輻射科学研究会資料
RS03-01

導波型非線形光学デバイスとその光通信・量子光学への応用

Waveguide Nonlinear-Optic Devices and Their Applications to Optical Communications and Quantum Optics

栖原 敏明
大阪大学大学院 工学研究科 電子工学専攻

Toshiaki Suhara
Dept. Electronics, Graduate School of Engineering, Osaka University

2003年5月28日
於 住友電気工業(株)大阪本社

招待論文

光通信用$LiNbO_3$導波路擬似位相整合非線形光学デバイス

栖原　敏明†

$LiNbO_3$ Waveguide Quasi-Phase Matched Nonlinear-Optic Devices for Optical Communication Systems

Toshiaki SUHARA†

あらまし　$LiNbO_3$導波路と周期的分極反転構造を用いた擬似位相整合(QPM)非線形光学(NLO)デバイスは光通信分野で多くの応用がある．DWDMネットワークへの応用を目指すQPM差周波発生(DFG)型波長変換デバイスは，広波長域，高トランスペアレンシ，低雑音などの特徴を有する．また光サンプリングデバイスや全光スイッチングデバイスが実現可能で，将来の超高速光通信システムへの応用が期待できる．筆者らの研究を中心に紹介し，この分野の可能性と課題を概観する．

キーワード　非線形光学，光波長変換，擬似位相整合，光導波路，光通信

1. まえがき

強誘電体非線形光学(NLO)材料を用いた導波型波長変換デバイス[1]～[5]は，高密度光メモリシステムのための小型短波長コヒーレント光源の実現[6],[7]を主な目的として約10年間にわたり活発に研究されてきた．その過程で開発された擬似位相整合(QPM)のデバイス化技術は広い光波長域で適用可能であるため，光通信・光情報処理・光計測の分野での応用を目指して多くの基礎研究がなされている．

光通信の分野では，高密度波長多重(DWDM)光ネットワークシステムのためのキーデバイスの一つとして波長変換デバイスの重要性が認識され，各種の方式が活発に研究されている．QPM-NLO波長変換デバイスは，広い波長域や低雑音など他の方式と異なるいくつかの特徴を有し，有力方式の一つとして研究されている．また非線形光学現象の超高速性を利用することにより，QPM-NLOデバイスで光スイッチングなどの高速光制御・信号処理を行うことができ，将来の超高速光通信システムへの応用が期待できる．これらの応用には半導体レーザを励起光源として作動する実用的なデバイスの開発が要求され，多くの可能性と研究課題がある．

本論文では，この種のデバイスの基礎理論と基礎技術を整理するとともに，筆者らの研究を中心に最近の結果を含めて紹介・報告し，光通信のための導波型擬似位相整合非線形光学波長変換・スイッチングデバイスの可能性と課題を概観したい．

† 大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻，吹田市
Department of Electronics, Graduate School of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamada-oka, Suita-shi, 565-0871 Japan

2. QPM-NLOデバイスの基本機能と特徴

図1(a)に導波型QPM-NLOデバイスの基本構造を示す．第2高調波発生(SHG)，和周波発生(SFG)，差周波発生(DFG)・パラメトリック光増幅(OPA)などの2次NLO作用を高効率に行わせるデバイスを実現するには，非線形性の顕著な材料内で位相整合をとる必要がある．擬似位相整合(QPM)は，伝搬軸に沿ってNLO係数の符号を周期Λで反転した構造を設け，NLO分極と発生しようとする波の波動ベクトル$\boldsymbol{\beta}$の違いを周期構造の波数ベクトル$\boldsymbol{K}$ ($|\boldsymbol{K}|=K=2\pi/\Lambda$)で補償することで位相整合をとる方法である[8]．QPM条件は波動ベクトル図で表示でき，相互作用は非線形モード結合方程式で記述される[9],[10]．図1(b)に各種作用のQPM条件及びQPM下での各波長光強度の伝搬座標依存性を示す．

QPMでは周期さえ適当に選べば結晶の透過域内で任意の波長組合せに対して整合できるので，単一材料

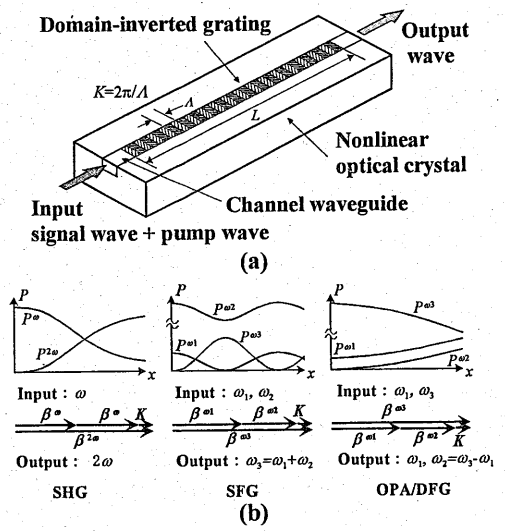


図1 QPM-NLOデバイスの基本構造と各種非線形相互作用及びQPM条件

Fig. 1 Fundamental structure of QPM-NLO devices, nonlinear interactions, and QPM conditions.

で極めて広い波長範囲のデバイスを実現できる利点がある．またNLOテンソル最大成分を利用できるので高効率化に有利で，導波路に光波を閉じ込めてパワー密度を高めることにより著しい高効率化と小型化が図れる．

ここでモード結合方程式を励起波減衰を無視する近似(NPDA)のもとで解くことで得られる表現式をまとめておく．周波数ωの基本波（励起波）を2ωの高調波に変換するSHGでは，低出力領域での高調波出力パワーは次式で与えられる．

$$P^{2\omega}(L) = P_0^{\omega 2}\kappa_{\mathrm{SHG}}^2 L^2 \{\sin(\Delta_{\mathrm{SHG}}L)/(\Delta_{\mathrm{SHG}}L)\}^2 \quad (1)$$

$$2\Delta_{\mathrm{SHG}} = \beta^{2\omega} - (2\beta^{\omega} + K) \quad (2)$$

ここでP_0^{ω}は入力基本波パワー，κは結合係数，Lは相互作用長，ΔはQPM条件からのずれを表す．QPM条件(Δ_{SHG}=0)のもとでは出力パワーはLの増大に対して単調に増大する．

周波数ω_1の信号波とω_2の強い励起波を入力して$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$の和調波に変換するSFGでは，出力波パワーは次式で与えられる．

$$P^{\omega 3}(L) = P_0^{\omega 1} P_0^{\omega 2} \kappa_{\mathrm{SFG}}^2 L^2 \times \left\{ \frac{\sin(\sqrt{(\omega_1/\omega_3)\kappa_{\mathrm{SFG}}^2 P_0^{\omega 2} + \Delta_{\mathrm{SFG}}^2}L)}{\sqrt{(\omega_1/\omega_3)\kappa_{\mathrm{SFG}}^2 P_0^{\omega 2} + \Delta_{\mathrm{SFG}}^2}L} \right\}^2 \quad (3)$$

$$P^{\omega 1}(L) = P_0^{\omega 1} - (\omega_1/\omega_3)P^{\omega 3}(L) \quad (4)$$

$$2\Delta_{\mathrm{SFG}} = \beta^{\omega 3} - (\beta^{\omega 1} + \beta^{\omega 2} + K) \quad (5)$$

SFGは光子数関係を表すManley-Roweの法則[10]に従う．このためSFGに伴ってω_1の波は減衰する．しかしκLまたは入力パワーが大きいときは伝搬途中でSFGからDFGに転じ，入力と位相反転したω_1の波が生じる．

周波数ω_1の信号波とω_3の強い励起波を入力して$\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$の差調波に変換するOPA/DFGでは，出力波パワーは

$$P^{\omega 2}(L) = P_0^{\omega 1} P_0^{\omega 3} \kappa_{\mathrm{DFG}}^2 L^2 \times \left| \frac{\sinh(\sqrt{(\omega_1/\omega_2)\kappa_{\mathrm{DFG}}^2 P_0^{\omega 3} - \Delta_{\mathrm{DFG}}^2}L)}{\sqrt{(\omega_1/\omega_2)\kappa_{\mathrm{DFG}}^2 P_0^{\omega 3} - \Delta_{\mathrm{DFG}}^2}L} \right|^2 \quad (6)$$

$$P^{\omega 1}(L) = P_0^{\omega 1} + (\omega_1/\omega_2)P^{\omega 2}(L) \quad (7)$$

$$2\Delta_{\mathrm{DFG}} = \beta^{\omega 3} - (\beta^{\omega 1} + \beta^{\omega 2} + K) \quad (8)$$

で与えられ，同法則に従って差周波(アイドラ波)が発生(DFG)するとともに信号波が増幅(OPA)される．以上の式から，いずれの場合でもQPM条件のもとでの変換効率は近似的に相互作用長Lの2乗と入力光パワーに比例し，波長帯域はLに反比例することがわかる．なお，$\omega, \omega_1, \omega_2$が同じ波長帯内の周波数のときは，各式の結合係数の間には$\kappa_{\mathrm{SHG}} \fallingdotseq \kappa_{\mathrm{DFG}} \fallingdotseq \kappa_{\mathrm{SFG}}/2$の関係がある．

以上では連続波のNLO波長変換に対する基本的な数式表現を示した．パルス光に対する波長変換でもパルス幅が広い場合にはこれらの式を近似的に適用できる（連続波近似）が，超短パルスの場合は相互作用する異波長パルス間のウォークオフが問題となり，変換効率が低下する．パルス光スペクトル幅がQPM波長帯域より広い場合は変換効率と波長変換出力パルス幅がQPM帯域で制限されると考えることもできる．このような超短光パルスに対するNLO波長変換特性は時間に依存するモード結合方程式の解をビーム伝搬法(BPM)で計算することにより，励起波減衰効果も含めて詳細に解析できる[11]．効率や波形の劣化を避け

で高性能を得るためのデバイス設計指針は，デバイス全長を伝搬したときのパルス間ウォークオフがパルス幅を超えない範囲でデバイス長 L を大きくとることである．

3. 周期的分極反転構造形成技術

強誘電体結晶では QPM 用の NLO 係数符号反転構造は自発分極の周期的反転で実現できる．その作製は QPM-NLO デバイスの重要技術であり，多くの方法が検討されてきたが [1]～[4],[12]，周期電極を用いてパルス電圧を印加する電界印加法 [13] が最も優れた方法と考えられ，確立されてきた．周期電極としては，短波長光発生デバイス用の短周期 QPM 構造作製では，金属薄膜からなる梯子型電極や波板電極を用いることで良好な結果が得られる [6],[14]．光通信波長用デバイスでは周期は 10μm 以上と長いので，簡便な液体電極 [15],[16] の利用でも良好な結果が得られる．図 2 に筆者らが用いている作製装置を示す．z-cut $LiNbO_3$ 基板 (厚さ 0.5mm) の $+z$ 面にレジスト (厚さ約 6μm) グレーティングを設け，濾紙含浸 LiCl 水溶液を電極として電圧パルス（～反転抗電界 21kV/mm× 結晶厚さ 0.5mm=10.5kV）を印加する．必要電荷量（=自発分極電荷密度 70μC/cm^2×2× 反転面積）が流入したときに印加を停止するようにパルス幅を自動制御する [6],[14]．光通信波長デバイス用の QPM 構造が再現性よく作製できている．図 3 に分極反転構造（エッチング後）の SEM 写真の例を示す．

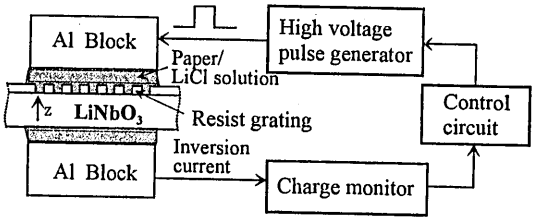


図 2 電界印加法による周期的分極反転構造形成
Fig. 2 Formation of periodically domain-inverted structure by applying voltage pulse.

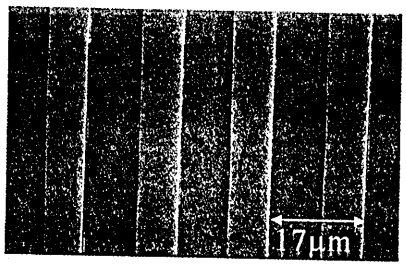


図 3 分極反転構造（エッチング後）の SEM 写真
Fig. 3 SEM photograph of domain-inverted grating (after etching).

4. 差周波発生型波長変換デバイス

4.1 理論特性と特徴

導波型 QPM-DFG デバイスに信号光 (ω_s, λ_s) と連続励起光 (ω_p, λ_p) を入力すると，周波数軸上で $\omega_p/2$ に関して ω_s と対称な点の周波数 (ω_d=$\omega_p - \omega_s$) をもつ差周波（波長 λ_d）が得られることを利用して，信号光の波長変換を行う [17],[18]．図 4 に $LiNbO_3$ 導波路の実効屈折率をバルク屈折率で近似して計算した信号光，励起光，差周波 (出力信号) 光の波長と QPM 周期の関係を示す．波長 1.5μm 帯（1.3μm 帯）の信号を同波長帯の別波長に変換するには 0.78μm（0.65μm）近傍の励起光と周期約 18μm（12μm）の QPM 構造，1.5μm 帯 ⇔1.3μm 帯の変換には 0.71μm 近傍の励起光と周期約 15μm の構造を必要とする．

$LiNbO_3$ 導波路で信号波と励起波のモードサイズを 8×6μm^2, 3×4μm^2 とし，両モード中心が一致すると仮定してガウス関数近似で結合係数 [9] を計算すると κ_{DFG}=1.5W$^{-1/2}$cm^{-1} が得られる．図 5 にこの値を用いて式 (6) から計算した規格化変換効率 P_d/P_sP_p と波長帯域のデバイス長 L 依存性を示す．L=20mm のデバイスでは 1000%/W 以上の規格化効率，100mW 程度の励起光パワーで効率 0dB の波長変換が期待できる．これまでの実験例として，L=42mm のデバイスで規格化効率～500%/W，励起パワー 90mW で −4dB

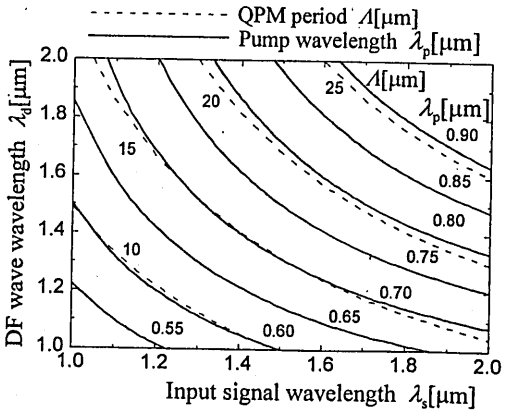


図 4 信号光・励起光・差周波光の波長と QPM 周期の関係
Fig. 4 Relation of signal, pump, difference frequency wavelengths and QPM period.

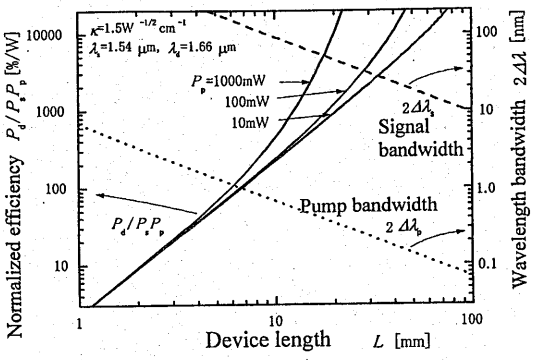


図5 変換効率と波長帯域のデバイス長依存性
Fig. 5 Conversion efficiency and wavelength bandwidths dependent on device length.

の高効率が報告されている [19].

信号光波長 λ_s を一定としたときの励起光波長帯域 $2\Delta\lambda_p$ は，λ_d と λ_p における分散の違いのため制限され，比較的狭い値（L=20mm では0.3nm）である．差周波出力波長可変範囲は $2\Delta\lambda_d=4\times2\Delta\lambda_p$ である．一方，励起光波長 λ_p を一定としたときの信号光波長帯域 $2\Delta\lambda_s$ は，λ_s と λ_d が互いに逆に増減するので分散が相殺されることから，数十 nm 以上の広い帯域が得られる．したがって単一デバイスで現在の光通信帯全域をカバーできる．また Tb/s 級の高速信号の波長変換が可能である．図6に示すような多波長一括波長変換も可能である．一括変換では励起光減衰を介してチャネル間のクロストークが発生する．図7に式(6)と Manley-Rowe の法則によるクロストーク計算の結果を示す．あるチャネルの差周波出力に着目し，他の全チャネルで入力がない場合の出力パワーと，他全チャネルに信号入力され励起光減衰がある場合の出力パワーの差を近似計算することにより最大クロストークレベルを見積もった．差周波光発生相対出力信号レベル P_d/P_p が低い領域ではクロストークは問題にならないことがわかる．

半導体光増幅器を用いた波長変換デバイスでは ASE 雑音が発生するのに対し，DFG デバイスではこの種の雑音は生じない．標準量子限界と比較するとわずかな雑音発生がある [20] が，極めて低雑音な波長変換が可能である．もう一つの特徴は，差周波出力波は入力信号の位相とコヒーレントな関係にあるので，情報トランスペアレンシが保たれることである．差周波出力スペクトルが入力信号のそれの鏡像となる (位相共役波になる) ことから，光ファイバ伝送の分散補償に利

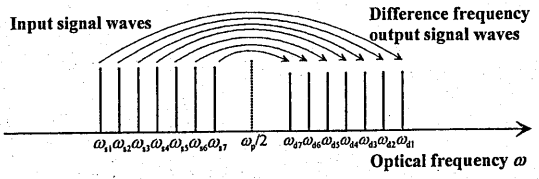


図6 DFG による多波長一括波長変換
Fig. 6 Simultaneous wavelength conversion of multichannel signal by DFG.

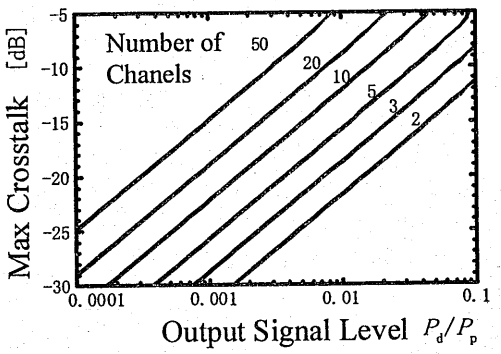


図7 多チャネル同時変換時のクロストーク
Fig. 7 Crosstalk in multichannel simultaneous conversion.

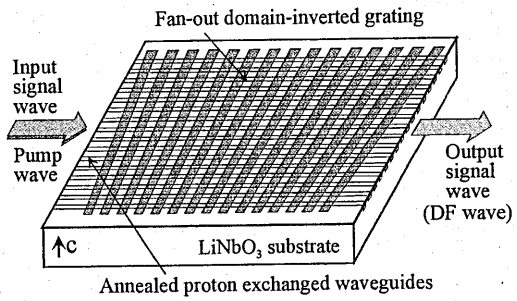


図8 多チャネル導波型 QPM-DFG 波長変換デバイス
Fig. 8 Multichannel waveguide QPM-DFG wavelength conversion device.

用することもできる [21].

4.2 基礎実験結果

まず 図8のような扇型周期的分極反転構造 [22] (Λ=19～23μm, L=3 mm) をもつ多チャネル導波型 QPM-DFG 波長変換デバイスを作製した [18]．チャネル導波路アレーは Al 薄膜マスクを用いたプロトン交換 (200°C安息香酸中1.5hr) とアニーリング (350°C, 6hr) で形成した．DFB レーザからの λ_s=1.54μm の信号光と Ti:Al_2O_3 レーザからの λ_p=0.8μm の励起光に

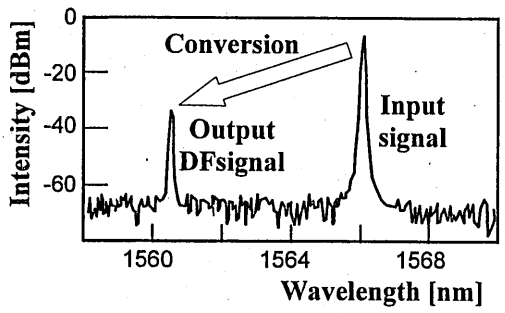


図9 DFGデバイスによる波長変換
Fig. 9 Wavelength conversion by DFG device.

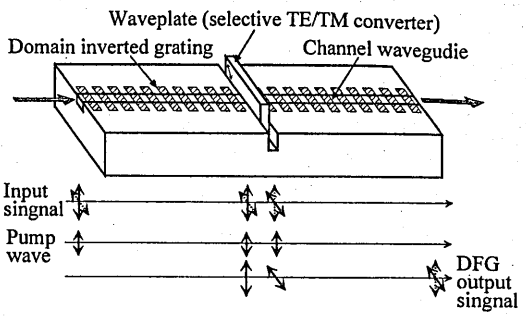


図10 偏波無依存QPM-DFG波長変換デバイス
Fig. 10 Polarization independent QPM-DFG wavelength conversion device.

対して，$\Lambda \fallingdotseq 20\mu$mのチャネルで$\lambda_d$=1.67$\mu$mのDFG出力が得られた．励起光波長帯域は理論予測に近い2.4nmであった．続いて種々のマスクチャネル開口幅で作製し最適化を行った．開口幅4μmでモードサイズ8.9×5.4μm^2（信号波），3.4×4.3μm^2（信号波）が得られ，相互作用長L=30mm，Λ=17.2μmのデバイスで規格化効率120%/W，励起波長帯域0.5nmの波長変換(1566nm→1560nm)が得られた．図9にデバイス出力光のスペクトルを示す．効率が理論予測に満たない主要因は導波路損と思われ，現在改善のためデバイス作製・評価を続けている．

4.3 偏波無依存化

QPM-DFGデバイスは最大非線形光学テンソル成分d_{33}を利用するため，上記構成では単一の偏光しか波長変換できない．光ファイバ通信応用では多くの場合，偏波無依存化が要求され重要課題である．外部偏光ビームスプリッタと波長板を組み合わせた偏波無依存化が提案されている[23],[24].

筆者らが提案・検討している集積化偏波無依存QPM-DFGデバイスを図10に示す．z-cut $LiNbO_3$結晶内にTE/TM両モードを導波するチャネル導波路とQPM用周期的分極反転構造を形成し，導波路の中間点に溝を設けて薄膜型（ポリイミド）波長板[25]を45°光学軸で挿入する．信号光波長(1.5μm帯)用1/2波長板は波長変換前及び後の信号波をTE⇔TM変換するが，波長が約1/2倍の励起光に対しては近似的に1波長板として働き偏波変換しない．信号光TM成分はデバイス前半で波長変換された後にTEに変換され，TE成分はTMに変換された後に後半で波長変換されるので，効率が入力偏波に無依存な波長変換を実現できる．

このデバイスはTE/TM両モードを導波する導波路を必要とするが，APE導波路は異常光のみしか導波しないので利用できず，Ti拡散導波路は光損傷の懸念がある．そこで両モードを導波し，光損傷耐性が高いと期待されるZn拡散導波路の利用を検討している．$LiNbO_3$結晶上にスパッタ堆積したZnO膜(厚さ220nm)を低圧雰囲気中（10Torr, Air）で拡散(890°C,0.5hr)することにより，良好な両モード導波路を作製できることを見出した[26]．分極反転構造作製とQPM波長変換の予備的実験結果（1.5μm帯SHG及びDFG，L=10mmで規格化効率～15%/W）が得られた[27].

5. 超高速光制御デバイス

2次NLO効果は超高速現象であるから，古くから各種の超高速光制御に利用されてきた．QPM技術と導波路技術の適用により多くのデバイス実現が期待できる．QPM-SHGに伴う実効的な屈折率変化（カスケード$\chi^{(2)}$効果）の全光スイッチングへの応用[28]，カスケードSFG-DFGによる位相反転と偏光カーシャッター型光学系による全光スイッチング[29]，SFGにおける信号減衰を利用した負論理光ゲート[30]などが研究されている．半導体光スイッチは動作波長域が狭く，応答速度がキャリヤ寿命で制限されるのに対して，QPM-NLOデバイスでは動作波長を広い波長域で任意に設定でき，原理的に超高速動作が可能である．また光ファイバ中の3次NLO効果を利用する超高速光制御に比較して，小型化・集積化に有利な特徴がある．以下に筆者らが検討しているQPM-NLO超高速光制御・信号処理デバイスについて述べる．

5.1 SFG光サンプリングデバイス[31]

QPM-SFGデバイスに異波長の信号光とパルス光を入力して和周波を発生すると，式(3)からわかるよう

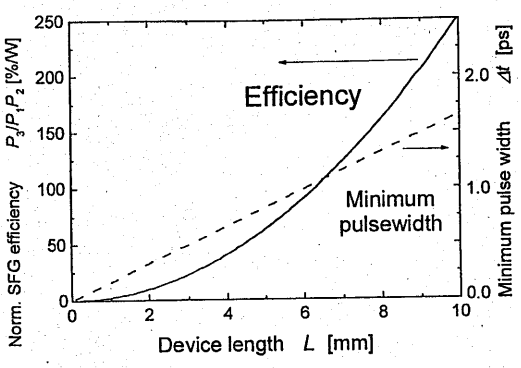


図11 規格化SFG効率と適用可能最短サンプリングパルス幅のデバイス長依存性の計算結果

Fig. 11 Calculated normalized SFG efficiency and minimum appropriate sampling pulse width dependent on device length.

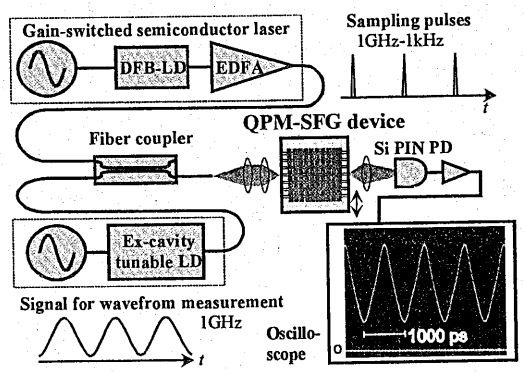


図12 QPM-SFGデバイスによる光サンプリングの実験系と観測波形

Fig. 12 Experimental setup for optical sampling by QPM-SFG device and observed waveform.

に出力SF光パワーは近似的に入力光パワーの積に比例するためデバイスは光乗算器として働く．繰返し変調された信号波と同期した超短パルス（サンプリングパルス）を入力してSF光を積分検出し，パルス位相を走引すれば信号波形を低速観測できる．この光乗算機能は超高速光TDM信号の復調にも応用可能である．図11にκ_{SFG}=1.6W$^{-1/2}$cm^{-1}として式(3)から計算した規格化効率と，適用可能最短サンプリングパルス幅のデバイス長依存性の計算結果を示す．

図12に光サンプリングの実験系を示す．相互作用長L=5mm，周期Λ=16.0～17.8μmのQPM-SFGデバイスを作製し，高速変調した外部共振器型可変波長半導体レーザからの信号と利得スイッチング駆動DFBレーザからの幅25psのサンプリングパルスを入力し，

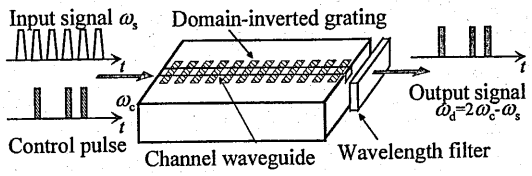


図13 QPM-SHG/DFGデバイスによる波長変換型光スイッチング

Fig. 13 Wavelength-conversion-type optical switching using QPM-SHG/DFG device.

サンプリング動作の確認を行った．得られた波形観測結果の例を同図右下に示す．従来のバルク結晶を利用した光サンプリングより約3けた高い43%/Wの効率が得られた．理論分解能は約1psである．デバイス長を短くすれば効率は低下するがフェムト秒サンプリングも可能である．

5.2 SHG/DFG光スイッチングデバイス[32]

周波数ω_cの光に対してQPM-SHG条件を満たすQPMデバイスにω_cの光とω_s（$\omega_s \neq \omega_c$, $\omega_s \sim \omega_c$）の光を入力すると，$2\omega_c$のSH光が発生すると同時にSH光とω_sの光とのDFGにより$\omega_d=2\omega_c-\omega_s$の差周波光も発生する．したがって図13のように$\omega_s$の入力信号光を$\omega_c$の制御光でスイッチングして$\omega_d=2\omega_c-\omega_s$の出力信号光を得る波長変換型光スイッチを実現できる．構造が簡単で，入力信号，制御光，出力信号を共に同一光通信波長帯（1.5μm帯）内の波長とすることができる特徴がある．

DFGに対しては厳密にはQPM条件は成立しないが，変換効率低減はほとんど無視できる．入力信号光と制御光のパワーをP_s, P_cとすれば，パルス幅が広いとき，出力信号パワーP_dは近似的に

$$P_d = P_s P_c^2 \kappa_{SHG}^2 \kappa_{DFG}^2 L^4/4 \qquad (9)$$

で与えられる．BPM解析から，$\kappa_{SHG}=\kappa_{DFG}$=1.5W$^{-1/2}$cm^{-1}, L=3.3mmのデバイスでは，パルス幅1ps，ピークパワー3Wの制御光で効率P_d/P_s～10%のスイッチングが可能なことがわかった．

Λ～17μm，L=10mmのデバイスを作製した．CW光に対して規格化効率40%/WのSHG特性が得られた．外部共振器型可変波長半導体レーザからの信号光（CW）と利得スイッチング駆動(1GHz)DFBレーザ光を圧縮した幅10psの制御パルス光を入力してスイッチング実験を行った．出力光スペクトルを図14に示す．出力端で測定した制御パルスの平均パワーは約20mW（ピークパワー～2W）であった．スイッチン

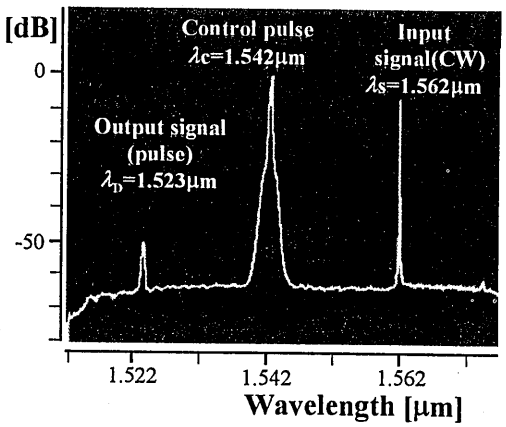


図14 QPM-SHG/DFGスイッチングデバイス出力光のスペクトル

Fig. 14 Spectrum of output waves of QPM-SHG/ DFG switching device.

グによる差周波出力信号が確認できた．また式(9)が示す $P_d \propto P_s P_c^2$ の入力パワー依存性も確認できた．

5.3 SFG干渉計型光スイッチングデバイス[33]

図15にQPM-SFG区間とπ位相シフタを両アームに集積化した導波型Mach-Zehnder干渉計からなる光スイッチを示す．周波数 ω_1 の信号光と ω_2 （$\omega_2 \neq \omega_1$, $\omega_2 \sim \omega_1$）の制御パルスを入力する．制御パルスがオフのときには，両アームを伝搬した信号光は合流部で干渉相殺するので出力は現れない．制御パルスがオンになるとSFG部では和周波（$\omega_3=\omega_1+\omega_2$）発生のため信号光は減衰し，合流部での相殺は不完全となり信号が出力される．したがって正論理の光スイッチングが実現できる．入出力信号光は同一波長である．パルス幅が広く，QPM条件が満たされているとき，式(3),(4)を用いた計算により，このデバイスの信号光伝達率は

$$P_{1\mathrm{out}}/P_{1\mathrm{in}} = \sin^4\left\{(\pi/4)\sqrt{P_{2\mathrm{in}}/P_c}\right\}, \qquad (10)$$

$$P_c = (\pi^2/2)(\omega_3/\omega_1)/(\kappa_{\mathrm{SFG}}^2 L^2)$$

で与えられる．$P_{2\mathrm{in}}$ は入力制御光パワー，P_c はSFG部で信号光が完全減衰する制御光パワーであり，L=5mmの場合の予測規格化SFG効率 $\kappa_{\mathrm{SFG}}^2 L^2$=63%/Wに対して P_c=16Wである．

Λ=17μm，L=5mmのSFG部及び熱光学効果位相シフタ（薄膜ヒータ）をもつ干渉計全長11mmのデバイスを作製した．ヒータ駆動電圧で位相シフトをπに調整することにより29dBの消光比が得られた．図16のように可変波長半導体レーザからの信号光（CW）と利得スイッチング（1GHz）駆動DFBレーザ光を圧縮した幅10psの制御パルス光を入力してスイッチング実験を行った．出力信号光は低デューティ（<1/00）の超短パルスであるので，ロックイン増幅器を用いて積分測定しピークパワーに換算した．図17に出力信号の規格化ピークパワー $P_{1\mathrm{out}}/P_{1\mathrm{in}}$ の入力制御光ピークパワー依存性を示す．規格化SFG効率 $\kappa_{\mathrm{SFG}}^2 L^2$=40%/Wとしたときの式(10)による理論予測に近いスイッチング特性が得られた．

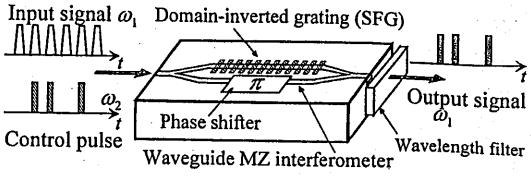


図15 SFG干渉計型光スイッチングデバイス

Fig. 15 SFG interferometer optical switching device.

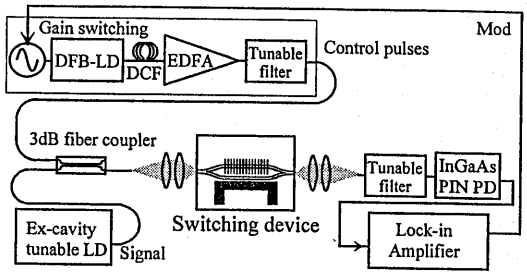


図16 光スイッチング実験光学系

Fig. 16 Setup for optical switching experiment.

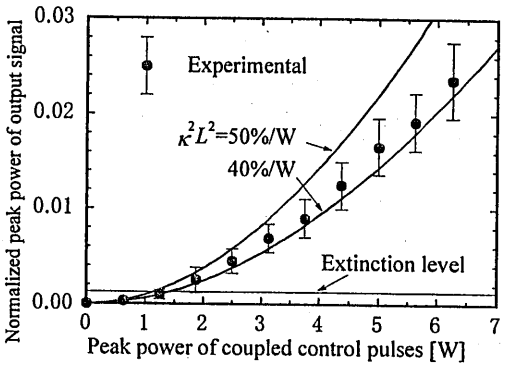


図17 SFG干渉計型光スイッチングデバイスのスイッチング特性

Fig. 17 Switching characteristics of the SFG interferometer optical switching device.

5.4 応答速度限界と改善可能性

QPM-NLO超高速光制御デバイスは，異波長の光

パルス間の分布結合を利用するものであり，各波長の群速度差に起因するウォークオフのため相互作用長拡大による高効率化は限度があり，超高速化と低動作パワー化はトレードオフの関係にある．光通信波長帯(1.5μm帯)の幅1psのパルスに対してQPM-NLO波長変換動作を効率低減と波形劣化なく行わせることのできる最大のデバイス長Lは3.3mm程度である．デバイス長を短くすれば，超高速化はできるが動作に必要なパワーは増大する．この限界を超えて，高速応答と低動作パワーを同時に実現するためには，導波路の分散を人為的に制御して，異波長パルス間の群速度をそろえる必要がある．この群速度整合はDFG波長変換デバイスの励起波長帯域と出力波長可変範囲を拡大することにも有効である．導波路分散制御の手段として周期構造導波路，複合導波路構造，方向性結合器構造などを検討中である．

6. むすび

光通信分野への応用を目指した$LiNbO_3$導波路擬似位相整合非線形光学デバイスに関して筆者らの研究を中心に紹介し，可能性と課題を概観した．理論的考察と基礎実験により，波長変換及び超高速全光信号処理の多くの可能性が示された．しかし実験で得られた波長変換効率はまだ理論予測に比べて低く，光スイッチングはスイッチングパワーが高く信号伝達効率も低いなど，改善すべき問題点も多く残されている．本文で述べた以外の共通の課題には，波長域の拡大，光ファイバとの高効率結合を含むデバイス実装，励起用半導体レーザの開発と集積化，光通信システムでの利用法の開拓などがある．実用的なデバイスの実現を目指して研究を続けたい．

謝辞 本論文は筆者グループの研究をまとめたものである．文献に挙げた著者関連発表論文の共著者各氏の貢献に感謝する．なお本研究は文部科学省科学研究費補助金特定領域研究(A)及び日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究(B)の補助を受けた．

文　献

[1] 栖原敏明, 藤村昌寿, 西原　浩, "擬似位相整合による導波形SHG素子," 信学誌, vol.76, no.6, pp.597–601, June 1993.
[2] 栖原敏明, 西原　浩, "$LiNbO_3$擬似位相整合SHGデバイス," レーザー研究, vol.21, no.11, pp.1097–1105, Nov. 1993.
[3] 藤村昌寿, 栖原敏明, 西原　浩, "$LiNbO_3$周期分極反転構造を有する導波型光波長変換素子," レーザー研究, vol.26, no.3, pp.230–233, March 1998.
[4] 谷内哲夫, 佐藤　学, 伊藤弘昌, "擬似位相整合を用いた波長変換形デバイス," 応用物理, vol.67, no.9, pp.1046–1050, Sept. 1998.
[5] 藤村昌寿, 栖原敏明, "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, pp.539–542, May 2000.
[6] K. Kintaka, M. Fujimura, T. Suhara, and H. Nishihara, "High-efficiency $LiNbO_3$ waveguide second-harmonic generation devices with ferroelectic-domain-inverted gratings fabricated by applying voltage," J. Lightwave Tech., vol.14, no.3, pp.462–468, March 1996.
[7] T. Sugita, K. Mizuuchi, Y. Kitaoka, and K. Yamamoto, "31%-efficient blue second-harmomic generation in a periodically poled NgO:$LiNbO_3$ waveguide by frequency doubling of an AlGaAs laser diode," Opt. Lett., vol.24. no.22, pp.1590–1592, Nov. 1999.
[8] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, N. J. Ducing, and P. S. Pershan, "Interaction between light waves in a nonlinear dielectric," Phys. Rev., vol.127, pp.1918–1939, 1962.
[9] T. Suhara and H. Nishihara, "Theoretical analysis of waveguide second-harmonic generation phase matched with uniform and chirped gratings," IEEE J. Quantum Electron., vol.26, no.7, pp.1265–1276, July 1990.
[10] 栖原敏明, 量子電子工学, pp.161–172, オーム社, 東京, 1994.
[11] 石月秀貴, 栖原敏明, 西原　浩, "$LiNbO_3$導波路非線形光学デバイスにおける超短パルス波長変換特性の解析," 信学論(C), vol.J84-C, no.6, pp.462–470, June 2001.
[12] 栖原敏明, 西原　浩, "擬似位相整合,"応用物理, vol.62, no.9, pp.927–928, Sept. 1993.
[13] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, "First-order quasi-phase matched $LiNbO_3$ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue secondd-harmonic generation," Appl. Phys. Lett., vol.62, no.5, pp.435–436, May 1993.
[14] 金高健二, 藤村昌寿, 栖原敏明, 西原　浩, "電圧印加による$LiNbO_3$ SHGデバイス用分極反転グレーティング作製," 信学論(C), vol.J78-C, no.5, pp.238–245, May 1995.
[15] J. Webjörn, V. Pruneri, P. J. Russel, J. M. R. Barr, and D. C. Hanna, "Quasi-phase-matched blue light generation in bulk lithium niobate, electrically poled via periodic liquid electrodes," Electron. Lett., vol.30, pp.894–895, 1994.
[16] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled $LiNbO_3$," J. Opt. Soc. Am. B, vol.12, no.11, pp.2102–2116, Nov. 1995.
[17] C. Q. Xu, H. Okayama, and M. Kawahara, "1.5μm band efficient broadband wavelength conversion by difference frequency generation in a periodically domain-inverted $LiNbO_3$ channel waveguide," Appl. Phys. Lett., vol.63, no.26, pp.3559–3561, Dec. 1993.
[18] M. Fujimura, A. Shiratsuki, T. Suhara, and H. Nishihara, "Wavelength conversion in $LiNbO_3$ waveguide difference-frequency generation devices with domain-inverted grat-

ings fabricated by voltage application," Jpn. J. Appl. Phys. 2, Lett., vol.37, no.6A, pp.L659–662, June 1998.

[19] M. H. Chou, K. R. Parameswaran, and M. M. Fejer, "Multiple-channel wavelength conversion by use of engineered quasi-phase-matching structures in $LiNbO_3$ waveguides," Opt. Lett., vol.24, no.16, pp.1157–1159, Aug. 1999.

[20] 栖原敏明, 西原　浩, "進行波型非線形光学デバイスによるスクイズド光の発生と変換の理論解析," 信学論 (C-I), vol. J82-C-I, no.6, pp.326–334, June 1999.

[21] M. H. Chou, I. Brener, G. Lenz, R. Scotti, E. E. Chaban, J. Shmulovich, D. Philen, S. Koshinski, K. R. Parameswaran, and M. M. Fejer, "Efficient wide-band and tunable midspan spectral inverter using cascaded second-order nonlinearity in $LiNbO_3$ waveguides," IEEE Photon. Tech. Lett., vol.12, no.1, pp.82–84, Jan. 2000.

[22] Y. Ishigame, T. Suhara, and H. Nishihara, "$LiNbO_3$ waveguide second-harmonic generation device phase matched with a fan-out domain-inverted grating," Opt. Lett., vol.16, no.6, pp.375–377, June 1991.

[23] C. Q. Xu, H. Okayama, and T. Kamijoh, "Polarization insensitive wavelength conversions by a $LiNbO_3$ waveguide using a multi-ring configuration," Opt. Rev., vol.4, no.5, pp.546–449, 1997.

[24] I. Brener, M. H. Chou, E. Chaban, K. R. Parameswaran, M. M. Fejer, S. Kosinski, and D. L. Pruitt, "Polarisation-insensitive wavelength converter based on cascaded nonlinearities in $LiNbO_3$ waveguides," Electron. Lett., vol.36, no.1, pp.66–67, Jan. 2000.

[25] 澤田　孝, 安藤慎治, 井上靖之, "ポリイミド光波長板の開発とその特性," 信学技報, OPE94-48, Aug. 1994.

[26] T. Suhara, T. Fujieda, M. Fujimura, and H. Nishihara, "Fabrication of Zn:$LiNbO_3$ waveguides by diffusing ZnO in low-pressure atmosphere," Jpn. J. Appl. Phys. 2, Lett., vol.39, no.8B, pp.L864–L865, Aug. 2000.

[27] M. Fujimura, H. Ishizuki, T. Suhara, and H. Nishihara, "Quasi-phasematched wavelength conversion in Zn-diffused $LiNbO_3$ waveguides," Pacific Rim Conf. Laser and Electro-Optics (CLEO/PR'01), ME1-5, Tech. Digest, vol.I, pp.I96–I97, Makuhari, July 15-19, 2001.

[28] G. I. Stegeman, D. J. Hagan, and L. Torner, "$\chi^{(2)}$ cascading phenomena and their applications to all-optical signal processing, mode-licking, pulse compression and solitons," Opt. Quantum Electron., vol.28, no.12, pp.1691–1740, 1996.

[29] H. Kanbara, H. Itoh, M. Asobe, K. Noguchi, H. Miyazawa, Y. Yanagawa, and I. Yokohama, "All-optical switching based on cascading of second-order nonlinearities in a periodically poled titanium-diffused lithium niobate waveguide," IEEE Photon. Tech. Lett., vol.11, no.3, pp.328–330, March 1999.

[30] K. R. Parameswaran, M. Fujimura, M. H. Chou, and M. M. Fejer, "Low-power all-optical gate based on sum frequency mixing in APE waveguides in PPLN," IEEE Photon. Tech. Lett., vol.12, no.6, pp.654–656, June 2000.

[31] T. Suhara, H. Ishizuki, M. Fujimura, and H. Nishihara, "Waveguide quasi-phase matched sum-frequency generation device for high-efficiency optical sampling," IEEE Photon. Tech. Lett., vol.11, no.8, pp.1027–1029, Aug. 1999.

[32] H. Ishizuki, T. Suhara, M. Fujimura, and H. Nishihara, "Wavelength-conversion type picosecond optical switching using a waveguide QPM-SHG/DFG device," Opt. Quantum Electron., vol.33, 2001, to be published.

[33] T. Suhara and H. Ishizuki, "Integrated QPM sum-frequency generation interferometer device for ultrafast optical switching," IEEE Photon. Tech. Lett., vol.13, 2001, to be published.

(平成13年5月29日受付)

栖原　敏明　(正員)

昭48阪大・工・電子卒. 昭53同大大学院博士課程了. 工博. 現在, 同大学院電子工学専攻助教授. 光集積回路, ホログラフィ, 光メモリ, 導波型非線形光学デバイス, 集積半導体レーザ, 量子光学などの研究に従事. 昭55 Technical Research Centre of Finland客員研究員, 昭61～62 Glasgow University客員研究員, 平9 Chalmers University of Technology客員教授. 本会昭52, 61, 平6, 13年度論文賞, 昭54年度学術奨励賞, 平1年度レーザー学会論文賞, 平6年度日本IBM科学賞, MOC Paper Awardなど受賞. 著書「光集積回路 (増補改訂版)」, "Optical Integrated Circuits",「量子電子工学」,「半導体レーザの基礎」,「光波工学」など. 米国IEEE Senior Member.

European Conference on Integrated Optics (ECIO'03), Prague, Czech, April 2-4, 2003
Proceeding vol.2, pp.73-84, ThP1, Invited Paper

Quantum Photonic Devices: Waveguide NLO Devices and Semiconductor Lasers for Generation of Squeezed Light and Correlated Twin Photons

Toshiaki Suhara

Department of Electronics, Graduate School of Engineering, Osaka University
2-1 Yamada-Oka, Suita, Osaka, 565-0871 Japan
suhara@ele.eng.osaka-u.ac.jp

Waveguide nonlinear-optic devices and integrated semiconductor lasers with appropriate design can perform quantum-optics functions that are potentially useful for R&D of quantum information processing. This paper reports the current status of the work of the authors group in this new subarea *"Quantum Photonic Devices"*, including theoretical background, design and fabrication of quasi-phase matched $LiNbO_3$ waveguide devices for generation of squeezed light and correlated twin photons, and high-efficiency InGaAs QW DBR lasers for generation of squeezed light.

Keywords: nonlinear optics, quantum optics, waveguide devices, semiconductor lasers, photons

1. Introduction

There has been increasing research interest in quantum information processing, including, quantum cryptography, quantum dense coding, quantum teleportation and quantum computing [1], [2]. Among various schemes, quantum optics approaches that utilize the characteristics of light as photons offer several advantages such as small decoherence problem, long range transmission of information, and availability of devices developed for conventional optical communications. Extensive theoretical and experimental studies are being made. The key quantum optic functions such as generation of photons of squeezed states, twin photons, and entangled photons can be implemented by nonlinear optic (NLO) techniques [2]. The experimental studies, however, have employed free-space optics with bulk NLO crystals and high-power gas or solid-state pump lasers.

One of the essential requirements for further development of this new area is to implement more practical and convenient devices that perform quantum optic functions. Obviously, integrated optics techniques can play an important role. The quasi-phase matched (QPM) waveguide NLO devices in combination with semiconductor lasers can offer higher engineering flexibilities to implement devices of potentially higher performances, and compact and stable structure. The possibility of integrated optic devices for squeezed light generation was addressed a decade ago [3]. Generation of pulse squeezed vacuum and squeezed light in QPM $LiNbO_3$ waveguides has been demonstrated by Serkland, et al. [4],[5]. Efficient parametric fluorescence twin photon generation in QPM $LiNbO_3$ waveguides was demonstrated by Ostrowsky et al. [6]. Kanter, et al. reported pulse squeezing in an integrated $LiNbO_3$ waveguide circuit consisting of QPM NLO (SHG and DOPA) sections, couplers, and mode filters [7].

Another important device for implementation of quantum optic functions is semiconductor laser. It has been shown by Yamamoto, et al. that squeezed (sub-Poissonic) light can be generated by driving a semiconductor laser in a constant-current driving mode with a high-impedance power source [8]-[11]. Related research work includes squeezed light generation in an external cavity semiconductor laser [12] and development of multimode semiconductor lasers specially designed for squeezed light generation [13].

Recent work of the authors group is directed to this new area of *Quantum Potonic Devices*. The work includes implementations of $LiNbO_3$ waveguide QPM NLO devices for generation of squeezed light and twin photons, and high-efficiency InGaAs QW DBR lasers for generation of squeezed light. In this paper, the author would like to summarize the basic concepts of the quantum optics, outline the theories useful for design and performance prediction of quantum photonic devices, and report the current status of the experimental work.

2. Quantum States of Optical Wave

Optical field of a mode with frequency ω is quantized by representing the amplitude by amplitude operators a and $a^\dagger$, which obey the boson commutation relation $[a,a^\dagger]=aa^\dagger-a^\dagger a=1$. The photon number operator is defined by $N=a^\dagger a$, and the Hamiltonian is given by $H=\hbar\omega(N+1/2)$.

Coherent States Although the eigenstates of N, the number states $|n\rangle$, are convenient to deal with optical transition, a single $|n\rangle$ is not appropriate to represent realistic field. A quantum state appropriate is coherent states $|\alpha\rangle$, which are eigenstates of a ($a|\alpha\rangle=\alpha|\alpha\rangle$). The time dependence of the expectation value for the field amplitude is $\langle E(t)\rangle = \mathrm{Re}\{\alpha\exp(-\imath\omega t)\}$, which coincides with the wave of complex amplitude α. A special case is $|\alpha\rangle$ of $\alpha=0$, which coincides with a number state $|0\rangle$, i.e., the vacuum state. Waves emitted from lasers optically pumped well above threshold are described by a coherent state. The fact that coherent states are eigenstates of a does not imply that the amplitude is certain. The field amplitude and phase do exhibit fluctuations. Fig.1 (a) and (b) illustrates the time-dependent field amplitude and fluctuation of vacuum and coherent states.

Squeezed States Squeezed states are quantum states where uncertainty of one of the conjugate quadratures is reduced by allowing increase of uncertainty of the other within the uncertainty principle. They are defined by using a generalized amplitude operator b given by

$$b=\mu a+\nu a^\dagger,\quad \mu=\cosh s,\quad \nu=\exp(+i\Psi)\sinh s \quad (s,\ \Psi:\ \text{real}) \tag{1}$$

where μ and ν are chosen so as to ensure the commutation relation $[b,b^\dagger]=bb^\dagger-b^\dagger b=1$. An eigenstate of b and the eigenvalue are denoted as $|\beta\rangle$ and β ($b|\beta\rangle=\beta|\beta\rangle$). The state $|\beta\rangle$ for $s=0$ coincides with a coherent state, and $|\beta\rangle$ for $s>0$ describes a squeezed state. The expectation value for the field amplitude coincides with the sinusoidal classic wave of complex amplitude $\alpha=\beta\cosh s-\beta^* e^{+i\Psi}\sinh s$. The fluctuation of the field, however, exhibits unique behavior unlike the coherent states. Fig.1 (c) and (d) illustrate the time-dependent electric field amplitude and the fluctuation of amplitude squeezed state and phase squeezed state, where amplitude and phase fluctuations, respectively, are reduced. A squeezed state of $\alpha=0$ is called squeezed vacuum.

Covariance Matrix and Squeezing Ratio To describe and analyze the quantum fluctuations, it is convenient to use a covariance matrix defined by

$$[V]=\begin{bmatrix}V_{11} & V_{12}\\ V_{21} & V_{22}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\langle \Delta a\Delta a^\dagger\rangle & \langle \Delta a\Delta a\rangle\\ \langle \Delta a^\dagger\Delta a^\dagger\rangle & \langle \Delta a^\dagger\Delta a\rangle\end{bmatrix}=\left\langle\begin{bmatrix}\Delta a\\ \Delta a^\dagger\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\Delta a\\ \Delta a^\dagger\end{bmatrix}^\dagger\right\rangle. \tag{2}$$

Then the variance of the field amplitude fluctuation can be written simply as

$$\langle \Delta E(t)^2\rangle=(1/4)S(\theta),\ \theta=-\omega t;\qquad S(\theta)=V_{11}+V_{22}+e^{+2i\theta}V_{12}+e^{-2i\theta}V_{21}. \tag{3}$$

We can symmetrize $[V]$ so that $V_{11}=V_{22}$ for simplified expressions. For coherent states $|\alpha\rangle$, from the commutation relation and the eigenvalue equation, we have symmetrized covariance matrix

$$[V]=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix}, \tag{4}$$

and then $S(\theta)=4\langle \Delta E(t)^2\rangle=1$. This is called standard quantum limit (SQL). The fluctuation is temporally constant as shown in Fig.1(a) and (b). For squeezed state $|\beta\rangle$ ($s>0$), $[V]$ is calculated as

$$[V]=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}\cosh 2s & -e^{+i\psi}\sinh 2s\\ -e^{-i\psi}\sinh 2s & \cosh 2s\end{bmatrix}. \tag{5}$$

We see from (2), (3) and (5) that the magnitude of the field fluctuation is not constant but varies with time. Such fluctuations are shown in Fig.1(c) and (d).

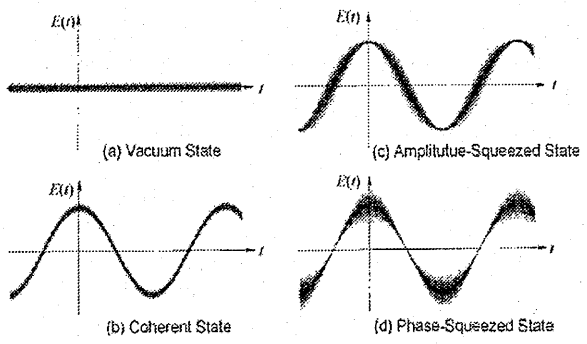


Fig.1 Illustration of field amplitude and fluctuation of optical waves in various quantum states.

Assuming $\langle\beta|a|\beta\rangle=\alpha$ is real, amplitude squeezed states and phase squeezed states are described by $\psi=0$ and $\psi=\pi$, respectively, with $s>0$.

As a simple numerical figure to describe the degree of squeezing in a form normalized by SQL, a squeezing ratio is defined by $S=\mathrm{Min}\{S(\theta)\}$. Although actually $[V]$, $S(\theta)$ and S should be described as functions of fluctuation frequency Ω, in many cases they are nearly constant in a wide range and can be represented by the low-frequency values. Noting that $V_{12}=V_{21}^*$, from (3) we obtain

$$S=\mathrm{Min}\{S(\theta)\}=V_{11}+V_{22}-2|V_{12}|. \quad (6)$$

For squeezed states $|\beta\rangle$, from (5) and (6), S and s are correlated by $S=\exp(-2s)$.

The relative intensity noise (RIN) is represented by $\langle\Delta N^2\rangle/\langle N\rangle=S(\phi)$ ($\phi=-\arg\{\alpha\}$), which means that the intensity noise is dominated by the field fluctuation at the instant of maximum field amplitude. For coherent states the relative variance is the SQL value $\langle\Delta N^2\rangle/\langle N\rangle=1$ corresponding to the classic shot noise. For amplitude squeezed states the variance is reduced to $\langle\Delta N^2\rangle/\langle N\rangle=S$ (<1). Thus S is useful also as a measure for the intensity noise.

3. Waveguide Nonlinear-Optic Quantum Photonic Devices

Waveguide NLO devices can perform various quantum photonic functions. Fig.2 illustrates squeezed light generation by second harmonic generation (SHG) and twin photon generation by parametric fluorescence in $LiNbO_3$ quasi-phase matched (QPM) waveguides.

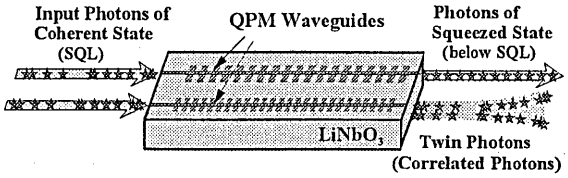


Fig.2 Illustration of quantum photonic functions of QPM waveguides.

3.1 Design Theories

Squeezed Light Generation by SHG Transformation of quantum state of optical waves in second-order NLO devices can be analyzed by using a fluctuation propagation matrix [14]-[16]. Consider traveling-wave SHG ($\omega\rightarrow 2\omega$) configuration as shown in Fig.3. Assuming complete quasi-phase matching, the complex amplitudes of the pump and harmonic waves, $a_1(z)$, $a_2(z)$ normalized for quantization, satisfy the coupled-mode equations:

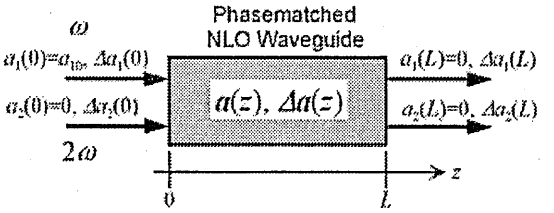


Fig.3 Schematic of traveling-wave second- harmonic generation device.

$$\frac{d}{dz}a_1(z)=i\kappa^* a_2(z)a_1^*(z),\quad \frac{d}{dz}a_2(z)=i(\kappa/2)\{a_1(z)\}^2. \quad (7)$$

The amplitudes are written as $a_1+\Delta a_1$, $a_2+\Delta a_2$ with operators Δa_1, Δa_2 for the fluctuations. Then we obtain linearized differential equations for Δa_1 and Δa_2

$$\frac{d}{dz}\Delta a_1(z)=i\kappa^*\{a_2(z)\Delta a_1^{\dagger}(z)+a_1^*(z)\Delta a_2(z)\},\quad \frac{d}{dz}\Delta a_2(z)=i\kappa a_1(z)\Delta a_1(z). \quad (8)$$

These equations can be written in a vector form as

$$[\Delta a(\zeta)]=\begin{bmatrix}\Delta a_1(\zeta)\\ \Delta a_1(\zeta)^{\dagger}\\ \Delta a_2(\zeta)\\ \Delta a_2(\zeta)^{\dagger}\end{bmatrix}, \quad (9) \qquad \frac{d}{d\zeta}[\Delta a(\zeta)]=[J(\zeta)][\Delta a(\zeta)]. \quad (10)$$

where $\zeta=|\kappa|a_{10}z/(2)^{1/2}$ is a normalized coordinate. The elements of $[J]$ can be obtained by using the well-known steady state solution for SHG [17]. Since (10) is a linear differential equation, the values at the output port can be correlated with the initial values at $\zeta=0$ by a linear relation:

$$[\Delta a(\zeta_L)]=[M(\zeta_L)][\Delta a(0)], \quad (11)$$

where $\zeta_L=|\kappa|a_{10}L/(2)^{1/2}$ is a normalized interaction length. The matrix $[M]$ is a fluctuation

propagation matrix that describes the propagation of the input amplitude fluctuation through the device to the output port. The elements of $[M]$ can be calculated by using the solutions of the coupled-mode equations and the conservation of the commutation relation.

In order to analyze the fluctuations and squeezing of the pump and harmonic waves, we make an expansion of (2) to define a 4×4 covariance matrix

$$[V] = [\Delta a]\,[\Delta a]^{\dagger}, \tag{12}$$

where $[\Delta a]$ is given by (9). Then squeezing ratios for the pump and harmonic waves are given by

$$S^{\omega} = V_{11} + V_{22} - 2|V_{12}|, \quad S^{2\omega} = V_{33} + V_{44} - 2|V_{34}|. \tag{13}$$

From (11) and (12), the covariance matrixes for the input and output waves are correlated by

$$[V]_{out} = [M][V]_{in}[M]^{\dagger}. \tag{14}$$

For a case where the input pump wave is a coherent state, the input fluctuation is given by

$$[V]_{in} = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \tag{15}$$

which describes the inevitably introduced vacuum fluctuations. A case of pumping by a squeezed light can be considered by replacing the upper left quarter of (15) by (5). The squeezing ratios for the output waves can be obtained by inserting (15) into (14) and calculating (13) for $[V]_{out}$

Both the pump and harmonic waves are amplitude squeezed. Fig.4 shows the dependence on normalized input pump amplitude ζ_L of the squeezing ratios S^{ω}, $S^{2\omega}$. The curve indicated by η shows the SHG conversion efficiency. The curve for $S^{\omega}{}_0 = 1$ (s=0) shows the result for coherent pump input. With increasing input pump power, S^{ω} for pump wave decreases monotonously and approaches asymptotically to 0, implying that substantial squeezing takes place in the high-η region and nearly complete squeezing is obtained for $\zeta_L >> 1$. Since the SHG interaction converts the pump wave into harmonic with efficiency proportional to the pump power, the interaction acts as filtering which removes photon bunching, and therefore amplitude squeezing takes place. On the other hand, the decrease of $S^{2\omega}$ for the harmonic wave with increasing input pump power is limited down to 1/2. We also see from the curve for $S^{\omega}{}_0 < 1$ in Fig.4 that amplitude squeezing for the output harmonic wave is improved by using pump wave of amplitude squeezed state ($S^{\omega}{}_0 < 1$).

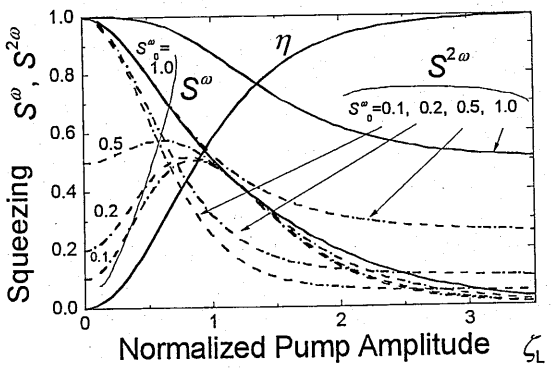


Fig.4 Fluctuation and squeezing characteristics of traveling-wave SHG device.

The above described theoretical analysis based on the fluctuation propagation matrix has been extended to degenerate optical parametric amplification (DOPA), sum frequency generation (SDG) and difference frequency generation / optical parametric amplification (DFG/OPA) [15],[16]. It has been shown that DOPA allows generation of squeezed vacuum and amplitude/phase squeezed states, and that SFG and DFG allows wavelength conversion of squeezed light.

Twin photon Generation by Parametric Fluorescence Consider a case where there is no input for signal (ω_1) and idler (ω_2) waves in (nondegenerate) OPA. Then the output amplitudes are $\langle a_1(L)\rangle = \langle a_2(L)\rangle = 0$. However, if pumping ($\omega_3$) is strong so that the OPA gain $G = \cosh^2 \Gamma L$ (Γ: the gain factor) is large, incoherent light emission (parametric fluorescence; PF) occurs caused by the vacuum fluctuation. For phase matched OPA, the output signal/idler photon numbers are calculated as are $\langle N_1(L)\rangle = \langle N_2(L)\rangle = \sinh^2 \Gamma L$; the generated photon number per mode is such that one

virtual input photon is amplified by the DFG gain $\sinh^2 \Gamma L (=G-1)$. The total PF power can be calculated by integrating the power for modes within the phase matching bandwidth to yield

$$P_1(L) = \int \frac{\hbar\omega_1}{2\pi} D(\Gamma, \Delta) d\omega_2 \cong \begin{cases} (\hbar\omega_1 c / |n_1 - n_2| L) \sinh^2 \Gamma L, & (\Gamma L << 1), \\ (\hbar\omega_1 c / |n_1 - n_2| L) \sqrt{\Gamma L / \pi} \sinh^2 \Gamma L, & (\Gamma L >> 1), \end{cases} \quad (16)$$

where $D(\Gamma,\Delta)$ is DFG gain dependent on phase mismatch Δ, and n_1, n_2 are group indexes at ω_1, ω_2. The dependence of the normalized output power $P_1/(\hbar\omega_1 c/|n_1-n_2|L)$ is plotted against normalized pump power $\Gamma^2L^2 = (\omega_1\omega_2/\omega_3^2)|K_3|^2P_3L^2$ in Fig.5. Due to the nearly exponential gain and the bandwidth broadening, the output powers increase superlinealy with increase of pump power.

PF emits equal number of ω_1 and ω_2 photons. The fluctuation of each output is above the SQL. Consider next the difference of photocurrents produced signal and idler photons, represented by $N_1(L)$-$N_2(L)$. The expectation value is $\langle N_1(L)-N_2(L)\rangle=0$, and the variance is calculated as

$$\langle [\Delta\{N_1(L) - N_2(L)\}]^2 \rangle = \langle \{N_1(L) - N_2(L)\}^2 \rangle = 0 . \quad (17)$$

This result implies that the differential noise is suppressed due to complete correlation between signal and idler photons. The correlated photons are called twin photons. The ω_1 and ω_2 outputs can be spatially separated by a dispersion element such as a grating. The existence of photon correlation can be interpreted in terms of the Manley-Rowe relation. The twin photons provide a unique means for detecting one-photon phenomena by using one as a signal and another as a reference, and offer many applications in in quantum information processing [2].

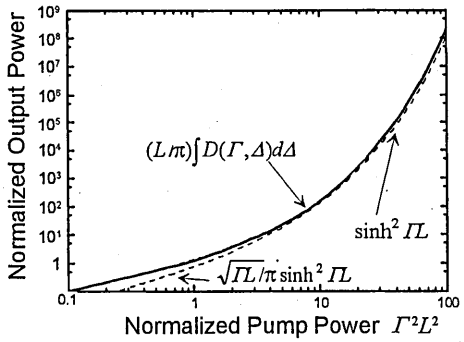


Fig.5 Dependence of parametric fluorescence output power on input pump power.

3.2 Experimental Work on $LiNbO_3$ Waveguide QPM NLO Quantum Photnic Devices

Squeezed Light Generation Device QPM SHG devices using $LiNbO_3$ waveguides with normalized conversion efficiencies over 1000%/W have been demonstrated for pumping in 800nm [18] and 1500nm bands [19]. Simple theoretical estimation using the result of Fig.4 shows that it is possible to obtain substantial squeezing of CW fundamental wave using these SHG devices and a semiconductor laser of 100mW class for pumping. Preliminary experiment has been made using the short-wave SHG device [18], an external-cavity tunable semiconductor laser of 100mW output in 830nm band for pumping, and balanced detection optics for measurement of the squeezing ratio with reference to the SQL level. The experimental setup is shown in Fig.6. The PBS and $\lambda/2$ plate are used for 1:1 beam splitting, and the + and – outputs of the RF hybrid gives the noise and SQL levels, respectively. Thus far successful result has not been obtained, because of the insufficient pump power, and excess noise and insufficient spectral purity of the pump laser.

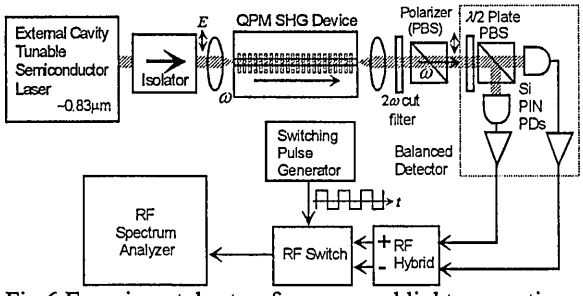


Fig.6 Experimental setup for squeezed light generation by waveguide QPM SHG and detection.

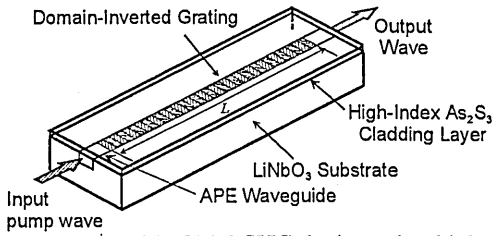


Fig.7 Waveguide QPM-SHG device using high-index As_2S_3 cladded APE $LiNbO_3$ waveguide for efficiency enhancement.

In the recent work of author's group, $LiNbO_3$ waveguides QPM-SHG devices of 30mm interaction length for pumping in 1500nm band are being fabricated, and efficiencies up to 320%/W have been obtained for the device using ordinary annealed proton exchanged (APE) waveguides. The efficiency has been improved up to 790%/W by high-index cladding on the APE waveguide as shown in Fig.7 to enhance the overlap between the pump and harmonic modes [20]. Further improvement of the efficiency is required to accomplish CW squeezed light generation with a low-power pump semiconductor laser (use of powerful Er-doped fiber amplifier involves problems related to increase of the pump noise).

Twin Photon Generation Device A $LiNbO_3$ waveguides QPM device for generation of twin photons at wavelengths in and around 1500nm band by pumping with a semiconductor laser was designed and fabricated. The period of the domain-inverted grating for QPM is 17.4μm, and the interaction length is 30mm. The QPM device was fabricated by standard domain inversion and annealed proton exchange. The measured normalized SHG (1560nm→780nm) efficiency was approximately 200%/W. As a preliminary experiment, parametric fluorescence measurement was made using a setup shown in Fig.8. Fig.9 shows signal and idler wavelengths dependent on the pump wavelength, and Fig.10 shows the fluorescence spectrum measured for pumping at 784.5nm wavelength. For pumping power of 12mW, fluorescence power of 0.9nW, in the same order of magnitude with the theoretical prediction using Fig.5, was obtained.

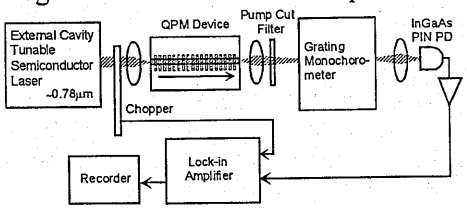


Fig.8 Experimental setup for parametric fluorescence generation and detection.

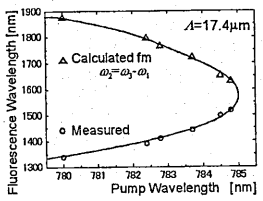


Fig.9 Measured fluorescence wavelength dependent on pump wavelength.

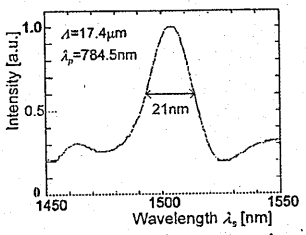


Fig.10 Measured parametric fluorescence spectrum.

Fabrication of Zn:$LiNO_3$ Waveguides and QPM Structures in MgO:$LiNbO_3$ An important requirement for implementation of stable and high output power quantum photonic devices is to use a waveguide free from photorefractive damage. In order to implement a waveguide NLO device for generation of polarization-entangled photons [2], a waveguide which supports both TE and TM modes is required. APE waveguides supports only extraordinary mode, while Ti-indiffused waveguides involve damage problem. As a candidate of damage-resistant TE/TM waveguides, we are studying fabrication of Zn-diffused $LiNbO_3$ waveguides. A new fabrication technique by Zn diffusion from sputtered ZnO film and Zn/Ni film as a Zn source in low-pressure atmosphere (1-10Torr, air) has been developed. Single-mode TE/TM guides with 1dB/cm loss have been obtained. QPM SHG devices were fabricated using the Zn:$LiNbO_3$ guides and preliminary SHG performance of 15%/W efficiency has been obtained [23]. Although a NLO device for generation of polarization-entangled photons can be implemented by using a Type-II QPM planar TE/TM waveguide, sophisticated device configuration using channel guides must be developed to accomplish a higher efficiency and facilitate for fiber coupling.

Fabrication technique of domain-inverted gratings for QPM in damage-resistant MgO-doped $LiNbO_3$

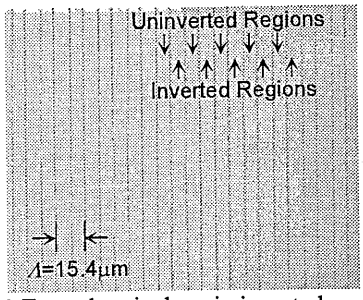


Fig.11 Ferroelectric domain inverted grating formed in MgO-doped $LiNbO_3$ crystal.

crystals has not been fully established. Most recently, we developed a new technique for fabrication of domain-inverted gratings in MgO:$LiNbO_3$, where uniform electric field is applied to the crystal under ultraviolet light irradiation with periodic spatial modulation [24]. The technique offers a simple and convenient means and requires no lithography process on each crystal. Fig.11 shows the fabricated QPM structure.

4. Squeezed Light Generation by Semiconductor Laser

4.1 Quantum-Well DBR Laser as Squeezed Light Source

The major origin of the intensity noise in the output of a semiconductor laser with a high quantum efficiency under strong excitation, in frequency range lower than the relaxation oscillation frequency, is the noise in the pump current. The conventional DC constant-current driving, when observed in radio frequency (RF) range, is substantially close to constant voltage driving, and the pump current involves the shot noise. When a laser is driven by a source of a high RF impedance, on the other hand, the RF fluctuation of the driving current is reduced (wideband constant-current driving). This means that the shot noise in the injection current can be suppressed, and squeezed light of intensity noise lower than SQL can be generated by converting the sub-shot-noise electron flow into the photon flow with a quantum efficiency close to unity [8]-[10].

Earlier experimental work was performed using Fabry-Perot (FP) multimode TJS lasers at low temperature and constant current driving with a series resistor [9], [10]. A multimode TJS laser optimized for squeezed light generation has been developed [13]. Single-mode lasers operating at room temperature are more advantageous in many applications, and quantum well (QW) lasers are advantageous to obtain low threshold and high excitation at room temperature. Lasers using nondoped QW, however, involve inhomogeneous gain broadening, and if multimode oscillation takes place, modes are not sufficiently anticorrelated and the mode partition noise disables effective squeezing. Thus an important requirement is to accomplish a high side mode suppression ratio (SMSR). Room temperature squeezed light generation in an external cavity laser using a FP QW laser by constant current driving has been demonstrated [12].

The author's group is working toward squeezed light generation in an InGaAs quantum-well DBR laser with a ridge structure and a curved DBR grating [25]. The DBR configuration allows a high side mode suppression ratio (SMSR) without external cavity. Use of an InGaAs strained QW, along with a high-reflectivity DBR grating and an optimized output facet reflectivity, allows accomplishment of low threshold and high excitation. Fig.12 illustrates squeezed light generation in the DBR laser by wideband constant-current driving with a series inductor.

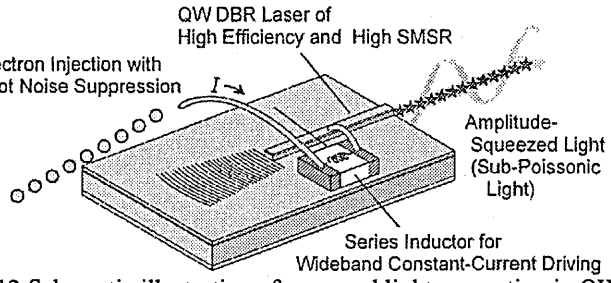


Fig.12 Schematic illustration of squeezed light generation in QW DBR laser by wideband constant-current driving.

4.2 Theoretical Analysis

The intensity noise and squeezing of semiconductor laser light can be analyzed by solving the rate equations including the Langevin noise sources [8], [9]. In the author's work, simplified analytical expressions were formulated. Assuming single-mode lasing, the rate equations for the carrier density N and the photon density S are given by

$$d/dt\, N = -\Gamma GS - N/\tau_s + J/dq + F_N, \qquad d/dt\, S = +\Gamma GS - S/\tau_{ph} + C_s N/\tau_s + F_S \tag{18}$$

where G is the gain factor, Γ the confinement factor, τ_s and τ_{ph} are carrier and photon lifetime, J is the injection current density, d the active layer thickness, q the elementary charge, C_s the

spontaneous emission factor, and F_N and F_S represent Langevin noise sources. From (18) we obtain linearized rate equations for the fluctuations δN and δS

$$d/dt\ \delta N = -\Gamma(G+G_S S)\ \delta S - (\Gamma G_N S + 1/\tau_s)\ \delta N + F_N,$$
$$d/dt\ \delta S = (C_s N/\tau_s S - \Gamma G_S S)\ \delta S + (\Gamma G_N S + C_s/\tau_s)\delta N + F_S, \tag{19}$$

where G_S and G_N are derivatives of G by S and N. Since each term of the right hand side represents independent event, each fluctuation term can be treated as shot noise. Assuming a case where the fluctuation in the injection current is suppressed down to γ times the shot noise level, the correlation functions of the noise sources are calculated as

$$\langle F_N F_N\rangle = D_{NN}\delta(t);\ D_{NN} = 2C_s NS/\tau_s + (1+\gamma)N/\tau_s V_a - (1-\gamma)S/\tau_{ph} V_a,$$
$$\langle F_S F_S\rangle = D_{SS}\delta(t);\ D_{SS} = 2C_s NS/\tau_s;\quad \langle F_N F_S\rangle = D_{NS}\delta(t);\ D_{NS} = -2C_s NS/\tau_s + S/\tau_{ph} V_a, \tag{20}$$

where V_a is active volume. The noise spectrum of S, $S_S(\Omega)$, can be calculated by using the Wiener-Khintchen's theorem with Fourier transforms $\delta N(\Omega)$, $\delta S(\Omega)$ obtained from (19),(20), as

$$S_S(\Omega) = \frac{2\tau_{ph}^2 |H(\Omega)|^2}{\Gamma^2 G_N{}^2 S}\left\{\frac{C_s N}{\tau_s}\left(\Omega^2 + \frac{1}{\tau_s{}^2}\right) + \frac{\Gamma G_N}{\tau_{ph}\tau_s V_a}\left(1 + \frac{1+\gamma}{2} G_N \tau_{pa} N\right) S + \frac{1+\gamma}{2}\frac{\Gamma^2 G_N{}^2}{\tau_{ph} V_a} S^2\right\}, \tag{21}$$

$$H(\Omega) = \Omega_R{}^2 / \left(\Omega_R{}^2 - \Omega^2 - 2i\Gamma_R \Omega\right),\quad \Omega_R{}^2 \cong \Gamma G_N S/\tau_{ph},\quad 2\Gamma_R = 1/\tau_s + \Gamma(G_N - G_S)S + C_S N/\tau_s S,$$

where $H(\Omega)$ is the modulation transfer function, Ω_R and Γ_R are frequency and damping factor of relaxation oscillation. From (21) we see that $S_S(\Omega)$ (for large S and low Ω) for $\gamma=0$ is half that for $\gamma=1$. This means that the half of the noise results from the pump noise and the other half results from photon shot noise. We next derive expressions for the noise in the output power P (in photon number per unit time), which is given by

$$P = KS,\quad K = F_{stm} V_a/\tau_{ph}, \tag{22}$$

where F_{stm} ($0<F_{stm}<1$) is the output coupling factor. Let F_p be the Langevin noise source representing the photon partition noise caused by partial outcoupling of the stored photons, and let $\delta P = K\delta S + F_p$ be the fluctuation of P. The correlation functions are given by

$$\langle F_P F_P\rangle = D_{PP}\delta(t),\ D_{PP} = +P;\quad \langle F_S F_P\rangle = D_{SP}\delta(t),\ D_{SP} = -P/V_a;\quad \langle F_N F_P\rangle = 0. \tag{23}$$

In the similar manner as (4), the noise power spectrum of P, $S_P(\Omega)$, can be calculated as

$$S_P(\Omega) = \left[2K\left(\frac{K\tau_{ph}|H(\Omega)|}{\Gamma G_N P}\right)^2\left\{\left(\frac{C_s N}{\tau_s} + \frac{\Gamma G_S}{V_a}\frac{P}{K}\right)\Omega^2 + \frac{C_s N}{\tau_s{}^3} + \left(\frac{1+\gamma}{2}\frac{\Gamma^2 G_N{}^2 N}{\tau_s V_a} + \frac{\Gamma G_S}{\tau_s{}^2 V_a}\right)\left(\frac{P}{K}\right) + \left(\frac{\Gamma^2 G_N G_S}{\tau_s V_a} + \frac{\gamma-1}{2}\frac{\Gamma^2 G_N{}^2}{\tau_{ph} V_a}\right)\left(\frac{P}{K}\right)^2\right\} + 1\right] P. \tag{24}$$

Since the SQL noise is given by $S_P(\Omega)=P$, the noise power spectrum normalized by the SQL level is given by $S_P(\Omega)/P$. The relative intensity noise (RIN) is given by $RIN(\Omega) = S_P(\Omega)/P^2$. For low Ω where $|H(\Omega)|^2 \approx 1$, equation (24) can be approximated as

$$S_P(\Omega)/P \approx \left[\frac{\tau_{ph} K}{V_a}\left\{(\gamma+1)\frac{\tau_{ph} N}{\tau_s S} + (\gamma-1)\right\} + 1\right] = \left[F_{stm}\left\{(\gamma+1)\frac{\tau_{ph} N}{\tau_s S} + (\gamma-1)\right\} + 1\right]. \tag{25}$$

This result shows that, for a laser of high quantum efficiency and $F_{stm}\approx 1$ and for strong excitation where $\tau_{ph}N/\tau_s S$ is reduced, reducing the pump noise as $\gamma \to 0$ gives rise to mutual cancellation of the shot noise and the partition noise of photons, and amplitude squeezed light of $S_P(\Omega)/P \to 0$ is generated. Using $N \approx N_{th} = (\tau_s/dq)J_{th}$, $S \approx \tau_{ph}(J - J_{th})/dq$ with the threshold current J_{th}, the normalized noise level for $F_{stm}\approx 1$ and complete suppression of pump noise ($\gamma \approx 0$) is given approximately by

$$S_P(\Omega)/P \approx \frac{\tau_{ph} N}{\tau_s S} = \frac{1}{J/J_{th} - 1}, \tag{26}$$

which shows $S_P(\Omega)/P$ decreases in inverse proportion to the increasing excitation ratio J/J_{th}-1.

4.3 Design and Fabrication of QW DBR Lasers for Squeezed Light Generation.

The quantum noise characteristics were calculated based on (24), by assuming lasing wavelength 962nm, internal quantum efficiency η_i=0.80, transparency carrier density $N_g = 2.5\times 10^{18}/\mathrm{cm}^3$,

differential gains ΓG_N=9.0×10^{-9}cm^3/sec, ΓG_S=-3.0×10^{-8}cm^3/sec, active region 0.006×2.6μm^2, cavity length L=0.60mm, internal loss α_i=3.0/cm, facet and DBR reflectivities R_f=0.12, R_b=0.61, carrier lifetime τ_s=4.2nsec, photon lifetime τ_{ph}=5.4psec, threshold current I_{th}=10.3mA, external differential quantum efficiency η_d=0.66, and spontaneous emission factor C_s=1.0×10^{-5}, as device parameters expected to be feasible with the DBR laser of Fig.12.

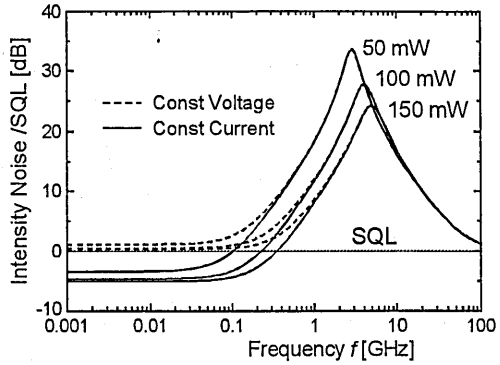


Fig.13 Calculated intensity noise spectrum for a semiconductor laser. The dashed curves are for ordinary driving, and the solid curves are for wideband constant-current driving.

Fig.13 shows the calculated normalized noise power spectrum $S_P(\Omega)/P$. The dashed curves are for ordinary driving (constant-voltage driving in RF range), which involves pump noise of shot noise level (γ=1). The optical noise level for output power larger than ~100mW and for frequency range lower than 50MHz is close to SQL (shot noise) level. The solid curves are for wideband constant-current driving with the pump noise suppression (γ=0). The result shows that amplitude squeezed light is generated; the optical noise level for output lower larger than ~100mW is reduced to ~5dB below the SQL level.

A DBR laser for squeezed light generation shown in Fig14 was fabricated using an InGaAs/AlGaAs GRIN-SCH-SQW structure. The QW in the DBR grating region was selectively disordered by bithickness SiO_2 capping and rapid thermal annealing to reduce the propagation loss in the passive waveguide [26]. Active channel was fabricated by forming a ridge of 2.6μm width and 600μm length by EB writing and RIE. The curved DBR of 200μm length was designed (96% theoretical reflectivity and 1.6nm wavelength bandwidth), and was formed by second EB writing and RIE. The output facet was LR coated with SiO_2 to reduce the reflectivity down to 5% and enhance the COD level. Fig.15 shows the measured lasing characteristics of the fabricated DBR laser. DBR reflectivity of 71%, 20mA threshold current, 180mW maximum output power, excitation ratio I/I_{th} as large as 12.5, external differential quantum efficiency of 64%, side mode suppression ratio (SMSR) as large as 52dB, have been obtained [27]. We are preparing the quantum noise measurement using the balanced detection technique. Squeezed light generation is expected, since the obtained lasing performances are approaching to those assumed in the theoretical calculation to obtain Fig.13.

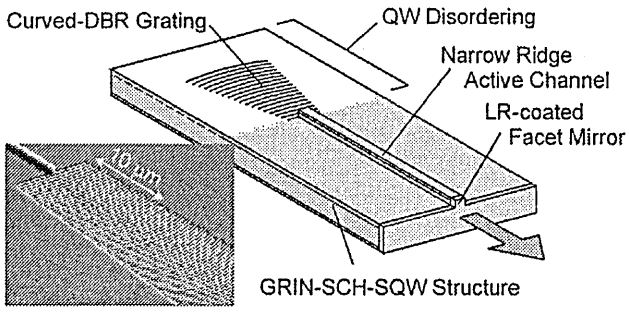


Fig.14 QW DBR laser fabricated for squeezed light generation.

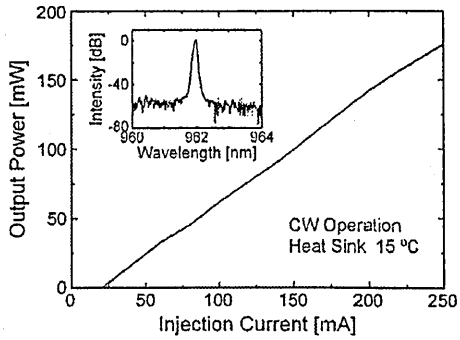


Fig.15 Lasing characteristics of the fabricated QW DBR laser.

5. Conclusion

Fundamental theoretical considerations for design of quantum photonic devices have been outlined, and the current status of the work in the author's group has been reported. Although the experimental work of the authors group is at the preliminary stage, encouraging results showing the potential feasibility are being obtained, and subjects for future work have been clarified. It is hoped that many *integrated quantum photonic devices* will be implemented to contribute substantially to research and development of quantum information processing.

Acknowledgements

The author would like to thank his coworkers, Drs. M.Fujimura and M.Uemukai and graduate students included as coauthors of his publications quoted in the references for their contributions. This work has been supported by Grant-in-Aid for Scientific Research form Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT), and by Handai Frontier Research Center (FRC).

References

[1] H.Lo, S.Popescu and T.Spiller, ed., Introduction to Quantum Computation and Information, World Scientific, Singapore, 1998.
[2] D.Bouwmeester, A.Ekert and A.Zeilinger, ed., The Physics of Quantum Information, Springer, Berlin, 2000.
[3] E.Giacobino, Squeezed states using parametric processes, D.B.Ostrowsky and R.Reinisch ed., Guided Wave Nonlinear Optics, pp.29-48, Kluwer Academic Pub., Dordrecht, 1992.
[4] D.K.Serkland, M.M.Fejer, R.L.Byer and Y.Yamamoto, Opt. Lett., **20**, pp.1649-1654, 1995.
[5] D.K.Serkland, P.Kumar, M.A.Arbore and M.M.Fejer, Opt. Lett., **22**, pp.1497-1499, 1997.
[6] D.B.Ostrowsky, P.Baldi, M.DeMicheli, S.Tanzilli, H.DeRiedmatten, W.Tittel, H.Zbinden, and N.Gisin, Proc. 10th European Conf. Integrated Optics (ECIO'01), Paderborn, pp.139-146, 2001.
[7] G.S.Kanter, P.Kumar, R.V.Roussev, J.Kurz, K.R.Parameswaran and M.M.Fejer, Opt. Exp., **10**, pp.177-182, 2002.
[8] Y.Yamamoto, S.Machida and O.Nilsson, Phys. Rev. A. **34**, pp.4025-4042, 1986.
[9] Y.Yamamoto and S.Machida, Phys. Rev. A. **35**, pp.5114-5130, 1987.
[10] S.Machida, Y.Yamamoto and Y.Itaya, Phys. Rev. Lett., **58**, pp.1000-1003, 1987.
[11] J.Kim, S.Somani, Y.Yamamoto, Nonclassical Light from Semiconductor Lasers and LEDs, Springer, Berlin, 2001.
[12] M.J.Freeman, H.Wang, D.Steel, R.Craig and D.Scifres, Opt. Lett., **18**, pp.2141-2143, 1993.
[13] S.Lathi, K.Tanaka, T.Morita, S.Inoue, H.Kan and Y.Yamamoto, IEEE J. Quantum Electron., **35**, pp.387-394, 1999.
[14] T.Suhara, M.Fujimura, K.Kintaka, H.Nishihara, P.Kurz, and T.Mukai, IEEE J. Quantum Electron., **32**, pp.690-670, 1996.
[15] T.Suhara, H.Nishihara: Trans. IEICE, **J82-C-I**, pp.326-334, 1999; Electron. Commun. Japan, Pt.2, **82**, 12, pp.48-56, 1999.
[16] T.Suhara, Quantum Theory of Nonlinear-Optic Devices, Ch.5 in T.Suhara and M.Fujimura, Waveguide Nonlinear-Optic Devices, Springer, 2003, to be published.
[17] T.Suhara, and H.Nishihara, IEEE J. Quantum Electron., **26**, , pp.1265-1276, 1990.
[18] T.Sugita, K.Mizuuchi, Y.Kitaoka and K.Yamamoto, Opt. Lett., **24**, pp.1590, 1999.
[19] R.Parameswaran, R.K.Route, J.R.Kurz, R.V.Roussev, M.M.Fejer and M.Fujimura, Opt. Lett., **27**, pp.179-181, 2002.
[20] D.Sato, T.Morita, T.Suhara and M>Fujimura, IEEE Photon. Tech. Lett., **15**, no.4, 2003, to be published.
[21] T.Suhara, T.Fujieda, M.Fujimura and H.Nishihara, Jpn. J. Appl. Phys., **39**, Pt2, pp.L864-L865, 2000.
[22] Y.Shigematsu, M.Fujimura and T.Suhara, Jpn. J. Appl. Phys., **41**, Pt.1, pp.4825-4827, 2002.
[23] M.Fujimura, H.Ishizuki, T.Suhara and H.Nishihara, CLEO/PR'01, pp.I96-96, Makuhari, 2001.
[24] M.Fujimura, T.Sohmura and T.Suhara, Annual Spring Meeting Jpn. Soc. Appl. Phys, 2003.
[25] M.Uemukai, A.Yoshimoto, N.Matsumoto, T.Suhara, H.Nishihara, N.Eriksson and A.Larsson, Electron. Lett., **33**, pp.1464-1465, 1997.
[26] N.Shimada, Y.Fukumoto, M.Uemukai, T.Suhara, H.Nishihara and A.Larsson, IEEE J. Selectred Topics Quantum Electron., **7**, pp.350-354, 2001.
[27] K.Kitano, M.Uemukai, N.Shimada and T.Suhara, Annual Spring Meeting Jpn. Soc. Appl. Phys, 2003.

RS-03-02

輻射科学研究会「光集積・機能デバイス」特集

２００３年５月２８日

テラヘルツ電磁波の発生と応用

大阪大学
超伝導フォトニクス研究センター

萩行　正憲

大阪大学

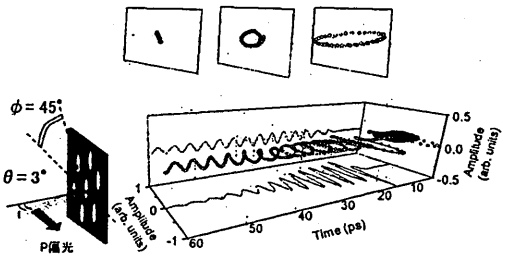
輻射科学研究会「光集積・機能デバイス」特集
2003年5月28日
住友電気工業(株) 大阪本社

テラヘルツ電磁波の発生と応用

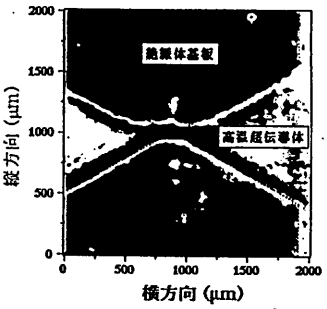
大阪大学
超伝導フォトニクス研究センター

はんぎょう
萩行 正憲

超伝導フォトニクス研究センター
平成12年4月設置
2部門1客員部門
教授2、助教授2、助手2、
外国人客員教授1



2次元金属フォトニック結晶を透過した
テラヘルツ波の偏光回転



光パルス励起テラヘルツ波
放射測定で可視化した超伝
導電流分布

内容

パルス励起テラヘルツ波の放射と分光・イメージング応用の現状を我々の結果を中心に紹介

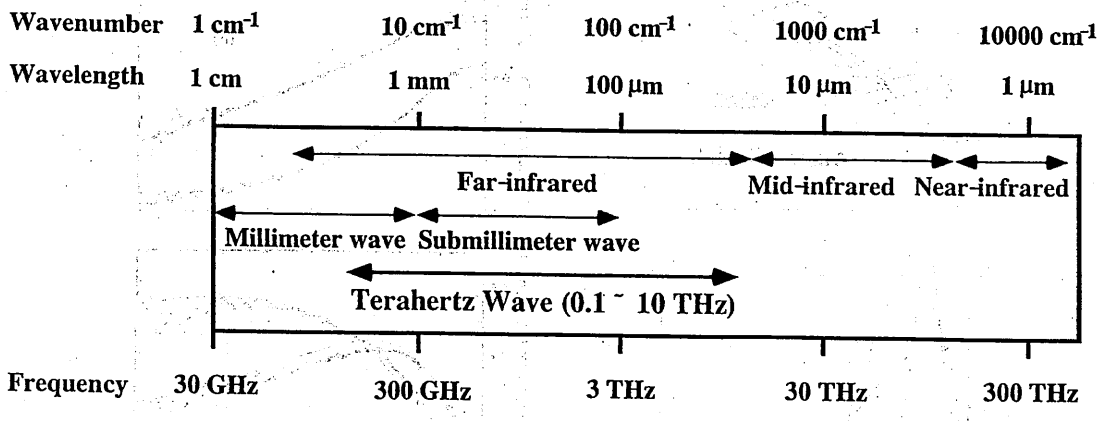
1. 背景
2. 超短パルスレーザーによる半導体表面からのテラヘルツ波放射
3. テラヘルツ時間領域分光法 (THz-TDS)
4. テラヘルツイメージング
5. 高温超伝導体からの放射
6. テラヘルツ帯のフォトニック結晶
7. まとめ

1. 背景

テラヘルツ波とは？

テラヘルツ電磁波　　電波と光の間に位置する未開拓電磁波

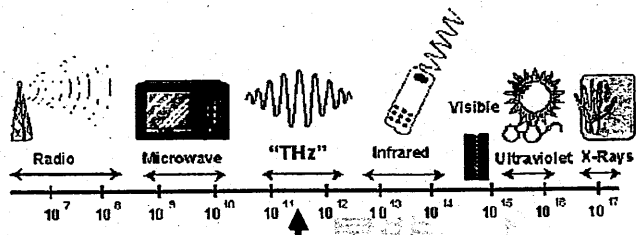
$1\ THz = 10^{12}\ Hz$



従来は学術的研究に限られていた

レーザーを用いてテラヘルツ波を放射する技術が出現 ⟶ 通信を含めた産業応用への期待

テラヘルツ帯の物理現象と応用



テラヘルツ波

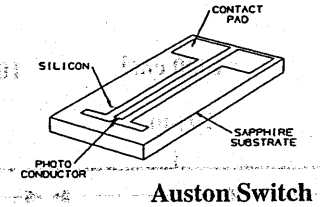
通信応用
環境監視
天文学

半導体	自由キャリヤ、フォノン他
誘電体	ソフトモード
超伝導体	超伝導ギャップ、準粒子励起
液体	緩和モード
気体	回転準位
生体分子	生体機能に関する集団運動

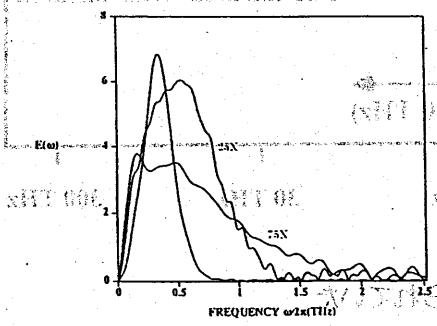
従来は未開拓電磁波
近年、レーザーを用いてテラヘルツ波を放射する技術が格段の進歩

ベル研とIBMにおけるテラヘルツ波放射と応用の研究

P.R. Smith *et al.*, IEEE J. Quantum Electron. 24 (1988) 255

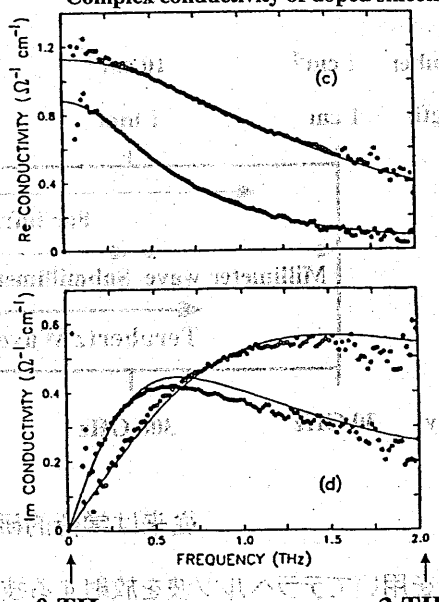


Auston Switch



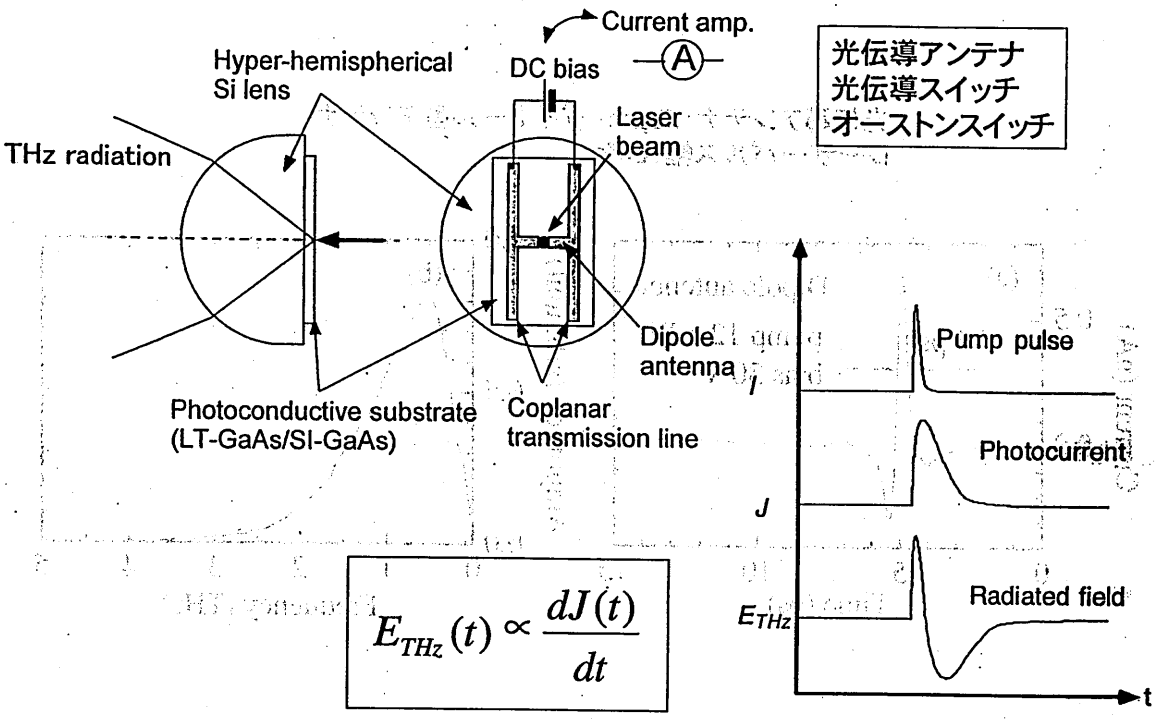
M. van Exter and D. Grischkowsky, Phys. Rev. B41 (1990) 12140

Complex conductivity of doped silicon



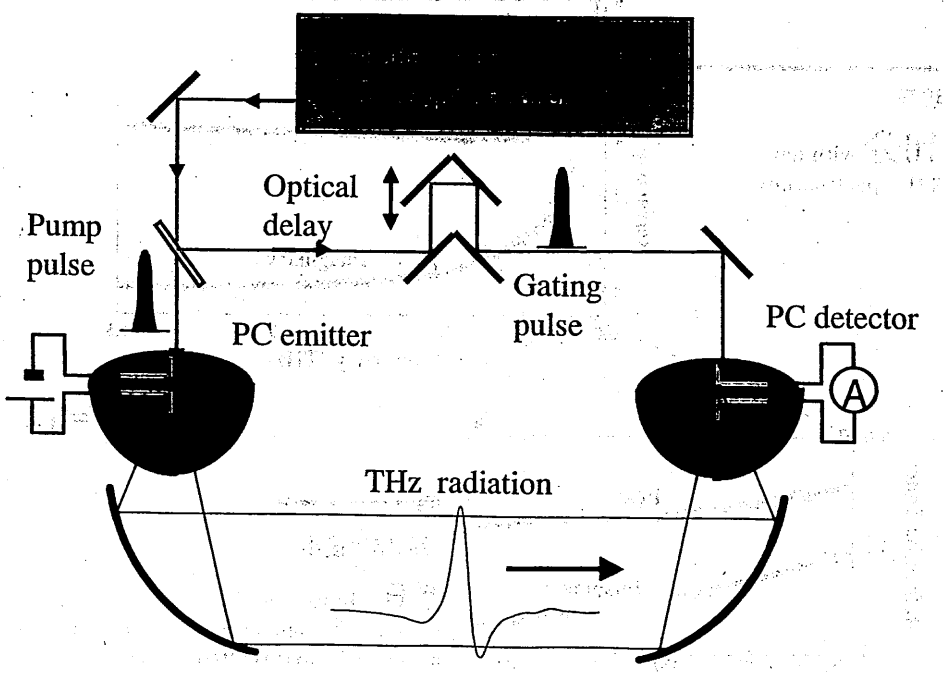
0 THz　　2 THz

光伝導アンテナからのテラヘルツ波放射



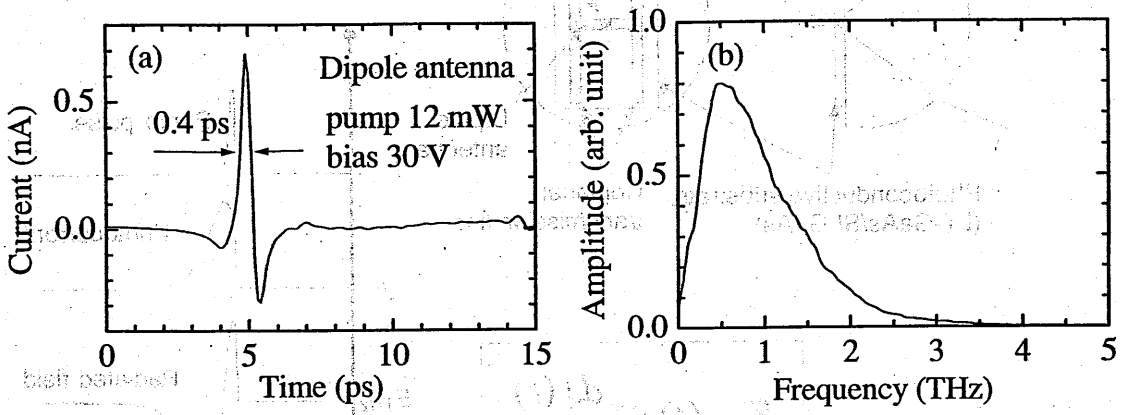
$$E_{THz}(t) \propto \frac{dJ(t)}{dt}$$

テラヘルツ波放射・検出システム



放射波形とフーリエスペクトル

光伝導アンテナ:50μm ダイポール型アンテナ
レーザーパルス幅:80fs

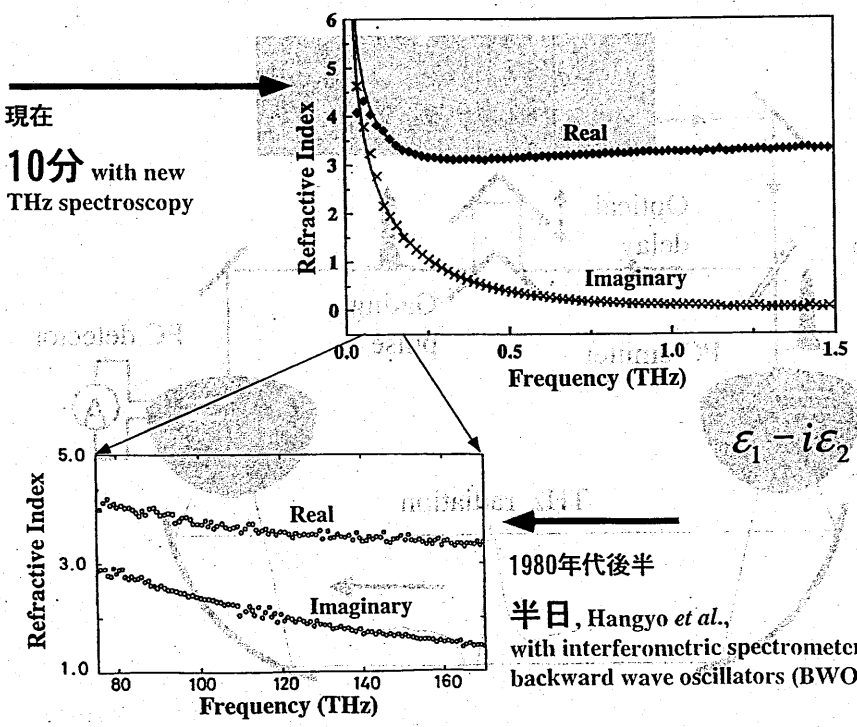


新しいテラヘルツ分光法のインパクト

ドープされたシリコンの複素屈折率測定

現在

10分 with new
THz spectroscopy



$$\varepsilon_1 - i\varepsilon_2 = (n - i\kappa)^2$$

1980年代後半

半日, Hangyo *et al.*,
with interferometric spectrometer using two backward wave oscillators (BWOs)

2　超短パルスレーザーによる半導体表面からのテラヘルツ波放射

半導体表面からの光パルス励起テラヘルツ波放射研究

THz radiation from SI-InP, n- and p-GaAs (built-in surface field)
X. -C. Zhang *et al.*, Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 1011

Nonlinear optical effect ($\chi^{(2)}$: optical rectification, difference frequency mixing)
S. L. Chuang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 102

THz radiation by coherent phonons, Photo-Dember effect
T. Dekorsy *et al.*, Phys. Rev. B **53** (1996) 4005

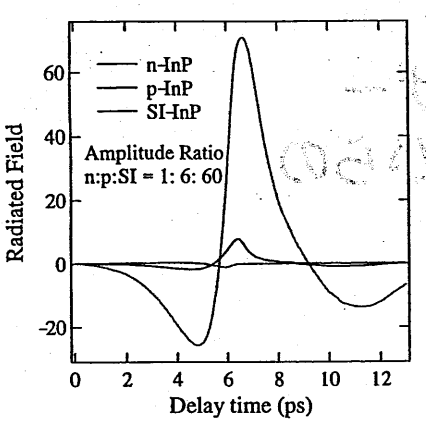
Enhancement of THz radiation under external magnetic fields for GaAs
X. -C. Zhang *et al.*, Appl. Phys. Lett. **62** (1993) 2003

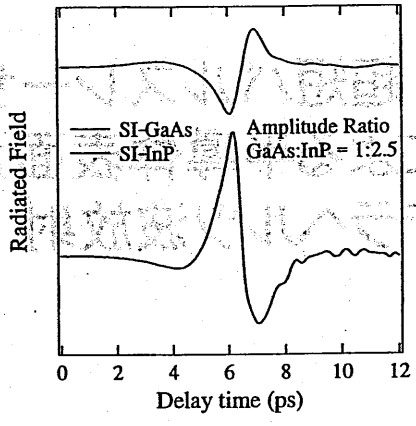
Strong enhancement under high magnetic fields for InAs
N. Sarukura *et al.*, J. Appl. Phys. **84** (1998) 654
M. Hangyo *et al.*, J. Appl. Phys. **90** (2001) 3049 (low temp.)

Strong enhancement at high temperatures for SI-GaAs
M. Nakajima *et al.*, Appl. Phys. Lett. **81** (2002) 1462

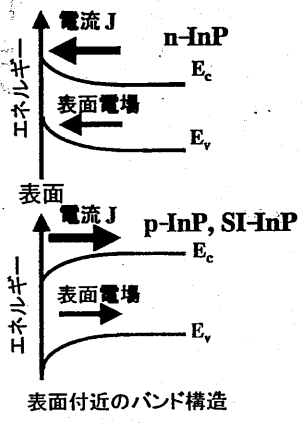
Origin of magnetic field enhancement
J. Shan *et al.*, Opt. Lett. **26** (2001) 849
M. B. Johnston *et al.*, Phys. Rev. B **65** (2002) 165301

n-、p-、SI-InP及びSI-GaAs表面からのテラヘルツ波放射の比較





$$E_{THz}(t) \propto \frac{dJ(t)}{dt}$$



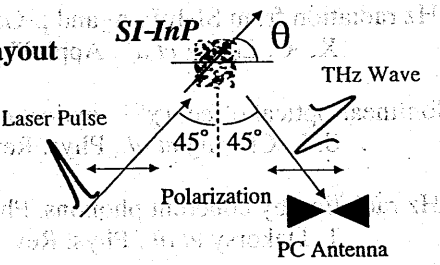
n-InP、p-InPの放射機構は表面電場効果で説明可能

SI-InP表面からのテラヘルツ波放射の方位角依存性

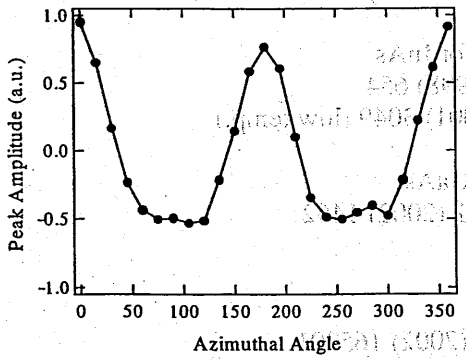
● Optical Rectification

$$E_{THz} \propto \frac{\partial^2}{\partial t^2}P \propto \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}EE + \cdots)$$

$\propto \cos 2\theta$ θ : Azimuthal Angle

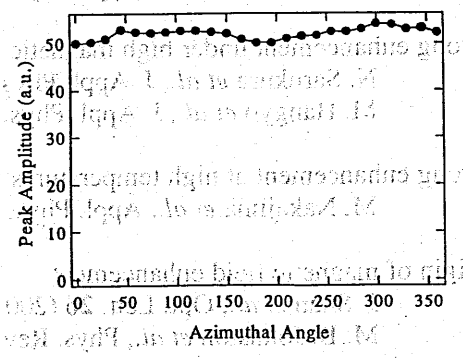


High-density excitation
(I_{exc} ~ 10^3 W/cm^2)



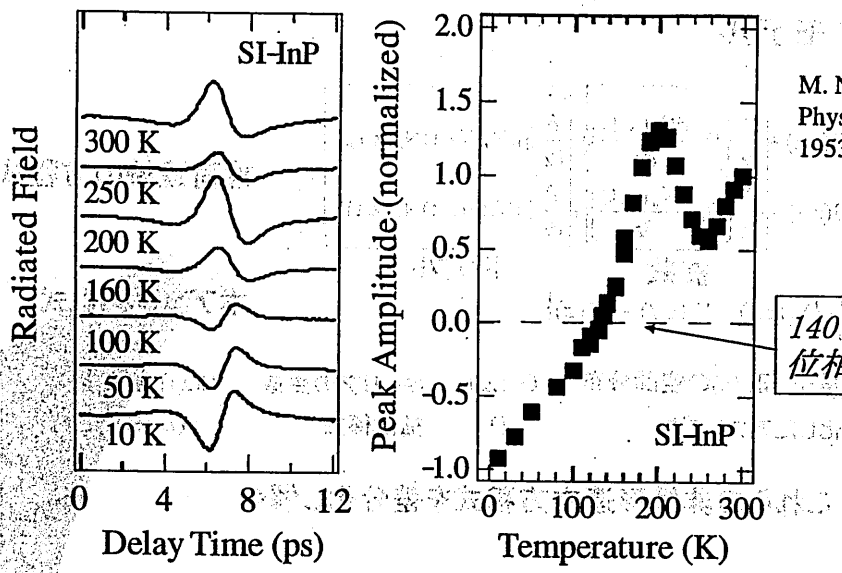
Optical Rectification

Low-density excitation
(I_{exc} ~ 1 W/cm^2)



Current Surge Effect

SI-InP表面からのテラヘルツ波放射の温度依存性



M. Nakajima *et al.*,
Phys. Rev. B 67 (2003)
195308

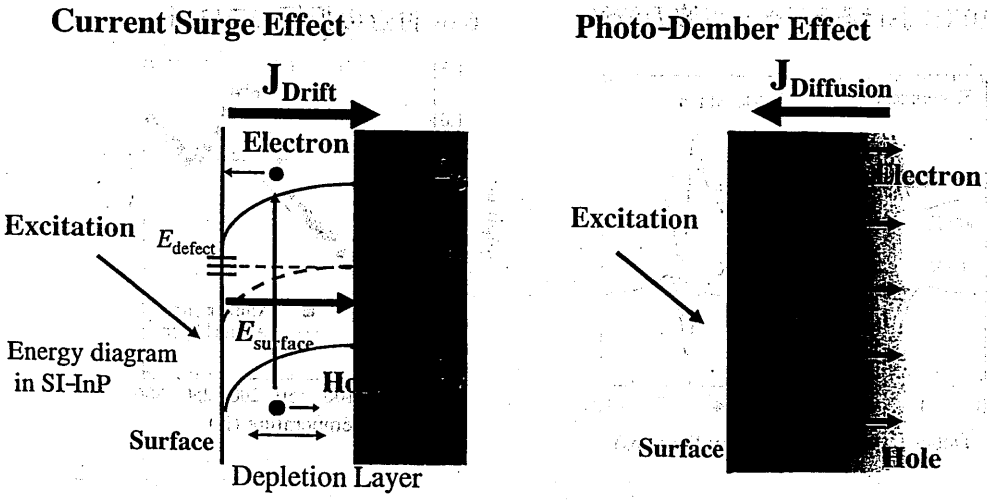
温度変化により放射機構が変化

高温 (140 K以上) ⟶ *表面電場による過渡電流効果*

低温 (140 K以下) ⟶ *フォトデンバー効果*

半導体表面からのテラヘルツ波放射機構

表面電場による電流サージ効果とフォトデンバー効果



テラヘルツ波の放射電場 $E(t) \propto \frac{dJ(t)}{dt}$

放射の極性は電流の方向に依存

ドリフト拡散モデルによるシミュレーション

ドリフト拡散 モデル

$$\begin{cases} \dfrac{\partial N_e(z,t)}{\partial t} = G(z,t) + \boxed{\dfrac{\partial}{\partial z}\left\{D_e \dfrac{\partial N_e(x,t)}{\partial z}\right\}} + \boxed{\dfrac{\partial}{\partial z}\{\mu(E)E(z,t)N_e(z,t)\}} \\ \dfrac{\partial N_h(z,t)}{\partial t} = G(z,t) + \boxed{\dfrac{\partial}{\partial z}\left\{D_h \dfrac{\partial N_h(x,t)}{\partial z}\right\}} + \boxed{\dfrac{\partial}{\partial z}\{\mu(E)E(z,t)N_h(z,t)\}} \\ \dfrac{\partial E(z,t)}{\partial z} = \dfrac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}\{N_h(z,t) - N_e(z,t) - N_a^-(z)\} \end{cases}$$

拡散　　ドリフト

電荷連続の方程式

ポア[illegible]程式

$N_i(z,t)$キャリア(電子，正孔)の空間分布　$G_i(z,t)$　キャリアの生成　E(z,t)[illegible]

$N_a^-(z)$ イオン化したアクセプタ　D　拡散係数　μ(E) 移[illegible]

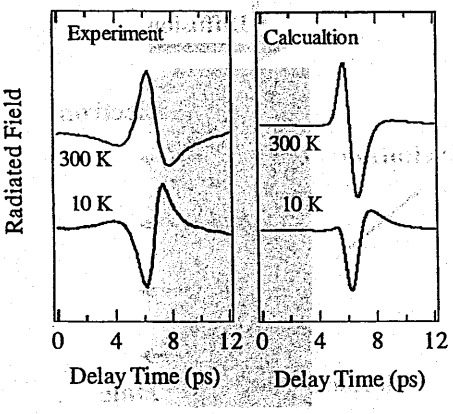
これらの非線形連立方程式を差分化し解く

キャリアの空間分布の時間変化($N_e(z,t)$, $N_h(z,t)$)を，1fsごとに求めた

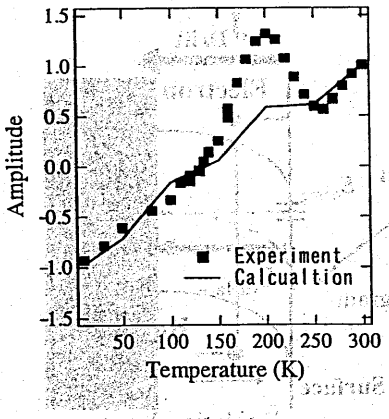
テラヘルツ波の放射振幅　$E_{THz}(t) \propto \dfrac{\partial^2 P(t)}{\partial t^2}$

実験結果とシミュレーションの比較

300Kと10Kにおけるテラヘルツ波の波形



6 ps 付近の振幅のプロット



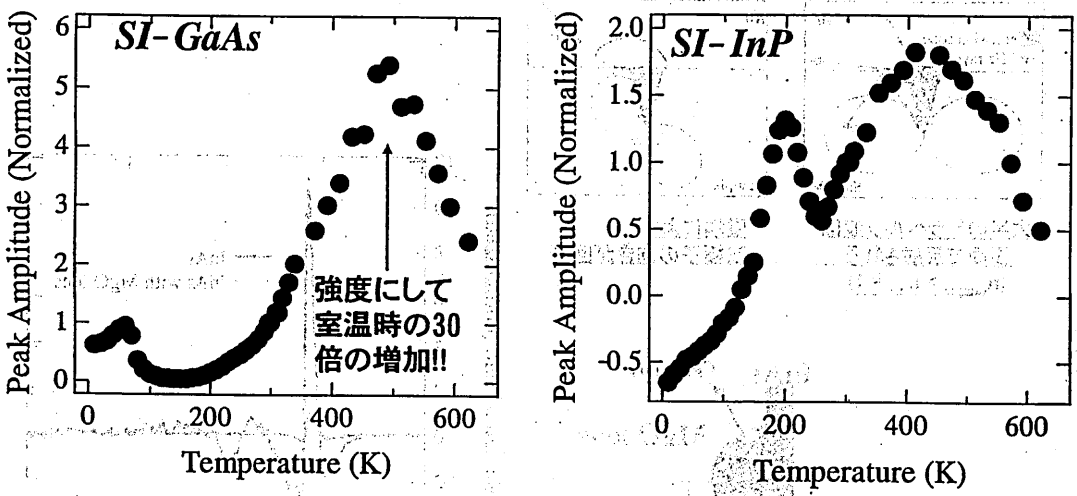
高温と低温での極性の反転を確認

温度変化により放射機構が変化

高温 ⟶ 表面電場による過渡電流効果

低温 ⟶ フォトデンバー効果

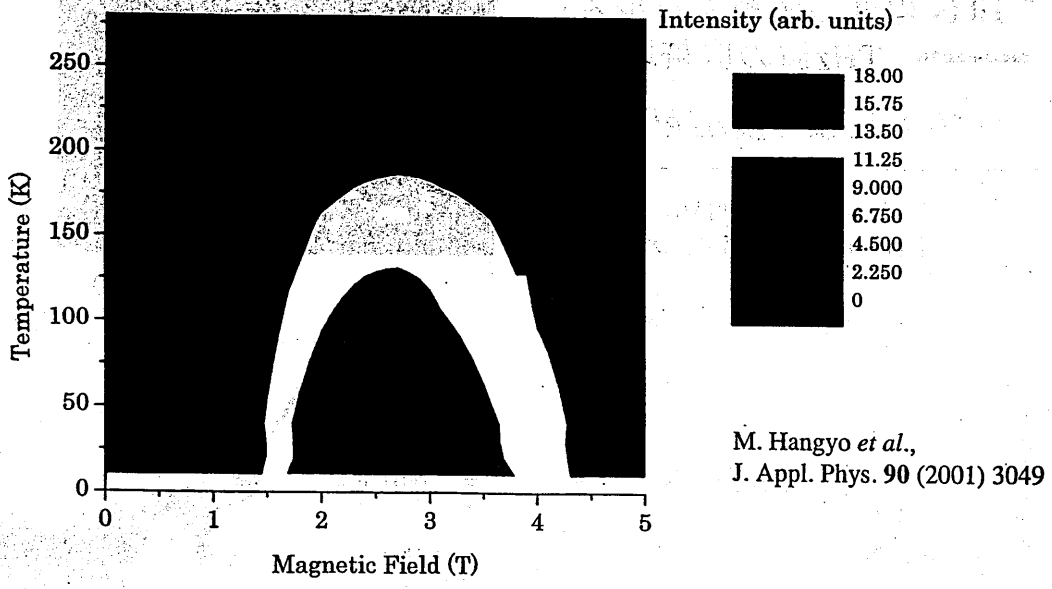
SI-GaAs及びInP表面からのテラヘルツ波放射の高温特性



SI-GaAsにおいて ～ 500 K で 室温の30 倍以上の 放射強度を示す

室温のInAsの放射パワーといい勝負

InAs表面からの放射強度の磁場及び温度依存性



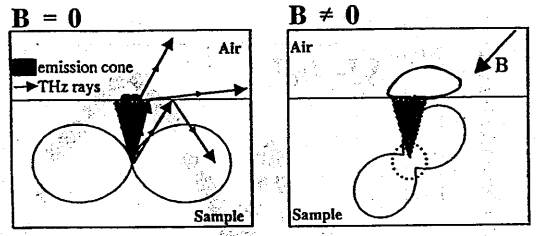
M. Hangyo *et al.*,
J. Appl. Phys. **90** (2001) 3049

40K、2.4Tにおける放射強度は室温、磁場なしの場合の約300倍

MgOレンズカップラーの付加による放射強度の増大

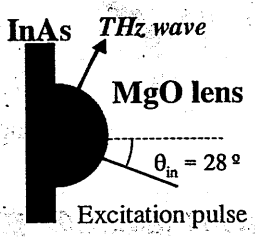
磁場による放射強度増大の原因

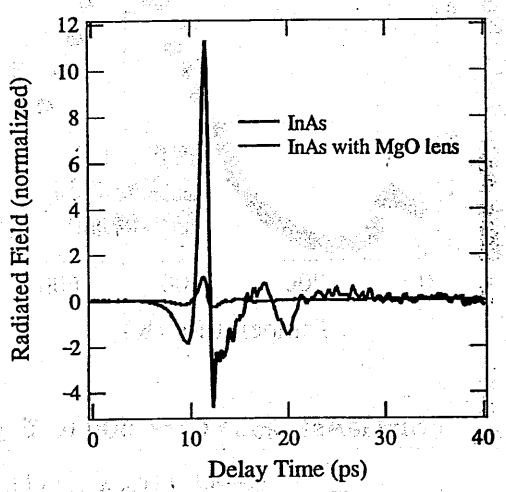
Johnston *et al.*, Phys. Rev. B 65, 165301 (2002).



