2, pp.451-459 2005.
- [10] 後藤 尚久, 渡辺 文夫, "与えられたサイドローブレベルを持つカセグレンアンテナの最大開口能率," *信学論 (B)*, vol.J61, no.5, pp.321-326, 1978.
- [11] 蛭子井 貴, 片木 考至, "高性能複モードホーンアンテナ," *信学論 (B)*, vol.J65-B, no.5, pp.664-665, (1982-05).
- [12] 蛭子井 貴, 石田 修己 : "12/14GHz 帯ダブルフレア形トリプルホーン," *信学論 (B)*, vol.J73-B-II, no.10, pp.546-553, (1990.10).

- [13] H. Deguchi, M. Tsuji, and H. Shigesawa, "Synthesis of a high efficiency conical-horn antenna: Effect of the negative flare," *European Microwave Conference Proceedings*, vol.2, pp.281-284, (2001-09).

鉄膜を使ったマイクロストリップ線路の
帯域阻止特性に関する一考察

A study on the bandstop characteristics
of microstrip lines using iron films

島崎仁司, 佐藤英次, 秋山正博

京都工芸繊維大学 工芸学部 電子情報工学科

2005年12月16日
於 大阪工業大学

1. はじめに

磁性体であるフェライトは、異方性、非可逆性、磁気同調性といった特性をもち、これらの特長を利用したマイクロ波デバイスが種々実用化されている。一方、磁性体として鉄を用いる試みがなされている。鉄というのは薄膜として用いるが、フェライトとは異なり、半導体基板上に成長させるのでマイクロ波集積回路との整合性がよく、能動素子と一体化した回路が実現できる。また、フェライトよりも飽和磁化が大きく、これは動作周波数が高くなることを意味する。あるいは同じ周波数で、必要なバイアス磁界が小さくなることを意味する。

鉄薄膜を使ったマイクロ波回路の一例として帯域阻止フィルタがある。マイクロストリップ線路においてストリップ導体に鉄膜を使い、バイアス磁界をかけると、磁気共鳴周波数付近で鉄における損失が増え、伝搬するマイクロ波は吸収され大きな減衰を受けるので帯域阻止特性を示す。そしてその中心周波数はバイアス磁界によって変えることができ、同調性をもつ。

半導体基板上で鉄薄膜を用い、集積回路においてその機能を利用するものに関する提案は既に1988年になされている[1]。しかし注目されてきたのはその後10年近く経ってからといえる。その後、種々の構造上の工夫がなされ、鉄薄膜の特性測定に関する報告もあり、現在も研究は続けられている[2]-[9]。

本報告では、ストリップ導体の一部に鉄膜を使ったマイクロストリップ線路におけるマイクロ波の伝搬特性について解析を行い、鉄膜ならびに基板の厚さ、鉄の飽和磁化の大きさ、およびそれらの組み合わせにより伝送特性が、特に減衰量がどのようになるかを数値計算によって明らかにする。

まず線路の構造とその解析モデルについて述べた後、鉄の透磁率テンソルについて説明し、飽和磁化の大きな鉄がフェライトと比べて異なる点を指摘する。次いで電磁界の混成モード解析による分散関係式の導出について述べる。数値計算結果としては、まず主要な鉄膜が1層だけの場合について帯域阻止特性を示し、また磁気損失因子について考察を加える。次に飽和磁化の異なる複数の鉄膜を用いることによって帯域幅を広げることを試み、また界分布から考察を加える。

2. 鉄膜を含むマイクロストリップ線路

線路の構造について説明する。まず2002年に筆者の一人が所属していた研究グループから発表した測定結果においては使用していたものは、GaAs基板を使ったマイクロストリップ線路で、その上に図1(a)に示すように鉄膜を成長させた別のチップを被せるように置いたものである。このチップの基板もGaAsを使っている。これをフリップチップタイプと呼んでいるが、これは条件を変えて作成した薄膜の特性測定を効率よく行うために使用したものである[7]。

一方、最終目標としては図1(b)に示すように半導体基板上のマイクロストリップ導体そのものに鉄膜を使った構造のものを目指している。本報告の解析はこの形のを想定している。直流バイアス磁界は伝搬方向と同方向に印加する。この基本構造としては既に1988年に提案があったが、その後10年経って再び注目を集めた。

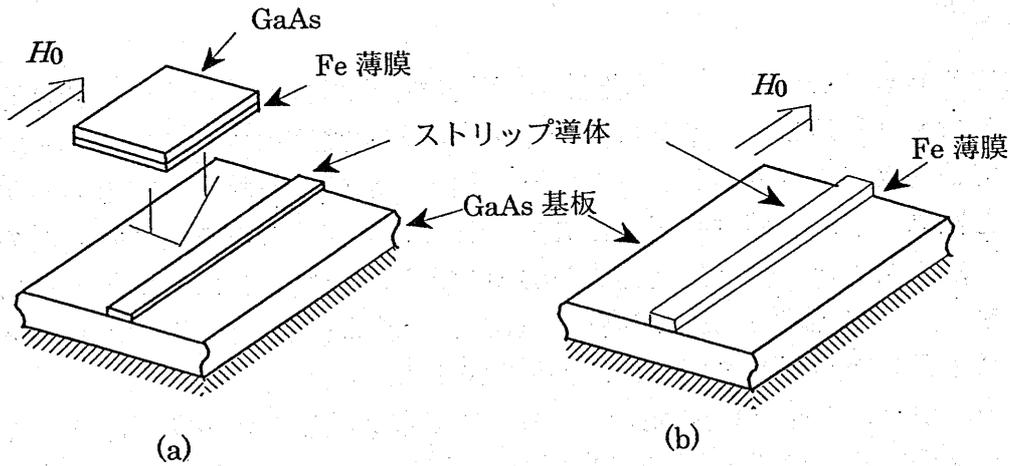


図1. 鉄膜を使ったマイクロストリップ線路
 (a) フリップチップタイプ (b) 集積タイプ

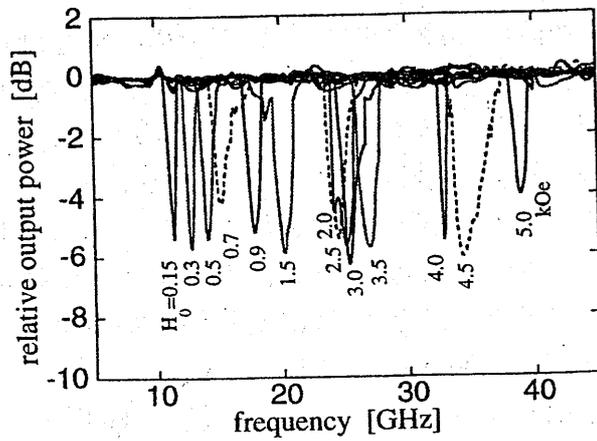


図2. 印加直流磁界による阻止帯域の変化 (文献7: H.J.Yoo et al.)

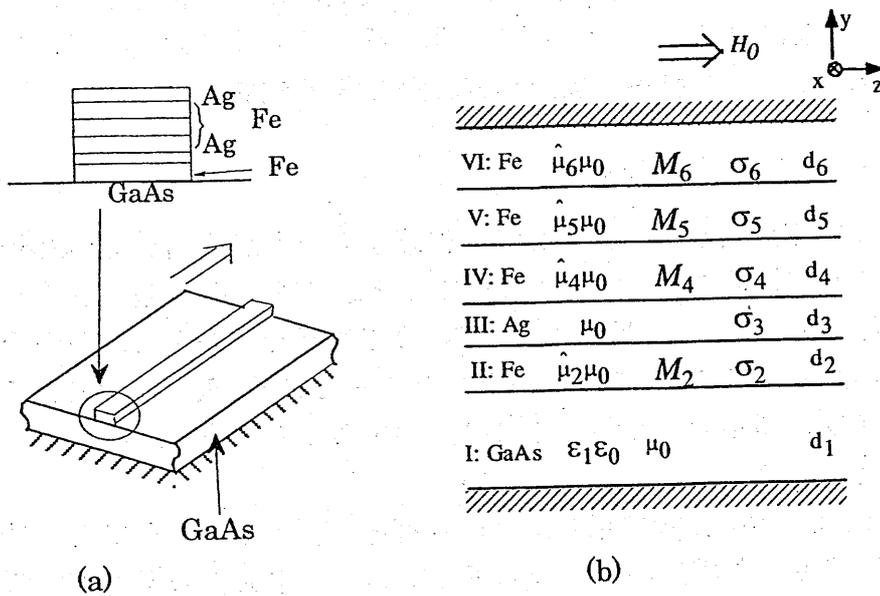


図3. 平行平板導波路解析モデル

半導体上に鉄薄膜を成長させる技術が発達してきたため、その後いくつかの研究機関から報告がある。

ここで先に述べた測定結果についてここで紹介しておく。図2は既に報告した文献の発表で使用したものであるが、60nmの厚さの鉄薄膜を使った例で、GaAs基板の厚みは350 μ mであり、ストリップ線路のうち薄膜の付いたチップの被せられた部分の長さは2.8mmである。縦軸の伝送量は、直流磁界を印加しない場合を基準とする相対値を表している。ある周波数帯においてのみ信号は遮断され、その中心周波数は直流磁界を変えることにより10から40GHz程度まで広範囲に変化することが確認された。

3. 解析モデルと定式化

3-1 層構造2次元解析モデル

解析について述べる。フリップチップタイプのものではなく、ストリップ導体そのものに鉄膜を含む構造のものを対象とする。半導体を基板とするマイクロストリップ線路で、ストリップ導体として銀を用いるが、その下側に鉄膜があるものを考える。半導体としてはGaAsを想定しているが、GaAsと直接接している鉄は砒素により劣化するので、半導体と主要な鉄膜との間に銀膜層を設け、さらに半導体と銀との間にはもう一つの薄い鉄膜層を挿入する。図3(a)にその概略を示している。

幅は無限であるとして層構造の2次元モデルを取り扱い、断面を横から見た図を図3(b)に示す。下から半導体層、非常に薄い鉄膜、非常に薄い銀膜で、それらの厚さはそれぞれ d_1, d_2, d_3 とする。そしてその上に主要な鉄膜があり、飽和磁化の異なる層を重ねて構成すると考えて、厚さが d_4, d_5, d_6 と異なる3層まで計算できるようにした。さらにその上には実際には銀のストリップ導体となっているが、この層は導電率を有限としてもあまり結果に影響が無いことを事前に確認しており、完全導体としてモデル化する。鉄の容易磁化方向が線路の方向になるよう作成されていて、この伝搬方向を z 方向とし、直流バイアス磁界も同じ z 方向に印加する。半導体の比誘電率は ϵ_1 とし、図のII層からVI層までの金属の導電率をそれぞれ $\sigma_2 \sim \sigma_6$ とする。また、II, IV, V, VI層の鉄については飽和磁化をそれぞれ M_2, M_4, M_5, M_6 と表し、比透磁率(テンソル)は $\mu_2, \mu_4, \mu_5, \mu_6$ とする。

3-2 鉄の透磁率

z 方向に直流バイアス磁界を加えて磁化を飽和させた鉄におけるテンソル透磁率は次式で表される。

$$\hat{\mu}\mu_0 = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \dots\dots(1)$$

$$\mu = 1 + \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$$

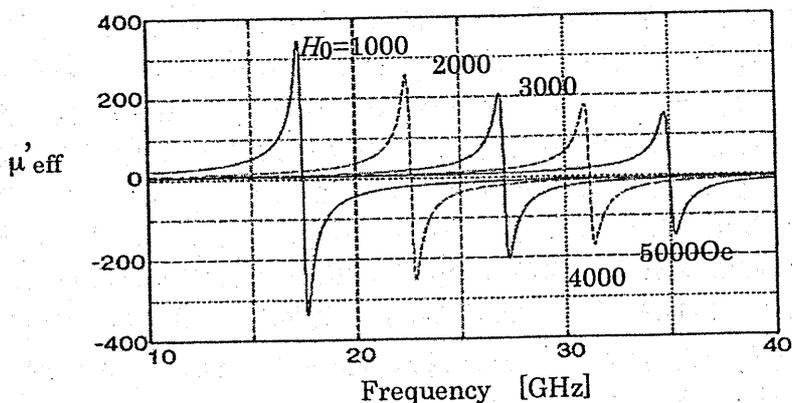
$$\omega_H = \gamma(\mu_0 H_i + j \frac{\mu_0 \Delta H}{1.16}), \quad \omega_M = \gamma \mu_0 M_s$$

ここで γ は磁気回転比であり、 M_s は飽和磁化である。 H_i は内部直流磁界であり、印加バイアス磁界 H_0 と鉄がもつ異方性磁界 H_{an} を含む。 ΔH は共鳴半値幅と呼ばれ磁気損失因子を表す。 ω_H の式の虚部に含まれる1.16という定数は鉄に対する Gilbert damping constant から計算したものである。通常、マイクロ波帯における磁性体の特性を表すものとして、フェライトなどの扱いは磁気損失因子 ΔH は定数として計算されるが、今回の鉄膜の扱いにおいては周波数範囲が広いため一定値として考えることはできない。ここでは周波数に直線的に比例するものとして計算する。この点については計算例の中で後ほど少し触れる。

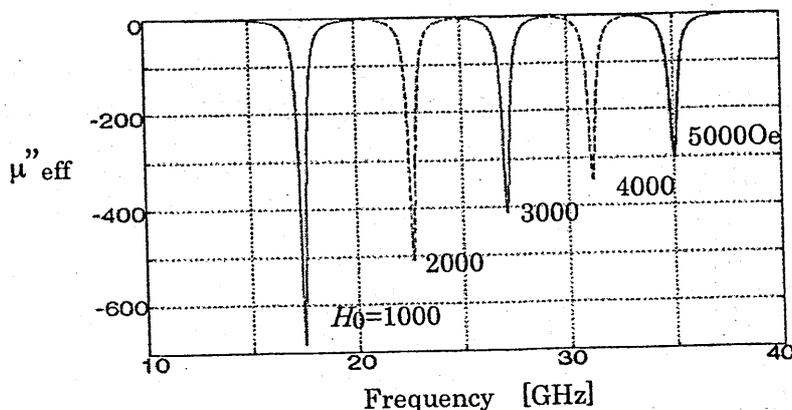
図4は透磁率テンソルの対角成分 μ 、非対角成分 κ を使って、実効透磁率 μ_{eff} を計算したもので、図4(a)は実数部を表し、図4(b)は虚数部を表す。印加直流磁界 H_0 を5通りに変えていて、鉄の飽和磁化は $\mu_0 M_s = 2.2T$ としている。この実効透磁率の虚部は磁気損失項を表しているといえるが、図4(b)によると直流バイアスの大きさによって決まる共振周波数付近でその値が大きくなっており、その他の周波数では零に近い。つまりある狭い周波数帯においてのみ伝搬するマイクロ波に損失を与え、その中心周波数はバイアス磁界の大きさによって変えられることがわかる。

強磁性共鳴周波数は、印加直流磁界と異方磁界とを加えた内部直流磁界 H_i 、および飽和磁化 M_s などを使って

$$f_{res} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_i(H_i + M_s)} \quad \dots\dots(2)$$



(a) 実数部



(b) 虚数部

図4. 印加直流磁界による実効透磁率 $\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}$ の変化

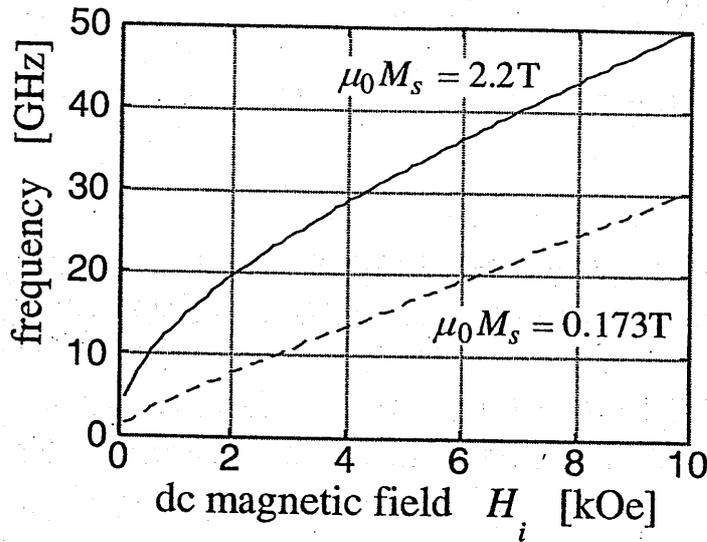


図5. 強磁性共鳴周波数

と表すことができる。図5に直流磁界の大きさに対する共鳴周波数の変化を示す。実線は鉄を想定して飽和磁化の大きさを $\mu_0 M_s = 2.2T$ とした場合であり、破線は比較のためフェライトを想定して $\mu_0 M_s = 0.173T$ とした場合である。共鳴周波数を動作周波数と考えると、例えば20GHzの動作周波数に対してフェライトでは約6000Oeの磁界が必要であるが、鉄の場合は約2000Oeとなり1/3で済む。バイアス磁界が小さくてよいのはそのまま必要な磁石の大きさに関係して鉄のほうが有利である。また逆に、同じ大きさのバイアス磁界をかけた場合には、鉄の動作周波数はフェライトのそれに比べて倍近く高くなっている。さらに周波数可変（同調性）ということ考えると、鉄のほうが大きく変化させられることがわかる。

3-3 分散関係式

電磁界の表現において時間因子と伝搬因子は $\exp(j\omega t - jkz)$ とし、時間因子は省略して表記する。ここで k は伝搬定数である。解析モデルは2次元構造であるが、鉄の透磁率テンソルに非対角項があるために TE, TM モードに分離せず、ハイブリッドモードとなる。鉄膜内の電磁界は以下のように書ける。

$$H_x = \sum_{l=1}^4 A_l e^{-jq_l y} \quad \dots\dots(3a)$$

$$H_y = \sum_{l=1}^4 u_{yl} A_l e^{-jq_l y} \quad \dots\dots(3b)$$

$$H_z = \sum_{l=1}^4 u_{zl} A_l e^{-jq_l y} \quad \dots\dots(3c)$$

$$E_x = \frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r} \sum_{l=1}^4 (ku_{yl} - q_l u_{zl}) A_l e^{-jq_l y} \quad \dots\dots(3d)$$

$$E_y = -\frac{1}{\omega\epsilon_0\epsilon_r} \sum_{l=1}^4 k A_l e^{-jq_l y} \quad \dots\dots(3e)$$

$$E_z = -\frac{1}{\omega\epsilon_0\epsilon_r} \sum_{l=1}^4 q_l A_l e^{-jq_l y} \quad \dots\dots(3f)$$

$$u_{y1} = \frac{\varepsilon_r k_0^2 \mu - k^2 - q_1}{\varepsilon_r k_0^2 (j\kappa)}, \quad u_{z1} = \frac{-kq_1}{\varepsilon_r k_0^2 - q_1^2} u_{y1}$$

$$\varepsilon_r = 1 - j \frac{\sigma_r}{\omega \varepsilon_0} \quad (r = 2, 4, 5, 6)$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$$

ここで A_1 および q_1 ($l=1,2,3,4$) はそれぞれ未知振幅, y 方向の波数であり, q_1 は μ, κ, k 等を使った4次方程式の4つの解である. II, IV, V, VI 層のそれぞれの鉄膜層でこの q_1 を求め, 各層の電磁界を書き, さらに I 層の半導体, III 層の銀膜における電磁界は TE, TM モードに対応するものを両方表現した上で, 各境界における境界条件を用いると分散関係式が導かれる. 求めた伝搬定数 k の虚数部は減衰定数 α を表すが, 今後, 計算結果で伝送量として表すものはこの単位長さあたりの減衰量を示すことにする.

計算に使ったパラメータは, 半導体は GaAs として $\varepsilon_1=12.0$ とし, 銀および鉄の導電率はそれぞれ $\sigma_3=6.0 \times 10^7$ S/m, $\sigma_r=1.0 \times 10^7$ S/m ($r=2,4,5,6$) とした. また, 鉄の異方性磁界は $H_{an}=6500$ e とし, II 層の鉄の飽和磁化は $M_2=2.2$ T とする. 透磁率テンソルの計算において磁気損失因子 ΔH は周波数に比例して大きくなるものとし, 10GHz において $\Delta H=200$ e, 50GHz において $\Delta H=40$ GHz とするよう設定した.

4. 数値計算結果

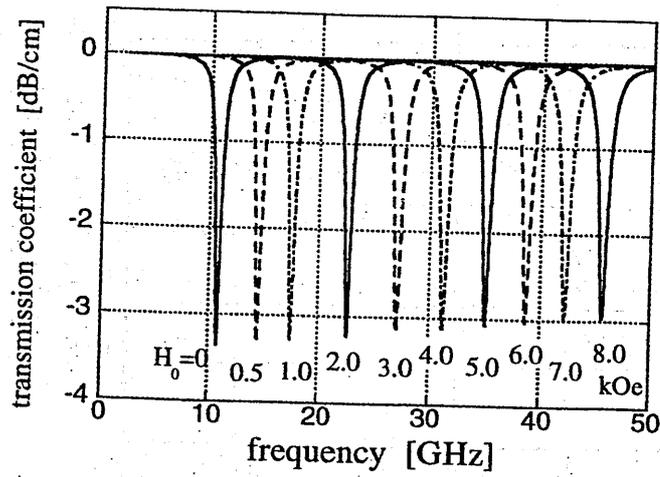
4-1 主要な鉄膜が1層の場合

図6(a)に主要な鉄膜が1層だけの場合の周波数特性の計算例を示す. 半導体の厚みを $d_1=300\mu\text{m}$, 主要な鉄の厚みを $d_4=50\text{nm}$ としている. バッファ層である鉄膜と銀膜の厚さはそれぞれ $d_2=2\text{nm}$, $d_3=1\text{nm}$ とする. バイアス磁界を80000e まで10通りに変化させていて, それぞれの場合に伝送量が急激に減少する帯域が現れ, その周波数は45GHz 程度まで変えられることがわかる.

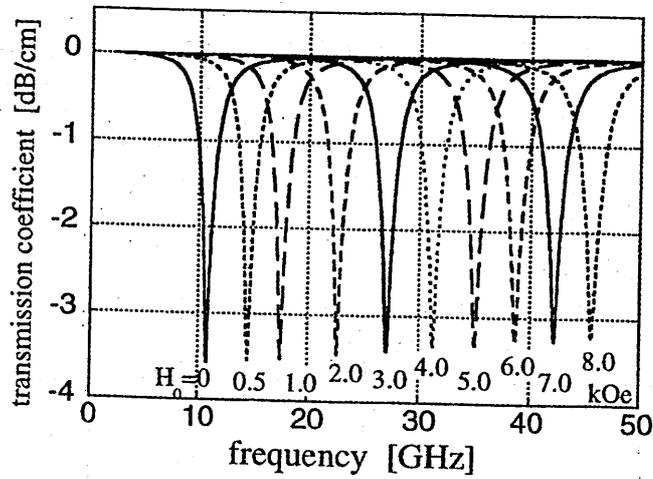
次にこの鉄膜の厚さを厚くした場合の計算例で, 半導体基板の厚みは先のものと同じで鉄の厚みを倍の $d_4=100\text{nm}$ にした場合を図6(b)に示す. 阻止特性を示す帯域の幅が先の図と比べて広がっていることがわかる.

ここで伝送量が最小になる値と, 帯域幅とに注目してみる. 帯域幅は伝送量最小値, すなわち減衰量が最大になる値の半分の値を示す周波数の周波数幅でここでは定義する. 図7は鉄膜厚みを変えた場合の帯域幅と, 最大減衰量(伝送量の最小値として示す)を描いたもので, バイアス磁界は30000e に固定して阻止帯域の中心周波数が27.1GHz になる場合である. 鉄膜が薄いほど帯域を鋭くできるが, 50nm よりも小さくすると急激にこの最大減衰量が小さくなる.

