

輻射科学研究会資料
RS99-1

電磁波が人体に与える影響について

平田晃正 塩沢俊之
(大阪大学大学院工学研究科)

平成11年5月28日

1 まえがき

近年、電磁波が人体に与える影響が懸念されている。そのため、各種団体は独自の安全基準を制定している [1, 2, 3, 4, 5]。これらの基準は、団体により若干異なるが、一般に次のように定められている。まず、100kHz 以下の周波数領域では、電磁波による誘導電流が問題となり、その誘導電流の電流密度をもとに安全基準が定められている。また、10GHz 以上の周波数では、電磁波は体内に浸透せず、電磁波のエネルギーの一部が人体表面で熱に変換される。そのため、許容値は周波数に依存せず、電力密度で定義されている ($5.0 \text{ [mW/cm}^2\text{]}$)。一方、この間の周波数領域のうち、特に、10MHz 付近から 10GHz の範囲では、電磁波は人体内部に吸収され、熱に変換される。そのため、人体内部での熱効果が問題視されている。そのため、この周波数領域では、SAR(Specific Absorption Rate) と呼ばれる単位質量当たりの吸収電力をもとに指針値が定められている (10g 組織平均 2.0 [W/kg])。ここで、上記のように周波数により安全基準が異なる背景には、人体組織の物質定数が周波数に大きく依存することが上げられる (第 2 章参照)。

ところで、近年急速に発達している無線通信で用いられている電磁波の大部分は、10 MHz - 10 GHz の周波数領域に含まれている。また、無線通信端末は比較的人体近傍で用いられているため、比較的高レベルの電磁波を浴びる危険性が指摘されている。このため、通信端末が発する電磁波が、人体に与える熱効果が特に懸念されている [6]。そこで本稿では、以下の 2 つの話題を取り上げ、電磁波と人体の相互作用について議論する。

まず、現在、その実用化が注目される移動体衛星通信に着目し、その端末が人体頭部に与える熱効果を調べる。その方法としては、各種端末が発する電磁波を浴びた場合の人体頭部内の SAR 分布を求め、得られた結果を指針値と比較する。また、従来の PDC(Personal Digital Cellular) についても同様のことを調べ、衛星通信用携帯端末の結果と比較、検討する。

次に、皮膚に防護されず、血流が存在しない

眼球は、電磁波による熱効果が最も懸念されている器官のひとつである。そこで本稿では、眼球内に電磁波が入射した場合における平均 SAR の周波数特性、および眼球内の SAR 分布について調べる。

ここで、マイクロ波帯では、熱効果とは逆に非熱効果と呼ばれるいくつかの現象も報告されている。それらの例として、変調波によるカルシウムイオンの流出 [7]、コロイドがパルス変調された高周波電界中で電界方向に配列するパールチェーンの形成 [8] などが上げられる。しかし、これらの現象は理論研究の枠組みを越えているため、本稿では議論の対象としない。

2 人体組織の電気的特性

本章では、人体組織の電気的特性について簡単に説明する。人体組織の物質定数は、周波数に大きく依存する。特に、数十 Hz、数 MHz、20 GHz 付近では、周波数の増加に伴う急激な誘電率の減少、導電率の増大が見られる。これらの急激な変化は、順に、各種のイオンが電界に応じて集散する時間に対応するもの (α 分散)、細胞の構造によるもの (β 分散)、水分子の誘電分散によるもの (γ 分散) である [9]。

マイクロ波領域における人体組織の電気的特性は、Gabriel により詳細に調べられた [10]。先の報告において、任意の周波数における組織の物質定数の決定法として、4-Cole-Cole 推定法を提案した。この手法は、彼女が行った実験データをもとに、数式化したものであり、次式で与えられる。

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} + \sum_{n=1}^4 \frac{\Delta\epsilon_n}{1 + (j\omega\tau_n)^{(1-\alpha_n)}} + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_0} \quad (1)$$

ここで、 ϵ_0 、 ϵ_{∞} はそれぞれ、真空の誘電率、THz 領域での比誘電率、 ω は入力周波数、その他の係数は、実験データをもとに補間法を用いて決定されたものである。本稿で用いる人体組織の物質定数は、この手法を用いて得られたものである。ここで、一例として、眼球組織の誘電率、導電率をそれぞれ図 1、図 2 に示す。

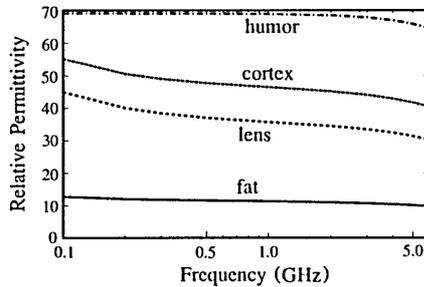


図 1: 眼球組織の誘電率の周波数特性

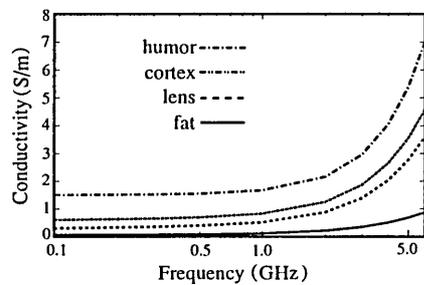


図 2: 眼球組織の導電率の周波数特性

先程述べたように、これらの図から、周波数が高くなるにつれて、誘電率が減少、導電率が增大している様子がわかる。ここで、同一周波数における各組織の物質定数の相違は、水分、タンパク質などの含有率によるものであり、これは式(1)の係数に反映されている。また、人体の物質定数は温度にも依存することが報告されている。本稿で用いた物質定数は体温(37°C)程度のものである。

3 移動体衛星通信で用いられる電磁波の人体頭部に与える影響 [11]

小型・携帯端末を用いた移動体衛星通信サービスへの関心、要求が急速に高まっている。現在、LEO, ICO, GSO を用いた種々のシステ

ムが構築されつつある [12, 13]。しかしながら、それらのシステムで用いられる端末の出力電力は、PDC(900 MHz)のものに比べて高いという難点があり、人体頭部に与える熱効果が一層懸念される。また、移動体衛星通信サービスで用いられている電磁波の周波数は、従来の移動体通信サービスのものとは異なる。これは、人体組織の物質定数が変化することを意味し [10]、それによって SAR 分布が大きく変化することが予想される。そこで、本稿では、移動体衛星通信サービスの中でも、特に、LEO システムのイリジウム (1.6 GHz)、GSO システムの N-STAR(2.6 GHz)に着目し、その端末が発する電磁波が人体に与える熱効果を調べ、その安全性を定量的に評価する。まず、各種端末が発する電磁波を浴びた場合の人体頭部内の SAR 分布を求め、得られた結果を指針値と比較する。また、従来の PDC についても同様のことを調べ、イリジウム、N-STAR の結果と比較、検討する。

3.1 解析手法とモデル

本章では、解析手法である FDTD(Finite-Difference Time-Domain) 法と、人体頭部のモデル化について説明する。FDTD 法については、既に様々な文献 [14, 15, 16] で紹介されているので、ここでは概要のみとする。

3.2 解析のモデル

本稿で用いる人体頭部モデルは、インターネットサイト “The Visible Human Project” から得た MRI(magnetic resonance imaging) 画像をもとに作成した。この画像は、1.0 mm あたり 3 ドットという非常に精度の良いものである。これらの画像を FDTD 法で用いるためには、画像を格子状に分割する必要がある。本稿では、画像を長さが 4.0 mm の正方形格子で分割することを考える。ここで、FDTD 法において正確な解を得るには、セル長を系内の最低波長の 10 分の 1 程度になるように定めれば良いことが知られている。本稿で解析する 3 つの周波数 900 MHz, 1.6 GHz, 2.6GHz における系内の最低波長はそれぞれ 4.0 cm, 2.3 cm, 1.5cm で

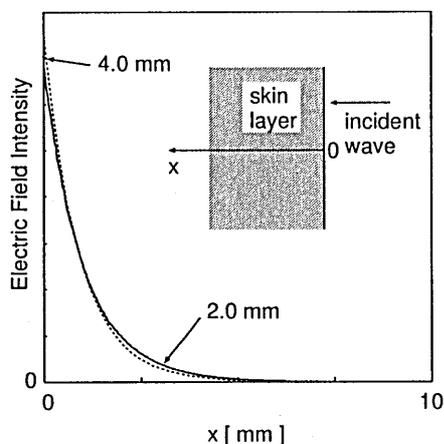


図 3: 半無限皮膚層における電界分布

ある。従って、特に 2.6 GHz については、その条件が大幅に満たされていない。そこで、得られた 4.0mm の寸法で分割されたモデルを再分割し、2.0 mm のモデルを構成する。この結果、セル長が系内における最低波長の 10 分の 1 以下である条件を最も満たしていないのは、1.6 GHz の場合となる。そこで、1.6 GHz におけるセル長 4.0mm の妥当性を確認するために、半無限の皮膚層に平面波を入射した場合の電界分布を調べる。図 3 に、セル長が 4.0 mm の場合および先の条件を十分満たすセル長が 0.50 mm の場合の電界成分の最大値の空間分布を示す。図 3 から、セル長を 4.0 mm とした場合、0.50 mm とした場合の電界分布はよく一致している様子がわかる。つまり、900 MHz、1.6 GHz については 4.0 mm、2.6 GHz については 2.0 mm のセル長は妥当であると言える。本稿と同様のアプローチは、文献 [17, 18] などにおいて見られる。

次に、画像からモデルを作成する手順について説明する。まず、一辺の長さが 4.0 mm の正方形の格子で MRI 画像を区切り、その格子において最大面積を占める組織あるいは空気をセルに割り当てた。組織の決定は、最初に皮膚層以外の組織を割り当て、その後、最外部に均一に 1 セルずつの皮膚層を加えた。一般に、MRI 画像からの組織の同定は非常に困難である。特

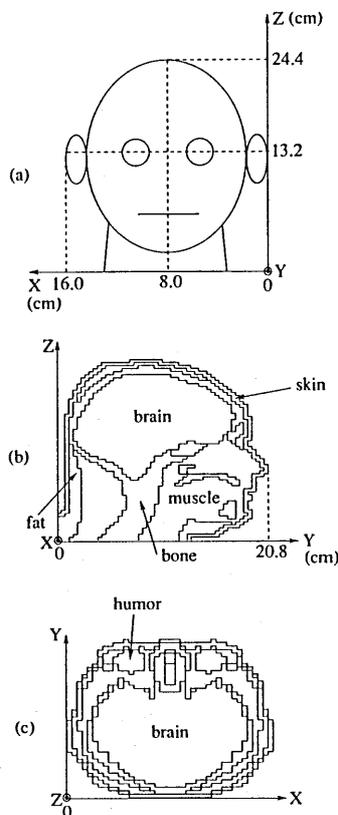


図 4: 解析モデル, (a) 概略と座標系, (b) 垂直方向断面図 ($x=8.0$ [cm]), (c) 水平方向断面図 ($z=13.2$ [cm])

に、灰白質、白質、CSF(脳脊髄液)などは、撮影のパラメータに大きく依存することが知られている。そこで、脳については、灰白質、白質は区別せず脳として扱い、その物質定数はそれらの平均値を用いる。また、CSFは解析に含まないことにする。MRI 画像からの組織の同定方法については、文献 [19] に詳しく論じられている。

得られた人体頭部モデルを図 9 に示す。図 9 は、頭部モデルの (a) 概略と座標系, (b) $x=8.0$ [cm] における垂直方向断面図, (c) $z=13.2$ [cm] における水平方向断面図, を示したものである。

ところで、FDTD 法で開放領域の問題を扱

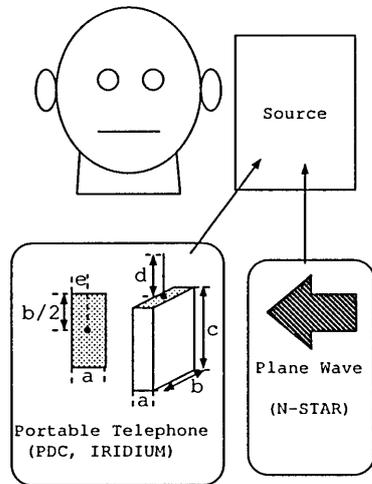


図 5: 頭部モデルと入射波. $b=60$ mm, $e=6.0$ mm

想的な境界で閉じておく必要がある。現在までに様々な吸収境界(文献[14]第7章および文献[16]第2章)が提案されているが、本論文では精度が良く、実装が比較的容易な Berenger の PML(Perfectly Matched Layer) 吸収境界条件[20]を用いる。

3.3 入射波源

波源としては、PDC、イリジウムにおいては、正弦波を励振する携帯電話モデルを用いる。携帯電話モデルのアンテナとしては1/4波長モノポールアンテナ(半径0.50 mm)を用い、筐体部は完全導体とする(図5参照)。ここで、実際のデバイスでは、金属筐体は誘電体で被われ、更に、アンテナは1/4波長モノポールアンテナとは異なる。しかしながら、本稿の主な目的は、先に述べたように、電磁波が人体に与える熱効果が周波数と電力にどのように依存するかを調べることである。従って、上記のような単純化を行う。1/4波長モノポールアンテナ以外のアンテナのSAR特性は、文献[21, 22]などで見られる。

本稿で用いたアンテナ、筐体部の大きさのパラメータを表1に示す。ここで、モノポールア

ンテナの放射特性は筐体部のパラメータ c (図5参照) に大きく依存することが報告されている[23]。そこで、本稿では、人体方向に最も指向性が強い場合の c の値を選んだ[16, 23, 24]。但し、パラメータ c による局所平均SARの変化は1割にも満たない[25]。また、携帯電話モデルのアンテナ部分と頭部モデルとの距離は1.4[cm]とする。更に、負荷インピーダンスは、頭部が存在しない自由空間中でのアンテナ入力インピーダンスと整合がとれているものとする。

一方、N-STARは、特有の平板状(16 cm × 20 cm)のアンテナを用いることを考慮し、波源としては平面波を用いる(図5参照)。入射電力は実際のデバイスの平均電力、0.20 W(PDC), 0.64 W(イリジウム), 2.0 W(平面波換算 6.25mW/cm^2)(N-STAR)を用いる。ここで、携帯電話モデルについては、人体頭部の存在によりインピーダンスの不整合が生じ、電力損失があることに注意しなければならない[26, 22]。本稿で用いたパラメータでは、電力損失は、PDC、イリジウムで、それぞれ12.3%, 16.2%であった。従って、実際の放射電力はPDC、イリジウムで、それぞれ0.174 W, 0.550 Wであることに注意しなければならない。

表 1: 携帯端末のサイズ

	a [mm]	c [mm]	d [mm]
PDC	24	80	80
Iridium	24	40	40

3.4 解析結果

正弦的に変化する電磁界に対して、SARは次式で与えられる。

$$\text{SAR} = \frac{\sigma}{2\rho} |E_{\text{max}}|^2 \quad (2)$$

但し、 E_{max} [V/m]は、電界の最大値である。

まず、人体頭部垂直断面($x = 8.0$ [cm])および水平断面($z = 13.2$ [cm])におけるSAR分布を、それぞれ図6, 図7示す。図6において、(c)のN-STARのSAR分布のオーダーが2桁大きい。図6(c)に注目すると、SARが大きいのは、平面波がほぼ直接当たる皮膚表面に集中

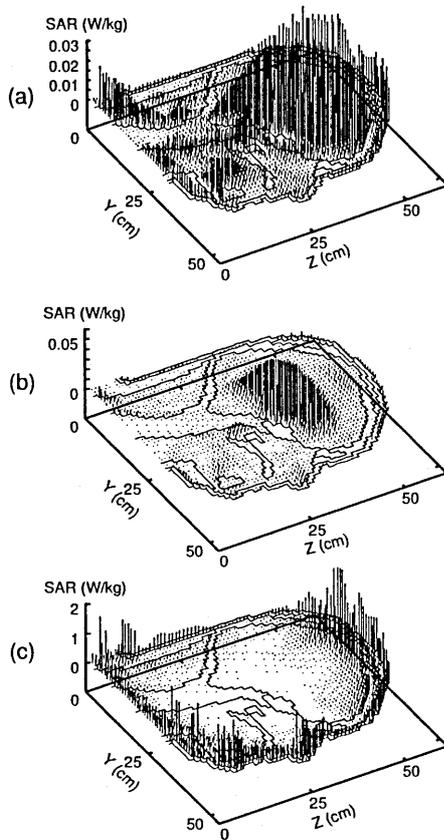


図 6: 垂直断面 ($x=8.0$ [cm]) における SAR 分布. (a)PDC, (b)イリジウム, (c)N-STAR

し、頭部中心部においては極めて低い。つまり、この大きさの相違は、N-STARのみが波源として平面波を用いたためである。また、脳内への電磁波の浸透、つまり SAR 分布の範囲は、N-STAR、イリジウム、PDC の順に広がっている。これは、周波数が高くなるにつれて、人体組織の導電率が大きくなり [10]、結果的に電磁波が人体に浸透しにくくなるためである。また、図 7 においても、N-STAR の場合の SAR 値が最も大きい。これは N-STAR 端末の出力電力が大きく、更に高い周波数を用いているため導電率が大きいからである (式 (2) 参照)。この図 7 からも、図 6 と同様に、出力電力が小さいにもかかわらず、周波数が最も低い PDC の場合が最も脳内に浸透している様子がわかる。この様

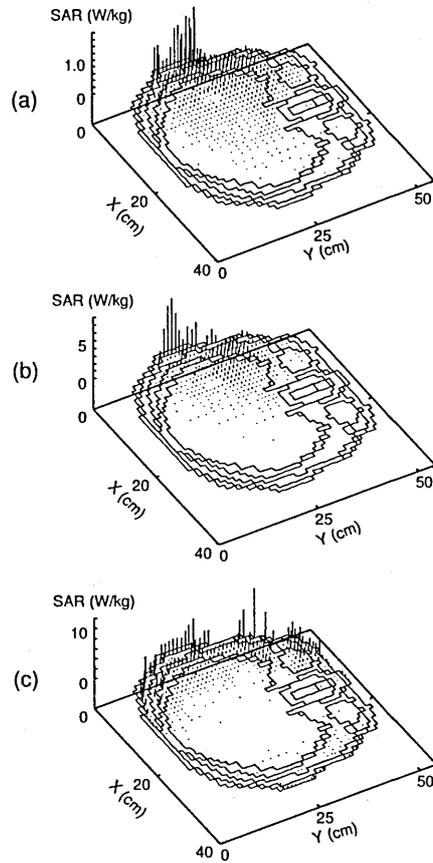


図 7: 水平断面 ($z=13.2$ [cm]) における SAR 分布. (a)PDC, (b)イリジウム, (c)N-STAR

子をより明らかにするために、図 8 に、脳内中心部付近を通る直線 ($y=8.8$ [cm], $z=13.2$ [cm]) に沿った SAR 分布を示す。この図から明らかなように、SAR は電磁波の周波数が高いほど、端末からの距離 (+ x 軸方向) に従い急速に減少している様子がわかる。脳中枢 ($x=8.0$ [cm]) 付近ではイリジウムが最も大きく、PDC はそれとほぼ同程度であり、N-STAR はそれらより十分小さい。これは、脳内における熱効果は、端末の出力電力よりも周波数の影響を受けやすいことを意味する。

ここで、本稿では脳の物質定数として灰白質および白質の平均値を用いた。また、人体組織の物質定数には個体差がある。そこで、脳の物

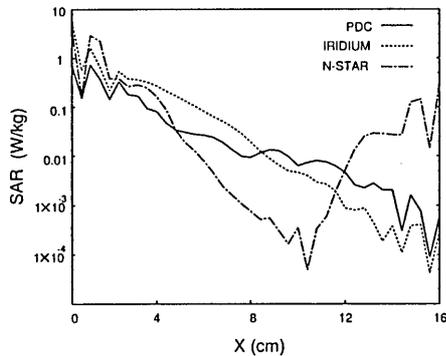


図 8: 直線 ($y=8.8$ [cm], $z=13.2$ [cm]) に沿った SAR 分布

質定数として灰白質の値 [10] を用いて同様な計算を行った。その結果、脳中央部付近における SAR は、逆に PDC の方がイリジウムの SAR よりも大きくなった。このことから、PDC とイリジウムが脳に与える熱効果は同程度と言ってよいであろう。但し、その場合の SAR 曲線は、脳内における SAR が若干小さい以外、図 8 と極めて近いためここでは示さない。

次に、上記の SAR 分布をもとに、安全性を評価する。安全基準は制定した団体により異なるが [1, 2, 3, 4, 5], 本稿では、最も平均的な値を持つ CENELEC [3] の値を採用することにする。その基準によれば、「立方体状局所 10g 組織の平均 SAR 値の 6 分間平均が 2.0 W/kg 以下」であれば安全であると定めている。そこで、安全基準となる立方体状局所 10g 組織の平均 SAR の最大値を求める。立方体状局所 10g SAR の選び方は、PDC, イリジウムについては、 $5 \times 5 \times 6$ のセル (9.6 cm^3) に対して平均 SAR を計算し、その最大値を選んだ。また、N-STAR については、 $10 \times 11 \times 11$ のセル (9.7 cm^3) を用いて平均 SAR を求めた。計算の結果、立方体状 10g 組織の平均 SAR の最大値は、PDC, イリジウム, N-STAR について、それぞれ 0.411, 1.46, 1.69 [W/kg] であった。これらの値は指針値 2.0 W/kg よりも小さい。また、本稿では N-STAR に関して、1) 放射電磁波を全て頭部に浴びる最悪の場合を考えたこと、および 2) 指針値は 6 分の時間平均を取った値であることを、

考慮すると実際には指針値よりも十分低いことが予想される。

最後に、得られた値の妥当性を調べるために、既に報告されている結果との比較を行なう。比較の対象としては、人体組織の物質定数として用いた値が本論文のものと比較的近い Okoniewski らによる報告 [27] を用いる。文献において、局所 1g および 10g の平均 SAR 値はそれぞれ 1.8 W/kg, 2.6 W/kg であった。一方、本稿ではそれぞれ 1.68 W/kg, 2.46 W/kg であり、よく一致している。ここで、これらのわずかな誤差は、セルの刻み幅による寸法の不一致および人体頭部のモデル化の際の相違によるものと考えられる。従って、本論文で構成した人体頭部モデルおよび得られた値は妥当であると言える。

4 電磁波が眼球に与える影響 [28]

眼球は熱を運ぶ血流が存在せず、更に皮膚により保護されていないため、電磁波による熱効果が特に懸念されている [18, 30, 31]。また、眼球は球状のため、特定の周波数領域でホットスポットが発生することが知られている [29]。ここで、ホットスポットとは、人体表面よりも内部に電力吸収の強い場所がスポット状に現れる現象のことである。しかしながら、眼球中におけるホットスポット現象について詳細に調べた報告はなされていない。そこで本稿では、FDTD 法を用いて、眼球内における平均 SAR の周波数特性およびホットスポット現象について調べる。特に、ホットスポット現象の発生メカニズムについて詳しく検討する。

4.1 解析のモデル

本章で解析の対象となる周波数領域は、眼球内でホットスポット現象が発生するとされている 1 GHz ~ 3 GHz を含む、700 MHz ~ 6.0 GHz とする。そこで、セルの刻み幅は、6.0 GHz において十分計算精度が保たれる 1.0 mm とする。前章の人体頭部モデルと同様の手順で構成した、眼球モデルを図 9 に示す。得られたモデルは、角膜、レンズ、体液 (ガラス体)、皮膚、骨、筋

肉、脳、脂肪、神経の9種類の組織からなる。眼球の体積は 10.9cm^3 であり、質量 11.0g に相当する。

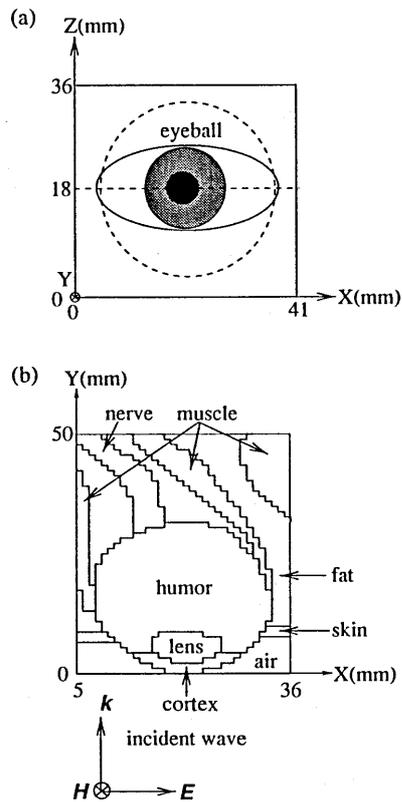


図 9: 解析のモデル。(a) 眼球モデルと座標系。(b) 眼球付近の水平方向断面図 ($z = 18.0\text{mm}$)

4.2 入射波源

本稿では、入射波源として水平偏波の平面波を用いる。平面波の電力密度は、職業人に対して適用される MPE (maximum permissible exposure) [1, 2, 3, 4, 5] である 5.0mW/cm^2 とする。そして、この平面波を眼球正面から入射する (図 9 参照)。

4.3 解析結果

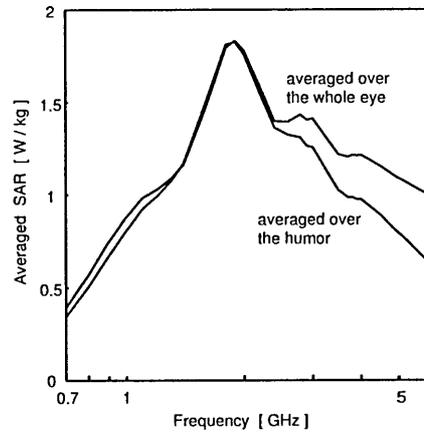


図 10: 平均 SAR の周波数依存性

図 10 に、眼球全体および体液の平均 SAR 値の周波数特性を示す。図 10 から、平均 SAR は双方とも 1.9GHz 付近で最大となることがわかる。これは、この周波数において眼球が共振構造になっていることを示す。同様に、 2.8GHz 、 3.8GHz でも小さなピークを持つ。これらの周波数は、眼球の高次共振周波数に対応している。また、 4GHz よりも高い周波数領域では、周波数が高くなるにつれ、眼球全体の平均 SAR と体液の平均 SAR の差が大きくなっている。これは、周波数が高くなるにつれ、人体組織の導電率が高くなり [10]、電磁界が眼球内部まで浸透しないためである。このため、 3.8GHz よりも高い周波数領域では共振現象は見られなかった。

次に、得られた平均 SAR を指針値 [1, 3] と比較する。平均 SAR が最大となるのは、上記のように 1.9GHz の場合である。この場合、 10g 当たりの平均 SAR は約 1.8W/kg であり、指針値 10W/kg よりも十分小さい。ここで、 10g 当たりの平均 SAR として、眼球全体の平均 SAR (11.0g) を用いた。このことから、職業人に適用される MPE の電力密度レベルでは、眼球内にホットスポット現象が生じた場合でも、眼球内の SAR 値が指針値より大きくなることはないことがわかった。

更に、図 11 に共振周波数 1.9GHz および 2.8GHz における水平方向断面 ($z = 18\text{mm}$) の SAR 分布を示す。ここで、 3.8GHz においては、

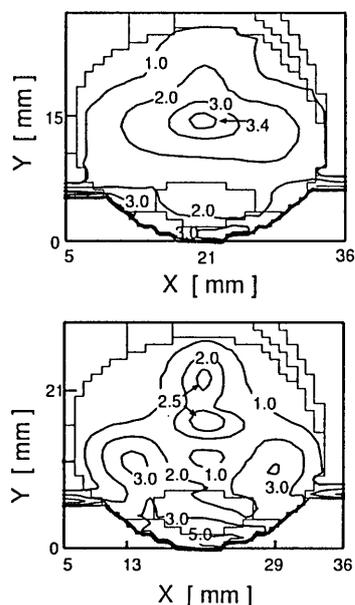


図 11: 水平断面 ($z = 18$ mm) における SAR 分布. (a) 1.9 GHz, (b) 2.8 GHz (SAR の単位は W/kg) .

上述のように組織の導電率が高いため、明確なホットスポットは観測されなかった。そのため、その SAR 分布は示さない。図 11 (a) から明らかのように、1.9 GHz では、体液中央部付近 ($x = 20$ mm, $y = 15$ mm) でホットスポットが存在することがわかる。一方、図 11 (b) から、2.8 GHz においては、3 つのホットスポット ($(x, y) = (13, 12), (29, 12), (21, 21)$; 単位は [mm]) に存在することがわかる。ここで、仮にホットスポットが文献 [18] で述べられているように電磁波の集束効果によるものとすれば、 $x = 13$ mm, $y = 12$ mm および $x = 29$ mm, $y = 12$ mm の 2 点の位置でホットスポットは発生しないはずである。これらの 2 点は定在波により生じたものであり、これらの位置はその腹の部分に相当する。このことから、ホットスポット現象は共振現象と密接に関係があると言える。また、 $x = y = 21$ mm 付近におけるホットスポットは、その中に二つのピークが存在している。これは共振現象と共に、集束効果も影響し

ている。

最後に、ホットスポット現象が観測される周波数領域について議論する。本論文で解析したモデルでは、明確なホットスポットが 1.4GHz ~ 3.5GHz の周波数領域で観測された。この周波数領域は、電磁波の波長と眼球の大きさが同程度であり、かつ組織の導電率がそれ程大きくない範囲を意味する。つまり、眼球が準共振構造になりうる範囲である。但し、この範囲は、眼球の構造により若干変化すること、つまり個体差があることに注意しなければならない。

5 まとめ

本稿では、近年注目されている電磁波が人体に与える影響について、以下の 2 つの話題を取り上げ議論した。

まず、従来の PDC に比べて出力電力が高い衛星携帯通信サービス端末が人体に与える熱効果を調べた。解析手法として FDTD 法を用いることにより、携帯端末から発せられる電磁波に人体頭部がさらされた場合の、SAR 分布を求めた。そして、その SAR 分布より、局所 10g 組織の平均 SAR 値を求め、安全基準と比較した。解析の結果、次のようなことがわかった。まず、頭部内 SAR 分布は、周波数に大きく依存することがわかった。そのため、N-STAR は相対的に出力電力が大きいかかわらず周波数が高いため、電磁波は人体頭部中央付近にあまり浸透しないことがわかった。次に、得られた SAR を CENELEC[3] が制定した指針値と比較した結果、解析したすべての端末は指針値の範囲内にあることが明らかになった。

また、本稿の結果より明らかのように、周波数が高くなるにつれて、電磁波が人体に与える熱効果は皮膚表面に集中する。従って、端末の周波数が本研究で取り上げたものよりも相対的に低く、更に出力電力が高いデバイスがあれば、脳内における熱効果は高くなることが予想され、再検討する必要がある。

次に、眼球に正面から平面波を入射した場合の、平均 SAR の周波数特性および眼球内 SAR 分布を調べた。特に、眼球内ホットスポット現象

について詳細に議論した。その結果、まず、眼球はある周波数で共振構造となることがわかった。また、眼球内におけるホットスポット現象とは、電磁波の共振現象と密接な関係があることがわかった。更に、ホットスポットは周波数により位置・個数に変化することが明らかとなった。

今後の研究課題としては、得られた結果を参考に、人体に電磁波が吸収されにくい通信端末の設計を考える必要がある。

謝辞

資料作成にご協力いただいた渡辺弘範氏（大阪大学工学研究科）に深謝する。

参考文献

- [1] 郵政省電気通信技術審議会答申，諮問第89号，“電波利用における人体の防護指針”，1990.
- [2] IEEE C95.1-1991 IEEE standard for safety levels with respect to human exposure to radio frequency electromagnetic fields, 3 kHz to 300 GHz, Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., New York, 1992.
- [3] European Committee for Electrotechnical Standardization (CENELEC) Prestandard ENV 50166, Human exposure to electromagnetic fields. High frequency (10 kHz to 300 GHz), Jan. 1995.
- [4] Federal Communication Commission, ET Docket No. 93-62, Effects of Radiofrequency Radiation, prepared by the Federal Communication Commission, Washington, DC, 1996.
- [5] ICNIRP Guidelines, “Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz),” *Health Phys.*, vol.74, pp.494-522, 1998.
- [6] M. A. Stuchly, *Crit. Rev. Biomed. Eng.*, vol.26, pp.117-151, 1998.
- [7] J. Schwartz *et al.*, *Bioelectromagnetics*, vol.11, pp.349-358, 1990.
- [8] J. Freeborn, *IEEE Student Journal*, vol.2, pp.2-6, 1964.
- [9] Tobias and Lawrance Eds., *In advances in biological & Medical Physics V.*, Academic Press, 1957 (pp.147-209).
- [10] C. Gabriel, “Compilation of the dielectric properties of body tissues at RF and microwave frequencies,” *Final Technical Report Occupational and Environmental Health Directorate AL/OE-TR-1996-0037* (Brooks Air Force Base, TX: RFR Division).
- [11] A. Hirata, T. Katayama, and T. Shiozawa, (PIMRC) '99, KO-0083, Sep. 1999 (Osaka).
- [12] W. W. Wu, E. F. Miller, W. L. Pritchard, and R. L. Pickholtz, *Proc. IEEE*, vol.82, pp.1431-1448. 1994.
- [13] 小野寺正, 高橋康文, 篠永英之, 上野晋, *信学誌*, vol.79, pp.392-398, Apr. 1996.
- [14] A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Norwood. MA: Artech House, 1995.
- [15] O. P. Gandhi, *Radio Sci.*, vol.30, no.1, pp.161-177, 1995.
- [16] 宇野亨, “FDTD法による電磁界およびアンテナ解析,” コロナ社, 1998.
- [17] O. P. Gandhi, Y. G. Gu, J. Y. Chen, and H. I. Bassen, *Health Phys.*, vol.63, pp.281-290, 1992.
- [18] P. Bernardi, M. Cavagnaro, and S. Pisa, *Wire. Net.*, vol.3, pp.511-517, 1997.

- [19] D. D. Stark, G. W. Bradley, Jr., *Magnetic resonance imaging, 2nd Ed.*, St. Louis: Mosby Year Book, 1992.
- [20] J. P. Berenger, *J. Computational Phys.*, vol.114, pp.185-200, 1994.
- [21] G. Lazzi and O. P. Gandhi, *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.46, pp.525-530, 1998.
- [22] P. Bernardi, M. Cavagnaro, and S. Pisa, *IEEE Trans. Electromagnetic Compat.*, vol.38, pp.357-366, 1996.
- [23] R. Lubbers, L. Chen, T. Uno, and S. Adachi, *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.40, p.1577-1583, 1992.
- [24] R. Yamaguchi, K. Sawaya, Y. Fujino, and S. Adachi, *IEICE Trans. Commun.*, vol.E76-B, pp.1526-1531, 1993.
- [25] A. D. Tinniswood, C. M. Furse, and O. P. Gandhi, *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.46, no.6, pp.829-833, 1998.
- [26] 渡辺聡一, 多氣昌生, 野島俊雄, 信学論 (B-II), vol.J79-B-II, pp.557-565, 1996.
- [27] M. Okoniewski and M. A. Stuchly, *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.44, no.10, pp.1855-1864, 1996.
- [28] 牛尾剛, 平田晃正, 塩沢俊之, 信学論 (B), 採録決定 (1999).
- [29] H. P. Schwan, *J. Microwave Power*, vol.17, pp.1-9, 1982.
- [30] A. Taflove and M. E. Brodwin, *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.23, no.11, pp.888-896, Nov. 1975.
- [31] O. Fujiwara and A. Kato, *IEICE Trans.* vol.E77-B, no.6, pp.732-737, June 1994.

A. ICNIRP (International Non-Ionizing Radiation Committee) の安全基準 (職業人)

Frequency range	Current density for head and trunk (mA/m ²)(rms)	Whole-body average SAR (W/kg)	Localized SAR (head and trunk) (W/kg)	Localized SAR (limbs) (W/kg)
up to 1 Hz	40	-	-	-
1 - 4 Hz	40 / f	-	-	-
4 Hz -1 kHz	10	-	-	-
1 -100 kHz	$f/100$	-	-	-
100 kHz -10 MHz	$f/100$	0.4	10	20
10 MHz -10 GHz	-	0.4	10	20

輻射科学研究会資料

RS99-2

電磁気地震学の誕生

—電磁気地震前兆の理論と再現モデル実験—

池谷元伺 松本裕史 佐藤英夫 法澤公寛
松田智紀 山本喜久治 山中千博

(大阪大学大学院 理学研究科)

平成 11年 5月28日

地震の数日から数時間前に現れるという地震前兆を「心理的錯覚」、「雑音」とする学者も多い。地震発光、動物異常行動、地震電磁信号 (SEM S) は、震央の電荷からの電場や電磁波により生じると考えられる。応力変化により生じる電荷対でパルス電磁波が発生する「断層の電磁気モデル」について紹介し、圧電効果の piezo 補償電荷で計算した。また、電磁波の伝播の模型実験、雷や地震前のパルス電磁波観測についても述べる。

1. はじめに - 地震前兆と先行時間

地震前兆に関連した電磁現象は、100 年以上前から議論されてきたが、地震学では力学研究が主流となり、わずかに大地抵抗の測定が行われてきたにすぎない。最近、物理や電気通信研究者らによる「地電流 (大地電位差：直流の VAN 法)」や地震電磁波の観測が行われ、地震との関連や地震予知との関連で論争が続いている^{1,2)}。

我々はこれまで、地震前兆が存在すると仮定し、「地震発光や動物異常行動も電磁現象にすぎない」ことを現象を再現する実験によって明らかにしてきた。神戸地震の後で市民が報告した怪奇現象のような前兆証言も、心理的な錯誤ではなく、電磁現象として再現できた。

地震の前兆現象は、経験的には、以下のように起こるといふ。

- (a) 地震の起こる 2 週間前に始まり
- (b) 8 日前に 1 つのピークを持ち (雷、竜巻雲も発生)、沈静化
- (c) 1 日前から再発、1 時間前に 2 番目のピーク、沈静化して地震

これらを説明する仮説として、

- (a) 地震の 2 週間前から、地震計で検出できない微小破壊 (減衰の著しい高周波成分の振動が主) により応力変化が起こり、電磁現象が発生。
- (b) 一週間前には最高に進行、断層領域全体に拡大する。
- (c) この後、ミクロな破壊領域に地下水などが浸透し応力の低下が起こり、小さな破壊が起こる。この時は、場所によっては、後で前震だったとされる地震波が観測されることもある。

Sholtz による提案で地震予知が出来るのではないかと期待された「ダイラタンシー」仮説に乗っている。地震波の進行速度が期待したように変化していないため、地震学者は地震学的に認めない仮説である。

「地震の始まりは、地震の終わりを知っているか？」との禅問答にたいして、地震学者の研究する「震源破壊核」の成長は、地震波の立ち上がり

から見る限り先行時間は秒の程度である。ここでは、電磁現象を伴う破壊の先行時間を日と時間の単位で考えている。地震学者は、そのような微小破壊を地震波で検出できないため認めないが、電磁現象を説明するためには、このような破壊または応力変化を考えないわけにいかない。

「微小破壊のはじまりは、微小破壊の終わりを知らない」が、「地震波を伴う震源核の破壊の始まりは、地震の終わりを知っている」ことになる。電磁現象が終わってから、地震が起こっているので、「地震は、電磁現象を伴う微小破壊が終わった領域の力学的破壊」と言える。地図の断層線に切り目を入れて破る実験で説明できる。¹⁾ この仮説は地震波により破壊を調べる地震学者に受け入れられていないが、「前兆電磁現象」を説明するには、こう考えざるを得ないのである。

我々は、種々の地震前兆現象を体系的に説明する「断層の電磁気学モデル」を提案した。^{1,3-6)} 応力変化に伴い発生する小さな電気双極子の集合を考え、前兆破壊の際のパルス状に放射される電磁波を捕らえ、解析することを試みている。また、「地殻誘電体導波回路」や「断層アンテナ説」の模型実験も行い、電磁波の伝播を調べた。

電磁気現象の発生機構に関しては諸説があり、今のところ決定的なモデルはない。もっとも単純な電荷発生機構は「圧電効果」であり、ピエゾ分極補償電荷が主役になる。この理論に基づいて、動物異常行動をはじめとする地震前兆現象の再現実験も行っている⁴⁾。

2. 断層の電磁気モデル

断層地帯の歪み応力を $\sigma(t)$ とすると、応力の減少 $d\sigma/dt$ に比例して電荷密度、 $+q(t)$ と $-q(t)$ が現れる。均質な ρ と ε の媒質中の電荷密度 $q(x, y, t)$ は、同じ空間分布で $q(x, y) e^{-t/\varepsilon\rho}$ と $\varepsilon\rho$ の時定数で減衰する。電荷を表す式は

$$dq/dt = -\alpha (d\sigma/dt) - q/\varepsilon\rho \quad (1)$$

となる。 α は発電係数で、メカニズムにより値が異なる。(たとえば、ピエゾ係数、摩擦電気係数など)。岩石破碎時間または断層変位時間を τ と応力降下を $\Delta\sigma$ とし、応力 σ が時間 τ で指数関数的に減衰するなら $d\sigma/dt = -(\Delta\sigma/\tau) e^{-t/\tau}$ から $t=0$ で $q=0$ の初期条件を用い

$$q(t) = \alpha \Delta\sigma [\varepsilon\rho / (\tau - \varepsilon\rho)] (e^{-t/\tau} - e^{-t/\varepsilon\rho}) \quad (2)$$

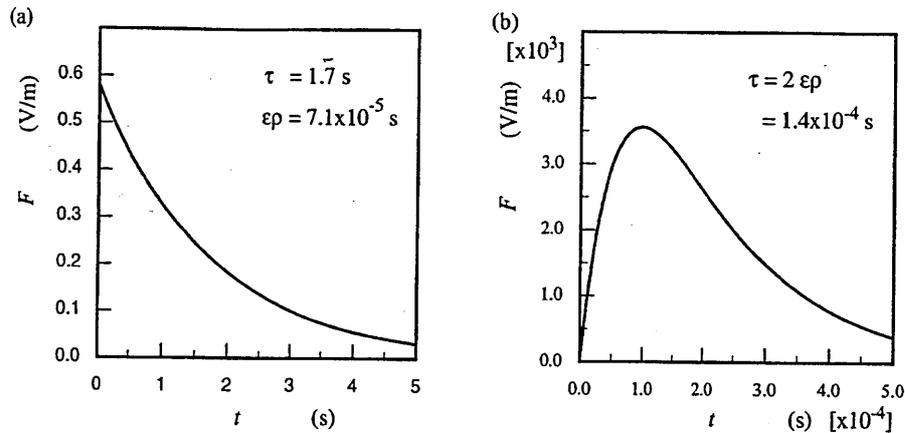


Fig. 2. The time-dependent electric field intensity due to seismic stress change in granitic bedrocks with $\rho = 10^6 \Omega\text{m}$ ($\epsilon\rho = 7 \times 10^{-5}\text{s}$) for (a) the displacement time of $\tau = 1.7 \text{ s}$ (earthquake), (b) local fracture for a case of $\tau = 2\epsilon\rho = 1.4 \times 10^{-4}\text{s}$ (foreshock). Note that the intensity is four orders of the magnitude higher for preseismic (b) than coseismic (a).