大半のテラヘルツ波は
表面で反射される
($n_{sample} > n_{Air} = 1$)

磁場により
双極子の向きが回転

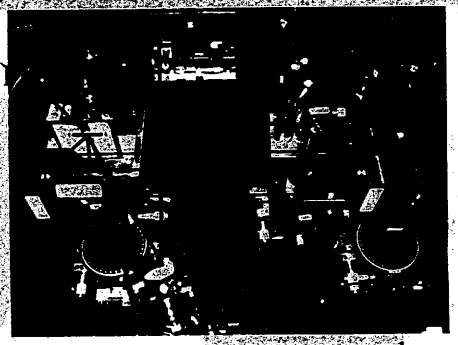




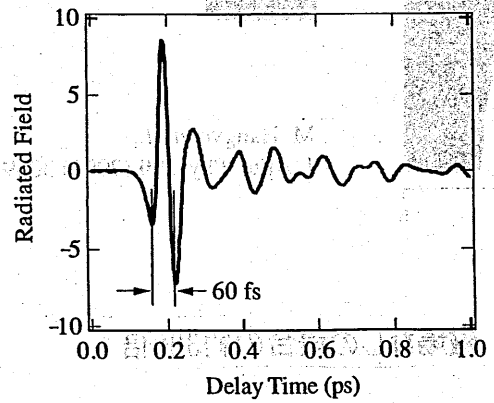
MgOレンズカップラーをつけるだけで、放射パワーが100倍 !!

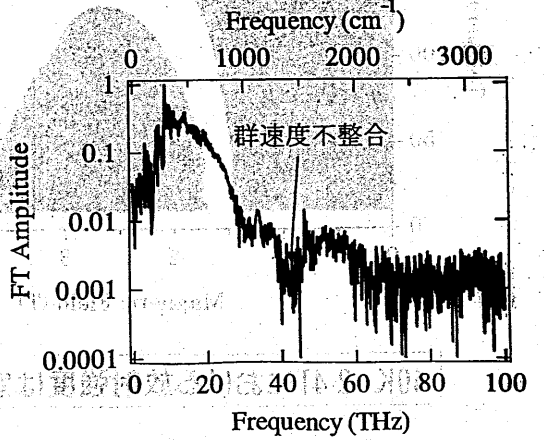
光整流による広帯域テラヘルツ波放射

~ 10 fs 程度の極短光パルス
→ THz波の広帯域化
～60 THz まで検出可能



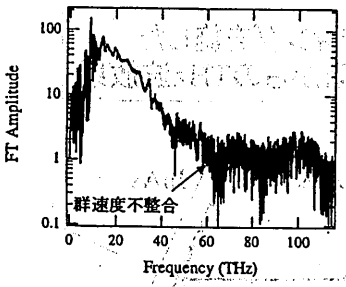
Emitter ZnTe (110)
Detector 光伝導アンテナ

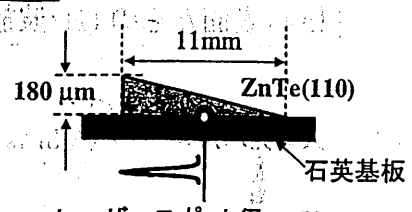




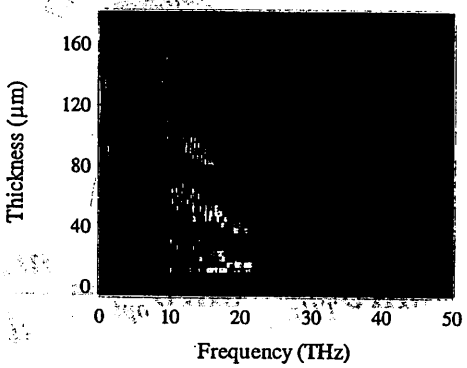
ウェッジ型結晶による広帯域テラヘルツ波放射と制御

放射帯域の拡大と制御

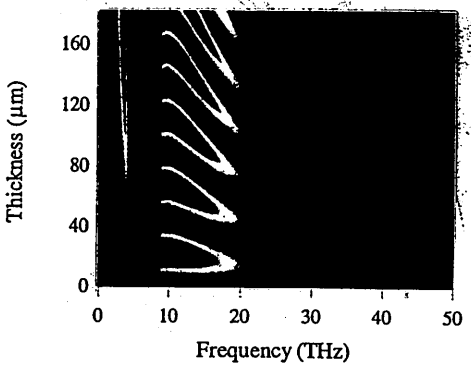




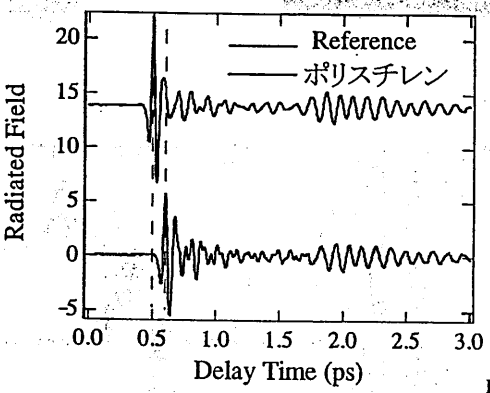
実験

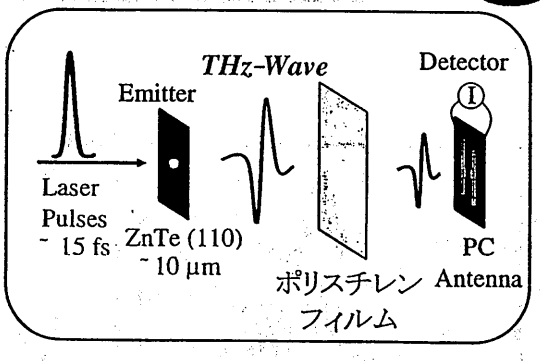


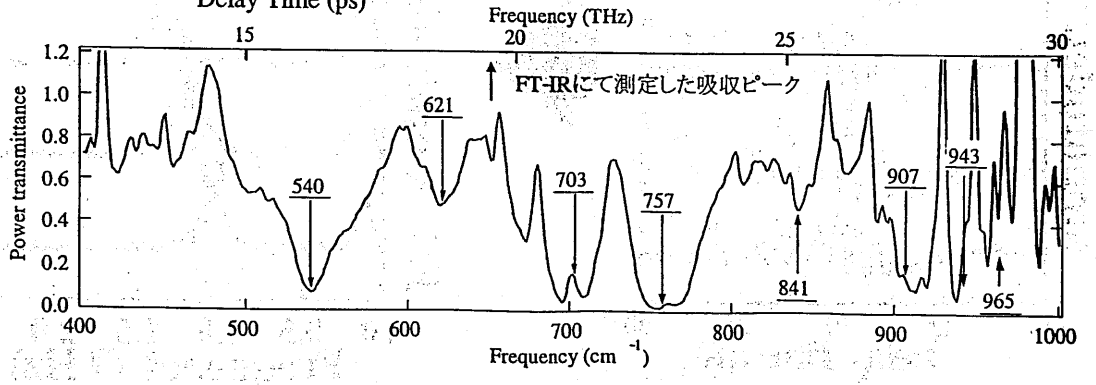
計算



広帯域テラヘルツ波による時間領域分光 (THz-TDS)



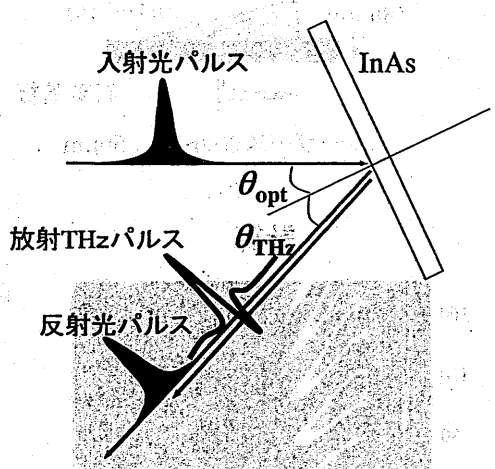




ポリスチレンフィルムの中赤外透過率スペクトル

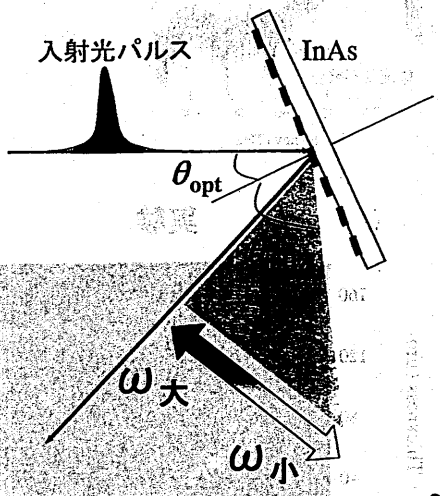
表面グレーティングを用いた周波数可変単色波の放射

InAs表面からのTHz波放射



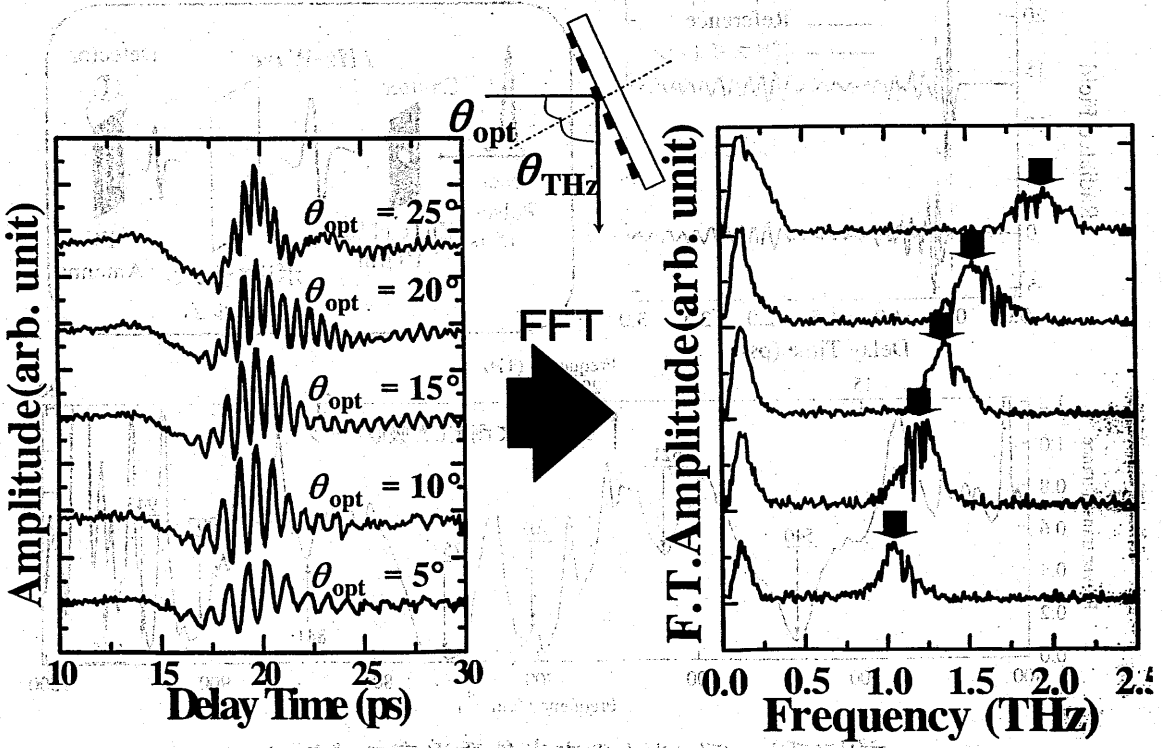
$$\theta_{opt} = \theta_{ref} \approx \theta_{THz}$$

グレーティングを施した
InAs表面からのTHz波放射



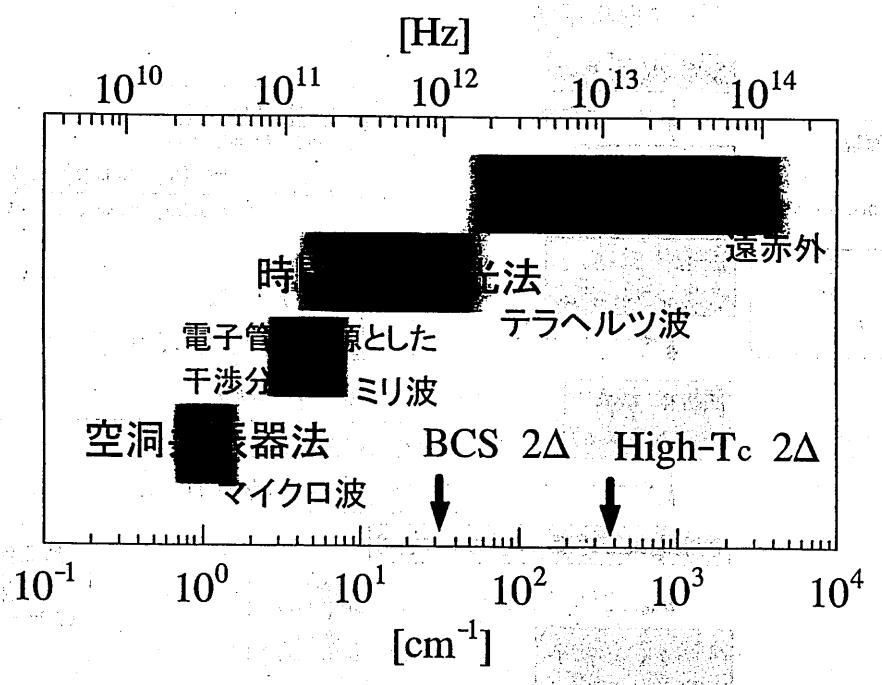
$$\sin\theta_{THz} - \sin\theta_{opt} = \frac{m\lambda}{d}$$

放射波形と周波数の入射角依存性

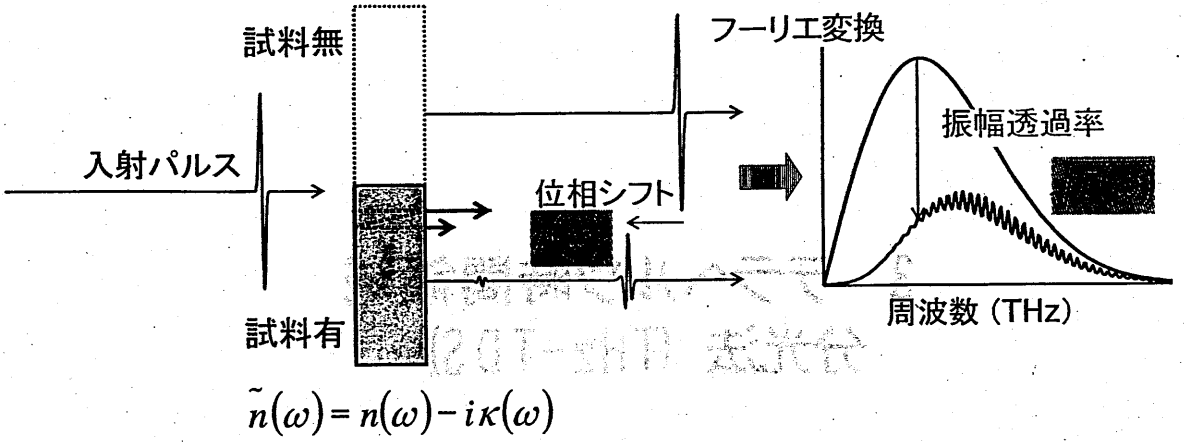


3　テラヘルツ時間領域分光法（THz-TDS）

周波数領域と分光法



テラヘルツ時間領域分光法(THz-TDS)の原理



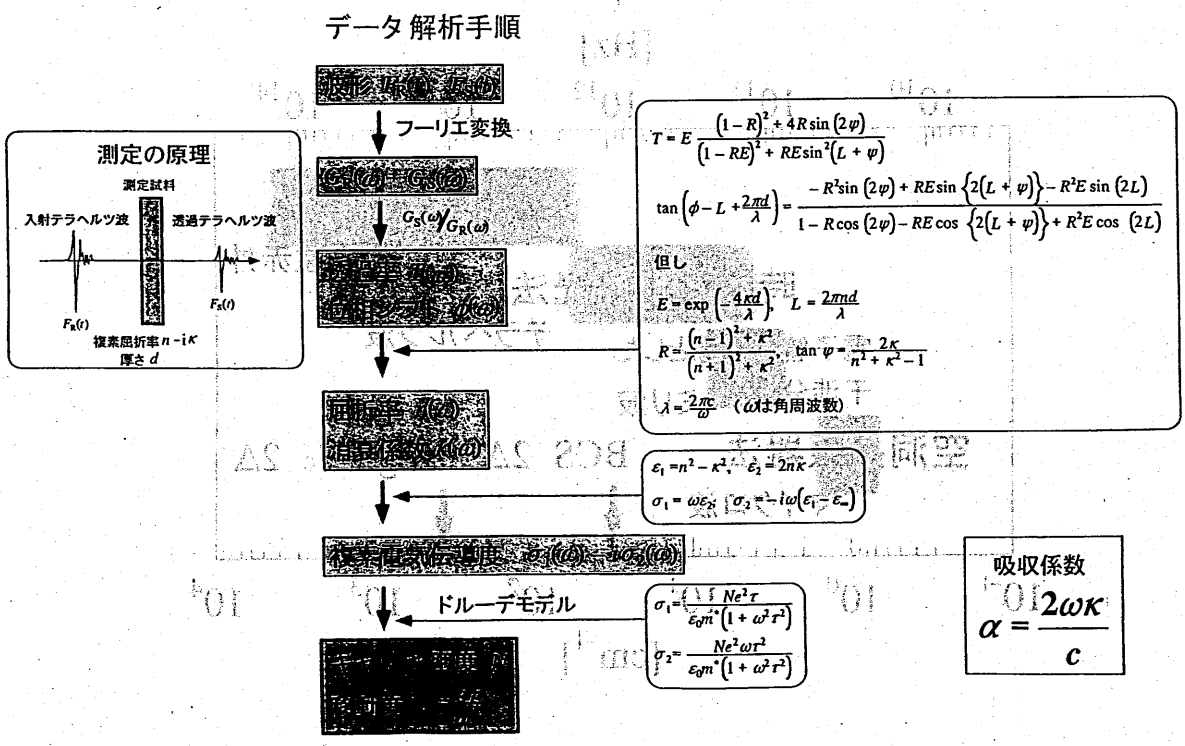
$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) - i\kappa(\omega)$$

「電磁波の強度情報」+「電磁波の位相情報」 ➡ 「2つのパラメータ」

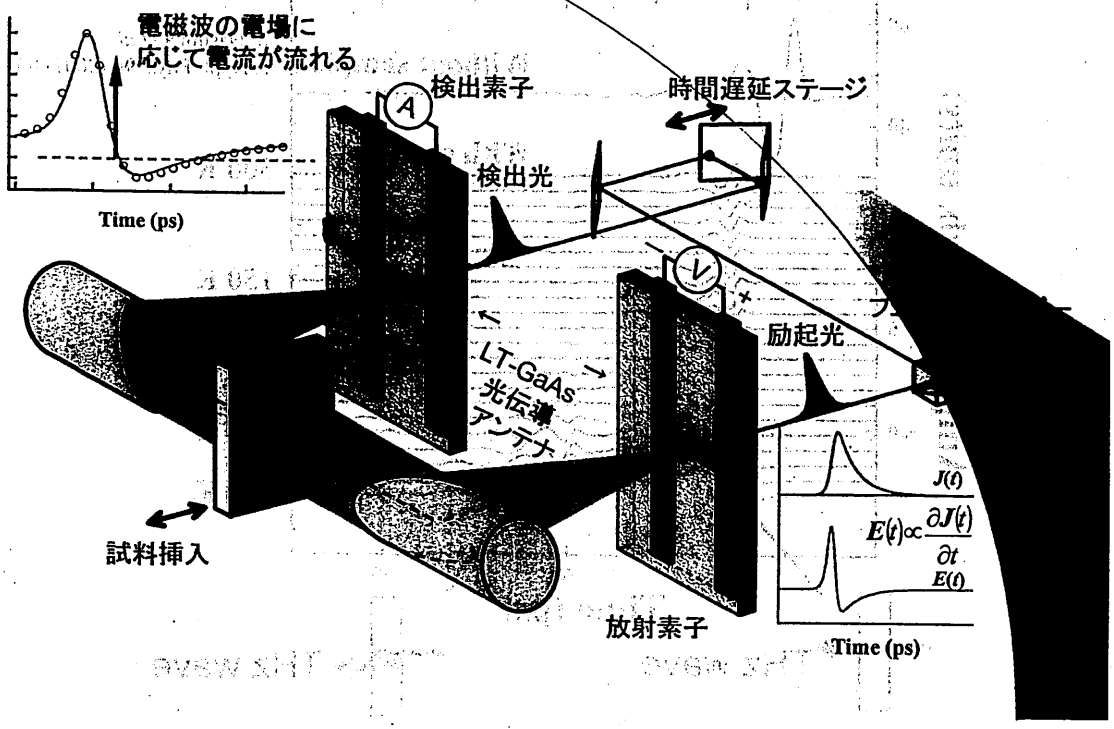
試料挿入前後の時間波形→試料の透過率、位相シフト→試料の複素屈折率
(複素誘電率、複素電気伝導度)

- 数THzの広帯域の複素屈折率を一挙に測定
- クラマースークローニッヒ変換不要

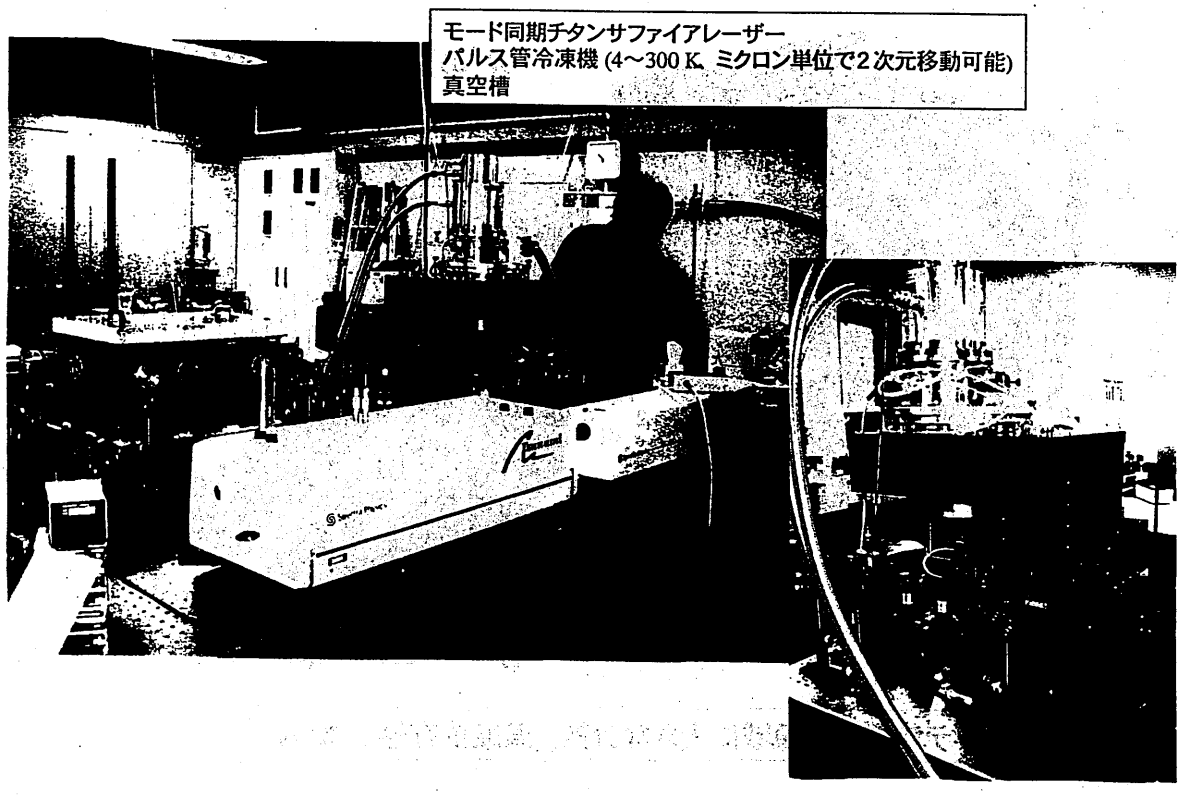
THz-TDSにおけるデータ解析手順



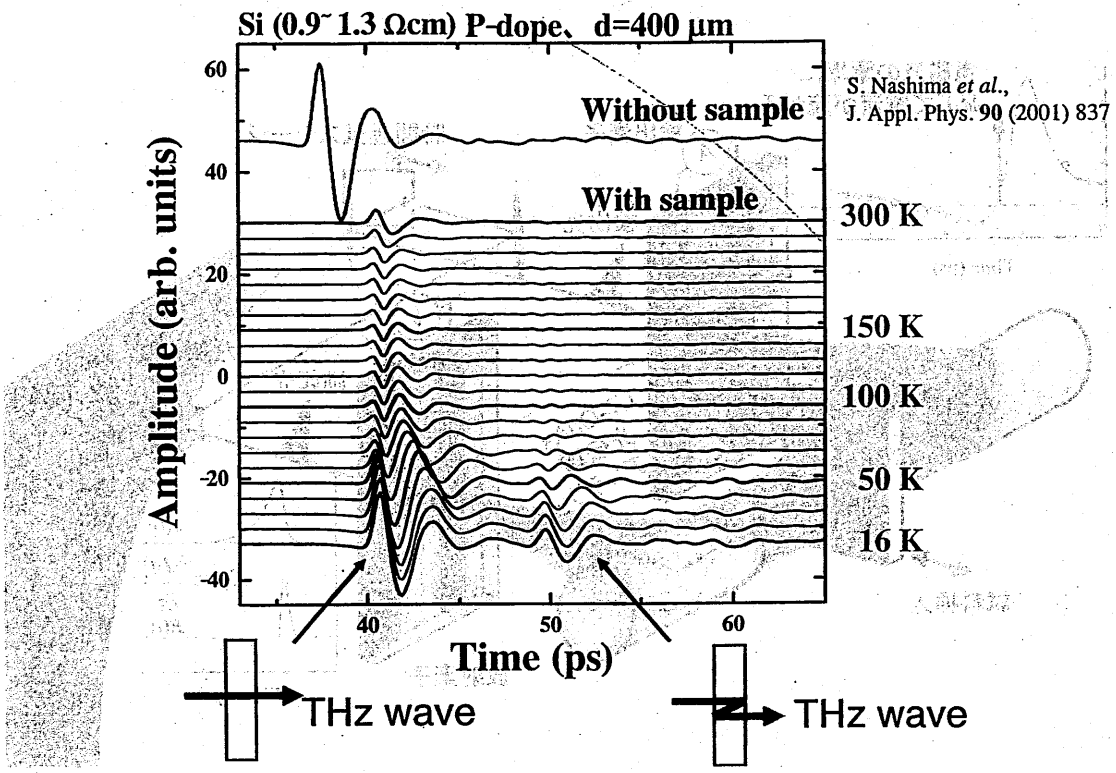
テラヘルツ時間領域分光システム



標準的テラヘルツ時間領域分光システム

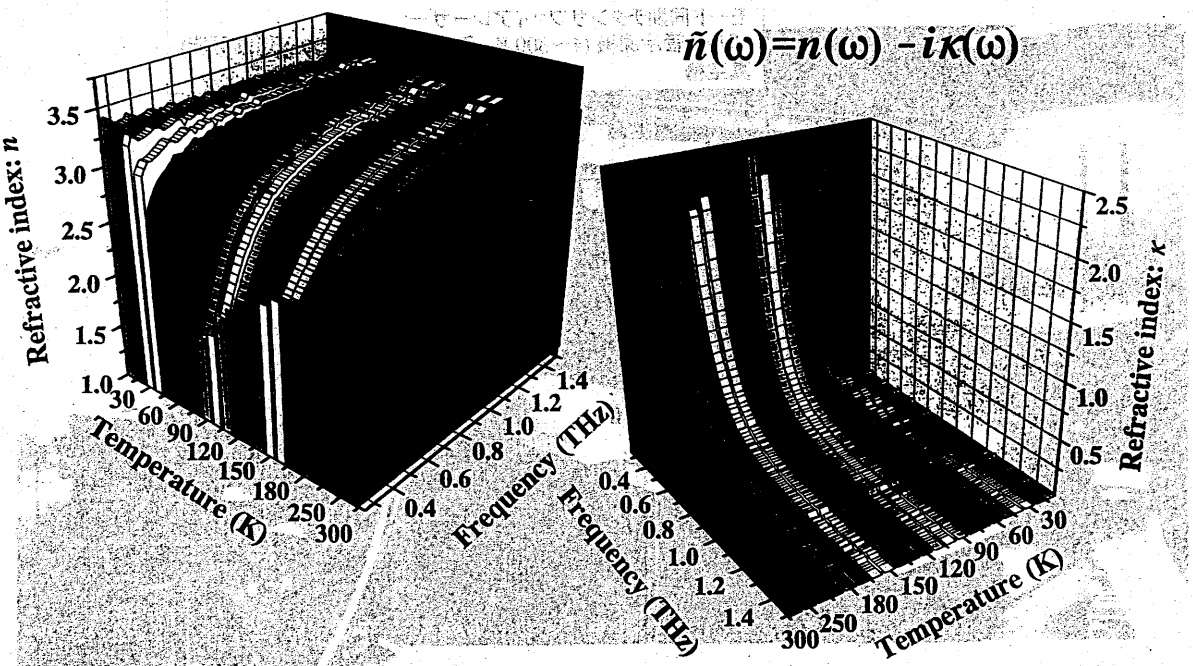


ドープされたシリコンウエハの透過波形の温度依存性



S. Nashima *et al.*,
J. Appl. Phys. 90 (2001) 837

複素屈折率の温度依存性



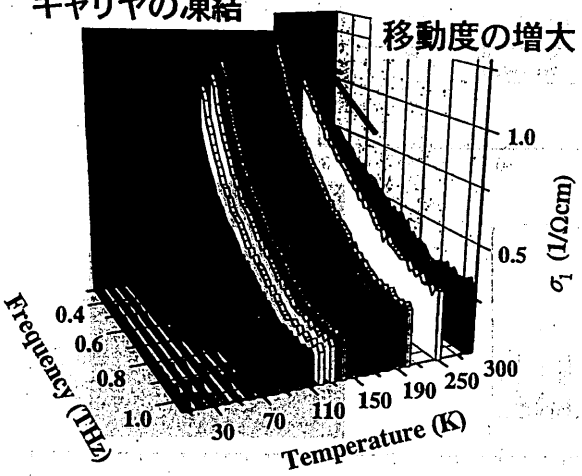
テラヘルツ領域に大きな分散、温度依存性も激しい

複素電気伝導度の温度依存性

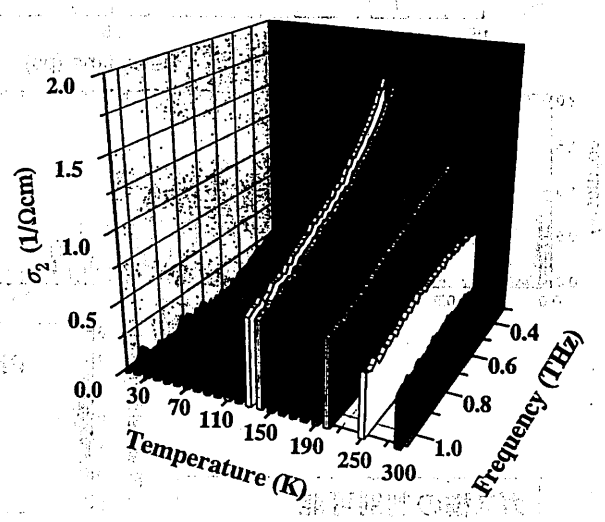
$$\sigma_1(\omega) - i\sigma_2(\omega)$$

キャリヤの凍結

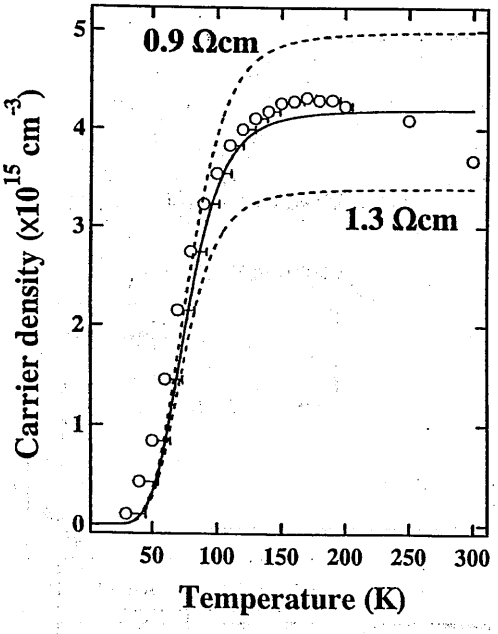
移動度の増大

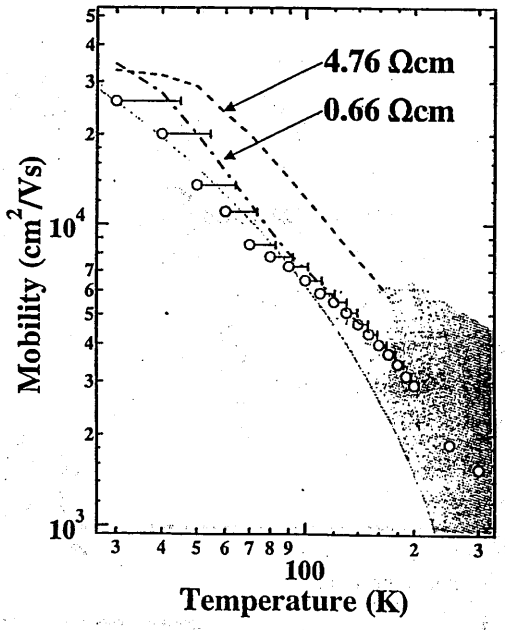


$$\tilde{n}^2 = \tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_{Si} + i\tilde{\sigma}(\omega)/\omega\varepsilon_0$$



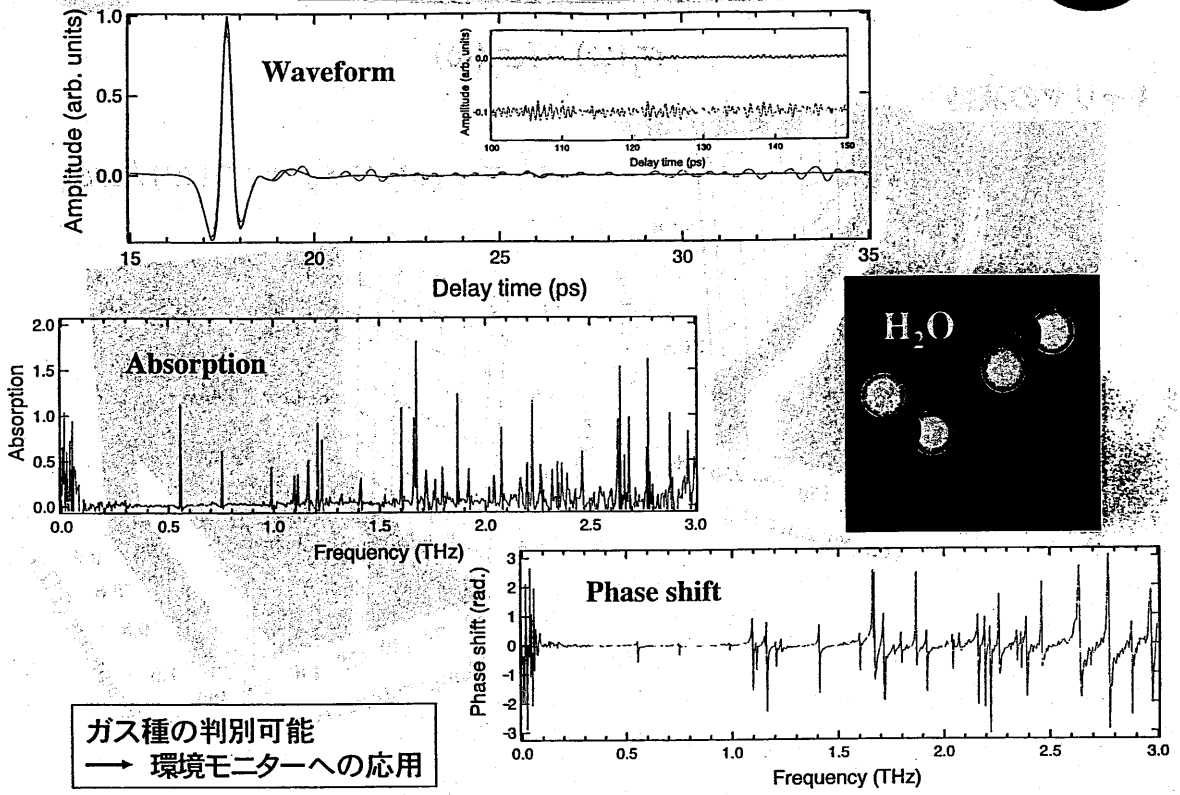
THz-TDSにより得られたキャリヤ密度と移動度の温度依存性





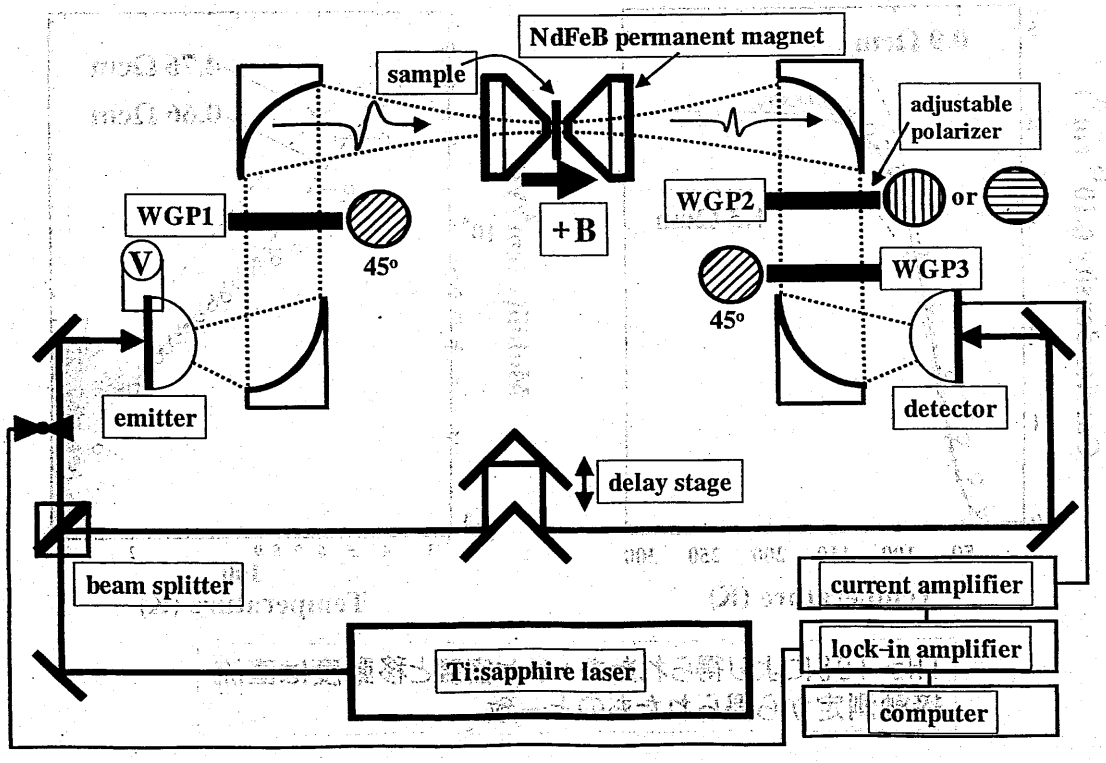
THz-TDSにより得られたキャリヤ密度と移動度は直流接触測定から得られたものと一致

H_2O気体のテラヘルツ分光

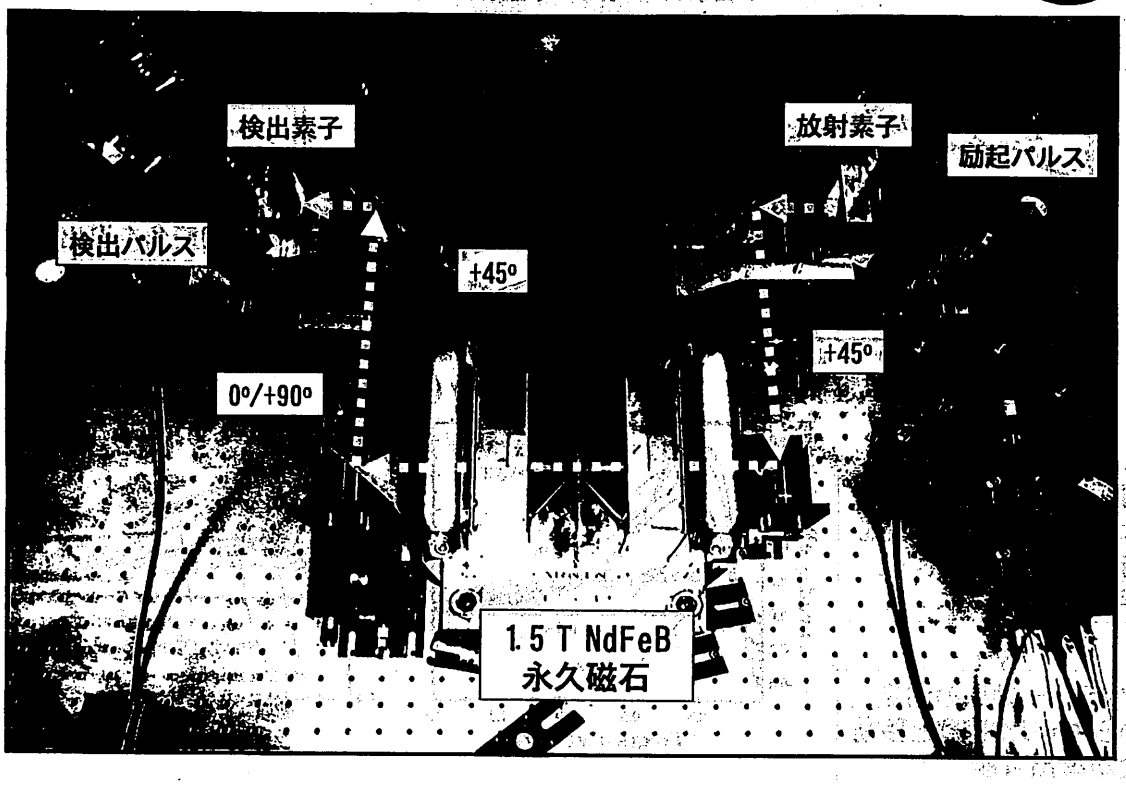


ガス種の判別可能
⟶ 環境モニターへの応用

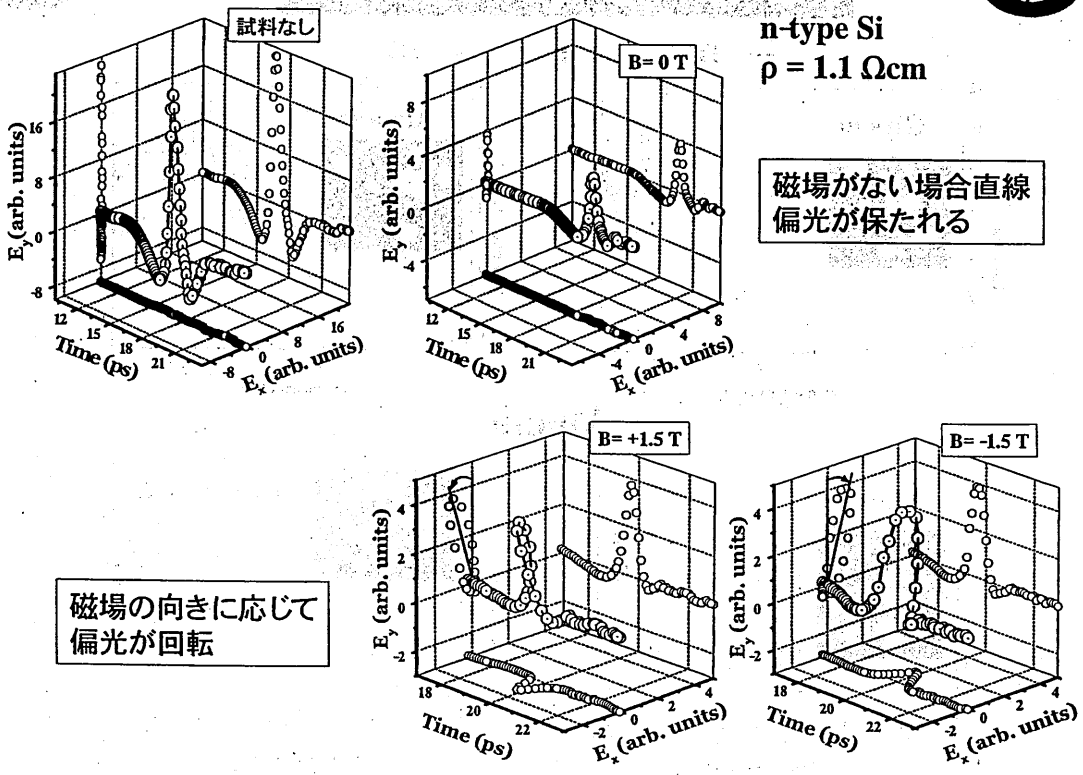
ファラデー効果THz-TDSシステム



ファラデー効果THz-TDSシステムの光学系



自由キャリヤのファラデー効果による偏光回転

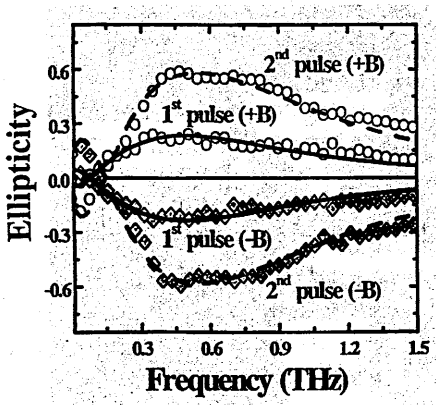


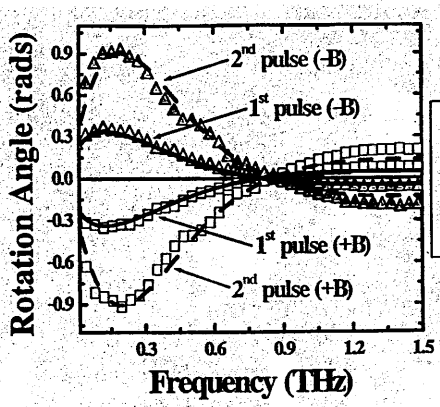
n-type Si
ρ = 1.1 Ωcm

磁場がない場合直線偏光が保たれる

磁場の向きに応じて偏光が回転

ファラデー効果における偏光の楕円率と回転角



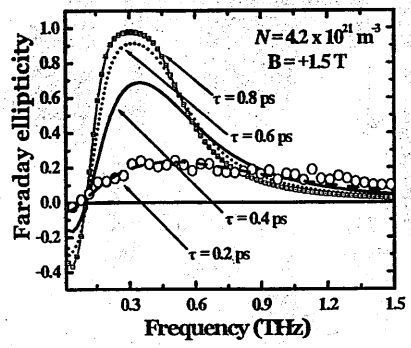


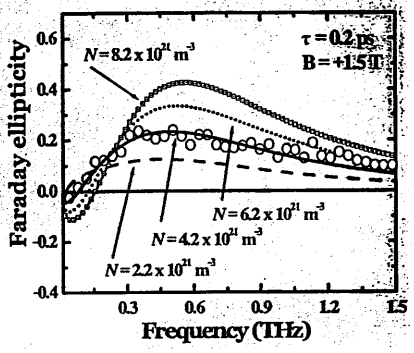
フーリエ変換により1番目と2番目のパルスに対して独立に楕円率と回転角を導出

楕円率の周波数依存性は、キャリヤ密度と散乱時間(移動度)に強く依存

↓

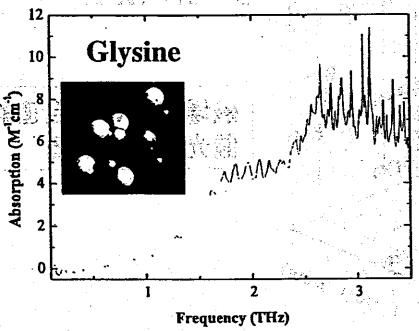
ファラデー効果の測定からキャリヤ密度と移動度が導出可能

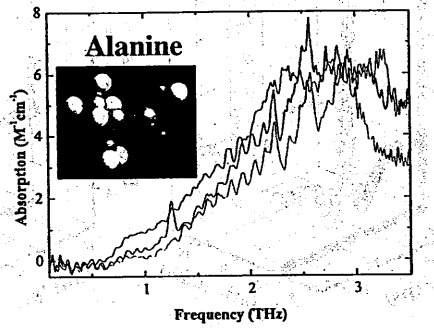




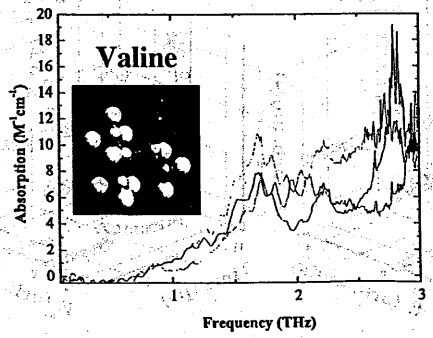
アミノ酸の低エネルギー振動分光

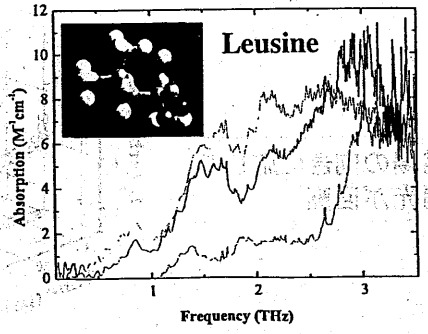
— D — L — DL



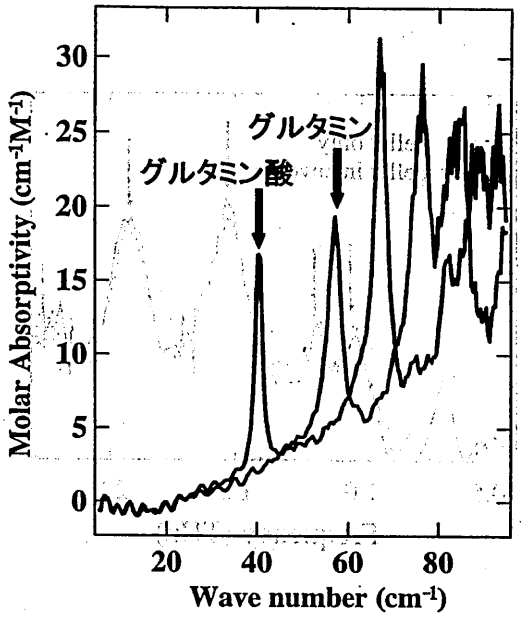


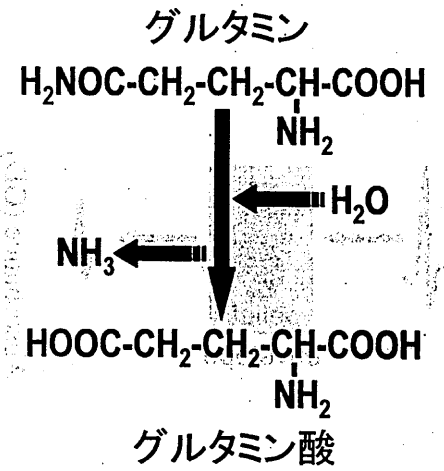
Alanin





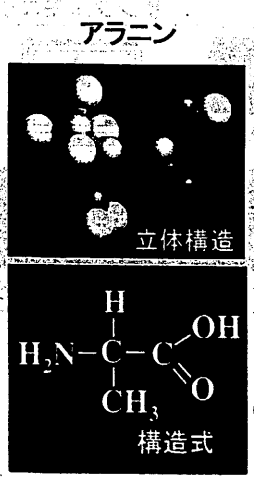
グルタミン及びグルタミン酸の吸収スペクトル

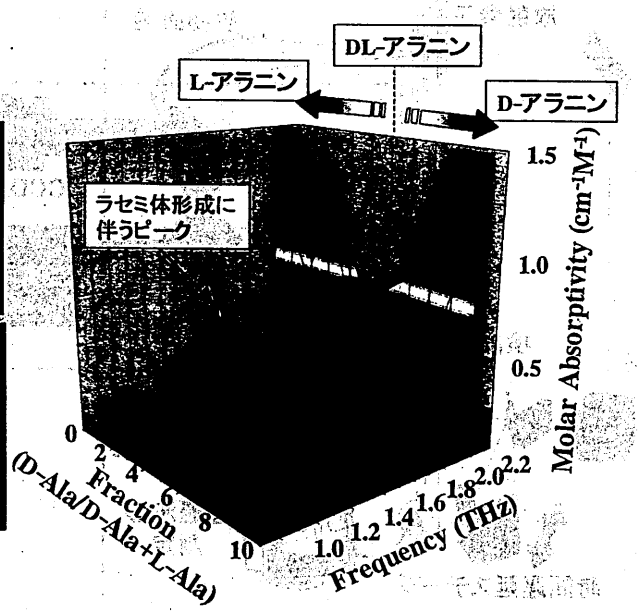




脱アミノ化反応

アミノ酸の低エネルギー振動分光（ラセミ化の影響）

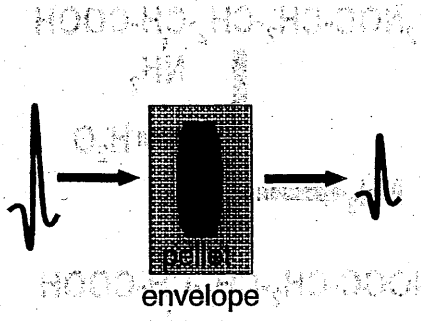


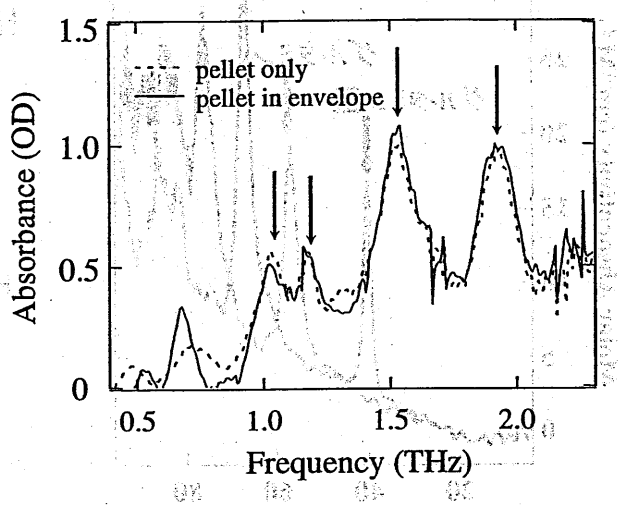


テラヘルツ・バイオロジー

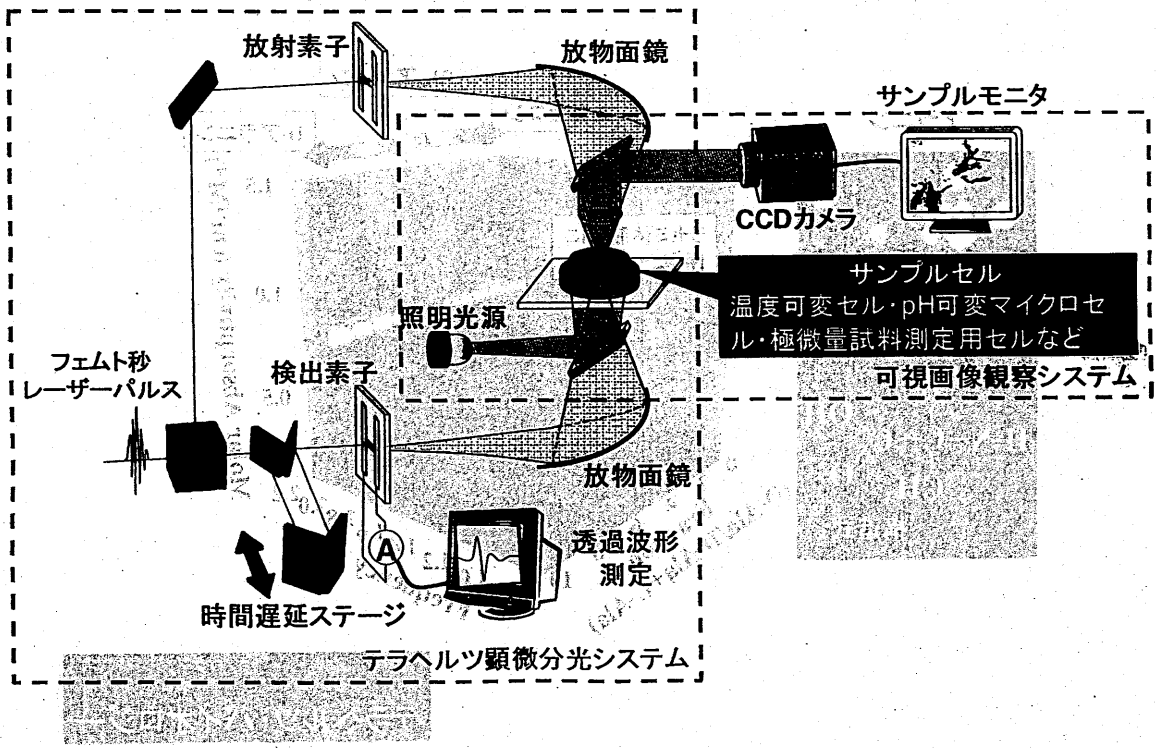
封筒中の薬物検査への応用

テスト試料：リボフラビン（ビタミンB_2）





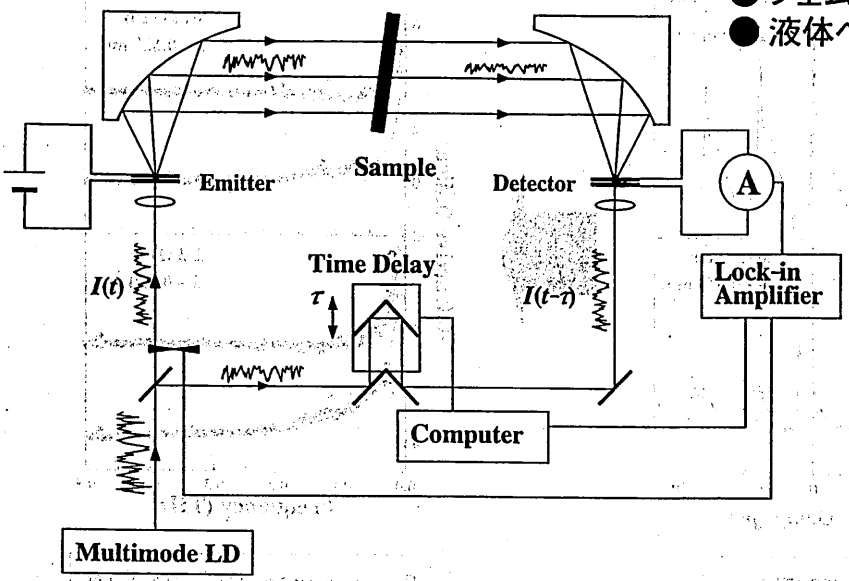
生体高分子・細胞観察用テラヘルツ顕微分光装置



CWマルチモードLDと光伝導アンテナを用いたサブテラヘルツ分光システム

Poor man's SubTHz-TDS

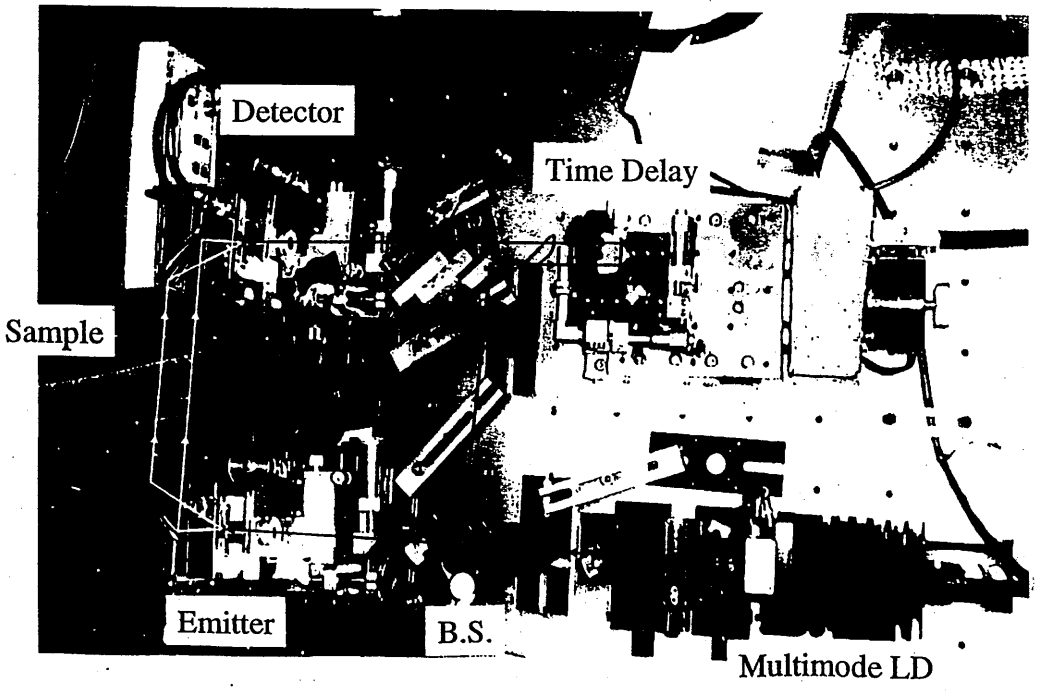
- フェムト秒レーザー不要
- 液体ヘリウム不要



高価なフェムト秒レーザーのかわりに安価で小型のマルチモードレーザーダイオードを使用

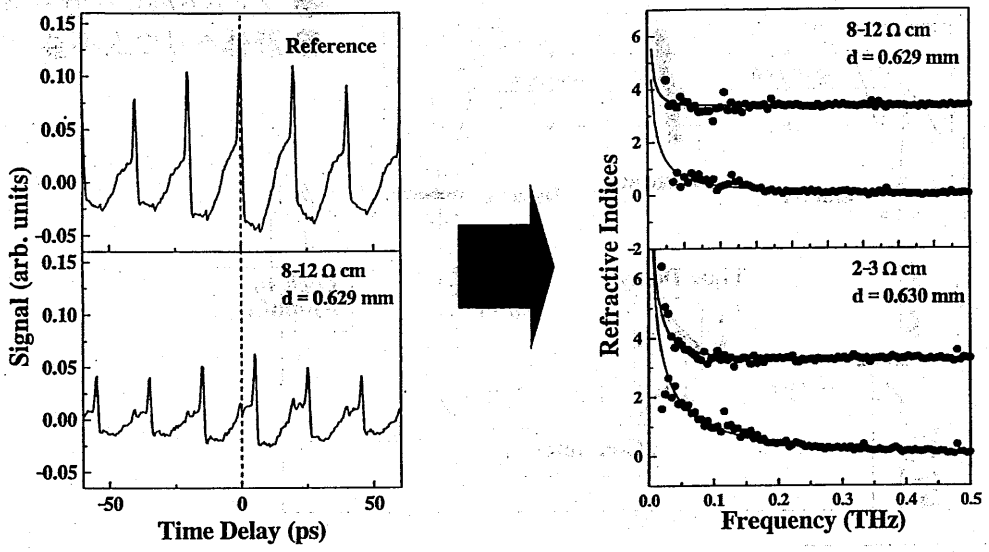
CWマルチモードLDと光伝導アンテナを用いたサブテラヘルツ分光システム

Poor man's SubTHz-TDS



Poor man's SubTHz-TDSによるドープされたシリコンの測定

O. Morikawa *et al*, Appl. Phys. Lett. 76 (2000) 1519



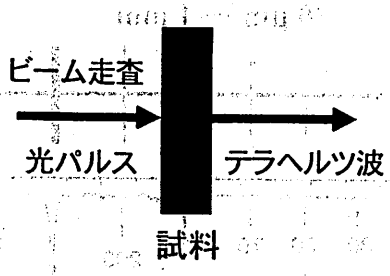
時間遅れ
減衰

Poor man's TDS の S/N
はそう悪くない

4 テラヘルツイメージング

2種類のテラヘルツイメージング手法

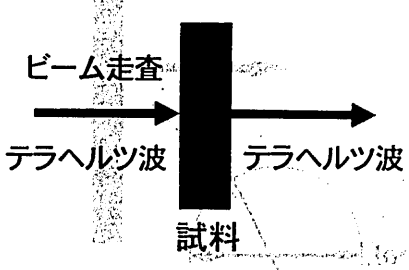
能動的イメージング



- テラヘルツ波放射物質に限定
- ユニークなイメージング

超伝導電流
表面電場分布

受動的イメージング

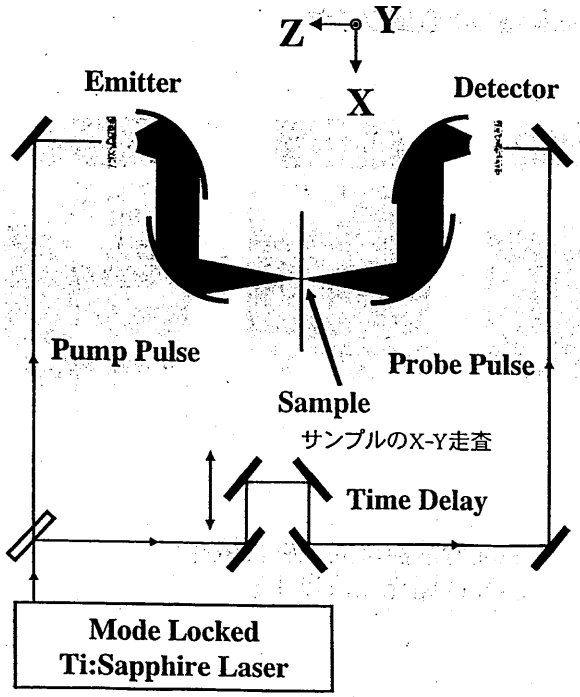


- 通常のイメージング
- 汎用

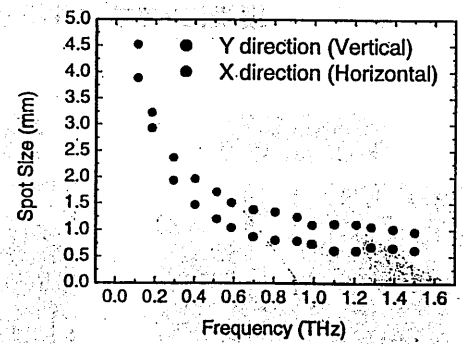
ここで定義している「能動的(active)」と「受動的(passive)」は、通常赤外線カメラなどで用いられる定義と異なるので注意 !!!

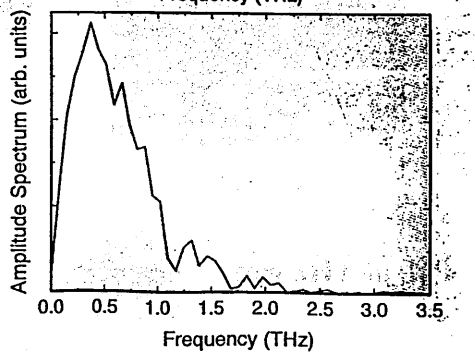
テラヘルツ波を用いたイメージングシステム

走査型

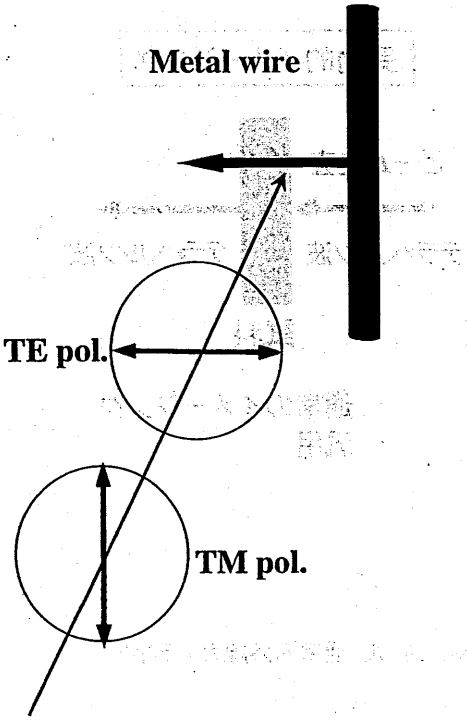


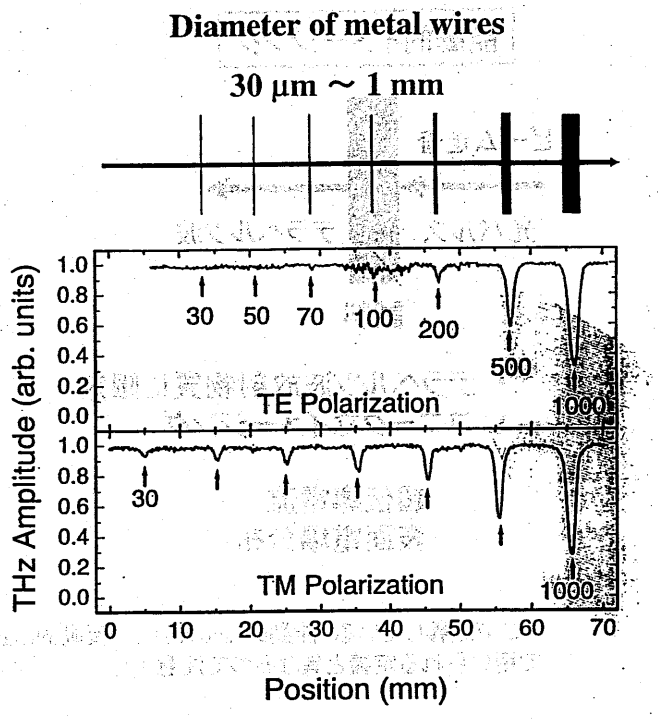
THz Beam Spot Size (FWHM)





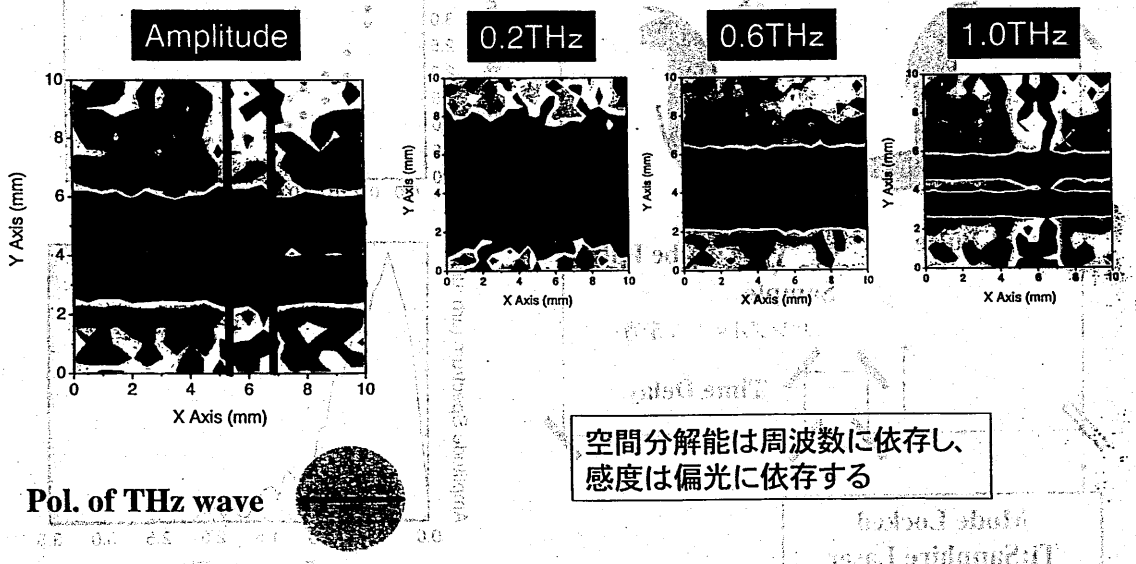
金属ワイヤの1次元イメージング





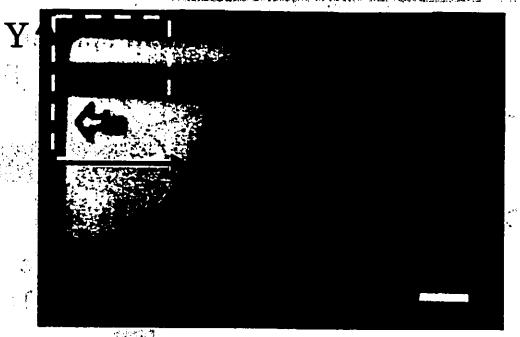
金属ワイヤの2次元イメージング

縦横に2本ずつ井桁状に配置した金属ワイヤ

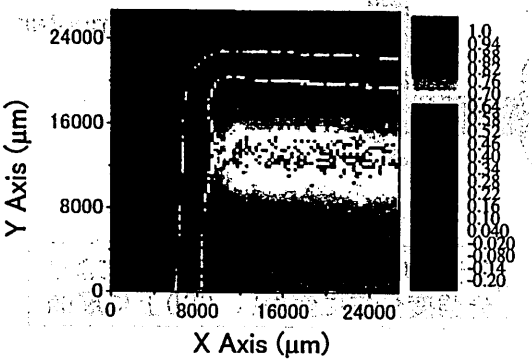


空間分解能は周波数に依存し、
感度は偏光に依存する

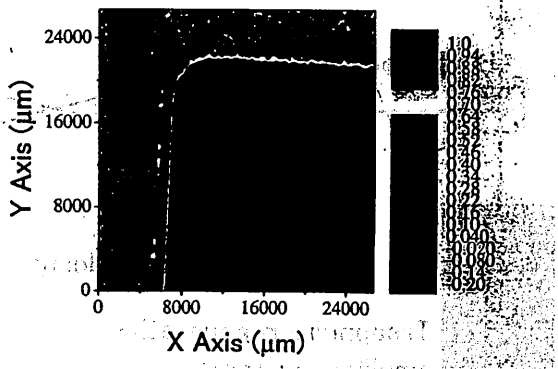
磁気カードのイメージング



(a) 350 GHz

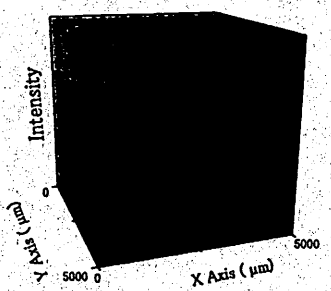


(b) 1.25 THz

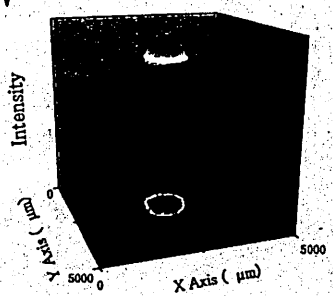


光生成キャリヤのイメージング

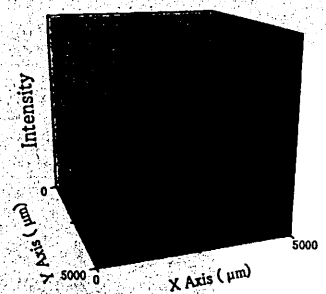
80 mW

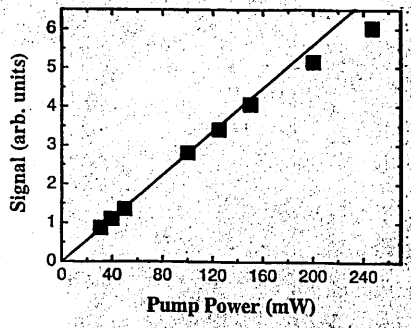


250 mW



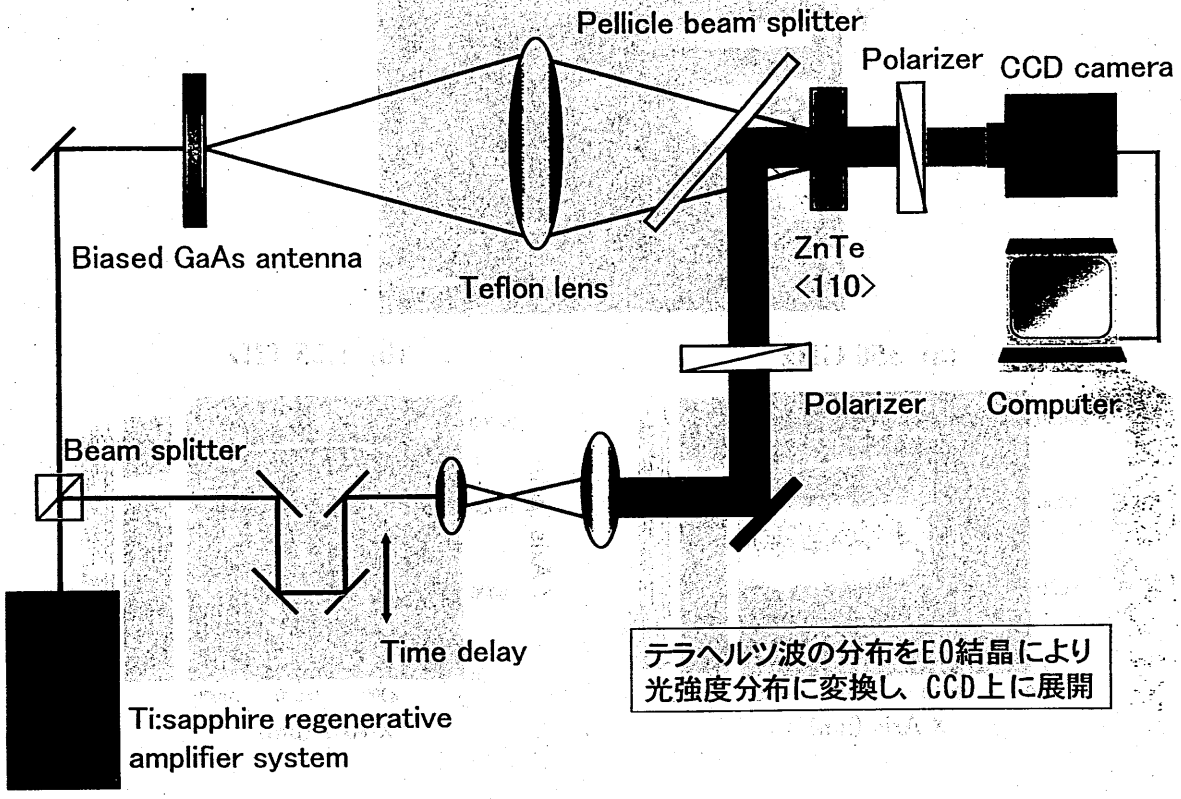
160 mW





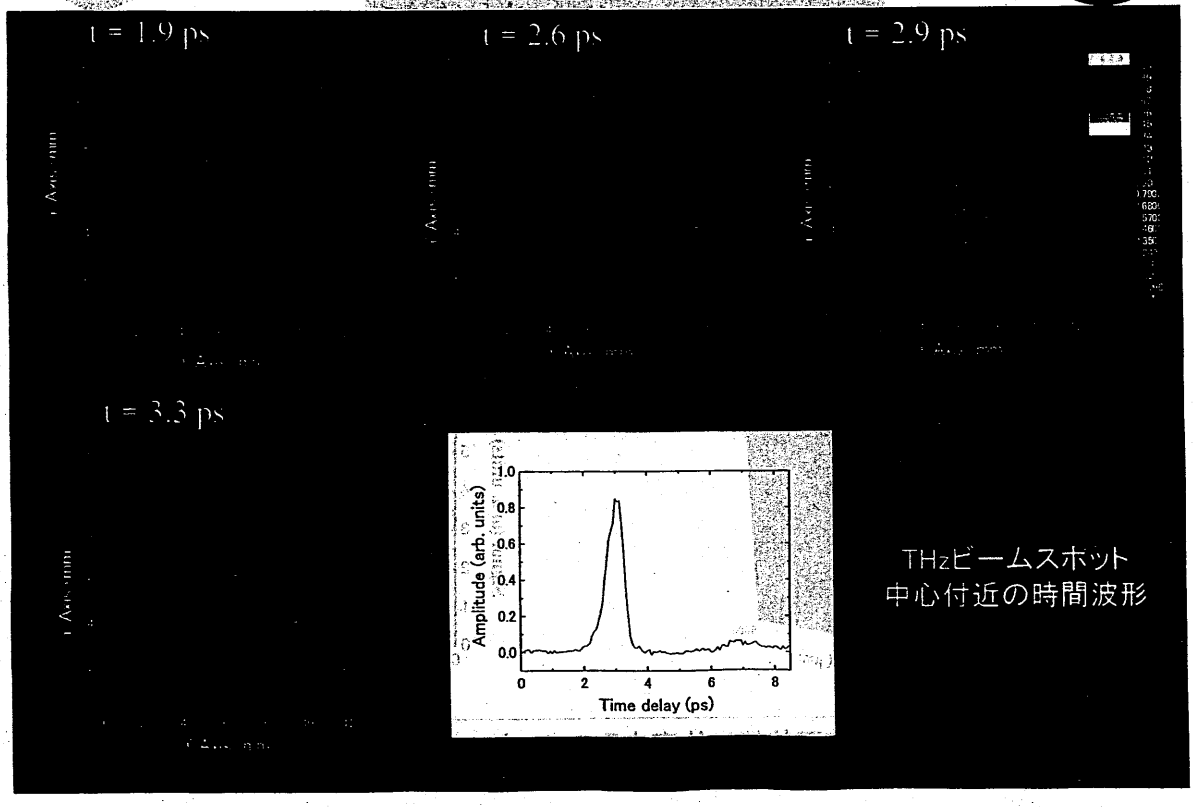
光生成キャリヤの密度は表面状態に依存するので、ウエハのよごれ検査への応用が可能

電気光学結晶とCCDを用いた高速イメージングシステム



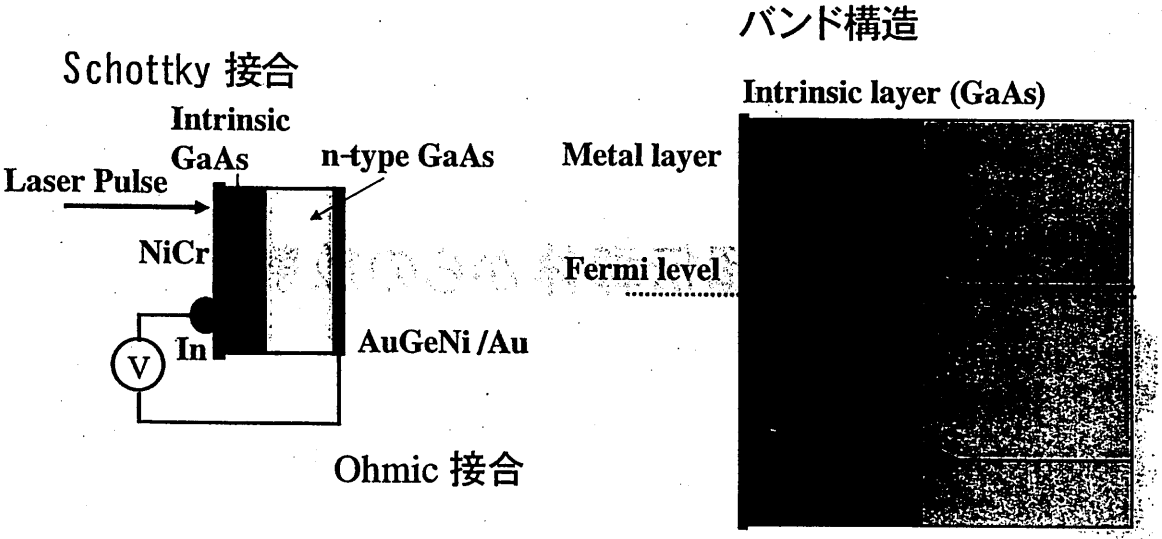
テラヘルツ波の分布をEO結晶により
光強度分布に変換し、CCD上に展開

テラヘルツビームの時空間伝播



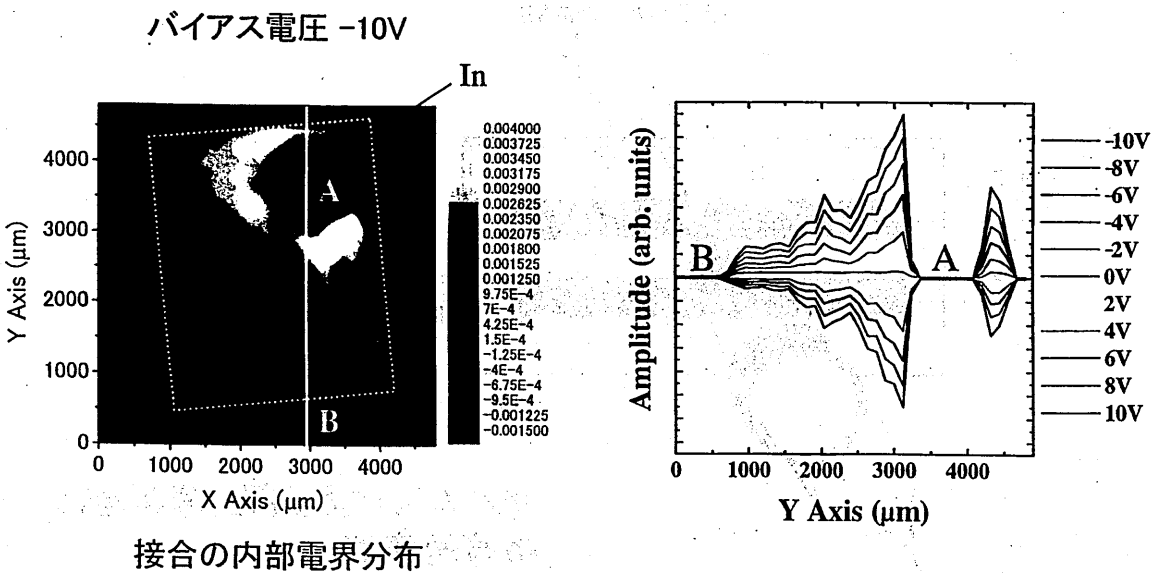
THzビームスポット
中心付近の時間波形

MIN構造からの放射



逆バイアス電圧によって接合の内部電界強度が増大する

MIN構造からの放射振幅の2次元分布

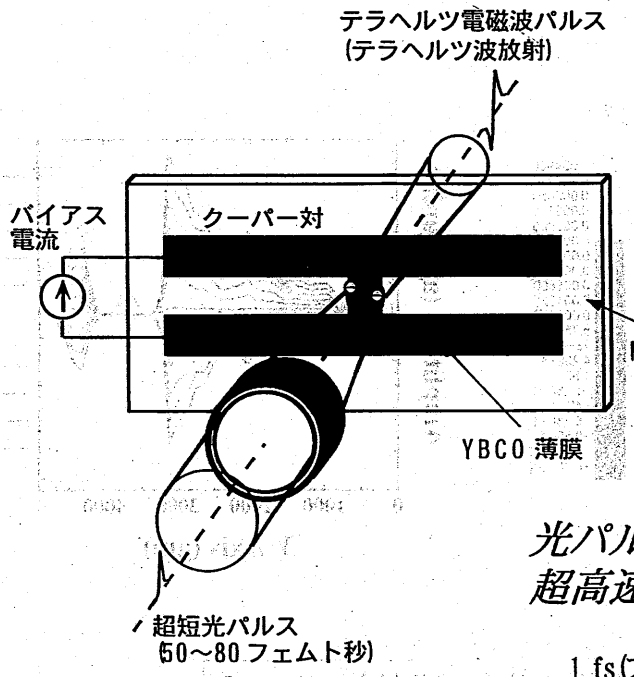


接合の内部電界分布

表面電場の分布が非接触でわかる

5　高温超伝導体からの放射

高温超伝導体からのテラヘルツ波放射の原理

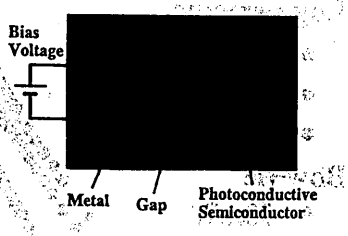


光パルスによる超伝導電流の超高速変調

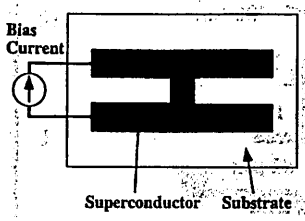
1 fs(フェムト秒) = 10^{-15} 秒

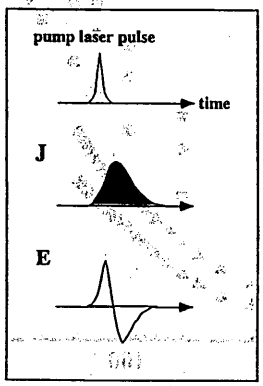
半導体光スイッチと超伝導体光スイッチの比較

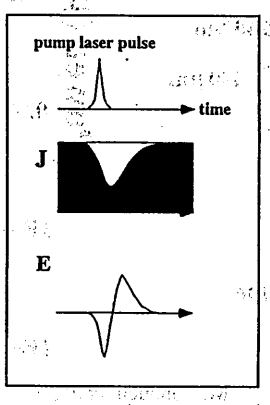
半導体光スイッチ
(オーストンスイッチ)



超伝導体光スイッチ





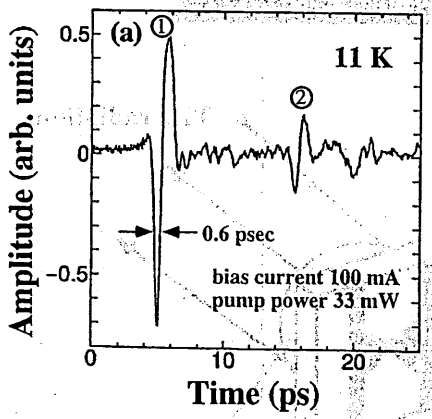


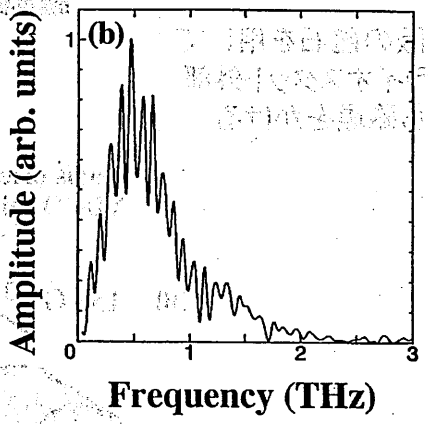
$E \sim dJ/dt$

遠方での放射電場は
電流の時間微分に比例

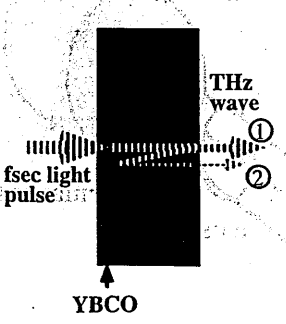
放射波形とスペクトル

ダイポールアンテナ



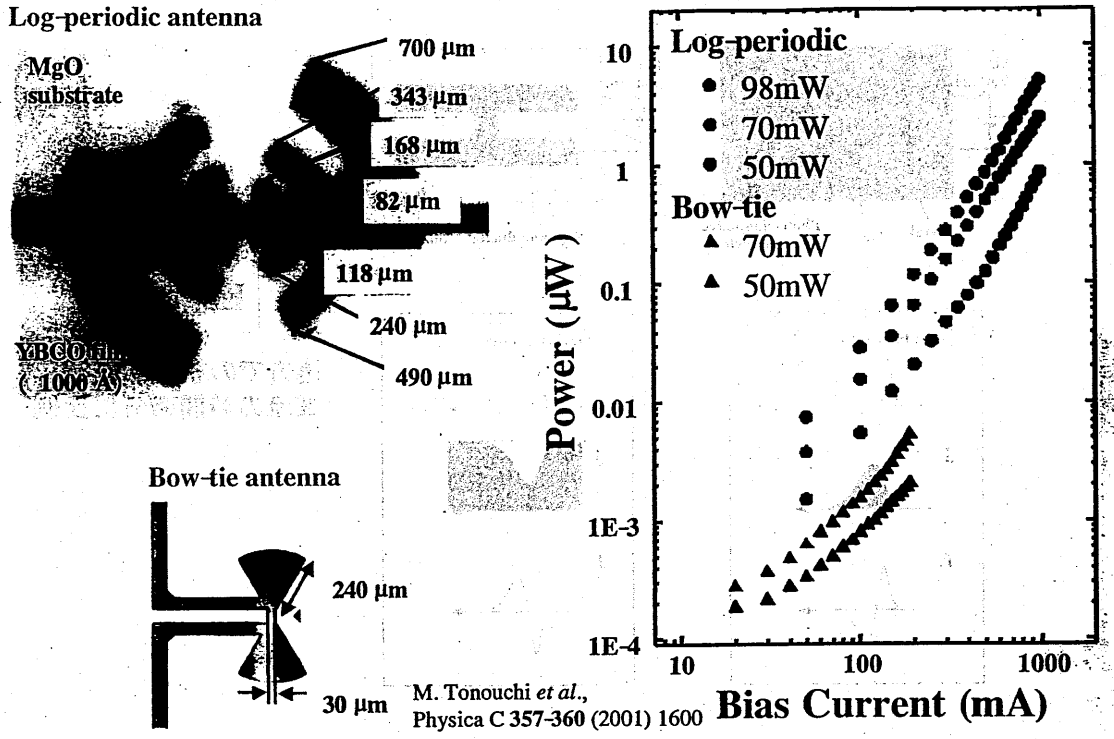


現在パルスの最短時間幅
は0.45ピコ秒程度



M. Hangyo *et al.*, Appl. Phys. Lett. **69** (1996) 2122
M. Tonouchi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) 2624
M. Hangyo *et al.*, IEICE Trans. Electron. **E80-C** (1997) 1282

ログペリアンテナ型とボウタイアンテナ型素子の放射強度比較

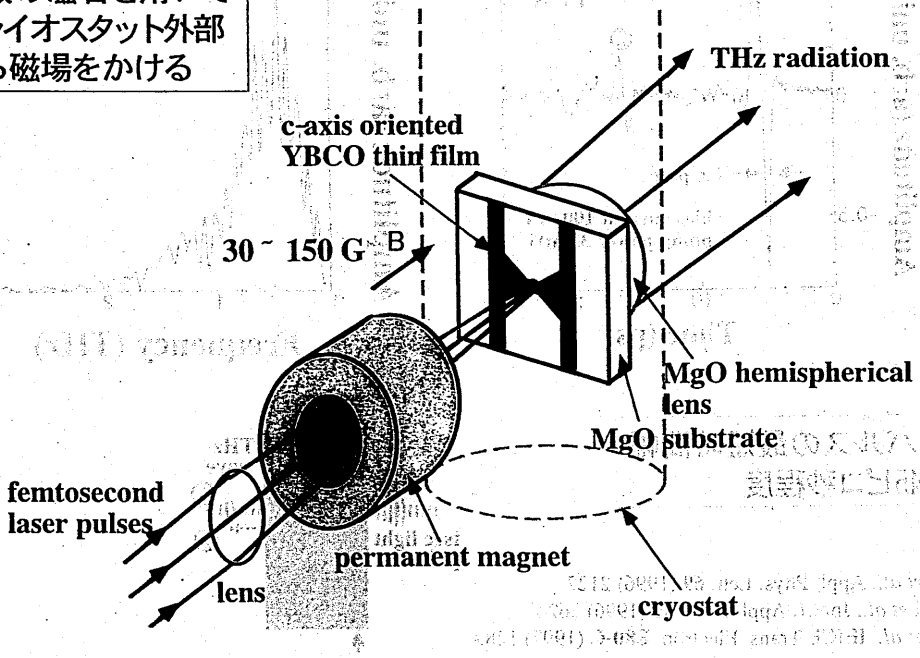


M. Tonouchi *et al.*, Physica C 357-360 (2001) 1600

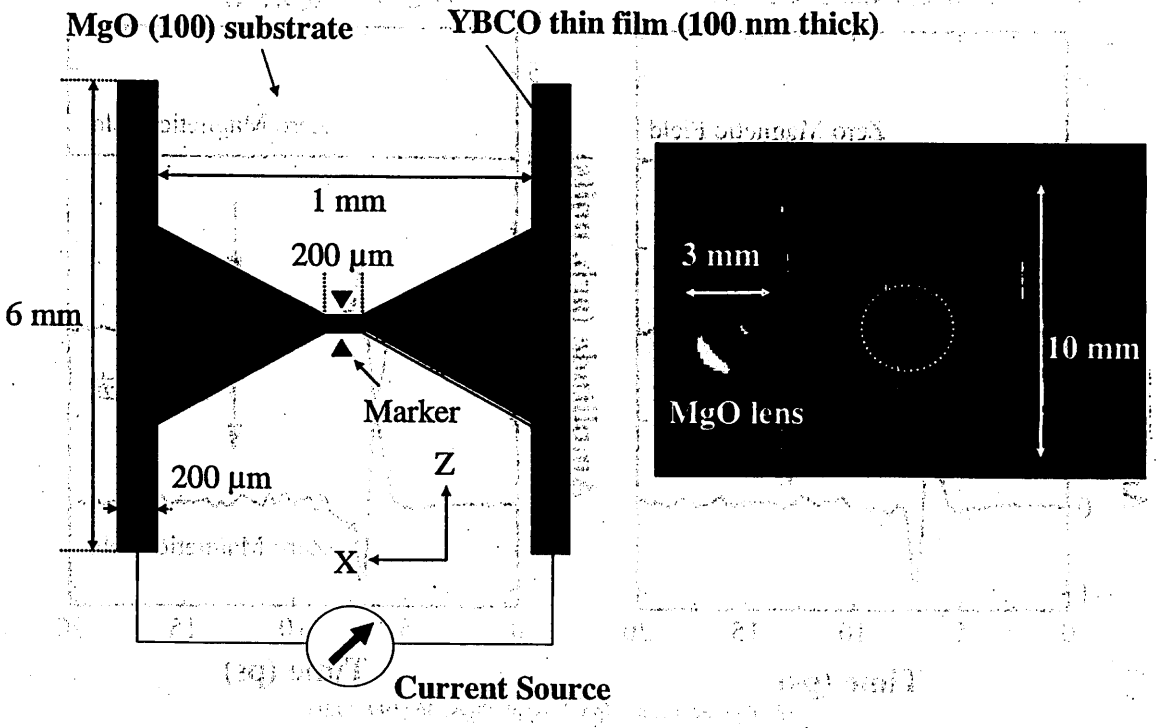
外部磁場下での放射

注：バイアス電流は流さない !!!

市販の磁石を用いてクライオスタット外部から磁場をかける

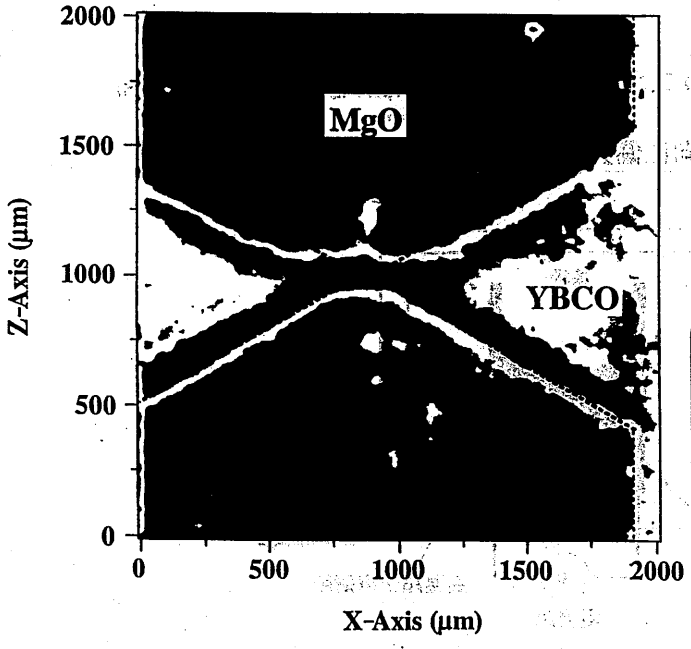


試料の構造



バイアス電流下での超伝導電流マッピング

全体像 (超半球レンズなし)



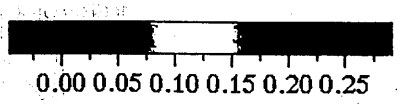
Mapping Condition

Bias Current = 300 mA
Temperature = 18 K

Bow-Tie Antenna
1 pixel = 20 μm × 20 μm

Detected by LT-GaAs Antenna

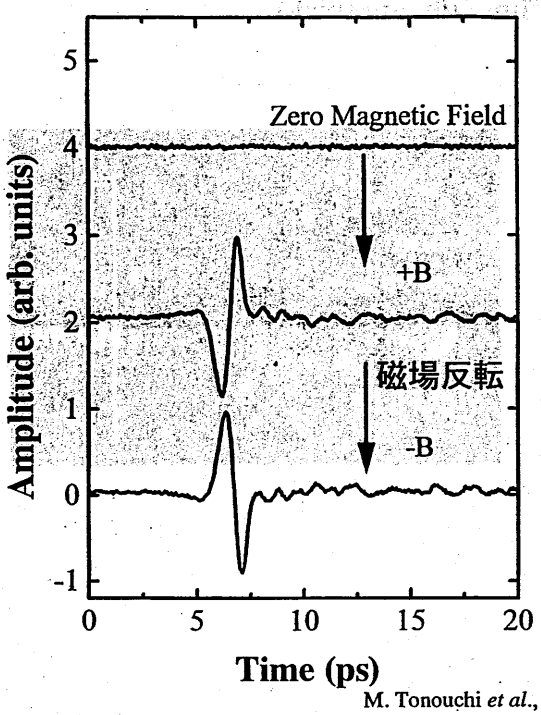
Sample I_c = 420 mA
$J_c = 2.45 \times 10^6$ A/cm²
T_c = 87 K
Film thickness = 170 nm



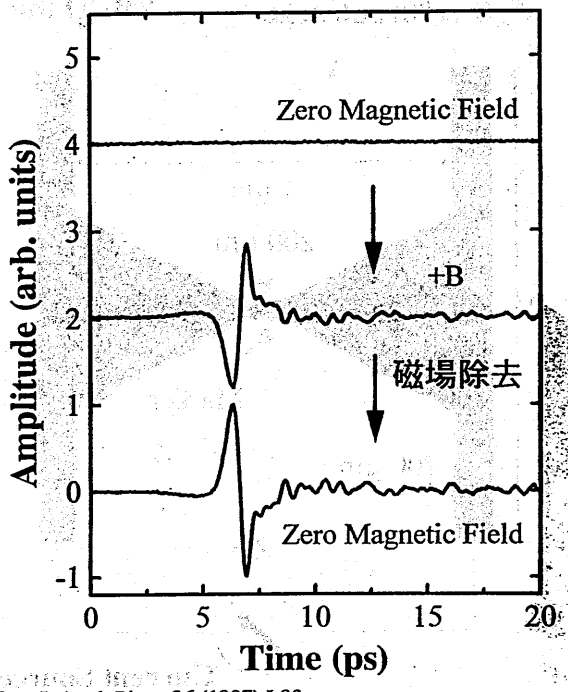
超伝導電流は試料の端を流れている

放射の磁場効果

バイアス電流は流していない !!



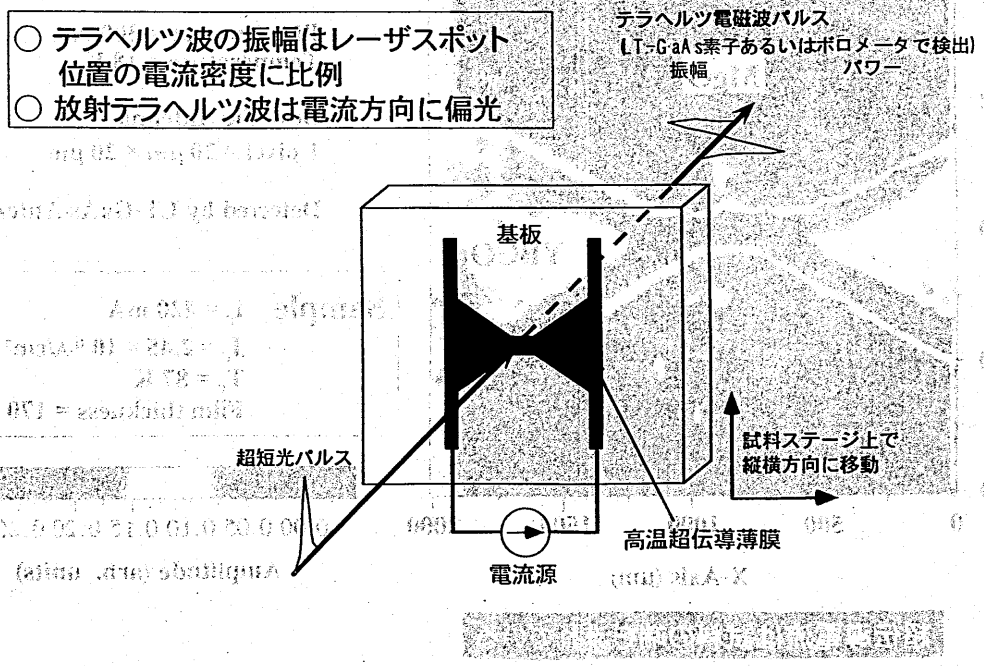
メモリー効果 !!