一方, 半導体基板の厚みを変えた場合の帯域幅および最大減衰量を図8に示す. 基板厚みの変化に対しては帯域幅は数 MHz しか変わらないことがわかる. 最大減衰量は基板が薄いほど大きくとれるが, 100 μm 以下の厚さの基板というのは取り扱いが困難になるので, その機械的強度と最大減衰量とはトレードオフになると考えられる.



(a) $d_4=50\text{nm}$



(b) $d_4=100\text{nm}$

図 6. 印加直流磁界による阻止帯域の変化

(主要な鉄膜層が 1 層の場合 $d_1=300\mu\text{m}$, $d_2=2\text{nm}$, $d_3=1\text{nm}$, $d_5=d_6=0$)

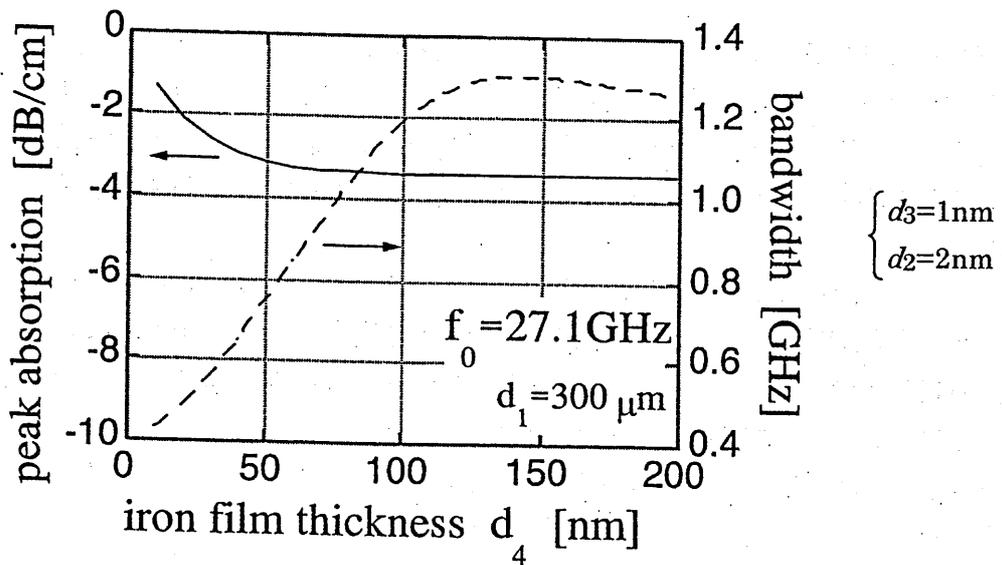


図 7. 鉄膜の厚さを変えたときの最大減衰量, 帯域幅の変化 ($H_0=3000\text{Oe}$)

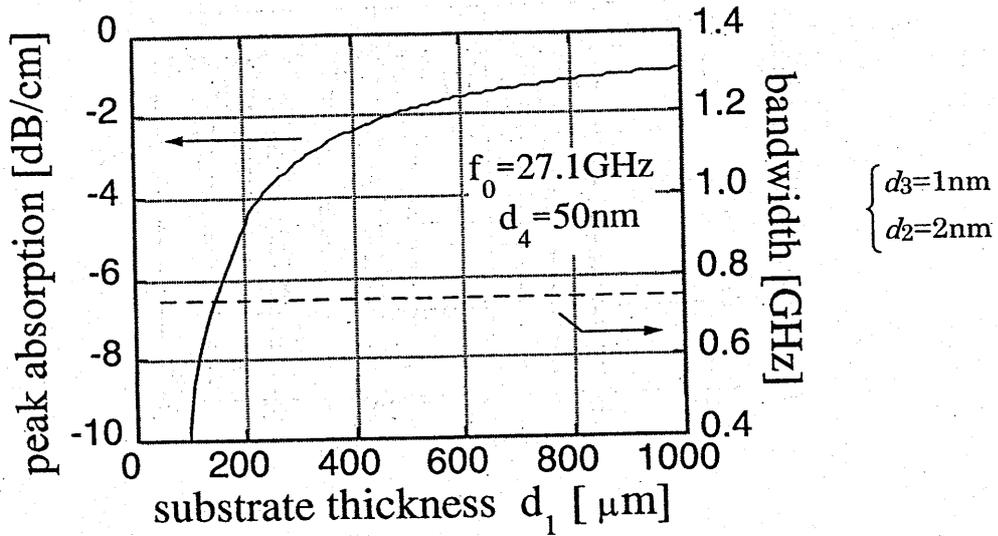


図8. 基板の厚さを変えたときの最大減衰量,帯域幅の変化 ($H_0=3000\text{Oe}$)

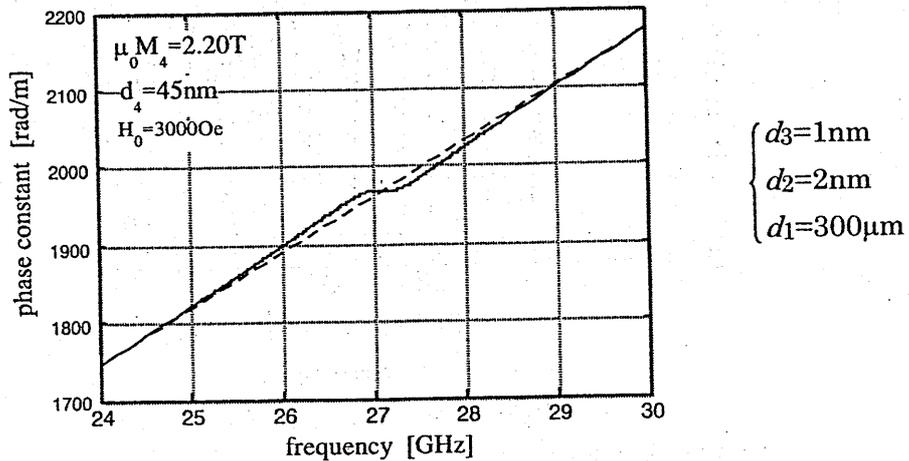


図9. 分散曲線 (位相定数)

図9には分散曲線を示す。バイアス磁界は 3000Oe に固定し、周波数は $24\sim 30\text{GHz}$ の範囲のみを示している。破線は比較のために半導体基板上に直接完全導体板がある場合の TEM モードを表す。この分散曲線は帯域阻止フィルタとして考えた場合の位相の直線性を表しているが、位相が大きく変化している周波数帯は阻止帯域内である。

さて、透磁率テンソルの計算において磁気損失因子 ΔH は周波数に比例して大きくなるよう設定したが、今度は ΔH を周波数に依存せず $\Delta H=100\text{Oe}$ の一定値とした場合を図10に示す。周波数が高くなるほど阻止帯域が狭く鋭くなり、減衰量も大きくなっていて、これは実験結果とも合わず、物理的にも考えにくい状況である。実際は磁気損失は周波数の複雑な関数になると考えられるが、これだけの広帯域の特性を考える際にはこの点の考慮が必要である。

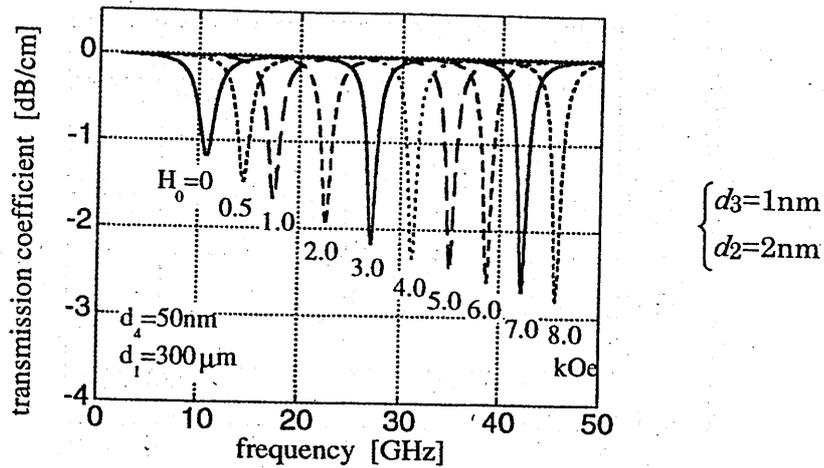


図 10. 磁気損失因子 ΔH を一定値にした場合 ($\Delta H=1000\text{Oe}$)

4-2 飽和磁化の異なる複数の鉄膜層を用いた場合

前節で述べた主要な鉄膜が1層だけの構造は notch filter として狭い周波数帯で鋭く大きな減衰を得るのに使用できる。本節では飽和磁化の異なる鉄膜を複数重ねた構造について計算結果を示す。鉄膜層を増やすねらいは、最大減衰量は犠牲にしても、ある減衰量をもつ帯域の幅を広げることである。帯域を決める減衰量の値は、ここでは1cm 当たり1dB と設定しておくことにする。

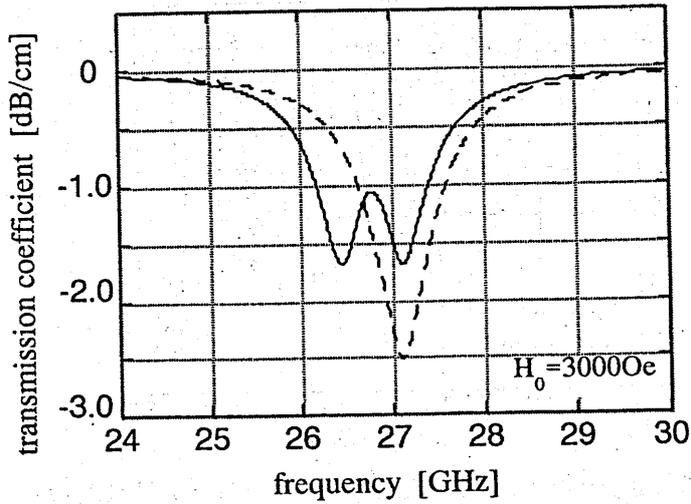
本節および次節においては半導体厚さを $d_1=350\mu\text{m}$ 、バッファ層である鉄膜と銀膜の厚さはそれぞれ $d_2=5\text{nm}$ 、 $d_3=2\text{nm}$ とする。まず1層増やして、IV、V層がそれぞれ $d_4=25\text{nm}$ 、 $d_5=20\text{nm}$ ($d_6=0$)、飽和磁化を $\mu_0 M_4=2.08\text{T}$ 、 $\mu_0 M_5=2.20\text{T}$ とすると、図11(a)の実線のようになる。印加バイアス磁界は3000Oe のものだけを示していて、周波数範囲は24~30GHz を取り出している。破線は鉄膜層が1層($d_4=45\text{nm}$)のものである。鉄膜層を増やした場合、飽和磁化の異なる鉄がそれぞれの周波数で減衰を与え、全体として帯域が広がっていることがわかる。

飽和磁化の差を大きくすると帯域は広げられることになるが、同じ厚さの組み合わせでIV層の飽和磁化を $\mu_0 M_4=2.00\text{T}$ とすると、図11(b)に示したように阻止帯域が分離してしまう。

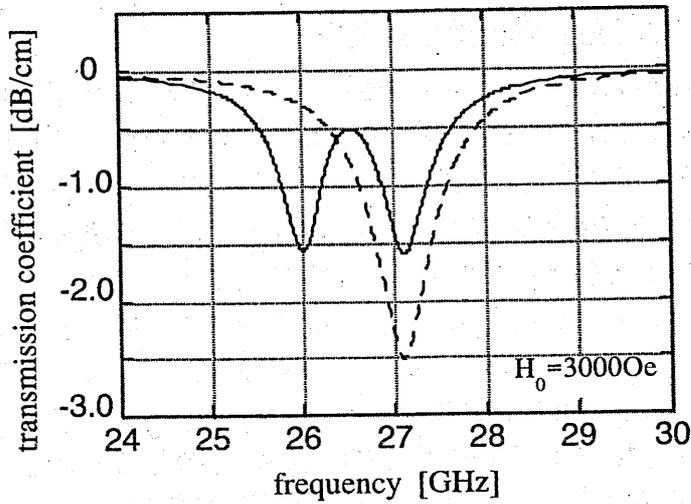
次に、主要な鉄膜層全体の厚み45nm は変えないで、更に1層加え、飽和磁化を $\mu_0 M_4=2.00\text{T}$ 、 $\mu_0 M_5=2.20\text{T}$ 、 $\mu_0 M_6=2.08\text{T}$ 、厚みを $d_4=d_5=10\text{nm}$ 、 $d_6=25\text{nm}$ のように組み合わせると、図12に示すように-1dB/cm の帯域は分離することなく広げることができる。破線は鉄が1層の場合で、比較して-1dB/cm 以下となる帯域は約1.5倍となる。

4-3 界分布

図13は鉄膜が3層で、厚さは $d_4=d_5=d_6=15\text{nm}$ で等しくし、飽和磁化は $\mu_0 M_6=2.09\text{T}$ としているが、実線の方は $\mu_0 M_4=2.00\text{T}$ 、 $\mu_0 M_5=2.20\text{T}$ の順に並べ、破線は $\mu_0 M_4=2.20\text{T}$ 、 $\mu_0 M_5=2.00\text{T}$ のように実線と比べて順を入れ替えた場合である。つまり実線では、飽和磁化が小さい2T の方の層が誘電体基板に近い方にあり、破線は飽和磁化の大きい2.2T の層が基板に近い方にある。2T の層の損失が大きくなるのは26.02GHz 付近であり、2.2T の層の損失が大きくなるのは27.11GHz 付近なので、それぞれの層の影響が等しくないために、これらの周波数における減衰量の大きさがアンバランスになっている。



(a) $\mu_0 M_4 = 2.08\text{T}, \mu_0 M_5 = 2.20\text{T}$



(b) $\mu_0 M_4 = 2.00\text{T}, \mu_0 M_5 = 2.20\text{T}$

図 11. 主要な鉄膜が 2 層の場合

($d_4 = 25\text{nm}, d_5 = 20\text{nm}$, 破線は 1 層の場合 $d_4 = 45\text{nm}$)

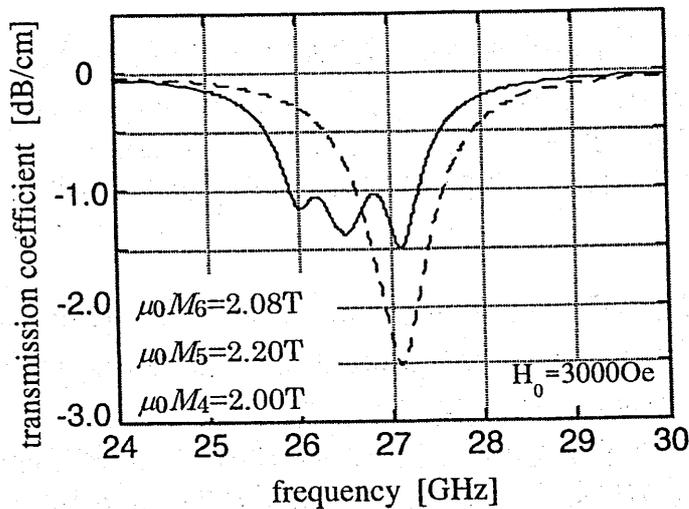


図 12. 主要な鉄膜が 3 層の場合

($d_4 = d_5 = 10\text{nm}, d_6 = 25\text{nm}$, 破線は 1 層の場合 $d_4 = 45\text{nm}$)

これらの周波数における界分布を見ると図14のようになる。縦横の軸は通常のグラフと入れ替えていて、縦が厚み方向の位置、横軸が伝搬方向成分の電界である。 $y=-7\text{nm}$ より下側は $350\mu\text{m}$ にわたって誘電体基板があるが、この図には描いていない。一番上の $y=45\text{nm}$ の位置に完全導体板がある。図14(a)では、飽和磁化が 2T の層、すなわち 26.02GHz における減衰と関係する層が $y=0\sim 15\text{nm}$ にあって、この層で電界が急に増加している。図14(b)ではその層は $y=15\sim 30\text{nm}$ の位置にあり、結局電界 E_z の大きさは図14(a)の場合の方が大きく、基板に近い位置にある方が影響が大きくなる。このことは 27.11GHz の界分布を表した破線でも同様であり、今度は図14(b)の方が電界 E_z が大きくなり、減衰量もそれに対応する図13の破線の場合の組み合わせの方が大きくなる。なお、細い点線は 24GHz の場合を示し、これは減衰量の小さい領域であって、この E_z が小さいほど無損失線路のTEM波に近いことを意味している。

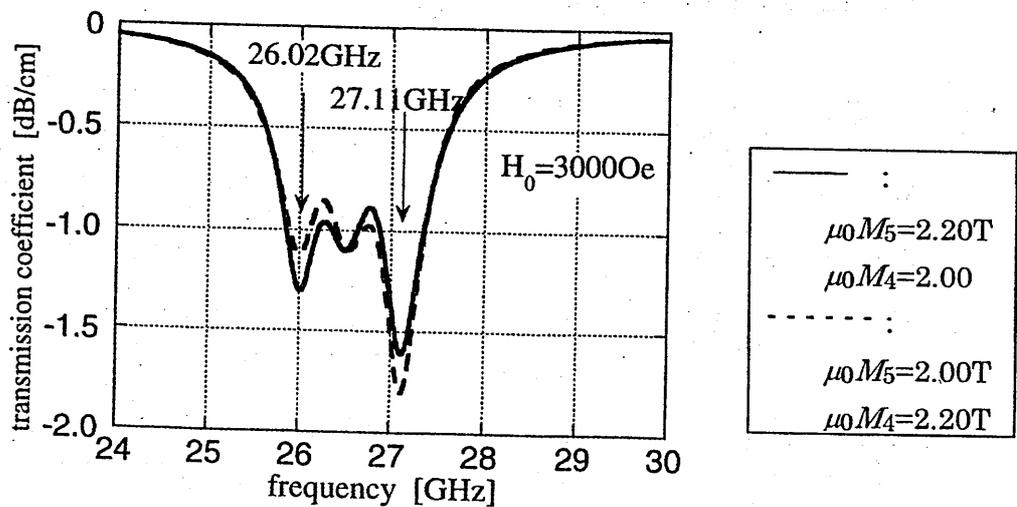
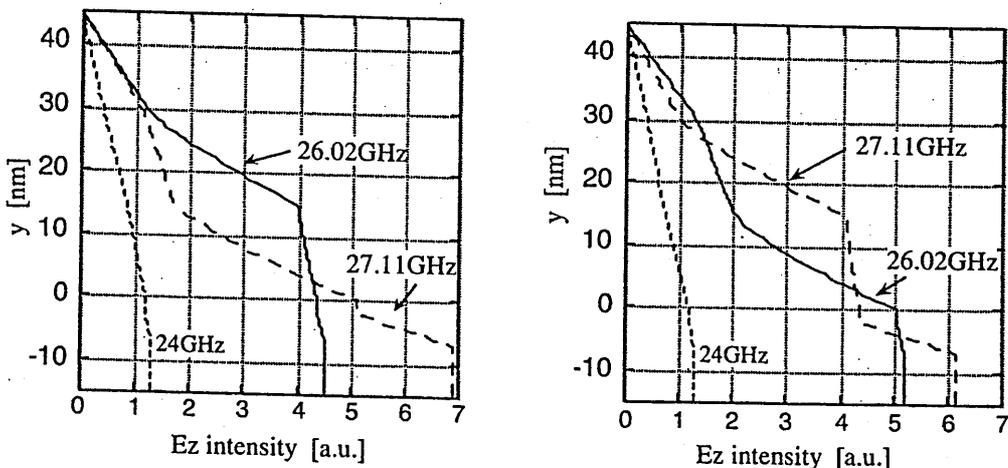


図 13. 鉄膜の順(飽和磁化の大小関係)を変えた場合の特性の変化

$$(d_4=d_5=d_6=15\text{nm}, \mu_0 M_6=2.09\text{T})$$



(a) $\mu_0 M_4=2.00\text{T}, \mu_0 M_5=2.20\text{T}$

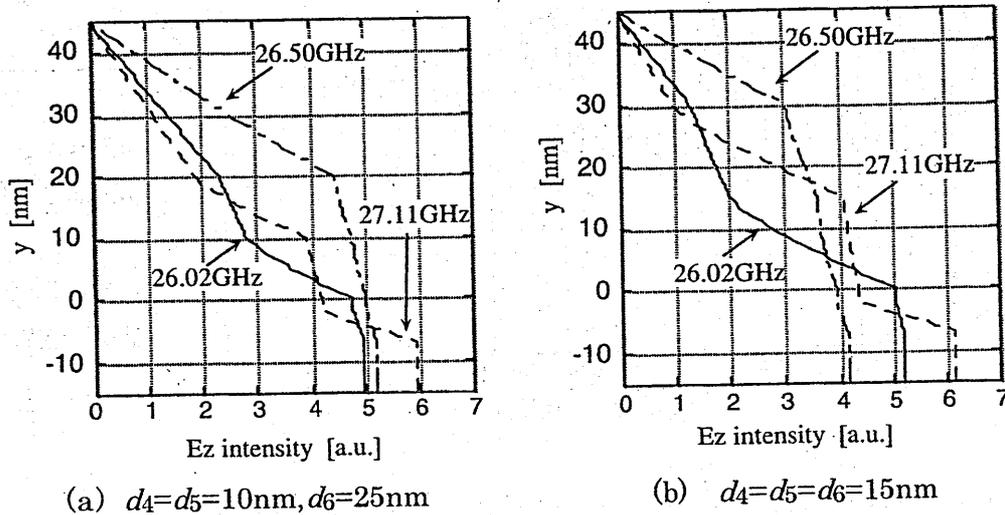
(b) $\mu_0 M_4=2.20\text{T}, \mu_0 M_5=2.00\text{T}$

図 14. 電界分布 (伝搬方向成分)

$$(d_4=d_5=d_6=15\text{nm}, \mu_0 M_6=2.09\text{T})$$

さてその様に考えると完全導体板に近い一番上の鉄膜層の影響は小さくなってしまふことになるが、この層の効果を出すために厚みを増やした場合を次に示す。飽和磁化が2.09Tの層が一番上にあり、その共鳴周波数は26.5GHzであるが、この層の厚みを $d_6=25\text{nm}$ まで増やすことで($d_4=d_5=10\text{nm}$)、図15(a)の一点鎖線の様に伝搬方向の電界成分 E_z が大きくなる。図15(b)は厚みの組み合わせが先の図14(b)と同じ場合であり、図15の(a)と(b)では鉄膜3層全体の厚みは同じ45nmである。このような厚みの組み合わせでは周波数特性は図16のようになり、-1dB/cmと決めた阻止帯域で減衰量が小さくなることはなくなる。破線は厚みを3層とも揃えた場合である。

結局、鉄を多層にして、この減衰極のような周波数特性における notch を並べてゆけば帯域は広げることができるといえる。ただこれが伝搬方向に直列に並べるようなものならば従来のフィルタ設計とのアナロジーをかなり取り込めると考えられるが、実際には膜は層方向に並べるのであって、そのため飽和磁化の大きさ、その順番、厚みなどの関係を明確にしてゆく必要がある。



(a) $d_4=d_5=10\text{nm}, d_6=25\text{nm}$

(b) $d_4=d_5=d_6=15\text{nm}$

図 15. 電界分布 (伝搬方向成分)

($\mu_0 M_4=2.00\text{T}, \mu_0 M_5=2.20\text{T}, \mu_0 M_6=2.09\text{T}$)