図 1. パルス電荷の発生 (a) 前兆時 ($\tau < \epsilon\rho$) (b) 地震時 ($\tau \gg \epsilon\rho$)

が導ける。この式は、本文中の図 1 に示す立ち上がり $\epsilon\rho$ 、減衰 τ の時定数のパルス波形になる。地震時や前兆時には、式 (2) は以下の式になる。

地震時 ($\tau \gg \epsilon\rho$): $q(t) = \alpha \Delta\sigma (\epsilon\rho / \tau) e^{-t/\tau}$ (3)

前兆時 ($\tau < \epsilon\rho$): $q(t) = \alpha \Delta\sigma (e^{-t/\epsilon\rho} - e^{-t/\tau})$ (4)

地震学との接点：断層の数学モデル

次の物理量と式をせん断応力と歪み量の基本式として用いる。

$2a$: 断層の長さ、 A : 断層面の面積、 D : 断層のずれ、

μ : 剛性率 $\Delta\sigma$: 応力の減少量 $\Delta\sigma = \sigma_0 - \sigma_1$

応力変化と最終変位量の関係: $\Delta\sigma = \mu (D / 2a)$

地震モーメント M_0 : $M_0 = \mu DA = \Delta\sigma (2aA)$

モーメント・マグニチュード $M_w = (\log_{10} M_0 - 9.1) / 1.5$ (5)

断層の数学モデル このモデルで断層地帯の応力変化量 $d\sigma/dt$ を評価する。長さ $2a$ の断層が動き始めて時刻 t 後の変位量を $D(t)$ 、最終変位量を D とすると、残存歪みは $(D - D(t)) / 2a$ になる。せん断歪み応力 $\sigma(t)$ は剛性率 μ を用いると、バネのフックの法則のように

$$\sigma(t) = \mu (D - D(t)) / 2a \quad (6)$$

と表せる。断層の数学モデルでは、断層変位 $D(t)$ を

$$D(t) = D \{1 - \exp(-t/\tau)\} \quad (7)$$

と表す。 τ は断層の変位時間である。断層変位の前後による応力降下量を $\Delta\sigma$ 、残留応力を σ_1 とすると、 $\sigma(t) = \sigma_1 + \Delta\sigma e^{-t/\tau}$ となる。

断層変位時間 τ は、初期の変位速度を D' 、最終変位量を D とすると、 τ

= D/D' である。破壊の起こる応力 σ_0 は、横波の伝搬速度 β と式 $\Delta\sigma = \mu D / 2a$ を用いて

$$\sigma_0 = \mu D' / 2\beta \tag{8}$$

となる。両式から断層変位時間は次式で表せる。

$$\tau = D/D' = (\Delta\sigma / \sigma_0) (a / \beta) \tag{9}$$

ここで、石英粒子の径を $2a'$ の破壊を、仮想敵に断層長さが $2a'$ と考え、変位時間を τ 、また、断層の変位時間、式 (9) を τ_f で表す。

3. 地震モーメントと電磁波のパワースペクトル：電磁氣的モデル

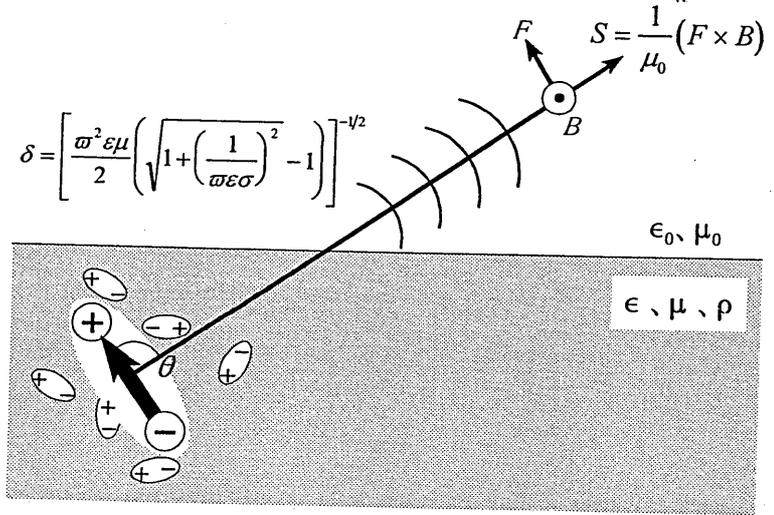
断層地帯の花崗岩には数百年かけ少しずつ歪みが蓄積し、構成鉱物の石英粒子はピエゾ分極を起こす。緩やかな応力変化では、補償電荷が分極を打ち消すため周囲に電場はできない。ところが、前兆破壊で急な応力変化が起こると、ピエゾ分極の変化に分極補償電荷が追従できず、過渡的に電荷が発生する。

半径 a 内に分布する一群の電荷からの電磁放射は、発生源と観測者との距離を R とし ($R \gg 2a$)、 $t-R/c$ の時間での電気双極子能率 $P(t-R/c)$ で表すことができる (Milford, 1967)。電磁波電力のポインティングベクトル $S(R, \theta)$ は、 P と R のなす角度を θ として

$$\begin{aligned} S(x, \theta) &= (1/\mu_0) (F \times B) \\ &= (1/4\pi R)^2 (\mu_0/c) [d^2 P / dt^2]^2 \sin^2 \theta \end{aligned} \tag{10}$$

と表す。全空間で積分すると、 $\sin^2 \theta = 2/3$ より、放射エネルギー P_R は

図2. 震源付近の応力変化の場に生じた電気双極子 (pi) のの集合からの電磁波発生。さらに、減衰と伝播を考慮すると、地震前兆を説明できる。



$$P_R = -dW/dt = (1/4\pi\epsilon_0)(2\beta c^3)(d^2P/dt^2)^2 \quad (11)$$

ここで直径が $2a'$ の石英粒子の表面電荷を考え、電荷量は $q(t)(2a)^2$ で、 $p_i(t) = q(t)(2a)^3$ とする。断層に沿って幅 $2a$ が歪み領域とし、深さ h 以上は歪み領域でない大地震 ($A = 2ah$) では、歪み領域の石英粒子数 N は、 η を石英の体積含有率、 $2a'$ を石英粒子の一辺の長さとし、 $N = (2a)^2 h \eta / (2a')^3$ 。1秒間に消滅する電気双極子数 n は、破壊時間 (断層変位時間) $\tau = (\Delta\sigma/\sigma_0)(a/\beta)$ を用いると、

$$n = N/\tau = 2(\Delta\sigma/\sigma_0)\beta h^{1/2} M_0^{1/2} (2a')^3 \quad (12)$$

電磁波の電力 (ポインティング・ベクトル S) は n に比例、

$$\begin{aligned} S &= \Sigma (1/4\pi R)^2 (2\mu_0\beta c) [d^2 p_i / dt^2]^2 \\ &= 2 (1/4\pi R)^2 (\mu_0/c) (\sigma_0\beta/\Delta\sigma) (h/\Delta\sigma)^{1/2} M_0^{1/2} (2a')^3 [d^2 q / dt^2]^2 \end{aligned} \quad (13)$$

電磁波の電場強度 F は、 S の平方根に比例； $F = (S / \mu c)^{1/2}$

$$F = (1/4\pi R) [2 (\mu_0/c) (\sigma_0\beta/\Delta\sigma) (h/\Delta\sigma)^{1/2} (2a')^3]^{1/2} M_0^{1/4} [d^2 q / dt^2] \quad (14)$$

と距離 R に逆比例し、 $M_0^{1/4}$ に比例する。したがって、 FR と M_w

$$\log FR = 0.375 M_w + c$$

スケーリング則が成立する。この式は、なぜか直流電位差を測定するギリシャのVAN法の経験式 $\log FR = 0.37 M + c$ に近い (例えば、 R が km 単位では、 $c = -0.82$)。地震が $M7$ (神戸地震は $M7.2$) では、 $FR = 70$ $M4$ で $FR = 6$ ゆえに、 $F = 7$ mV/m と 0.6 mV/m になる。これは、直流成分のみであり、パルスのピーク値はもっと高い。

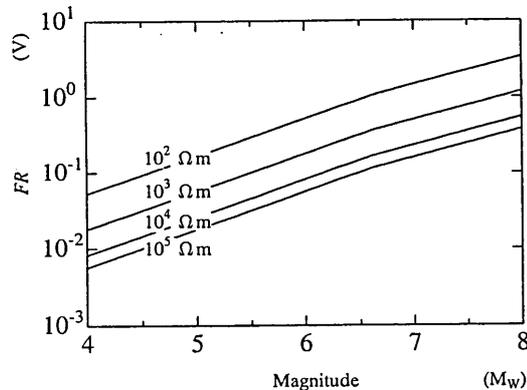


図3. 電場と距離の積と地震のマグニチュードのスケーリング則

4. 電磁波の周波数スペクトルと減衰

周波数 f の電磁波の電場は $\omega=2\pi f$ と波数ベクトル k を用いて、 $F e^{-i(\omega t - k z)}$ で表す。電磁波の電力周波数スペクトルは、(10) 式をフーリエ変換する。導電性物質中では、波数ベクトル k は複素数 $k = k' + jk''$ で表せて、減衰の原因になる虚数部 k'' は

$$k'' = \omega (\mu\epsilon/2)^{1/2} [(1 + (1/\omega\epsilon\rho)^2)^{1/2} - 1]^{1/2} \quad (15)$$

距離 R の位置での電磁波減衰は $\exp(-k'' R) = \exp(-R/\delta)$ になる。

(i) $\omega\epsilon\rho \ll 1$: 低抵抗率、低周波近似 金属中の電磁波減衰は

$$k'' = (\omega\mu/2\rho)^{1/2} = 1/\delta \quad (16)$$

で与えられ、表皮深さ δ は $\delta = (\omega\mu/2\rho)^{-1/2}$ 。この式しかない教科書が多く、地球科学で高周波ほど減衰が著しいと考えるのは誤解。導電性の地殻 $\rho = 10^2 - 10^6 \Omega\text{m}$ では $\epsilon\rho = 10^{-8} - 10^{-4}$ 秒で高周波 100MHz-10kHz では $\omega\epsilon\rho \ll 1$ が成立しない。

(ii) $\omega\epsilon\rho \gg 1$: 高抵抗率、高周波近似 虚数部 k'' は、この場合は

$$k'' = 1/2 c\epsilon\rho = 1/\delta \quad (17)$$

表皮深さ δ は $\delta = 2c\epsilon\rho$ で一定で、 ϵ の周波数依存性しかない。

地殻導波回路： 深さ h 以下の地下は導電性があり、地表との間の地殻が誘電体スラブ導波回路になっているとする。また、電離層と地表も平行平板の地球導波回路になっている。電磁波は導波管内波長 λ_g で $e^{-2\pi i z/\lambda_g}$ として伝搬する。ここで λ_g は

$$\lambda_g = 1 / (1/\lambda_0^2 - 1/4h^2)^{1/2} \quad (18)$$

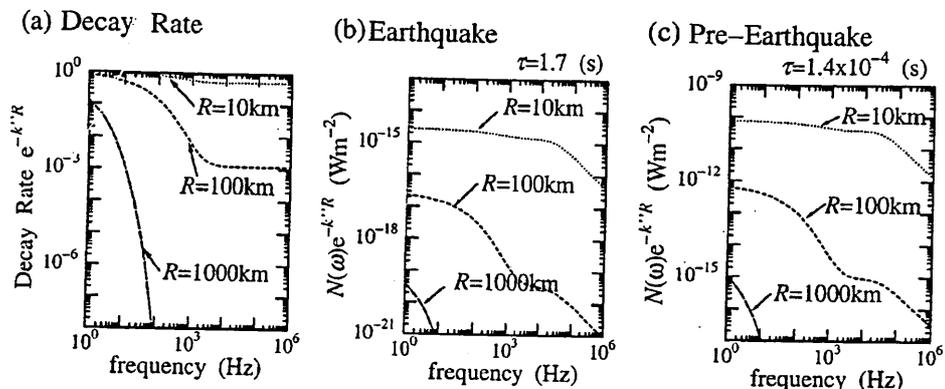


図4.電磁波の減衰率、電磁波周波数依存性 (地震時、地震前の局所破壊)

電磁波の速度は $(\mu \epsilon)^{1/2}$ であり、導波回路の遮断周波数 $f_c = (\mu \epsilon)^{1/2} / 2h$ 以下で伝播ベクトル k_z は虚数になり

$$k_z = 2\pi \left((1/2h)^2 - (f/c)^2 \right)^{1/2} = 1/\delta \quad (19)$$

強度は指数関数的に減衰する衰散波（エヴァネッセント波）になる。
日本列島電磁波実験—地球導波回路の実験

遠隔地の地震でも予知したと主張されるのが、地震雲、地震電磁波である。これらを非科学的とする学者の根拠は、震源から数100-1000 kmも離れたところに電場が生じる物理的理由がないためという。地球導波回路で電磁波は遠隔地まで伝播する。

百万分の一の地図（1：1,000,000）を用意し、

	地球物質	模型実験材料
地殻	$10^5 \Omega m$ 厚さ 30km	塩水 $\rho=10^{-1} \Omega m$ 深さ 30 mm
海洋	$10^{-2} \Omega m$ 90m	アルミ箔 $10^{-8} \Omega m$ 厚さ $15 \mu m \times 6$ 枚
断層	$10-10^2 \Omega m$	アルミ箔 $15 \mu m$
電離層	地表から 100 km	金属板 100 mm
地下導電面	地下 30 km	金属板 30 mm。

震源位置、地下10kmに相当する場所（10mm）に、小さなアンテナを挿入し電磁波を送信し、陸や海の上の電磁波強度を小さなアンテナで検出する。計算機制御したX-Yステージで探針アンテナの位置を走査し、電磁波の強度分布をマッピングにより電磁波伝搬をシミュレートする。

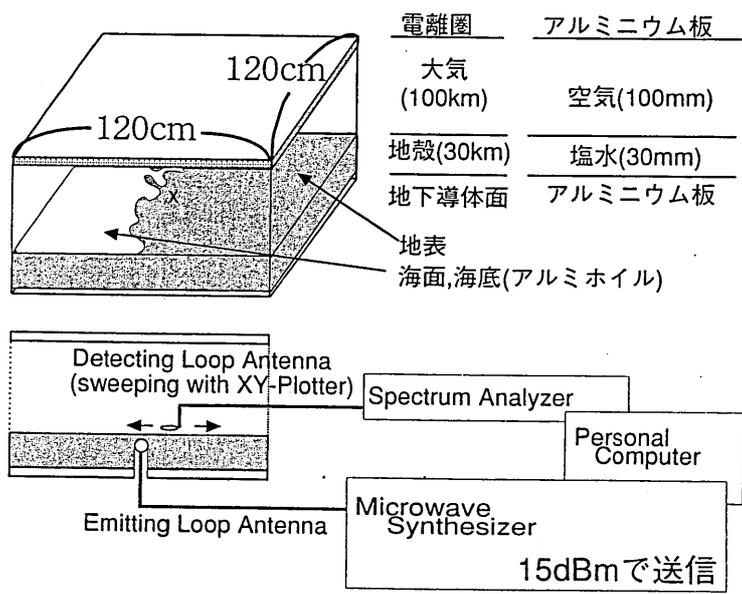


図5. 地球導波回路の実験。海と断層による電磁放射の散乱。地殻を塩水で、海をアルミ箔で模擬して抵抗率を 10^6 倍し、周波数を 10^6 倍して、表皮深さ $(\omega\mu/2\rho)^{-1/2} = 10^{-6}$ を実現、地図と同じ 10^{-6} のスケーリングにした。

波長を実際の百万分の一、地殻を伝播する低周波の 1 Hz ~ 10 kHz が 1 MHz ~ 10 GHz に対応する。模型の実験材料は、ほぼ 10^{-6} だけ小さな抵抗率を持つので、周波数が 10^6 倍だと、表皮深さ δ は、 $\delta = (\omega\mu/2\rho)^{-1/2}$ から模型ののスケーリングと同じ 10^{-6} になる。減衰も定量的に議論できる。

断層面はアンテナになるか？

地殻導波回路の模型から遮断周波数の前後の二つの周波数で実験し、検出した電磁波の強度分布を図に示す。強度分布図は、遮断周波数より低い低周波ではエバネッセント波として電磁場の強度は震央の距離とともに減衰し、高周波では縞模様が現れる。また、断層のアンテナの効果について調べるために、アルミ箔を置いて電磁波強度のマッピングを行った。

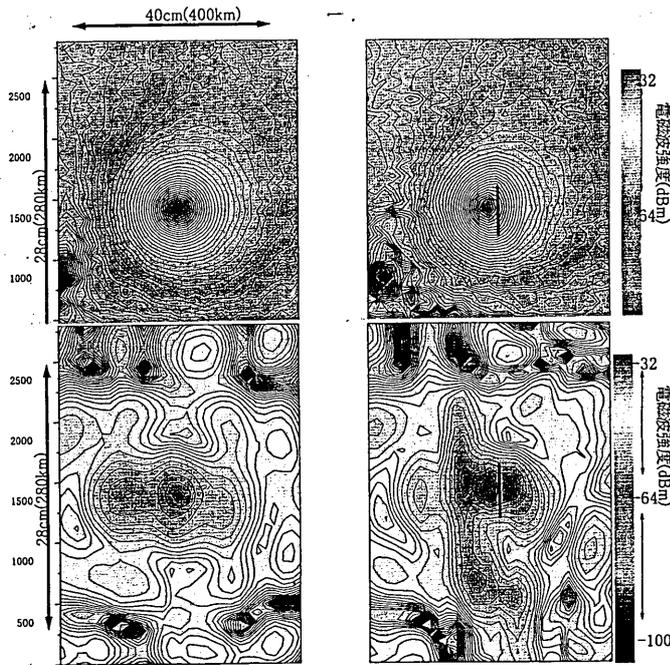


図6. 断層面による電磁波散乱 (左右) 断層のあるなし。(上) $f = 400$ MHz $< f_c$ 、(下) $f = 2.4$ GHz $> f_c$.

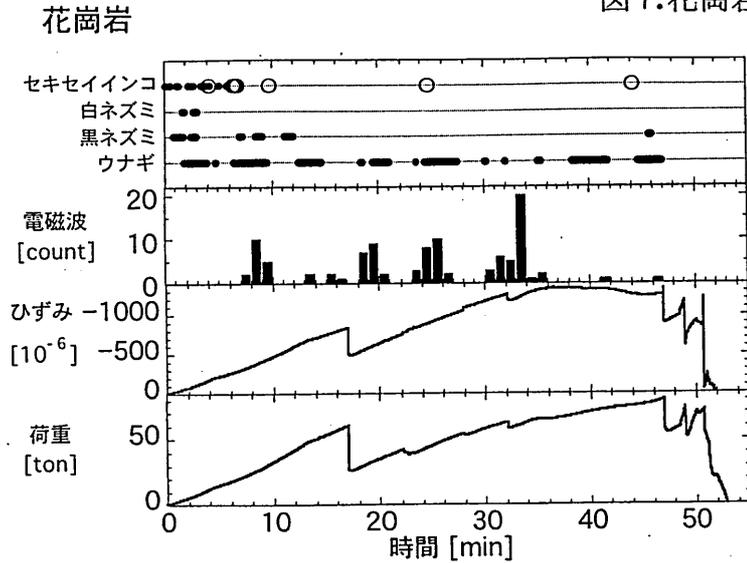
5. 動物異常行動の出現距離と検出限界の電場:

6. 岩石破壊実験—動物異常行動と電磁波発生

断層の電磁気学モデルによると、地震発生時またはその前に電磁波が生じ、動物異常行動が起こる。阪大工学部建築工学科の500トンプレス機で岩石破壊実験を行い、岩石のピエゾ定数、動物異常行動、電磁波発生、音響振動を調べた。石英を含む花崗岩を圧縮した時、そばに動物をおいて観察し、パルス電磁波と動物異常行動が同時に起こることを確かめた。

10 × 10 × 10cm の花崗岩と玄武岩を圧縮し、発生電磁波を、ロッドアンテナ (周波数レンジ 30Hz ~ 50MHz)、ループアンテナ (10kHz ~ 30MHz、

図7.花崗岩の破壊実験



ループ直径 60cm) で観測した。岩石のそばに動物 (黒マウス、白マウス、ウナギ、ドジョウ、ハムスター、インコ、カイク) を置いて、動物異常行動および音響をビデオカメラで記録した。

花崗岩 (10 × 10 × 10cm) に加えた荷重、同時に観測した電磁波とウナギの異常行動を示す。電磁波は、単位時間当りに測定されたパルス数で表し、ウナギの動いた時間帯を図の太線で表している。図中で荷重の値が急に落ちているのは、岩石の破壊が起こったことを表している。電磁波は岩石圧縮・破壊時に観測されている。また、ウナギの動いた時間帯と電磁波が発生した時間帯とは一部で一致している。岩石破壊を行わない場合のウナギは、ほとんど動いていない。このことから、電磁波によってウナギが騒いだと考えられる。撮影したビデオ画像からは、岩石破壊時に生じた音によって動物は異常行動を起こさないことがわかる。他方、同じ大きさの玄武岩の破壊実験では、石英を含まないため電磁波はほとんど観測されなかった。また、ウナギもほとんど動かなかった。これより、地震前兆の動物異常行動は電磁波によって引き起こされたと考えられる。

動物異常が現れる最大半径 R_{max} は、力武の経験則

$$M = 2.6 \log R_{max} - 0.87 \quad (20)$$

を参考に

$$M = 4.00 \log R_{max} - 4.65 \quad (R < h \div 20 \text{ km}; M < 6.6) \quad (21)$$

$$M = 2.67 \log R_{max} - 0.91 \quad (R \geq h \div 20 \text{ km}; M \geq 6.6) \quad (22)$$

で表せる。すなわち、 $\log R_{max} = 0.375 M + 0.35$ (23)

実験式 $\log FR = 0.375 M_w - 0.8$ から、電磁波電場の臨界値は

$$\log F_c = \log F_c R_{max} - \lg R_{max} = -0.8 - 0.35 = -1.15$$

$F_c = 0.07 \text{ V/km} = 7 \times 10^{-5} \text{ V/m}$ であり、ナマズの知覚する電位より一桁大きい。 $\log FR = 0.375 M_w - 0.8$ は、周波数成分が低い場合の経験式であり、パルス電場の値ではない。全周波数成分を加えたピーク値は、10 V 以上になり、研究室の実験値とも合う。

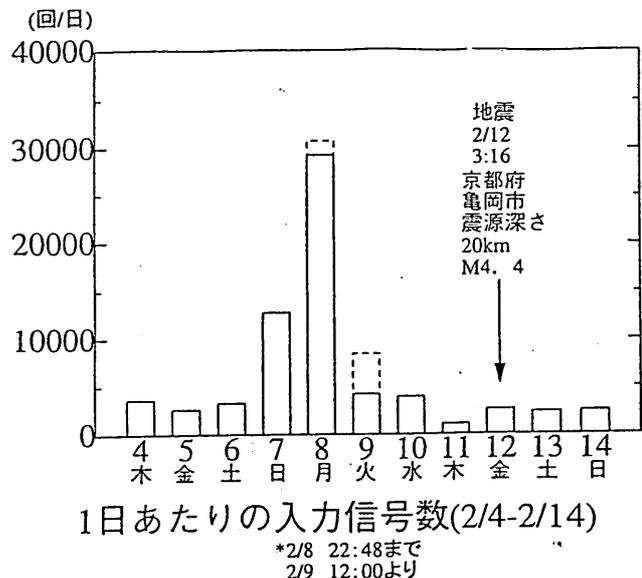
6. 地震発光—パルス電場による空電現象

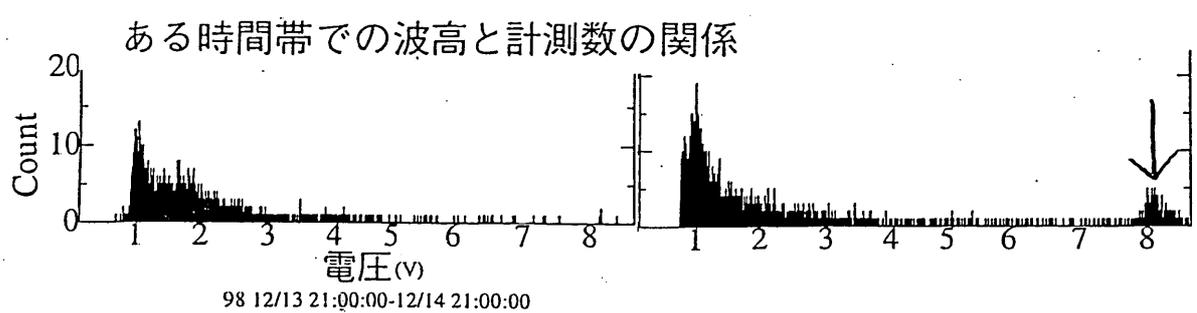
地震に伴い地上や空が光る現象は古くから目撃され、松代地震 (1965-1967) では写真撮影された (7)。神戸地震 (1995) でも目撃証言がある (8)。地震発光の色彩は青が多く赤、黄、白の順で少なくなり、形態として、形のはっきりしない閃光、火球、火炎、広がった空の発光など様々な形が報告されている (Takaki and Ikeya, 1998)。地震発光を電磁気現象の一部として捉え、発光に必要な電場強度の評価を行う。ここでは電場はピエゾ効果で引き起こされると仮定し、発生する電場強度を見積もった。

7. パルス電磁波観測—雷時と地震前の電磁波

水槽中に設置した平行平板の銅板電極間の電位差を測定する。この電極はプリアンプ (帯域 DC ~ 10 MHz) を通して DSO (デジタル記憶オシロスコープ) と接続されている。サンプリング周波数は 40 MHz で、一定強度以上のパルス信号が入力されるとトリガがかかり、DSO で観測された波形データがコンピュータへ自動的に記録されるシステムとなっている。

図. 8 は一日あたりの入力信号数の変化である。8日、9日は記録していなかった時間帯があったので、実際の計測数は実線で表し、24時間補正したものを点線で表している。地震は12日未明に発生しているがこの図よりその5日前(7日)から増加し、4日前(8日)にピークを迎え、その翌日も計数が多い。また地震発生前日に計数が少ない。





最近、アンテナからのパルスノイズを波高分析して地震の4日前に得たデータを示す。地震の前には、普段と異なる電磁パルスがあったようで、多分、野性動物の敏感な個体は、このような電磁ノイズに敏感に反応すると考えてよいだろう。

3方向の垂直ループアンテナとプリアンプ (帯域1GHz) 3chなどを用いて、観測されたパルスの方位探査を進めている。今後はGPSクロックを用いた複数箇所での同時観測により発生源を特定し、パルス電磁波の波形解析から発生機構を明らかにする重要な手掛かりを得たい。そのためには、パルス波形を出来る限り生のまま取得し解析することが重要である。狭帯域の電磁波観測では限られた情報しか得ることができないので広帯域のアンテナを用いた観測への移行を進めたい。

地震前兆の電磁気観測は、地震の早期警報システムへの発展が期待される。VAN法のような短期地震予知の試みもあるが、否定的な見方もある。断層の電磁気学モデルによると地電流VAN法の経験則は、電場強度を地殻導波回路のエバネッセント波として説明できる。

参考文献

池谷元何：地震の前、なぜ動物は騒ぐのか—電磁気地震学の誕生、日本放送出版協会 (1998)、NHKブックスNo. 822

弘海原清：前兆証言 1591, 東京出版 (1995) .

Takaki, S. and Ikeya, M. : A dark discharge model of earthquake lightning. *Jpn. J. Appl. Phys.* 37, Part 1, No. 9A (1998) 5016-5020.

H. Matsumoto, M. Ikeya and C. Yamataka : A nalysis of barber-pole color and speckle noises recorded 6 hours before the Kobe earthquake. *Jpn. J. Appl. Phys.* 37 (1998) L1409-L1411.

Q. Huang and M. Ikeya : Seismic electromagnetic signals (SEMS) explained by a simulation experiment using electromagnetic waves. *Phys. Earth Planet. Inter.* 109, (1998) 107-114.

Q. Huang and M. Ikeya : Theoretical investigation of seismic electric field associated with faulting. *Earthquake Research in China* 12 (1998) 295-302.

M. Ikeya, T. Matsuda and C. Yamataka : Reproduction of mimosa and clock anomalies before earthquakes: A lice in Wonderland syndrome? *Proc. Jpn. Acad.* 74, B (1998) 60-64.

M. Ikeya, H. Matsumoto and Q. Huang : A lined silkworm's seismic animal anomalous behavior and electromagnetic model of a fault. *Acta Seimologica Sinica* 11 (1998) 365-374.

M. Ikeya, and H. Matsumoto : Duplicated earthquake precursor anomalies of electric appliances. *South China J. Seimology* 18 (1998) 53-57.

H. Sasaoka, C. Yamataka and M. Ikeya : Measurements of electric potential variation by piezoelectricity of granite. *Geophys. Res. Lett.* 25 (1998) 2225-2228.

A Simulation Study on Magnetostatic Backward Volume Waves by FDTD method

Toshiro Kodera, Hitoshi Shimasaki, and Makoto Tsutsumi
小寺敏郎 島崎仁司 堤 誠

Department of Electronics and Information Science
Faculty of Engineering and Design
Kyoto Institute of Technology
Matsugasaki, Sakyo-ku, Kyoto 606-8585

1999年10月25日

於 (株)村田製作所 本社

Abstract: The time domain analysis on magnetostatic waves has been carried out by the finite difference time domain (FDTD) method. To analyze the gyromagnetic properties which is the origin of magnetostatic wave, direct differentiations of magnetic dipole moment equation in time and space domain without any approximation are carried out and is combined with Maxwell's equation by means of the FDTD method. As a result, the possibilities of the analysis on the magnetostatic wave with the FDTD method are confirmed and the validities of this approach are confirmed by some inspections. As examples of this analysis, the nonlinear characteristics on the magnetostatic backward volume waves (MSBVW) and the effect of a nonuniformly applied magnetic field are investigated.

1. Introduction

The microwave devices using ferrite materials have several unique characteristics; nonreciprocity, magnetic tunability, and so on. It is well known that a magnetostatic wave propagates in a proper waveguide structure using ferrite materials when the operation frequency close to the magnetic resonance frequency. This wave also has some unique characteristics such as slow propagation velocity, short wave length, nonlinearity, and so on. These features can not be found out simultaneously in any other waves. These characteristics mean the possibility for extreme miniaturization of devices. The nonlinearity of the ferrite can be utilized for various new microwave devices, for instance, S/N ratio enhancers, limiters, pulse compressors and so on [1], [2]. These new devices are expected to be ready to sustain the drastic increase of communication quantity in the future.

Regarding to the previous analysis on the wave phenomena of ferrite materials in the microwave region, it is generally carried out by using Polder tensor permeability which can be derived from magnetic moment equations under the sinusoidal steady state. This tensor expresses the magnetic characteristics as a function of the frequency. The time domain analysis also have been performed by the form of inverse Fourier transformation by using this tensor [3]. But this tensor does not basically include any nonlinear terms. This leads to the fact that some approximation like the perturbation to the linear solution must be introduced to the analysis of the nonlinear characteristics of the ferrite with this tensor [4]-[6]. The validity of such perturbation seems to break depending on the situation, like very high input power.

Many precedents are carried out by using this tensor with the magnetostatic approximation to analyze the magnetostatic waves. This can be adopted due to the wave characteristic that the amount of the electric fields are quite small compared with the magnetic fields.

About the time domain analysis of the electromagnetic waves in the device using the ferrite materials, some analyses are carried out [7]-[11]. But few precedent seem to have been tried as to the time domain analysis of magnetostatic waves [12]. Therefore, the detailed profiles of magnetostatic waves are not well known yet.

This report introduces a new approach to the time domain analysis of magnetostatic waves in ferrite and substantiates the validity of this approach by some inspections. The objective of this work is to confirm the possibility to analyze the magnetostatic waves by finite difference time domain method and perform a study on magnetostatic wave profiles of time domain including the nonlinear effects of the input power on the propagation pulses.

Section II presents the definite formulation techniques of magnetic characteristics.

We do not use Polder tensor permeability but directly differentiate Bloch's equation for the magnetic moment equation without any approximation in the process of the formulation of magnetic characteristics. This formulation is combined with finite difference time domain (FDTD) method and the time domain analysis on magnetostatic waves is implemented. Of course, this formulation is not restricted of the analysis of the magnetostatic waves. That is, both the magnetostatic waves and the electromagnetic waves can be analyzed simultaneously for the proper waveguide structure. Section III introduces the fundamental numerical results of magnetostatic backward volume waves (MSBVW) and confirm the validity of this work by some inspections. Section IV evaluates the nonlinear characteristics of the MSBVW pulses. The output pulse width is evaluated as the aspect of the input power. Section V evaluates the nonuniformly applied dc magnetic field effects on MSBVW. Section VI concludes this report.

2. Scheme for the numerical analysis

The characteristics of magnetic media for RF signal can be formulated by some expressions. In this work, Bloch's magnetic moment equation is treated for the analysis.

$$\frac{d}{dt}m_x = \gamma \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]_x + \frac{m_x}{T_2} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}m_y = \gamma \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]_y + \frac{m_y}{T_2} \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}m_z = \gamma \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]_z + \frac{m_z}{T_1} \quad (3)$$

Here, the coefficient of the dumping terms, T_1, T_2 satisfy the condition of the invariable magnitude of the magnetic moment, then the following relation is derived.

$$T_1 = 2T_2 \quad (4)$$

These coefficients can be related with the half value of the magnetic resonance as follows. The analysis with the magnetic dissipation can be carried out with these relations.

$$\Delta H = \frac{2}{\gamma \mu_0 T_1} \quad (5)$$

The nonlinear terms comprised of mutual products with the rf magnetization and the magnetic field elements are generally omitted under the assumption that these are small enough compared with dc magnetization (saturation magnetization) and the applied dc magnetic field intensities. In this analysis, however, all elements including nonlinear terms and magnetic relaxation terms are taken into account. The FDTD

method is adopted for the time domain analysis of the wave propagation. The equations of the gyrotropic movement are combined with Maxwell's equation to include the gyromagnetic properties in the conventional FDTD method. The movement equation and Maxwell's equation are directly differentiated as follows.

The general form of Bloch's equation can be modified for convenient of the analysis as follows.

$$\frac{d}{dt}m_x = \gamma \left[\mathbf{M} \times \mathbf{B} \right]_x + \frac{m_x}{T_2} \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt}m_y = \gamma \left[\mathbf{M} \times \mathbf{B} \right]_y + \frac{m_y}{T_2} \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt}m_z = \gamma \left[\mathbf{M} \times \mathbf{B} \right]_z + \frac{m_z}{T_1} \quad (8)$$

First, the procedure in the time domain is explained. The magnetization elements are updated by magnetic flux density and magnetization components of the previous time step.

$$M_{n+1} = f_1 \left(B_{n+\frac{1}{2}}, M_n \right) \quad (9)$$

Thereafter, subscripts are defined as follows. Δt express the division in time domain and n express the time step.

$$X_n = X(t = n\Delta t) \quad (10)$$

Here, magnetic field \mathbf{H} can be derived from the components acquired magnetization \mathbf{M} and magnetic flux density \mathbf{B} .

$$\mathbf{H}_{n+\frac{1}{2}} = f_2 (\mathbf{M}_{n+1}, \mathbf{M}_n, \mathbf{B}_{n+\frac{1}{2}}) \quad (11)$$

The magnetic flux density and electric field components can be renewed with the obtained magnetic and electric field intensities by the manner of the conventional FDTD method as follows.

$$\mathbf{E}_{n+1} = f_3 (\mathbf{E}_n, \mathbf{H}_{n+\frac{1}{2}}) \quad (12)$$

$$\mathbf{B}_{n+\frac{3}{2}} = f_4 (\mathbf{B}_{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{E}_{n+1}) \quad (13)$$

The time domain analysis is carried out by repeating these procedure denoted above until the final time step.

Second, the arrangement of every component in the space is described. The magnetization vector components of each direction x, y, z are mapped at the same place marked m on Fig. 1.

Calculating the magnetization component requires the magnetic flux density components at the same place of the magnetization. These required components which are not arranged there are obtained by taking the average value of adjacent points. The

mapping of the electric and magnetic flux elements are the very same as the conventional FDTD method. As to the magnetostatic wave, the object of analysis can not restrict to TE or TM mode even in two-dimensional analysis. The mapping is performed by superposing the mapping of TE and TM mode.

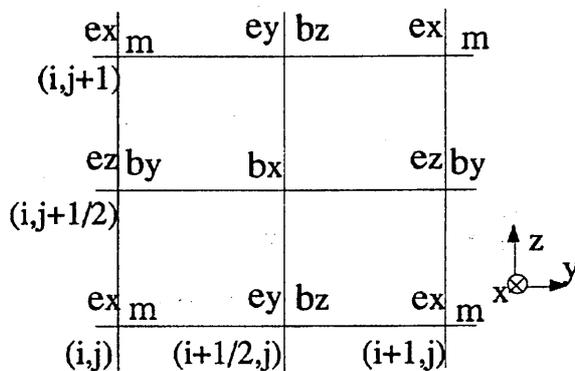


Fig.1 Space mapping of elements.

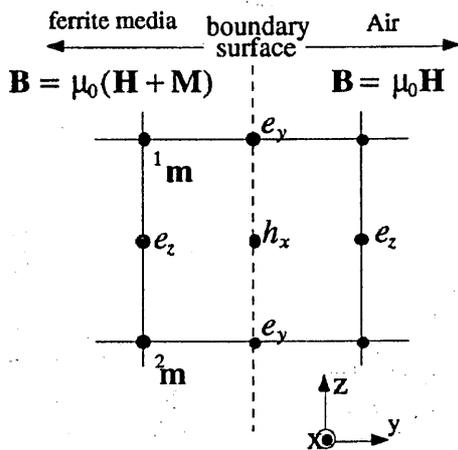


Fig.2 The mapping at the boundary between ferrite material and air. The boundary is implemented to adopt Faraday's law at the boundary shown as the dotted line.

Next, the boundary between magnetic material and air is considered. Applying Faraday's law to the boundary between the magnetic material and the air provides the eq.(14).

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta z \frac{\Delta y}{2} (\bar{m}_x + h_x) \right) + \Delta z \frac{\Delta y}{2} h_x = \oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (14)$$

Here, the components express the average value of the magnetization.

$$\bar{\mathbf{m}} = \frac{1\mathbf{m} + 2\mathbf{m}}{2} \quad (15)$$

From eq.(15), we can derive eq. (16) as follows.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{\mathbf{m}}}{2} + \mathbf{h} \right) \Delta y \Delta z = \oint_i \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (16)$$

In brief, the boundary is implemented by using the half value of the magnetization of the inside magnetic material. In the same way, the boundary condition for the electric field can be established by using the permittivity ratio as the half value of that of the inside material.

3. Fundamental numerical results for magnetostatic waves

Figure 3 shows the waveguide analyzed in this report. This type of the waveguide is a typical one of magnetostatic wave devices. The practical model for the numerical analysis in this section is the two-dimensional waveguide shown in Fig.4.

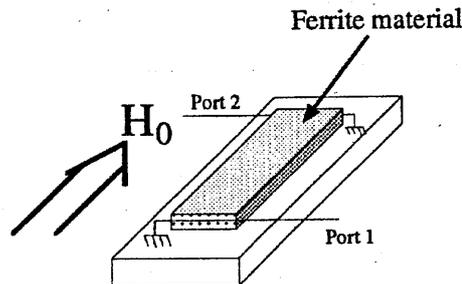


Fig.3 A typical magnetostatic wave waveguides. The excitation of waves are carried out by a thin wire.

The ferrite region is surrounded by the metal wall and the air region as shown in Fig.4. Mur's 2nd order A.B.C. is established outside the air region. About the boundary condition between the ferrite and the air, the procedure introduced in the previous section is adopted. The thickness of the ferrite layer is 1mm, and the air layer is 0.5mm. The ferrite layer is 20mm long for the propagation direction. It was divided 20 for the y direction and 512 for the z direction. Thus, the divided length for the y direction is 50 μ m and z direction 39.1 μ m. The time step is 0.1 ps. The saturation magnetization is 1730 Oe. The dc magnetic field of 1800 Oe is applied to the z direction through the whole area of the ferrite region. Excitation is performed out by the magnetic field components with the field distribution of the 1st order mode of MSBVW at the surface shown in the Fig.4. The excitation wave form is a microwave pulse of about 6GHz whose envelope is the supergaussian function of the 10th order. The time domain waveform is observed at three points shown in Fig.4. The point A is at a distance of 5.0mm from the excitation surface, and the points B and C are 10.0mm and 15.0mm, respectively. The wave form of the time domain is evaluated

from the current calculated by the magnetic field intensity of surroundings of each point.

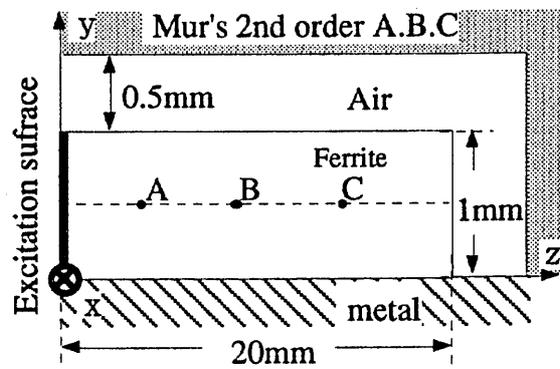


Fig.4 Two dimensional model for the analysis. The wave form on space is observed at the surface of the dotted line in the middle of the ferrite layer.

First, we investigate the validity of the numerical approach noted above. The validity is confirmed by comparing the results from the FDTD analysis with the analytical solutions. The space wave form is observed at the surface specified in Fig.4. and transformed into the wave number spectrum by FFT of 512 points.

Figure 5 shows the wave number change at the excitation frequencies of 5.9, 6.0, and 6.1 GHz, respectively. Each spectrum peak in the figure expresses the mode of MSBVW.

It is seen from Fig.5 that the wavenumber peak becomes shorter as increasing frequency. This is a unique behavior of backward waves. In other words, the wave length is in proportion to the frequency. Another peak which appears in the right side of the 1st order wave number spectrum in Fig.5 is the 2nd order mode.

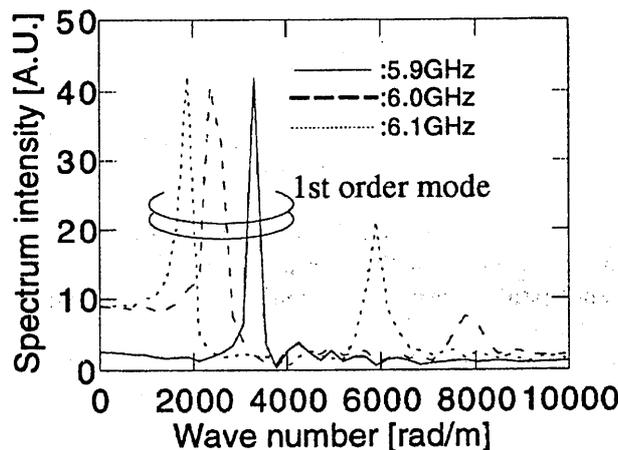


Fig.5 Wave number spectrum calculated by the FDTD method.

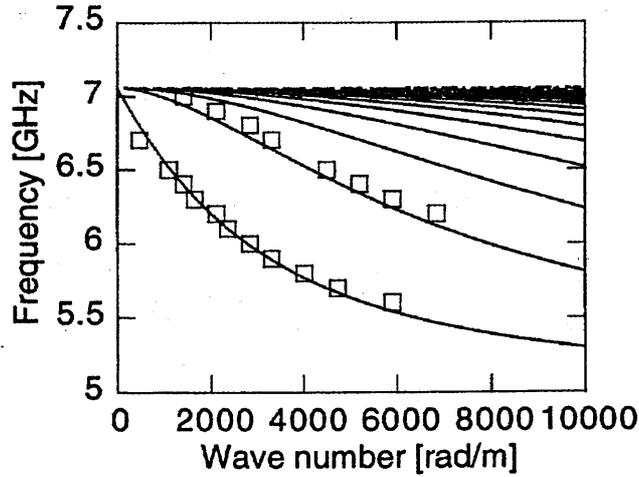


Fig.6 Comparison of the results by two methods. The square points are the solution by the FDTD method, while the dispersion curves of the solid lines are obtained by the analysis under the magnetostatic approximation with the Polder tensor permeability.

Here, the dispersion curve for the backward volume wave can be derived from the wave number spectrum as shown in Fig.5. Figure 6 shows the results from the scheme in this report and the analytical results as dispersion diagrams. The solid line indicates the analytical results obtained by dispersion equation and the square points are the solution obtained by the FDTD method. The dispersion equation can be derived from Maxwell's equation under the magnetostatic approximations.

Figure 6 shows only the 1st and 2nd order modes as the FDTD solutions. Because the increase of numerical error due to the sampling length on space and time leads to the difficulty for specifying the mode higher than the third one.

The numerical results by the FDTD method give good agreement with the value that have been obtained by the analytical calculation from the comparison of both results. The validity of this approach to the magnetostatic wave has been confirmed from these results.