M. Tonouchi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) L93

テラヘルツ波放射を利用した超伝導電流の2次元マッピング

○ テラヘルツ波の振幅はレーザスポット位置の電流密度に比例
○ 放射テラヘルツ波は電流方向に偏光

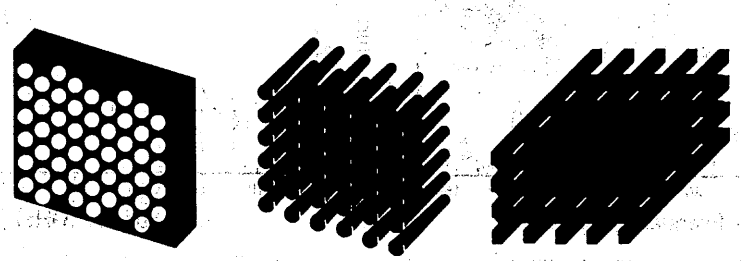


6　テラヘルツ帯のフォトニック結晶

フォトニック結晶とは

波長と同程度の周期構造を有する人工結晶
- フォトニックバンド構造
- 構造によっては完全バンドギャップを有する
- スーパープリズム効果など結晶光学とは異なる性質
- 閾値の低いレーザー
- 欠陥の導入によるバンドギャップ中の不純物準位の形成

K. Ohtaka, Phys. Rev. B **19** (1979) 5057
E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2059

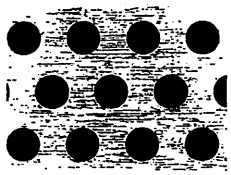


テラヘルツ波帯のフォトニック結晶

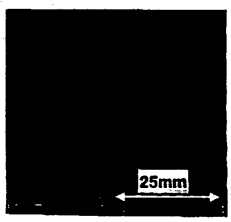
THz帯 (f = 100 GHz ～ 10 THz, λ = 3 mm ～ 30 μm) のフォトニック結晶

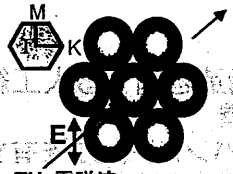
- 作製が比較的容易 (mm ～ sub-mm-sized unit structure)
- 大きさが手頃 (cm-sized)
- THz時間領域分光法による振幅・位相両方の透過・反射特性
- 可視光領域におけるフォトニック結晶のプロトタイプ
- イメージングや通信におけるフィルターや導波路への応用

1. 2次元誘電体球配列フォトニック結晶
   - 最も基本的なフォトニック結晶のひとつ
   - 実験結果と理論の完全に近い一致
2. 2次元金属フォトニック結晶
   - 周波数選択表面としてマイクロ波領域で発達
   - 特徴的なバンドパスフィルター特性
   - 特異な偏光回転



2次元Si_3N_4球配列フォトニック結晶



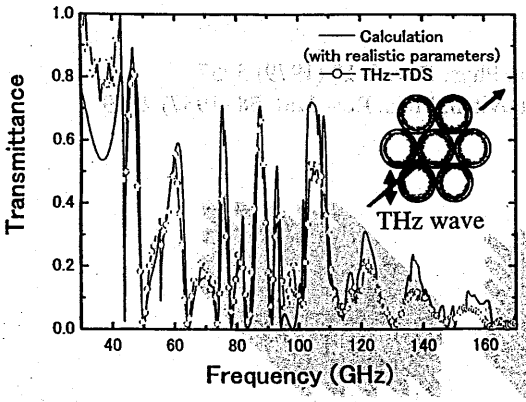


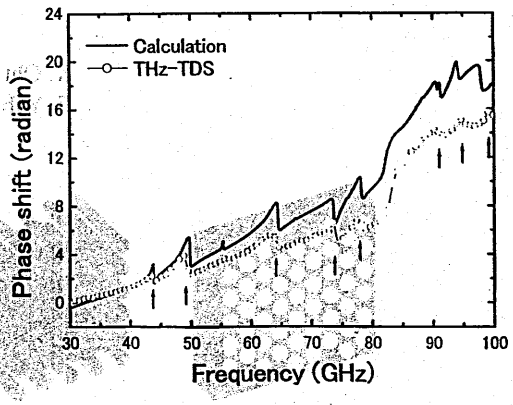
垂直入射

T. Kondo *et al.*, Phys. Rev. B **66** (2002) 033111

Kondo *et al.* Phys. Rev. B **66** (2002) 033111

パワー透過率と位相シフトの両方が測定可能

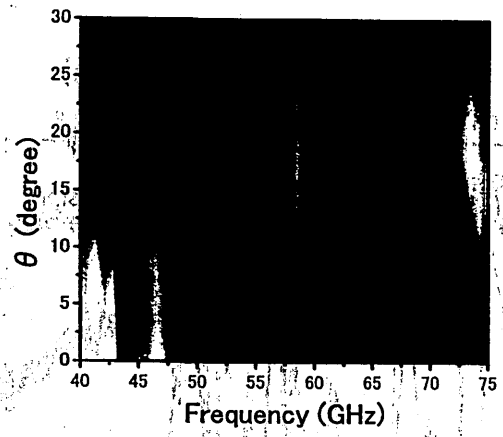




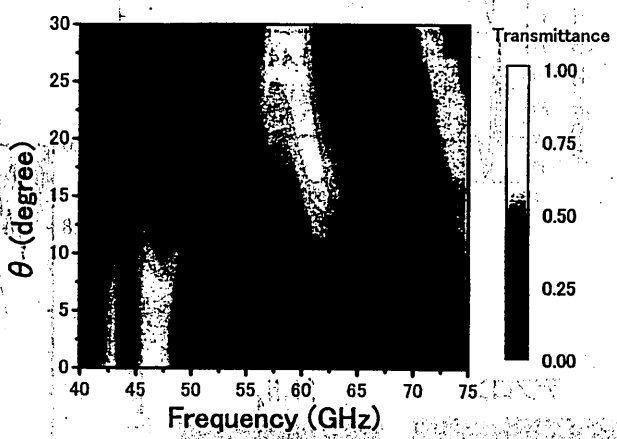
実験と理論が従来にない精度で一致 → 光領域での実現への目標

入射角依存性

THz-TDS (Δf = 0.75 GHz)

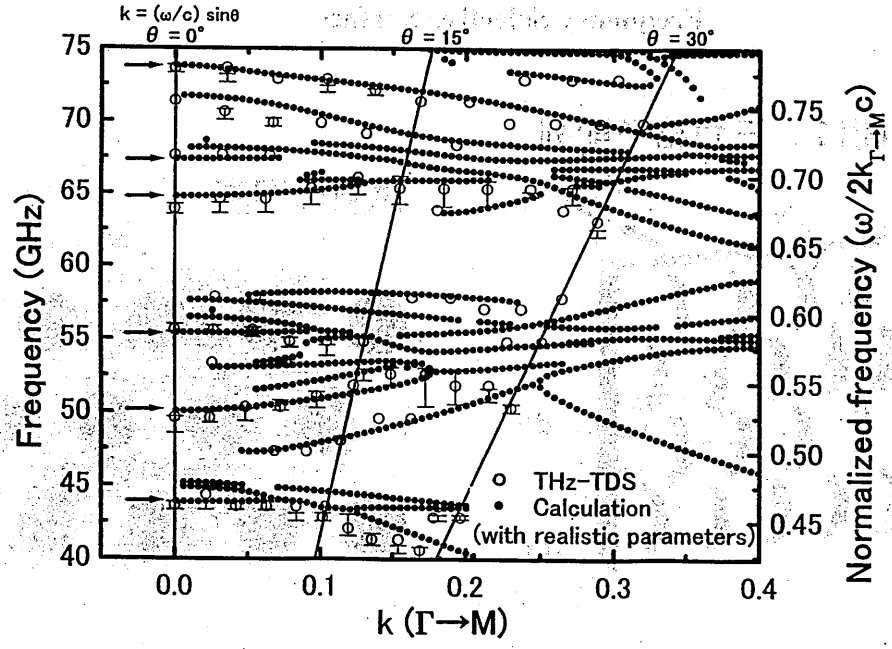


Calculation (Δf = 0.02 GHz)



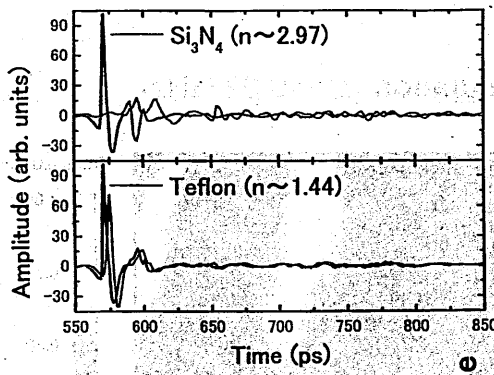
全般的に実験と理論は良い一致

フォトニックバンド構造

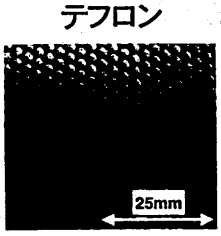


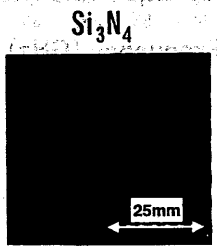
フォトニックバンド構造も全般的に良い一致

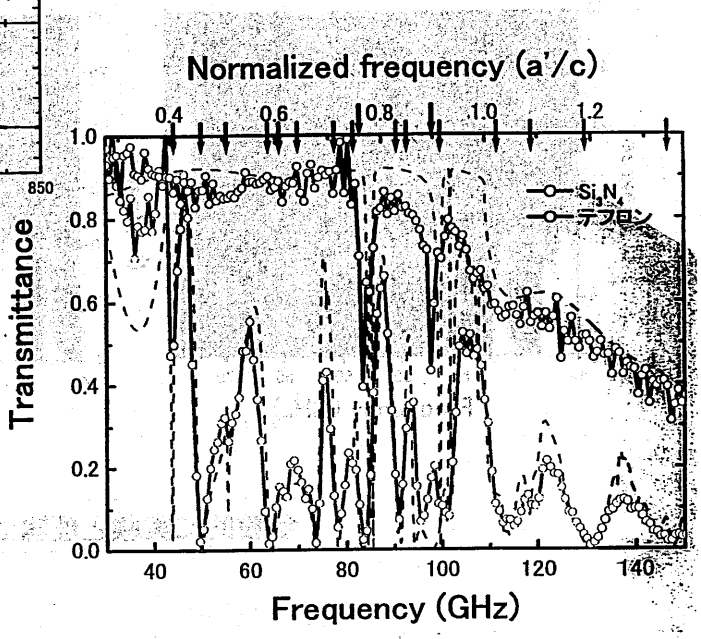
屈折率による透過スペクトルの違い



閉じ込めの強い場合(Si_3N_4 : n = 2.97)と
弱い場合(テフロン : n = 1.44)



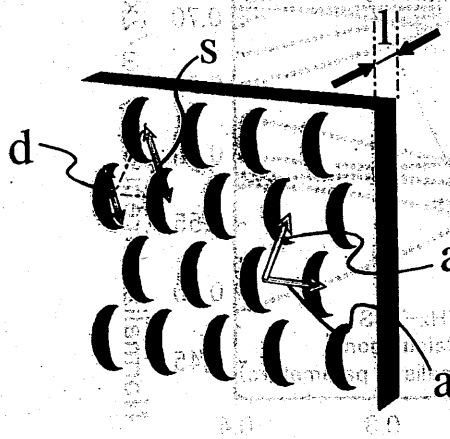




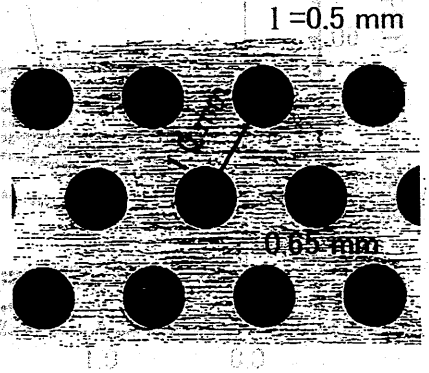
2次元円孔三角配列フォトニック結晶

Frequency Selective Surface

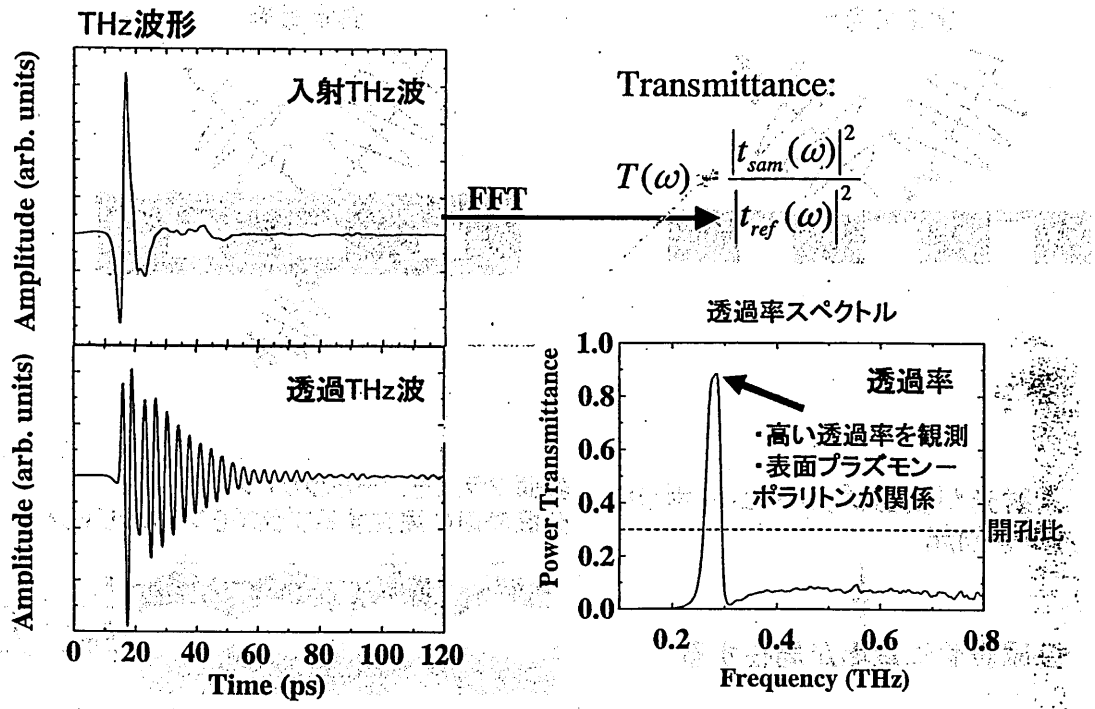
円形開口 / 三角格子配列



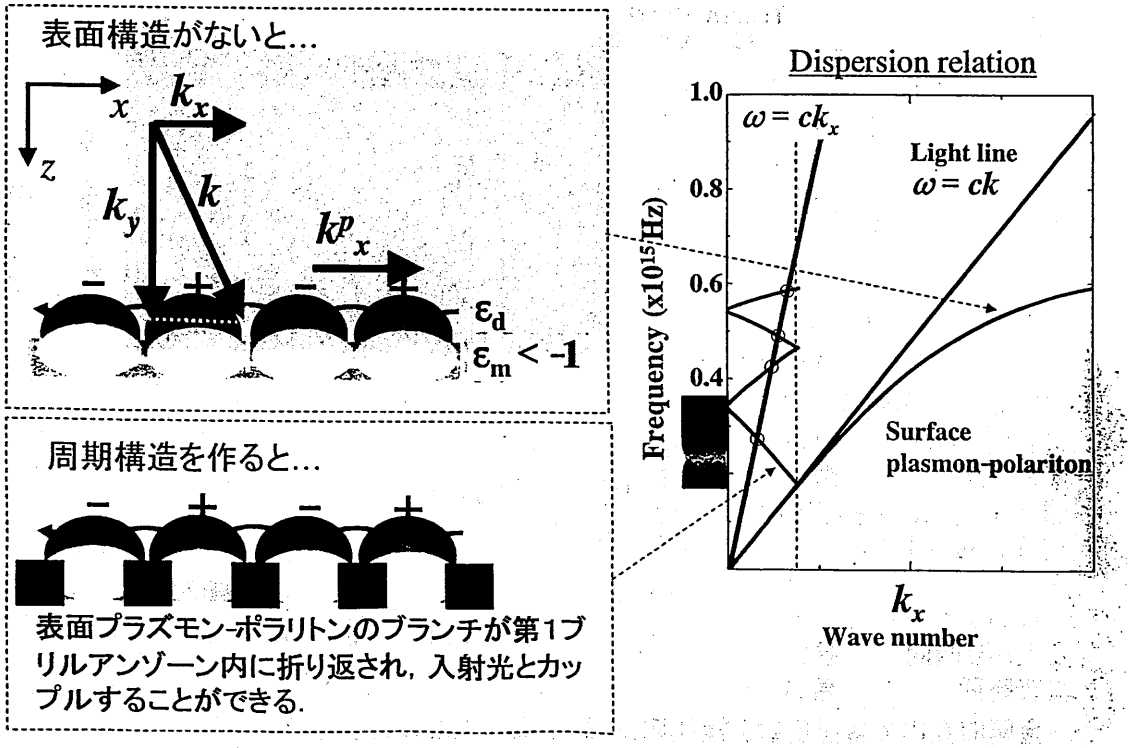
試料の写真



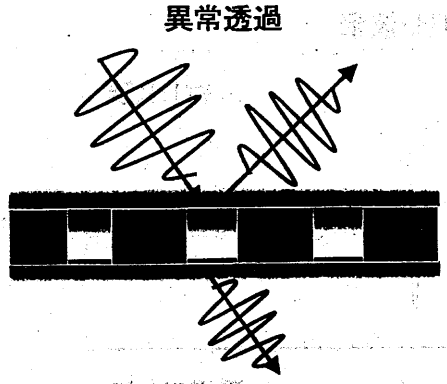
テラヘルツ波の透過波形とスペクトル



表面プラズモン



透過のメカニズム

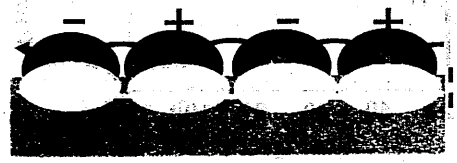


入射光が表面プラズモンーポラリトンを励起

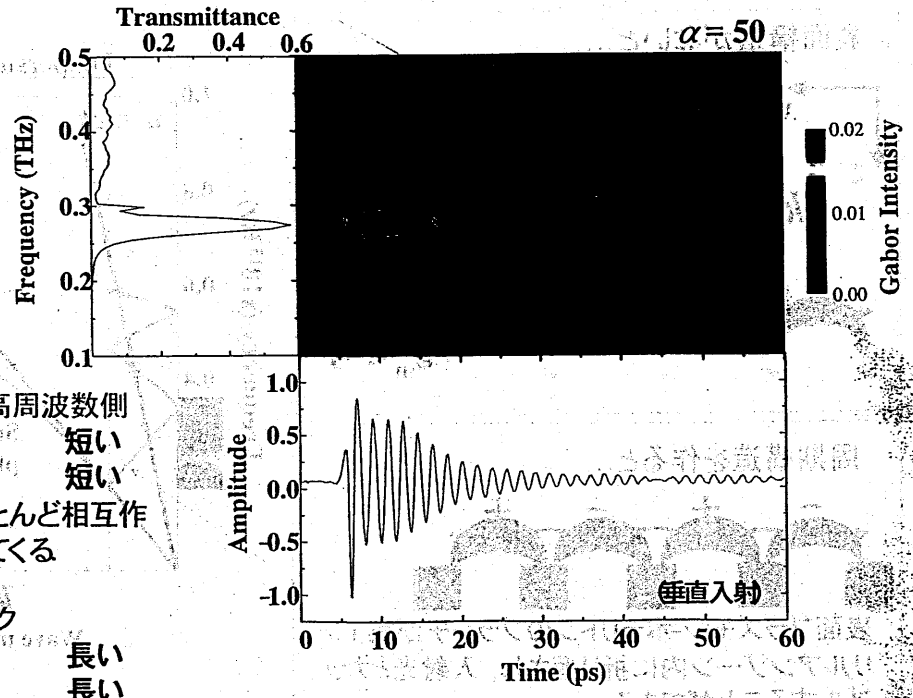
↓

金属表面に電場が局在する

表面プラズモンーポラリトン
金属表面に局在するプラズモンーポラリトン



透過波スペクトルの時間発展

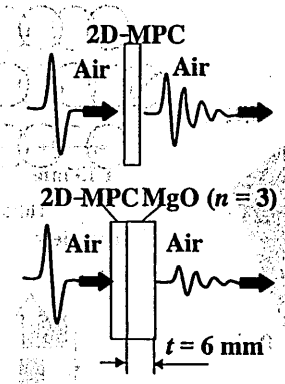


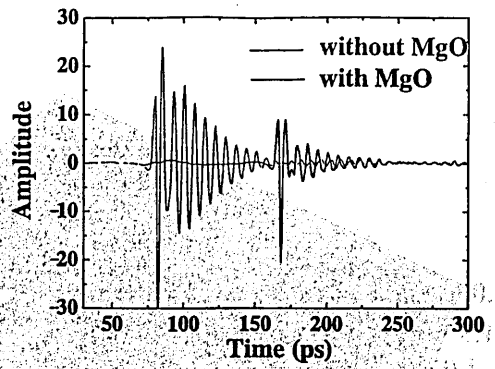
・0.3 THz以上の高周波数側
　立上がり時間　　短い
　減衰時間　　短い
→金属開孔とほとんど相互作用をせずに抜けてくる

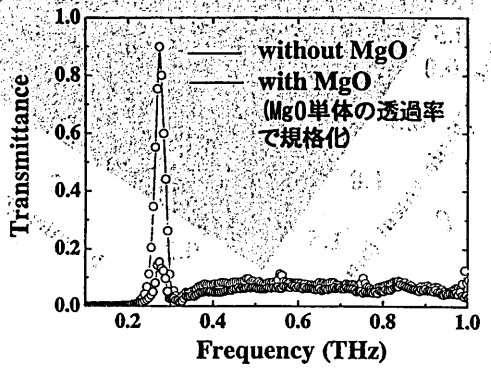
・0.27 THzのピーク
　立上がり時間　　長い
　減衰時間　　長い
　→金属開孔内で多重反射を繰り返しながら，徐々にしみ出してくる

透過特性に対する基板の影響

基板としてMgOを試料透過側に貼り付ける





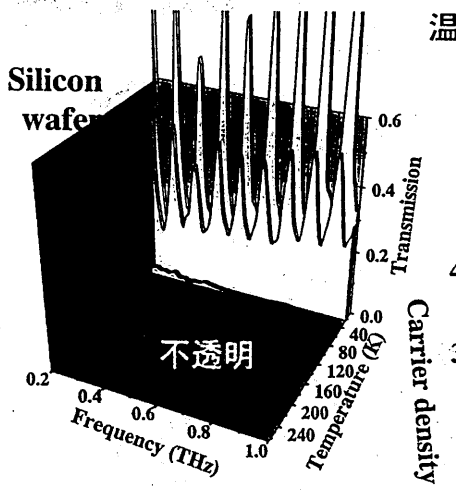


・基板を貼り付けると，0.27 THzのピーク透過率が劇的に減少．

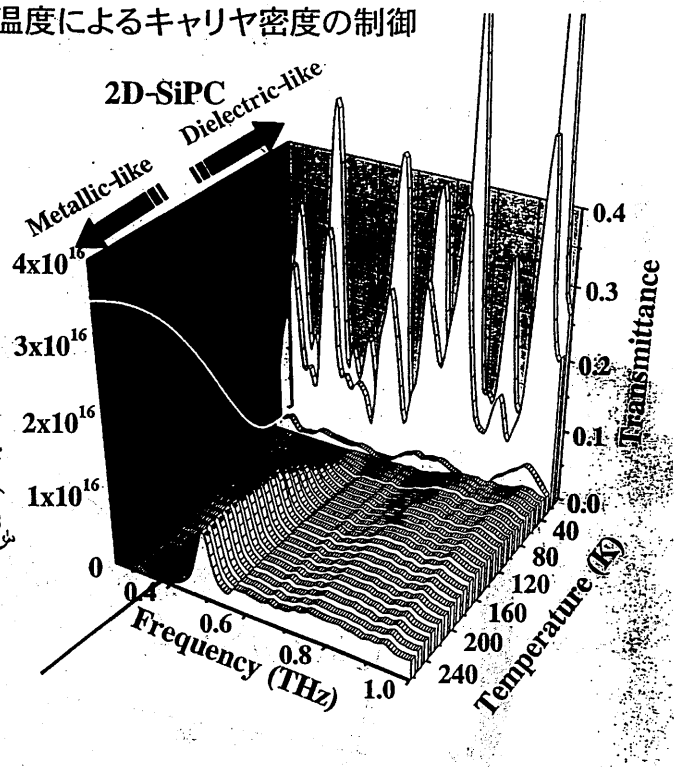
・2D-MPC両面(空気側とMgO側)の電磁波の分散関係が異なるため，透過側の面の表面モードがMgO内のモードに変換されにくい

高ドープシリコン製フォトニック結晶

温度によるキャリヤ密度の制御

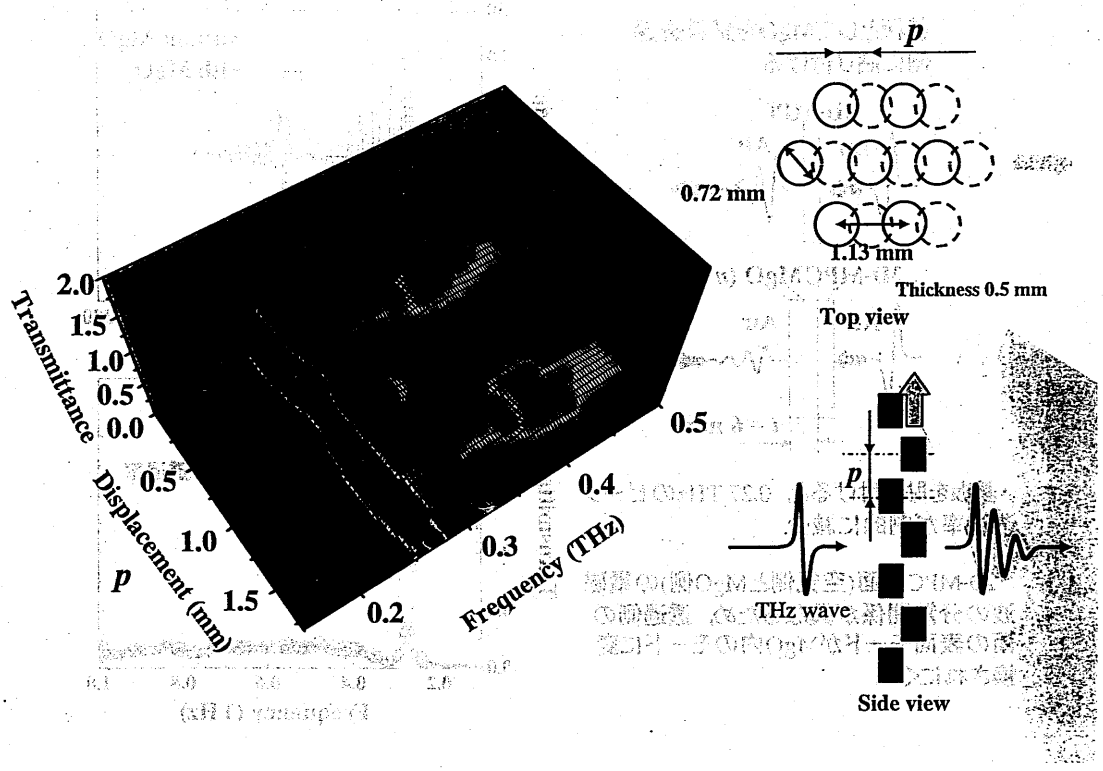


・silicon wafer自体は，30 Kまでは不透明．

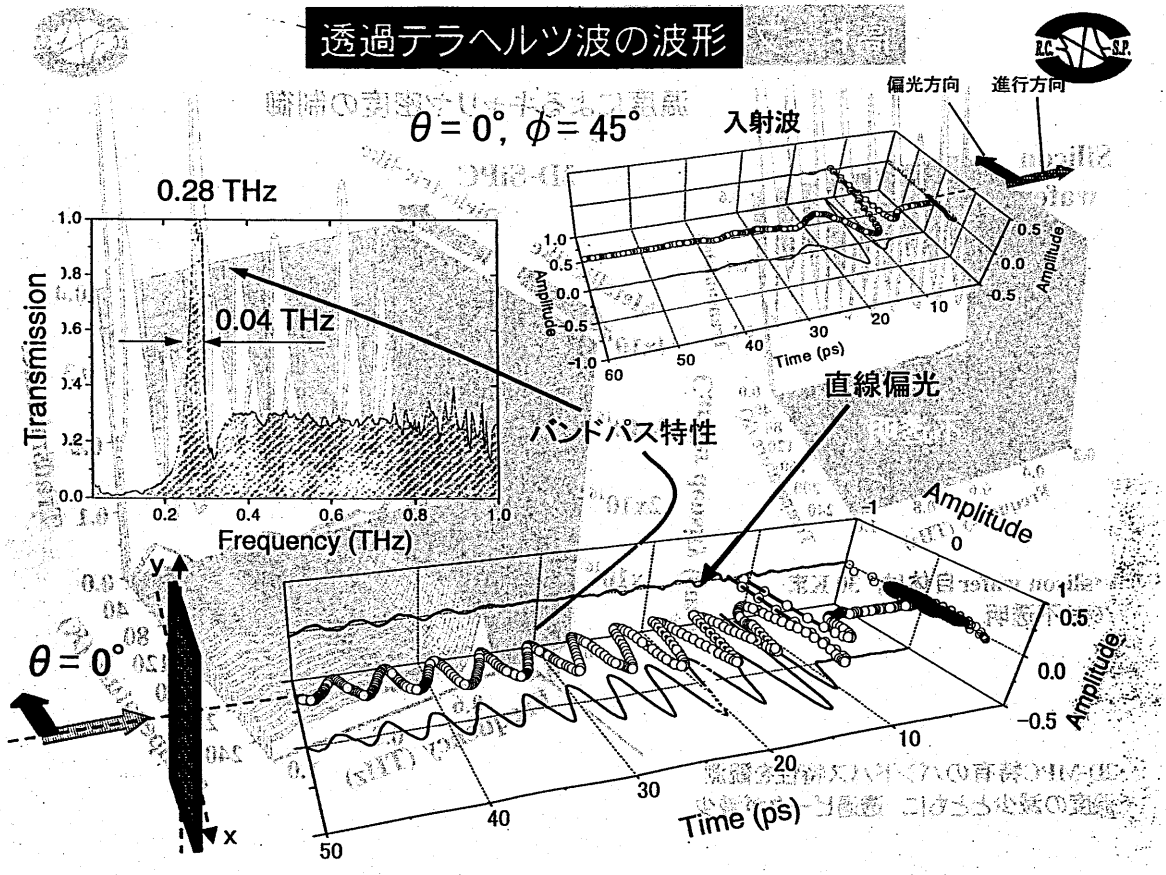


・2D-MPC特有のバンドパス特性を観測
・温度の減少とともに，透過ピークが減少

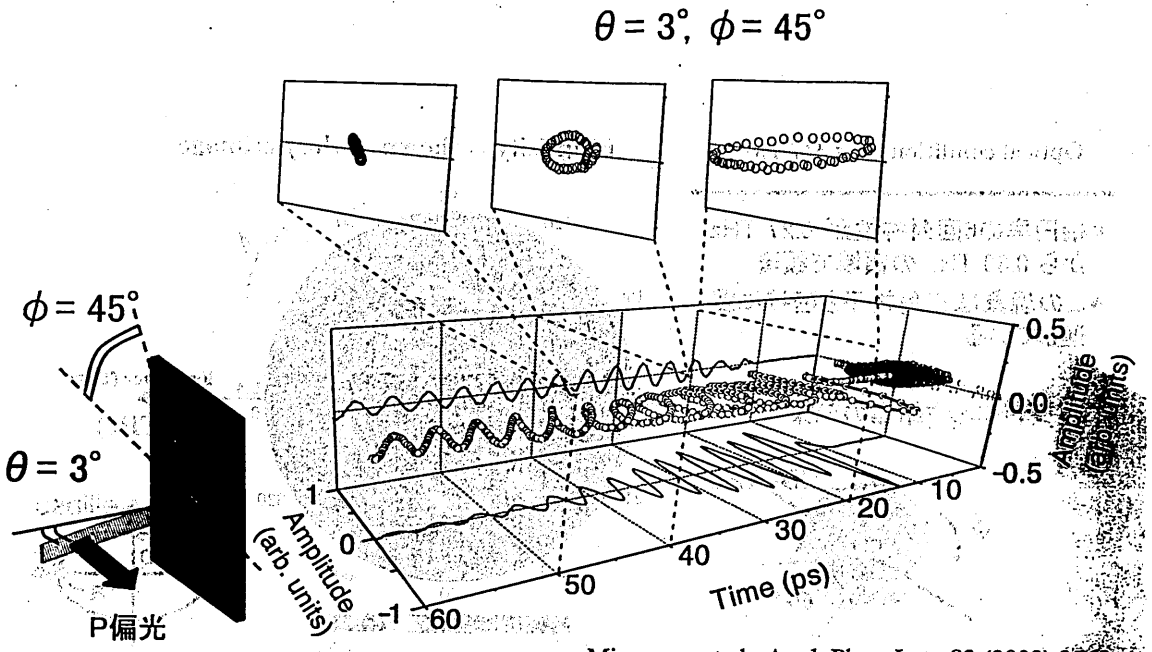
2枚積層金属フォトニック結晶の異常透過



透過テラヘルツ波の波形



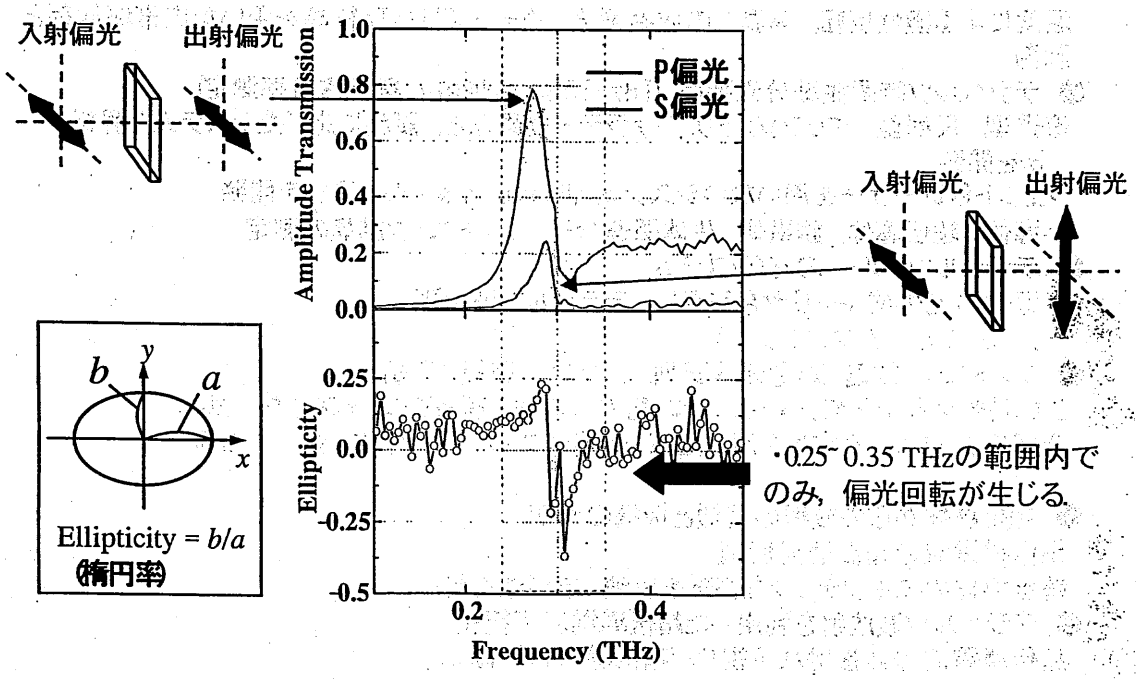
透過テラヘルツ波の偏光回転



Miyamaru et al., Appl. Phys. Lett. **82** (2003) 2568.

波長板の機能を有する

偏光回転の周波数依存性



・0.25~0.35 THzの範囲内でのみ，偏光回転が生じる．

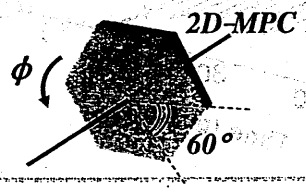
方位角依存性

Optical condition : $\theta = 3°$ / TM

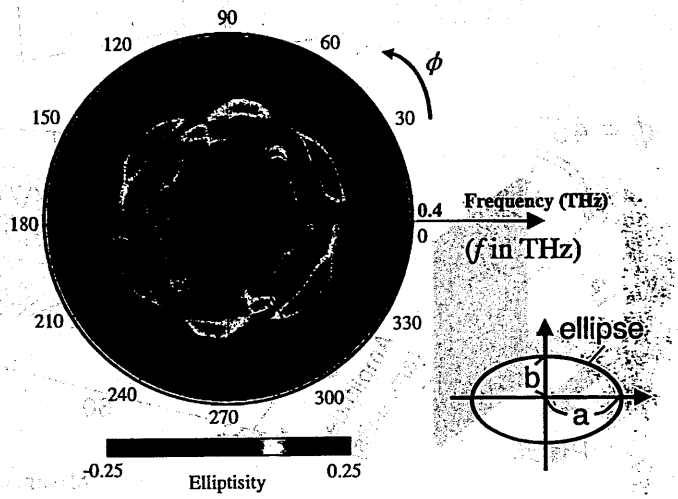
- 楕円率の6回対称性が 0.27 THz から 0.33 THz の領域で顕著
- この現象は三角格子と密接に関連している

↓

フォトニック結晶の効果



Elliptisity is shown as the f-ϕ image



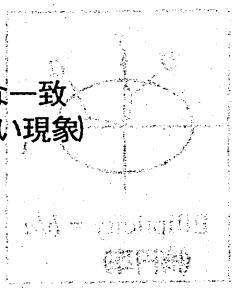
まとめ

● 半導体表面からの放射
温度による極性反転、高温での放射増大、ウェッジ型ZnTe結晶を用いた広帯域放射と制御

● テラヘルツ時間領域分光装置 (THz-TDS、広帯域の複素誘電率測定)
透過型、反射型、エリプソメトリ、ファラデー効果など、試料に応じたシステムと解析手法を開発
フェムト秒レーザーを用いないシステム (Poor man's THz-TDS) を開発
半導体、超伝導体、誘電体、生体関連分子、フォトニック結晶の測定

● テラヘルツイメージングシステム
半導体の光生成キャリヤを利用したテラヘルツ波変調
テラヘルツビームプロファイラ

● フォトニック結晶 (誘電体球配列、穴あけ金属板、印刷)
2次元誘電体球配列フォトニック結晶での実験と理論のほぼ完全な一致
金属板フォトニック結晶を用いたバンドパスフィルタと波長板 (新しい現象)



● 超伝導体からの放射の特徴と機構の解明
超伝導電流の超高速光変調
超伝導体のエキゾチックな特徴を反映 (磁場依存性)

● テラヘルツ波放射を利用した超伝導電流可視化
超伝導電流の非接触な可視化 (超伝導材料評価)

輻射科学研究会資料
RS03-03

フォトニック結晶とその応用

Photonic Crystal and its Application

赤羽良啓[1,2], 野田進[1]

京都大学大学院工学研究科電子工学専攻[1]
住友電気工業㈱伊丹研究所[2]

2003年5月28日
於　住友電気工業株式会社

フォトニック結晶とは、周期的な屈折率分布をもつ新しい光材料であり、十分に大きな屈折率差をもつ２種類の媒質（例えば、半導体と空気等）でダイヤモンド構造（あるいはそれに準ずる構造）を形成するとき、ある特定の波長域において、光の存在そのものが許されないフォトニックバンドギャップが形成される。これは、通常の固体結晶における電子波に対するバンドギャップの存在と類似の関係にあるため、このような材料は、光波に対する結晶という意味で、フォトニック結晶と呼ばれる。

最近、フォトニック結晶に対する関心が、極めて高くなり、産業界をも巻き込んだ一大分野に成長しつつある。応用物理学会講演会においても、「フォトニックナノ構造・現象」という新しいセッションが創設され、ますます発表論文数が増えてきている。例えば、2002年秋の講演会では、60 件を越す論文発表がなされ、5 年前の 4 倍以上に増えている。世界的に見ても、各学会において、フォトニック結晶のセッションがキーセッションとして組まれることが多くなってきている。

しかしながら、フォトニック結晶自身の歴史は、まだ 10 年余りと短く、研究がスタートしてから極最近に至るまでは、「フォトニック」と言いながらも、実際には、マイクロ波領域の研究が中心であった。ここ数年で、光波長域、特に 1.3～1.55μm の光通信域での結晶の開発が急ピッチで進むと同時に、実際の応用をも意識した理論・実験研究が加速され、極めて興味深い結果が出るようになってきた。結晶そのものも、３次元の屈折率分布をもったもののみならず、２次元的な屈折率分布をもちながらも３次元的な光閉じ込めを狙ったものも出てきている。さらには、バンドギャップのみならず、バンド端の定在波状態や、透過バンドの特異な分散特性を利用した各種デバイスへの展開なども試みられている。

本講演では、フォトニック結晶についての紹介と、デバイスへの応用の可能性をいくつかの例を挙げながら説明する。以下には、本発表に関連する図を２点添付する。

図１は、半導体２次元フォトニック結晶スラブに導入した線欠陥導波路および点欠陥導波路からなる光機能デバイス[1,2]の SEM 写真を示す。これは、導波路中を伝搬する光子を点欠陥により、捕獲し、自由空間へと放射する機能をもつ。これにより、例えば、従来デバイスの 1/100～1/1,000 と極めて小さな波長合分波デバイス等への展開が可能となるなど、様々な応用が期待出来る。

図２は、２次元フォトニック結晶を内蔵した新しい半導体レーザ[3,4]の模式図を示す。これにより、大面積２次元コヒーレント発振が可能な新しいレーザが期待出来る。

参考文献

1. S.Noda, A. Chutinan, et al., *Nature*, 407 (2000) 608.
2. Y.Akahane, S.Noda, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 82 (2003) 1341.
3. M.Imada, S.Noda, et al, *Appl.Phys.Lett.*, 75 (1999) 316.

4. S.Noda, M.Yokoyama, et al, *Science*, 293 (2001) 1123.

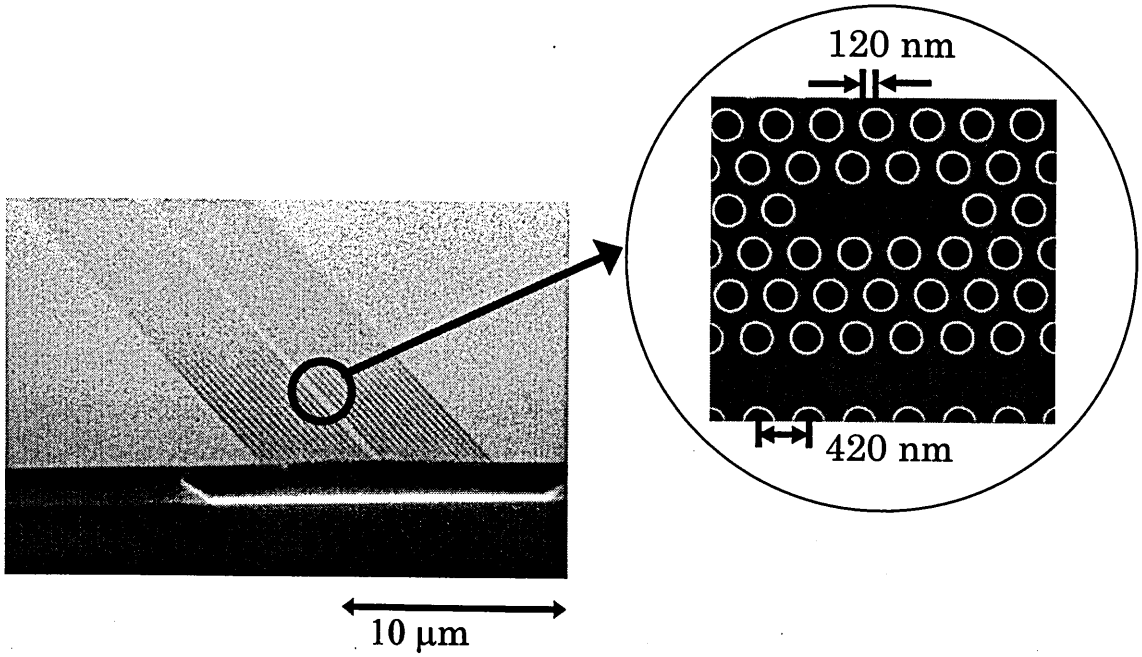


図 1. 2次元フォトニック結晶スラブを用いた超小型光機能デバイス[1,2]の電子顕微鏡写真。半導体薄板(0.25μm)に線欠陥導波路とドナー型点欠陥が導入されている。線欠陥を導波する光子が点欠陥により捕獲され、自由空間へと放射される。超小型の波長分合波デバイスや、各種の光機能デバイスへの展開が期待される。

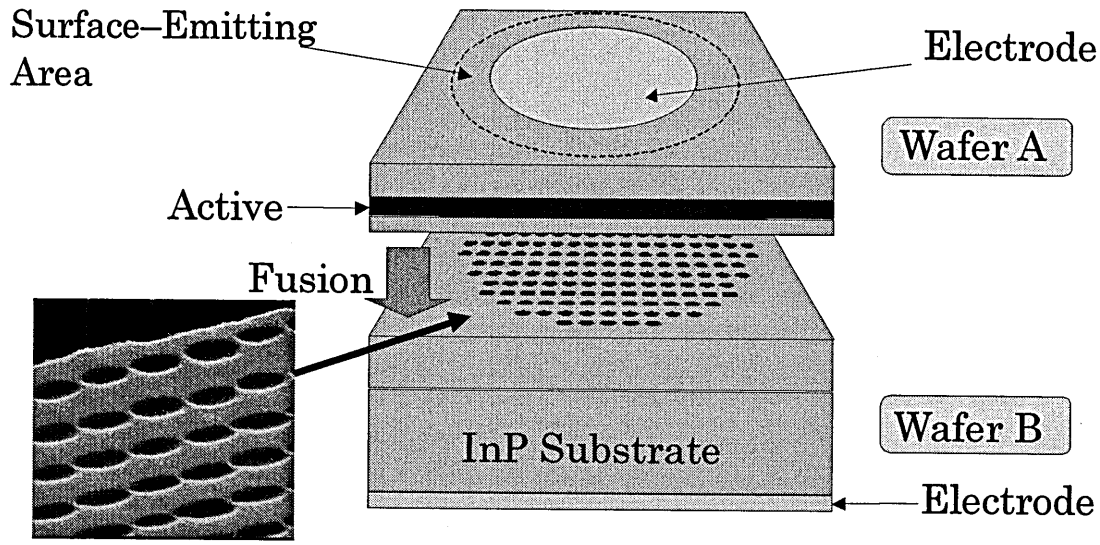


図 2. 2次元フォトニック結晶レーザ[3,4]の構造。フォトニック結晶の効果により、大面積コヒーレント発振が可能となるなど、従来にない機能が期待出来る。

Our results indicate that the $K = 0.1\,W\,m^{-1}\,K^{-1}$ Flora case provides a relatively good fit to the observed CRE age distribution for the most common type of stony meteorite falls, the L-chondrites (about 40% of all the falls). Flora is the largest body of a very numerous, broad 'clan' of asteroids located at $a \approx 2.2$ AU, just out of ν_6, so our results would suggest that this entire region of the belt is a plausible source for the L-chondrites.

It is well known that for some meteorite types the observed CRE ages show distinct clusters or peaks. In the case of the H-chondrites[28], about half (some 15% of all meteorite falls) have CRE ages of 7 ± 1 Myr. Our model cannot reproduce these features by assuming that they are the consequence of relatively recent (but otherwise 'normal') fragment production events, because the flux from any given event lasts for hundreds of Myr, with a very slow decline as a function of time. Therefore it would be impossible to get a large fraction of the meteorites associated with a single recent event unless it were of an unusual magnitude.

To test this possibility, we ran our model again for the case of Hebe, a plausible parent body of the H-chondrites[19,20]. We stopped the simulation after only 8 Myr and selected the bodies hitting the Earth in the last 1 Myr of this short simulation. We then superimposed these simulated discrete-event CRE ages to the steady-state distribution predicted by the model for meteorites from Hebe, with weights determined by a least-squares best fit to the data (about 0.3 and 0.7, respectively). The agreement is quite good, although there is some evidence for a second unmodelled peak at about 33 Myr.

We applied the same technique to compare the model CRE ages obtained in the case of Vesta with the data for the HED (howardite–eucrite–digenite) meteorites[16] (spectral and mineralogical evidence suggests this large asteroid as the parent body[8,29]). Here the prominent 23 Myr peak has been fitted by taking 0.2 and 0.8 weights for the discrete-event and the steady-state distributions. Although the fit of the model to the data is again good, the CRE ages longer than 50 Myr and shorter than 5 Myr are overabundant in the model histogram. This is possibly due to our simplified method of resetting the CRE clock after secondary fragmentations, which are more numerous (typically 4–5) for Vesta's ejecta because the source body is relatively far from the resonances. However, in this case the statistics are not as good, because only a small number of the CRE age data are available. □

Received 29 April 1999; accepted 9 August 2000.

1. Farinella, P., Gonczi, R., Froeschlé, Ch. & Froeschlé, C. The injection of asteroid fragments into resonances. *Icarus* **101**, 174–187 (1993).
2. Wetherill, G. W. & Chapman, C. R. in *Meteorites and the Early Solar System* (eds Kerridge, J. F. & Matthews, M. S.) 35–67 (Univ. of Arizona Press, Tucson, 1988).
3. Greenberg, R. & Chapman, C. R. Asteroids and meteorites—Parent bodies and delivered samples. *Icarus* **55**, 455–481 (1983).
4. Wetherill, G. W. Asteroidal source of ordinary chondrites. *Meteoritics* **20**, 1–22 (1985).
5. Wisdom, J. Meteorites may follow a chaotic route to Earth. *Nature* **315**, 731–733 (1985).
6. Scholl, H. & Froeschlé, Ch. The ν_6 secular resonance region near 2 AU: A possible source of meteorites. *Astron. Astrophys.* **245**, 316–321 (1991).
7. Farinella, P. *et al.* Asteroids falling into the Sun. *Nature* **371**, 314–317 (1994).
8. Migliorini, F. *et al.* Vesta fragments from ν_6 and 3:1 resonances: Implications for V-type NEAs and HED meteorites. *Meteor. Planet. Sci.* **32**, 903–916 (1997).
9. Gladman, B. J. *et al.* Dynamical lifetimes of objects injected into asteroid belt resonances. *Science* **277**, 197–201 (1997).
10. Morbidelli, A. & Gladman, B. Orbital and temporal distributions of meteorites originating in the asteroid belt. *Meteor. Planet. Sci.* **33**, 999–1016 (1998).
11. Farinella, P., Vokrouhlický, D. & Hartmann, W. K. Meteorite delivery via Yarkovsky orbital drift. *Icarus* **132**, 378–387 (1998).
12. Hartmann, W. K. *et al.* Reviewing the Yarkovsky effect: New light on the delivery of stones and irons from the asteroid belt. *Meteor. Planet. Sci.* **34**, A161–A168 (1999).
13. Bottke, W. F., Rubincam, D. P. & Burns, J. A. Dynamical evolution of main belt meteoroids: Numerical simulations incorporating planetary perturbations and Yarkovsky thermal forces. *Icarus* **145**, 301–331 (2000).
14. Vokrouhlický, D. A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments. *Astron. Astrophys.* **344**, 362–366 (1999).
15. Marti, K. & Graf, T. Cosmic-ray exposure history of ordinary chondrites. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **20**, 221–243 (1992).
16. Welten, K. C. *et al.* Cosmic-ray exposure ages of diogenites and the recent collisional history of the HED parent body/bodies. *Meteor. Planet. Sci.* **32**, 891–902 (1997).
17. Farinella, P. & Vokrouhlický, D. Semimajor axis mobility of asteroidal fragments. *Science* **283**, 1507–1510 (1999).
18. Vokrouhlický, D., Milani, A. & Chesley, S. R. Yarkovsky effect on small near-Earth asteroids: Mathematical formulation and examples. *Icarus* (in the press).
19. Migliorini, F. *et al.* Surface properties of (6) Hebe: A possible parent body of ordinary chondrites. *Icarus* **128**, 104–113 (1997).
20. Gaffey, M. J. & Gilbert, S. L. Asteroid 6 Hebe: The probable parent body of the H-type ordinary chondrites and the IIE iron meteorites. *Meteor. Planet. Sci.* **33**, 1281–1295 (1998).
21. Presley, M. A. & Christensen, P. R. Thermal conductivity measurements of particulate materials. *J. Geophys. Res.* **102**, 6535–6550 (1997).
22. Yomogida, K. & Matsui, T. Physical properties of ordinary chondrites. *J. Geophys. Res.* **88**, 9513–9533 (1983).
23. Gladman, B., Michel, P. & Froeschlé, Ch. The near-Earth object population. *Icarus* **146**, 176–189 (2000).
24. Haack, H., Farinella, P., Scott, E. R. D. & Keil, K. Meteoritic, asteroidal and theoretical constraints on the 500 Ma disruption of the L chondrite parent body. *Icarus* **119**, 182–191 (1996).
25. Schmitz, B., Peucker-Ehrenbrink, B., Lindström, M. & Tassinari, M. Accretion rates of meteorites and cosmic dust in the early Ordovician. *Science* **278**, 88–90 (1997).
26. Wetherill, G. W. Multiple cosmic-ray exposure ages of meteorites. *Meteoritics* **15**, 386–387 (1980).
27. Herzog, G. F. *et al.* Complex exposure histories for meteorites with "short" exposure ages. *Meteor. Planet. Sci.* **32**, 413–422 (1997).
28. Graf, T. & Marti, K. Collisional history of H chondrites. *J. Geophys. Res.* **100**, 21247–21263 (1995).
29. Binzel, R. P. & Xu, S. Chips off of asteroid 4 Vesta—Evidence for the parent body of basaltic achondrite meteorites. *Science* **260**, 186–191 (1993).

Acknowledgements

This Letter is dedicated to the memory of P.F., who passed away on 25 March 2000. Our understanding of the role of the Yarkovsky effect in the history of the Solar System is only one of many contributions by P.F. to modern planetology. We thank J. A. Burns and C. R. Chapman for comments on the manuscript.

Correspondence and requests for materials should be addressed to D.V. (e-mail: vokrouhl@mbox.cesnet.cz).

Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure

Susumu Noda, Alongkarn Chutinan & Masahiro Imada

Department of Electronic Science and Engineering, Kyoto University, Kyoto 606-8501, Japan

By introducing artificial defects and/or light-emitters into photonic bandgap structures[1,2], it should be possible to manipulate photons. For example, it has been predicted[2] that strong localization (or trapping) of photons should occur in structures with single defects, and that the propagation[3,4] of photons should be controllable using arrays of defects. But there has been little experimental progress in this regard, with the exception of a laser[5] based on a single-defect photonic crystal. Here we demonstrate photon trapping by a single defect that has been created artificially inside a two-dimensional photonic bandgap structure. Photons propagating through a linear waveguide are trapped by the defect, which then emits them to free space. We envisage that this phenomenon may be used in ultra-small optical devices whose function is to selectively drop (or add) photons with various energies from (or to) optical communication traffic. More generally, our work should facilitate the development of all-optical circuits incorporating photonic bandgap waveguides and resonators.

The photonic bandgap (PBG) structure considered in this work is a two-dimensional PBG slab with a triangular lattice structure as shown in Fig. 1a. The structure makes use of the effect of a two-dimensional PBG to confine the light in the in-plane direction for transverse-electric (TE)-like mode, and large refractive index

© 2000 Macmillan Magazines Ltd

contrast to confine the light in the vertical direction[5]. The radius of each hole and the thickness of the slab are chosen to be 0.29a and 0.6a, respectively, where a is the lattice constant of the two-dimensional structure. In Fig. 1a, line-shaped defects are introduced to form a straight waveguide. We calculated the transmission property of the waveguide with the three-dimensional finite-difference time-domain (FDTD) method[6] with the boundary conditions of ref. 7 and confirmed that lossless transmission can be obtained in a wide range of frequency at approximately (0.27–0.28)(c/a), where c is the velocity of light in the vacuum[8]. Here, we introduce a single defect in the vicinity of the waveguide as shown in Fig. 1b, where the radius of the defect and the distance between the defect and waveguide are 0.56a and $(3\sqrt{3}/2)a$, respectively. In this case, the defect acts as an optical resonator whose resonant frequency f_i and quality factor Q are calculated to be 0.2729(c/a) and about 500, respectively. When a = 0.42 μm, the normalized frequency f_i corresponds to the wavelength of 1.539 μm. The Q value is determined by the following two quality factors: Q_{in} for in-plane direction and Q_v for vertical direction. Q_{in} is primarily determined by the distance between the defect and the waveguide, and it becomes larger with an increasing distance. On the other hand, Q_v is determined by the effective refractive index contrast between the defect and the cladding air, and it can be tuned by changing, for example, the thickness of the slab[9]. In the present geometry (Fig. 1b), Q_{in} and Q_v are almost equal.

The flux of photons which are trapped from the waveguide and emitted to free space by the single defect was calculated by the three-dimensional FDTD method, and the result is shown in Fig. 1c. It is clearly seen that the photons are indeed emitted to free space via the single defect for a resonant frequency of f_i = 0.2729(c/a) (1.539 μm for a = 0.42 μm). From detailed theoretical consideration, we have found that half of the photon flux which flows through the waveguide can be trapped and emitted to free space, when the values of Q_{in} and Q_v are equal. When a large mismatch between the values of Q_{in} and Q_v is present, the emitted photon flux becomes smaller. These phenomena can be understood using the analogy of the impedance matching condition in an electronic circuit: the energy transfer from the circuit to the load becomes maximal when the output impedance of the electronic circuit is equal to the impedance of the load.

Having shown that trapping and emission of photons by a single defect are indeed possible, we next considered introducing an additional defect, as shown in Fig. 2a. The radius of the additional defect is assumed to be 0.58a, which is about 3.5% larger than that of the defect described above, and its resonant frequency f_j is 0.2769(c/a) (that is, 1.517 μm for a = 0.42 μm). As can be seen in our calculated results of Fig. 2b, photons with different frequencies f_i and f_j are trapped and emitted to free space by the corresponding defects. The result clearly shows that the drop (or add) function of photons can be realized by introducing multiple defects with different resonant frequencies at the vicinity of the waveguide.

In light of these promising results, we then fabricated a device (see scanning electron micrograph (SEM) in Fig. 3). The device was fabricated as follows. First, an InGaAsP layer with thickness of 0.25 μm and electronic bandgap wavelength of 1.1 μm was grown on InP substrate by metal-organic vapour phase epitaxy (MOVPE). A two-dimensional triangular lattice structure with a lattice constant

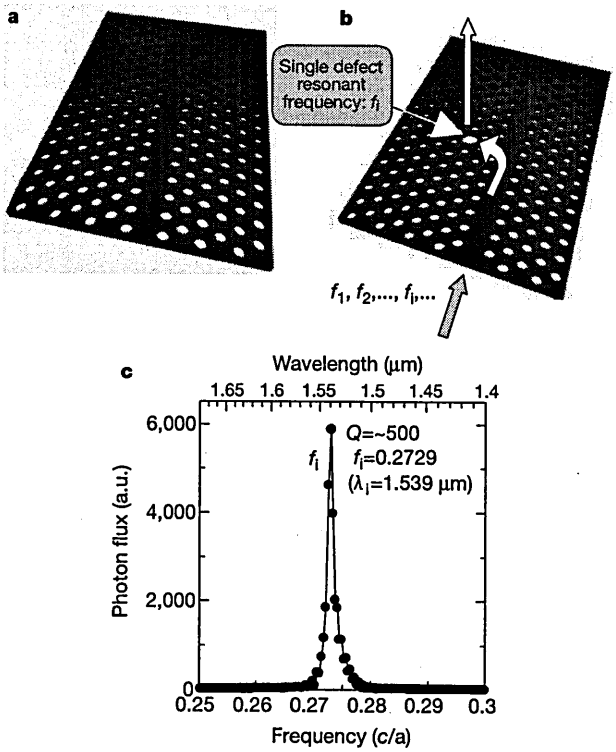


Figure 1 Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap (PBG). **a**, Two-dimensional triangular lattice slab used as the base PBG structure. The radius of each hole is 0.29a and the thickness of slab is 0.6a, where a is the lattice constant. Line-shaped defects are introduced to form a straight waveguide. From the theoretical calculation, the lossless transmission can be expected in a frequency region about (0.27–0.28)(c/a). **b**, A single defect formed at the vicinity of the waveguide; radius r_i = 0.56a and resonant frequency f_i = 0.2729(c/a) (that is, 1.539 μm for a = 0.42 μm). **c**, Calculated photon flux trapped from the waveguide and emitted to free space by the single defect. The top axis shows the wavelength for a = 0.42 μm.

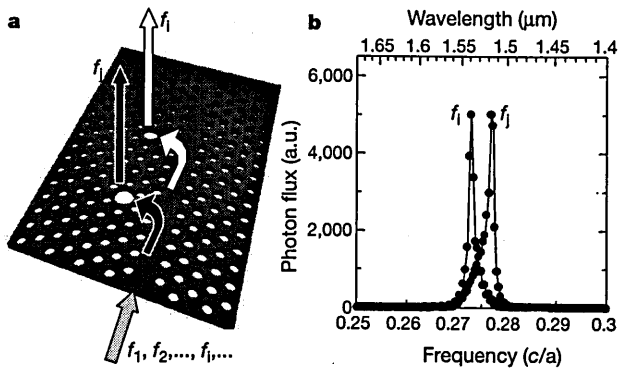


Figure 2 Trapping and emission of photons by two isolated defects. **a**, A new defect with radius r_j = 0.58a and resonant frequency f_j = 0.2769(c/a) (that is, 1.517 μm for a = 0.42 μm) is added to the defect described in Fig. 1b. **b**, Calculated photon flux emitted by two defects. The top axis shows the wavelength for a = 0.42 μm. Photons with different frequencies of f_i and f_j are trapped and emitted to free space by the corresponding defects. In the calculation, the mutual interaction between two defects is not considered.

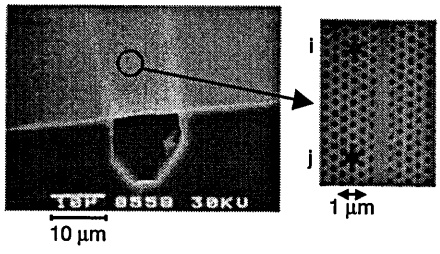


Figure 3 Scanning electron microscopy picture of the fabricated sample. The InGaAsP two-dimensional slab structure surrounded by air in the vertical direction is fabricated, on which a straight waveguide and isolated defects labelled i and j are formed.

© 2000 Macmillan Magazines Ltd

of a = 0.42 μm, together with line-shaped defects (that is, the waveguide) and isolated defects with different diameters, were drawn on a resist mask coated on the InGaAsP layer by electron beam lithography. The PBG wavelength of the two-dimensional slab is designed to be approximately in the 1.55-μm region, which is especially important for fibre-optic communication. The resist pattern was then transferred to the InGaAsP layer by a reactive ion etching technique, and the InP substrate under the patterned InGaAsP layer was selectively etched-off to form the slab structure. Figure 3 shows the successful fabrication of the InGaAsP two-dimensional slab structure with isolated defects and the waveguide. Here, we concentrate on the two defects labelled i and j, which are shown in the inset to Fig. 3. The difference in the radii of the defects i and j is 3–4% (j > i).

The experimental results for the trapping and emission of photons by two defects i and j are shown in Fig. 4. Figure 4a shows the top view of the device. The photons were injected to the waveguide by an optical fibre with a lens from the right edge of the slab. The light source was a semiconductor laser whose oscillation wavelength can be tuned around the 1.55-μm region, which corresponds to the normalized frequency region of about 0.2710(c/a). The trapping and emission phenomena were observed by infrared camera, and the results are shown in Fig. 4b. When the frequency of the light source is tuned at f = 0.2718(c/a) (that is, 1.545 μm), defect j emits light strongly, and defect i does not. On the other hand, when the frequency is tuned at f = 0.2682(c/a) (that is, 1.566 μm), emission from defect j disappears but strong emission from defect i appears. The difference in the measured resonant frequencies (Δf = 0.0036(c/a)) of the defects i and j are very close to that of the theoretical value discussed above (Δf = 0.004(c/a)).

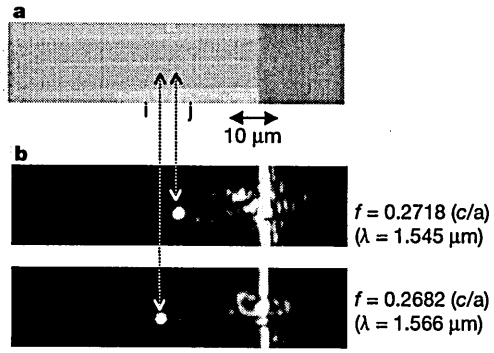


Figure 4 Experimental results of trapping and emission of photons by defects. **a**, Top view of the sample observed by optical microscope, where the waveguide and defects i and j are seen. The light was injected to the waveguide from the right edge of the slab. **b**, Experimental results observed by infrared camera. When the input light frequency is tuned at f = 0.2718(c/a) (that is, 1.545 μm), defect j emits the light strongly but defect i does not emit. On the other hand, when the frequency is tuned at f = 0.2682(c/a) (that is, 1.566 μm), the reverse phenomenon occurs.

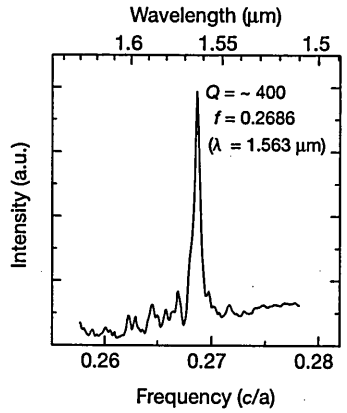


Figure 5 Emitted photon flux from a single defect as a function of normalized frequency (or wavelength). The total Q of the localized photon state is estimated to be ~400, which corresponds well to the theoretical calculation.

Next, we characterized the localized photon state for each defect. For this purpose, we prepared another sample with only a single defect, corresponding to defect i of Fig. 4. In our present measurement system, it is difficult to distinguish the spectra spatially from the individual defects shown in Fig. 4 because they are very close to each other (~4 μm). Thus, we prepared another sample to measure the photon state of a pure single defect. The emitted power from the defect as a function of wavelength is plotted in Fig. 5. A peak with a centre frequency of 0.2686(c/a) (that is, 1.563 μm) and a linewidth of 0.0007(c/a) (that is, 4.1 nm) can be clearly seen. We consider the non-zero background to be due to the light scattered at the entrance (or exit) edge of the waveguide (Fig. 4b). We can estimate the Q value of the defect to be about 400 from Fig. 5, very close to the theoretical estimation described above. Another important characteristic is the coupling efficiency from the in-plane to the vertical direction by the defect. Although it is difficult to obtain an exact value for the coupling efficiency, we estimate it to be roughly a few tens of per cent, on the basis of the fact that the intensity of the light scattered at the exit edge of the waveguide became weaker by at least a few tens of per cent when strong emission was observed at the defect. This indicates that very high coupling efficiency can be expected using our method. As described above, the coupling efficiency of 50% at maximum is expected when the Q_{in} and Q_v are equal. These results clearly show that the trapping and emission of photons can indeed be achieved by introducing single defects at the vicinity of the waveguide in a PBG structure.

Our results also provide a new way to develop ultra-small optical devices. Because the size of the defect is of the order of one wavelength and the photons are emitted in a direction normal to the surface, the structure can be applied to a very compact surface-emitting-type wavelength-add-drop (or wavelength-monitoring) device, which is important for wavelength division multiplex optical communication. The Q value of the defect can be controlled by the geometry of the structure as described above, and thus the frequency spacing for dropping (or adding) can be controlled arbitrarily. Also, the output power from the defect can be controlled by adjusting the relationship between the values of Q_{in} and Q_v. Other possible applications using strong localization of photons at the defect include enhancement of nonlinear optical phenomena and trapping of nanoparticles. □

Received 10 April; accepted 17 July 2000.

1. Yablonovitch, E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059–2062 (1987).
2. John, S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486–2489 (1987).
3. Joannoupoulos, J. D., Meade, R. D. & Winn, J. N. *Photonic Crystals* (Princeton, New York, 1995).
4. Fan, S., Villeneuve, P. R. & Joannopoulos, J. D. Channel drop tunneling through localized states. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 960–963 (1998).
5. Painter, O. J. *et al.* Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser. *Science* **284**, 1819–1821 (1999).
6. Yee, K. S. Numerical solution of boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14**, 302–307 (1966).
7. Mur, G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations. *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **23**, 377–382 (1981).
8. Chutinan, A. & Noda, S. Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs. *Phys. Rev. B* **62**, 4488–4492 (2000).
9. Painter, O. J., Vuckovic, J. & Scherer, A. Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab. *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 275–280 (1999).

Acknowledgements

This work is partly supported by a grant-in-aid for scientific research of priority areas from the Ministry of Education, Science and Culture of Japan.

Correspondence and requests for materials should be addressed to S. N. (e-mail: snoda@kuee.kyoto-u.ac.jp).

© 2000 Macmillan Magazines Ltd

Polarization Mode Control of Two-Dimensional Photonic Crystal Laser by Unit Cell Structure Design

Susumu Noda,[1,3]* Mitsuru Yokoyama,[2,3] Masahiro Imada,[1,3] Alongkarn Chutinan,[1,3] Masamitsu Mochizuki[1,3]

We demonstrate polarization mode selection in a two-dimensional (2D) photonic crystal laser by controlling the geometry of the unit cell structure. As the band diagram of the square-lattice photonic crystal is influenced by the unit cell structure, calculations reveal that changing the structure from a circular to an elliptical geometry should result in a strong modification of the electromagnetic field distributions at the band edges. Such a structural modification is expected to provide a mechanism for controlling the polarization modes of the emitted light. A square-lattice photonic crystal with the elliptical unit cell structure has been fabricated and integrated with a gain media. The observed coherent 2D lasing action with a single wavelength and controlled polarization is in good agreement with the predicted behavior.

Photonic crystals (PCs) have drawn much attention as a new type of optical material with a periodic refractive index, where a photonic bandgap that has the ability to selectively block optical wavelengths is formed (*1*–*6*). Various scientific and engineering applications are expected to be developed using the photonic bandgap and artificially introduced defects and/or light-emitters. Recent progress toward developing photonic crystal technology includes single defect-mode lasing in a 2D photonic bandgap structure (*7*) and 2D coherent lasing based on multidirectionally distributed feedback effect in a 2D PC structure (*8*, *9*). The latter device operates with current injection (*8*), and applications such as large-area 2D surface-emitting lasers with stable single longitudinal and lateral modes are expected. Such stable control of the electromagnetic field distribution across a large area is a notable feature of PC-based devices and cannot be achieved by other types of lasers such as vertical cavity surface-emitting lasers (VCSELs) (*10*) or circular grating coupled surface-emitting lasers (CGSELs) (*11*). This ability to control originates from the unique properties of the 2D photonic lattice (*8*, *12*).

However, an issue that remains regarding the 2D photonic crystal laser is the complex polarization mode of the emitted light. Even though the individual longitudinal and lateral modes are single, the polarization mode control has not yet been achieved. Control of the polarization mode is expected to give rise to lasers with desirable features such as perfect single-mode emission over a large area, high-output power, and surface emission with a very narrow divergence angle. In this study, we show that the polarization mode can be controlled by deforming the unit cell structures in 2D PCs with a square lattice.

A schematic of the structure of the 2D photonic crystal with a square lattice and a circular-shaped unit cell is shown in Fig. 1A. The crystal has two specific directions, Γ-X and Γ-M. In the dispersion relation, or the band diagram, of the structure (Fig. 1B), it is expected that lasing occurs at specific points on the Brillouin zone boundary and at points of band crossing and splitting when optical gain is supplied. At these points, or band edges, waves propagating in different directions couple, and a standing wave is formed. For example, if we consider the point S in Fig. 1B, light with wavelength equal to the period of the Γ-X direction is important (white arrow in Fig. 1A). When the light propagates in an arbitrary Γ-X direction (0°), it is diffracted not only to the backward Γ-X direction (180°) but also to the perpendicular Γ-X directions (±90°) because the Bragg conditions are also satisfied. The 2D diffraction induces the coupling of light waves propagating in all four Γ-X directions, resulting in the formation of a 2D standing wave in the PC plane. The point S is particularly interesting in that it gives the in-plane coupling of four Γ-X directions to form the lasing cavity, and light is simultaneously diffracted in the direction perpendicular to the PC surface because the Bragg condition is also satisfied in that direction. Thus, coherent 2D large-area surface-emission with stable longitudinal and lateral modes can be achieved.

From the detailed band structure at the point S (Fig. 2A), one can see that there are four band edges (I, II, III, and IV) arising from the in-plane coupling of light waves propagating in the four Γ-X directions. One pair (III, IV) is doubly degenerate and the other (I, II) are nondegenerate. The electromagnetic field distributions in the PC plane for individual edges according to the plane-wave expansion method (Fig. 2, B and C) correspond to the nondegenerate band edges I and II. The amplitudes of magnetic fields in the direction perpendicular to the plane are indicated by red and blue areas, representing positive and negative, respectively. The arrows show the electric field vectors in the plane, and the thick black circles indicate the locations of lattice points. The individual electric field distributions are complicated, resulting in complicated polarization. The electromagnetic field distribution at band-edges III and IV cannot be determined concretely due to the degeneracy and, thus, cannot be shown in a figure. The field distribution is considered to be determined by an environmental or operational condition and as such is very unstable. Therefore, polarization mode control using the circular structure will be difficult.

The situation changes markedly when we deform the unit cell structure from the circular to the elliptical shape (Fig. 3A). The electromagnetic field distributions at individual band edges are shown in Fig. 3, B through E, for the introduction of the elliptical unit cell to individual lattice points, where the elliptical ratio (the ratio of short- to long-axes) is 0.7. The degeneracy of band edges III and IV (Fig. 2A) is completely resolved, and the energy separation between I and II becomes large. (Here, we denote the new band edges as I′, II′, III′, and IV′.) More important, the electric field distributions at individual band edges become unified or linear (Fig. 3, B through E). As a result, very simple linear polarization can be expected for any of these band edges. The asymmetric structure of the ellipse not only resolves the degeneracy of band edges, but also induces the alignment of the electric magnetic field in one direction. This fact can be understood also by the group theory. The frequencies of individual modes are determined according to the amount of electric field distribution in the region of the elliptical unit cell with a lower refractive index than the surrounding region, which yields a frequency separation between individual band edges. It was also found that

[1]Department of Electronic Science and Engineering, Kyoto University, Yoshida-honmachi, Sakyo-ku, Kyoto 606-8501, Japan. [2]Research and Development Headquarters, Minolta, Ltd., 1-2 Sakura-machi, Takatsuki, Osaka 569-8503, Japan. [3]Core Research for Evolutional Science and Technology (CREST), Japan Science and Technology Corporation (JST), Kyoto 606-8501, Japan.

*To whom correspondence should be addressed. E-mail: snoda@kuee.kyoto-u.ac.jp

the frequency separation can be controlled by changing the elliptical ratio of individual unit cells. Previously, we used a 2D PC with triangular lattice (*8*, *12*). We have found that the effect of deforming the unit cell structure of a square lattice for polarization control is much more effective than using a triangular lattice. The details of this difference will be reported elsewhere (*13*).

Encouraged by these promising theoretical results, we fabricated a 2D PC laser by integrating the PC with a gain media by the wafer-fusion technique (Fig. 4A). The 2D PC structure is formed on an n-InP substrate (wafer B). The gain media is formed in wafer A by sandwiching an InGaAsP/InP multiple-quantum-well active layer with an emission wavelength of 1.3 μm between p-InP and thin n-InP cladding layers. Both wafers were stacked and heated in a hydrogen atmosphere at 620°C and were bonded firmly. The inset of Fig. 4A is a scanning electron microscopy (SEM) image of the elliptical unit cells formed in wafer B with a lattice constant of 400 nm. A 300-μm-diameter gold electrode was evaporated on the surface of the bonded wafer. Therefore, the electrode does not cover the entire area of the square lattice, allowing the surface-emitted light to be observed from the surrounding area. The light output–current characteristic is shown in Fig. 4B, revealing that lasing has been successfully achieved at room temperature. The near-field pattern of lasing and the spectra and polarizations at representative positions were measured (*14*). Despite the large diameter of the device,

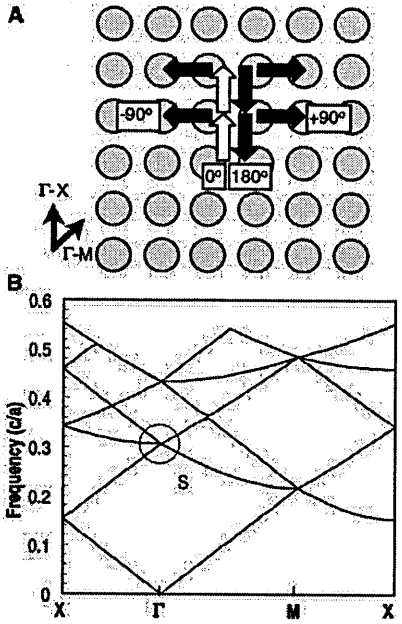


Fig. 1. (A) Schematic of 2D photonic crystal structure with square lattice and circular unit cell. The two specific directions Γ-X and Γ-M are indicated. In-plane diffraction related to the point S in (B) is also shown. (B) Dispersion relation or band diagram of structure for transverse-electric (TE)–like mode, calculated by plane-wave expansion method with dielectric constants of unit cell and surrounding material of 10.56 and 10.92, respectively. The area fraction occupied by the unit cell was assumed to be 0.2.

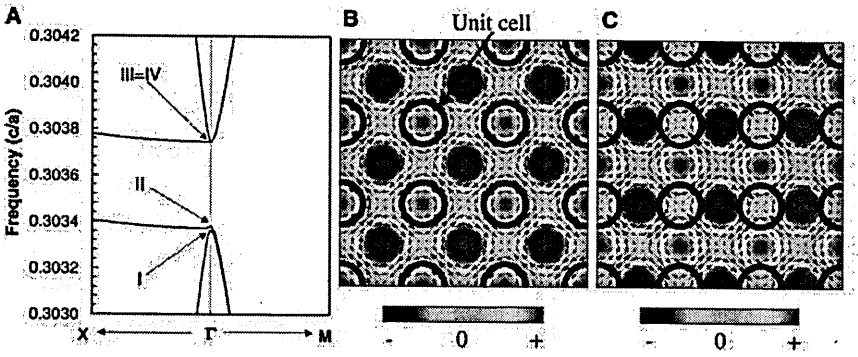


Fig. 2. (A) Detailed band structure of point S in Fig. 1B. (B and C) Electromagnetic field distributions at band edges I and II, respectively. Amplitudes of magnetic fields in the direction perpendicular to the plane are indicated by red and blue areas (positive and negative). Arrows indicate the electric field vectors in the plane, and thick black circles indicate the locations of lattice points.

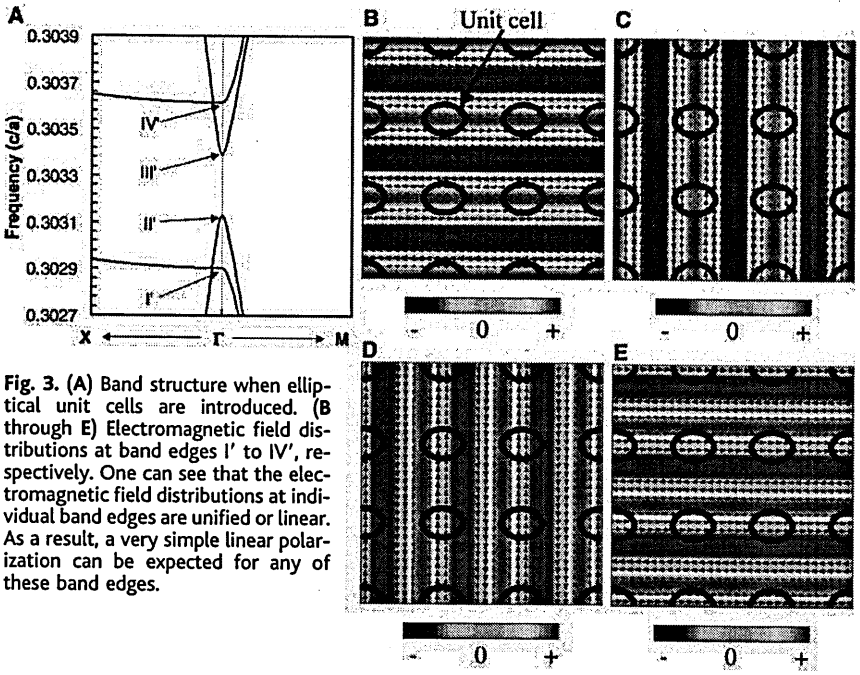


Fig. 3. (A) Band structure when elliptical unit cells are introduced. (B through E) Electromagnetic field distributions at band edges I′ to IV′, respectively. One can see that the electromagnetic field distributions at individual band edges are unified or linear. As a result, a very simple linear polarization can be expected for any of these band edges.

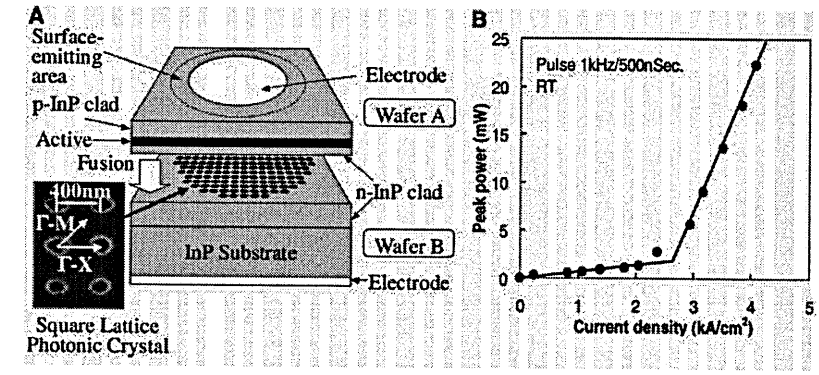


Fig. 4. (A) Schematic of 2D photonic crystal laser structure with square lattice and elliptical unit cells fabricated in this study. (B) Light output–current characteristic of device at room temperature.

single wavelength and linear polarization have been successfully achieved. In the case of the other lasers (VCSEL or CGSEL), when the area of the laser cavity becomes very large, the lateral mode becomes multimode because no mechanism for lateral mode control is present, leading to multimodal lasing in terms of wavelength and polarization. Also, the near-field pattern extends to the long-axis direction of individual elliptical unit cells. The lasing is considered to occur at either band edge II′ or III′ (Fig. 3) when we compare the obtained near-field pattern and the polarization with the results shown in Fig. 3, B through E. As the Poynting vector is directed toward the long axis of elliptical unit cells in band edge II′ or III′, the near-field pattern spread in only one direction. All the measured elliptical devices lased in the same manner. In separately fabricated 2D PCs with circular unit cells, the observed near-field patterns extended in two perpendicular directions, rendering control of the polarization mode very difficult. On the basis of these results, the deformation of the unit cell structure in 2D PC lattice constitutes an effective means of controlling the polarization mode of PC surface emission.

References and Notes

1. E. Yablonovitch, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 283 (1993).
2. S. John, *Phys. Today* **44**, 32 (1991).
3. N. Vats, S. John, *Phys. Rev. A* **58**, 4168 (1998).
4. J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, S. Fan, *Nature* **386**, 143 (1997).
5. S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan, *Science* **289**, 604 (2000).
6. S. Noda, M. Imada, A. Chutinan, *Nature* **407**, 608 (2000).
7. O. Painter *et al.*, *Science* **284**, 1819 (1999).
8. M. Imada *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 316 (1999).
9. M. Meyer *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 7 (1999).
10. For example, S. Uchiyama, K. Iga, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 301 (1986).
11. For example, C. M. Wu *et al.*, *IEEE Photon. Tech. Lett.* **4**, 960 (1992).
12. M. Imada, A. Chutinan, S. Noda, M. Mochizuki, *Phys. Rev. B*, in preparation.
13. M. Yokoyama, S. Noda, unpublished data.
14. Web figure 1 is available at *Science* Online at www.sciencemag.org/cgi/content/full/293/5532/1123/DC1.

15. Supported in part by a grant-in-aid for scientific research of priority areas from the Ministry of Education, Culture, Sports, Science, and Technology of Japan; Kyoto University VBL; and ICF Foundation.

19 April 2001; accepted 5 July 2001

High-Temperature Ferromagnetism in CaB_2C_2

J. Akimitsu,[1,2]* K. Takenawa,[1] K. Suzuki,[3] H. Harima,[4] Y. Kuramoto[5]

We report a high Curie–temperature ferromagnet, CaB_2C_2. Although the compound has neither transition metal nor rare earth ions, the ferromagnetic transition temperature T_c is about 770 Kelvin. Despite this high T_c, the magnitude of the ordered moment at room temperatures is on the order of 10^{-4} Bohr magneton per formula unit. These properties are rather similar to those of doped divalent hexaborides, such as $Ca_{1-x}La_xB_6$. The calculated electronic states also show similarity near the Fermi level between CaB_2C_2 and divalent hexaborides. However, there is an important difference: CaB_2C_2 crystallizes in a tetragonal structure, and there are no equivalent pockets in the energy bands for electrons and holes—in contrast with CaB_6. Thus, the disputed threefold degeneracy, specific to the cubic structure, in the energy bands of divalent hexaborides turns out not to be essential for high-temperature ferromagnetism. It is the peculiar molecular orbitals near the Fermi level that appear to be crucial to the high-T_c ferromagnetism.

The search for magnets with high ferromagnetic transition temperatures (T_c's) is not only of practical interest but is also of basic scientific interest, in identifying the mechanism. The origin of the high-T_c ferromagnetism observed in doped hexaborides was initially attributed to electron correlations in the low-density electron gas (*1*), and much attention has been paid to the band structure of the divalent hexaborides (*2*, *3*). It has been postulated that the presence of three equivalent valleys in the energy bands plays an important role in the formation of excitonic ferromagnetism (*4*–*6*). However, the fact that this has been observed only in this particular class of compounds has caused difficulty in identifying the mechanism of this phenomenon. This study reveals that the high-T_c ferromagnetism is not a singular phenomenon but that a similar ferromagnetism appears in a tetragonal compound, CaB_2C_2, without the band degeneracy. Our observation may provide a route for preparation of new high-T_c ferromagnets.

Powder samples of CaB_2C_2 were prepared from Ca shot (99%), amorphous powder boron (99%), and powder carbons (99%). The starting materials were mixed at the stoichiometric ratio Ca:B:C = 1: 2:2 in an argon glovebox, pressed into pellets, and placed in a wrapped tantalum tube. The pellets were then heated in two ways: (i) at 1050°C for 20 hours in 2000 atm of an argon atmosphere in a hot isostatic-pressing furnace, and (ii) at 1050°C for 30 hours in a vacuum quartz tube. In both cases, reddish-brown powders of CaB_2C_2 were obtained. Because the samples are sensitive to moisture, they were handled under an argon atmosphere.

In the x-ray diffraction patterns obtained (Fig. 1), most of the diffraction peaks can be indexed to the tetragonal structure, consistent with an earlier structural study (*7*) of CaB_2C_2. There are slight amounts of impurity phases of CaO and CaB_6 in the sample, as seen in the corresponding weak intensity. The inset of Fig. 1 shows the two-dimensional network formed by boron (B) and carbon (C) atoms in CaB_2C_2. The Ca ions sit on each vertex and center of the square and sandwich each B-C layer. Depending on the stacking of B-C layers along the *c* axis, the crystal symmetry becomes either simple tetragonal (*P4/mbm*) lattices or body-centered tetragonal (*I4/mcm*) lattices. The latter has the sequence B-C-B-C- . . . along the *c* axis, whereas the former has B-B- . . . (and C-C- . . .) stacking. Experimentally, these two different structures can be distinguished only by observing a signal corresponding to the B-C superstructure along the *c* axis. Unfortunately, the x-ray scattering intensity is too weak to identify or disprove such a signal. Hence, the crystal structure of CaB_2C_2 has not yet been experimentally fixed. On the other hand, it has been established that related compounds RB_2C_2 with trivalent rare earth ion R have *P4/mbm* (*8*, *9*).

Magnetization measurements with a SQUID magnetometer (Fig. 2, inset) show the magnetization versus applied magnetic fields at $T = 5$ K. The diamagnetic contribution of the sample holder was independently measured by removing the sample, and this background has been subtracted. The magnetization shows a characteristic feature of ferromagnetism, with the saturation moment of 3.8×10^{-4} Bohr magneton (μ_B) per formula unit [or 2.1 electromagnetic units (emu) per mole of formula] at 1 T, which is comparable

[1]Department of Physics, Aoyama-Gakuin University, Tokyo 157–8572, Japan. [2]Core Research for Evolutional Science and Technology (CREST) of the Japan Science and Technology Corporation, Japan. [3]Faculty of Environmental and Information Sciences, Yokohama National University, Yokohama 240–8501, Japan. [4]Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University, Osaka 567-0047, Japan. [5]Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980-8578, Japan.

*To whom correspondence should be addressed. E-mail: jun@phys.aoyama.ac.jp

輻射科学研究会資料
RS03-04

フォトニック結晶導波路の基本特性とその光信号処理回路への応用

Fundamental properties of photnic crystal optical waveguides and their application to optical devices

中 良弘, 生野 浩正†

熊本大学大学院自然科学研究科
(naka@eecs.kumamoto-u.ac.jp)

†熊本大学工学部電気システム工学科
(ikuno@eecs.kumamoto-u.ac.jp)

2003年5月28日
於 住友電気工業(株) 大阪本社

1 まえがき

フォトニック結晶 [1] を用いて光の波長程度のオーダの光機能素子を構成する試み [2] がなされている。光機能素子を設計するためには、これらを構成する直線導波路、曲がり導波路、方向性結合器などといった基本回路素子の導波特性を把握しておくことが非常に重要となる [3–5]。しかし、一般にフォトニック結晶光導波路は複雑な媒質条件および媒質形状をしているため、従来フォトニック結晶の特性解析に用いられてきた数値的手法 [6–8] の適用は難しい。このような任意の媒質条件や形状に対して解析を行うことができる数値解析法のひとつに多次元 Wave Digital Filter(MD-WDF) 原理 [9,10] に基づく時間領域差分 (FD-TD) 法がある [11]。この解析法は従来の Yee アルゴリズムと同様、任意の境界形状、媒質条件の問題を扱え、各偏波成分の時間的変化や反射、放射等の現象を全て考慮できるという利点を持つ。さらに任意の励振条件を取り扱うことも容易である。また、数値積分法として台形則を用いており、Yee アルゴリズムに比べ倍の刻み幅で同程度の精度が得られるため、フォトニック結晶光導波路の様な複雑な形状および媒質条件を持つ光回路素子の解析に有効である [12,13]。

これら光回路素子を構成する 2 次元フォトニック結晶として誘電体柱を配列したピラー型フォトニック結晶や、誘電体に周期的に穴を空けたエアホール型フォトニック結晶などがあげられる。ピラー型フォトニック結晶を用いた導波路では導波層が自由空間となるため電磁界の振舞いは金属導波管に類似したものとして考えることが出来るため、強い光の閉じ込め効果が期待できる [14]。その一方で、エアホール型フォトニック結晶を用いた導波路では導波層が誘電体であるため、導波層が自由空間となるピラー型と比較して、従来の誘電体導波路との低損失な相互接続が期待出来る。しかしエアホール型フォトニック結晶導波路では、導波層の誘電率が高くなるとエアホールとの屈折率差による閉じ込め効果が大きくなってくるため、多くのモードが導波路内に存在可能となる。そのためシングルモード導波路として動作させることが難しくなり、さらにこれらのモードが互いに結合することにより、導波特性は複雑になる [3,5,15–18]。

本稿ではピラー型およびエアホール型の 2 次元フォトニック結晶により構成される光導波路の導波特性解析を行う。光回路素子を構成する場合、曲がり導波路のように不連続部を有するような素子との接続を考える必要がある。このような不連続部では高次モードが発生してしまうため、これらの素子を構成する導波路はシングルモード導波路であることが求められる [3,15,17]。そこではじめにシングルモード領域を確認するために、直線導波路の導波特性を求める。ここでは周波数分散関係を示し、高次モードが Bragg 反射によりカットオフとなる帯域をシングルモード領域として動作することを確認する [3,15,17]。そして、ここで得られたシングルモード導波路を用いて直角曲がり導波路、方向性結合器を構成しその特性解析を行う。直角曲がり導波路においては、ピラー型、エアホール型共に曲げ部に結晶を配置することで、共鳴トンネリングにより曲げ部からの反射がなくなる帯域が現れることを示す。方向性結合器においては、その分散関係を示し、エアホール型において偶対称モード、奇対称モードそれぞれが高次モードとの結合によるカットオフ領域をそれぞれ違う帯域に持つことを示す。また、それにより結合長の周波数依存性がピラー型フォトニック結晶または誘電体導波路により構成される方向性結合器のものと大きく違う特性を示すことを示す。最後に、フォトニック結晶方向性結合器と直角曲がり導波路を用いた波長分波・合波器の解析を行う。ここでは、高消光比、低損失のデバイスが光の波長のオーダで実現可能であることを示す。

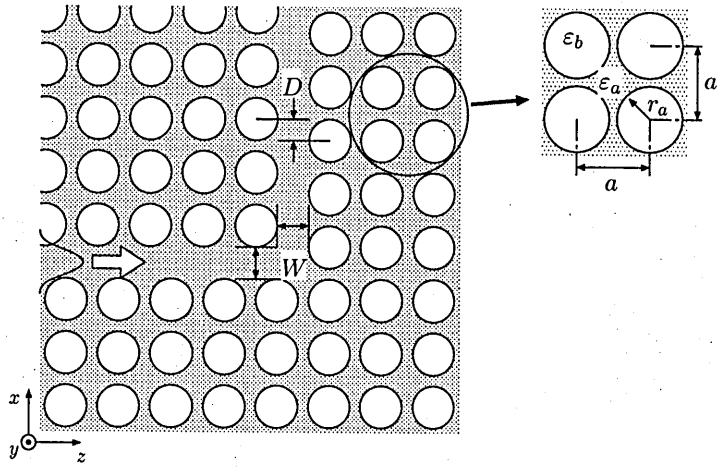


図 1: エアホール型フォトニック結晶直角曲がり導波路

2 問題の定式化

本稿では線形、等方性、無損失媒質の 2 次元問題を取り扱う。解析モデルとして図 1 に示すように y 方向に一様な結晶が正方格子に配列したフォトニック結晶をクラッド層とする光導波路を考える。ここではフォトニック結晶として真空中に誘電体円柱が配列したピラー型と誘電体に円形の穴を空けたエアホール型を考える。誘電体の比誘電率はピラー型、エアホール型共に $\varepsilon_a = 11.56$ とし、真空中の比誘電率は $\varepsilon_b = 1.0$ としている。また、空間の長さはすべて格子定数 a で規格化した。ピラーおよびエアホールの半径はフォトニックバンドギャップの幅を考慮しピラー型では $r_a/a = 0.175$、エアホール型では $r_a/a = 0.475$ とした。このときバンドギャップは E 偏波 (TE モード) に対し、$0.320 \leq \omega a/2\pi c \leq 0.462$(ピラー型) および $0.245 \leq \omega a/2\pi c \leq 0.306$(エアホール型) の帯域に形成される。

解析法は MD-WDF 原理に基づく FD-TD 法を用い、計算領域端において必要となる吸収境界条件として PML 吸収境界 [19] を適用した。また、解析に用いた計算パラメータは x 軸方向および z 軸方向の刻幅をそれぞれ $\delta = \delta x = \delta z = a/20$、時間の刻幅を $c\delta t = 0.625\delta$ とした。

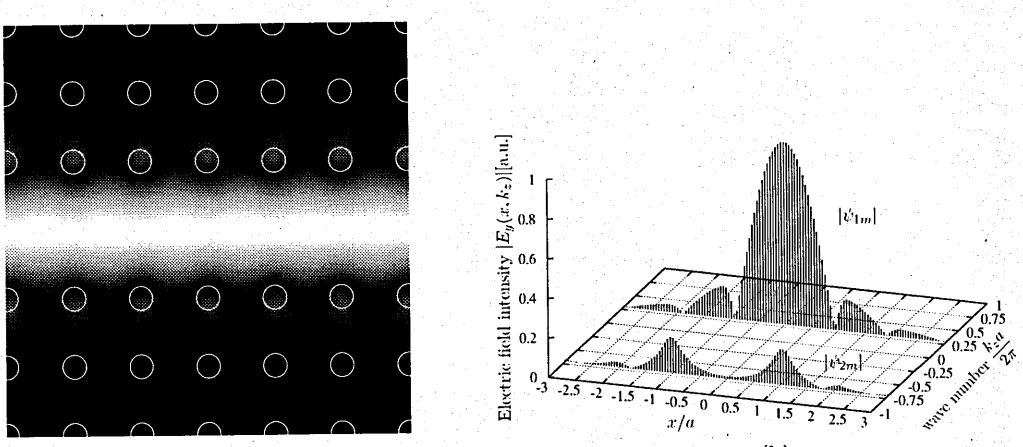
3 解析結果

3.1 モード解析

はじめに直線導波路の導波特性解析を行う。直線導波路は図 1 に示すように、クラッド層をフォトニック結晶とし、導波層はピラー型においては自由空間、エアホール型においては誘電体とした導波路である。クラッド層のフォトニック結晶のバンドギャップの帯域の周波数の光を導波層に入射することにより、光がクラッド層に漏れることなく導波層を伝搬する。入射波は次式で表される連続波を入射した。

$$J^*(x, z = 0, t) = \psi_0(x) \sin(\omega t) \tag{1}$$

ただし、$J^*(x, z, t)$ は入射点 $(z = 0)$ における磁流密度、$\psi_0(x, t)$ は導波路の横 (x) 方向の空間分布であり、偶対称モード励振時はガウス分布、奇対称モード励振時はガウス分布の一階微分波形



(a) (b)

図 2: ピラー型フォトニック結晶光導波路の界分布 ($W/a = 1.65$, $D/a = 0.0$, $\omega a/2\pi c = 0.4$)
(a) 電界強度分布 $|E_y|$, (b) 電界強度の空間波数 (z 方向)–空間 (x 方向) 分布

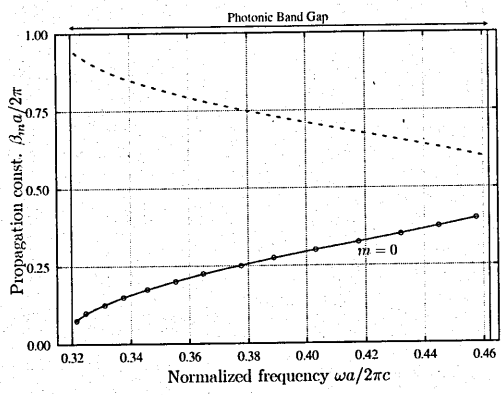


図 3: ピラー型フォトニック結晶光導波路の分散関係 ($W/a = 1.65$, $D/a = 0.0$)

を用いた。

ピラー型フォトニック結晶光導波路

図 2(a) にピラー型フォトニック結晶光導波路の基本 0 次モード伝搬時の電界の y 方向成分の強度分布 $|E_y|$ を示す。導波層幅は $W/a = 1.65$ すなわち、誘電体円柱を一列取り除いた。入射周波数はフォトニックバンドギャップ中の周波数である $\omega a/2\pi c = 0.4$ とした。また、図中の白丸は誘電体円柱の位置を示す。図に示すように電界強度が円柱の配列に沿うように変動していることがわかる。この様に光の伝搬方向に対して界が変動しているような系においては、そのに複数のモードが存在する可能性があるため、導波特性を表す伝搬定数などのパラメータを空間微分等を用いて算出するのは難しい。ここで、任意の数のモードを含んでいる系におけるそれらのモードを分離する方法として、従来のフーリエ変換と信号処理で用いられる Prony 法を併用する方法 [20,21] がある。そこで、本稿ではこの Prony 法をフォトニック結晶光導波路の導波特性を表すパラメータである伝搬定数を算出する方法として適用する。Prony 法は、関数 $f(x)$ を次式のように指数関

数で近似し、その係数 C_i, a_i を求める方法である。

$$f(x) = \sum_{i=1}^{m} C_i e^{a_i x} \tag{2}$$

ただし、m は項数である。ここで、FD-TD 法により得られた界をフーリエ変換した分布 $\psi(x,z,\omega)$ が次のように伝搬方向 (z 方向) に伝搬する波の重ね合わせで表現されるとする。

$$\psi(x,z,\omega) = \sum_{i=1}^{m} A_i(x,\omega) e^{-j\beta_i(\omega)z} \tag{3}$$

ただし、$A_i(x,\omega)$ は横方向 (x 方向) の分布、 $\beta_i(\omega)$ は z 方向の空間波数である。この式 (3) と式 (2) の対応関係より、Prony 法を用いることで空間波数 β_i と振幅 $A_i(x)$ を求めることができる。図 2(b) に Prony 法により求めたピラー型フォトニック結晶光導波路の電界の y 方向成分 E_y の波数 (z 方向成分)–空間 (x 方向) 分布を示す。周波数は $\omega a/2\pi c = 0.4$ とした。図よりこの導波路には 2 つの空間波数 $(\beta_m, \beta_m - 2\pi/a)$ が存在することが分かる。このとき、フォトニック結晶光導波路の電界 $E_{ym}(x,z)$ は次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} E_{ym}(x,z) &= \psi_{1m}(x)e^{-j\beta_m z} + \psi_{2m}(x)e^{-j(\beta_m - 2\pi/a)z} \\ &= \left[\psi_{1m}(x) + \psi_{2m}(x)e^{j(2\pi/a)z}\right] e^{-j\beta_m z} \quad , \quad m = 0,1,2,\cdots \end{aligned} \tag{4}$$

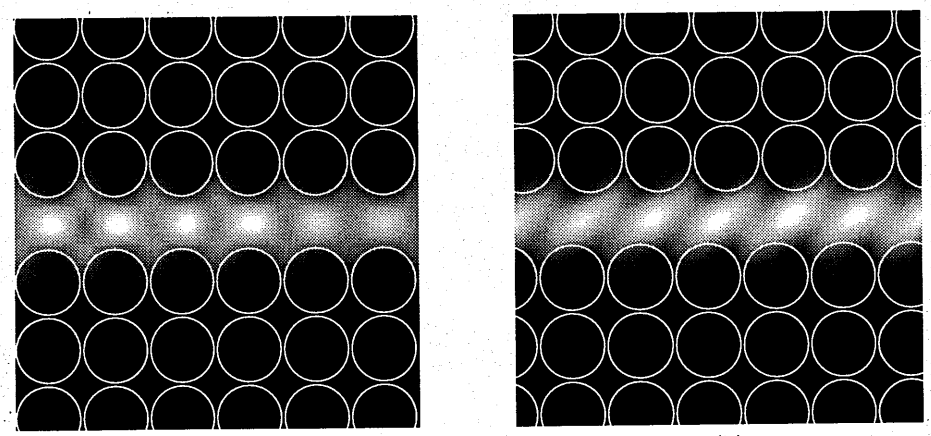
ただし、$\psi_{1m}(x), \psi_{2m}(x)$ はそれぞれ波数 $\beta_m, \beta_m - 2\pi/a$ に対する複素振幅、$m = 0,1,2,\cdots$ はモード番号である。この式より、フォトニック結晶光導波路の導波モードは伝搬方向に β_m で伝搬し、横方向の分布は式中の [ ] 内に表されるように、格子定数 a の周期で伝搬方向に変動していることがわかる。

図 3 に導波路幅を $W/a = 1.65$ (結晶を一列除去) としたときの規格化周波数 $\omega a/2\pi c$ に対する規格化伝搬定数 $\beta_m a/2\pi$ を示す。図中の実線は基本 0 次モードの波数 β_0 を示しており、点線は $-\beta_0 + 2\pi/a$ を示している。図に示すようにフォトニックバンドギャップ帯域内において、基本 0 次モードのみが伝搬できるシングルモード領域が形成されている。また、この基本モードはバンドギャップの帯域内においてカットオフがない。

エアホール型フォトニック結晶光導波路

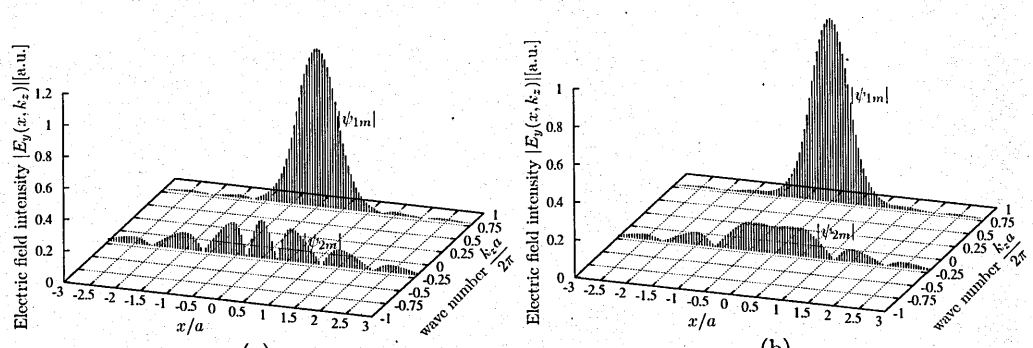
次にエアホール型フォトニック結晶光導波路の導波特性解析を行う。エアホール型では導波層が誘電体となるため、ピラー型と比較して光の閉じ込め効果が大きく、多くのモードが導波路内に存在可能となる。従って、シングルモード領域を確保するためには導波層幅を格子定数より狭くする等の処置が必要となる。このように導波層幅と格子定数が一致しない導波路と曲がり導波路等の光路変換素子を接続するためには、図 1 に示すように導波層両端のクラッド層を光の伝搬方向にずらす必要がある。ここではそのずれの大きさを D で表す。

図 4 にエアホール型フォトニック結晶光導波路の基本 0 次モード伝搬時の電界の y 方向成分の強度分布 $|E_y|$ を示す。導波層幅は $W/a = 0.75$ とし、導波層両端のクラッド層の伝搬方向のずれは (a)$D/a = 0.0$ および (b)$D/a = 0.7$ とした。入射周波数は $\omega a/2\pi c = 0.26$ である。また、図中の白丸はエアホールの位置を示している。ピラー型と同様にエアホールに沿って電界強度が変動していることが確認できる。また、クラッド層が伝搬方向にずれた導波路においてはそのずれに沿うような形で電界強度分布が傾いている。図 5 にこのときの電界強度の波数 (z 方向成分)–空間 (x 方向) 分布を示す。この図よりずれ D がある場合もない場合もピラー型と同様に導波路中には二つの空間波数 $(\beta_m, \beta_m - 2\pi/a)$ しか存在しないことがわかる。従って、エアホール型フォトニッ



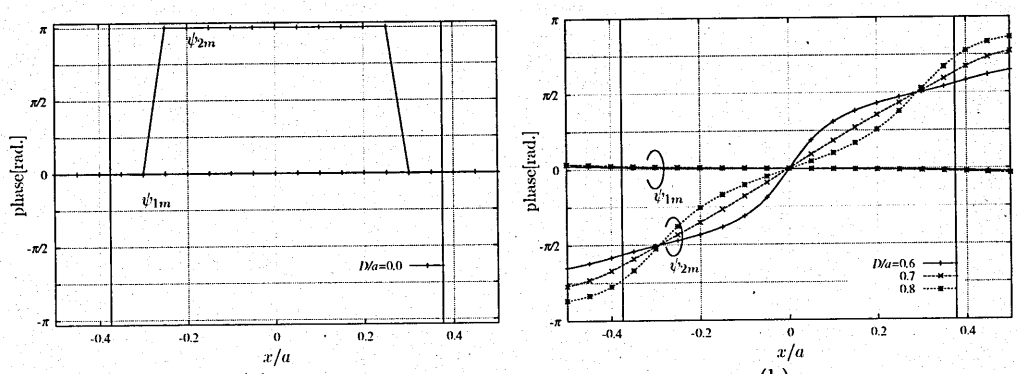
(a) (b)

図 4: エアホール型フォトニック結晶光導波路の電界強度分布 ($W/a = 0.75$, $\omega a/2\pi c = 0.26$)
(a) $D/a = 0.0$, (b) $D/a = 0.7$



(a) (b)

図 5: エアホール型フォトニック結晶光導波路の電界の空間–波数分布 ($W/a = 0.75$, $\omega a/2\pi c = 0.26$)
(a) $D/a = 0.0$, (b) $D/a = 0.7$



(a) (b)

図 6: 振幅 ψ_{1m} および ψ_{2m} の位相分布 ($W/a = 0.75$, $\omega a/2\pi c = 0.26$)
(a) $D/a = 0.0$, (b) $D/a = 0.6, 0.7, 0.8$

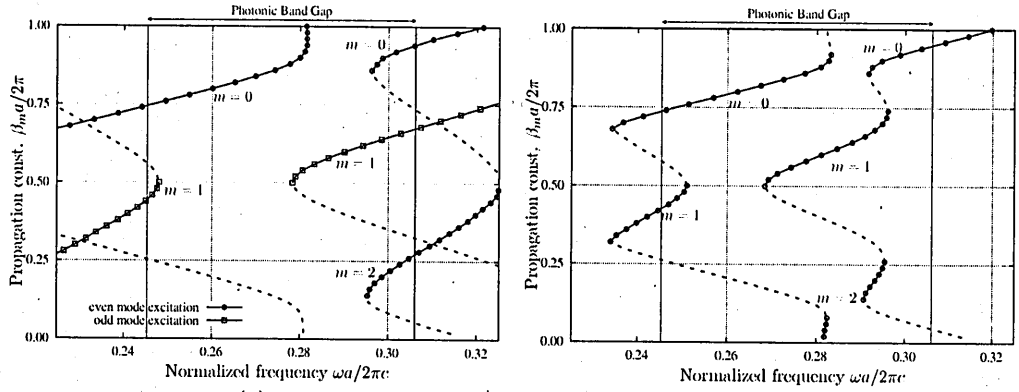


図 7: エアホール型フォトニック結晶光導波路の分散関係 ($W/a = 0.75$)
(a) $D/a = 0.0$, (b) $D/a = 0.7$

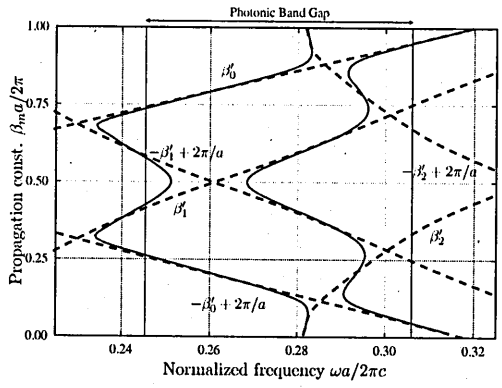


図 8: エアホール型フォトニック結晶光導波路の分散関係 ($W/a = 0.75$, $D/a = 0.7$)

ク結晶光導波路中の電界もピラー型と同様に式 (4) で表現することができる。このときの波数 β_m および $\beta_m - 2\pi/a$ に対する複素振幅の位相の x 方向分布を図 6 に示す。図 6(a) は $D/a = 0.0$、(b) は D/a を 0.6,0.7,0.8 と変化させたときのものである。この図からわかるとおり、ずれ D があるなしにかかわらず振幅 $\psi_{1m}(x)$ の位相変化が導波層内においてほとんど無いのに対し、$\psi_{2m}(x)$ の位相は x 方向に変動している。また、その変動量はずれの量 D の大きさに依存している。この位相の x 方向変化により、ずれ D があるときの導波層内の電界強度が図 4(b) のように結晶の配列に沿うような分布になることが分かる。それに対しずれが無いときの $\psi_{1m}(x), \psi_{2m}(x)$ の位相変化から、これら振幅は実数値を取ることが分かる。

図 7 にエアホール型フォトニック結晶光導波路の分散関係を示す。導波層幅は $W/a = 0.75$ とし、導波層両端のクラッド層間のずれは (a) $D/a = 0.0$, (b)$D/a = 0.7$ とした。図中の実線は各モードの波数 β_m を示しており、点線は $-\beta_m + 2\pi/a$ を示している。図 7(a) に示すようにフォトニックバンドギャップ帯域内に基本 0 次モードと高次モードの 1 次、2 次モードが存在していることが分かる。また、フォトニック結晶の伝搬方向の周期性 (周期 a) によるこれらのモードの空間高調波成分がみられ、それらが Bragg 反射条件 $\beta_m = -\beta_{m'} + 2N\pi/a$ (N は整数) を満足する点に

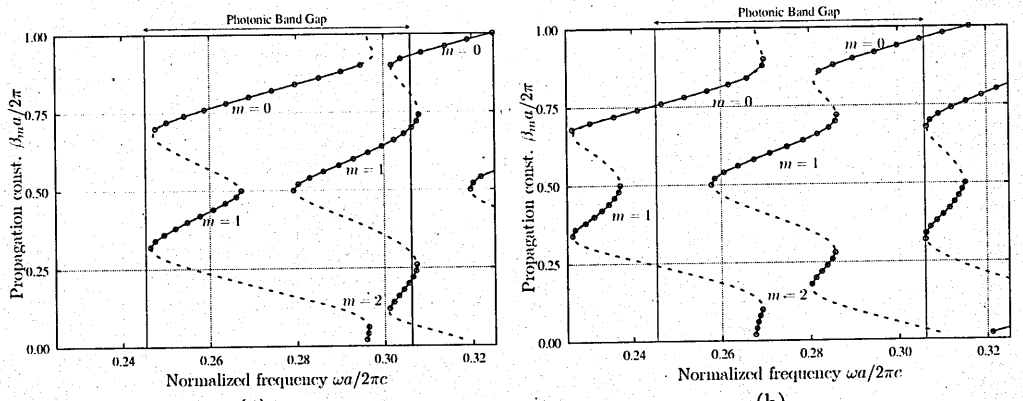


図 9: エアホール型フォトニック結晶光導波路の分散関係
(a) $W/a = 0.65, D/a = 0.6$,(b) $W/a = 0.85, D/a = 0.8$

おいて結合し、禁止帯が生じている。その結果、高次モードが遮断され、基本 0 次モードのみが伝搬できるシングルモード領域がおよそ $0.249 < \omega a/2\pi c < 0.277$ の帯域に形成されている。また図 7(b) に示すように、導波層両端のクラッド層が伝搬方向にずれた構造では、導波路横断面の構造の対称性が失われるため、偶対称モードと奇対称モード間の結合が生じ、新たなカットオフ領域が現れている。それによりカットオフの帯域が変動し、シングルモード領域が狭くなっている。図 8 は図 7(b) の分散関係の図に、モード間の結合が生じていないときの伝搬定数 β'_m の模式的な曲線を重ねた図である。図に示す通り、この導波路においては導波路の横断面の構造の対称性が失われるため、0 次モード、1 次モード、2 次モードそれぞれの導波層内の前進波および後進波のそれぞれの伝搬定数 β'_m, $-\beta'_m + 2\pi/a$ が一致する点において結合が生じ、遮断領域となっていることがわかる。

次に導波層幅を変化させたときの分散関係を図 9 に示す。導波層幅およびクラッド層のずれを (a)$W/a = 0.65, D/a = 0.6$、(b)$W/a = 0.85, D/a = 0.8$ とした。これらの図より導波路幅が大きくなるとシングルモード領域の幅は大きくなっているが、導波路幅 $W/a = 0.85$ においては、カットオフ領域がフォトニックバンドギャップ領域を越えているため、シングルモード領域はフォトニックバンドギャップ幅により制限され、導波路幅 $W/a = 0.75$ のものより狭くなっている。

3.2 方向性結合器

ピラー型およびエアホール型フォトニック結晶光導波路において共にシングルモード領域が確認できたので、その領域を利用してフォトニック結晶光導波路により構成される光回路素子の解析を行う。まずはじめに図 10 に示すような方向性結合器の解析を行う。この方向性結合器は結晶一列分の間隔を隔てておかれた二つの導波路 I および II から構成され、それぞれの導波層幅は同じとし $W_{\mathrm{I}} = W_{\mathrm{II}}$ とした。導波路間の距離は結晶の直径 $g = 2r_a$ となる。また、ここでも直角曲がり導波路などの光素子との接続を考慮し、導波層両端のクラッド層のフォトニック結晶の伝搬方向のずれを図 10 に示すように D として考慮した。

図 11(a) にピラー型フォトニック結晶方向性結合器の分散関係を示す。構造パラメータは二つの導波路の導波層幅を $W_{\mathrm{I}}/a = W_{\mathrm{II}}/a = 1.65$、導波路間距離 $g/a = 0.35$ とした。また、クラッド層間のずれは無いものとしている。ここでは、方向性結合器の固有モードである偶対称および奇

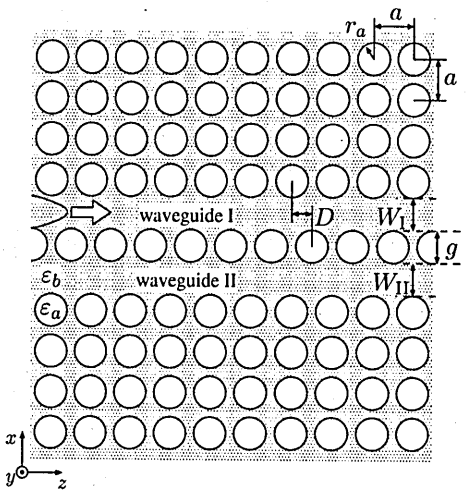


図 10: エアホール型フォトニック結晶方向性結合器

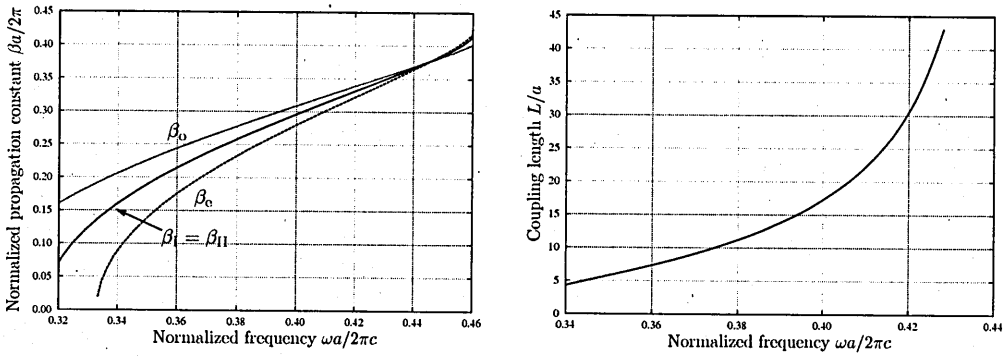


図 11: ピラー型フォトニック結晶方向性結合器の (a) 分散関係と (b) 結合長

対称モードの伝搬定数をそれぞれ $\beta_{\rm e}, \beta_{\rm o}$ とし、導波路 I または II が独立にあるときの伝搬定数を $\beta_{\rm I} = \beta_{\rm II}$ で表している。図に示すように導波路 I または II が独立にあるときの伝搬定数を挟んで偶対称、奇対称モードが存在しており、その差は周波数が大きくなるにつれ小さくなっている。この方向性結合器の結合長 L の周波数特性を図 11(b) に示す。結合長は偶対称、奇対称モードの伝搬定数の差により決まり次式

$$L = \frac{\pi}{|\beta_{\rm e} - \beta_{\rm o}|} \tag{5}$$

により与えられる。図に示す通りピラー型フォトニック結晶方向性結合器の結合長は周波数が大きくなるにつれ結合長が大きくなるという従来の誘電体導波路と同様の特性を示していることが分かる。

図 12 にエアホール型フォトニック結晶方向性結合器の分散関係を示す。導波路幅は (a)$W/a = W_{\rm I}/a = W_{\rm II}/a = 0.75$, (b)0.85 とし、導波層両端のフォトニック結晶の伝搬方向のずれはそれぞれ (a)$D/a = 0.7$, (b)0.8 とした。図に示すようにエアホール型では、基本 0 次モード、1 次モード

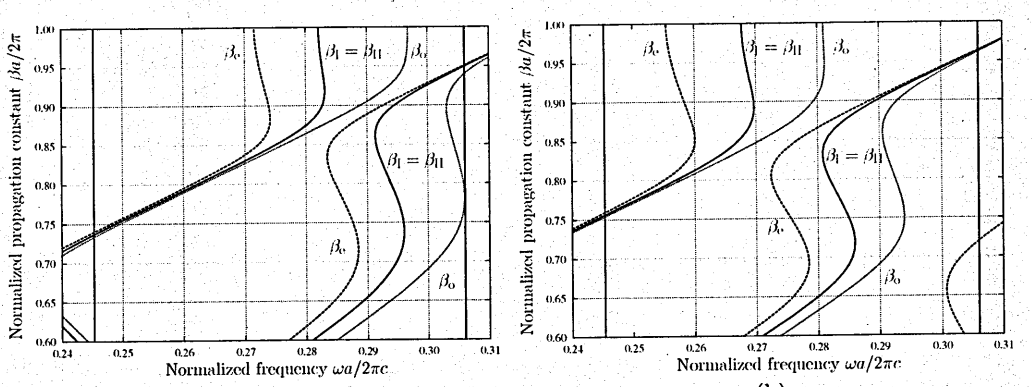


図 12: エアホール型フォトニック結晶方向性結合器の分散関係
(a) $W/a = 0.75, D/a = 0.7$, (b) $W/a = 0.85, D/a = 0.8$

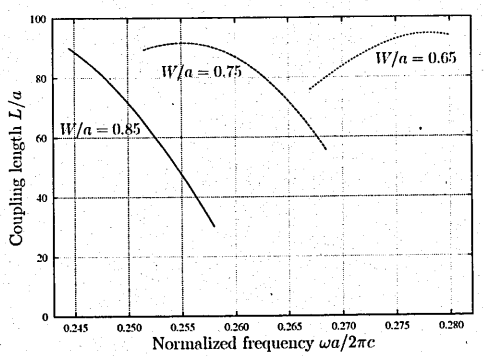


図 13: エアホール型フォトニック結晶方向性結合器の結合長

共にそれらの伝搬定数 $\beta_I = \beta_{II}$ を挟むように偶対称、奇対称モードが存在している。また、これらの偶対称、奇対称モードはそれぞれの高次モードと結合しているため、それぞれ異なる帯域でカットオフとなっている。この影響を受けて分散曲線が変動していることがわかる。この方向性結合器の結合長 L の周波数特性を図 13 に示す。図に示すとおり高次モードとの結合によるカットオフの影響により、導波路幅が $W/a = 0.65, 0.75$ においてはシングルモード領域内において変曲点が確認できる。また、導波路幅 $W/a = 0.85, 0.75$ においては従来の誘電体導波路による方向性結合器とは逆の特性、すなわち周波数が大きくなるにつれ結合長が短くなる特性を示している。

3.3 直角曲がり導波路

次に図 14 に示すような直角曲がり導波路の解析を行った。この曲がり導波路において、曲げ部にピラーまたはエアホールを配置した。これらのピラー/エアホールは共鳴トンネリングを生じさせるポテンシャル障壁 [4,22,23] として働き、これにより曲げ部からの反射がなくす帯域が現れる。これらのピラーおよびエアホールの半径は r_{a2} で表し、誘電率はピラー型およびエアホール型でそれぞれ $\varepsilon_{a2} = 11.56$、$\varepsilon_{b2} = 1.0$ としている。また、導波層の幅はピラー型、エアホール型それぞれにおいて $W/a = 1.65$ および $W/a = 0.85$ とした。

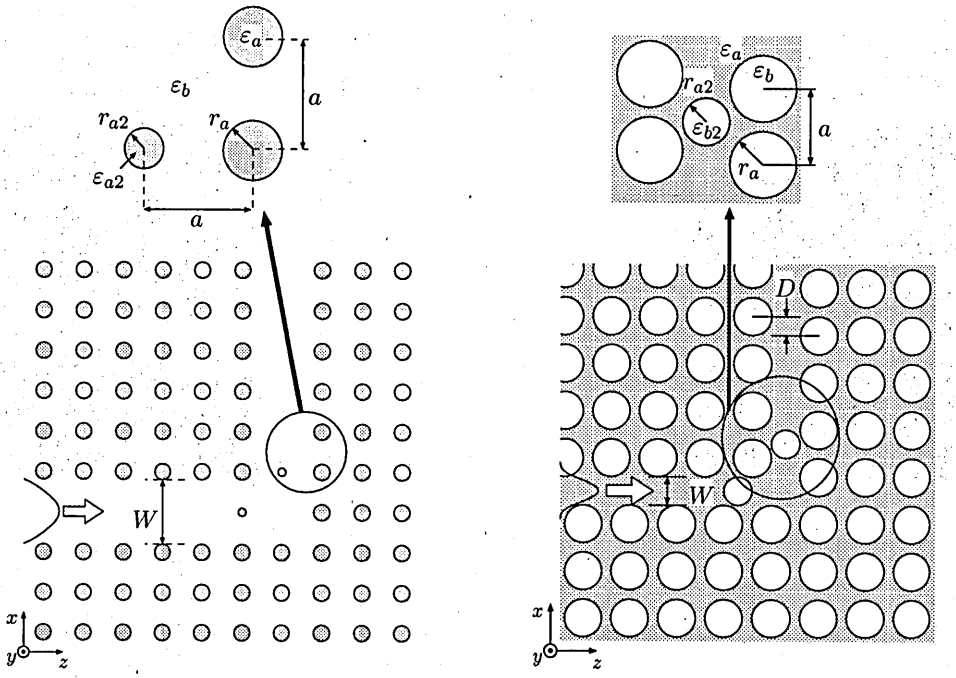


図 14: フォトニック結晶直角曲がり導波路
(a) ピラー型、 (b) エアホール型

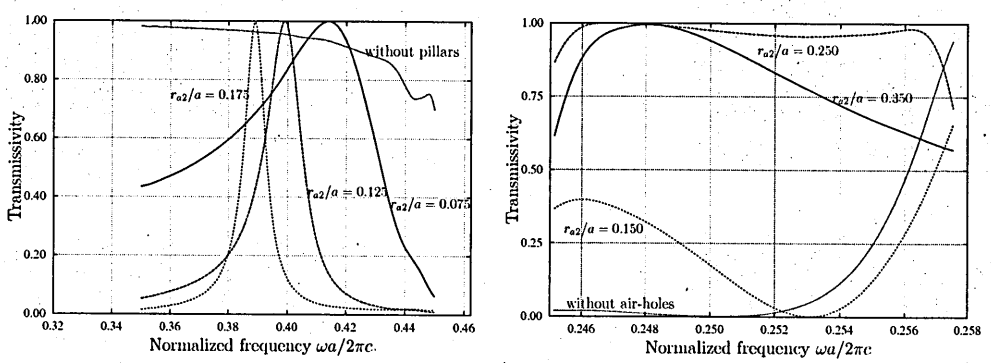
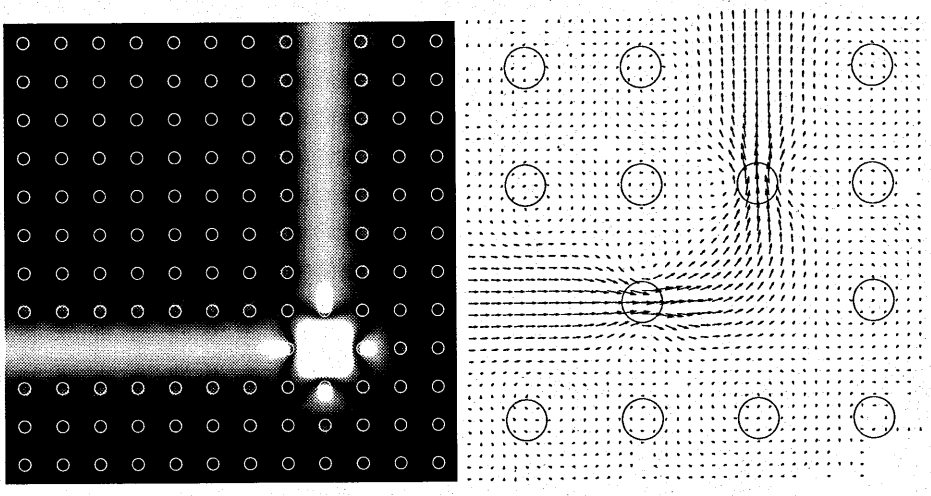


図 15: 直角曲がり導波路のパワー透過特性
(a) ピラー型 ($\varepsilon_{a2} = 11.56$)、(b) エアホール型 ($\varepsilon_{a2} = 1.0$)

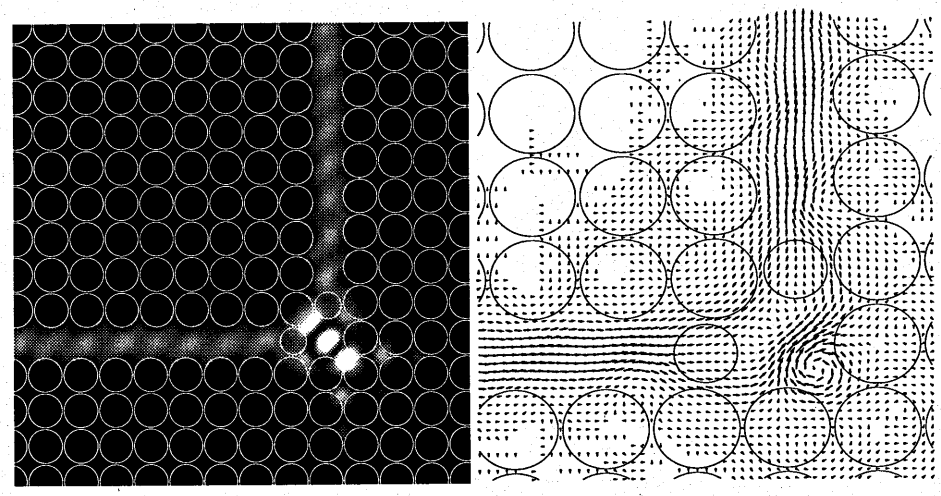
図 15 に直角曲がり導波路の光パワー透過特性を示す。曲げ部のピラーまたはエアホールの半径を変化させることで、完全に曲げ部からの反射波が無くなる帯域が現れていることが確認できる。また、結晶の半径を大きくすることで、無反射の帯域幅が狭くなる、すなわち共振が強くなっていることが確認できる。

図 16 にピラー型、図 17 にエアホール型のフォトニック結晶曲がり導波路の電界強度分布およ



(a) (b)

図 16: ピラー型フォトニック結晶曲がり導波路の界分布
($\omega a/2\pi c = 0.389$, $r_{a2}/a = 0.175$, $\varepsilon_{a2} = 11.56$)
(a) 電界強度分布 (b) ポインティングベクトル



(a) (b)

図 17: エアホール型フォトニック結晶曲がり導波路の界分布
($\omega a/2\pi c = 0.248$, $r_{a2}/a = 0.35$, $\varepsilon_{a2} = 1.0$)
(a) 電界強度分布 (b) ポインティングベクトル

びポインティングベクトルを示す。共に曲げ部からの反射波が無い周波数の光を入射している。共に曲げ部に界が集中しており共振が生じていることが確認できる。またエネルギーの流れをみても曲げ部に共振による渦が生じていることが確認できる。そして、出力導波路と入力導波路の界分布は同じ分布をしていることから、曲げ部においてモード変換が生じていないことがわかる。

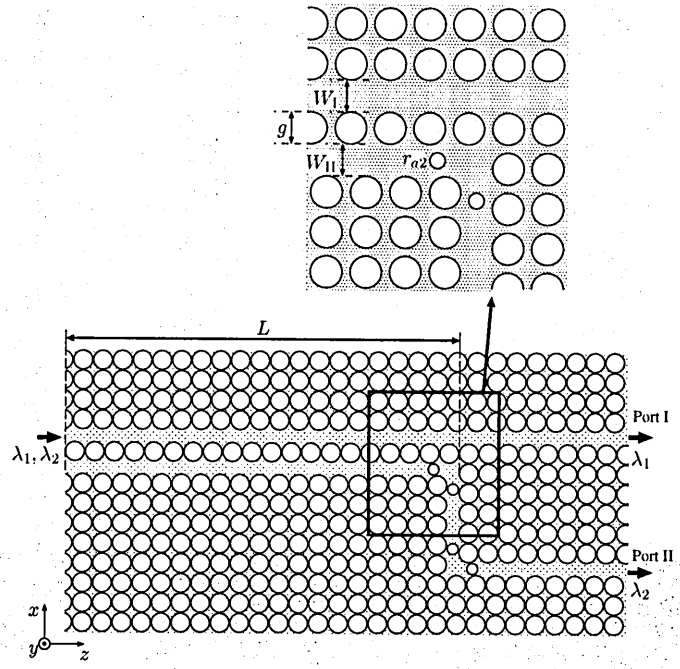


図 18: エアホール型フォトニック結晶波長分波・合波器

3.4 波長分波・合波器

次にこれまでの結果を利用して図 18 に示すようなエアホール型フォトニック結晶方向性結合器と直角曲がり導波路により構成される波長分波・合波器の解析を行った。ここで、方向性結合器を分波・合波器として利用する場合、利用帯域内の最大結合長が最低結合長の倍以上の長さである必要がある。図 13(a) よりこの条件を満たす導波路幅は $W/a = 0.85$ のみである。そこでここでは 2 本の導波路幅は同じとし、その幅を $W_{\mathrm{I}}/a = W_{\mathrm{II}}/a = 0.85$ とした。2 本の導波路間の距離は結晶 1 つ分すなわち $g/a = 0.95$ とした。また、方向性結合器の結合長は $L/a = 80.4$ としている。また、導波路 II の出力部は曲げ部にエアホールを配置した直角曲がり導波路と接続した。ここでは曲げ部に半径 $r_{a2}/a = 0.25$ のエアホールを配置した。

図 19 に各出力ポートの光パワーの波長特性を示す。ストレートポートであるポート I には挿入損失がおよそ −0.005dB 以下のパワーが出力されており、クロスポートであり、曲がり導波路を有するポート II ではおよそ −0.5dB の挿入損失のパワーが出力されている。ポート II で損失が大きくなっている原因として、方向性結合器に隣接する曲がり導波路での共振が方向性結合器の影響により弱まり共振周波数が変動したため、反射波が生じたためと考えられる。また、それぞれのポートの消光比は両ポートにおいて −24dB 以下の値が得られている。図 20 にポート I および II 出力時の電界強度分布を示す。図に示すように、高い消光比が実現出来ていることが確認出来る。

4 まとめ

2 次元フォトニック結晶光導波路により構成される光回路素子の特性解析を MD-WDF 原理に基づく時間領域差分法を用いて行った。ここではピラー型およびエアホール型の 2 次元フォトニック

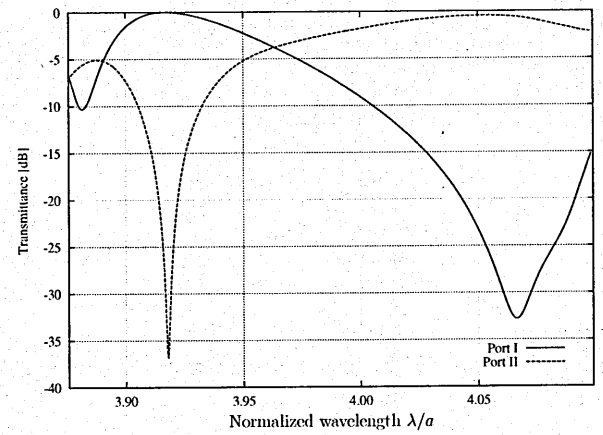
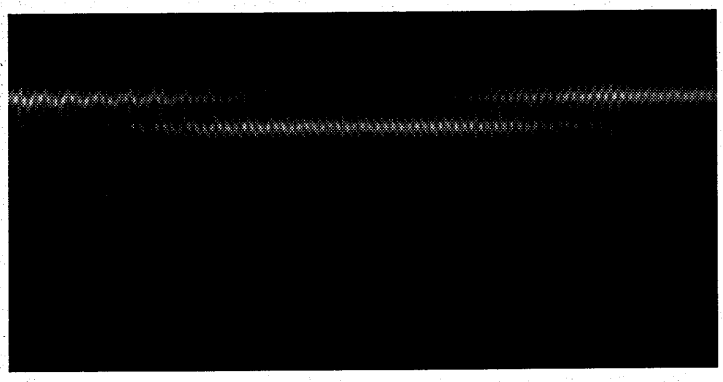
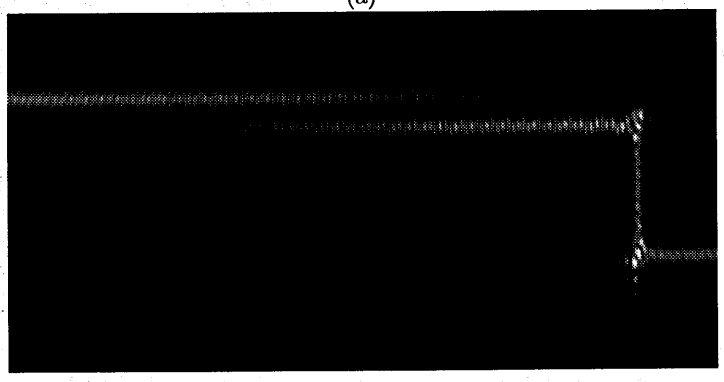


図 19: フォトニック結晶波長分波器光パワー出力特性



(a)



(b)

図 20: エアホール型フォトニック結晶波長分波・合波器の電界強度分布
(a) ポート I 出力時 ($\lambda/a = 3.92$) (b) ポート II 出力時 ($\lambda/a = 4.07$)

結晶を用いた光導波路を用いて光回路素子を構成した。はじめにこれらの光回路素子を構成する直線導波路の分散関係を示し、両方のタイプのフォトニック結晶導波路においてシングルモード領域を確認した。ここで、エアホール型においてはBragg反射によって生じる高次モードのカットオフによってシングルモード領域が現れることを確認した。そして、ここで得られたシングルモード導波路を用いて方向性結合器、直角曲がり導波路を構成しその特性解析を行った。方向性結合器においては、その分散関係を示し、エアホール型において偶対称モード、奇対称モードそれぞれが高次モードとの結合によるカットオフ領域をそれぞれ違う帯域に持つことを示した。また、それにより結合長の周波数依存性がピラー型フォトニック結晶あるいは従来の誘電体導波路により構成される方向性結合器のものと大きく違う特性を示すことを確認した。直角曲がり導波路においては、ピラー型、エアホール型共に曲げ部に結晶を配置することで、共鳴トンネリングにより曲げ部からの反射がなくなる帯域が現れることを示した。最後に、フォトニック結晶方向性結合器と直角曲がり導波路を用いた波長分波・合波器の解析を行い、高消光比、低損失のデバイスが光の波長のオーダで実現可能であることを示した。

なお、本研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金若手研究(B)(課題番号: 15760246)の援助の下に行われたことを付記し、謝意を表する。

参考文献

[1] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics", Physical Review Lett., **vol.58**, pp. 2059–2062 (1987).