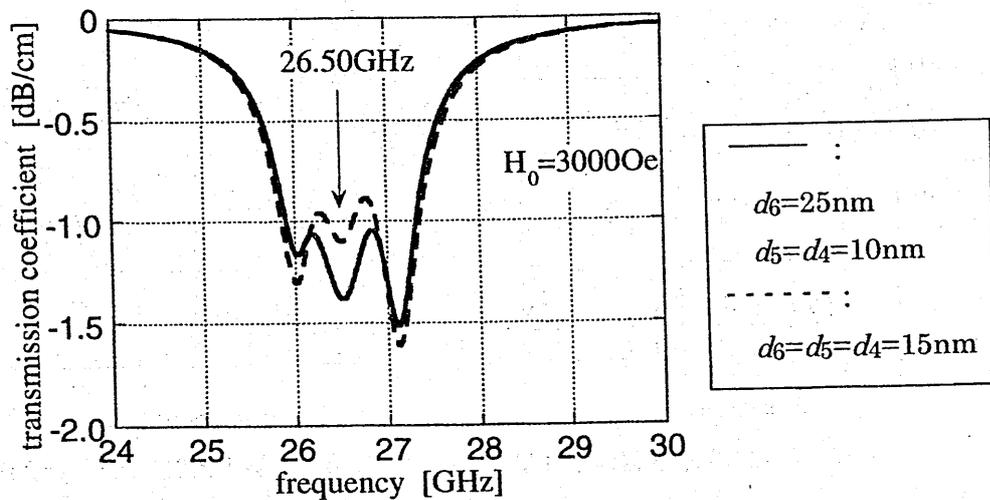


図 16. 鉄膜の組合せを変えた場合の特性の変化

($\mu_0 M_4=2.00\text{T}, \mu_0 M_5=2.20\text{T}, \mu_0 M_6=2.09\text{T}$)

5. むすび

鉄膜を使ったマイクロストリップ線路におけるマイクロ波の伝搬特性について、ストリップ幅の効果を無視した 2 次元モデルを使って混成モード解析を行い、鉄膜ならびに基板の厚さ、鉄の飽和磁化の大きさ、およびそれらの組み合わせによる帯域阻止特性への影響に関して考察を加えた。

異方性、非可逆性、磁気同調性といった特性をもちながら、半導体集積回路との一体化が困難であるフェライトデバイスの代替素子となることが鉄薄膜を使ったマイクロ波回路研究の動機の一つとなっているが、鉄以外の金属磁性膜を使ったインダクタや[10] 波長短縮効果を期待した新しいデバイスの研究も行われている[11]。金属磁性膜/誘電体膜積層型伝送線路なども紹介されており[9]、フェライトでは実用的でなかったような高周波帯におけるデバイス、あるいは能動素子との一体化も含めてその可能性が期待される。

本研究は平成17年度日本学術振興会科学研究費補助金（課題番号16560299）の援助を受けている。

文 献

- [1] E.Schloemann, R.Tustison, J.Weissman, H.J.VanHook, T.Varitimos, "Epitaxial Fe films on GaAs for hybrid semiconductor-magnetic memories," *Journal of Applied Physics*, 63, 8, pp.3140-3142, Apr. 1988.
- [2] R.E.Camley, D.L.Mills, "Theory of microwave propagation in dielectric/magnetic film multilayer structures," *Journal of Applied Physics*, 82, 6, pp.3058-3067, Sept. 1997.
- [3] R.J.Astalos, R.E.Camley, "Theory of a high frequency magnetic tunable filter and phase shifter," *Journal of Applied Physics*, 83, 7, pp.3744-3749, Apr. 1998.
- [4] C.S.Tsai, "Wideband tunable microwave devices using ferromagnetic film-gallium arsenide material structures," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 209, pp.10-14, 2000.
- [5] W.Wu, C.C.Lee, C.S.Tsai, J.Su, W.So, J.Yoo, R.Chuang, "Fabrication of ferromagnetic/semiconductor waveguide structures and application to microwave bandstop filter," *Journal of Vacuum Science Technology A*, 19, 4, pp.1758-1762, Jul/Aug. 2001.
- [6] C.C.Lee, W.Wu, C.S.Tsai, "Ferromagnetic resonance and microstructural studies of Ag/Fe-GaAs waveguide structures," *Journal of Applied Physics*, 91, 11, pp.9255-9260, June 2002.
- [7] H.J.Yoo, H.Shimasaki, S.H.Tseng, C.S.Tsai, "Flip-chip characterization of ferromagnetic ultrathin films for microwave bandstop filtering," *Proceedings of APMC2002*, 2, pp.863-866, Nov. 2002.
- [8] B.Kuanr, I.R.Harward, D.L.Marvin, T.Fal, R.E.Camley, D.L.Mills, Z.Celinski, "High-frequency signal processing using ferromagnetic metals," *IEEE Transactions on Magnetics*, 41, 10, pp.3538-3543, Oct. 2005.
- [9] 佐藤敏郎, "金属磁性膜を用いた RF 集積化デバイスの研究動向," *日本応用磁気学会誌*, 27, 1, pp.5-13, 2003.
- [10] H.Suzuki, N.Sugiyama, T.Sato, K.Yamasawa, Y.Miura, Y.Miyake, M.Akie, Y.Uehara, "A thin film spiral Microstrip transmission-line using CoZrNb soft magnetic thin film for a quarter wavelength transformer," *IEEE Transactions on Magnetics*, 41, 10, pp.3574-3576, Oct. 2005.
- [11] S.Ikeda, T.Sato, A.Oshiro, K.Yamasawa, T.Sakuma, "A thin film type magnetic/dielectric hybrid transmission-line with a large wavelength shortening," *IEEE Transactions on Magnetics*, 37, 4, pp.2903-2905, July 2001.

高利得化された導波路光増幅器
を用いたレーザの検討

久米 健太 岸本 有生 岸岡 清

大阪電気通信大学・大学院・総合電子専攻

於 大阪大学・豊中キャンパス

(2006年3月14日)

1. まえがき

希土類元素をドープした LiNbO_3 基板に作られた Ti 拡散導波路によって構成される導波路形光増幅器は、基板中にドープされた希土類元素の蛍光特性を利用して光で光を増幅できるので、電気的な制約を受けない光学デバイスとして注目されている。さらに、導波路構造であるので、導波路レーザ等光集積回路への応用も期待されている [1]-[4]。この内、ドープメントして Er を用いたものは、波長 $1.5\mu\text{m}$ 帯の蛍光を発生し、発光が通信波長に一致していることから光通信への応用が期待されている。しかし、 Er の蛍光発光の効率は他の希土類元素のそれと比べて低く、増幅率の低さが Er ドープ導波路光増幅器の重要な問題の一つとしてされている。特に、集積回路の光源として期待される導波路形レーザへの適用においては、長さの制限のため、利得の向上は大きな課題とされている [5],[6]。

本報告では、利得の向上を目的として、すでに筆者等によって提案された高屈折率クラッドを装荷した導波路形光増幅器のレーザへの応用が検討される。まず、利得改善の原理が述べられ、利得の構造パラメータに対する依存性が計算機シミュレーションによって示される。次いで、利得の改善が図られた増幅器を用いた導波路レーザの特性が理論的に調べられる。クラッド層膜厚、共振器のミラーの反射率等のパラメータの最適設計も示される。実際に製作された Er ドープ導波路増幅器の増幅率の測定結果ならびに、それを用いた導波路レーザの出力特性が報告される [7],[8]。

2. クラッド装荷による高利得化の原理

図1には、ここで考える高屈折率クラッド層を装荷した Er ドープ導波路を用いたレーザが示されている。導波路レーザは、導波路光増幅器と共振器を構成するためのミラーによって構成される。図の右にはレーザ光とポンプ光に対する各ミラーの反射係数の記号が示されている。

レーザの特性について述べる前に、本節では、まず、クラッド層を装荷することによる導波路光増幅器の特性改善について述べられる。光増幅器は、 Er がドープされた LiNbO_3 基板中に形成された Ti 拡散導波路から成る単純な構造をしている。従来の構造との違いは、導波路の上に高屈折率のクラッド層が装荷されているだけである。

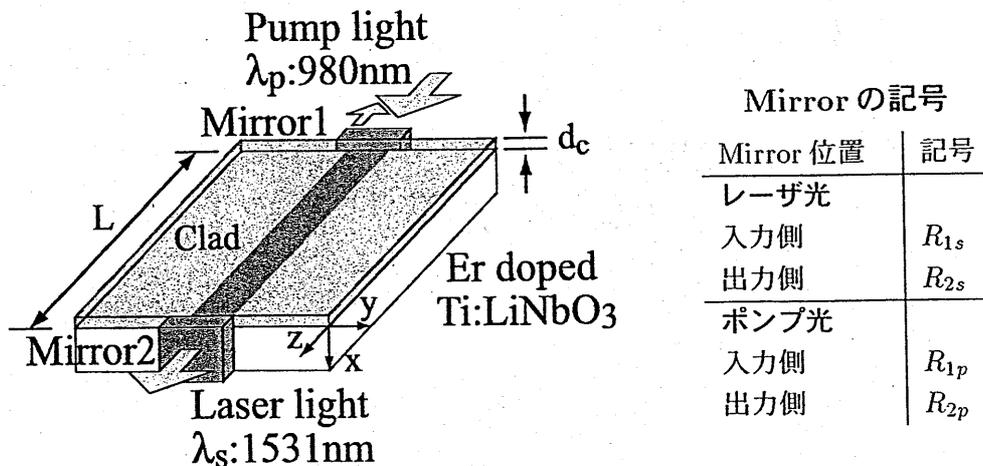


図1 高屈折率クラッドを装荷した導波路レーザ

2.1 光増幅の原理

増幅される信号光とポンプ光が同時に光増幅器に入射されると、ポンプ光によって励起された Er 原子からの誘導放出によって信号光が増幅される。Er を励起するポンプ光には、波長 980 または 1480nm の光が用いられ、信号光には 1500nm 帯の光が用いられる。ここでは、Er の吸収断面積が最も高い 980nm の光がポンプ光として用いられる。増幅過程は、図 2 に示されている Er イオンのエネルギー遷移図で説明される。ポンプ光を入射させると、Er イオンはエネルギーを吸収して第 3 準位に励起される。励起された Er イオンは、光を放出しない非放射遷移によって第 2 準位に遷移する。第 2 準位から基底準位に遷移する際、増幅器内に存在する信号光と同じ波長と位相を持った光を放出する誘導放出によって信号光が増幅される。図中の R_{13} 、 W_{12} はそれぞれ、ポンプ光の吸収確率、信号光の吸収確率を表している。また、 W_{21} は信号光による誘導放出の確率を、 A_{21} は自然放出の確率を表している。

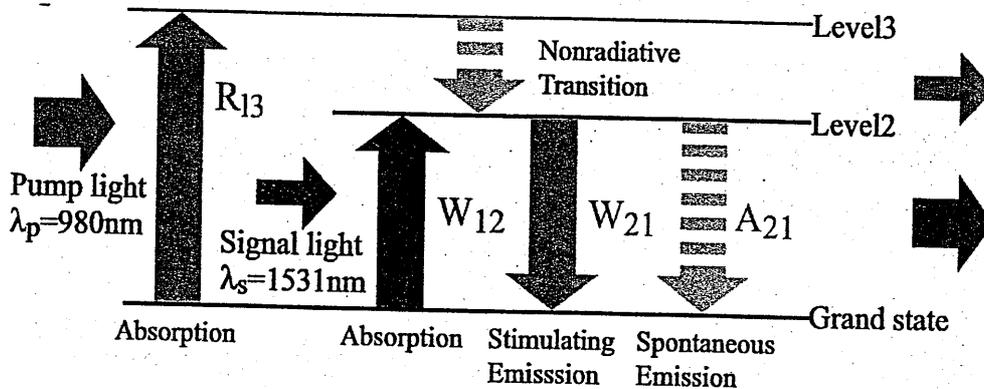


図 2 Er イオンのエネルギー遷移図

2.2 高利得化 [9]-[12]

ここでは文献 [8]-[11] に従って、導波路上に高屈折率のクラッド層を装荷することにより増幅器の利得が改善される理由が簡単に述べられる。クラッドには、導波路層よりも高い屈折率を持つ TiO_2 膜が用いられる。増幅率は、ドーパされた Er の基板内の濃度分布と、信号光およびポンプ光の導波路内の界分布の重なりによって決まる。熱拡散のよってドーパされた Er の濃度は基板表面が最も高く、深さ方向に補誤差関数に従って減少している [13]。一方、導波路内を伝搬する光のモード界は基板内部にピークを持ち、Er 濃度の最も高い表面近傍では、減衰している。このような光の界分布と Er の濃度分布の不整合が改善されれば、利得の改善が期待できるはずである。両者の分布の重なりを大きくする方法として、高屈折率のクラッド層を装荷して、光の界分布を基板表面近傍に引き上げる方法が有効である。図 3 にはクラッドの界分布の引き上げ効果を確認するために、クラッドが無い従来の構造と、クラッドを装荷した構造について、基板断面の光の界分布が示されている。図の上段の 2 つがクラッドが無いときの信号光とポンプ光の界分布である。下段にクラッドが装荷された場合の界分布が示されている。クラッドによって、ポンプ光、信号光とも基板表面近傍に引き上げられていることが確認できる。

さらに Er 濃度との関係を解かりやすくするために、図 4 には、導波路中央 ($y = 0$) での深さ方向 (x) の分布がプロットされている。図 (a) にはクラッド層を装荷していない場合の分布が、図 (b) にはクラッド層を 600nm 装荷した場合の分布がそれぞれ示されている。

従来の構造 (a) では、光と Er の濃度分布との重なりが悪いことが判る。一方、クラッドを装荷すると (b)、光が基板表面に引き寄せられ、3者の重なりが大きくなることが判る。

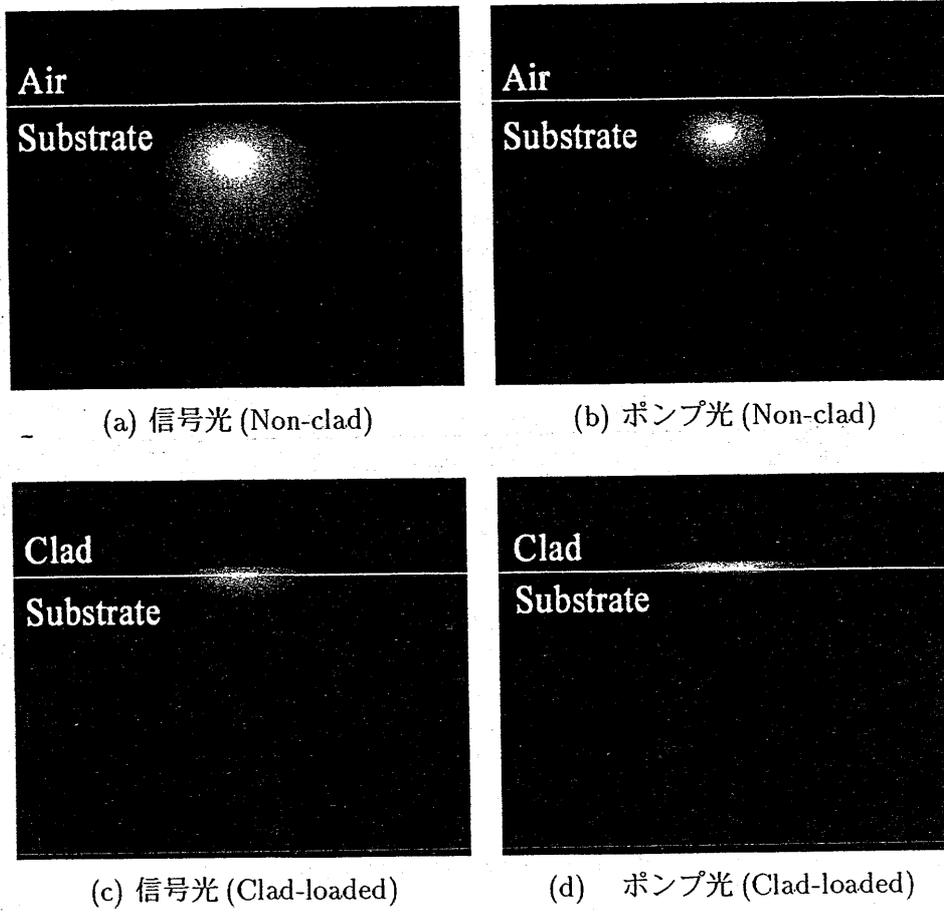


図3 クラッドによる光界分布の変化

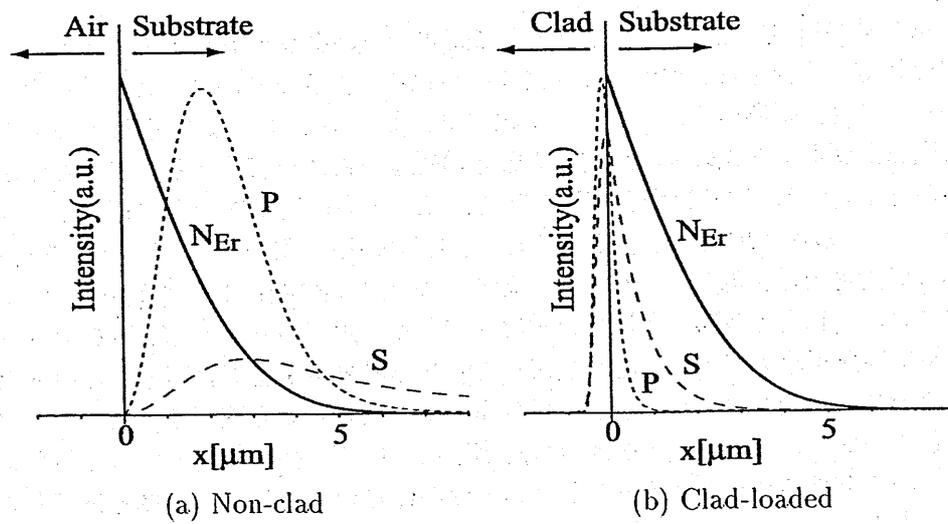


図4 光の界分布と Er 濃度分布の重なりの変化

3. 導波路光増幅器の特性

以下にクラッドを装荷した増幅器についての増幅特性の計算結果が示される。図5には、増幅率のクラッド層の膜厚 d_c に対する依存性が示されている。信号光について、入力パワー; $P_{s in}$ 、出力パワー; $P_{s out}$ を用いて、 $g_1 = 10 \log[P_{s out}/P_{s in}]$ [dB] で定義された利得が図(a)にプロットされている。一方、図(b)には、後に述べられる実験を考慮して、ポンプ光のパワーによる信号光の増加率を表す $g_2 = 10 \log[P_{s out}(Pump)/P_{s out}(Pump = 0)]$ [dB] で定義される利得がプロットされている。いずれの計算でも、信号光には誘導放出断面積の最も高い1531nmと、以後の実験に使用する1523nmの2つの波長が想定されている。信号光の波長が異なると誘導放出断面積及び吸収断面積の値が異なるため、増幅率の値に違いが見られるが、いずれの場合も、クラッド層を装荷すると利得が向上していることが確認できる。ポンプ光と信号光の入力パワーは、それぞれ100mWおよび0.05mWと想定されている。また、計算には、レーザの特性のシミュレーションで用いられるのと同じパラメータの値(表1-3)が使われた。

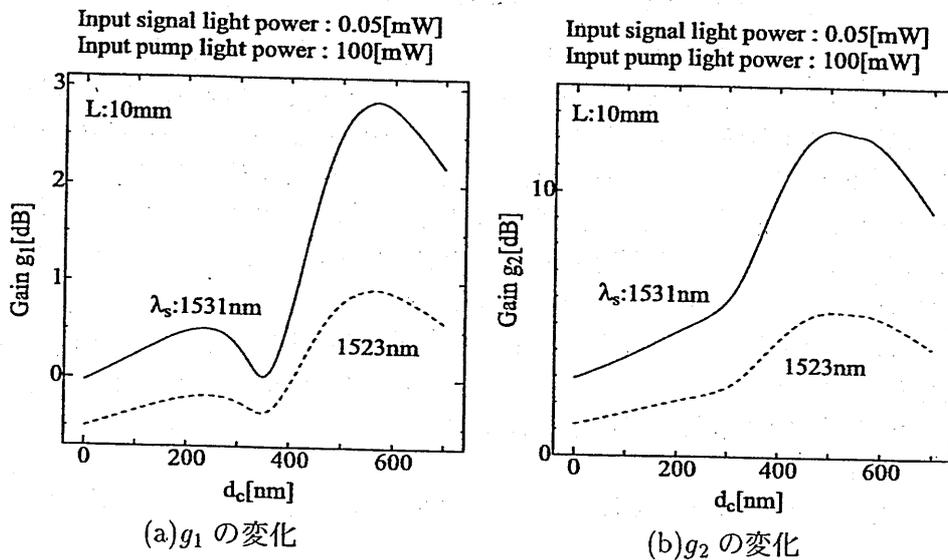


図5 増幅率のクラッド層の膜厚に対する依存性

$d_c = 350$ nm の近傍に現れる増幅率の低下は以下の様に説明できる。クラッド層の膜厚が増加するに従って、光の分布は基板表面へと移動するが、波長の短いポンプ光は信号光に比べて、クラッド層の影響を大きく受け、信号光の移動が少ない段階で表面近傍に集中してしまう。このため、一時的に3者の重なりが小さくなるからである。さらに膜厚が増加すると、信号光も表面へ集中し、重なりが大きくなり増幅率は最大となる。しかし、この状態を超えてさらに d_c を増やすと光がクラッド内に集中し、かえって Er との重なりが悪くなり、利得も下がる。このように、クラッド層の膜厚には最適値が存在することが判る。

4. 導波路レーザ

図1に示された導波路レーザにおいて、ミラーの反射特性は以下のように想定されている。入力側のミラーは、ポンプ光に対してほぼ100%透過、レーザ光に対して完全反射。一方、出力側のミラーは、ポンプ光に対して完全反射、レーザ光に対して一部透過である。このようにミラーの反射率を設定すると、ポンプ光は出力端のミラーで反射され、導波路を往復することになり、増幅器の利得を大きくすることができる。

4.1 レーザの解析方法

導波路レーザの出力特性を定量的に評価するために、ここでは、その解析方法について述べる。定常状態でのレーザの出力光パワーを計算するには、Er イオンの各準位の濃度と、導波路断面内の光強度分布が必要である。前者は各準位間に成立するレート方程式 [6] から、後者は Maxwell の方程式から導かれる Helmholtz 方程式からそれぞれ求めることができる。しかし、これらは互いに関係しあっており、単独に決定することはできず、以下に述べるような非線形な結合方程式を解くことによって出力光パワーが計算される。

導波路内の各点でのレーザ光強度 I_s は、Er イオンの励起による減少と誘導放出の増加の差し引きによって決まる。また、ポンプ光強度 I_p は Er イオンの励起に伴う減少によって決まる。例えば、 z の正方向に伝搬するレーザ光とポンプ光について考えると、 Δz 伝搬する間のそれらの変化量 ΔI_s^+ 、 ΔI_p^+ は

$$\begin{aligned}\Delta I_s^+ &= [-\alpha_s I_s^+ + \sigma_{es} N_2 I_s^+ - \sigma_{as} N_1 I_s^+] \Delta z \\ \Delta I_p^+ &= [-\alpha_p I_p^+ - N_1 \sigma_{ap} I_p^+] \Delta z\end{aligned}$$

と表わされる。ここで、 N_1 、 N_2 はそれぞれ、考えている点における基底準位及び第 2 準位の Er イオンの濃度である。 α_s 、 α_p はそれぞれ、レーザ光およびポンプ光の減衰定数である。 σ_{es} は誘導放出断面積、 σ_{as} ならびに σ_{ap} は吸収断面積と呼ばれる波長依存性を持つ定数である。また、ここでは解析を簡単にするために、第 3 準位に励起された Er イオンの Life-time は短く、すぐに第 2 準位に遷移することを考慮して、第 3 準位の Er イオンの数を無視して、近似的に 2 準位励起過程が想定されている。なお、 s 、 p の添字はそれぞれ、レーザ光、ポンプ光に対する量を表わしている。