Next, the frequency response of the magnetostatic waveguide is studied. In the frequency analysis, the excitation is carried out by the pulse with center frequency of 6GHz and half value spectrum width of 2GHz. Figure 7 shows the frequency response. In this figure, point f_H and f_B express the pass band edges calculated by the dispersion equation.

$$f_H = \frac{\gamma \mu_0 H_0}{2\pi} \quad (17)$$

$$f_B = \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} \sqrt{(H_0 + M_0)H_0} \quad (18)$$

It can be read from this figure that the magnetostatic wave pass band obtained from dispersion equation agree with the results from this analysis. A small spectrum peak beyond the magnetostatic wave pass band can be observed. This peak changes in the frequency with the applied magnetic field and is considered as an electromagnetic wave beyond MSBVW band. This is of no interest in this analysis and has not been investigated yet.

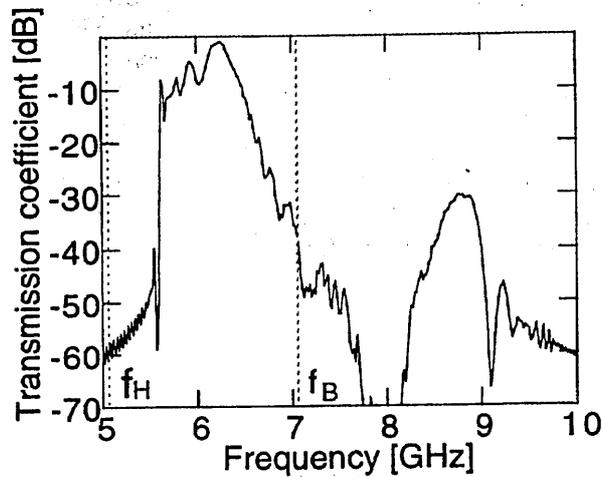


Fig.7 Calculated frequency response for the waveguide.

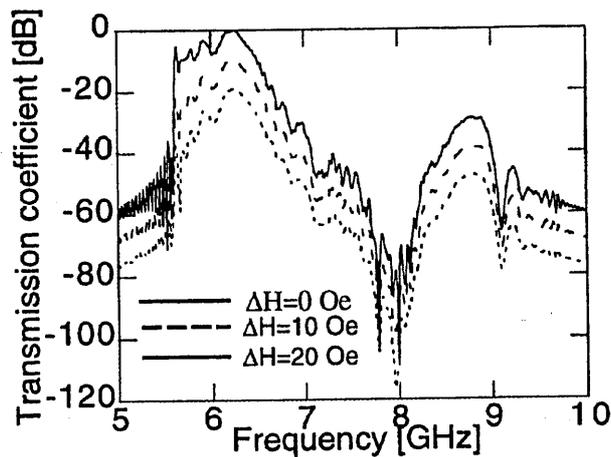


Fig.8 Frequency response as a function of the magnetic loss ΔH .

Next, the dependence of the magnetic dissipation on the frequency properties of MSBVW are analyzed by changing the linewidth of the magnetic resonance ΔH from 0 to 20 Oe as follows. The effect of the dissipation is about 1dB/Oe over the pass band as shown in Fig.8. The effect of the magnetic dissipation is observed especially at the operation frequency near the magnetic resonance frequency.

Next, we carry out the comparison of the frequency response derived from this analysis with an experimental result. The experiment is carried out about the magnetostatic wave waveguide illustrated in Fig.3. The ferrite used in the experiment is a single crystal YIG with 1mm thickness, 5mm width, and 20 mm length. The saturation magnetization is 0.173T. The applied dc magnetic field is set as the same value of the numerical analysis, 0.18T. The linewidth of the magnetic resonance ΔH is 1.0 Oe. The excitation of magnetostatic waves is performed by a thin wire transducer. The transmission characteristics are measured by HP8719C network analyzer. Figure 9 shows the experimental results under these configurations. From the comparison bet-

ween figs.8 and 9, the frequency characteristics obtained from the FDTD simulation give good agreement with the experimental results. The difference observed in the transmitted coefficient is inferred as follows. Because the main interest in this report is to confirm the possibility of the analysis on the magnetostatic wave by FDTD method, the excitation is carried out by forcing to set the magnetic field intensity as a proper value. The detailed characterization of the excitation mechanism is not included yet in this procedure. Thus, the frequency characteristics owing to the excitation mechanism seemed to cause the difference between the numerical and experimental results. Of course, if the detailed characterization is included, both results would be supposed to agree better.

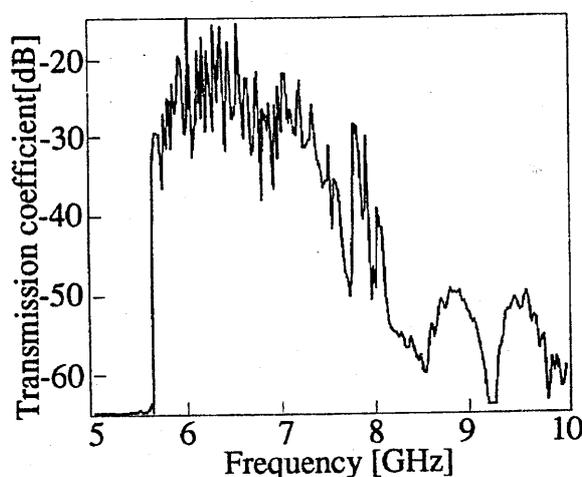


Fig.9 Experimental results of the transmission characteristics.

4. Analysis on the nonlinear characteristics of the magnetostatic wave.

The nonlinearity of the magnetostatic wave are studied. The ferrite material has strong nonlinearity owing to the magnetic dipole moment mechanism. This characteristic comes up in comparably low power and has been widely researched to develop new microwave devices. Most analysis, however, are carried out with some approximations like a perturbation to the linear solution, the sinusoidal steady state condition, and the magnetostatic approximation. As described in Section 2, the approach in this report is completely irrelevant to these approximation. This feature provides a complete analysis on the nonlinear characteristics of the magnetostatic wave in both time and space regions. In this section, the power dependance on the space profile of the magnetostatic waves are investigated as a example of the analysis. Figure 10 presents the waveform on the time domain transition for some values of the input power. In the figure, the waveform is plotted only for the envelope of the propagating pulse in order to confirm the nonlinear effects. The input power changes from to 50 W/m. The vertical axis is normalized by the input power. From this figure, some phenomena can be observed when the input power becomes higher. The pulse width get shorter in inverse proportion to the input power. As to the peak power of these waveforms, it has nonlinear relation with the input power. The velocity of the wave

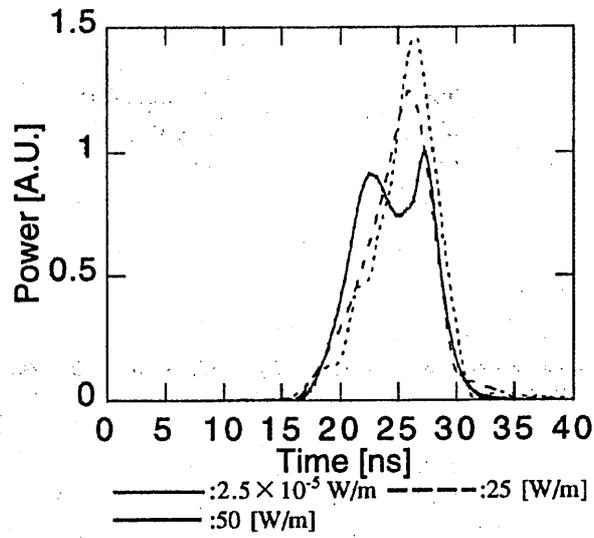


Fig.10 Output pulse wave form as a function of input power.

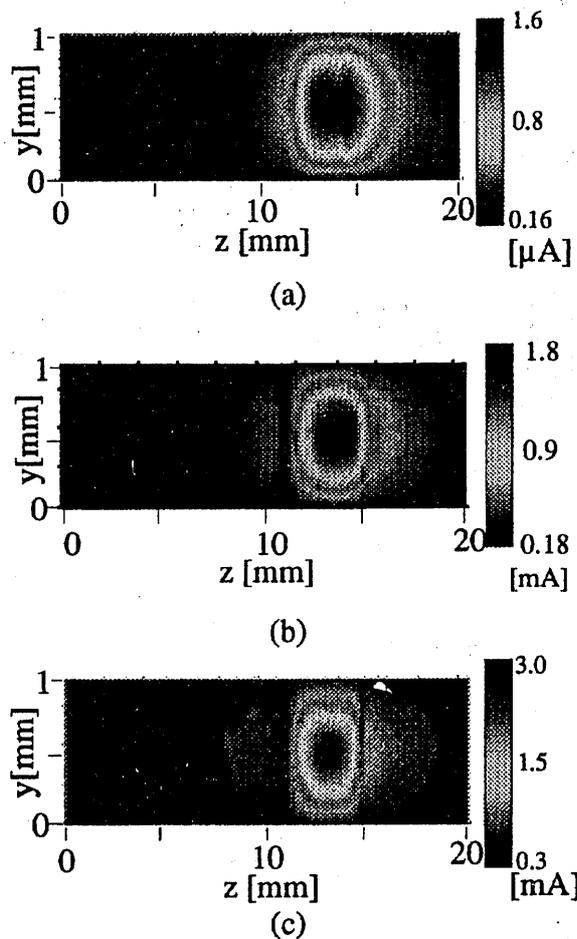


Fig.11 Space profile in the ferrite material. As input power becomes higher, the localization of field is observed. The input powers are $2.5 \times 10^{-5} \text{W/m}$, 25W/m , and 50W/m in (a), (b), (c), respectively.

becomes slightly slower according to the increase of the input power. The waveform does not change in case of the input power less than $2.5 \times 10^{-5} \text{W/m}$. So, the waveform for this input power is shown as a representative of a linear state.

Next, the changes in the field profile with the input power are analyzed. The analysis is carried out by calculating the current from the surrounding magnetic fields. Three values of the input power are chosen; $2.5 \times 10^{-5} \text{W/m}$, 25W/m , and 50W/m . The behavior of localization in space with the increase of the input power is observed from these figures. The most simple case of the nonlinear phenomena is observed. More complicated phenomena like a frequency shift or limiter characteristics in the proper waveguide structure could be analyzed just in the same way.

becomes slightly slower according to the increase of the input power. The waveform does not change in case of the input power less than $2.5 \times 10^{-5} \text{W/m}$. So, the waveform for this input power is shown as a representative of a linear state.

Next, the changes in the field profile with the input power are analyzed. The analysis is carried out by calculating the current from the surrounding magnetic fields. Three values of the input power are chosen; $2.5 \times 10^{-5} \text{W/m}$, 25W/m , and 50W/m . The behavior of localization in space with the increase of the input power is observed from these figures. The most simple case of the nonlinear phenomena is observed. More complicated phenomena like a frequency shift or limiter characteristics in the proper waveguide structure could be analyzed just in the same way.

5. Analysis of the nonuniformly applied dc magnetic field effect on field profiles

The effectiveness of a nonuniformly applied bias magnetic field has been reported for improving the characteristics of magnetostatic waves[17]-[19]. But the detailed phenomena including time domain characteristics brought about by the nonuniform bias field are not well known yet. In this section, the profiles in time and space domain are investigated with changing the space profile of the applied bias magnetic field. The model for the numerical analysis in this section is the two-dimensional waveguide shown in Fig.12.

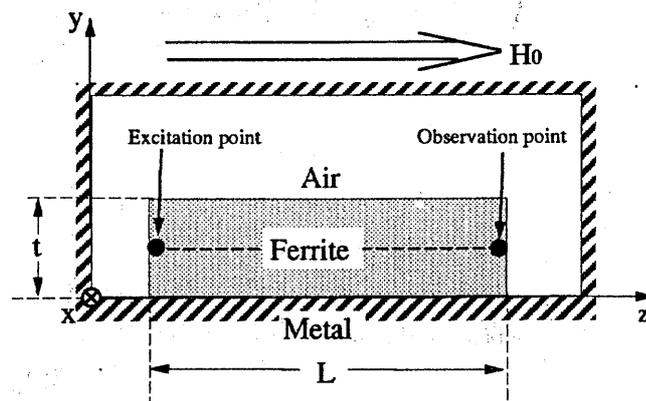


Fig.12 Two dimensional model for the analysis. Ferrite length $L=38\text{mm}$, thick= 1.0mm , and air layer width is 1.0mm . Excitation is carried out by current at the excitation point.

The ferrite region is surrounded by the air region and the metal wall as shown in Fig.12. The metal wall is established outside the air region. As to the boundary condition between the ferrite and the air, the procedure introduced in section II is adopted. The thickness of the ferrite layer is 1mm, and the air layer is also 1.0mm. The ferrite layer is 38mm long for the propagation direction. It was divided 20 for the y direction and 512 for the z direction. The time step is 0.1 ps. The saturation magnetization is 1730 Oe. The bias magnetic is applied to the z direction. Excitation is performed by the current term in Maxwell's equation. The time domain waveform is observed at the observation point; the edge of the ferrite region in Fig.12. The waveform in the time domain is evaluated from the current calculated by the magnetic field intensity of surroundings. The space domain waveform is observed at the dotted line in Fig.12.

First, we investigate the profile that have the maximum value at the center of propagation direction to confirm the effect of nonuniformly applied bias magnetic field on wave number.

Fig.13 shows the space profile of the applied dc magnetic field along the propagation direction. A raised cosine function is adopted as the profile function.

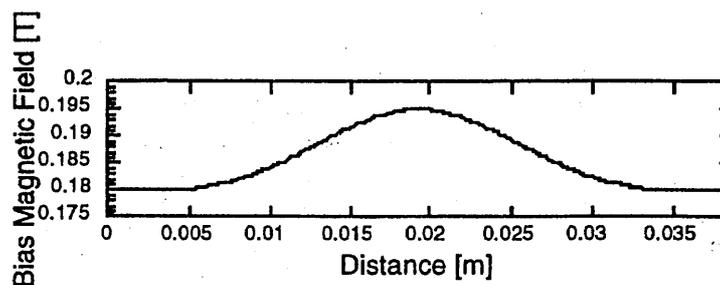


Fig.13 Space profile of the applied magnetic field along the propagation direction. The maximum and minimum magnetic fields are 0.195[T] and 0.18[T], respectively.

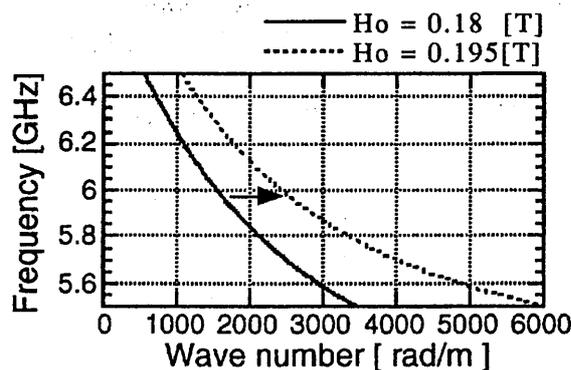


Fig.14 The transition of dispersion characteristics with the changes of the applied bias field. Only the first mode of MSBVW is plotted.

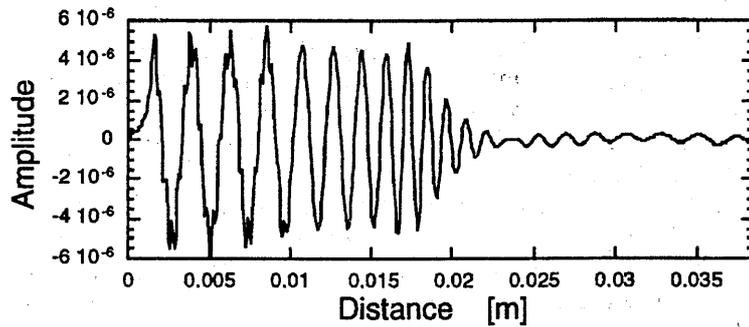


Fig.15 The propagating waves under the uniformly applied bias field.

The dispersion curve of MSBVW mode is a function of the applied bias magnetic field. The dispersion curve changes continuously as shown in Fig.14 for the profile presented in Fig.13. It can be estimated that the wave number at a stable frequency in a MSBVW pass-band gets higher value; in other words, the wave length gets shorter as the wave propagates to the center of the waveguide.

The wave length changes of propagating waves are calculated as follows. Figure 15 shows the space domain waveform along the dotted line in Fig.12. As propagating to the center of the waveguide, the wave length gets shorter and gets longer again over the mid point. These changes are agree with the expected characteristics above. The validity has been confirmed by comparing the wave number at the start-point and the mid-point in Fig.15 with the analytical solution in Fig.14.

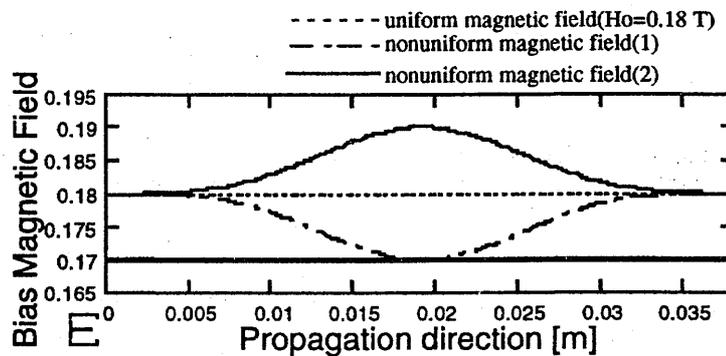


Fig.16 Trial profiles of the bias magnetic field to examine the effect on time domain response.

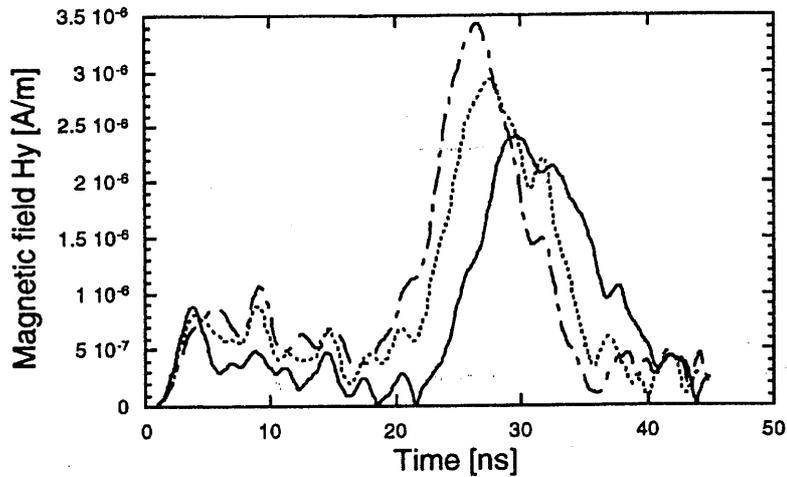


Fig.17 Output pulse waveforms as a function of bias magnetic field profile.

Next, the wave forms in time domain for three types of applied bias field are observed to analyze more detailed effects on the time domain. Figure 16 shows trial space profiles of the bias magnetic field. The time waveforms for these bias profiles are shown in Fig.17. The plot line styles in this figure coincide with them in Fig.16. For example, the dotted line in Fig.17 is calculated under the uniform magnetic field as shown in Fig.16. Excitation is performed by the pulse of 10ns width with carrier frequency with 6GHz. The waveform in Fig.17 represents the envelope of the output pulses.

As shown in this figure, the output pulse for convex bias field is dispersive compared with the uniform case. The peak power is also reduced. On the other hand, in the case of the concave bias field, the output pulse is not dispersive compared with the uniform field case without spoiling the delay time. The possibilities of the pulse shape and delay controls with the nonuniformly applied bias field could be introduced by these results.

Here, effects of the applied bias field profile on the frequency response is analyzed. The profiles investigated here is two cases of concave bias field indicated in Fig.18. Only the concave styles are selected on grounds that the possibility of improvements by this style presented above. Figures 19 and 20 show the frequency response for these bias profiles with the change width 0.01 and 0.03 T, respectively. In Fig.19, the passband of MSBVW decrease from the upper side of the frequency. The ripples of the transmission coefficient in 5.6 to 6GHz are diminished. This results would lead to the controllabilities of the frequency characteristics. Figure 20 shows the frequency response under the bias field shown as the dotted line in Fig.18. Comparing with the results under the uniformly applied bias field, the passband becomes narrower in the upper side of the passband of MSBVW. But the transmission coefficient is improved by about 5dB. This reduction of the passband continues until the minimum bias magnetic field in the frequency domain exceeds the lower frequency edge of MSBVW for 0.18T. The improvement of the transmission coefficient in several dB is observed around 5.8GHz.

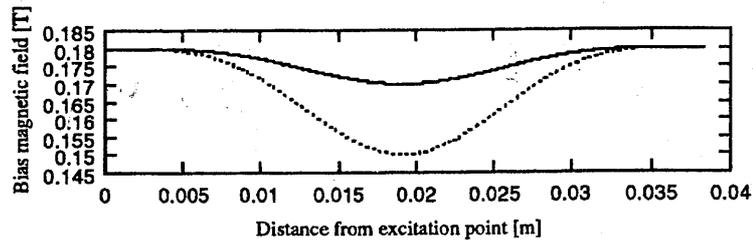


Fig.18 Trial profiles of the bias magnetic field to examine the effect on frequency response.

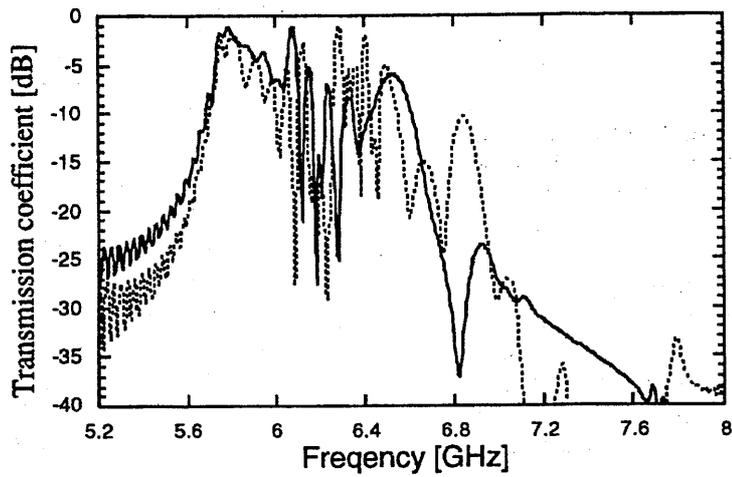


Fig.19 Calculated frequency response for the waveguide. The solid line indicates the response under nonuniform bias field expressed as the solid line in Fig.18. The dotted line shows the response under the uniform bias field.

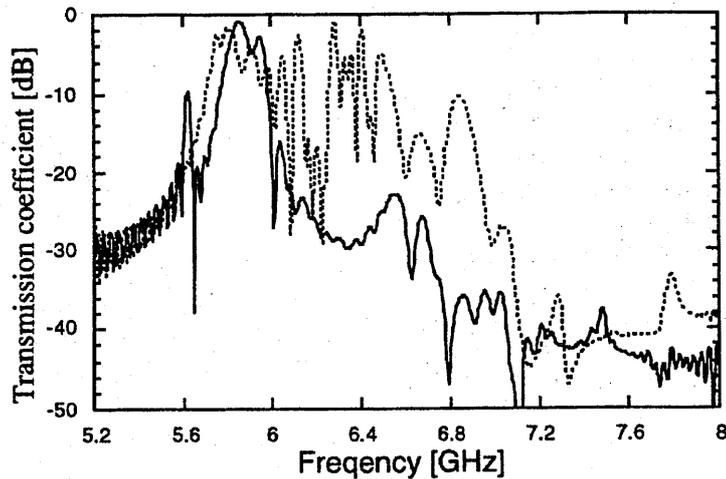


Fig.20 Calculated frequency response for the waveguide. The solid line indicates the response under nonuniform bias field expressed as the dotted line in Fig.18. The dotted line shows the response under the uniform bias field.

6. Conclusion

This report has introduced a new approach for the analysis on the magnetostatic wave in the time domain.

About the formulation of the magnetic characteristics, the equation of motion of the magnetization, Bloch's equation, is directly differentiated and combined with FDTD method. The differentiation is carried out without any linear approximations. The validity of this approach is verified by the agreement with the dispersion characteristics obtained using Polder tensor under the magnetostatic approximation. As an example of this approach, the nonlinear characteristics of the magnetostatic waves and the characteristics of the waves under nonuniformly applied bias magnetic field are studied. The tendency of the localization in the time and space regions is evaluated as a result of the nonlinear analysis.

As a result of analyses on nonuniformly applied bias field, some improvement in time and frequency domain are observed and the possibilities of the pulse shape control with the nonuniformly applied bias field are proposed.

The magnetostatic waves own some unique characteristics and could be utilized for various microwave devices. It is very important to know the detailed behavior of the magnetostatic waves. But the characteristics of the magnetostatic wave in the time domain have not been known well yet with the conventional analyses. The details could be analyzed for various properties including nonlinear effects with the scheme introduced in this report. This scheme seem to take an importance for developing every device utilizing the magnetostatic wave.

7. Acknowledgment

This work was supported in part by a Grant-in-Aid for Scientific Research (grant 11650345) from the Ministry of Education, Science, Sports and Culture of Japan and International Communications Foundation.

8. References

- [1] T. Nomoto and Y. Matsushita, "A signal-to-noise enhancer using two MSSW filters and its application to noise reduction in DBS reception," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech*, vol.41, no.8, pp. 1316-1322, Aug. 1993.
- [2] G. Uebele, "Characteristics of Ferrite Microwave Limiters," *IRE Trans. Microwave Theory & Tech*, vol.41, pp.18-23, Jan. 1959.
- [3] R. Joseph, A. Taflove, "FDTD Maxwell's Equations Models for Nonlinear Electrodynamics and Optics," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol 45, no.3, pp364-373, Mar. 1997.
- [4] A.D.Boardmans, Q.Wang, S.A.Nikitov, J.Shen, W.Chen, D.Mills, and J.S.Bao, "Nonlinear magnetostatic surface waves in ferromagnetic film," *IEEE Trans. Magnetics*, vol.30, no.1, pp.14-22, Jan. 1994.
- [5] M.A.Tsankov, M.Chen, and C.E.Patton, "Forward volume wave microwave envelope solitons in yttrium iron garnet films : Propagation, decay, and collision," *J. Appl. Phys.*, vol.76, no.7, pp.4274-4289, Jul. 1994.
- [6] V. Priye and M. Tsutsumi, "Simulation study on magnetic wave soliton," *IEICE Trans. Electron.*, vol.E79-C, no.10, pp.1430-1435, Oct. 1996.
- [7] A. Reineix, T. Monediere, and F. Jecko, "Ferrite analysis using the finite-difference time domain (FDTD) method," *Microwave Opt. Tech. Lett*, vol15, no.13, pp685-686, Dec. 1992.

- [8] M. Tokuda, T. Kashiwa, and I. Fukai, "A formulation of gyrotropic properties of a magnetized ferrite using the finite difference time-domain method," *IEICE Trans.*, vol. J75-C-I, no.9, pp 572-578, Sept. 1992.
- [9] J.A.Pereda, L.A.Vielva, M.A.Solano, A.Vegas, and A.Prieto,"FDTD analysis of magnetized ferrites : Application to the calculation of dispersion characteristics of ferrite-loaded waveguides," *IEEE Trans. Microwave Theory &Tech.*, vol.43, no.2, pp.350-357, Feb.1995.
- [10] A. Sanada, K. Okubo, H. Shiraga, K.Yamane, "Full-wave finite-difference time-domain analysis for ferrite devices," *Proc. of APMC'98*, pp.1197-1200, Dec.1998
- [11] H. Shimasaki, T. Kodera, and M. Tsutsumi, "Analysis on nonlinear characteristics of electromagnetic waves in a ferrite waveguide by FDTD method," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, no.12, pp.1831-1837, Dec. 1998.
- [12] N. Kukutsu, N. Yoshida, and I. Fukai, "Transient analysis of magnetostatic wave in ferrite loaded rectangular waveguide by the spatial network method", *IEEE. Trans. Magnetics*, vol.26, no.2, pp.999-1002, Mar. 1990.
- [14] B.A.Kalinikos, N. G. Kovshikov, and A. N. Slavin, "Effect of magnetic dissipation on propagation of dipole spin wave envelope solitons in yttrium iron garnet films", *IEEE. Trans. Magnetics*, vol. 28, no.5, pp.3207-3209, Sept. 1992.
- [16] M.Bauer, O. Butter, S. O. Demokritov, and B. Hillebrands, "Observation of spatiotemporal self-focusing of spin waves in magnetic films," *Physical Review Letters*, vol.81, no.17, pp.3769-3772, Oct. 1998.
- [17] F. R. Morgenthaler, "Bound magnetostatic waves controlled by field gradients in YIG single crystals and epitaxial films," *IEEE Trans. Magnetics*, vol.14, No.5, pp.806-810, Sept. 1978.
- [18] D.D. Stancil and F.R. Morgenthaler, "Guiding Magnetostatic Surface Waves with Nonuniform in-plane Field," *J. Appl. Phys.*, vol.54, No3, pp.1613-1618, Mar. 1983.
- [19] M. Tsutsumi, K. Tanaka, and N. Kumagai, "Group delay characteristics of magnetostatic forward volume waves in a nonuniformly magnetized YIG film", *IEEE Trans. Magnetics*, Vol.22, No.5, pp.853-855, May 1986.

輻射科学研究会

RS-99-4

レーザー励起テラヘルツ電磁波放射と
その応用

Laser-Excited Terahertz Electromagnetic Waves
and Its Application

萩行正憲, 斗内政吉

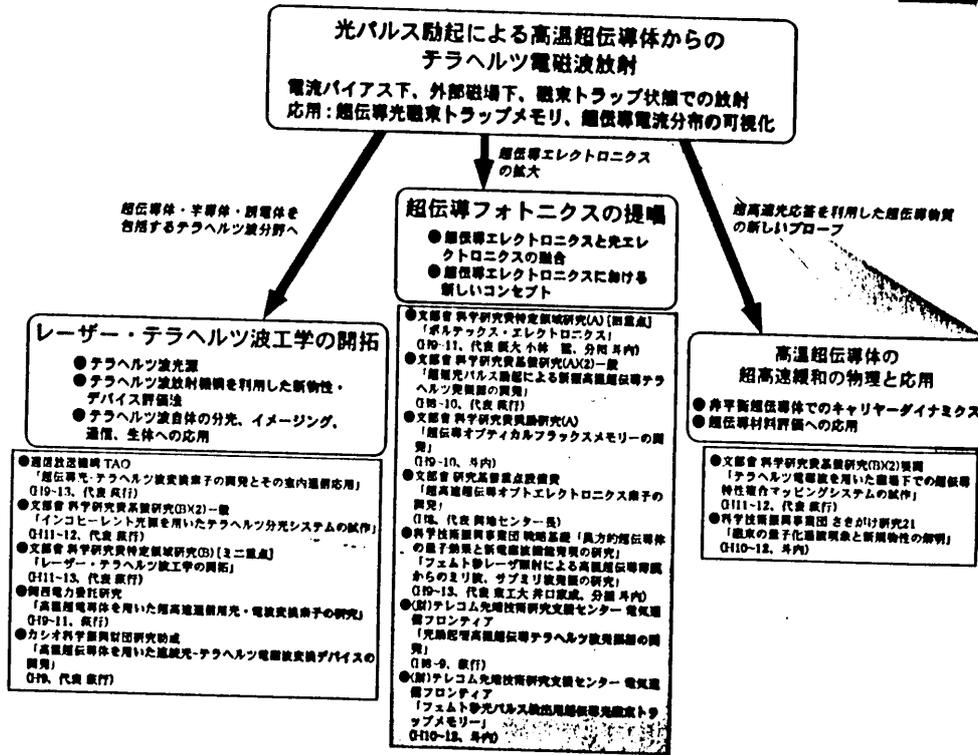
Masanori Hangyo and Masayoshi Tonouchi

Osaka University

1999年10月25日(月)

(於 株式会社村田製作所本社 大会議室A)

大阪大学超伝導エレクトロニクス研究センター
における最近の研究の流れ



内容



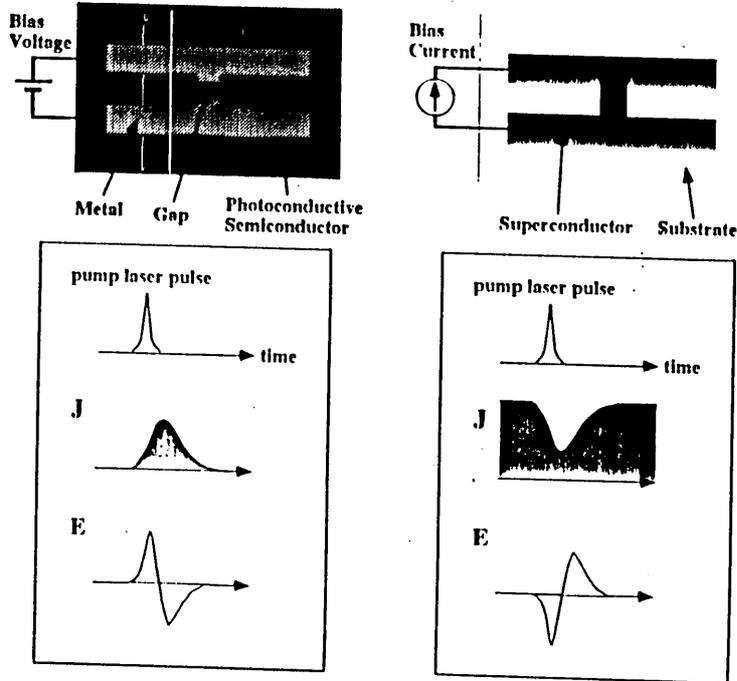
1. 研究の背景
ミリ波干渉分光計の開発、光伝導スイッチによるテラヘルツ波放射等
2. 高温超伝導体からのテラヘルツ波放射
原理、基本特性
3. 高温超伝導体からのテラヘルツ波放射の応用
光磁束トラップメモリ、超伝導電流可視化装置
4. 時間領域テラヘルツ分光法 (TDS)
テラヘルツ分光システムの原理と応用
5. CWマルチモード半導体レーザー励起によるサブテラヘルツ波放射とその応用
新原理を用いたサブテラヘルツ分光法 (Poorman's TDS)
6. まとめ

半導体光スイッチと超伝導体光スイッチの比較

RC Super

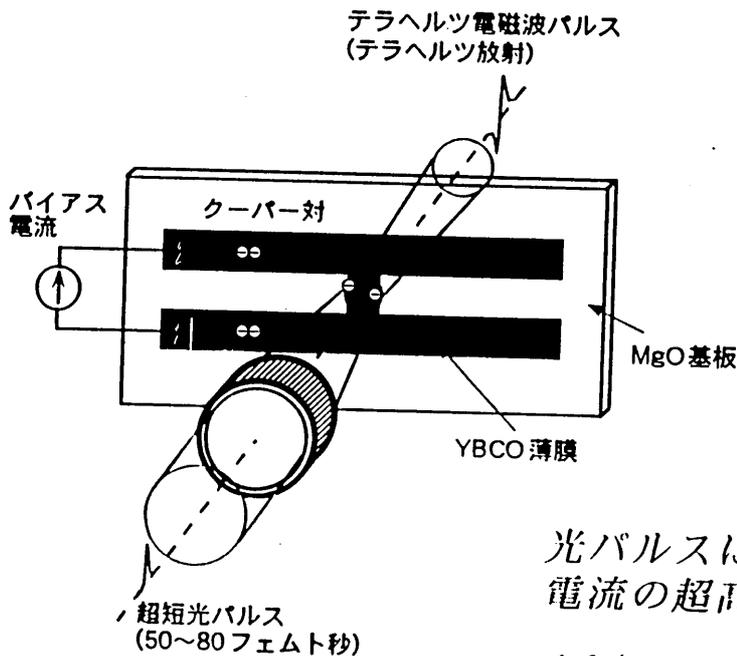
半導体光スイッチ

超伝導体光スイッチ



高温超伝導薄膜を用いたテラヘルツ波放射素子の原理

RC Super

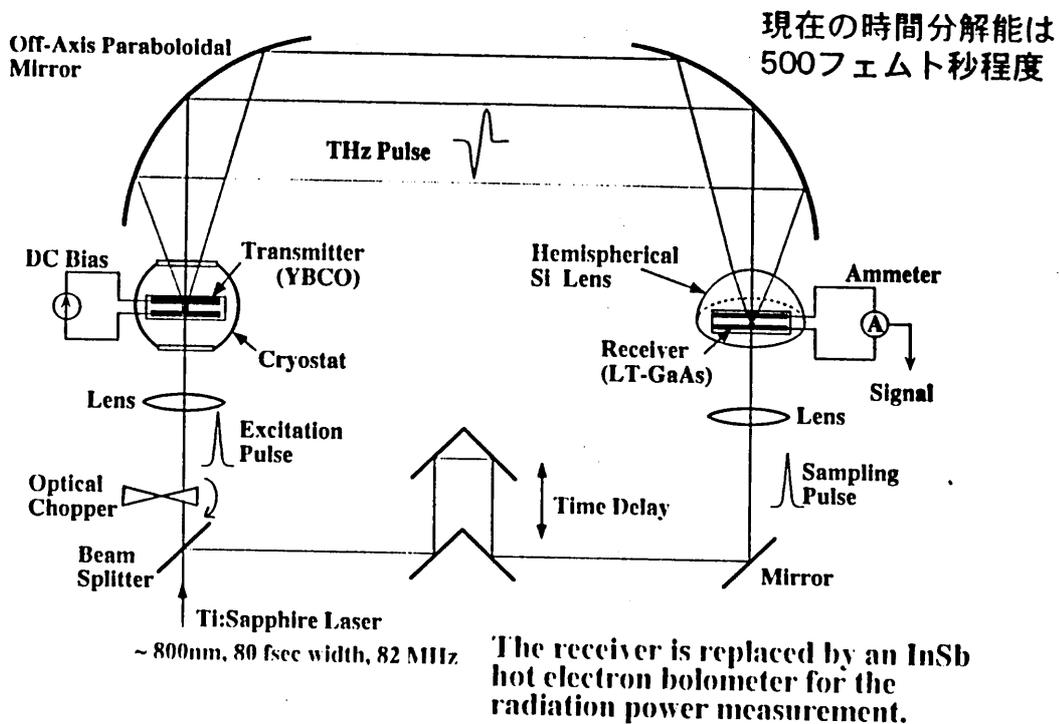


光パルスによる超伝導電流の超高速変調

$1 \text{ fs (フェムト秒)} = 10^{-15} \text{ 秒}$

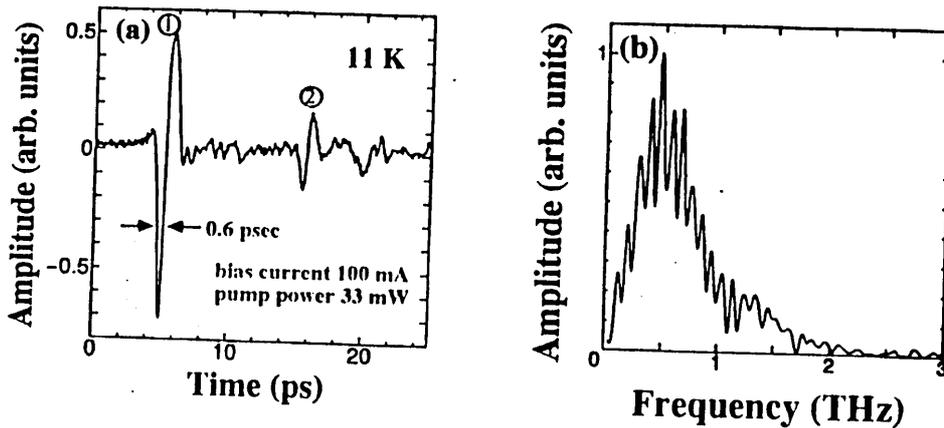
テラヘルツ波の放射・検出システム

RCSuper

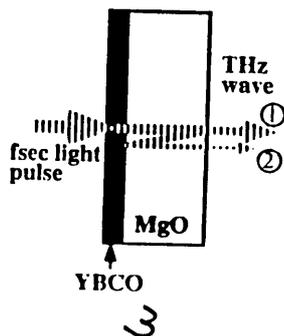


放射波形とフーリエ成分

RCSuper



現在パルスの最短時間幅
は0.45ピコ秒程度



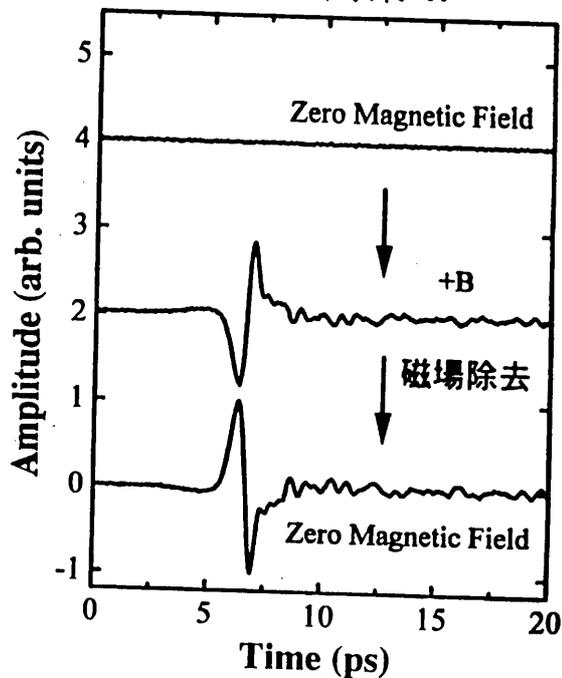
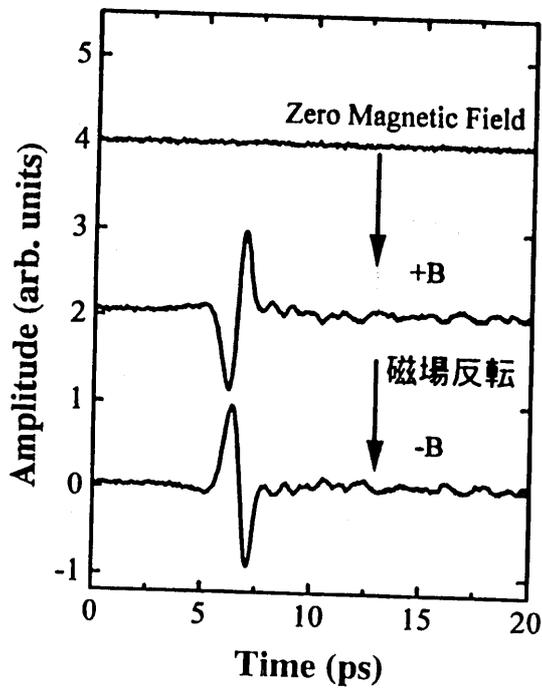
特許申請中

磁場下でのテラヘルツ放射

RCSuper

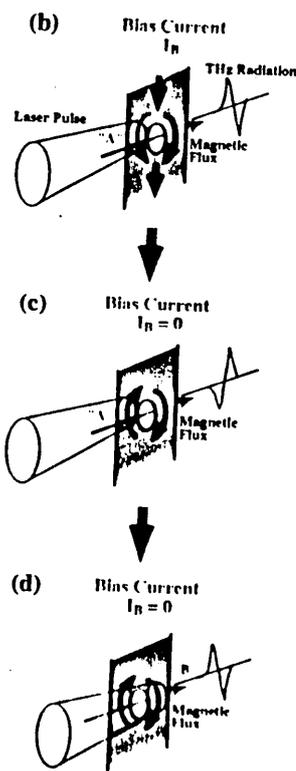
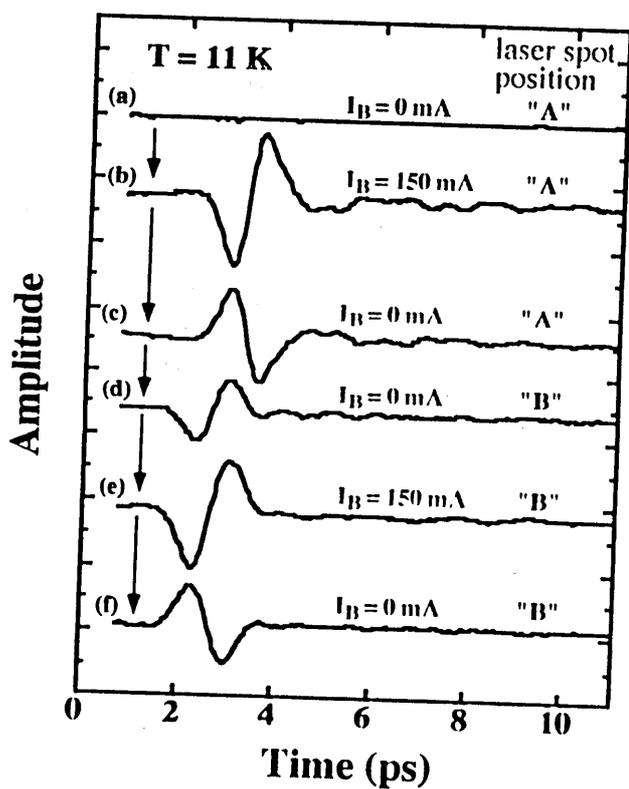
バイアス電流は流していない!!