[2] J. Foresi, P. Villeneuve, J. Ferrera, E. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. Joannopoulos, L. Kimerling, H. Smith and E.P.Ippen, "Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides", Nature, **vol.390**, pp. 143–145 (1997).

[3] 中 良弘, 生野 浩正, "2次元ホール型フォトニック結晶を用いた基本的な光回路素子の特性解析", 電気学会電磁界理論研資, **EMT-01-75**, pp. 81–86 (2001).

[4] Y.Naka and H.Ikuno, "Two-dimensional Photonic Crystal L-shaped Bend Waveguide and its Application to Wavelength Multi/Demultiplexer", Turkish Journal of Electrical Engineering & Computer Sciences, **vol.10**, pp. 245–256 (2002).

[5] Y.Naka and H.Ikuno, "Two-dimensional photonic crystal optical waveguides and their application to optical devices", Proceedings of International Union of Radio Science General Assemblies, Maastricht, Netherlands, p. D3.O.2 (2002).

[6] M.Plihal and A.A.Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice", Physical Review B, **vol.44**, pp. 8565–8571 (1991).

[7] A.Sentenac, J.J.Greffet and F.Pincemin, "Structure of the electromagnetic field in a slab of photonic crystal", J. Opt. Soc. Am. B, **vol.14**, pp. 339–347 (1997).

[8] K.Sakoda, "Numerical analysis of the interference patterns in the optical transmission spectra of a square photonic lattice", J. Opt. Soc. Am. B, **vol.14**, pp. 1961–1966 (1997).

[9] A.Fettweis, "Wave Digital Filters: Theory and Practice", Proc. IEEE, **vol.74**, pp. 270–327 (1986).

[10] A.Fettweis and G.Nitsche, "Numerical integration of partial differential equations using principles of multidimensional wave digital filters", J.VLSI Signal Processing, **vol.3**, pp. 7–24 (1991).

[11] A.Fettweis, "Multidimensional Wave Digital Filters for Discrete-Time Modelling of Maxwell's Equations", Int. J. Numerical Modelling, **vol.5**, pp. 183–201 (1992).

[12] Y.Naka, H.Ikuno, M.Nishimoto and A.Yata, "FD-TD Method with PMLs ABC Based on the Principles of Multidimensional Wave Digital Filters for Discrete-Time Modelling of Maxwell's Equations", IEICE Trans. Electron., **vol.E81-C**, pp. 305–314 (1998).

[13] 中 良弘, 生野 浩正, 矢田 粲, "フォトニック結晶光導波路による基本回路素子の特性解析", 信学技報, **OPE98-97**, pp. 49–54 (1998).

[14] 中 良弘, 生野 浩正, 矢田 粲, "フォトニック結晶光導波路の基礎的な導波特性解析", 電気学会電磁界理論研資, **EMT-99-103**, pp. 93–98 (1999).

[15] 中 良弘, 生野 浩正, "2 次元ホール型フォトニック結晶光導波路の基礎的な導波特性解析", 電気学会電磁界理論研資, **EMT-00-78**, pp. 75–80 (2000).

[16] Y.Naka and H.Ikuno, "Guided mode analysis of two-dimensional photonic crystal optical waveguides", Proceedings of the 2000 Japan-China Joint Meeting on Optical Fibre Science and Electromagnetic Theory, Osaka, Japan, pp. 78–81 (2000).

[17] 中 良弘, 生野 浩正, "2 次元エアホール型フォトニック結晶光導波路の導波モード特性", 2002 信学総大, **C-1-18**, (2002).

[18] 中 良弘, 生野 浩正, "2 次元エアホール型フォトニック結晶光導波路により構成される方向性結合器の特性解析", 2002 信学ソ大, **SC-8-8**, (2002).

[19] J.P.Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromangetic waves", J. Computational Phys., **vol.114**, pp. 185–200 (1994).

[20] W.L.Ko and R.Mittra, "A Combination of FD-TD and Prony Methods for Analyzing Microwave Integrated Circuits", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **vol. MTT-39**, pp. 2176–2181 (1991).

[21] 兵藤 健一, 佐々木 雅弘, 柏 達也, 田頭 博昭, "FD-TD 法における高次モードの評価について", 信学論 (C-I), **vol.J78-C-I**, pp. 29–35 (1995).

[22] J. Wang and H. Guo, "Resonant tunneling through a bend in a quantum wire", Appl. Phys. Lett., **vol.60**, pp. 654–656 (1992).

[23] H.Ikuno, Y.Naka and A.Yata, "Analysis of optical waveguide devices using the FD-TD method based on the principles of multidimensional wave digital filters", Radio Science, **vol.35**, pp. 595–605 (2000).

輻射科学研究会資料

RS03－05

複製ポリマー光導波路「SPICA」の開発

Development of Replicated Polymer Optical waveguide "SPICA"

寺川　裕佳里、　細川　速美

オムロン株式会社　技術本部　先端デバイス研究所

2003 年 5 月 28 日

於　住友電気工業（株）大阪本社

輻射科学研究会「光集積・機能デバイス」特集

OMRON

複製ポリマー光導波路「SPICA」の開発

Stacked Polymer Optical Interlayer Advanced

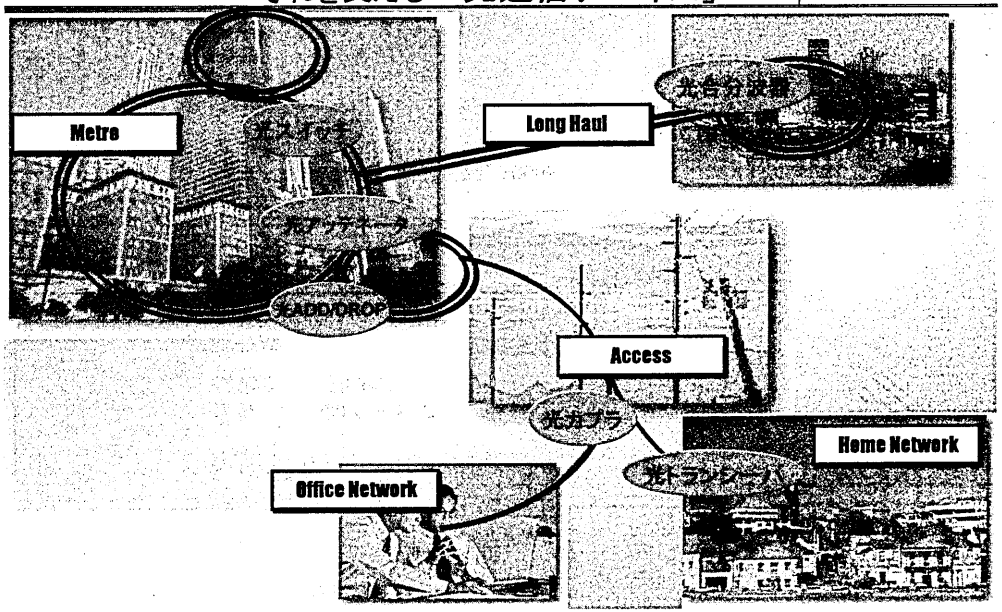
- 開発の背景
- ポリマー光導波路の動向
- オムロンの光デバイス技術への取組み
- SPICAの作製プロセス
- 作製した光導波路の特性
- SPICAの技術展開

2003年5月28日

オムロン(株) 先端デバイス研究所
寺川 裕佳里 細川 速美

通信の大容量化を担う「光通信」と それを支える「光通信デバイス」

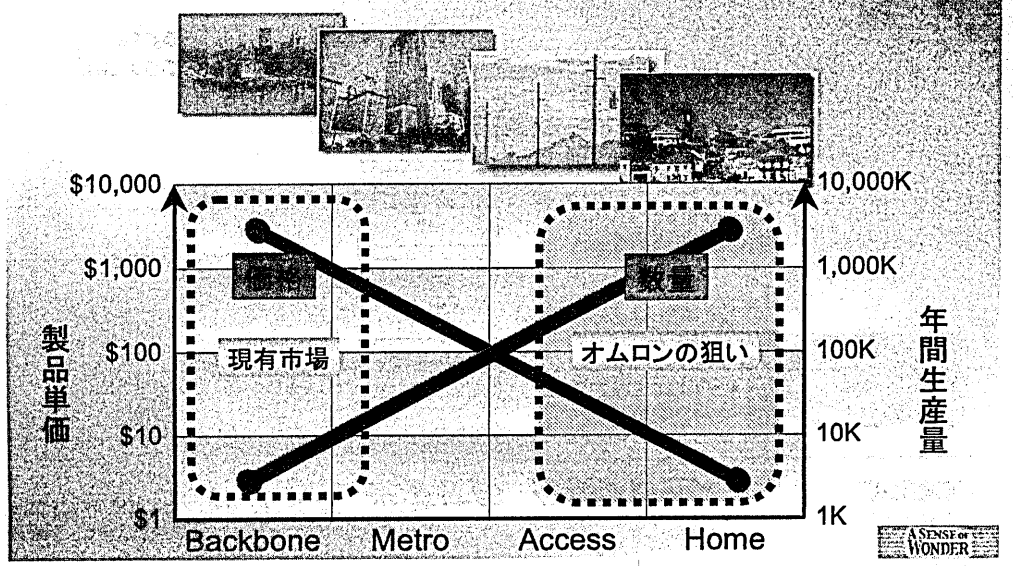
2003-05-28
OMRON



開発の背景

2003-05-28
OMRON

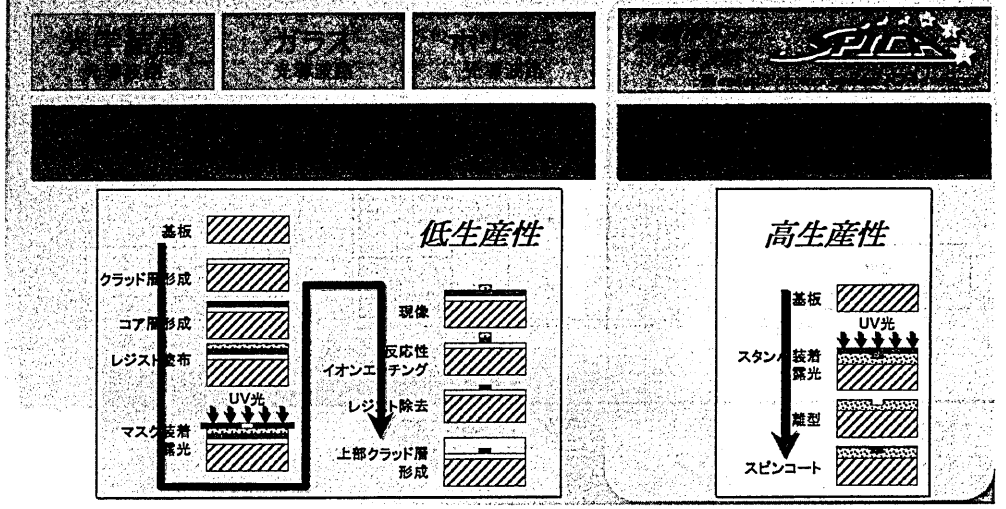
通信の大容量化にともない 光化の波が次々と末端へ



オムロンの取り組み

2003-05-28
OMRON

ポリマー光導波路にマッチした製法
「複製プロセス」で実用レベルの性能を実現する



複製ポリマー光導波路　作製プロセス

2003-05-28
OMRON

①スタンパ作製工程
:複製金型(スタンパ)を作製

原盤

複製金型(スタンパ)

②複製工程
:スタンパ押厚、UV硬化

Force

基板

基板

多数の複製品を生みだす

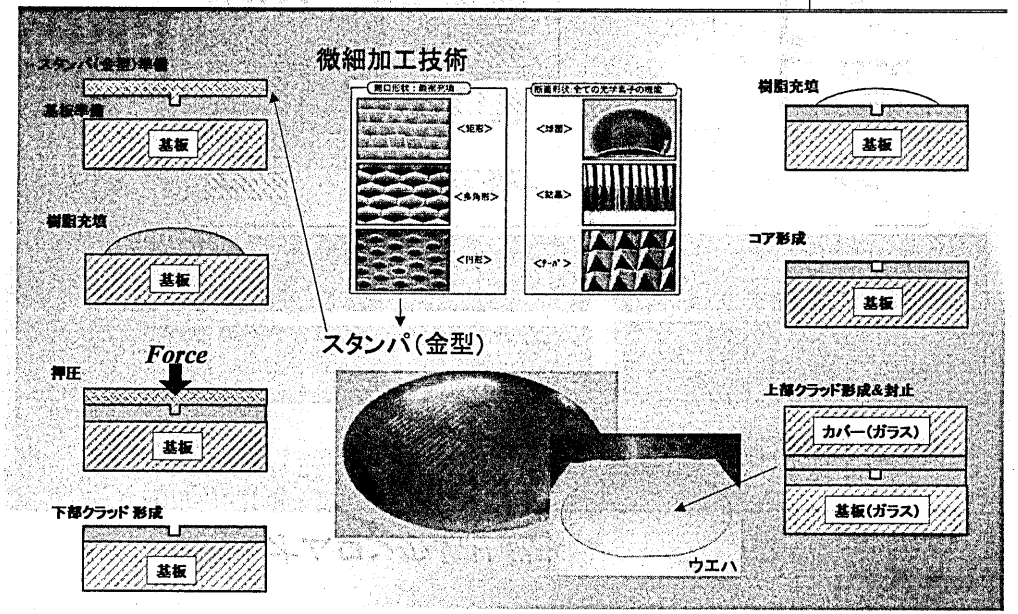
複製光導波路ウエハ

③ダイシング工程
:チップ切り出し

複製光導波路チップ

複製工程

2003-05-28
OMRON



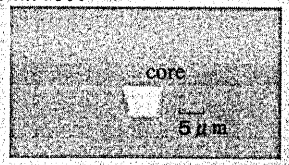
複製光導波路 基本特性

2003-05-28
OMRON

(1)構造

Item	Experimental Results
Core Size	5.25×5.25 μm
Refractive Index	1.46
Refractive Index Differences	0.44%

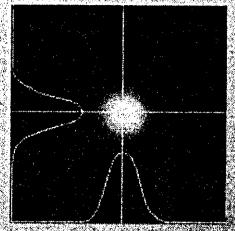
コア断面写真



(2)伝搬特性

Item	Experimental Results
Propagation Mode	Single Mode
Propagation Loss	0.17dB/cm (λ=1.31 μm)
	0.50dB/cm (λ=1.55 μm)
Coupling Loss	0.4dB (2端面)

プロファイル



耐環境特性

2003-05-28
OMRON

1. *温度特性*

条件　:-20℃～65℃
変化量　:≦0.3dB

2. *熱衝撃耐性*

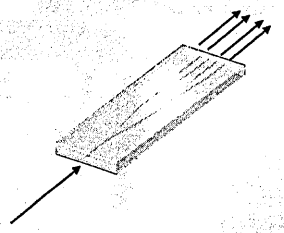
条件　:-40℃～100℃、各5分、500ｻｲｸﾙ
変化量　:≦0.2dB

3. *耐湿熱保存*

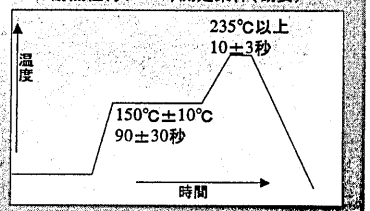
条件　:85℃85%RH保存、1000h
変化量　:≦0.3dB

4. *耐熱性(リフロー)*

条件　:270℃10秒
変化量　:≦0.1dB



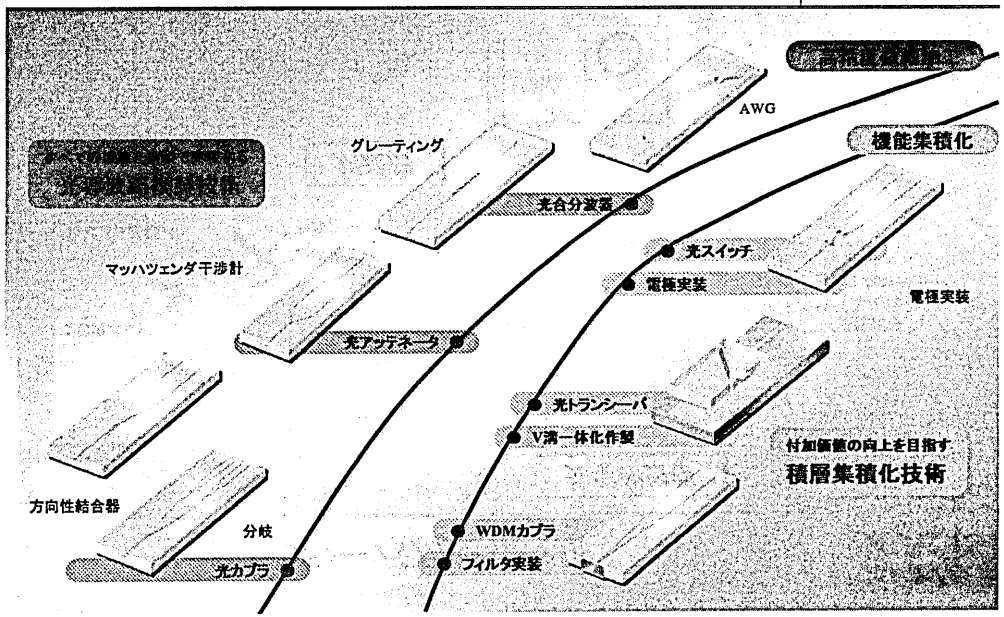
耐熱性(リフロー)測定条件(概要)



A SENSE OF WONDER

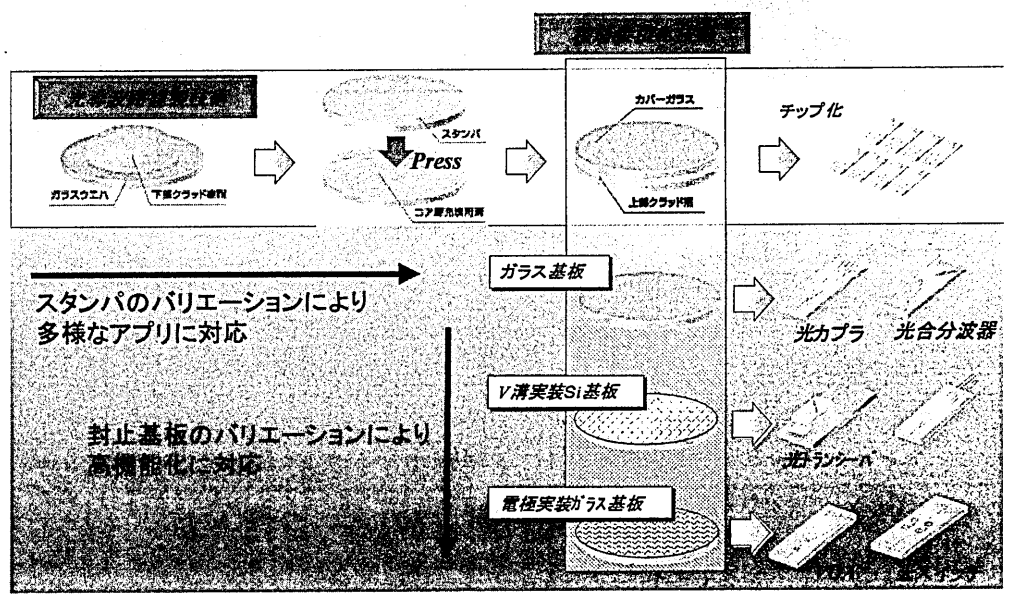
開発の方向性

2003-05-28
OMRON



複製ポリマー光導波路 2つの技術

2003-05-28
OMRON

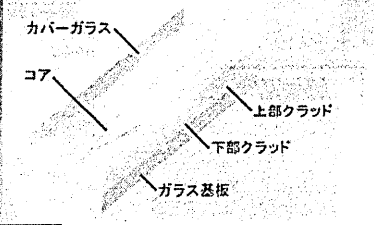


光カプラ

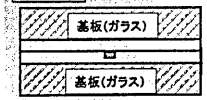
2003-05-28
OMRON

構造

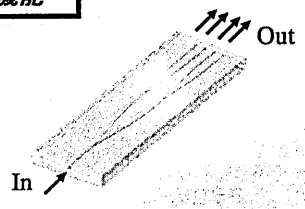
斜視図



断面図

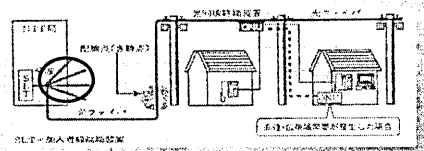


光学的機能



伝搬する光を分岐させ、多チャンネルに出力

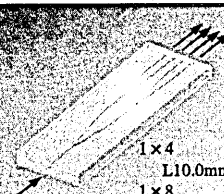
用途例



FTTH(Fiber to the Home)
CATV、PHS基地局の光ファイバ分岐点に設置

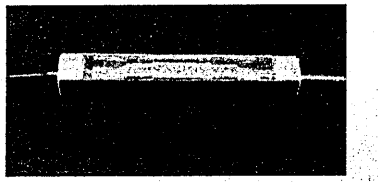
光カプラ 試作結果

2003-05-28
OMRON



1×4
L10.0mm×W3.0mm×H2.0mm
1×8
L13.0mm×W3.0mm×H2.0mm

モジュール 外観写真



基本特性

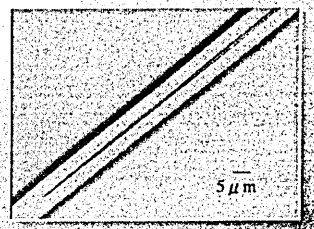
1×4

項目	実測値
挿入損失	6.9dB (λ=1.31μm)
	7.2dB (λ=1.55μm)
均一性	0.3dB
偏波依存性	0.2dB
反射減衰量	58dB
温度依存性	0.3dB (-20~65℃)
耐湿熱試験後変動量	0.3dB (85℃85%Rh 1000h)

1×8

項目	実測値
挿入損失	9.9dB (λ=1.31μm)
	10.4dB (λ=1.55μm)
均一性	0.8dB

分岐部 拡大写真

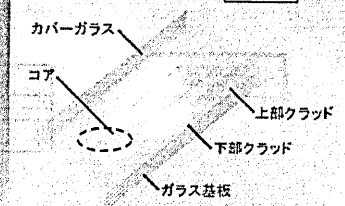


光タップカプラ

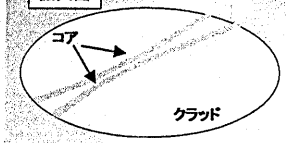
2003-05-28
OMRON

構造

斜視図

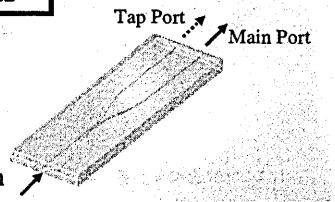


拡大図



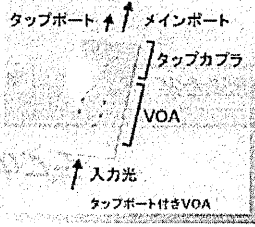
方向性結合器

光学的機能



2つのコアを接近させ
光を分岐させる

用途例

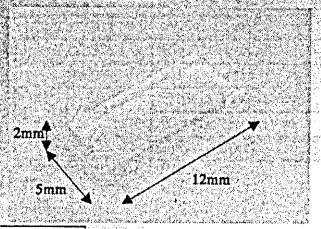


VOAと一体集積化し、
モニターとして機能

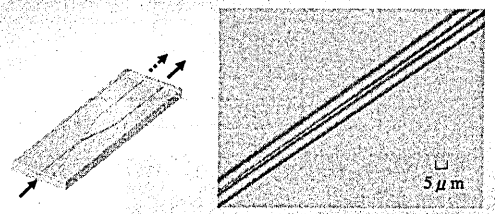
タップカプラ 試作結果

2003-05-28
OMRON

チップ外観写真



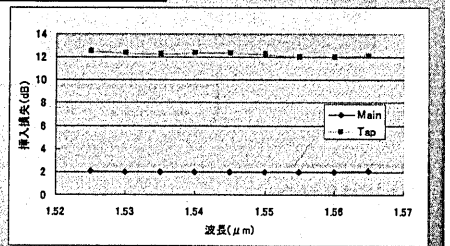
方向性結合器部 拡大写真



基本特性

Item	Experimental Results
Splitting Ratio	90 : 10
Insertion Loss (λ=1.55um)	Total 1.5dB
	Main port 2.0 dB
	Tap port 12.0 dB
Polarization Dependent Loss (λ=1.55um)	Main port 0.2 dB
	Tap port 0.2 dB
Wavelength Dependent Loss (λ=1.525～1.565um)	Main port 0.1 dB
	Tap port 0.6 dB
Temperature Dependent Loss (-20～65℃)	Main port 0.3 dB
	Tap port 0.3 dB

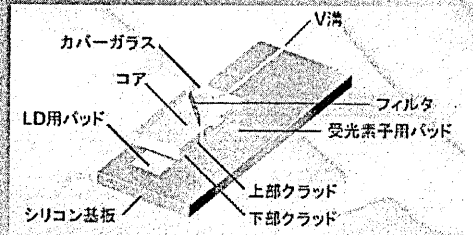
波長依存性



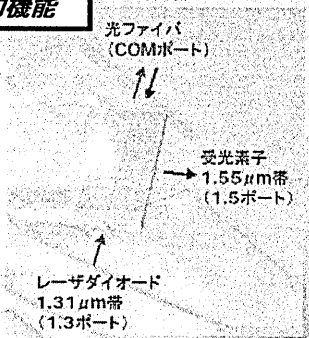
光トランシーバ用光導波路

2003-05-28
OMRON

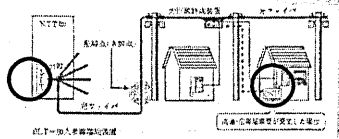
構造



光学的機能



用途例

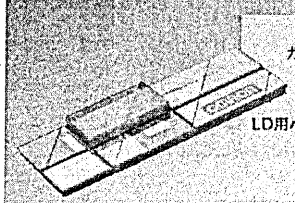


- MAN(Metro Area Network)
- FTTH(Fiber to the Home)
- CATV　・PHS基地局の光送受信部

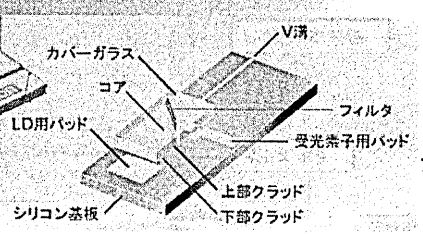
光トランシーバ用光導波路 試作結果

2003-05-28
OMRON

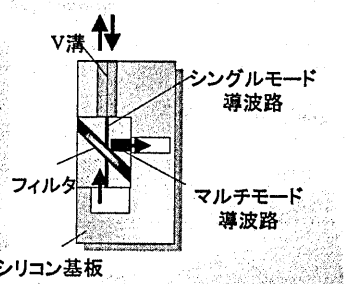
写真



構造



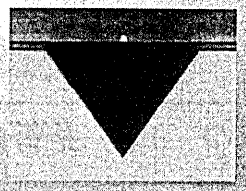
光学機能



◇基本特性

Item	Experimental Results
Propagation Mode	Single Mode
Propagation Loss	0.17 dB/cm (1.31μm)
	0.50 dB/cm (1.55μm)

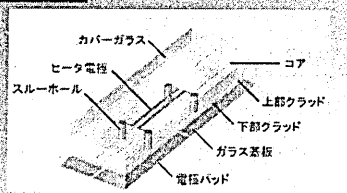
V溝部拡大写真

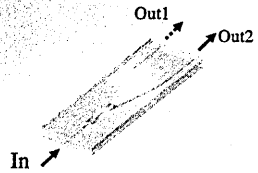


光スイッチ

2003-05-28
OMRON

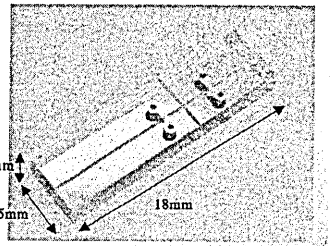
構造



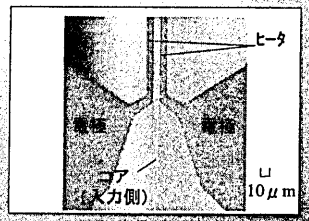


・熱光学効果を用いたデジタル型
・ヒータを加熱することで、コアの屈折率を下げ光出力を切り替える

チップ外観写真



ヒータ部 拡大写真



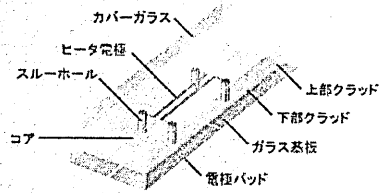
基本特性

Item	Experimental Results
Insertion Loss (ON port)	2.5 dB (1.31 μm)
Extinction Ratio	15 dB
Power Consumption	200 mW
Switching Speed	3 msec

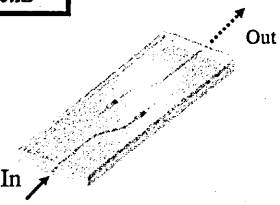
VOA (可変光減衰器)

2003-05-28
OMRON

構造



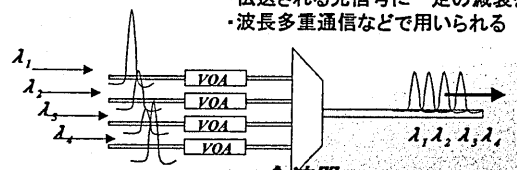
光学的機能



・マッハツェンダ干渉計
・ヒータを加熱することで、コアに位相差を与え光出力を減少させる

用途例

・伝送される光信号に一定の減衰を与えて、光出力を調整する。
・波長多重通信などで用いられる

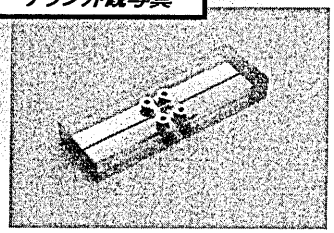


合波器

VOA (可変光減衰器) 試作結果

2003-05-28
OMRON

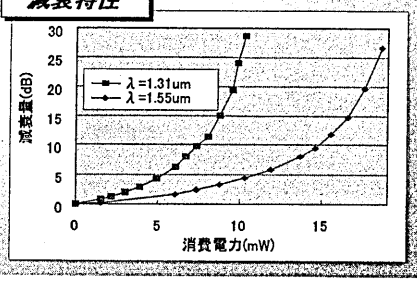
チップ外観写真

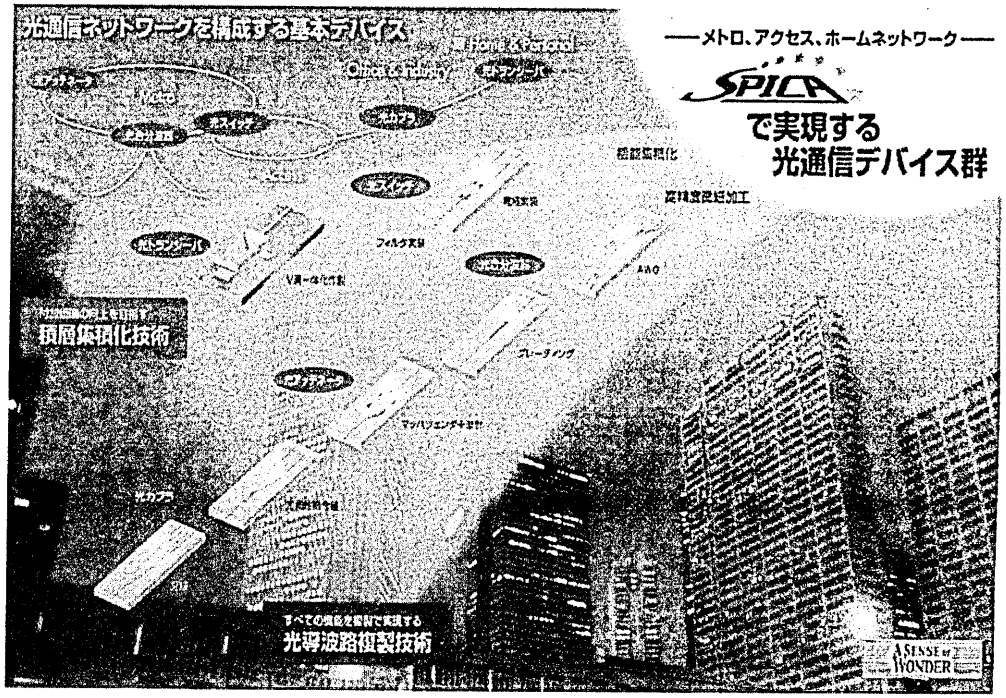


基本特性

Item	Experimental Results
Insertion Loss (ON port)	1.5 dB (λ=1.31 μm) 2.0 dB (λ=1.55 μm)
Maximum Attenuation	25 dB
Polarization Dependence Loss	0.3 dB (at No Attenuation)
Power Consumption	20mW (at 25dB Attenuation)

減衰特性





輻射科学研究会
RS03-06

PBG構造フェライトマイクロストリップ線路

堤　誠

福井工業大学　宇宙通信工学科

平成１５年７月２４日

於　大阪工業大学

I　まえがき

マイクロ波並びに光回路に周期的な摂動を与えると,ブラッグ反射や漏洩現象が現れる事は古くから知られ、これらはフィルタやアンテナに応用されている[1]. 最近、この周期構造が二次元あるいは三次元の構造に拡張され，新しい機能を有するフィルタやアンテナの研究が行われ、これをホトニクスバンドギャップ(PBG)構造と呼んでいる[2]。ＰＢＧ構造は現在のところ光回路に有効で、線路の曲がりからの漏洩現象の抑圧,発振器における電力の閉じ込め，そしてアンテナの高次モード励振の抑圧等[3]特異な効果が期待されている。しかしながら、これらの PBG 構造は誘電体媒質を対象にしており、これを磁気光学媒質，フェライトなどの磁性材料に拡張された例は少ない[4],[5].

本稿は周期構造を装荷したフェライト基板マイクロストリプ線路のブラツグ反射（透過）特性を理論的並びに実験的に考察し,更に関連するLHM*の回路構成の可否について論じる.

II　理論

周期構造線路における理論的取り扱いは特異摂動法が有効な手法であるが[4],[6]，実験で試作された周期構造のパラメータが摂動量を超えることと、現在のところ特異摂動法による解で実験結果を十分説明できないことから、ここでは等価回路法により伝播特性を明らかにする.

提案する PBG 構造フェライトマイクロストリツプ線路を図１に示す。フェライト基板は磁界 Ho で面に垂直に磁化され、また基板は幅Wのストリツプが装荷されているものとする。図１の a は直流磁界を周期的に印加した構造、b はフェライト基盤と誘電体基盤、または飽和磁化の異なるフェライト基盤を周期的に配列した構造、そして c はフェライトストリツプ線路のエツジが誘電体基盤を介して周期的に短絡された構造である。この内、a の構造は既に報告しているので[6]、ここでは b,c の構造について考察する。

図１に示すフェライト中の電磁界はマクスウエルの方程式とフェライトの透磁率テンソルμから

$$\nabla \times H = j\omega\varepsilon E 、 \qquad \nabla \times E = -j\omega\mu_0\mu H 、 \qquad (1)$$

$$\mu = \begin{vmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ & & 1 \end{vmatrix} 、$$

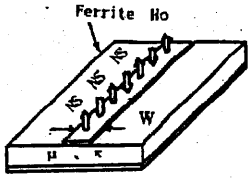
$$\mu = 1+\omega_h\omega_m/[(\omega_h)^2-\omega^2] 、$$

$$\kappa = \omega\omega_m/[(\omega_h)^2-\omega^2] 、$$

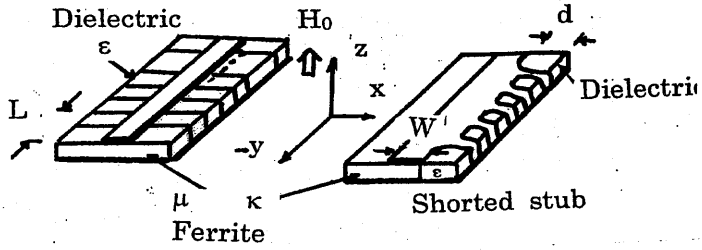
$$\omega_h=\gamma\mu_0 H_0 、 \qquad \omega_m=\gamma\mu_0 M_0$$

で与えられる.（１）式で直流磁界 H_0 の印加方向に界が依存しないものとすると，$\partial/\partial z=0$ の条件から

* LHM, Left Hand Material, Negative Index Material, Metamaterial.



(a) 周期的なバイアス磁界



(b) 誘電体—フェライト　　(c) スタブ構造

図1　三種類の PBG 構造フェライトマイクロストリツプ線路

$$Hx=-1/[j\omega\mu_0(\mu^2-\kappa^2)]\{\mu\partial Ez/\partial y+j\kappa\partial Ez/\partial x\} \quad ,$$

$$Hy=1/[j\omega\mu_0(\mu^2-\kappa^2)]\{\mu\partial Ez/\partial x-j\kappa\partial Ez/\partial y\} \quad , \qquad (2)$$

$$\partial^2 Ez/\partial x^2+\partial^2 Ez/\partial y^2+\omega^2\varepsilon\mu_0\mu_{eff}Ez=0 \quad , \qquad (3)$$

$$\mu_{eff}=(\mu^2-\kappa^2)/\mu$$

の関係を得る.

（2）式でx＝0，wでHy=0の磁壁の境界条件を考慮すると

$$\beta=\omega\sqrt{\varepsilon\mu_0\mu} \qquad (4)$$

$$\beta=\sqrt{\omega^2\varepsilon\mu_0\mu_{eff}-(n\pi/w)^2} \qquad (5)$$

の分散関係式を得る[6].ここで（4）式はフェライト基板マイクロストリツプ線路におけるエツジガイドモードの（5）式は磁気壁モードの分散関係式である。

今、(4)(5)式から分散曲線を描くと,図2の如くなる.同曲線で磁界の強さH_oは0.1T、飽和磁化M_oは0.173T，Wは1mmに選んでいる．エツジガイドモードの曲線は$\omega_h=\gamma\mu_o Ho$と$\omega_o=\gamma\mu_o\sqrt{Ho(Ho+Mo)}$の間で遮断され、それ以外の周波数帯域では準TEMモードの曲線を示す．一方，磁気壁モードはω_oと$\omega_m=\gamma\mu_o(Ho+Mo)$の間で波動が遮断され、他の周波数帯域では準TEMモードの曲線を示す.いまこの線路で図1に示すように誘電体基板からなるマイクロストリツプ線路を周期的に並べると、周期構造からの散乱により、後退波が生じ，前進波と結合し、ブラッグ反射が生じるものと考える．なお、図2にはこの誘電体基板マイクロストリツプ線路の分散曲線を点線で示す。

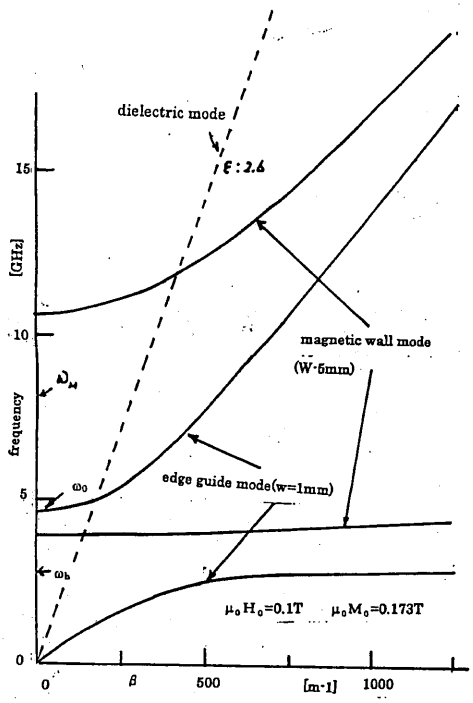


図２　エツジガイドモードの分散曲線

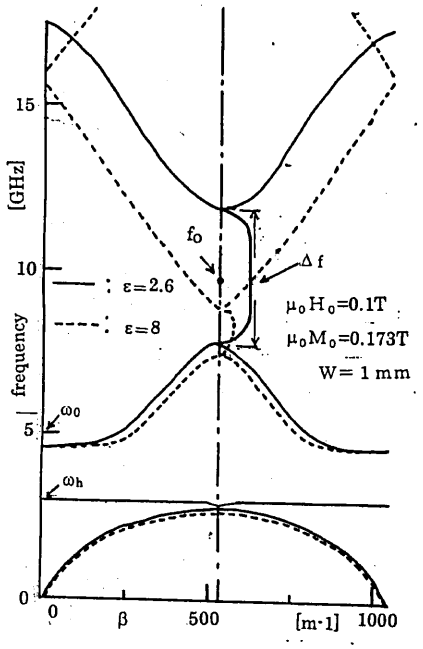


図３　誘電体―フェライト周期構造の
ブリルアンダイアグラム

ここではこのブラッグ反射特性を求めるために等価回路法を用いる[1]。フェライトストリツプ線路における等価電圧及び電流を

$$V=A^{+}e^{-j\beta y}+A^{-}e^{j\beta y} \qquad (6)$$

$$I=A^{+}/Z_0^{+}e^{-j\beta y}-A^{-}/Z_0^{-}e^{j\beta y} \qquad (7)$$

と置く．ここにβは伝播定数で、（4）または（5）式の値である．Z_0^{+-}は特性インピーダンスである。ポインチング電力を（2）式から求め、

$$Py=1/2\int_0^w EzHx^{*}dx$$

$$=[\mu eff/4\gamma\omega\mu_0(\mu^2-\kappa^2)]\{(1+\kappa^2\omega^2\varepsilon\mu_0/\mu\gamma^2)(\beta\sinh(2\gamma w))/2+(\kappa/\gamma)(\omega^2\varepsilon\mu 0+\beta^2/\mu)\sinh^2(\gamma w)\}|A|^2$$

$$\gamma=\kappa\beta/\mu \qquad (8)$$

と等価電圧

$$E=\sqrt{A^2/w_0\int w\{\cosh\gamma x+\kappa\beta/\mu\gamma\sinh(\gamma x)\}^2dx} \qquad (9)$$

から,Z_0は

$$Z_0=E^2/P_y \qquad (10)$$

と求まる。ここにAは振幅定数である．同じく誘電体基板マイクロストリツプ線路における、長さ1/2d区間における電圧，電流を仮定し、特性インピーダンスZ_{0e}，ストリツプ線路の幅w_e、そして伝播定数β_eを

$$Z_{ee}=2\omega\mu_0/\beta_e w_e \qquad (11)$$

$$\beta_e=\omega\sqrt{\varepsilon\mu_0} \qquad (12)$$

と置く。(6)、(7)式と(12)式を用いて各区間毎の四端子定数A_0，B_0，C_0，D_0を求め，これを縦続接続すれば，図1のbに示す単位区間あたりの周期構造の四端子定数が求まり，フロクエの定理から、周期構造線路における複素伝搬定数Γが

$$\cosh(\Gamma L)=(A_0+D_0)/2$$
$$=\cos(\beta_e d)\cos(\beta l)-[(Z_0^2+Z_{0e}^2)/2Z_{0e}Z_0]\sin(\beta_e d)\sin(\beta l)$$
$$L=d+l \qquad (13)$$

から求まる。ここにlはフェライト基板マイクロストリプ線路の長さである。

（13）式でd＝3mm，l＝3mm，w=w_e=1mm,誘電体基板マイクロストリツプ線路の誘電率を2.6，フェライトの誘電率を13とし，Γを求め,図に示すと、図3の如くになる。同図で、f_0=9.5GHz付近でブラッグ反射によるストツプバンド特性Δfが現れ、ストツプバンド幅4.5GHzで最大8.6dB／cmの反射（減衰）がブラッグ周波数で生じる.同図には誘電体基板マイクロストリツプ線路の誘電率を8に選んだ場合の特性も示す．これから誘電率を変えれば、ストツプバンド特性を制御できる。

一方，誘電体基板マイクロストリツプ線路を飽和磁化の異なるストリツプ線路に置き換え、同じようにブリルアンダイアグラムを数値的に評価した結果を図4に示す．この場合、飽和磁化に0.1730Tと0.12Tを選んでいる。同図は磁界の強さを0.16Tから0.22Tまで変えて評価している。特にブラツグ周波数をω_oの近くに選んだH_0（ω_o）＝0.22Tの場合，9.65GHzでストツプバンド幅500MHzが現われ，この帯域幅はω_oから離れるに従い狭くなる。なお、減衰量は4dB/cmと周期的フェライト一誘電体線路に比べて小さい。

次にこのブリルアンダイアグラムを基礎として散乱パラメータを求める．これは（13）式の四端子定数をn個従続接続し，その合成四端子定数A，B，C，DとSパラメータとの関係

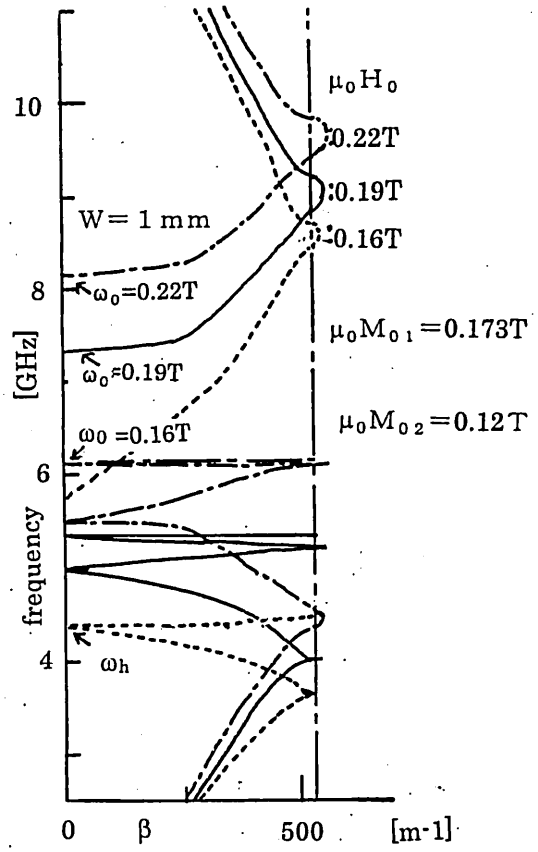


図４　飽和磁化が周期的に分布する線路のブリルアンダイアグラム

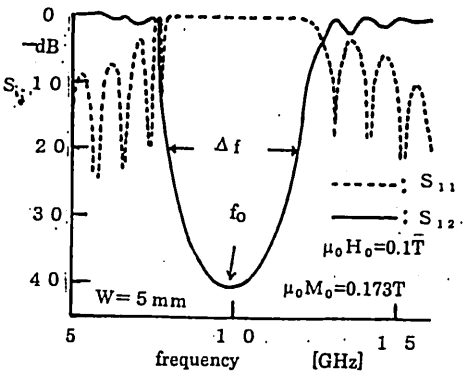


図５　フェライト一誘電体周期構造の散乱パラメータ

$$S_{11}=[B\cdot Z_{00}D+Z_{00}(A\cdot CZ_{00})]/[B+Z_{00}D+Z_{00}(A+CZ_{00})]$$
$$S_{12}=2Z_{00}/[B+Z_{00}D+Z_{00}(A+CZ_{00})]$$

（１４）

であるから、これから S_{11},S_{21} が求まる．ここに Z_{00} は電源の負荷抵抗 $5*10^4\Omega/m$ と仮定する。

図５は誘電体とフェライトを周期的に装荷したストリツプ線路における S_{21} と S_{11} の特性を示す。この図から f_0=10GHz において-20dB でΔf=3.8GHz の阻止帯域が現れ，反射特性 S_{11} はほぼ 0dB である。なお、この場合周期構造の数 n は７である。

次に図１の c に示す誘電体基盤を介して周期的に一端を短絡したフェライト基盤ストリツプ線路の S パラメータ特性を明らかにする。このような構造は誘導性スタブを装荷した場合と等価であるので、このスタブによるアドミタンス

$$Y_0=-j(1/Ze)\cot(\beta_e d_e)$$

（１５）

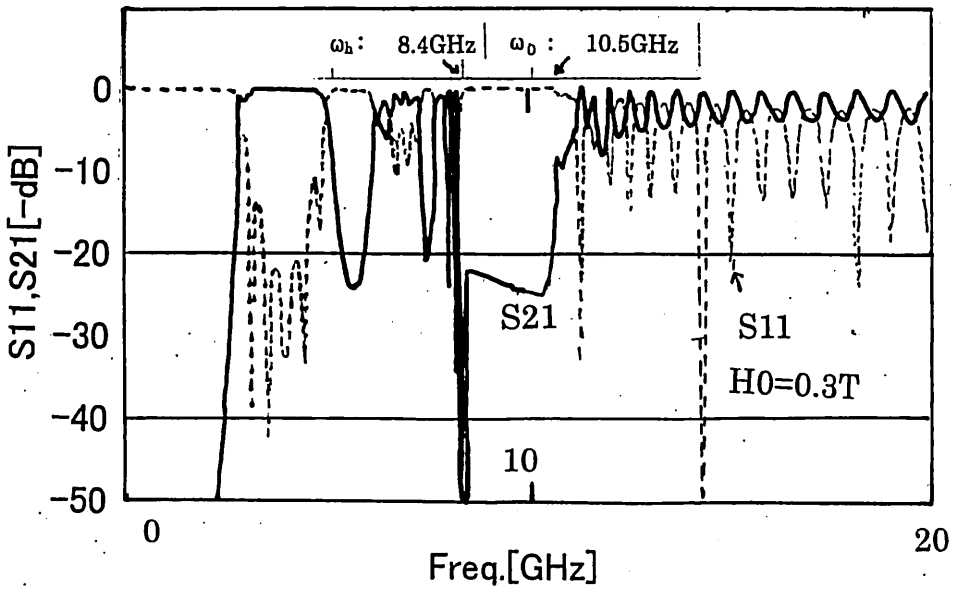


図6　フェライトのエツジ部分を周期的に短絡した線路の散乱パラメータ

ここに、d_cはスタブの長さである。(15)式を4端子定数A_0，B_0，C_0，D_0に組み入れれば、そのまま(14)式から、Sパラメータが求まる。今、W=We=1mm,d_e=3mm,l=6mmとして、(14)式から、スタブの効果を含めてSパラメータを求めると、図6のごとくなる。磁界の強さは0.3Tと仮定した場合、6GHzにブラツグ反射特性が現れているが、概してこの周期構造によるブラツグ反射特性のダイナミツクレンジは小さい.

III 実験結果

図1に示すような2つ(3つ)のフェライト周期構造を試作した、一つはYIG多結晶フェライトスラブ（飽和磁化0.173T）と誘電体スラブによる周期構造でフェライトスラブの寸法は3mm＊15mmそして厚さは1mmである。また，誘電体スラブの寸法は3mm＊15mm＊1mmで比誘電率は2.6である．周期構造の数は9つで他の入出力回路を含めて全長は70mmである．2つ目は飽和磁化の異なるフェライトスラブからなる周期構造で,飽和磁化は0.173Tと0,12Tである．また，この場合，周期構造の数は10である．cに示す周期構造は長さ52mm,幅15mm,厚さ1mmのフェライトスラブの側面に幅3mm(≈λ/4)、長さ15mm，厚さ1mm、誘電率2.6の誘電体スラブを装荷し、その上に幅5mmのストリツプ線路と幅1mmのストリツプ線路からなる短絡スタブを周期6mmで8個、構成する。なお、これらの実験で周期構造のピツチ（周期）は6mmと固定している。

図7は誘電体とフェライトとの周期構造の場合の実験結果で、磁界が零の場合f_0=

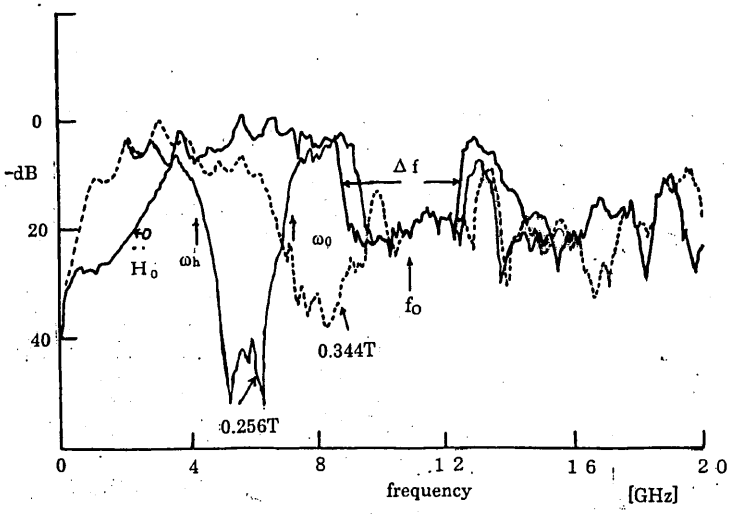


図7　誘電体—フェライト周期構造線路の実験結果

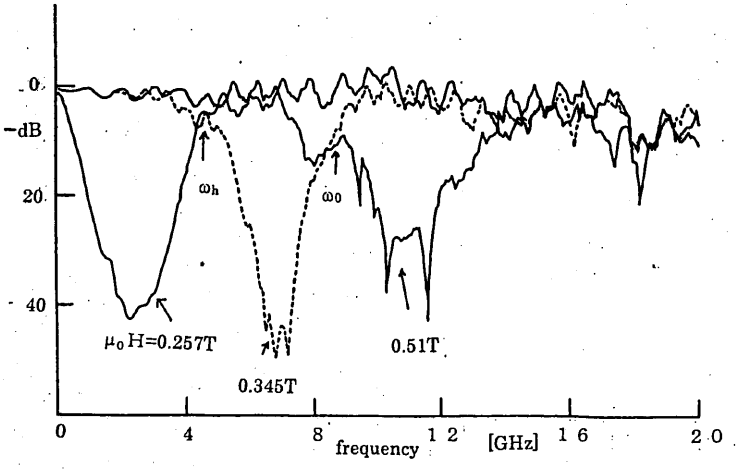


図8　飽和磁化が周期的に分布する線路の実験結果

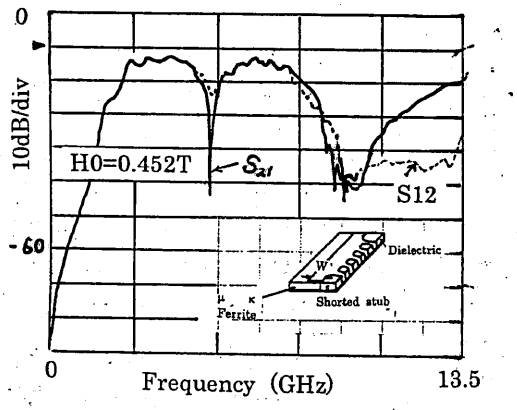


図9 誘導性スタブを周期的に装荷した線路の実験結果

11GHz で帯域幅 3GHz にも及ぶブラツグ反射によるストツプバンド特性が現れている．この特性は図３に示す理論値のΔｆに類似するとともに、図５に示す散乱パラメータによる特性Δｆ=3.8GHz に近い値である．次に磁界H_0が加わると新しくμが負になるω_hとω_oの間の周波数帯域で約 2GHz の遮断特性が現れ、これが磁界を増すにつれてf_0に近ずき，磁気同調性が現われる。更に磁界を増やすとΔｆの中にμが負になる帯域が入り込みブラツグ反射特性を崩すことになる。このようにブラツグ反射特性はμが負になる帯域のエツジω_hとωoの近くで磁界の影響を強く受ける。

図 8 は飽和磁化を周期的に変化させた線路における実験結果である。この場合、磁界零ではブラツグ反射によるストツプバンド特性は見られない。次に磁界を加えると，μが負になるω_hとω_oの周波数帯域で 2GHz の阻止特性が現れ、磁界を増すにつれて遮断特性が整形され，この整形の効果は図４に示すf_0が現れる周波数 11GHz の近くで顕著となる。

図 9 はｃの場合の実験結果である。この場合、図６に示す理論値では見られない非可逆性がS_{21}とS_{12}の違いで現れる。特に 13GHz 付近において非可逆は著しいが、5.5GHz においても、非可逆性を伴ったノツチ特性が現れている。このノツチ特性は図６に示す理論値においても説明できるが、理論値の帯域は１GHz とかなり広い。さらに、理論値においては、μ が負となるω_hとω_oの間の周波数帯域で周波数変化の急峻なＳパラメータ特性を与えるが、実験値にそのような特性は見られない。この μ が負の帯域はそのまま、既に報告されている LHM 回路の構成に関連しており[7]-[9]、この周波数帯域でのＳパラメータのより詳しい振る舞いを調べることは今後の大きな課題である。

IV　むすび

周期構造フェライトマイクロストリツプ線路のブラツグ反射特性を等価回路法により理論的に取り扱い，ブリルアンダイアグラムおよび散乱パラメータを明らかにした。次に三種類のフェライトマイクロストリツプ線路を試作し，それらのブラツグ反射特性を実験により確かめた．その結果、i)誘電体―フェライト構造ではμが負の場合に生じる遮断特性がブラッグ反射特性を与える周波数に近ずくと，ブラッグ反射特性に磁気同調特性が顕著になる。ii)飽和磁化が周期的に変化する場合 ,μが負の場合に生じる遮断特性とブラッグ反射特性による遮断特性が重なつた形となり、遮断特性を PBG 構造で制御できる．iii) ｃの構造において LHM 動作の確認は出来なかつたが、基本的にはこの構造が LHM 回路を構成しているものと考えられるので、構造の最適化を図ることが今後の研究課題である．

謝辞

本研究は一部福井工業大学特別研究費により行なつた。YIG 材料を提供していただいた TDK の池田雅昭研究主任に感謝の意を表すとともに，本研究における実験でお世話になつた大阪工業大学の小寺敏郎講師に感謝の意を表す

文献

1．R.E.Collin；"Foundations for Microwave Engineering",McGraw-Hill Book Company 1966.
2.川上彰二郎；“フォトニクス結晶材料とその応用” シイエムシー出版 、平成14年
3.Y.Horii and M.Tsutsumi;"Harmonic Control by Photonic Bandgap on Microstrip Patch Antenna",IEEE Microwave and Guided Wave Letters,vol.9,no.1,pp.13-15.(Jan.1999).
4.堤誠；磁区が周期的に反転する磁気光学媒質における波動の伝播特性“電気関係学会北陸支部連合大会。D－20、（平成12年9月）。
5.H.Jia ,K.Yasumoto and H.Toyama;"Analysis of Electromagnetic Scattering from a Periodic Array of Circular Cylinders embedded in a Magnetized Ferrite Slab"B51.2002 3rd International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology Proceedings (Aug.2002)
6.堤誠；“周期的に磁化されたフェライト基板マイクロストリツプ線路の伝播特性“電気関係学会北陸支部連合大会。C－28、(平成14年9月)
7.G.V.Eleftheriades et al ;IEEE Trans MTT.,50,12,p.2702 (Dec.2002) .
8."Negative refractive index material and applications", IEEE MTT-S、Digest , (June,03).
9. 堤誠"周期構造フェライト導波路について，LHM回路の提案“電気関係学会北陸支部連合大会。(平成15年9月）発表予定.

輻射科学研究会資料
RS03-07

非可逆特性の制御が可能なアイソレータ

An Isolator with Variable Nonreciprocal Characteristics

小寺敏郎，里村 裕

大阪工業大学工学部 電気電子システム工学科

2003 年 7 月 24 日

於　大阪工業大学

Abstract

This paper introduces a new type of microwave isolator. The operation is based on the two phenomena; the ferrite edge-mode and the photo-generated plasma on silicon substrate. Conventional ferrite edge-mode isolator has been made of the ferrite and the resistive material. The later is used to absorb the reverse-propagating wave of the isolator. An inadequate choice of the resistive body leads to the imperfect absorption; the isolation ratio decreases. In this paper, the isolation-variable isolator is introduced by using this change of isolation. The control is realized by the change of the surface resistance on the silicon. On this isolator, the frequency response is investigated both experimentally and numerically. The numerical analysis is conducted by FDTD method. The experiment is carried out on the prototype isolator. Both experimental and numerical results have shown that the isolation ratio can be controlled for 39dB at 12GHz by the irradiation.

1 Introduction

The rapid progress in the information and communication technology has urged to develop the advanced microwave devices. In many microwave systems, the nonreciprocal devices using ferrite media are widely used from a viewpoint of stabilization and protection.

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

On the other hand, it is well known that the solid-state plasma on the semiconductor induced by illumination can broadly change the surface resistance[1][2]. Many studies on microwave switch and phase shifter utilizing the advantage of the plasma, non-contact and high-speed response, have been conducted[1]-[5].

In this paper, the photoconductive effect of the silicon and the ferrite edge mode[6]-[9] are combined to realize the optically controlled isolator. The isolator achieves the change of characteristics without a lot of problems inherit in the magnetic control. Based on the above qualitative considerations, the ferrite edge-guided mode isolator equipped silicon substrate is investigated both experimentally and numerically.

2 Principle of Optically Controlled Isolator

First, the basic principle of the isolator is explained. As shown in fig.1, the field distribution of the ferrite edge mode is concentrated on the left-hand side

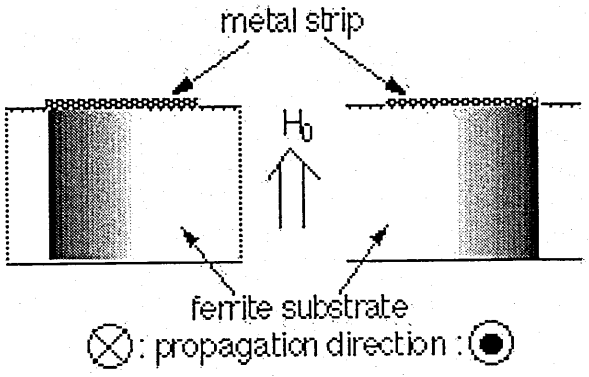


Figure 1: Field Distribution of ferrite edge mode.

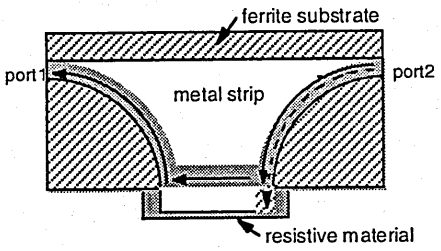


Figure 2: Changes of transmission state as a response to the conductivity. In case of the matching condition satisfied, input signal is terminated at the resistive material, otherwise reflected at the edge of the stripline with ferrite substrate.

under the metal strip regarding to the propagation direction provided that the dc magnetic field is applied upward to the substrate[6]. In order to consider the operation of the isolator, the influence of the resistive body loaded on the one side of the strip edge on the transmission characteristic is considered on the isolator in fig.2.

Fig.2 shows the operation of a conventional ferrite edge-mode isolator. The model consists of three parts including ferrite substrate, resistive material, and metal strip. In case of the propagation from port1 to port2, that is the forward transmission; the propagation is performed without the influence of the resistive material owing to the nature of the mode in fig.1.

On the other hand, the reverse-transmission is affected by the resistive body. At the connection point between ferrite and resistive material, when the equivalent impedance of striplines with ferrite and resistive material are equal, the input is terminated at the resistive material and no reflection will occur. This is the cutoff state of the isolator, depicted in the dotted line of fig.2. In case that

Table 1: Material parameters for high-resistivity silicon.

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

the impedance mismatch on the junction point between striplines with ferrite and silicon substrates bring about reflection, it leads to a transmission from port2 to 1. As a result, the nonreciprocity declines. This is the through state of the isolator expressed in the solid lines of fig.2. In this way, the transmission can be controlled by the conductivity of the resistive body in the isolator.

Here, let us consider exchanging the resistive material for the silicon with photo-generated plasma. The relative permittivity of the photo plasma is given by (1) [1][2].

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

In (1), ω is angular frequency of the electromagnetic wave, and γ_i is collision frequency of the electron and hole, ω_{pi} is plasma angular frequency written in (2).

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

In (2), ϵ_0 is the permittivity in the vacuum, m_i^* is effective mass of electron and hole. n_i are the carrier density of electron and hole. In this paper, the carrier densities are chosen as the same as the plasma densities n_p in order to assume the intrinsic semiconductor. Here, material parameters of the high-resistivity silicon required in the calculation are summarized in table 1.

The relative permittivity and conductivity for 9.5GHz can be derived from (1) as a function of the plasma density n_p .

$$Re\left[\epsilon_p\right] = 11.8 - 7.41 \times 10^{-22} n_p \tag{3}$$

$$\sigma = -\omega\epsilon_0 Im\left[\epsilon_p\right] = 3.39 \times 10^{-20} n_p \tag{4}$$

As given in (3) and (4), in case that the operation frequency is enough low compared to the collision frequency of electron and hole, the change of the dielectric constant turns into about 1% of the change of the conductivity. Based on this characteristic of plasma, the numerical model of the plasma-induced silicon is established by neglecting the change of the permittivity.

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

3 Numerical Modeling

Fig.3 shows the geometry of the numerical model. The model consists of ferrite substrate, dielectric substrate with conductive layer, and metal strip. The ferrite media is formulated by the FDTD method with the extension to provide the gyromagnetic property of the ferrite media. The formulization scheme of ferrite media is described in [10].

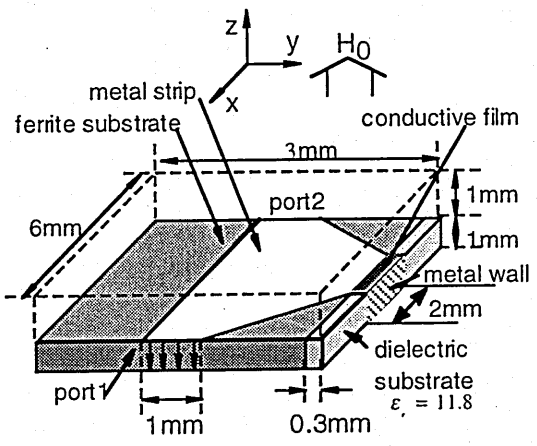


Figure 3: Three-dimentional model for the analysis.

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

As depicted in fig.4, the dielectric substrate and the conductive layer organize the numerical model of plasma-induced silicon. Each region corresponds to the silicon substrate and the plasma layer. The right side of the model is assumed to be a metal wall. The relative dielectric constant of both regions is set up to 11.8.

The thickness of the plasma layer is determined by the diffusion length [1] as given by,

$$L_D = \sqrt{\frac{2\mu_e\mu_h}{\mu_e+\mu_h}\frac{k_BT}{e}\tau}. \tag{5}$$

In (5), μ_e and μ_h are the mobility of electron and hole. k_B is the Bolzmann constant, and τ is the lifetime of electron-hole pair. The diffusion length of plasma, L_D for $T = 300K, \tau = 10\mu s$ can be calculated as $150\mu m$. The thickness of the plasma layer, namely the thickness of the conductive layer is set up to

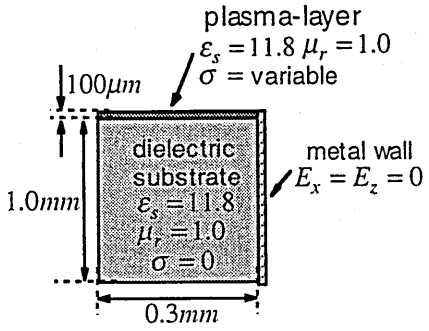


Figure 4: Numerical model of the plasma-induced silicon.

Table 2: parameters for numerical analysis

bias dc magnetic field(internal)	$0.21T$
saturation magnetization of ferrite	$0.18T$
magnetic loss of ferrite ΔH	$4.0kA/m$
$dx = dy = dz$	$0.1mm$
Δt	$0.17ps$

$100\mu m$, which is same as the length of unit cell in FDTD analysis. The analysis is carried out with the change of the conductivity of the plasma layer. The parameters in the numerical analysis are summarized in table 2.

4 Numerical Results

Fig.5 and 6 show the calculated transmission characteristics as a response to the conductivity of the plasma layer. From fig.5, it is found that the forward transmission S_{21} is not affected by the value of conductivity at all. This result is provided by the nature of edge-guided mode, which is investigated more precisely by field distribution shown later.

Fig.6 shows the numerical result of reverse transmission S_{12} as a response to the conductivity. Unlike the forward transmission, it turns out that frequency response changes with the conductivity of plasma layer. As the conductivity increases, the remarkable cutoff characteristic is brought about. The maximum change of the isolation ratio, 30dB is obtained at the frequency of 9.57GHz.

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

From these results, the isolation ratio as a response to the conductivity is evaluated in fig.7. The evaluation is performed in the frequency of 9.57GHz where the notably changes are observed in fig.6.

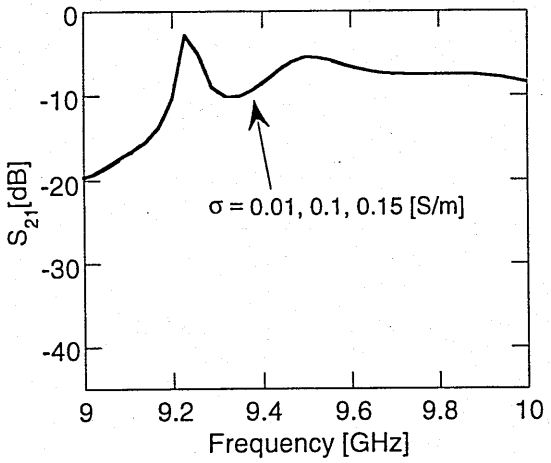


Figure 5: Numerical result of forward transmission S_{21} as a response to the conductivity.

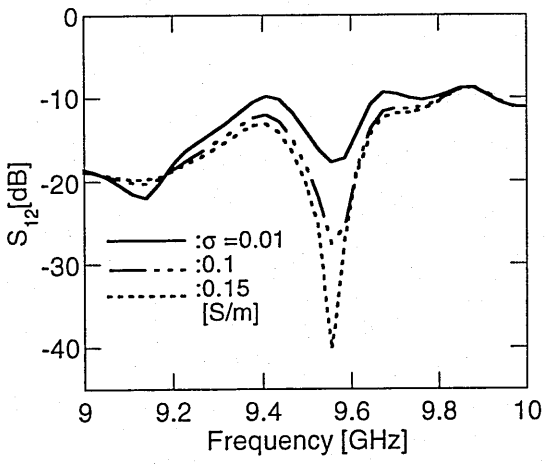


Figure 6: Numerical result of reverse transmission S_{12} as a response to the conductivity.

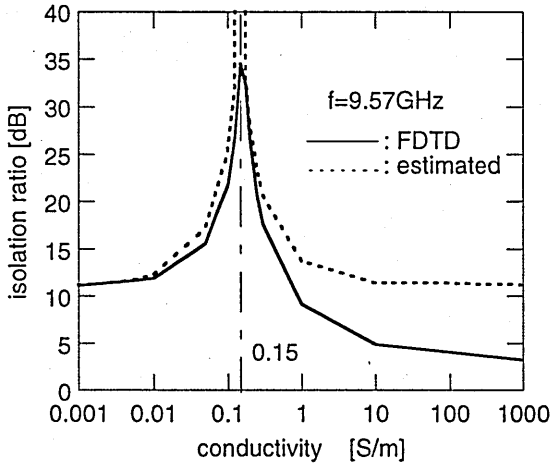


Figure 7: Change of isolation ratio as a response to the conductivity σ.

The isolation ratio increases with incrementation of conductivity and gets the maximum value at $\sigma = 0.15S/m$. The isolation ratio decreases as increasing the conductivity more than 0.15 S/m. When the conductivity less than 0.001 S/m or more than 1000S/m, it is confirmed that the isolation ratio has the saturated value of 11.5 and 3.5dB, respectively. In case that the conductivity of 0.15S/m, the input waves are seemed to be terminated at the conductive film without reflection. Less or more than this value, the matching condition can not be established, thus the isolation ratio is seemed to decline.

To confirm this assumption, a simple model, which connects the ohmic load, Z_1 to the transmission line of characteristic impedance Z_0. The reflection coefficient of this model can be derived as (6).

$$|\Gamma| = |\frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1}| \tag{6}$$

In numerical result shown in fig.7, the nonreciprocity at $\sigma = 0$ can be interpreted to be caused by the asymmetric structure for the propagation direction. The value can be read from fig.7 as 11.5dB. The isolation ratio can be expressed using this value provided that the propagation loss and the field of the strip line are not concerned with the conductivity of the load.

$$F_{isolation}(Z_1) = -20log|\Gamma| + 11.5 \quad [dB] \tag{7}$$

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

$$R = \frac{d}{\sigma S} \tag{8}$$

This value can be interpreted in the load impedance Z_1 in (6) provided that the ohmic resistance is loaded at the edge of the stipline as a lumped element. The

isolation ratio gets the maximum value at $\sigma = 0.15S/m$. For this value, the matching condition seemed to be established. The ohmic value of the analytical model can be calculated as $10k\Omega$ using $S = 0.4mm^2$ and $d = 1mm$. Thus the characteristic impedance at the edge of the ferrite stripline can be evaluated as $10k\Omega$.

Here, the estimated isolation-ratio using these values is shown in a dotted line of fig.8. Good agreement with the FDTD result is particularly observed where the conductivity is less than 0.15S/m.

The isolation ratio more than 35dB is not provided by the FDTD results. This difference is caused by the direct-propagation between ports via the air region. On the results of $\sigma = 0.15S/m$ or more, the differences are increasing according to the increase of the conductivity. This increase of the error between numerical and estimated results seems to be caused by being unsatisfied the condition to introduce (7). That is, the propagation characteristics are influenced by existence of the conductive material.

In order to investigate the change of the cutoff characteristics in detail, the field distribution with continuous-wave drive is calculated. The excitation frequency is chosen as 9.57GHz, where the remarkable change is observed in fig.7. All the evaluation are performed on the z-component of electric field, $|Ez|$ at the surface of the metal strip. The distributions are evaluated at the instance of 5.13ns from the start of the excitation. Each result is confirmed to reach the steady state. It takes 9 minutes to obtain each result by Athlon XP 1800+ processor. In each figure, the port1 and 2 are located in left- and right-side, respectively.

Figs.8(a) and (b) show the result of the conductivity $\sigma = 0.15S/m$. This conductivity is chosen as the nonreciprocity appears notably in fig.7. Fig.8(a) shows that the input wave from port2(left-side of the figure) does not propagate to port1. This result indicates the cutoff state. Furthermore, fig.8(b) shows the distribution from port1 to 2 in case of the same condition in fig.9. It is found that the propagation is performed along the lower edge of the metal strip, as estimated qualitatively.

Next, the field distributions on σ=0.01S/m are shown in fig.8(c) and (d). This conductivity corresponds to the un-illuminated state of the silicon. In (c), the incident wave is reflected and propagating toward the opposite port. By comparing fig.8(c) and (a), the change of the conductivity turns the cutoff state in (a) into the transmission state in (c). On the forward transmission in fig.8(b) and (d), the field distributions are almost same.

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

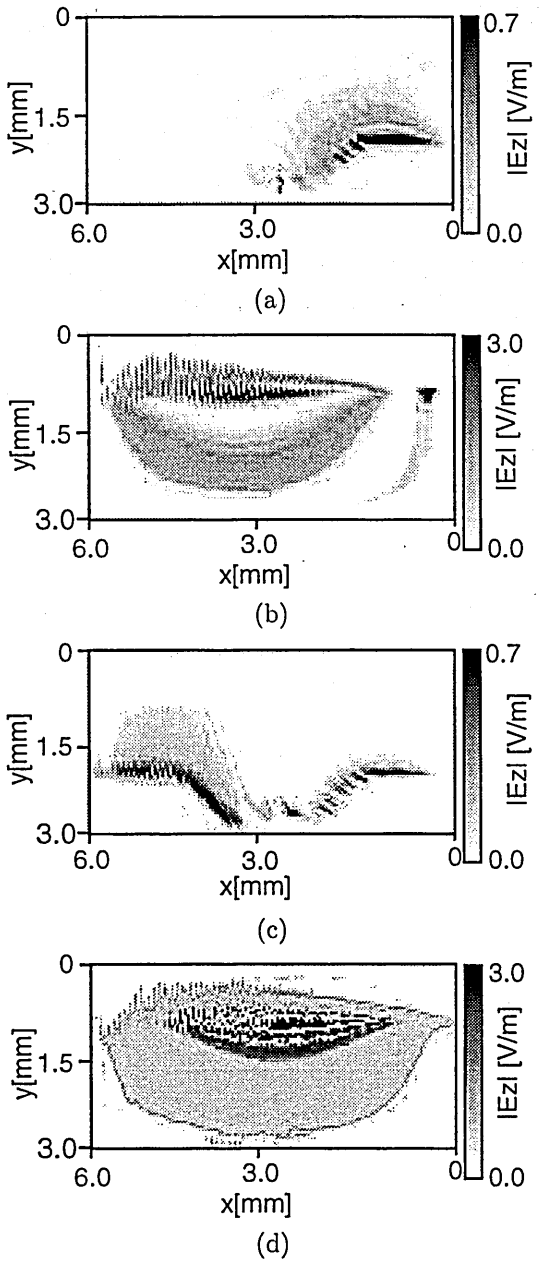


Figure 8: Numerical results of the field distribution of $|E_z|$ on the metal surface. In each figure, port1 and 2 are located in left- and right-side. (a)reverse transmission with $\sigma = 0.15S/m$, (b)forward transmission with $\sigma = 0.15S/m$, (c)reverse transmission with $\sigma = 0.01S/m$, (d)forward transmission with $\sigma = 0.01S/m$.

5 Experimental results

Fig.9 shows the picture of the prototype isolator. The structure is explained by fig.10. The ferrite and silicon substrate is arranged on the ground plane. The strip line is arranged by copper film. The ferrite material used here is the polycrystalline YIG of $5 \times 5 \times 1mm$. The saturation magnetization $4\pi M_0$ is 0.173T, and the half value of magnetic resonance ΔH is $4.0kA/m$. The dc magnetic field is applied by Nd-Fe-B permanent magnets with 20mm radius and 10mm thickness. The intensity of bias magnetic field H_0 at the ferrite surface is 0.45T. The strip line on the silicon substrate is prepared for the single gap structure by Au evaporation. The gap interval is set to $50\mu m$ as shown in fig.10. The stripline edge on silicon substrate is connected with the ground plane by the electro-conductive glue based on Ag. The gap portion is illuminated by the laser diode with wavelength of 830nm and maximum power of 30mW. Fig.11 and 12 show the measured transmission characteristics. In these figures, P_L stands for the power of the laser.

The measurement is performed at P_L=0, 10, 20, and 30mW. Fig.11 shows the measurement result of forward transmission. This figure indicates that the difference by the irradiation is within 1dB. This tendency is well agree with the matter shown above. Fig.12 shows the experimental result of reverse transmission. The cutoff property appears with incrementation of the intensity of laser illumination.

From the experimental results with the laser illumination of 30mW and null, the control of the isolation ratio is achieved as 39dB. Although the peak property of the isolation ratio is obtained in the numerical results, it is not observed with the laser diode used in the experiment. It seems that the output power of the laser is not sufficient to obtain the peak.

Moreover, the band width in the experimental result becomes more broadly than the numerical results. This difference seemed to be caused by the difference of the distribution of the plasma layer. In the experiment, the plasma seems to distribute more smoothly compared with the numerical analysis, where it distributes by the step-function.

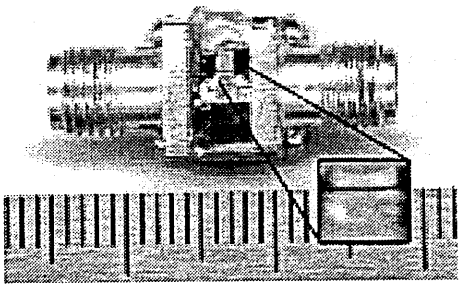


Figure 9: Picture of the prototype isolator.

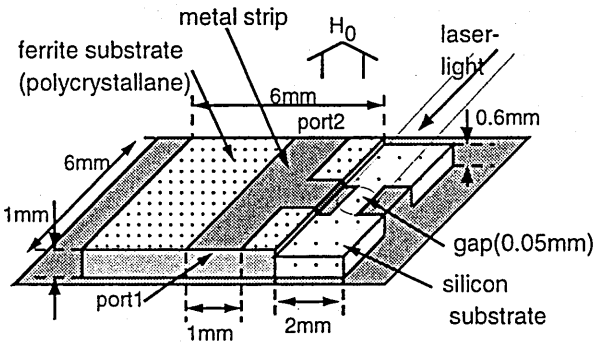


Figure 10: Schematic of the prototype isolator.

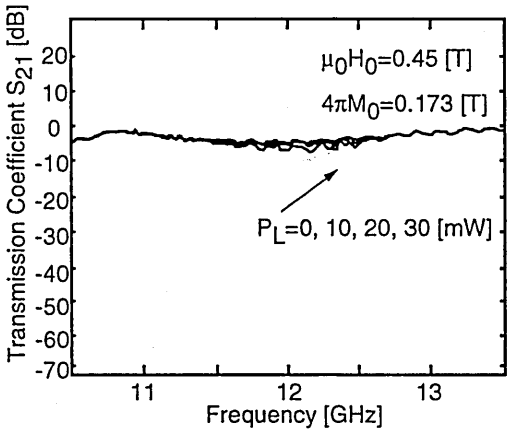


Figure 11: Experimental result of the forward transmission S_{21}

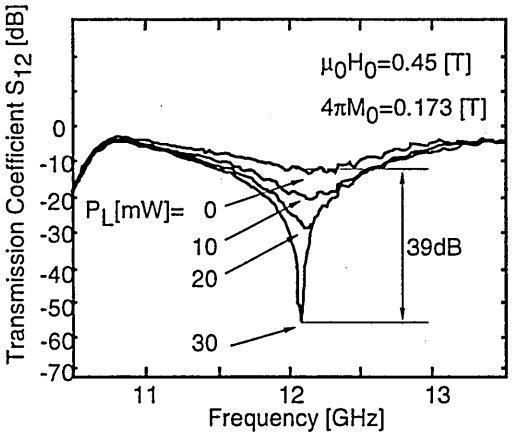


Figure 12: Experimental result of the reverse transmission S_{12}.

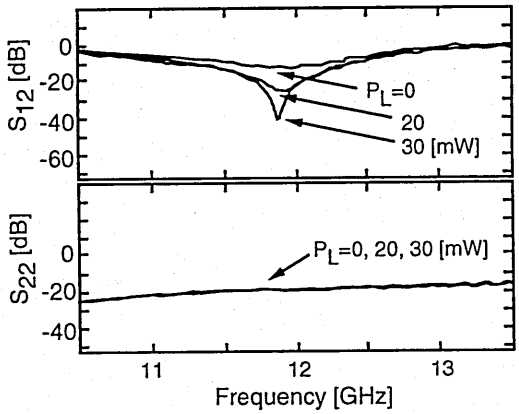


Figure 13: Reflection and transmission characteristics with P_L = 0 , 20, and 30mW. The reflection characteristics is not influenced by the irradiation al all.

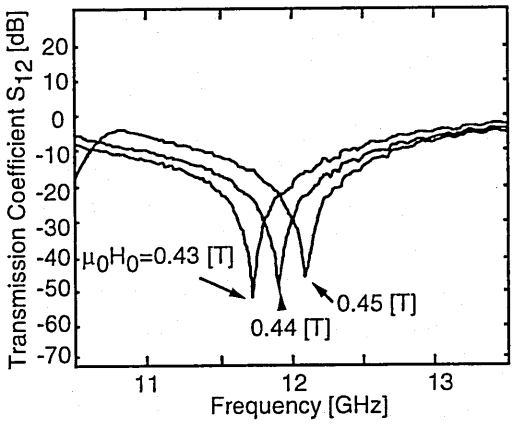


Figure 14: Magnetic tunability of the isolator. The measurement is performed by $P_L = 30mW$.

The reflection characteristic is also measured to confirm the influence of the resistive body. Fig.13 shows the measured transmission S_{12} and reflection characteristics S_{22} as a response to the irradiation. This figure shows that the irradiation does not change the characteristics at all. The measured value S_{22} at the operation frequency of 12GHz is -19.5dB.

To probe further, the tunability of the characteristics S_{12} is also measured in fig.14. The applied magnetic field is changed by a small magnetic coil. With the coil and the permanent magnet, the applied dc magnetic field is changed from 0.43 to 0.45 T. In these figure, the measurements are performed by $P_L = 30mW$. As shown, the operation frequency is smoothly tuned by the intensity of the bias magnetic field. This figure indicates that the notch characteristic is not derived from the resonance of the structure itself.

6 Conclusion

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

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

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

The maximum value of 39dB is obtained at the frequency of 12GHz as the change of the isolation. The prototype isolator introduced in this paper shows not only the optical controlled isolator but also the nonreciprocal microwave modulator by the lightwave. The configuration should be useful to realize the new types of microwave devices.

References

[1] A. Johnson and D Auston : "Microwave Switching by Picosecond Photoconductivity," IEEE Trans. Quantum Electronics, QE-11, No.6, pp.283-287, June 1975.

[2] W. Platte and G. Appelhans : "Optoelectronic Gating of Microwave Signals using A Silicon Microstrip Shunt Modulator," Electronics Lett. Vol.12, No.11, pp.270-271, May 1976.

[3] C. LEE, P. Mak, and A. Defonzo : "Optical Control of Milimeter-Wave Propagation in Dielectric Waveguides," IEEE Trans. Quantum Electronics, QE-16, pp.277-288, No.3, March 1980.

[4] M. Matsumoto, M. Tsutsumi and N. Kumagai : "Radiation of Milimeter Waves from a Leaky Dielectric Waveguide with a Light-Induced Grating

Layer," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., MTT-35, No.11, pp.1033-1041, Nov. 1987.

[5] M. Tsutsumi and A. Alphones : "Optical Control of Milimeter Waves in the Semiconductor Waveguide," IEICE Trans. Electron., Vol. E76-C, No.2, pp.175-182, Feb. 1993.

[6] M.E. Hines : "Reciprocal and Nonreciprocal Models of Propagation in Ferrite Stripling and Microstrip Devices," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., MTT-19, No.5, pp. 442-451, May 1971.

[7] K. Araki, T. Koyama and Y. Naito : "A New Type of Isolator using the Edge-Guided Mode," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., MTT-23, pp.321, March 1975.

[8] A. Aly and B. Elsharawy: "Modeling and Optimization of Parallel Line Edge Mode Isolators," IEEE IMS-2002, TH-1D-4, June 2002.

[9] T. Kodera, Y. Satomura, and M. Tsutsumi," An analysis on Edge-Guide Mode Isolator by FDTD method," IEICE Trans. Electron., to be published on Aug. 2003.

[10] T. Kodera, H. Shimasaki, and M. Tsutsumi," An analysis on magnetostatic waves by FDTD method," IEICE Trans. Electron., vol.E83-C, no.5,pp.713-719, May 2001.

輻射科学研究会資料
RS03-08

電磁波の人体への影響とその定量的評価について

Possible Human Health Hazards Due to EM Wave Exposures And Their Quantitative Estimation

平田　晃正　　塩澤　俊之
大阪大学　大学院工学研究科

Akimasa Hirata and Toshiyuki Shiozawa
Osaka University

2003年7月24日

大阪工業大学（大宮キャンパス）

概要

近年，電磁波の人体に与える影響に大きな関心が寄せられている．そのため，様々な機関が独自の安全基準を制定している[1,2]．これらの基準の内容は，団体により若干異なるものの，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(あるいは電界)を指標として安全基準が定められている．また，10MHz から 10GHz までの周波数では，人体内部での熱作用が問題視されている．そのため，比吸収率(SAR: Specific Absorption Rate)と呼ばれる単位質量当たりの吸収電力を用いて定められている(具体的には，10g 組織平均あたりの SAR の最大値が 2.0[W/kg]以下)．一方，この間の周波数領域，つまり 100kHz から 10MHz までの周波数帯では，どちらの影響が大きいかは想定される場合に依存する可能性があるため，誘導電流および SAR の両方を用いて定められている．ここで，上記のように周波数により安全基準が異なる要因の一つとして，人体組織の物質定数が周波数に大きく依存することが挙げられる[3]．

ところで，近年急速に発達している移動体無線通信で用いられている電磁波の大部分は，10MHz から 10GHz の周波数帯に含まれている．また，無線通信端末は比較的人体近傍で用いられるものも多く，比較的高レベルの電磁波を浴びる可能性が指摘されている．このため，無線端末から発せられる電磁波を人体が浴びた場合の吸収電力を定量的に評価することは意義深い．そこで本稿では，①マイクロ波曝露による眼球内 SAR 及び温度上昇[4,5]，②携帯無線端末用アンテナによる頭部内SAR及び温度上昇[6,7,8]，という2つの話題を取り上げ，電磁波の人体に与える熱作用について解説する．ここで，SAR に加えて温度上昇を計算するのは，安全基準で指標として用いられているのは SAR にもかかわらず，実際に懸念されるのは電磁波吸収に伴う温度上昇であるためである．

1. マイクロ波曝露による眼球内 SAR 及び温度上昇

眼球は皮膚による防護および血流による熱輸送がないため，マイクロ波曝露により一旦加熱されると冷却されにくいという特長をもつ．また，ウサギを用いた動物実験において，レンズ内における 3－5℃の温度上昇により白内障誘発の可能性が無視できないことも報告されている[9]．このため，1970 年代以降，眼球が電磁波を浴びた場合の温度上昇を計算した報告がいくつかなされている．近年では計算機の急速な進歩に伴い，厳密な人体頭部数値モデルを用いて解析が行われるようになってきている．本稿では，大阪大学が構築した不均質な人体頭部モデル[4]を用い，マイクロ波を曝露

した場合に眼球に吸収される電力量およびそれに伴う温度上昇を定量的に評価する．特に，白内障誘発のしきい値と比較することにより，現在の安全基準の許容度について検討する．

2. 携帯端末用アンテナによる頭部内 SAR および温度上昇

携帯電話用アンテナは人体頭部近傍で使用され，また，広く普及しているため，人体に与える影響が懸念されている．ここで，脳内の温度上昇が 4℃以上になると物理的損傷を受けることが知られている[10]．本稿では，安全基準で定められている SAR 値により，どの程度頭部内で温度上昇が生じるかを定量的に調べる．特に，周波数，携帯電話と頭部のなす角度，耳の状態などにより，どの程度の不確定が生じるかを議論する．

参考文献

1. 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.
2. 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", 1997.
3. C. Gabriel, "Compilation of the dielectric properties of body tissues at RF and microwave frequencies", Brooks AFB, RFR Div., TX, Final Tech. Rep. Occupational/Environmental Health Directorate AL/OE-TR-1996-0037.
4. A. Hirata, S. Matsuyama, and T. Shiozawa, "Temperature rises in the human eye exposed to EM waves in the frequency range 0.6-6 GHz", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol.42, no.4, pp.386-393, Nov. 2000.
5. A. Hirata, H. Watanabe, and T. Shiozawa, "SAR and temperature rise in the human eye induced by obliquely incident plane waves", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol.44, no.4, pp.594-596, Nov. 2002.
6. 森田匡，平田晃正，塩沢俊之，"局所 SAR を用いた人体頭部内温度上昇の推定"，電子情報通信学会論文誌，vol.J85-B, no.5, pp.723-725, May 2002.
7. A. Hirata, M. Morita, and T. Shiozawa, "Temperature increase in the human head for dipole antenna at microwave frequencies", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol.45, no.1, pp.109-117, Feb. 2003
8. A. Hirata and T. Shiozawa, "Correlation of maximum temperature increase and peak SAR in the human head due to handset antennas", IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, vol.51, no.7, ???, 2003.
9. A. W. Guy, J. C. Lin, P. O. Kramar, and A. Emery, "Effect of 2450-MHz radiation on the rabbit eye," IEEE Trans. Microwave Theory & Techniques, vol.23, no.11, pp.888-896, Nov. 1975.
10. A. C. Guyton and J. E. Hall, Textbook of Medical Physiology, Philadelphia, PA: Saunders, 1996, Ch.73.

Temperature Rises in the Human Eye Exposed to EM Waves in the Frequency Range 0.6–6 GHz

Akimasa Hirata, *Student Member, IEEE*, Shin-ichi Matsuyama, and Toshiyuki Shiozawa, *Senior Member, IEEE*

Abstract—**The temperature rises in the human eye for plane wave exposures are investigated in the frequency range between 600 MHz and 6 GHz, which covers the hot spot frequency range. As a first step, the specific absorption rates (SARs) are calculated with the use of the finite-difference time-domain (FDTD) method and the mechanism of hot-spot formation is discussed. Then the temperature rises in the human eye are calculated by using Pennes' bioheat equation. In addition, the dependence of SARs and temperature rises on the electromagnetic (EM) wave polarization and the eye dimension is discussed. Furthermore, the temperature rises calculated are compared with the values found in the literature pertaining to microwave-induced cataract formation. Numerical results show that hot spots appear in a certain frequency range and that the location and number of hot spots depend on the frequencies of the incident wave. In particular, the averaged SARs and the temperature rise are found to depend obviously on the polarization of the EM wave. Additionally, the deviations in the SAR and the temperature rise caused by the eye size are found to be within 10%. Furthermore, the maximum temperature rise due to the incident EM power density of 5.0 mW/cm^2, which is the maximum permissible exposure limit for controlled environments, is found to be 0.30 °C at 6.0 GHz. This value is small but not negligible, as compared with the threshold temperature rise 3.0 °C for cataract formation.**

Index Terms—**Electromagnetic (EM) wave polarization, finite-difference time-domain (FDTD) method, hot spots, human eye, specific absorption rate (SAR).**

I. Introduction

In recent years, there has been an increasing concern about the interaction between the human body and electromagnetic (EM) waves [1]. The entire radio frequency spectrum is reasonably divided into four parts based on absorption characteristics in the human body for EM wave exposures, i.e., the below resonance range, the resonance range, the "hot spot" range, and the surface heating range [2]. In the hot spot range, corresponding to the frequencies approximately from 900 MHz to 2 or 3 GHz [2], a significant amount of power is locally absorbed not at the surface of the human body but inside human tissues. So far, only a few theoretical and experimental works have been done on the SAR (specific absorption rate) distributions in the human tissues in this frequency range (e.g., [3]). Kritikos and Schwan [4] and Shapiro *et al.* [5] investigated the formation of hot spots by using the model composed of lossy multilayered spheres. Schwan [2] attributed the mechanism of hot spot formation to resonance at relatively lower frequencies in the hot spot range and to quasioptical focusing at higher frequencies. However, the human head and, particularly, the human eye cannot be strictly represented by multilayered spheres. Therefore, the results obtained from the analysis on the basis of the sphere model should be different from those obtained from the analysis with the use of an anatomically based model.

On the other hand, it is known that, under conditions of partial-body exposure to intense EM waves, significant thermal damage can occur in sensitive tissues. Among others, the human eye is one of the most sensitive organs for EM wave exposure (e.g., [6]–[8]). Actually, Guy *et al.* investigated microwave-induced cataract formation in the rabbit eye. Their results show that microwave exposure of 2–3 h duration has produced cataracts in rabbits' eyes at lenticular temperatures of 41–43 °C, corresponding to the temperature rise 3–5 °C [6], [7].[1] Therefore, it is interesting to calculate the temperature rises due to exposure to plane EM waves in the hot spot frequency range. For this purpose, first, the SAR distribution in the human eye is calculated in the frequency range between 600 MHz and 6 GHz, which covers the hot spot frequency range, and the mechanism of hot spot formation is discussed. Then, the temperature rises in the eye are calculated by solving the bioheat equation [10]. In addition, the dependence of the averaged SARs and the temperature rises on the EM wave polarization and the eye size are estimated. Finally, the temperature rises obtained are compared with the values found in the literature pertaining to microwave-induced cataract formation [6].

II. Model and Method for the Analysis

In this paper, we investigate the SAR distributions in an anatomically based human eye for plane wave exposures with the use of the FDTD method. In this section, first the procedures for constructing the model for the human head are described. Additionally, only the outline of the FDTD method will be described, since the detailed account of the method can be found in the literature [11], [12].

A. Human Head Model

The head model has been constructed from magnetic resonance imaging (MRI) images of a male volunteer. In order to use these images in the finite-difference time-domain (FDTD) method, we must divide them into small cells. In this paper, we divide these images with the use of square lattices with their side length of 2.0 mm. Then, to each lattice, we assign a tissue which occupies the largest part of the lattice. For identifying tissues in the MRI images, we have referred to [13]. We should

Manuscript received March 23, 2000; revised July 6, 2000.

The authors are with the Department of Communication Engineering, Osaka University, Suita-shi, Osaka 565-0871, Japan (e-mail: hirata@comm.eng.osaka-u.ac.jp).

Publisher Item Identifier S 0018-9375(00)10208-X.

[1]Rabbit orbital temperature is usually 37.8 °C [9].

0018–9375/00$10.00 © 2000 IEEE

notice that the FDTD stability requires a cell dimension less than $\lambda_\epsilon/10$, where λ_ϵ is the shortest wavelength in the system to be considered. Therefore, in the frequency range above 1.5 GHz, we subdivide each cell into eight cubic cells comprised of the same tissue with its side length of 1.0 mm, in order to satisfy this condition. In the frequency range above 4.0 GHz, the above condition is not sufficiently satisfied yet, even if we use 1.0-mm cell. However, reasonable results could be obtained at 6.0 GHz even with the use of 1.0-mm cell (see [14, fig. 3]). The main reason for the validity of this simplification is that the eye humor is a highly lossy medium in this frequency range so that EM waves cannot penetrate deeply into it [15]. Similar confirmations for SAR calculations have been reported in [16], [17]. Note that this assumption leads to a slight underestimation of a peak SAR value, although the averaged SAR and SAR distribution are reasonably in good agreement.

Fig. 1 shows the top view of the head model constructed across the center of the eye. This model is comprised of seventeen tissues, i.e., bone (skull), cartilage, cornea, sclera, lens, aqueous humor, vitreous humor, muscle, skin, fat, white matter, grey matter, cerebellum, nerve, tongue, cerebrospinal fluid (CSF), and blood. This model is comprised of 122 (height) $\times$ 82 (width) $\times$ 107 (depth) cells. Note that the eye occupies a volume of 9.90 cm^3, corresponding to a mass of 9.91 g.

B. Dielectric Properties of Tissues

In the last subsection, we have constructed the human head model composed of seventeen tissues. In order to incorporate these tissues into the FDTD scheme, we must have their dielectric properties. The dielectric properties of the tissues are determined with the aid of the four-Cole–Cole extrapolation [15]. Note that averaged values for lens cortex and lens nucleus are used as material constants of lens. Additionally, material constants of vitreous humor are used as those of aqueous humor due to the lack of actual data. However, this does not lead to apparent errors since they both have dielectric properties similar to those of saline solution.

C. FDTD Method

In this paper, we consider a plane wave as the wave source (see Fig. 2) with the power density of 5.0 mW/cm^2, which is the maximum permissible exposure limit for controlled environments [18], [19]. Note that this value is dependent on the guidelines and/or on frequency ranges. However, we pick this value for comparisons.[2] In order to generate a pure incident plane wave, we apply the total-field/scattered-field formulation [11, ch. 6]. Additionally, we consider only half of the head model for reducing the computational costs since the human head is almost symmetric. Thus, we replace the mid plane of the head model by the magnetic wall for the vertical polarization (VP), and by the electric wall for the horizontal polarization (HP).

For geometries in which the wave-object interaction has to be considered in open regions, the computational space has to be truncated by absorbing boundaries [11, ch. 7]. In this paper, we adopt Berenger's PML (perfectly matched layer) [20] as the absorbing boundary, because it has the merits of very low reflections and relatively low computational costs. Note that the PML in our calculations consists of 6 layers with a parabolic profile [12], and the maximum conductivity is determined so that, theoretically, it has 40 dB attenuation for normal incidence.

[2]This value gives overestimations in the frequency range below 1.5 GHz.

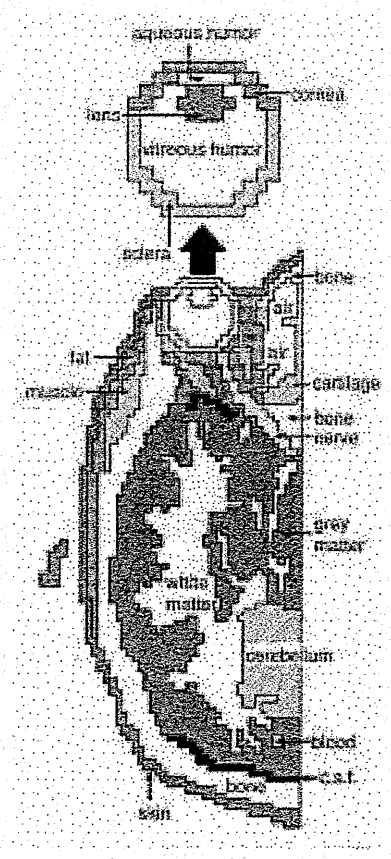


Fig. 1. Top view of the head model across the center of the eye.

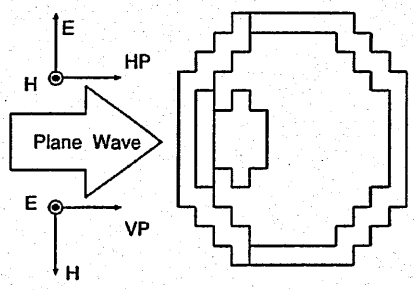


Fig. 2. Incidence of plane EM waves in the eye model.

D. SAR Calculations

For harmonically varying EM fields, the SAR is defined as

$$\mathrm{SAR} = \frac{\sigma}{2\rho}|\hat{E}|^2 = \frac{\sigma}{2\rho}\left(|\hat{E}_x|^2 + |\hat{E}_y|^2 + |\hat{E}_z|^2\right) \quad (1)$$

where $\hat{E}_x$, $\hat{E}_y$, and $\hat{E}_z$ are the peak values of the electric field components, σ and ρ denoting the conductivity and mass den-

TABLE I
THERMAL PARAMETERS OF THE HUMAN TISSUES

Tissues	C_t[J/kg· °C]	K[W/m· °C]
Cornea, Sclera	4178	0.58
Lens	3000	0.40
Vitreous Humor	4178	0.59
Aqueous Humor	3997	0.58

sity of the tissue. Note that we use 12-component approaches for obtaining SARs [21] in each cell.

E. Temperature Rise Calculations

When the thermal problem associated with the eye is considered, the following simplifications are valid [22], [23]. First, the blood flow in the human eye is absent. Second, the heat exchange between the human eye and surrounding tissues is negligible. Thus, the human eye is considered as an object thermally isolated from the head.

For calculating the temperature rises in the human eye, we use Pennes' bioheat equation [10]

$$C\rho\frac{dT}{dt} = K\nabla^2 T - \rho(\mathrm{SAR}) - bT \tag{2}$$

where

T temperature of the tissue;
K thermal conductivity of the tissue;
C specific heat capacity of the tissue;
b coefficient associated with blood flow.

Note that the term bT is negligible in our analysis as mentioned above. Additionally, the boundary condition for (2) is given by the following equation [22]–[25]:

$$H\cdot(T_s - T_e) = -K\frac{\partial T}{\partial n} \tag{3}$$

where H, T_s, and T_e denote, respectively, the convection coefficient, the surface temperature, and the fluid temperature (corresponding to the air and body core temperatures). In addition, the derivative of T in (3) refers to the direction normal to the surface of the eye.

We show in Table I the thermal parameters of human tissues [26]. Additionally, we use 20 [W/m^2·°C] and 65 [W/m^2·°C] as the value of the convection coefficient between the eye surface and the air H_1 and that between the eye surface and body core H_2, respectively [22]. We should notice that the value of H_1 includes the following effects: *i*) evaporation of the tear film, *ii*) convective exchange with the air, and *iii*) radiative exchange with the surrounding objects. Furthermore, this value is obtained on the condition where the room temperature is 23 °C. Thus, in this paper, the room temperature is assumed to be 23 °C. On the other hand, the body core temperature is assumed to be 37 °C.

At the initial state, we give a steady-state temperature distribution in the eye. This distribution is obtained from the steady-state bioheat equation [22]

$$K\nabla^2 T = 0 \tag{4}$$

subject to the boundary conditions (3).

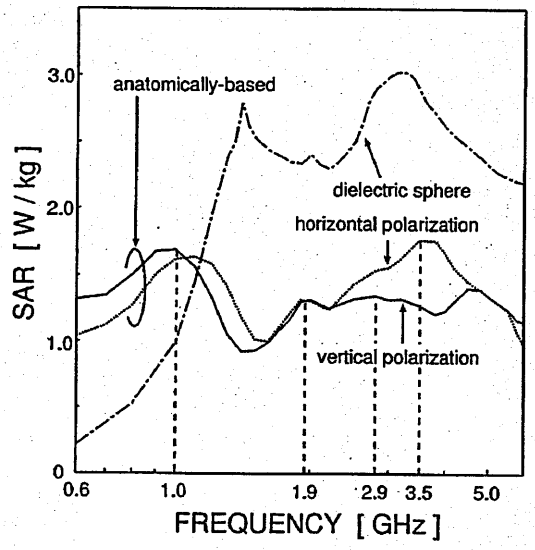


Fig. 3. The dependence of the SARs averaged over the eye on the frequency of the incident wave.

We should notice that the results based on animal experiments are used for the thermal parameters of humor and lens in this paper, because we have no reliable actual data available for the parameters required in the model of the human eye. Therefore, results associated with temperature rise would involve some uncertainties.

III. Frequency Dependence of SARs and Temperature Rises in the Eye

In this section, we investigate the SAR distribution in the eye for plane wave exposures in the frequency range between 600 MHz and 6 GHz, with the use of the FDTD method. Additionally, we calculate the temperature rise in the eye by the procedures mentioned in the Section II-E. Note that there are several works in which the temperature rises in the eye were investigated at particular frequencies [14], [23]–[25].

A. SAR Calculations

In this subsection, we investigate the dependence of SAR distributions in the human eye on the frequency and the EM wave polarization. First, we show in Fig. 3 the dependence of the SARs averaged over the eye on the frequency for both VP and HP in the range between 600 MHz and 6.0 GHz. In order to clarify the differences between the SARs obtained by the anatomically-based model and those by a sphere model, we also show in this figure the SAR by the sphere model comprised of humor (2.6 cm diameter). As is evident from Fig. 3, the differences between the SARs calculated with the use of two different models are significant. Additionally, the differences between the curve of the SAR for the VP and that for the HP are not negligible. Furthermore, on the SAR curves for the anatomically based model, we find some peaks at particular frequencies for both polarizations. Thus, we show in Fig. 4 the SAR distributions at 1.0 GHz, 1.9 GHz, and 2.9 GHz for the VP and that at

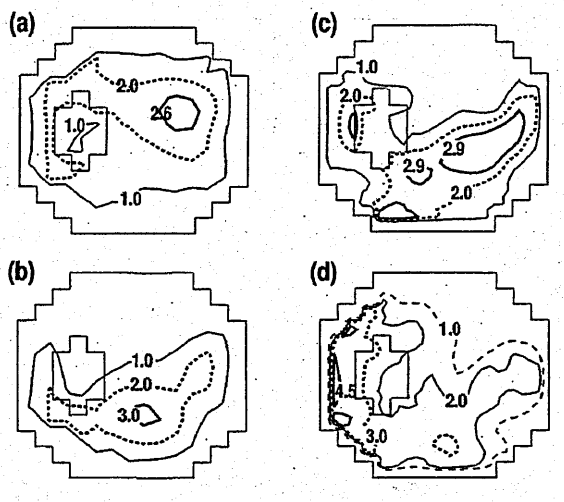


Fig. 4. The SAR distribution on the horizontal plane for the vertical polarization at (a) 1.0 GHz, (b) 1.9 GHz, (c) 2.9 GHz, and for the horizontal polarization at (d) 3.5 GHz (the nose is located at the upper part of the eye).

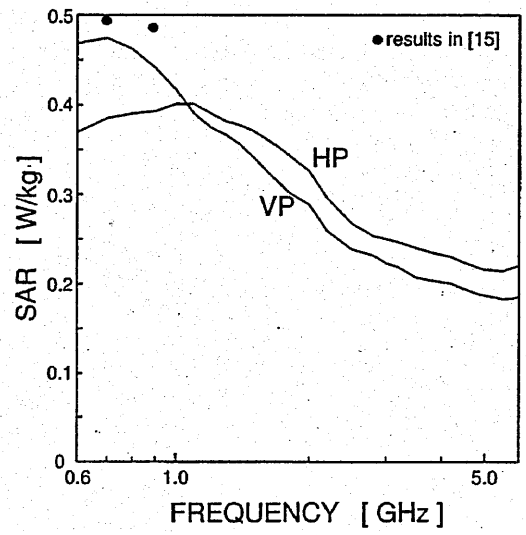


Fig. 5. The dependence of the SARs averaged over the head on the frequency of the incident wave (results represented by • are rescaled from Fig. 7(a) in [15]).

3.5 GHz for the HP. As seen from Fig. 4(a) and (b), hot spots are observed around the center of humor at each frequency. The main difference in these figures is that the SAR distribution at 1.9 GHz is more localized around the peak, that is, the intervals between contours at 1.9 GHz are narrower than those at 1.0 GHz. In order to explain this difference, we indicate in Fig. 5 the frequency dependence of SARs averaged over the head. From Fig. 5, the SAR averaged over the head for the VP has a slight peak around 700 MHz, which is reasonably close to the peak in the curve for the eye-average SAR. Therefore, at 1.0 GHz, the hot spot is formed by the coupling of weak-resonances in both the head and the eye. Note that the SAR averaged over the head for the VP would involve some error, particularly at lower frequencies, which is due to the truncation of the computational model around the neck. However, the error is not so significant, since the results in this paper are reasonably in good agreement with those in [17], in which the calculations have been done with the use of the whole-body model. In addition, in Fig. 4(c), double hot spots are observed, corresponding to the dominant and higher order resonances. This distribution is very similar to that in [27], although their locations are slightly different. This difference would be caused by the modeling of the eye, including its surrounding region. Furthermore, in Fig. 4(d), no *clear* hot spot is observed, while the eye averaged SAR has a peak at this frequency. Note that in this paper, we define a *clear* hot spot as the phenomena in which the maximum SAR appears not around the surface but in the interior of the eye. We observe that this peak might be formed by some resonance effects due to the geometrical and material structure of the eye.

Next, let us discuss the range where hot spots are observed. In our calculations, clear hot spots are formed in the range between 1.0–3.2 GHz for the anatomically based model, while they are observed in the range between 1.3–5.0 GHz for the sphere model. It should be noticed that the upper limit of the hot spot range for the anatomically based model is considerably lower than that for the sphere model. The reason for this is that the quasioptical focusing effect, which was pointed out to be dominant at higher frequencies [2], would not be so significant as far as the eye is concerned, since the most part of the eyeball is covered by various tissues. On the other hand, considering the case of the closed eye (the thickness of eyelid = 2.0 mm) at 5.0 GHz for the VP, for example, the averaged eye SAR is reduced by about 15%, as compared with that for the open eye. Thus, the effect of the eyelid on the quasioptical focusing would not be so large as compared with those by other tissues surrounding the eyeball (See Fig. 3). The reason for this is that the thickness of the eyelid is not so large.

Finally, we discuss the validity of our results and the modeling for the eye. First, in order to confirm the validity of our results, we compare our results with those reported in [24] and [29] at 1.5 GHz and with those in [23] at 6 GHz. In these comparisons, we adjust the dielectric constants and size of our model to those in [29] at 1.5 GHz and those in [23] at 6.0 GHz. As is evident from Table II, our results are in good agreement with those in the previous reports within the scope of acceptable errors. Slight differences in the compared results would mostly come from the difference in the modeling of the human eye and the error arisen in dividing MRI images into cells discretely. In addition to this, the differences between our results in this paper and those in our previous paper [14] are within 15% in the frequency range above 1.3 GHz. The reason why the differences become larger in the frequency below 1.3 GHz is that the simplified head model in [14], whose validity is ensured with the use of the two-dimensional model would not be sufficient.

B. Temperature Rise Calculation

First we illustrate in Fig. 6 how the temperature rise averaged over the whole eye and the maximum temperature rise in the eye depend on the frequency of the incident wave. Comparing Figs. 3 and 6, the value of temperature rise averaged over the eye is similar to that of of the SAR averaged over the eye. On

TABLE II
COMPARISON OF EYE-AVERAGED SARS AT 1.5 GHz AND 6.0 GHz (WITH THE POWER DENSITY OF 5.0 mW/cm^2)

1.5 GHz	SAR [W/kg]
Our result	1.25
Result in [22]	1.57
Results in [27]	
3-D model	1.50
slub model	1.22
6.0 GHz	SAR [W/kg]
Our Result	1.47 †
Result in [23]	1.27 †

†: results for the HP.

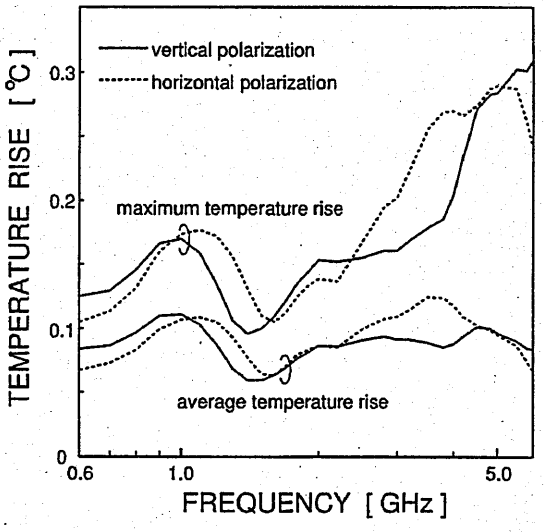


Fig. 6. The dependence of the temperature rise on the frequency of the incident wave.

the other hand, the value of maximum temperature rise in the eye becomes larger as the frequency is increased. There are two main reasons for this. One is the concentration of energy deposition in the front of the eye. Another reason is that the convection coefficient between the air and the eye is smaller than that between the body core and the eye by a factor of about three. Thus, the heat deposited in the front of the eye is not diffused so much, leading to more temperature rise around lens. Particularly, the relative difference in the maximum temperature rises caused by the EM wave polarizations is about 50% around 3.5 GHz. Thus, one could not neglect the effect of the EM wave polarizations on temperature rise calculations, just as is the case with that on SAR calculations.

Finally, we discuss uncertainties caused by the convection coefficients. According to [26], the convection coefficient between the eye surface and the air H_1, and that between the eye surface and the body core H_2 were found to be within 20 ± 2 W/m^2·°C and 65 ± 10 W/m^2·°C, respectively. Therefore, we investigate the maximum temperature rise ΔT_{max} at 1.0, 1.9, and 6.0 GHz for the lowest and highest cases, corresponding to $H_1 = 18$ and $H_2 = 55$ W/m^2·°C, and $H_1 = 22$ and $H_2 = 75$ W/m^2·°C, respectively. Note that we only show the results for the VP since we can expect similar results for the HP. As seen from Table III, the differences in the maximum temperature rises by the variations in the convection coefficients are less than 10% and they are less than the differences in temperature rises caused by the modeling of the eye.

IV. DEPENDENCE OF SARS AND TEMPERATURE RISES ON THE SIZE OF THE EYE

In this section, we investigate the dependence of the SAR and the temperature rise in the eye on the size of the eye for the VP. Note that a similar discussion for the whole-body averaged SAR is found in [28]. For this purpose, we rescale the head model linearly, in the same way as in [28]. The dimensions of the eye to be rescaled are shown in Table IV.

For the eyes shown in Table IV, we first show in Fig. 7 the dependence of the whole-eye averaged SAR on the eye size.

TABLE III
DEPENDENCE OF THE TEMPERATURE RISES (°C) ON THE CONVECTION COEFFICIENTS AT (a) 1.0 GHz, (b) 1.9 GHz, AND (c) 6.0 GHz

(a)

H_1	H_2	ΔTmax (in cornea)	ΔTmax (in lens)	ΔTmax (in humor)
20	65	0.151	0.165	0.170
18	55	0.167	0.181	0.185
22	75	0.139	0.154	0.159

(b)

H_1	H_2	ΔTmax (in cornea)	ΔTmax (in lens)	ΔTmax (in humor)
20	65	0.136	0.136	0.145
18	55	0.148	0.149	0.157
22	75	0.125	0.127	0.136

(c)

H_1	H_2	ΔTmax (in cornea)	ΔTmax (in lens)	ΔTmax (in humor)
20	65	0.308	0.264	0.260
18	55	0.327	0.281	0.276
22	75	0.292	0.251	0.247

As seen from Fig. 7, the averaged SARs for smaller models become larger, mainly because of the difference in the volume of the eye. In particular, relative deviations of the averaged SAR for the 2.4-cm and 2.8-cm eye from that for the 2.6-cm eye are about 10%. Additionally, the frequencies for the peak values

TABLE IV
SIZES OF THE HUMAN EYE USED IN THE CALCULATIONS

ave. diameter [cm]	volume [cm^3]	mass [g]	Δ [mm]
2.40	7.28	7.29	1.82
2.64	9.90	9.92	2.00
2.80	11.5	11.7	2.12

Δ: cell side length

of the averaged SAR are slightly shifted to lower values as the dimension of the eye becomes larger.

Next, we have also calculated the temperature rise in the eye. As is evident from Fig. 8, the temperature rises for larger eyes are higher than those for smaller eyes. This is because the area which is not covered by eyelid is larger for larger eyes, leading to slightly weak temperature cooling. The relative deviations in the temperature rises are at most 10%, as is similar to the calculation of the SARs.

V. SUMMARY AND CONCLUDING REMARKS

In this paper, first, the SAR distributions in the human eye for plane wave exposures have been investigated in the frequency range between 600 MHz and 6 GHz, which covers the hot spot range. Then, the temperature rises in the human eye have been calculated by using the bioheat equation. Additionally, the dependence of the SAR and the temperature rise on the EM wave polarizations has been discussed. Furthermore, the influence of the eye size on the SAR and the temperature rise has also been investigated. Numerical results showed that hot spots appear in a certain frequency range and that the location and number of hot spots depend on the frequencies of the incident wave. However, the SAR and temperature rise in the hot spot frequency range are less than those in the higher frequency range (corresponding to the frequency range between 4 and 6 GHz in this paper), in terms of their maximum values. In particular, the differences in thermal distributions caused by the EM wave polarizations become significant in a certain frequency range. On the other hand, the deviations in the SAR and temperature rise caused by the eye size and convection coefficients are not so large (at most 10%) as compared with the effects of EM wave polarizations.

Bernardi *et al.*. [23] describe that the safety standards based on the temperature rise would be more appropriate than those based on the averaged SAR, which is currently used for the sensitive organs like the eye. Wang and Fujiwara [30] also remark that the permissible upper limit of localized SAR for portable telephones should be determined in relation to temperature rise in the head, especially in brain. From the same point of view, together with a reference level of 5.0 mW/cm^2, the temperature rises at 5.5 and 6.0 GHz have a safety margin of slightly less than ten, as compared with the lower bound of threshold temperature rise for microwave-induced cataract formation of 3–5 °C in [6]. In addition, considering the worst case for the convection coefficients and the eye size, the safety margin becomes less than ten in the frequency range above 3.5 GHz for the HP exposures and above 4.2 GHz for the VP exposures. However, the temperature rises obtained in this paper have the safety margin of more than

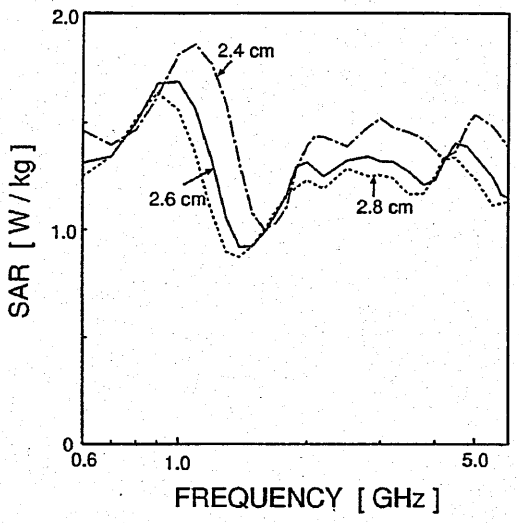


Fig. 7. The dependence of the SARs averaged over the eye on the frequency for various dimensions of the eye.

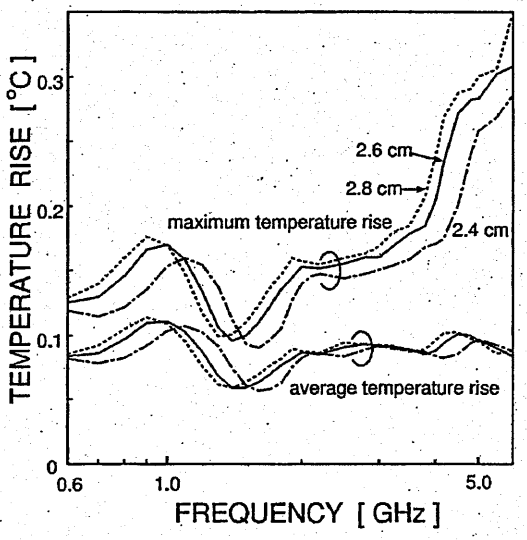


Fig. 8. The dependence of the temperature rise on the frequency for various dimensions of the eye.

ten, if it is assumed that microwave-cataract formation occurs at 41 °C corresponding to the temperature rise of 4 °C or more for the human eye. Additionally, it should also be noticed that the temperature rises obtained in this paper are well within normal biological variations in humans [31].

Furthermore, microwave-induced cataract is not produced in the eyes of monkeys for EM wave exposures at 2.45 GHz before severe facial burns occur, while it is produced in the eyes of rabbits [7]. Since the structure of the human eye is more similar to that for the monkey rather than to that for the rabbit, it might be difficult to produce cataract in the human eye for EM wave exposures before facial burns occur. In this paper, however, we have not calculated temperature rises for the whole head except

for the eye, because we do not have sufficiently reliable numerical data for physical properties of various tissues constituting the human head. Specifically, the temperature rises in the human eye will be overestimated if the temperature rise in the whole head is calculated in the same way as in [30]. The main reason for this inconsistency is caused by the limitation of the bioheat equation, in which it is difficult to take into account local blood flow, i.e., that in sclera, e.g., for this case. For a more reasonable understanding of this problem, further numerical and experimental works will be required.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank N. Hattori, BF Research Institute, Inc., Osaka, Japan, for his helpful advice in constructing the head model. They would also like to thank S. Mori and H. Watanabe, Osaka University, Japan, for their assistance in this work.