さて、 $I_{s,p}^+(x, y, z)$ を、パワーで規格化された断面内の強度分布 $F_{s,p}(x, y)$ と、 z の依存項 $A_{s,p}^+(z)$ の積として、 $I_s^+(x, y, z) = A_s^+(z) F_s(x, y)$ 、 $I_p(x, y, z) = A_p^+(z) F_p(x, y)$ と表わし、上式をそれぞれ $x-y$ 面内で積分することにより、

$$\left. \begin{aligned}\frac{dA_s^+}{dz} &= -\alpha_s A_s^+ + \sigma_{es} A_s^+ \int \int_s F_s N_2 dx dy - \sigma_{as} A_s^+ \int \int_s F_s N_1 dx dy \\ \frac{dA_p^+}{dz} &= -\alpha_p A_p^+ - \sigma_{ap} A_p^+ \int \int_s F_p N_1 dx dy\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

の連立方程式を得る。レーザを構成する共振器内に存在する反射光 (z の負方向に進む光) についても同様にして、

$$\left. \begin{aligned}\frac{dA_s^-}{dz} &= \alpha_s A_s^- - \sigma_{es} A_s^- \int \int_s F_s N_2 dx dy + \sigma_{as} A_s^- \int \int_s F_s N_1 dx dy \\ \frac{dA_p^-}{dz} &= \alpha_p A_p^- + \sigma_{ap} A_p^- \int \int_s F_p N_1 dx dy\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

の連立方程式を得ることができる。ここで、 $A_{s,p}$ の肩付き添字のマイナス記号は z の負方向に伝搬する光に関する量であることを示すためのものである。

基底準位及び第 2 準位の Er イオンの濃度 N_1 と N_2 は各点でのポンプ光強度とレーザ光強度の関数として与えられるが、それぞれの光について、その強度は進行波と反射波の和として与えられるので、結局、各連立方程式に含まれる N_1 と N_2 は A_s^\pm と A_p^\pm の関数となり、 $A_{s,p}^\pm$ を求めるには、式 (1) と (2) から成る非線形連立 4 元連立方程式を解くこととなる。なお、先に示した光増幅器では、式 (1) だけを解くことによって特性が求められた。

各準位の Er 濃度 $N_{1,2}$ はレート方程式を定常条件 $dN_{1,2}/dt = 0$ の下で解くことにより、

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= \frac{W_{12} + A_{21}}{W_{12} + W_{21} + A_{21} + R_{12}} N_0 \\ N_2 &= \frac{W_{21} + R_{12}}{W_{12} + W_{21} + A_{21} + R_{12}} N_0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

と与えられる [7]。ここで、 N_0 は基板内にドーパされた Er イオン濃度分布を表し、 $N_0 = N_1 + N_2$ が成立している。 A_{21} は自然放出確率を表し、第 2 準位の Life-time τ_2 により、 $A_{21} = 1/\tau_2$ と与えられる。また、 R_{12} 、 W_{12} 、 W_{21} はそれぞれ、ポンプ光の吸収確率、レーザ光の吸収確率および誘導放出の確率である。それらは光強度に比例しそれぞれ、

$$R_{12} = \frac{\sigma_{ap}(\nu_p)I_p}{h\nu_p}, \quad W_{12} = \frac{\sigma_{as}(\nu_s)I_s}{h\nu_s}, \quad W_{21} = \frac{\sigma_{es}(\nu_s)I_s}{h\nu_s} \quad (4)$$

と与えられる [6]。ここで、 ν_s 、 ν_p はそれぞれ、レーザ光、ポンプ光の振動数、 h はプランク定数である。また、 I_s 、 I_p は共振器内の各点のレーザ光およびポンプ光の強度である。それらは、

$$I_s = I_s^+ + I_s^- = [A_s^+(z) + A_s^-(z)] F_s(x, y)$$

$$I_p = I_p^+ + I_p^- = [A_p^+(z) + A_p^-(z)] F_p(x, y)$$

で与えられる。この表現では、進行波と反射波の相互作用項は z に沿って速く振動することに留意して、平均的寄与は小さいとして無視されている。

N_0 は、拡散方程式を解くことにより、 $N_0 = C_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_{Er}t}}\right)$ と求めることができる [13]。ここで、 C_0 は Er の表面での濃度である。 D_{Er} 、 t はそれぞれ、Er の拡散係数、拡散時間である。

式 (1) と (2) で与えられる 4 元非線形結合方程式は、数値的な解法 (ルンゲクッタ法) を用いて、 A_s^\pm と A_p^\pm に適切な初期値 ($z = 0$ での値) を与えることによって解くことができる [7]。適切な $A_s^\pm(0)$ と $A_p^\pm(0)$ の値は以下のようにして決定される。初期の内、 $A_p^+(0)$ はポンプ光の入射パワーとして与えられる。さらに、レーザ光については、入射側のミラーの反射係数 R_{1s} を用いて、 $A_s^+(0) = R_{1s}A_s^-(0)$ の関係が成立しているので、結局、 $A_s^-(0)$ と $A_p^-(0)$ の 2 つについて適切な値を決定すれば良いことになる。以下はこの 2 つの値の決定法である。

$A_s^-(0)$ と $A_p^-(0)$ に適当な値を与えて、微分方程式を解く。微分方程式の解として得られた出力端 ($z = L$) での値 $A_s^\pm(L)$ 、 $A_p^\pm(L)$ の内、 $A_s^+(L)$ と $A_p^+(L)$ と出力端でのミラーの反射係数 R_{2s} 、 R_{2p} を用いて、

$$A_s^-(L) = R_{2s}A_s^+(L), \quad A_p^-(L) = R_{2p}A_p^+(L)$$

を計算する。このようにして得られる値と微分方程式の解として得られる値 $A_s^-(L)$ 、 $A_p^-(L)$ を比較し、それらの差が十分小さくなれば、適切な初期値が与えられたと判断する。それらの初期値を用いて解かれた値を連立微分方程式の解として採用する。2 つの未知数 $A_s^-(0)$ と $A_p^-(0)$ の最適化には、非線形最適化法である Newton 法が使われた。

4.2 レーザの出力特性の計算結果

図 6 には、4.1 で述べられた解析方法によって計算された出力パワーのポンプ光パワーに対する依存性が示されている。(a) は従来の構造に対する計算結果である。(b) はクラッ

ド層を装荷した構造 ($d_c=600\text{nm}$) に対する計算結果である。出力パワーに大きな影響を与える出力側のレーザー光に対する反射係数 R_{2s} を $0.7\sim 0.9$ の範囲で変えて計算されている。クラッド層を装荷することによって出力パワーが向上している。発振閾値も大きく減少すると期待できる。 R_{2s} の値によって出力パワーが変化することは以下のように説明される。出力パワーは、共振器内に貯められるエネルギーとミラーを透過する光パワーの兼ね合いで決まる。そのため、反射率を高くして共振器内のエネルギーを上げて、透過率が下がり、逆の出射するパワーが減るためである。

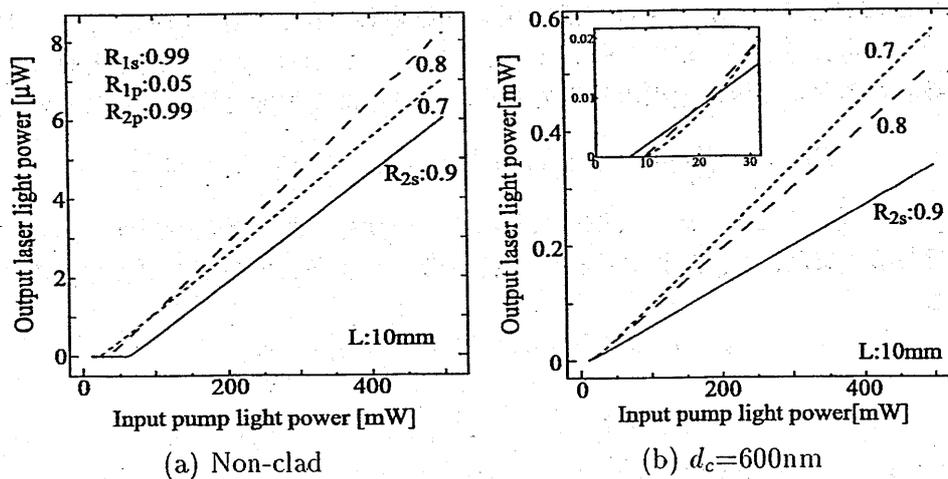


図6 出力パワーのポンプ光パワーに対する依存性

クラッド層の膜厚の最適値を知るために、出力パワーのクラッド層の膜厚に対する依存性が図7に示されている。ポンプ光パワーは 100mW 一定とし、反射率は多層膜ミラーを想定した計算結果である。計算結果から、 $R_{2s} = 0.7$ 、 $d_c=400\text{nm}$ の条件で、クラッド層がない場合に比べて約 22dB の出力の向上が期待できる。

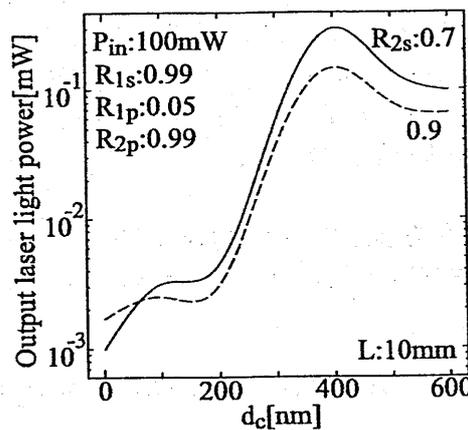


図7 出力パワーの増加率

図8には、出力端ミラー R_{2s} の変化に対する出力特性が示されている。図8同様、出力側のミラーに多層膜が想定される(反射率は表4)。ポンプ光パワーを 100mW に固定し、クラッド膜厚を $d_c=0, 200, 400, 600\text{nm}$ と変えて計算した結果である。計算結果から、 d_c によって最適な反射率が大きく異なることが判る。この計算結果と図7から、ここで用いたパラメータでは、 d_c と R_{2s} の最適値は、それぞれ、 400nm 、 0.4 であることが判る。さらに、 R_{2s} を $0.4\sim 0.5$ の範囲に設定すれば、 $d_c=400\sim 600$ の広い範囲で高い出力を望めることも判る。

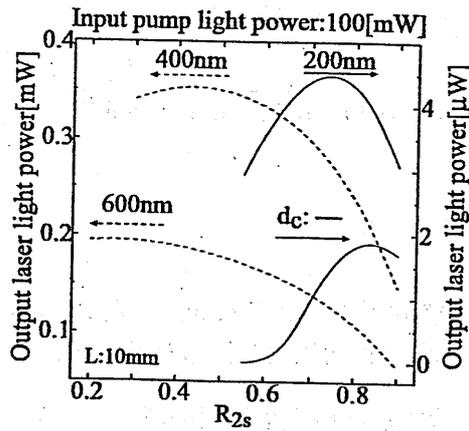


図8 出力パワーの増加率

改善の効果を見積もるために、図9には d_c と R_{2s} を最適値 ($d_c=400\text{nm}$, $R_{2s}=0.4$) に設定した場合の出力パワーの増加率がプロットされている。従来の構造 ($d_c=0$) に対する比が、ポンプ光パワーに対して描かれている。 P_{out}' はクラッド層が装荷された構造、 P_{out} は従来の構造での出力パワーをそれぞれ示している。計算された範囲では約27dBの改善が見られる。 R_{2s} も最適化することによって、 d_c だけを最適化した結果(図8)からさらに改善されている。

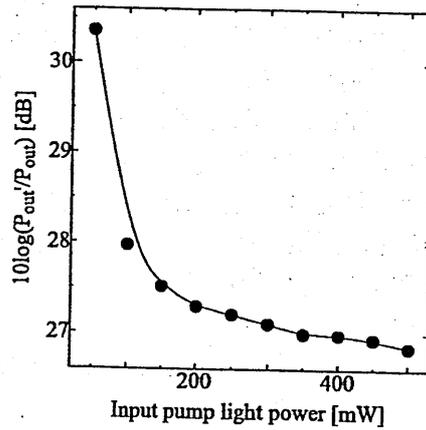


図9 出力パワーの増加率

表 1:Er 拡散のパラメータ [13],[14]

拡散係数	$2.08919 \times 10^{-13} [\text{cm}^2/\text{sec}]$
表面濃度	$1.82567 \times 10^{20} [\text{cm}^{-3}]$
拡散時間	60[h]

表 2:Ti 拡散のパラメータ

Ti 膜厚	300[Å]
Ti スリップ幅	10[μm]
拡散時間	6[h]

表 3:光増幅器のパラメータ [15],[16]

誘導放出断面積 (1531nm) σ_{es}	$1.55 \times 10^{-20} [\text{cm}^2]$
誘導放出断面積 (1523nm) σ_{es}	$0.70 \times 10^{-20} [\text{cm}^2]$
吸収断面積 (1531nm) σ_{as}	$1.95 \times 10^{-20} [\text{cm}^2]$
吸収断面積 (1523nm) σ_{as}	$0.82 \times 10^{-20} [\text{cm}^2]$
吸収断面積 (980nm) σ_{ap}	$0.85 \times 10^{-20} [\text{cm}^2]$
ライフタイム τ_2	2.7[ms]

表 4:入出力端ミラーの反射率

R_{1s}	R_{2s}	R_{1p}	R_{2p}
0.99	0.40	0.05	0.99

5. 実験 [8]

以下に製作した光増幅器の増幅特性と、それを用いたレーザの特性の測定結果が示される。表 5には、製作された導波路光増幅器の構造パラメータが示されている。

表 5:導波路光増幅器のパラメータ

Er 拡散時間	Ti 拡散時間	導波路幅	導波路長
60h	6h	8.0 μ m	15.1mm

5.1 増幅率の測定

図 10には増幅率の測定系が示されている。信号光には波長 1523nm の He-Ne ガスレーザが、ポンプ光には波長 980nm の Laser Diode(以下 L.D.) が用いられる。2つの光源から出た光ビームはハーフミラーによって光軸が揃えられ、偏光板によって TE 波に偏光される。偏光された光は、20 倍の対物レンズで導波路光増幅器の入射端面に集光される。光増幅器から出射した光は、20 倍の対物レンズによって拡大され、赤外線カメラに取り込まれる。導波路の出射端面とカメラの間に置かれた短波長遮断フィルタによって、ポンプ光はほぼ完全に除去され、赤外線カメラには信号光のみが入射される。

赤外線カメラで取り込まれた信号光は、電気信号に変換して、ビデオキャプチャを介して PC に取り込まれる。取り込んだ近視野像データを数値的に処理することによって増幅率を求めることができる。処理方法は以下のとおりである。取り込まれた画像データを解析プログラムによって 1 ドットずつ数値化する。光のパワーは各点の値を積分することで求まる。実験では増幅率として、ポンプ光の入射による信号光の増加を表す g_2 が測定される。 g_2 は 3 節の表記に従えば、 $g_2 = 10 \log[P_{s \text{ out}}(\text{Pump})/P_{s \text{ out}}(\text{Pump} = 0)]$ [dB] が用いられる。

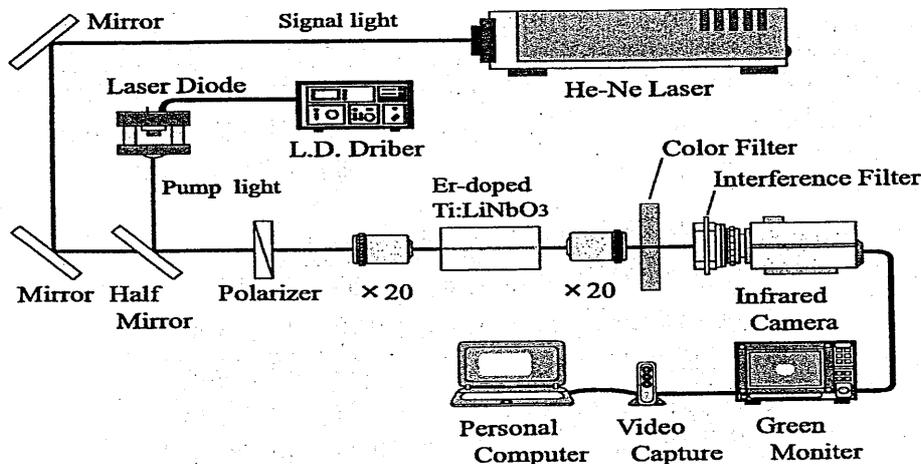


図 10 光増幅器の増幅率の測定系

図 11 には、ポンプ光の入力パワー P_0 の増幅率の測定結果が示されている。図の横軸は、LD の出力パワー P_{LD} と、導波路の励振効率 ($\eta = 30\%$) を考慮した入力パワー $P_0 = \eta P_{LD}$ のダブルスケールでプロットされている。クラッド層を装荷すると、増幅率が改善されるのが確認できる。 $P_{LD} = 100\text{mW}$ では、従来の構造に比べてクラッド層を装荷した構造が約 1dB の増幅率の向上が見られる。

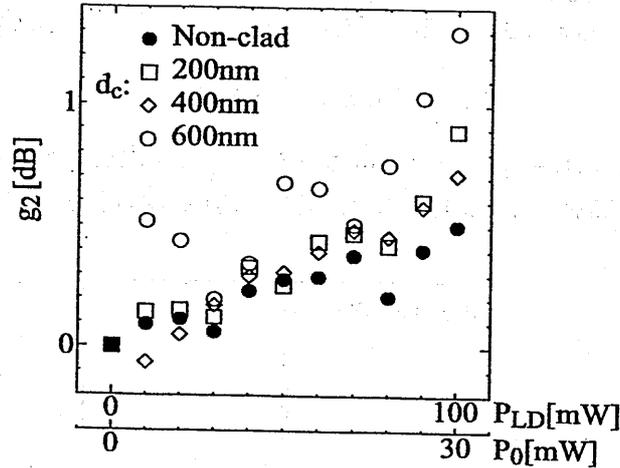


図 11 増幅率の測定結果

5.2 レーザの出力パワーの測定

以下では、クラッドを装荷して利得を向上させた導波路光増幅のレーザへの適応が実験的に検討される。レーザを構成する共振器のミラーには、入力端に多層膜ミラーが、出力端には多層膜ミラー、もしくは、Al の蒸着膜の 2 種類が使用される。表 6 には、実験に使用されたミラーのパラメータが示されている。出力端に用いられるミラーの内、Al の蒸着膜を利用したものは、蒸着膜の厚みに連続的な変化をもたせて製作されており、ミラーをスライドさせて光が当たる箇所を変えることにより、所望の反射率を得ることができる。以下の実験では、このミラーを用いて、出力が最大になる反射率の検討も行われている。

図 12 には、導波路レーザの測定系が示されている。ポンプ光には波長 980nm の LD が用いられる。光源から出射された光は、20 倍の対物レンズによって導波路の入射端に集光される。出力端ミラーを透過して出射した光パワーは、ファイバ・ブルーブに取り込まれ、スペクトルアナライザで測定される。

表 6:ミラーの反射率

ミラーの種類	入力側		出力側	
	symbol	反射率	symbol	反射率
多層膜ミラー	D.M. _{1s}	0.96	D.M. _{2s}	0.45
多層膜ミラー	D.M. _{1p}	0.06	D.M. _{2p}	0.97
Al 蒸着ミラー	-	-	Al _{2s}	0.65~0.97
Al 蒸着ミラー	-	-	Al _{2p}	0.60~0.95

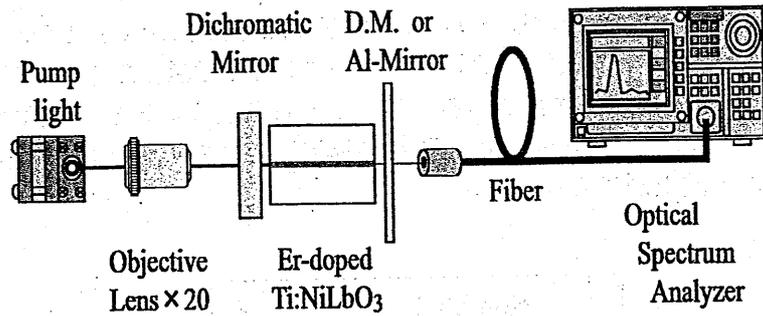


図 12 導波路レーザの測定系

図 13 は、ポンプ光パワー $P_{LD} = 100\text{mW}$ で測定された出力光のスペクトルである。誘導放出断面積の最も高い波長 1531nm で鋭いピークが確認される。このスペクトル幅 $\Delta\lambda$ は 9nm である。

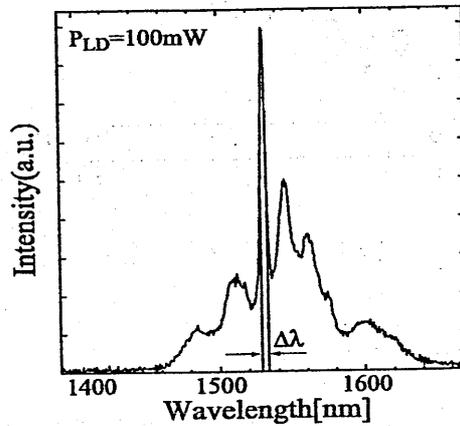


図 13 出力光のスペクトル

5.3 レーザの出力特性

図 14 にはクラッド膜厚を 600nm とし、出力端ミラーに多層膜ミラーを用いた場合の出力特性がプロットされている。測定結果では、 $P_{LD} = 100\text{mW}$ で約 $0.6\mu\text{W}$ の出力が確認される。

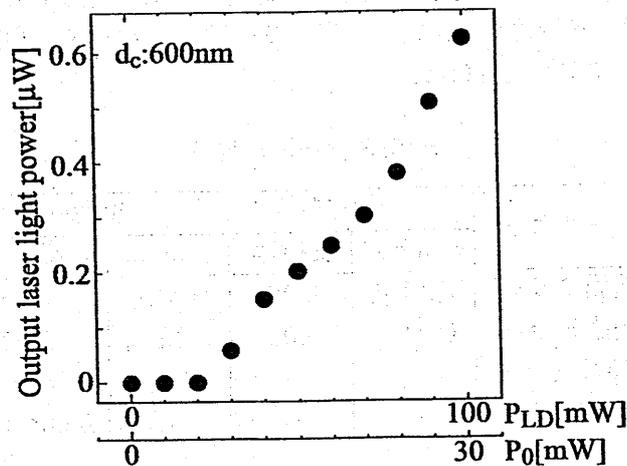


図 14 出力パワーのポンプ光パワーに対する依存性 (多層膜ミラー)

5.4 Alミラーを用いた出力特性

先のシミュレーションで示されたように、出力端ミラーの反射率には最適値が存在する。出力端に反射率可変のAlミラーを用いて、最適な反射率を探索することができる。図15には、Alミラーの反射率に対する出力パワーの測定値がプロットされている。ポンプ光パワー P_{LD} を100mWにして、クラッド層膜厚 d_c を変えて測定された結果が示されている。表7には、各 d_c の値についての最適値 (最大パワーが得られる値) が、最適反射率としてまとめられている。以下では、各 d_c について、表7の最適反射率で測定が行われる。

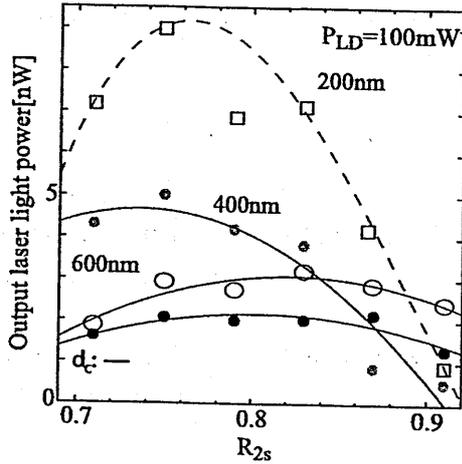


表7: Al-Mirror の最適反射率

d_c	R_{2s}
Non-clad	0.87
200nm	0.75
400nm	0.75
600nm	0.83

図15 R_{2s} に対する出力パワーの変化

図16には、出力側の反射率を最適にしたAlミラーを用いた場合の特性が示されている。測定で最も高い出力パワーを得たクラッド膜厚 d_c は、200nmであった。従来の構造と比べて約4.5dBの出力の向上が見られた。