メモリー効果!!



書き込み・読み出し動作実験

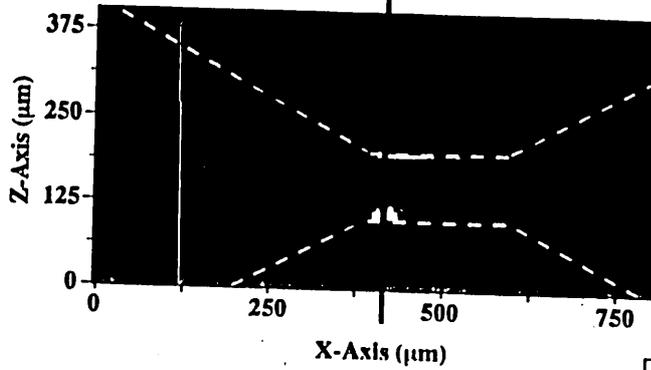
RCSuper



バイアス電流下でのテラヘルツ波マッピング

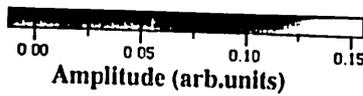
RCSuper

THz radiation mapping

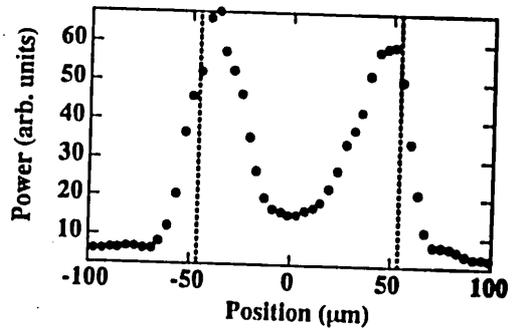


Mapping Condition

Bias Current = 100mA
 Temperature = 16K
 1 pixel = 10μm × 10μm

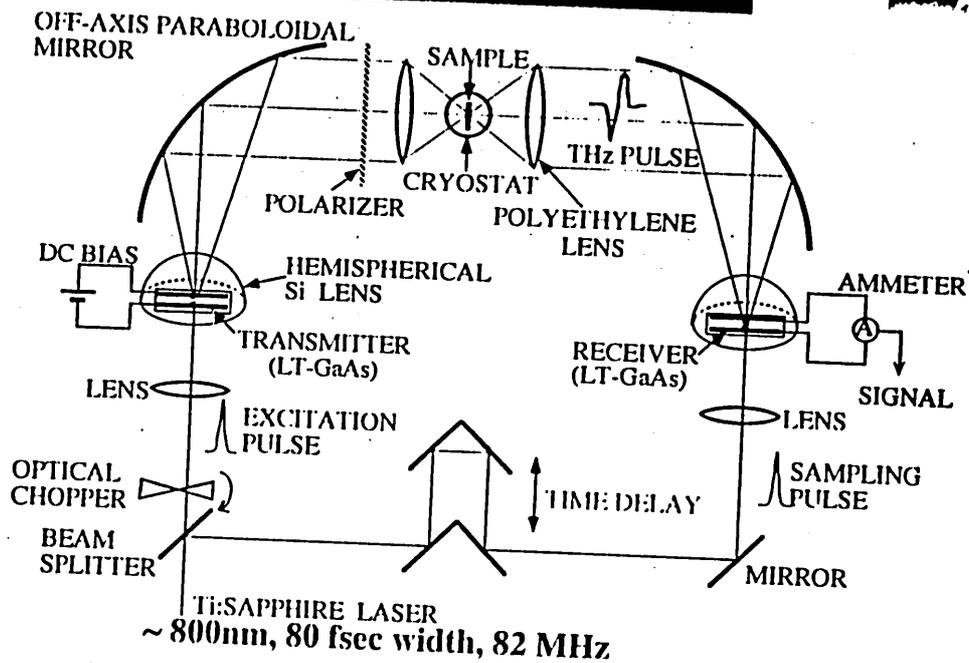


A cross section of THz intensity distribution



時間領域テラヘルツ分光法 (TDS)

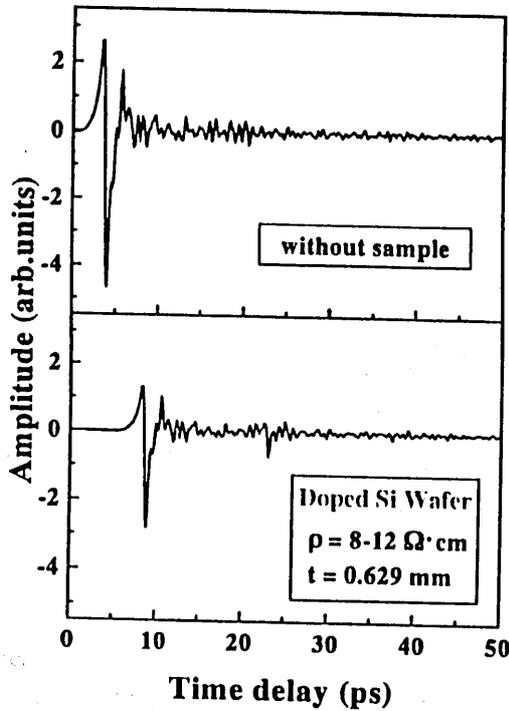
RCSuper



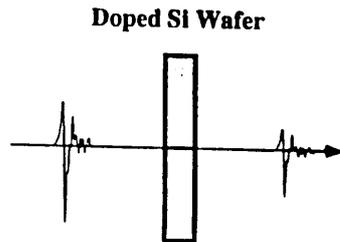
レーザー技術の飛躍的發展に伴い出現した革新的分光法
 残念ながらオリジナルは米国

ドーピングされたシリコンウェハの
時間領域テラヘルツ分光

RCSuper



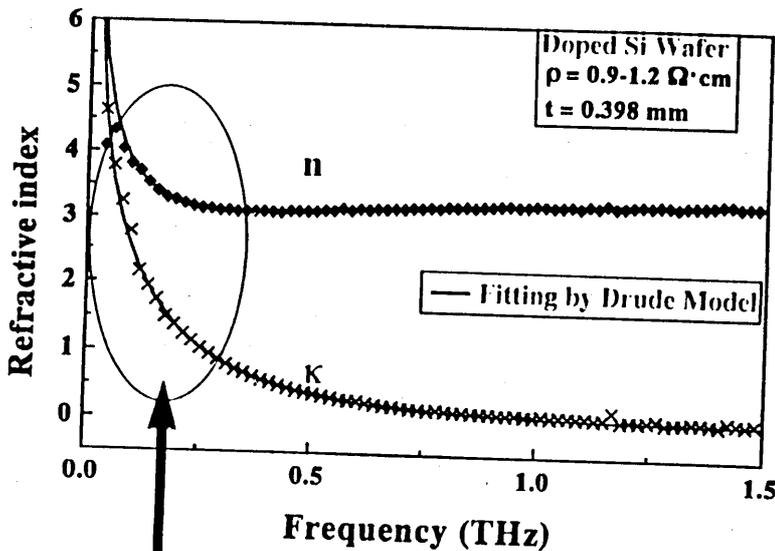
透過波形の変化



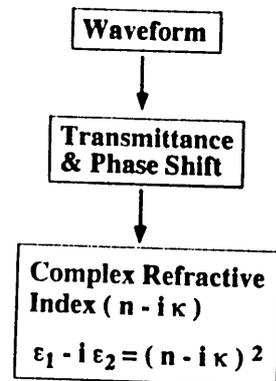
時間領域テラヘルツ分光法から求めた
ドーピングされたシリコンウェハの複素屈折率

RCSuper

キャリア密度が少し高い場合

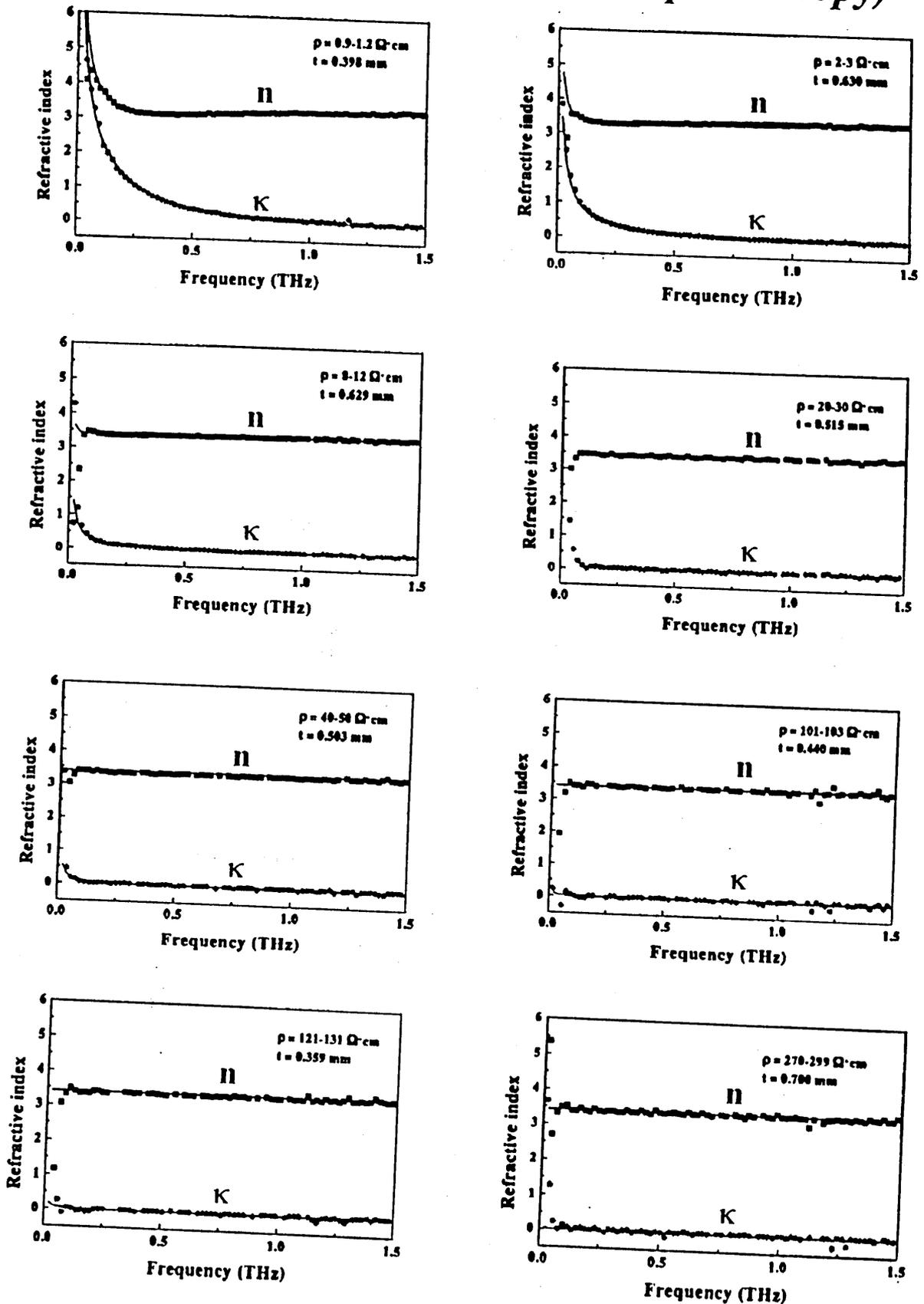


自由キャリアによる吸収



非接触でキャリア密度と移動度がわかる

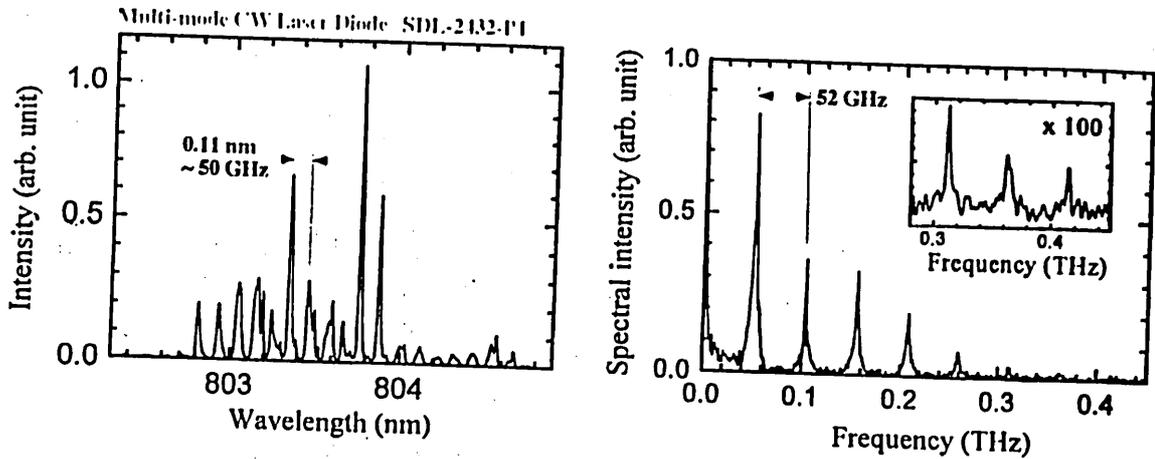
Complex Refractive Indices of Si with Various Resistivities (Time Domain THz Spectroscopy)



8

マルチモード・レーザーダイオード励起による
LT-GaAs光スイッチからの連続サブテラヘルツ放射

RCSuper



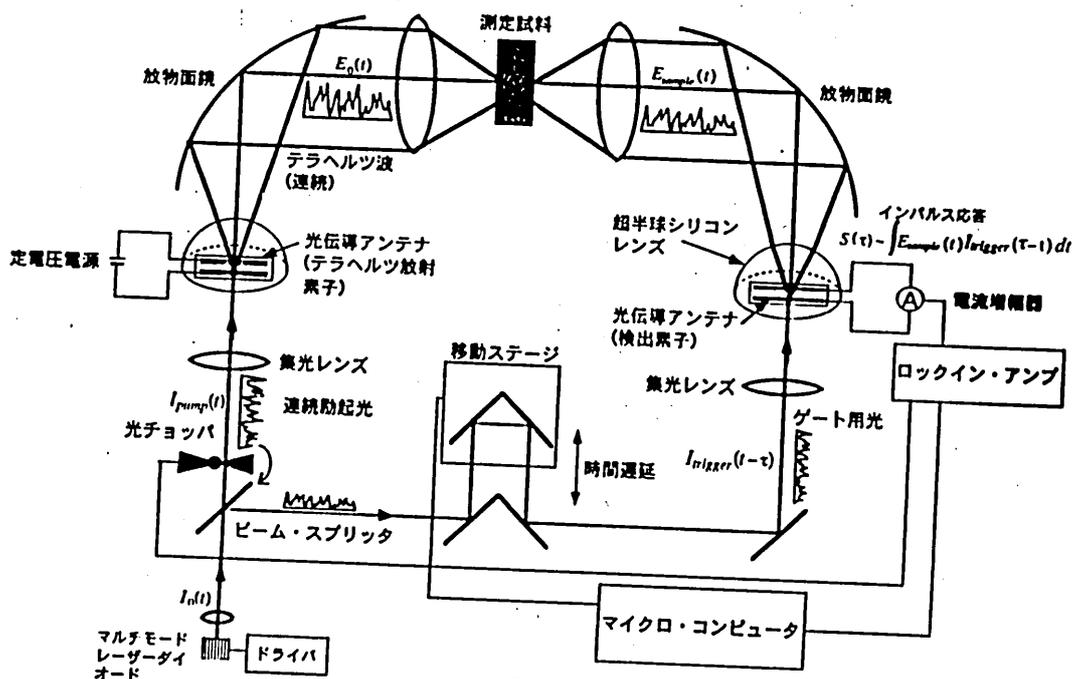
M. Tani *et al.*, IEEE Microwave and Guided Wave Lett. 7 (1997) 282

超安価なサブテラヘルツ波放射源 !!!

フィルタを通して局部発振器への応用も...

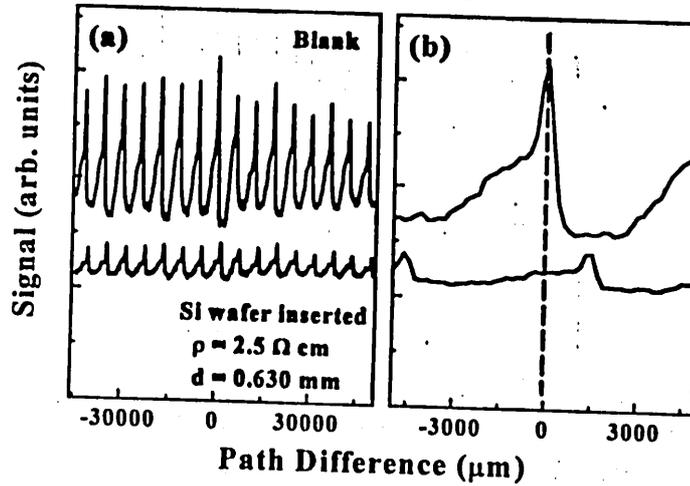
マルチモードレーザーダイオードを用いた
サブテラヘルツ分光システム

RCSuper



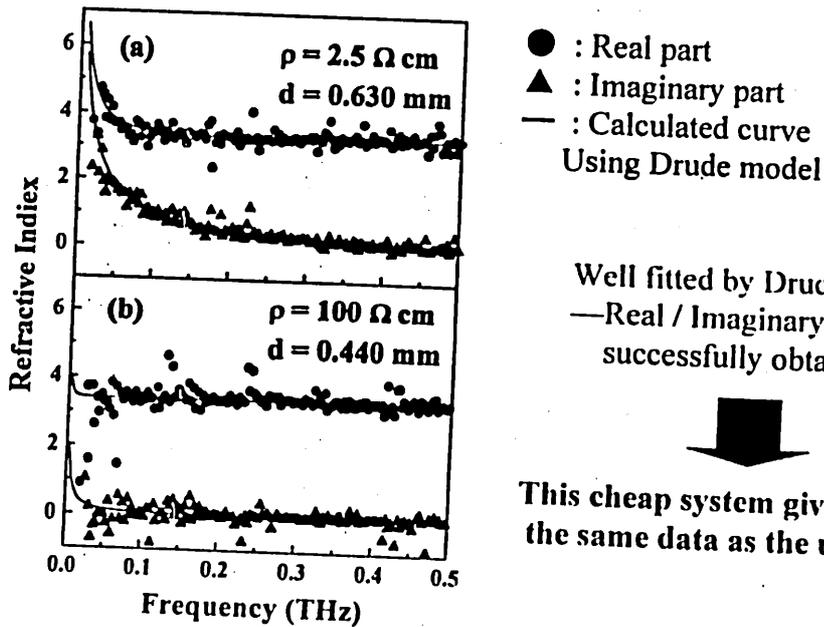
Results and Discussion

Signal before and after inserting a Si wafer



Fourier components \rightarrow Transmittance Phase Delay

Calculated refractive indices



Well fitted by Drude model
 —Real / Imaginary part are successfully obtained

\downarrow

This cheap system gives the same data as the usual TDS

1. 高温超伝導体を超短光パルスで励起することによりテラヘルツ電磁波パルスが放射される
 - ・バイアス電流下、外部磁場下、磁束トラップ状態下
 - ・光磁束トラップメモリ、超伝導電流可視化装置
2. 光パルス励起テラヘルツ電磁波を用いた時間領域分光法 (TDS)
 - ・複素屈折率の測定
 - ・半導体評価への応用
3. CWマルチモードLDを用いたサブテラヘルツ分光法
 - ・極めて安価で液体ヘリウム不要 (Poorman's TDS)

輻射科学研究会資料

RS-99-5

Y I G 薄膜における静磁波と光との相互作用

Optical Interactions With Magnetostatic Waves
in the Yttrium Iron Garnet Film

堤 誠, 上田 哲也, Soven Kumar Dana, 菊井 一彦
Makoto Tsutsumi, Tetsuya Ueda, Soven Kumar Dana, and Kazuhiko Kikui

京都工芸繊維大学 電子情報工学科
Kyoto Institute of Technology

1999年10月25日(月)
(於 株式会社村田製作所 本社大会議室A)

I. まえがき

イットリウム・鉄・ガーネット (YIG) 薄膜における静磁波 (MSW) と光との相互作用の研究は歴史が古く、ほぼ20年前にさかのぼるが、主に光が静磁波に応答するという物理的な興味に力が注がれていた様である[1][2]。しかしながら最近、C.S.Tsaiらによってこの相互作用が高速光偏向器、光スイッチ、位相器、さらに発振器・光偏向器などの光信号処理への応用に重きが置かれた形で活発に研究されている[3][4][5]。これらの研究は $10\mu\text{m}$ 以下のYIG薄膜を用いているため、入力マイクロ波 (RF信号) によるMSW信号の飽和が早いこと、さらに薄膜の断面積が小さいため、光スポットの照射が困難であるなど実験的なテクニックにも難があった。本報告では $100\mu\text{m}$ のYIGの厚膜を用いて表面静磁波 (MSSW)、体積後退静磁波 (MSBVW) そして体積前進静磁波 (MSFVW) のモード[6]と光の相互作用の実験を試みたところ比較的良好な形で相互作用を観測したので報告する。

II. 実験結果

i) 実験装置

実験に用いた装置は図1に示すようなもので、 $400\mu\text{m}$ のGGG上に液相成長させた厚さ $100\mu\text{m}$ で寸法 $5\text{mm}\times 20\text{mm}$ のYIG厚膜導波路からなる。このYIG導波路の表面に直径 $100\mu\text{m}$ の線状アンテナを間隔 $8\sim 10\text{mm}$ を離して設置し、MSWの入出力トランスジューサを構成する。 $1.3\mu\text{m}$ の波長で光出力数mWの半導体レーザからの光を図に示すようにYIG導波路の端面に照射する。なおこの照射に対して偏光子、レンズを介している。YIG導波路を通過した光は検光子を経てフォトダイオードで受信される。直流バイアス磁界 H_0 は図に示すようにA方向、B方向そしてC方向に印加し、各々表面静磁波 (MSSW)、体積後退静磁波 (MSBVW) そして体積前進静磁波 (MSFVW) を線状アンテナで励振し、光との相互作用を観測する。なお静磁波励振用のRF信号は周波数1GHzから4.5GHzで、最大1.7Wの出力である。またフォトダイオードの周波数特性が増幅器を含めて 100kHz 以下と比較的低いので、RF信号は 28kHz で振幅変調されている。

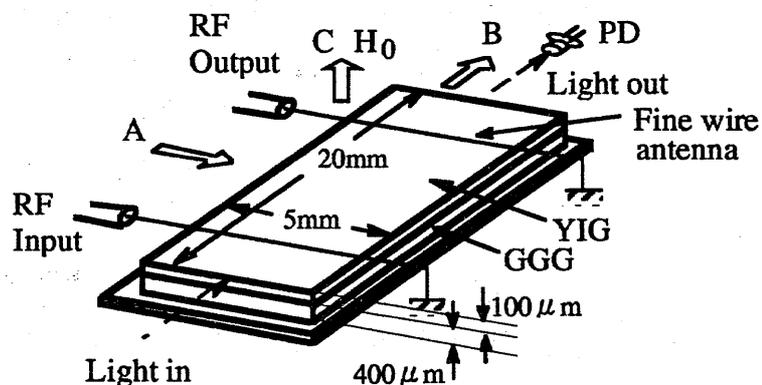


図1 実験装置の構成

ii) MSSWとの相互作用

この場合、バイアス磁界 H_0 の方向は図1に示すAの方向に選ぶ。図2はこのMSSWの伝送特性 S_{21} を周波数を1GHzから5GHzまで変えてネットワークアナライザによって測定した結果である。また、この場合RF入力電力を17mWから1.58Wまで変えて測定している。この結果、入力電力が795mW以上と大きいと3.55GHzに存在する ω のMSSWのスペクトラムに加えて1.8GHzに存在する $\omega/2$ のMSSWのスペクトラムが同時に現れることがわかる。もちろん入力電力を17mWと小さくすると $\omega/2$ のMSSWのスペクトラムはなくなり、 ω のMSSWのスペクトラムのみが残る。

次にこのMSSWの伝送特性 S_{21} をフォトダイオードで読み取った結果を図3に示す。この場合、RF入力電力は1.7Wであり周波数帯域は図2に示したネットワークアナライザによる測定した帯域とほぼ同じ1GHzから4.5GHzである。またこの図はMSSWと光との相互作用によって現れるフォトダイオードからの信号を直接オシロスコープによって観測したものである。図2に示した測定結果と図3に示した結果とを比較すると ω 、 $\omega/2$ の両MSSWの周波数スペクトラムはフォトダイオードによって読み取ると広がることになる。この周波数特性が広がる理由はネットワークアナライザが対数出力で表示されるのに対して、オシロスコープの場合はリニア表示によることにも関連するが、それよりもMSSWの周波数帯域外で現れるスピン波と光との相互作用によるものと考えられる。このMSSWと光との相互作用をより明確にするため、MSSWの出力トランスジューサからのRF信号とフォトダイオードからの信号をロックイン増幅器を介して詳しく測定した結果を図4と図5に示す。この場合入力電力を24 mWから1.6Wまで変えており、周波数帯域は図4に示すRF信号と図5に示すフォトダイオードからの信号とも同じ1GHzから4.5GHzである。両者の特性を比較すると、フォトダイオードからの信号はRF信号に比べて周波数帯域は既に述べた様に広がるとともにMSSWの非線形応答特性が $\omega/2$ のスペクトラムを含めて明確な形で光で読み取ることができる。

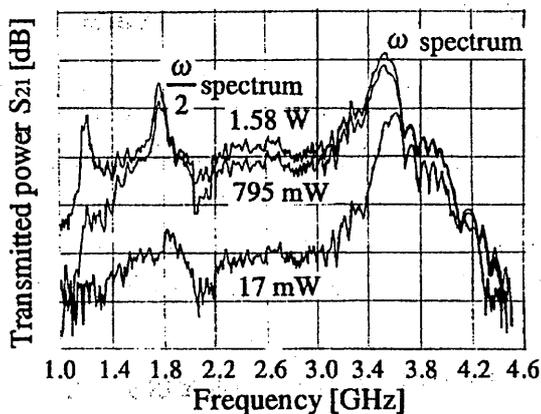


図2 入力電力を変えた場合のMSSWの非線形周波数特性

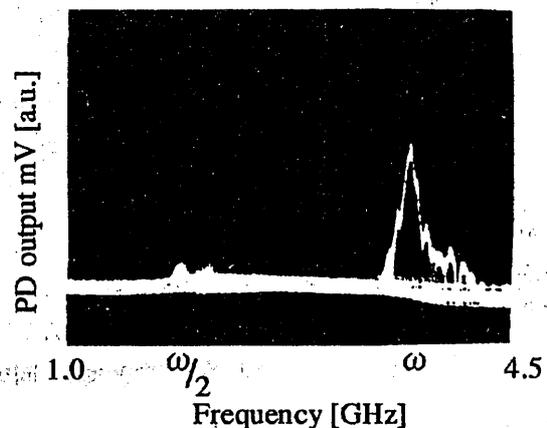


図3 フォトダイオード(光)によって読み取ったMSSWの非線形応答

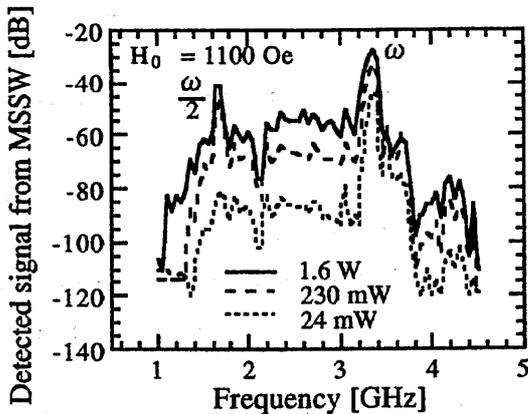


図4 ロックイン増幅器で測定された MSSW信号の非線形特性

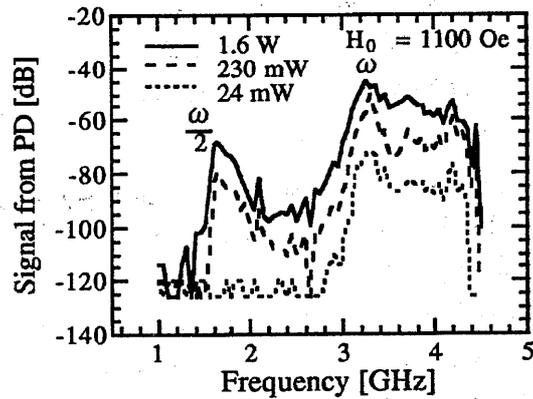


図5 ロックイン増幅器で測定された MSSWと光との相互作用

MSSWと光との相互作用に関する理論的な取り扱いには A.D.Fisher らによって結合モード理論を中心に論じられ[1], その結合係数は

$$\kappa = \phi \left(\frac{\gamma}{\Omega - \gamma H_0} \right) \left[\frac{2k_m P (\Omega - \gamma H_0)}{Z_0 k_r (\Omega - \gamma H_0 - 4\pi M \gamma)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

となる。ここに ϕ はファラデー回転角, P は入力マイクロ波電力そして $Z_0 = 377$, $k_r = \Omega/c$ (c は光速), k_m は MSSW の伝搬定数, そして Ω は角周波数である。(1) 式から光の TE モードから TM モードへの完全結合長 L は薄膜の厚さの平方根に反比例するので, $10 \mu\text{m}$ の薄膜に比べて $100 \mu\text{m}$ の厚さの YIG では $\sqrt{3}$ 倍程度長くなる事になり, L は 20mm と推定出来る。しかしながらこの実験値から得られる MSSW 信号による光への振幅変調率 (TE モードから TM モードへの結合) は $1 \sim 2\%$ 位と小さく完全結合の条件はいまのところ満足していない。

図6は図4または図5に示す ω の MSSW スペクトラムの RF 入力電力依存性を周波数を 3.27GHz と固定して測定したものである。同図で出力トランスジューサからの MSSW の信号とフォトダイオードからの信号はいずれも 500mW の RF 入力電力で飽和する。しかしながら MSSW 信号がフォトダイオードからの信号に比べて早く飽和していることがわかる。このことは MSSW による非線形特性が支配的で, 光と MSSW の間に見られる磁気光学効果による非線形特性の寄与は少ないものとする。

図7はフォトダイオード側の偏光板を 360° 回転した場合の光応答信号の特性を示す。この場合, 入力 RF 電力は 1.6W と 46.5mW の2種類選び, 周波数は ω MSSW スペクトラム内の 3.62GHz で印加磁界は 950Oe である。この実験結果から RF の入力電力の変化による光応答信号の偏光板の回転角による顕著な変化は見られない。

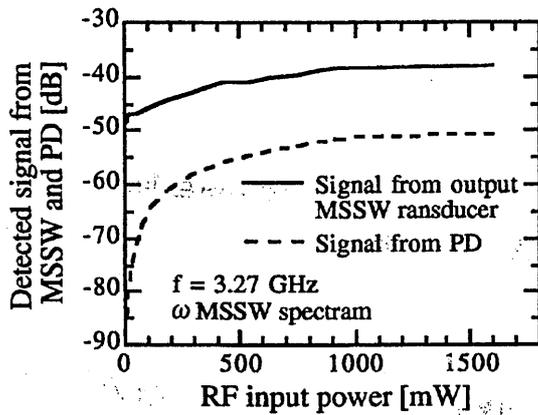


図6 マイクロ波検波器に現れるMSSWの信号とフォトダイオードに現れる信号のRF入力電力依存性

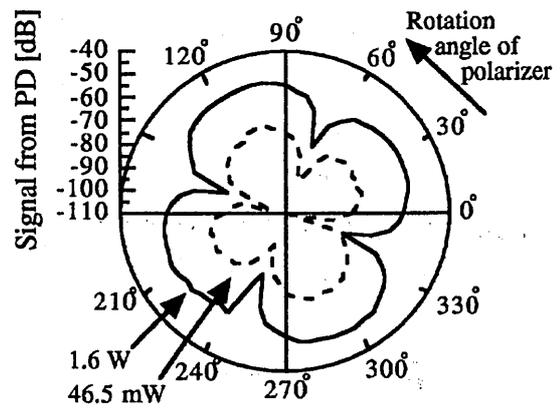


図7 光応答信号の偏光特性

iii) MSBVWとの相互作用

この場合の直流磁界の方向は図1に示す構造でB方向に加える。1つの試みとして磁界を図1に示す座標系でAからB方向に360°回転してMSSWからMSBVWへモードを移した場合のRF MSSW応答と光応答特性を測定した結果を図8に示す。なおこの場合、磁界の強さは1100 Oeと一定にしてある。同図から磁界の方向が90°または270°の場合にMSBVWモードが生じ、0°ならびに180°の場合はMSSWモードが生じ、RF検波されたMSSWおよびMSBVWトランスジューサに現れる信号とフォトダイオードに現れる信号を比較すると磁界の角度依存性は顕著であるものの両者はきわめて特性が類似する。なおこの場合、測定された周波数は ω MSSWスペクトラム内の2.7 GHzである。

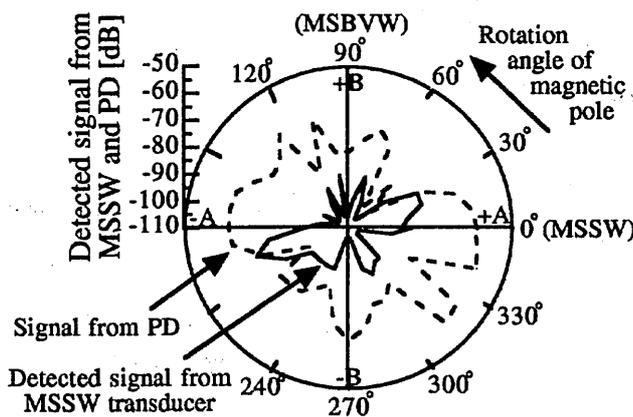


図8 バイアス磁界を回転させて測定した静磁波の信号と光応答信号

iv) MSFVWとの相互作用

バイアス磁界の方向を図1に示す導波路でCの方向に選ぶ。MSFVWと光との相互作用もTEモードとTMモードとの結合で論じられ、その結合係数は近似的に

$$\kappa = -i \frac{\phi}{Md} \sqrt{\frac{P}{\omega\mu_0}} \quad (2)$$

で与えられる[7]。ここにMは飽和磁化である。MSSWの場合は κ は薄膜の厚みdの平方根に反比例するが、MSFVWモードではdに反比例するので完全結合長Lは70 mmとかなり長くなる。

MSSWの場合の測定法と同様に出力トランスジューサからのMSFVWの信号とフォトダイオードからの信号をロックイン増幅器で検出し、磁界を1800 Oeと2300 Oeに変えて測定した結果を図9および図10に示す。図9に示すRF信号の場合、1.5から3 GHz付近にMSFVWの応答信号があることがわかる。なおこの場合、入力RF電力は1.6Wである。一方、図10に示す光応答信号は磁界を強くすると高い周波数に移動する。図9に示す結果と図10に示す結果を比べると、概して両者の信号が現れる周波数帯域は一致せず、相対に500 MHz程高い周波数側に光応答のスペクトラムが広がっている。MSSWの場合と同じくMSFVWの場合も、スピン波の帯域はMSFVWの高い遮断周波数領域側にあるので、この周波数帯域幅の広がりには交換スピン波と光との相互作用に関連すると考える。

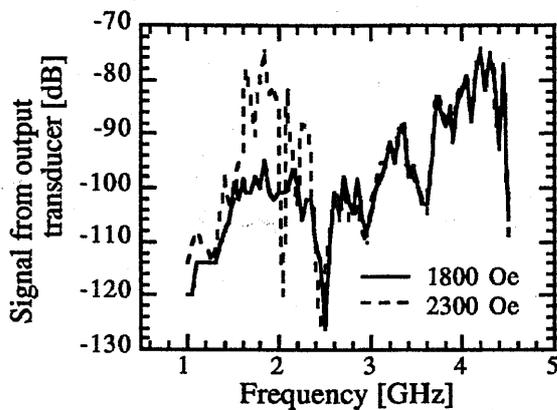


図9 マイクロ波検波器からのMSFVWモードの周波数応答

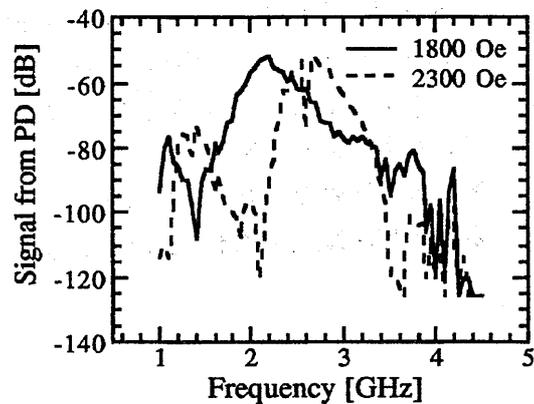


図10 フォトダイオードからのMSFVWの光・周波数応答

図11は周波数を2.44 GHzと固定し、入力RF電力を1.7Wまで増加させた場合のMSFVWの信号とフォトダイオードからの信号の測定値を示す。この場合、500 mW位の入力電力で両者は飽和するが、概して2つの曲線は同じ飽和特性を示す。また、図6に示したMSSWの飽和特性に比べるとMSFVWモードの場合はいくらか飽和が遅い。

一方2.45 GHzでパルスを用いてMSFVW信号の光応答信号を観測した結果を図12に示す。この場合、図12の(a)は磁界を2200 Oeと強くした場合のパルス応答信号で500 nsec

までの時間応答が観測できる。なお、このパルス応答信号の限界はフォトダイオードに直結した増幅器の周波数特性（ほぼ10 MHz）で制限される。一方、図12の(b)は磁界を500 Oeと弱くした場合で光応答信号は数msecと遅くなるが光との相互作用は磁界が強い場合に比べて10倍程度強い。これは単一磁区で動作するMSWと光との相互作用に対して磁壁、磁区のマイクロ波振動が光との相互作用に寄与するためであると考えられる[8]。

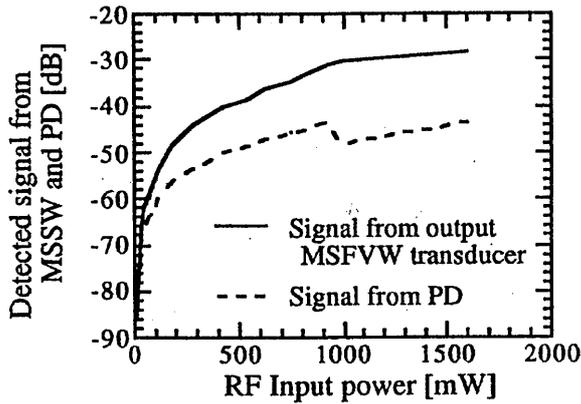


図11 MSFVWと光応答信号の入力RF電力依存性

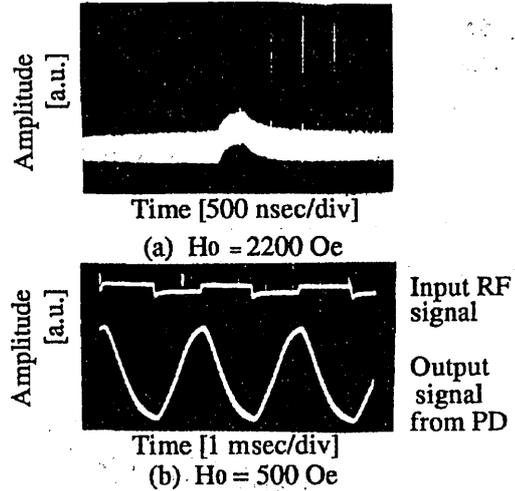


図12 RFパルスによる光応答特性

III. むすび

100 μ mの厚さのYIG薄膜を用いて3つの代表的な静磁波モード、MSSW、MSBVWそしてMSFVWモードと光との相互作用を主に実験的に明らかにした。その結果1) 3つのモードにたいして1~2%の光変調率で相互作用を観測した。2) MSSW特有の非線形応答である ω および $\omega/2$ スペクトラムを光によって読み取ることができた。3) 非線形応答は静磁波そのもののRF特性によることが多く、磁気光学効果の非線形応答の寄与は少ない。

これらの実験は100 μ mの厚さのYIG薄膜と比較的厚い薄膜を用いたが理論的には薄い薄膜ほど光相互作用が強くなる。しかしながら、薄膜の厚さと相互作用との関係は磁区、磁壁のマイクロ波振動との関連から未知の事柄が多くこれに関しては今後の大きな研究課題である。一方、ファラデー回転角がYIGに比べて10倍程大きいLuBiYIG薄膜の使用を考える必要がある[2]。これらから静磁波と光との相互作用はマイクロ波変調器、ブラッグ反射型偏向器、スイッチング素子の応用にたいしてかなり有望であると考えられる。

謝辞 本研究を行うにあたって常日頃御世話をいただく村田製作所機能材料研究部の主任研究員藤井高志氏、知久真一郎氏に感謝の意を表す。

文献

- [1] A.D.Fisher, J.N.Lee, E.S.Gaynor and A.B.Tsveten ; "Optical guided wave interaction with magne-

- tostatic waves at microwave frequencies", *Appl. phys. Lett.*, 41, (9), Nov. 1982, pp.779 - 781.
- [2] H. Tamada, M. Kaneko and T. Okamoto ; " TM-TE • optical mode conversion induced by a transversely propagating magnetostatic wave in a $(\text{BiLu})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ film " , *J. Appl. phys.*, 64, (2), 15, pp. 554 - 559, July 1988.
- [3] C.S.Tsai ; " Integrated acoustoptic and magneto optic devices for optical information processing " , *Proc. IEEE*, 34, 6, pp. 853 - 869, June 1996.
- [4] C.S.Tsai, D.Young and S.T.Nikitov ; " Microwave and magneto optic measurements of nonlinear dispersive magnetostatic waves in a yttrium iron garnet - gadolinium gallium garnet waveguide " , *J. of Appl. Physl.*, 84, 3, pp.1670 - 1679, 1 Aug. 1998.
- [5] C.S.Tsai ; " A magnetostatic forward volume wave oscillator - based magneto optic braggcell modulator " , *Appl. phys. Lett.*, 74, 19, pp. 2878 - 2880, 10 May 1999.
- [6] 堤 誠 ; " 静磁波 " 川西 健次, 近角 聰信, 櫻井 良文 編 磁気工学ハンドブック 分担, 朝倉書店, c, 1998.
- [7] D.D.Stancil ; " Theory of magnetostatic waves " , Springer - Verlag, 1993.
- [8] M.Tsutsumi, T.Ueda ; " Optical interactions with microwave signals in single crystal of yttrium iron garnet " , *Electronics Lett.*, 34, 8, pp. 802 - 803, April 1998.

輻射科学研究会資料

RS-99-6

薄膜多層電極技術およびこれを用いた
2 GHz 帯基地局用低背型誘電体フィルタ

Thin Film Layered Electrode and Low Profile Dielectric Filter
for 2 GHz Band Cellular Base Station

服部 準, 日高 青路, 伊勢 智之
Jun Hattori, Seiji Hidaka, Tomoyuki Ise,
久保田 和彦, 松井 則文, 石川 容平
Kazuhiko Kubota, Norifumi Matsui, and Yohei Ishikawa
村田製作所
Murata Manufacturing Co., Ltd.