REFERENCES

[1] M. A. Stuchly, "Biomedical concerns in wireless communications," *Crit. Rev. Biomed. Eng.*, vol. 26, pp. 117–151, 1998.
[2] H. P. Schwan, "Microwave and RF hazard standard considerations," *J. Microwave Power*, vol. 17, pp. 1–9, 1982.
[3] P. J. Dimbylow and O. P. Gandhi, "Finite-difference time-domain calculations of SAR in a realistic heterogeneous model of the head for plane-wave exposure from 600 MHz to 3 GHz," *Phys. Med. Biolog.*, vol. 36, pp. 1075–1089, 1991.
[4] H. N. Kritikos and H. P. Schwan, "Formation of hot spots in multilayer spheres," *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, vol. BME-23, pp. 168–172, Mar. 1976.
[5] A. Shapiro, R. F. Lutomirski, and H. T. Yura, "Induced fields and heating within the cranical structure irradiated by anelectromagnetic plane wave," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-19, pp. 187–196, Feb. 1971.
[6] A. W. Guy, J. C. Lin, P. O. Kramar, and A. Emery, "Effect of 2450—MHz radiation on the rabbit eye," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 492–498, June 1975.
[7] P. Kramer, C. Harris, A. F. Emery, and A. W. Guy, "Acute microwave irradiation and cataract formation in rabbits and monkeys," *J. Microwave*, vol. 13, pp. 239–249, 1978.
[8] Y. Kamimura, K. Saito, T. Saiga, and Y. Amemiya, "Effect of 2.45 GHz microwave irradiation on monkey eyes," *IEICE Trans.*, vol. E77-B, pp. 762–765, 1994.
[9] B. Schwartz and M. R. Feller, "Temperature gradients in the rabbit eye," *Invest. Ophthalmol.*, vol. 1, pp. 513–521, 1962.
[10] H. H. Pennes, "Analysis of tissue and arterial blood temperature in resting forearm," *J. Appl. Physiol.*, vol. 1, pp. 93–122, 1948.
[11] A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Norwood, MA: Artech House, 1995.
[12] T. Uno, *Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetic Field and Antenna Analysis* (in Japanese). Tokyo, Japan: Corona, 1998.
[13] D. D. Stark and G. W. Bradley Jr., *Magnetic Resonance Imaging*, 2nd ed. St. Louis, MO: Mosby Year Book, 1992.
[14] A. Hirata, G. Ushio, and T. Shiozawa, "Calculation of temperature rises in the human eye exposed to EM waves in the ISM frequency bands," *IEICE Trans. Comm.*, vol. E83-B, pp. 541–548, 2000.
[15] C. Gabriel, "Compilation of the dielectric properties of body tissues at RF and microwave frequencies," Brooks AFB, RFR Div., TX, Final Tech. Rep. Occupational/Environmental Health Directorate AL/OE-TR-1996-0037.
[16] P. Bernardi, M. Cavagnaro, and S. Pisa, "Assessment of the potential risk for humans exposed to millimeter-wave wireless LANs: The power absorbed in the eye," *Wireless Networks*, vol. 3, pp. 511–517, 1997.
[17] O. P. Gandhi, Y. G. Gu, J. Y. Chen, and H. I. Bassen, "SAR and induced current distributions in a high-resolution in anatomically based model of a human for plane-wave exposures 100–915 MHz," *Health Phys.*, vol. 63, pp. 281–290, 1992.
[18] 20 554"Evaluating compliance with FCC guidelines for human exposure to radio frequency electromagnetic fields," Fed. Commun. Commission, Washington, DC, Tech. Rep. OET Bull. 65, 1997.
[19] "Radio-radiation protection guidelines for human exposure to electromagnetic fields," Telecommun. Technol. Council Ministry Posts Telecommun., Tokyo, Japan, Deliberation Rep. 89, 1997.
[20] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic wave," *J. Computat. Phys.*, vol. 114, pp. 185–200, 1994.
[21] K. Caputa, M. Okoniewski, and M. Stuchly, "An algorithm for computation of the power deposition in human tissue," *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, vol. 41, pp. 102–107, Aug. 1999.
[22] J. A. Scott, "A finite element model of heat transport in the human eye," *Phys. Med. Biol.*, vol. 33, pp. 227–241, 1988.
[23] P. Bernardi, M. Cavagnaro, S. Pisa, and E. Piuzzi, "SAR distribution and temperature increase in an anatomical model of the human eye exposed to the field radiated by the user antenna in a wireless LAN," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 46, pp. 2074–2082, 1998.
[24] A. Taflove and M. E. Brodwin, "Computation of the electromagnetic fields and induced temperatures within a model of the microwave-irradiated human eye," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 888–896, Nov. 1975.
[25] K. Takai and O. Fujiwara, "Quantitative relationship between SAR and temperature rise inside eyeball in a realistic human head model for 1.5 GHz-microwave exposure" (in Japanese), *Trans. Inst. Elect. Eng. Japan*, vol. 118-C, pp. 2–8, 1998.
[26] J. J. W. Lagendijik, "A mathematical model to calculate temperature distributions in human and rabbit eye during hyperthermic treatment," *Phys. Med. Biol.*, vol. 27, pp. 1301–1311, 1982.
[27] G. Ushio, A. Hirata, and T. Shiozawa, "Formation of hot spots in the human eye" (in Japanese), *IEICE Trans.*, vol. J82-B, pp. 1605–1607, 1999.
[28] P. J. Dimbylow, "FDTD calculations of the whole-body averaged SAR in an anatomically realistic voxel model of the human body from 1 MHz to 1 GHz," *Phys. Med. Biol.*, vol. 42, pp. 479–490, 1997.
[29] O. Fujiwara and A. Kato, "Computation of SAR inside eyeball for 1.5-GHz microwave exposure using finite-difference time-domain technique," *IEICE Trans.*, vol. E77-B, pp. 732–737, 1994.
[30] J. Wang and O. Fujiwara, "FDTD computation of temperature rise in the human head for portable telephones," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, pp. 1528–1534, Aug. 1999.
[31] W. A. Selle, *Body Temperature*. Springfield, IL: C. C. Thomas, 1952.

Akimasa Hirata (S'99) was born in Okayama, Japan, on November 27, 1973. He received the B.E., M.E., and Ph.D. degrees in communication engineering from Osaka University, Suita, Osaka, Japan, in 1996, 1998, and 2000, respectively.

He is currently a Research Fellow of the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS Research Fellow) and a Visiting Research Scientist in University of Victoria, Canada, in the period between May and October 2000. His research interests are theoretical studies of free-electron lasers, bioelectromagnetics, and the finite-difference time-domain method. He received the paper presentation award for the young scientists from the Institute of Electrical Engineers of Japan in 1998.

Dr. Hirata is a member of the Institute of Electronics, Information, and Communication Engineers.

Shin-ichi Matsuyama was born in Nara, Japan, on November 4, 1972. He received the B.E. and M.E. degrees in communication engineering from Osaka University, Suita, Osaka, Japan, in 1998 and 2000, respectively.

He was engaged in the study of bioelectromagnetics while he was at the graduate school of Osaka University. He is now working at Kansai Electric Power Corporation, Osaka, Japan.

Toshiyuki Shiozawa (S'64–M'69–SM'85) was born in Tokyo, Japan, on January 16, 1941. He received the B.E., M.E., and Ph.D. degrees in electrical communication engineering from Osaka University, Suita, Osaka, Japan, in 1964, 1966, and 1969, respectively.

In 1969, he joined the Department of Communication Engineering, Osaka University, where he is now a Professor. He has been engaged in the research of relativistic electromagnetic theory for engineering-oriented applications and free-electron lasers in the millimeter and submillimeter wave regions. His current research interests include nonlinear electromagnetics and bioelectromagnetics. He served as an Associate Editor of the *IEICE Transactions on Electronics* from 1995 to 1999 and is a coauthor of *Topics in Advanced Electromagnetic Theory* (Tokyo, Japan: Corona, 1988) and *Electromagnetic Theory* (Tokyo, Japan: Corona, 1998).

Dr. Shiozawa has been serving as a member of the Editorial Board of the IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES since 1987. He is the Chairman of the Technical Committee on Electromagnetic Theory, Institute of Electrical Engineers of Japan. He is a member of the Institute of Electrical Engineers of Japan and the Institute of Electronics, Information, and Communication Engineers.

Correlation of Maximum Temperature Increase and Peak SAR in the Human Head Due to Handset Antennas

Akimasa Hirata, *Member, IEEE*, and Toshiyuki Shiozawa, *Fellow, IEEE*

***Abstract*—This paper attempts to correlate the maximum temperature increase in the head and brain with the peak specific absorption rate (SAR) value due to handset antennas. The rationale for this study is that physiological effects and damage to humans through electromagnetic-wave exposure are induced by temperature increases, while the safety standards are regulated in terms of the local peak SAR. For investigating these correlations thoroughly, the total of 660 situations is considered. The numerical results are analyzed on the basis of statistics. We find that the maximum temperature increases in the head and brain can be estimated in terms of peak SARs averaged over 1 and 10 g of tissue in these regions. These correlations are less affected by the positions, polarizations, and frequencies of a dipole antenna. Also, they are reasonably valid for different antennas and head models. Further, we discuss possible maximum temperature increases in the head and brain for the SAR values prescribed in the safety standards. They are found to be 0.31 °C and 0.13 °C for the Federal Communications Commission Standard (1.6 W/kg for 1 g of tissue), while 0.60 °C and 0.25 °C for the International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection Standard (2.0 W/kg for 10 g of tissue).**

***Index Terms*—Dosimetry, finite-difference time-domain (FDTD) method, specific absorption rate (SAR), temperature increase.**

I. Introduction

In RECENT years, there has been an increasing public concern about the health implications of electromagnetic (EM) wave exposure with the use of mobile telephones [1]. Therefore, various organizations throughout the world have established safety guidelines for EM wave absorption [2]–[4]. For RF near-field exposure, these standards are based on the spatial peak specific absorption rate (SAR) for any 1 or 10 g of body tissue. However, physiological effects and damage to humans by EM-wave exposures are induced by temperature increases. A temperature increase of 4.5 °C in the brain has been noted to be an allowable limit, which does not lead to any physiological damage (for exposures of more than 30 min) [5]. Additionally, the threshold temperature of the pricking pain in skin is 45 °C, corresponding to the temperature increase of 10 °C–15 °C [6], [7]. Therefore, the temperature increase in the anatomically based human-head model for exposure to EM waves from handset antennas has been calculated in several papers [8]–[15]. According to these papers, the temperature increase distribution in the human head is largely affected by the SAR distribution, and the former is not linearly proportional to the latter. This is attributed to heat diffusion. The nonlinear relation between the SAR and temperature increase distributions has made many authors further investigate the temperature increase in the head due to handset antennas. In these papers, however, sufficient attention has not been paid to the correlation between peak SARs (averaged over 1 or 10 g of tissue) and maximum temperature increases in the head and brain. One of the main reasons for this is that only a limited number of situations were considered because of the large computational cost. This being the case, we have presented a hypothesis [16] that maximum temperature increases in the head and brain are reasonably proportional to peak SARs in these regions. This hypothesis is roughly formulated on the basis of the results of only ten situations, which correspond to five frequencies, together with two polarizations.

In this paper, we thoroughly discuss the correlation between peak SARs and maximum temperature increases in the head and brain, and clarify the validity of our hypothesis. In our investigation, the total of 660 cases is considered, and sets of peak SARs and maximum temperature increases are processed on the basis of statistics. It should be noted that, in this paper, the intrinsic temperature increase in the head due to EM-wave exposure is discussed. In other words, no attention is paid to the temperature increase due to a handset itself, which is warmed by internal electronic circuits, unlike the previous work [15].

The calculation procedure for the SAR and temperature increase in the head is the same as [8]–[13], [15] in that: 1) the SAR in the head is calculated by using the FDTD method and 2) the temperature increase in the head is calculated with the use of FD method by substituting the SAR obtained in 1) into the bioheat equation [17].

II. Model and Method for the Analysis

A. Human-Head Model

The human-head model used in this paper is almost the same as that developed in [18], except for some minor modifications. It consists of 96 × 110 × 125 cubic cells, whose side cell length is 2.0 mm. This model is comprised of 18 tissues, i.e., bone (skull), cartilage, cornea, sclera, lens, aqueous humor, vitreous humor, muscle, skin, fat, white matter, grey matter, cerebellum, dura, nerve, tongue, cerebrospinal fluid (CSF), and blood. At the frequency of 2.45 GHz, each cell in this model is subdivided into eight cubic cells comprised of the same tissue with a side length

Manuscript received October 30, 2002; revised March 5, 2003. This work was supported in part by the Telecommunications Advancement Foundation.

The authors are with the Department of Communication Engineering, Osaka University, Osaka 565-0871, Japan (e-mail: hirata@comm.eng.osaka-u.ac.jp).

Digital Object Identifier 10.1109/TMTT.2003.814314

0018-9480/03$17.00 © 2003 IEEE

of 1.0 mm in order to suppress numerical dispersion error below 1%: the cell side length should be smaller than $\lambda_{\min}/10$, where $\lambda_{\min}$ is the shortest wavelength in the system [19]. In addition to our model, the model constructed by Brooks Air Force Base[1] is also used to discuss some uncertainties due to different models.

B. Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method

The FDTD method [19] is used for investigating the interaction between the human-head model and handset antennas. In order to incorporate the inhomogeneous head model into the FDTD scheme, the dielectric properties of the tissues are required. They are determined with the aid of the 4–Cole–Cole extrapolation [20]. For geometries in which wave–object interaction has to be considered in the open region, the computational space has to be truncated by absorbing boundaries ([19, Ch. 7]). In this paper, an eight-layer Berenger's perfectly matched layer (PML) [21] with a parabolic profile is adopted as the absorbing boundary.

C. SAR Calculation

For harmonically varying EM fields, the SAR is defined as

$$\mathrm{SAR} = \frac{\sigma}{2\rho}|\hat{E}|^2 = \frac{\sigma}{2\rho}\left(|\hat{E}_x|^2 + |\hat{E}_y|^2 + |\hat{E}_z|^2\right) \quad (1)$$

where $\hat{E}_x$, $\hat{E}_y$, and $\hat{E}_z$ are the peak values of electric-field components, σ and ρ denoting the conductivity and mass density of the tissue. The 12-component approach is used for obtaining SARs [22] in each cell. For the shape of the averaging volume, we choose a cube. Note that 10% air inclusion is allowed for calculating the peak SARs averaged over 1 and 10 g of tissues in the head. Similarly, other tissues are included by less than 10% for the calculation of peak SARs for the brain tissue. Here, we define the brain as composed of white matter, gray matter, cerebellum, dura, and CSF

D. Temperature Increase Calculation

Only the outline of the algorithm for calculating the temperature increase is described since our procedures are the same as those in [8]–[13] and [23]. For calculating the temperature increase in the human head, the bioheat equation [17], which takes into account the heat exchange mechanisms such as heat conduction, blood flow, and EM heating, is used. The bioheat equation is represented as

$$C\rho\frac{dT}{dt} = K\nabla^2 T + \rho(\mathrm{SAR}) - BT \quad (2)$$

where T is the temperature increase of the tissue, K is the thermal conductivity of the tissue, C is the heat capacity of the tissue, and B is the term associated with blood flow. In addition, the boundary condition for (2) is given by

$$H \cdot (T_s - T_c) = -K\frac{\partial T}{\partial n} \quad (3)$$

where H, T_s, and T_c denote, respectively, the convection coefficient, surface temperature, and temperature of the air. The finite-difference expressions for (2) and (3) are given in [9], [13], and [23].

[1][Online]. Available: http://www.brooks.af.mil/AFRL/HED/hedr/hedr.html

TABLE I
THERMAL PROPERTIES OF TISSUES IN THE HUMAN HEAD

Tissues	C_t [J/kg· °C]	K [W/m· °C]	B [W/m^3·°C]
Skin	3500	0.42	9100
Muscle	3600	0.50	2700
Bone	1300	0.40	1000
Blood	3900	0.49	0
Fat	2500	0.25	520
Grey Matter	3700	0.57	35000
White Matter	3600	0.50	35000
Cerebellum	4200	0.58	35000
Humor	4000	0.60	0
Lens	3000	0.40	0
Sclera/Cornea	4200	0.58	0
C.S.F.	4000	0.60	0
Tongue	3300	0.42	13000
Brain Dura	3600	0.50	2700

At the initial state, the steady-state temperature distribution in the head is given. This distribution is obtained from the steady-state bioheat equation

$$K\nabla^2 T - BT = 0 \quad (4)$$

subject to boundary conditions (3) with the assumption that the body core temperature is 37.0 °C. We then follow the temperature increase by solving (2) until we reach a steady state (for approximately 30 min [13]).

The thermal parameters of tissues are listed in Table I [5], [24]–[29]. In this table, most of the material constants are borrowed from [13, Table II] for comparison with the results in that paper. It should be noticed that the results based on animal experiments are used for most of the thermal parameters because we have no reliable actual data available for the parameters required in the human-head model. The uncertainties in the maximum temperature increases caused by those in thermal parameters can be found in [16].

III. Correlation Between Average SARs and Temperature Increases

A. Hypothesis and Evaluation Scheme

Wang *et al.* showed numerically that the temperature increase in the human head due to a monopole antenna is almost linearly proportional to the output power [12]. Let us consider the physical meaning of this relation in short. At *the thermal steady state*, (2) is reduced to the following:

$$K\nabla^2 T + \rho(\mathrm{SAR}) - BT = 0. \quad (5)$$

This is a linear equation in terms of T and, thus, the steady-state temperature increase in the head is proportional to the SAR (or the output power of the handset antenna). Note that *transient* distribution of the temperature increase is not proportional to the output power. When the maximum temperature increase is considered at the thermal steady state, it could be appropriate to

express the maximum temperature increase in the head or brain approximately as the following equation:

$$\hat{T} = a \cdot \mathrm{SAR}_{\mathrm{ave}} \tag{6}$$

where $\mathrm{SAR}_{\mathrm{ave}}$, $\hat{T}$, and a denote, respectively, the peak SAR averaged over 1 or 10 g of tissue in the head or brain, the maximum temperature increase estimated by the regression line, and the slope of the regression line with the unit of °C · Kg/W, which are determined by using the method of least squares [30]. Note that the intercept of the regression line is set to zero since no temperature increase in the head is induced without EM power absorption. It is this relation that we presented in [16] as the hypothesis. It should be noted that we have confirmed the linear temperature increase in the head and brain with the increase of the output power of the antenna in the frequency range between 900 MHz–2.5 GHz [16]. In additiona, the maximum temperature increase in the head is so defined as to exclude the auricles. This is because the peak SAR averaged over 1 or 10 g of tissue does not appear in the auricle due to its complex shape. Consequently, it is difficult to correlate the maximum temperature increase appearing in auricle and the peak 1- or 10-g SAR in the head [16].

For evaluating the effectiveness of the estimation scheme for the maximum temperature increase, the coefficient of determination r^2 is introduced as

$$r^2 = \frac{\sum_i \left(\hat{T}_i - \bar{T}\right)^2}{\sum_i \left(T_i - \bar{T}\right)^2} = 1 - \frac{\sum_i \left(T_i - \hat{T}_i\right)^2}{\sum_i \left(T_i - \bar{T}\right)^2} \tag{7}$$

where T_i is the maximum temperature increase for the ith case, and $\bar{T}$ is the mean value of T_i. Note that the value of coefficient of determination increases with the increase of the number of samples n. Thus, the coefficient should be adjusted in accordance with the degrees of freedom. The adjusted coefficient is defined as

$$\bar{r}^2 = 1 - \frac{n-1}{n-2}\left(1 - r^2\right). \tag{8}$$

It should be noted that $\bar{r}^2$ can be considered a measure of how well the regression line agrees with the observed values [30], [31]. Namely, the less the observed values depart from the fitted line, the smaller the second term in (8) is and the closer to unity $\bar{r}^2$ is. When the value of $\bar{r}^2$ becomes negative, the value of $\bar{r}^2$ is set to 0. This corresponds to the case that no clear correlation is observed between the maximum temperature increase and the peak SAR.

B. Effectiveness of the Estimation Scheme

The effectiveness of the correlation scheme between the maximum temperature increase and peak SAR values are discussed for a dipole antenna. The following total of 360 situations is considered:

- head models with pressed or unpressed ear;
- five frequencies: 900 MHz and 1.5, 1.9, 2.1, and 2.45 GHz;
- two polarizations: the horizontal polarization (HP) and vertical polarization (VP);
- 18 feeding points (see Fig. 1).

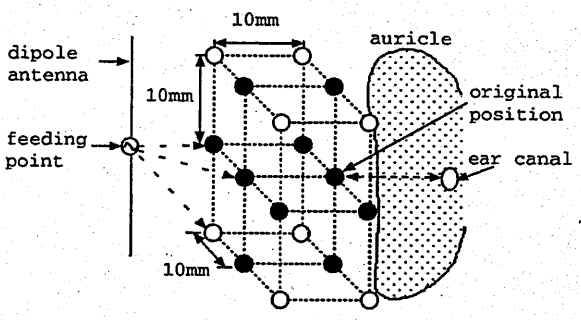


Fig. 1. Positions for the feeding points of the dipole antenna relative to the auricle; both points o and points • denote 18 feeding positions, and points • denote ten positions. The distance between the original feeding point and ear canal is 26 mm.

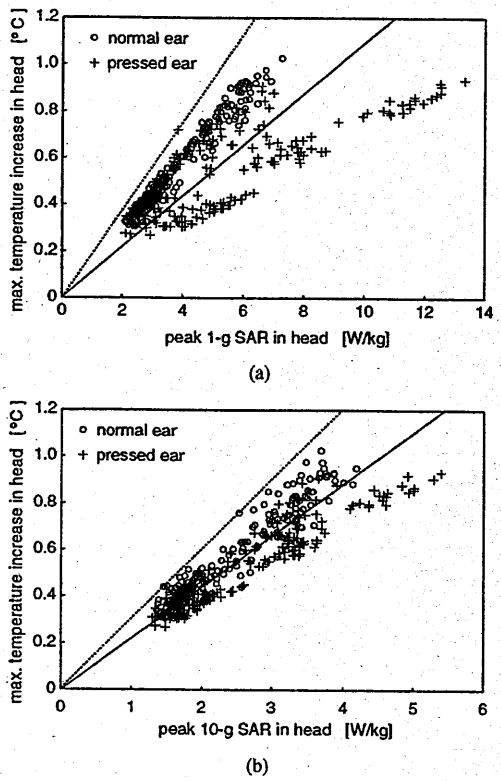


Fig. 2. Maximum temperature increase in the head versus SAR averaged over: (a) 1- and (b) 10-g tissues in the head. The regression line and the line indicating the maximum slope are demonstrated by solid and dotted lines.

The thickness of unpressed and pressed ears is 18 and 6 mm, respectively. The diameter of the dipole antenna is fixed to 1.0 mm, but the length takes several values: 160, 92, 72, 64, and 54 mm for 900 MHz and 1.5, 1.9, 2.15, and 2.45 GHz, respectively.

Fig. 2(a) and (b) illustrates the relation between the peak 1- or 10-g SAR in the head and the maximum temperature increase in the head. In this figure, the regression line and the line indicating the maximum slope are demonstrated by solid and dotted lines. As seen from the figure, the maximum temperature increase in the head is reasonably proportional to the peak SAR averaged over 10 g of tissue. In particular, it is not found to be dependent on the frequency (see also Table II). On the other hand, the peak

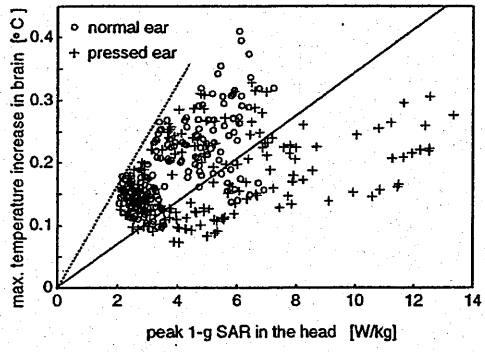
TABLE II
ESTIMATED SLOPE (°C · Kg/W) AND THE ADJUSTED COEFFICIENT OF DETERMINATION FOR THE MAXIMUM TEMPERATURE INCREASE IN THE HUMAN HEAD VERSUS THE PEAK SARS IN THE HEAD

	1g SAR [W/kg]		10g SAR [W/kg]	
	a	$\bar{r}^2$	a	$\bar{r}^2$
Pressed	0.091	0.250	0.197	0.867
Normal	0.147	0.962	0.237	0.906
All	0.109	0.132	0.215	0.804

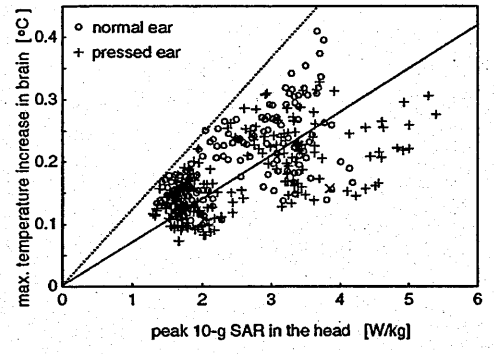
1-g SAR in the head cannot be reasonably correlated with the maximum temperature increase in the head. As is evident from Fig. 2(a), this is due to the effect of ear shape, i.e., the plots for the head with the normal ear are well on its own regression line, while those for the pressed ear are dispersed (see Table II). This is mainly caused by the relative position of peak SARs and maximum temperature increase: for the model with the pressed ear, the position of maximum temperature increase is close to that of the peak 10-g SAR, while it is not always the case for the peak 1-g SAR. For the model with the normal ear, the positions of peak SARs and maximum temperature increase almost coincide for most samples. It is worth noting that our results present the following features clarified in the previous papers: 1) the peak 1- and 10-g SARs appear near auricle for the model with the *lossy* ear [32] and 2) the positions of peak 1- and 10-g SARs do not always appear in close proximity to one another [33]. The point to be stressed is that the regression line for the peak 10-g SAR in the head could be effective since the averaging scheme, SAR distribution, curvature of the actual head models, and so on affect the peak SAR by as much as 20%–30% [22], [34], [35].

Fig. 3 shows the maximum temperature increases in the brain versus the peak SARs averaged over 1 and 10 g of tissues in the head. As seen from this figure, the plots are dispersed, and little correlation can be observed. It is expected from the discussion above and in [16] that an accurate correlation cannot be obtained in cases where the position of the maximum temperature increase is not involved in the averaging volumes of peak SARs for the majority of samples. It should be noted that the maximum temperature increase in the brain appears around the boundary between the skull and brain, as can be seen in [9], [13], and [16].

It is interesting to illustrate the maximum temperature increase in the brain versus the peak 1- and 10-g SARs in the brain (Fig. 4). From this figure, the maximum temperature increase in the brain is extrapolated by using either one of the peak 1- or 10-g SARs in the brain. For evaluating the effectiveness of the estimation scheme for the maximum temperature increase in terms of peak SAR quantitatively, the slope a in (6) and the adjusted coefficient of determination are listed in Table III, together with the case where the average SARs in the head are used. From this table, we find that the SAR averaged over 1 g of brain tissue enables us to estimate the maximum temperature increase with better accuracy than the peak 10-g SAR of the brain. This is because the heat evolved in the brain is much diffused due to the large blood flow, as compared with the other tissues. Thus, the temperature increase distribu-

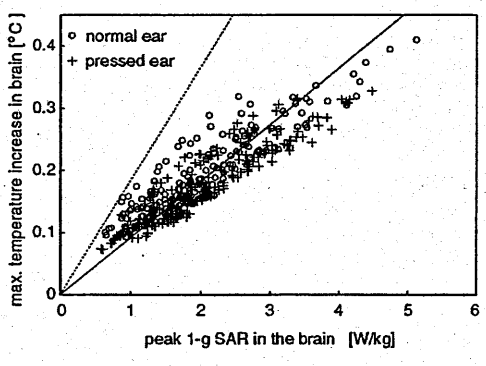


(a)

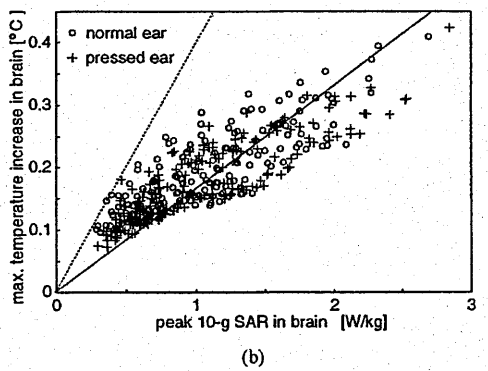


(b)

Fig. 3. Maximum temperature increase in the brain versus SAR averaged over: (a) 1- and (b) 10-g tissue in the head. The regression line and the line indicating the maximum slope are demonstrated by solid and dotted lines.



(a)



(b)

Fig. 4. Maximum temperature increase in the brain versus SAR averaged over: (a) 1- and (b) 10-g tissue in the brain. The regression line and the line indicating the maximum slope are demonstrated by solid and dotted lines.

TABLE III
ESTIMATED SLOPE (°C · Kg/W) AND THE ADJUSTED COEFFICIENT OF DETERMINATION FOR: (a) THE MAXIMUM TEMPERATURE INCREASE IN THE BRAIN VERSUS PEAK SAR IN THE HEAD AND (b) THE MAXIMUM TEMPERATURE INCREASE IN THE BRAIN VERSUS PEAK SAR IN THE BRAIN

	1g SAR [W/kg]		10g SAR [W/kg]	
	a	$\bar{r}^2$	a	$\bar{r}^2$
Pressed	0.028	0	0.064	0.280
Normal	0.048	0.341	0.078	0.387
All	0.035	0	0.070	0.260

(a)

	1g SAR [W/kg]		10g SAR [W/kg]	
	a	$\bar{r}^2$	a	$\bar{r}^2$
Pressed	0.084	0.778	0.156	0.493
Normal	0.091	0.729	0.169	0.470
All	0.088	0.738	0.163	0.474

(b)

tion in the brain is largely affected not only by the SAR in the averaging volume, but also by the SAR distribution and blood flow in the surrounding region. Consequently, the uncertainty in the estimation is increased by the blood flow when treating a larger volume in the brain. It should be noted that the positions of maximum temperature increase and peak SARs in the brain coincide reasonably for the majority of samples. They appear at the outer boundary of the brain. If we choose a cube for the SAR averaging, the position of maximum temperature increase appears on the side close to the antenna.

C. Effect of Different Antennas on the Slope a

In order to clarify the effect of different antennas on the slope a in (6), our head model with the pressed ear is used. Since it has been shown that maximum temperature increases in the head and brain were well estimated by using the peak 10- and 1-g SARs in the corresponding regions, attention is paid only to these correlations. The following total of 300 situations are considered:

- three antennas: an isolated dipole antenna (see Fig. 1), monopole, and helical antennas on a metallic box (see Fig. 5);
- two polarizations: the HP and VP;
- five frequencies: 900 MHz and 1.5, 1.9, 2.1, and 2.45 GHz;
- ten feeding points (see Fig. 5).

For all the above cases, the dimension of the metallic box is 20 mm × 40 mm × 104 mm. It should be noted that the metallic box is coated with a dielectric (relative permittivity = 1.6) with the thickness of 2.0 mm. This box touches the edge of the auricle when considering the original position (see Fig. 1) as a feeding point. The diameter of the monopole is fixed to 1.0 mm, but the length d takes values of 80, 46, 36, 32, and 27 mm for 900 MHz and 1.5, 1.9, 2.15, and 2.45 GHz, respectively. For the helical antenna, the diameter and pitch of the helix are fixed to 4.0 and 2.0 mm, and its length is 28, 18, 14, 12, and 10 mm for 900 MHz and 1.5, 1.9, 2.15, and 2.45 GHz.

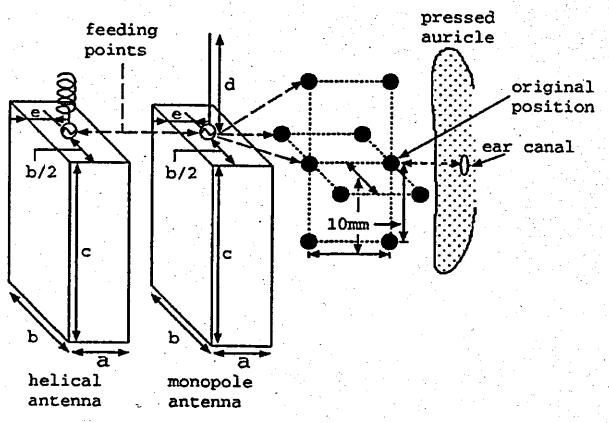


Fig. 5. Positions for the feeding point of the monopole and helical antennas on the metallic box relative to the pressed ear: $a = 20$ mm, $b = 40$ mm, $c = 104$ mm, and $e = 2.0$ mm. The distance between the original position and ear canal is 26 mm.

TABLE IV
EFFECT OF DIFFERENT ANTENNAS ON THE ESTIMATION PARAMETERS

	head (10g SAR)		brain (1g SAR)	
	a	$\bar{r}^2$	a	$\bar{r}^2$
Dipole	0.196	0.890	0.083	0.798
Monopole	0.192	0.962	0.092	0.785
Helical	0.187	0.975	0.102	0.905
All	0.193	0.923	0.088	0.780

Table IV shows the slope a and the adjusted coefficient of determination for each antenna. As is evident from this table, the effect of different antennas on the estimation parameters for the head is small. On the other hand, the slope of the estimation for the brain is affected by the antenna shape, but it is at most 20%. It should be noted that the adjusted coefficient of determination $\bar{r}^2$ for the brain obtained for the helical antenna is closer to unity than for the others. The main reason for this is that the SAR distribution is concentrated around a particular region near the antenna feeding point, which is caused by the shape of the antenna [36]. As a result, the SAR distribution decreases rapidly as going away from the position where the peak SAR appears. Namely, the heat evolved in the volume of the peak 1-g SAR in the brain becomes much larger than that evolved in the surrounding region. Thus, the maximum temperature increase for the helical antenna is less affected by blood flow than for the other antennas, as can be expected from (5). It is noteworthy that the positions of peak SARs and the maximum temperature increase in the head appear near the auricle for the monopole and helical antennas, as well as for the dipole antenna.

D. Effect of Different Head Models on the Slope a

In order to discuss some uncertainty in the slope a due to the difference in head models, the models constructed by our group and the Brooks AFB are considered. The following total of 200 situations is considered for the dipole antenna:

- two head models (by Osaka University, Osaka, Japan, and Brooks Air Force Base, Brooks AFB, TX);

TABLE V
EFFECT OF DIFFERENT HEAD MODELS ON ESTIMATION PARAMETERS

	head(10g SAR)		brain (1g SAR)	
	a	$\bar{r}^2$	a	$\bar{r}^2$
Our model	0.198	0.847	0.084	0.778
Brooks model	0.185	0.542	0.207	0.689
Results in [13]	0.197	0.697	0.116	0.736

- five frequencies: 900 MHz and 1.5, 1.9, 2.1, and 2.45 GHz;
- two polarizations: the HP and VP;
- ten feeding points.

Table V shows the slope a and the adjusted coefficient of determination for each model. In addition, the results in [13] are also shown for comparison, although only ten samples are listed in the reference.[2] From this table, it is found that the maximum temperature increases in the head and brain can be reasonably estimated in terms of peak SAR even for the Brooks model. Furthermore, the slope for the peak 10-g SAR versus the maximum temperature increase in the head is almost the same for all models. On the other hand, the slope for the brain is largely dependent on models. We observe that the main reason for this is the difference in the structure of the head models around the ear. It is worth noting that the results in [37] for the temperature increase in the brain reasonably agree with our results (within 10%–20% for four samples).

E. Maximum Temperature Increase for the SAR Prescribed in Safety Standards

This section discusses maximum temperature increases in the head and brain for the SAR limits prescribed in the safety standards. The upper limit for near-field exposures in public environments is 1.6 W/kg for any tissue averaged over 1 g in the Federal Communications Commission (FCC) Standard [2], while it is 2.0 W/kg for 10 g of tissue in the International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection (ICNIRP) Standard [4]. Table VI shows maximum values of possible temperature increases in the head and brain for the SAR value prescribed in the standards, together with those in the previous papers. Note that maximum values of possible temperature increases are defined on the basis of the maximum slopes in Figs. 2 and 3. Namely, they are defined as the product of the SAR limit in the standards and the maximum slope. It is noteworthy that this slope is little affected by the kind of antennas, although they are not shown to avoid similar repetition. As seen from this table, the maximum values of possible temperature increase in the head and brain are 0.31 °C and 0.13 °C for the FCC Standard, while 0.60 °C and 0.25 °C for the ICNIRP Standard. From the viewpoint of maximum temperature increase, the ICNIRP Standard is less stringent than the FCC Standard by a factor of two. This agrees well for our results using the Brooks model. On the other hand, a somewhat large temperature increase is observed in the maximum temperature increase in the head as shown in Table VI(e). This might be because we define the maximum temperature increase in the head excluding the auricle, while the other authors have possibly defined it including the auricle (although no clear description was given).

[2]At least 50 samples are required for proper statistical approach.

TABLE VI
POSSIBLE MAXIMUM TEMPERATURE INCREASES (°C) DUE TO THE DIPOLE ANTENNA: OUR RESULTS WITH THE USE OF: (a) OUR MODEL AND (b) THE BROOKS MODEL, AND THE RESULTS (c) IN [8], (d) IN [13], AND (e) IN [14]

		head	brain
(a)	FCC	0.31	0.13
	ICNIRP	0.60	0.25
(b)	FCC	0.28	0.08
	ICNIRP	0.64	0.20
(c)	FCC	0.25	0.17
	ICNIRP	0.42	0.26
(d)	FCC	0.23	0.14
	ICNIRP	0.53	0.24
(e)	FCC	0.30	0.13
	ICNIRP	0.92	0.33

IV. SUMMARY

In this paper, we have attempted to correlate the maximum temperature increase in the head and brain with the peak SAR averaged over 1 and 10 g of tissues due to handset antennas. The rationale for this study was that physiological effects and damage to humans due to EM wave exposure are induced through temperature increases, although the safety standards are regulated in terms of the peak SARs. For investigating these correlations thoroughly, we considered the total of 660 different situations. The numerical results for these cases were analyzed on the basis of statistics. For the result of our investigations, we have found that maximum temperature increases in the head and brain can be estimated in terms of peak SARs averaged over 10 g of tissue and 1 g of tissue in these regions. These correlations were less affected by the positions, polarizations, and frequencies of the dipole antenna. Also, they were found to be valid for different antennas. Furthermore, the slopes to correlate the maximum temperature increase in the head and the peak 10-g SAR in the head were almost identical for different head models (within 10%). On the other hand, the slopes correlating the maximum temperature increase in the brain and the peak 1-g SAR in the brain were largely affected by the head models (up to 100%), although the linear correlation is valid for all head models.

From the results for the dipole antenna (360 situations), we discussed maximum values of possible temperature increases in the head and brain for the SAR values prescribed in the safety standards. They are 0.31 °C and 0.13 °C for the FCC Standard (1.6 W/kg for 1 g of tissue), while they are 0.60 °C and 0.25 °C for the ICNIRP Standard (2.0 W/kg for 10 g of tissue). These results are comparable with those in previous papers. It is worth noting that these temperature increases are well within normal biological variations of temperature in humans [38].

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank M. Morita, Osaka University, Osaka, Japan, for his assistance in this study and Prof. O. Fujiwara, Nagoya Institute of Technology, Nagoya, Japan, for his valuable comments on this study. The authors would also like to thank Dr. S. Watanabe and S. Mochizuki, both of the Communication Research Laboratory, Tokyo, Japan, for giving their notes on the effect of auricle on SAR, and the anonymous reviewers for their kind suggestions.

REFERENCES

[1] M. Burkhardt and N. Kuster, "Review of exposure assessment for handheld mobile communications devices and antenna studies for optimized performance," in *Review of Radio Science 1996–1999*, W. R. Stone, Ed. Oxford, U.K.: Oxford Univ. Press, 1999, ch. 34.

[2] "Evaluating compliance with FCC guidelines for human exposure to radio frequency electromagnetic fields," FCC, Washington, DC, Tech. Rep. OET Bulletin 65, 1997.

[3] "Radio-radiation protection guidelines for human exposure to electromagnetic fields," Telecommun. Technol. Council Ministry Posts Telecommun., Tokyo, Japan, Deliberation Rep. 89, 1997.

[4] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection (ICNIRP), "Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic and electromagnetic fields (up to 300 GHz)," *Health Phys.*, vol. 74, pp. 494–522, 1998.

[5] A. C. Guyton and J. E. Hall, *Textbook of Medical Physiology*. Philadelphia, PA: Saunders, 1996.

[6] J. D. Hardy, H. G. Wolff, and H. Goodell, *Pain Sensations and Reactions*. Baltimore, MD: Williams & Wilkins, 1952, ch. IV and X.

[7] J. D. Hardy, "The nature of pain," *J. Chronic Dis.*, vol. 4, no. 22, 1956.

[8] G. M. J. Van Leeuwen, J. J. W. Lagendijk, B. J. A. M. Van Leersum, A. P. M. Zwamborn, S. N. Hornsleth, and A. N. T. Kotte, "Calculation of change in brain temperatures due to exposure to a mobile phone," *Phys. Med. Biol.*, vol. 44, pp. 2367–2379, 1999.

[9] J. Wang and O. Fujiwara, "FDTD computation of temperature rise in the human head for portable telephones," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, pp. 1528–1534, Aug. 1999.

[10] A. Hirata, T. Katayama, and T. Shiozawa, "Thermal effects in the human head for exposure to EM waves emitted from terminals for mobile satellite services," in *Proc. 10th IEEE Int. Personal Indoor and Mobile Radio Communications Symp.*, Osaka, Japan, Sept. 1999, Paper G-5-4.

[11] M. Morita, A. Hirata, and T. Shiozawa, "Temperature rises in the human head exposed to EM waves emitted from a dipole antenna at various microwave frequencies," in *Proc. Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory*, Osaka, Japan, Dec. 2000, pp. 283–286.

[12] J. Wang, T. Joukou, and O. Fujiwara, "Dependence of antenna output power of temperature rise in human head for portable telephones," in *Proc. Asia–Pacific Microwave Conf.*, vol. 2, Nov. 1999, pp. 481–484.

[13] P. Bernardi, M. Cavagnaro, S. Pisa, and E. Piuzzi, "Specific absorption rate and temperature increases in the head of a cellular-phone user," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 1118–1126, July 2000.

[14] P. Wainwright, "Thermal effects of radiation from cellular telephones," *Phys. Med. Biol.*, vol. 45, pp. 2363–2372, 2000.

[15] O. P. Gandhi, Q.-X. Li, and G. Kang, "Temperature rise for the human head for cellular telephones and for peak SARs prescribed in safety guidelines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 49, pp. 1607–1613, Sept. 2001.

[16] A. Hirata, M. Morita, and T. Shiozawa, "Temperature increase in the human head due to a dipole antenna at microwave frequencies," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 45, pp. 109–117, Feb. 2003.

[17] H. H. Pennes, "Analysis of tissue and arterial blood temperature in resting forearm," *J. Appl. Phys.*, vol. 1, pp. 93–122, 1948.

[18] A. Hirata, S. Matsuyama, and T. Shiozawa, "Temperature rises in the human eye exposed to EM waves in the frequency range 0.6–6 GHz," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 42, pp. 386–393, Nov. 2000.

[19] A. Taflove and S. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 2nd ed. Norwood, MA: Artech House, 1995.

[20] "Final technical report occupational and environmental health directorate," RFR Div., Brooks Air Force Base, Brooks AFB, TX, AL/OE-TR-1996-0037, 1996.

[21] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic wave," *J. Comput. Phys.*, vol. 114, pp. 185–200, 1994.

[22] K. Caputa, M. Okoniewski, and M. Stuchly, "An algorithm for computation of the power deposition in human tissue," *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, vol. 41, pp. 102–107, June 1999.

[23] A. Taflove and M. E. Brodwin, "Computation of the electromagnetic fields and induced temperatures within a model of the microwave-irradiated human eye," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 888–896, Nov. 1975.

[24] F. A. Duck, *Physical Properties of Tissue*. New York: Academic, 1990.

[25] J. J. Lagendijk, "A mathematical model to calculate temperature distributions in human and rabbit eyes during hyperthermic treatment," *Phys. Med. Biol.*, vol. 27, no. 11, pp. 1301–1311, 1982.

[26] J. A. Scott, "A finite element model of heat transport in the human eye," *Phys. Med. Biol.*, vol. 33, no. 2, pp. 227–241, 1988.

[27] L. R. Williams and R. W. Leggett, "Reference values for resting blood flow to organs of man," *Clinical Phys. Physiol. Meas.*, vol. 10, no. 3, pp. 187–217, 1989.

[28] R. G. Gordon, R. B. Roemer, and S. M. Horvath, "A mathematical model of the human temperature regulatory system—Transient cold exposure response," *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, vol. BME-23, pp. 434–444, 1976.

[29] R. J. Dickinson, "An ultrasound system for local hypothermia using scanned focused transducers," *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, vol. BME-31, pp. 120–125, 1984.

[30] L. Sachs, *Applied Statistics: A Handbook of Techniques*, 2nd ed. New York: Springer Verlag, 1982.

[31] L. L. Lapin, *Statistics: Meaning & Method*. New York: Harcourt Brace Jovanovich, 1975.

[32] S. Watanabe, H. Wakayanagi, T. Hamada, M. Taki, Y. Yamanaka, and H. Shirai, "The peak SAR in a human head that has an earlobe exposed to microwave from a cellular telephone," in *Proc. XXVI General Assembly of URSI*, Toronto, ON, Canada, Aug. 1999, p. 847.

[33] M. Burkhart and N. Kuster, "Appropriate modeling of the ear for compliance testing of handheld MTE with SAR safety limits at 900/1800 MHz," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 1927–1934, Nov. 2000.

[34] N. Stevens and L. Martens, "Comparison of averaging procedures for SAR distributions at 900 and 1800 MHz," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 2180–2184, Nov. 2000.

[35] O. P. Gandhi, G. Lazzi, and C. M. Furse, "Electromagnetic absorption in the human head and neck at 835 and 1900 MHz," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, pp. 1884–1887, Oct. 1996.

[36] G. Lazzi and O. P. Gandhi, "On modeling and personal dosimetry of cellular telephone helical antennas with the FDTD code," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 46, pp. 525–530, Apr. 1998.

[37] K. Miyamoto, J. Wang, and O. Fujiwara, "Relationship between temperature-rise in brain and localized SAR in anatomical head models of adult and children for portable telephone," in *Proc. IEICE General Conf.*, 2003, Paper B-4-3.

[38] W. A. Selle, *Body Temperature*. Springfield, IL: Charles C. Thomas, 1952.

Akimasa Hirata (S'99–A'00–M'01) was born in Okayama, Japan, on November 27, 1973. He received the B.E., M.E., and Ph.D. degrees in communication engineering from Osaka University, Suita, Osaka, Japan, in 1996, 1998, and 2000, respectively.

From 1999 to 2001, he was a Research Fellow of the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS Research Fellow). From May to October 2000, he was also a Visiting Research Scientist with the University of Victoria, Victoria, BC, Canada. In 2001, he joined the Department of Communication Engineering, Osaka University, as a faculty member. His research interests are in electron beam devices for high-power millimeter or submillimeter generation, bioelectromagnetics, analysis of waveguides and filters, electromagnetic compatibility (EMC) in power engineering, and computational techniques in electromagnetics.

Dr. Hirata is a member of the Institute of Electrical, Information and Communication Engineers (IEICE), Japan. He was the recipient of the 1999 Institution of Electrical Engineers (IEE) Paper Presentation Award, the 2000 Research Encouragement Award presented at the Kansai Section Joint Convention of Institutes of Electrical Engineering, the 2001 URSI Commission B Young Scientist Award, the 2001 Ericsson Inc. Young Scientist Award, the 2001 IEEE Antennas and Propagation Society (IEEE AP-S) Tokyo Chapter Young Engineer Award, and the 2002 URSI GA Young Scientist Award.

Toshiyuki Shiozawa (S'64–M'69–SM'85–F'01) was born in Tokyo, Japan, on January 16, 1941. He received the B.E., M.E., and Ph.D. degrees in electrical communication engineering from Osaka University, Suita, Osaka, Japan, in 1964, 1966, and 1969, respectively.

In 1969, he joined the Department of Communication Engineering, Osaka University, where he is currently a Professor. He has been engaged in the research of relativistic EM theory for engineering-oriented applications and free-electron lasers in the millimeter- and submillimeter-wave regions. His current research interests include nonlinear electromagnetics and bioelectromagnetics. He coauthored *Topics in Advanced Electromagnetic Theory* (Tokyo, Japan: Corona, 1988) and *Electromagnetic Theory* (Tokyo, Japan: Corona, 1998). From 1995 to 1999, he served as an Associate Editor of the *IEICE Transactions on Electronics*.

Dr. Shiozawa is a member of the Institute of Electrical Engineers of Japan and the Institute of Electronics, Information and Communication Engineers (IEICE), Japan. He has served as a member of the Editorial Board of the IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES. He was the chairman of the Technical Committee on Electromagnetic Theory in Institute of Electrical Engineers (IEE), Japan for the 1999–2002 period. In 2000, he organized the Japan–China Joint Meeting on Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory (OFSET 2000).

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS03-09

異屈折率媒質局所装荷型長周期ファイバーグレーティング

Long-Period Fiber Grating Loaded with Different Refractive Index Medium

西　壽巳

大阪工業大学・工学部

Hisami Nishi

Dept. of Electronics, Communication and Information Technology,
Osaka Institute of Technology

2003 年 7 月 24 日
於　大阪工業大学

輻射科学研究会
The Radiation Science Society of Japan

1. はじめに

長周期ファイバグレーティング (LPFG:Long-Period Fiber Grating)[1]は単一モード光ファイバー中のコアモードが複数のクラッド前方伝搬モードに結合することにより特定波長で放射損失が生じる無反射の帯域阻止フィルタである. 光通信で用いられるEDFAの利得等価器に応用されている[2,3]. LPFGはコアにGeをドープした単一モード光ファイバに紫外線を露光することによりGeに起因したフォトリフラクティブ効果により屈折率変調構造を形成する. 通常の光ファイバでは露光感度が著しく低いため高温高圧の水素雰囲気中に暴露し、水素を増感剤としてドープする. しかし、露光後に水素が抜けていくと同時に屈折率変調形成に寄与した内部応力分布は経時変化を生じる. そのため、高温下でアニーリングを行う必要があり、露光直後に測定した波長特性と異なる特性を有することになる.

LPFGはコアモードをクラッドモードにモード結合させる素子なので、波長特性はグレーティングの存在するクラッド外周部の屈折率に大きく影響される[4]. 我々はクラッド外周部に屈折率の温度係数が比較的大きいオイルを装填した温度センサーを提案し研究してきた[5,6]. さらに、グレーティング外周部に異屈折率材料を部分的に装荷し、その装荷割合を変えることによって共振特性を制御するチューナブル長周期ファイバグレーティング(T-LPFG)を新規に提案し、実験的に実証した[7-13,16]. 本方式の特長は、LPFG作製時に制御困難である波長特性の微調整を行えるのみでなく、広範囲にわたって共振波長と損失を別々にチューニングできる点にある.

本報告では、モード結合理論より求めた伝送マトリクス[14]を用いてT-LPFGの透過特性を数値計算し、実験値と比較した結果を報告する.

2. 原理

LPFGでは、コアモードの伝搬定数β_{core}とm番目クラッドモードの伝搬定数$\beta_{clad}{}^{m}$とがグレーティング周期Λに対して(1)式の位相整合条件を満たす際に、コアモードがクラッド前方伝搬モードに変換放射され、複数の共振ディップが現れる[1].

$$\beta_{core} - \beta_{clad}{}^{m} = \frac{2\pi}{\Lambda} \qquad (1)$$

LPFGのグレーティング周期Λは光の波長に比べて十分長くおよそ数百ミクロンのオーダーである. ここで、β_{core}を決定するコアモードの実効屈折率は一定だが、
m番目のクラッドモードの伝搬定数$\beta_{clad}{}^{m}$を決める実効屈折率はクラッド外周部の屈折率の影響を受ける. よって、図1に示すようにグレーティングの存在するクラッド外周部の一部にクラッド材質である石英とは異なる屈折率を持つ媒質を装荷することにより、装荷領域におけるクラッドモードの実効屈折率を変化させLPFGの透過特性を制御するのが本T-LPFGの基本原理である[7-13]. 屈折率分布の違いにより図2に示すように2種類の構造が考えられる. 図2でコアの屈折率はn_1である. クラッドの屈折率n_2に対して、クラッド外周部に装荷する媒質の屈折率n_3はクラッド材質の石英の屈折率(n_0 =1.458)より、(a)低い場合、(b)高い場合の2種類がある.

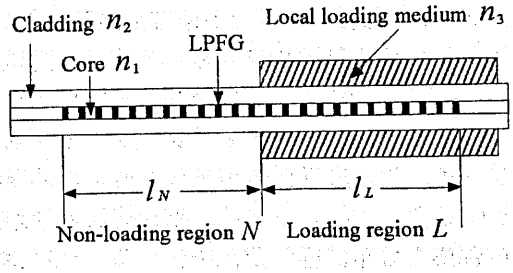
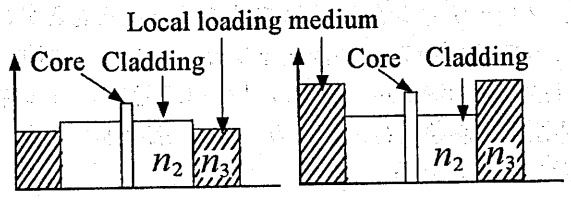


Fig.1. Configuration of T-LPFG



(a) Low-Index ($n_3<n_2$)　(b) High-Index ($n_3>n_2$)

Fig.2. Refractive-index profiles.

異屈折率媒質の装荷割合pは図1で示すように未装荷領域のグレーティング長l_Nと装荷領域のグレーティング長l_Lより(2)式で定義される.

$$p=\frac{l_L}{l_N+l_L} \qquad (2)$$

また、クラッドの屈折率n_2とクラッド外周部の屈折率n_3との屈折率差Δnは(3)式で表す.

$$\Delta n=n_3-n_2 \qquad (3)$$

(a) 低屈折率媒質装荷 ($n_3<n_2$)

図2(a)に示すようにLPFGのクラッド外周部にクラッド材料である石英よりも低屈折率の媒質を装荷する. 未装荷領域Nでは通常のLPFGの特性を持ち、コアモードβ_1がクラッドモードβ_2に結合する時の結合係数はκ_1である. それに対して、装荷領域Lではクラッドの伝搬定数β'_2はクラッド外周部の屈折率の影響を受け未装荷領域Nのβ_2とは異なり、結合係数κ_2もκ_1と異なる. つまり、異なるクラッドモードβ_2, β'_2と結合係数κ_1, κ_2を持つ2種類のLPFGを縦列接続した構造になる.

クラッドモードβ_2, β'_2の違いは2種類の共振波長を持つことを意味し、結合係数は共振点での損失値を決める. 図3に示すように装荷割合pを変化させることにより異なる共振波長

を持つ２つの領域の寄与バランスを変化させ、共振波長を連続的に移動させることができる．共振波長の移動範囲はΔnの大きさで決まり、その差が小さいほど移動範囲が大きい．

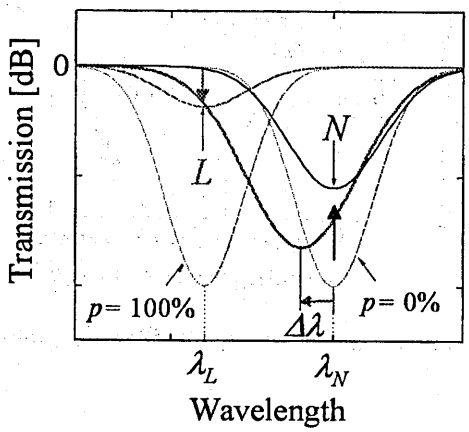


Fig.3. Resonant wavelength control by changing the loading ratio.

(b) 高屈折率媒質装荷 ($n_3 > n_2$)

図2(b)に示すようにクラッド部の材質である石英の屈折率よりも高い屈折率の媒質をクラッド外周部に局所的に装荷する．未装荷領域Nでは先程と同様に通常のLPFGとなる．それに対して、装荷領域Lではクラッドの屈折率n_2に対してクラッド外周部の屈折率n_3が高くなる.そのため、クラッドと外周部媒質との境界面で全反射条件を満たさずフレネル反射のみになるため、クラッドモードは放射モードとなる.つまりクラッドモードの伝搬定数は(4)式で示すように複素数になる．

$$\beta_2' = \beta_\gamma - j\alpha \quad (\beta_\gamma,\ \alpha > 0) \qquad (4)$$

ここで、αは減衰定数である．クラッドと外周部媒質との境界面で全反射条件を満たさないので結合するクラッドモードが存在しなくなる.言い換えれば装荷領域Lのグレーティングは機能しなくなり、未装荷領域Nのみ有効な有効グレーティング長L_eをもつことと等価になる．共振点でのパワー透過率$|a|^2$は(5)式で表せる[15].

$$|a|^2 = 1 - \sin^2 \kappa \cdot L_e \qquad (5)$$

ここで、κは結合係数である．図4は(5)式を用いて得られる有効グレーティング長L_eとパワー透過率$|a|^2$の関係を示すものである．Sample1は結合係数κが比較的大きい場合で、装荷割合の減少に伴い有効グレーティング長L_eを小さくすることによって、パワー透過率が0に近づき共振点での損失をより大きくできる。また、Sample2では逆に結合係数κが比較的小さい場合で、装荷割合の減少に伴いパワー透過率が1に近づき共振点での損失を小さくできる．

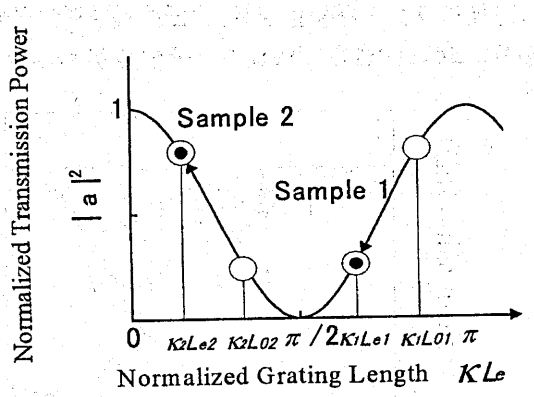


Fig.4. Transmission loss control by the effective grating length change.

3. 理論

LPFGの透過特性はモード結合理論を用いてグレーティング一周期分の伝送マトリクスをグレーティングの数だけ縦続接続(掛け算)して求めることができる[14]. 図5に示すようにグレーティングの一周期は非摂動領域と摂動領域で構成される. ここで、β_1, β_2はそれぞれコアモードとクラッドモードの伝搬定数、L_1は非摂動領域の長さである. 非摂動領域を伝搬する光はL_1の距離に相当する位相変化を受けるだけであり伝送マトリクスT_uは(6)式で表される.

$$T_u = \begin{bmatrix} e^{-j\beta_1 L_1} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta_2 L_1} \end{bmatrix} \qquad (6)$$

それに対して、摂動領域では位相整合条件に従って、前方に伝搬するクラッドモードとコアモードを結合する領域となり、摂動領域の伝送マトリクスT_pはモード結合理論より(7)式で表される. ここで各要素は結合係数κを含む式になる.

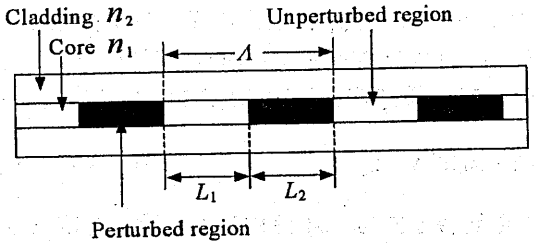


Fig.5. Calculation model of LPFG

$$T_p = \begin{bmatrix} f_{11} & f_{12} \\ f_{21} & f_{22} \end{bmatrix} \qquad (7)$$

LPFGのグレーティング一周期分は非摂動領域と摂動領域からなり、それを多段に縦続接続しているので、全マトリクスは(8)式となる.

$$T = (T_u \cdot T_p)^n \qquad (8)$$

ここで、nは全グレーティング数であり、グレーティング作製時に決められる.

さて、図1に示す異屈折率媒質未装荷領域と装荷領域で構成されるT-LPFGの透過特性は、未装荷領域のグレーティング一周期分のマトリクス$\boldsymbol{T}_N$とクラッドモードの伝搬定数が異なる装荷領域のグレーティング一周期分のマトリクス$\boldsymbol{T}_L$をそれぞれ縦列接続することにより、全領域のマトリクス$\boldsymbol{T}$は(9)式で得られる.

$$T = T_N^{n(1-p)} \cdot T_L^{n \cdot p} \qquad (9)$$

4. 計算値と実験値の比較

(a) 低屈折率媒質装荷($n_3 < n_2$)

グレーティング周期Λ=400㎜、グレーティング長L=20㎜、クラッドとの屈折率差Δn = -0.0065のときのT-LPFGの透過特性を数値計算値を図6に示す. 波長1600㎚付近の共振点は装荷割合pの増加に伴って単峰性を保ちながら短波長側にシフトしている. その実験結果を図7に示す. 図6計算結果と比較し、ほぼ相似形の透過スペクトルが得られている. 図8にはΔn = -0.004, -0.0065, -0.013, -0.025の時の共振波長のシフトを示し、図9に共振深さ(損失)の変化を示した. 図8より、Δnが小さい程(クラッドの屈折率に近づく)、共振波長のシフト量が大きくなる傾向が表れ、Δn = -0.004の時、短波長側に最大43㎚シフトさせることができた. また、図9に示すように、装荷割合p = 50%の時に最も共振深さが浅くなり、それらは実験値と非常によく一致している.

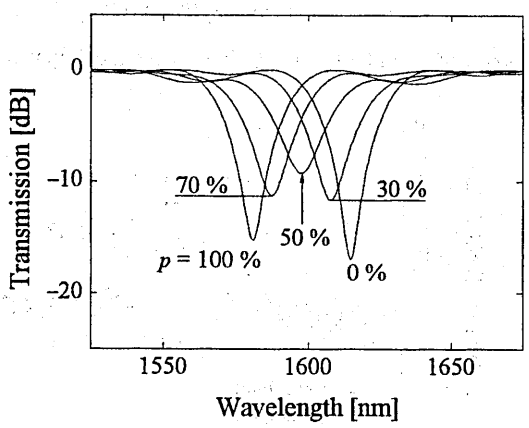


Fig.6. Theoretical transmission spectrum when low refractive inedex medium is loaded.

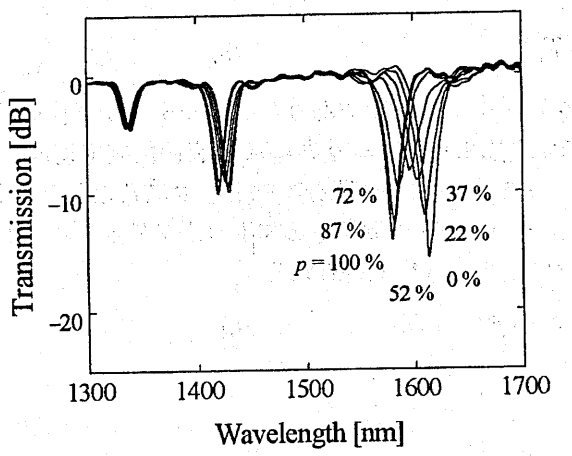


Fig.7. Experimental transmission spectrum when low refractive inedex medium is loaded.

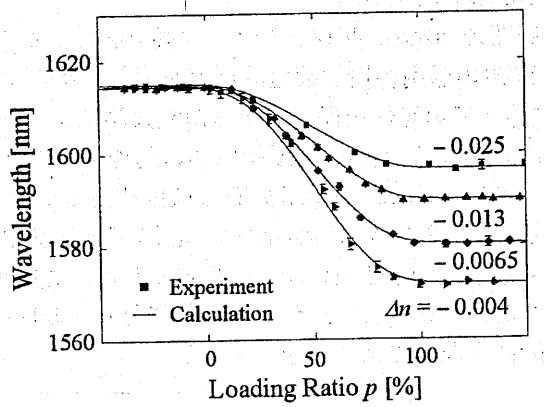


Fig.8. Comparison of wavelength shifts between theoretical and experimental results.

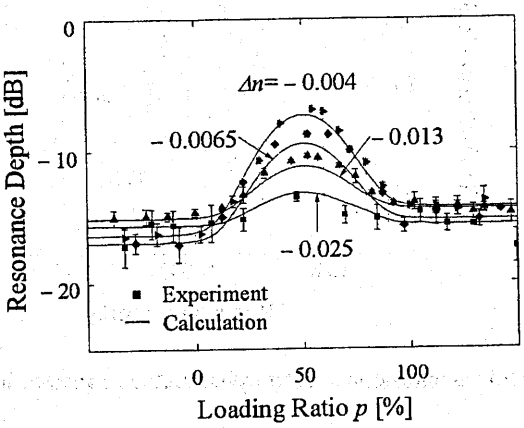


Fig.9. Comparison of loss at resontat wavelength between theoretical and experimental results.

(2) 高屈折率媒質装荷($n_3 > n_2$)

図10にクラッドよりも高い屈折率の媒質を装荷した場合の波長透過特性の計算結果を示す．これは図4におけるSample2に相当する．屈折率が低い場合と異なり装荷割合pの増加に伴って共振波長をシフトさせることなく共振深さを浅く制御できている．図11に示す波長透過特性の実験結果は計算値とほぼ一致しているのがわかる．図12では装荷割合pの変化に対する共振深さの変化について実験値と計算値を比較した．図12より、-25dB以下の高い遮断特性を最大で-3dBまで浅く制御することができている．それらの理論値は実験値と非常によく一致している．

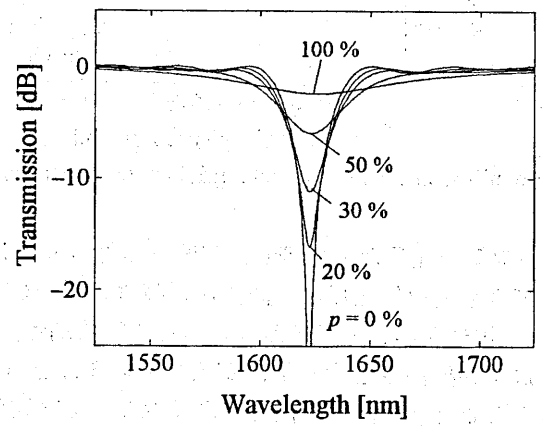


Fig.10. Theoretical transmission spectrum when high refractive inedex medium is loaded.

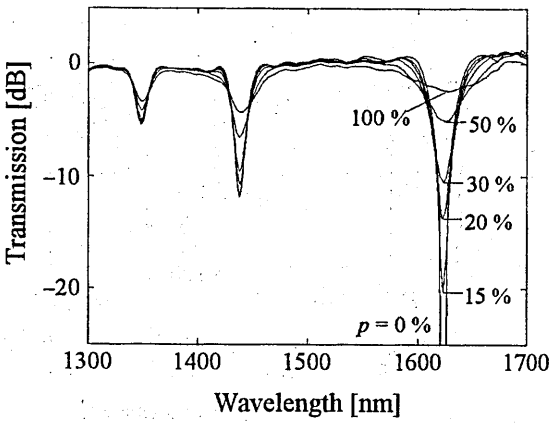


Fig.11. Experimental transmission spectrum when high refractive inedex medium is loaded.

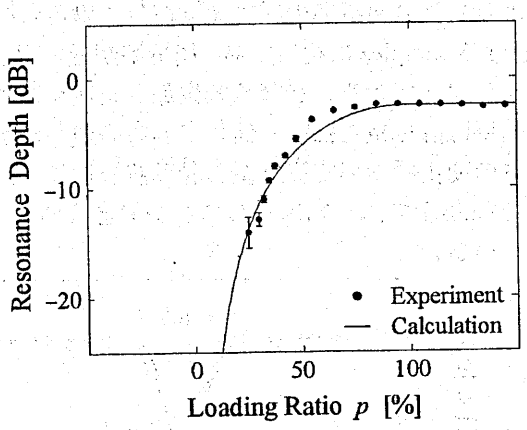


Fig.12. Comparison of loss at resontat wavelength between theretical and experimental results.

次に、先程とは異なる露光条件で作製したLPFG（紫外線露光条件を変え、κの値を大きくする）に高屈折率媒質を装荷した場合の波長透過特性の計算結果を図13に示す．これは図4におけるSample1に相当する．図13で示すように、装荷割合pの増加に伴って共振波長をシフトさせることなく共振深さを大きく制御できている．ただし、前の場合とは逆の特性を示し、装荷割合pの増加とともに共振深さは深くなる．実験結果を図14に示すが、計算結果とほぼ一致した波長特性が得られた．さらに、図15に装荷割合pを変化させた時の共振深さの実験値と計算値を比較した． 最大で-13dBまで深く制御することができ、計算値と実験値は非常によく一致している．

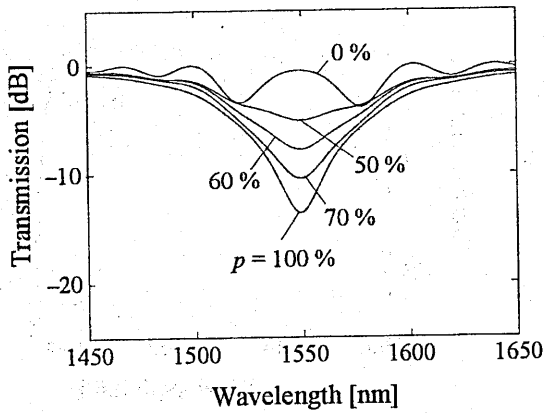


Fig.13. Theoretical transmission spectrum when high refractive inedex medium is loaded. Coupling coefficient is larger than that in Fig.10.

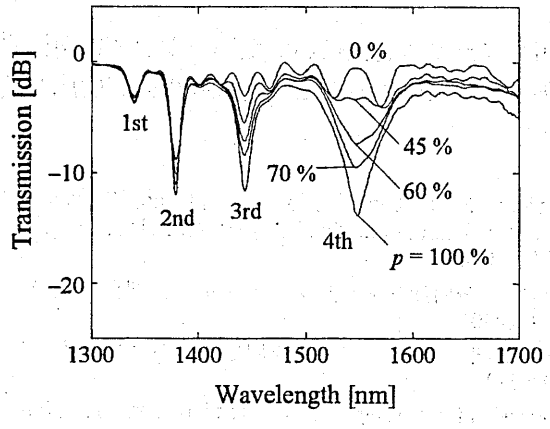


Fig.14. Experimental transmission spectrum when high refractive inedex medium is loaded. Coupling coefficient is larger than that in Fig.11.

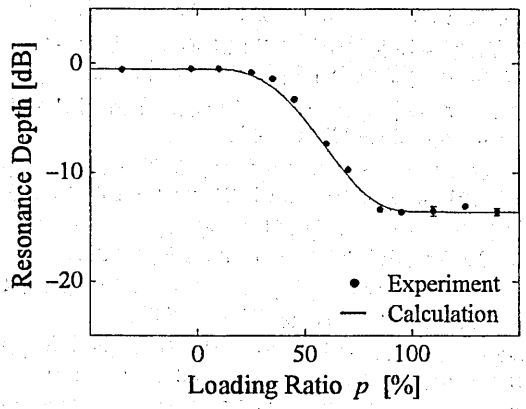


Fig.15. Comparison of loss at resontat wavelength between theoretical and experimental results.

5. まとめ

本報告では、作製後のLPFGの外周部に一層の装荷媒質を付与するだけでLPFGの波長特性を大きく制御できるT-LPFGを提案し実証した.

理論解析においてはT-LPFGの透過特性をモード結合理論に基づく伝送マトリクスを用いて数値解析し実験値と比較した.その結果、低屈折率媒質を装荷した場合、装荷割合の増加ともに共振 点は単峰性を保ちながら短波長側にシフトすることが明らかになった.また、装荷する媒質の屈折率差が小さい程(クラッドの屈折率に近づく)、共振波長のシフト量が大きくなる傾向が表れた.さらに、高屈折率媒質を装荷した場合、共振波長をほとんど変化させることなく共振深さ(損失)を制御することができた.

いずれの場合も、計算値と実験値とは非常によく一致し、装荷媒質の屈折率の大小関係の選び方で共振波長と共振深さを独立に制御できることも実証できた.これらの技術を応用することにより光通信用各種光源の波長特性を等価する光デバイスとしての応用が期待できる.

謝　辞

LPFG書き込み用光ファイバを提供いただいたタツタ電線株式会社高木正和氏に感謝します。本研究の一部は日本板硝子材料工学助成会の研究助成を受けた.

文　献

[1] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan and J. E. sipe; "Long-Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters", IEEE J. of Lightwave Tech., Vol. 14, No. 1, pp. 58-64, (1996)

[2]春本, 茂原, 菅沼;" 長周期ファイバグレーティング利得等化器", 信学技報, Vol. 101, OPE2000-115, pp. 43-48, (2001).

[3]島, 酒井, 和田, 山内;" 位相シフト型長周期フイバグレーティング", 信学技報, OPE98-111, pp. 13 - 18, (1998-12).

[4]V. Bhatia;"Optical fiber long-period grating sensors", Opt. Lett. Vol. 21, No. 9, pp. 692-694, (1996)

[5]西, 谷口, 西井;"周期ファイバーグレーティングを用いた高感度室温温度センサー ", Lightwave Sensing Technology, LST25-10, pp. 69-74, (2000).

[6]H. Nishi, J. Nishii; "Temperature Sensor using a Long-Period Fiber Grating", Proceedings of SPIE, Vol. 4416-37, pp. 166-169, (2001).

[7]松村, 西, 西井;" 高屈折率媒質局所的装荷による長周期ファイバーグレーティングの特性改改善", 第62回応用物理学会学術講演会予稿集, 11p-B-3, pp. 918, (2001)

[8] 西, 松村, 西井; " ポストチューニング可能な長周期ファイバグレーティング", 信学論C, Vol. J185-C, No. 4, pp. 302-303, (2002).

[9]松村, 西, 西井;" ポストチューニング可能な長周期ファイバグレーティングの提案と特性評価", 信学技報, Vol. 101, No. 583, OFT 2001-91, pp. 95-100, (2002).

[10]松村, 西;" ポストチューナブル長周期ファイバグレーティングのチューニング特性解析", 信学技報, Vol. 102, No. 582, OFT 2002 -89, pp. 1-6, (2003).

[11]松村, 西;" ポストチューナブルファイバーグレーティングの解析", 2002年電子情報通信学会ソサエティ大会講演予稿集, C-3-10, pp. 110, (2002).

[12]H. Nishi, A. Matsmura and J. Nishii;" Tunable long period fiber grating", Photonics WEST 2003 Tech. Summary Digest, pp. 354 (Jan. 2003, San Jose).

[13]西, 松村;「光ファイバ型光学部品」, 日本国出願特許, 特願2002-64533.

[14]J. R. Qian and H. F. Chen;"Gain flattening fibre filters using phase-shifted long period fibre gratings", Electron. Lett., Vol. 34, No. 11, pp. 1132- 1133, (1998).

[15]栖原;「光波工学」, pp. 129-139, コロナ社, (1998).

[16]西, 松村, 小寺、西井;"長周期ファイバグレーティングを用いた同調可能な波長等価器", Prceedings of 31st Lightwave Sensing Technology, LST31-11, pp. 71-76, (2003).

輻射科学研究会資料　RS03-10

メタ物質を用いたマイクロ波共振器

粟　井　郁　雄

（山口大学工学部）

2003 年 10 月 23 日（木）

メタ物質とは何か

メタ (meta) = 高位の、～を超える
ex. metaphysics (物理を越える学問=哲学、形而上学)
metalinguistics(言語と他の文化体系との関係の研究)
metamathematics (超数学、数学の基本概念の論理分析の理論)
metacommunication(言語によらないコミュニケーション)

メタ物質 (metamaterial)

- 従来の物質の概念を越える物質
- 電磁気的振舞いにのみ着目
- 最近使われ始めた表現。従来人工媒質と言われていた(人工的に設計・製作できる物質)

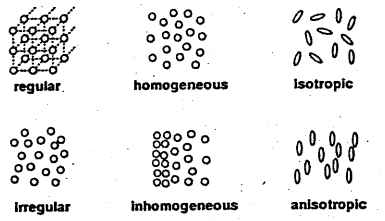
メタ物質の作製法

1. まず単位粒子を選ぶ。その材料は何でも良い。(金属、誘電体、磁性体、半導体、超伝導体 など)
2. その形状、寸法を決定する。(球、円板、矩形、棒、針、スパイラル、オメガ形状、亜鈴 など)
3. 異なった材料、形状、寸法のものを組み合わせても良い。(複合材料)
4. 単位粒子を多数個用意しそれらを任意の配置、向きに並べる
5. 空間に固定する必要があるので何らかの母材(再び材質は好きなものを選べる)中に単位粒子を埋め込む
6. 以上はすべて計画に基づいて設計可能である

メタ物質(人工媒質)と自然媒質の違い

	自然媒質	人工媒質
単位粒子	原子, 分子, 電子	誘電体, 磁性体, 金属共振子
運動方程式	シュレーディンガー方程式他	なし
長距離相互作用	なし	あり
構成関係式	局所的	非局所的

単位粒子の並べ方



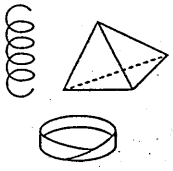
具体的にはどのようなものがあるか

1. キラル媒質
2. 双等方性媒質/双異方性媒質
3. フォトニックバンドギャップ(PBG)構造
④. 人工誘電体
⑤. 左手系(構造)(LHM)、負屈折率媒質

○印は詳述

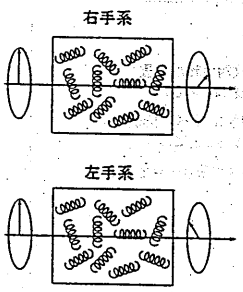
キラル媒質

1. 単位粒子は主に金属で作られるが誘電体でもよい
2. 単位粒子は鏡面対称性を持たないいわゆる対掌体
3. 右手系及び左手系のどちらかをより多く含まねばならない



単位粒子の例

キラル媒質の性質



●右手系では入射電磁波の偏波面は右回転、左手系では左回転する

●右手/左手系が同数のときラセミ体と呼び偏波は回転しない

キラル媒質研究の歴史と応用[1][2]

アラゴ (1811) ビオ(1812)	石膏、石英中の光学活性の発見
フレネル(1821)	光波の横波であることの発見
パストゥール(1840年頃)	光学活性は分子の非対称によることを発見
リンドマン(1914)	マイクロ波帯で金属スパイラルによる偏波面回転実験
フェドロフ他(1950～70年代)	キラル性の理論

応用の提案
1. 偏波変換器[3]
2. 移相器[4]
3. 電波吸収体[1]
4. アンテナレドーム[5]

これまでの所どれも実用化には至っていない

双等方性媒質[1]

1. 構成関係式

$$D = \varepsilon E + (\chi - j\eta)\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}H$$
$$B = \mu H + (\chi + j\eta)\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}E$$

2. "双"とは電気及び磁気的量が　結合する事を意味する

3. 分類

	非キラル ($\eta=0$)	キラル ($\eta\neq0$)
相反的 $\chi=0$	単純等方媒質	パストゥール媒質
非相反的 $\chi\neq0$	テレヘン媒質	一般双等方性媒質

4. テレヘン媒質

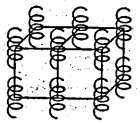
電気・磁気双極子が結合した単位粒子からなる架空の媒質

双異方性媒質[6]

1. 構成関係式

$$D = [\varepsilon]E + [\xi]H$$
$$B = [\zeta]E + [\mu]H$$

2. その一例



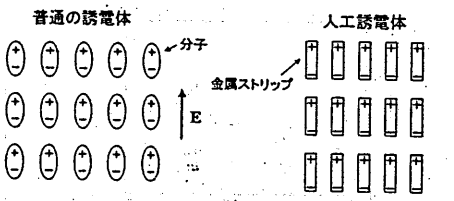
3. 分類

	等方的	異方的
磁気電気結合なし	ε, μ スカラー	$[\varepsilon]$, $[\mu]$ テンソル
磁気電気結合あり	$\varepsilon, \mu, \xi, \zeta$ スカラー	$[\varepsilon]$, $[\mu]$, $[\xi]$, $[\zeta]$ テンソル

フォトニックバンドギャップ(PBG)構造[7]

1. 光学研究者が研究していた周期構造(例えばDBRレーザー、周期構造光導波路)に禁制帯が生じるので、半導体における禁制帯(エレクトロニックバンドギャップ)と区別するためにそのように呼ばれ始めた
2. この考えをマイクロ波周波数に拡張してPBG構造と呼んで研究が行われたがこれは本質的に単なる周期構造である
3. マイクロ波帯における周期構造研究はPBG研究よりはるかに歴史が古く成果も多く発表されている
4. 周期構造の持つ特性は従来
   1)阻止帯域
   2)遅波特性
   が知られていたがこれに
   3)2次元周期構造の表面インピーダンス制御性
   を加えて様々な応用が検討されている

人工誘電体の動作原理



電界によって分子中の束縛電子が移動し分極

電界によって金属ストリップ中の自由電子が移動し分極する

人工誘電体の電気的性質

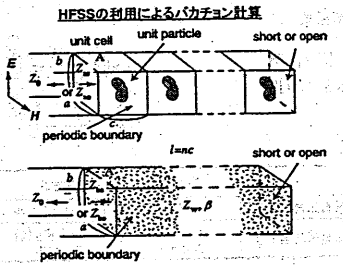
1. 高い誘電率を持つ
2. 誘電率は一般に異方性があり、自然界に存在しない異方性を実現できる
3. 母材のそれに比例した誘電率を持つ
4. 磁界に対しても反応する ⟶ マイナス効果
   ・損失の増加、 ・透磁率の減少(レンツの法則)
5. 誘電率が高いほど損失も大きい
6. 誘電率の大きさが自分自身や周囲の影響を受ける

従来の人工誘電体研究[8]-[12]

1. レンズアンテナへの応用が検討されたが重くてパラボラアンテナに負けた(望遠鏡と同じ)
2. 様々な形状の金属片を周期的に並べた構造に対してその等価誘電率を計算することに集中
3. その後考えられた応用は調べた限り一件も存在しない

誘電率の計算法[13][14]

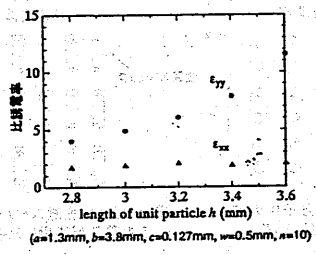
HFSSの利用によるバカチョン計算



誘電体パラメータ依存性[15][16]

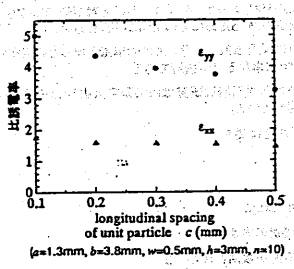
1. 単位粒子の長さへの依存性
2. 密度への依存性
3. 異方性
4. 母材への影響
5. 結晶構造の影響

単位粒子の長さへの依存性



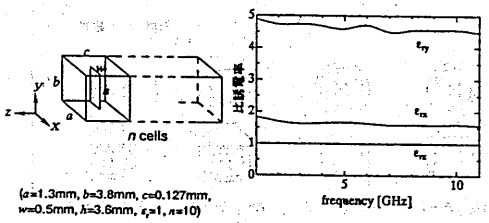
(a=1.3mm, b=3.8mm, c=0.127mm, w=0.5mm, n=10)

単位粒子の密度への依存性



(a=1.3mm, b=3.8mm, w=0.5mm, h=3mm, n=10)

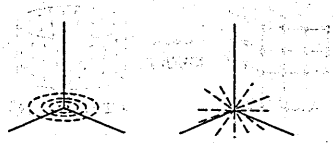
異方性



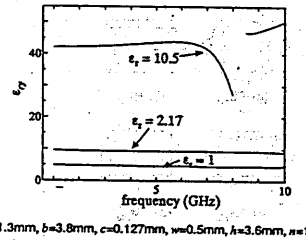
(a=1.3mm, b=3.8mm, c=0.127mm, w=0.5mm, h=3.6mm, ε_r=1, n=10)

新しい異方性

1. 晶系 ― 立方，正方，斜方，六方，菱面体，単斜，三斜のすべてに対応
2. 人工媒質では円柱座標，球座標を基本とした異方性結晶も可能

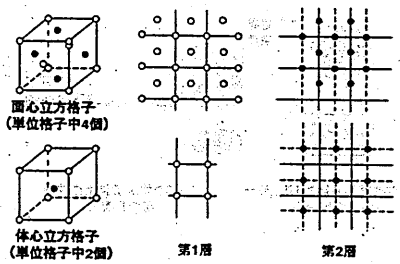


母材の影響

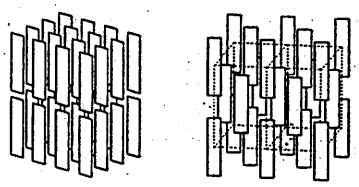


(a=1.3mm, b=3.8mm, c=0.127mm, w=0.5mm, h=3.6mm, n=10)

単位粒子を配置する結晶構造

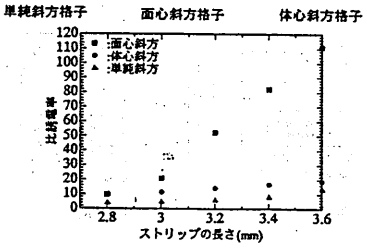


金属粒子の格子配列法



(a) 単純斜方格子　　(b) 面心斜方格子

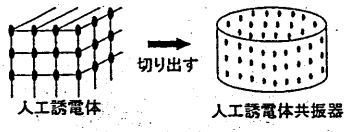
結晶構造の影響



(a=1.3mm, b=3.8mm, c=0.127mm, w=0.5mm, h=3.6mm)

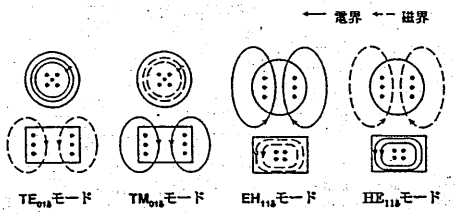
共振器への応用の提案

1. 人工"誘電体"という名前があるなら誘電体としての性質をもつはず。
2. 誘電体のかたまりは誘電体共振器になる。

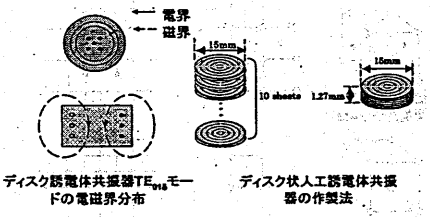


3. 人工誘電体共振器が実現できるのではないか(2001年に提案)

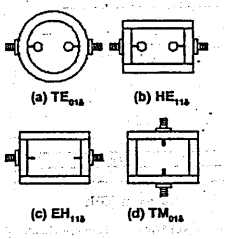
円柱誘電体共振器の電磁界分布



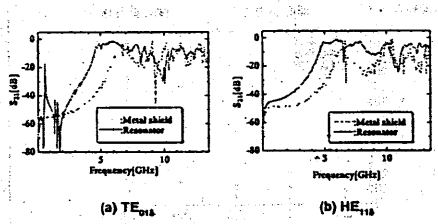
ディスク状誘電体共振器及び人工誘電体共振器[17]-[19]



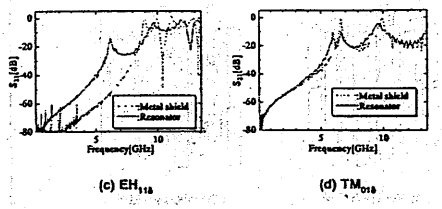
誘電体共振器の低次4モードを励振する金属容器



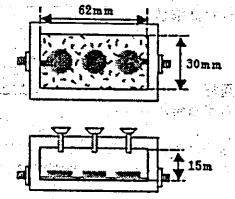
人工誘電体共振器の最低次2モードの伝搬特性



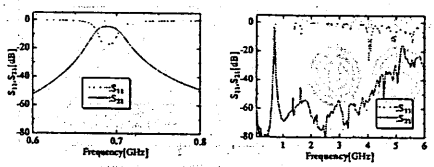
人工誘電体共振器の高次2モードの伝搬特性



人工誘電体共振器による3段BPF[20]



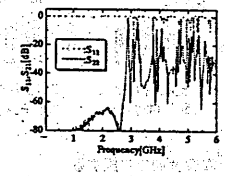
3段人工誘電体共振器BPFの周波数特性



(a) Narrow range property　　(b) Spurious property

通常の誘電体共振器BPF

3段ディスク誘電体共振器BPFの周波数特性
ε_r =93, 直径=11.9 mm, 厚さ=6.5 mm

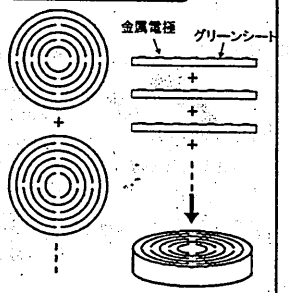


どのような共振器を作るか

1. LTTCによる誘電体$TE_{01\delta}$共振器
2. $TE_{01\delta}$イメージ形共振器
3. 導波管$TE_{10\delta}$共振器
4. 人工誘電体基板ストリップライン共振器
5. プレーナ2層共振器
6. 可変誘電体共振器

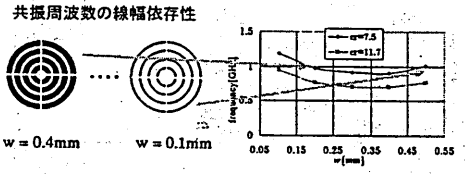
LTCCによる$TE_{01\delta}$共振器の作製[21]

LTCC(Low Temperature Co-fired Ceramics)
銀や銅電極のパターンをグリーンシート上に印刷し、両者を電極の融点以下の低温で同時焼結する



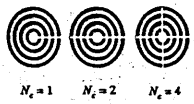
LTCC $TE_{01\delta}$共振器の試作結果1

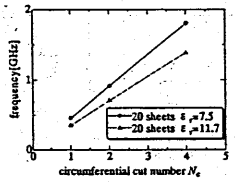
共振周波数の線幅依存性



LTCC $TE_{01\delta}$共振器の試作結果2

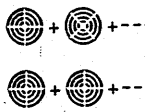
共振周波数の分割数依存性

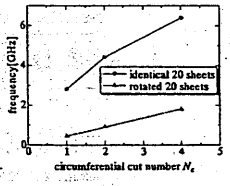




LTCC $TE_{01\delta}$共振器の試作結果3

共振周波数の重ね方(結晶構造)依存性



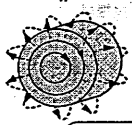


$TE_{01\delta}$イメージ形共振器[22]

人工誘電体共振器

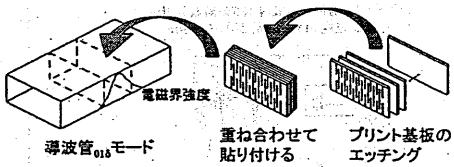
検討する単位粒子
パターン(1/2分割)

‖ 完全導体



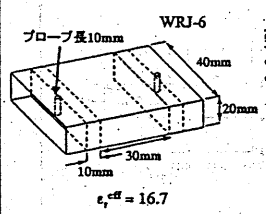
—— 電気力線
--- 磁力線

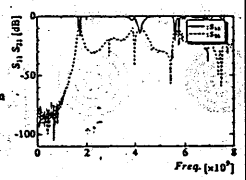
導波管$TE_{10\delta}$共振器[23]



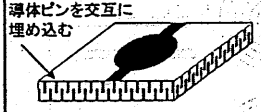
1. カットオフ導波管内で共振する
2. 強い上下方向異方性によりスプリアス特性良い

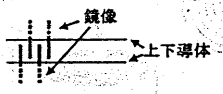
導波管$TE_{10\delta}$モード2段BPF





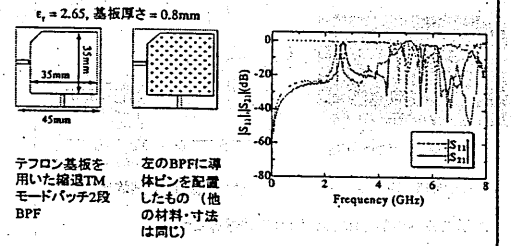
人工誘電体マイクロストリップ共振器[24]





- ●誘電率は厚み方向にのみ大きいためマイクロストリップ線路の基本準TEMモードを効率よく閉じ込める
- ●ストリップ導体のない部分では導体ピンは開放となり厚み方向誘電率は大きく減少する
- ●このためパターン化された素子間の相互作用の減少、放射損失の減少が期待される

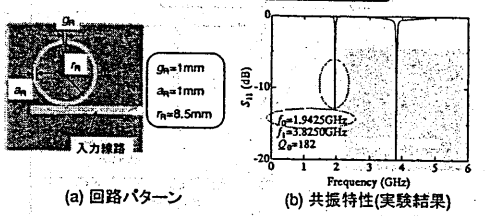
人工誘電体マイクロストリップBPF



テフロン基板を用いた縮退TMモードパッチ2段BPF

左のBPFに導体ピンを配置したもの（他の材料・寸法は同じ）

プレーナ2層共振器の出発点[25]



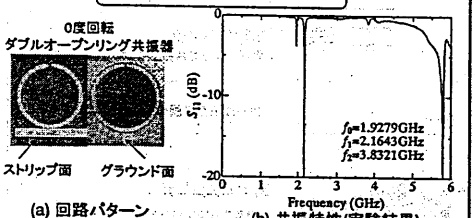
(a) 回路パターン　(b) 共振特性(実験結果)

両端開放1/2波長線路とみなす...

共振周波数: f_R=1.892GHz

両者の共振周波数はほぼ一致していることを確認

プレーナ2層共振器 Case1

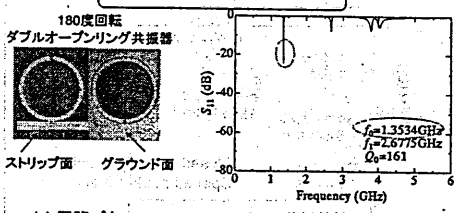


(a) 回路パターン　(b) 共振特性(実験結果)

上下の共振器の結合が弱く、共振周波数のスプリット幅が小さい

共振周波数の減少は見られない

プレーナ2層共振器 Case2



(a) 回路パターン　(b) 共振特性(実験結果)

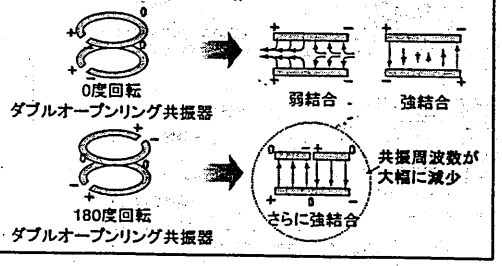
単一のオープンリング共振器と比較　：共振周波数が71%

なぜ共振周波数が大幅に下がったのか

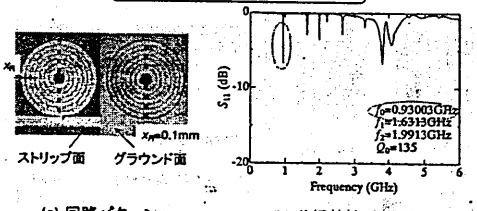
同一の共振周波数f_Rを持つ共振器同士の結合

強結合：最低次モードのf_Rがより減少する

弱結合：最低次モードのf_Rはあまり変化しない



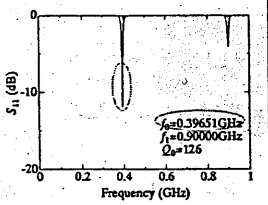
プレーナ2層共振器 Case3



(a) 回路パターン　(b) 共振特性(実験結果)

単一のオープンリング共振器と比較　：共振周波数が48%

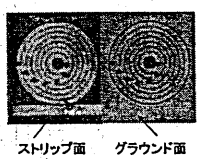
スパイラル共振器

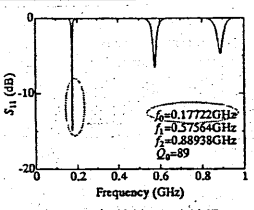


(a) 回路パターン　(b) 共振特性(実験結果)

スパイラル共振器によりさらなる共振周波数の減少

プレーナ2層共振器 Case4

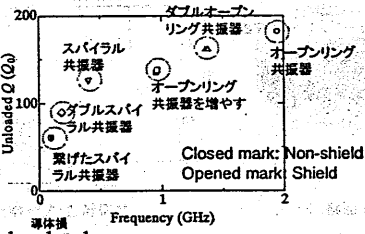




(a) 回路パターン　(b) 共振特性(実験結果)

片面にのみ作製されたスパイラル共振器と比較
共振周波数が45%になった

無負荷Qについて

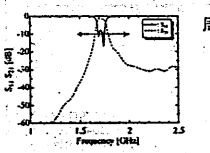


シールド無　$\frac{1}{Q_0}=\frac{1}{Q_c}+\frac{1}{Q_r}$　導体損　放射損

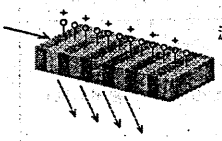
有　$\frac{1}{Q_0}=\frac{1}{Q_c}$ ⇒ $Q_r \sim \infty$

放射Qが非常に大きい

可変誘電体共振器の応用分野[26]

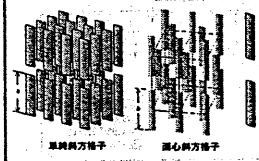


周波数フィルタ
電圧によって共振器の共振周波数を変える
⇒
中心周波数を調整することができる。

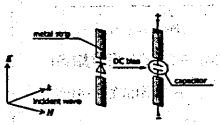


漏れ波アンテナ
誘電率が高い部分の配置を変える
⇒
アンテナの指向性を電気的に調整することが出来る。

誘電率の可変原理

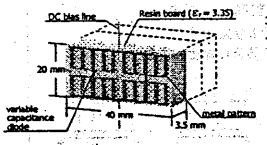


人工誘電体の誘電率はストリップ間の容量値による
－ストリップ間の距離
－ストリップの重なり
⇒
その構造により決定される

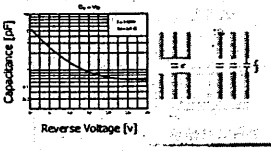


ストリップ間に可変容量ダイオードを配置
⇒
電圧によって媒質の誘電率を調整することができる

作成した媒質の概要



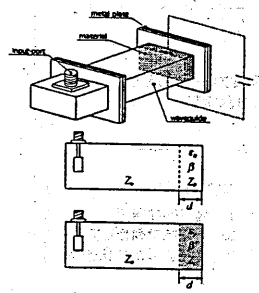
コンデンサの容量値が大きすぎると誘電率の可変範囲が小さい
⇒
複数のストリップをまとめることで可変範囲を大きくしている



電圧が高いとき
－誘電率は小さくなる
電圧が低いとき
－誘電率は大きくなる

Light and Electromagnetic Wave Devices Engineering

反射波の位相測定



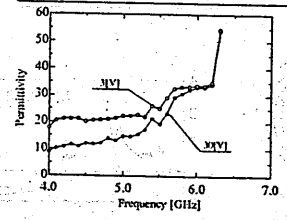
導波管を金属板で終端

ネットワークアナライザにより
A) 媒質が無いとき
B) 媒質が有るとき
の反射波の位相を測定

媒質部分での位相の変化量から等価的な誘電率を算出する

Light and Electromagnetic Wave Devices Engineering

反射波の位相から求めた誘電率

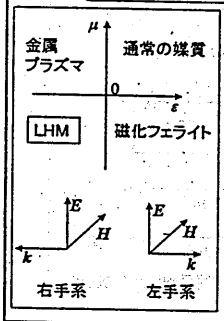


5GHz以下では安定した周波数特性が得られた

最大200%近い誘電率変化が得られた

Light and Electromagnetic Wave Devices Engineering

左手系媒質(LHM)/負屈折率媒質[27][28]



1. 負屈折率 ➡ 高いインダクタンスを持った金属線で実現
2. 負の透磁率 ➡ 強く結合した2つの金属スプリットリングにより実現
3. LHMという名は左図のようにE、H、k(波数ベクトル)が左手系をなすことに由来
4. $\varepsilon<0$、$\mu<0$は屈折率を負にする

金属の誘電率—光領域で負の値をとる—[29]

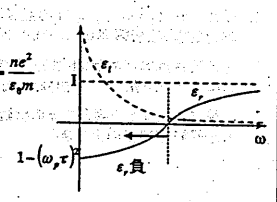
金属中の電子は交流入力に対して

$$m\frac{d^2x}{dt}+\frac{m}{\tau}\frac{dx}{dt}=-eE_0\cos(\omega t+\alpha)$$

この式を解くと等価εとして

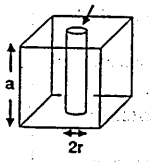
$$\varepsilon_{eff}=1-\frac{\omega_p^2}{\omega\left(\omega+j\frac{1}{\tau}\right)},\quad \omega_p^2=\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}$$

$$=\varepsilon_r-j\varepsilon_i$$



マイクロ波領域で負誘電率を実現する方法[29]

細い金属棒



n:金属棒中の電子密度

$$n_{eff}=n\frac{\pi r^2}{a^2}$$

$$m_{eff}=\frac{\mu_0\pi r^2e^2n}{2\pi}\ln\left(\frac{a}{r}\right)$$

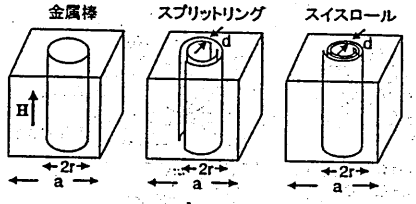
$$\omega_p^2=\frac{n_{eff}e^2}{\varepsilon_0 m_{eff}}=\frac{2\pi C_0^2}{a^2\ln\left(\frac{a}{r}\right)}$$

➡ 金属固有のω_pに対し10^{-4}倍

単位粒子あたり大きなインダクタンスを持たせる

1. 非常に細い線 ex. 1μm
2. ループによる高いインダクタンス[30]

マイクロ波領域で負透磁率を実現する方法[31]

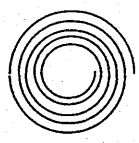


$$\mu_{eff}=1-\frac{\pi r^2}{a^2}\left[1+j\frac{2R_s}{\omega r\mu_0}\right]$$

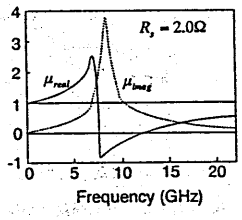
$$\mu_{eff}=1-\frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1+j\frac{2R_s}{\omega r\mu_0}-\frac{3dC_0^2}{\pi^2\omega^2r^3}}$$

$$\mu_{eff}=1-\frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1+j\frac{2R_s}{\omega r\mu_0(N-1)}-\frac{3dC_0^2}{\pi^2r^3(N-1)\omega^2}}$$

スイスロールの透磁率の周波数特性[31]



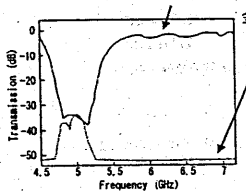
$r = 2.0\times10^{-4}m$
$a = 5.0\times10^{-4}m$
$d = 1.0\times10^{-5}m$
$N = 3,\ R_s = 2\Omega$
$f_0 = 3.50\times10^{9}\text{Hz}$



負屈折率の実験的証明[32]

SSRの周期的配列
（負透磁率）

金属線アレーを加える
（負誘電率）



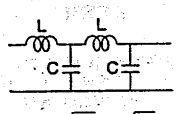
3つの課題
1. 異方的な構造
2. 光領域で動作しない
3. 共振型のため狭帯域

LHMの最も良く知られた応用－完全レンズ－[33]

1. レンズは元来回折によって波長程度の分解能が限界であった
2. しかしn=-1 (ε_r=-1, μ_r=-1) の媒質によって作られた板は理想的な(回折限界がない)レンズとして働く
3. その理由はエバネセント成分が"増幅"されるためにレンズによる像が完全に再生されるため
4. 光領域で μ_r=-1 を実現するのは難しいが、ε_r<0 だけでも分解能は相当向上できる

LHMの新しい構造[34]

平面波と伝送線路の等価性

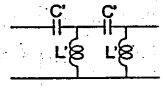


$\beta = \omega\sqrt{LC} = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$

$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$

$\mu = L,\ \varepsilon = C$

LとCの変換

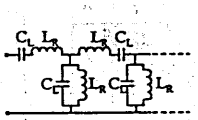


$j\omega\mu = Z = \frac{1}{j\omega C'} \rightarrow \mu = -\frac{1}{\omega^2 C'}$

$j\omega\varepsilon = Y = \frac{1}{j\omega L'} \rightarrow \varepsilon = -\frac{1}{\omega^2 L'}$

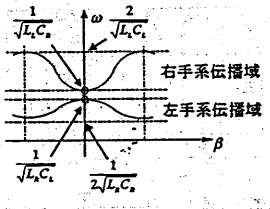
この構造は等価的に非共振LHM

現実的なLHMの実現[35]



➢現実には純粋な直列C並列Lは存在できない

➢上図のように寄生Lと寄生Cが必ず付随する



あとがき

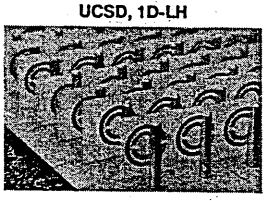
1. メタ物質研究の歴史は古いが実用化されたものは皆無に等しい
2. その一方で電磁界理論の分野では研究が息長く続けられてきた
3. 2000年に報告された負屈折率媒質の実験結果が世界中にショックを与えた
4. その後負屈折率媒質には強い注目が集まり急激に研究が進展している
5. 1999年からメタ媒質に取り組んでいた我々はあまり注目されていない人工誘電体の共振器/フィルターへの応用を2001年に提案した
6. メタ媒質すべてについて、もっと応用の可能性を検討する必要がある

Initial Left-Handed (LH) Metamaterials Research

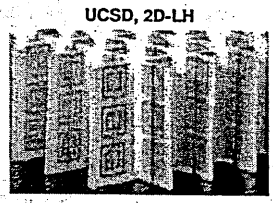
Historical Milestones

- **1968:** theoretical analysis of hypothetical LH materials by Veselago
- **1996/9:** introduction of electric ($\varepsilon<0$) / magnetic ($\mu<0$) plasmon by Pendry
- **2000:** experimental demonstration of LH structure by Smith (UCSD)

UCSD, 1D-LH



UCSD, 2D-LH

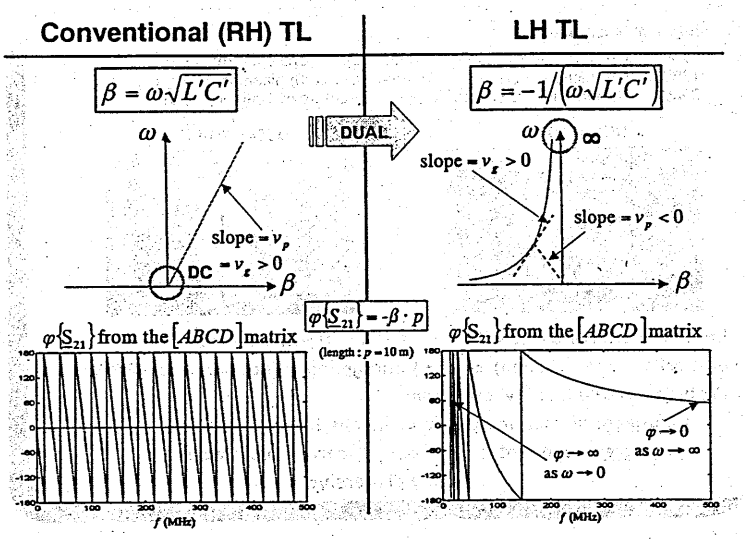


- **LH definition: materials with $\varepsilon < 0$ and $\mu < 0 \rightarrow n < 0 \Rightarrow v_p \text{-} \| \, v_g$**
- **unit cell (lattice constant) $<< \lambda \rightarrow$ homogeneous (not periodic, ≠PBGs)**
- **Problems with initial investigations:**
  - **approach: no simple/rigorous analysis & design method**
  - **structures: resonant ⇨ very lossy & narrow bandwidth & highly dispersive**

LH TL as the DUAL of the RH TL

Conventional RH TL (lossless)	**LH TL** (lossless)
$Z' = j\omega L' \, (\Omega/m)$	$Z' = 1/(j\omega C') \, (\Omega/m)$
$Y' = j\omega C' \, (S/m)$	$Y' = 1/(j\omega L') \, (S/m)$
dz length, low-pass	DUAL; dz length, high-pass
$\gamma = j\beta = \sqrt{Z'Y'} = j\omega\sqrt{L'C'}$	$\gamma = j\beta = \sqrt{Z'Y'} = -j/\left(\omega\sqrt{L'C'}\right)$
$\boxed{\beta = \omega\sqrt{L'C'} \rightarrow \text{linear}}$	$\boxed{\beta = -1/\left(\omega\sqrt{L'C'}\right) \rightarrow \text{nonlinear}}$
$\begin{cases} v_p = \omega/\beta = 1/\sqrt{L'C'} > 0 \\ v_g = d\omega/d\beta = 1/\sqrt{L'C'} > 0 \end{cases}$	$\begin{cases} v_p = -\omega^2\sqrt{L'C'} < 0 \\ v_g = +\omega^2\sqrt{L'C'} > 0 \end{cases}$
$v_p = v_g = cste \rightarrow$ non-dispersive	$v_p = -v_g = fct(\omega) \rightarrow$ dispersive
$\eta = \sqrt{Z'/Y'} = \sqrt{(j\omega L')/(j\omega C')} = \sqrt{L'/C'}$	$\eta = \sqrt{(j\omega C')^{-1}/(j\omega L')^{-1}} = \sqrt{L'/C'}$

Dispersion Relation and Phase Behavior0



LH Material Constitutive Parameters

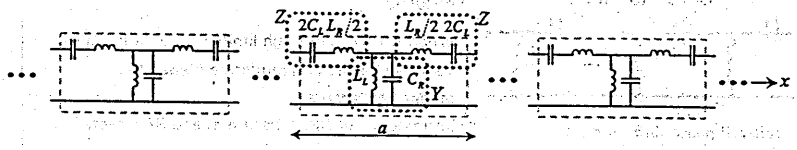
- **Mapping Maxwell to Telegrapher's eqs :** $\mu = \dfrac{Z'}{j\omega}$ $\varepsilon = \dfrac{Y'}{j\omega}$
- **LH TL parameters:** $Z' = 1/(j\omega C')$ $Y' = 1/(j\omega L')$

$$\gamma \overset{\text{lossless}}{=} j\beta = \sqrt{Z'Y'}$$

- **Dispersive ε & μ:** ***non-resonant*** $\mu = -1/(\omega^2 C') < 0\,!$ $\varepsilon = -1/(\omega^2 L') < 0\,!$
- **Dispersive n:** $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} = \dfrac{c_0}{\omega}\beta = \dfrac{c_0}{\omega}\dfrac{\sqrt{Z'Y'}}{j} = -\dfrac{c_0}{\omega^2\sqrt{L'C'}} < 0\,!$
- **Entropy Conditions:** $W = \dfrac{\partial(\omega\varepsilon)}{\partial\omega}E^2 + \dfrac{\partial(\omega\mu)}{\partial\omega}H^2 > 0 \Rightarrow \begin{cases} \dfrac{\partial(\varepsilon\mu)}{\partial\omega} = \dfrac{1}{L'} > 0 \\ \dfrac{\partial(\omega\mu)}{\partial\omega} = \dfrac{1}{C'} > 0 \end{cases}$

Practical LE TL MMs in Periodic Network (Filters)

CRLH TL in the form of periodic network with a CRLH unit cell (also 2D-3D)



Dispersion Relation: Transmission Matrix + Bloch-Floquet theorem

$$\frac{\left(e^{-j\beta a}-1\right)^2}{e^{-j\beta a}}-2ZY=0,\ \text{with}\ Z=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{j\omega C_L}+j\omega L_R\right)\ \text{and}\ Y=\frac{1}{j\omega L_L}+j\omega C_R$$

$$\cos(\beta a)=1-\frac{1}{2}\left\{\frac{1}{\omega^2 L_L C_L}+\omega^2 L_R C_R-\left(\frac{L_R}{L_L}+\frac{C_R}{C_L}\right)\right\}$$

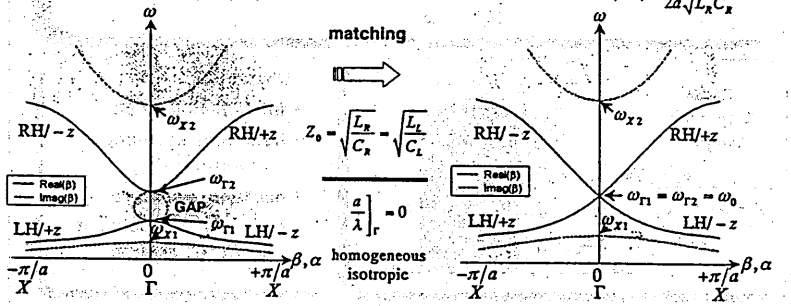
$$v_p=\frac{\omega}{\beta}=\frac{\omega a}{\cos^{-1}\left[1-\frac{1}{2}\left\{\frac{1}{\omega^2 L_L C_L}+\omega^2 L_R C_R-\left(\frac{L_R}{L_L}+\frac{C_R}{C_L}\right)\right\}\right]}\qquad v_g=\frac{\partial\omega}{\partial\beta}=-\frac{a^2\sin(\beta a)}{\left(\frac{1}{\omega^3 L_L C_L}-\omega L_R C_R\right)}$$

Dispersion Diagram and Group Velocity (CRLH)

$$\cos(\beta a)=1-\frac{1}{2}\left\{\frac{1}{\omega^2 L_L C_L}+\omega^2 L_R C_R-\left(\frac{L_R}{L_L}+\frac{C_R}{C_L}\right)\right\}\qquad v_g=-\frac{a^2\sin(\beta a)}{\left(\frac{1}{\omega^3 L_L C_L}-\omega L_R C_R\right)}$$

$$\Gamma:\ \omega_{\Gamma 1}=\frac{1}{\sqrt{L_L C_L}},\quad \omega_{\Gamma 2}=\frac{1}{\sqrt{L_R C_R}}\qquad X:\ \begin{matrix}\omega_{X1}^2\\ \omega_{X2}^2\end{matrix}\Big\}=\sqrt{\frac{\omega_{01}^2+\omega_{02}^2}{2}+2\omega_R^2\mp\left\{\left(\frac{\omega_{01}^2+\omega_{02}^2}{2}+2\omega_R^2\right)^2-\omega_{01}^2\omega_{02}^2\right\}^{\frac{1}{2}}}$$

mismatched: $L_R C_L \neq L_L C_R \rightarrow |v_{g\Gamma}|=0$ matched: $L_R C_L = L_L C_R \rightarrow |v_{g\Gamma}|=\frac{1}{2a\sqrt{L_R C_R}}\neq 0$!



matching

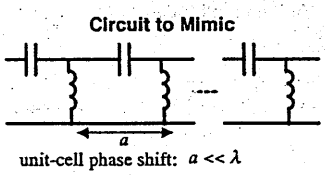
$$Z_0=\sqrt{\frac{L_R}{C_R}}=\sqrt{\frac{L_L}{C_L}}$$

$$\left.\frac{a}{\lambda}\right|_\Gamma=0$$

homogeneous isotropic

Distributed Quasi-LE Realization of the LH-TL

Circuit to Mimic

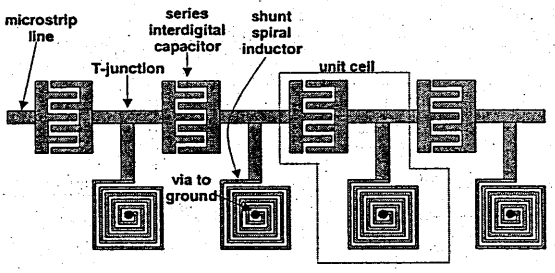


unit-cell phase shift: $a << \lambda$

Features

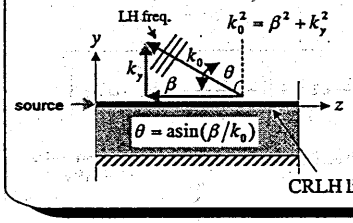
- broad LH-BW, although limited by Q-factor of C-L
- very low losses and moderate dispersion
- planar and simple
- intrinsically of CRLH nature due to RF effects

Possible Microstrip Implementation



Backfire-to-Endfire Leaky-Wave Antenna: Principle

Leakage Condition and Direction from an Open Traveling Wave Structure

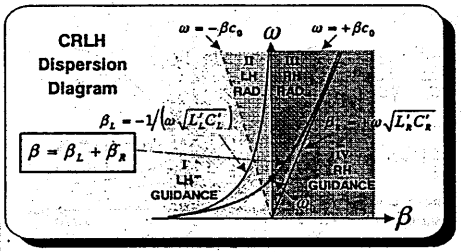


$E,H \propto e^{-jk_y y}, k_y = \sqrt{k^2 - \beta^2}$

$\underline{\text{air}}: k = k_0 = \omega/c_0 \rightarrow k_y = \sqrt{\omega^2 - (\beta c_0)^2}\,/c_0$

$$\Rightarrow \begin{cases} \omega < |\beta c_0| \Rightarrow k_y \text{ Im : pure } z\text{-guidance} \\ \omega > |\beta c_0| \Rightarrow k_y \text{ Re : radiation (leakage)} \end{cases}$$

CRLH Dispersion Diagram

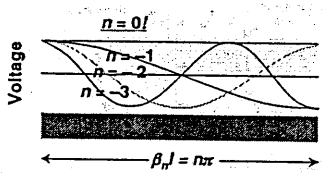


Characteristics:

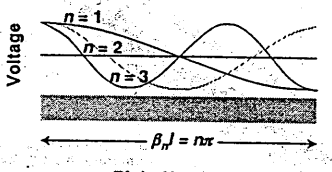
- fundamental mode
- frequency scanning: $\theta = \mathrm{asin}(\beta/k_0)$
- backfire to end fire radiation, broadside at $\omega_0 = 1/\sqrt{L_R C_R L_L C_L}$

Zero-Wavelength LH TL Resonator

Resonant Modes



Left-Handed TL
(open-ended)



Right-Handed TL
(Open-ended)

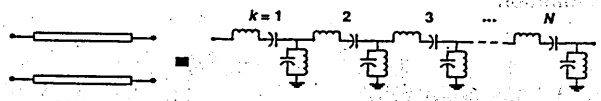
- *Lowest mode*: $n = 0$
  (with an infinite-wavelength wave
  = zero-wavelength resonance)

- *Lowest mode*: $n = 1$
  ($\lambda / 2$ resonance)

The resonant frequency is *independent on the physical length*
⇒ *Compact resonator*

Theory of the CRLH Resonator

Circuit Model



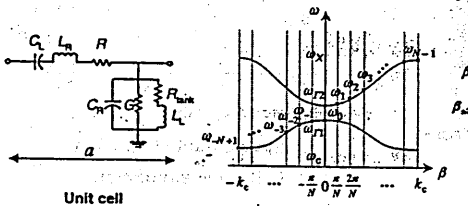
CRLH TL

Composite LH/RH TL model

Resonant Modes and Dispersion Diagram

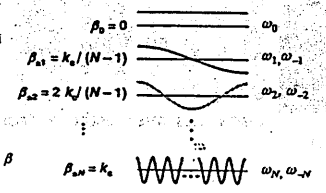
$$\beta_n = \frac{1}{a}\cos^{-1}\left[1-\frac{1}{2}\left\{\frac{1}{\omega_n^2 L_L C_L}+\omega_n^2 L_R C_R-\left(\frac{L_R}{L_L}+\frac{C_R}{C_L}\right)\right\}\right]$$

ω_n: resonant angular frequency



Unit cell

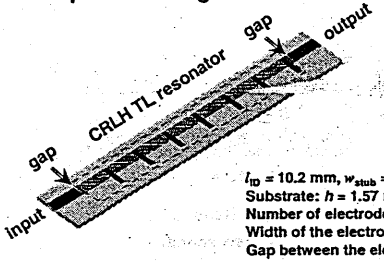
Dispersion relation

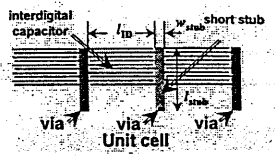


Resonant modes

7-Cell CRLH TL Implementation

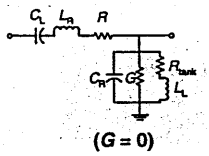
Microstrip Line Configuration





l_{ID} = 10.2 mm, w_{stub} = 2.0 mm, l_{stub} = 9.9 mm
Substrate: h = 1.57 mm, ε_r = 2.2
Number of electrode pairs: 5
Width of the electrode: 0.3 mm
Gap between the electrodes: 0.2 mm

Equivalent Circuit Parameters



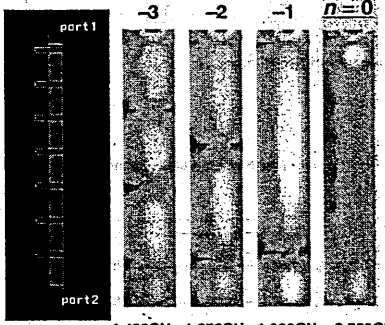
(G = 0)

- Extracted from full-wave simulations
- Separately for the interdigiral C & the short stub structures

L_L = 2.366 nH, C_L = 1.335 pF
L_R = 3.088 nH, C_R = 1.239 pF @ 2.4GHz

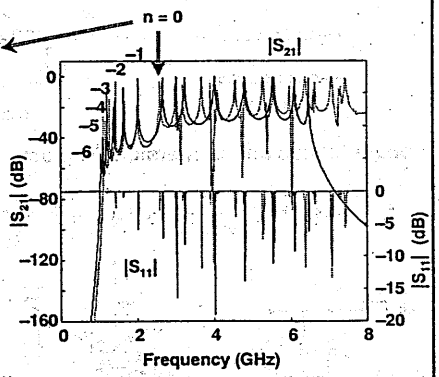
Resonant Characteristics

Full-Wave Simulation



1.426GHz 1.656GHz 1.980GHz 2.560GHz

Model



—— Ideal circuit simulation
—— Full-wave simulation

Unloaded Q

Unloaded Q (Conductor Q)

$$Q_0 = \frac{1}{R_{\text{tank}}}\sqrt{\frac{L_L}{C_R}} \quad (n = 0)$$

Q_0 depends on the shunt R', not the series R !!

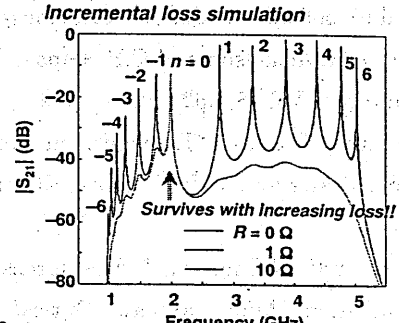
$$Q_0 = \frac{\pi}{2\alpha l} = \frac{|\beta_n|}{2n\alpha} = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L_L}{C_L}}\frac{|\beta_n|}{n} \quad (n \neq 0)$$

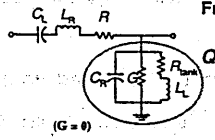
c.f. RH TL resonator

$$Q_0 = \frac{1}{R'}\sqrt{\frac{L'}{C'}}\frac{\beta_n}{n} \quad (n \neq 0)$$

Circuit simulation (7-unit-cell resonator)

Incremental loss simulation





Q_{tank}

Q_0 is equal to Q_{tank}

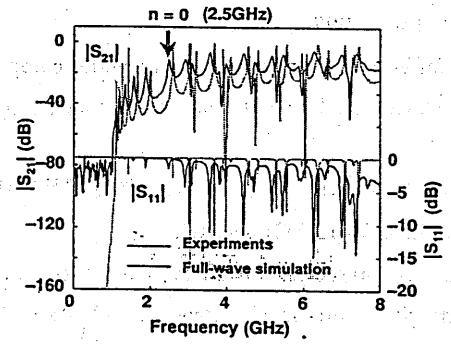
⇒ High-Q possibility

Simulation parameters: L_L = 2.366 nH, C_L = 1.335 pF, L_R = 3.088 nH, C_R = 1.239 pF

Experiments

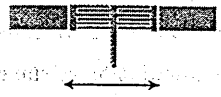
7-unit-cell resonator

Measured unloaded Q : 287 (with shield)



1.5-unit-cell resonator

Measured unloaded Q : 250



22.4 mm

(with shield)
resonates at 1.9GHz

(cf. $\lambda_g / 2$ = 57.6 mm @1.9GHz)

- Drastic size reduction
- Q_0 does not depend on the number of the unit cells

REFERENCES

1 I.V. Lindell, A.H. Sihvola, S.A. Tretyakov and A.J. Vitanen, " Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media", Artech House, Boston. London, 1994.