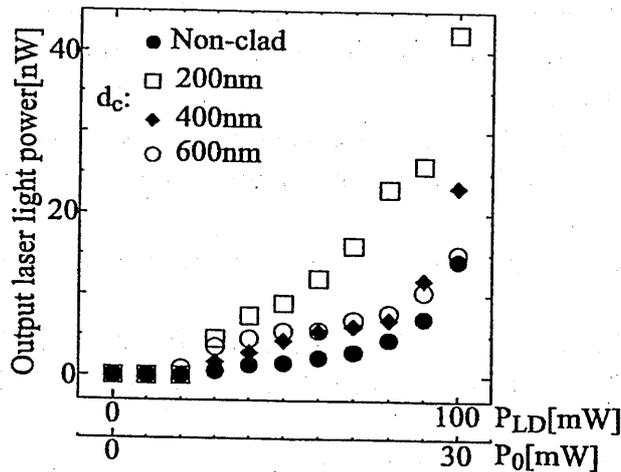


図16 出力パワーのポンプ光パワーに対する依存性 (Al-Mirror)

先に述べたクラッド層を600nm装荷し出力端に多層膜ミラーを装着した構造の出力特性と、クラッド層を装荷せず最適な反射率 ($R_{2s,p}=0.87$) で測られた出力特性を比較すると、約11dBの改善が見られる。

6. まとめ

本報告では、クラッド層を装荷することによって高利得化された光増幅器のレーザへの適用について、理論的、実験的の両面から詳細に検討された。理論計算では、導波路レーザの解析方法を示すと共に、特性のパラメータ依存性が調べられた。特に、クラッド層の膜厚と出力端ミラーの反射率については、その最適値も求められた。最適化された導波路レーザの出力特性は、従来の構造に比べて約30dBの出力が期待できることを示した。

実験では、クラッド層を装荷することによって、増幅器としての増幅率ならびに、それを用いたレーザの出力特性が改善されることを示した。

今後の課題として、ポンプ光パワー増やしてより強い出力光パワーを得ることに加えて、理論計算との相違についての検討があげられる。

参考文献

- [1] I.Baumann, R.Brubkmann, M.Dinand, W.Sohler, S.Westenhofer; "Ti:LiNbO₃ Waveguide Laser of Optimized Efficiency" ,IEEE Journal of Quantum Electron. ,Vol.32 ,No.9 ,pp.1695-1706 ,Sept.(1996).
- [2] D.Scarano, I.Montrosset ; "Transversal Mode Competition in Erbium-Doped Ti:LiNbO₃ Waveguide Lasers" ,IEEE Journal of Quantum Electron. ,Vol.32 ,No.4 ,pp.628-637 ,Apr.(1996).
- [3] D.L.Veasey ,J.M.Gary ,J.Amin ,J.A.Aust; "Time-Dependent Modeling of Erbium-Doped Waveguide Lasers in Lithium Niobate Pumped at 980 and 1480 nm" ,IEEE Journal of Quantum Electron. ,Vol.33 ,No.10 ,pp.1647-1662 ,Oct.(1997).
- [4] 藤村, 土本, 栖原; "Yb 熱拡散 LiNbO₃ アニール・プロトン交換導波路レーザの設計と製作" , 輻射科学研究会. ,RS05-02 ,May(2005).
- [5] M.Fujimura ,Y.Tamura ,T.Kodama ,T.Suhara ; "Fabrication and Characterization of Er-Diffused Ti:LiNbO₃ Waveguide Lasers" ,Jpn. J. Appl. Phys. ,Vol.41 ,No.7B ,pp.4802-4805,Dec.(2002).
- [6] M.Dinand ,W.Sohler "Theoretical Modeling of Optical Amplification in Er-doped Ti:LiNbO₃ Waveguides" ,IEEE Journal of Quantum Electron. ,Vol.30 ,No.5 ,pp.1267-1276 ,May(1994).
- [7] 岸本, 岸岡; "Er ドープ導波路レーザの出力特性の改善" ,Optics Japan 2004 ,4pD7 ,pp.78-79(2004).
- [8] 久米, 岸岡; "高屈折率クラッド層を装荷した高屈折率クラッド層を装荷した Er ドープ Ti:LiNbO₃ 導波路レーザの検討" ,平成 17 年度電気関係学会関西支部連合大会 ,G9-2(2005).
- [9] 村上, 中道, 岸岡; "導波路光増幅器の増幅特性の改善" ,電磁界理論学会,EMT01-74(2000).
- [10] 岸岡, 村上; "クラッド層を装荷した導波路光増幅器の増幅特性" ,電気学会論文誌 C ,Vol.121-C ,No.11 ,pp.1969-1967 ,Nov.(2001).
- [11] K.Kishioka ,M.Nakamichi; "Characteristics of the Light-Amplifier Utilizing High-Index Clad Loaded" ,OFSET 2003.
- [12] K.Kishioka ,T.Kishimoto ,K.Kume; "Improvement of the Optical Gain in the Er-Doped Lithium Niobate Waveguide Optical Amplifiers" IEICE Trans., vol.E88-C, No.5,

pp.1041-1052 (2005).

[13] I.Baumann ,R.Brinkmann ,M.Dinand ,W.Sohler ,L.Beckres ,C.Buchal ,M.Fleuster ,H.Holzblecher ,H.Poulus ,K.H.Muller ,T.Gog ,G.Masterlik ,O.Witte ,H.Stolz ,W.von der Osten; "Erbium incorporation in LiNbO₃ by diffusion-doping" ,Appl. Phys. Vol.64 ,pp.33-44 (1997).

[14] Ch.Buchal ,S.Mohr; "Ion implantation ,diffusion ,and solubility of Nd and Er in LiNbO₃" ,J. Mater. Res. ,Vol.6 ,No.1 ,pp.134-137 (1991).

[15] C.Huang ,L.McCaughan; "980-nm-Pumped Er-Doped LiNbO₃ Waveguide Amplifiers: A Comparison with 1484-nm Pumping" ,IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electron. ,Vol.2 ,No.2 ,pp.367-372 ,Jun.(1996).

[16] C.Huang ,L.McCaughan; "Evaluation of Absorption and Emission Cross Sections of Er-Doped LiNbO₃ for Application to Integrated Optic Amplifiers" ,IEEE Journal of Quantum Electron. ,Vol.12 ,No.5 ,pp.803-809 ,May.(1994).

放射科学研究会 Mar. 14, 2006

「光」この不思議なもの

大阪大学大学院基礎工学研究科
小林哲郎

光の干渉の不思議

光って
ほんとうに質量が0なの？
光はどこからきたの？
ほんとうにつぶつぶなの？

光の位相変調の不思議

はじめに光ありき 創世記「旧約聖書」

はじめに神は天と地を造らねば、地は形なく空しいもので、
神は空を創り、水の上に神の霊が舞っていた。
神は「光あれ」とおっしゃられた。すると光ができた。
神は光をよしと思ひ、光をやみと分けられた。
神は、光を「昼」と呼び、やみを「夜」と呼ばれた。
こうして夕べが過ぎ、朝がきてこれが一日である。

ヒックハッ

天照大神 天岩戸 太陽神
アマノコト

もっと光を ケーブル

光：速いものたとえによく用いる
光陰矢のごとし → 光陰は時間の移り
光年 年がついているが距離 約9.5兆km
光は時空混合的存在

時間と空間：一見似ているとは思えないけれど
洋の東西を問はずアインシュタインより遙か昔から
長い、短いなど両方で使う

光を考えると、時間と空間の区別が曖昧になってしまう。

天空を見上げれば、数億光年離れた数億年昔の世界がある。

マイクロな世界でも 巨大な宇宙でも

超短時間も フェムト秒 (10^{-15} 秒)、アト秒 (10^{-18})
悠久の時間 億年 も

時間的にも空間的にも 非常に短いところから非常に長いところまでカバーする不思議なもの

1秒に30万km でも
1ピコ秒で0.3mm
1フェムト秒で300nmしか進まない

速いのだがそれほどでもない
(右10倍速い)

東野英立所見而反景為者周西渡

光は近代物理学、エレクトロニクスのもと

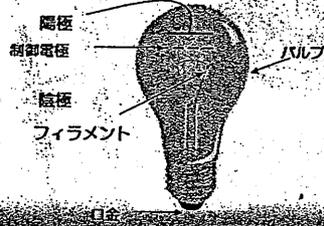
レンズ 望遠鏡 天文学 微分方程式
 プリズム 分光 量子力学
 あかり 電灯 (エジソン)
 電子 真空管 (2, 3極) トランジスタ

そして近代物理学、エレクトロニクスへ
 真空管時代に テレビもコンピュータも電話も

余談 コンピュータ ノイマン
 レーザ (半導体レーザー) ノイマンが最初(?)

白熱電球 2極真空管 (ダイオード) 3極真空管 (増幅)

フィラメントに電流を流して加熱し、その熱輻射を利用



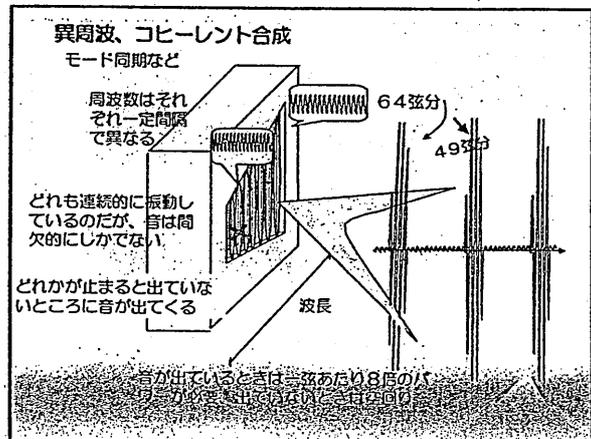
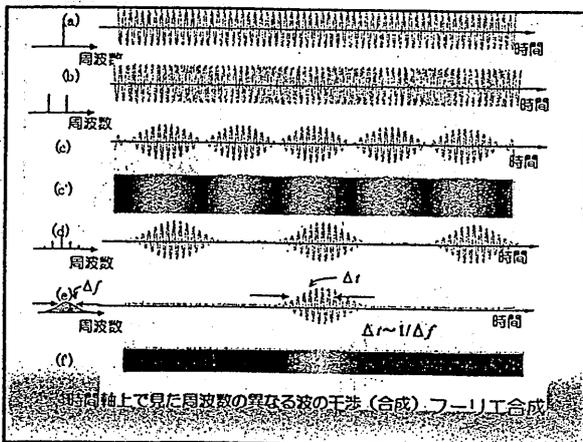
光は近代物理学、エレクトロニクスのもと

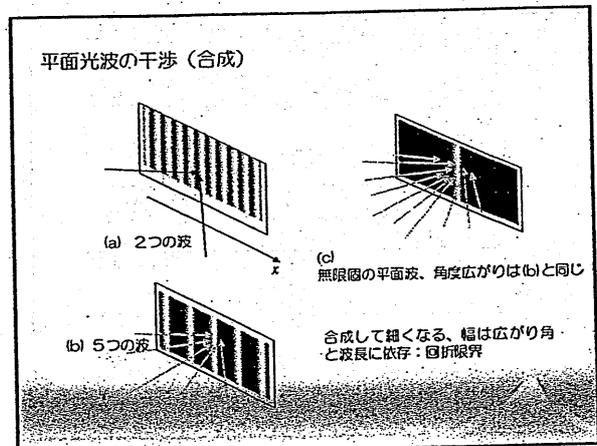
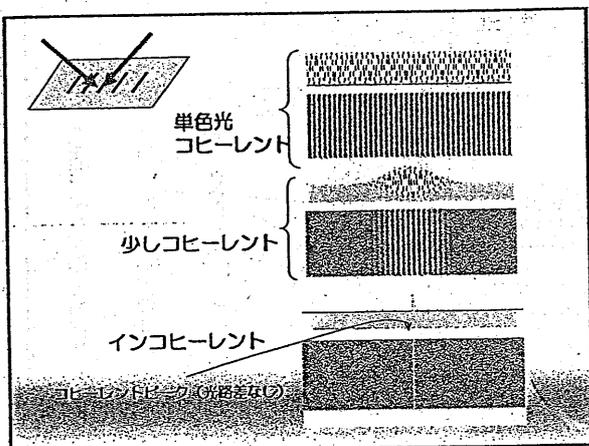
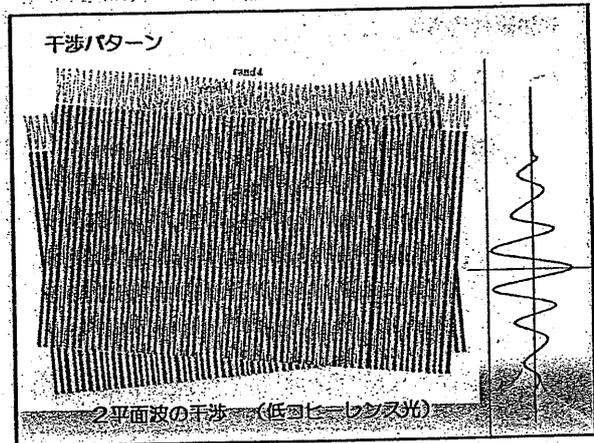
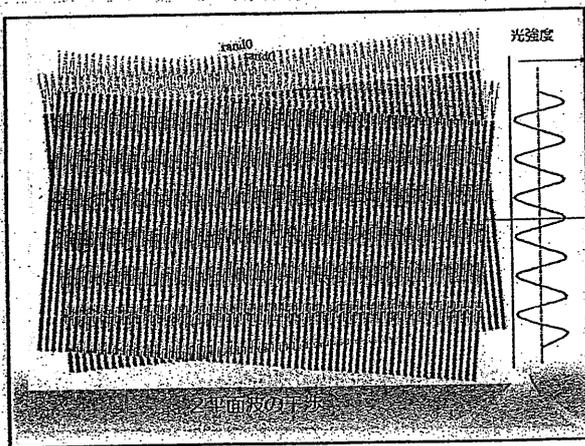
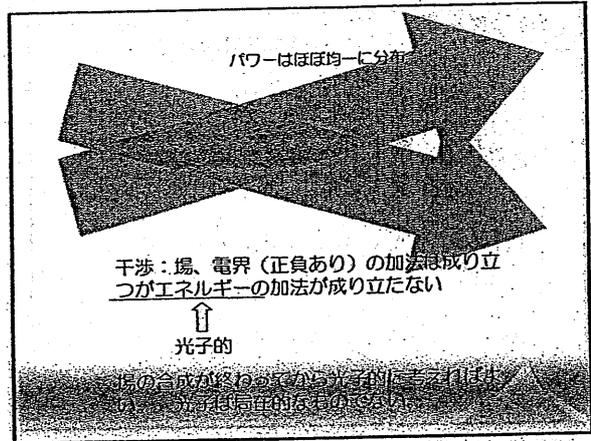
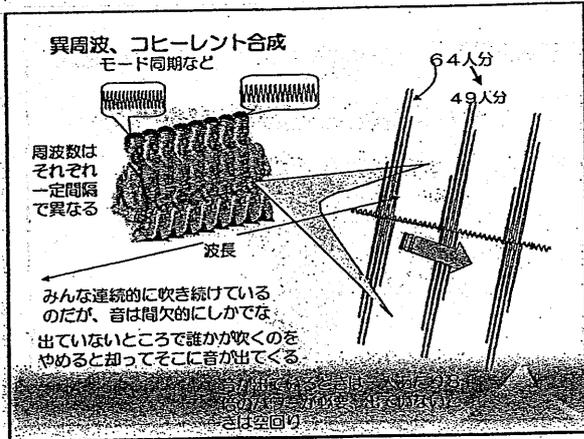
レンズ 望遠鏡 天文学 微分方程式
 プリズム 分光 量子力学
 あかり 電灯 (エジソン)
 電子 真空管 (2, 3極) トランジスタ

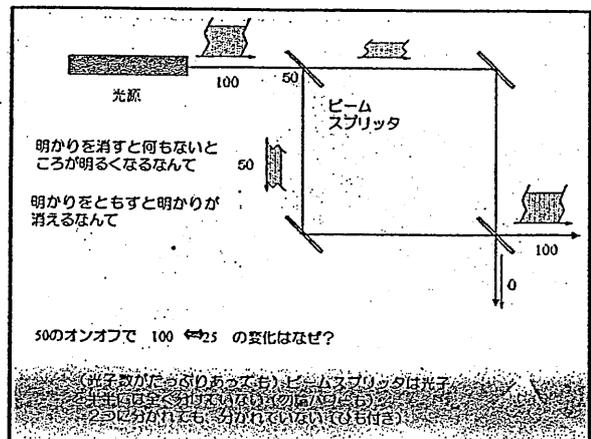
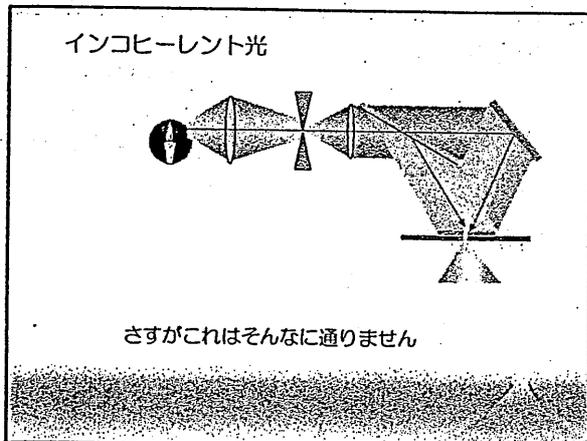
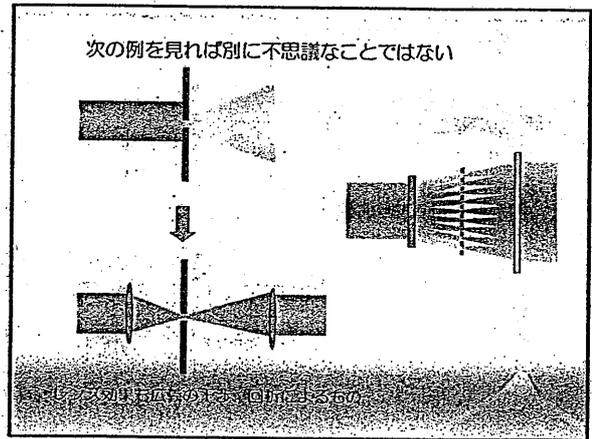
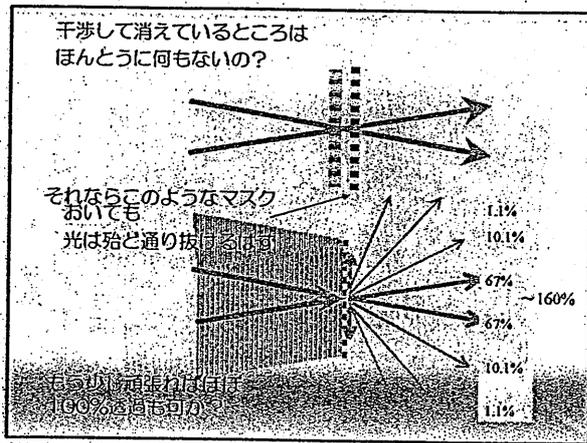
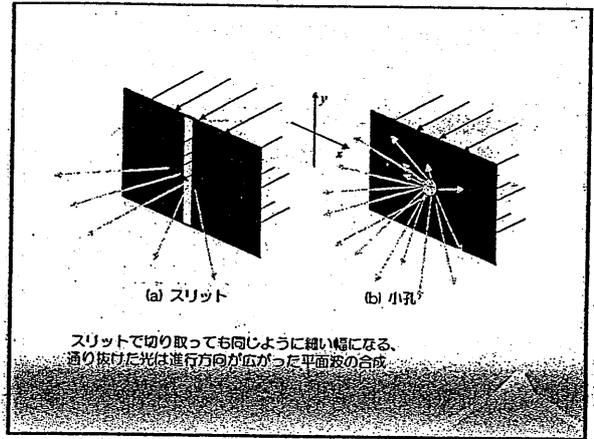
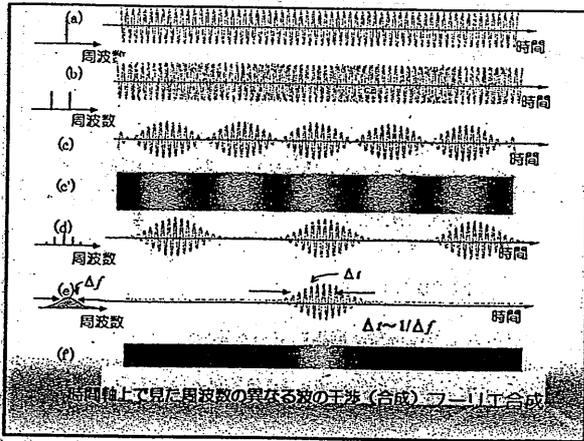
そして近代物理学、エレクトロニクスへ
 真空管時代に テレビもコンピュータも電話も

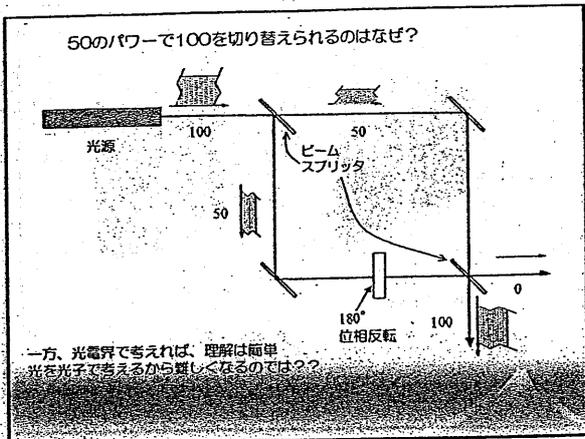
余談 コンピュータ ノイマン
 レーザ (半導体レーザー) ノイマンが最初(?)

干渉の不思議
回折の不思議









光子で考えると

$$0 \leq \frac{P}{4} \pm \frac{P}{4} \leq \frac{P}{2}$$

説明が見つからない

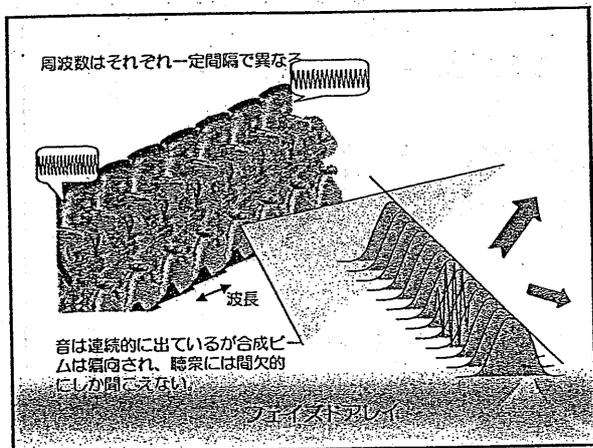
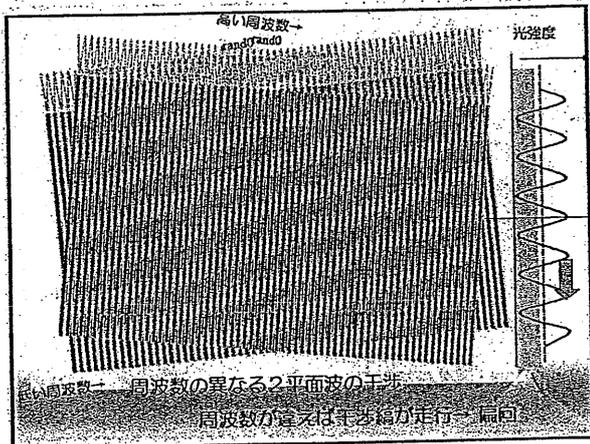
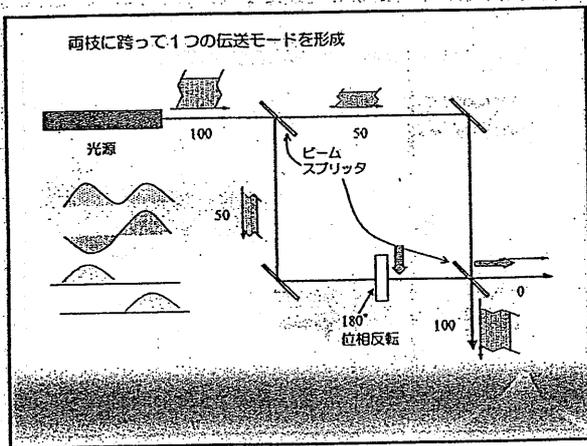
波の振幅で考えると

$$0 \leq \left(\sqrt{\frac{P}{4}} \pm \sqrt{\frac{P}{4}} \right)^2 \leq P$$

説明が見つく

ビームスプリッタ

ビームスプリッタは振幅を2分するが、
光子を2分していない??