1999年10月25日(月)
(於 株式会社村田製作所 本社大会議室A)

Thin Film Layered Electrode and Low Profile Dielectric Filter for 2 GHz Band Cellular Base Station

Jun Hattori, Seiji Hidaka, Tomoyuki Ise, Kazuhiko Kubota, Norifumi Matsui, and Yohei Ishikawa
 Murata Manufacturing Co., Ltd.
 Nagaokakyo-shi, Kyoto 617-8555, Japan

Abstract—A novel low loss technology of thin film layered electrode and its application to dielectric filter in 2 GHz band is described. We confirmed that the surface resistance of thin film layered electrode is reduced in proportion to the approximately square root of the number of conductor layers, compared to a bulk metal.

1. INTRODUCTION

With recent years' size reduction of electronic components in mobile telecommunication systems, size reduction of devices such as resonator and filter has been implemented by using high dielectric materials. When the shape of the resonator is reduced into a similar shape while the dielectric constant is increased, there is such a problem that an energy loss is increased in inverse proportion to the cube root of its volume [1].

The energy loss of dielectric resonator can be roughly classified into a conductor loss due to the skin effect and a dielectric loss due to the dielectric materials. Dielectric materials are being developed into practical use in recent years with having a low loss tangent with high dielectric constant. Therefore the conductor loss becomes more dominant than dielectric loss in terms of the unloaded Q of the dielectric resonator.

The current density concentrates on the conductor surface due to the skin effect. By solving this problem we propose the thin film layered electrode as a low loss technology of dielectric resonator. An application example of band elimination filter for 2 GHz band cellular base station is shown [2]. A TM_{010} mode disk resonator, which is made by the

thin film layered electrode deposition on both sides, has been evaluated. The size of it is $\phi 28.5 \times t 5.0$ mm with the unloaded Q of 5,000. The fabricated filter is reduced by 60 % in volume and 75 % in height compared to a conventional type of filter using a TM dual mode dielectric resonator.

2. ELECTRODE DESIGN FOR TM_{010} MODE DISK RESONATOR

The thin film layered electrode is stacked alternately by a conductor layer and a dielectric layer on a dielectric substrate, and each conductor layer except top layer has a smaller film thickness than a skin depth of a resonant frequency. The film thickness is designed by using equivalent circuit of the thin film layered electrode on the substrate shown in Figure 1. The circuit parameters are expressed by using material constants and film thickness of each layer as following equations [3], [4].

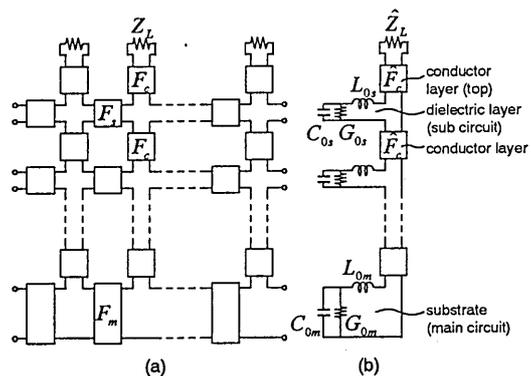


Figure 1. An equivalent circuit of half-wavelength resonator using the thin film layered electrode (a). A normalized expression by using the propagation constant in the substrate (b).

Equations:

- chain matrix of main circuit

$$F_m = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_m \Delta z) & Z_{0m} \sinh(\gamma_m \Delta z) \\ \frac{1}{Z_{0m}} \sinh(\gamma_m \Delta z) & \cosh(\gamma_m \Delta z) \end{pmatrix},$$

$$\gamma_m = j\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_m} \left(1 - \frac{j}{2} \tan \delta_m\right), \quad Z_{0m} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_m}} \frac{h}{2w}.$$

- chain matrix of sub circuit

$$F_s = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_s \Delta z) & Z_{0s} \sinh(\gamma_s \Delta z) \\ \frac{1}{Z_{0s}} \sinh(\gamma_s \Delta z) & \cosh(\gamma_s \Delta z) \end{pmatrix},$$

$$\gamma_s = j\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_s} \left(1 - \frac{j}{2} \tan \delta_s\right), \quad Z_{0s} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_s}} \frac{\Delta x}{w}.$$

- chain matrix of conductor layer

$$F_c = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_c \Delta \xi) & Z_c \sinh(\gamma_c \Delta \xi) \\ \frac{1}{Z_c} \sinh(\gamma_c \Delta \xi) & \cosh(\gamma_c \Delta \xi) \end{pmatrix},$$

$$\gamma_c = \frac{1+j}{\delta}, \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}}; \quad Z_c = (1+j)R_s \frac{\Delta z}{w}, \quad R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}}.$$

- terminal impedance

$$Z_L = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\Delta z}{w}$$

- normalization factor

$$\Delta z \rightarrow \frac{1}{\beta_0}, \quad \beta_0 = \omega_0 \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_m}; \quad w \rightarrow 1.$$

- normalized parameters of main circuit

$$L_{0m} = \frac{\mu_0 h}{2\beta_0}, \quad C_{0m} = \frac{2\epsilon_0 \epsilon_m}{\beta_0 h}, \quad G_{0m} = C_{0m} \tan \delta_m.$$

- normalized parameters of sub circuit

$$L_{0s} = \frac{\mu_0 \Delta x}{\beta_0}, \quad C_{0s} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{\beta_0 \Delta x}, \quad G_{0s} = C_{0s} \tan \delta_s.$$

- normalized chain matrix of conductor layer

$$\hat{F}_c = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_c \Delta \xi) & \hat{Z}_c \sinh(\gamma_c \Delta \xi) \\ \frac{1}{\hat{Z}_c} \sinh(\gamma_c \Delta \xi) & \cosh(\gamma_c \Delta \xi) \end{pmatrix},$$

$$\gamma_c = \frac{1+j}{\delta}, \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}}; \quad \hat{Z}_c = (1+j) \frac{R_s}{\beta_0}, \quad R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}}.$$

- normalized terminal impedance

$$\hat{Z}_L = \frac{1}{\beta_0} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

- σ : conductivity of conductor layer
- ϵ_s : dielectric constant of dielectric layer
- ϵ_m : dielectric constant of substrate
- $\Delta \xi$: thickness of conductor layer
- Δx : thickness of dielectric layer
- h : height of substrate
- w : line width
- δ : skin depth of conductor (bulk)
- R_s : surface resistance of conductor (bulk)

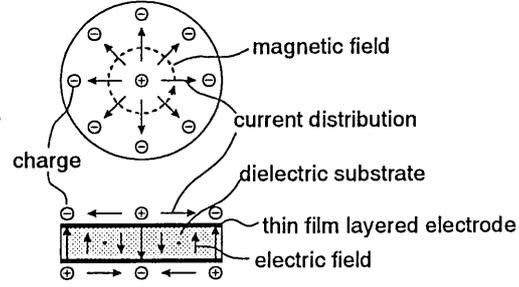


Figure 2. TM₀₁₀ mode disk resonator

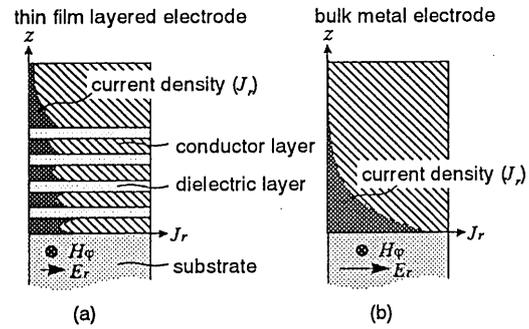


Figure 3. The calculated current distribution in the thin film layered electrode (a) and bulk metal electrode on the TM₀₁₀ mode resonator (b).

An optimized design parameters of the film are determined according to the conductivity (σ) of conductor layer, dielectric constant (ϵ_s) of dielectric layer, dielectric constant (ϵ_m) of substrate, the number (n) of layers and the resonant frequency (f_0).

As a design example, the thin film layered electrode is applied to the TM₀₁₀ mode disk resonator which has no edge effect. The structure and electromagnetic mode of the TM₀₁₀ disk resonator is shown in Figure 2. The calculated current distribution in the thin film layered electrode and bulk metal electrode on the TM₀₁₀ mode resonator are shown in Figure 3.

3. FILTER APPLICATION

The TM₀₁₀ mode disk resonator using the thin film layered electrode has realized a low profile band elimination filter for 2 GHz band cellular base

station. The band elimination filter is composed of two TM_{010} mode disk resonators in each cylindrical metal cavity as shown in Figure 4. Two resonators are coupled with quarter wavelength coaxial transmission line. The external couplings at the I/O ports are composed by using capacitive coupling probes. The band elimination filter is designed by using the equivalent circuit shown in Figure 5. The characteristics of the filter is finely tuned by trimming the dielectric material of the disk.

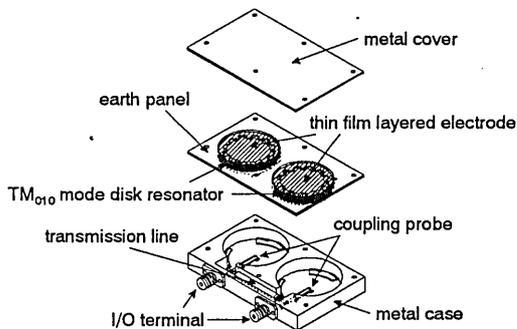


Figure 4. Construction of the band elimination filter

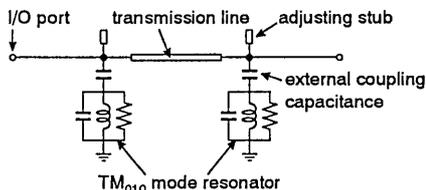


Figure 5. Equivalent circuit of the band elimination filter

4. EXPERIMENTAL RESULTS

To evaluate the electrical performance of the thin film layered electrode we made a several models up to 25 conductor layers on both sides of a crystal sapphire substrate with polished surface by using a sputtering deposition. We measured the surface resistance and rising ratio of conductor Q at 3 GHz. Figure 6 shows that the rising ratio of conductor Q is in proportion to the square root of the number of conductor layers in comparison with a the conductor Q of a bulk metal. A photograph of cross section

of the thin film layered electrode having 25 conductor layers is shown in Figure 7.

A low profile dielectric band elimination filter for 2 GHz band cellular base station is fabricated. The evaluated TM_{010} mode disk resonator which has the unloaded Q of 5,000 is shown in Figure 8. The disk substrate is composed of dielectric ceramics of $(Zr, Sn)TiO_4$ with relative dielectric constant of 39. The thin film layers are made of copper (Cu) with conductivity of 53 MS/m and silicon dioxide (SiO_2) with relative dielectric constant of 4. The number of conductor layers and the number of dielectric layers are 5 and 4 respectively.

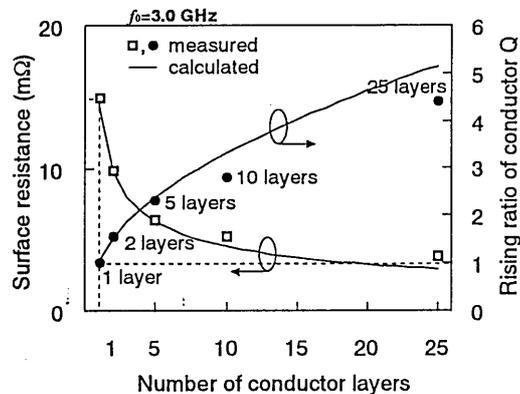


Figure 6. The measured results of the surface resistance and rising ratio of conductor Q at 3 GHz

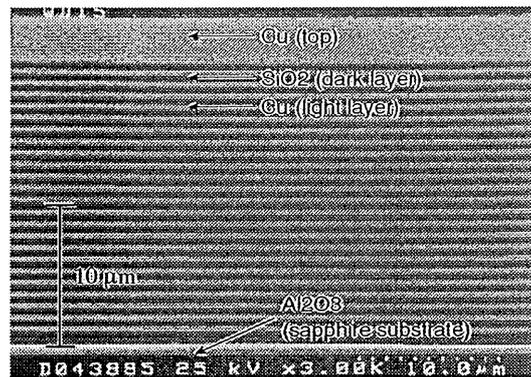


Figure 7. A cross sectional view of the thin film layered electrode having 25 conductor layers.

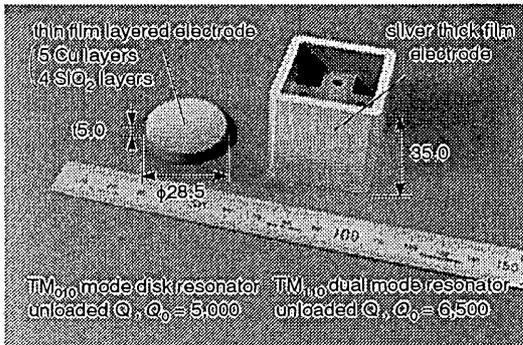


Figure 8. The TM_{010} mode disk resonator deposited the thin film layered electrode on both sides.

The measured data and electrical performance of the band elimination filter using thin film layered electrode are shown in Figure 9 and Table I. The band elimination filter is reduced by 60 % in volume and 75 % in height compared to the conventional filter as shown in Figure 10.

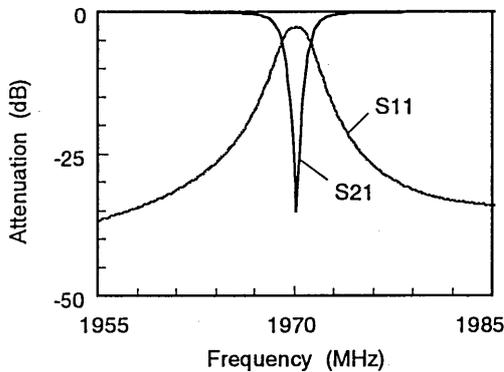


Figure 9. Measured data of the band elimination filter using thin film layered electrode

Table I. Electrical performance of the band elimination filter using thin film layered electrode

elimination frequency	1970 MHz
passband frequency	< 1965 MHz, 1975 MHz <
insertion loss	0.3 dB
attenuation	20 dB

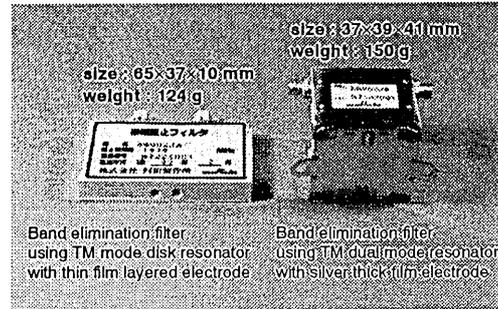


Figure 10. Low profile Band elimination filter using thin film layered electrode and conventional type.

5. CONCLUSIONS

A novel low loss technology of thin film layered electrode is developed and its filter application for 2 GHz band cellular base station is shown. We confirmed that the rising ratio of conductor Q is in proportion to the square root of the number of conductor layers in comparison with the conductor Q of a bulk metal. A TM_{010} mode disk resonator, which is made by the thin film layered electrode deposition on both sides, has been evaluated. The size of it is $\phi 28.5 \times 15.0$ mm with the unloaded Q of 5,000. The fabricated band elimination filter is reduced by 60 % in volume and 75 % in height compared to the conventional filter.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank Mr. Y. Katayama and Mr. M. Kobayashi for their support and discussions related to this thin film technology.

REFERENCES:

- [1] Y. Ishikawa, "Miniaturization Technologies Of Dielectric Resonator Filter For Mobile Communication Systems" MWE'92 Microwave Workshop Dig., pp. 351-356, 1992.
- [2] Y. Ishikawa, et al., "1.9 GHz Compact Low Loss Dielectric Duplexer Designed By Dual Mode Waveguide Transmission Line Method" Proc. 24 th EuMC, pp. 1179-1184, 1994.
- [3] Y. Ishikawa, et al., "Low Loss Characteristics of Coupled Thin Film Multilayer Electrode" C-137 IEICE Dig., p.137, 1995 (in Japanese).
- [4] Y. Ishikawa, et al., "Design and Evaluation of Coupled Thin Film Multilayer Electrode" C-138 IEICE Dig., p.138, 1995 (in Japanese).

粗間隔アンテナアレーによる
ホログラフィック方位解像法の検討

A Holographic Imaging Method Using Sparse Antenna Arrays

中西 功[†] 真田 篤志[‡] 大久保 賢祐[†] 山根 國義[†]
Isao Nakanishi[†] Atsushi Sanada[‡] Kensuke Okubo[†] Kuniyoshi Yamane[†]

[†]岡山県立大学 情報工学部 [‡]山口大学 工学部

[†]Okayama Prefectural University [‡]Yamaguchi University

1999年12月13日(月)
(於 立命館大学 びわこ・くさつキャンパス)

1 まえがき

自動車の走行安全性を高める技術の一つとして車載レーダの開発が活発に行われている [1], [2], [3]. しかし, それらの試みには, 車体に固定したアンテナにより正面前方数度の範囲を監視する形式のものが多く, そのため, 曲線路においては無力で衝突を回避すべき方向の情報も得られないという難点があった. それらの問題を解決するにはレーダに方位解像力をもたせて広い範囲を監視するしかないが, それに適用できる方位解像法についてはまだ確立されたものはない. それは, アンテナに流体力学的にも造形的にもむりのない形状・構造のものを使用して, めまぐるしく変化する周囲状況に追従できる速さで動作し, かつ十分な解像力を発揮することのむずかしさによるものと考えられる. その対策としては, 車体表面に張り付けた平面アンテナアレーの使用によりアンテナ形状の問題を解決し, その電子的走査と回折変換処理との組合せにより映像化処理を高速化する方式が考えられる.

アンテナの電子的走査と回折変換処理とを組合せて広い有効視野と十分な方位分解能をもつ解像を行うには, 回折界の空間サンプリングに用いる受信アレー (または送信アレー) の素子を細かい間隔で, かつ, 広い幅にわたって配置する必要があるため, そのままでは経済性が厳しく要求される車載レーダへの適用はできない. そこで我々は, 送信, 受信側の双方のアンテナをアレー構成にすることにより, 回折界を使用するアレーのうち大きい方のものと同程度の幅の中で, 素子間隔より細かい間隔でサンプルできるデータ収集法 [4] を提案している. つまり, この方式によれば, 必要とする解像性能を, 少ない素子を粗く配置したアンテナアレーによって実現できるので, その分だけ装置の部品点数が削減でき, 回路構成も簡単になる.

本論文では, 車載レーダに適用できる方位解像法をめざし, 少数の素子を粗く配置した送信・受信アンテナアレーによるホログラフィック映像化方式について検討し, そのデータ収集法の有効性を実験的に確かめたものである.

2 解像法の原理

本方式では, 図 1 のように二つのアンテナアレーをスタック状に配置し, 一方を送信用とし, 他方を受信用とするアンテナシステムを使用する. 送信アレーはスイッチ回路を経て CW 波源につながれており, また, 受信アレーの各素子にはコヒーレント検波器が接続されていて送信波の一部を参照波とする受信波の複素振幅が検出できるようになっている.

このシステムにおいて, 送信アレーはその素子を順に切り換えながら物体を照射する. 一方, 受信アレーでは, 送信素子が切り換わるたびに变化していく物体エコーを各受信素子によって検出し, その複素振幅を記録する. この動作を, 送信, 受信素子のすべての組合せによるエコーの記録が完了するまで繰り返す. こうして記録したエコーの複素振幅は, 送信素子の位置 x_a と受信素子の位置 x_b とを二つ

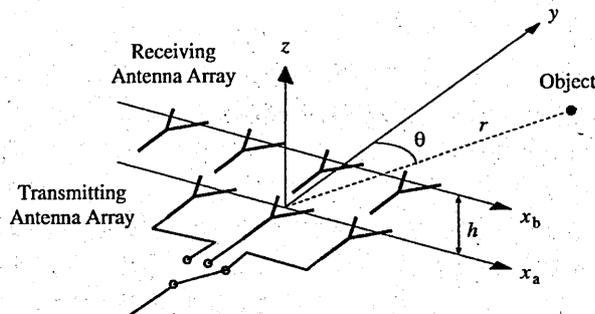


図1 レーダ系の構成

の変数として,

$$u_1(x_a, x_b) = U \exp\{-j(2\pi f\tau - \phi_b)\} \approx U \exp\left[-j\left\{\frac{2\pi}{\lambda}(2r - (x_a + x_b) \sin \theta) - \phi_b\right\}\right] \quad (1)$$

のように2次元的に表現される。ただし, r, θ はそれぞれ物点の距離と方位を表し, U は定数を, f, λ はそれぞれ送信 CW 波の周波数と波長を, ϕ_b は送信源から各検波器への伝送線路の遅延位相量である。また, τ は物点の位置と送受信素子の位置で決まるエコーの遅延時間であるが, 受信アレー軸の z 座標を h とおき, $r \gg x_a, x_b, h$ なる条件を仮定して,

$$\tau = \frac{1}{c} \left(\sqrt{r^2 + x_a^2} - 2rx_a \sin \theta + \sqrt{r^2 + x_b^2 + h^2} - 2rx_b \sin \theta \right) \approx \frac{1}{c} (2r - (x_a + x_b) \sin \theta) \quad (2)$$

と近似している。ただし, c は光速である。なお, 送, 受信アレーをスタック状に配置したのは, 式 (2) の近似誤差を小さくするためであり, 二つのアレーを同じ軸上に重なりを避けて配置するよりも x_a, x_b の最大値を小さくできて, 近似条件 $r \gg x_a, x_b, h$ が成立しやすくなるためである。

こうして2次元記録した式 (1) のエコーは, 図2に示すように, 位相補正, 1次元化, 映像再生という手順を経て映像化される。すなわち, まず, エコーの複素振幅の記録から伝送線路の遅延位相量 ϕ_b の寄与を取り除くため, 別途計測した ϕ_b の値を用いて, 位相の補正処理をする。つぎに, x_a, x_b の関数として2次元記録されている補正処理の結果を

$$x_a + x_b \rightarrow x_{ab} \quad (3)$$

とする変数変換により, x_{ab} を座標軸とする新たな1次元空間の分布

$$u_2(x_{ab}) = U \exp\left(-j\frac{4\pi}{\lambda}r\right) \exp\left[j2\pi\left(\frac{\sin \theta}{\lambda}\right)x_{ab}\right] \quad (4)$$

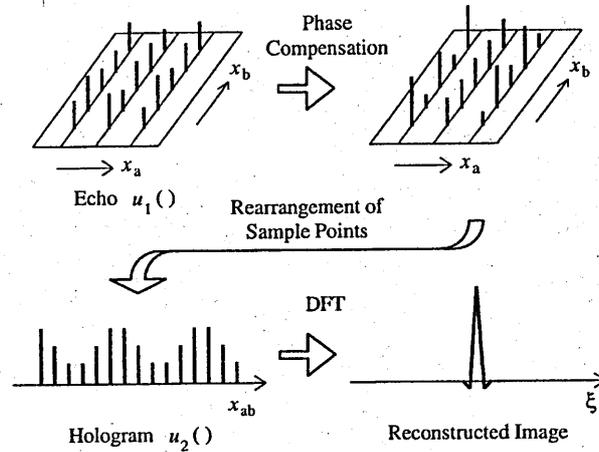


図 2 映像化処理の手順

に変換する。上式は、変数 x_{ab} に対して物体方向 θ の正弦に比例する周波数で変化する分布、つまり x_{ab} のフーリエ逆変換空間 (座標を ξ とする) に仮想される分布 $\delta(\xi - \sin \theta / \lambda)$ のフーリエ変換になっていることから、その記録は物体方位の正弦を記録したフーリエ変換ホログラムになることがわかる。さらに、その変数 x_{ab} は、送信素子数を M 、受信素子数を N とし、 $M \times N$ 個の離散値をとることになり、使用素子の総数を $M + N \geq 5$ とすれば、使用した送信、受信素子の合計数より多くのサンプル値をもつホログラムが得られることになる。このことは、使用した素子数と同数のサンプル値しか得られない従来法とは大きく異なる点である。

このホログラムは、フーリエ逆変換によって映像再生され、逆変換座標上の $\xi = \sin \theta / \lambda$ の位置に方位映像を作るが、その解像性能はサンプル点が多くなった分だけ向上すると期待される。

3 アンテナアレーの組合せと解像性能

図 3 は、車載レーダに割当てられた 60 GHz 帯を仮定して、アレー素子配置の組合せとそれによって記録できるホログラムのサンプル点の一例を示したものである。図中の送信アレー A は素子間隔の狭いアレーを、受信アレー B は間隔の広いアレーを表している。

同図は素子間隔が 2 の 4 素子送信アレー A と素子間隔が 3 の 4 素子受信アレー B との組合せによる場合を示している。各送信、受信素子の組合せにより、エコーを式 (3) の規則に従ってホログラム座標 x_{ab} に順に記録していくと、最小サンプル間隔が 1 のホログラムを実現できることがわかる。この場合、ホログラムのサンプル点数は両アレーの素子数を乗算した値から重複する 2 点を除いた 14 となっているが、間隔が 2 となる両端の各 1 点を除くと映像化に利用できる連続サ

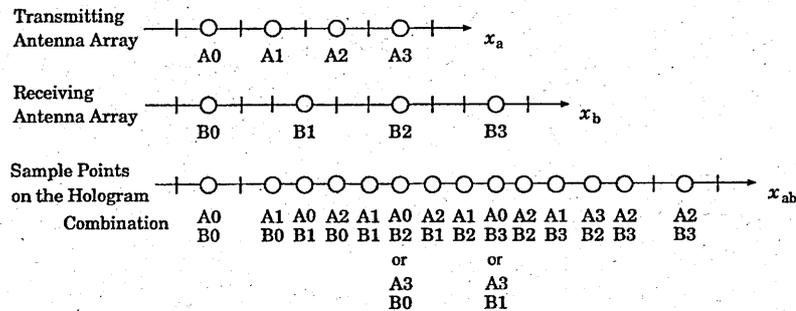


図3 アンテナアレーとホログラムサンプル点

表1 アレー素子数と実現できるサンプル点数

アレー A (狭間隔)		アレー B (広間隔)		取得ホログラム		解像性能	
素子数 M	素子間隔 [mm]	素子数 N	素子間隔 [mm]	サンプル 数	サンプル 間隔 [mm]	分解能 [deg]	視野角 [deg]
4	18	5	27, 45	17	9	1.9	± 16.1
5	18	4	27, 63	18	9	1.8	± 16.1
5	18	5	27, 63	21	9	1.5	± 16.1
6	18, 99	5	27	25	9	1.3	± 16.1
6	9	6	13.5, 40.5	34	4.5	1.9	± 33.7
7	9	6	13.5, 49.5	40	4.5	1.6	± 33.7
7	9	7	13.5, 49.5	43	4.5	1.5	± 33.7

注) 複数の素子間隔が記載されているアレーは不等間隔アレーである

サンプル点の数は12になり、使用素子の総数8よりも多いサンプル値が得られることがわかる。

表1は、具体例として数種類のA, Bアレーを仮定し、その組合せによるホログラムとその解像性能を示したものである。なお、表中の各素子間隔は60 GHzトリプレート給電型パッチアンテナ[6]で実現できる可能な値を採用している。

本方式の採用により、車載レーダとして実用的な分解能と有効視野が実現できることがわかる。

4 シミュレーションによる検証

本方式の映像化原理を確かめるために、表1の第1行に示したアンテナ構成を仮定して映像化シミュレーションを行った。図4は仮定したアンテナ系の構成で、これにより実現される方位分解能および有効視野角はそれぞれ 1.87° , $\pm 16.1^\circ$ 、アンテナ系全体のサイズは縦70 mm、横160 mm程度で車体に張り付けることが可能な大きさである。これと同程度の解像力を従来法で実現するとすれば、アレー素子を9 mm間隔で18個並べることになり、従来法と比較して素子数は半分、アレーの間隔は2倍程度でよいことになる。

図4の設計例を用いて行った計算機シミュレーションの結果を以下に示す。図5は、異なる距離、速度をもつ4物体を方位方向に複数個仮定し、それらがどのように映像化されるかを調べたものである。なお、図の横軸は方位角を、縦軸は振幅の絶対値を表している。この結果からは、各点物体はもちろん連続物体であっても、遠近にかかわらず映像化されており、さらに、物体の相対的な移動により若干の影響を受けてはいるものの映像化に大きな問題はないことが確認できる。

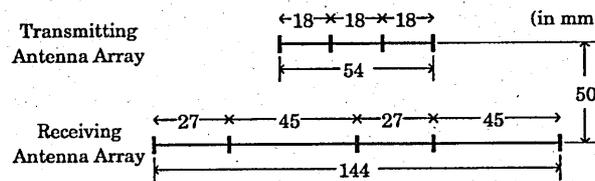


図4 60 GHz 帯アンテナ系の設計例

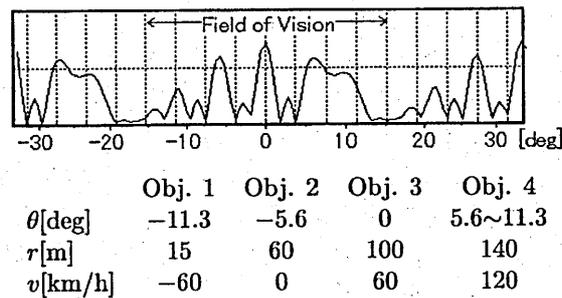


図5 異なる距離、速度をもつ4物体の方位映像

5 実験による検証

本方式のデータ収集により、使用したアンテナ素子間隔より細かい間隔の、アンテナ素子数より多くのサンプル点をもつホログラムが実現できることを確かめるための実験を行った。

使用周波数は、実験設備の制約により、車載レーダ用に割り当てられている60 GHz帯に代えて10 GHz帯を用いた。アンテナ系は図6のようにパッチアンテナ(マイクロストリップアンテナ[5])による構成とした。すなわち、素子間隔24.0 mmの4素子送信アレーと素子間隔36.0 mmの4素子受信アレーを55.2 mmの間隔でスタック状に配置して、有効サンプル数12のホログラムを記録する。なお、アンテナ基板の誘電体部の比誘電率は2.46、厚さは0.51 mmであり、また、アンテナの励振には共平面給電方式を採用している。測定系は、CW波源からスイッチ回路を

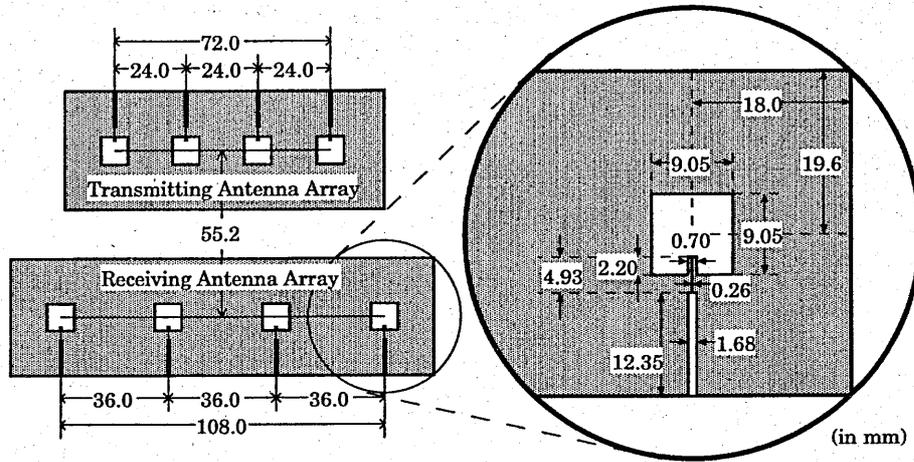


図 6 実験に用いたアンテナ系

経て送信アレーへ、受信アレーからスイッチ回路を経てコヒーレント検波器へと接続された構成となっており、送信波の一部を参照波とする受信波の複素振幅を検出する。

以上の条件のもとで記録したホログラムの各サンプル値を受信位相という形で図 7 に示す。同図中の (a), (b) はそれぞれ対象物体の方位角 θ を 0° , 20° とした場合の結果であり、原点から物体までの距離 r はどちらの場合も 2.0 m で固定している。ここでは、ホログラム座標を x_{ab} として表した。同図中の計算値は、式 (1) および式 (2) より、

$$\phi(x_a, x_b) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{r^2 + x_a^2 - 2rx_a \sin \theta} + \sqrt{r^2 + x_b^2 + h^2 - 2rx_b \sin \theta} \right) \quad (5)$$

として求めた受信位相である。さらに、実験値については、検出した値とそれらをもとに最小自乗法により求めた直線を併せて示している。

なお、実験値には、計算値には考慮しなかった回路系および物体の反射による一定位相が含まれるが、それはホログラムの作成原理に無関係であり、求めた直線の傾きが一致しているかどうかが問題となる。

実験値の直線は、(a) の場合は $\theta = 1.1^\circ$, (b) の場合は $\theta = 20.9^\circ$ に相当する傾きをそれぞれ示している。つまり、サンプル点の位置と受信位相との関係を示す直線の傾きのちがいで、すなわち、式 (4) より、形成したホログラムの位相情報のちがいで物体方位 θ が検出できることを表している。なお、検出した位相値は、(a) の場合は最大で $0.34\pi \text{ rad}$ (61°), 平均で $0.17\pi \text{ rad}$ (30°) 程度、(b) の場合は最大で $0.40\pi \text{ rad}$ (72°), 平均で $0.18\pi \text{ rad}$ (32°) 程度の誤差をもっているが、それは、アンテナ素子間の直接結合波の影響により、高 S/N の受信が行えなかったことによるものと考えられる。

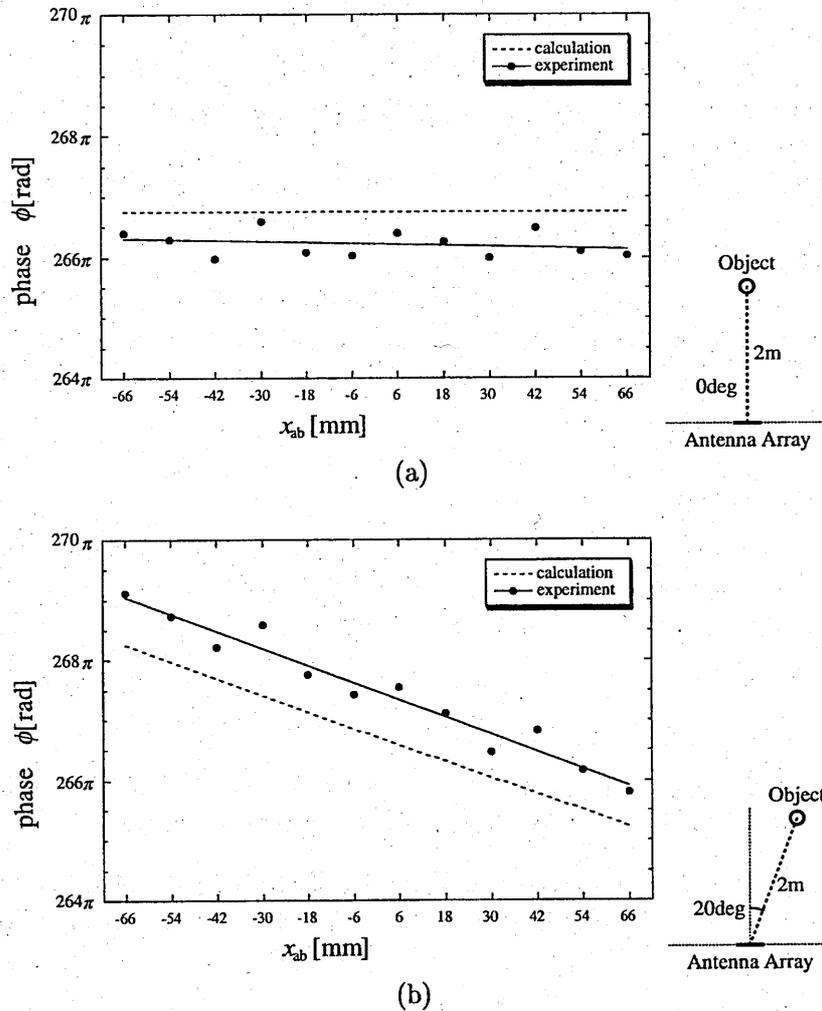


図7 各サンプル点における受信位相 (a) 方位 0° , (b) 方位 20°

以上の結果より、本方式により、使用したアンテナ素子間隔より細かい間隔のサンプル点をもち、かつ、アンテナ素子数より多くのサンプル点数をもつホログラム情報を取得できることが確認できた。

6 まとめ

車載レーダに適用できる方位解像法をめざして、粗間隔に配置した素子数の少ない送信・受信アンテナアレーによるホログラフィック映像化方式を検討した。はじめに、スタック状に配置した送信・受信アンテナアレーによって検出した物体エ

コーの記録から物体映像を再生するという本方式の映像化処理法を解析的に示し、二つのアレーの素子間隔比を適当に選べば、少数の素子を粗く配置したアレーによって相対的に広い視野を観測できることを明らかにしている。

つぎに、送受信アレーの素子配置と取得できるホログラムサンプル点の関係を具体例をあげて説明している。

最後に、実験により、使用したアンテナ素子間隔より細かい間隔のサンプル点をもち、かつ、アンテナ素子数より多くのサンプル点数をもつホログラム情報が取得できることを確認している。

今後の課題は、取得したホログラム情報をもとに映像再生を行うことである。そのためには、ホログラムのサンプル点数を増やすこと、また、使用する周波数を実用する 60 GHz 帯に近づけることなどが必要である。

参考文献

- [1] M.Kotaki, E.Akutsu, Y.Fujita, H.Fukuhara, and T.Takahashi: "Development of Millimeter Wave Automotive Sensing Technology in Japan," '92 IEEE MTT-S Digest, pp.709-712, June 1992
- [2] 山根國義, 堤 誠: "自動車用距離・速度 2 次元映像レーダの提案," 電子情報通信学会論文誌 (B-II), vol.J75-B-II, no.12, pp.1001-1003, Dec.1992
- [3] 山根國義, 伊佐治修: "自動車用衝突警告レーダの実験的検討," 電子情報通信学会論文誌 (B-II), vol.J78-B-II, no.8, pp.566-567, Aug.1995
- [4] 山根國義, 真田篤志, 大久保賢祐: "車載レーダ用ホログラフィック方位解像法の検討," 電子情報通信学会論文誌 (B-II), vol.J81-B-II, no.8, pp.805-813, Aug.1998
- [5] 羽石 操, 平澤一紘, 鈴木康夫: "小形・平面アンテナ," 電子情報通信学会, Aug.1996
- [6] 太田雅彦, 石坂裕宣, 涌嶋重遠, 上里良英, 羽石 操: "60 GHz 帯トリプレート給電型パッチアンテナの放射特性," 1993 電子情報通信学会秋期大会, B-114, Oct.1993

輻射科学研究会資料

RS-99-8

ファイバープを用いた
超高速光ネットワーク用パケット圧縮器

A Packet Compressor using a Fiber Loop
for ultra-high speed optical network

鈴木 真生, 中田 文利, 戸田 裕之, 長谷川 晃*

Maoki Suzuki, Fumitoshi Nakada, Hiroyuki Toda, and Akira Hasegawa*

大阪大学大学院 工学研究科 通信工学専攻

Department of Communications Engineering,
Graduate School of Engineering, Osaka University,

*高知工科大学、NTT 基礎技術総合研究所

*Kochi University of Technology and NTT Science and
Core Technology Group Laboratory

1999年12月13日(月)

(於 立命館大学 びわこ・くさつキャンパス コアステーション 3F 第3会議室)

あらまし

時分割多重技術を用いた次世代光ネットワークシステムでは、超高速基幹伝送路と低速のローカルエリアネットワークを接続するために伝送光信号のビットレートを変換する必要がある。本稿ではビットレート変換器のひとつである圧縮器として、ファイバループを用いた光パケット圧縮器を提案する。まず、ループ型パケット圧縮器の動作原理を述べ、出力の光 SN 比を計算する。作成したパケット圧縮器を用いて動作確認実験を行い、25MHz, 50 ビットの光パケットを 5GHz に圧縮した。

1. まえがき

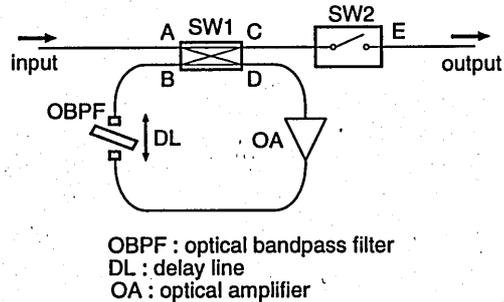
近年、光ファイバ通信における時分割多重 (OTDM) 技術が飛躍的に進歩し、100Gbit/s を越える伝送速度で 100km 以上の伝送を行なうことも可能となっている [1]。この超高速伝送技術を次世代光ネットワークシステムに適用するために、ビットレート変換器を用いて各地の Local Area Network (LAN) と基幹伝送路とを接続する、新しい OTDM システムが提案されている [2 - 4]。このような超高速システムを有効に利用するためには、光信号を電気信号に変換することなくビットレートを変換する必要がある。

本稿ではこのようなビットレート変換器として、遅延ファイバループを用いたパケット圧縮器を提案する。このパケット圧縮器は、マッハ-ツェンダー型遅延路を用いたパケット圧縮器 [5] と比べて必要部品数が少なく、一ヶ所のファイバ長の調整で、所望の圧縮率を得ることができるという特長がある。

本稿では、まず提案した圧縮器の動作原理を 2. で述べる。3. では圧縮動作中にファイバループに蓄積する ASE 雑音を計算し、出力光の光信号対雑音比 (光 SN 比) の検討を行なった。4. では作成した圧縮器を用いて行なったパケット圧縮の基礎実験について報告し、5. でまとめとする。

2. 圧縮器の動作原理

パケット圧縮器の構成を図 1 に示す。圧縮器は、光増幅器 (OA)、光バンドパスフィルタ (OBPF)、ディレイライン (DL)、 2×2 光スイッチ (SW1) からなる遅延ループと、光スイッチ (SW2) から構成される。



OBPF : optical bandpass filter
DL : delay line
OA : optical amplifier

図 1: パケット圧縮器の構成

圧縮動作は以下のようになる。図 2 のタイミングチャートにおいて、ビットレート $1/T_{in}$ 、ビット数 N のパケットパルス列 (図 2.A) を圧縮器に入力する。SW1 でパルスのパワーの一部が遅延ループに入る。ここでパルスの周回遅延時間が $T_{in} - T_{out}$ となるように DL を調整すると、後続のパルスはループ中のパルス列の T_{out} だけ後ろに位置することになる (図 2.B)。この動作を繰り返すことにより、繰返し周波数 $1/T_{out}$ の圧縮パルス列がループ中に生成される。この時の SW1 の分岐比は、3. で述べるように圧縮パルス列の光 SN 比が最大となるように調整しておく。全てのパルスが遅延ループに入った後、SW1 をクロス状態にしてループ中の全パワーを出力する (図 2.C)。最後に SW2 により、ビットレートが $1/T_{out}$ に圧縮された N bit パケットパルス列が出力される (図 2.E)。

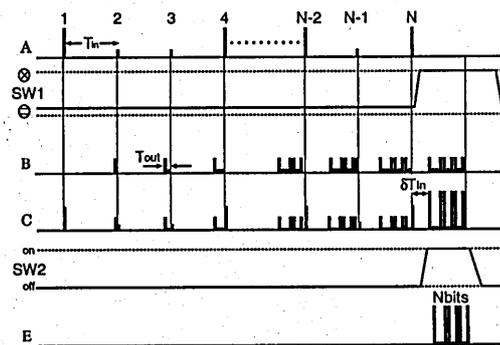


図 2: N ビット圧縮動作時のタイミングチャート

本圧縮器は、遅延ループ長を変化させるだけで

パケットの圧縮率 T_{in}/T_{out} を変化させることができる。圧縮できるパケットビット数は、圧縮率以下に制限されるが、圧縮器を多段接続することによって、圧縮ビット数を増やすことが可能である。