2 D.L. Jaggard, A.R.Mickelson and C.H. Papas, " On electromagnetic waves in chiral media". Appl. Phys. Vol.18, pp211-216, 1979.

3 M. Tanaka and K.Sato, "Transmission and reflection characteristics of a multilayered chiral slab", IEICE Trans. Electron. Vol.J75-C-I, No.10, pp.677-680, 1992.

4 M.M.I.Saadoun and N.Engheta, " A reciprocal phase shifter using novel pseudo chiral or Ω medium", Microwave and Optical Tech. Lett., Vol.5, No,4, pp.184-188, 1992.

5 S.A. Tretyakov and A.A. Sochava, "Proposed composite material for nonreflecting shields and antenna radomes ", Electronics Lett., vol.29, No12, pp.1048-1049, 1993.

6 A.H. Sihvola and I.V.Lindell, " Material effects in bi-anisotropic electromagnetics", IEICE Trans. Electron. Vol.E78-C, No.10, pp1383 -1390,1995.

7 F.R. Yang, R.Coccioli, Y. Qian and T. Itoh, "Planar PBG structures: Basic properties and applications", IEICE Trans. Electron., Vol.E83-C, No.3, pp.687-696, 2000.

8 R.E. Collin, " Field theory of guided waves". IEEE Press, Now York, 1991.

9 S.Datta, C.T.Chan, K.M.Ho and C.M. Soukoulis, "Effective dielectric constant of periodic composite structures", Phys. Rev. B, Vol.48, No.20, pp.14936-14943, 1993.

10 J.L. Blanchard, E.H. Newman and M.E. Peters, " Integral equation analysis of artificial media", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.42, No.5, pp.727-731, 1994.

11 B.Sareni, l.Krähenbühl, A.Beroual and A. Nicolas, "A boundary integral equation method for the calculation of the effective permittivity of periodic composites", IEEE Trans. Magnetics, Vol.33, No.2, pp.1580-1583,1997.

12 F. Wu and K.W. Whites, "Quasi-static effective permittivity of periodic composites containing complex shaped dielectric particles", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.49, No.8, pp.1174-1182, 2001.

13 粟井郁雄、入部恒徳、久保洋、真田篤志、ｱﾊﾏﾄﾞﾑﾆﾙ、「人工媒質の比誘電率及び比透磁率」,電子情報通信学会技術報告、ＡＰ2001-177, pp.1-8(2002-1).

14 Kubo, T. Iribe, A. Sanada and I. Awai, "An artificial dielectric composed of metal strips and evaluation of its permittivity and loss", Proc. 2002 Asia-Pacific Microwave Conf., pp.1588-1591,2002.

15 久保洋・粟井郁雄・入部恒徳・真田篤志・ｱﾊﾏﾄﾞﾑﾆﾙ,"金属ストリップ人工誘電体とその誘電率・透磁率の算出法", 電気学会論文誌Ａ,(2003.3),pp.265-272.

16 Awai, H. Kubo, T. Iribe, D.Wakayama and A. Sanada, “An artificial dielectric material of huge permittivity with novel anisotropy and its application to a microwave BPF”, IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, 2003 pp.1085-1088

17 粟井郁雄、真田篤志、アルン・クマル・シャハ、古賀亘、アハマド・ムニル、入部恒徳、河野祐樹、久保洋、” マイクロ波人工媒質を用いた共振器” ,電気学会研究会資料ＥＭＴ-01-131(2001.11),pp49-53.

18 河野祐樹、入部恒徳、久保洋、真田篤志、粟井郁雄,"人工誘電体共振器とそれを用いたＢＰＦ"、２００２年電子情報通信学会総合大会Ｃ-2-68, p.105 (2002.3) .

19 Awai, H. Kubo, H.Kohno, T,Iribe and A. Sanada, “Dielectric resonator based on artificial dielectrics and its application to a microwave BPF”, Proc. 32 nd Eur. Microwave Conf., pp.1045-1048, 2002.

20 若宮大輔、入部恒徳、真田篤志、久保洋、粟井郁雄、"人工誘電体の小型化",平成１４年度電気・情報関連学会中国支部連合大会,p.231,(2002.10)

21 岩村慎太郎、久保洋、粟井郁雄、” 超高誘電率をを実現するＬＴＣＣ技術を用いた人工誘電体",電子情報通信学会技術報告,MW2003-(2003.9)pp.69-72

22 川井武志、久保洋、粟井郁雄、” 人工誘電体共振器を用いたイメージ形共振器"、電気・情報関連学会中国支部連合大会、p.300,(2003.10).

23 浜永教彰、ｱﾊﾏﾄﾞﾑﾆﾙ、久保洋、粟井郁雄、” 異方性を持つ人工誘電体共振器による導波管型フィルタの製作",電子情報通信学会技術報告,MW2003-(2003.9)pp.73-76

24 松田一郎、久保洋、粟井郁雄、” 異方性を持つ縮退形人工誘電体共振器を用いたマイクロストリップＢＰＦ"、電気・情報関連学会中国支部連合大会、p.303,(2003.10).

25 山本卓史、真田篤志、粟井郁雄、"平面的な人工媒質を用いた共振器"、電気・情報関連学会中国支部連合大会、p.296,(2003.10).

26 勝原康彦、久保洋、粟井郁雄、” 金属ストリップ構造を持つ誘電率可変媒質"、電気・情報関連学会中国支部連合大会、p.304,(2003.10).

27 A.Hellemans, “Left-handed material reacts to 3-D light”, IEEE Spectrum, pp.24-25, Oct. 2002.

28 V.G. Veselago, “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ”, Sov. Phys.-Usp., Vol.10, No.4, pp.509-514, 1968.

29 J.B. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart and I.Youngs, “Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures”, Phys. Rev. Lett., Vol.76, No.25, pp.4773-4776, 1996.

30 .R. Smith, D.C. Vier, W. Padilla, S.C.Nemat-Nasser and S. Schultz, “Loop-wire medium for investigating plasmons at microwave frequencies”, Appl. Phys. Lett., Vol.75,No.10, pp.1425-1427, 1999.

31 J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins and W.J. Stewart, “Magnetism for

conductors and enhanced nonlinear phenomena", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol.47, No.11, pp.2075-2084, 1999.

32 D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser and S.Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity", Phys. Rev. Lett., Vol.84, No.18, pp.4184-4187, 2000.

33 J.B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens", Phys. Rev. Lett., Vol.85, No.18, pp.3966-3969, 2000.

34 G.V. Eleftheriades and A.K. Iyer, "Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol.15, No.12, pp.2702-2712, 2002.

35 C.Caloz, C.-C. Chang and T Itoh, "Full-wave verification of the fundamental properties of left-handed materials in waveguide configurerations", J. App.Phys., vol. 90, no. 11, pp. 5483-5486,December 2001.

36 C.Caloz, and T Itoh, "Novel micriwave devices and structures based on the transmission line approach of meta-materials",IEEE-MTT Int'l Symp. Digest,pp.199-202,Philadelphia, PA, June 2003.

37 C.Caloz, and T Itoh, "Application of transmission line theory of left-handed (LH) materials to the realization of a microstrip LH transmission line", IEEE-APS Int'l symp. Digest,vol. 2, pp.412-415, June 2002.

38 .Sanada, C.Caloz,and T Itoh, "Zeroth order resonance in composit right/left-handed transmission line resonators",accepted at Asia-Pacific Microwave Conference, Seoul, Korea, November2003.

39 C.Caloz, A.Sanada, L.Liu, and T Itoh, "FA Broadband Left-Handed(LH) Couple-Line Backward Copler with Arbitary Coupling Levels",IEEE-MTT Int'l Symp., vol. 1,pp.317-320,Philadelphia, PA, June 2003.

輻射科科学研究会
RS03-11

有限要素法による最新の電磁界解析技術

（株）村田製作所　技術開発本部　基盤技術統括部
番場成彦，岡田勉

2003年10月23日
於（株）村田製作所・長岡事業所　クラブハウス

有限要素法による最新の電磁界解析技術

（株）村田製作所　技術開発本部　基盤技術統括部
番場成彦，岡田勉

概要

連立１次方程式を桁違いに高速で計算するマルチグリッド法や周波数スイープなどの中核技術、およびモデリングや電磁界表示技術などの周辺技術に関して、解析事例を交えながら紹介する。

1.はじめに

通信器用電子部品の開発において，電磁界数値解析ソフトが多く使われ，重要な役割を担っている．これに対しソフトメーカでは，より複雑な問題を，短い時間で正確に解くソルバーを提供しようと，技術開発に力を注いでいる．最近ではソルバーの能力以外に，モデル作成や形状変更の簡単さ，他の CAD との連携が向上し，より使いやすいソフトに成長を続けている．この論文では，マイクロ波・ミリ波帯といった高周波での電磁界解析ソフトとその技術について紹介する．

電磁界解析ソフトをソルバーの解析手法で分類すると，大きく３種類に分けることができる．一つは有限差分時間領域法（FDTD 法）を代表とする，時間領域での解法である．解をフーリエ変換し周波数領域の解を得るので，広範囲の周波数特性が一度に求められる特徴をもつ．また，他の解法に比べて省メモリー，並列計算が容易，という特徴があるので，大規模な計算にも対応が可能である．このタイプの解法を用いたソフトでは，TLM 法を用いた Flomerics 社の MicroStripes[1]や，有限積分法を用いた CST 社の MICROWAVE STUDIO[2] などがある．

二つ目はモーメント法で，SONNET 社の EM[3]など層状構造に限定したソフトが多い．有限要素法と同じ周波数領域の解法であるので，基本的には周波数ポイントの回数だけ同じような計算を繰り返さなければならない．しかし，周波数スイープの高速化を工夫することにより，実質的に解く周波数ポイントの数を最小限にし，周波数帯域の特性を得る技術が開発されている．

最後に挙げるのは有限要素法である．四面体での領域分割ができるので，複雑なモデル形

状に対しても対応しやすいという特徴があるが，一方で大規模な連立一次方程式を解く必要があり，コストのかかる計算になりやすい．モーメント法の場合と同様，周波数領域の解法になるので，高速周波数スイープの技術が重要である．有限要素法を用いたソフトでは，Ansoft 社[4]の HFSS が有名である．

有限要素法では，大規模な連立一次方程式を解くので，行列ソルバーの性能がソフトの質を左右する．連立一次方程式の解法として，直接法に比べてメモリ使用，計算時間が大幅に改善された共役勾配法が広く用いられている．しかし，基本的に正定値行列に対する解法であるため，高周波電磁界の解析では，収束が遅くなる場合があるなどの問題点がある．さて近年，連立一次方程式を非常に高速で計算する手法として脚光を浴びているのが，マルチグリッド法である．この方法は，ひとつのモデルに対して粗さの異なる複数のメッシュ（有限要素に分割された状態）を用意し，細かいメッシュでは誤差の高周波成分を，粗いメッシュでは誤差の低周波成分を，ガウスザイデル法などの反復法を用いて消去する．しかし，節点要素に関しては、ANSYS[5]などの FEM ソフトに実装され実用化されているが，電磁界解析で用いられる辺要素に関しては，まだ実用的ではないようである．

この論文では，我々が開発した高周波電磁界解析ソフトで使用している技術を紹介する．このソフトでは，有限要素法を用いているので，その理論的取り扱いを述べ，その後ベクトル形状関数の次数による評価結果を示す．ソルバーの技術として，ファーストスイープ，マルチグリッド，アダプティブメッシュなどを紹介する．マルチグリッド法が高速行列演算ソルバとして，電磁界解析でも有効であることを示す．誤差の大きい場所の要素を自動的に判断し，要素を細かく生成するｈ-法アダプティブメッシュは，効率的なメッシュを生成するために重要な技術である．最後にモデリングや電磁界表示といった周辺の技術を紹介する．

2.有限要素法

2.1 マクスウェル方程式の離散化

図１に示すような３次元不連続部に，複数の導波路が接続されているモデルを解くことにより，散乱行列を求める．各導波路には散乱行列を求める基準面を設定し，それをポート面と呼ぶ．ポート面には，その導波路の伝播モードのみが存在することを仮定した．

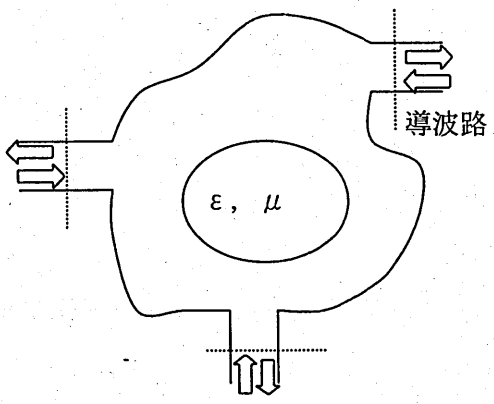


図１．３次元導波路伝達問題

まず電磁界の基本式として，マクスウェルの方程式から導いた，電界 $\mathbf{E}$ に関するベクトル波動方程式(1)を用いる．

$$\nabla \times \frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{E}) = \omega^2 \varepsilon \mathbf{E} \qquad (1)$$

μ は透磁率，ε は誘電率，ω は角周波数である．重み関数 $\mathbf{N}$ を用いてガラーキン法を適用すると，式(2)が得られる．

$$\int_V \frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{N}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) dV - \int_V \omega^2 \varepsilon \mathbf{N} \cdot \mathbf{E} dV = \int_S \mathbf{N} \times \frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{n} dS \qquad (2)$$

積分領域Ｖは解析領域全体を，Ｓは解析領域を囲む境界であるが，エネルギの出入りが導波路のみと考えれば，ポート面での積分と考えてよい．$\mathbf{n}$ はポート面に垂直で，外向きの単位ベクトルを示す．$\mathbf{N}$ を電界として(2)式をみると，左辺第１項は磁界エネルギーを，第２項は電界エネルギーを，さらに右辺は境界から流出するポインティングエネルギーを意味している．ポート面での電磁界を考えると，ポート p において m 次モードが作る電界は，面内成分 $\mathbf{E}_t$ と進行方向成分 $\mathbf{E}_z$ を使って，次式のように表すことができる．

$$\mathbf{E}_m^{(p)} = a_m^{(p)}(\mathbf{E}_{tm}^{(p)} + j\mathbf{i}_z^{(p)}\mathbf{E}_{zm}^{(p)})\exp(-j\gamma_m^{(p)}z) + b_m^{(p)}(\mathbf{E}_{tm}^{(p)} - j\mathbf{i}_z^{(p)}\mathbf{E}_{zm}^{(p)})\exp(+j\gamma_m^{(p)}z) \quad (3)$$

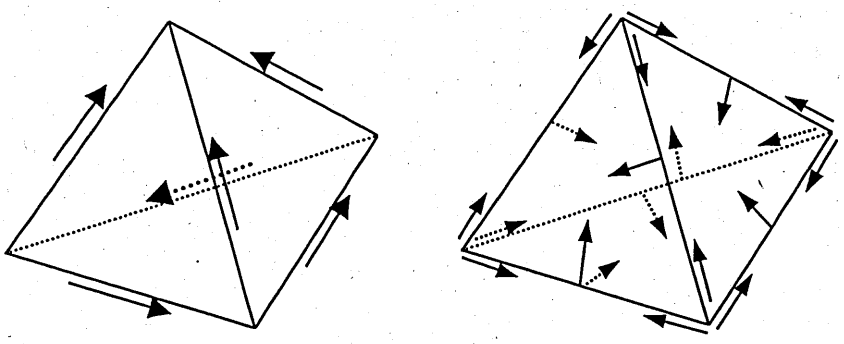
ここで $a_m^{(p)}$はポート p における m 次モードの入射振幅，$b_m^{(p)}$は反射振幅，γは伝播定数を表している．$\mathbf{i}_z^{(p)}$はポート p におけるポートに垂直で，解析領域の内側を向いた単位ベクトルである．導波路の各伝播モードの電磁界，伝播定数は，散乱行列の解析を行う前に，求めておく必要がある．ポート面での電磁界の連続性を考慮し，離散化を行うことにより，最終的に解くべき行列の式が得られる[6].

$$([\mathbf{A}] - \omega^2[\mathbf{B}])\{x(\omega)\} = \{f(\omega)\} \quad (4)$$

[A], [B]はモデルの形状，材料などから決定されるスパースな行列である．$x(\omega)$は解析領域内の電界，$f(\omega)$はポートにおける伝播モードの電磁界から求められる行列である．この演算は，一般に大規模な行列の演算が必要であるので，ソフトの実用化には，この演算を高速化することが必要である．散乱行列は$x(\omega)$から容易に求めることができる．

2.2 ベクトル形状関数[7]

電磁界解析においては，非物理的なスプリアスモードの問題などから，４面体の辺に沿った成分が要素間で連続になるような，辺要素が使われている．我々が用いているのは１次要素と２次要素で，その未知数の配置を図２に示した．ここで１次要素と呼んでいるのは辺に平行な成分が一定で，辺に垂直な成分が１次で変化するベクトル形状関数である．辺に平行な電界成分に対応する未知数を持つので，要素内の電界を６個の値で表現する．２次要素は，辺に平行な成分が１次で変化し，辺に垂直な成分が２次で変化するベクトル形状関数である．各辺には辺に平行な方向に対応する未知数を２個，各面には面内のベクトルに対応する未知数を配置しているので，要素内の電界を２０個（=2×6+2×4）の値で表現する．



(a)一次要素(CT/LN)　　(b)二次要素（LT/QN）

図２．３次元形状関数

これらの形状関数を評価する目的で，３次元共振解析に適用した．共振解析は式(4)の右辺を０として，固有値計算を実行したものである．直径 14mm，高さ 8mm の円柱状の導体で囲まれた中央に，誘電体リング共振器(内径 3mm,外径 9mm,高さ 4mm，比誘電率３８)の $TE_{01\delta}$ モードを，一次要素と二次要素を用いて求めた．ただし，形状関数の性能を評価したいので，円形はすべて正１６角形で近似してモデルを作成した．メッシュの数を変えて，共振周波数の収束状況を調べた．図３がその結果である．明らかに二次要素の方が安定した解が得られている．

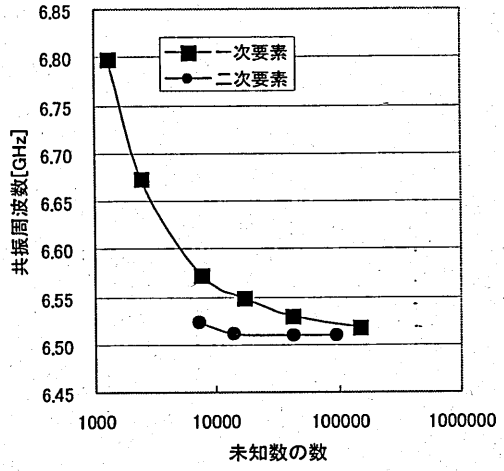


図３．共振周波数の収束状況

3.ソルバ技術

3.1 ファーストスイープ

電磁界の周波数特性を得るには，(4)式を所望の周波数ポイントの回数だけ解く必要がある．しかし先に述べたように，この連立一次方程式の求解にはかなりの計算時間がかかる．そこで，計算時間を減らすためには，連立一次方程式を解く時間の短縮化とともに，解く回数を減らす技術が必要になる．

我々は(4)式の$x(\omega)$がいくつかの周波数ポイントにおける解の線形和で表せると仮定している．すなわち、

$$\{x(\omega)\} = \sum_i c_i \{x(\omega_i)\} \tag{5}$$

となる．c_i は係数で，最小二乗法を使って決めることができる．いくつかの周波数ポイントでは、(4)式をといて$x(\omega)$を求めるが，それ以外の周波数では既に求めた$x(\omega_i)$を使って、簡易的に$x(\omega)$を得ることができまる．最初に(4)式を解くのは、計算範囲の周波数最小ですが、以降は(6)式で示された，残差が大きい周波数から解く．残差がユーザの指定した値以下になった時点で全ての解が得られたと判断する．

$$\varepsilon(\omega_j) = \frac{\left| \sum_i c_i [\mathbf{P}(\omega_j)]\{x(\omega_i)\} - \{f(\omega_j)\} \right|}{\left| \{f(\omega_j)\} \right|} \tag{6}$$

指定した周波数範囲に，共振点が多いと，それに伴い必要となる$x(\omega_i)$の数が増える．これは場を表現するのに，多くの固有ベクトルが必要になることに対応している．

最後に適用例を示す．図４に示したような形状の，誘電体装荷導波路形帯域フィルタの散乱行列を 2.2GHz から 2.4GHz まで計算した。このフィルタは全体が導体で囲まれ，中央に比誘電率 2.62 の誘電体柱が挿入されている．ファーストスイープ（FS）を使用した場合と、使用しない場合(DiscreteSweep:DS)の S11,S21 の計算結果を表示した。ファーストスイープを使った場合、３ポイントのみを使って周波数特性を得ているが，グラフを見ると，ファーストスイープの結果は DiscreteSweep の結果とよく一致している．図５の矢印は連立一次方

程式を実際に計算した周波数ポイントを、矢印の番号は計算した順番を表している.

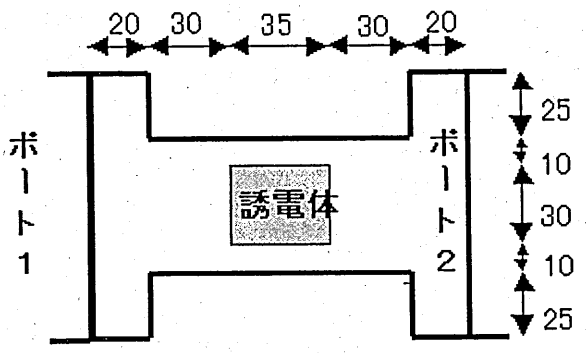


図４．誘電体装荷導波路形帯域フィルタを上から見た図.

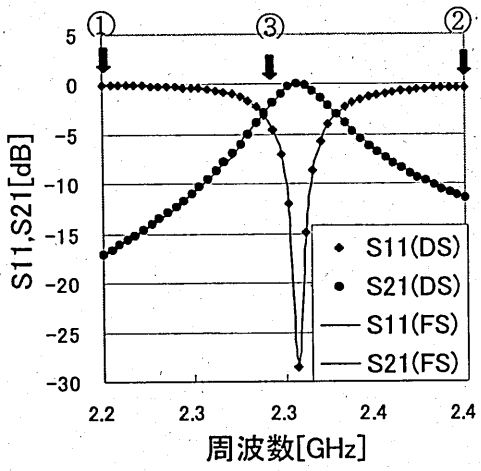
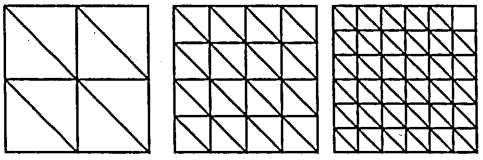


図５．ファーストスイープ(FS)とディスクリートスイープ(DS)の比較

3.2 マルチグリッド法[8]

解析対象のモデルが波長に比べて大きい場合や，複雑な形状をしている場合にはメッシュ数が多くなり，大規模な連立１次方程式を解く事が必要になる．そのための手法として注目されているのが，マルチグリッド法である．マルチグリッド法はガウスザイデル法の特徴を上手に利用した方法である．ガウスザイデル法は連立１次方程式を解くための反復解法の一つであるが，CG 法や GMRES 法といった他の反復法に比べて収束が遅いので，単独で使われることはほとんどない．しかし誤差の高周波成分(空間的に激しく振動する成分)は急速に減衰するという特筆すべき性質があり，マルチグリッドではその特徴を利用している.

マルチグリッド法では図６のように粗さの異なる，複数のメッシュ分割データを用意する．収束の遅い低周波の成分は、粗いメッシュから見れば相対的に高周波に見える。そこで、粗いメッシュを併用すれば低周波成分も減衰させることが期待でき、最も粗いメッシュについては直接法を使用することですべての周波数成分の誤差を減衰させることができる。 図１は粗さの異なる３つのメッシュを用意した例である．グリッド３を計算するのにグリッド１とグリッド２を使用する．すなわち，グリッド３の誤差をグリッド２に写像して低周波成分を減衰させ、さらにグリッド１に写像して WaveFront 法で正確に計算する．その結果をグリッド２，３へ戻し，１サイクルとする．通常 10～30 サイクルで収束する.



グリッド1　グリッド2　グリッド3

図6．マルチグリッド法でのメッシュ分割例

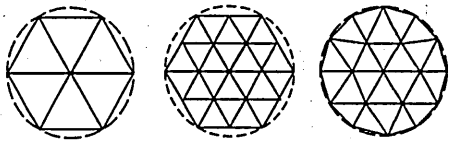


図7. マルチグリッドによるメッシュ

電磁界解析へマルチグリッド法を適用しようという試みが行われたが，電磁界解析では辺要素が使われているための困難さがあった[9]-[13]．そのため細かいメッシュは，粗いメッシュの要素を4分割（2次元の場合）あるいは8分割（3次元の場合）して生成しなければならなかった．これを Nested メッシュと呼ぶ．この状態を説明したのが図7で，(a)が粗いメッシュ，そこから生成した Nested メッシュが(b)である．粗いメッシュで生成した近似の粗い外形が，細かいメッシュにしても修復されない．他にも Nested メッシュには，部分的なメッシュ細分化ができないという欠点があり，実用的ではなかった．我々は工夫することにより，図7(C)のような自然なメッシュ（NoneNested メッシュ）を用いてマルチグリッド法を実行する手法を開発した．

図8に示す方形導波管を，2.45GHz で駆動したとき，TE_{10} の電磁界が進行する様子を計算した。最初 792 個の要素に分割し、約2倍のメッシュ数になるように細分化していき、それぞれのメッシュ数において直接法とマルチグリッド法の計算時間を測定した。表1に結果を示すが、直接法は要素数が増えるにしたがって急激に計算時間が増加するのに対して、マルチグリッド法の増加は緩やかであり、要素数が 206,266 では約 17 倍のスピードアップが実現

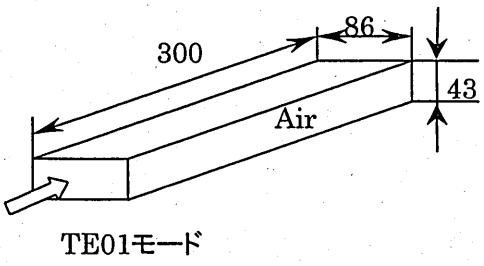


図8　方形導波管の寸法

表1．　方形導波管の計算時間

要素数	直接法	Multigrid	
	時間 秒	時間 秒	反復回数
792	1	-	-
1,822	2	2	6
3,842	5	3	6
8,577	14	8	6
18,790	56	25	7
41,357	225	76	7
92,813	1,532	167	7
206,266	9,356	562	7

でき、2時間以上かかっていた計算がわずか10分に短縮している。マルチグリッド法の特色が、行列の規模が大きくなっても反復回数が変化しないことであるが、ほぼ一定の反復回数になっている。

3.3 アダプティブメッシュ

電磁界が集中したり，急激に変化するところは要素を細かく分割する必要があるが，これを自動的に行うのがアダプティブメッシュである．一般に，アダプティブ法には，次の3種類の方法があり，我々のグループではh法を採用している．

p法　　：　内挿関数の次数を上げる．

r法　　：　節点の位置を移動する

h法　　：　メッシュを細かく分割する

まず、初期のメッシュを用意し、そのメッシュで有限要素法の計算をする．その結果から誤差を評価し，誤差の大きい要素を細分化する．さらに，その細分化したメッシュで計算し，誤差を評価するという操作を繰り返し，誤差が許容値内に収まった時に，このループを終了する．

誤差の評価方法は，ひとつの節点に注目し，その節点にm個の要素が接続されているものとし、その要素iから計算した節点の磁界を$\mathbf{H}_i$とする．図9の矢印で示した節点の場合，m=5となる．かなり乱暴だが，その節点の真値 は，$\mathbf{H}_i$の平均値とする．すなわち，

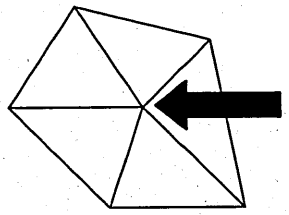


図9　節点における誤差評価法

$$\overline{\mathbf{H}} = \sum_{i=1}^{m} \mathbf{H}_i / m \qquad (7)$$

これより要素lの誤差が計算でき，磁界エネルギーに相当する要素誤差エネルギe_iを次式で定義する．

$$e_i = \int_V \mu(\mathbf{H}_i - \overline{\mathbf{H}})^2 dV \qquad \mu:\text{透磁率} \qquad (8)$$

この要素誤差エネルギを誤差の尺度とし，これが大きい要素を細分化する．

要素誤差エネルギをすべての要素で加え合わせると，全体の誤差エネルギが計算できるが，この誤差エネルギと本来の電界エネルギの比を使用する．この比が，ユーザの設定した「誤差」以下になったときに反復を終了させている．

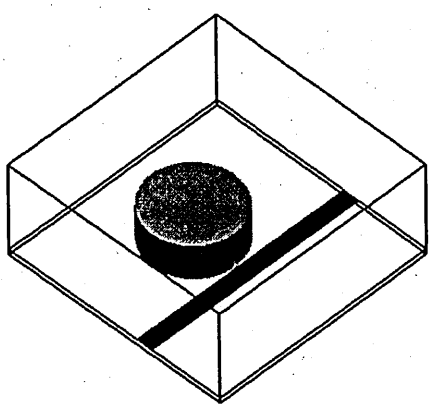


図 10. マイクロストリップラインに近接して誘電体共振器を設置した状態

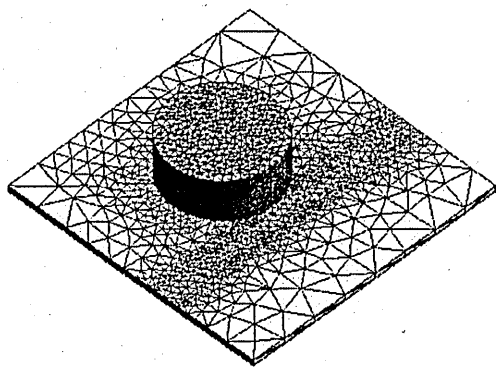


図 11. アダプティブメッシュを使ったメッシュ図.

図 10 に示したような，マイクロストリップラインに近接して誘電体共振器を設置たモデルを例にとり，アダプティブメッシュの計算を行った．共振器とマイクロストリップラインとの結合が強くなる，共振周波数近傍でアダプティブメッシュの計算を行った．得られたメッシュを示したのが，図 11 で総メッシュ数は 73187 個であった．共振器を囲む空気領域は，アダプティブメッシュの効果を見やすくするために，この図では表示していない．メッシュ図を見てみると，誘電体内部およびマイクロストリップラインの近傍に電磁界が集中するため，細かいメッシュが生成されていることが分かる．また共振器周辺の細かなメッシュが，基板の周囲に行くにしたがって自然に大きくなっているのも，好ましい．このようにアダプティブメッシュの機能を使うことにより，効率のよいメッシュを生成することが可能となった．

さらにアダプティブメッシュとマルチグリッド法を組み合わせることによって，効率よく計算することが可能である．

4. 周辺技術

4.1 プリプロセッサ

プリプロセッサの役割は，モデルの形状，物性値，解析条件，境界条件などの入力を行い，メッシュを生成することである．モデルの入力は一般的に手間のかかる作業であるので，それを軽減することは重要な課題である．我々のソフトでは，ソリッド・モデリング・カーネルとして EDS 社[7]の ParaSolid を採用し，操作性のよい Graphical User Interface(GUI)を実現している．3 次元形状の入力は，直方体，円柱，角柱といった基本的な図形であれば容易に作成でき，ほかにも 2 次元形状を直線や曲線に沿って引き伸ばしたり，回転させるなどして 3 次元形状を定義できる．形状の重なり部分の抽出や削除の機能を使えば，複雑なモデルも簡単な操作で定義できる．ParaSolid を使った市販の 3 次元 CAD は，EDS 社の Unigraphics, SolidEdge,SolidWorks 社の SolidWorks, IronCAD 社の IronCAD などがあり，これらの CAD ソフトが作成した形状データを読むことができるので，設計者にとって形状入力の手間を削減できる．

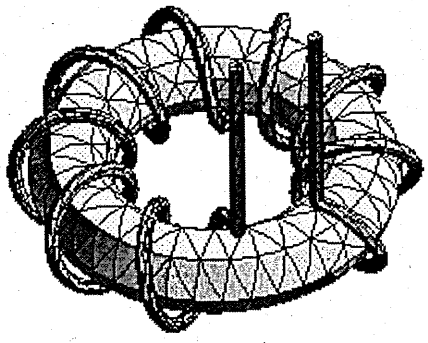


図 12　トロイダルコイルのメッシュ図

設計には，モデル形状に変更を加えながら繰り返し計算をする場合が多い．このような要求に応えるため，Excel　VBA(Visual Basic for Application)からソフトを簡単に制御できるようなライブラリを用意している．この機能を用いることにより，ユーザはモデルの構築から計算結果の取得，加工までを VBA で制御できる．

メッシュ生成は，コマンドを実行するだけで解析領域を四面体に分割することができる．モデル形状が接しているところでは，ソフトで接触の判定を行い，境界を挟んで四面体の点，辺，面を共有させている．部分的に要素を細かくするなどの，メッシュの制御をすることもできる．

4.2 ポストプロセッサ

ポストプロセッサでは，ベクトル図，コンター図，アニメーションなどの表示方法があり，それらの方法を駆使しながら結果を評価することができる．特にアニメーションによる表示

は，複雑な電磁界の現象を理解するのに便利なツールである．図 12 には，図 9 で示した誘電体共振器の共振状態での磁界分布を，共振器中心を含む断面上でのベクトルで示している．磁界が共振器中央から上方向に，そして外側に回っていることが分かる．

また先に述べたように Excel VBA を用いた，結果の取得や，領域での積分機能が提供されているので，解析者は計算結果を自由に加工して解析することができる．

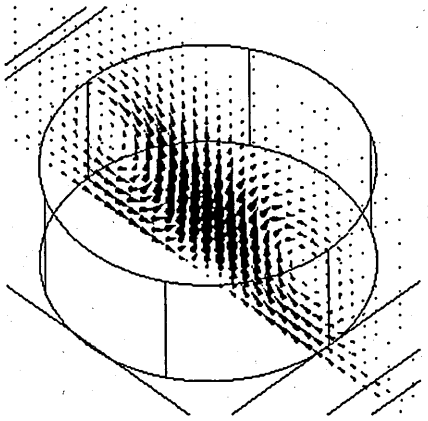


図 12　図 9 の誘電体共振器の共振状態での磁界分布
　　共振器の中心をとおる断面での描画

5. おわりに

我々が有限要素法ソフトを開発しながら取得した，いくつかの技術を紹介した．マルチグリッド法は，大規模連立一次方程式の演算時間を大幅に削減できることを示したが，適用は今のところ一次要素に限られている．是非 2 次要素へも展開していきたいと考えている．また今回紹介したファーストスイープ以外の手法も開発されているので[17],[18]，それらについても評価をしたい．

文献

[1] Flomerics 社のウエブサイト　http://www.flomerics.com/

[2] CST 社のウエブサイト　http://www.cst-world.com/

[3] SONNET 社のウエブサイト　http://www.sonnetusa.com/

[4] Ansoft 社のウエブサイト　http://www.ansoft.com/

[5] ANSYS 社のウエブサイト　http://www.ansys.com/

[6] 岡田 "閉領域問題に対する有限要素法解析", 輻射科学研究会 RS90-6(1990)

[7] Tatsuo Itoh,"Finite Element Software for MicrowaveEngineering",John Wiley & Sons,Inc

[8] W. Briggs, V. Henson and S. McCormick, "A Multigrid Tutorial," SIAM

[9] D. Dibben, "Fast Multigrid Solver for High Frequency Electromagnetic," 日本総合研究所内部資料, (2000)

[10] D. Dibben and T. Yamada, "Non-nested Multigrid and Automatic Mesh Coarsening for High-Frequency Electromagnetic Problems.", 電気学会静止器回転機合同研究会資料, SA-02-34, pp71-75(2002)

[11] R. Hiptmair, "Multigrid meshod for Maxwell's equations," SIAM J. Numer. Anal. 36(1999), no. 1, 204-225

[12] D.Arnold, R.Falk, and R.Winther, "Multigrid in H(div) and H(curl), " Numer. Math.. 85(2000), 197-218

[13] S. Reitzinger and J. Schoberl, "Algebraic Multigrid for Finite Element Discretizations with Edge Elements," 出所不明(2000)

[14] EDS 社のウエブサイト　http://www.eds.com/

[15] SolidWorks 社のウエブサイト　http://www.solidworks.com/

[16] IronCad 社のウエブサイト　http://www.ironcad.com/

[17] R.D.Slone,R.Lee and J.F.Lee," Multipoint Galerkin Asymptotic Waveform Evaluation for Model Order Reduction of Frequency Domain FEM Electromagnetic Radiation Ploblems",IEEE Trans.Antennas Propagat.,vol.49,pp1504-1513,Oct.2001

[18] D.K.Sun,Z.Cendes,J.F.Lee," ALPS-A new fast frequency-sweep procedure for microwave devices",IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques,vol.49,pp 398 – 402,Feb.2001

輻射科学研究会資料
RS03-12

超音波による微粒子の配列と微生物の非接触操作

2003 年 12 月 11 日

龍谷大学 理工学部

斉 藤　光 徳

JOURNAL OF MATERIALS SCIENCE 35 (2000) 2373–2377

Host-guest composites containing ultrasonically arranged particles

M. SAITO, Y. IMANISHI
Department of Electronics and Informatics, Ryukoku University, Seta, Otsu 520-2194, Japan
E-mail: msaito@rins.ryukoku.ac.jp

Ultrasonic particle arrangement method was used for the fabrication of composite materials with layer or lattice structures. Guest particles were periodically arranged in a host solution by using ultrasonic standing waves, and then the solution was solidified to obtain a solid composite material. The sample cell was rotated during the solidification process to prevent particle sedimentation. Polymer, glass, or metal particles with various shapes were ultrasonically arranged in a polysiloxane resin, which was useful as a host material due to its simple solidification process and suitability for forming fine structures. Composite materials with periodic structures were successfully fabricated by this method.
© *2000 Kluwer Academic Publishers*

1. Introduction

Composite materials with layer or lattice structures exhibit anisotropies in thermal, mechanical, electrical, or optical properties. In a composite material consisting of metal and dielectric layers, for example, electric and thermal conductivities depend on the direction of conduction. Periodic structures also induce optical or acoustical functions due to the interference of transmitting waves. These functions can be utilized for the fabrication of diffraction gratings or frequency filters. To develop novel materials with these useful functions, fabrication techniques of periodic structures have been intensively studied of late. The interesting prospects for photonic band gap crystals are currently promoting the research in this field [1, 2]. The microprocessing techniques for semiconductor devices, e.g., vapor deposition and photolithography, are usually used for the construction of microstructures. It is difficult, however, to fabricate large bulk materials by using these thin-film techniques.

A bulk material with periodic structure may be obtained by extending the fabrication techniques of host-guest composites. It has been demonstrated recently that a three-dimensional lattice structure is formed in a colloidal suspension of polystyrene spheres due to a repulsive electric force and an attractive van der Waals force between particles [3]. To adopt this self-organizing method, however, the component materials must be in the form of particles and liquids and are consequently limited, and the lattice structure and the lattice constant are difficult to control. A laser trapping technique was also utilized to form a two-dimensional lattice of polystyrene particles in water, and it was reported that a composite material with a lattice structure would have been obtained if the suspending water had been frozen [4]. The laser trapping method, however, cannot be used for opaque materials, and the trapping region is limited to the area around the focal point of the laser beam. A laser beam even induces thermal damage in materials.

We have recently proposed an ultrasonic arrangement method for the fabrication of a periodic structure in composite materials [5]. As described in Sec. 2, particles in liquid aggregate at the nodes of an ultrasonic standing wave [6–10]. Being compared with an optical force in laser trapping, ultrasonic waves exert a large trapping force on particles regardless of their shapes and chemical constitution. In addition, an ultrasonic standing wave can also trap many particles simultaneously and arrange them in a wide region over the entire solution. A composite material with a periodic structure is obtained, if ultrasonic oscillation is continued during the solidification process of the solution. In a previous work, we fabricated polymer composites with acrylic and polysiloxane resins [5, 11]. In this work, we synthesized composite materials with glass or metal particles, which used to be difficult to arrange because of gravitational segregation.

2. Principle

Let us consider a particle suspension that fills the space between two ultrasonic transducers. If ultrasonic waves of an appropriate frequency are transmitted from the two transducers, a standing wave is excited in the liquid, as shown in Fig. 1. The standing wave creates nodal planes at which no ultrasonic oscillation takes place. Then particles in the liquid tend to aggregate at the nodal planes, where they can stay without disturbance [5–13]. As a consequence, particles are arranged in planes of a regular spacing, i.e., half of the ultrasonic wavelength $\Lambda/2$. One can obtain a composite material with layered structure by solidifying this suspension. Further, if two or three ultrasonic standing waves are

0022–2461 © *2000 Kluwer Academic Publishers*

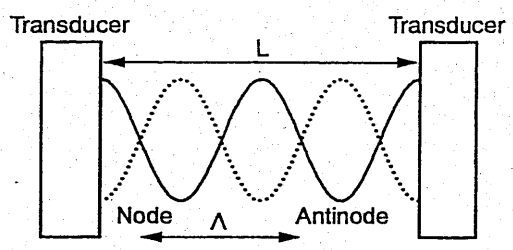


Figure 1 Ultrasonic standing wave between two transducers.

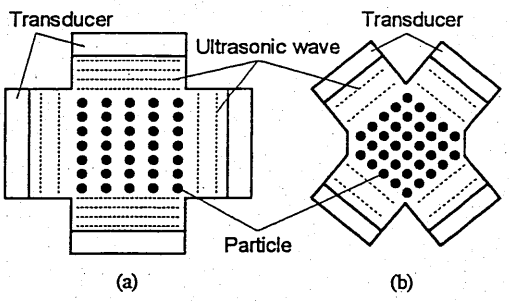


Figure 2 Fabrication method of lattice structures. Particles are trapped at intersecting points of ultrasonic standing wave nodes. (a) Lattice constants (spacing of particles) can be adjusted by tuning the ultrasonic frequencies. (b) Lattice structure can be modified by changing the directions of standing waves.

generated, as shown in Fig. 2, one can fabricate two- or three-dimensional lattice structures in a composite material.

Now let us discuss the problem quantitatively. When an ultrasonic wave of frequency f propagates in a liquid with a sound velocity v, the ultrasonic wavelength Λ is

$$\Lambda = \frac{v}{f} \tag{1}$$

If the spacing between the opposing ultrasonic transducers is L (Fig. 1), the condition of the standing wave excitation (resonance) is

$$L = \frac{m\Lambda}{2} = \frac{mv}{2f} \tag{2}$$

where m is a positive integer. In case of $L = 19$ mm and $v = 980$ m/s, which are the values corresponding to the current experiment (Sec. 3), the resonance frequencies are, for example, $f = 7.995$ MHz ($m = 310$) and 8.021 MHz ($m = 311$) from Equation 2. It follows from this evaluation that one can excite a standing wave by tuning the oscillation frequency between ~7.99 and ~8.03 MHz.

The spacing s of arranged particles, i.e., the spacing of the nodes, is

$$s = \frac{\Lambda}{2} = \frac{v}{2f} \tag{3}$$

Equation 3 indicates that a finer structure is obtained by increasing the ultrasonic frequency. If the sound velocity is 980 m/s, for example, the spacing is calculated to be 60 μm for 8 MHz, and 5 μm for 100 MHz. It also follows from Equation 3 that a material with a low sound velocity is preferred to fabricate a fine structure.

The acoustic force that is exerted on a particle has been studied theoretically by many researchers [12–18]. If a spheric particle of volume V is located at a distance x from a node, it suffers an acoustic force

$$F = -\frac{2\pi AVPf}{v^2} \sin\frac{4\pi fx}{v} \tag{4}$$

where P is the ultrasonic power density and A is a constant that is determined by the densities and compressibilities of the particle and the liquid [9, 13]. Equation 4 indicates that the acoustic force is directed toward the node, i.e., $F > 0$ for $x < 0$ and $F < 0$ for $x > 0$, and hence particles are trapped at the node. The theoretical expressions for the trapping force, however, depend strongly on the particle shape [15–18]. Unfortunately there is no simple expression for a general shape. Further the constant A is difficult to evaluate for some particles, since the material constants of particles are occasionally different from those of the corresponding bulk materials. Therefore one can use Equation 4 only for semiquantitative evaluation. Nevertheless Equation 4 provides some useful knowledge concerning particle arrangement; e.g., a high frequency and a low sound velocity is desired not only for attaining a fine structure but also for inducing a large trapping force.

3. Experiments and results

As mentioned in Sec. 2, a material with a low sound velocity is preferred as a host material or a suspending liquid. The liquid also needs to solidify by a simple process. We employed a polysiloxane resin (Shin-Etsu Chemical, KE103) as a host material in this work. This resin can be synthesized easily from a mixed solution of principal and curing agents. The curing time is 8 h at room temperature. The volume shrinkage during solidification is negligible. Synthesized resin is very clear and contains no bubbles. The sound velocity of the polysiloxane resin is 980 m/s, which is lower than that of any other solid material (2000–8000 m/s) or water (1500 m/s) [5].

Guest materials used were polymer, glass, and metal particles. Specifications of the particles are as follows. Acrylic spheres (Hayakawa Rubber, L-11R) are 10 μm in diameter and their density is 1300 kg/m^3. Glass rods (Nippon Electric Glass, PF-90) are 9 μm in diameter and 20–100 μm in length, and their density is 2600 kg/m^3. Silver particles (Tanaka Kikinzoku, AY-6010) have a sphere-like indeterminate shape of 6–13 μm size and their density is 10^4 kg/m^3. Gold leaves (Fukuda Metal Foil & Powder, PH-870) are 0.15 μm in thickness and 1–10 μm in size, and their density is 1.9×10^4 kg/m^3.

Fig. 3 shows a sample cell used for the fabrication of layered composite materials. The sample cell consists of four glass plates. Two ultrasonic transducers are inserted from the opposite sides of the cell to a distance of 6–20 mm from each other. The transducer (Nippon Denpa Kogyo, custom-made) is made of a lead titanate zirconate (PZT) plate with 4×15 mm^2 surface area. The thickness of the PZT plate is adjusted so that the resonance frequency may be in the 8 MHz range. The

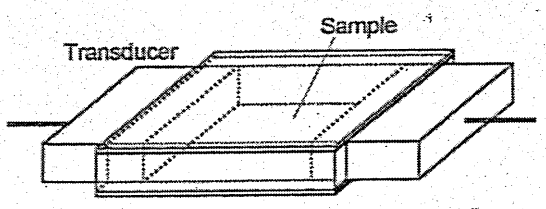


Figure 3 Sample cell for the fabrication of composite materials with layered particle arrangement.

transducer is packed in a plastic case, 6×19 mm^2 in transmission surface area and 15 mm in length, together with an electric circuit for impedance matching. A high-frequency power of ~1 W from an electric source is divided equally and supplied to the two transducers. The oscillation frequency is tuned in the 7.9–8.1 MHz range so as to excite an ultrasonic standing wave in the sample cell. The standing wave excitation can be confirmed either by microscopic observation of particle distribution or by monitoring the rise in signal voltage due to the resonance between the transducers [19].

Fabrication of a layered composite was first attempted by using acrylic particles. Acrylic particles were dispersed in a polysiloxane solution at ~3 vol%. The suspension was poured into the sample cell, and then an ultrasonic standing wave was generated in the suspension. Ultrasonic oscillation was continued for 8 h until the solution solidified. Fig. 4 shows a photomicrograph of the fabricated composite. Acrylic particles are arranged at a spacing of 60 μm, as predicted by Equation 3.

Experiments for the other particles were also conducted in a similar manner. It was difficult, however, to disperse glass and metal particles uniformly over the entire sample, since their densities were too large to suspend in the polysiloxane solution whose density is as low as 970 kg/m^3. Although the starting mixture of particles and polysiloxane was stirred continuously until it became viscoidal midway through the solidification process, most particles sedimented at the bottom before the solution completely solidified. Fig. 5 shows the photomicrographs that were taken at the upper and lower parts of the fabricated composites. Particles are seen to have sedimented at the bottoms of the samples, forming large colonies. Particles sedimenting on the bottom were difficult to arrange ultrasonically because of frictional or adsorptive forces at the glass surface.

To prevent particle sedimentation, we prepared a rotation apparatus shown in Fig. 6. An aluminum plate, on which a sample cell is mounted, rotates at 10 rounds per minute being driven by a motor. High-frequency electric power is supplied to the transducers through a rotary connector to prevent a twist in the electric cable.

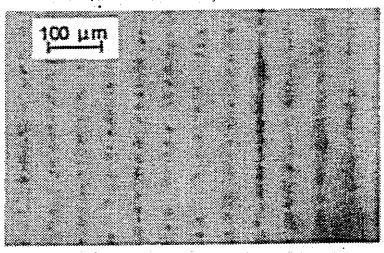


Figure 4 Polysiloxane composite with acrylic particle layers.

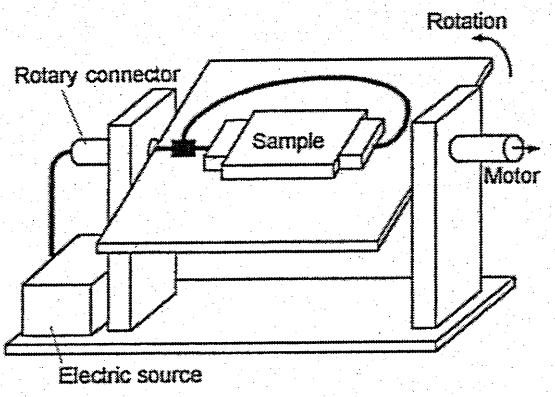


Figure 6 Rotation apparatus for preventing particle sedimentation.

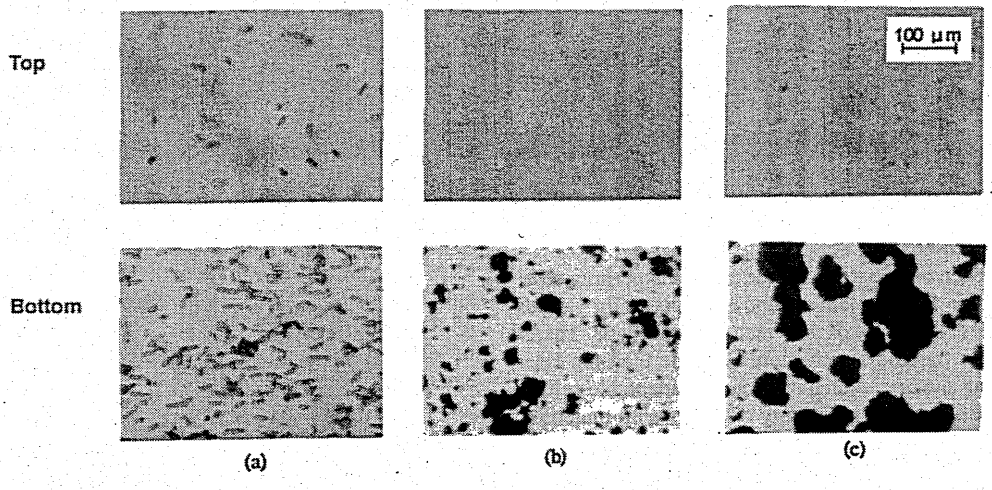


Figure 5 Particle distributions at the top and the bottom of the polysiloxane resins. (a) Glass rods, (b) silver particles, and (c) gold leaves are dispersed in the resin.

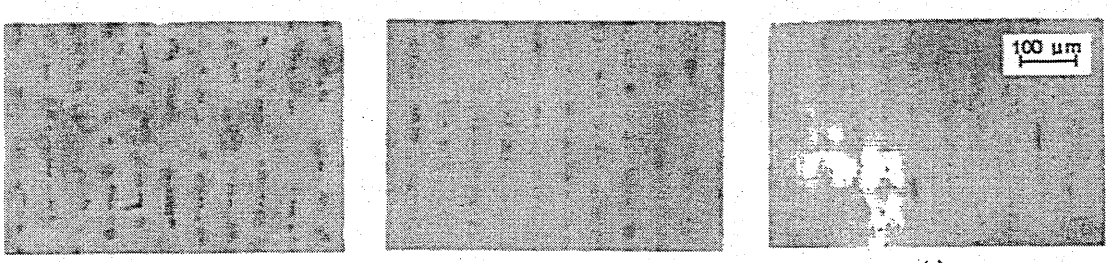


Figure 7 Polysiloxane composites with periodic arrangement of (a) glass rods, (b) silver particles, or (c) gold leaves.

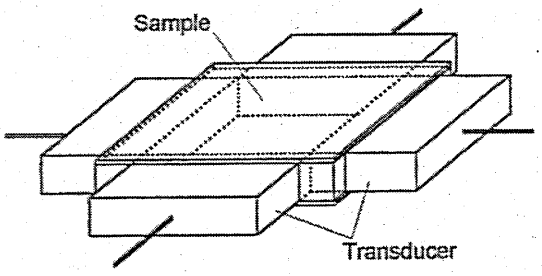


Figure 8 Sample cell for the fabrication of lattice structure.

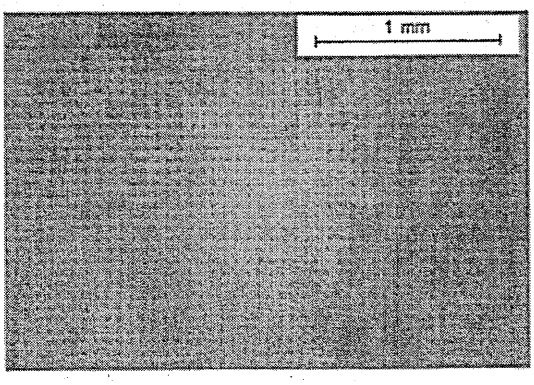


Figure 9 Polysiloxane/acrylate polymer composite with lattice structure. The spacing of acrylic particles is ~60 μm.

Composite materials with glass rods (~0.1 vol%), silver particles (~0.02 vol%), or gold leaves (~0.02 vol%) were fabricated by using this apparatus. Rotation and ultrasonic oscillation were continued throughout the solidification process. Fig. 7 shows the photomicrographs of the fabricated composites. Particle layers of ~60 μm spacing are observed in the composites.

Finally, two-dimensional lattice structures were fabricated by using a sample cell shown in Fig. 8. The top and bottom of the sample cell are made of glass plates, and the sides are enclosed with four PZT transducers. The cross section of the transducers is 6×19 mm^2, and accordingly the inner size of the sample cell is $6 \times 19 \times 19$ mm^3. A pair of opposing transducers are driven by an electric source (~1 W), and the other pair by another electric source (~1 W). The oscillation frequency of both electric sources are adjusted around 8 MHz so as to excite two ultrasonic standing waves simultaneously in orthogonal directions. An experiment was conducted by dispersing ~0.3 vol% acrylic particles in a polysiloxane solution. As Fig. 9 shows, a lattice structure was successfully constructed in a composite material.

4. Discussion

It has been demonstrated in the current experiment that ultrasonic arrangement method is adoptable for various particles regardless of their material and shape. Therefore this method seems more versatile than the laser trapping method, which restricts the adoptable refractive index and transmissivity of composing materials. If other materials, e.g., ultraviolet curing resin or sol-gel glass, can be employed as host materials, the ultrasonic arrangement technique will find more application fields.

In this work, we fabricated composite materials with one- or two-dimensional particle arrangement. This technique can be extended to the fabrication of three-dimensional lattice structure. As mentioned in Sec. 1, fabrication methods of three-dimensional lattice structures are being studied intensively in the field of optics to realize photonic band gap crystals. Currently it is not certain whether the ultrasonic arrangement technique is applicable to the fabrication of photonic band gap crystals, since ultrasonic waves of submicrometer wavelength are required for the construction of a fine structure. One problem is the attenuation of ultrasonic waves; i.e., the attenuation constant of ultrasonic waves increases in proportion to the square of the frequency, and hence excitation of a standing wave becomes more difficult for high-frequency ultrasonic waves. There are some other difficulties including the machining precision of a sample cell and the thermal expansion due to ultrasonic oscillation. We are currently making efforts to overcome these difficulties. Even if such a fine structure cannot be realized, however, periodic structures still exhibit useful functions based on anisotropy and interference. We have already demonstrated some of these functions [5, 11], and will further look for novel functions through the characterization of fabricated composites.

5. Conclusion

Ultrasonic waves are useful for arranging small particles, since it simultaneously exerts a sufficient trapping

force on many particles that are dispersed in a wide region. By using a polysiloxane resin as a host material, small-periodicity structures can be constructed, and the structures are not disturbed during the solidification process. Sedimentation of heavy particles can be prevented by continuing the rotation of the sample cell until the suspension solidifies completely. Polymer, glass, and metal particles were successfully arranged in a polysiloxane resin, forming composite materials with layer or lattice structures.

Acknowledgements

We wish to thank T. Daian and K. Itagaki for help in the experiments. We also thank Hayakawa Rubber Co., Ltd., Nippon Electric Glass Co., Ltd., and Fukuda Metal Foil & Powder Co., Ltd. for supplying particles. This research was supported by a Grant-in-Aid from the Ministry of Education, Science, Sports, and Culture of Japan, the Scientific Research Promotion Fund from the Japan Private School Promotion Foundation.

References

1. E. YABLONOVITCH, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2059.
2. C. T. WHIPPLE, *Photonics Spectra* (1999) 110.
3. I. I. TARHAN and G. H. WATSON, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 315.
4. M. M. BURNS, J.-M. FOURNIER and J. A. GOLOVCHENKO, *Science* **249** (1990) 749.
5. M. SAITO, T. DAIAN, K. HAYASHI and S. IZUMIDA, *J. Appl. Phys.* **83** (1998) 3490.
6. J. WU, *J. Acoust. Soc. Am.* **89** (1991) 2140.
7. T. TOLT and D. J. FEKE, *ibid.* **91** (1992) 3152.
8. M. TAKEUCHI and K. YAMANOUCHI, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) 3045.
9. K. YASUDA, S. UMEMURA and K. TAKEDA, *ibid.* **34** (1995) 2715.
10. M. SAITO, S. IZUMIDA and J. HIROTA, *Appl. Phys. Lett.* **71** (1997) 1909.
11. M. SAITO, K. ITAGAKI, K. HAYASHI and K. TSUBATA, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 3028.
12. L. V. KING, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A147** (1934) 212.
13. K. YOSIOKA and Y. KAWASHIMA, *Acustica* **5** (1955) 167.
14. W. L. NYBORG, *J. Acoust. Soc. Am.* **42** (1967) 947.
15. L. V. KING, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A153** (1936) 1.
16. A. S. AHUJA and W. R. HENDEE, *J. Acoust. Soc. Am.* **63** (1978) 1074.
17. M. A. H. WEISER and R. E. APFEL, *ibid.* **71** (1982) 1261.
18. T. HASEGAWA, K. SAKA, N. INOUE and K. MATSUZAWA, *ibid.* **83** (1988) 1770.
19. M. SAITO, S. IZUMIDA, K. ONISHI and J. AKAZAWA, *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 6353.

Received 27 August
and accepted 14 October 1999

Ultrasonic manipulation of locomotive microorganisms and evaluation of their activity

Mitsunori Saito,[a] Norio Kitamura, and Masaki Terauchi
Department of Electronics and Informatics, Ryukoku University, Seta, Otsu 520-2194, Japan

(Received 20 March 2002; accepted 30 September 2002)

Acoustic manipulation of locomotive microorganisms, i.e., euglena and paramecia, was conducted by using ultrasonic standing waves of ~3 MHz. Microorganisms were trapped at the intersections of the nodes in the two orthogonal standing waves and were transferred horizontally and vertically by the suitable ultrasonic frequency change. Aggregation of microorganisms was also observed in the process of the cyclic frequency change. The trapping efficiency depended on both ultrasonic power density and the activity of microorganisms. The effects of water temperature and illumination on their activity were evaluated by measuring the ultrasonic trapping efficiency. © *2002 American Institute of Physics.* [DOI: 10.1063/1.1522813]

I. INTRODUCTION

Laser tweezers have become an indispensable tool in biotechnology and some other fields.[1–6] However, the optical pressure that is induced by a laser beam is too small to trap microorganisms with a large locomotive force. If laser power is raised to attain the sufficient trapping force, microorganisms suffer fatal thermal damage. In addition, even a small laser power can affect the organic functions of photosensitive microorganisms. Further, the use of laser tweezers is limited to the transparent solutions that transmit the laser beam.

Ultrasonic tweezers are advantageous over laser tweezers for the following reasons. First, ultrasound is a pressure wave, and hence it exerts a large pressure on particles. Second, it propagates even in such opaque solutions as blood. If an ultrasonic standing wave is generated in liquid, particles are trapped at the nodal positions.[7] This phenomenon has been used for the trapping, concentration, or fractionation of suspending particles[8–16] including organic cells.[17–19] As regards the locomotive microorganisms, one- or two-dimensional trapping was demonstrated for paramecia, and their locomotive force was evaluated from the ultrasonic power needed to trap them.[20] In this work, we tried the transfer and aggregation of microorganisms by the suitable ultrasonic frequency change. We also evaluated the activity of microorganisms by measuring the ultrasonic trapping efficiency, and studied the temperature and illumination effects on their activity.

II. PRINCIPLE

Let us consider a water cell of length L shown in Fig. 1. A pair of ultrasonic transducers are attached on the cell ends and transmit ultrasonic waves of frequency f in the opposite directions. The ultrasonic wavelength is expressed as $\Lambda = v/f$ with the sound velocity v in water. If the frequency is tuned so as to satisfy the condition

$$L = m\Lambda/2 = mv/(2f) \quad (m = 1,2,3,\ldots), \tag{1}$$

an ultrasonic standing wave is excited, in which displacement nodes appear at the spacing of $\Lambda/2$. At the same time, pressure nodes appear at the positions of the displacement antinodes. Then particles or microorganisms in water aggregate at either of these nodes, where the vibration energy (kinetic energy plus elastic energy) becomes the smallest. Whether particles aggregate at the displacement nodes or the pressure nodes depends on their mechanical properties as described below. If a spherical particle of volume V is located at a distance ξ from a displacement node, the particle suffers an acoustic force[13,21,22]

$$F = (2\pi AVPf/v^2)\sin(4\pi f\xi/v), \tag{2}$$

where P is the ultrasonic power density (W/m^2) and A is a mechanical constant that is determined by the densities, ρ and ρ_0, and the compressibilities, γ and γ_0, of the particle and the liquid, respectively; i.e.,

$$A = (5\rho - 2\rho_0)/(2\rho + \rho_0) - \gamma/\gamma_0. \tag{3}$$

The acoustic force or the trapping force, F, depends on the particle shape, but Eq. (2) provides the rough estimate. In case A takes a negative value, F becomes the restoring force around the displacement node ($\xi = 0$); i.e., $F > 0$ for $\xi < 0$ and $F < 0$ for $\xi > 0$. Consequently, the particle is trapped at the displacement node. On the other hand, if A takes a positive value, F becomes the restoring force around the displacement antinode or the pressure node ($\xi = \Lambda/4$), and hence the particle is trapped at the pressure node.

In the current experiment, the ultrasonic standing wave of ~3 MHz was excited in the space of ~40 mm between a pair of transducers. By using Eq. (1) with $v = 1500$ m/s (sound velocity in water) and $L = 40$ mm, the resonance frequencies are calculated to be 3.000, 3.019, 3.038, ... MHz for $m = 160$, 161, 162, ..., respectively. Figure 2(a) illustrates these standing waves schematically. The horizontal axis shows the position in the cell, i.e., the distance x from the midpoint of the two transducers. In this illustration, particles are assumed to be trapped at the displacement nodes, but the similar consideration is possible for particles that are trapped at the pressure nodes. The nodal positions shift with the fre-

[a]Electronic mail: msaito@rins.ryukoku.ac.jp

 © 2002 American Institute of Physics

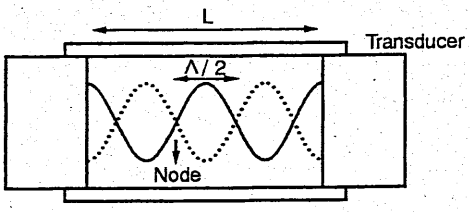


FIG. 1. Ultrasonic standing wave in a sample cell.

quency change, and accordingly trapped particles are transferred to the right or to the left. For example, let us observe a particle that is trapped at $x=0.88$ mm by the 3.000 MHz standing wave. If the frequency is raised to 3.019 MHz, nodes are formed at $x=0.76$ and 1.00 mm. Since these nodes are located at the same distance from the original particle position, one cannot predict which of the two nodes the particle will move to. However, if the frequency is switched from 3.000 to 3.150 MHz directly, the particle will move to the node at $x=0.83$ mm, which is closer to the particle than the next node at $x=1.07$ mm. If the frequency is raised further to 3.300 MHz, the particle will move to the position at $x=0.80$ mm. Similarly, the particle at 1.88 mm [the right particle in Fig. 2(a)] can be transferred to $x=1.70$ mm by tuning the frequency successively to 3.075, 3.150, 3.225, and 3.300 MHz. In this manner, particles can be transferred by the suitable frequency change.

Figure 2(b) shows the principle of the particle aggregation. In this example, particles in the region of $x=0-2$ mm are first trapped at the nodes of the 2.10 MHz ultrasonic wave. Then they are transferred to the left by raising the frequency step by step to 3.90 MHz. If the frequency is lowered abruptly to 2.10 MHz at this stage, the particles aggregate at the left three nodes, i.e., $x=0.18$, 0.54, and 0.89 mm. By repeating this cyclic frequency change between 2.10 and 3.90 MHz, all particles finally aggregate around the node at $x=0.18$ mm.

As described above, a single ultrasonic standing wave realizes the one-dimensional trapping and manipulation of particles or microorganisms. If two intersecting standing waves are generated simultaneously, microorganisms are trapped at the intersections of the nodes, and are transferred in either of the two directions by changing the frequencies of the two standing waves independently. This is the principle of the microorganism manipulation.

III. ULTRASONIC MANIPULATION

Figure 3 shows the top view and the cross section of the sample cell that was prepared for the two-dimensional trapping. Rectangular grooves of 1 mm depth and 10 mm width were formed on the surface of the aluminum plate. The two-dimensional trapping area of 10×10 mm^2 was created at the intersection of the two grooves. The grooves were covered by an acrylic plate, in which two holes were drilled for water injection and thermometer insertion. Cylindrical ultrasonic transducers of 15 mm diameter (Toray Techno, PVDF-TrFE polymer transducer) were attached to the groove ends. The distance between the opposite transducers was ~40 mm. The transducers were so designed as to oscillate strongly around 3 MHz. As Fig. 3(a) shows, a high-frequency electric signal from a power source was divided to drive a pair of opposite transducers at the same frequency. The progressive and reflected electric powers were measured by the power meter, and the electric power that was supplied to the ultrasonic transducers was evaluated from the difference of these powers. The other pair of transducers were driven by another

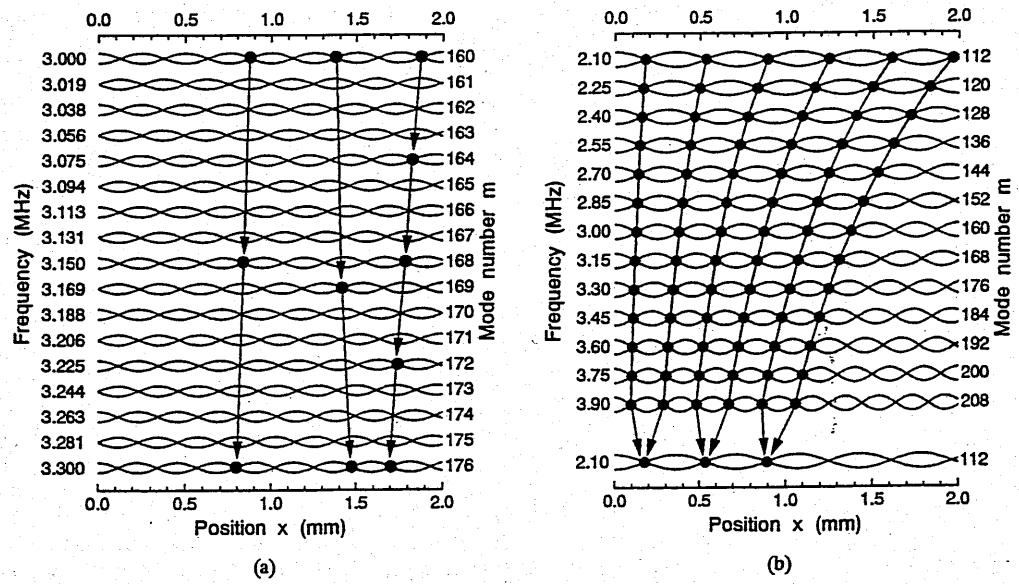


FIG. 2. Principle of ultrasonic manipulation. (a) Particles (●) are trapped at the nodes and are transferred by suitable frequency change, e.g., from $x=0.88$ to 0.80, from 1.38 to 1.47, or from 1.88 to 1.70. (b) Particles aggregate at the position of $x=0.18$ by the cyclic frequency change between 2.1 and 3.9 MHz.

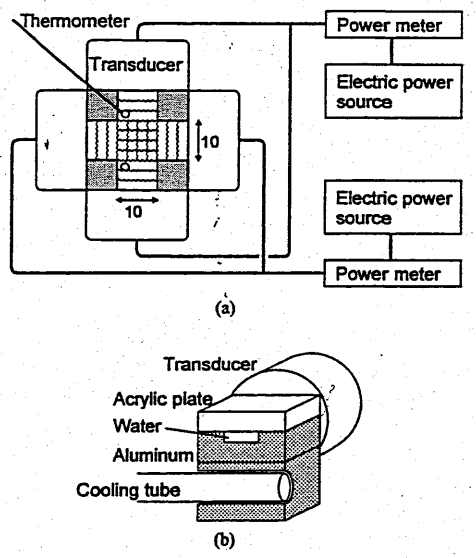


FIG. 3. (a) Top view of the sample cell and its electrical connection to power sources. (b) The cross section of the sample cell.

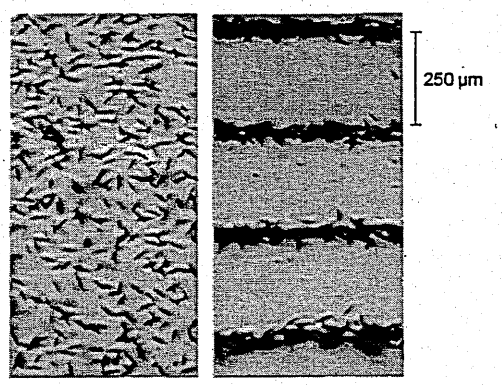


FIG. 4. Microscopic photographs of euglena. (a) Euglena had been swimming freely, but (b) they were trapped at the nodes of ~250 μm spacing when the ultrasonic standing wave of ~3 MHz was excited in the vertical direction. Euglena were ~10 μm in diameter and 30–50 μm in length.

power source. The ultrasonic frequency and power were controlled independently for the vertical and horizontal directions by tuning these power sources.

Water temperature was monitored by the thermometer that was inserted in the cell through a hole in the acrylic plate. When the ultrasonic oscillation was continued, water temperature rose gradually. A cooling tube was inserted in the hole of the aluminum block, as shown in Fig. 3(b). Water temperature was controlled either by transmitting ultrasonic waves continuously or by cooling the sample cell by the tube.

The sample cell was mounted on the microscope stage, and was observed with a charge coupled device camera. Figure 4 shows the distributions of euglena that were observed before and after the ultrasonic-wave generation in vertical direction (one-dimensional trapping). Euglena that had been swimming in random directions were arranged in lines within 1 s after the standing-wave generation. The line spacing was ~250 μm, half wavelength of the 3 MHz ultrasonic wave. Figure 5(a) shows the two-dimensional trapping of euglena by the 3.1 MHz ultrasonic waves. Euglena were trapped at the lattice points of ~250 μm spacing, i.e., the intersection of the two orthogonal ultrasonic waves. In this example, 10–20 euglena aggregated at each lattice point. The euglena moved upward by raising the ultrasonic frequency to 3.3 MHz, as shown in Fig. 5(b). Figure 5(c) shows two paramecia that were trapped at the lattice points. Paramecia usually show their sides as they swim in the sample cell, but they stood up and showed their face when they were trapped two-dimensionally.

The experiments of ultrasonic manipulation were conducted with euglena. Figure 6 shows the distance that euglena traveled during the process of the frequency change. Near the center of the sample cell ($x=0$), euglena that were trapped by the ~3.1 MHz ultrasonic wave were transferred by 0.6 mm as the frequency was raised step by step to ~4.0 MHz (○), and were transferred backward to the original position as the frequency was lowered to 3.1 MHz (●). The euglena that were trapped at the 6 mm distance from the center ($x=6$ mm) during the ~3.2 MHz oscillation were transferred in the opposite direction ($-x$ direction) as far as 0.9 mm from the original position by raising the frequency to

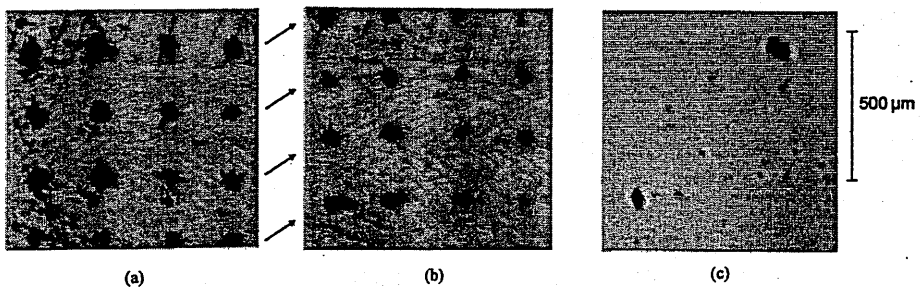


FIG. 5. Two-dimensional trapping of microorganisms by the orthogonal standing waves. (a) 10–20 euglena were trapped at each lattice point by the 3.1 MHz ultrasonic waves, and then (b) they were transferred upward by the frequency change to 3.3 MHz. (c) Two paramecia, ~30 μm in diameter and 150–200 μm in length, were trapped by the ~3 MHz ultrasonic waves.

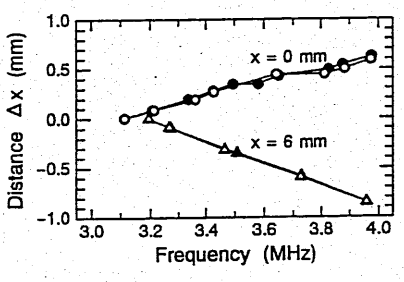


FIG. 6. Transfer distance of euglena during the process of the ultrasonic frequency change. Frequency was first raised to ~4.0 MHz (○, △), and then it was lowered to 3.1 to 3.2 MHz (●, ▲).

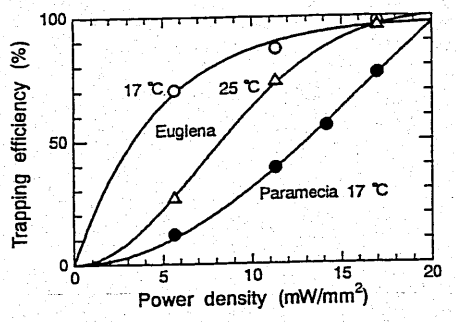


FIG. 8. Trapping efficiency of euglena (○, △) and paramecia (●) that were measured at various ultrasonic power densities. Water temperature was 17 or 25 °C.

~4.0 MHz (△). They returned to the original position by lowering the frequency to ~3.2 MHz (▲).

Figure 7 shows the process of the ultrasonic aggregation of euglena. Euglena that were distributed randomly in the sample cell were arranged by the orthogonal ultrasonic waves of ~3.0 MHz [Fig. 7(a)]. Then the frequency of the vertical ultrasonic wave was changed cyclically as 3.0→3.2 →3.4→3.7→3.0 MHz. By repeating this change several times, euglena aggregated at the nodes on the lower side [Fig. 7(b)]. Finally, euglena aggregated in the lower right corner [Fig. 7(c)] by repeating the cyclic frequency change of the horizontal ultrasonic wave.

IV. ACTIVITY OF MICROORGANISMS

The ultrasonic power that is required for the trapping depends on the locomotive force or the activity of each microorganism. To evaluate the activity of microorganisms, the trapping efficiency was measured as follows. A group of microorganisms were put into the sample cell and the standing-wave excitation was repeated 30–50 times by turning on and off the ultrasonic oscillation with ~10 s period. This experiment was conducted for several groups, and the entire process was recorded by a videocassette recorder. After the experiment, the numbers of the trapped and untrapped microorganisms were counted by replaying the video. The total number of the counted microorganisms was 2000–4000. The trapping efficiency was defined as the ratio of the trapped number to the total number.

Figure 8 shows the trapping efficiencies that were measured with the ultrasonic standing waves of various power densities. The trapping efficiency increased with every increase in the power density. When water temperature was 17 °C, 70% of euglena were trapped by the ultrasonic wave of ~6 mW/mm^2 (○). On the other hand, the power density of ~17 mW/mm^2 was required to trap the same percentage of paramecia (●). As ○ and (△) in Fig. 8 exemplify, the trapping efficiency changed notably depending on water temperature. Figure 9(a) shows the temperature dependence of the trapping efficiencies. When the ultrasonic power density was 6 mW/mm^2, the trapping efficiency of euglena was 70% at 17 °C, but it decreased to 15% at 30 °C (○). The trapping efficiency increased again at 33 °C, and then most euglena died at 35 °C. The same tendency was observed for the power densities of 11 (△) and 17 mW/mm^2 (□). The trapping efficiency of paramecia also became the lowest at 30 °C

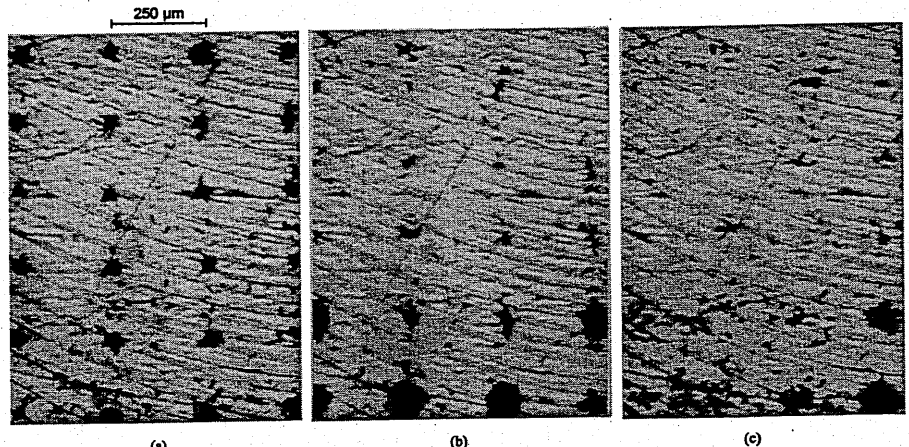


FIG. 7. Ultrasonic aggregation of euglena. (a) Euglena were first trapped by the orthogonal standing waves of ~3.0 MHz. (b) They aggregated at the lower nodes by the cyclic frequency change (3.0–3.7 MHz) of the vertical ultrasonic wave. (c) Finally, they aggregated at the lower right corner by the cyclic frequency change of the horizontal ultrasonic wave.

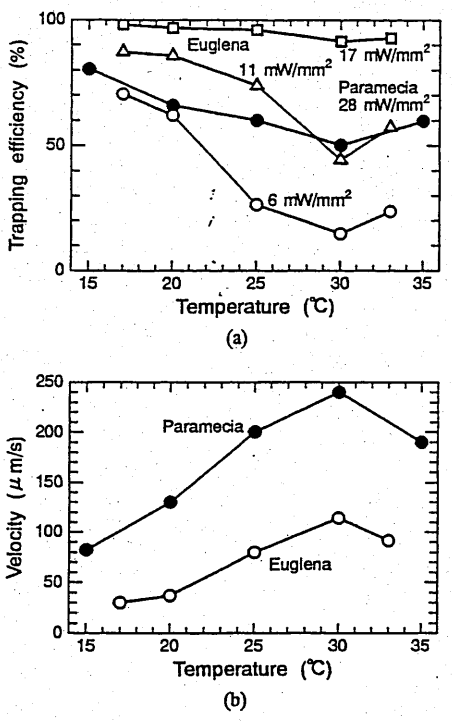


FIG. 9. (a) Temperature dependence of the trapping efficiency. ○, △, and □ show the data for euglena that were measured at the ultrasonic power densities of 6, 11, and 17 mW/mm², respectively. ● shows the data for paramecia that were measured at 28 mW/mm². (b) Swimming velocities of euglena (○) and paramecia (●) as a function of water temperature.

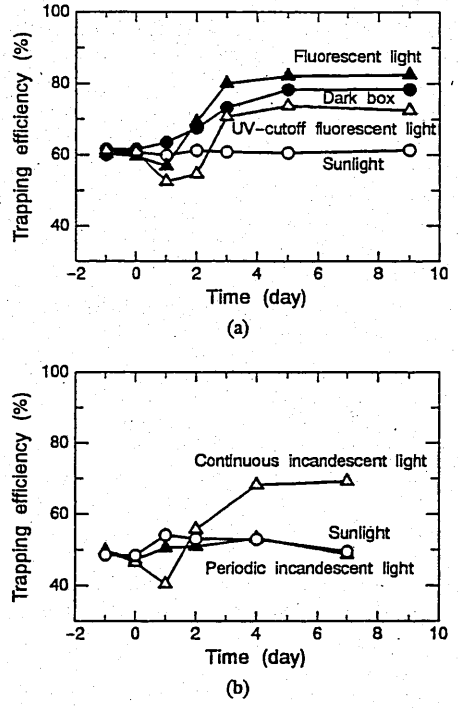


FIG. 10. Illumination effect on the trapping efficiency of euglena. (a) Euglena were preserved by the sunny window (○), in a dark box (●), or under the fluorescent lamp with and without the UV-cutoff filter (△, ▲). (b) Euglena were preserved by the sunny window (○) or under the incandescent lamps that were kept on (△) or periodically turned on (▲).

(●). This phenomenon may be caused by a decrease in water viscosity with temperature. However, we did not observe notable temperature dependence in the experiment with microparticles. Therefore the temperature dependence of the trapping efficiency is thought to be caused mainly by the change in the activity of these microorganisms. To examine their activities by another method, the swimming velocity was measured by replaying the video. Figure 9(b) shows the average velocity measured for 30–50 microorganisms. The swimming velocity also became the largest at 30 °C, indicating that these microorganisms were the most active at 30 °C. This experimental result confirmed the close relation between the trapping efficiency and the activity of the microorganisms.

Euglena are photosynthetic microorganisms, and hence illumination affects their trapping efficiency. The illumination effect was investigated by measuring the trapping efficiency. A group of euglena that had grown in a glass vessel were divided into four glass vessels. The vessels were put near a sunny window being sheltered from direct rays. After three-day preservation in this condition, the four vessels were put in different illumination environments. The first vessel was put near the window as before. The illuminance at that position was 200–300 lx in the daytime. The second vessel was preserved in a dark box. The box was equipped with a ventilation fan to introduce fresh air and to prevent temperature rise. The third vessel was mounted under a fluorescent lamp. The lamp was kept on all day. The luminance at the sample position was ~2000 lx. The last vessel was also mounted under the same fluorescent lamp, but it was covered with an ultraviolet (UV) absorptive film. The transmittance of the film was ~80% in the visible region, and less than 10% in the UV region below 380 nm wavelength. This experiment was conducted in November, and the room was air-conditioned at 15–20 °C during the experimental term. Euglena were sampled from the vessels for observation almost every day. The trapping efficiency was evaluated for each group of euglena with the ultrasonic standing wave of ~3 MHz and 6 mW/mm². The halogen lamp for microscopic observation was controlled to the lowest brightness lest it should affect the activity of the euglena.

Figure 10(a) shows the temporal change in the trapping efficiency. The horizontal axis shows the days after the samples were put in the different environments, i.e., in the dark box or under the fluorescent lamp. Before the environmental change (−1 and 0 day), all samples exhibited the same trapping efficiency (~60%). As regards the euglena that were preserved near the sunny window (○), the trapping efficiency remained at ~60% throughout the experimental term. On the other hand, the trapping efficiency of the euglena in the dark box (●) increased day by day to ~80%. It is plausible that euglena lose activity in a dark environment where they cannot photosynthesize. This result demonstrates the importance of illumination for photosynthetic mi-

croorganisms. Unexpectedly, however, the exposure to the fluorescent light (▲) increased the trapping efficiency to over 80%, even larger than that of euglena in darkness. It seems likely that the activity reduction is partly caused by the sterilization effect of the UV radiation, since the lower trapping efficiency was observed for the sample that was covered with a UV-absorptive film (△). Interestingly, the trapping efficiency of this sample decreased to ~50% in the first two days, and then increased to ~70%. This fact indicates that the fluorescent light made the euglena more active than sunlight in the first two days because of the higher luminance and the longer illumination time (continuous illumination). However, the exposure to the continuous fluorescent light finally spoiled the activity, probably because it disturbed the circadian rhythm of euglena.

The effect of the circadian rhythm was examined by the following experiment. Euglena were divided into three vessels and were put near the sunny window for 3 days, as in the former experiment. Then the three vessels were put in the three different environments. The first vessel was preserved near the sunny window as it had been. The second vessel was mounted under the incandescent lamp, being enclosed by the UV-absorptive film. The incandescent lamp was used in place of the fluorescent lamp to obtain the illumination of continuous spectrum with less UV radiation. The luminance was adjusted to ~300 lx so that it would be the same luminance of the sunlight. The last vessel was mounted under the same type of incandescent lamp, but the lamp was turned on and off every 12 h synchronously with the sunlight. This experiment was conducted in May, and room temperature was kept at 20–25 °C. The trapping efficiency was evaluated by using the ultrasonic wave of ~3 MHz and 6 mW/mm^2. As Fig. 10(b) shows, the trapping efficiency of the euglena in the first vessel (○) was almost constant (~50%) throughout the experimental term. This trapping efficiency was lower than that of the former experiment [Fig. 10(a)] because of higher temperature. As regards the euglena that were illuminated continuously in the second vessel, the trapping efficiency decreased to ~40% at first, and then increased to ~70% (△). This is the same tendency that was observed in the exposure to the fluorescent lamp. In contrast, the periodically illuminated euglena (third vessel, ▲) exhibited almost the same trapping efficiency as those in the sunlight. This result proved that the periodicity of illumination seriously affects the activity of euglena.

V. CONCLUSION

The ultrasonic trapping technique was used to manipulate locomotive microorganisms such as euglena and paramecia. The ultrasonic wave of ~3 MHz was suitable for these microorganisms, since it generated the standing-wave nodes at the spacing of ~250 μm, which was several times larger than their size. Two-dimensional trapping could be achieved by exciting two orthogonal standing waves. The trapped microorganisms were transferred or aggregated by the suitable frequency change. It was also demonstrated that the ultrasonic trapping efficiency was closely related to the activity of microorganisms. This ultrasonic manipulation technique will play a complementary role to the laser manipulation in biological or medical research.

[1] A. Ashkin and J. M. Dziedzic, Science **235**, 1517 (1987).
[2] S. M. Block, D. F. Blair, and H. C. Berg, Nature (London) **338**, 514 (1989).
[3] S. Sato, E. Higurashi, Y. Taguchi, and H. Inaba, Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem. **54**, 531 (1992).
[4] K. Svodova, C. F. Schmidt, B. J. Schnapp, and S. M. Block, Nature (London) **365**, 721 (1993).
[5] J. T. Finer, R. M. Simmons, and J. A. Spudich, Nature (London) **368**, 113 (1994).
[6] H. Kojima, E. Muto, H. Hideo, and T. Yanagida, Biophys. J. **73**, 2012 (1997).
[7] L. V. King, Proc. R. Soc. London, Ser. A **147**, 212 (1934).
[8] J. Wu, J. Acoust. Soc. Am. **89**, 2140 (1991).
[9] G. Whitworth, M. A. Grundy, and W. T. Coakley, Ultrasonics **29**, 439 (1991).
[10] T. Tolt and D. L. Feke, J. Acoust. Soc. Am. **91**, 3152 (1992).
[11] Z. I. Mandrails and D. L. Feke, AIChE J. **39**, 197 (1993).
[12] M. Takeuchi and K. Yamanouchi, Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 **33**, 3045 (1994).
[13] K. Yasuda, S. Umemura, and K. Takeda, Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 **34**, 2715 (1995).
[14] M. Saito, T. Daian, K. Hayashi, and S. Izumida, J. Appl. Phys. **83**, 3490 (1998).
[15] M. Saito, S. Izumida, K. Onishi, and J. Akazawa, J. Appl. Phys. **85**, 6353 (1999).
[16] M. Saito and Y. Imanishi, J. Mater. Sci. **35**, 2373 (2000).
[17] G. T. Haar and S. J. Wyard, Ultrasound Med. Biol. **4**, 111 (1978).
[18] W. T. Coakley, D. W. Bardsley, M. A. Grundy, F. Zamani, and D. J. Clarke, J. Chem. Technol. Biotechnol. **44**, 43 (1989).
[19] K. Yasuda, M. Kiyama, S. Umemura, and K. Takeda, J. Acoust. Soc. Am. **99**, 1248 (1996).
[20] M. Saito, S. Izumida, and J. Hirota, Appl. Phys. Lett. **71**, 1909 (1997).
[21] K. Yosioka and Y. Kawasima, Acustica **5**, 167 (1955).
[22] T. Hasegawa and K. Yosioka, J. Acoust. Soc. Am. **58**, 581 (1975).

輻射科学研究会資料
資料番号	RS 03-13

一次元的な誘電率のゆらぎを持つ薄膜による平面波の反射と透過

田村安彦　中山純一
(京都工芸繊維大学 工芸学部)

2003年12月11日（木）

輻射科学研究会
(於 龍谷大学 瀬田キャンパス REC棟2階210号室)

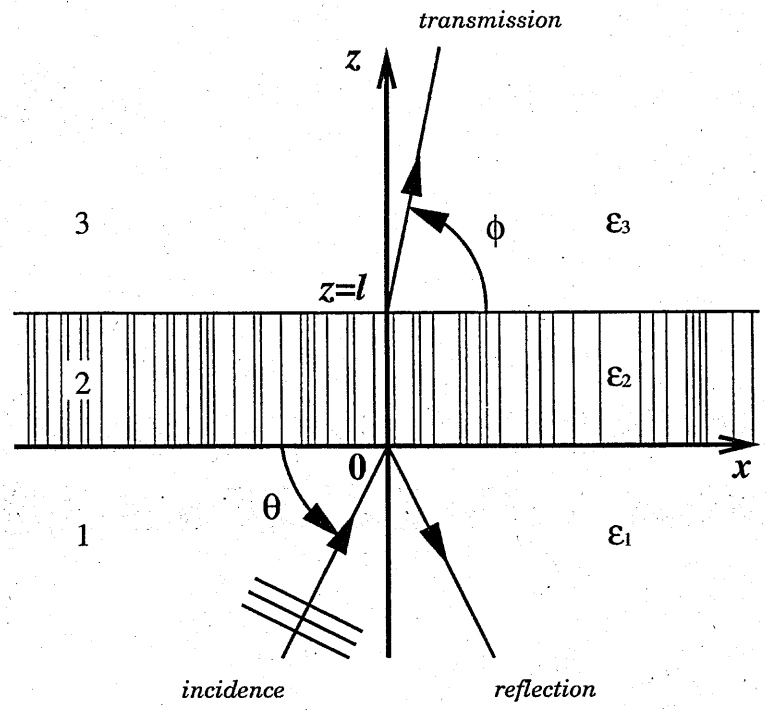


図 1: 問題の座標系

1 はじめに

近年、半導体材料等の薄膜形成における非破壊検査やリアルタイムモニタリングの観点から、表面の不規則な凹凸あるいは内部に不規則な誘電率のゆらぎを持つ薄膜からの光散乱計測が重要視されつつある[1]。しかし、理論解析には単一散乱近似(例えば[2])によるものが多く、多重散乱効果を考慮した系統的な理論解析が要求されていた。我々は、誘電率にランダムなゆらぎを持つ薄膜による波動の反射と透過の問題について、確率汎関数法によって種々の解析[3]–[8]を行なってきた。

本報告は、一次元的な誘電率のゆらぎを持つ薄膜(図1)によるTE平面波の反射と透過について確率汎関数法を用いた解析について扱っている。Si基板上のSiC薄膜形成においては、作成温度により柱状あるいはピラミッド状に結晶成長することが知られている[9]。図1はそのような薄膜の最も簡単なモデル化とも言える。1次インコヒーレント散乱までの詳細な解析は現在投稿中[10]であり、本報告ではそのまとめと、最近の2次インコヒーレント散乱の解析結果[8]を示す。

具体的に一次元ランダム薄膜として、Si基板上に作成されたSiC薄膜と空気中の薄いガラス板を想定し、ゆらぎに関する幾つかのスペクトル密度に対し、1次及び2次インコヒーレント散乱断面積の計算を行なっている。1次インコヒーレント散乱では入射波長に比して厚い薄膜に対し、角度分布にリップルが現れること、四つの特定の方向:前方散乱、鏡面反射、後方散乱及び対称前方散乱(前方散乱とz-軸対称な方向への散乱)方向に主要なピークが現れることを示す。2次インコヒーレント散乱では、入射波長に比して薄いガラス板に対し、後方散乱と対称前方散乱方向に強調散乱の鋭いピーク及びその周囲に随伴強調散乱のピークが現れ得ることを示す。これらの強調散乱は薄膜中の導波モードを励振することで生じる。更に、2次インコヒーレント散乱における新たな現象として、入射波長に比して厚い薄膜では後方散乱と対称前方散乱方向に緩やかな強調散乱のピークが現れることを示す。またインコヒーレント散乱のメカニズムについても言及する。

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

2 問題の定式化

2.1 ランダム薄膜による平面波の反射と透過の問題

図1の直角座標系 (x,z) において、平面 $z=0$ 及び $z=l(>0)$ で仕切られる無損失三層媒質1,2,3 への TE 平面波入射を考える。真空に対する比誘電率を各々 $\epsilon_1,\epsilon_2,\epsilon_3(>0)$ とする。媒質2 は z 方向に一様かつ x 方向に微小な誘電率のゆらぎを持ち以下のように書く。

$$\epsilon_2=\bar{\epsilon_2}\{1+\epsilon_f(T^x\omega)\}\quad,\quad 0\le z\le l \tag{1}$$

ここで、$\bar{\epsilon_2}$ は平均の比誘電率を表す。$\epsilon_f(T^x\omega)$ はゆらぎ部分で一次元 Gauss 一様確率場を仮定し、Wiener 積分 [11] でスペクトル表現する。

$$\epsilon_f(T^x\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}e^{i\lambda x}G(\lambda)dB(\lambda,\omega) \tag{2}$$

ω は見本空間 Ω 中の一見本点、T^a は x-軸上の移動 a に対する Ω 内の保測変換であり、加法群性: $T^0\equiv I$(恒等変換),$T^{a+b}=T^aT^b, a,b\in\boldsymbol{R}\equiv(-\infty,\infty)$ を持つ。$dB(\lambda,\omega)$ は実 λ-軸上の複素 Gauss ランダム測度 [11] で以下の統計的性質を満たす。

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

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

$$\langle\epsilon_f(T^x\omega)\rangle=0,\quad \langle|\epsilon_f(T^x\omega)|^2\rangle=R(0)=\sigma^2,\quad R(x)=\langle\epsilon_f(T^x\omega)\epsilon_f^*(\omega)\rangle=\int_{-\infty}^{\infty}|G(\lambda)|^2e^{ix\lambda}d\lambda \tag{4}$$

となる。$|G(\lambda)|^2$ はゆらぎのスペクトル密度で λ に関して偶関数、$\sigma(>0)$ は RMS ゆらぎである。

媒質1,2,3中の電界の y-成分を $\psi_j(x,z,\omega)$ $(j=1,2,3)$ で表すと、これらは二次元波動方程式

$$\begin{array}{c} \{\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial z^2+k_1^2\}\psi_1(x,z,\omega)=0,\ z<0\\ [\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial z^2+k_2^2\{1+\epsilon_f(T^x\omega)\}]\psi_2(x,z,\omega)=0,\ 0\le z\le l\\ \{\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial z^2+k_3^2\}\psi_3(x,z,\omega)=0,\ l<z \end{array} \tag{5}$$

$$k_1=\sqrt{\epsilon_1}k,\quad k_2=\sqrt{\bar{\epsilon_2}}k,\quad k_3=\sqrt{\epsilon_3}k \tag{6}$$

及び境界 $z=0,l$ での電磁界接線成分の連続性条件:

$$\begin{array}{c} \psi_1(x,0,\omega)=\psi_2(x,0,\omega),\quad \psi_2(x,l,\omega)=\psi_3(x,l,\omega)\\ \dfrac{\partial\psi_1(x,0,\omega)}{\partial z}=\dfrac{\partial\psi_2(x,0,\omega)}{\partial z},\quad \dfrac{\partial\psi_2(x,l,\omega)}{\partial z}=\dfrac{\partial\psi_3(x,l,\omega)}{\partial z} \end{array} \tag{7}$$

を満たす。k は自由空間中の波数である。$\epsilon_f(T^x\omega)$ は x-軸上の一様確率場であるから、確率論的な Floquet 定理 [11] より ψ_1,ψ_2,ψ_3 は

$$\psi_1(x,z,\omega) = e^{ipx+i\beta_1(p)z}+e^{ipx}u_1(z,T^x\omega|p) \tag{8}$$

$$\psi_2(x,z,\omega) = e^{ipx}u_2(z,T^x\omega|p) \tag{9}$$

$$\psi_3(x,z,\omega) = e^{ipx}u_3(z,T^x\omega|p) \tag{10}$$

と書ける。(8)の右辺第一項は入射TE平面波を表す。

$$p = k_1 \cos\theta, \quad \beta_j(\lambda) = \sqrt{k_j + \lambda}\sqrt{k_j - \lambda} \ \ (j = 1,2,3) \tag{11}$$

ここで、p は媒質1における入射波の波数ベクトルの x-成分、θ は入射角である。二価関数 $\beta_j(\lambda)$ のブランチカットは複素 λ-平面上で、分岐点 $\lambda = k_j, -k_j$ から各々 $k_j + i\infty, -k_j - i\infty$ に至る虚数軸に平行な直線にとる。この時、実の λ に対し $\mathrm{Im}\ \beta_j(\lambda) \geq 0$ が成り立つ(Im は虚部を取ることを表す)。

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

$$\int_0^l e^{-isz} u_2(z, T^x\omega|p)dz \ = \ \Psi(s, T^x\omega|p) \tag{12}$$

$\Psi(s, T^x\omega|p)$ は閉区間上の複素 Fourier 変換のため全複素平面上で正則な関数となっている。(12)の逆変換は次式で与えられる。

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty+i\mu}^{\infty+i\mu} e^{isz}\Psi(s, T^x\omega|p)ds \ = \ \begin{cases} u_2(z, T^x\omega|p) & 0 \leq z \leq l \\ 0 & z < 0, l < z \end{cases} \tag{13}$$

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

$$\begin{aligned} &\{k_2^2 + (ip + \partial/\partial x)^2 + (is)^2 + k_2^2\epsilon_f(T^x\omega)\}\Psi(s, T^x\omega|p) \\ &= \ \{i\beta_1(p) + \partial u_1(0,\omega|p)/\partial z\} + (is)\{1 + u_1(0, T^x\omega|p)\} \\ &\quad -e^{-isl}\{\partial u_3(l, T^x\omega|p)/\partial z + (is)u_3(l, T^x\omega|p)\} \end{aligned} \tag{14}$$

以上より、一次元ランダム薄膜による平面波の反射と透過の問題は未知の一様確率場 Ψ 及び境界値 $u_1|_{z=0}, \partial u_1/\partial z|_{z=0}, u_3|_{z=l}, \partial u_3/\partial z|_{z=l}$ を求める問題に帰着した。

2.2 階層方程式

$\Psi(s, T^x\omega|p)$ は確率方程式(14)、$u_1(z, T^x\omega|p)$,$u_3(z, T^x\omega|p)$ は波動方程式(5)を満たし、かつこれらはゆらぎ(2)の汎関数つまり $dB(\lambda,\omega)$ の汎関数であるから、$\langle|\Psi|^2\rangle$, $\langle|u_1|^2\rangle$,$\langle|u_3|^2\rangle < \infty$ の条件下でWiener-伊藤の展開定理 [11] により(アンサンブル自乗平均の意味で) 直交展開できる。

$$\begin{aligned} \Psi(s, T^x\omega|p) \ &= \ F_0(s) + \sum_{n=1}^{\infty}\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty} F_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|s)e^{i(\lambda_1+\cdots+\lambda_n)x} \\ &\qquad \cdot\hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1,\omega),\cdots,dB(\lambda_n,\omega)] \end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned} u_1(z, T^x\omega|p) \ &= \ A_0(p)e^{-i\beta_1(p)z} + \sum_{n=1}^{\infty}\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty} A_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p) \\ &\qquad \cdot e^{i(\lambda_1+\cdots+\lambda_n)x - i\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)z}\hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1,\omega),\cdots,dB(\lambda_n,\omega)] \end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned} u_3(z, T^x\omega|p) \ &= \ C_0(p)e^{i\beta_3(p)z} + \sum_{n=1}^{\infty}\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty} C_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p) \\ &\qquad \cdot e^{i(\lambda_1+\cdots+\lambda_n)x + i\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)z}\hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1,\omega),\cdots,dB(\lambda_n,\omega)] \end{aligned} \tag{17}$$

ここで、$F_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|s)$,$A_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p)$, $C_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p)$ は n 次の Wiener 核で変数 $(\lambda_1,\cdots,\lambda_n)$ に関し対称な(ランダムでない)確定値関数、$\hat{h}^{(n)}[\cdot]$ は n 次の複素 Wiener-Hermite 微分式 [11] で

ある。$\Psi(T^z\omega|s)$ の解析性より $F_n(\cdots|s)$ の全複素 s-平面上で正則性を仮定しておく。(15)-(17) を (14) に代入し $h^{(n)}$ の直交性により自乗平均を計算すれば、Wiener 核が満たす階層方程式を得る。

$$
\begin{aligned}
\text{0 次:}\quad & (k_2^2-p^2-s^2)F_0(s)+k_2^2\int_{-\infty}^{\infty}F_1(\lambda|s)G^*(\lambda)d\lambda \\
& =i\{s+\beta_1(p)\}+i\{s-\beta_1(p)\}A_0(p) \\
& -i\{s+\beta_3(p)\}e^{i\{\beta_3(p)-s\}l}C_0(p) \qquad (18)\\
\text{1 次:}\quad & \{k_2^2-(p+\lambda_1)^2-s^2\}F_1(\lambda_1|s)+k_2^2F_0(s)G(\lambda_1)+2k_2^2\int_{-\infty}^{\infty}F_2(\lambda_1,\lambda|s)G^*(\lambda)d\lambda \\
& =i\{s-\beta_1(p+\lambda_1)\}A_1(\lambda_1|p) \\
& -i\{s+\beta_3(p+\lambda_1)\}e^{i\{\beta_3(p+\lambda_1)-s\}l}C_1(\lambda_1|p) \qquad (19)\\
n\text{ 次 } (n\geq 1):\quad & \{k_2^2-(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)^2-s^2\}F_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|s) \\
& +k_2^2\mathcal{S}\Big[F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|s)G(\lambda_n)\Big]+(n+1)k_2^2\int_{-\infty}^{\infty}F_{n+1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_n,\lambda|s)G^*(\lambda)d\lambda \\
& =i\{s-\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\}A_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p) \\
& -i\{s+\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\}e^{i\{\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)-s\}l}C_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p) \qquad (20)
\end{aligned}
$$

ただし、$\mathcal{S}[\cdot]$ は変数 $(\lambda_1,\cdots,\lambda_n)$ に関する対称化のオペレータである。

2.3 統計量

各種の統計量は平均操作により Wiener 核 を用いて表現できる。

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

$$
\begin{aligned}
\psi_1^c(x,z) &= \langle\psi_1(x,z,\omega)\rangle = e^{ipx}\{e^{i\beta_1(p)z}+A_0(p)e^{-i\beta_1(p)z}\} && (21)\\
\psi_2^c(x,z) &= \langle\psi_2(x,z,\omega)\rangle = e^{ipx}\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}e^{isz}F_0(s)ds && (22)\\
\psi_3^c(x,z) &= \langle\psi_3(x,z,\omega)\rangle = C_0(p)e^{ipx+i\beta_3(p)z} && (23)
\end{aligned}
$$

光学定理とインコヒーレント散乱断面積 波動方程式の解に関する保存則 $[\,\mathrm{div}\{\mathrm{Im}\,(\psi_2^*\,\mathrm{grad}\,\psi_2)\}]/k_2=0$ と境界条件 (7) より Gauss の定理を用いて入射電力とコヒーレント散乱電力及びインコヒーレント散乱電力に関する関係式 (光学定理) を導くことができる。

$$
\sin\theta=\sin\theta|A_0(p)|^2+\frac{\mathrm{Re}\,\beta_3(p)}{k_1}|C_0(p)|^2+\frac{1}{2\pi}\int_{\pi}^{2\pi}\sigma_b(\phi|\theta)d\phi+\frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi}\sigma_f(\phi|\theta)d\phi \qquad (24)
$$

Re は実部を取ることを表す。上式の左辺は入射電力、右辺第一項はコヒーレント反射電力、第二項はコヒーレント透過電力、第三項及び第四項がインコヒーレント反射電力、インコヒーレント透過電力を与える。$\sigma_b(\phi|\theta),\sigma_f(\phi|\theta)$ はインコヒーレント散乱断面積である。

$$
\begin{aligned}
\sigma_b(\phi|\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty}\sigma_{bn}(\phi|\theta)\quad,\quad \sigma_f(\phi|\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}\sigma_{fn}(\phi|\theta) && (25)\\
\sigma_{b1}(\phi|\theta) &= 2\pi k_1\sin^2\phi|A_1(q_1-p|p)|^2 && (26)\\
\sigma_{bn}(\phi|\theta) &= 2\pi n!k_1\sin^2\phi\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty}|A_n(q_1-p-(\lambda_2+\cdots+\lambda_n),\lambda_2,\cdots,\lambda_n|p)|^2d\lambda_2\cdots d\lambda_n && (27)
\end{aligned}
$$

$$\sigma_{f1}(\phi|\theta) = \frac{2\pi k_3^2 \sin^2\phi}{k_1}|C_1(q_3 - p|p)|^2 \tag{28}$$

$$\sigma_{fn}(\phi|\theta) = \frac{2\pi n! k_3^2 \sin^2\phi}{k_1}\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty}|C_n(q_3 - p - (\lambda_2 + \cdots + \lambda_n), \lambda_2, \cdots, \lambda_n|p)|^2 d\lambda_2 \cdots d\lambda_n \tag{29}$$

$$q_1 = k_1\cos\phi \quad , \quad q_3 = k_3\cos\phi \tag{30}$$

$\sigma_{bn}(\phi|\theta)$,$\sigma_{fn}(\phi|\theta)$ は n 次のインコヒーレント散乱断面積を表す。

3 Wiener 核の近似解

3.1 多重繰り込み階層方程式

微小ゆらぎの条件下: $\sigma^2 \ll 1$ で階層方程式 (18)-(20) を解く[10]。この近似解法の概略は、step 1: 階層方程式の左辺に着目して一次元ランダム媒質中の波動伝搬プロセスを評価し、step 2: $F_n(\cdots|s)$ の解析性に着目して Wiener 核 A_n, C_n 及び F_n を求める、の2ステップからなる。まず、step 1 により階層方程式 (18)-(20) から多重繰り込み階層方程式が導かれる。

0 次:
$$\Delta_m(p;s)F_0(s) = i\{s+\beta_1(p)\} + i\{s-\beta_1(p)\}A_0(p) - i\{s+\beta_3(p)\}e^{i\{\beta_3(p)-s\}l}C_0(p) \tag{31}$$

1 次:
$$\Delta_m(p+\lambda_1;s)F_1(\lambda_1|s) + k_2^2 F_0(s)G(\lambda_1) = i\{s-\beta_1(p+\lambda_1)\}A_1(\lambda_1|p) - i\{s+\beta_3(p+\lambda_1)\}e^{i\{\beta_3(p+\lambda_1)-s\}l}C_1(\lambda_1|p) \tag{32}$$

n 次 ($n \geq 1$):
$$\Delta_m(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n;s)F_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|s) + k_2^2\mathcal{S}\Big[F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|s)G(\lambda_n)\Big]$$
$$= i\{s-\beta_1(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\}A_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p)$$
$$-i\{s+\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)\}e^{i\{\beta_3(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)-s\}l}C_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p) \tag{33}$$

ただし、$\Delta_m(\lambda;s)$ は無限に広い一次元ランダム媒質中の共振因子である。

$$\Delta_m(\lambda;s) = k_2^2 - \lambda^2 - s^2 + m(\lambda;s) \tag{34}$$

$m(\cdot;\cdot)$ は一次元ランダム媒質中の多重繰り込み mass operator[7, 10] であり無限回繰り込まれた特別な二重散乱効果を記述する。

$$m(\mu;\nu) = -k_2^4\int_{-\infty}^{\infty}\frac{|G(\lambda)|^2}{k_2^2 - (\mu+\lambda)^2 - \nu^2 + m(\mu+\lambda;\nu)}d\lambda \tag{35}$$

引数 μ,ν は各々一次元ランダム媒質中の波数ベクトルの x,z-成分に対応している。(35) は文献 [7, 10] の手法で数値的に求められ、$\mathrm{Im}\, m(\mu;\nu) > 0$ を満たす。

3.2 近似 Wiener 核

step 2 により、多重繰り込み階層方程式を低次から順次解けば Wiener 核の近似解が得られる。そのためには分散方程式 $\Delta_m(\lambda;s) = 0$ の根を求める必要がある。簡単のため、微小ゆらぎの条件下では分散方程式が以下のように近似されると仮定する[10]。

$$\Delta_m(\lambda;s) \approx k_2^2 - \lambda^2 - s^2 + m(\lambda;\beta_2(\lambda)) = 0 \tag{36}$$

従って根は以下のように求まる。

$$s = \pm\bar{\beta}_2(\lambda), \quad \bar{\beta}_2(\lambda) = \sqrt{\bar{k}_2(\lambda)+\lambda}\sqrt{\bar{k}_2(\lambda)-\lambda} \tag{37}$$

$$\bar{k}_2(\lambda) = \sqrt{k_2^2 + m_v(\lambda)} \quad m_v(\lambda) \equiv m(\lambda;\beta_2(\lambda)) \tag{38}$$

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

0次 Wiener 核　$F_0(s)$ が全複素 s-平面上で正則になるためには、$s = \pm\bar{\beta}_2(\lambda)$ に対し (31) の右辺が零となる必要がある。これにより $F_0(s), A_0(p), C_0(p)$ に関する 3×3 の行列方程式を得る。

$$D(s,p)\begin{bmatrix} F_0(s) \\ A_0(p) \\ C_0(p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\{s+\beta_1(p)\} \\ -i\{\bar{\beta}_2(p)+\beta_1(p)\} \\ i\{\bar{\beta}_2(p)-\beta_1(p)\} \end{bmatrix} \tag{39}$$

$$D(s,p) = \begin{bmatrix} \{s-\bar{\beta}_2(p)\}\{s+\bar{\beta}_2(p)\} & i\{s-\beta_1(p)\} & -i\{s+\beta_3(p)\}e^{i\{\beta_3(p)-s\}l} \\ 0 & i\{\bar{\beta}_2(p)-\beta_1(p)\} & -i\{\bar{\beta}_2(p)+\beta_3(p)\}e^{i\{\beta_3(p)-\bar{\beta}_2(p)\}l} \\ 0 & -i\{\bar{\beta}_2(p)+\beta_1(p)\} & i\{\bar{\beta}_2(p)-\beta_3(p)\}e^{i\{\beta_3(p)+\bar{\beta}_2(p)\}l} \end{bmatrix} \tag{40}$$

$$\det D(s,p) = \{s-\bar{\beta}_2(p)\}\{s+\bar{\beta}_2(p)\}\Delta(p)e^{i\beta_3(p)l} \tag{41}$$

$$\begin{aligned} \Delta(\lambda) &= \{\bar{\beta}_2(\lambda)+\beta_1(\lambda)\}\{\bar{\beta}_2(\lambda)+\beta_3(\lambda)\}e^{-i\bar{\beta}_2(\lambda)l} \\ &\quad -\{\bar{\beta}_2(\lambda)-\beta_1(\lambda)\}\{\bar{\beta}_2(\lambda)-\beta_3(\lambda)\}e^{i\bar{\beta}_2(\lambda)l} \end{aligned} \tag{42}$$

$\Delta(\lambda)$ はランダム薄膜内部の共振因子であり、'衣を着た' 波数 $\bar{k}_2(\cdot)$ に対応する損失均一媒質を持つ厚さ l の薄膜中の多重反射の効果を表す。行列方程式 (39) を解けば 0 次 Wiener 核が得られる。

$$\begin{aligned} A_0(p) &= -\frac{1}{\Delta(p)}[\{\bar{\beta}_2(p)-\beta_1(p)\}\{\bar{\beta}_2(p)+\beta_3(p)\}e^{-i\bar{\beta}_2(p)l} \\ &\quad -\{\bar{\beta}_2(p)-\beta_1(p)\}\{\bar{\beta}_2(p)-\beta_3(p)\}e^{i\bar{\beta}_2(p)l}] \end{aligned} \tag{43}$$

$$C_0(p) = \frac{4\beta_1(p)\bar{\beta}_2(p)e^{-i\bar{\beta}_3(p)l}}{\Delta(p)} \tag{44}$$

$$F_0(s) = \frac{2i\beta_1(p)}{\Delta(p)}Q_0(s,p) \tag{45}$$

$$\begin{aligned} Q_0(s,\lambda) &= \{\bar{\beta}_2(\lambda)-\beta_3(\lambda)\}e^{i\bar{\beta}_2(p)l}(-il)e^{-i\frac{s+\bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l}\mathrm{sinc}\left\{\frac{s+\bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l\right\} \\ &\quad +\{\bar{\beta}_2(\lambda)+\beta_3(\lambda)\}e^{-i\bar{\beta}_2(p)l}(-il)e^{-i\frac{s-\bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l}\mathrm{sinc}\left\{\frac{s-\bar{\beta}_2(\lambda)}{2}l\right\} \end{aligned} \tag{46}$$

ただし、$\mathrm{sinc}\,\alpha \equiv (\sin\alpha)/\alpha$ で定義する。これは正則関数であるから、$F_0(s)$ は全複素 s-平面で正則となる。(22) を計算すると

$$\langle\psi_2(x,z,\omega)\rangle = -\frac{2\beta_1(p)e^{ipx}}{\Delta(p)}[\{\bar{\beta}_2(p)-\beta_3(\lambda)\}e^{-i\bar{\beta}_2(p)(z-l)} + \{\bar{\beta}_2(p)+\beta_3(\lambda)\}e^{i\bar{\beta}_2(p)(z-l)}] \tag{47}$$

が得られる。(47) はランダム薄膜中 (正確には波数 $\bar{k}_2(p)$ なる等価的な一様損失媒質中) に局在する上向き及び下向きのコヒーレント平面波を表す。従って、F_0 はそのような局在平面波の Fourier スペクトルそのものである。つまり、F_0 は有限な厚みを持つランダム薄膜の端部効果を表現していると解釈できる。

1次 Wiener 核　$F_0(s)$ を用いて、(32) を 0 次と同様の手順で解けば 1 次 Wiener 核が求まる。

$$A_1(\lambda_1|p) = \frac{k_2^2 G(\lambda_1)}{\Delta(p+\lambda_1)} a_1(p+\lambda_1) \tag{48}$$

$$C_1(\lambda_1|p) = \frac{k_2^2 G(\lambda_1)}{\Delta(p+\lambda_1)} c_1(p+\lambda_1) \tag{49}$$

$$F_1(\lambda_1|s) = \frac{k_2^2 G(\lambda_1)}{\Delta(p+\lambda_1)} f_1(s;p+\lambda_1) \tag{50}$$

$$a_1(\lambda) = i\left[\{\bar\beta_2(\lambda)-\beta_3(\lambda)\}F_0(\bar\beta_2(\lambda))e^{-i\bar\beta_2(\lambda)l} - \{\bar\beta_2(\lambda)+\beta_3(\lambda)\}F_0(-\bar\beta_2(\lambda))e^{i\bar\beta_2(\lambda)l}\right] \tag{51}$$

$$c_1(\lambda) = -ie^{i\beta_3(\lambda)l}\left[\{\bar\beta_2(\lambda)+\beta_1(\lambda)\}F_0(\bar\beta_2(\lambda)) - \{\bar\beta_2(\lambda)-\beta_1(\lambda)\}F_0(-\bar\beta_2(\lambda))\right] \tag{52}$$

$$f_1(s;\lambda) = F_0(s)Q_0(s,\lambda) - \frac{F_0(s)-F_0(\bar\beta_2(\lambda))}{s-\bar\beta_2(\lambda)}Q^{(+)}(s,\lambda) + \frac{F_0(s)-F_0(-\bar\beta_2(\lambda))}{s+\bar\beta_2(\lambda)}Q^{(-)}(s,\lambda) \tag{53}$$

$$Q^{(\pm)}(s,\lambda) = \{\beta_1(\lambda)+\beta_3(\lambda)\}e^{-isl} + \{s-\beta_1(\lambda)\}\{\pm\bar\beta_2(\lambda)-\beta_3(\lambda)\}(-il)e^{i\frac{s\pm\bar\beta_2(\lambda)}{2}l}\mathrm{sinc}\left\{\frac{s\pm\bar\beta_2(\lambda)}{2}l\right\} \tag{54}$$

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

$n(\geq 2)$次 Wiener 核　$F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|s)$ を用いて、(33) を同様の手順で解けば n 次 Wiener 核が求まる。

$$A_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p) = \frac{k_2^2\mathcal{S}[G(\lambda_n)a_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)]}{\Delta(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)} \tag{55}$$

$$C_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|p) = \frac{k_2^2\mathcal{S}[G(\lambda_n)c_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)]}{\Delta(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)} \tag{56}$$

$$F_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|s) = \frac{k_2^2\mathcal{S}[G(\lambda_n)f_n(s;\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)]}{\Delta(p+\lambda_1+\cdots+\lambda_n)} \tag{57}$$

$$a_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|\lambda) = i\Big[\{\bar\beta_2(\lambda)-\beta_3(\lambda)\}F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|\bar\beta_2(\lambda))e^{-i\bar\beta_2(\lambda)l} - \{\bar\beta_2(\lambda)+\beta_3(\lambda)\}F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|-\bar\beta_2(\lambda))e^{i\bar\beta_2(\lambda)l}\Big] \tag{58}$$

$$c_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|\lambda) = -i\Big[\{\bar\beta_2(\lambda)+\beta_1(\lambda)\}F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1},\bar\beta_2(\lambda))e^{i\beta_3(\lambda)l} - \{\bar\beta_2(\lambda)-\beta_1(\lambda)\}F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|\bar\beta_2(\lambda))e^{i\beta_3(\lambda)l}\Big] \tag{59}$$

$$f_n(s;\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|\lambda) = F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|s)Q_0(s,\lambda) - \frac{F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|s)-F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|\bar\beta_2(\lambda))}{s-\bar\beta_2(\lambda)}Q^{(+)}(s,\lambda) + \frac{F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|s)-F_{n-1}(\lambda_1,\cdots,\lambda_{n-1}|-\bar\beta_2(\lambda))}{s+\bar\beta_2(\lambda)}Q^{(-)}(s,\lambda) \tag{60}$$

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

4 数値計算

4.1 計算パラメータ

数値計算においては具体的な薄膜として二つのケース、
薄膜(I): Si 基板(媒質3)上の SiC 薄膜(媒質2)

$$\epsilon_1 = 1, \bar{\epsilon}_2 = 6.7, \epsilon_3 = 11.8$$

及び薄膜(II): 空気中の薄いガラス板(媒質2)

$$\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1, \bar{\epsilon}_2 = 2.25$$

を想定する。ゆらぎの相関関数 $R(x)$ (とスペクトル密度 $|G(\lambda)|^2$) は Gauss 型と三種類の指数型を考慮する。

Gauss 型

$$R(x) = \sigma^2 e^{-x^2/\kappa^2} \longleftrightarrow |G(\lambda)|^2 = \frac{\sigma^2\kappa}{2\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(\kappa\lambda)^2}{4}} \tag{61}$$

指数型(I): O-U 過程

$$R(x) = \sigma^2 e^{-|x|/\kappa} \longleftrightarrow |G(\lambda)|^2 = \frac{\sigma^2\kappa}{\pi} \frac{1}{1+(\kappa\lambda)^2} \tag{62}$$

指数型(II): Z_0-過程[12]-[13]

$$R(x) = \sigma^2 e^{-|x|/\kappa}\left(1 - \frac{|x|}{\kappa}\right) \longleftrightarrow |G(\lambda)|^2 = \frac{\sigma^2\kappa}{\pi} \frac{2(\kappa\lambda)^2}{\{1+(\kappa\lambda)^2\}^2} \tag{63}$$

指数型(III): Z_α-過程[12]

$$\begin{aligned} R(x) &= \sigma^2 \frac{8e^{-|x|/\kappa}}{32\pi\{3(\kappa\alpha)^4 - 2(\kappa\alpha)^2 + 3\}} \\ &\quad \cdot\left[4\{3 - 2(\kappa\alpha)^2 + 3(\kappa\alpha)^4\} + 4\{(\kappa\alpha)^2 - 5\}\{(\kappa\alpha)^2 + 1\}\frac{|x|}{\kappa} + 4\{(\kappa\alpha)^2+1\}^2\left(\frac{x}{\kappa}\right)^2\right] \\ \longleftrightarrow |G(\lambda)|^2 &= \frac{\sigma^2\kappa}{\pi} \frac{8}{3(\kappa\alpha)^4 - 2(\kappa\alpha)^2 + 3} \frac{\{(\kappa\lambda)^2 - (\kappa\alpha)^2\}^2}{\{1+(\kappa\lambda)^2\}^3} \end{aligned} \tag{64}$$