干渉で消えるって
ほんとうにそこには何もなくなること

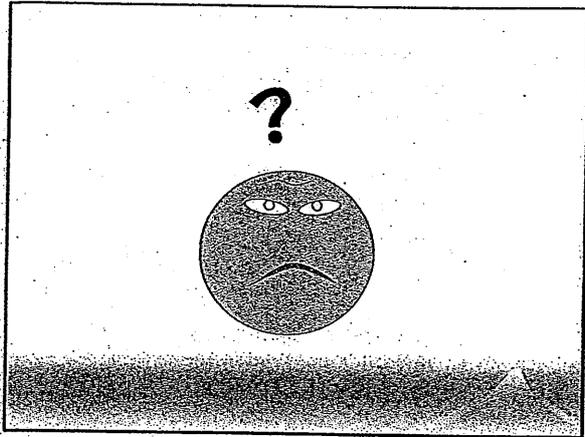
複数の波源が接近している(半波長以下)ときは

干渉で消えるときは 波源からも何も出ていない、仕事もしない。
強まるときは、波源がいっぱい仕事をしないといけない

波源が離れているときは

干渉で消えるときは 他の場所で強まっており
波源の仕事は変わらない。

光を当てると暗くなり、消すと明るくなることもある
ビームスプリッタの分けているのは波であって光子ではない??



光ってほんとうに
重さが無いの??

エネルギーも運動
量もあるのに、

光エネルギーを放出
したら軽くなるので
は??

A diagram of a laser device sitting on a scale. The scale's dial is shown with a needle pointing to a value.

光を出せば軽くなる

ABC Laser

Q-スイッチ オン

$\Delta M = \frac{\Delta E}{c^2}$

A diagram showing a laser labeled 'ABC Laser' on a scale. The scale's dial has a needle pointing downwards, indicating a decrease in weight. A downward-pointing arrow is next to the dial. The equation $\Delta M = \frac{\Delta E}{c^2}$ is written to the right.

これなら重さは変わらない?

ABC Laser

Q-スイッチ オン

A diagram showing a laser labeled 'ABC Laser' on a scale. The scale's dial has a needle pointing to the right, indicating no change in weight. A horizontal arrow points to the right from the dial.

A sequence of five diagrams showing a laser on a scale. In each diagram, the laser is on the left pan and the scale is on the right. The scale's dial needle moves from left to right across the five diagrams, indicating a change in weight.

これなら重さは
変わらない?

Q-スイッチ オン

それなら
これは?

A diagram comparing two scales. The top scale has a laser on the left pan and a dial on the right. The bottom scale has a laser on the left pan and a dial on the left. An arrow points from the top scale to the bottom one.

数値例

1 μ g
 $U=90MJ \quad 9 \times 10^7 / (3 \times 10^8)^2 = 1.0 \times 10^{-7} Kg$
 $90MJ=21.5Mcal=21500kcal$ 脂肪3kgの熱量 9日分の栄養
 風呂をわかす (1m²の水を20度から41.5度まで) に丁度
 20kmの光ファイバに900GW100マイクロ秒光パルス

1mg
 コンデンサ 100ファラッド 42.4kV充電
 $U=90GJ=10^8 \times 900 \times 10^6$
 50mプールの水を10度程度上げる

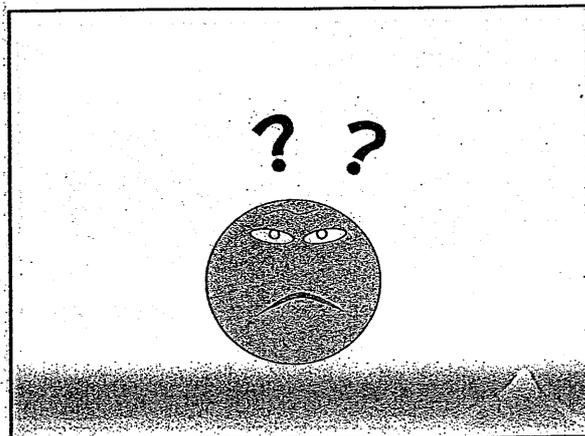
とらえられた光は質量をもつ？

近接場(？) 近接場の光周波数振動電磁界は
 質量をもつ光波???

屈折率 ($n > 1$) 媒質内の光
 共振器内の光
 導波路内の光

電界、磁界が重さもち
 振動で抜け出したのが電磁波？

コンデンサの電荷等、電界中の電荷
 電荷のポテンシャルエネルギー
 場のエネルギーでもある
 電圧は何処に所属する？



光ってつぶつぶなの？ どうして整数でないのだめなの？

電気的な物体からしか光はできないの

光と物質、どっちが先に生まれたの？

光ってつぶつぶなの？ どうして整数でないのだめなの？

放射も吸収も物質のエネルギー差から起因している場合
 だけ粒子性 では駄目なの？

電気的な物体からしか光はできないの
 光と物質、どっちが先に生まれたの？

光には電気も磁気もあるし
 電子陽電子対生成
 カシミル効果

電荷を介さない光放射は？

エネルギー

$h\nu = \Delta E$

(振動数は ν)

電気双極子
 電磁場振動
 電磁界の置き去り
 引き千切り

チェレンコフ放射

光子がつつぶで数えられるものは

物質に起因
物質のエネルギー固有状態に対応し、波動関数はエネルギーに線形な周波数の振動をしている。
2つのエネルギー状態の混在はエネルギー差 ($\pm h$) に対応した波動の振動を伴う
始状態と終状態のエネルギー差の周波数の光子を吸収放出する。光子のつつぶ

光に起因
光場の量子化
調和振動子としてのナンバーステート
オクターブも周波数が広がった光子をどうやって量子化?

光子を数える

検出器も多くは光子検出
つつぶでしか計れない

どう数える超短光パルスの光子?

入力パルス (a)

単鏡分波

ビームスプリッタ

光子計数 (b)

回折格子

分光分波

光子計数 (c)

位相変調の不思議

光の位相変調

誘電率、屈折率、位相速度、瞬時周波数が変化

印加電圧
電界
誘電率変化

蓄積電気エネルギー

光学屈折率

光学位相速度

光学瞬時周波数

時間

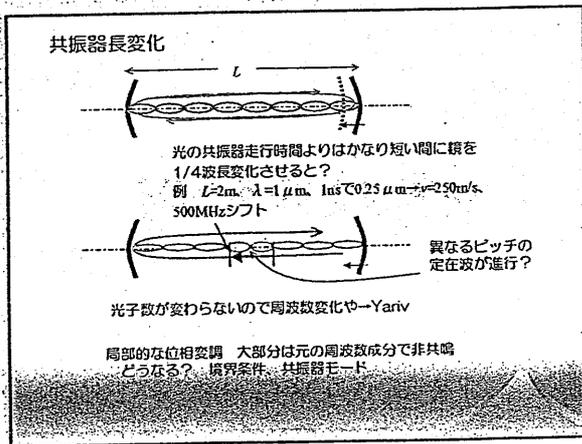
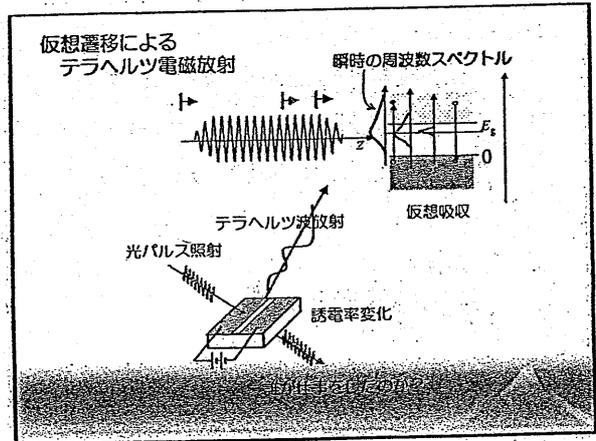
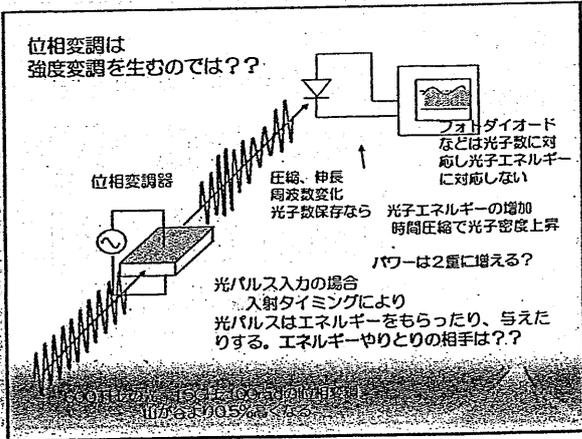
位相変調 → 周波数変調
位相速度変調 → 密度変調
位相変調は強度変調を伴うか

連続光入力 (一定の光パワー)
位相変調、周波数変調
— 強度変調?

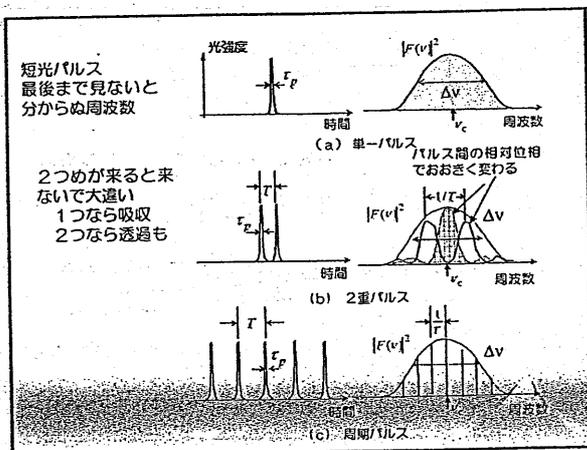
伝送距離 x が変化しているので時間圧縮が起こり、光子密度が $\lambda(x=v)$ に対応し変化。また周波数は $2\nu(v/c)$ だけ変化 (ドップラー効果)

光パルスの場合
周波数変化に伴い光パルスのエネルギーが増減、振りが供給? マクロなレーザ冷却が可能か?

ドップラー効果による周波数シフトが最大



周波数で何だ
最後まで見ないと分からない
(勿論エネルギーも)



光って
結局 分からないことだらけ
でも 魅力的なことは確か

独立成分分析によるアレイ信号処理と
そのアンテナシステムへの応用

*Array Signal Processing using Independent Component Analysis
for Cooperative Antenna System*

塩見英久 中尾武志 岡村康行

大阪大学 大学院基礎工学研究科

2006年3月14日

於 大阪大学

1 はじめに

近年、RFIDや無線LANなど短距離無線技術が急速に普及している。短距離無線システムは多数の送受信機が空間的に混在し、移動し、都市や室内などの複雑な伝搬環境で運用される。また、多くの短距離無線端末は非常に小型で低電力であることが求められる。このような環境では電波が様々な場所から発信されるため、所望信号の捕捉が困難になる。適応アンテナは所望信号の選択的受信の機能を有し、このような短距離無線システムの性能向上に役立つと期待されている。

多数の発信源から放射された電波を複数のアンテナで観測する適応アンテナシステム [1, 2, 3, 4] では、観測信号を適切な複素係数で線形結合すると所望の信号が得られる。このような複素係数を求め、アンテナの特性を調整する処理を適応制御と呼び、従来の適応制御のアルゴリズムは、平均自乗誤差の最小化 (MMSE) と受信電力最小化による到来方向推定に大別できる。MMSE は推定信号と所望信号との平均自乗誤差を最小とする係数を見付ける方法であり、本質的に安定で計算量が少ないが、目的の信号と同じ性質の参照信号を如何にして得るかが課題である。到来方向推定は、受信電力を最小とする係数を見付け、指向性が形成するヌルの方向から電波の到来方向を推定する方法である。到来方向とアレイ応答が分かれば所望信号を選択的に受信する指向性を合成できる。参照信号が不要であるが、正確なアレイ応答を如何にして得るかが課題である。

しかしながら、従来の適応アンテナは長距離無線システムの性能向上のために検討されてきたため、短距離無線システムに適さない部分も多い。例えば、アンテナ系に到来する電波は平面波であるという前提で制御理論が展開されているが、送受信機が混在する短距離無線システムでは任意波面の電波を取り扱う必要がある。さらに、アンテナが離れた場所に配置されるため位相制御が困難になる。これらの環境では、アンテナのアレイ応答は伝搬環境に強く依存する事になり、事実上これを事前に知る事は不可能となる。

我々は短距離無線システムを高性能化する将来のアンテナ像として協調アンテナを考えている。協調アンテナとは空間的に分散配置された協調制御機能を有するスマートアンテナ群であり、アンテナ群が一体となって、能動的に通信環境を認識し、判断し、通信環境へ働きかける機能を有している。協調アンテナでは、参照信号とアレイ応答とが共に未知である場合でも所望信号を推定できるブラインド適応制御理論の確立が求められる。

本報告では、信号の統計的独立性を最大とする係数を見付ける独立成分分析を適応アンテナの制御に応用する。独立成分分析 (ICA : Independent Component Analysis) [5, 6] は混合音声のブラインド推定の分野で発展した信号処理手法であり、無線通信分野への適用例は極めて少ない。ここではまず、独立成分分析の原理を簡単に説明する。次に、独立成分分析による適応アンテナのブラインド制御アルゴリズム (ICA-MMSE 法) を提案し、従来の適応アンテナのブラインド制御が可能であることをシミュレーションにより示す。さらに、ICA-MMSE 法による基礎的な協調アンテナのブラインド制御シミュレーションを示す。最後に、無線タグを想定した到来信号推定の実験結果を示す。

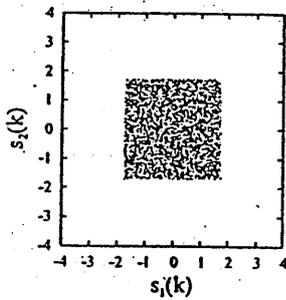
2 独立成分分析

互いに独立な n 個の確率変数 s_1, s_2, \dots, s_n の線形結合で表される n 個の確率変数 x_1, x_2, \dots, x_n を観測したとする。観測された確率変数 x_i は (1) 式で表される。ここで、 $a_{ij} (i, j = 1, 2, \dots, n)$ は実係数であり、確率変数 s_j が x_i に与える影響を示す。(1) 式を基本 ICA モデルと呼ぶ。基本 ICA モデルは、要素 s_j を混合して観測信号 x_i が生成される過程を記述するモデルである。簡単のため、特に断らない限り確率変数の平均は 0、分散は 1 となるように正規化したものとして議論する。元の信号は、正規化データから簡単な操作で復元できるため、このような仮定は実用においても問題ない。

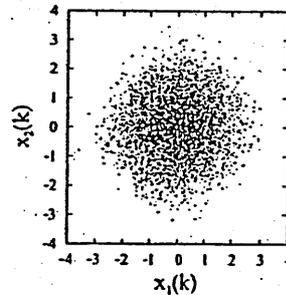
$$x_i = a_{i1}s_1 + a_{i2}s_2 + \dots + a_{in}s_n \quad (1)$$

図 1 は独立信号及び $n = 10$ の基本 ICA モデルにより生成した信号の分布を示しており、(a) は互いに独立で一様分布を示す確率変数 s_j の実現値、(b) は観測された確率変数 x_i の実現値である。横軸を信号 $i, j = 1$ と、縦軸を信号 $i, j = 2$ とした散布図である。試行回数を 5000 回とし、第 k 番目の試行に対して $(s_1(k), s_2(k))$ 及びこれに対応する観測点 $(x_1(k), x_2(k))$ をそれぞれプロットした。確率変数 s_j の確率密度分布は互いに独立な一様分布を示すが、その線形結合である確率変数 x_i はまったく異なる分布を示すことがわかる。互いに独立な確率変数については次節で述べる。

基本 ICA モデルにおいて、要素 s_j (独立成分と呼ぶ) と混合係数 a_{ij} は共に直接には観測できずに未知であると仮定する。独立成分分析は、 s_j が互いに独立であることを手掛かりに、 x_i を用いて a_{ij} と s_j とを両方とも推定する方法である。従来よく用いられている無相関を手掛かりにした信号処理方法とは本質的に異なる。



(a) 確率変数 $s_j (j = 1, 2)$ の分布



(b) 確率変数 $x_i (i = 1, 2)$ の分布

図 1: 独立信号及び基本 ICA モデルを用いて生成した信号

2.1 独立性と無相関性

n 個の確率変数 s_j の同時分布の確率密度関数 $f(s_1, s_2, \dots, s_n)$ が、(2) 式のように、周辺分布の確率密度関数の n 個の積で書けると、これらの n 個の確率変数は互いに独立である。各 $f_j(s_j)$ は、周辺分布の確

率密度関数である。例えば、図 1(a) では、 s_1 と s_2 は互いに独立であるから、 s_2 の実現値がどの値を示しても s_1 の確率密度分布は変化せず、逆も同様である。(b) では、 x_1 の分布は x_2 の値に依存して変化する。これは、 x_1 と x_2 が同じ基底 (独立成分) を共有していることを示す。

$$f(s_1, s_2, \dots, s_n) = f_1(s_1)f_2(s_2)\dots f_n(s_n) \quad (2)$$

独立性と似た性質に無相関性があるが、無相関性は独立性よりもずっと弱い制約であることを示す。2 つの確率変数 u_1, u_2 が無相関であるとき、その共分散 $C_{12} = E\{u_1u_2\}$ は 0 である。言い換えると、互いに無相関な確率変数は、互いにまったく似ていない確率変数である。直観的に、互いにまったく似ていない確率変数が無数に存在することは理解できる。実際、無相関性は無限自由度の直交変換により保存される性質である。

互いに無相関な確率変数 u_1, u_2 を互いに相関のある確率変数 x_1, x_2 の線形結合から得る操作を無相関化という。固有値展開は代表的な無相関化の手法である。図 2 は図 1 で用いた確率変数 $x_i (i = 1, 2, \dots, 10)$ を無相関化した u_i の確率密度分布を示す。(a) は (x_1, x_2) の分布とその相関係数 ρ_{x12} を、(b) には固有値展開により無相関化した (u_1, u_2) の分布とその相関係数 ρ_{u12} を、(c) には (u_1, u_2) に時計廻りに 15 度の回転変換を施した (v_1, v_2) の分布とその相関係数 ρ_{v12} をそれぞれ示す。(b) に示す通り、固有値展開により得られた無相関成分 u_i の確率分布は独立成分 s_j の確率分布とまったく異なる。また、(c) では信号 u_i の無相関性の直交変換に対する保存が確認できる。

このような無相関性の直交変換に対する無限自由度に対し、固有値展開は x_i の基底を分散 (電力) に着目して一意に求める。分散に着目した規範は情報の圧縮には絶大な効果を発揮することが知られている。しかしながら、多くの場合、得られた基底は無相関ではあるが互いに従属な基底となるので、信号分離の観点から新しい規範が求められていた。独立性は直交変換によって保存されないため、信号推定に対するより頑健な規範として注目されている。

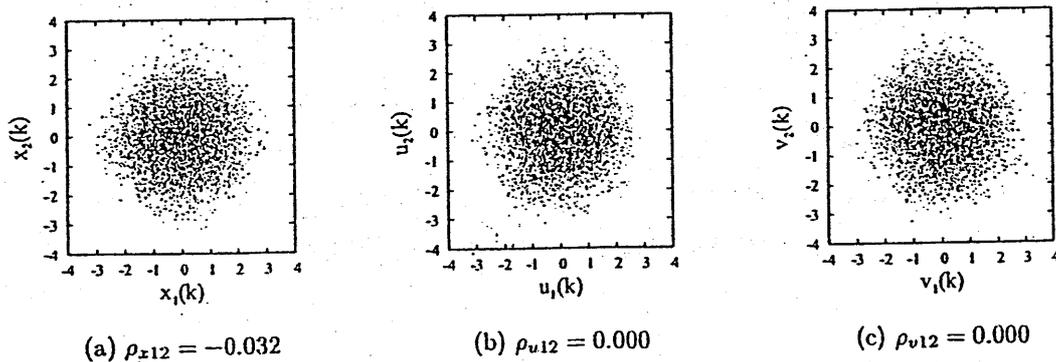


図 2: 観測値を無相関化した確率変数の分布とその直交変換

2.2 中心極限定理

無数に存在する無相関な基底の中から独立成分を探す具体的な規範として、独立成分分析では統計理論における中心極限定理が大きな役割を果たす。互いに独立で平均が μ 、分散が σ^2 の同一分布に従う確率変数 y_1, y_2, \dots, y_n を考える。これらの確率変数の和 $Y_n = y_1 + y_2 + \dots + y_n$ を平均が 0、分散が 1 に正規化した確率変数 Y_n^* ((3) 式) は標準正規分布に近づく。これを中心極限定理という。

$$Y_n^* = \frac{Y_n - n\mu}{\sqrt{n}\sigma} \quad (3)$$

図 3 に実際の信号の確率密度を示す。(a) は図 1(b) に示した観測信号 x_1 の分布、(b) は図 1(a) に示した独立成分同士を僅かに混合した分布、(c) は図 1(a) に示した独立成分 s_1 の分布をそれぞれ示す。横軸は実現値を、縦軸は確率密度を、実線は正規分布を示す。図より明らかなように、10 個の均一分布を示す独立成分が線形結合した観測信号 x_1 の分布は、中心極限定理に従って正規分布に近いことがわかる。独立成分と観測信号の中間を示す図 (b) は、成分 s_1 に残りの成分を $\pm 20\%$ 程度でたために混合した信号の確率密度を示す。僅かな混合ではあるが、明らかに均一分布から逸脱して正規分布に近付いている。

基本 ICA モデルにより生成された n 個の観測信号 x_i から独立成分 s_j を推定することを考える。(1) 式を行列形式に書き直すと $\mathbf{x} = \mathbf{A}\mathbf{s}$ となる。 $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)^T$ は観測信号の確率ベクトル、 \mathbf{A} は混合係数 a_{ij} を要素とする混合行列、 $\mathbf{s} = (s_1, s_2, \dots, s_n)^T$ は独立成分の確率ベクトルである。独立成分は $\mathbf{s} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{x}$ のように観測信号の線形結合でも表現できる。ここで、推定信号 y_j を観測信号 \mathbf{x} の線形結合 $y_j = \sum_{i=1}^n b_{ji}x_i = \mathbf{b}_j^T \mathbf{x}$ と表現する。 b_{ji} は s_j に対する復元係数、 $\mathbf{b}_j = (b_{j1}, b_{j2}, \dots, b_{jn})^T$ は復元ベクトルである。 $\mathbf{q}^T = \mathbf{b}_j^T \mathbf{A}$ とおくと、 $y_j = \mathbf{b}_j^T \mathbf{A}\mathbf{s} = \mathbf{q}^T \mathbf{s}$ となり、 y_j も独立成分 \mathbf{s} の線形結合で表せることがわかる。