3. 出力パケットの光 SN 比

本論文で提案するループ型パケット圧縮器では、遅延ループ中に光増幅器があるため、圧縮ビット数が増加すると自然放出光雑音 (Amplified Spontaneous Emission : ASE) が蓄積される。本節では、出力パケットの光 SN 比 (OSNR) の計算を行なう。

SW1 のポート A での入力パルスの平均パワーを P_{in} 、平均出力パワーを P_{out} 、SW1 の各ポート AD、BC、BD 間の挿入損失をそれぞれ α_{AD} 、 α_{BC} 、 α_{BD} 、DL と OBPF の挿入損失を α_f 、増幅器のパワー利得を G とする。圧縮時の SW1 の分岐比を η ($\eta = 0$ でバー状態、 $\eta = 1$ でクロス状態) とする。

G は、遅延ループに入力されるパルスのパワーとループを周回した後のパルスのパワーが等しくなるように設定するので、

$$G = \frac{1}{\alpha_f \alpha_{BD} (1 - \eta)} \quad (1)$$

が成り立つ。また、出力でのパワー P_{out} は、

$$P_{out} = P_{in} \alpha_{AD} \eta G \alpha_f \alpha_{BC} \quad (2)$$

となる。一方、光搬送波周波数を ν とすると、単一偏光の場合、EDFA 直後の ASE 雑音のスペクトル密度 S_{ASE0} は、

$$S_{ASE0} = h \nu n_{sp} (G - 1) \quad (3)$$

と表される。ここで h 、 n_{sp} はそれぞれプランク定数、増幅器の反転分布係数を表す。今、信号光-ASE ビート雑音のみを考慮すると、 n_{sp} と雑音指数 NF の間には

$$n_{sp} = \frac{G NF}{2(G - 1)} \quad (4)$$

なる関係がある。

式 (1)~式 (4) より、 P_{out} 、出力パケットに含まれる ASE 雑音のスペクトル密度 S_{ASE} はそれぞれ

$$P_{out} = \frac{P_{in} \alpha_{AD} \eta \alpha_{BC}}{(1 - \eta) \alpha_{BD}} \quad (5)$$

$$S_{ASE(\nu)} = \frac{h \nu NF \alpha_{BC}}{2(1 - \eta) \alpha_{BD}} (N + 1) \quad (6)$$

と表せる。 $\Delta\nu$ を検出系の帯域幅とすると、出力の OSNR は

$$\begin{aligned} OSNR &= \frac{P_{out}}{S_{ASE} \Delta\nu} \\ &= \frac{2 \alpha_{AD} \eta}{h NF \nu \Delta\nu (N + 1)} P_{in} \quad (7) \end{aligned}$$

となる。式 (7) から、 η の値を大きくすれば出力パルスの OSNR が大きくなることがわかる。

しかしながら η を最大値 1 に近づけると、式 (1) から増幅器のパワー利得は無限大に近づく。一般に、 NF を下げるための特別な構成を用いない限り、 G の大きな増幅器は NF が大きい。したがって η は、遅延ループ中に用いる光増幅器の構成や特性に応じた最適値が存在する。

図 3 に、式 (7) をもとに計算した圧縮ビット数 N と OSNR の関係を示す。計算に用いたパラメータは、 $P_{in}=2\text{mW}$ 、 $\Delta\nu=125\text{GHz}$ ($\Delta\lambda=1\text{nm}$)、 $\nu=193\text{THz}$ ($\lambda=1.553\mu\text{m}$)、 $NF=5\text{dB}$ 、 $\alpha_{AD}=4\text{dB}$ である。

図 3 からわかるように、圧縮ビット数 $N < 100$ であれば OSNR は 20dB 以上となることがわかる。

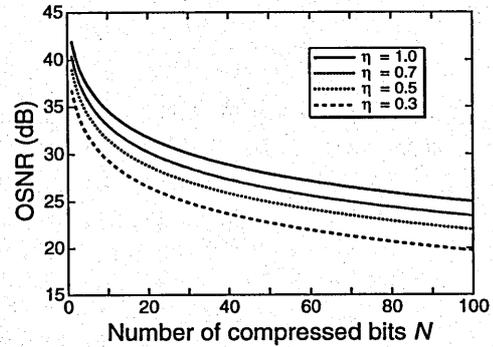


図 3: 圧縮ビット数 N に対する出力の OSNR の変化

4. 圧縮実験

4.1 実験系

パケット圧縮器の実験系を図 4 に示す。光源には波長 $1.552\mu\text{m}$ 、繰り返し周波数 25MHz 、パルス幅

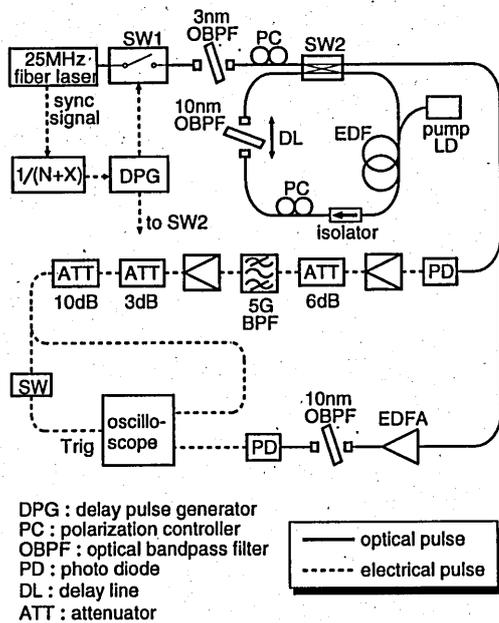


図 4: パケット圧縮器の実験系

1psのファイバレーザを用いた。このレーザから発生した光パルス列をLiNbO₃光スイッチ(SW1)でスイッチングすることにより、NビットのパルスとXビットの空白を持つパケットパルス列とした。このXビットの空白は、圧縮したパルス列を出力した後、遅延ループ内の信号をリセットするために必要となる。また、ファイバレーザの25MHzの同期信号を1/(N+X)に分周し、SW1、SW2のスイッチング基準信号及びアナログオシロスコープで観測する際のトリガ信号として用いた。

遅延ループは2×2 LiNbO₃光スイッチ(SW2)、エルビウム添加光ファイバ(EDF)、光アイソレータ、偏光コントローラ(PC)、3dB帯域幅10nmの光帯域フィルタ(OBPF)、ディレイラインにより構成した。

遅延ループの出力をカプラで分岐し、一方はEDFAで増幅した後フォトダイオードで検出し、サンプリングオシロスコープで観測した。他方は、フォトダイオードで検出した後クロック再生回路に入力してサンプリングオシロスコープで観測する際のトリガ信号として用いた。

4.2 遅延ループ長の調整

ループ長の調整は以下のようにして行った。ま

ずSW1を開放した状態で、SW2を正弦波で駆動する。EDFAの利得を上げ、SW2の駆動周波数を適当な値に設定すると、ファイバループにはモード同期がかかり、光パルス列が発生する。

図5に、rational harmonic mode-locking[6,7]がかかった状態で発生したパルスの例を示す。この時は、基本モード同期周波数の二分の一の周波数で駆動している。このモードロック発振周波数と、圧縮に必要な遅延時間から計算される発振周波数とを比較し、ファイバ長を調整した。その後、DLで目的の発振周波数に一致するよう微調整を行ない、25Mbit/sのパルス列を5Gbit/sに変換するように遅延ループ長を調節した。

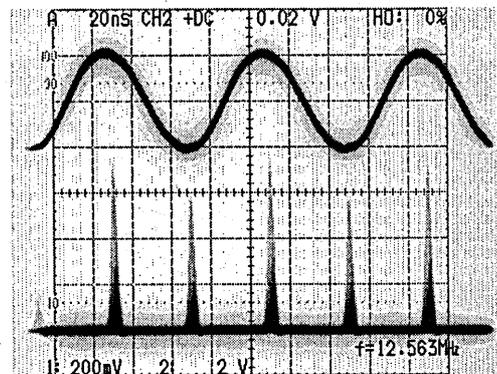


図 5: ファイバループの rational harmonic mode-locking により発生した光パルスの例

4.3 パケット圧縮実験

実験は、圧縮ビット数N=10、50について行った。この時のEDFAのポンプパワーは、圧縮されたパルスをサンプリングオシロスコープで観測して、先頭のパルスと最後のパルスのパワーが等しくなるように調整した。

10ビットパケットを圧縮した様子を500MHz帯域のアナログオシロスコープで観測したものが図6である。これは図2.Cを観測したものに相当する。左から10個までのパルスは図4のSW2を透過した繰り返し周波数25MHzのパルスに圧縮途中のパルス列が付随したものである。圧縮パルス列に比べて観測に用いたアナログオシロスコープの帯域が狭いため、透過パルスに付随する圧縮途中のパルス列は、一つのパルスとして観測されている。右端のパルスは、5GHzに圧縮された後にループ

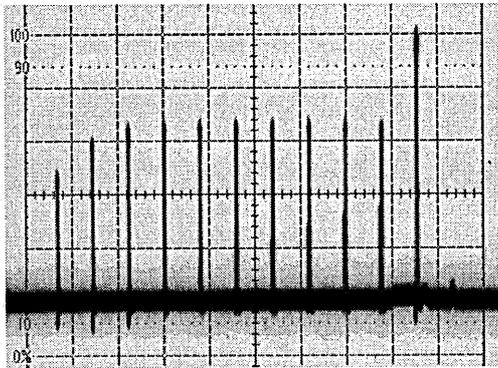


図 6: アナログオシロスコープで観測した 10 ビット圧縮の様子 (50 ns/div)

から放出された圧縮後の出力パルス列である。圧縮後の出力パルス部分においてノイズレベルがわずかに増加しているのがわかるが、圧縮動作による ASE 雑音の累積によるものと考えている。

圧縮後の出力パルス波形をサンプリングオシロスコープで観測した結果が図 7 である。10 個のパ

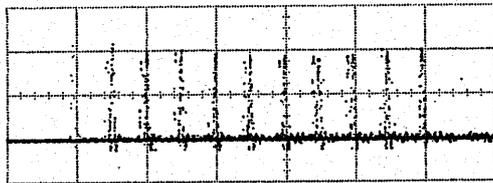


図 7: 10 ビット圧縮後の波形 (400 ps/div)

ルスが 200ps 間隔で並んでいることから、圧縮が行なわれていることがわかる。

同様に 50 ビットパケットを圧縮した後、出力パルスをサンプリングオシロスコープで観測したものが図 8 である。なお、この波形はトリガ信号としてクロック再生回路の出力ではなく分周器の出力信号を用い、平均化して波形を観測した。N=10、

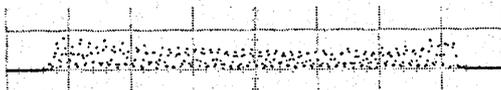


図 8: 50 ビット圧縮後の波形 (1.6 ns/div)

N=50 それぞれの場合において、出力パケットパルス列の繰り返し周波数が 25MHz から 5GHz に

変換されていることを確認した。

5. まとめ

本論文では、まずファイバリングを用いた光パケット圧縮器を提案し、その動作原理について述べた。次に、圧縮動作中に累積される ASE 雑音及び出力光の SN 比について考察した。提案したループ型パケット圧縮器を作成し、10 ビット、50 ビットのパルス列について 25MHz から 5GHz への圧縮動作を実験で確認した。

謝辞

本研究は、通産省産業科学技術研究開発制度の一環としてフェムト秒テクノロジー研機構 (FESTA) が、新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) から委託を受け実施している「次世代超高速通信ノード技術に関わる研究開発」の成果である。

参考文献

- [1] S. Kawanishi, Y. Miyamoto, H. Takara, M. Yoneyama, I. Shake, and Y. Yamabayashi, "120Gbit/s OTDM system prototype," *PDP of ECOC'98*, **3** (1998) 43-45.
- [2] B. Yu, R. Runser, P. Toliver, K-L. Deng, D. Zhou, T. Chang, S. W. Seo, K. I. Kang, I. Glesk, and P. R. Prucnal, "Network demonstration of 100 Gbit/s optical packet switching with self-routing," *Electron. Lett.*, **33** (1997) 1401-1403.
- [3] R. A. Barry, V. W. S. Chan, K. L. Hall, E. S. Kintzer, J. D. Moores, K. A. Rauschenbach, E. A. Swanson, L. E. Adams, C. R. Doerr, S. G. Finn, H. A. Haus, E. P. Ippen, W. S. Wong, and M. Haner, "All-optical network consortium-Ultrafast TDM networks," *IEEE J. Sel. Areas in Comm.*, **14** (1996) 999-1013.
- [4] A. Hasegawa and H. Toda, "A feasible all optical soliton based inter-LAN network using time division multiplexing," *IEICE Trans. Commun.*, **E81-B** (1998) 1681-1686.
- [5] K-L. Deng, K. I. Kang, I. Glesk, P. R. Prucnal, and S. Shin, "Optical packet compressor for ultra-

fast packet-switched optical networks," *Electron. Lett.*, **33** (1997) 1237-1239.

[6]E. Yoshida and M. Nakazawa, "80 ~ 200 GHz erbium doped fibre laser using a rational harmonic mode-locking technique," *Electron. Lett.*, **32** (1996) 1370-1372.

[7]Z. Ahmed and N. Onodera, "High repetition rate optical pulse generation by frequency multiplication in actively modelocked fibre ring lasers," *Electron. Lett.*, **32** (1996) 455-457.

電気光学位相格子とその応用

Electrooptic Phase Grating and its Application

森本 朗裕, 神谷 健太郎, 和田 泰輔

Akihiro Morimoto, Kentaro kamiya, Taisuke Wada

立命館大学 理工学部

Ritsumeikan University

丸子 彰, タッティー カイム, 小林 哲郎

Akira Maruko, Tattee Khayim, Tetsuro Kobayashi

大阪大学大学院 基礎工学研究科

Osaka University

1999年12月13日(月)

(於 立命館大学 理工学部 コアステーション 第3会議室)

電気光学位相格子とその応用

森本 朗裕, 神谷 健太郎, 和田 泰輔 (立命館大学 理工学部)

〒 525-8577 草津市野路東 1-1-1

丸子 彰¹, タッティー カイム, 小林 哲郎 (大阪大学大学院 基礎工学研究科)

〒 560-8531 豊中市待兼山町 1-3

1. はじめに

光の周波数は数百 THz から PHz の領域にある。したがって、光の周期はフェムト秒程度であり、このことから光を用いるとフェムト秒領域というきわめて短い時間幅のパルスが発生できる可能性があるのである。実際にフェムト秒領域の超短光パルスが、Ti:サファイアレーザーをはじめいくつかのレーザーによって発生され、超高速計測等に应用されている。しかしこのような超短光パルスを、さまざまな分野で応用することを考えた場合、超高速光信号を電氣的に自在に発生し、制御できることが必要とされている [1]。

通常の電子回路で取り扱うことのできる電気信号は数十 GHz 程度であり、マイクロ波からミリ波の領域にある。これに対してフェムト秒領域の超短光パルスの信号帯域は、パルス幅の逆数であるため数十 THz から数百 THz もあり、電気信号の帯域に比べて千倍も広い [2]。このため電気信号を用いてフェムト秒領域の光信号を制御するためには、なんらかの手法を用いて電気信号を多重化し、光信号に相当する信号帯域を生み出し、かつ制御しなくてはならない。

遅い電気信号を用いて超高速光信号を生成する一つの手法は、なんらかの非線形性を利用することである。通常、光変調といえば入力電気信号がそのまま光信号に線形に転写される状態で用いられることが多い。しかしながら電気光学変調器では入力信号に対して出力は正弦的に変化するという非線形性を有している。このような光変調器に通常のオン・オフよりもはるかに大きな変調信号を加えると、変調の非線形性によって入力信号周波数の高次高調波が出力に現れる。したがってマイクロ波領域での変調であっても、変調指数さえ大きければテラヘルツ以上の光周波数広がりを生成することができ、フェムト秒領域の光信号を生成できる可能性がある [1]。

また、光波には空間並列性がある。光ビームは波長によって決まる広がり角をもって伝搬するので、空間的に遅い電気信号で一つのビームを制御したとしても、空間的に多重化することができ、その多重度だけ等価的に高速な制御が可能になる。これを利用すると、例えば回折格子によって空間的に分波した光スペクトルの中の各成分それぞれに変調を加え、それらをまたまとめることによって WDM 的手法による光信号制御が可能となる [3]。

¹現: 松下電器産業株式会社

以上のような観点から、超高速光信号制御のための光変調器、光空間変調器の開発を進めてきた。ここでは、電気光学結晶の分極反転を利用した電気光学位相格子とその超高速光制御への応用に関して報告する。

2. 電気光学位相格子

光波の空間並列性を利用した光制御うち、最も基本的なものは回折現象を利用するものである。光波の出力光強度および位相面を自在に制御すれば、それに応じてフーリエ変換の原理により遠視野での光制御が可能となる。位相格子つまり位相グレーティングは、最も基本的な回折光学素子であり、周期的な空間位相変化によって形成される回折スポット形状や分光特性が光情報機器などで広く利用されている [4]。

電気光学効果は極めて高速であるという特徴があり、マイクロ波領域での動作が可能であるため、これを利用した位相格子などの回折光学素子が可能となるならば、さらに広い応用が期待される。しかし電気光学効果を利用した回折格子についてはいくつかの報告があるものの、マイクロ波領域で任意の光波面を形成することが容易ではなく、その性能は限られたものとなっていた [7]-[9]。

我々は電気光学結晶の分極反転を利用し、マイクロ波領域で任意の光波面を形成する手法に関して研究を進めている。その結果、従来の音響光学偏向器/変調器によって数百 MHz の周波数領域で可能であった位相格子による光制御が、分極反転電気光学位相格子によって数十 GHz 領域のマイクロ波でも可能になることが明らかとなった [10]-[12]。

3. 電気光学結晶の分極反転

新しい電気光学変調器を開発するために、電気光学結晶の分極反転について検討を行っている。

電気光学結晶は強誘電結晶であり、自発分極を有している。この自発分極の方向は結晶成長時に電界を印加するなどして決められているが、近年、常温で電気光学結晶の分極反転を行うことができるようになった。この方法は、主に非線形光学結晶を用いた光高調波発生において、変換効率向上のために研究されてきた。たとえば電気光学結晶である LiNbO_3 はきわめて非線形光学係数の大きな結晶であるが、基本波と高調波の速度を一致させることができず、相互作用が有効に起こらない。そこで結晶軸の方向を周期的に反転させる、いわゆる擬似位相整合によって高変換効率の結晶が実現されている。このためには微細な結晶分極の制御技術が必要であり、研究開発が進められたてきた。

ところが、分極反転を電気光学素子に利用することはほとんど行われていない。そこで電気光学素子に適した分極反転法を確立するために分極反転実験を行った。電気光学素子では、非線形結晶ほど反転部分は微細ではないが、面積が大きいこと、結晶内で一様である必要があり、またできるだけ簡便な反転法が望ましい。

図 1 は我々の行っている分極反転実験構成図である。常温、絶縁油（フロリナート、FC-40）中で電気光学結晶に高電界を加えている。図 2(a) は結晶に厚さ 0.5 mm の

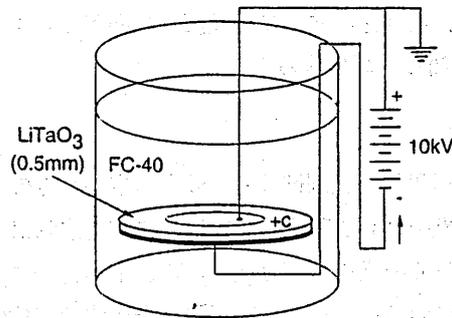


図 1: 電気光学結晶の常温電界印加による分極反転実験構成.

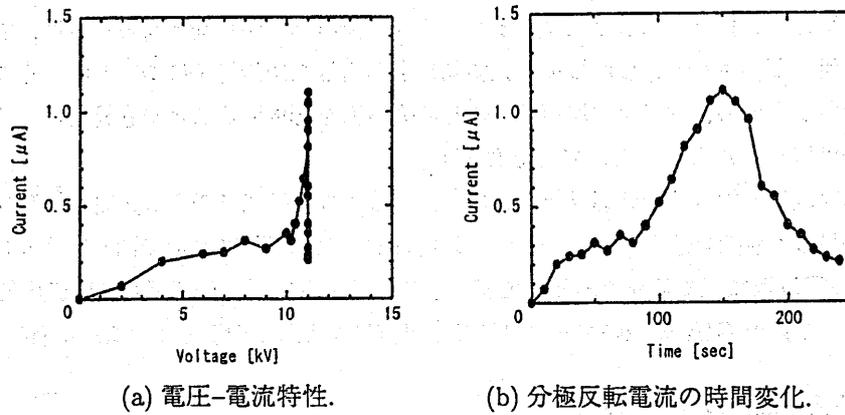


図 2: LiTaO₃ 結晶の常温電界印加による分極反転特性.

LiTaO₃ を用いたときの電圧-電流特性である。結晶に電界を 22kV/mm 近くまで加えると分極反転電流が流れ始め、分極電荷を反転させるだけの電荷が流れると電流は流れなくなる。図 2(b) は分極反転電流の時間変化の一例を示しているが、高電圧であるため、かなりの漏れ電流が観測されている。実験の結果、電気光学素子の作製に十分な精度で 1 mm 厚の結晶までの分極反転が行うことができた [13],[14]。

しかしながら電気光学結晶の直流電界印加による分極反転を行うと、反転部と非反転部の界面に歪みが残留し、そのままでは透過光ビームの波面形状を大きく歪めてしまう。このときの結晶内部電界強度は分極反転プリズムを形成した場合の光ビーム偏角から見積もることができ、ほぼ 5 kV/mm の内部電界が部分的に残留していることがわかった [13]。

この反転歪みを除去するため、アニール処理を試みた。電気炉に反転結晶を置き、空气中 555 °C に約 10 時間維持した後、0.5 °C/分 で常温まで徐冷することによって、この歪みはほぼ解消されている。

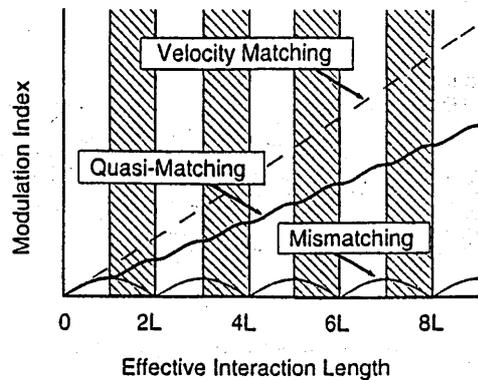


図 3: 擬似速度整合による変調能率の改善.

4. 擬似速度整合形マイクロ波光位相変調器

マイクロ波領域で効率よく変調を加えようとするとき、光波とマイクロ波の速度差が問題となる。つまり、変調を加えようとして相互作用長を長くすると、光波がマイクロ波よりも先に進むため、いくら変調器を長くしても変調がかからなくなってしまうのである。図 3 にこの様子を示すが、光波とマイクロ波の速度が同じときには伝搬距離に比例して増大する光変調度が、非整合時には周期的に振動して大きくならないのである。

これを改善するための一つの方法は電極構造の改良によって光波とマイクロ波の速度を近づけることであるが、単一周波数であるならば変調の符号を交互に反転させてもよい。先の分極反転を利用すると結晶軸の任意の制御によって変調の符号制御が可能である。いま、結晶中の光波の速度(群速度)を v_0 、マイクロ波の速度(位相速度)を v_m とすると、通常 $v_0 > v_m$ であるので、マイクロ波の周波数を f_m として、

$$L = \frac{1}{2f_m} \cdot \frac{1}{1/v_m - 1/v_0} \quad (1)$$

で与えられる距離 L ごとに光波がマイクロ波を半波長だけ追い越すことになる。したがって L ごとに結晶軸の向きを反転すると、図 3 に示すように変調指数は相互作用長にほぼ比例して増加する。これが擬似速度整合であり、電気光学変調器に周期分極反転構造を採用することにより実現できる [15],[16]。

マイクロ波単一周波数で大振幅光変調を行うため、擬似速度整合による高性能光位相変調器の設計および試作を行った [11],[17]。図 4 にその構造を示す。LiTaO₃ 結晶を用い、16.25 GHz で動作する光位相変調器である。この変調器による変調光のスペクトルを図 5 に示す。光源は単一モードのアルゴンレーザー (514.5 nm) であり、テラヘルツを超える変調光サイドバンドが生成されている。

周期分極反転結晶を用いることにより、マイクロ波領域の特定の周波数できわめて高い変調指数が実現できた。このような THz を越える高帯域スペクトルは、スペクトル領域で何らかの制御を施すことにより、フェムト秒領域の超短光パルスに整形できる可

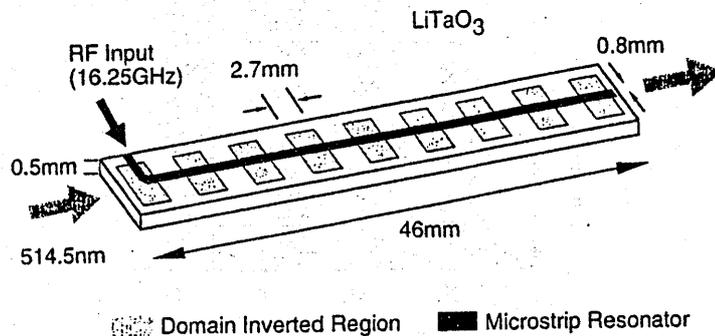


図 4: 分極反転擬似速度整合形電気光学変調器.

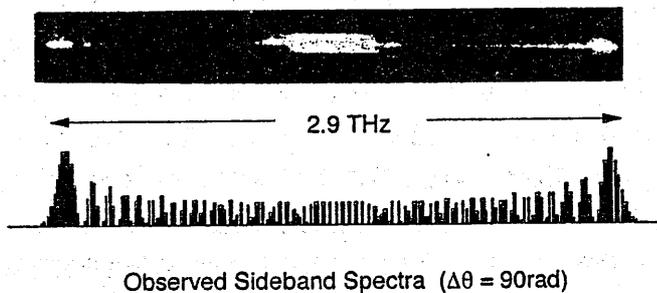


図 5: 大振幅電気光学変調による広帯域スペクトル.

能性を秘めている。そこで大振幅位相変調を用いて実際にフェムト秒領域の光パルス生成実験を行った。

正弦的な位相 (周波数) 変調は、その一周内にアップ・チャープの部分とダウン・チャープの部分を持しているため、群遅延分散媒質 (周波数によって通過時間が変化する) を通すことにより圧縮でき、パルスに整形できる。群遅延回路に回折格子対あるいは光ファイバーを用いることによって、先の大振幅位相変調を圧縮した。生成されたフェムト秒光パルスの例を図 6 に示す。0.5 ps の超短光パルスが発生されていることがわかる [18]。

時間波形とスペクトルはフーリエ変換の関係にあるので、時間波形を変化させるとスペクトルが変化するのと同時に、スペクトルを制御すると時間波形が制御できる。マイクロ波光変調による変調サイドバンドは、回折格子を用いて容易に分光できるほど広がっており、周波数領域の位相/振幅の調整は空間内のマスクを用いて容易に可能となる [1]。このような光波形の制御を周波数領域で行うことも試みている [11]。

5. マイクロ波進行波電気光学位相格子

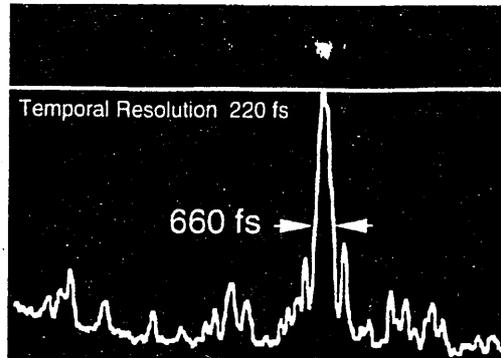


図 6: 電気光学変調と群遅延圧縮によるフェムト秒光パルス。

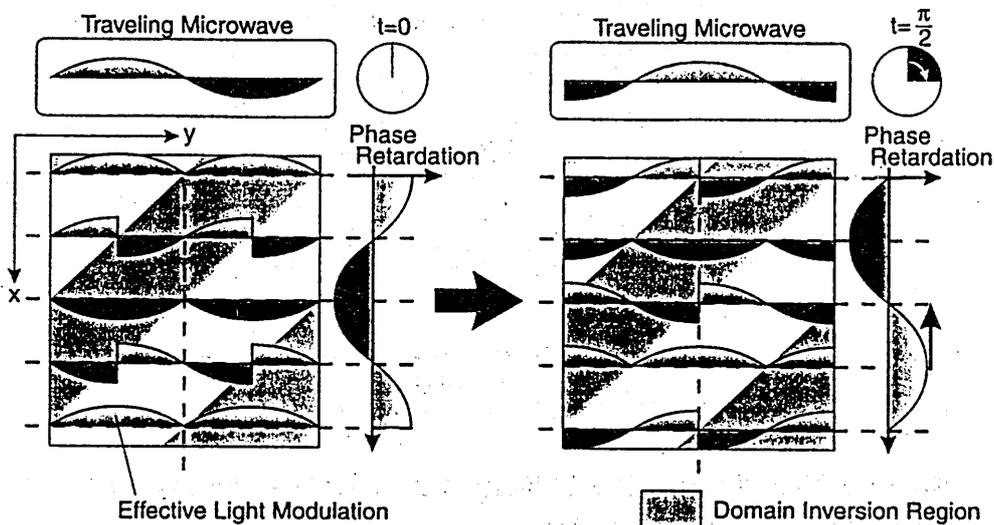


図 7: 分極反転進行波位相格子の原理。

光ビームの断面内で電気光学結晶の分極反転形状を変化させると、単なる光変調器以外にさまざまな電気光学制御素子が実現可能である。空間的な分極反転を利用した光制御素子として、新たにマイクロ波領域で動作する進行波位相格子を考案し、試作と実験によってその動作を確認した [10],[12]。

図 7 に分極反転進行波位相格子の原理を示す。分極反転は入射光ビーム断面に対して斜めになっている。素子のどこを通過する一つの光線に対して、結晶分極は式 (1) で与えられる距離 L ごとに反転しており、擬似速度整合形電気光学位相変調器 (図 4) になっている。分極反転が空間的に移動しているため、出力光波の変調の位相はビーム断面内で直線的に変化するようになり、素子通過後の光ビームに対しては一方方向に進行する正弦的位相変化が引き起こされる [19]。これは音響光学素子通過後の光ビームの場合と全く同じであり、電気光学素子であるためマイクロ波領域での動作が可能である。

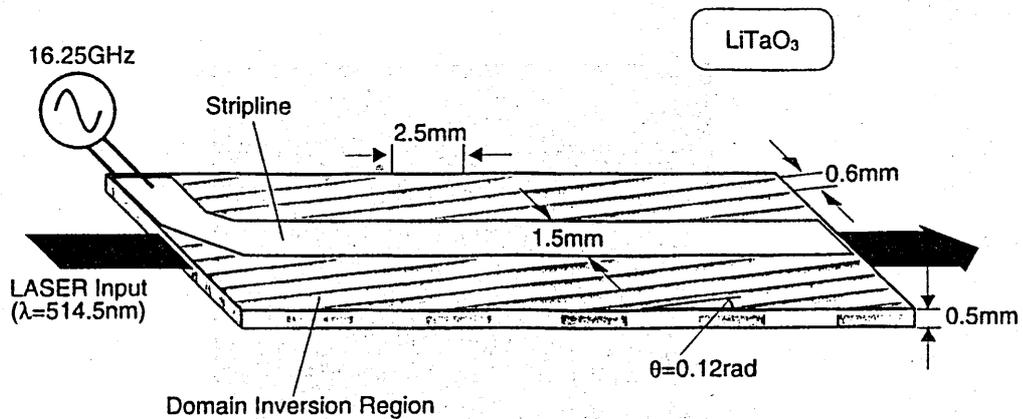


図 8: 試作した LiTaO₃ 分極反転進行波位相格子.

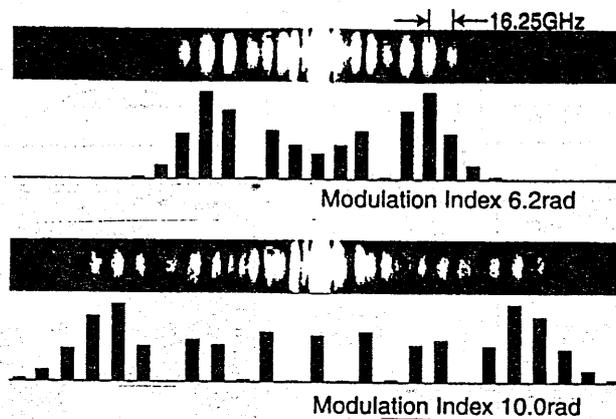


図 9: 分極反転進行波位相格子による回折像.

本素子は光周波数生成/分波器や光周波数シフターとしての利用が期待できる。

図 8 に試作した素子の構造を示す。

図 9 は変調周波数 16.25 GHz における素子通過光ビームの遠視野像である。複数の回折スポットが観測されているが、これらは進行波位相格子によるラマン・ナス回折によるものである。図 10 は図 9 の回折スポットを、分光器を用いて縦方向に分光したものであり、各々の隣接する回折スポットの周波数はお互いに変調周波数だけ離れていることが実験的に確認された。このように周波数の異なる光源は超高速光波形制御に有用であり、周波数成分の振幅や位相を調整することによってさまざまな超高速光信号を生成することができる [20]。

これらラマン・ナス回折スポットの位相と振幅は、ベッセル関数によって位相格子の最大位相変調指数から計算することができる。そこで、遠視野面で位相を調整することにより、図 11 のようなオフセット位相同期スペクトルアレイが得られるが、この光源の遠視野面では図に示すように回折光スポットが一方向に走査される。

マイクロ波進行波位相格子によって得られた回折スポットの位相調整により、このよう

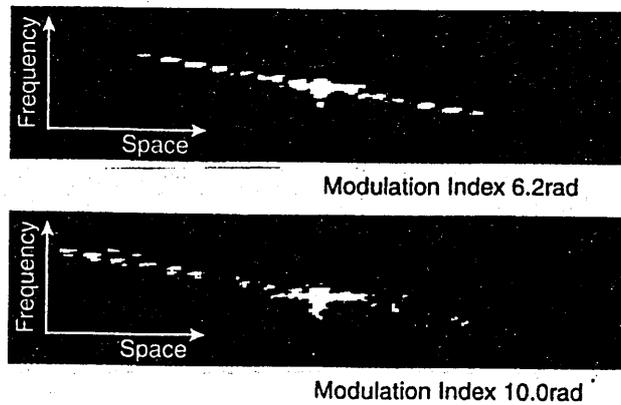


図 10: 回折スポットの分光像. 隣接スポットの周波数が変調周波数 (16.25 GHz) だけ離れているのがわかる.

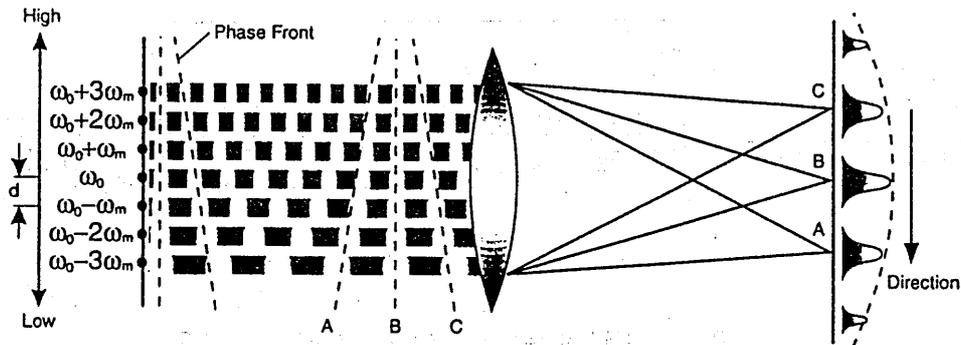


図 11: 等間隔スペクトルアレイによる超高速走査ビーム.

な超高速光走査を行った. 光ビームのストリーク像の一例を図 12 に示す. 空間的に分波されたスペクトルを同相になるように調整した後, 遠視野で観察したものであり, 繰り返し 16.25GHz で細い光ビームが一方向に超高速走査されているのがわかる.

マイクロ波進行波位相格子によるラマン・ナス回折によれば, 多数の光周波数成分を空間分離して生成することができ, 光周波数領域制御による超高速光波形制御に利用可能である. また, 超高速光走査素子は, 図 13 に示すようなピコ秒からフェムト秒領域の光分配器や超高速光シリアル・パラレル変換器などへの応用が可能である.

試作した進行波位相格子はラマン・ナス回折状態にあった. さらに細かな分極反転を行えばブラッグ回折状態にすることも容易である. ことときには多数のスペクトルが生成されるのではなく, マイクロ波光周波数シフターとして動作し, これも広い応用が期待できる.

6. 分極反転定在波位相格子

分極反転を利用すると進行波位相格子だけでなく定在波位相格子も可能となる. 音響

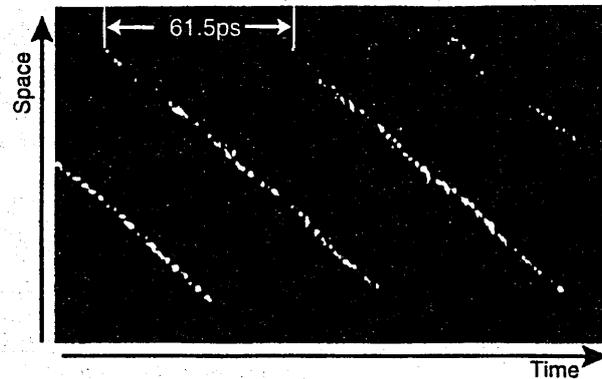


図 12: スペクトル制御による超高速ビーム走査の実験結果.

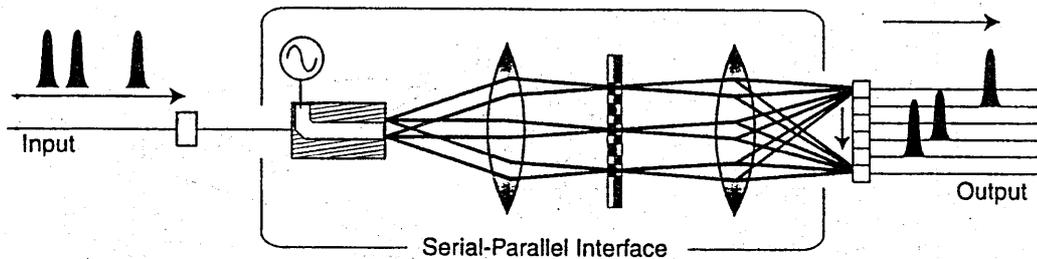


図 13: 進行波位相格子の超高速光分配器への応用.

光学変調器では進行波形位相格子による光変調だけでなく、音響定在波による位相格子を用いた光強度変調もレーザーのモード同期などでよく利用されている。マイクロ波で動作する定在波位相格子素子が可能になれば、超小型モード同期レーザー用の光変調素子や光通信用超高繰り返し光パルス発生器に利用可能と考えられる。

マイクロ波定在波電気光学位相格子のための電極形状と特性について検討した。斜周期分極反転では進行波位相格子が形成されたことから、これを重ね合わせることで定在波位相格子が形成されると考えられる。図 14 は定在波位相格子を形成する分極反転パターンであり、菱形あるいはそれ以外の場所のいずれを反転してもよい。それぞれの菱形の幅を式 (1) で与えられる長さ L に設定しておくと、マイクロ波変調時に出方位相面は正弦状の定在波位相格子となる。

図 15 はこのような正弦波定在波位相格子によるラマン・ナス回折像(遠視野)の時間変化の計算例(位相変調振幅 $\Delta\theta_0$: 10 rad)である。0 次回折光に対して鋭い強度変調特性を示している。図 16 は変調振幅が 3 rad の正弦波定在波格子による 0 次回折光強度の時間変化である。

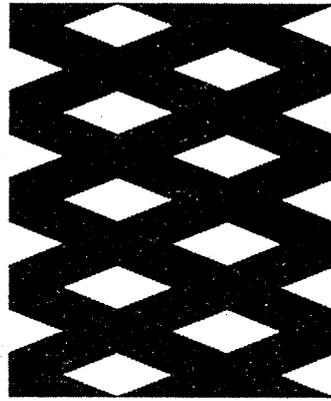


図 14: 定在波位相格子用菱形分極反転パターン. 正弦状位相面を形成する.

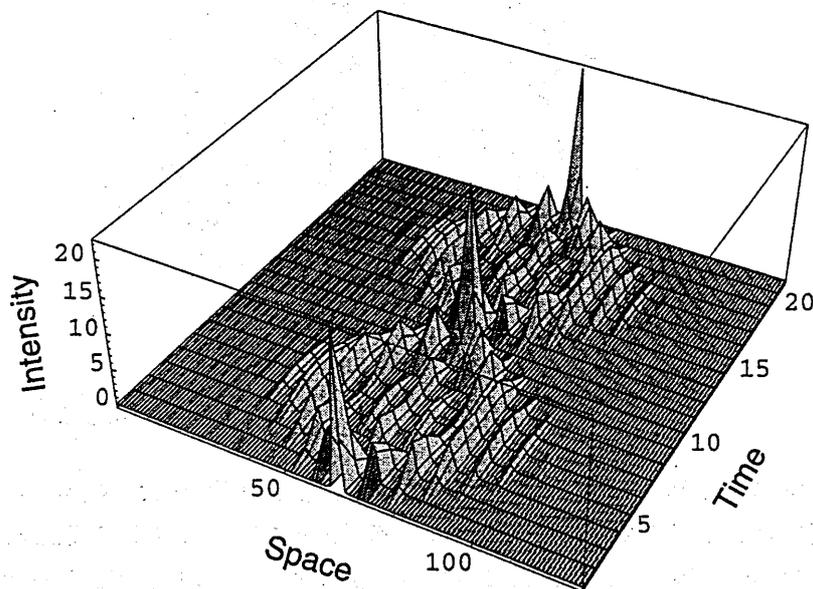


図 15: 定在波位相格子によるラマン・ナス回折 (10 rad).

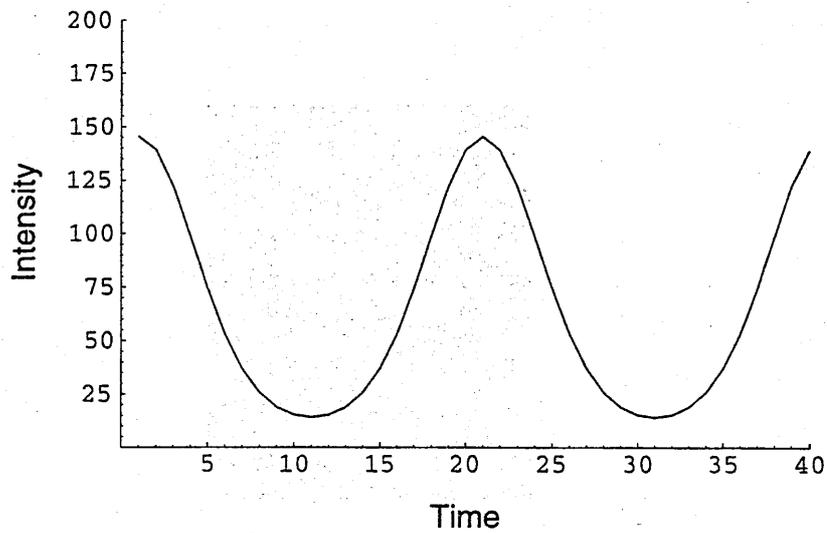


図 16: 定在波位相格子による 0 次回折光強度 (3 rad).

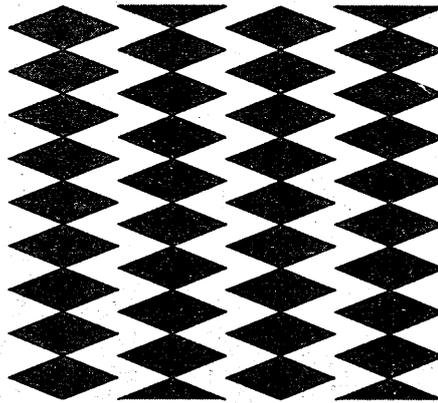


図 17: 稠密菱形分極反転パターン. 位相面は正弦状にならない.