ここで κ [m] はゆらぎの相関長である。(63),(64) は各々 $\lambda = 0, \lambda = \pm\alpha$ に零点を持つスペクトル密度である。図2に $R(x)$ と $|G(\lambda)|^2$ を示す(ただし、$\kappa\alpha = 0.5$)。(63),(64) は負値をとる相関関数になることが分かる。同じ相関長に対し、Gauss型以外の三種類の指数型ではスペクトル密度の帯域が広く、高い空間周波数成分を含むことが分かる。

以下、共通の計算パラメータとして

入射波:自由空間波長 (He-Ne レーザー) 0.6328[μm]、入射角: $\theta = 60°$、
ゆらぎの相関長: $\kappa = 0.1$[μm]、分散: $\sigma^2 = 10^{-4}$

を用いる。また、(64) のスペクトルの零点を $\alpha = -2p = -2k_1\cos\theta = -k$ に設定する。

(61)-(64) に対応する多重繰り込み mass operator $m_v(\lambda)$ の計算結果を図3に示す。スペクトル密度による値の相違はあるものの、Im $m_v(\lambda) > 0$ は常に成り立つことが分かる。また、Gauss型と指数型(I)との差は小さいが残りの二つの指数型との差は比較的大きい。

インコヒーレント散乱断面積の表式　求めた Wiener 核 A_1, A_2, C_1, C_2 から1次及び2次インコヒーレント散乱断面積 $\sigma_{f1}, \sigma_{f2}, \sigma_{b1}, \sigma_{b2}$ をより具体的な表式で示しておく。

$$\sigma_{b1}(\phi|\theta) = 2\pi k_1 \sin^2\phi \frac{k_2^4}{|\Delta(q_1)|^2}|G(q_1-p)|^2|a_1(q_1-p)|^2 \tag{65}$$

$$\sigma_{b2}(\phi|\theta) = \pi k_1 \sin^2\phi \frac{k_2^4}{|\Delta(q_1)|^2}\int_{-\infty}^{\infty}|G(q_1-p-\lambda)|^2|G(\lambda)|^2|S_{a2}(p+\lambda)+S_{a2}(q_1-\lambda)|^2 d\lambda \tag{66}$$

$$\begin{aligned} S_{a2}(\lambda) &= \frac{k_2^2\{\bar{\beta}_2(q_1)-\beta_3(q_1)\}f_1(\lambda|\bar{\beta}_2(q_1))e^{i\bar{\beta}_2(q_1)l}}{\Delta(\lambda)} \\ &\quad + \frac{k_2^2\{\bar{\beta}_2(q_1)+\beta_3(q_1)\}f_1(\lambda|-\bar{\beta}_2(q_1))e^{-i\bar{\beta}_2(q_1)l}}{\Delta(\lambda)} \end{aligned} \tag{67}$$

$$\sigma_{f1}(\phi|\theta) = 2\pi\frac{k_3^2}{k_1}\sin^2\phi\frac{k_2^4}{|\Delta(q_3)|^2}|G(q_3-p)|^2|c_1(q_3-p)|^2 \tag{68}$$

$$\sigma_{f2}(\phi|\theta) = \pi\frac{k_3^2}{k_1}\sin^2\phi\frac{k_2^4}{|\Delta(q_3)|^2}\int_{-\infty}^{\infty}|G(q_3-p-\lambda)|^2|G(\lambda)|^2|S_{c2}(p+\lambda)+S_{c2}(q_3-\lambda)|^2 d\lambda \tag{69}$$

$$\begin{aligned} S_{c2}(\lambda) &= \frac{k_2^2\{\bar{\beta}_2(q_3)+\beta_3(q_3)\}f_1(\lambda|\bar{\beta}_2(q_3))e^{-i\bar{\beta}_3(q_3)l}}{\Delta(\lambda)} \\ &\quad + \frac{k_2^2\{\bar{\beta}_2(q_3)-\beta_3(q_3)\}f_1(\lambda|-\bar{\beta}_2(q_3))e^{-i\bar{\beta}_3(q_3)l}}{\Delta(\lambda)} \end{aligned} \tag{70}$$

4.2　1次インコヒーレント散乱

四つの主要な散乱ピークとリップル　1次インコヒーレント散乱はランダム薄膜による'衣を着た'1回散乱を表す。(65)及び(68)を用いて σ_{f1}, σ_{b1} を計算した結果を図4(glass)及び図5(SiC)に示す。膜厚が薄い場合:$l = 0.1, 1[\mu\mathrm{m}]$ は、SiCの透過側を除いてあまり起伏の無い全ての角度範囲に広がる散乱パターンとなっている。一方、膜厚が厚い場合:$l = 5, 10[\mu\mathrm{m}]$ は全ての場合で角度分布にリップルを生じる。また、SiCの透過側は散乱角 $\phi_c < \phi < \pi - \phi_c$ なる角度範囲に限定されていることが分かる。ただし、$\phi_c \equiv \cos^{-1}\sqrt{\bar{\epsilon}_2/\epsilon_3} (= \cos^{-1}\sqrt{6.7/11.8} \simeq 41.1°)$ は媒質2から3への無摂動の臨界角である。また、次の条件を

$$q_1 \approx \pm p, \quad q_3 \approx \pm p \tag{71}$$

満たす四つの散乱角方向 $\phi = \phi_f$ (前方散乱)、$\phi = \phi_r$ (鏡面反射)、$\phi = \phi_b$ (後方散乱)、$\phi = \phi_o$ (対称前方散乱)

$$\begin{aligned} \phi_f \equiv \cos^{-1}(\sqrt{\epsilon_1/\epsilon_3}\cos\theta), \quad \phi_r \equiv 2\pi - \theta, \\ \phi_b \equiv \pi + \theta, \quad \phi_o \equiv \cos^{-1}(-\sqrt{\epsilon_1/\epsilon_3}\cos\theta) = \pi - \phi_f \end{aligned} \tag{72}$$

より具体的な数値で言えば

$$\begin{aligned} &\phi_f = 60°, \phi_r = 300°, \phi_b = 240°, \phi_o = 120° \quad \text{(glass)} \\ &\phi_f \simeq 81.6°, \phi_r = 300°, \phi_b = 240°, \phi_o \approx 98.4° \quad \text{(SiC)} \end{aligned}$$

に散乱のピークが現れることが分かる。

二次元ランダム薄膜では入射側 $\phi = \phi_r, \phi_b$ に緩やかな散乱ピークが存在し、'衣を着た'一回散乱と薄膜内部の多重反射との相互作用からなるダブルパス効果による強調散乱として説明されている[6]。一次元ランダム媒質は板状散乱体の集合体と見なせるから、そのような一つ一つの板状散乱体が引き起こす Bragg 散乱による x-軸方向の波数の変化を考える。一つの板状散乱体を2媒質境界と見なせば、Braggベクトル $\lambda = 0$ は $p \to p + 0 = p$ で2媒質境界による'透過'、$\lambda = -2p$ は

$p \to p+(-2p) = -p$ で '反射' と解釈できる。これを踏まえて、図6に'衣を着た' 1回散乱の主要なプロセスを示す。入射側の振る舞いは今回の一次元ランダム薄膜においても、一応ダブルパス効果として説明可能である (図6の (b1),(b2) とが同相で加算)。しかし、透過側 $\phi = \phi_f, \phi_o$ の二つの散乱ピークに関しては、ダブルパス効果では説明できない。なぜなら、図6の (f2),(f3),(f4) とが同相で加算されるものの、(f1) がもっとも強く寄与するからである (後者が境界での反射効果を含まないのに前者は2回の反射を含み、さらに等価的に損失媒質となる薄膜中で前者は後者よりも三倍の伝搬距離を持つ)。よって、ダブルパス効果の有無によらず図6のプロセス (f1),(b1),(b2) はもともと大きな寄与を与えると考える方が自然である。

リップルと四つの主要な散乱ピークを生じる理由を考えよう。(65) 及び (68) から分かるように1次インコヒーレント散乱は三つの因子: 導波路としての共振因子 k_2^2/Δ、スペクトル密度 $|G|^2$ 及び a_1, c_1 である。最後の因子は0次 Wiener 核 F_0 を含むため

$$q_1 - p \approx 0, -2p \quad , \quad q_3 - p \approx 0, -2p \tag{73}$$

に対し (sinc 関数としての) ピークを持つことで散乱波に指向性をもたらす。そのような F_0 (あるいは sinc 関数) の効果を考慮し、因子 a_1, c_1 を (有限厚みの薄膜の)' 端部効果因子' と呼ぶことにする。なお、条件 (73) は (71) そのものである。図7に glass の場合の端部効果因子 $|a_1|, |c_1|$ を示す。$\lambda/k_1 = 0, -1$ に対し sinc 関数がもたらすピークが現れており、同時に sinc 関数に由来するリップルも見られる。また呼応する共振因子 $k_2^2/|\Delta|$ を図8に示す。明らかに、1次インコヒーレント散乱波として薄膜外部への放射にかかわる $|p+\lambda|/k_1 < 1$ については、端部効果因子の振幅の方が共振因子よりもはるかに大きい。よって、1次インコヒーレント散乱の角度分布における四つの主要なピークやリップルは、端部効果因子すなわちランダム薄膜中に局在するコヒーレント平面波の Fourier スペクトルが、媒質の一次元的なゆらぎにより外部に顕れたものと結論付けできる。

スペクトル密度の影響 (65) 及び (68) よりスペクトル密度は、'重み' として全角度範囲に及ぶ拡散散乱をもたらす。さらに、そのうちの成分 $|G(0)|^2$ と $|G(-2p)|^2$ が、四つの主要なピークに効くことから、これらの成分がないスペクトル密度を持つゆらぎの場合の計算結果を示す。図9,10は SiC 薄膜が各々 (63), (64) に従うゆらぎを持つ場合の計算結果である。前者は前方散乱 $\phi \approx 98.4°$ 及び鏡面反射 $\phi = 300°$ 近傍のピークが消滅し、零点を生じている。後者では対称前方散乱 $\phi \approx 81.6°$ 及び後方散乱 $\phi = 240°$ 近傍のピークが消滅し、零点となることが分かる。また後者は透過側 $\phi = \cos^{-1}(\sqrt{\epsilon_1/\epsilon_3}(\cos\theta + \alpha/k)) \approx 64.1°$ にもスペクトルの零点による零点が見られる。

4.3 2次インコヒーレント散乱

強調散乱と随伴強調散乱 2次インコヒーレント散乱はランダム薄膜による '衣を着た' 2回散乱を表す。(66) 及び (69) を用いて σ_{f2}, σ_{b2} を計算した結果を図11(glass) 及び図12(SiC) に示す。全体として、膜厚が薄い場合 ($l = .1, 1\mu$[m]) は1次インコヒーレント散乱と同様に、全ての角度範囲に広がる散乱パターンとなる。ただし、glass の場合には後方散乱方向 $\phi = \phi_b = 240°$ 及び対称前方散乱方向 $\phi = \phi_o = 120°$ に対し、鋭い強調散乱のピークが現れている (図11)。さらに $l = 1[\mu$m] に対しては、これら2方向以外の散乱角においても散乱ピークが現れている。図13にリニアースケールで表示した $l = 1[\mu$m] での glass の σ_{f2}, σ_{b2} を示す。入射側:$\phi \approx 215.75°, 226.85°, 231.12°, 248.14°, 251.57°, 259.14°$, 透過側:$\phi \approx 100.86°, 108.43°, 111.86°, 128.88°, 133.15°, 144.25°$ に対し鋭い随伴強調散乱のピーク (もしくはディップ) が現れることが分かる (図14,15に随伴強調散乱の拡大図を示す)。これらの強調散乱や随伴強調散乱ピークの存在は、膜厚の薄い二次元ランダム薄膜による平面波散乱の多重散乱理論解析によって既に指摘されている [14]。そのメカニズムは媒質2が誘電体導

波としてモードを持つ場合に、ランダム媒質中の2回散乱により誘電体導波路中の任意の二つの導波モードを励振することで生じる(なお、薄膜の誘電率が一様で表面がランダムな凹凸を持つ場合にも強調散乱現象が起こることが知られており既に多くの研究例がある[15]-[17])。

これらの鋭いピークは、無摂動誘電体波路の分散方程式 $\Delta(\lambda)|_{\sigma^2=0}=0$ を満たす有限個の解 λ_i $(i=\pm1,\cdots,\pm N, \lambda_{-i}=-\lambda_i)$ に対し

$$k_j\cos\phi_{mn}=-p-(\lambda_m-\lambda_n)\quad(j=1,3) \tag{74}$$

が成り立つ散乱角度 ϕ_{mn} (ただし、$|-p-(\lambda_m-\lambda_n)|/k_j<1$ を満たすモード λ_m,λ_n に限る) で現れる。従って、無摂動で(実の)導波モードを持たない Si 基板上の SiC 薄膜(共振因子の図8参照) に対しては、図12に示されるように、導波モードによる強調散乱のピークは現れない。また、glass においても膜厚が増すと強調散乱や随伴強調散乱のピークはほとんど見えなくなる。

緩やかな強調散乱　逆に膜厚が薄くない場合 ($l=5,10\mu$[m]) は、SiC,glass 双方において1次インコヒーレント散乱で顕著に現れたリップルは明瞭には現れなくなる。一方、$\phi=\phi_f,\phi_r,\phi_b,\phi_o$ に対し緩やかな散乱のピークが存在することが分かる。しかも後方散乱と対称前方散乱方向のピークは、前方散乱と鏡面反射方向のピークよりも強く現れることが分かった。そのメカニズムについてあらましを述べると、(66)及び(69)は因子 f_1 を含み、これは F_0 を含むから端部効果としての(緩やかな)スペクトルのピークがあたかも導波モードのピークのように振舞い、強調散乱に似た現象を引き起こすことが考えられる。これは従来の報告にはない新しい散乱現象であり、ランダム薄膜の構造に強く依存している。膜厚がさらに増せば端部効果因子のピークは鋭くなり、より一層導波モードらしくなると考えられるから、このような強調散乱のピークはより際立つと予想される。特に、(実の)導波モードが存在しないような SiC 薄膜(かつ厚い膜厚)でも生ずることが興味深い。なお、glassの場合は膜厚によっては、上記の生起要因の異なる二つの強調散乱のピークが共存し得ることになる。例えば、$l=5[\mu$m] での、対称前方散乱 $\phi=120°$ と後方散乱 $\phi=240°$ 近傍の拡大図を図16に示しておく。

スペクトル密度の影響　図17,18に、SiC薄膜が各々(63), (64)に従うゆらぎを持つ場合の2次インコヒーレント散乱パターンを示す。スペクトル密度 $|G(\lambda)|^2$ の2次インコヒーレント散乱への影響は、積分を中継するため1次のそれよりも顕著ではなく零点は生じない。また今回の計算パラメータでは2次インコヒーレント散乱は1次よりも十分小さい。これは、1次インコヒーレント散乱までで十分光学定理を満足する[10] ことからも予想されることである。従って、全インコヒーレント散乱を考えた場合は、散乱特性の大部分は1次で決定されることが分かる。図19に $l=1[\mu$m] の場合の σ_{f1},σ_{b1} 及び $\sigma_f(=\sigma_{f1}+\sigma_{f2}),\sigma_b(=\sigma_{b1}+\sigma_{b2})$ を、四つのスペクトル密度に対して計算した結果を示す。指数型(III)ではほとんど差がなく2次の影響は極めて小さい。Gauss型と指数型(I),(II)では多少2次の影響がある。また指数型(I)で後方強調散乱ピークが比較的顕著に出現している。

5　むすび

本報告では、一次元ランダム薄膜によるTE平面波の反射と透過問題を確率汎関数法により解析し、種々のゆらぎのスペクトル密度に対し、Si基板上のSiC 薄膜及びガラス板について1次及び2次インコヒーレント散乱断面積を計算した。1次インコヒーレントにおいてはリップルと四つ特徴的な方向(前方散乱,鏡面反射,後方散乱,対称前方散乱(前方散乱方向と z-軸対称)) に主要なピークが現れ得る。これらのリップルやピークは、薄膜中のコヒーレント波の Fourier スペクトルがランダムなゆらぎによって散乱パターンとして現れる現象であることが分かった。2次インコヒーレ

ントにおいては導波モードが存在する場合に強調散乱と随伴強調散乱の鋭いピーク (もしくはディップ) が現れること、また膜厚が増す時、コヒーレント波の Fourier スペクトルのピークが擬似的に導波モードのように振舞い、緩やかな強調散乱のピークが現れる。これは従来の研究にないランダム薄膜の構造に強く依存する新しい散乱現象である。膜厚がさらに増せば端部効果因子のピークはより鋭くなる (or 導波モードのピークの振る舞いに漸近) と考えられるから、1次及び2次インコヒーレント共に特徴的なピークがより際立つと考えられる。従って柱状に結晶成長する薄膜に対しては、入射側 (特に後方散乱方向) での光散乱計測により、成長過程の薄膜の厚みや内部の不均一さ等の情報が得られることが期待される。

今後はTM平面波や電磁波の場合の解析、二次元の非等方ランダム薄膜 (xz あるいは xy-平面内で非等方)、あるいは等方ならびに非等方三次元ランダム薄膜、またランダム薄膜の表面が不規則な凹凸を併せ持つ場合の解析を行なう予定である。

文献

[1] 吉田貞史、矢嶋弘義, "薄膜・光デバイス", 東京大学出版会 (1994)

[2] S.Kassam, A.Duparre, K.Hehl, P.Bussemer and J.Meubert, "Light scattering from the volume of optical thin films:theory and experiment", Appl. Optics **31** pp.1304-1331(1992)

[3] 長谷川信也、小倉久直、中山純一, "ランダム薄膜による反射と透過", 電磁界理論研究会資料,EMT 80-37(1980)

[4] 中山純一、小倉久直、長谷川信也, "三次元ランダム薄膜による反射と透過", 電磁界理論研究会資料,EMT 81-57(1981)

[5] 中山純一、高嵐, "ランダムな薄膜による平面波の散乱", 輻射科学研究会資料,RS 95-11(1995)

[6] L.Gao and J.Nakayama, "Scattering of a plane wave from a thin film with volume disorder", IEICE Trans. Electron.**E-79**, pp.1327-1333(1996)

[7] 田村安彦、中山純一, "Gauss 型相関を持つ一次元ランダム薄膜による波動の反射と透過 - 波動伝搬における多重繰り込み mass operator -", 電磁界理論研究会資料,EMT 99-130(1999.11.11)

[8] 田村安彦、中山純一, "一次元ランダム薄膜による波動の反射と透過 - 2次インコヒーレント散乱 (強調散乱と随伴強調散乱) -", 電磁界理論研究会資料,EMT 03-103(2003.11.21)

[9] C.H. Wu, C. Jacob, X.J. Ning, S.Nishino and P.Pirouz, "Eptiaxial growth of 3C-SiC on Si(111) from hexamethyldisilane", J. Crystal Growth **158** pp.480-490(1996)

[10] Y.Tamura and J.Nakayama, "Wave reflection and transmission from a thin film with one-dimensional disorder" (投稿中)

[11] 小倉久直, "物理・工学のための確率過程論", コロナ社 (1978)

[12] H.Ogura, "Theory of waves in a homogeneous random medium", Phys. Rev. **A-11**, pp.942-956(1975)

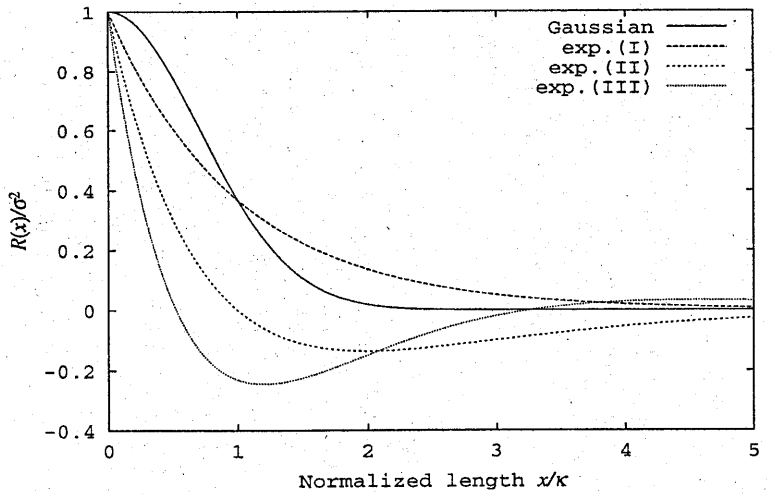
[13] H.Ogura and J.Nakayama, "Initial-value problem of the one-dimensional wave propagation in a homogeneous random medium", Phys. Rev. **A-11**, pp.957-962(1975)

[14] V.Freilikher, M.Pustilnik, I.Yurkevich and A.A.Maradudin, "Wave scattering from a thin film with volume disorder:reflection and transmission", Opt. Comm. **110** pp.263-268(1994)

[15] A.R.McGurn, A.A. Maradudin and V.Celli, "Localization effects in the light scattering from a randomly rough grating", Phys. Rev. **B-31** pp.4866-4871(1985)

[16] A.A. Maradudin and E.R. Mendez, "Enhanced backscattering of light from weakly rough, random metal surfaces", Appl. Opt. Soc. **32**, pp.3335-3343(1993)

[17] Z.L. Wang, H.Ogura and N.Takahashi, "Enhanced scattering from a planar waveguide structure with a slightly rough boundary", Phys. Rev. **B-52**, pp.6027-6041(1995)



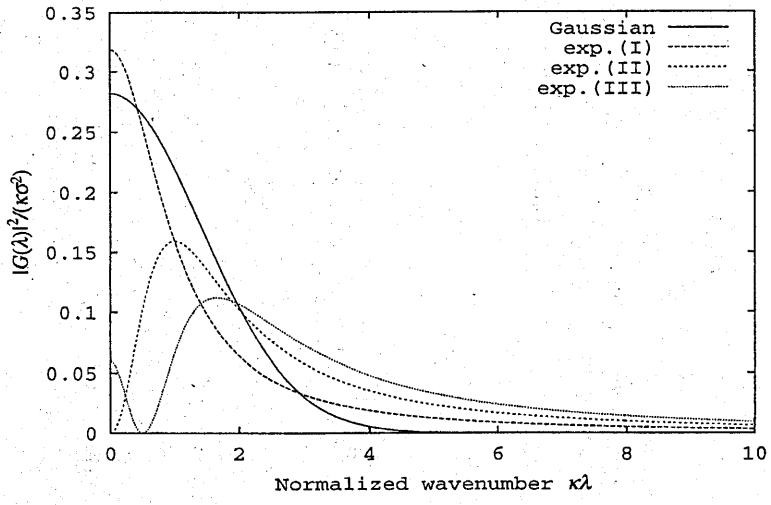
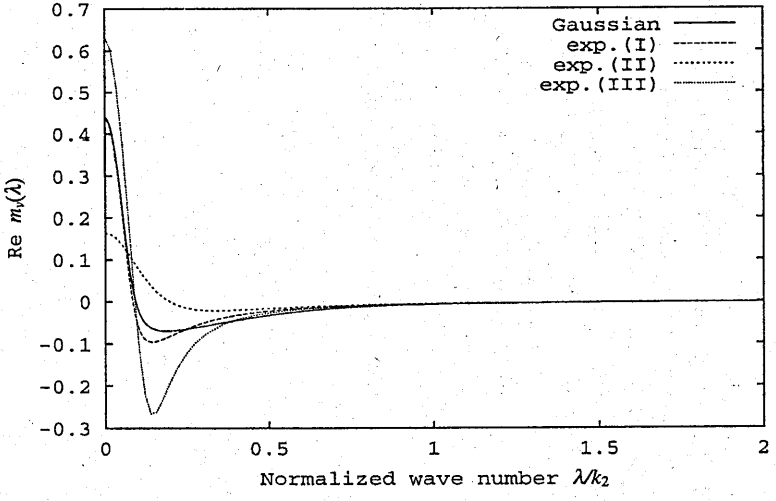


図2: 相関関数 $R(x)$ とスペクトル密度 $|G(\lambda)|^2$ $(\kappa\alpha = 0.5)$



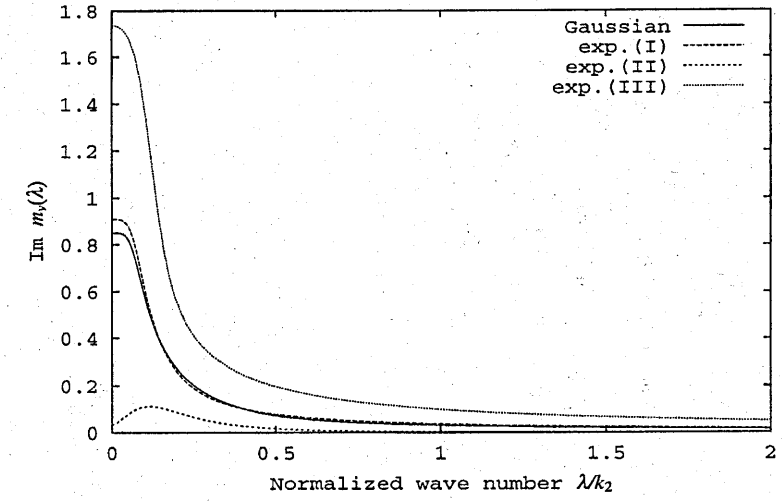
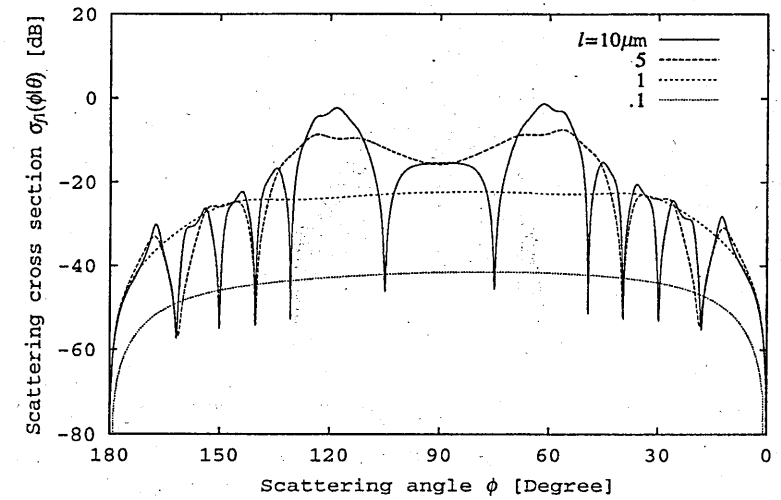


図3: 多重繰り込み mass operator $m_v(\lambda)$
$(\sigma^2 = 10^{-4}, \bar{\epsilon}_2 = 6.7, \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}])$



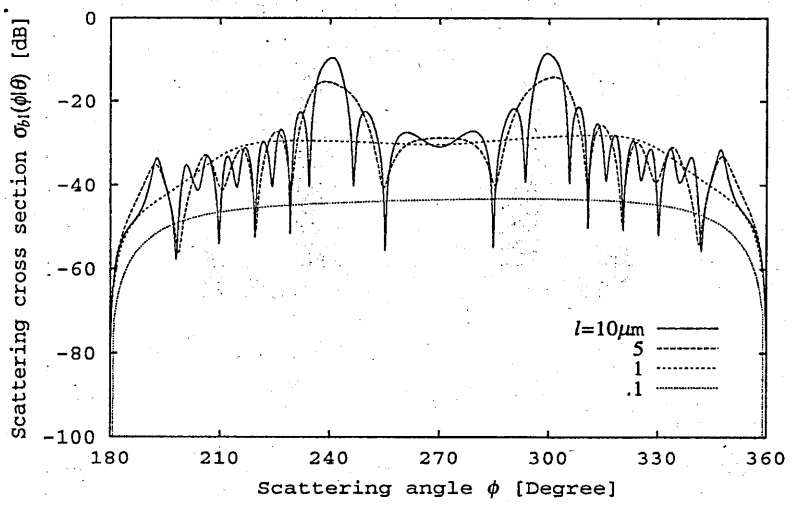
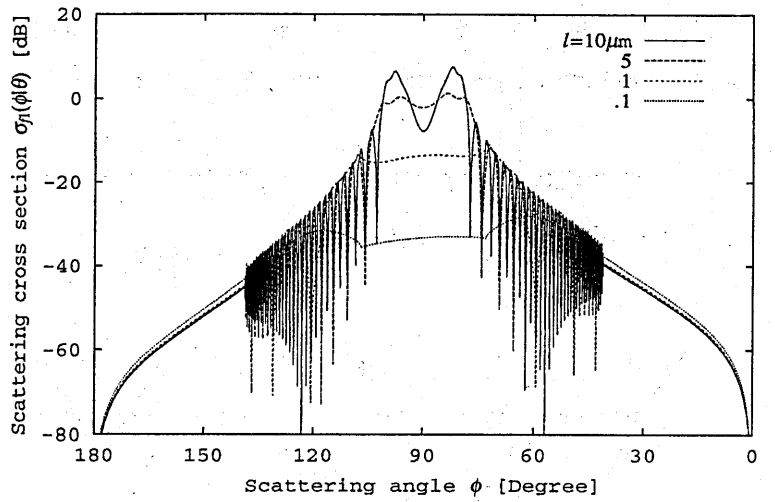


図4: 1次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f1}(\phi|\theta), \sigma_{b1}(\phi|\theta)$ (glass)
($\sigma^2 = 10^{-4}, \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$,Gauss型)



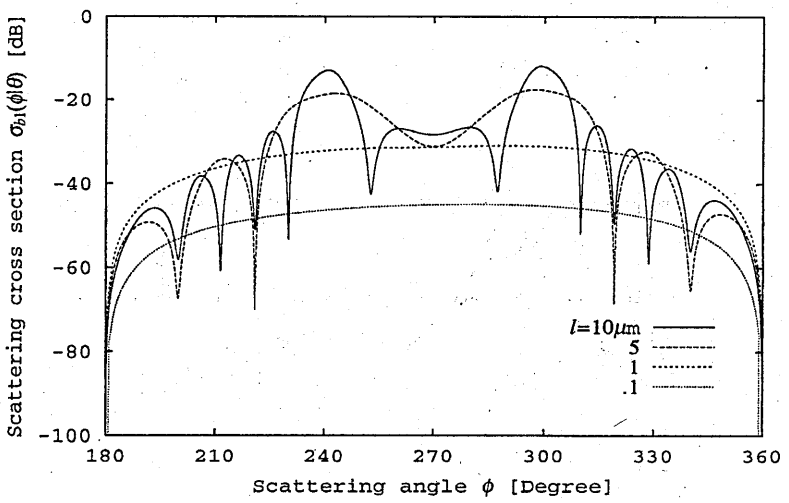


図5: 1次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f1}(\phi|\theta), \sigma_{b1}(\phi|\theta)$ (SiC)
($\sigma^2 = 10^{-4}, \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$,Gauss型)

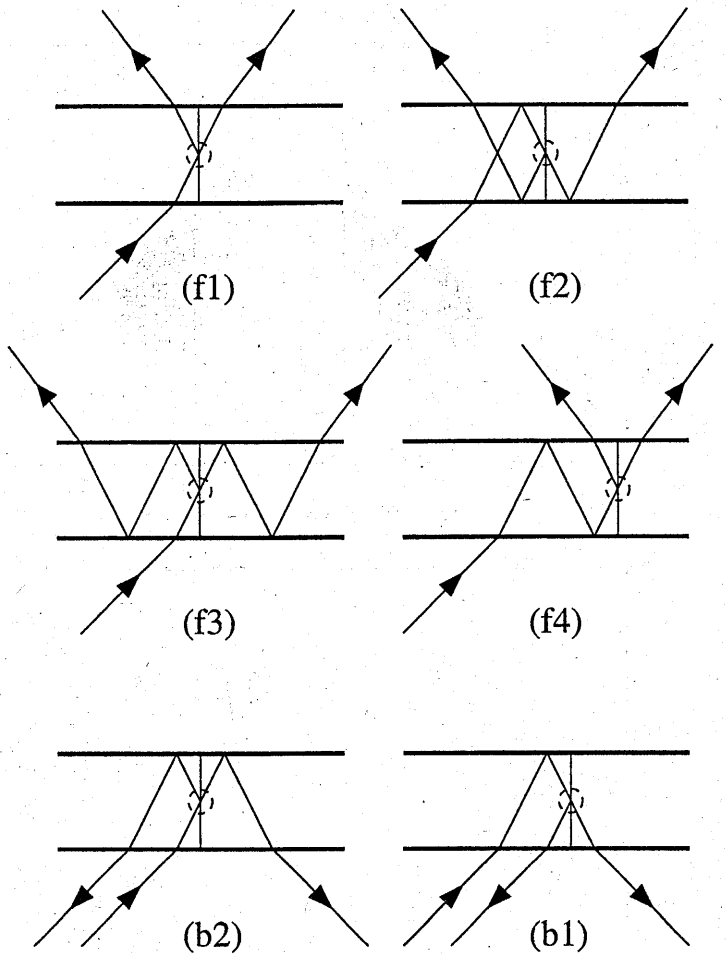


図6: 1次インコヒーレント散乱における主要な散乱プロセス

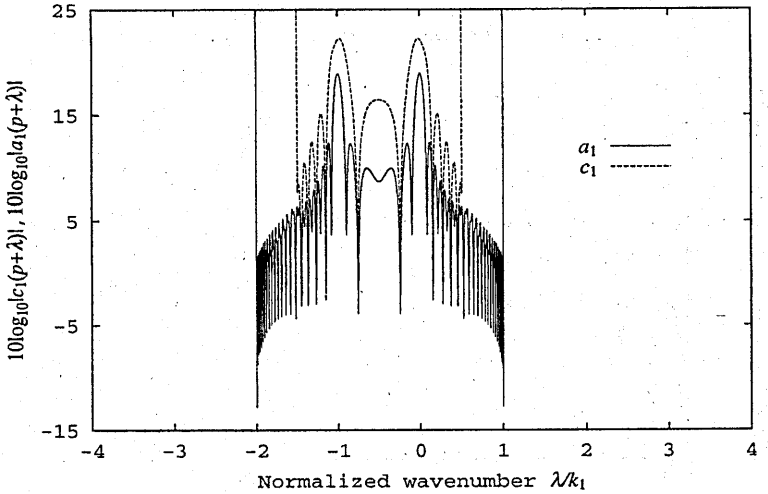


図7: 端部効果因子 $|a_1(p+\lambda)|, |c_1(p+\lambda)|$ (glass)
$(\sigma^2 = 10^{-4}, l = 10[\mu\text{m}], \kappa = 0.1[\mu\text{m}], p = -0.5k_1$,Gauss型)

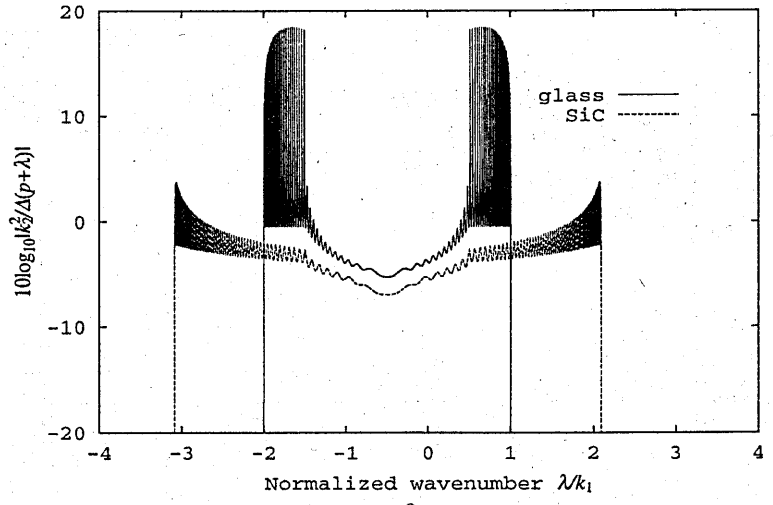
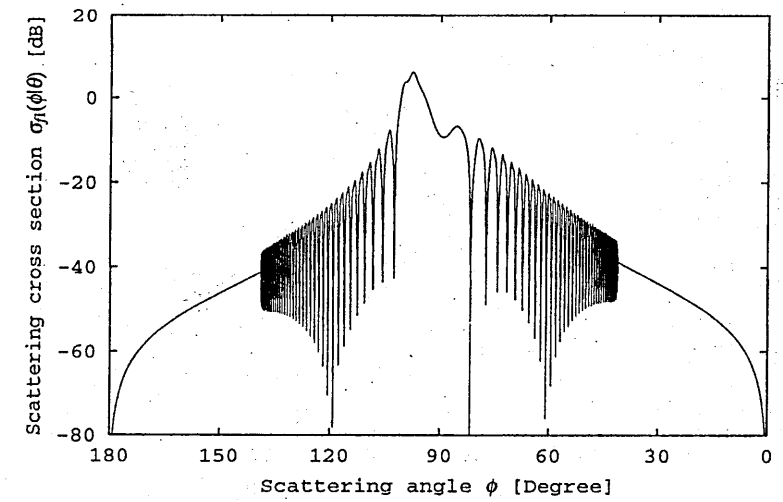


図8: 共振因子 $|k_2^2/\Delta(p+\lambda)|$ (glass,SiC)
$(\sigma^2 = 10^{-4}, l = 10[\mu\text{m}], \kappa = 0.1[\mu\text{m}], p = -0.5k_1$,Gauss型)



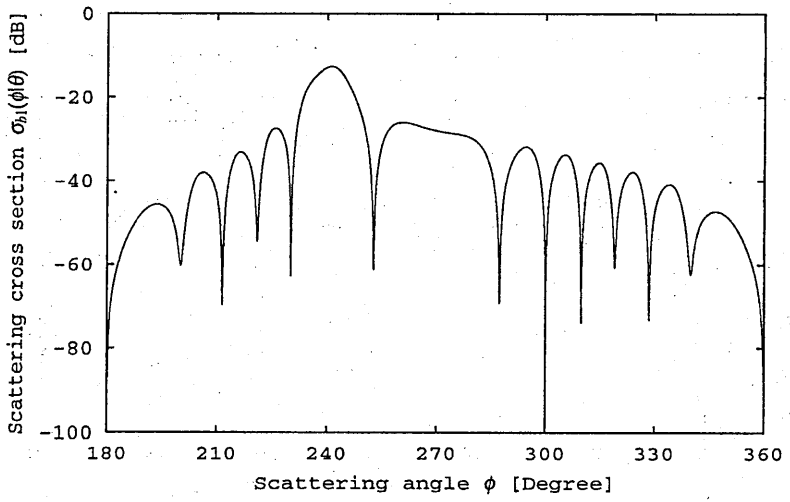
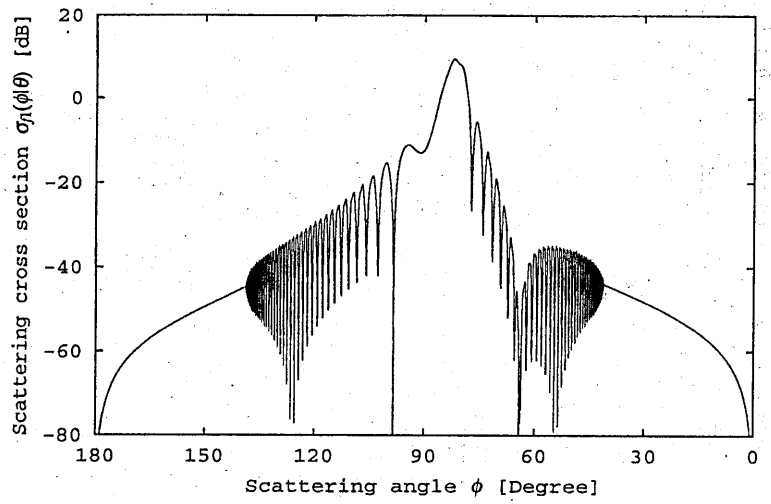


図9: 1次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f1}(\phi|\theta), \sigma_{b1}(\phi|\theta)$ (SiC)
$(\sigma^2 = 10^{-4}, l = 10[\mu\mathrm{m}], \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$, 指数型 (II))



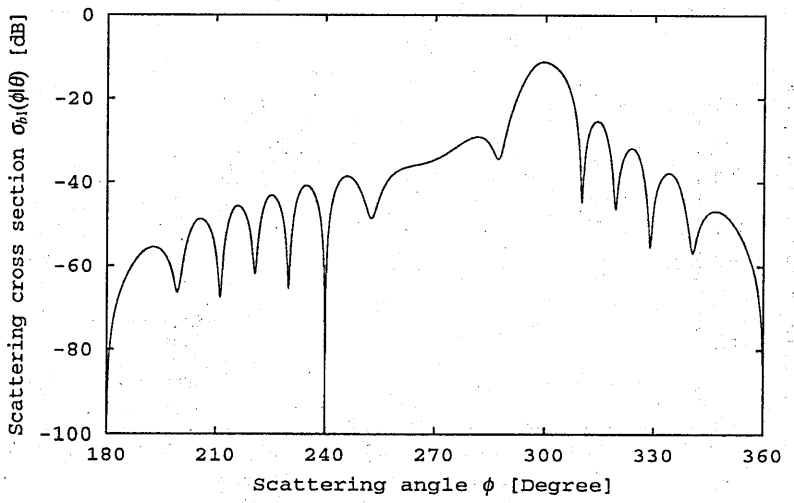
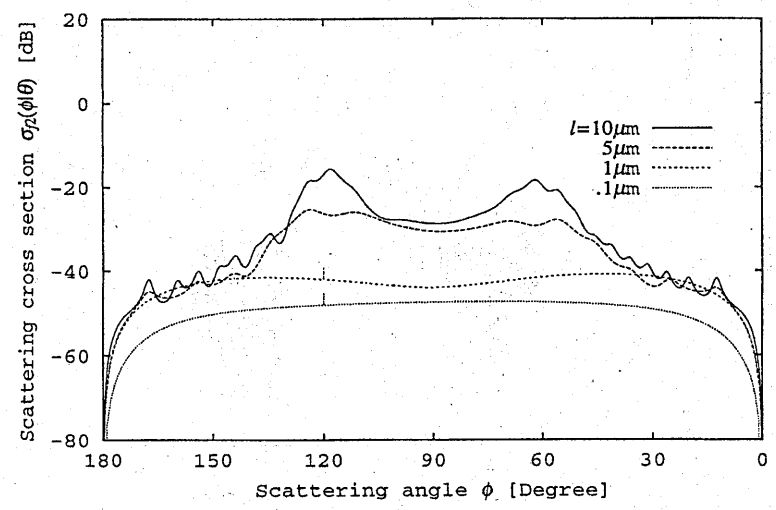


図10: 1次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f1}(\phi|\theta), \sigma_{b1}(\phi|\theta)$ (SiC)
$(\sigma^2 = 10^{-4}, l = 10[\mu\mathrm{m}], \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$, 指数型 (III))



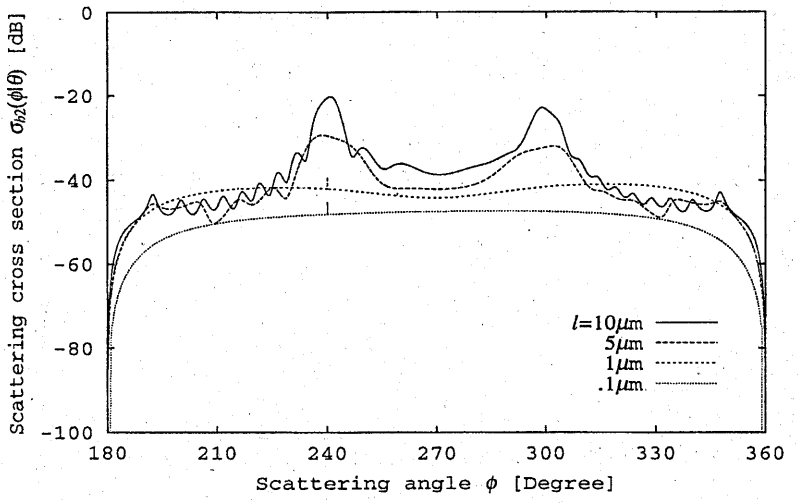
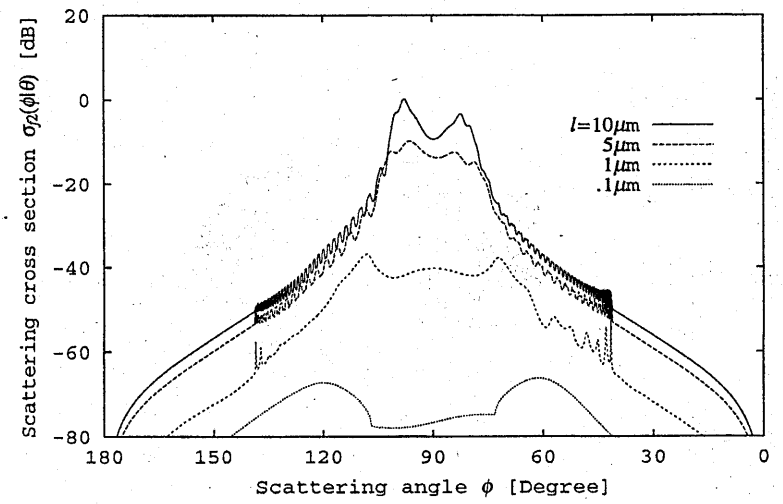


図11: 2次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f2}(\phi|\theta), \sigma_{b2}(\phi|\theta)$ (glass)
($\sigma^2 = 10^{-4}, \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$,Gauss型)



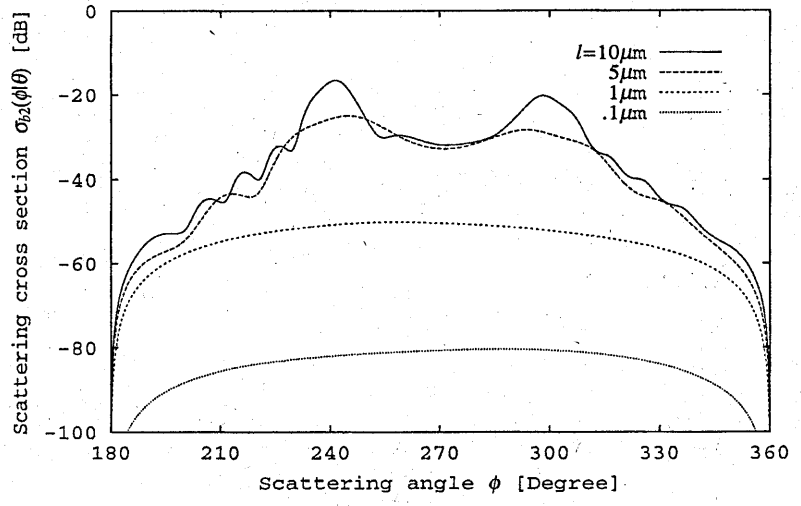
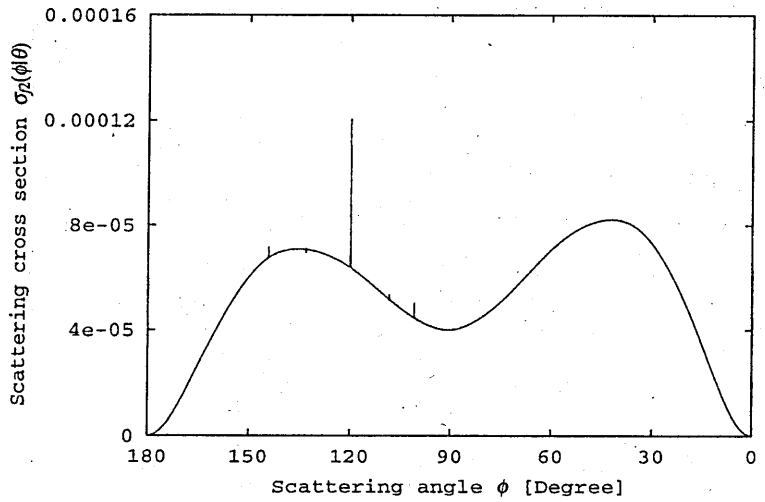


図12: 2次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f2}(\phi|\theta), \sigma_{b2}(\phi|\theta)$ (SiC)
($\sigma^2 = 10^{-4}, \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$,Gauss型)



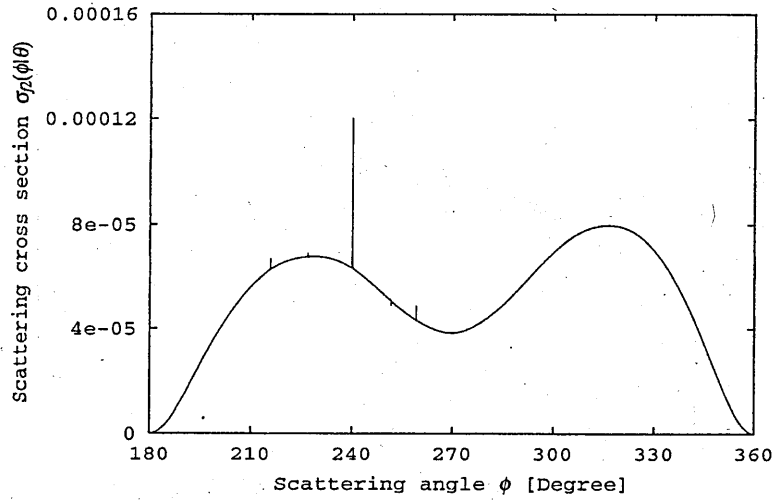


図13: 2次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f2}(\phi|\theta), \sigma_{b2}(\phi|\theta)$ (glass)
$(\sigma^2 = 10^{-4}, l = 1[\mu\mathrm{m}], \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$,Gauss型)

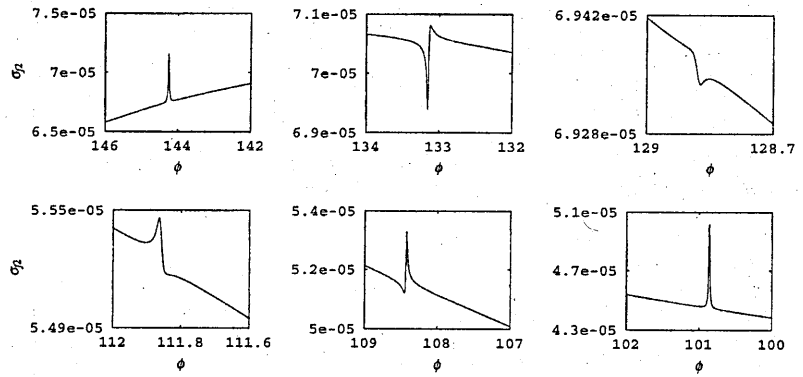


図14: 図13の2次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f2}(\phi|\theta)$ 拡大図

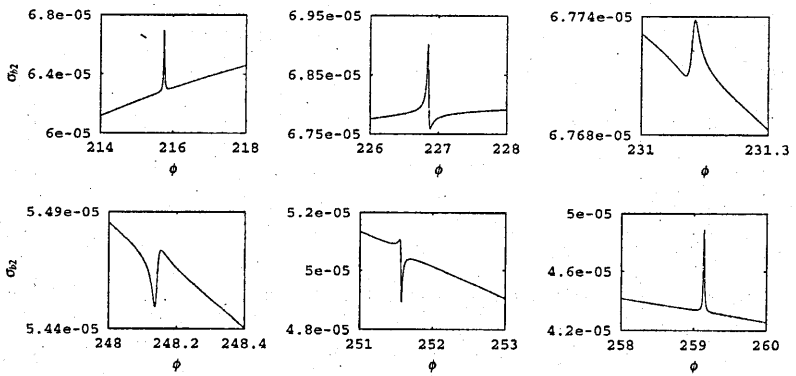
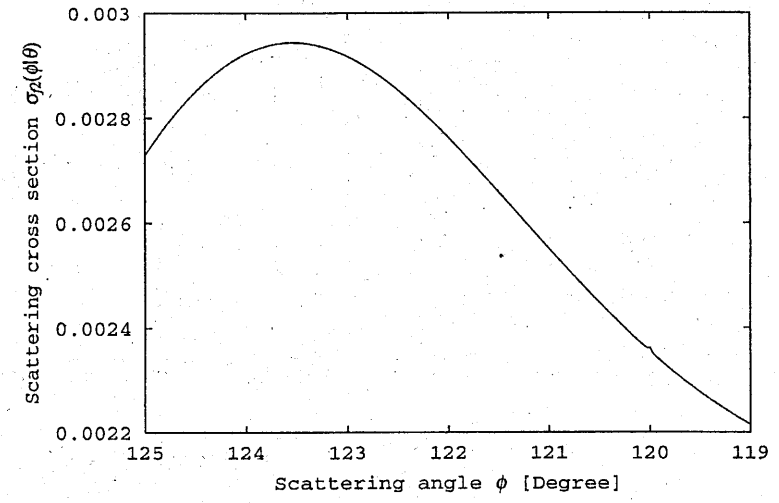
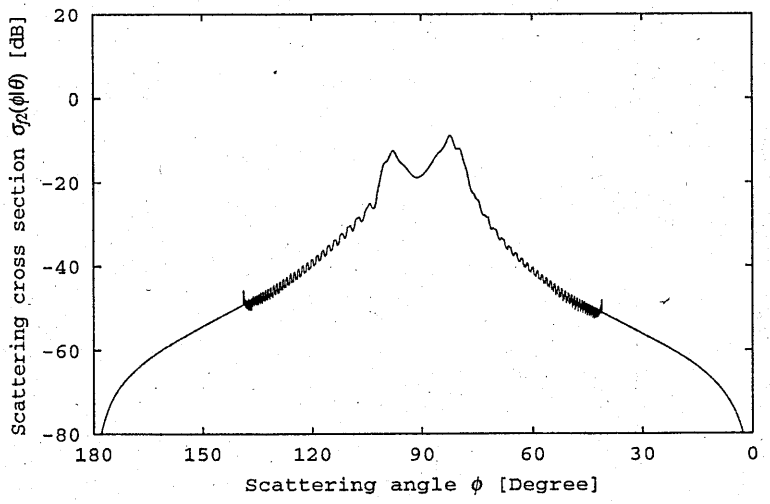
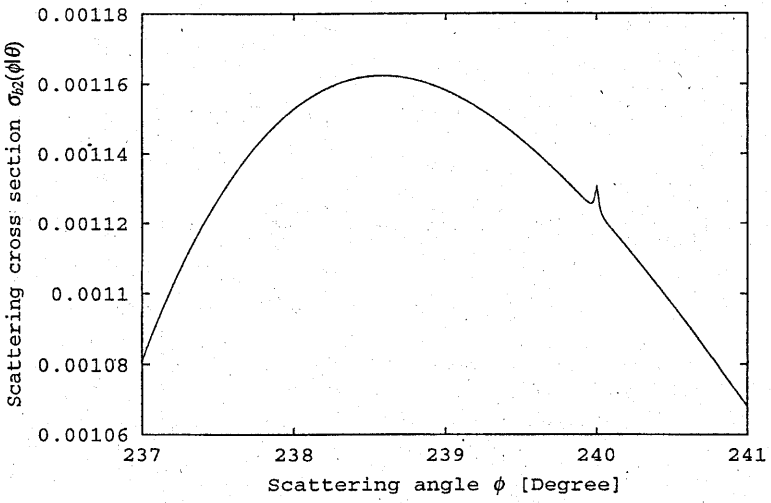


図15: 図13の2次インコヒーレント散乱 $\sigma_{b2}(\phi|\theta)$ 拡大図







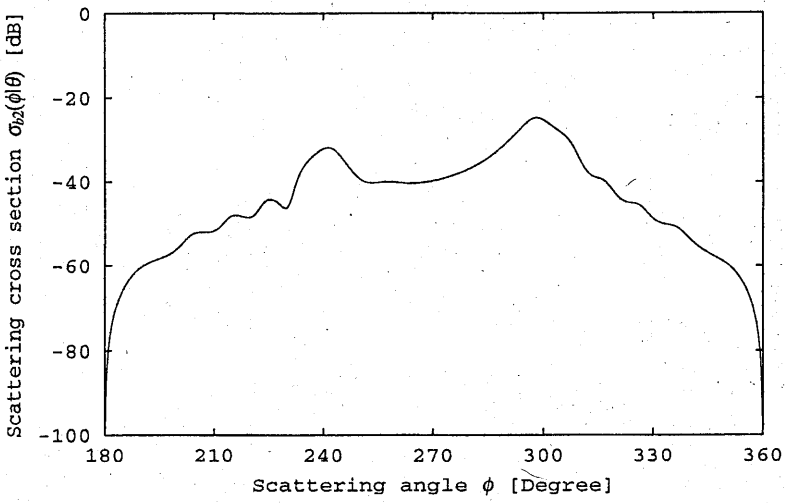


図16: 2次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f2}(\phi|\theta), \sigma_{b2}(\phi|\theta)$
($\sigma^2 = 10^{-4}, l = 5[\mu\mathrm{m}], \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$,Gauss型)

図17: 2次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f2}(\phi|\theta), \sigma_{b2}(\phi|\theta)$ (SiC)
($\sigma^2 = 10^{-4}, l = 10[\mu\mathrm{m}], \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$,指数型(II))

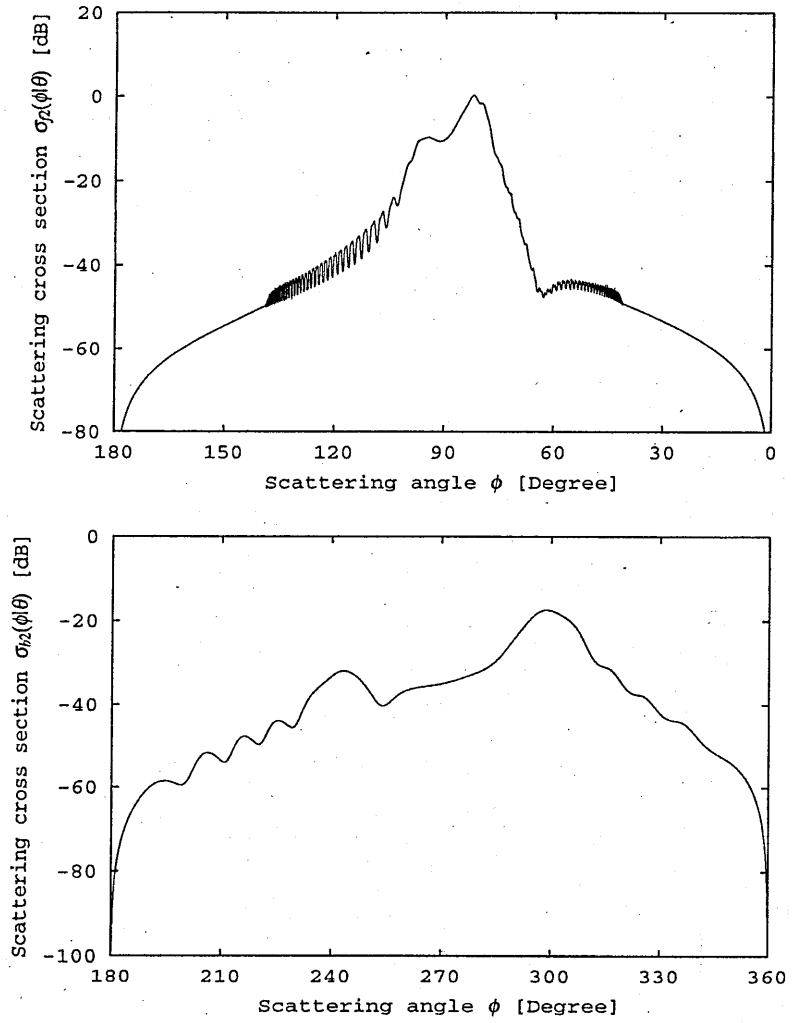


図18: 2次インコヒーレント散乱 $\sigma_{f2}(\phi|\theta), \sigma_{b2}(\phi|\theta)$ (SiC)
$(\sigma^2 = 10^{-4}, l = 10[\mu\mathrm{m}], \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°$, 指数型 (III))

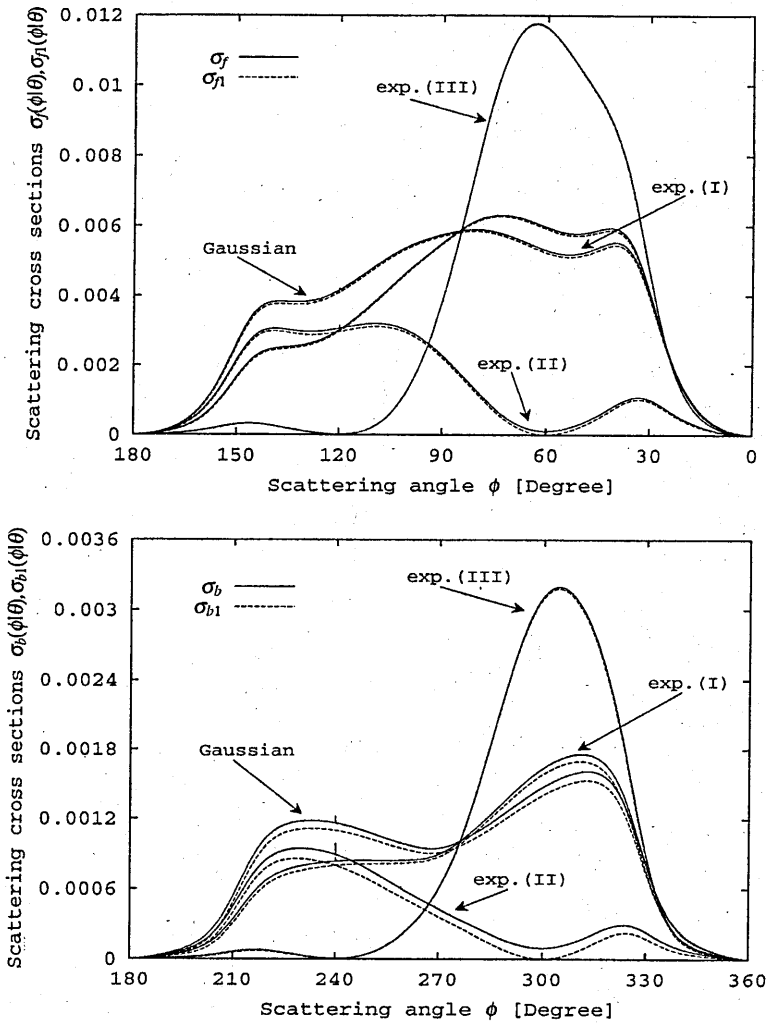


図19: 全インコヒーレント散乱 $\sigma_f(\phi|\theta), \sigma_b(\phi|\theta)$
$(\sigma^2 = 10^{-4}, l = 1[\mu\mathrm{m}], \kappa = 0.1[\mu\mathrm{m}], \theta = 60°)$

輻射科学研究会技術報告
Technical Report of RSSJ
RS03-14

同軸線路型フィルタを用いた ネマチック液晶のマイクロ波誘電特性の測定

Microwave measurement of nematic liquid crystals using coaxial line filter

北谷 和弘　　辻 智仁　　岡村 康行
（大阪大学大学院　基礎工学研究科）

小谷邦彦　　竹内清文
（大日本インキ化学工業）

2003 年 12 月 11 日
（　於　龍谷大学　）

輻射科学研究会
The Radiation Science Society of Japan

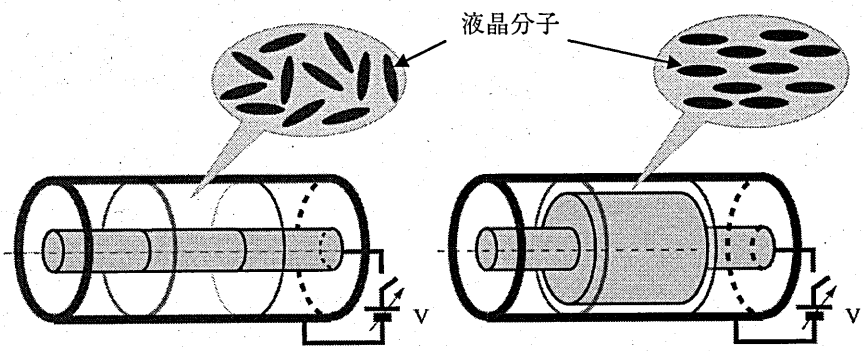
1. はじめに

液晶は、細長い分子構造をもつことから大きな屈折率異方性を有し、外部電界で分子配向状態を容易に変化させることができる。この分子制御による電気光学効果を利用して、可視光領域の表示ディスプレーへの応用が目覚しく進められている。一方、可視光領域のみならず他の波長領域のデバイスへの応用が検討されており、1993年頃からネマチック液晶を用いたマイクロ波・ミリ波領域のデバイスの研究が進められている。平面回路の代表的なマイクロストリップ線路の誘電体層に液晶を用いたマイクロ波・ミリ波可変移相器[1],[2]や可変遅延線[3]などの回路デバイス、さらに液晶層を積層した構造のミリ波のプリズムやレンズ[4]、ビームフォーマ[5]、波長セレクタ[6]など数多く報告されている。我々は、平面構造に適している液晶の特徴を十分生かした平面アンテナの研究を進めている。すでに周波数可変アンテナ[7],[8]やビーム走査アンテナ[9]を報告した。

このようなマイクロ波・ミリ波の回路デバイスやアンテナを設計するためには、液晶材料のマイクロ波・ミリ波における誘電特性を知る必要がある。最近では、導波管[10]や同軸線路を用いた液晶材料の誘電特性の測定が活発に行なわれている。同軸線路によるものは比較的容易に測定されることから、線路の遅延特性や挿入損などから広い周波数にわたる誘電特性が報告[11],[12],[13]されている。特にこれらでは、図1（a）に示すような50Ω系の同軸線路を用いて誘電体層（液晶層）における二つの分子状態から異方性特性が測定されている。具体的には、電圧を加えて細長い液晶分子を直流電界の方向に揃わせた状態と電圧無印加時の不安定なランダムな分子状態が利用されている。この場合、分子長軸の特性は直接測定されるが、短軸の特性についてはランダム状態の平均的な誘電特性から間接的に算出されている[14]。より厳密な値を得るためには、分子長軸及び短軸方向の誘電特性を直接測定する必要がある。しかし、これに適した構造を有した50Ω系同軸線路は実際上全体サイズが小さくなって作製することは困難である。そこで、無印加時に液晶分子が揃う

安定な分子状態となるように同軸線路を工夫し、図１（b）に示すように50Ω系同軸線路の途中に液晶を挿入した不連続を有する同軸線路を考案した[15]。この同軸線路は、バンドパスフィルタとして動作する。ここで提案する測定法では、ポイント周波数のみの測定となるもののネマチック液晶の誘電異方性特性を同軸線路のバンドパスフィルタ特性から直接測定することができる特徴がある。

本報告では、同軸線路を用いた液晶の誘電特性の新しい測定法について述べ、同軸線路型フィルタを試作して電圧によるフィルタ特性の変化から 9GHz 近傍におけるネマチック液晶の誘電特性の測定結果について述べる。また、ネマチック液晶の各種分子構造をもつ液晶化合物の骨格構造によるマイクロ波誘電特性に与える影響について検討する。



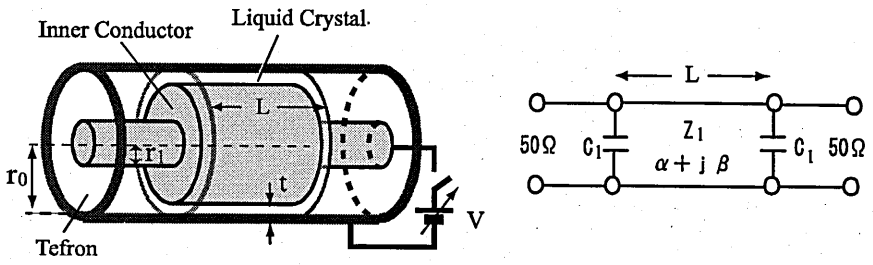
（a）50Ω系同軸線路　　（b）不連続を有する同軸線路

図 1. 同軸線路の構造と液晶分子の様子(電圧無印加時)

2. 液晶のマイクロ波誘電特性の測定

2.1 同軸線路型フィルタの構造と伝送特性

図2（a）に提案する同軸線路の構造を示す。この同軸線路は、テフロンを誘電体層とする50Ω線路の途中に中心導体を太くしたインピーダンスが異なる線路を接続し、その誘電体層に液晶を充填する構造である。液晶層の厚みを t、液晶部分の伝送線路の長さを L とする。線路の内部導体の半径を r_i、外部導体の内径を r_0 とする。図2（b）に同軸線路の等価回路を示す。液晶部分の減衰定数を α、位相定数 β とし、液晶部分の特性インピーダンスを Z_1 とする。50Ω線路との大きな不連続部分をキャパシタンス C_1 とする。この同軸線路では、基本モード（TEM波）のマイクロ波が伝播しており、その電界分布は内部導体から外部導体へ放射状になる。磁界分布は電界と直角に交わるため同心円状に分布する。ここでは、液晶に印加する直流電界も同様な電界分布となる。



(a) (b)

図 2. 同軸線路の構造と等価回路

同軸線路の伝送特性は、図2（b）に示す等価回路を用いて計算できる。そのF行列を次式に示す。伝搬定数は $\gamma = \alpha + j\beta$ であり、式1をS行列に変換[16]して伝送線路のSパラメータを求めると、同軸線路の伝送特性を算出することができる。

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\omega c_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh \gamma L & Z_1 \sinh \gamma L \\ 1/Z_1 \sinh \gamma L & \cosh \gamma L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j\omega c_1 & 1 \end{pmatrix} \qquad (1)$$

ここで、同軸線路の特性インピーダンス Z は次式で表される。誘電体の比誘電率 ε_r とする。

$$Z = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln\left(\frac{r_o}{r_i}\right) \qquad (2)$$

次に、位相定数 β は、$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0}\sqrt{\varepsilon_r}$ 、減衰定数 α は次式で表される。

$$\alpha = \frac{R}{2Z} + \frac{ZG}{2} \qquad (3)$$

$$G = \omega C \tan\delta \qquad (4)$$

同軸線路の並列のキャパシタンスを C、コンダクタンスを G、直列のレジスタンスを R とする。減衰定数 α の第一項は導体の表皮効果によるもので、第二項は液晶の誘電体損失である。ここで、同軸線路の寸法を r_i=0.65 mm、r_0=2.05 mm、液晶層の厚みを t=0.1mm とし、液晶挿入部の長さを L=10 mm とする。外部及び内部導体は銅（導電率 $\sigma = 5.76\times10^7$ (S/cm)）とする。この場合、液晶部分の同軸線路の特性インピーダンス Z_1 は、約 2Ω の低インピーダンスとなる。

ここで、液晶部分を無損失（$\tan\delta = 0$）とし、液晶層の比誘電率 ε_r をパラメータとして同軸線路の伝送特性を計算した。図 3 に透過特性の計算結果を示す。同軸線路はバンドパスフィルタとして動作しており、液晶部分の ε_r を 1（空気）から 3 へと高くすると同軸線路のフィルタの中心周波数は 14GHz から 8GHz 程度へと低い周波数へシフトする。この中心周波数と液晶層の比誘電率との関係を図 4 に示す。このことから、同軸線路の中心周波数を測定することで液晶層の ε_r を直接的に求めることができる。

次に、同軸線路の液晶材料に損失がある場合（$\tan\delta \neq 0$）の同軸線路型フィルタの透過特性を計算した。液晶部分を ε_r=2.5 と固定とし、$\tan\delta$ をパラメータとした計算結果を図 5 に示す。$\tan\delta$ が大きくなると透過損失(S_{21})は増加しており、中心周波数（9.3GHz）に

おける S_{21} と $\tan\delta$ の関係を図 6 に示す。なお、ε_r=2.0、3.0 についても計算を行った。これより、実際の同軸線路の測定で得られる S_{21} の値から $\tan\delta$ を直接的に求めることができる。

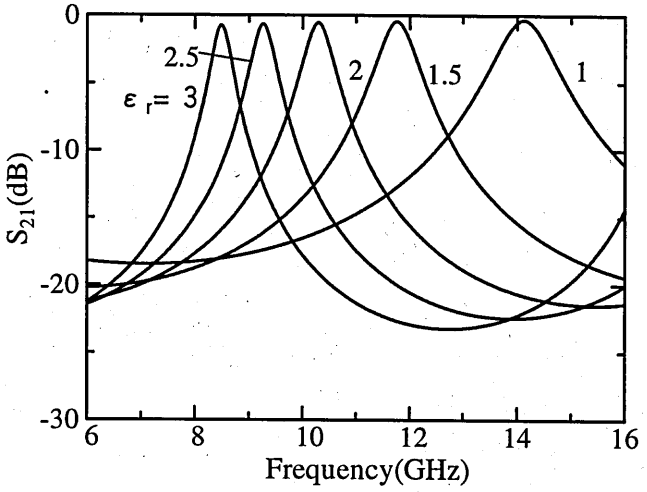


図 3. 液晶層の ε_r による同軸線路の透過特性の変化

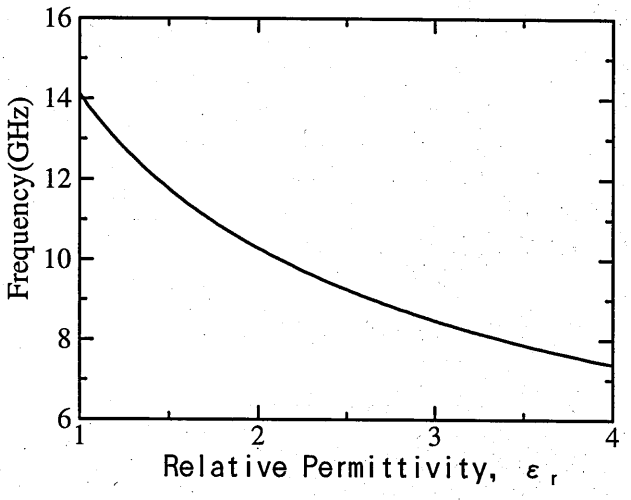


図 4. 同軸線路型フィルタの中心周波数と ε_r との関係

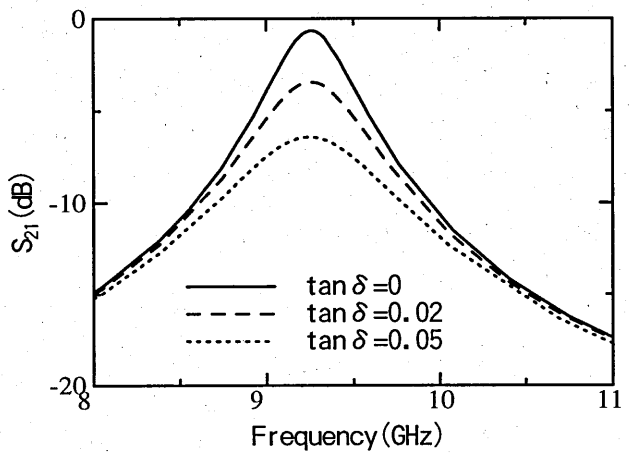


図 5. 損失を有する同軸線路の透過特性（ε_r=2.5）

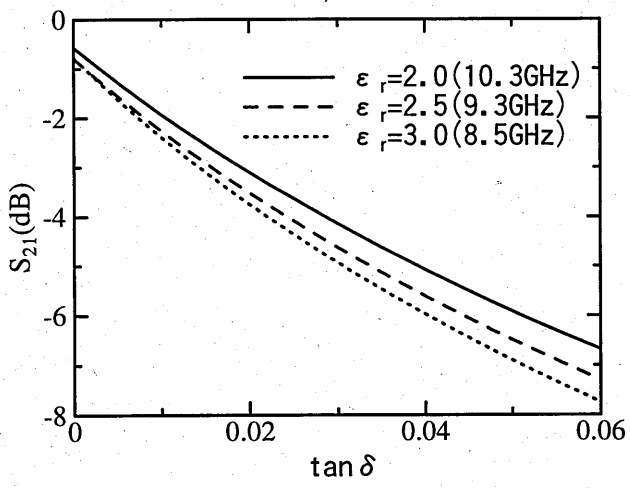


図 6. S_{21} と tanδ の関係

2.2 液晶の誘電特性の測定

図 2（a）の構造の同軸線路を試作した。その写真を図 7 に示す。同軸線路の内部導体と外部導体の間に液晶を充填し、ネマチック液晶 BL-008（メルク・ジャパン製）を用いた。BL-008 は光学異方性が比較的大きな材料で、シアノビフェニル液晶化合物を多く含む材料である。あらかじめ同軸線路の内部及び外部導体に数十 nm のポリビニルアルコール薄膜を付けラビングによる配向処理を施し、電圧無印加時に液晶分子の長軸をマイクロ波の進む方向に揃わせた。

この状態から内部導体と外部導体に直流電圧を加えると液晶に電圧が印加される。この印加電圧の増加にともない液晶分子はマイクロ波電界と同じ方向へ配向する。これによって、同軸線路を伝搬するマイクロ波が液晶の短軸方向の比誘電率 ε_r（⊥）から長軸方向の比誘電率 ε_r（∥）を感じることになる。この液晶部分の誘電率変化にしたがって同軸線路のフィルタの中心周波数が変化する。また、液晶の $\tan\delta$ により中心周波数における S_{21} が変化する。

Hewlett-Packard 社のネットワークアナライザーHP8510C を用いてマイクロ波帯におけるネマチック液晶の誘電特性を測定した。図 8 にその測定系を示す。同軸線路の入力部分に液晶へ直流電圧を印加するためのバイアスティを接続し、出力部分にコンデンサ（DC カット）を接続して測定を行った。

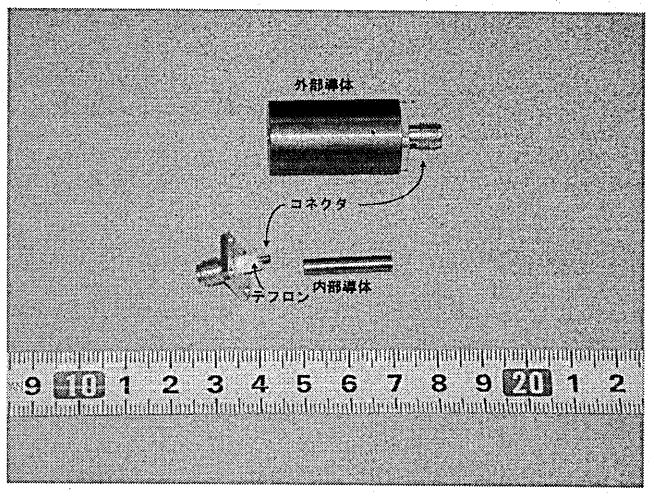


図 7. 試作した同軸線路の写真

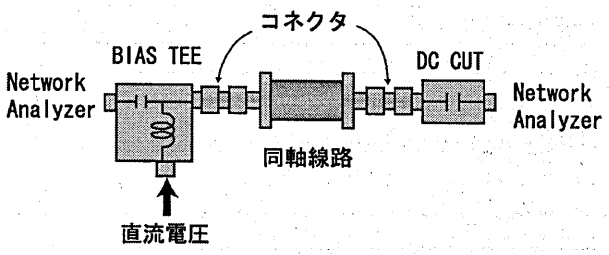


図 8. 測定系

図 9 に印加電圧をパラメータとした時の透過波の周波数特性を示す。液晶に電圧を加えるにしたがってフィルタの中心周波数は低い方へシフトしており、この同軸線路はチューナブルバンドパスフィルタとして動作することがわかる。

このフィルタの中心周波数から等価回路（図 2（b））を用いて比誘電率 ε_r を求めた。ε_r と印加電圧との関係を図 10 に示す。その中

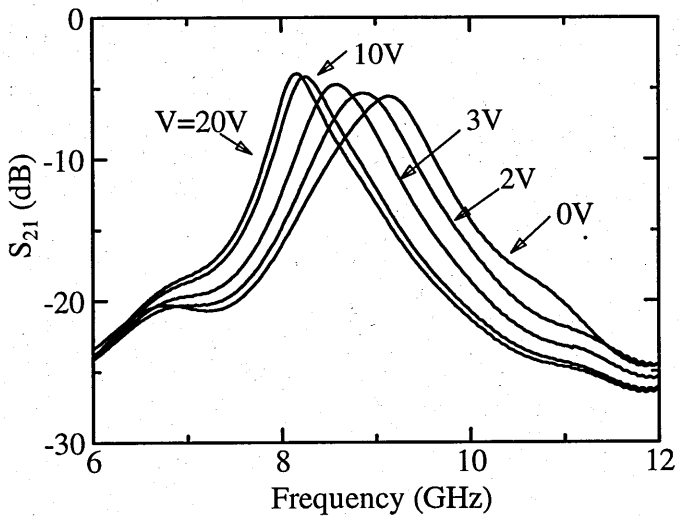


図 9. 液晶に電圧を加えたときの同軸線路の透過特性

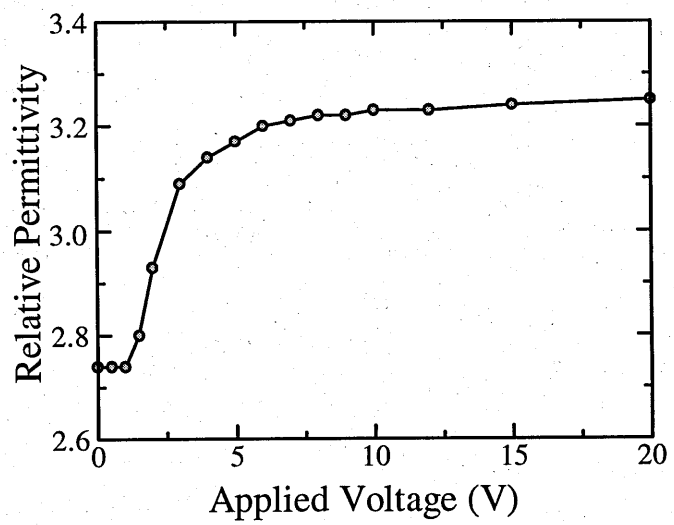


図 10. 液晶部分の比誘電率の電圧依存性

心周波数におけるS_{21}から求めたtanδの電圧依存性を図11に示す。図10及び図11より電圧の増加にともない比誘電率は高くなり，逆にtanδは減少する傾向がある。このように電圧の変化によるネマチック液晶の比誘電率及びtanδの変化を知ることができる。

ここで、図10よりBL-008の短軸方向の比誘電率（電圧無印加時）はε_r(⊥)=2.74である。一方，長軸方向の比誘電率ε_rは飽和状態の電圧20(V)時のε_r(∥)=3.25とわかる．BL-008の誘電率異方性$\Delta\varepsilon$[=ε_r(∥)-ε_r(⊥)]は0.51であった。tanδについては、垂直成分のtanδ(⊥)が0.036,平行成分のtanδ(∥)が0.021であった。なお，同軸線路に空気が入らないように注意して液晶を充填した。先の報告[15]よりも比誘電率およびtanδとも若干異なる値となっている。このネマチック液晶のtanδは通常のマイクロ波帯で用いられるプリント基板の誘電体材料よりも一桁大きい。

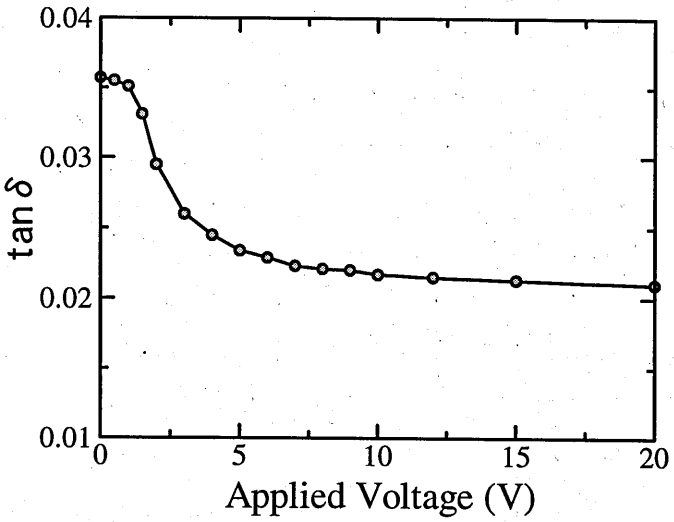


図11. tanδの電圧依存性

次に、BL-008を含む9種類のネマチック液晶材料のマイクロ波特性を測定した[17], [18]。ここでは4種類のネマチック液晶を選びその測定結果について述べる。液晶はシアノビフェニル系のBL-

008、フェニルシクロヘキサン（PCH）骨格のシアノ系液晶化合物を多く含む ZLI - 2293、低周波における誘電率異方性がほぼゼロの液晶化合物を多く含む液晶化合物 ZLI - 3086、炭素の 3 重結合をもつトラン系液晶 RDP - 85475（大日本インキ化学製）である。

上記のうち 3 種類における同軸線路型フィルタの中心周波数の電圧依存性を図 12 に示す。フィルタの中心周波数は、液晶材料によって電圧無印加時や印加電圧による周波数変化は異なっている。低周波の $\Delta\varepsilon$ がほぼゼロの ZLI-3086 は電圧を変えても緩やかな周波数変化となり、飽和するのに高い電圧が必要である。一方、低周波の $\Delta\varepsilon$ が大きい BL-008 や ZLI-2293 では、電圧による周波数変化が始まる閾値電圧が 1V～2V と低電圧動作が可能である。次に、RDP - 85475 を加えた 4 種類の液晶の 9GHz 近傍における誘電特性を表 1 に示す。マイクロ波可変移相器では大きな位相変化が必要であることから $\Delta\varepsilon$ が大きいことが要求され、またデバイスの損失を考慮すると $\tan\delta$ が小さい液晶材料が望まれる。この中では RDP-85475 が $\Delta\varepsilon = 0.61$ と大きく、$\tan\delta$ が他の液晶材料よりも小さい [18]。

この測定では、周波数間隔 10MHz から比誘電率の分解能は 10^{-3}、S_{21} から求めた $\tan\delta$ については 10^{-4} の分解能を得ている。

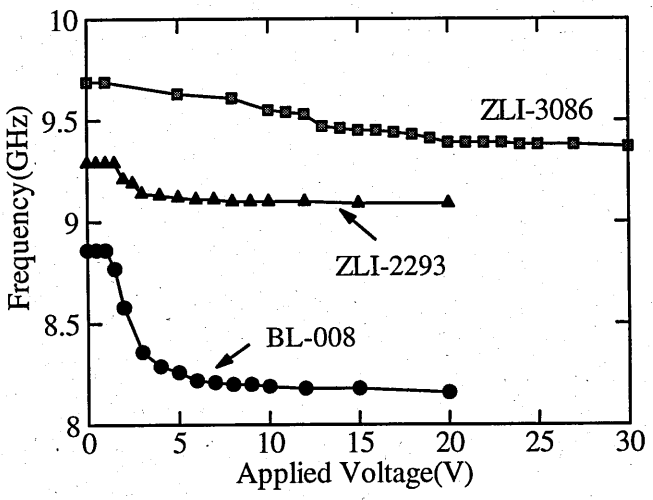


図 12. 液晶材料による中心周波数の電圧依存性

表 1. 4 種類のネマチック液晶の 9GHz 近傍における誘電特性

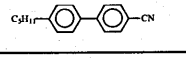
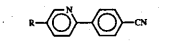
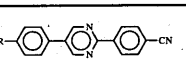
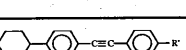
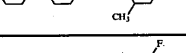
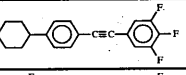
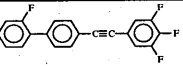
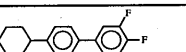
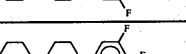
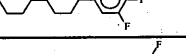
液晶材料	εr(∥)	εr(⊥)	Δε	tanδ(∥)	tanδ(⊥)
ZLI-3086	2.43	2.27	0.16	0.026	0.055
ZLI-2293	2.6	2.48	0.12	0.013	0.036
BL-008	3.25	2.74	0.51	0.021	0.036
RDP-85475	3.24	2.63	0.61	0.015	0.029

3. 液晶化合物の骨格構造による誘電特性への影響

これまで報告されているネマチック液晶は、様々な分子構造をもつ液晶を混合させた液晶材料である。したがって、液晶の分子構造による系統的なネマチック液晶のマイクロ波誘電特性への影響はほとんど知られていない。そこで、各種分子構造をもつ液晶化合物がマイクロ波誘電特性に与える影響について知ることは重要であり、ここではシアノビフェニル系液晶 5CB をリファレンスとしてマイクロ波誘電特性への影響について調べた。

重量比 80%の 5CB と骨格構造が異なる 9 種類の液晶化合物をそれぞれ 20%混合し、それらの液晶について同軸線路型フィルタを用いてマイクロ波誘電特性を測定した[19]。表 2 に液晶分子の構造と測定によって得られた 9GHz 近傍におけるマイクロ波誘電特性および屈折率（589.3nm）を示す。図 13 に液晶の比誘電率と屈折率の関係を示す。液晶は誘電率異方性をもち、比誘電率については ε_r(⊥)は若干大きいが、全体的に $\varepsilon_r = n^2$ の関係であることがわかる。ただ、各液晶の屈折率は n_o があまり変化せず、長軸の n_e が大きく変化している。次に、誘電率異方性Δε と屈折率 $n_e^2 - n_o^2$ との関係を図 14 に示す。Δε と $n_e^2 - n_o^2$ は比例関係であることがわかる。Δε についてはピリミジン系の②や炭素の 3 重結合を有するトラン系の③が、5CB よりもΔε が 0.11～0.13 大きい。同じトラン系でも③と④を比較すると、1KHz でのΔε はそれぞれ 12.8、13.3 となり④の方が大きいが、9GHz 近傍でのΔε は逆転して③の方が大きくなっている。

表 2. 液晶化合物のマイクロ波誘電特性（9GHz 近傍）と屈折率（589.3nm）

	分子構造	εr (∥)	εr (⊥)	Δε	tanδ (∥)	tanδ (⊥)	ne	no	Δn
ref		2.95	2.65	0.30	0.035	0.048	1.717	1.534	0.183
①		3.03	2.75	0.28	0.033	0.054	1.723	1.539	0.184
②		3.12	2.69	0.43	0.019	0.037	1.768	1.529	0.239
③		3.02	2.61	0.41	0.018	0.034	1.740	1.524	0.216
④		2.96	2.65	0.31	0.019	0.040	1.719	1.526	0.193
⑤		2.95	2.60	0.35	0.022	0.042	1.729	1.534	0.195
⑥		2.94	2.65	0.29	0.022	0.039	1.694	1.531	0.163
⑦		2.91	2.66	0.25	0.024	0.041	1.680	1.525	0.155
⑧		3.05	2.70	0.35	0.021	0.041	1.728	1.522	0.206
⑨		3.05	2.70	0.35	0.021	0.039	1.721	1.525	0.196

R、R'（アルキル基）

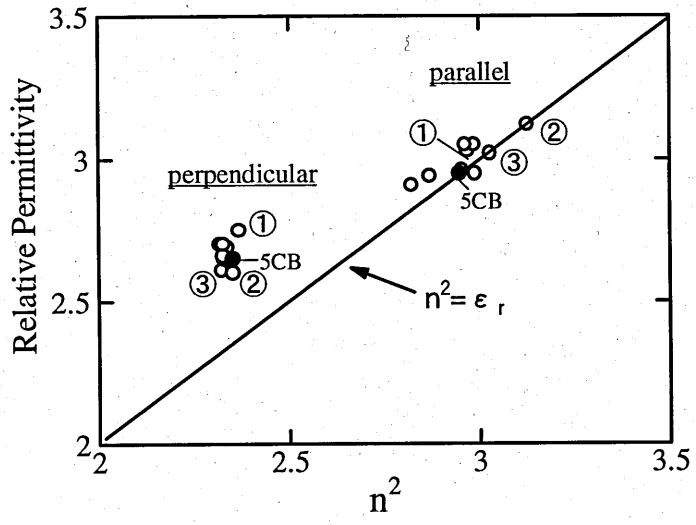


図 13. 液晶の比誘電率と屈折率の関係

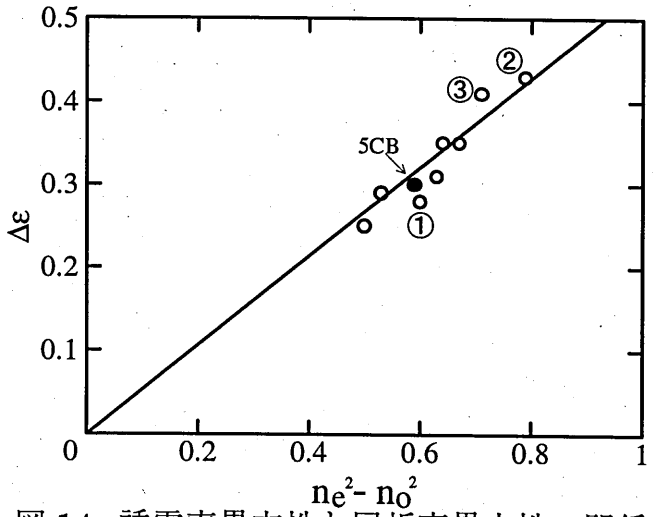


図 14. 誘電率異方性と屈折率異方性の関係

誘電損失については、5CB よりも全体として各混合液晶は tanδ が小さくなる傾向となる。しかし、ピリジン系の①は 5CB と同程度かむしろ大きな tanδ となる。ピリミジン系の②はピリジン系の①よりも tanδ が小さく、窒素の配置が影響するものと思われる。

ここで、液晶の誘電損失について考察する。液体分子におけるデバイの緩和時間については次式で表される[20]。η は粘性率、a は分子の半径、κ_B はボルツマン係数、T は温度である。

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{\kappa_B T} \qquad (5)$$

緩和時間 τ は、それぞれの分子構造における分子の長さの 3 乗×粘性との相関と考えられる。分子シュミュレータを用いて、各種液晶の短軸及び長軸方向の緩和時間を計算し、測定で得られた tanδ との関係を図 15 に示す。分子の短軸方向の緩和時間は、ほとんど変化はないが、長軸方向の緩和時間は 5CB に加える液晶材料によって変化することがわかる。緩和時間が長いほど概ね tanδ は少なくなる傾向がある。すなわち、tanδ を小さくするには液晶分子の誘電緩和がおこる周波数を低くすることである。

ここで、ピリミジン系の②やトラン系の③は比較的 $\Delta\varepsilon$ が大きく、

tanδが小さいことからこのタイプの液晶材料がマイクロ波デバイスに有用であると思われる。

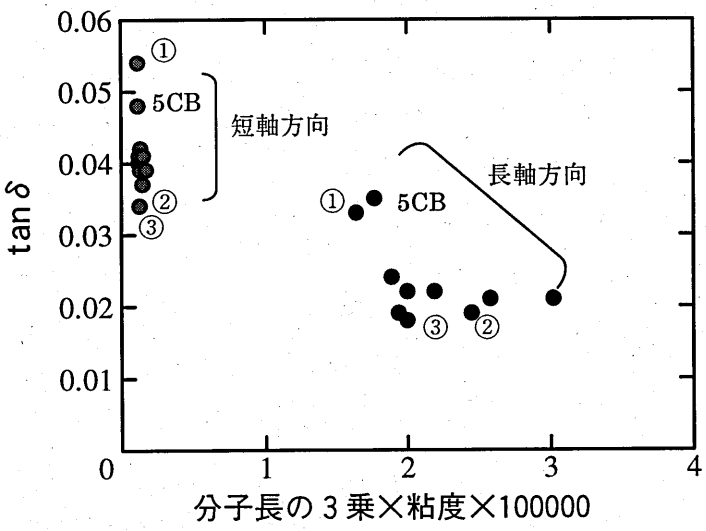


図 15. 緩和時間と tanδとの関係

4. まとめ

同軸線路の構造を工夫し、同軸線路型フィルタを用いた液晶材料のマイクロ波誘電特性の新しい測定法を提案した。実際に同軸線路型フィルタを試作して、様々なネマチック液晶の 9GHz 近傍における誘電特性を直接測定した。その中で、ピリミジン系やトラン系液晶が比較的大きな誘電率異方性を有し、誘電損失が少ないことがわかった。さらに、ネマチック液晶の分子構造によるマイクロ波誘電特性に与える影響について調べた。液晶の屈折率とマイクロ波誘電率とは相関があり、液晶の誘電損失は液晶分子の誘電緩和時間に関係することがわかった。今後、マイクロ波・ミリ波帯においてさらなる大きな誘電率異方性、少ない誘電損失をもつネマチック液晶材料の開発が望まれる。

謝辞

液晶材料を提供していただいたメルク・ジャパン(株)に深謝する。また、測定に協力して頂いた本学卒業生湊祥平君に感謝する。さらに、同軸線路を作製して頂いた大阪大学工作センター機械工作室のみなさんに感謝する。

参考文献

[1]K. C. Lim, J. D. Margerum, and A. M. Lackner, "Liquid crystal millimeter wave electronic phase shifter," App. Phys. Lett., vol.62, no.10, pp.1065-1076, March 1993.

[2]F. Guerin, J. M. Chappe, P. Joffre, and D. Dolfi, "Modeling, synthesis and characterrization of a millimeter-wave multilayer microstrip liquid crystal phase shifter," Jpn. J. App. Phys. vol.36, pp.4409-4413, 1997.

[3]九鬼孝男，藤掛英夫，野本俊裕，内海要三，"液晶を用いたマイクロ波可変遅延線の設計とその挿入損失に関する一考察，" 信学論(C)，vol.J84-C,no2, pp.90-96, Feb. 2002.

[4]田中将樹，佐藤進，"液晶を用いたミリ波制御デバイス，" 信学技報，MW2001-97, pp.175-180, 2001.

[5]鴨田浩和，九鬼孝夫，藤掛英夫，野本俊裕，"液晶ミリ波ビームフォーマ，" 2003 信学総大，SC-3-10，S49－S50，2003.

[6] Fuzi Yang and J. R. Sambles , "Microwave liquid crystal wavelength selector," App. Phys. Lett., vol 79, no.22, pp. 3717-3719, November, 2001.

[7]北谷和弘，高橋智弘，西村貞彦，山本錠彦，"液晶を用いたチューナブルマイクロストリップパッチアンテナ，" 2000 信学総大，B-1-144，p.144，2000.

[8]北谷和弘，辻 智仁，山本錠彦，"高Δｎネマチック液晶を用いた可変周波数アンテナ，" 2003 信学総大，C-2-36，p.68，2003.

[9]北谷和弘，山本錠彦，"液晶移相器を用いた直列給電型マイクロストリップアンテナのビーム走査，" 信学論(C)，vol.J85-C, no7, pp.588-589, July 2002.

[10]能勢敏明，本間道則，荏戸立夫，水野皓司 ，"ミリ波ネットワークアナライザによる液晶材料の測定，" 信学技報，MW2001-96，pp.169-174，2001.

[11]鴨田浩和，九鬼孝男，藤掛英夫，野本俊裕，“同軸線路による液晶のマイクロ波誘電特性の評価,” 信学論(C)，vol.J85-C, no8，pp.776-777，Aug. 2002.
[12]亀井利久，内海要三，森武洋，戸田耕司，鈴木洋介，“10KHz～40GHz におけるネマチック液晶の誘電測定と可変遅延線への応用,” 信学論(C)，vol.J85-C,no12, pp.1149-1158，Dec. 2002.
[13]鍵和田啓介，橋本修，平田圭一，都甲康夫，“X 帯における液晶材料の複素誘電率測定法と測定結果,”信学論(B), vol.J84-B, no5, pp.945-947, May 2001.
[14]日本学術振興会第 142 委員会（編），“液晶デバイスハンドブック,” p.53，日刊工業新聞社，1989.
[15] 北谷和弘，湊祥平，山本錠彦，“同軸共振器を用いた液晶の複素誘電率測定,” 2002 年信学会ソサイエティ大会，C-2-60.
[16]小西良弘、“実用マイクロ波技術講座第 2 巻” pp33-36，日刊工業新聞社
[17]北谷和弘，湊祥平，山本錠彦，“マイクロ波領域におけるネマチック液晶の複素誘電率測定,” 2002 液晶学会討論会，PA17，pp.313-314，2002.
[18]北谷和弘，山本錠彦，小谷邦彦，竹内清文，“X 帯における高Δｎネマチック液晶の誘電特性,” 2003 信学総大，C-2-54，p.86，2003
[19]北谷和弘，辻智仁，岡村康行，小谷邦彦，竹内清文，“液晶化合物の骨格構造によるマイクロ波誘電特性への影響,” 2002 液晶学会討論会，3A05，pp.195-196，2003.
[20]宇野良清，津屋昇，森田章，山下次郎、“キッテル固体物理学入門下” pp484-485，丸善.

輻射科学研究会RS03-15(2003年12月11日)

ミラーファイバの漸近展開に基づく伝搬特性の考察
＝新構造フォトニック結晶ファイバ＝

左貝　潤一

立命館大学理工学部　〒525-8577　草津市野路東1-1-1　jsakai@se.ritsumei.ac.jp

あらまし
本稿では周期構造によるブラッグ回折を利用した新しい導波原理に基づくミラーファイバの伝搬特性を考察している。他のフォトニック結晶ファイバとの相違を概観した後、ミラーファイバを扱う。ミラーファイバの電磁界分布を行列形式で表す際に、物理的対応をつけやすくするため、基本解としてハンケル関数を用いて定式化する。クラッドの電磁界に対してはハンケル関数の漸近展開を用いる。固有値方程式を求めた後、クラッド電磁界の物理的意味やフォトニックバンドギャップについて考察する。本稿では紙面の都合により、TEモードのみを対象とする。
キーワード　ミラーファイバ、フォトニック結晶ファイバ、固有値方程式、電磁界分布

1. まえがき

1987年に提案されたフォトニック結晶[1]は特異な性質を有するため、研究が各分野で活発に行われている。構造の周期性から、フォトニック結晶の性質のひとつであるフォトニックバンドギャップ(PBG)が生まれている。フォトニック結晶を光伝送路に応用するフォトニック結晶ファイバ(PCF)が1995年に提案され[2]、現在開発・研究が進められている。本題に入る前に、PCFを２章で説明する。

本稿ではミラーファイバ[3, 4]を主対象とする。ミラーファイバの基本構造は、コア部の屈折率が低く、クラッド部が厚さの異なる高・低屈折率層の周期構造からなるる。その導波原理は、周期構造によるブラッグ回折で光波をコア部に閉じ込めるというPBG と同じ原理に基づく。コア部を空気あるいは真空層とし、周期構造を適切に設計すると、ほとんどの光波をコア部に閉じ込めることが可能となる。その結果ミラーファイバで、(ｉ)従来形石英ファイバよりも極端に低損失、(ii)ほとんど無分散、(iii)曲げでの無放射損失という性質を有する、夢の伝送路が可能となる。ミラーファイバは、長距離通信用伝送路だけでなく、高光パワ伝送用媒体、光集積回路、自然放出抑圧用発光デバイスなどに応用できる。

ミラーファイバの構造は従来形光ファイバに比べて複雑なので、その電磁界特性は通常数値解析で求められており、転送行列法を用いて１次元[5]や２次元構造[6]が解析されている。また、すべて数値解析に頼る方法もある[7-9]。近年ではクラッドの周期構造に対して漸近展開を用い、適度な計算量で解の見通しをよくする試みもある[10, 11]。本稿では文献[11]の内容をさらに発展させて、ミラーファイバの振る舞いをより定性的に理解することを目的とする。

前半では文献[11]の内容を概括する。電磁界を取り扱う上でのポイントは、基礎解として物理的イメージとの対応がつきやすいハンケル関数を用いることである。これにより、周期構造での干渉(ブラッグ回折)と対応がつきやすくなる。これらの基礎解をもとにして、ミラーファイバの電磁界を行列形式で定式化し、その固有値方程式を導く。後半では、とりわけクラッドでの電磁界に着目し、周期構造とPBGとの関連を考察する。定性的理解を主目的とするので、ＴＥモードのみを扱う。

2. フォトニック結晶ファイバ

フォトニック結晶では意図的に欠陥を導入することにより、光波をその部分に閉じ込めることができる。この考えを利用した光伝送路としてフォトニック結晶ファイバ(PCF)[2]があり、新しい光ファイバの可能性を試すため開発・研究が進められている。表1にPCFの分類をその特徴とともに示す。

PCFは２種類に大別できる。ひとつは従来形光ファイバと同じく石英コアをもつ、導波原理に全反射を利用するもので、ホーリー(Holey)ファイバまたは屈折率導波型フォトニック結晶ファイバと呼ばれる[12]。２つ目はコア中心部が空気層(空孔，欠陥)で、PBGを導波原理に用いるもので、フォトニックバンドギャップファイバ(PBF)といわれている[14]。PBFは、クラッドにおける周期性の形成方法により、空孔クラッドをもつPBFと、高・低屈折率層の周期構造をもつミラーファイバ(ブラッグファイバ、ボローファイバ)に分類できる。

表1　フォトニック結晶ファイバの分類

名称	ホーリーファイバ	ﾌｫﾄﾆｯｸﾊﾞﾝﾄﾞｷﾞｬｯﾌﾟﾌｧｲﾊﾞ	ﾐﾗｰﾌｧｲﾊﾞ(ﾌﾞﾗｯｸﾞﾌｧｲﾊﾞ)
導波原理	全反射	PBG	PBG
断面構造	コアは純粋石英 クラッドに空孔	コアが空孔 クラッドに円柱空孔	コアは空気層 クラッドに軸対称の周期構造
特徴	厳しい周期構造の必要なし 広い波長範囲での単一モード動作 比屈折率差Δは数10% 大きな開口数(NA) 大きな導波路分散 実用化レベルに最も近い	空孔率45%でPBGが存在 極端に低損失が期待 ほとんど無分散 曲げでの無放射損失	軸対称 極端に低損失が期待 ほとんど無分散 曲げでの無放射損失
文献	[12, 13]	[14-16]	[3, 4, 17, 18]

3. 軸対称屈折率分布をもつ光ファイバに対する行列解析

ミラーファイバの構造を図1に示す。円筒座標系(r, θ, z)を用い、光の伝搬方向をz軸にとる。中心部のコアは半径r_c、屈折率n_cである。クラッドは、厚さa、屈折率n_aの層と、厚さb、屈折率n_bの高・低屈折率層が交互に繰り返された周期構造であるとする($n_a>n_b>n_c$)。周期を$\Lambda=a+b$とおく。

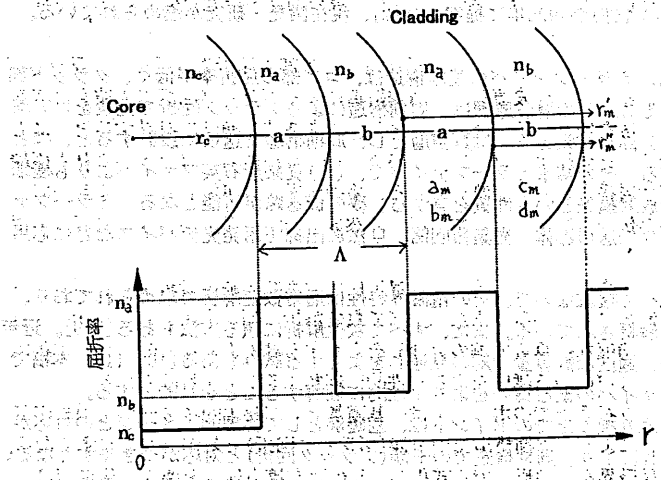


図1　ミラーファイバの構造
r: 絶対座標
r_c: コア半径、 n_c: コア屈折率
a, b: クラッドにおける各層の厚さ
$\Lambda=a+b$: クラッドでの周期
n_a, n_b: クラッドにおける各層の屈折率
r_m', r_m'': クラッドの相対座標
a_m, b_m, c_m, d_m: クラッドでの振幅係数

3.1. 基本式

TEモード($E_z=0$)における非零成分H_r, E_θ, H_zは次式で表される。

$$H_r=-(i\beta/\kappa^2)(\partial H_z/\partial r),\qquad E_\theta=(i\omega\mu_0/\kappa^2)(\partial H_z/\partial r) \tag{1}$$

ここで、電磁界の時空間変動因子を$U_{tz}=\exp[i(\omega t-\beta z)]$としており、$\omega$は角周波数、$\beta$は伝搬定数、

$$\kappa\equiv[(nk_0)^2-\beta^2]^{1/2} \tag{2}$$

nは屈折率、$k_0=\omega/c$は真空中の波数、cは真空中の光速、μ_0は真空中の透磁率である。

電磁界の基本成分として各層の境界面で連続となる成分、つまりH_zとE_θをとる。このとき、電磁界成分は

$$\begin{pmatrix} H_z \\ iE_\theta \end{pmatrix}_{r=r} = U_{tz}\, D_i(r) \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix}, \qquad D_i(r)\equiv \begin{pmatrix} d_{i1} & d_{i2} \\ d_{21} & d_{22} \end{pmatrix} \tag{3}$$

のように行列形式で表せる[19]。ここでA_iとB_iはi層での光波の振幅を表す。$D_i(r)$を表示行列と称する。式(3)で電磁界の角度依存性因子$\cos(\nu\theta+\theta_0)$を省略している。方位角モード次数νはTEモードの場合$\nu=0$である。磁界成分H_zはベッセルの微分方程式を満たす。ミラーファイバではrの正方向と負方向に伝搬する光波の干渉で光波がコアに閉じ込められると考えられるから、この基本解として、正・負両方向に伝搬するという物理的意味をもつハンケル関数を用いる。

コアにおける振幅を$A_1=A_c$、$B_1=B_c$とし、表示行列$D_0(r)$の各成分を次式で表す。

$d_{11}=H_\nu^{(2)}(\kappa_c r)$、　$d_{12}=H_\nu^{(1)}(\kappa_c r)$

$d_{21}=-(\omega\mu_0/\kappa_c)H_\nu^{(2)\prime}(\kappa_c r)$、　$d_{22}=-(\omega\mu_0/\kappa_c)H_\nu^{(1)\prime}(\kappa_c r)$　(4)

$\kappa_c\equiv[(n_c k_0)^2-\beta^2]^{1/2}$　;$0\leqq r\leqq r_c$　(5)

ここで、$H_\nu^{(1)}=J_\nu+iN_\nu$と$H_\nu^{(2)}=J_\nu-iN_\nu$はハンケル関数、J_νはベッセル関数、N_νはノイマン関数、'は$(\kappa_c r)$に対する微分を表す。

クラッド層での電磁界を表す際、コア半径r_cが相対的に大きければ、ハンケル関数に対して漸近展開[20]が利用できる(漸近解析の適用限界は7章で扱う)。このとき、クラッド層での電磁界が次式で近似できる。

$$\begin{pmatrix} H_z \\ iE_\theta \end{pmatrix}_{r=r}=U_{tz}\,D_a(r)\begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix};r_c\leqq r\text{でのa層、}\quad =U_{tz}\,D_b(r)\begin{pmatrix} c_m \\ d_m \end{pmatrix};r_c\leqq r\text{でのb層}\quad(6)$$

ただし、表示行列$D_i(r)$は境界行列G_iと転送行列$P_i(r)$を用いて次のように表せる。

$$D_i(r)\fallingdotseq\sqrt{\left(\frac{2}{\pi r}\right)}G_iP_i(r)\qquad(i=a,b)\qquad(7)$$

$$G_i=\frac{1}{\sqrt{\kappa_i}}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu_0/\kappa_i & -i\omega\mu_0/\kappa_i \end{pmatrix}\qquad(8)$$

$$P_i(r)=\begin{pmatrix} \exp(-i\kappa_i r) & 0 \\ 0 & \exp(i\kappa_i r) \end{pmatrix}\qquad(9)$$

$$\kappa_i\equiv[(n_i k_0)^2-\beta^2]^{1/2}\qquad(i=a,b)\qquad(10)$$

ここで、a_mとb_m(m=1,2,3…)は層厚aでの光波の振幅係数対、c_mとd_mは層厚bでの光波の振幅係数対である。また、周期構造をなすクラッドの高・低屈折率層の半径座標に対して、転送行列の位相項では各層の左端を基準にした相対座標r_m'とr_m''を用いる。

$r_m'=r-[r_c+(m-1)\Lambda]$　$(0\leqq r_m'\leqq a)$　;厚さaの層

$r_m''=r-[r_c+(m-1)\Lambda+a]$　$(0\leqq r_m''\leqq b)$　;厚さbの層

式(9)の転送行列より、ハンケル関数がrの正・負両方向に伝搬する光波に対応することが分かる。

3.2. クラッドでの振幅係数対の関係

隣接する厚さaの層に対する振幅係数対(a_mとb_m)の関係は次式で得られる。

$$\begin{pmatrix} a_{m+1} \\ b_{m+1} \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} X & Y \\ Y^* & X^* \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix}\qquad(11)$$

$$X=\exp(-i\kappa_a a)\{\cos(\kappa_b b)-(i/2)[(\kappa_a/\kappa_b)+(\kappa_b/\kappa_a)]\sin(\kappa_b b)\}$$

$$Y=\exp(i\kappa_a a)\{(i/2)[(\kappa_b/\kappa_a)-(\kappa_a/\kappa_b)]\sin(\kappa_b b)\}\qquad(12)$$

また、厚さbでの層の振幅係数対は厚さaの層での振幅係数対で次のように表せる。

$$\begin{pmatrix} c_m \\ d_m \end{pmatrix}=\frac{1}{2}\left(\frac{\kappa_b}{\kappa_a}\right)^{3/2}\begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix}\qquad(13)$$

$$h_{11}=(1+\kappa_a/\kappa_b)\exp(-i\kappa_a a),\quad h_{12}=-(1-\kappa_a/\kappa_b)\exp(i\kappa_a a)$$

$$h_{21}=-(1-\kappa_a/\kappa_b)\exp(-i\kappa_a a),\quad h_{22}=(1+\kappa_a/\kappa_b)\exp(i\kappa_a a)\qquad(14)$$

式(11)、(13)における右辺の行列成分はいずれもmに依存しない。式(11)、(13)より、振幅係数対a_1、b_1さえ既知となれば、他の係数a_m、b_m、c_m、d_m(m=1,2,3…)が求められる。

式(11)の行列で、その行列式は

$$|X|^2-|Y|^2=1\qquad(15)$$

を満たし、対角和は$X+X^*=2\,\mathrm{Re}(X)$を満たす。上記行列式が1となるのは、漸近展開を用た場合、クラッドで周期Λだけ離れた厚さaの層が等価な層とみなせるためである。この式(15)は以下の数学的取り扱いで有用である。

4. 周期構造に対するブロッホの定理と固有値方程式

4.1. 周期構造に対するブロッホの定理の適用

媒質の屈折率分布が周期Λをもつ、つまり$n(r+\Lambda)=n(r)$を満たすとき、その媒質での波動関数は、ブロッホの定理により

$$F_K(r,\ z)=F_K(r)\exp(-iKr)\exp(-i\beta z)\qquad(16)$$

と書ける[5, 21]。ここで、$F_K(r)$はブロッホ波数Kに依存する周期Λの周期関数である。すなわち、$F_K(r+\Lambda)=F_K(r)$。ま

た、exp(-iKr)は周期構造全体で共通の関数形をとることを意味する。

漸近展開のもとでの波動関数が式(16)を満足するとき、rが十分大として振幅項ではr+Λ≒rと近似すると、層厚aのクラッド層での振幅係数は次式を満たす。

$$\begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{m+1} \\ b_{m+1} \end{pmatrix} \exp(iK\Lambda) = \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \exp[-iK(m-1)\Lambda] \qquad (17)$$

4.2. クラッドにおける固有値方程式

振幅係数a_{m+1}とb_{m+1}について式(11)が成立している。これと式(17)を組み合わせることにより、周期構造における振幅係数に対して次式を得る。

$$\begin{pmatrix} X & Y \\ Y^* & X^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} = \exp(-iK\Lambda) \begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} \qquad (18)$$

式(18)の固有値を$\eta=\exp(-iK\Lambda)$とおく。式(26-18)が自明解以外の解をもつための条件より、周期Λの周期構造をもつクラッドにおける固有値方程式が次式で得られる。

$$\exp(-iK_j\Lambda)=\mathrm{Re}(X)\pm\{[\mathrm{Re}(X)]^2-1\}^{1/2} \qquad (j=1,2) \qquad (19)$$

上式の複号で上(下)側の符号はj=1 (2)に対応している。行列成分Xにはκ_a、κ_b等が含まれているから、式(19)の右辺は陰に伝搬定数βを含んでいることに注意を要する。j=1,2のいずれを採用すべきかは、後述する5.2.を参照せよ。

クラッドにおける振幅係数対、つまり式(18)の固有ベクトルは、式(17)を併用して

$$\begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} = \xi_m \begin{pmatrix} Y \\ \exp(-iK_j\Lambda)-X \end{pmatrix} = \exp[-iK_j(m-1)\Lambda] \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \qquad (20)$$

で得られる。クラッドの最内層における係数ξ_1は、コア・クラッド境界$r=r_c$での境界条件から次節で決定される値である。係数ξ_1が決定され、a_1とb_1が決まると、クラッド各層での振幅係数対a_mとb_m、c_mとd_mが順次求められる。

4.3. ミラーファイバにおける固有値方程式

コアで有界な電磁界を得るには、原点で発散するノイマン関数N_νを除外するために振幅係数を$B_c=A_c$とおく。コア・クラッド境界($r=r_c$)での電磁界の境界条件より、ミラーファイバのTEモードに対する固有値方程式を

$$\frac{J_\nu'(\kappa_c r_c)}{J_\nu(\kappa_c r_c)} + i\,\frac{\kappa_c\{Y-[\exp(-iK_j\Lambda)-X]\}}{\kappa_a\{Y+[\exp(-iK_j\Lambda)-X]\}} = 0 \qquad (21)$$

で得る。式(19)と(21)を連立させて解くことにより、ミラーファイバでの伝搬定数βが求められる[11]。コア、クラッドにおける振幅係数比は次式で得られる。

$$\frac{\xi_1}{A_c} = \frac{2J_\nu(\kappa_c r_c)}{\sqrt{(2/\pi\kappa_a r_c)}\{Y+[\exp(-iK_j\Lambda)-X]\}} \qquad (22)$$

5. クラッド電磁界とブロッホ波数の検討

5.1. クラッド電磁界の具体形

以上の結果を整理すると、層厚aのクラッドでの電磁界分布は次のように書き直せる。

$$\begin{pmatrix} H_z \\ iE_\theta \end{pmatrix}_{r=r} = U_{tz}\sqrt{\left(\frac{2}{\pi\kappa_1 r}\right)}\exp[-iK_j(m-1)\Lambda] \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i\omega\mu_0/\kappa_1 & -i\omega\mu_0/\kappa_1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \exp(-i\kappa_1 r_m') & 0 \\ 0 & \exp(i\kappa_1 r_m') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \qquad (23)$$

式(23)でK_jを含む指数関数が式(16)における周期関数$F_K(r)$に相当し、mによらず不変となる。式(23)の先頭の$\sqrt{(1/r)}$は円筒座標系とデカルト座標の違いを反映し、十分大きなrでは緩やかな変化である。

5.2. ブロッホ波数とクラッド電磁界の関係

クラッドでの固有値方程式(19)に考察を加える。ここで、ブロッホ波数K_jを実部K_{jR}と虚部K_{jI}に分ける。

$$K_j=K_{jR}+iK_{jI} \qquad (K_{jR}、K_{jI}: 実数) \qquad (24)$$

式(24)を式(27-19)の左辺に代入すると、$\exp[-iK_j\Lambda]=\exp[K_{jI}\Lambda]\exp[-iK_{jR}\Lambda]$を得る。Re(X)の大小について波動関数の性質を調べた結果を表2に示し、以下でこれらについて説明を加える。

表2　クラッド電磁界とブロッホ波数の関係

Re(X)	Re(X)≦-1		|Re(X)|<1		Re(X)≧1	
式(19)右辺	実数(<0)		複素数		実数(>0)	
ブロッホ波数	K_1	K_2	K_1	K_2	K_1	K_2
計算式	式(28)	不適	式(25)	式(25)	不適	式(26)
界分布	減衰波	増加波	振動波 (放射)	振動波 (放射)	増加波	減衰波

(i)$|Re(X)|<1$のとき：　$K_{j\,I}=0$であり、ブロッホ波数の実部は

$$\tan(K_{j\,R}\Lambda)=\mp\sqrt{1-[Re(X)]^2}/Re(X) \qquad (25)$$

から求められる。複号の上(下)はj=1(2)に対応する。このとき、ブロッホ波数K_jは実数であり、かつ$K_{2R}=-K_{1R}$である。これはクラッドにおける半径方向振動波を意味し、放射波に相当する。

(ii)$Re(X)\geqq 1$のとき：　K_1に相当する波動関数は半径座標rと共に増大するから、物理的に不適である。一方、K_2に相当する波動関数は物理的に存在可能であり、ブロッホ波数が次のように表される。

$$K_2\Lambda=2\pi\ell + i\ln[Re(X)-\sqrt{[Re(X)]^2-1}] \qquad (\ell:\text{整数}) \qquad (26)$$

このとき、式(23)におけるブロッホ波数Kを含む指数関数部分は、次のように簡単化される。

$$\exp[-iK_2(m-1)\Lambda]=[Re(X)-\sqrt{[Re(X)]^2-1}]^{m-1} \qquad (27)$$

式(27)における右辺[]内は$0\leqq[]\leqq 1$を満たすので、クラッドでの電磁界は層数mの増加と共に減衰することが分かる。

(iii)$Re(X)\leqq -1$のとき：　K_2に相当する波動関数は物理的に不適である。K_1に相当する波動関数のブロッホ波数が

$$K_1\Lambda=(2\ell+1)\pi + i\ln[-Re(X)-\sqrt{[Re(X)]^2-1}] \qquad (28)$$

で表される。このとき、式(23)におけるブロッホ波数Kを含む指数関数部分は、次のようになる。

$$\exp[-iK_1(m-1)\Lambda]=[Re(X)+\sqrt{[Re(X)]^2-1}]^{m-1} \qquad (29)$$

式(29)における右辺[]内は$-1\leqq[]\leqq 0$を満たすので、クラッドでの電磁界は層数mの増加と共に減衰する。

$Re(X)=\pm 1$はPBGが存在する端点に相当している。

5.3. フォトニックバンドギャップ(PBG)

伝搬定数βが$0<\beta/k_0<n_b$を満たすとき、κ_aとκ_bは共に正の実数である。このとき、式(12)で示したXの実部は

(i)$\sin(\kappa_a a)\sin(\kappa_b b)\geqq 0$の場合：　相加平均≧相乗平均を用いて$Re(X)\leqq\cos(\kappa_a a+\kappa_b b)$と書ける(等号は$\kappa_a=\kappa_b$の場合のみ成立)。$|\cos(\kappa_a a+\kappa_b b)|\leqq 1$であり、PBGが存在するのは5.2.より$|Re(X)|\geqq 1$のときである。よって、$Re(X)\geqq 0$のとき$0\leqq Re(X)\leqq\cos(\kappa_a a+\kappa_b b)$となり、右辺=1のときのみPBGが存在する。一方、$Re(X)<0$のとき、$Re(X)<\cos(\kappa_a a+\kappa_b b)$となり、右辺=-1のときのみPBGが存在する。

(ii)$\sin(\kappa_a a)\sin(\kappa_b b)<0$の場合：　$Re(X)\geqq\cos(\kappa_a a+\kappa_b b)$が導ける。$Re(X)\geqq 0$のとき、$\cos(\kappa_a a+\kappa_b b)\leqq Re(X)$となり、左辺=1のときのみPBGが存在する。一方、$Re(X)<0$のとき、$\cos(\kappa_a a+\kappa_b b)\leqq Re(X)<0$となり、左辺=-1のときのみPBGが存在する。

以上をまとめると、PBGが存在する条件は$\cos(\kappa_a a+\kappa_b b)=\pm 1$のときであり、これは

$$\kappa_a a+\kappa_b b=\ell\pi \qquad (\ell:\text{整数}) \qquad (30)$$

を意味する。通常、$\kappa_a\neq\kappa_b$である。κ_aとκ_bがわずかに異なるとき、$\kappa_b/\kappa_a=1+x$ ($|x|\ll 1$)とおくと$\kappa_a/\kappa_b\fallingdotseq 1-x$となり、上記2つの場合と同じように、Re(X)の式が近似的に等号に対して成立することが確認できる。したがって、$\kappa_a\neq\kappa_b$のときでも、条件(30)の近傍でPBGが存在しやすいと予想される。式(30)で特に$\beta=0$のとき、これは周期構造でのブラッグの回折条件$2(n_a a+n_b b)=\ell\lambda_0$に一致する。

6. 固有値方程式の伝搬定数による形式の変化

固有値方程式(21)は、伝搬定数βが$0<\beta/k_0<n_c$を満たすとき、そのままの形で使用できる。しかし、$n_c<\beta/k_0<n_b$のとき、κ_aとκ_bは実数だが、κ_cは純虚数となる。このとき、$\kappa_c\equiv i\kappa_{c\,I}$とおいて$\kappa_{c\,I}\equiv\sqrt{[\beta^2-(n_c k_0)^2]}$($\kappa_{c\,I}$:実数)を定義する。このとき、固有値方程式(21)は第1種変形ベッセル関数I_νを用いて

$$\frac{I_\nu'(\kappa_{c\,I}r_c)}{I_\nu(\kappa_{c\,I}r_c)} - \frac{\kappa_{c\,I}\{Y-[\exp(-iK_j\Lambda)-X]\}}{\kappa_a\{Y+[\exp(-iK_j\Lambda)-X]\}} = 0 \qquad (31)$$

で書ける。このときも解が存在するが、電磁界がクラッドに相対的に大きく広がっている。よって、電磁界のコアへの閉じ込めがよくないので、実用的価値は少ないと思われる。

7. 漸近解析の適用限界

クラッド電磁界を求めるとき、ハンケル関数の$\kappa_i r \to \infty$での漸近展開を利用している。κ_iの定義は式(10)に示している。いま、伝搬定数βを実効屈折率n_{eff}を用いて$\beta = n_{eff} k_0$で表すと、$\kappa_i = k_0 \sqrt{(n_i^2 - n_{eff}^2)}$ (i=a,b)と書ける。クラッドでは通常$n_a > n_b$であるから、

$$\kappa_a r_c \gg 1 \quad \text{または} \quad \kappa_b (r_c + a) \gg 1 \tag{32}$$

を満たす必要がある。$n_a \approx 4$、$n_b \approx 1.5$、$n_{eff} < 1$を想定すると、$\sqrt{(n_i^2 - n_{eff}^2)}$は1のオーダと考えられる。よって、これらの結果より、$k_0 r_c \gg 1$または$k_0 (r_c + a) \gg 1$が得られる。これを書き直して

$$r_c \gg \lambda_0 / 2\pi \simeq \lambda_0 / 6 \tag{33}$$

したがって、漸近展開が精度よく適用できるためには、コア半径r_cは波長λ_0より少なくとも大、あるいは半桁程度大きいことが望ましい。

8. まとめ

ミラーファイバの電磁界と固有値方程式を、行列形式とハンケル関数の漸近展開を利用して示した。その後、周期構造に固有のフォトニックバンドギャップに考察を加えるため、クラッド電磁界との関係を調べた。また、固有値方程式の変化や漸近展開の適用限界を調べた。

参考文献

[1] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett., **58** (1987) pp. 2059-2062.