したがって、中心極限定理より、普通、 y_j は独立成分の確率ベクトル \mathbf{s} のどの要素よりも正規分布に近い。 y_j が \mathbf{s} のいずれかの要素と等しい場合、正規分布から最も遠い分布を示す。独立成分を推定することは、観測信号 \mathbf{x} の線形結合で表現される推定信号 $\mathbf{y} = \mathbf{B}\mathbf{x}$ が、正規分布から最も遠い分布を示す場合の結合係数 \mathbf{B} を決定する問題に帰着する。 $\mathbf{B} = (\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \dots, \mathbf{b}_n)^T$ は復元行列である。

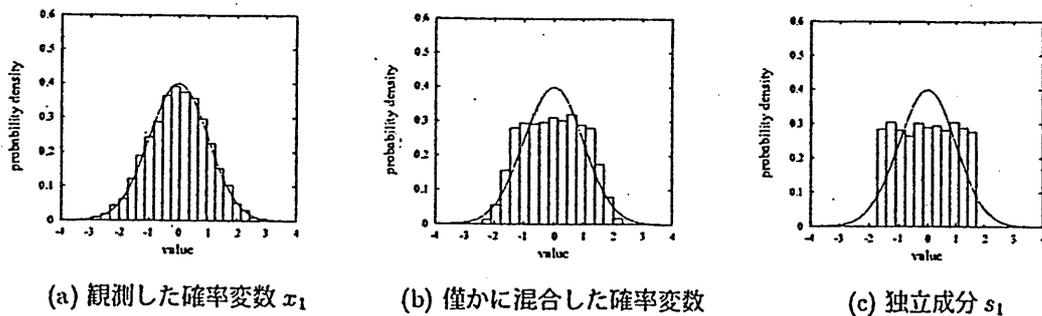


図 3: 基本 ICA モデルより生成された信号の確率密度

2.3 非正規性の最大化

推定信号 y の分布が正規分布からどの程度逸脱しているかを測る尺度として、4 次の統計量である尖度 $\text{kurt}(y)$ がある。平均 0・分散 1 に正規化した確率変数 y の場合、 $\text{kurt}(y) = E[y^4] - 3$ で定義される。

尖度の最大化により $y = \mathbf{b}_j^T \mathbf{A} \mathbf{s} = \mathbf{q}^T \mathbf{s}$ は独立成分のひとつの成分と等しくなることを示す。簡単のため、独立成分の数は 2 成分であると仮定する。定義より、 y の尖度は $\text{kurt}(y) = q_1^4 \text{kurt}(s_1) + q_2^4 \text{kurt}(s_2)$ である。 y, s_1, s_2 は分散 1 に正規化されているので、 $E[y^2] = q_1^2 E[s_1^2] + 2q_1 q_2 E[s_1 s_2] + q_2^2 E[s_2^2] = 1$ より、 q_1, q_2 は $q_1^2 + q_2^2 = 1$ に拘束される。図 4(a) に $\text{kurt}(y)$ を示す。横軸は q_1 、縦軸は q_2 を、実線は単位円を、破線は $\text{kurt}(y)$ を示す。 $(q_1, q_2) = (0, 0)$ のとき、 $\text{kurt}(y)$ は最小となる。簡単のため、 $\text{kurt}(s_1) = \text{kurt}(s_2) = 1$ と仮定した。図より明らかなように、 $\text{kurt}(y)$ を最大とする (q_1, q_2) の組は $(q_1, q_2) = (\pm 1, 0), (0, \pm 1)$ である。すなわち、 $y = \pm s_1, \pm s_2$ より、 y が独立成分 s_1 または s_2 のいずれ

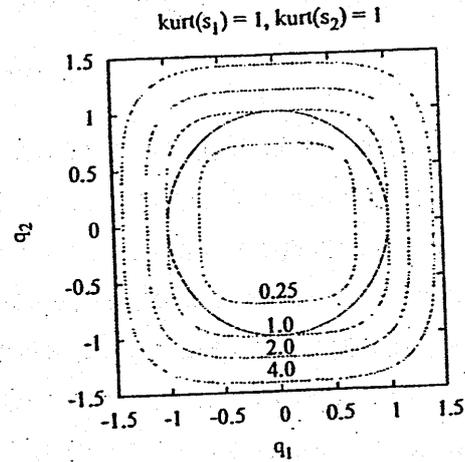


図 4: 尖度の等高線図

かと等しいときに尖度は最大となる。推定値 y の符号と独立成分の順番に対する任意性には注意が必要である。2 つ以上の独立成分、また $\text{kurt}(s) \neq 1$ の場合でも同様である。

実用上の様々な観点から、様々な非正規性の尺度が提案されている。尖度の他には、相互情報量を用いる方法、エントロピーを用いる方法、対数尤度を用いる方法などが提案されている。これらの尺度を最大(最小)化する方法としては、勾配法や不動点法が提案されている。次に、高速不動点アルゴリズムによる複素数値 fastICA [7, 8] による適応アンテナの制御について検討する。

3 適応アンテナ

まず、従来の適応アレイアンテナに独立成分分析が適用できることを示す。適応アンテナは複数の異なる方向から到来する平面波のうち、所望の平面波のみを選択的に受信するアンテナである。図5に直線状適応アレイアンテナのモデルを示す。アンテナ p_1 を原点 o に、アンテナ $p_i (i = 2, \dots, m)$ をそれぞれ x 軸上 $(d_i, 0)$ に配置する。複数の平面波が x 軸と ϕ_j を為す方向から到来し、アレイアンテナに入射されているものとする。各々の平面波は複素振幅 $s_j(t)$ で変調されている。各々のアンテナで受信された平面波は受信機でベースバンド信号 $x_i(t) = \sum_j a_i(\phi_j)s_j(t) + n_i(t)$ に変換される。 $a_i(\phi_j)$ は方向 ϕ_j から到来する平面波を受信したときのアンテナ p_i の応答 (アレイ応答) を示し、 $a_i(\phi_j) = \exp\left(j\frac{2\pi d_i}{\lambda} \cos \phi_j\right)$ と表す。 $n_i(t)$ は受信機が付加する白色雑音である。選択的受信信号 $y_j(t)$ は複素荷重

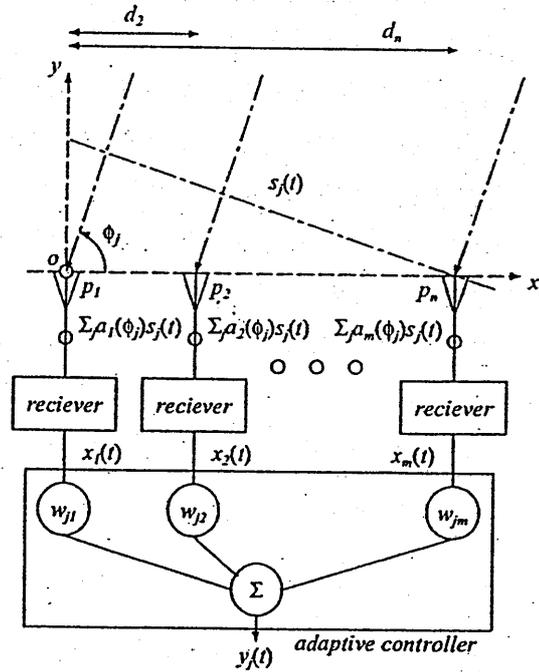


図5: 従来の適応アレイアンテナの基本的な構成

を係数とする受信信号の線形和 $y_j(t) = \sum_i w_{ji}x_i(t)$ から得られる。各アンテナから得られる出力 $x_i(t)$ の行列表現を (4) 式に示す。同様に受信信号 $y_j(t)$ の行列表現を (5) 式に示す。 w_{ji} は方向 ϕ_j から到来する平面波の選択受信に必要なアンテナ p_i に対する荷重を示す。

$$\begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \\ \vdots \\ x_i(t) \\ \vdots \\ x_m(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1(\phi_1) & a_1(\phi_2) & \cdots & a_1(\phi_j) & \cdots & a_1(\phi_m) \\ a_2(\phi_1) & a_2(\phi_2) & \cdots & a_2(\phi_j) & \cdots & a_2(\phi_m) \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ a_i(\phi_1) & a_i(\phi_2) & \cdots & a_i(\phi_j) & \cdots & a_i(\phi_m) \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ a_m(\phi_1) & a_m(\phi_2) & \cdots & a_m(\phi_j) & \cdots & a_m(\phi_m) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_1(t) \\ s_2(t) \\ \vdots \\ s_j(t) \\ \vdots \\ s_m(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} n_1(t) \\ n_2(t) \\ \vdots \\ n_i(t) \\ \vdots \\ n_m(t) \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\begin{bmatrix} y_1(t) \\ y_2(t) \\ \vdots \\ y_j(t) \\ \vdots \\ y_m(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} w_{11} & w_{12} & \cdots & w_{1i} & \cdots & w_{1m} \\ w_{21} & w_{22} & \cdots & w_{2i} & \cdots & w_{2m} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ w_{j1} & w_{j2} & \cdots & w_{ji} & \cdots & w_{jm} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ w_{m1} & w_{m2} & \cdots & w_{mi} & \cdots & w_{mm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \\ \vdots \\ x_i(t) \\ \vdots \\ x_m(t) \end{bmatrix} \quad (5)$$

3.1 ICA-MMSE 法

問題は所望の信号を得るために必要な荷重 w_{ji} を決定する方法である。図 5 より、 $x_i(t)$ は観測可能であるが、一般に平面波の到来する方向 ϕ_j は未知であり、到来波の複素振幅 $s_j(t)$ も同様に未知であるから、これはブラインド推定の問題となる。

w_{ji} を要素とする復元行列 W^H の独立成分分析による推定を試みる。(1) 式に示した基本 ICA モデルと適応アンテナのモデル (4) 式を比較すると、適応アンテナのモデルでは右辺に白色雑音の項が追加されている部分異なるだけである。したがって、適応アンテナに与えられる信号対雑音比 (SNR) が十分小さい場合には独立成分分析により復元行列 W^H を推定できると考えられる。簡単のため $x_i(t)$ は必要な精度で観測できると仮定する。

ここで、独立成分分析による適応アンテナの制御アルゴリズム ICA-MMSE 法を提案する。ICA-MMSE 法は、独立成分分析により求められた、符号と順番の任意性が残る復元行列 \tilde{W}^H を、MMSE 法により一意に決定する。ICA-MMSE 法の手順を次に示す。

1. 観測信号 $x(t)$ を平均 0・分散 1 に正規化した信号 $\tilde{x}(t)$ を得る。
2. 独立成分分析の収束性を良くするため、 $\tilde{x}(t)$ を白色化する。
3. 白色化観測信号 $z(t)$ から、複素数値 ICA により復元行列 \tilde{W}^H を推定する。
4. 復元行列を構成する行ベクトルの振幅に対する任意性を除くため、 $\tilde{W}^H z(t)$ を参照信号とした MMSE 規範により W^H を決定する。

まず、SNR が十分小さい (100dB) の場合について検討する。図 6 に ICA-MMSE 法により得られた適応アンテナの指向性を示す。横軸に方位角 ϕ [度]、縦軸に指向性 [dB] を示す。素子数と到来波数は共に $m = 4$ 、アンテナ配置は半波長の等間隔アレイ、到来角度 $\phi_j = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 、サンプル数 $k = 5000$ 、 $s(t)$ は平均 0・分散 1 で一様分布を示す乱数とした。図 ($\phi_j (j = 1, 2, 3, 4)$) はそれぞれの到来波を選択的に受信する場合の指向性である。非所望波 (干渉波) の到来方向にはアンテナのヌル点が向けられ、干渉波が抑圧される効果が確認できる。例えば ϕ_1 の場合、 30° 方向から所望波が到来し、 $60^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 方向から干渉波が到来する。所望波のみが受信される様に干渉波方向へ指向性のヌル点が向けられていることがわかる。信号電力と干渉波・雑音電力の比 (SINR) はおおむね 30dB 程度であった。これらの結果は ICA-MMSE 法により基本的な指向性制御が可能であることを示す。

3.2 雑音耐性

次に、ICA-MMSE 法が送信電力の大小や伝搬環境や受信機の性能などに起因する雑音に対してどの程度の耐性があるのかを示す。SNR が極めて小さい (-6dB) 場合を考える。図 7 に前述の条件と同じで SNR の

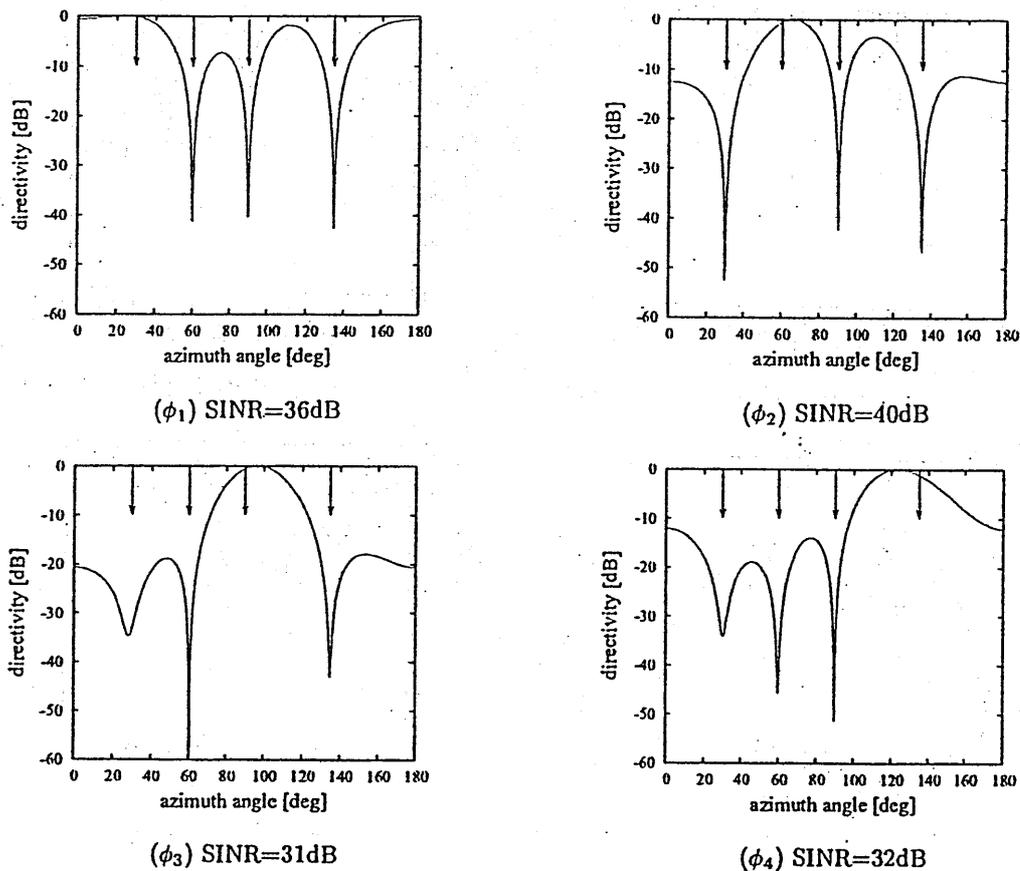


図 6: 独立成分分析を用いて制御した適応アンテナの指向性パターン

み異なった場合の指向性を示す。基本的な傾向は図 6 と同様であるが、干渉波の到来方向とヌル方向に誤差が見られることや、ヌルが比較的浅くなっていることがわかる。

SINR はおおむね 1.5dB 未満であった。観測信号の SNR が -6dB であったことを考えると、雑音により擾乱を受けた観測信号が相当程度修復されたと見る事ができる。より大きな SNR の条件下では SINR も増加し SNR= 4dB で SINR が 9dB 程度得られた。

これらは、雑音成分 $n(t)$ が無視出来なくなり、観測信号 $x(t)$ の混合係数が m 個増加してしまったためだと考えられる。実際の混合係数が仮定した混合係数よりも多くなるので大きな残差が発生する。MUSIC などと同様な観点から、到来波数よりもアンテナ数を大きくとることにより雑音を軽減できる可能性があるが、これは今後の検討課題とする。

3.3 相関性干渉波

実際の複雑な通信環境では、反射・回折・散乱などにより、単一の波源から発生した信号が複数の方向から到来する事がしばしば発生する。これらの干渉波を相関性干渉波と呼ぶ。相関性干渉波は所望波成分を

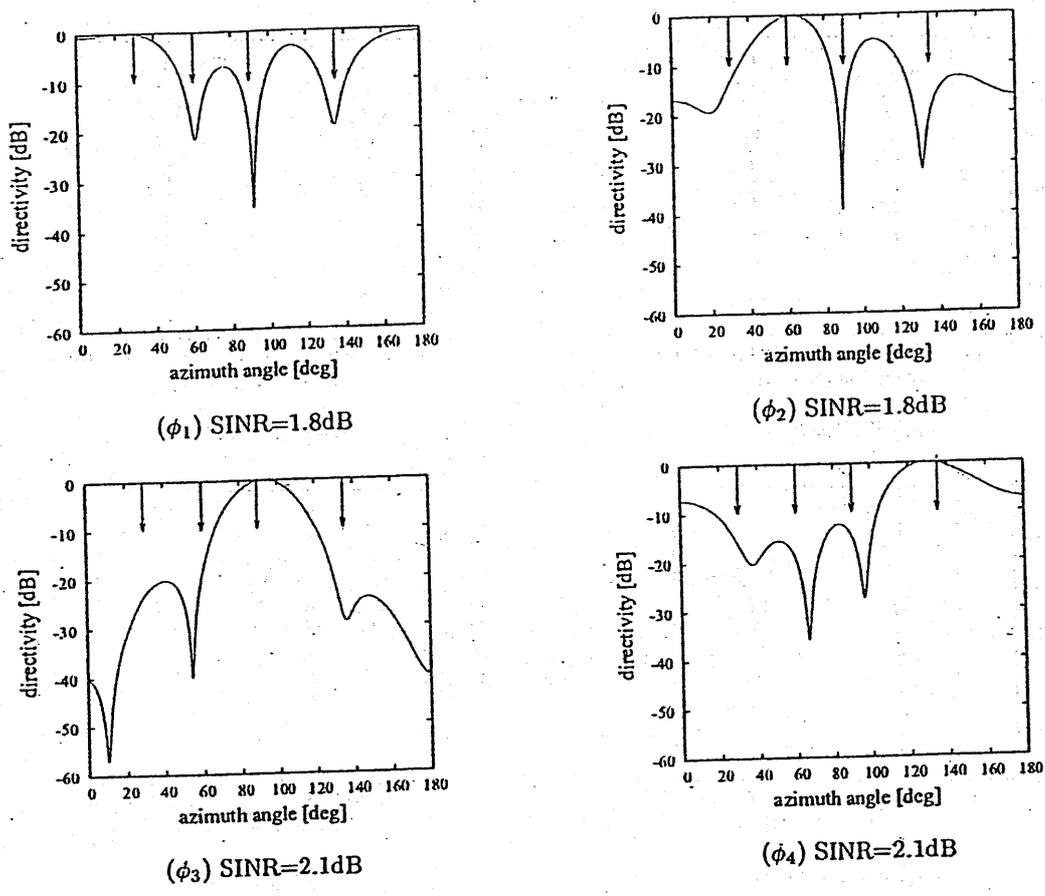


図 7: SNR=-6dB の場合の指向性パターン

含むため、一見、独立成分分析の前提である源信号の独立性が覆されたようにも思われるが、実際には多くの場合問題なく適用できる。相関性干渉波は所望波成分と干渉波成分に分解できる。多くの場合、所望波成分は干渉波成分に対して独立であるため、独立成分分析できる。このとき、適応アンテナの指向性は興味深いパターンを示す。

図 8 に図 6 と同様の条件で計算した指向性パターンを示す。 ϕ_3 は ϕ_1 と強い相関を有する相関性雑音であり、 $s_3(t) = s_1(t) + 0.1u(t)$ とした。 $u(t)$ は平均 0・分散 1 の均一分布を示す乱数である。 (ϕ_1) は図 6 (ϕ_1) と似ているが、 $\phi_3 = 90^\circ$ 方向に対応するヌルが 84° 方向に形成された。これは、所望波の SINR を高くするために、ICA-MMSE プロセッサが相関性干渉波の所望波成分を加算するように働いた結果である。 (ϕ_3) も同様であるが、相関性干渉波に不要波成分が含まれるため、 (ϕ_1) と比較して SINR が低下した。 (ϕ_2, ϕ_4) では興味深い結果が得られた。 ϕ_1, ϕ_3 方向では十分に深いヌルが形成されていないにもかかわらず、30dB 程度の大きな SINR が得られた。これは、干渉波電力を最小にするために、ICA-MMSE プロセッサが ϕ_1, ϕ_3 に含まれる共通成分を打ち消すように働いた結果である。

従来、MMSE 規範は安定で計算コストの少ないアレイアンテナの適応制御規範として知られているが、所望信号と高い相関を示す参照信号を必要とする点が大きな課題であった。一方、受信電力最小化を規範と

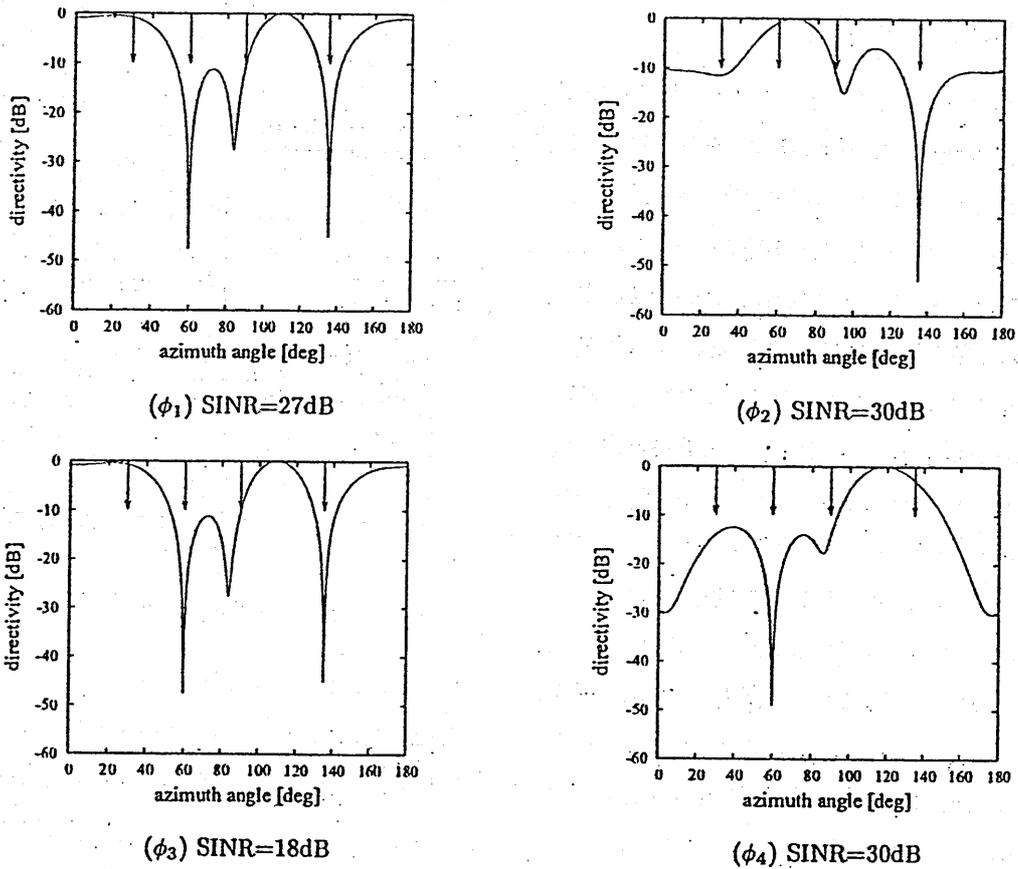


図 8: ϕ_1 と ϕ_3 に相関がある場合の指向性パターン

する種々のブラインド推定法は、まず、電波の到来方向を推定し、その後、指向性パターンを合成するため、正確な測定が困難であるアレイ応答特性が必要であり、その誤差により制御特性が大きく劣化する点が大きな課題であった。提案したICA-MMSE法は、独立成分分析によって、MMSE規範の優れた制御特性を維持したまま、参照信号を必要としないブラインド推定の能力を追加する方法である。アレイ応答が完全に未知の場合でもブラインド推定可能なため、アンテナ配置の自由度が大きく向上する。