図 14 の反転形状では結晶面内で反転部と非反転部の面積が大きく異なり, 位相格子の間隔も広い. そこで, 図 17 のような反転形状を考えた. この稠密反転形状では菱形部分の大きさが図 14 と同じで, 最大変調指数も同じであっても, 位相格子の周期が半分になる. ただし, この反転形状では出力光位相面は正弦波にはならない.

図 18 はこの稠密菱形分極反転によるラマン・ナス回折像の時間変化 ($\Delta\theta_0$: 10 rad), 図 19 は 0 次回折光強度の時間変化 (3 rad) である. これらを図 15,16 と比較すると, 同じような回折および光強度変調が起こるものの, 回折スポットの分離は稠密配置がよ

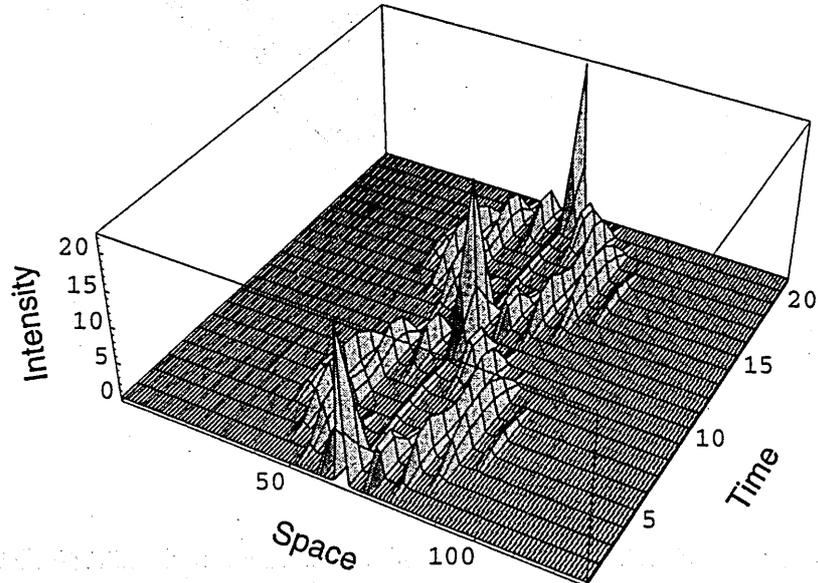


図 18: 稠密菱形分極反転パターンによる回折 (10 rad).

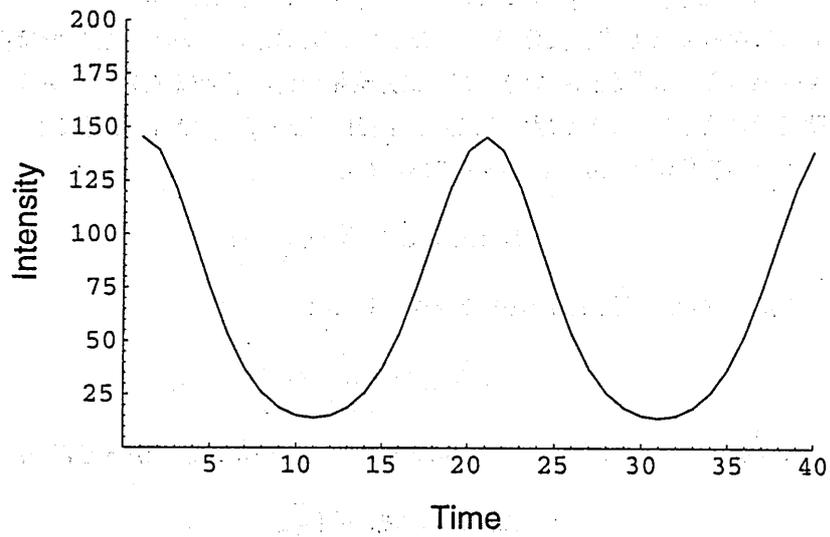


図 19: 稠密菱形分極反転パターンによる 0 次回折光強度 (3 rad).

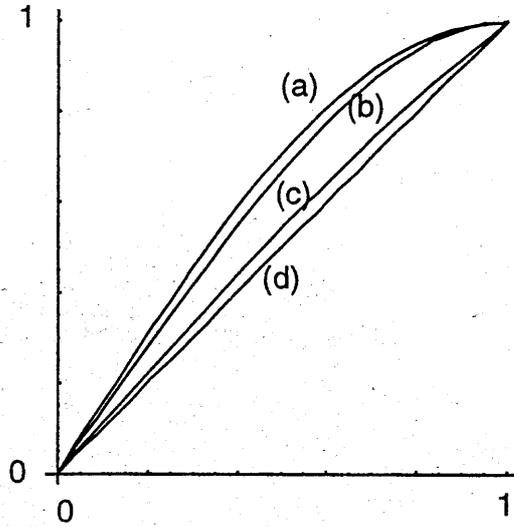


図 20: 分極反転形状と出力波面形状. (a) 正弦波: $\sin(\frac{\pi}{2}x)$, (b) 正弦波位相格子を形成する分極反転形状: $\frac{4}{\pi} \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \sin(\frac{\pi}{2}x) \right\}$, (c) 直線状分極反転による出力光位相: $\sqrt{2} \sin(\frac{\pi}{4}x)$, (d) 直線.

く、光強度の変調振幅は先の配置がよいことがわかる。

このような稠密配置においても任意の出力波面形状を形成することは可能である。いま $x=0$ の位置を、光路に沿った長さ L (式 1) の内、分極反転部の長さが非反転部の長さと同じになって出力位相変化が 0 となるところに取り、 $x=1$ の位置では長さ L が全て反転部あるいは非反転部であって、出力位相変化が最大値 $\Delta\theta_0$ をとるものとする。この間任意の関数を $f(x)$ を用いて出力位相変化が $\Delta\theta_0 f(x)$ であるとする、菱形形状のときの位相変化が $\Delta\theta_0 \sqrt{2} \sin(\frac{\pi}{4}x)$ であるから、

$$\Delta\theta_0 f(x) = \Delta\theta_0 \sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi}{4}y\right) \quad (2)$$

より、任意の位相面形状 $\Delta\theta_0 f(x)$ を形成するには、

$$y = \frac{4}{\pi} \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} f(x) \right\} \quad (3)$$

となるような分極反転形状を形成すればよいことがわかる。したがって正弦波位相格子

$$\Delta\theta(x) = \Delta\theta_0 \sin\left(\frac{\pi}{2}x\right) \quad (4)$$

をこの稠密配置で実現するには、反転形状を

$$y = \frac{4}{\pi} \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \sin\left(\frac{\pi}{2}x\right) \right\} \quad (5)$$

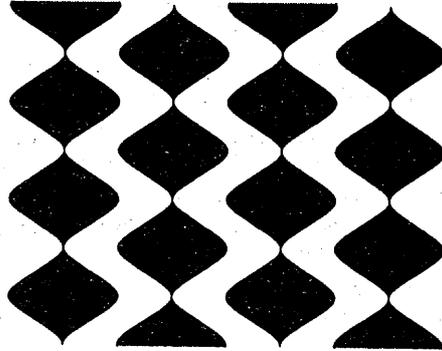


図 21: 正弦波位相格子を形成する稠密分極反転パターン.

とすればよい.

この分極反転形状を図 21 に示す. 菱形と異なり, 反転部と非反転部の境界が滑らかになり, 形状の再現性が良くなることが期待される.

7. むすび

マイクロ波領域で大きな変調が可能な位相格子形光変調器を電気光学結晶の分極反転を利用して試作した. 周期分極反転によって変調マイクロ波と光波の擬似的な速度整合を実現することにより, マイクロ波領域においても高能率な光空間変調を達成することができた.

進行波位相格子によるラマン・ナス回折では多数の光周波数を同時に分離発生することができ, 光波形制御や超高速光分配器などへの応用が期待されている. ブラッグ回折も可能であり, マイクロ波光周波数シフターとして今後の発展が期待される.

定在波位相格子は, 空間光ビームに対する低挿入損失のマイクロ波光強度変調器として期待される. 分極反転形状と出力光位相面の関係を検討し, 正弦波のみならず任意の光波面形状が可能であることを示した.

分極反転電気光学素子によって時間領域の制御と空間領域の光制御が同時に可能になったことから, 従来にはない光機能デバイスを実現できるものと考えられ, 新しい応用分野の開拓が期待される.

参考文献

- [1] T. Kobayashi and A. Morimoto: "Femtosecond Technology," T. Yajima, H. Yajima, F. Saito, O. Wada, Eds. (Springer-Verlag, 1999).
- [2] 森本 朗裕: "レーザー工学," 中井 貞雄 編 第3章 (オーム社, 1999).
- [3] 小林 哲郎, 森本 朗裕: "レーザー外部における電気光学変調による超短光パルスの発生と制御," オプトロニクス, No.7, pp.146-153 (1997).

- [4] 小山 次郎, 西原 浩: “光波電子工学” (コロナ社).
- [5] A. Yariv : “光エレクトロニクスの基礎,” 多田, 神谷 訳 (丸善).
- [6] 末田 正: “光エレクトロニクス” (昭晃堂).
- [7] 平澤 伸也, 土居 正治, 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : “位相格子形空間光変調器による高速光信号生成,” 第 49 回応用物理学学術講演会, 5p-ZB-3, 1988 年, 10 月.
- [8] A. Morimoto, S. Hirasawa, T. Kobayashi, and T. Sueta : “ Ultrafast Unidirectional Electrooptic Deflector,” *1990 Conf. Lasers and Electro-Optics* (Anaheim, 1990) CFC-8.
- [9] H. Gnewuch, C. N. Pannell, G. W. Ross, P. G. R. Smith, and H. Geiger: “Nanosecond Response of Bragg Deflectors in Periodically Poled LiNbO₃,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, Vol.10, No.12, pp.1730-1732 (1998).
- [10] A. Morimoto, T. Khayim, A. Maruko, and T. Kobayashi: “A Novel Traveling Phase Grating with Periodic Domain Inversion,” *CLEO/Pacific Rim '97*, 38 (Makuhari, 1997).
- [11] A. Morimoto, T. Wada, D.-S. Kim, A. Maruko, and T. Kobayashi: “Femtosecond Pulse Generation and Shaping by Electrooptic Modulation,” *Current Top. Laser Technol. '98*, p.47 (Kobe, 1998).
- [12] A. Maruko, T. Khayim, T. Kobayashi, and A. Morimoto: “Ultrafast Electrooptic Traveling Phase Grating with Periodic Domain Inversion,” *CRL Int'l Symp. on Optical Commun. and Sensing toward the Next Century*, C-7, pp.211-212 (Tokyo, 1999).
- [13] 森本 朗裕, 井邨 泰之, 小林 哲郎: “分極反転形電気光学偏向器,” 第 40 回応用物理学関係連合講演会, 30a-SA-23 (1993 年 3 月 30 日).
- [14] 和田 泰輔, 日比野 卓也, 國松 俊介, 森本 朗裕: “分極反転電気光学波面制御素子,” 第 60 回応用物理学学会講演会, 4a-K-1 (1999 年 9 月 4 日)
- [15] 猿渡 栄道, 森本 朗裕, 小林 哲郎: “周期的分極反転を用いた疑似速度整合形電気光学変調器 II,” 第 54 回応用物理学学会講演会, 28p-G-10 (1993 年 9 月 28 日).
- [16] A. Morimoto, E. Saruwatari, and T. Kobayashi: “Quasi Velocity Matched Electrooptic Phase Modulator with Domain Inversion for Deep Microwave Modulation,” *CLEO '94*, Anaheim, CME5 (May 8-13, 1994).
- [17] A. Morimoto, and T. Kobayashi: “Temporal Coherence Control by Electro-optic Phase Modulation,” *Proc. SPIE*, 2633, pp.622-626 (1995).
- [18] D.-S. Kim, T. Khayim, A. Morimoto, and T. Kobayashi: “Ultrashort Optical Pulse Shaping by Electrooptic Synthesizer,” *IEICE Trans. Electron.*, E81-C, No.2, pp.260-263 (1998).
- [19] 井邨 泰之, 森本 朗裕, 小林 哲郎: “分極反転電気光学偏向器のマイクロ波動作,” 第 55 回応用物理学学会講演会, 22a-R-4 (1994 年 9 月 22 日).
- [20] D.-S. Kim, A. Maruko, T. Khayim, A. Morimoto and T. Kobayashi: “Optical Pulse Synthesis by Ultrafast EO Traveling Phase Grating ,” *6th Femtosecond Technology*, WB-12, p.57 (Makuhari, 1999).

高効率擬似位相整合導波路和周波発生 デバイスによる全光スイッチング

All-optical switching using waveguide quasi-phase-
matched sum-frequency generation devices

藤村昌寿、K. R. Parameswaran*、M. M. Fejer*、栖原敏明、西原浩
M. Fujimura, K. R. Parameswaran*, M. M. Fejer*, T. Suhara, and H. Nishihara

大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻
Dept. Electronic Eng., Grad. School of Eng., Osaka Univ.
スタンフォード大学ギンズトン研究所
*Ginzton Laboratory, Stanford University

2000年3月6日(月)
(於 大阪工業大学 60周年記念館)

1. はじめに

超高速全光スイッチが光通信ネットワークや将来の光信号処理などの多くの分野で求められている。光ファイバや半導体光アンプにおいて、非線形屈折率による位相シフトや4光波混合のような $\chi^{(3)}$ 非線形光学効果を利用した全光スイッチが盛んに研究されている[1]。しかし、光ファイバでは非線形性が小さいので、デバイス長尺化が必要で集積化が難しい。また半導体光アンプではS/N比向上や効率の波長依存性改善などの課題が有る。強誘電体結晶のカスケード $\chi^{(2)}$ 非線形光学効果による非線形位相シフトを用いて全光スイッチを構成しようとする研究もあるが[2]、相互作用する光波間の位相速度整合が満たされない状態で動作させるので、非常に大きな制御光パワーが必要となる。位相整合状態の和周波発生(SFG)と差周波発生(DFG)のカスケードで生じる位相反転を利用した全光スイッチが実現されている[3]。偏光干渉計を用いるので複屈折制御が必要であり構成が複雑になる。単一 $\chi^{(2)}$ 非線形光学効果は $\chi^{(3)}$ やカスケード $\chi^{(2)}$ よりも高効率であるが、これを利用した光スイッチは今まで報告されていない。

$\chi^{(2)}$ 非線形光学効果を用いると、光第2高調波発生(SHG)やDFG、SFGなどの光波長変換が可能である。様々な波長域でのコヒーレント光源実現を目的として、ニオブ酸リチウム(LiNbO₃)導波路擬似位相整合非線形光学デバイスのような $\chi^{(2)}$ デバイスが広く研究されてきた[4]。デバイス高効率化のため、大きな2次非線形光学係数を持つLiNbO₃結晶上に光導波路を設けて高光パワー密度化と長相互作用長化を図っている。また、周期的強誘電分極反転構造(分極反転グレーティング)により不整合分を補償し、擬似的に位相整合を達成する擬似位相整合法(QPM)[5,6]を用いている。最近になってデバイス作製技術がほぼ確立され、高効率なデバイスが作製できるようになった。

本研究では、単一 $\chi^{(2)}$ 非線形光学効果を用いた全光スイッチングを検討した。LiNbO₃導波路擬似位相整合SFGデバイスによる光スイッチを提案し、試作デバイスを用いてその基本動作を確認した。

2. SFGデバイスによる全光スイッチングの原理

導波路QPM-SFGデバイスによる全光スイッチングを提案する。デバイスは図1(a)に示すようにLiNbO₃基板上的QPM用分極反転グレーティングとチャネル光導波路からなる。このデバイスに制御光と信号光を入力すれば、和周波が発生する。同時に信号光パワーと制御光パワーが和周波パワーに変換されて減衰する。制御光パワーが信号光パワーに比べて十分に大きい時の各光パワーの伝搬軸に沿った変化を模式的に図1(b)に示す。適当な相互作用長のデバイスに適当なパワーの制御光を入力すれば、信号光パワーをゼロにすることができる(図中白ヌキ矢印)。制御光を入力しなければSFGはおこらず、信号光は減衰すること無く透過する。制御光のオン/オフにより信号光がオフ/オンされ、負論理で

動作する光スイッチが構成できる。

スイッチングに必要な制御光パワーを見積もる。導波路 QPM-SFG デバイス中での光波の振る舞いは、次の非線形モード結合方程式で記述できる[6]。

$$\frac{dA(x)}{dx} = -j \frac{\omega_a}{\omega_c} \kappa e^{-j2\Delta x} B(x)^* C(x) - \frac{\alpha_a}{2} A(x), \quad (1a)$$

$$\frac{dB(x)}{dx} = -j \frac{\omega_b}{\omega_c} \kappa e^{-j2\Delta x} A(x)^* C(x) - \frac{\alpha_b}{2} B(x), \quad (1b)$$

$$\frac{dC(x)}{dx} = -j \kappa^* e^{+j2\Delta x} A(x) B(x) - \frac{\alpha_c}{2} C(x), \quad (1c)$$

$$2\Delta = \beta_c - \beta_b - \beta_a - \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (2)$$

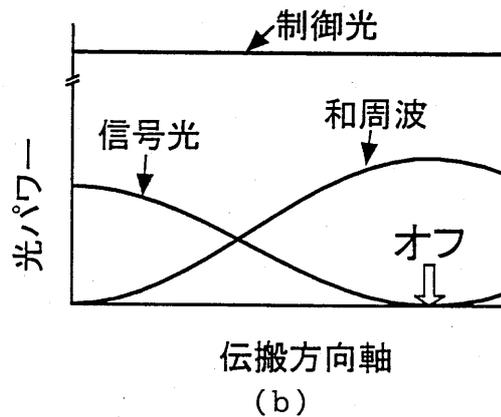
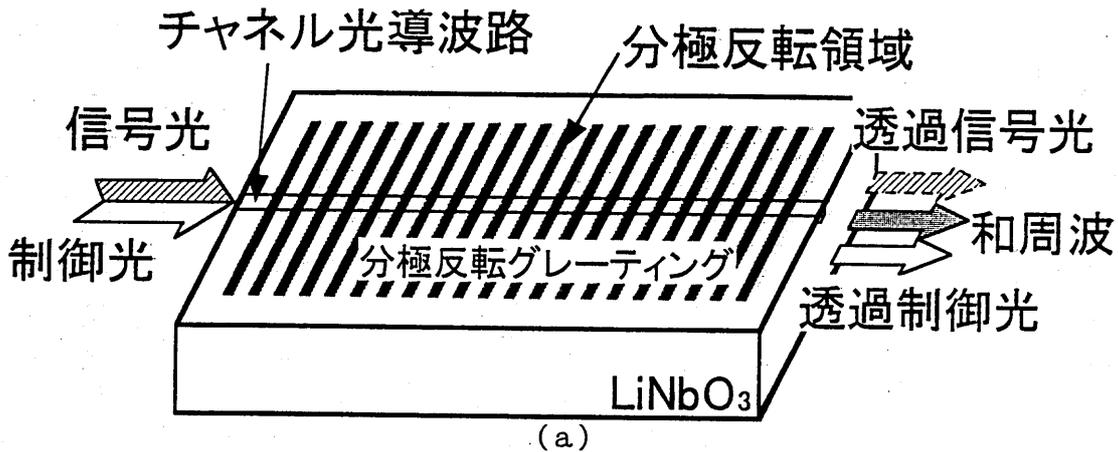


図1 導波路 QPM-SFG デバイス(a)と、SFG による伝搬光パワーの変化(b).

ここで、 $A(x)$ 、 $B(x)$ 、 $C(x)$ はそれぞれ制御光(周波数 ω_a)、信号光(ω_b)、和周波($\omega_c=\omega_a+\omega_b$)の複素振幅、 β は各光波に対する伝搬定数、 α は各光波に対するパワー伝搬損失、 κ は非線形結合係数を表す。QPM 用分極反転グレーティングの周期 Λ は、位相不整合量 2Δ が $2\Delta=0$ となるように設計する。式(1)に $\Delta=0$ を代入して数値積分を行った。制御光波長 $1.537\mu\text{m}$ 、信号光波長 $1.551\mu\text{m}$ 、和周波波長 $0.772\mu\text{m}$ 、相互作用長 $L=5.55\text{cm}$ と仮定し、我々が作製したデバイスでの典型的な値である導波路伝搬損失 $\alpha_c=0.70\text{dB/cm}$ 、 $\alpha_a=\alpha_b=0.35\text{dB/cm}$ 、 $\kappa=1.0\text{W}^{-1/2}\text{cm}^{-1}$ を用いた。結果を図 2 に示す。制御光パワーの増加に伴い透過信号光パワーは減衰し、 200mW の制御光パワー入力で信号光を完全にオフにできることがわかった。

3. デバイスの設計と作製

低制御光パワーによる全光スイッチングを実現するために、高効率 LiNbO_3 導波路 QPM-SFG デバイスを設計した。信号光と制御光の波長はともに $1.5\mu\text{m}$ 付近であるとした。高効率実現のためには長い相互作用長が必要である。そこで現状での作製限界である $L=5.55\text{cm}$ とした。このような長い相互作用長全長に渡って均一な導波路を作製するのは容易ではない。しかし、ある特定幅の導波路では LiNbO_3 の材料分散と導波路の構造分散が相殺して導波路幅の微小変動に対して QPM 条件が変化しなくなる[7]ので、全長に渡って位相整合を達成するための要求作製精度を緩和できる。そのような導波路幅を計算し、導波路幅 $W=12\mu\text{m}$ とした。このときの QPM 周期は $14.7\mu\text{m}$ である。幅 $12\mu\text{m}$ の導波路は横マルチモード導波路となる。この導波路に基本導波モードのみを効率良く励振するために、導波路端にはシングルモード導波路となる幅 $5\mu\text{m}$ の導波路をモードフィルタとして設け、テーパによってマルチモード波長変換領域と接続した[8]。デバイスの設計図を図 3 に示す。

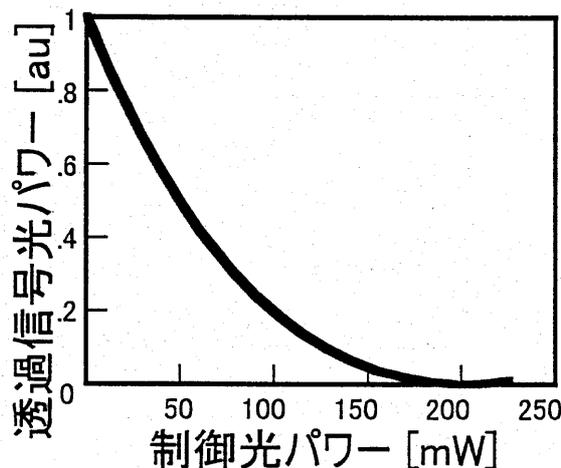


図 2 透過信号光パワーの制御光パワー依存性のモード結合方程式の基づく計算結果。

デバイスを試作した。まず QPM 用分極反転グレーティングをパルス電圧印加により作製した[9,10]。3 インチ 0.5mm 厚の Z 板 LiNbO_3 単結晶ウェハの +Z 面にフォトレジストのグレーティングパターンを作製、結晶表裏面間に飽和 LiCl 水溶液を介して 11kV の電圧を印加することで抗電界 (21kV/mm) 以上の電界を誘起して分極反転グレーティングを作製した。光導波路はアニール・プロトン (APE) 交換により作製した。100nm 厚 SiO_2 層を +Z 面に堆積、チャンネルパターンを作製して選択プロトン交換用マスクとした。160°C の溶融安息香酸にサンプルを 16 時間浸してプロトン交換したのち 328°C で 26 時間熱アニールした。最後に導波路の入射端面を研磨してデバイスを得た。

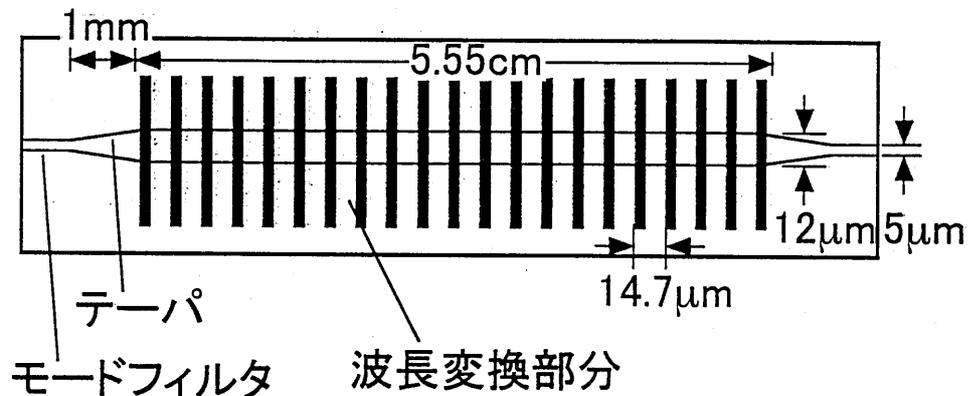


図3 導波路 QPM-SFG デバイスの設計図

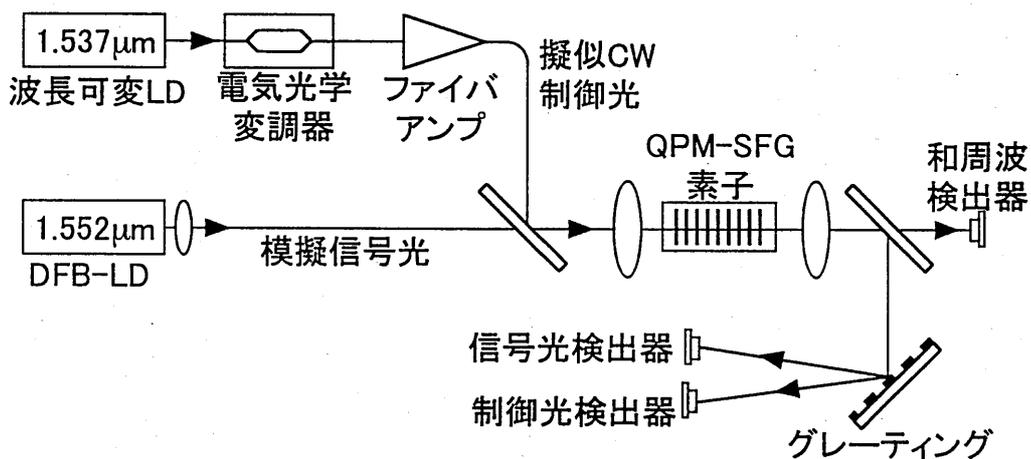


図4 光スイッチング実験光学系

4. スイッチング動作の確認実験

スイッチング実験に先立ち、比較的低入力パワーでの第2高調波発生 (SHG) 実験を行いデバイスの SHG 変換効率を測定した。波長 $1.544\mu\text{m}$ の CW 励起光 (パワー P_p) 入力に対して波長 $0.772\mu\text{m}$ の第2高調波 (P_{SH}) が得られた。SHG 規格化変換効率 $\eta_{SHG} = P_{SHG}/(P_p)^2$ として $700\%/W$ が得られた。これは SFG 規格化変換効率 $\eta_{SFG} = P_{sum}/(P_c P_s)$ (P_{sum} : 出力和周波パワー、 P_c : 入射制御光パワー、 P_s : 入射信号光パワー) に換算すると $2800\%/W$ という高い効率になる。これは非線形結合係数 $\kappa = 1.0W^{-1/2}\text{cm}^{-1}$ に相当する。

図4に示す光学系で光スイッチングの実験を行った。模擬信号光としてDFB半導体レーザからの波長 $1.552\mu\text{m}$ の連続光を用いた。制御光としては、外部共振型波長可変半導体レーザからの波長 $1.537\mu\text{m}$ の光を LiNbO_3 電気光学変調器によりパルス化したのちErドープファイバ増幅器で増幅した光を用いた。この擬似CW制御光のパルス幅は $1.6\mu\text{s}$ 、繰り返し周期は $75\mu\text{s}$ であった。制御光と信号光を誘電体多層膜ミラーで合波し、レンズを用いて導波路へ端面結合した。出力側端面から得られる透過信号光、透過制御光、和周波はダイクロイックミラーとグレーティングで分波し、それぞれ検出した。入射制御光ピークパワーが 185mW の時の、透過信号光と透過制御光のパワーの時間変化を図5に示す。制御光パワー増加に伴い透過信号光パワーが減衰しており、最大で 97% の減衰 (消光比 15dB) が得られた。制御光のオン/オフにより信号光をオフ/オンする光スイッチの基本動作が確認できた。制御光オフ時のパワーで規格化した透過信号光パワーの入射制御光パワーに対する依存性を図6に示す。丸印は測定結果を実線は図2で示した理論曲線を表している。測定結果は理論曲線と良く一致した。

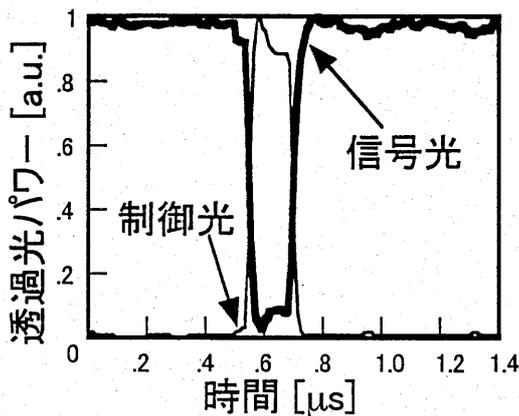


図5 光スイッチング波形

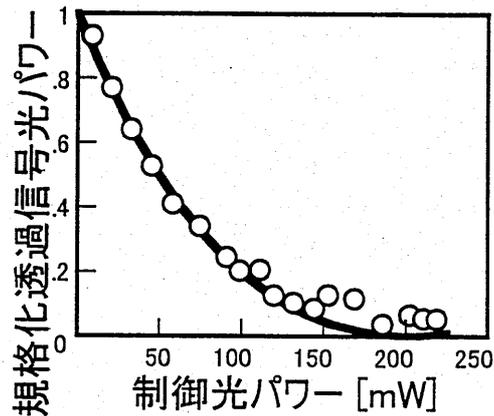


図6 規格化透過信号光パワーの制御光パワー依存性 (測定結果: ○、理論曲線: 実線)

5. 考察

実験において透過信号光パワーがゼロにならなかったのは、僅かに残留していた位相不整合が原因と考えられる。そこで位相不整合と信号光の最大減衰率の関係を理論的に求めた。SFG による制御光の減衰と導波路伝搬損失を無視すれば、式(1)は解析的に解くことができ、信号光透過率を表す式(3)を得る。

$$\left| \frac{B(L)}{B(0)} \right|^2 = 1 - \left(1 - \frac{\Delta^2}{b^2} \right) \sin^2(bL), \quad (3)$$

$$b = \sqrt{\frac{\omega_b}{\omega_c} |\kappa|^2 |A(0)|^2 + \Delta^2}.$$

この式を用いて最大減衰率と位相不整合量の関係を求めた結果を図 7 に示す。位相不整合が大きいくほど最大減衰率が小さくなる。実験での最大減衰率が 97%であったことから、位相不整合量は $2\Delta = 0.12\text{cm}^{-1}$ であったと見積もられる。これは信号光波長または制御光波長の位相整合波長よりのずれに換算すると 2 μm 、グレーティング周期ずれに換算すると 0.4nm である。さらに消光比の大きなスイッチングを実現するためには、より精密な光波長制御と均一なデバイス作製技術の確立が必要である。

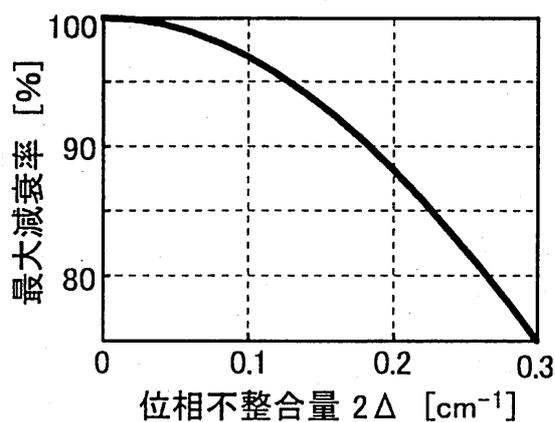


図7 信号光最大減衰率の位相不整合量依存性.

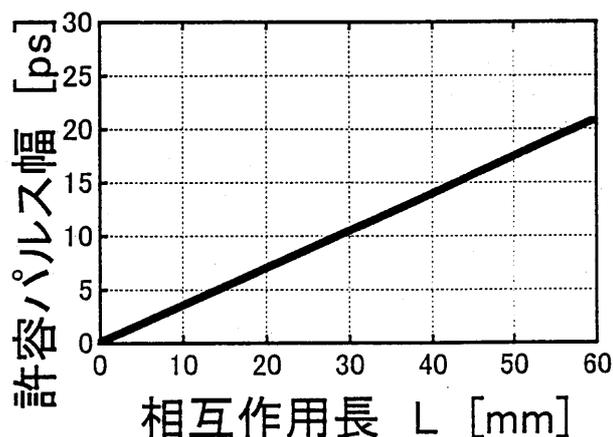


図8 許容最短光パルス幅の相互作用長依存性.

高速光スイッチングの可能性を検討する。導波路 QPM-SFG デバイスの波長変換効率は、ピークパワーが同じであれば短パルス光入射時には CW 光入射時に比べて低下する。これは主に異波長導波光の群速度の違いが引き起こすウォークオフにより生じる [11]。本デバイスにより高速光スイッチングを行う際にはこの効率低下が問題となる。信号光パルスおよび制御光パルスと和周波パルスとのウォークオフ量が入射光パルス幅以下であれば許容できるとして、相互作用長と許容最短光パルス幅の関係を計算した (図 8)。導波路屈折率波長分散は LiNbO_3 バルク結晶の異常光屈折率の波長分散で近似した。相互作用長 5.55cm のデバイスでは幅 20ps の光パルスを用いた光スイッチングが可能であることがわかった。さらなる高速化のためには相互作用長短縮が必要となる。しかし、相互作用長短縮は変換効率の低下を招く。これを補償するためには、高屈折率クラッド装荷[12]などの、単位長さ辺りの変換効率を増加させる工夫が必要となる。

6. むすび

高効率導波路擬似位相整合和周波発生デバイスによる全光スイッチングを検討した。デバイスを作製し、波長 $1.55\mu\text{m}$ の模擬信号光と波長 $1.53\mu\text{m}$ の制御光を用いて光スイッチング実験を行った。制御光パワー 185mW の時に信号光パワーの 97%減衰が得られ、消光比 15dB の光スイッチング動作が確認できた。消光比は残留位相不整合により制限されている。この光スイッチの動作速度は 20ps 程度と見積もられた。さらに高速のスイッチングを実現するためにはより相互作用長の短い高効率デバイスが必要である。今後の検討課題としたい。

謝辞 本研究は日本学術振興会科学研究費補助金基盤(B) (国 11694154)、および未来開拓学術研究推進事業研究プロジェクトの補助を受けた。

参考文献

- [1] 川西, “超高速光通信システムとデバイス,” 光学, vol.27, pp.120-126 (1998).
- [2] Y.Baek *et al.*, “All-optical integrated Mach-Zehnder switching due to cascaded nonlinearities,” Appl. Phys. Lett., vol.68, pp.2055-2057 (1996).
- [3] H.Kanbara *et al.*, “All-optical switching based on cascading of second-order nonlinearities in a periodically poled titanium-diffused lithium niobate waveguide,” IEEE Photon. Technol. Lett., vol.11, pp.328-330 (1999).
- [4] 藤村他, “強誘電体擬似位相整合非線形光学デバイスの新展開,” 応用物理, vol.69, No.5 (2000)掲載予定.
- [5] J.A.Armstrong *et al.*, “Interactions between light waves in a nonlinear dielectric,”

- Phys. Rev., vol.127, pp.1918-1939 (1962).
- [6] T.Suhara and H.Nishihara, "Theoretical analysis of waveguide second-harmonic generation phase matched with uniform and chirped gratings," IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-26, pp.1265-1276 (1990).
 - [7] M.L.Bortz *et al.*, "Noncritical quasi-phase-matched second harmonic generation in an annealed proton-exchanged LiNbO₃ waveguide," IEEE Trans. Quantum Electron., vol.32, pp.2953-2960 (1994).
 - [8] M.H.Chou *et al.*, "Adiabatically tapered periodic segmentation of channel waveguides for mode-size transformation and fundamental mode excitation," Opt. Lett., vol.21, pp.794-796 (1996).
 - [9] L.E.Myers *et al.*, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃," J. Opt. Soc. Am. B, vol.12, pp.2102-2116 (1995).
 - [10] K.Kintaka *et al.*, "High-efficiency LiNbO₃ waveguide second-harmonic generation devices with ferroelectric-domain-inverted gratings fabricated by applying voltage," J. Lightwave Technol., vol.LT-14, pp.462-468 (1996).
 - [11] 石月他, "高効率光サンプリングのための LiNbO₃ 導波路擬似位相整合和周波発生デバイス," 電子情報通信学会論文誌 C-I (2000) 掲載予定.
 - [12] K.Mizuuchi *et al.*, "Second-harmonic generation with a high-index-clad waveguide," Opt. Lett., vol.22, pp.1217-1219 (1997).

金属薄膜を含む光導波路の伝搬特性

Propagation Characteristics of Thin Metal Film Optical Waveguides

里村 裕, 土屋 知也, 古川 晴亮

Yutaka Satomura, Tomoya Tsuchiya, Haruaki Hurukawa

大阪工業大学 工学部 電気工学科

Osaka Institute of Technology

平成 12 年 3 月 6 日 (月)

(於 大阪工業大学 60 周年記念館)

1. まえがき

最近、金属薄膜に沿って伝搬する光波の特性が注目されている。金属を含む導波路は光学的には損失媒質であり、また波長による屈折率の変動も大きいため、これまでこれらの光導波路における伝搬特性は充分には明らかにされていない[1]。ところが最近、光集積回路の集積度を高める目的で、光集積回路をさらに微細化しようとする研究が始められている。光ビームは回折限界のために波長程度より小さく絞れないのを、光波長よりさらに細かい金属細線などを用いて回折限界以下にまで絞って伝搬させる工夫が提案されている[2, 3]。一方で金属と誘電体の境界に沿って、金属表面の電子プラズマの作用を利用した表面プラズモンが伝搬することが知られている。誘電体上の金属薄膜にプリズムによって光を入射させ、その入射光の漏れ波によって表面プラズモンを励起させる。そして金属表面上の屈折率や膜厚などのわずかな変化を吸収の形で高感度で得られる方法がある[4, 5]。これをATR法 (Attenuated Total Reflection, 全反射減衰法) というが、ここにおいてもエバネッセント波である表面プラズモンを効率よく励起する方法の検討が重要な問題となっている。さらに3次の非線形光学効果である光カー効果を利用した非線形光導波路[6, 7]は、光自身で光を制御でき、またパワー分布の集中も可能であることから、上記の金属導波路との融合による新しい導波路の作製も興味深い。そこで本報告では、まず金属導波路の基本的な伝搬特性を明らかにした後、非線形光学媒質を含む場合の伝搬特性の変化を示す。

2. 金属薄膜光導波路の伝搬特性

金属の屈折率は光の波長によって大きく変化する。そして、次式で示されるプラズマ角周波数 ω_p より高い周波数、すなわち短い波長では金属は光に対して透明になる。

その値は金属により異なるが一般に紫外線の領域である。

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0} \quad (1)$$

ここで、 n は伝導電子密度、 e は電子の電荷、 m は電子の質量である。本報告における光源の周波数はプラズマ周波数に比べてかなり小さいため、この場合、金属は光に対して高損失媒質としてふるまうことになる。表1に金属導波路によく用いられる4種類の金属 Ag、Au、Al、Cu の光学係数の一例を示す。ここで、複素屈折率は $\eta - j\kappa$ で表わされ、 η は屈折率、 κ は消衰係数を示す。これらは複素比誘電率($\epsilon_R - j\epsilon_I$)と $\epsilon_R = \eta^2 - \kappa^2$ 、 $\epsilon_I = 2\eta\kappa$ の関係で結ばれている。

表1 金属の光学定数

金属	λ [nm]	η	κ	ϵ_R	ϵ_I
Ag	550	0.055	3.32	-11.02	0.365
Al	556	0.76	5.53	-30.00	8.406
Au	550	0.34	2.37	-5.50	1.612
Cu		0.72	2.42	-5.34	3.485

図1に示す金属導波路において、 z 方向に伝搬するTM波の伝搬特性を求める。領域2の部分が金属薄膜の領域であり、導波路は y 方向に一様に広がっていると考えている。Maxwellの方程式より各領域中の電磁界表示式を求める。

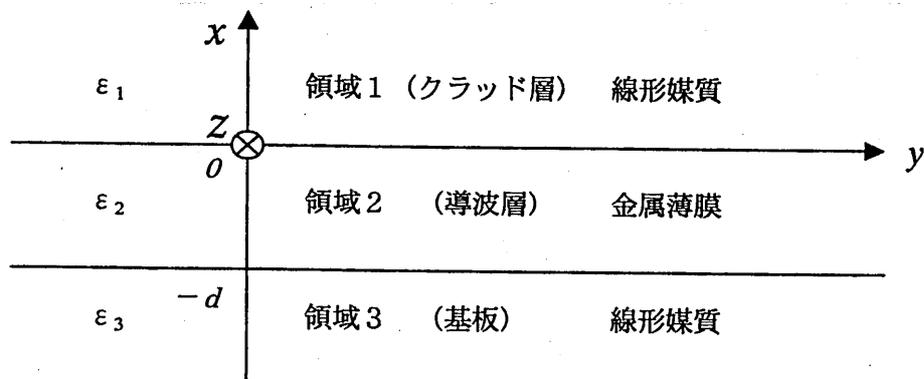


図1 導波層を金属とする3層薄膜導波路

(1) 領域1 ($0 < x < \infty$)

$$H_{y1} = A \exp(-\delta x) \quad (2)$$

$$E_{x1} = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} A \exp(-\delta x) \quad (3)$$

$$E_{z1} = \frac{j\delta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} A \exp(-\delta x) \quad (4)$$

ここで、 $\delta^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_1$ である。

(2) 領域2 ($-d < x < 0$)

$$H_{y2} = B \cosh(\kappa x) + C \sinh(\kappa x) \quad (5)$$

$$E_{x2} = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} \{B \cosh(\kappa x) + C \sinh(\kappa x)\} \quad (6)$$

$$E_{z2} = -j \frac{\kappa}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} \{B \sinh(\kappa x) + C \cosh(\kappa x)\} \quad (7)$$

ここで、 $\kappa^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_2$ である。

(3) 領域3 ($-\infty < x < -d$)

$$H_{y3} = D \exp\{\gamma(x+d)\} \quad (8)$$

$$E_{x3} = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} D \exp\{\gamma(x+d)\} \quad (9)$$

$$E_{z3} = -j \frac{\gamma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} D \exp\{\gamma(x+d)\} \quad (10)$$

ここで、 $\gamma^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_3$ である。

ここで、 $x=0$ および $x=-d$ における境界条件を適用すれば、TM波の特性方程式が以下のように導出できる。

$$\tanh(\kappa d) = -\frac{\epsilon_2 \kappa (\epsilon_1 \gamma + \epsilon_3 \delta)}{\epsilon_2^2 \delta \gamma + \epsilon_1 \epsilon_3 \kappa^2} \quad (11)$$

上式を用いて、導波層を Ag の薄膜と考えたときの伝搬特性を数値計算によって明らかにする。まず、Ag の値と波長は表 1 の値を採用し、膜厚に対する分散特性を Müller 法を用いて求めると図 2 のようになる。ここで、 z 方向の複素伝搬定数は $\beta = \beta_r - j\alpha$ とおいている。また、金属を挟む両側の比誘電率の値は $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 2.3104$ と対称構造としている。

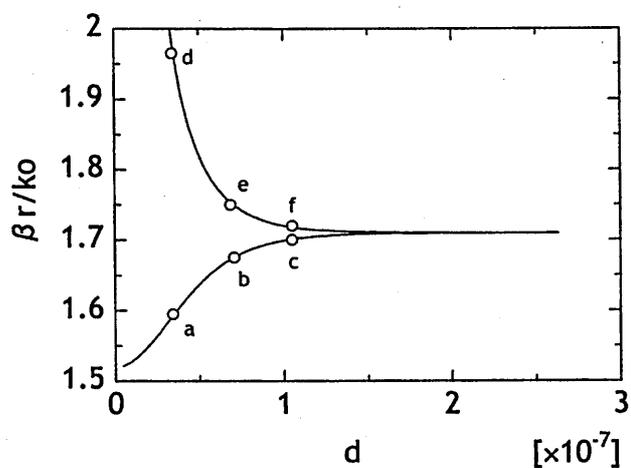
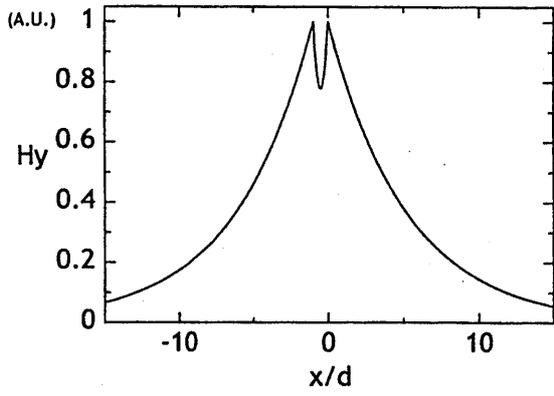
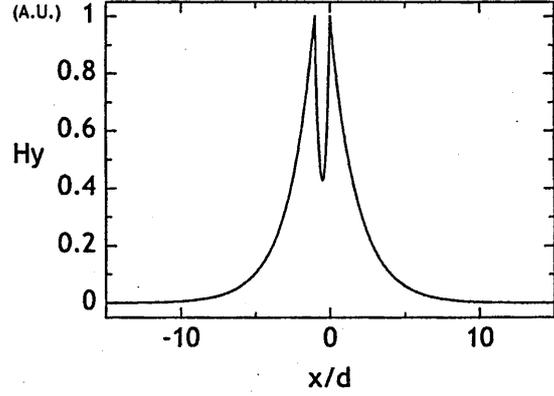


図2 導波層をAgとしたときのTM波の構造分散曲線

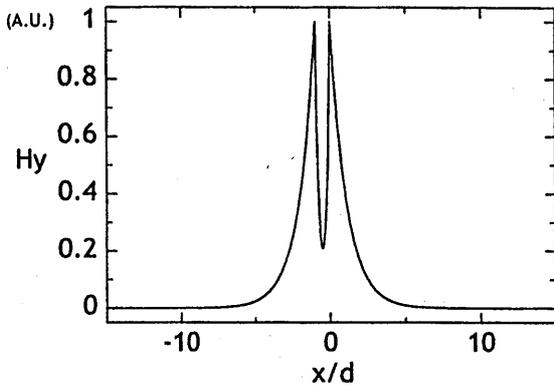
また、図2中のaからfの各点における磁界 H_y の分布を図3(a)~(f)にそれぞれ示す。これらの図において、 x/d が $-1 \sim 0$ の間は金属薄膜の領域である。膜厚が大きくなるほど金属薄膜付近で急激な変化を生じ、金属薄膜内部では小さな値を持つことがわかる。また、周囲の線形媒質と金属薄膜の境界でピークを持っていて、それぞれ偶奇のFanoモードを構成している。



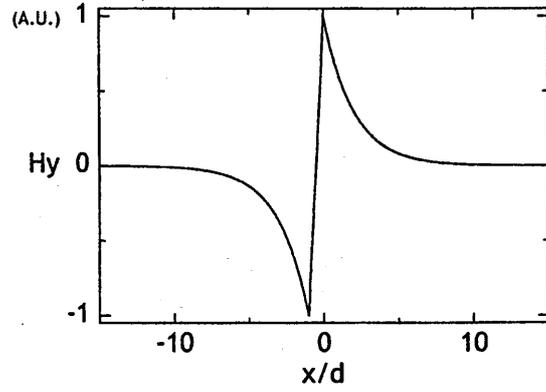
(a)



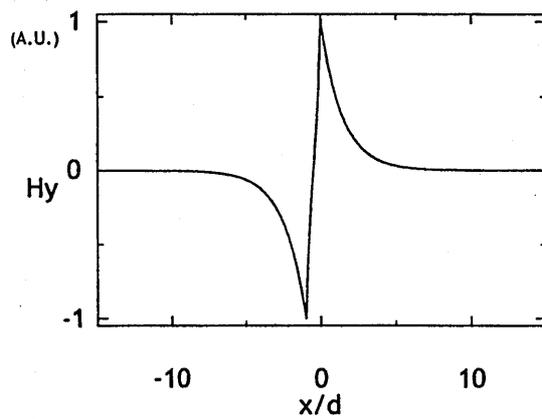
(b)



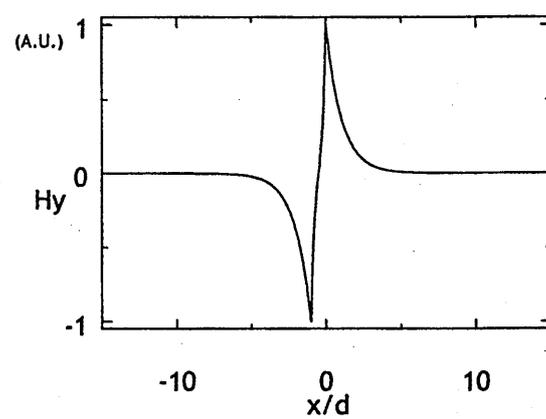
(c)



(d)



(e)



(f)

図3. 導波層をAgとしたときのTM波の界分布

次に、金属薄膜を挟む誘電体が異なる誘電率をもつような非対称構造の金属薄膜光導波路の分散特性を計算すると図4のようになる。比誘電率はそれぞれ $\epsilon_1 = 2.4025$ 、 $\epsilon_3 = 2.3104$ としている。膜厚 d が大きくなるにつれて、金属とそれぞれの誘電率で決まる固有のプラズモンの伝搬定数に近づくのがわかる。

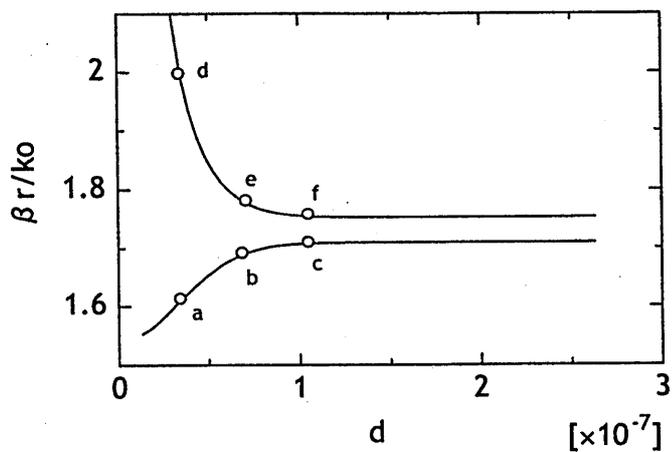
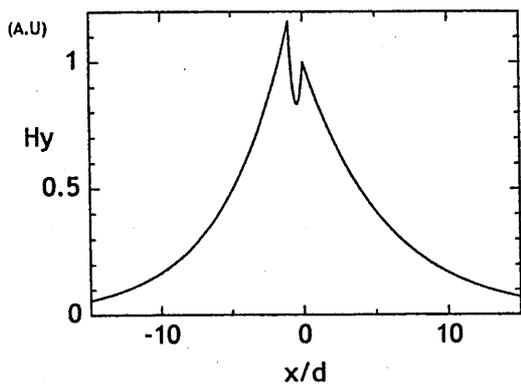
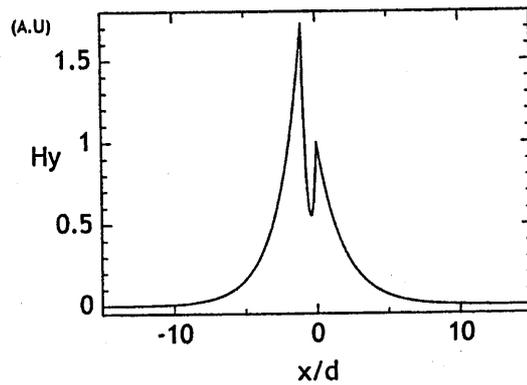


図4 導波層を Ag としたときの TM 波の構造分散曲線

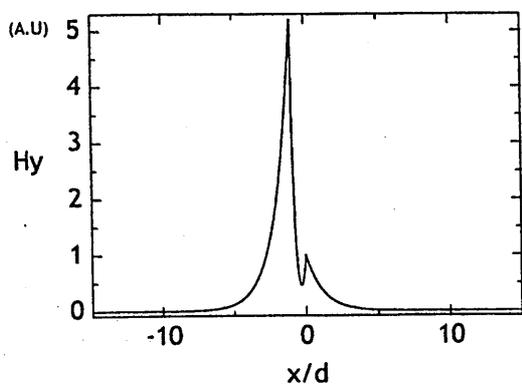
図4中の a ~ f の各点での界分布は、図5の(a) ~ (f)のようになり、界分布の偏りが見られる。他の金属についても、同様の傾向が見られた。



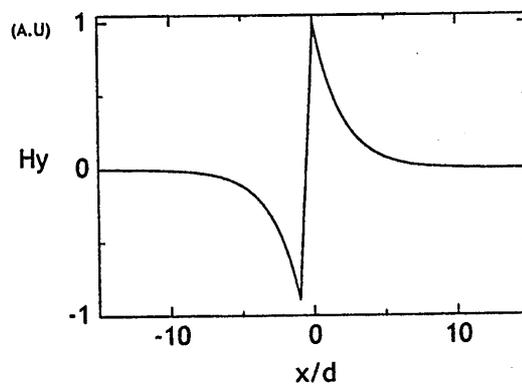
(a)



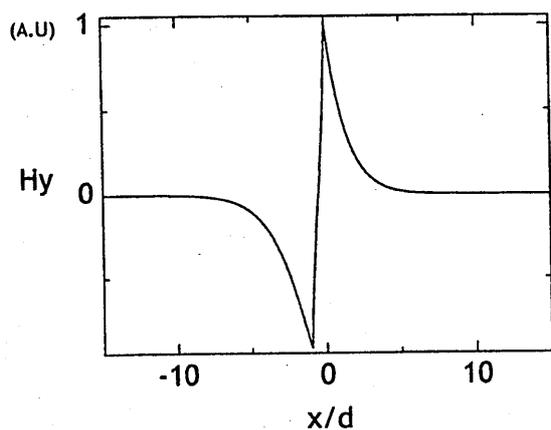
(b)



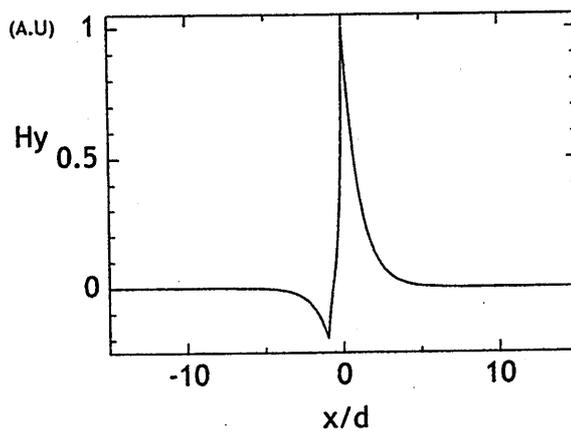
(c)



(d)



(e)



(f)

図5. 導波層をAgとしたときのTM波の界分布 (非対称構造)

3. 金属薄膜を含む非線形光導波路の TM 波の伝搬

次に、図1の領域1が光力一効果を有する3次の非線形光学媒質である場合の TM 波の伝搬を考える。各領域における電磁界表示式は次のようになる [7]。

領域1 ($0 < x < \infty$)

$$E_{x1}(x) = A \frac{\beta}{\omega \varepsilon_o \varepsilon_1} \sqrt{\frac{2}{a_1' k_o^2}} \frac{\delta}{\cosh\{\delta(x-x_1)\}} \quad (12)$$

$$H_{y1}(x) = A \sqrt{\frac{2}{a_1' k_o^2}} \frac{\delta}{\cosh\{\delta(x-x_1)\}} \quad (13)$$

$$E_{z1}(x) = jA \frac{\delta^2}{\omega \varepsilon_o \varepsilon_1} \sqrt{\frac{2}{a_1' k_o^2}} \frac{\tanh\{\delta(x-x_1)\}}{\cosh\{\delta(x-x_1)\}} \quad (14)$$

ただし、 $\delta^2 = \beta^2 - k_o^2 n_1^2$, $a_1' = \left(\frac{\beta}{k_o}\right)^4 \frac{1}{c^2 \varepsilon_o^2 \varepsilon_1^3} a_1$, $a_1 = a_{xx} = c \varepsilon_o n_1^2 \bar{n}$, $\varepsilon_1 = n_1^2$

領域2 ($-d < x < 0$)

$$E_{x2}(x) = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_o \varepsilon_2} \{B \cosh(\kappa x) + C \sinh(\kappa x)\} \quad (15)$$

$$H_{y2}(x) = B \cosh(\kappa x) + C \sinh(\kappa x) \quad (16)$$

$$E_{z2}(x) = -j \frac{\kappa}{\omega \varepsilon_o \varepsilon_2} \{B \sinh(\kappa x) + C \cosh(\kappa x)\} \quad (17)$$

ただし、 $\kappa^2 = \beta^2 - k_o^2 \varepsilon_2$

領域3 ($-\infty < x < -d$)

$$E_{x3}(x) = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} D \exp\{\gamma(x+d)\} \quad (18)$$

$$H_{y3}(x) = D \exp\{\gamma(x+d)\} \quad (19)$$

$$E_{z3}(x) = -j \frac{\gamma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} D \exp\{\gamma(x+d)\} \quad (20)$$

ただし、 $\gamma^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_3$

$x=0$ および $x=-d$ における境界条件を適用すれば、TM波の特性方程式が以下のよう
に導出できる。

$$\tanh(\kappa d) = \frac{\kappa \{\bar{\gamma} - \bar{\delta} \tanh(\delta x_1)\}}{-\kappa^2 + \gamma \delta \tanh(\delta x_1)} \quad (21)$$

ただし、
$$\bar{\delta} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \delta, \quad \bar{\gamma} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} \gamma$$

y 軸方向の単位長さ当たりの導波モードの電力 P は、ポインティングベクトルを深
さ方向の範囲にわたって積分することによって得られる。導波モードの全電力 P は

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_x \times H_y^* dx = P_1 + P_2 + P_3 \quad (22)$$

となる。ここで P_1, P_2, P_3 は各領域における電力を表わす式であり、それぞれ以下のよ
うに表わされる。

領域 1

$$P_1 = \frac{\beta \delta}{\epsilon_1 n_1 k_0^3} \{1 + \tanh(\delta x_1)\} \quad (23)$$

領域2

$$\begin{aligned}
 P_2 = & \frac{\beta \delta^2}{2k_o^3 \varepsilon_2 n_1 \cosh^2(\delta x_1)} \left[d \left\{ 1 - \left(\frac{\bar{\delta}}{\kappa} \right)^2 \tanh^2(\delta x_1) \right\} \right. \\
 & + \frac{\sinh(2\kappa d)}{2\kappa} \left\{ 1 + \left(\frac{\bar{\delta}}{\kappa} \right)^2 \tanh^2(\delta x_1) \right\} \\
 & \left. + \frac{\bar{\delta}}{\kappa^2} \tanh(\delta x_1) \{ 1 - \cosh(2\kappa d) \} \right] \quad (24)
 \end{aligned}$$

領域3

$$P_3 = \frac{\beta \delta^2}{2k_o^3 \gamma \varepsilon_3 n_1 \cosh^2(\delta x_1)} \left\{ \cosh(\kappa d) - \frac{\bar{\delta}}{\kappa} \tanh(\delta x_1) \sinh(\kappa d) \right\}^2 \quad (25)$$

次に、クラッド層の非線形光学媒質として液晶 MBBA を用いたときの伝搬特性を数値計算により求める。金属薄膜は図2、図4と同様に Ag としている。全電力 P に対する非線形 TM 波の伝搬定数 $\beta (= \beta_r + j\beta_i)$ の変化を図6の(a)および(b)に示す。

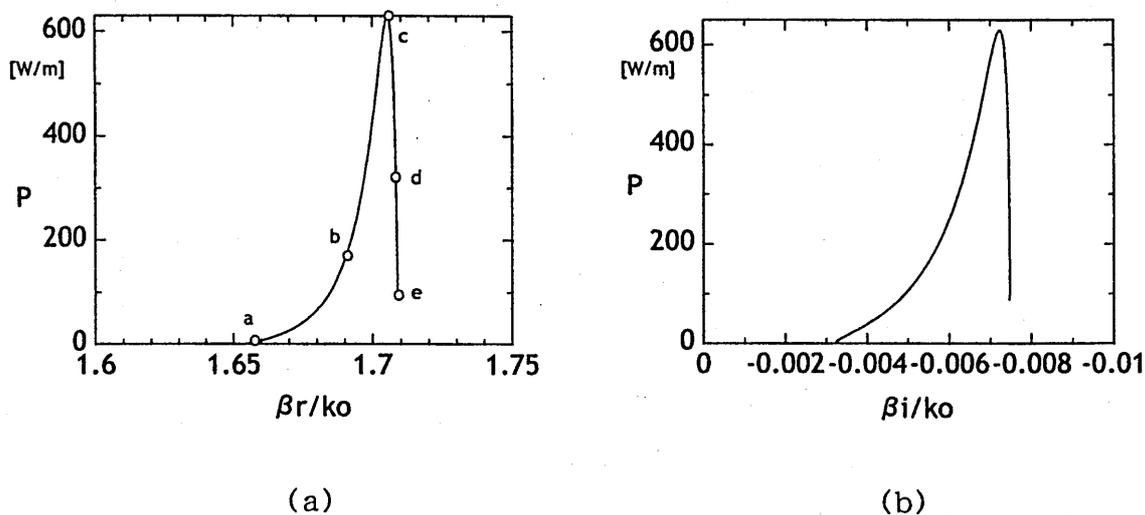


図6 非線形媒質を含む金属薄膜導波路における全電力 P に対する伝搬定数 $\beta (= \beta_r + j\beta_i)$ の変化

また、図6(a)のa、cおよびeの各点における界分布の様子を図7(a)、(c)および(e)に示す。

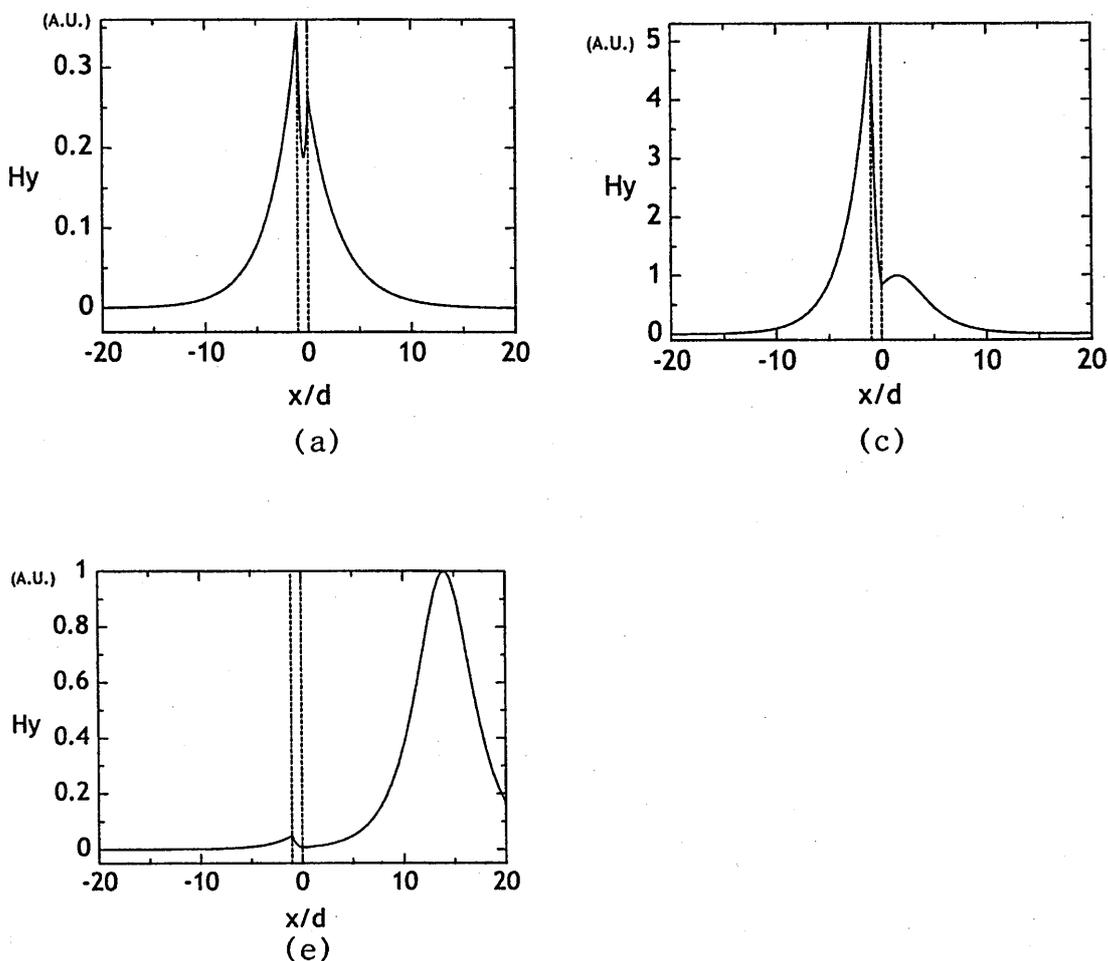


図7. 非線形媒質を含む金属薄膜導波路の界分布

ここで、図7において規格化膜厚 x/d が $-1 \sim 0$ の間は金属薄膜、 $0 \sim 20$ の間は非線形媒質である。

全電力が小さい値のときは、金属薄膜導波路の界分布と同様の形を示しているが、複素伝搬定数の実部の値が大きくなるにつれて、非線形媒質側に界分布のピークが移っていることがわかる。境界面でトラップされた金属薄膜導波路の光波が媒質内に移るといった特性を生かした新しいデバイスの設計が期待できる。

4. むすび

金属薄膜を含む光導波路の伝搬特性を調べ、その基本性質を数値計算により示した。波長依存性の大きな金属薄膜導波路のもつ特有な伝搬特性に加えて、3次の非線形光学効果である光カー媒質をクラッド層に用いることによって、さらに新し機能を有するデバイスの開発が期待できる。これらの検討が今後の課題である。

参考文献

- [1] Pochi Yeh: "Guided Waves in Layered Media", Wiley Interscience, pp.332-334 (1985)
- [2] 高原、小林: "金属細線による光のガイド", 光学, 27 巻, 1 号, pp.29-30 (1998)
- [3] 高原、小林: "ナノトンネルを伝搬する光-低次元光波-", 応用物理, 第 68 巻, 第 6 号, pp.673-678 (1999)
- [4] 塩川祥子: "弾性表面波デバイスおよび表面プラズモンを用いたバイオセンシング", 応用物理, 第 62 巻, 第 12 号, pp.1234-1237 (1993)
- [5] 岡本、山口: "表面プラズモン共鳴とそのレーザー顕微鏡への応用", レーザー研究, 第 24 巻, 第 10 号, pp.15-22 (1996)
- [6] Y. Satomura: "Propagation Characteristics of Nonlinear TE Waves in Dielectric Optical Waveguide with Nonlinear Media", Trans. IEICE, vol.E70, No.6, pp.541-543 (1987)
- [7] 里村 裕: "損失を含む非線形光導波路", 電気学会電磁界理論研究会資料, EMT-88-133 (1988-10)

移動体通信用基地局アンテナの動向

Trends on Base Station Antenna for Mobile Communication

増田 裕一

Yuichi Masuda

住友電気工業株式会社

Sumitomo Electric Industries Ltd.

2000年3月6日(月)

(於 大阪工業大学 60周年記念館)

移動体通信用基地局アンテナの動向

増田 裕一

住友電気工業株式会社

1. はじめに

近年の携帯電話加入者数の爆発的な増加に伴って、基地局アンテナにおいてもサービス開始当初には無かった様々な性能、機能が要求されるようになってきた。ここでは、基地局アンテナの実用面における最近の動きをトピックス的に紹介する。

2. 携帯電話基地局アンテナ

2.1 チルト可変アンテナ

携帯電話基地局アンテナの例を Fig.1 に示す。基地局アンテナは垂直方向の主ビーム幅を5度～10度程度に絞る必要があり、そのためアンテナ素子を垂直に並べたアレー構造をとっている。個々のアンテナ素子としては、Fig.1 の例では平面の構造を持つパッチアンテナが使われているが、ダイポール素子の場合もある。

限られた周波数帯域のなかで、加入者容量を増大させるのに、大きく分けて3通りの方策が採られてきた。第1は、周波数インターリーピング、効率の良い変調方式、帯域圧縮CODECなど一通话あたりに必要な周波数帯域をできるだけ小さくする技術の採用、第2は一つの基地局のセルサイズ（サービスエリア）を細分化することにより、周波数の反復利用度を高める方法、第3はTDMAやCDMAなど多重アクセス技術の採用である。これら3通りの方策の中で、サービス開始後の変更が最も実施しやすいのは、第2のセルサイズの細分化である。セル半径（ビームチルト角度）を自由に変更できるアンテナとして Fig.1 に示すような連続可変移相器付きセクターアンテナが

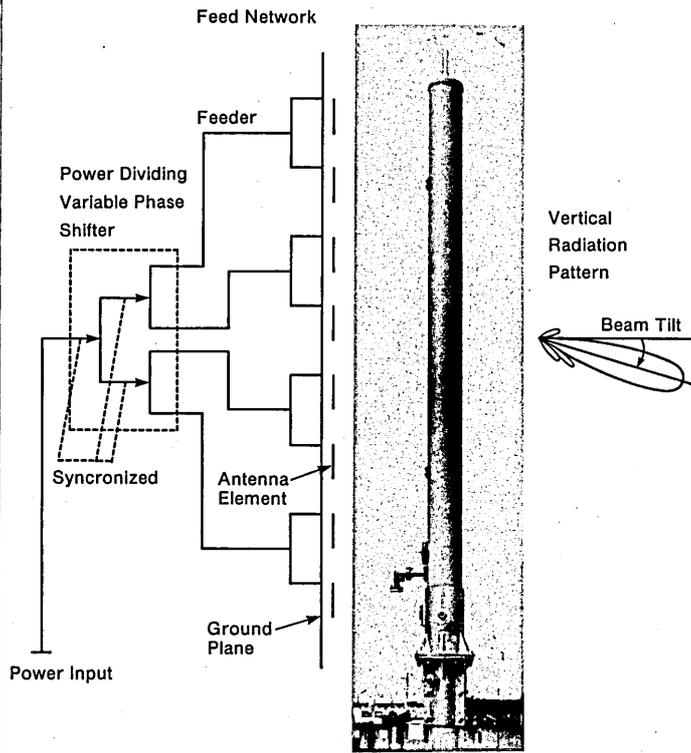


Fig.1 チルトが可変の基地局アンテナ

多く使われるようになってきている。このとき所望セル外への輻射をできるだけ抑えることが望まれ、垂直指向性において上方（天空側）サイドローブや主ビームの反対側に出るバックローブをできるだけ小さくすることが要求されている。また、現在は移相器のダイヤルを手動で回してチルト角を変える方式が多いが、移相器をモータ駆動にし、アンテナに接近しなくてもアンテナが取り付けられているビルや鉄塔の下方からリモートコントロールでチルト角を変更したり、さらにはオペレーションセンターから一括で全基地局アンテナのチルトを遠隔制御したいという要求が強くなってきている。

2. 2 偏波ダイバーシチアンテナ

携帯電話通信系ではフェージングによる通信品質の劣化を軽減するため通常ダイバーシチ受信方式が採用されている。このため基地局アンテナも受信用として2系統必要となる。従来は水平指向性が同じアンテナを一定間隔離して受信するスペースダイバーシチや指向方向を異にする2本のアンテナを用いる指向性ダイバーシチが多く採られてきたが、基地局の数が非常に増え、アンテナ設置場所の確保が難しくなった昨今、設置スペースを低減できる偏波ダイバーシチアンテナの採用が主流になりつつある。これは外見上は1本のアンテナの中に偏波面の異なる2系統のアンテナを収納したもので、偏波面としては垂直、水平の場合と斜め ± 45 度の場合の2方式があるが、 ± 45 度方式の採用が増えてきている。偏波ダイバーシチアンテナに要求される特性としては、①両偏波の相関が小さいこと、②両偏波の平均受信電力がほぼ等しいこと、③両偏波の水平指向性がほぼ等しいこと、④セクターの周辺部（アンテナ正面から外れた場所）から見た場合にもできるだけ両偏波の直交性が保たれること、があげられる。ダイバーシチゲインについては ± 45 度偏波ダイバーシチアンテナの場合、スペースダイバーシチに比べ、ほとんど同じ値が得られていることが報告されている [1]。

2. 3 塔頂アンプ

基地局の送信電力および受信感度と携帯機の送信電力および受信感度の均衡がとれ、下り方向（基地局→携帯機）のサービスエリアが上り方向（携帯機→基地局）のサービスエリアとが一致することが理想的であるが、実際にはバランスがとれない場合が生ずる。特に上り方向のサービスエリアが下り方向のそれよりも狭い場合は、携帯機ユーザから、基地局の電波が届いているのに通話ができない、と苦情が寄せられることになる。これを改善する方法として、基地局の受信アンテナと受信機の間

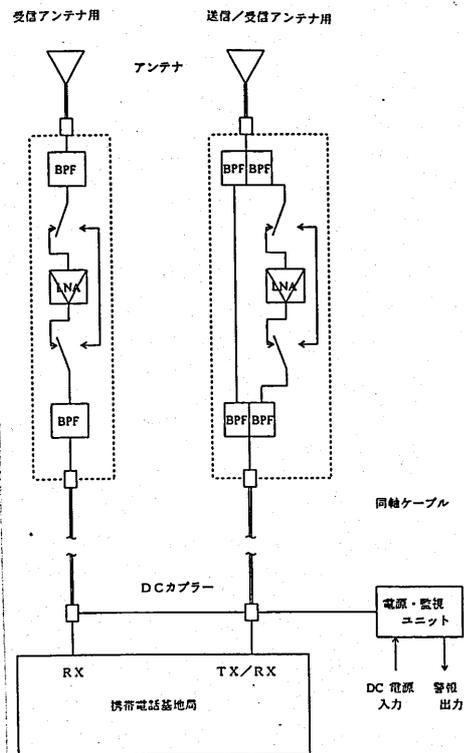


Fig.2 塔頂アンプの構成

ノイズアンプ)を挿入することにより給電ケーブルのロス(通常約4 dB)によるNF(雑音指数)の劣化を回避する方法がある。このアンプを塔頂アンプまたはタワートップアンプと呼んでいる。この塔頂アンプは基地局を設置する最初の段階から回線設計に組み込まれて使われる場合と、基地局の運用開始後付加する必要が生じる場合がある。前者のような使われ方はすでに多いが、後者のようなニーズは最近出てきている。後者の例としては、当初は上下回線のバランスがとれていたが、携帯端末の性能向上により下りの受信感度が向上し、今まで電波が届いていない場所とされていたビル内等でも携帯機がサービスエリアと認知する場合などがある。塔頂アンプの設置構成図を Fig.2 に示す。塔頂アンプを使用しない場合、アンテナの熱雑音を含めた受信回路の総合NFは約7.5 dBであるが、塔頂アンプを使用することにより、使用しない場合に比べ受信系のNFを約3 dB改善することができる。Fig.2 に示すように塔頂アンプ系はLNAとBPF(帯域通過フィルタ)と組み合わせられた構成になるがBPFの挿入損失をできるだけ小さくしてさらにNFの改善を図るため、このBPFに超伝導フィルタを用いる提案もあり、米国では実験も行われている。しかし、アンテナ自体が大地から受ける熱雑音は回避できないので、超伝導フィルタを使うことによるNFの改善は常温フィルタの場合に比し、せいぜい2 dB程度と推定され、実使用はコストとの兼ね合いになると考えられる。

2.4 光マイクロ波アンテナ

携帯電話も今やユーザにとってはどこでも使えるのが当たり前というような感覚になりつつある。したがって、携帯電話事業者は郊外的高速道路上、小さな田舎町、道路トンネルの中、地下街、地下鉄など比較的通話量の少ない地域や電波が遮蔽された狭いゾーンでも通話ができるようにすることが求められている。その実現方法の一つが光マイクロ波アンテナと呼ばれるもので、これは通常は同軸ケーブルが使われるアンテナの給電線を光ファイバケーブルを用いて短い場合で100m、長い場合で15kmぐらいまで延長した基地局アンテナと考えることができる。このアンテナシステムの構成図と写真を Fig.3 および Fig.4 に示す。Fig.3 は基地局と遠方のサービスエリアを光マイクロ波アンテナで結ぶも

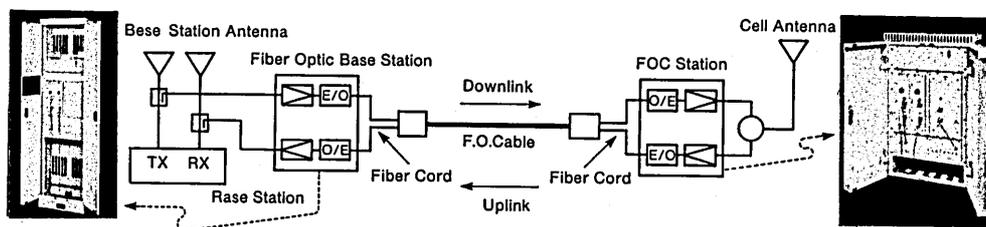


Fig.3 サービスエリア拡大用 光マイクロ波アンテナ

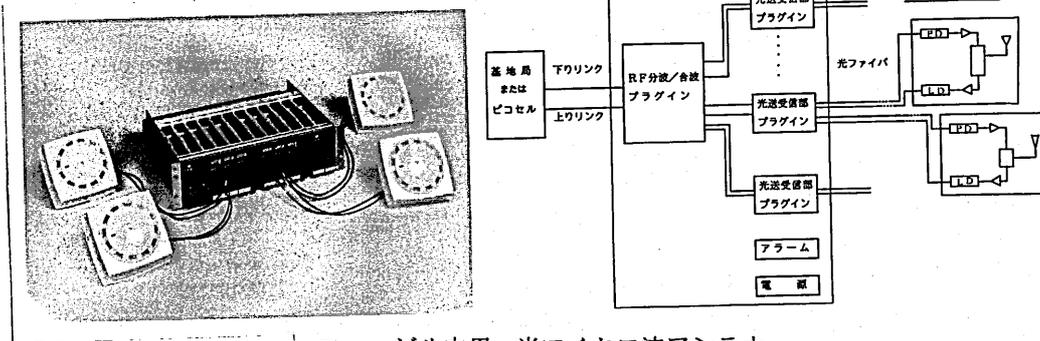


Fig.4 ビル内用 光マイクロ波アンテナ

ので基地局アンテナの主給電線に挿入されたカプラーと光ファイバケーブルおよびその両端のE/O, O/E変換装置を介してRF信号が伝送される。Fig.4は同様な機能の製品であるが大型ビル内の各階をサービスする目的のもので基地局RF信号を複数に分岐/合波し遠隔のE/O, O/Eモジュールは室内用アンテナのレドーム内に収納し、設置の簡便さと美観を意図している。Fig.4は光部分の分配をスター型にしているが、ツリー型にすることも可能で、その場合は上りリンクにおいて、レーザーの発振波長の微差によるビート雑音の発生を避けるために波長多重方式を採用する必要がある。

2. 5 環境問題

数多くの基地局アンテナが林立することはその地域の美観を損ねたり、電磁波有害説などもあり、アンテナの数を減らしたり、目立ちにくくすることは重要な課題となっている。アンテナの数を減らす点では、2. 2項で述べた偏波ダイバーシチアンテナが一役買っているが、さらにこれを3本まとめてひとつのレドームに収納したアンテナも使われている[2]。事情は外国でも同じ様であり、アンテナをカムフラージュするための工夫がいろいろ

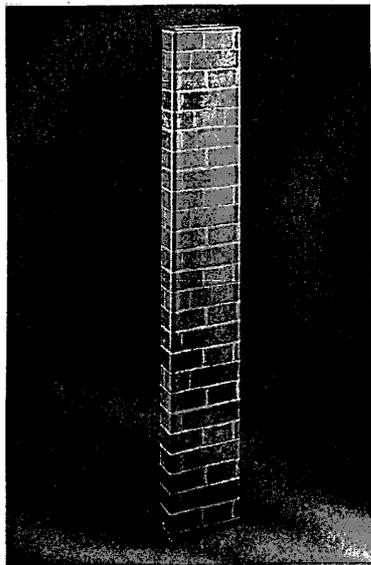


Fig.5 ビル壁面と同デザインのアンテナ



Fig.6 人工樹木に設置したアンテナ

いる凝らされている。米国での例を Fig.5 ~ Fig.7 に示す。Fig.5 はレドームをビルの壁面と同じデザインにしたアンテナ、Fig.6 は人工の樹木にアンテナを目立たないように取り付けており、Fig.7 は教会の十字架にアンテナを組み込んでいる。そのほか国旗掲揚ポール、街灯柱、ビル屋上の貯水タンクの利用などがあり、アンテナの擬装を専門にしている会社もある。

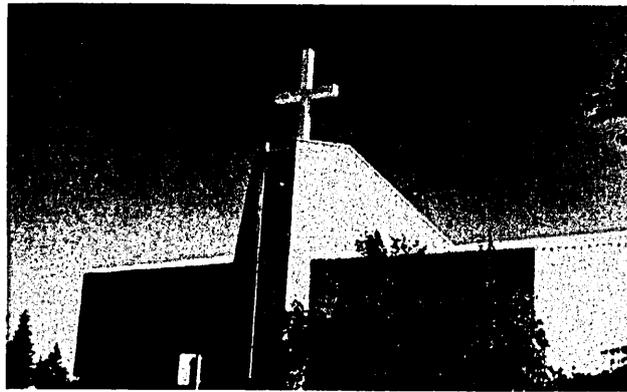


Fig.7 十字架に擬したアンテナ

3. PHS 基地局用アンテナ

PHS 基地局はサービスエリアの大きさに応じて出力が 20 mW から 500 mW まで数種類のものがあり、それぞれの出力に対応して用いられるアンテナが異なる。大半は無指向性アンテナである。一般的に大出力の基地局ほど広いエリアをカバーしようとするのであるが、携帯端末の出力は一定であるので、大出力の基地局には遠くの端末からの受信電力を所要値以上確保するため高利得、多ブランチアンテナが用いられる。Fig.8 は利得が 6dBi、ブランチ数が 4 の偏波ダイバーシチアンテナの例である。また PHS においては干渉波を抑圧しトラフィック容量を上げるためアダプティブアレーアンテナも実用化され、

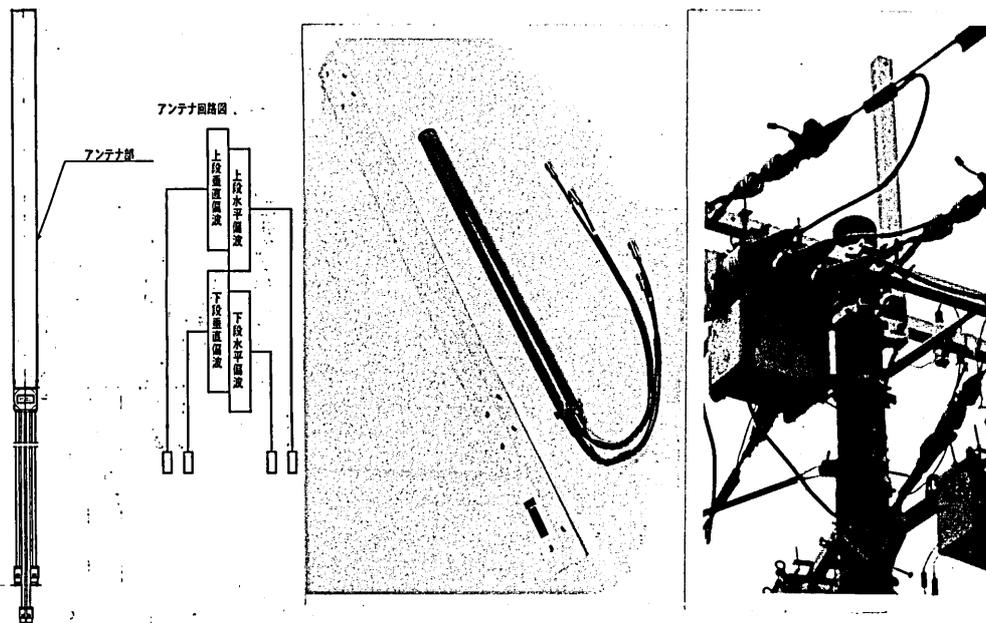


Fig.8 PHS 基地局用 4 ブランチ偏波ダイバーシチアンテナ

一部で使われている [3]。PHSは基地局が小型、安価で設置が容易であることからビル内、地下街等屋内サービス用にも多く使われているのが、ひとつの特色であるが、そのためのアンテナとして、非常に小型で天井取り付けに適したディスクアンテナ (Fig.9) が数多く用いられている。

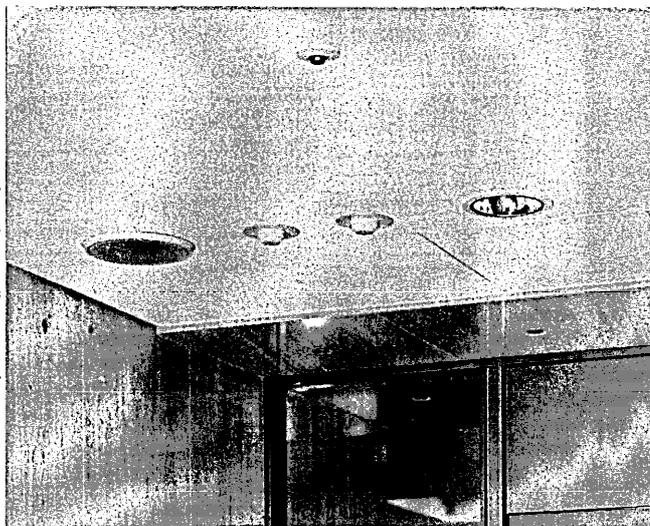


Fig.9 PHS室内基地局用 ディスクアンテナ

4. IMT-2000

IMT-2000は広帯域CDMA方式の世界標準の次世代移動体高速通信であるが、我が国では2001年からのサービス開始を目指して準備が進められている。周波数は2GHz帯が使われる。基地局用アンテナとしてどのようなものが用いられるのか、現時点では確定していないが、基本的には前節までに述べた携帯電話およびPHS基地局アンテナの技術の延長線上にあるアンテナが使われることになると予想される。ただ、CDMAではTDMA以上に他局の干渉波を避ける必要があるのでサイドローブの抑圧要求は厳しくなる可能性がある。また、新たにアンテナ設置に適した場所を確保することが物理的、経済的にますます難しくなると思われ、現行の携帯電話周波数(0.8/1.5GHz)とIMT-2000周波数(2.0GHz)とのデュアルバンドアンテナは歓迎されるであろう。

5. おわりに

非常に限定された知見をもとにしたものであるが、実用面から見た移動体通信用基地局アンテナの動向について述べた。今後、コンパクト性、経済性、保守性、環境との整合性がいっそう求められていくであろう。

文献

[1] U.Wahlberg, S.Widel, C.Beckman, "The Performance of Polarization Diversity Antennas at 1800 MHz", IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium 1997, Digest, pp.1368-1371

[2] 中野、佐藤、新井、"携帯・自動車電話基地局用小型偏波ダイバーシティアンテナの実用化" ARIB 機関誌, No.4, pp.32-35, 1997

[3] 神野、横田、藤塚、"PHS用アダプティブアンテナの実用化" ARIB 機関誌 No.14, pp.17-21, 1999