4 分散アレイアンテナ

送受信アンテナが混在する複雑な伝搬環境で用いる基本的な協調アンテナとして、分散アレイアンテナを提案する。分散アレイアンテナは、送信アンテナと受信アンテナが混在する環境において、複数の異なる信号源から放射される任意の波面を形成する電波のうち、所望の電波のみを選択的に受信するアンテナである。図9に分散アレイアンテナの基本的なモデルを示す。xy面における自由伝搬環境を考える。アンテナ p_{ai} ($i=1, 2, \dots, m$) をxy平面上の任意の点に配置する。同様に配置された信号源 p_{sj} ($j=1, 2, \dots, m$) から球面波が放射される。簡単のため、放射された電波は他の送信アンテナや受信アンテナを無視して自由に伝搬するものと仮定する。各々の球面波は複素振幅 $s_j(t)$ で変調されている。各々のアンテナで受信された球面波は、アンテナに直結された受信機でベースバンド信号 $x_i(t) = \sum_j a_i(p_{sj})s_j(t) + n_i(t)$ に変換される。 $a_i(p)$ はアンテナ p_{ai} のアレイ応答ベクトルであり、 $a_i(p) = \frac{\lambda}{2\pi|p-p_{ai}|} \exp(j\frac{2\pi|p-p_{ai}|}{\lambda})$ で表される。各アンテナから得られる出力 $x_i(t)$ は(6)式で表せる。 $n_i(t)$ は受信機が付加する白色雑音である。得られたベースバンド出力 $x_i(t)$ は任意の信号線を通して協調制御プロセッサへ送られる。選択的受信信号 $y_j(t)$ は前述した(5)式に従って得られる。

アレイ応答はxy平面内の任意の点pに依存するので、その取り得る値の範囲は、従来の適応アンテナよりも広がる。任意の点pにおけるアレイ応答を実験的に求める事は極めて困難であるため、実際上、アレイ応答は振幅が1未満の任意の複素数値を取り得るものとして信号処理しなければならない。協調アンテナにおいても、所望の信号を得るために必要な荷重 w_{ji} を決定する問題は、従来よりも自由度の高いブラインド推定の問題となる。

$$\begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \\ \vdots \\ x_i(t) \\ \vdots \\ x_m(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1(p_{s1}) & a_1(p_{s2}) & \cdots & a_1(p_{sj}) & \cdots & a_1(p_{sm}) \\ a_2(p_{s1}) & a_2(p_{s2}) & \cdots & a_2(p_{sj}) & \cdots & a_2(p_{sm}) \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ a_i(p_{s1}) & a_i(p_{s2}) & \cdots & a_i(p_{sj}) & \cdots & a_i(p_{sm}) \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ a_m(p_{s1}) & a_m(p_{s2}) & \cdots & a_m(p_{sj}) & \cdots & a_m(p_{sm}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_1(t) \\ s_2(t) \\ \vdots \\ s_j(t) \\ \vdots \\ s_m(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} n_1(t) \\ n_2(t) \\ \vdots \\ n_i(t) \\ \vdots \\ n_m(t) \end{bmatrix} \quad (6)$$

分散アレイアンテナにICA-MMSE法を適用した場合の振舞について検討する。まず、受信アンテナを原点を中心とした半径 5λ の円周上に 45° 間隔で配置し、送信アンテナを原点を中心とした半径 4λ の円内にたがために配置した場合について考える。SNRは十分小さく (SNR=100dB)、受信アンテナ数と送信アン

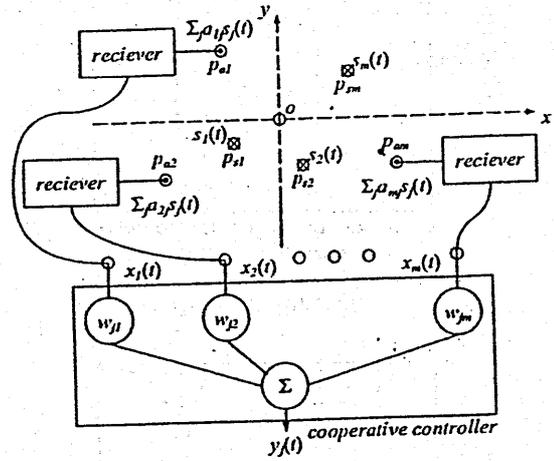


図9: 提案する分散アレイアンテナの構成

テナ数 ($m=8$)、サンプル数 $k=5000$ 、 $s(t)$ は平均 0・分散 1 で一様分布を示す乱数とした。図 10 は、それぞれの到来波を選択的に受信する場合の指向性である。指向性を黒 (0dB) から白 (-120dB) まで灰色の濃度で階調表現した。□印は送信点を、○印は受信点をそれぞれ示す。送信アンテナの位置はそれぞれ (7) 式に示す配置とした。 $(p_{sj}(j=1,2,\dots,m))$ は、どの到来波を選択したかを示す。いずれの到来波を選択しても、SINR が 25dB 以上の良好な選択性を示した。干渉波源がすべてヌル領域に入るような指向性を示す事がわかる。

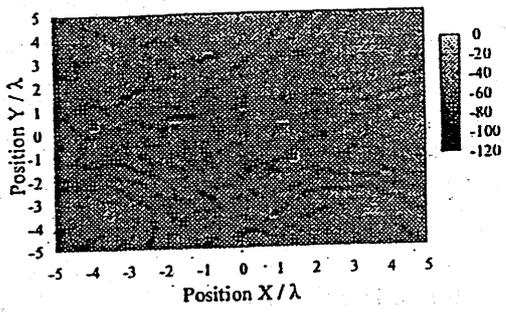
$$(p_{s1}, p_{s2}, \dots, p_{sm}) = \begin{pmatrix} 1.5 & -1.7 & -0.8 & 0.9 & 0.1 & 1.2 & -1.7 & -3.9 \\ -1.2 & 2.4 & 3.1 & -3.6 & 1.1 & 0.1 & 0.2 & 0.4 \end{pmatrix} \quad (7)$$

同様に、受信アンテナと送信アンテナを $\pm 5\lambda$ の範囲内にでたらめに配置した場合について考える。計算条件は円周上に配置した場合と同様である。図 11 に指向性を示す。送信アンテナの位置をそれぞれ (8) 式に、受信アンテナの位置をそれぞれ (9) 式にそれぞれ示す。いずれの到来波円周上に配置した場合と同様、いずれの到来波を選択しても SINR が 27dB 以上の良好な選択性を示した。

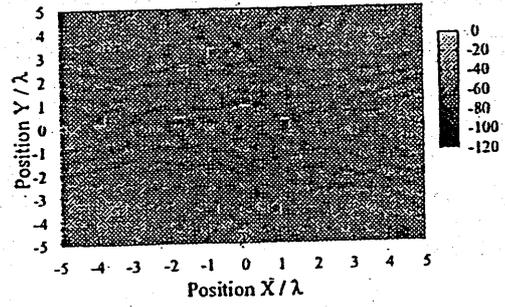
$$(p_{s1}, p_{s2}, \dots, p_{sm}) = \begin{pmatrix} 3.5 & 2.7 & -0.3 & -4.6 & 1.8 & 1.7 & 0.9 & -1.3 \\ -0.5 & 0.3 & 1.4 & 2.9 & -3.4 & 0.5 & -3.5 & 3.1 \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$(p_{r1}, p_{r2}, \dots, p_{rm}) = \begin{pmatrix} -3.0 & 4.6 & 1.7 & -3.3 & -1.9 & -4.0 & 2.2 & 3.2 \\ 4.8 & 3.1 & -6.6 & 1.2 & -3.2 & -4.2 & -2.6 & 1.1 \end{pmatrix} \quad (9)$$

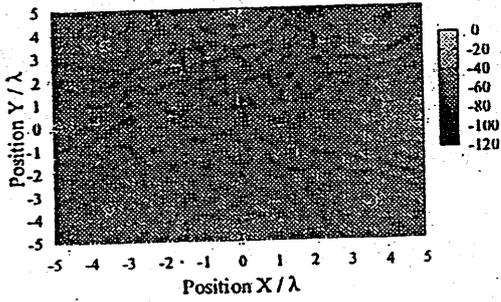
以上のように、ICA-MMSE 法はアレイ構造から自由である。したがって、複雑な伝搬環境や送受信混在環境において、ICA-MMSE により制御された分散アレイアンテナにより得られた大きな SINR から大容量高速通信を実現できるものと期待される。



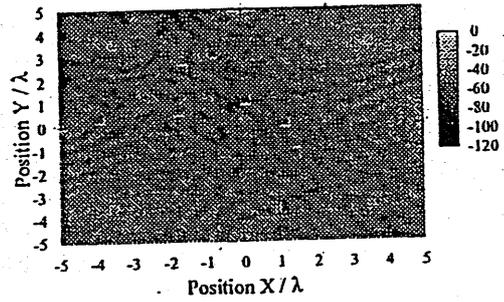
(p_{s1}) SINR=28dB



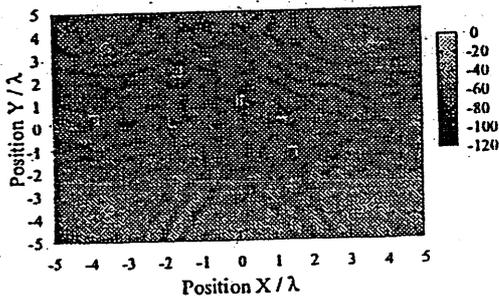
(p_{s2}) SINR=27dB



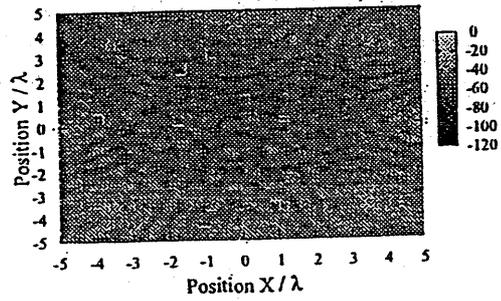
(p_{s3}) SINR=29dB



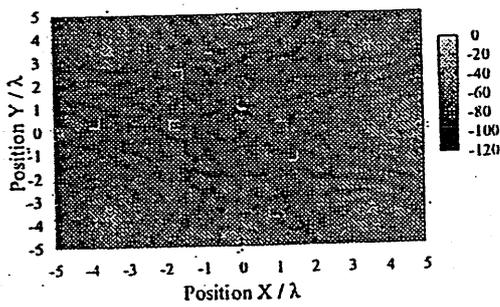
(p_{s4}) SINR=29dB



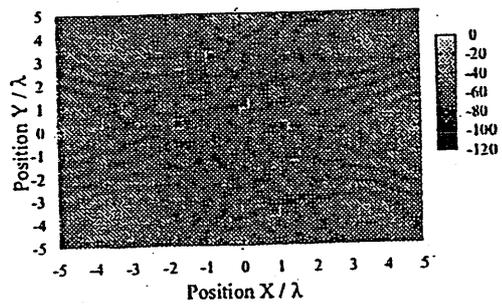
(p_{s5}) SINR=28dB



(p_{s6}) SINR=32dB



(p_{s7}) SINR=30dB



(p_{s8}) SINR=29dB

図 10: 受信アンテナを円周上に配置したときの xy 面内指向性パターン

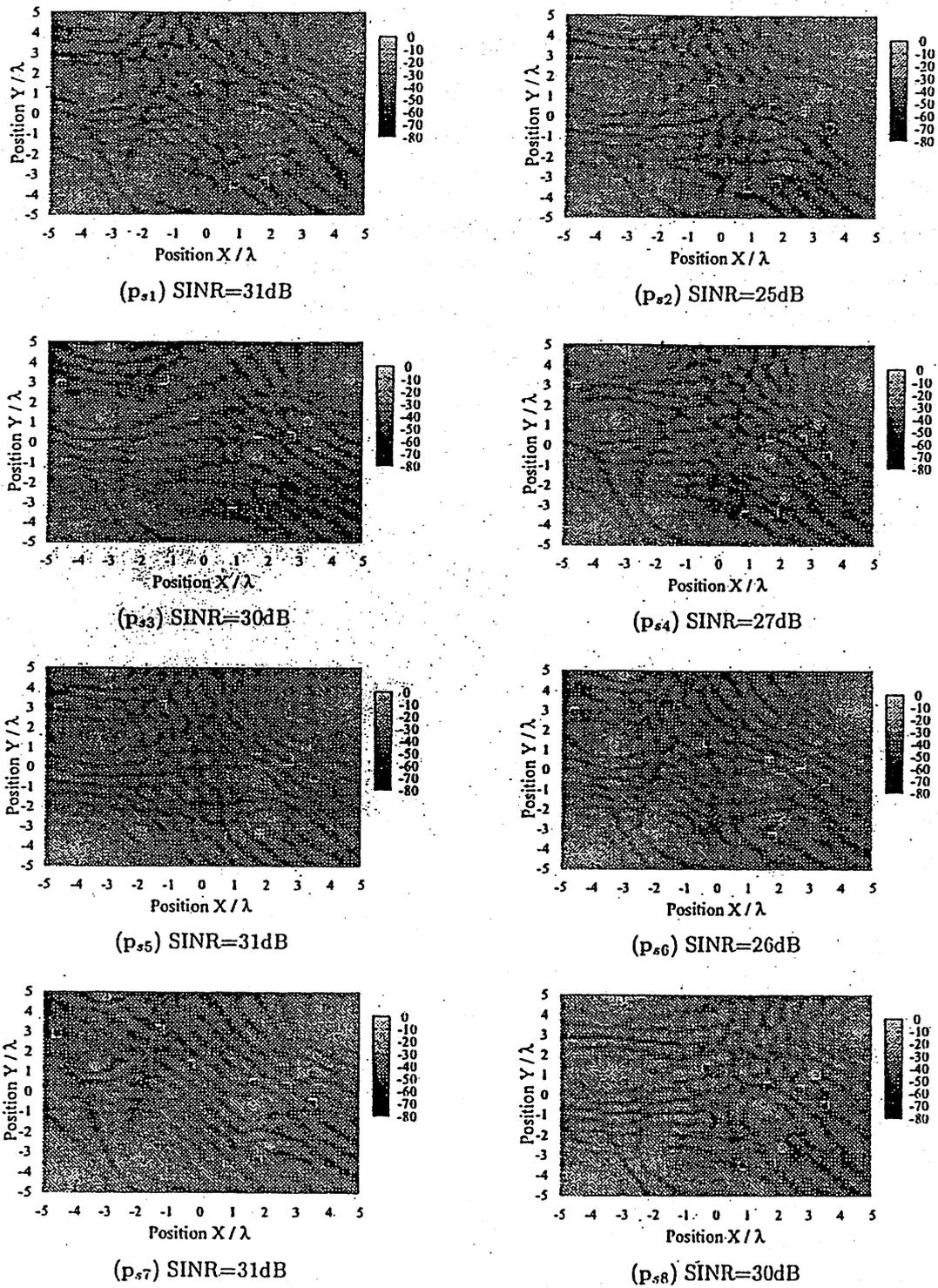
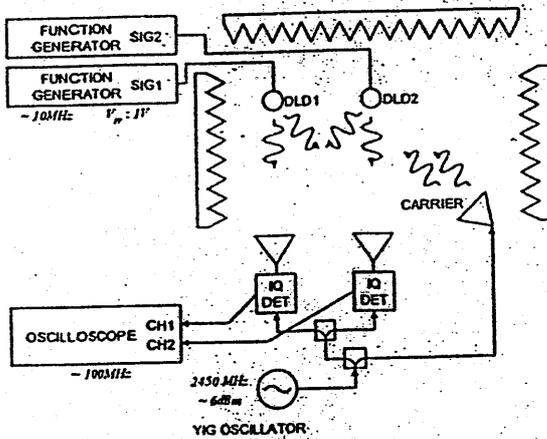


図 11: 送信アンテナと受信アンテナをでたらめに配置したときの xy 面内指向性パターン

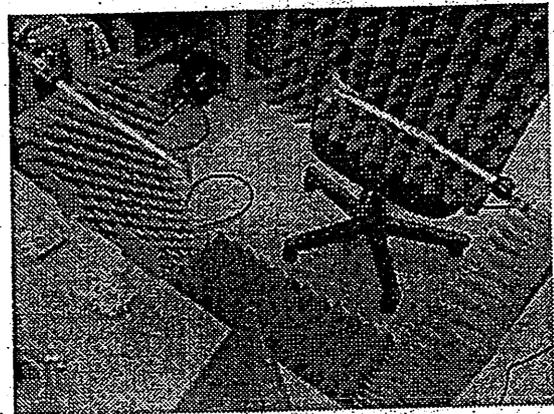
5 信号推定実験

無線タグなどシステム上の制約から無線通信において高度な多重通信が適用できないことがある。このような場合、ホストとなる機器（無線タグの場合にはリーダライタ）へ選択的受信機能を持たせることで、多重通信を実現できる可能性がある。独立成分分析はこのような信号推定において良く機能する。最後に、独立成分分析による信号推定の実験結果について述べる。

図12に無線タグを想定した信号推定の実験系を示す。簡易電波暗室内に2素子スロットアレイアンテナ、簡易無線タグ、搬送波送信アンテナを配置した。搬送波には2450MHzのマイクロ波を用いた。簡易無線タグとして、中央にショットキーダイオードを装荷したダイポールアンテナを用いた。ダイオードに印加するバイアス電圧に依存してアンテナの散乱断面積が変化することを利用して、簡易タグが散乱する電波の強度を振幅変調する。簡易タグへ電波を送信する搬送波送信アンテナには対数周期アンテナを用いた。スロットアンテナで受信された電波を直交検波した信号を、オシロスコープによりサンプリングした。



(a) 実験系



(b) 実験系の写真

図12: 無線タグを想定した信号推定の実験系

図13に送受信機の配置を示す。受信用スロットアンテナはH面方向に1.2波長離して、送受信間は3波長程度離して配置した。無線タグへの変調波として周期の異なる矩形波 ($T=0.66\text{ms}, 0.33\text{ms}$) を与えた。

図14(a)に測定結果を示す。それぞれのスロットアンテナで受信した電波の同相成分を示す。横軸は時間 [ms] を、縦軸は偏差 σ で正規化した電圧をそれぞれ示す。周期の異なる2つの矩形波が混ざり合っている様子を確認できる。

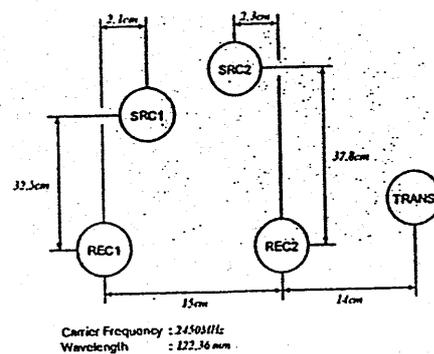


図13: 送受信機の配置

独立成分分析により、観測信号 $x(t)$ から復元信号 $y(t)$ を得た。同図 (b) に復元した信号と源信号 $s(t)$ とを共に示す。得られた復元信号は源信号とよく一致した。また、周期波形以外の任意のパルス列も信号分離できた。

本実験では、装置の制約から、直交検波した信号のうち同相成分だけを信号処理に用いた。独立成分分析では、単純な振幅変調の場合には、同相成分のみを用いても信号分離が行える。複素数値信号処理と比較して格段に計算量が少なく、また無線装置を簡単に実装できることも、独立成分分析を利用する利点のひとつである。

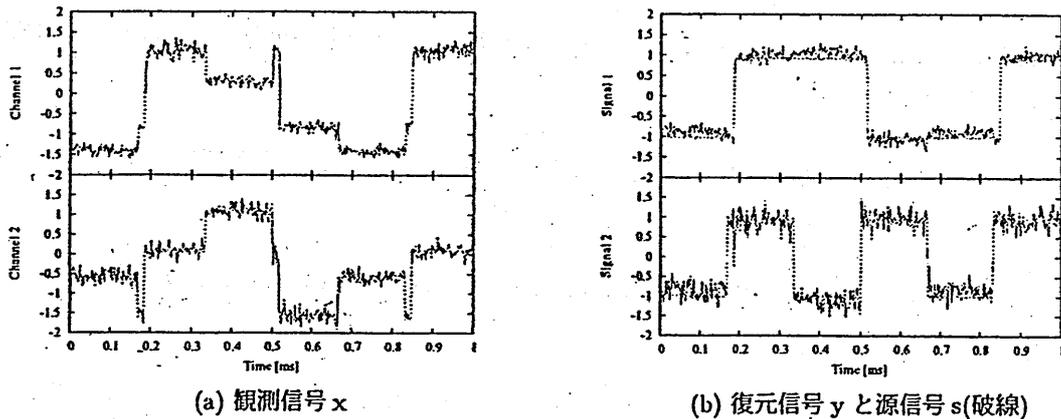


図 14: 信号推定の結果

6 まとめ

独立成分分析によるアレイアンテナのブラインド適応制御について述べた。まず、新しい信号処理方法である独立成分分析の原理を簡単に述べた。独立成分分析は、無相関性よりも強い制約である独立性の最大化を規範とした信号処理方法であり、これを用いて、任意の信号に対するブラインド推定が可能な適応制御アルゴリズム ICA-MMSE 法を提案した。直線状アレイアンテナに対して ICA-MMSE 法を適用したシミュレーションを行い、従来の適応制御アルゴリズムと比較して良好な制御特性が得られた。特に、ブラインド推定の課題である相関性干渉波に対しても有効に機能することを示した。さらに、ICA-MMSE 法により、基礎的な協調アンテナである分散アレイアンテナのブラインド適応制御シミュレーションを行った。アレイ応答が未知の場合でもブラインド適応制御により 25dB 以上の SINR が得られることを示した。最後に、無線タグ環境を想定した信号推定実験を行い、2つの振幅変調信号の分離に成功した。

独立成分分析はアレイアンテナのブラインド制御に有効であり、ブラインド制御された協調アンテナにより、新しい機能を有する分散型アンテナシステムが構築できると期待される。これらの技術は、将来の短距離無線システムの高性能化に有効であると考えられる。

参考文献

- [1] B.Widrow, et.al., "Adaptive Antenna Systems," Proc. IEEE, 55(12):2143-2159, 1967.
- [2] S.P.Applebaum, "Adaptive Arrays," IEEE Trans. Antennas and Propagation, 24(5):585-598, 1976.
- [3] 菊間信良, "アダプティブアンテナ技術," オーム社, 2003.
- [4] Van Trees and Harry L., "Optimum Array Processing. PartIV of Detection, Estimation, and Modulation Theory," John Wiley & Sons, Inc. 2002.
- [5] A.Hyvarinen, J.Karhunen and E.Oja, "独立成分分析 信号解析の新しい世界," 東京電気大学出版局, 2005.
- [6] 甘利俊一, 村田昇, "独立成分分析 多変量データ解析の新しい方法," SGC ライブラリ 18, サイエンス社, 2002.
- [7] A.Hyvarinen, E.Oja, "A Fast Fixed-Point Algorithm for Independent Component Analysis," Neural Computation 9:1483-1492, 1997.
- [8] E.Bingham and A.Hyvarinen, "A fast fixed-point algorithm for independent component analysis of complex-valued signals," Int. J. of Neural Systems, 10(1):1-8, 2000.
- [9] 伏見正則, "確率と確率過程," 講談社, 1987.

発行 財団法人 輻射科学研究会
事務局 〒572-0833 寝屋川市初町18-8
大阪電気通信大学内

<http://www.osakac.ac.jp/misc/fukken/>