[2] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkins and T. J. Sheperd, Electron. Lett., **31** (1995) pp. 1941-1943.

[3] Y. Fink, J. N. Winn, S. Fan, C. Chen, J. Michel, J. D. Joannopoulos and E. L. Thomas., Science, **282** (1998) pp. 1679-1682.

[4] M. Ibanescu, Y. Fink, S. Fan, E. L. Thomas and J. D. Joannopoulos, Science, **289** (2000) pp. 415-419.

[5] P. Yeh, A. Yariv and C. Hong, J. Opt. Soc. Am., **67** (1977) pp. 423-438.

[6] P. Yeh, A. Yariv and E. Marom, J. Opt. Soc. Am., **68** (1978) pp. 1196-1201.

[7] T. Kawanishi and M. Izutsu, Opt. Express, **7** (2000) pp. 10-22.

[8] S. G. Johnson et al., Opt. Express, **9** (2001) pp. 748-779.

[9] G. Ouyang, Y. Xu and A. Yariv, Opt. Express, **9** (2001) pp. 733-747.

[10] Y. Xu, R. K. Lee and A. Yariv, Opt. Lett., **25** (2000) pp. 1756-1758.

[11] 左貝: ミラーファイバ伝搬特性の漸近解析、信学技報 OPE2002-144 (2003年2月).

[12] 長谷川健美: フォトニック結晶ファイバおよびホーリーファイバの開発動向, OPTRONICS (2001) No. 7, pp. 203-208.

[13] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and J. P. de Sandro, J. Opt. Soc. Am., **15** (1998) pp. 748-752.

[14] 中沢正隆: フォトニック結晶ファイバー, O plus E, **25** (2003) pp. 181-190.

[15] P. R. Villeneuve and M. Piché, Phys. Rev. B, **46** (1992) pp. 4969-4972.

[16] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts and D. C. Allan, Science, **285** (1999) pp. 1537-1539.

[17] Y. Fink, D. J. Ripin, S. Fan, C. Chen, J. D. Joannopoulos and E. L. Thomas, J. Lightwave Technol., **17** (1999) pp. 2039-2041.

[18] B. Temelkuran, S. D. Hart, G. Benoit, J. D. Joannopoulos and Y. Fink, Nature, **420** (2002) pp. 650-653.

[19] J. Sakai and T. Kimura, Appl. Opt., **17** (1978) pp. 1499-1506.

[20] 森口、宇田川、一松、数学公式Ⅲ、p. 154 (岩波書店、1960).

[21] P. Yeh, "Optical Waves in Layered Media," Chap. 6 (John Wiley & Sons., New York, 1988).

輻射科学研究会資料
RS03-16

フォトニック結晶光導波路の基本特性

岸本　有生[†]　　岸岡　清[‡]

[†]大阪電気通信大学大学院　総合電子工学専攻
[‡]大阪電気通信大学　光システム工学科

Tomonari Kishimoto and Kiyoshi Kishioka
Osaka Electro Communication University

2003年2月13日

於　島津製作所　東京支社

フォトニック結晶光導波路の基本特性

岸本 有生　　岸岡 清
(大阪電気通信大学)

1. まえがき

フォトニック結晶では, フォトニック・バンドギャップ (PBG) と呼ばれる伝搬阻止域が存在する等の周期構造に起因した興味深い現象が強く現れ, 近年それらの特性を巧みに利用した光学素子が数多く提案され, 製作方法も含めて盛んに研究されている. 結晶中に欠陥を導入して作られるフォトニック結晶光導波路 (Photonic-crystal optical waveguides/ PCOW) もその一つとして注目を浴びている [1]. フォトニック結晶は異なる屈折率を持つ材料が周期的に並んだ構造をしており, その屈折率差を大きく取ることによって, その周期を使用する光の半波長程度に小さくしても強い閉じ込めを実現することができる. このことを積極的に利用して, 従来の全反射閉じ込め形の導波路では難しいとされていた, 直角曲がり導波路 [1], 極めて小型の方向性結合器 [2], 波長分波器 [3], 導波路レーザ [4] などの集積回路用素子も開発されている.

PCOW やそれを用いた光素子の特性の解析や設計には FDTD 法による数値計算が汎用されている.PCOW に用いられるフォトニック結晶は, その特徴を発揮させる目的から, 屈折率差が大きくしかもその周期は波長オーダと, 近似解法が適応し難いパラメータを持っている. このことが汎用的な数値計算法である FDTD 法が使われる主たる要因である.

本論文では, 以下の 2 つの事項に注目して FDTD 法を用いて PCOW の解析を行っている [11].
(1) 従来の全反射導波路に比べて PCOW では界の閉じ込めが強く, 構造パラメータの空間的な変動に対する特性の変動を見積もることは,PCOW の特性を理解する上で興味深い問題であると同時に製作上重要な問題でもある. 特に, 界の閉じ込めに重要な役割を果たす周期の変動に焦点を絞って, その特性への影響を検定している.
(2)PCOW の特性のパラメータに対する依存性の把握を容易にすることを目的に, 横方向共振法を PCOW にも適用するために必要となるパラメータを FDTD 法の結果から得る方法を提案している. それを用いて PCOW にも横方向共振法を適用して, 簡便に伝搬定数のパラメータ依存性を得ている. さらに,FDTD 法のみの解析では判りにくかった導波モードの cut-off が起きる導波路幅も決定されている.

2. FDTD 法の概要 [5]

FDTD 法 (Finite Difference Time Domain method) は,K.S.Yee によって開発された汎用性の高い電磁界の数値解析法である. 解析する時間および空間領域を微小セルに分割し,Maxwell の方程式を微小セルに対応した差分形式で表現することによって, 空間領域での差分演算を繰り返しながら, 各空間点での電磁界の時間的な変化を得る (時間領域で解く) 方法である.

Maxwellの方程式を時間に対して離散化して書き直すと,

$$\begin{cases} \text{(電界) } \boldsymbol{E}^n = \boldsymbol{E}^{n-1} + \dfrac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon(x,y)} \nabla \times \boldsymbol{H}^{n-\frac{1}{2}}, \\ \text{(磁界) } \boldsymbol{H}^{n+\frac{1}{2}} = \boldsymbol{H}^{n-\frac{1}{2}} - \dfrac{\Delta t}{\mu_0} \nabla \times \boldsymbol{E}^n \end{cases} \tag{1}$$

となる.Δt は時間ステップ幅,$\boldsymbol{E}$ は電界,$\boldsymbol{H}$ は磁界をそれぞれ表し,肩の添字は時間のステップを表したものである.電界と磁界の計算は交互に行われる.すなわち,磁界の計算は電界の計算の各時間ステップの間で行われる.$\boldsymbol{H}$ の添字に $n+\frac{1}{2}$ および $n-\frac{1}{2}$ の半整数が使われているのは,このことを表すためである.

さらに,式に含まれる空間に対する微分を差分形式に書き直すと,

$$E_z^n(i,j) = E_z^{n-1}(i,j) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon(i,j)} \left[\frac{1}{\Delta x} \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2},j) \right\} - \frac{1}{\Delta y} \left\{ H_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j-\frac{1}{2}) \right\} \right], \tag{2}$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{\mu_0} \frac{1}{\Delta y} \{E_z^n(i,j+1) - E_z^n(i,j)\}, \tag{3}$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \frac{1}{\Delta x} \{E_z^n(i+1,j) - E_z^n(i,j)\} \tag{4}$$

となる.$\Delta x, \Delta y$ はそれぞれ,空間座標の刻み幅(ステップ幅)である.以下の計算ではTE波(S波)が想定されるため,それに合わせてTE波の場合についてのみ示した.ここで,ϵ_0 は真空中の誘電率,$\epsilon(x,y)$ は媒質の比誘電率,μ_0 は真空中の透磁率である.本報告では,屈折率(比誘電率)のみが変化する2次元構造のフォトニック結晶が取り扱われる.これに対応して,ϵ には z 方向に一様で,$x-y$ 面内で変化する2次元の分布を与えている.時間に対する差分と同様,空間の差分に対しても電界と磁界は $\frac{1}{2}$ ステップづつ計算が交互に行われる.

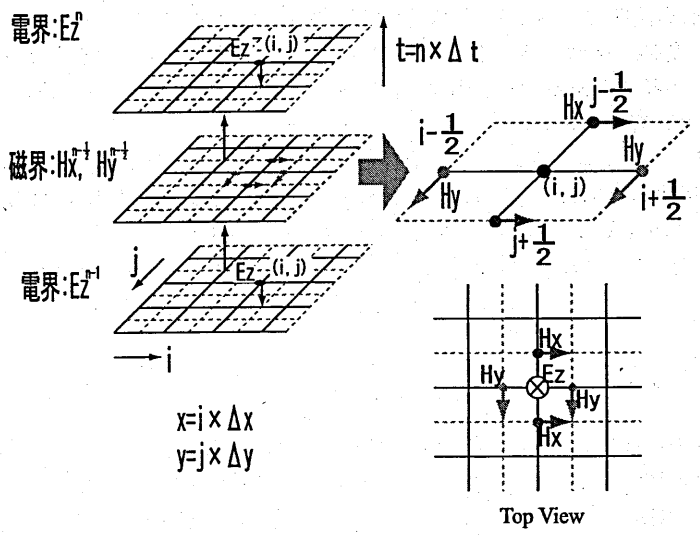


図1 FDTD法の計算の流れ.

上に述べた計算過程を図1に示す. 図に示された2次元のグリッドは小セルに分割された空間的な計算領域を表している. 時間に沿って電界の値が計算される面と磁界が計算される面が交互に並んでいる. 式 (2) から判るように,n 番目の時間ステップでの電界を計算するには, それより以前のステップの電界 ($n-1$ 番目のステップ) と, 着目している空間座標 (i,j) の両側に位置し, 時間については $(n-\frac{1}{2})$ スッテプでの磁界より求めることができる. 図は式 (2) の計算を模式的に表したものである.n ステップでの電界が判れば, 式 (3) と (4) の関係を使って,$(n-\frac{1}{2})$ 番目の時間ステップの磁界と, 着目している両側の座標での電界を使って,$(n+\frac{1}{2})$ の時間ステップでの磁界を知ることができる. この操作を繰り返す事により, 各点の電界, 磁界の時間変化を知ることができる. ただし, 時間の第0ステップ ($n=0$) では, 式 (2) のみが計算される. 左辺の E_z^{-1} には, 初期値として入射界の電界が与えられ, 第2項の磁界に関する項は0として計算が開始される. また, 空間グリッドの境界では式 (2)-(4) の関係が適用できないため,PML(Perfectly Matched Layer) と呼ばれる無反射吸収領域を置くことによって, 境界での電磁界成分に0を与えて差分が実行される [12]. 具体的には, 境界面近傍の媒質に, インピーダンスマッチング条件を満たすように空間的な分布を持つ導電率を与えることによって, 計算領域への反射なしに界を吸収させ, 境界での界の零条件と矛盾がない状態を作り出す.

3. フォトニックバンドギャップの計算結果

フォトニック結晶では, どの方向にも光が通過できない周波数帯域, フォトニック・バンド・ギャップ (PBG) が存在し, その性質を利用して光を閉じ込めて伝搬させる光導波路が実現される. 図2には本報告で考える2次元フォトニック結晶の構造が示されている. また, 表1には以下の計算で使用されるパラメータの値が示されている. 図中の ϵ_a は円柱の媒質の比誘電率,ϵ_b は周りの媒質の比誘電率,a はフォトニック結晶の周期,r は円柱の半径である.

フォトニック結晶の PBG を知るには, 平面波展開法 [6-8] を用いるのが有効である. ここでは次節以降で導波路に用いられるフォトニック結晶の PBG が平面波展開法を用いて計算される. 計算は導波路の解析に合わせて TE 波 (S 波) について行われている.

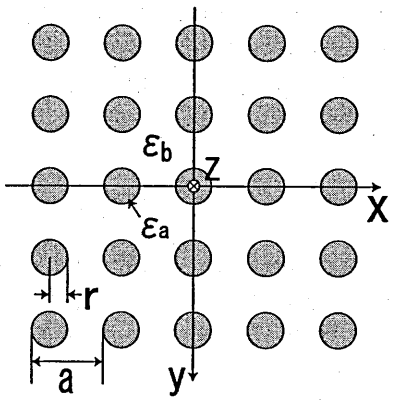
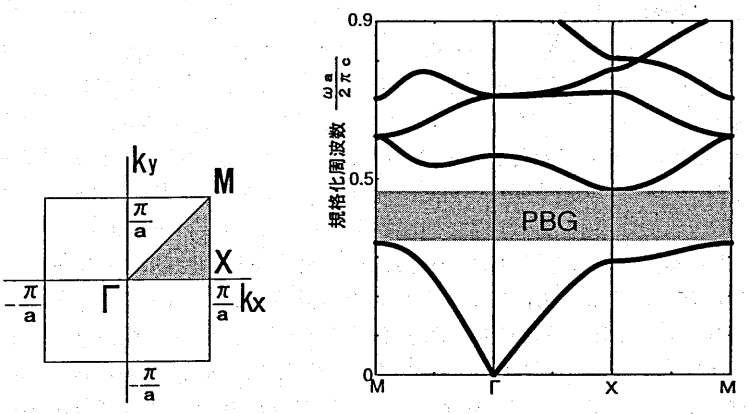


図2 2次元フォトニック結晶.

表1 構造パラメータ

ϵ_a	ϵ_b	r/a
11.56	1.0	0.175



(a) 結晶のブリュアンゾーン　　(b) 計算で得られた PBG

図 3 フォトニック結晶のバンド構造.

平面波展開法では, 結晶の構造が a を周期として繰り返されることを利用して, 構造を（正確には $1/\epsilon(x,y)$）をフーリエ級数に展開し, また, 電磁界も同様の周期条件を考慮してフーリエ級数に展開し,Maxwell の方程式をそのフーリエ振幅に関する離散的な行列の固有値問題として取り扱う. 伝搬可能な電磁界の角周波数は行列の固有値として, また, フーリエ振幅は固有ベクトルとして得る事ができる. 空間的なフーリエ級数の波数 k_x と k_y の範囲は構造の周期性から, 共に「ブリュアンゾーン」として知られる $-\pi/a \leq k_{x,y} \leq +\pi/a$ の領域内に在る. 図 3(a) には, フォトニック結晶のブリュアンゾーンが示されている. 構造の対称性から, 図に影を付けて示した「規約ゾーン」と呼ばれる 45° の直角三角形の領域毎に同じ特性を繰り返すので, この領域に存在する k_x,k_y についてのみ特性が計算される.

図 3(b) に平面波展開法によって得られた角周波数 ω が規格化されてプロットされている (実線). 横軸は波数成分 (k_x, k_y) に対応している. すなわち, 規約ゾーンの三角形の辺に沿ってベクトル $(k_x, k_y)^t$ を $M \to \Gamma \to X \to M$ と変化させて, 各点に対応する (k_x, k_y) の組の値に対して求められた角周波数 ω がプロットされている.PBG に当たる領域に影を付けて示してある. この領域には, 計算された全ての k_x,k_y の組み合わせ, すなわち, 如何なる方向に光を入射させても固有値がなく, この領域の ω を持った光は伝搬が許されないことになる. 計算から求められた PBG の範囲は,$0.33 < \omega a/2\pi c < 0.48$ となった.

4. フォトニック結晶光導波路

以下では 3 節で得られた PBG の範囲にある ω を用いて, 図 4 に示す 2 次元フォトニック結晶導波路 (z 方向には一様) を伝搬するモードの伝搬定数が計算される. 伝搬定数の計算は TE モードを想定して行われ, 表 1 に示された構造パラメータの値が用いられる.w は導波路幅である.

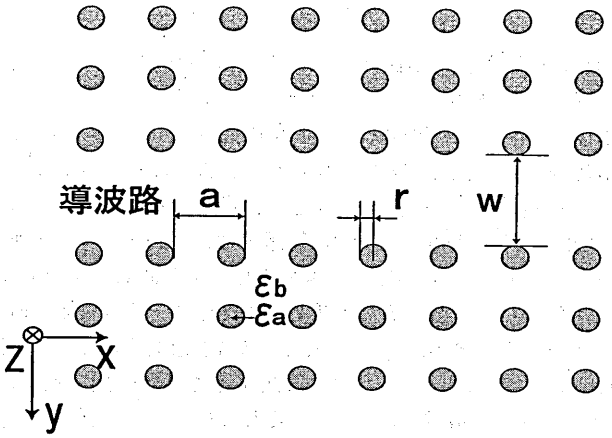


図 4 フォトニック結晶光導波路.

4.1 フォトニック結晶光導波路の伝搬定数の計算

図 5 には, フォトニック結晶導波路を伝搬するモードの電界分布 (E_z) の FDTD 法による計算例 ($w/a = 1.65, \omega a/2\pi c = 0.4$) が示されている. 伝搬定数は, モードの界の伝搬軸に沿ったフーリエスペクトルから求めることができる [9),10)]. 以下では,$E_z(x)$ をフーリエ変換してモードの伝搬定数 β を得ている. フーリエ変換の具体的な計算は,

$$\psi(y,k) = \sum_{p=0}^{N-1} E_z(y, p\Delta x) e^{-jkp\Delta x} \tag{5}$$

によって数値的 (DFT) に行われる. ここで,Δx は積分に伴う x 軸の刻みであり, 積分領域 (フーリエ変換領域) を $0 \leq x \leq L$ で表わすと,L と Δx の間には $L = N \cdot \Delta x$ の関係が成り立つ. 式 (5) を用いたフーリエ変換では, 界が周期 L で繰り返す近似を用いた事を意味し, 従って, 波数 k は $2\pi/L$ の整数倍, すなわち,q を整数として $k = q \cdot (2\pi/L)$ で表わされる離散的な値を取る. 式 (5) より明らかなように,$|\ q\ |$ の値について N を周期にして,$\psi(y,k)$ の値は繰り返すことが判る. これより,k の範囲は $-\frac{2\pi}{\Delta x} \leq k \leq \frac{2\pi}{\Delta x}$ となる.

図 6 には,$\psi(y,k)$ の計算結果が示されている.$|\ \psi\ |$ の値が,a で規格化された y と, やはり a で規格化された波数 k の値に対して立体的に示されている.y の値には関わりなく,$|\ \psi\ |$ は $k > 0$ の領域, すなわち,x の正方向に伝搬に対して,2 つの波数の値において鋭いピークを持つことが判る. すなわち, この 2 つのピークを与える波数の値が導波路を伝搬するモードの伝搬定数の値を与える. 図 7 には,2 つの y/a の値に対する $|\ \psi\ |$ の k に対する変化がプロットされている. 実線は $y/a = 0$ の位置 (導波路の中央), また, 破線は $y/a = 1.0$ での変化である.x の正または負方向に伝搬するモードの存在が可能であることに対応して,$k = 0$ に対して対称の位置にピークが存在している.$k > 0$ の領域に着目して,2 つのピークを与える k の内, 小さい方を β と表わすと, もう一方は,$(2\pi/a - \beta)$ の値を取る. すなわち, フォトニック結晶導波路を伝搬するモード界は 2 つのスペクトル成分から成っている事が判る. これに対応して, モード界は,2 つのフーリエ振幅 $\psi_1(y) = \psi(y,\beta)$, および $\psi_2(y) = \psi(y, 2\pi/a - \beta)$ を用いて,

$$E_z(y,x) = \psi_1(y) e^{-j\beta x} + \psi_2(y) e^{-j(2\pi/a-\beta)x} \tag{6}$$

と表わされる.

図 8 には上の方法で計算された伝搬定数 β の値が,a で規格化された導波路幅 w/a に対してプロットされている. 基本モード (0 次モード) の値である事を示すために添字を付けて β_0 として示してある. 計算は,PBG が存在する範囲で 5 つの角周波数 ($\omega a/2\pi c = 0.38, 0.4, 0.42, 0.44$) を選んで行われている. 誘電体導波路と同様, 導波路幅が広くなるに伴って, 伝搬定数の変化は小さくなっている. また, 周波数が高い (波長が短い) ほど大きな伝搬定数を持つ事も誘電体導波路と同様である.

β の精度は以下のようにして見積もられる. 伝搬定数は, モード界の x 軸に沿った変化を式 (5) よりフーリエ変換をして, そのフーリエ振幅に極大値を与える波数の値として求められた. 従って, その精度は波数 k の精度に等しい. 波数 k の精度は, 離散的フーリエ変換では, その最小の刻み幅に等しく,$2\pi/L$ で与えられる. 積分領域 L を大きくすれば精度は高くなることになるが, 図 8 に示した計算では, 積分範囲は $L = 125a$ としているので, 規格化された伝搬定数 $\beta a/2\pi$ の精度は 7.8×10^{-3} となる. すなわち, 計算された $\beta a/2\pi$ の値には, 最大これだけの誤差が含まれることを意味する.

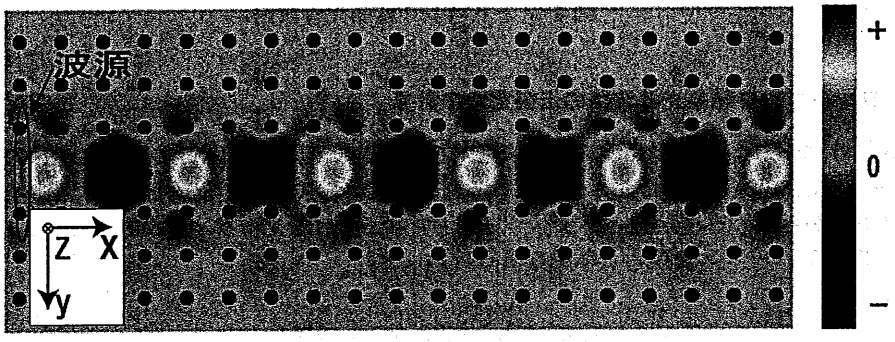


図 5 波源の近くの電界 E_z の変化.

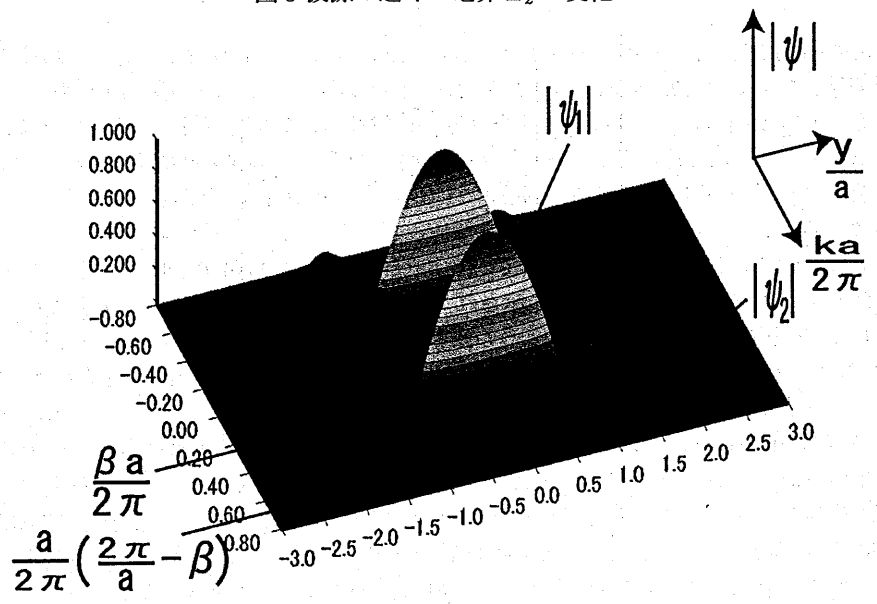


図 6 モードのフーリエスペクトル分布.

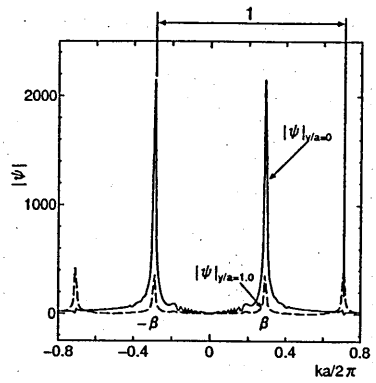


図 7 $|\psi|$ の分布 ($y/a = 0$:実線, $y/a = 1.0$:破線).

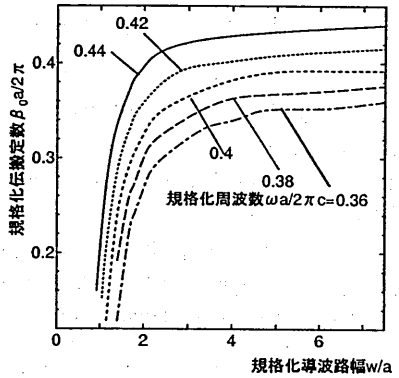


図 8 導波路幅に対する伝搬定数の変化.

4.2 周期の揺らぎに対する伝搬定数の変動量

この節では, フォトニック結晶の周期に揺らぎがある場合の伝搬定数の変動量について検討される. 計算に用いる構造パラメータはここでも上で用いたのと同じである. また, 計算に用いられる規格化周波数 $\omega a/2\pi c$ の値は, 図 8 に示した計算に用いられた内の一つである 0.4 に設定される. 計算領域に存在する各円柱状媒質の位置に, 一様乱数によって w/a の値に換算して $\pm 10\%$ の範囲で揺らぎを与えて, 伝搬定数の変動量が計算される. 揺らぎを与えた乱数の平均値は零に設定されているため, 伝搬定数に現れる結晶の周期性に由来した項 π/a の揺らぎは無視できる. 従って, 以下では β の揺らぎのみが調べられる.

計算領域に含まれる円柱の数に対応する乱数を 10 回発生させて, 各回について β の値を計算して, その揺らぎが調べられる. 表 2 には 10 回の試行で得られた β_0 の値が示されている. 表に示した計算では, フーリエ変換の積分領域を図 7 の場合の約 2 倍の $L = 247.5a$ に設定したため, $\beta a/2\pi$ の精度は 4×10^{-3} である. 表には平均値と共に揺らぎの標準偏差の値も示されている. 計算された標準偏差は計算の精度と同程度で, 周期の変動による伝搬定数 β_0 の変動は無視できる程度に小さいことが判る. これは, 揺らぎの平均値を零の乱数によって与えたので, 光は局所的には揺らぎがない場合の導波路幅 w と異なった導波路幅を感じるが, 平均的には w の導波路幅を感じることに起因する.

表2 フォトニック結晶の周期に変動を与えた場合の β の変動

試行回数	伝搬定数 $\beta_0 a/2\pi$	(平均からの偏差)^2
1	0.287	5.76×10^{-6}
2	0.287	5.76×10^{-6}
3	0.287	5.76×10^{-6}
4	0.291	2.56×10^{-6}
5	0.291	2.56×10^{-6}
6	0.291	2.56×10^{-6}
7	0.287	5.76×10^{-6}
8	0.291	2.56×10^{-6}
9	0.291	2.56×10^{-6}
10	0.291	2.56×10^{-6}
平均	0.289	4×10^{-3}(標準偏差)

上で周期に揺らぎがあっても伝搬定数の揺らぎは計算誤差より小さく, 無視できる程度に小さいことを示したが, 界は局所的な w の変化を感じて伝搬するので, 界は w の局所的な変化に反映した変化をすると予想される. 図9には揺らぎが与えられた場合の E_z の計算例が示されている (破線). $y=0$ での伝搬軸に沿った変化を3つの例について示してある. 図には比較のために, 揺らぎがない場合の E_z の変化も実線で示されている.

周期に変動がある場合のシミュレーションの結果を纏めると, 伝搬定数に対する影響は小さい. 一方, モードの界分布は変化は大きく, 方向性結合器のような界分布が特性を支配するような素子への応用に関しては周期の揺らぎは無視できない問題となる.

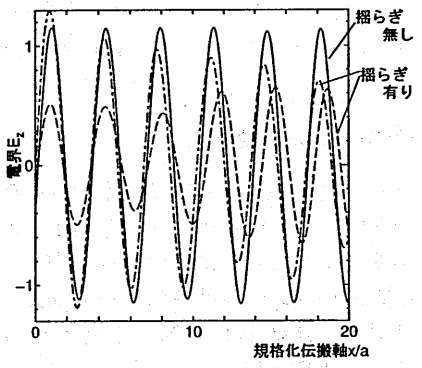


図9 伝搬軸に対する電界の変化.

5. 伝搬定数の近似的な導出方法

上に示したFDTD法による伝搬定数を求める方法は, 計算量が多く, 伝搬定数の導波路幅等の導波路パラメータに対する変化を調べるためには, 必ずしも最善の方法とは言えない. 以下では, 導波路の伝搬定数を近似的に求めることができる簡便な方法を示す.

図10に示すように, フォトニック結晶部分と導波層の間に仮想的な境界面を考えると, モードの伝搬定数の値は, 仮想境界面での反射に伴う位相の推移と導波路幅から求めることができる. 入射

角 θ で入射した光の反射に伴う位相推移を $\phi(\theta)$ で表すと, モードの伝搬角 θ は良く知られた平板導波路の特性方程式,

$$wQ(\theta) - \phi(\theta) = m\pi, \quad m = 0, 1, 2, ... \\ Q = k_0 n_b \cos\theta \tag{7}$$

を満足する. ここで,k_0,w はそれぞれ光の真空中の波数, 導波路幅である. 従って, 境界面での反射に伴う位相推移 $\phi(\theta)$ が与えられれば, 上の特性方程式を解くことによって伝搬角 θ が求まり, 伝搬定数は $\beta = k_0 n_b \sin\theta$ より求めることができる.n_b は導波領域の媒質の屈折率である. また, ここでの取り扱いは結晶部分を等価的な一様媒質と近似するため,x 方向には一様な構造となるので, フォトニック結晶導波路の周期性に起因する項 $2\pi/a$ は現れない. すなわち, 等価な導波路で求められるのは, 先の FDTD 法で求められた伝搬定数の β の項のみである.

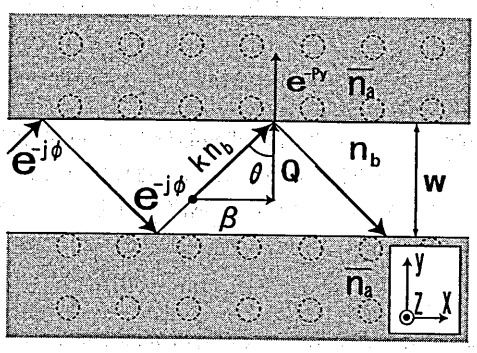


図 10 等価的な屈折率に置き換えた導波路.

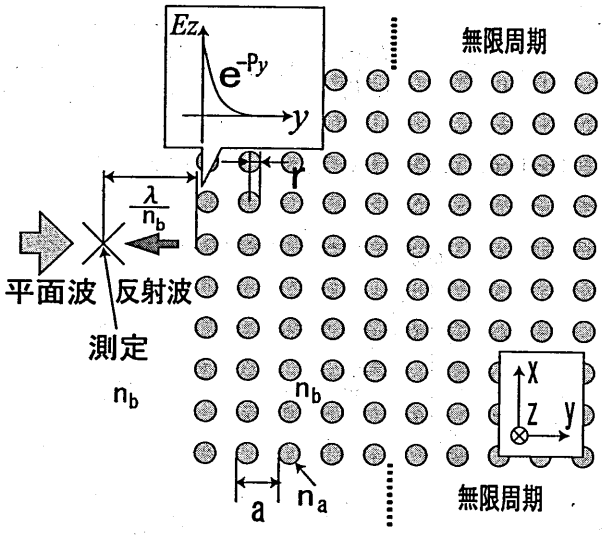


図 11 反射に伴う位相推移の計算方法.

フォトニック結晶の境界面での反射に伴う位相推移 ϕ は以下のようにして求めることができる. 図 11 には境界での反射を考える際に用いる構造が示されている. 境界面は x 軸と平行で無限に広がっているものとし, 結晶は $y > 0$ の半無限空間を占めているものとする. 境界面に垂直に平面波

を入射し,FDTD 法で反射波の振幅を求め, 入射波の振幅との位相差を求める. 具体的な手順は以下の通りである. 境界面から λ/n_b 離れた位置で反射波の電界の時間変化を計算し, 次に, フォトニック結晶を取り除いて同じ位置での入射波の電界の時間変化を計算する. 前者の計算で得られる電界は, 入射波と反射波の和となっているので, 得られた電界から後者の計算によって得られる入射電界を差し引くことによって, 反射波の電界を知ることができる. 測定点と境界面を往復する間の伝搬による位相遅れ 4π を考慮して, 入射波と反射波の時間変を比較することにより反射による位相推移を得ることができる. ただし, このようにして得られる位相推移は垂直入射 ($\theta = 0$) に対するものである.β に関する特性方程式を解くためには,ϕ の入射角 θ の依存性が必要である.ϕ の θ 依存性は以下のようにして近似的に得ることができる.

フォトニック結晶内では, 媒質の周期性のために起きる Bragg 反射のために境界面に垂直方向 (y 方向) に沿って振幅は振動しながら減衰している. 振動を無視して, 全反射時に励起される表面波と同様に y 方向に沿った界の変化を近似的に $\exp[-Py]$ と表わすと, ここで扱っている TE モード (S 波) については,ϕ は

$$\phi = 2\tan^{-1}\frac{P}{Q} \tag{8}$$

と表される.Bragg 反射が起こっている場合の結晶部分の等価的な屈折率 $\bar{n}_a$ を考えて, これを用いると減衰定数 P は $P = \sqrt{\beta^2 - k_0^2\bar{n}_a^2}$ と表される.$\bar{n}_a$ の値は,FDTD 法によって得られる位相推移 ϕ を用いて以下のようにして求める事ができる. 垂直入射を考えて,$\beta = 0$ であることを考慮すると,$\bar{n}_a$ は,

$$\bar{n}_a = -jn_b\tan\frac{1}{2}\phi(0) \tag{9}$$

と得られる. ここで,j は虚数単位である. すなわち, 境界面手前から見るとフォトニック結晶は, 等価的に純虚数の屈折率 $-jn_b\tan^{-1}\frac{1}{2}\phi(0)$ を持った媒質に見える.$\bar{n}_a$ を用いると,ϕ の入射角 θ に対する依存性は,

$$\phi(\theta) = 2\tan^{-1}\frac{P(\theta)}{Q(\theta)} = 2\tan^{-1}\frac{\sqrt{n_b^2\sin^2\theta + |\bar{n}_a|^2}}{n_b\cos\theta} \tag{10}$$

で与えられる.

式 (10) の関係を特性方程式 (7) に代入して, 方程式を数値的に解くことより β を得ることができる.

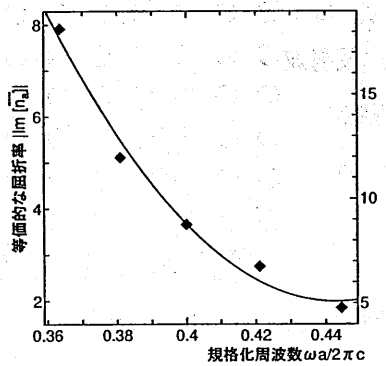


図 12 フォトニック結晶の等価屈折率の波長分散.

図 12 には上で述べた方法によって求めた等価的な屈折率の波長依存性 (周波数依存性) がプロットされている. 計算に用いた構造パラメータには, 他のシミュレーションと同じ値,$r/a = 0.175$,$n_b = 1.0$,$n_a = 3.4$ が用いられている. 図 13 には, 図 12 に示された 5 つの規格化周波数での $\bar{n}_a$ の値 (黒丸) を用いて計算された基本モード ($m = 0$) に対する伝搬定数がプロットされている (実線). また, 比較のために図 8 に示された FDTD 法によって計算された値も破線で示されている. 等価的な導波路を用いて得られた結果は,FDTD 法によって得られた結果に cut-off 近傍を除いて良く一致している.cut-off 点近傍では両者の違いが大きくなっている. この原因は, 導波路幅 w が小さくなると FDTD 法で求められた値の誤差が増えるためである.FDTD 法では, 伝搬定数はモード界の x 軸に沿う変化をフーリエ変換して求められている. フーリエ変換の領域 L は $125a$ 一定に設定されており, フーリエ変換の精度は 4.1 節で述べたように $\beta a/2\pi$ の値で 8×10^{-3} と一定である. 従って,cut-off 点に近づくと伝搬定数の値が小さくなり, その相対誤差が増える事になる.

等価的な導波路を用いると, 解析的に伝搬定数を得る事ができるので,FDTD 法では難しかった cut-off 点も解析的に得る事ができる. モードの cut-off 点は以下のようにして得る事ができる. 式 (7) の特性方程式に $m = 0$ を代入すると, 特性方程式は $wQ(\theta) = \phi(\theta)$ と変形される. この両辺をそれぞれ伝搬角 θ に対してプロットし,2 つの曲線の交点からモードの伝搬角を求める事ができる. 図 14 には,5 つの規格化周波数 $\omega a/2\pi$ の値に対する $\phi(\theta)$ の曲線と,$wQ(\theta)(= k_0 n_b w \cos\theta)$ の曲線が同時にプロットされている. 各 $\phi(\theta)$ の曲線と $k_0 n_b w \cos\theta$ の曲線との交点の θ が各規格化周波数でのモードの伝搬定数を与える事になる.w の値が小さくなると,$\phi(\theta)$ の各曲線との交点は θ の小さい方に移動し, 規格化周波数が小さい曲線から順次交点が無くなる. すなわち,cut-off が生じる. 各規格化周波数の曲線との交点が無くなる w の値は,$w_{cut-off} = \phi(0)/k_0 n_b$ によって解析的に求める事ができる. 各 $\omega a/2\pi c$ の値に対して, このようにして求められた $w_{cut-off}$ の値を表 3 に示す.

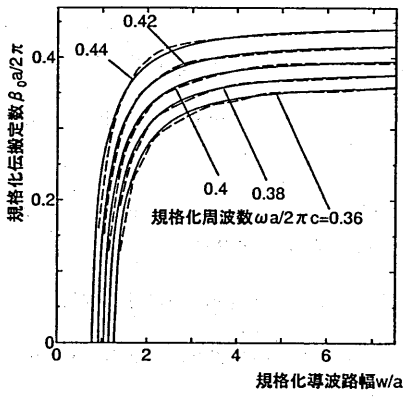


図 13 近似的解法で求めた伝搬定数 β_0.

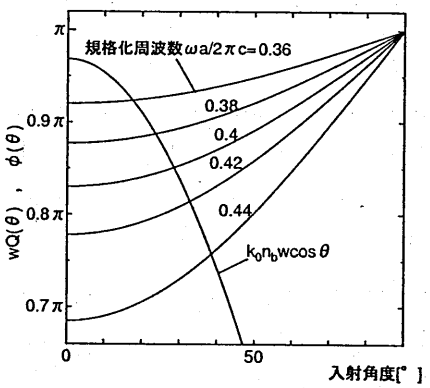


図 14 $wQ(\theta)$ と $\phi(\theta)$ の曲線.

表 3 POW のモードに cut-off が生じる導波路幅

規格化周波数 $\omega a/2\pi c$	$w_{cut-off}/a$
0.36	0.77
0.38	0.92
0.40	1.04
0.42	1.15
0.44	1.27

6. まとめ

本報告では, フォトニック結晶導波路をFDTD法によって解析し, 導波路を伝搬するモードの伝搬定数を始め, モード界の特徴を明らかにした. さらに,FDTD法の利点を生かして, 結晶の周期に揺らぎを与えた場合の伝搬定数の値の変動量をシミュレーションした. その結果, 周期に揺らぎが存在しても, 伝搬定数の値そのものに対する影響は小さいが, 界分布への影響は大きい事を見出した. また, 伝搬定数の計算について, フォトニック結晶層の境界面での反射に伴う位相推移を用いて, フォトニック結晶光導波路を等価的な平板導波路として扱う近似計算法を提案し,FDTD法によって得られた結果と比較することによってその有効性を示した.

参考文献

1) J. D.Joannopoulos, R. D.Meade and J. N.Winn 著, 藤井, 井上訳; "フォトニック結晶ー光の流れを型にはめ込むー", コロナ社, pp.1-40 (2000).

2) 中, 生野; "2次元エアホール型フォトニック結晶光導波路を用いた方向性光結合器の特性解析", 電磁界理論研究会, EMT-02-90, pp.81-86(2002).

3) S. Noda, A. Chutinan and M. Imada; "Trapping and emission of photons by single defect in a photonic bandgap structure", Nature, vol. 407, pp.608-610(2000).

4) S. Noda, M. Yokoyama, M. Imada, A. Chutinan and M. Mochizuki; "Polarization Mode Control of Two-Dimensional Photonic Crystal Laser by Unit Cell Structure Design", Science, vol.293, pp.1123-1125(2001).

5) 宇野 亨; "FDTD法による電磁界およびアンテナ解析", コロナ社, pp.1-57(1998).

6) M. Pilial, A. Shambrook, A. A. Maradudin and P. Sheng; "Two-dimensional photonic band structures", Optics Comm., vol.80, pp.199-204(1991).

7) M. Pilial and A. A. Maradudin; "Photonic band structure of two-dimensional systems:The triangular lattice ", Phys. Review B, vol.44, pp.8565-8571(1991).

8) K. Sakoda; "Optical Properties of Photonic Crystals", Springer, pp.23-30(2001).

9) 中, 生野; "フォトニック結晶導波路の基本特性とその信号処理回路への応用", 輻射科学研究会資料, RS03-04(2003).

10) Y. Naka and H. Ikuno; "Guided mode analysis of two-dimensional photonic crystal optical waveguides", on Proc. The 2000 Japan-China Joint Meeting on Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory (OFSET2000), Dec.4-6, 2000, Osaka, pp.78-81.

11) 岸本, 岸岡; "FDTD法によるフォトニック結晶光導波路の解析", 大阪電気通信大学研究論集(自然科学編), 投稿中.

12) J. P. Berenger; "A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electro magnetic Waves", J. Computational Physics, vol.144, pp.185-200(1994).

輻射科学研究会資料
RS03-17

フェライトマイクロストリップ線路における左手系の伝送特性

堤誠　　福井工業大学

於　　神戸大学

平成１６年３月 18 日

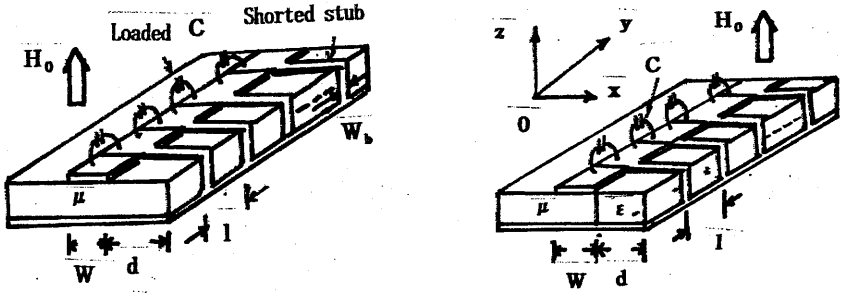
I まえがき

最近、LHM(Left Handed Media)あるいは、NRI(Negative Refractive Index)と呼ばれる媒質における電磁波の伝搬や散乱の問題が大きく取り上げられている[1][2]。このような媒質は従来の右手系(RHM)媒質、ならびに正の屈折率(PRI)媒質に対応するもので、メタマテリァルとかカィラル媒質もこれに関連する。一方、この媒質は従来の分布定数線路に集中定数回路素子を周期的に加えることにより構成出来ることがトロント大学のG.V.Eleftheriades らによって明らかにされると[3]、この媒質(LHT-Left Handed Transmission Line)を用いた回路素子、デバイスの研究がUCLの伊藤らによって精力的に行われ、新しい形のカップラ、ハィブリッドリング、アンテナなどが報告されている[4][5]。LHTの特色として、i)後退波特性を有すること。ii)波長が数十分の一位と短いこと。 iii)レンズ作用があること、などが挙げられる。

本稿ではLHTをフェライトマイクロストリップ線路上に構成し、誘電体LHTマイクロストリップ線路には見られない、i)同調性。ii)非可逆性。 iii) 負の透磁率における伝送特性などを明らかにする。

II 理論

図1に提案するフェライトLHT線路を示す。この構造は既に報告した周期構造フェライトマイクロストリツプ線路と基本的に同じである[6][7]。ただし、LHT特性を与えるために容量Cが周期的に装荷されている。図2にG.V.Eleftheriades らによって論じられたLHTの等価回路示す[3]。同図はよく知られた単位周期長1あたりの分布定数線路に集中定数の容量Cとインダクタンスしが装荷されている。この回路で等価的に透磁率 μ、誘電率εが負になるLHT特性を与えるには、従来の分布定数線路のC_0、L_0との間で共振(C_0-L,C-L_0)回路を構成すれば良い。なお、フェライト線路では透磁率 μ が負となる周波数帯域があるので、後で述べるように直列の負荷容量Cは基本的には必要としない[8]。



(a) フェライト基板上に作成されたLHT (b)フェライトと誘電体基板上に作成されたLHT

図1 問題の構成

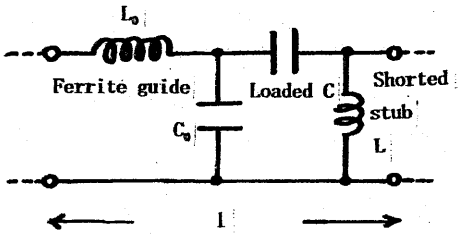


図 2　LHT の等価回路

i)フェライトの透磁率が正の場合

図 1(a)に示す線路構成であり、フェライト基板単体の場合である。まず、フェライト基板に対して垂直に直流磁界 H_0 で磁化されたマイクロストリップ線路における C_0、L_0 を特性インピーダンスから求める。

フェライト媒質中の電磁界はマクスウェルの方程式とフェライトの透磁率テンソル μ から

$$\nabla \times H = j\omega\varepsilon E, \qquad \nabla \times E = -j\omega\mu_0 \hat{\mu} H, \quad (1)$$

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ & & 1 \end{vmatrix}, \qquad \mu = 1+\omega_h\omega_m/(\omega_h^2-\omega^2)=(\omega_o^2-\omega^2)/(\omega_h^2-\omega^2)$$

$$\kappa = \omega\omega_m/(\omega_h^2-\omega^2),$$

$$\omega_h=\gamma\mu_0 H_0,\ \omega_m=\gamma\mu_0 M_0,\ \omega_o=\sqrt{\omega_h(\omega_h+\omega_m)}$$

で与えられる。(1)式で H_0 の印加方向 z に界が依存しないものとすると、$\partial/\partial z=0$ の条件から

$$H_x=-1/[j\omega\mu_0(\mu^2-\kappa^2)]\{\mu\partial E_z/\partial y+j\kappa\partial E_z/\partial x\},$$
$$H_y=1/[j\omega\mu_0(\mu^2-\kappa^2)]\{\mu\partial E_z/\partial x-j\kappa\partial E_z/\partial y\}, \quad (2)$$
$$\partial^2 E_z/\partial x^2+\partial^2 E_z/\partial y^2+\omega^2\varepsilon\mu_0\mu_{eff}E_z=0,$$
$$\mu_{eff}=(\mu^2-\kappa^2)/\mu$$

の関係を得る。(2)式で x＝0、ストリップ幅 w で Hy=0 の磁壁の境界条件を考慮すると

$$\beta=\omega\sqrt{\varepsilon\mu_0\mu}, \quad (3)$$
$$\beta=\sqrt{\omega^2\varepsilon\mu_0\mu_{eff}-(n\pi/w)^2} \quad (4)$$

の分散関係式を得る[9]。ここで(3)式はフェライト基板マイクロストリップ線路におけるエッジガイドモードの、(4)式は磁気壁モードの分散関係式を示す。図 3 は(3),(4)の分散関係式を、直流磁界 μ_0H_0=0.1T, フェライトの誘電率 ε=13,飽和磁化 μ_0M_0=0.173T, ストリップの

幅 w=5mm として求めた分散曲線である。同図で H_0 が 0.1T の場合,エッジガイドモードは $f_h=\omega_h/2\pi=2.8$GHz と $f_0=\omega_o/2\pi=4.62$GHz の間で透磁率 μ が負となり、波動は遮断される。また、磁気壁モードは $f_m=\omega_M/2\pi$ ($\omega_M=\gamma\mu_0(H_0+M_0)$) 以下の周波数で遮断される。ここでは実験において励振されやすいエッジガイドモードに着目する。

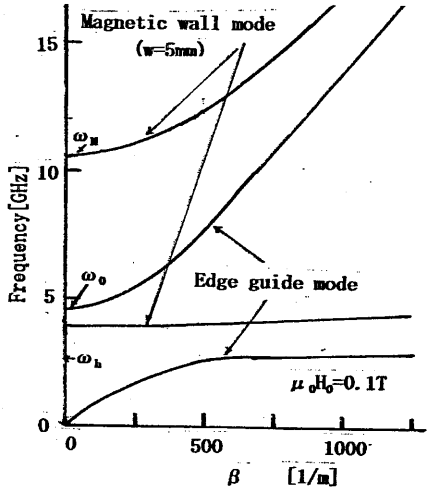


図3　分散ダイアグラム

次に長さ l/2 のフェライトストリップ線路における等価電圧及び電流を

$$V=A^{+}e^{-j\beta y}+A^{-}e^{j\beta y} \tag{5}$$

$$I=A^{+}/Z_0e^{-j\beta y}\cdot A^{-}/Z_0e^{j\beta y} \tag{6}$$

と置く。ここにβは(3)式の伝播定数であり、Z_0は特性インピーダンスである。ポインティング電力を(2)式から求め、

$$Py=1/2\,{}_0\int^{w} EzHx^{*}dx$$

$$=[\mu_{eff}/4\gamma\omega\mu_0(\mu^2-\kappa^2)]\{(1+\kappa^2\omega^2\varepsilon\mu_0/\mu\gamma^2)((\beta\sinh(2\gamma w))/2)+(\kappa/\gamma)(\omega^2\varepsilon\mu_0+\beta^2/\mu)\sinh^2(\gamma w)\}\left|A\right|^2$$

$\gamma=\kappa\beta/\mu$ (7)

と等価電圧

$$E=\sqrt{[1/2\gamma w]\{[1+(\kappa\beta/\mu\gamma)^2]((\sinh(2\gamma w))/2)+(2\kappa\beta/\mu\gamma)\sinh^2(\gamma w)\}}\left|A\right| \tag{8}$$

から、特性インピーダンスZ_0は

$$Z_0=E^{2}/P_y \quad [\Omega/m] \tag{9}$$

の形で求まる。(5),(6)式から、l/2 区間の四端子定数 A_0、B_0、C_0、D_0を求め、図 2 に示す等価回路に従って、C,L 回路を従続接続すると

$$\begin{bmatrix} A_T & B_T \\ C_T & D_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1/(j\omega C) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ j\omega L & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{bmatrix} \quad (10)$$

と置ける。ここではインダクタンス L に図 1 の(a)に示すようなフェライト基板上に長さ d の短絡スタブを用いるので

$$L=(Z_0/\omega)\tan(\beta d) \quad [H/m] \quad (11)$$

で与えられる[10]。なお、Z_0は(9)式でスタブのストリップ幅 w_b を考慮する。(10)式を周期 l で並べた場合に生じる位相の変化、伝搬定数Γは $A_TD_T-B_TC_T=1$ の可逆性の仮定から

$$\cosh(\Gamma l)=(A_T+D_T)/2 \quad (12)$$

の関係から求まる。次に(10)式の四端子定数を N 個従続接続し、その合成四端子定数をA、B、C、Dととすれば、散乱行列 S パラメータは

$$S_{11}=[B-Z_{00}D+Z_{00}(A-CZ_{00})]/[B+Z_{00}D+Z_{00}(A+CZ_{00})]$$
$$S_{21}=2Z_{00}/[B+Z_{00}D+Z_{00}(A+CZ_{00})] \quad (13)$$

となる。ここに Z_{00} は電源の負荷抵抗 50Ω である。

図 4 は(13)式の S_{11} および S_{21} を数値的に評価したものである。用いた構造のパラメータは l=6mm,d=3mm,ε=13、M_0=0.173T,印加磁界 H_0=0.1T,w=1mm, w_b=1mm、装荷する容量 C=0.1pF で周波数帯域を 14GHz に選んでいる。同図で 2.8GHz から 4.62GHz の間は既に述べたごとく、μ が負になる領域で波動は遮断され、(13)式の解は意味を失う。

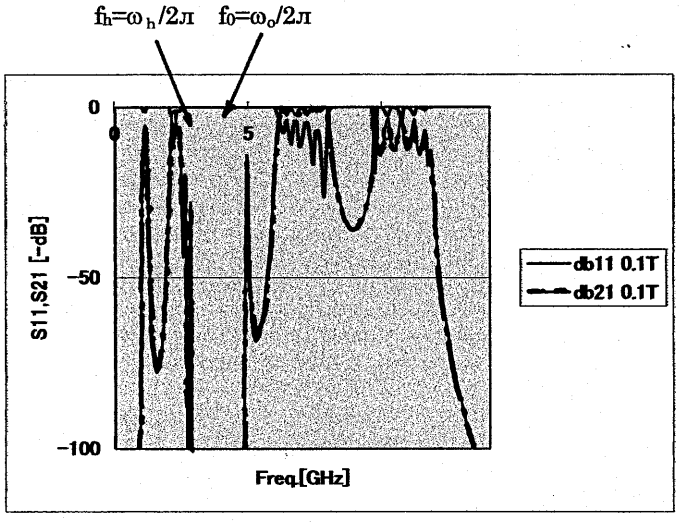


図 4　散乱行列 S パラメータの周波数特性

同図で、l=6mm(β=500m^{-1})で現れるブラッグ周波数は 7.5GHz 前後である。一方、LHT が現れる帯域は高域フィルタ特性が始まる図中の 1GHz から 1.5GHz の付近であると判断できる。この LHT の S パラメータ特性は既に報告されている誘電体基板マイクロストリップ線路の特性と類似する[3]-[5]。図 5 はこの図 4 に示す S パラメータ特性を 4GHz 以下と LHT 特性が現れる帯域に限り、且つ磁界を 0.1T から 0.3T まで変えてその同調性を数値的に(13)式から求めたものである。この図から、150KHz/Oe の磁気同調性は現れるが、その変化量は小さい。

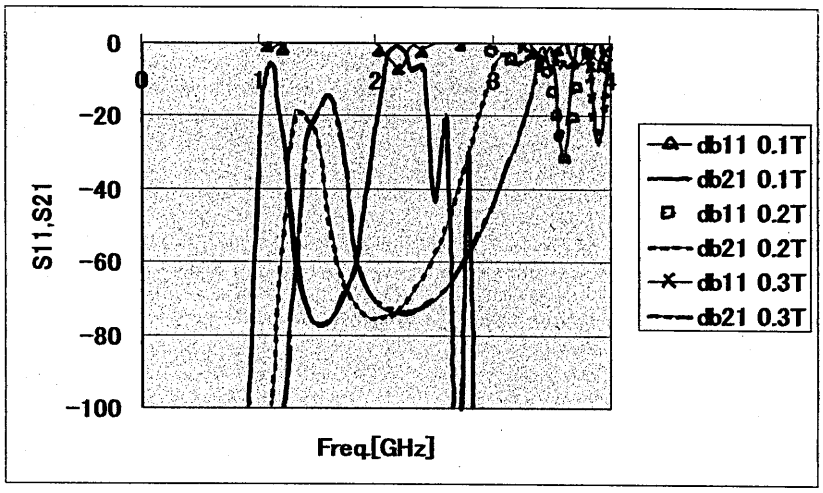


図 5　フェライト LHT 特性の磁界依存性

図 6 は(12)式から求まるこの LHT 回路における分散曲線(周波数対伝搬定数)を示す。磁界の強さは 0.08T と 0.1T に選んでいるが、1GHz 付近に後退波特性が現れると共に、磁界による同調性も現れる。

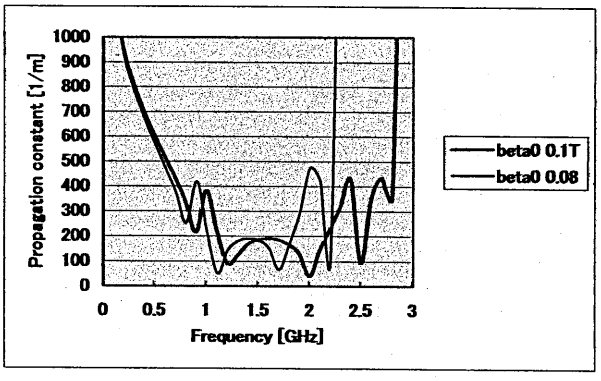


図 6　フェライト LHT の分散曲線の磁界依存性

ii) フェライトの透磁率が負の場合.

この場合は図 1(b)に示す線路構成であり、フェライトマイクロストリップ線路の一端に誘電体基板を配置し、その上にスタブを配置する。これは μ が負になる場合、スタブのインダクタンスが容量に変わることを避けるためにある。

μ が負になる帯域における伝搬定数と特性インピーダンスは(3),(7)-(9)式から

$$\beta_i=\omega\sqrt{\varepsilon\mu_0(-\mu)} \qquad (14)$$

$$P_{yi}=1/2\ {}_0\int^{W} EzHx^*dx$$

$$=j[\mu_{eff}\beta_i/8\gamma_i\omega\mu_0(\mu^2-\kappa^2)](1-\kappa^2\omega^2\varepsilon\mu_0/\mu\gamma_i^2)\sin(2\gamma_i w)\left|A\right|^2$$

$$\gamma_i=\kappa\beta_i/\mu \qquad (15)$$

と等価電圧

$$E=\sqrt{|A|^2/(2\gamma_i w)\{[1+(\kappa\beta_i/\mu\gamma_i)^2]((\sin(2\gamma_i w))/2)+j(2\kappa\beta_i/\mu\gamma_i)\sin^2(\gamma_i w)\}}$$

から、特性インピーダンス Z_{0i} は

$$Z_{0i}=E^2/P_{yi} \quad [\Omega/m] \qquad (16)$$

で求まり、β_i、Z_{0i} は準虚数になる。等価的に図 2 示す L_0 は C になり，LHT は並列 L のみで構成できることになる[8]。しかしながら,ここでは直列 C を装荷した状態で(13),(14),(15)式から散乱パラメータを求める。なお、この場合、スタブは誘電体基盤の上に作られるので、L として

$$L=(Z_{0e}/\omega)\tan(\beta_e d) \quad [H/m]$$

$$Z_{0e}=2\omega\mu_0/\beta_e W_b \qquad (17)$$

$$\beta_e=\omega\sqrt{\varepsilon_e\mu_0}$$

の値を用いる。ここに、ε_e は誘電体基板の誘電率である。

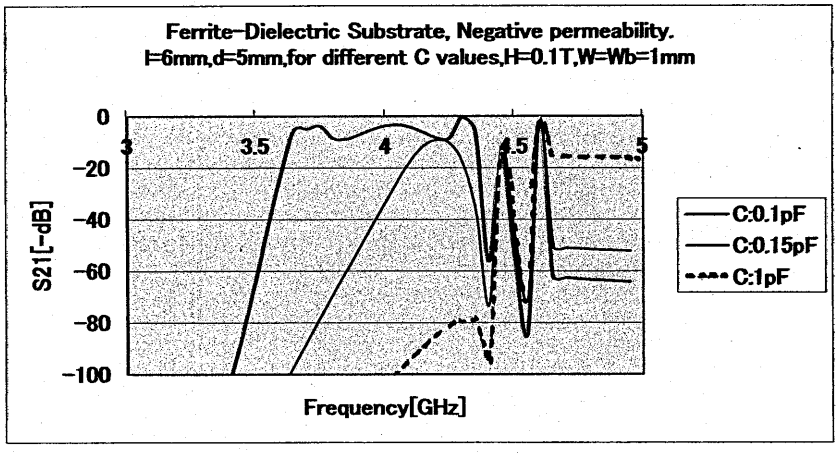


図 7　μ が負になる帯域における散乱パラメータ

図 7 は散乱パラメータを H_0=0.1T で μ が負になる周波数帯域 ω_h (f_h=2.8GHz)と ω_o(f_0=4.65GHz)で求めたもので，スタブの長さ d を 5mm と固定し、直列 C を 0.1pF から 1pF まで変えている。なお、ε_e は 2.6 である。この様に LHT の動作を使うと，μ が負になる帯域においても波動は減衰せず伝搬する事になるが、伝送帯域は C の選び方に左右される[8]。この特性ををエッジガイドモード特有の界の偏りの動作に適応すると，+y 方向に進む波は LHT 特性により伝搬(順方向)し，-y 方向に進む波は μ が負(RHT)により減衰(逆方向)することになる。したがつて、この動作により，新しいメカニズムによるアィソレータ、サーキュレータが構成出来ることになる。

III　実験結果

始めに試作した LHT 回路は図 1(a)のようなもので、寸法は幅 15mm,長さ 52mm そして厚さ 1mm のフェライト（YIG 多結晶）スラブ上に幅 1.5mm($w=w_b$)のストリップ線路を装荷する。また、負荷容量 C は 1pF でスタブの長さは 3mm である。この装荷した C-L の個数 N は 8,周期 l は 6mm である。これを径 60mm の電磁石中に挿入し、測定された散乱パラメータ特性を図 8 に示す。この場合、印加磁界の強さは 0.265T で掃引周波数幅は 14GHz である。

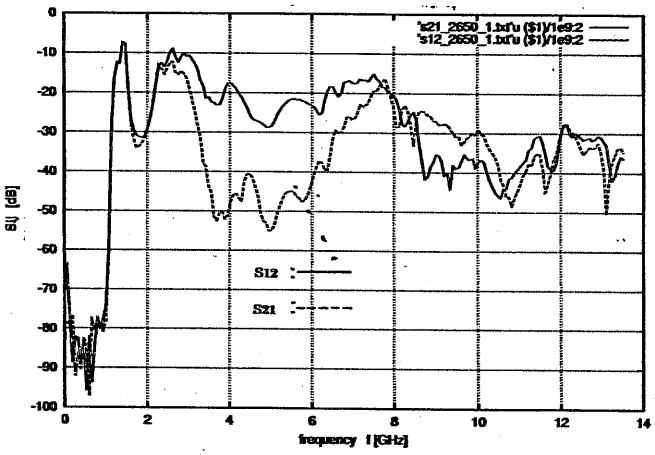


図 8　　散乱パラメータの実験結果

この実験結果から挿入損は平均して 20dB と大きいが,S_{21} と S_{12} の違いにより 7GHz 付近で 20dB 以上の非可逆性が現れる。これはエッジガイドモード特有の界の偏りによるもので、μ が負になる帯域(ω_h と ω_o)付近で生じる。一方、1.5GHz 付近で挿入損が 8dB と比較的小さい形で現れるピークが LHT による特性である。この特性は図 4 に示す理論値と対応して考えることが出来る。図 9 は周波数を 3GHz 以下に選び、測定された散乱パラメータの磁界依存性である。この場合,磁界を 0.216T から 0.77T まで変えている。磁界の強さによる同

調性は 18KHz／Oe と図５に示す理論値と比較してかなり小さい。これは一つは同調性に飽和特性があること、フェライトの磁気的な損失によるものと考える。

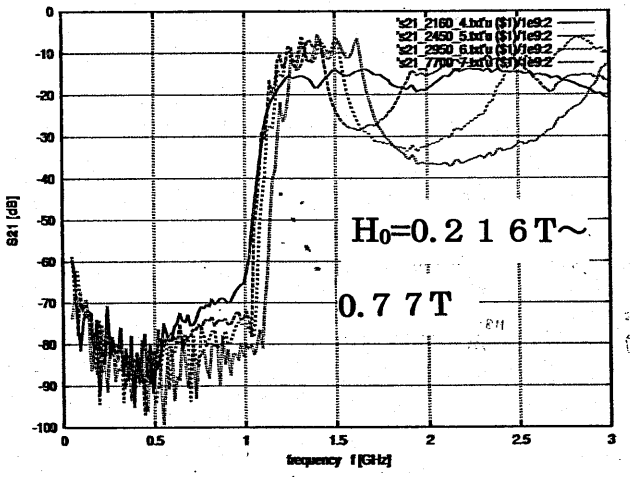


図９　測定されたフェライト LHT の磁界依存性

図 10 は 1.5GHz 付近の分散特性を遅延量を測定することにより求めたもので，図 6 に示したように LHT 特有の負の群速度特性を示すと共に、磁界による同調性が観測される。この様に理論値はほぼ実験値により確かめることが出来たが,理論値の負荷容量が 0.1pF に対して実験値は 1pF である．この違いは実験に用いた集中定数形の容量の高周波特性によるもので，1GHz のような高い周波数ではかなりの容量の減少があるものと考える。

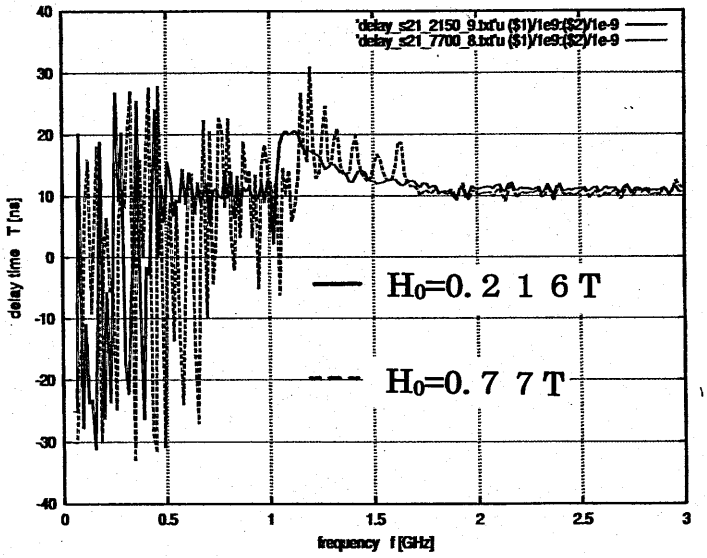


図 10　遅延と後退波特性

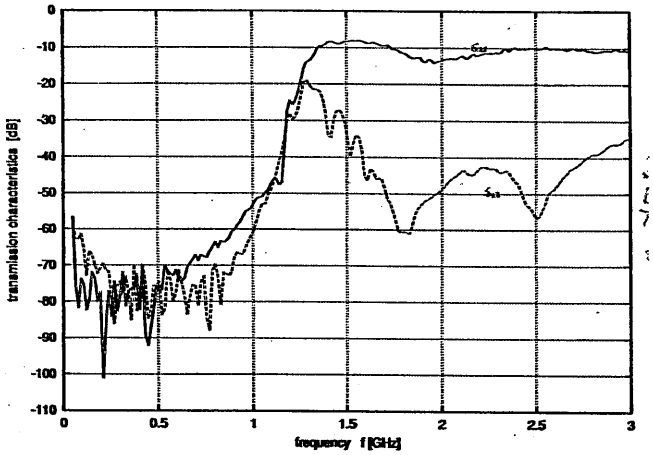


図 11　　LHT 動作の近くで測定された非可逆性

次に図 1(b)に示すようにフェライト基板の側面に 5mm*52mm で厚さ 1mm 誘電率 2.6 の誘電体基板を接触させて線路を構成する。この場合、ストリップの幅はスタブ部分を含めて 1mm, スタブの長さ 5mm,周期 6mm,負荷容量は 1pF である。図 11 は直流磁界の強さを 0.187T と弱く選び, LHT の帯域に μ が負になる f_h=2.8GHz と f_0=4.65GHz の周波数帯域を重ねて,非可逆性を観測したものである。同図で、S_{21} と S_{12} の違いによる非可逆性が 20dB 以上、帯域 1.5GHz に渡つて現れる。この様な特性は既に磁界の強い場合の図 8 に示す特性でも現れているが、この場合は、LHT 特性からかなり離れた 7GHz である。この二つの非可逆性のメカニズムはすでに述べたように界の偏りに関連する。すなわち、LHT による界の偏りは順方向はスタブ側にあり、逆方向はスタブの無い側にあるものと考える。これは順方向 S_{21} は容量負荷などによる LHT 特性により伝搬し(順方向)、S_{12} は μ が負になる RHT 特性により減衰(逆方向)するものと考える。しかしながら、界の詳しい分布に関する考察は、シミレータによる解析を待たねばならない[11]

IV　むすび

フェライト基板マイクロストリップ線路における左手系(LH)伝送特性について理論的並びに実験的に考察した。理論については等価回路的手法に基ずいて四端子定数並びに,散乱パラメータを求め, LHT の伝送特性を,後退波特性、磁界による同調性、そして非可逆性に重きを置いて明らかにした。一方、実験においては YIG 多結晶体基板上に集中定数の容量,短絡スタップがストリップ線路に装荷した形で作成され, LHT 特性が、理論値と比較された。これらから LHT の特性にフェライト特有の磁気同調性が生じると共に、μ が負の周波数帯域で非可逆性が現れることが分かつた。特に非可逆性に関しては、LHT の動作を使うと、μ が負の周波数帯域で波動に減衰を与えた形で、新しい原理に礎ずくアィソレータが出来ることになる。しかしながら、現在のところ非可逆性は等価回路による現象的な説明であり、より厳密な取り扱いはシミレータなどによる電磁界理論の結果[11]を待たねばならない。

謝辞、本研究は一部福井工業大学の特別研究費で行つた。また、実験に関してお世話になつた大阪工業大学の小寺敏郎講師ならびに京都工芸繊維大学の上田哲也博士に感謝の意を表す。

参考論文

1) R.A.Shelby,D.R.Smith and S.Schultz; "Experimental verification of a negative index of refraction", Science,pp.77-79(6April 2001).

2) Special Issue on Metamaterials,IEEE Trans.on AP.,51,10(Nov.2003).

3) G.V.Eleftheriades ,A.K.Iyer and P.C.Kremer;"Planer Negative Refractive Index Media Using Periodically L-C Loaded Trasmission Lines" ,IEEE Trans. MTT.,50,12,pp.2702 -2712(Dec.2000).

4) L.Liu,C.Caloz,C.C.Chang and T.Itoh;
"Forward coupling phenomena between artificial left handed transmission lines", J.of Appl.Phys., vol.92,no.9,pp.5560-5565 (1Nov.2002).

5)C.Caloz and T.Itoh;
"Novel microwave devices and structures based on the transmission line approach of metamaterials",IMS Dig.,TU2C-3(June 2003).

6)堤　誠 ; "PBG 構造フェライトマイクロストリップ線路"、輻射科学研究会資料、RS03-06 (平成 15 年 7 月).

7)堤　誠 ; "PBG フェライトマイクロストリップ線路"、電子情報通信学会総合大会,C-2-68 (平成 15 年 3 月).

8) 堤　誠 ; "周期構造フェライト導波路についてーLHM 回路への提案— "、電気関係学会北陸支部連合大会,C-40(平 15 年 9 月).

9) M.E..Hines;"Reciprocsal and Nonreciprocal Modes of Propagation in Ferrite Strip Line and Microstrip Devices", IEEE Trans.on Microwave Theory and Tech.,vol.19,.no.5,pp.442-451 (May.1971).

10) S.Ramo,J.R.Whinnery,T.V.Duzer;
"Feield and Waves in Communication Electronics",John Wiley & Sons,(1965).

11)堤　誠、上田哲也 ; "フェライト基板マイクロストリツプ左手系線路に見られる非可逆性 "、電子情報通信学会論文誌,vol.J87C,2,pp.274-275(平成１６年２月)

輻射科学研究会資料
RS03-18

Carbon Nanotubeによるスピン波励振特性の解析

Analysis of Band-Pass Filter Characteristics in a Ferrite Device with Carbon Nanotube Electrodes

梅垣　俊仁　　小川　真人　　三好　旦六

神戸大学大学院　自然科学研究科

Toshihito UMEGAKI, Matsuto OGAWA, and Tanroku MIYOSHI

Graduate School of Science and Technology, Kobe University

2004年3月18日

於 神戸大学

概要

カーボンナノチューブ (CNT) を電極に用いた構造でイットリウム・鉄・ガーネット (YIG) 中にスピン波を直接励振、検出する高周波帯域通過フィルタを研究してきた。まず、静磁近似で YIG 中を伝搬するスピン波の分散関係を定式化し、分散曲線の評価を行った。単層 CNT に高周波電流を流すとその下に置かれたフェライト薄膜にスピン波を直接励振、検出できる帯域通過フィルタの特性について、その定式化と定量評価を行った。次に、バンドル CNT に高周波電流を流した場合のデバイス特性につき検討を行った。その結果、帯域通過フィルタの主要特性である挿入損失 IL や中心周波数 f_0、および通過帯域幅 BW を、CNT のカイラリティやバンドル CNT 中の単層 CNT の本数で制御可能であることを明らかにした。これらの結果から、バンドル CNT 中の単層 CNT の本数を識別動作する新しいフェライトデバイスの提案を行った。このデバイスでは、CNT のカイラリティやバンドル CNT 中の単層 CNT の本数が、動作しているスピン波の波長を介して帯域通過フィルタの特性を測定することで識別できる。

キーワード：カーボンナノチューブ (CNT), フェライト, スピン波, 帯域通過フィルタ (BPF)

1 まえがき

フェライト中に励振されるスピン波の発見 [1] が Bloch によりなされてから 50 年余りが経過するが、その間スピン波の応用として遅延線、フィルタ、発振器等の様々な形でマイクロ波デバイスが報告されてきた。しかし、これらのデバイスの動作波長は 10^{-5} から 10^{-8}m 程度 [2][3] であった。動作周波数はスピン波励振用金属電極の寸法で決まり、その加工精度で制限されている。一方、CNT の発見 [4] 以来、CNT はそのユニークな構造と有望な電気特性を持つことで非常に注目されている。特に、CNT の直径は数ナノメートルの大きさに簡単に制御することができる。さらに、CNT は自己組織的に形成することができ、シリコン等の従来の物質に比べて非常に優れたバリスティック伝導性を持つ。これらの特性に着目し、その応用として、スピン波を直接励振、検出する電極として CNT を用いた高周波フィルタにつき研究した。従来の GHz 帯で動作する金属電極をもつ高周波フィルタ [2][3] に比べ、直径を小さくできる CNT 電極は動作周波数を THz 帯域へ拡げる可能性がある。そのデバイスの動作周波数帯域を拡げることができれば、多くの情報を取り扱えるデバイスが実現できると考えれられる。

この論文では、YIG 中を伝搬するスピン波を用いた高周波信号処理デバイス中の CNT 電極によって励振、検出されるスピン波の特性を高周波フィルタに用いたときのフィルタ特性につき検討を行う。まず、静磁近似を用い YIG 中を伝搬するスピン波の分散関係を定式化し、分散曲線を定量評価する。次に、単層 CNT は量子輸送解析の結果を反映させた円筒形電極で取り扱い、それに高周波電流を流した YIG デバイスの帯域通過フィルタの特性について検討する。その分散曲線は、GHz から THz の帯域に及び、ナノメートルより長い波長におよぶ。その結果、スピン波は数ナノメートルの波長をもち、THz 領域の周波数で動作する事が明らかとなった。挿入損失 IL、中心周波数 f_0、帯域幅 BW のような帯域通過フィルタ特性は、電極として用いられる CNT のカイラリティやバンドル CNT 中の単層 CNT の本数によって十分に制御できる事が分かる。これらの結果から、逆に、CNT のカイラリティやバンドル CNT 中の単層 CNT の本数を識別する新しいフェライトデバイスを提案する。このデバイスは、帯域通過フィルタ特性を測定することで動作しているスピン波の波長を介して、CNT のカイラリティやバンドル CNT 中の単層 CNT の本数を測定できる可能性がある。このようなデバイスは、従来検討されなかった CNT の新しい応用分野を開拓すると考えられる。最後に結論をまとめる。

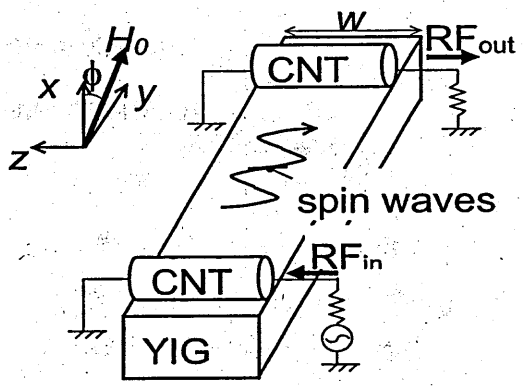


図 1: デバイスモデルの構造。一方の単層 CNT に流れる高周波電流がフェライト薄膜中にスピン波を直接励振し、他方の単層 CNT がそれらを検出する。

2 単層 CNT を持つフェライトデバイス

2.1 理論解析

図 1 に示す構造を持つスピン波励振電極として CNT を用いたフェライトを基板とした高周波フィルタを考える。この素子では、一方の単層 CNT を流れる高周波電流がフェライト薄膜中にスピン波を直接励振し、他方の単層 CNT がそれらを検出する。ここで、w は CNT の長さである。図 2 は単層 CNT を持つデバイスのモデルの断面図を示す。ここで、r は CNT の半径である。バイアス直流磁界 H_0 が x 軸から角度 ϕ で印加された場合、透磁率は次のテンソルの形で表される。

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \bar{c}^2 + \mu\bar{s}^2 & (1-\mu)\,\bar{s}\bar{c} & -j\kappa\bar{s} \\ (1-\mu)\,\bar{s}\bar{c} & \bar{s}^2 + \mu\bar{c}^2 & j\kappa\bar{s} \\ j\kappa\bar{s} & -j\kappa\bar{c} & \mu \end{pmatrix}. \tag{1}$$

ここで、

$$\bar{c} \equiv \cos\phi, \quad \bar{s} \equiv \sin\phi, \tag{2}$$

$$\mu = \frac{[\omega_h + \omega_{he}(\beta)][\omega_h + \omega_j + \omega_{he}(\beta)] - \omega^2}{[\omega_h + \omega_{he}(\beta)]^2 - \omega^2}, \tag{3}$$

$$\kappa = \frac{\omega\omega_j}{[\omega_h + \omega_{he}(\beta)]^2 - \omega^2}, \tag{4}$$

$$\omega_{he}(\beta) = 2\omega_e(1 - \cos\beta a), \tag{5}$$

$$\omega_j = \gamma\mu_0 M_0, \quad \omega_h = \gamma\mu_0 H_0, \quad \omega_e = \gamma\mu_0 H_e, \tag{6}$$

ただし、β はスピン波の伝搬定数、ω は角周波数、γ は磁気回転比で 1.759×10^{11} m^2/Wb·s、H_0 はバイアス直流磁界、M_0 は飽和磁化、a はフェライト (YIG) の格子定数で 1.238nm、そして H_e はワイスの分子磁場 [6] に対応する磁界をそれぞれ示す。マクスウェルの方程式に静磁近似を適用すると、磁気ポテンシャル ψ に関する方程式が次のように得られる。

$$(\bar{c}^2 + \mu\bar{s}^2)\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + 2(1-\mu)\bar{c}\bar{s}\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y} + (\bar{s}^2 + \mu\bar{c}^2)\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = 0. \tag{7}$$

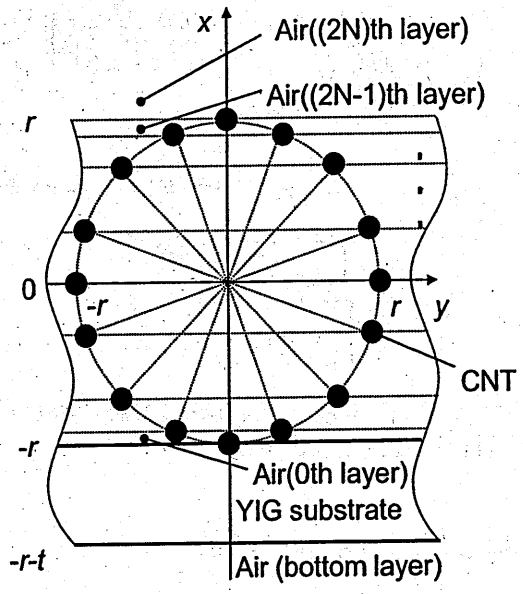


図 2: 単層 CNT をもつデバイスのモデルの断面図。

今回のデバイス構成に対し、この方程式を解くために、図 2 に示すように y 軸に平行な $2N$ 層の分割層に分け解析を行った。その結果、ψ は次のように得られる。

$$\psi_{2N} = \int_{-\infty}^{\infty} A_{2N} e^{-|\beta|(x-r)} e^{-j\beta y} d\beta \tag{8a}$$

$$\psi_i = \int_{-\infty}^{\infty} (A_i e^{-|\beta|\bar{x}_i} + B_i e^{|\beta|\bar{x}_i}) e^{-j\beta y} d\beta \tag{8b}$$

$$\bar{x}_i = x - x_i, \quad (i = 0, 1, 2, ..., 2N-1) \tag{8c}$$

$$x_i = r\cos\frac{\pi i}{2N}, \tag{8d}$$

$$\psi_{\mathrm{f}} = \int_{-\infty}^{\infty} (C e^{jk_1^x \bar{x}} + D e^{jk_2^x \bar{x}}) e^{-j\beta y} d\beta \tag{8e}$$

$$\bar{x} = x + r, \tag{8f}$$

$$k_l^x = |\beta| \frac{(1-\mu)\bar{s}\bar{c}s \mp \sqrt{-\mu}}{\bar{c}^2 + \mu\bar{s}^2}, \quad (l = 1, 2) \tag{8g}$$

$$s = \frac{\beta}{|\beta|} \tag{8h}$$

$$\psi_{\mathrm{sub}} = \int_{-\infty}^{\infty} E e^{|\beta|(x+r+d)} e^{-j\beta y} d\beta \tag{8i}$$

ここで、各 ψ の添え字は図 2 に示す x 軸に沿う各領域を表す。磁束密度の法線成分の連続性と、磁界の接線成分と電流密度の連続性とを適用すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned}
&H^y_{2N} - H^y_{2N-1} = J^z_{2N}\big|_{x=r},\\
&B^x_{2N} - B^x_{2N-1} = 0\big|_{x=r},\\
&H^y_i - H^y_{i-1} = J^z_i\big|_{x=x_i},\\
&B^x_i - B^x_{i-1} = 0\big|_{x=x_i}, \quad (i=0,1,...,2N-1)\\
&H^y_0 - H^y_{\mathrm{f}} = J^z_0\big|_{x=-r},\\
&B^x_0 - B^x_{\mathrm{f}} = 0\big|_{x=-r},\\
&H^y_{\mathrm{f}} - H^y_{\mathrm{sub}} = 0\big|_{x=-r-t},\\
&B^x_{\mathrm{f}} - B^x_{\mathrm{sub}} = 0\big|_{x=-r-t}.
\end{aligned} \tag{9}$$

これらの境界条件から、式 (8e) の振幅 D は次式で得られる。

$$D = -\frac{\sum_{k=0}^{2N} e^{|\beta|(-r+x_k)}\tilde{J}^z_k(\beta)}{4\pi j\beta F(\omega,\beta)p(\omega,\beta)}, \tag{10}$$

ただし、

$$F(\omega,\beta)p(\omega,\beta) = \frac{2\cos^2\frac{k^x_3 d}{2}}{(\frac{j}{\sqrt{-\mu}}-1)}e^{-jk^x_3 d}\times(\tan\frac{k^x_3 d}{2}+\sqrt{-\mu})(\tan\frac{k^x_3 d}{2}-\frac{1}{\sqrt{-\mu}}), \tag{11}$$

$$k^x_3 = \frac{1}{2}(k^x_2 - k^x_1), \tag{12}$$

$$\tilde{J}^z_k(\beta) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} J^z_k e^{j\beta y}dy, \tag{13}$$

である。他の振幅は全て D を用いて表すことができる。$F(\omega,\beta)$ は式 (11) のゼロ点から得られるので、このデバイス中のスピン波の分散関係を検討するには次の 2 通りの場合について計算すれば良い。
i)$k^x_3 > 0$, 例えば $\phi = 0$ の場合は

$$F(\omega,\beta) = \tan\frac{k^x_3 d}{2} - \frac{1}{\sqrt{-\mu}}.$$

を得、
ii)$k^x_3 < 0$ の場合,

$$F(\omega,\beta) = \tan\frac{k^x_3 d}{2} + \sqrt{-\mu}.$$

を得る。ここで、単層 CNT の周方向に関する電流密度分布は、電子波の励振、検出方法に依存して一様になる場合と正弦波になる場合がある [5] が、それらの中で一様と仮定できる場合は次のように書ける。

$$J^z_i = \begin{cases} \dfrac{I_0}{4N}\delta(y), & i=0\\ \dfrac{I_0}{4N}\displaystyle\sum_{\pm}\delta(y\pm y_i), & i=1,...,2N-1\\ \dfrac{I_0}{4N}\delta(y), & i=2N \end{cases} \tag{14a}$$

$$y_i = r\sin\left(\frac{\pi i}{2N}\right), \quad i=0,1,2,...,2N-1, \tag{14b}$$

ここで、I_0 はCNTを流れる全電流の大きさである。一方、式(10)で与えられる振幅 D はベッセルの積分公式を使って次のように表される。(付録参照)

$$D = -\frac{I_0 e^{-|\beta| r}}{4\pi j \beta F(\omega,\beta) p(\omega,\beta)}. \tag{15}$$

式(8)と(15)より、磁気ポテンシャル ψ は $F(\omega,\beta)$ の一位の極を持つ留数として得られる。この特性から、デバイス内に励振されたスピン波の分散関係が求まる。
一方、高周波デバイスとしての性能を表わす指標としての挿入損失 IL は以下のように定義される。まず、各領域を流れる電磁気的な電力はポインティングの定理を使って次のように得られる。

$$P^y = \frac{1}{2}\Re\int_{-\infty}^{\infty}(-j\omega\psi^* B^y)dx. \tag{16}$$

また　放射によって失われる電力から放射抵抗 $R^{\pm}$ は次式で定義される。

$$R^{\pm}(\omega) = \left.\frac{2P^y w}{I_0^2}\right|_{s=\pm 1}. \tag{17}$$

挿入損失 IL は、デバイスの入力電力と出力電力との比で定義され、次式で得られる。

$$IL = 10\log\frac{[R_g + R^+(\omega) + R^-(\omega) + R_c]^2}{4R_g R^+(\omega)}. \tag{18}$$

式(18)では、R_g は電源の内部抵抗 (50Ω)、R_c は量子輸送解析の結果[5]から $1/(2G_0)$ で与えられる。ただし、G_0 は量子コンダクタンス ($2e^2/h$) である。CNTを励振電極に使ったため、量子コンダクタンスが式(18)に含まれている。導出で用いた仮定は式(18)の $R^{\pm}(\omega)$ がYIG薄膜の厚み方向に沿う1次の定在波だけを含んでいる点と、スピン波の伝搬損失、CNTのリアクタンスを簡単のため省略している点である。次節ではデバイスの特性指標の1つとして挿入損失 IL と中心周波数 f_0、バンド幅 BW を定量的に評価する。

2.2　数値計算結果

図3はデバイスの y 方向に伝搬するスピン波の分散曲線を示す。図3では、角度 ϕ を0、YIGの厚みを10nm、$\mu_0 M_0$ を0.17T、そして $\mu_0 H_0$ を0.1Tと置いた。分散曲線の右端は各磁化の間の位相差が π より小さい条件で決まる。図3から、動作周波数は5THzに及ぶことが明らかとなった。波長が2.5nmになると動作周波数は従来の静磁波デバイス[2][3]の千倍になる。この高周波数化の理由は、ワイスの分子磁界 H_e が強くバイアス磁界を大きくする働きをするためである。図3中の実線は、$\mu_0 H_e$ が46T[6]のときの分散曲線である。図3中の破線と一点鎖線は、$\mu_0 H_e$ が46Tよりそれぞれ±10 %大きいときの分散曲線である。ワイスの分子磁界の厳密な値は十分わかっていないが、従来の報告の値46Tより±10 %ずれた場合につき評価した結果を示している。いずれの場合でも動作周波数はTHz帯に高周波化されることがわかった。図4は挿入損失の周波数依存性である。ここで、電極としてカイラリティ$(n,0)$を持つ金属的なジグザグ形のCNTを仮定し、n を30, 45, 90, 120、w を1μmとした。このデバイスはTHz帯域で高周波帯域通過フィルタ(BPF)として動作する。デバイスの特性を示すため3つの性能指標を定義する：最小挿入損失 IL_{min}、中心周波数 f_0、IL が IL_{min}+3dB以下になる時の帯域幅 BW である。この図より、n が30のとき、IL_{min} は24.1dB、f_0 は5.14THz、BW は0.02THz (実線)となる。一方、n が120のとき、IL_{min} は24.1dB、f_0 は0.61THz、BW は0.19THz (破線)となる。図5は、f_0 と BW のCNTのカイラリティn依存性を示す。この図から、n またはCNTの直径が増えると、動作しているスピン波の波長が長くなり、f_0 が下がることが分かる。図5に示される n と f_0 の関係により、

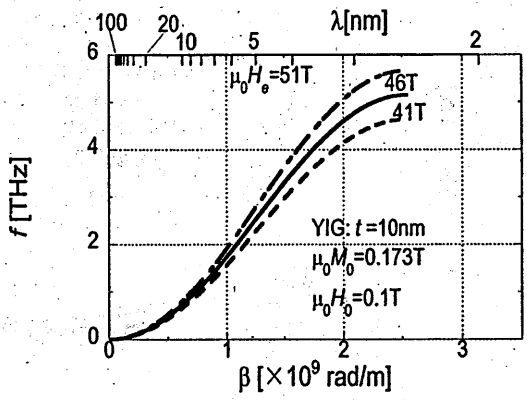


図 3: YIG 中を伝搬するスピン波の分散曲線。

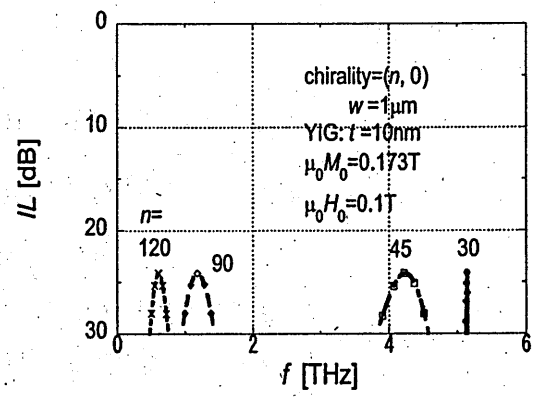


図 4: 挿入損失の周波数特性。

CNT の直径あるいはカイラリティ n によってこの BPF の特性を制御可能であることが明らかになった。しかし、実際に応用するには図 4 のように IL が 25dB と大きすぎる。これは主に単層 CNT のコンダクタンスが $2G_0$ と小さく、インピーダンスマッチングが十分に取れないからだと考えられる。この IL 特性を改善するためにバンドル CNT を用いた BPF の特性を次章で解析する。

3 バンドル CNT を持つフェライトデバイス

3.1 バンドル CNT の理論解析

挿入損失特性を改善するため、単層 CNT を電極とした高周波フィルタに代わり、図 6 のバンドル多層 CNT を持つデバイスの構造を考える。図 7 はバンドル多層 CNT を持つデバイスモデルの断面図を示す。ただし、r は多層 CNT の最外郭の半径、d は x 軸に沿うバンドルの厚み、M_x と M_y はそれぞれ x, y 方向に沿う CNT の本数、L は各多層 CNT の層数である。簡単のため、ここでは M_x と M_y を m とおき、L を 1 とおく。すなわち、各 CNT は単層 CNT である。前章と同様、ここでのデバイス構造について方程式 (7) を解くために図 7 のように、y 軸方向に平行な N 層の分割層に分けた。そこで ψ は次の

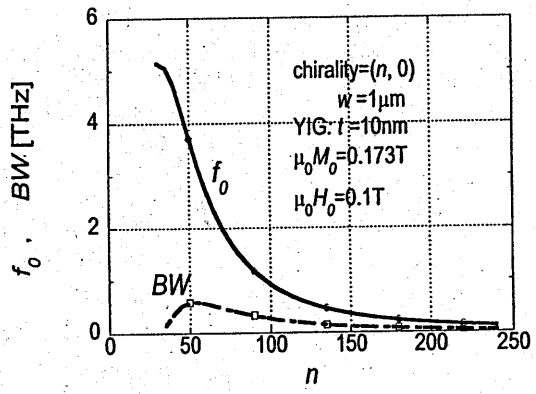


図 5: f_0 と BW の n-依存性

ように得られる。

$$\psi_N = \int_{-\infty}^{\infty} A_N e^{-|\beta|(x-d)} e^{-j\beta y} d\beta \tag{19a}$$

$$\psi_i = \int_{-\infty}^{\infty} (A_i e^{-|\beta|\bar{x}_i} + B_i e^{|\beta|\bar{x}_i}) e^{-j\beta y} d\beta, \tag{19b}$$

$$\bar{x}_i = x - x_i \tag{19c}$$

$$x_i = \frac{d}{N} i, \quad (i = 0, 1, 2, ..., N-1) \tag{19d}$$

$$\psi_{\mathrm{f}} = \int_{-\infty}^{\infty} (C e^{jk_1^x x} + D e^{jk_2^x x}) e^{-j\beta y} d\beta \tag{19e}$$

$$k_l^x = |\beta| \frac{(1-\mu)\bar{s}\bar{c}s \mp \sqrt{-\mu}}{\bar{c}^2 + \mu \bar{s}^2}, \quad (l = 1, 2) \tag{19f}$$

$$s = \frac{\beta}{|\beta|} \tag{19g}$$

$$\psi_{\mathrm{sub}} = \int_{-\infty}^{\infty} E e^{|\beta|(x+t)} e^{-j\beta y} d\beta \tag{19h}$$

ここで、各 ψ の添え字は、図 7 の x 軸に沿う各領域について表している。
式 (9) と同じ連続条件を適用すると、式 (19) 中の振幅 D が次式で得られる。

$$D = -\frac{\sum_{i=0}^{N} e^{|\beta|(x_0 - x_i)} \tilde{J}_i^z(\beta)}{4\pi j \beta F(\omega, \beta) p(\omega, \beta)}, \tag{20}$$

ここで、J_i^z は式 (14a) の代わりに次式で与えられる。

$$J_i^z = \frac{I_0}{2LM_xM_yN} \times \sum_{J_x=1}^{M_x} \sum_{J_x=1}^{M_y} \sum_{K=1}^{L} \sum_{\pm} \delta(y - y_{i,J_x,J_y,K}^{\pm}), \tag{21a}$$

$$y_{i,J_x,J_y,K}^{\pm} = (2J_y - 1)r \pm \sqrt{r_{J_x,J_y,K}^2 - [x_i - (2J_x - 1)r]^2}, \tag{21b}$$

以前と同様他の全ての振幅係数は D を用いて表される。方程式 (19) と (20) から、磁気ポテンシャル ψ は $F(\omega, \beta)$ の一位の極を持つ留数として求められる。各領域を流れる電磁気的な電力、放射抵抗 $R^{\pm}$、挿

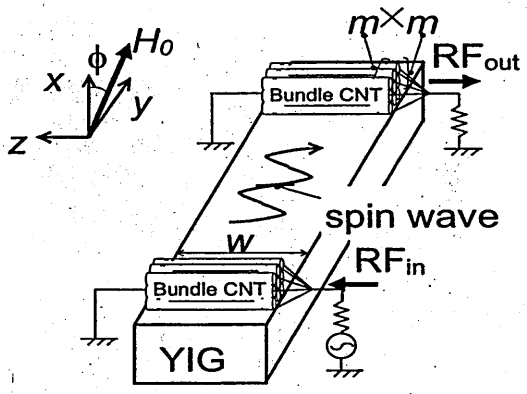


図 6: デバイスモデルの構造。一方のバンドル CNT に流れる高周波電流がフェライト薄膜中にスピン波を直接励振し、他方のバンドル CNT がそれらを検出する。

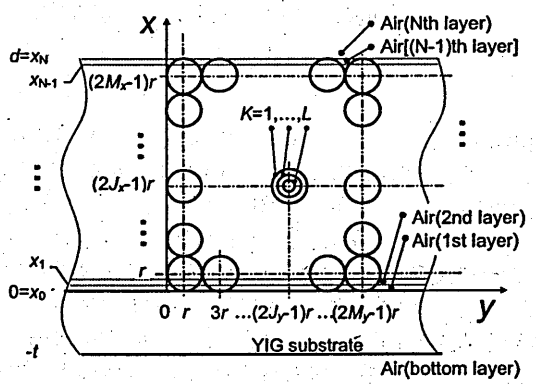


図 7: バンドル CNT を持つデバイス構造モデルの断面図。

入損失 IL は、それぞれ式 (16)、(17)、(18) で与えられる。式 (18) では、R_c はバンドル CNT については $1/(2m^2G_0)$ で得られ、R_g と他の条件は単層 CNT 電極の場合と同じである。

3.2 数値計算結果

図 8 は IL の周波数特性を示す。図 8 では、バンドル ジグザグ形 CNT は、金属的カイラリティ (165, 0) を持ち、CNT の本数 m が 1, 10, 20, 50 の値を持つと仮定した。m が 1 の時、IL_{min}=26.3dB、f_0=4.81THz、BW=0.24THz (図 8 の実線) となった。他方、m が 50 の時、IL_{min}=9.7dB、f_0=5.7GHz、BW=0.7GHz (図 8 の破線) となった。挿入損失 IL は、単層 CNT の場合に比べてバンドル CNT を電極に用いることによって十分改善することができることが明らかになった。図 9 には IL_{min} の m 依存性を示す。この図から、CNT の本数 m やバンドル CNT の寸法が大きくなると、IL_{min} が小さくなることが分かる。これは IL_{min} とインピーダンスマッチングとの間に関係があり、マッチング条件は式 (18) の R_c によって大きく改善されるので、IL もインピーダンスマッチングも単層 CNT に代わってバンドル CNT を励振電極として使うことで改善できる。

図 10 は f_0 と BW の m 依存性を示す。これらの図から、m やバンドル CNT の寸法が大きくなると励振されるスピン波の波長が長くなり、それ故、動作波長が長くなり、f_0 が低くなることが分かる。m

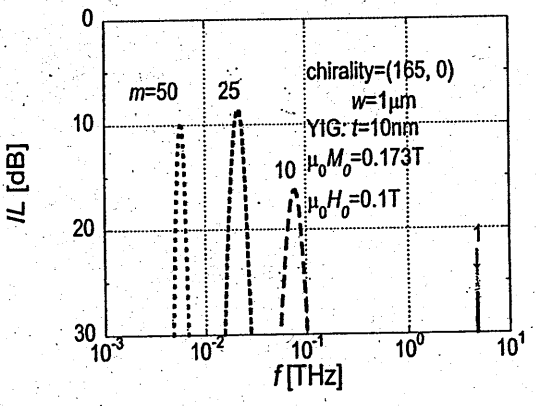


図 8: 挿入損失の周波数特性

縦軸は対数軸であることに注意。

が f_0 や BW と強い相関があるので, バンドル CNT の寸法を設計することにより BPF が所望の特性を持つように設計することができる。逆に、種々の方法で作成されてきたバンドル CNT は、その本数 m を識別する方法が従来は全くなかったが、本 BPF の IL_{min} や f_0 や BW を測れば、これらの特性によって m が弁別できるようになると考えられる。バンドル CNT を持つ BPF は、第 2 章の単層 CNT の場合と同じ理由で n と f_0 の間に関係があるので、その BPF の特性はバンドル CNT の中の各 CNT の直径によって決めることができる。すなわち、このデバイスは、電極としてバンドル CNT を用いると、その中の単層 CNT の本数と各 CNT の直径の弁別器として働く可能性がある。図 9 と 図 10　から、動作周波数 f_0 は 100GHz に達するが、最小挿入損 IL_{min} は m が 10 の時約 20dB である。更なる応用としては、もし 20dB を超える利得を持つ増幅器を含む帰還回路があれば、動作周波数 100GHz に達する発振器を実現できる。

4　結論

静磁近似で CNT 電極で励振された YIG 中を伝搬するスピン波の分散曲線を解析した。そのスピン波は数ナノメートルの波長を有し、THz 帯域で動作する事がわかった。単層 CNT に高周波電流を流し、その下に置かれたフェライト薄膜にスピン波を直接励振、検出できる帯域通過フィルタの特性について調べた。その挿入損失 (IL)-周波数特性や IL_{min}、中心周波数 (f_0)、バンド幅 (BW) を、CNT の直径や CNT のカイラリティを変化させて調べた。その結果、CNT の直径で帯域通過フィルタ BPF の特性を設計でき、THz 帯域で動作周波数を改善できることが分かった。実際の応用には IL を改善するため、バンドル CNT を電極にした場合の BPF を提案した。IL_{min} は、単層 CNT から m=50 のバンドル CNT にすることで、26.3dB から 9.7dB へ改善した。これらの結果から、従来不可能だったバンドル CNT 中の単層 CNT のカイラリティや本数を識別動作する新しいフェライトデバイスを提案した。このデバイスでは、CNT のカイラリティやバンドル CNT 中の単層 CNT の本数が、動作しているスピン波の波長を介して帯域通過フィルタの特性を測定することで識別できる。また、IL_{min}, f_0, BW の m 依存性から、20dB を超える利得を持つ増幅器を含む帰還回路が必要ではあるが、100GHz までで動作する発振器の実現可能性も示した。

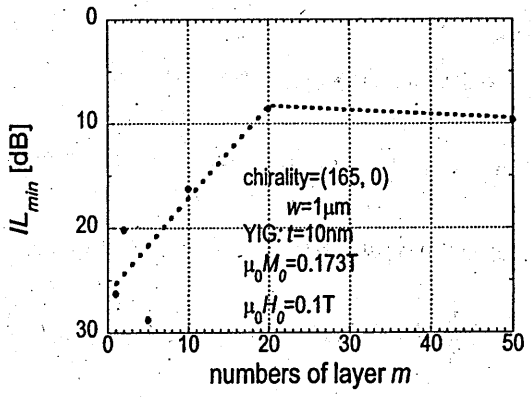


図 9: 最小挿入損失の m-依存性。

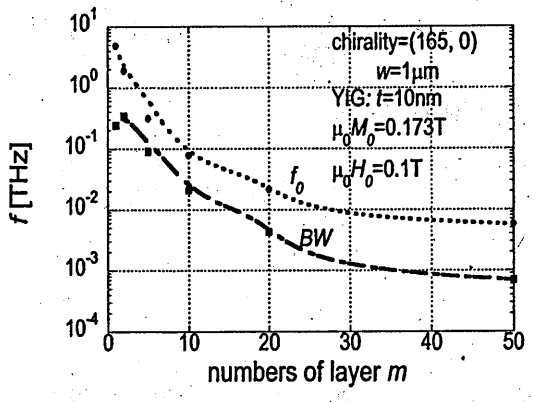


図 10: f_0 と BW の m-依存性

謝辞

有益な議論を頂いた株式会社ノリタケカンパニーリミテドの上村佐四郎博士、財団法人ファインセラミックセンタの楠美智子博士に感謝する。

A 振幅 D の導出

式 (10) の右辺は、N を無限大にすると積分形でかける：

$$\lim_{N\to\infty}\sum_{i=0}^{2N} e^{|\beta|(-r+x_i)}\tilde{j}_i^z(\beta)=\frac{I_0}{\pi}\int_0^{\pi} e^{|\beta|r(-1+\cos x)}\cos(\beta r\sin x)dx \tag{22}$$

ベッセルの積分公式を式 (22) の右辺に適用すると、次式が得られる。

$$\frac{I_0}{\pi}\int_0^{\pi} e^{|\beta|r(-1+\cos x)}\cos(\beta r\sin x)dx= I_0 e^{-|\beta|r}J_0(0) \tag{23}$$

ここで、$J_0(0)$ は 0 次ベッセル関数である。 $J_0(0)=1$ であることに注意すると、式 (23) は

$$\lim_{N\to\infty}\sum_{k=0}^{2N} e^{|\beta|(-r+x_k)}\tilde{j}_k^z(\beta) = I_0 e^{-|\beta|r}. \tag{24}$$

で表される。最終的に、振幅 D は

$$D=-\frac{I_0 e^{-|\beta|r}}{4\pi j\beta F(\omega,\beta)p(\omega,\beta)}. \tag{25}$$

となる。

参考文献

[1] F. Bloch, "Nuclear Induction," Phys. Rev., vol.70, pp. 460-474 (1946).

[2] M. Nakajima, "The microwave engineering," Morikita publishing, (March 20, 1989) (in Japanese).

[3] S. N. Bajpai, R. L. Carter, and J. M. Owens, "Insertion Loss of Magnetostatic Surface Wave Delay Lines," IEEE Trans. vol. MTT-36, pp. 132-136 (1988).

[4] S. Iijima, " Helical Microtubules of Graphitic Carbon," Nature (London), vol. 354, pp.56-58 (1991).

[5] T. Umegaki, M. Ogawa, Y. Makino, and T. Miyoshi, "Quantum Transport in Carbon Nanotubes with Arbitrary Chirality," Memoirs Graduate School Science & Technology, Kobe University, 22-A: 103–114, (2004).

[6] S. Chikasumi, "The physics of ferromagnetic materials (the first volume)," Soukabou publishing, (1984). (in Japanese)

輻射科学研究会資料
RS03-19

光変調器を用いたアレー型ボアホールレーダの開発

Development of array type borehole radar with optical modulators

海老原　聡

大阪電気通信大学　工学部

Satoshi EBIHARA

Osaka Electro-Communication University

s-ebihara@m.ieice.org

2004年3月18日

神戸大学

1. 序論

放射性廃棄物の地層処分の際の岩盤中き裂分布推定、石油探査の際の透水性層地中分布推定のためには、坑井周囲に存在するき裂、境界層の３次元イメージングが可能なツールの開発が求められている。

地下計測技術の１つであるボアホールレーダ[1]-[7]では、直径 10cm ほどの坑井内でレーダを使用することにより、坑井周囲に存在する物体の計測を可能にする。これまで、送受信アンテナにダイポールアンテナが使用されるので物体が存在する深度や坑井からの距離のみの計測が行われていた。しかし、１本の坑井のみを用いて、３次元的な位置・形状の計測が重要課題となってきているものの、アンテナ形状が坑井の直径に制約されるため、坑井周方向で指向性をもつボアホールレーダの開発は今日でもすすんでいる[8]-[13]。例えば、誘電体を用いることで指向性を制御する方法に関して理論的な提案がなされた[8]。また、キャビティバックドアンテナを坑井内で機械的に回転することで指向性を得る試みもある[12]-[13]。さらに、クロスループアンテナの空中における８字指向性を用いる指向性レーダも開発されている[9]。これらのシステムでは、１つのアンテナがもつ指向性を利用して、指向性ボアホールレーダを実現しようとしている。

坑井内にアンテナ素子を複数配列したアレーアンテナを用いれば指向性ボアホールレーダを実現できる可能性がある[10]。一般に、アレーアンテナを用いればアレー信号を合成することで、アンテナの機械的な回転を伴わずにアンテナ指向性の制御が可能である。しかし、坑井内にアレーアンテナがある場合には、通常用いられるフーリエ変換に基づくアレー信号処理を行ったのでは、十分な空間分解能を得ることは難しい。これはボアホールレーダで使用する波長が 0.3m ほどであるのに対し、通常 10cm ほどの坑井の直径がアレーアンテナを配列する空間を制限してしまうためである。この問題を克服するため、超解像（Super-resolution）アレー信号処理をする方法を代表者らは提案した[11]。ボアホールレーダのために変更を加えた MUSIC (Multiple Signal Classfication)法[14]によるアレー信号処理を用いることで、アレーアンテナによって地中物体を３次元的に推定することに成功した。このように、アレー型指向性ボアホールレーダでは、超解像的にアレー信号処理することが必要不可欠である。

超解像アレー信号処理に関する研究は数多く行われているが、アレー素子間に相互干渉が無く、アレー素子は無指向性であるという仮定をおいている。さらに、アンテナ以外の物体からは十分に離れていると仮定されている。実際には、アンテナ素子は大きさをもち、アンテナ素子間で相互干渉をもつ[15]-[19]。また、アンテナの近くにある散乱体はアンテナ素子の受信に対し影響を与える。文献[18]-[19]では、モーメント法[21]-[26]を用いてアンテナ素子の解析を行い、理論的かつ定量的にアンテナ素子間の相互干渉を見積もった。[20]では、MoM を用いてアンテナ相互干渉とアンテナの近くにある散乱体の影響を校正した。もしアンテナ素子が坑井のように波長に対し小さな空間に存在する場合、アンテナ素子間の相互干渉のため、超解像アレー信号処理が動作しない可能性がある。さらに、ボアホールレーダの場合、坑井の存在が一種のアンテナ近傍に存在する散乱体として働き、アンテナ素子の諸特性に影響を与える[27]-[31]。もし坑井の大きさ、坑井内部や坑井周囲の媒質定数に関する事前情報が得られれば、坑井の影響やアンテナ素子間の相互干渉をモーメント法のような方法を用いて理論的に見積もることが可能になると考えられる。坑井周囲に関する事前情報は EPT [32]、音波検層 [33]-[34]、電気検層 [33]-[34]、などの検層技術を用いれば可能である。この坑井に関する情報をアレー信号処理法に組み込むことができれば、坑井の影響を考慮した上で推定が可能になるかもしれない。

ボアホールレーダでは、坑井及び受信指向性アンテナの両方をモーメント法でモデル化することが必要である。直線状の細いワイヤ型のアンテナ、例えばダイポールアンテナはモーメント法で計算しやすいので、坑井内で使用する受信アンテナ素子として適切かもしれない。しかし、ダイポールアンテナへの給電線として金属ケーブルを使用する場合、この金属ケーブルは電磁界へ影響を与えてしまう。この問題を避ける有効な方法は金属ケーブルを光ファイバへ置き換えることである[35]-[41]。この光ファイバを使用す

る方法には２通り考えられる。まず、レーザダイオード(LD)や発光ダイオード(LED) を用いて、アンテナ給電部の受信電気信号を光信号に変換する方法がある。レーザダイオード(LD)や発光ダイオード(LED)には金属製シャーシやバッテリが必要となり、これらは新たな散乱体として働き、電磁界を乱してしまう可能性がある。光伝送するための他の方法は電気信号から光信号への変換を光変調器によって行うことである。この光変調器はニオブ酸リチウムのような結晶を用いることが考えられる[36]-[41]。この光変調器を用いたダイポールアンテナはアンテナ自体を除いて、非金属で構成できることになる。通常、光変調器は直流からギガヘルツ帯の周波数帯域をもつ。このため、複数の光変調器つきダイポールアンテナ素子を狭い空間に配列可能になり、ボアホールレーダにおける受信アレー素子として使用可能であると考えられる。

もし光変調器つき細径ダイポールアンテナを坑井内にアレー配列すれば、坑井内の複数点で電界を測定できるようになる。さらに、アレーアンテナをモーメント法によって理論モデル化することができれば、MUSIC 法のような超解像アレー信号処理を適用可能となり、目標物体の３次元位置推定が可能になるかもしれない。

本研究は光変調器付ダイポールアンテナアレー型ボアホールレーダシステムの開発を行ったものである[48]-[50]。第２章では、開発したレーダシステムについて述べる。第３章では、レーダ信号の処理法、特に、モーメント法によるアンテナの理論モデル化について述べる。第４章では、釜石鉱山で行った花崗岩中のボアホールレーダ実験の結果について述べる。最後には、MUSIC 法を用いた花崗岩中の目標物体の３次元位置推定結果を示す。

2. 試作ボアホールレーダシステム

2.1 ボアホールレーダ用光電界センサ

図１に、本研究で用いた光変調器つきダイポールアンテナのシステムの図を示す。用いた光変調器システムは NEC TOKIN 製 OEFS1 システムの改造型である。光変調器は 0.3MHz から 1GHz の周波数帯域をもち、ニオブ酸リチウムの光導波路によるマッハツェンダー型干渉器[36]-[41]を用いている。使用する光波は 1.3μm であり、アンテナから離れた場所に存在するレーザダイオードから出射される。この光波は光ファイバによってアンテナ給電点にある光変調器に参照波として入射する。ダイポールアンテナの給電点の受信電圧は光変調器中を伝搬する光波に振幅変調を与え、変調された光信号は光電界センサファイバによって、アンテナから離れたところにあるフォトダイオードに送られ、電気信号に変換される。電気信号に変換後の信号を例えばオシロスコープなどで測定すれば、ダイポールアンテナの受信信号が測定可能となる。本システムにおける重要な点は、アンテナ周囲にはアンテナ以外に金属が存在していないことである。

図２に光変調器付ダイポールアンテナの写真を示す。２つの金属ピンがダイポールアンテナの給電点と光導波路周囲にある電極を接続している。光変調器のパッケージの大きさは長さ 0.075m、幅 0.011m、厚さ 0.007m である。この大きさであれば、複数の光変調器付ダイポールアンテナ素子を直径 10cm ほどの標準的な坑井内に配列可能であることに注意されたい。

2.2 試作システム

図３に、シングルホール測定を目的とした場合の試作レーダシステムのブロック図を示す。本レーダシステムはネットワークアナライザを用いたステップ周波数レーダである。５台のダイポールアンテナを配列可能であり、それぞれのアンテナが１個の光変調器を持っている。送信アンテナに給電するため、フォトダイオードを用いて送信アンテナ給電点で光信号を電気信号に変換する[6]。フォトダイオードを駆動するため、バッテリを使用した。高周波電気信号スイッチを用いて、複数の受信アレー信号にうち１信号のみがネットワークアナライザの入力ポートに接続される。ゾンデ内にはアンテナ位置に関する情報を得るため方位計を装備した。方位計の出力信号は地表のデータロガーに光信号で伝送する。図４示すように、

ダイポールアンテナ素子は円柱状に配列する。本図にあるように、４素子は円状に配列し、主に電磁波の到来方向に関する周方向に関する推定を行う。さらに、もう１つのアンテナ素子は円アレーの下に配列し、主に到来方向で仰角に関する推定をおこなうために使用する。光変調器が付いてないダイポールアンテナは坑井の軸に対する電磁界の対象性を持たせるために配列した。この配列方法は第４章 4-4 節で示す実験で使用する。坑井内で３次元的に配列したアレーの周囲にはアンテナ自体以外の金属が存在していないことに再度注意されたい。もしレーザダイオードや発光ダイオードを用いて電気信号を光信号を変換している場合、坑井内に３次元的にアレー配列することは困難である。

2.3 光変調器と光ファイバに関するアレー素子間校正

重要なことはアレー素子間で生じる遅延時間及び相対的な振幅を精確に坑井内で測定することである。光電界センサ変調器間の感度差や遅延時間差は到来方向推定に影響を与える可能性があり、この差は実際の測定では補償されるべきである。本研究では、この変調器間の差を予備実験データを用いて補償することにする。

今、m番目$(m=1,2,\cdots,M)$の光変調器のシステムを考えることにする。図５に、光変調器 m の補正係数を測定するための実験システムを示す。このシステムの等価回路を図6(a)に示す[36], [41]。ネットワークアナライザの出力ポートの電気信号を同軸ケーブルで光変調器に入射させ、出力信号をネットワークアナライザの入力ポートで測定する。本図で、Z_{opt} は光変調器の入力インピーダンスであり、これは光変調器に依存しないと仮定する。光変調器へ入射した電気信号はV_C である。光変調器の半波長電圧を$V_{\pi,m}$ とする。ζ_m はオプティカルバイアス角である。$P_{in,m}$ は光変調器へ入射する光信号のパワーである。$\eta_{p,m}$ は光ファイバの減衰、$\eta_{mo,m}$ は光変調器の挿入損失、$\eta_{d,m}$ はフォトダイオードでの変換効率、$\eta_{s,m}$ は光変調器からの出射した光を伝送する光ファイバにおける減衰である。文献[36] と [41]を参照すると、フォトダイオードから出力される電気信号は

$$V_{r,m}=\frac{Z_a}{Z_0+Z_a}\cdot \frac{\eta_{d,m}\eta_{s,m}\eta_{mo,m}\eta_{p,m}P_{in,m}\left(1+\cos\left(\pi\frac{V_C}{V_{\pi,m}}+\zeta_m\right)\right)}{2}e^{-\gamma_a x_2} \tag{1}$$

である。ここで、 x_2 と γ_a はそれぞれ同軸ケーブルの物理長と伝搬係数である。なお、オプティカルバイアス角 ζ_m は$\pi/2$であるならば、光変調器の感度は最も高くなる。ここで、式(1)中のZ_a, Z_0 と V_C 以外のパラメータは光変調器システムmに依存していることに注意されたい。式(1)中の正弦関数はマッハツェンダー光干渉器の性質によるものである。光変調器では、入射した光信号が２つの導波路に分離され、２つの導波路間で光の位相差が生じる。この位相差がπになるとき、光変調器への入射電気信号が $V_{\pi,m}$ であることに注意。 $V_{r,m}$ が微弱で時間変動する場合、$V_{r,m}$ を V_C で偏微分することで

$$\begin{aligned}\partial V_{r,m}&=-\frac{Z_a\cdot\eta_{d,m}\eta_{s,m}\eta_{mo,m}\eta_{p,m}P_{in,m}e^{-\gamma_a x_2}}{2(Z_0+Z_a)}\frac{\pi\sin\zeta_m}{V_{\pi,m}}\partial V_C \\ &=A_m\partial V_C\end{aligned} \tag{2}$$

を得る。ここで、

$$A_m\equiv-\frac{Z_a\cdot\eta_{d,m}\eta_{s,m}\eta_{mo,m}\eta_{p,m}P_{in,m}e^{-\gamma_a x_2}}{2(Z_0+Z_a)}\frac{\pi\sin\zeta_m}{V_{\pi,m}} \tag{3}$$

である。また、半波長電圧$V_{\pi,m}$が入射電圧V_cよりもかなり大きいため、$\sin\left(\pi V_c / V_{\pi,m}\right) \cong 0$ と $\cos\left(\pi V_c / V_{\pi,m}\right) \cong 1$ を用いた。式(2)は光変調器への入射電圧V_Cとフォトダイオードの出力電圧$V_{r,m}$は比例関係にあることを示している。厳密には、オプティカルバイアス角ζ_mは温度などに依存し、パラメータA_mはわずかに時間変動する[40]。しかし、本研究では、パラメータA_mは定数と仮定する。図5に示すシステムを用いて、ネットワークアナライザの出力ポートと入力ポート間のシステム関数を測定し、同軸ケーブルに関する補正を行った後、パラメータA_m $(m=1,2,\cdots,M)$ を実験的に測定する。図6(b) に、光変調器にアンテナが接続されたときの等価回路を示す。この図より、ボアホールレーダ計測で得られた信号が$V_{r,m}$ であったとき、光変調器の感度差や光ファイバの長さなどの差を補正した上で、アンテナ素子の給電点の電圧を推定できることになる。以上では、さまざまな仮定をおいたが、この有効性については第4章における実験結果で検証することにする。

ここで注意するべきことはレーザダイオードの出力パワーは光変調器の感度に関係していることである。これはパラメータA_mが式(3)で$P_{in,m}$を含んでいるためである。このため、高い感度を得るためには、レーザダイオードの出力パワーが大きいことが必要である。レーダシステムで、1台のレーダダイオードからの出力光を1本の偏波保存光ファイバを用いて、地中のゾンデに伝送し、ゾンデ内で光カップラを用いて光を分離し、複数の光変調器へ入射させる方法が考えられる。この方法によれば、レーザダイオードの数と光ファイバの数を減らすことができる。しかし、光カップラの挿入による光信号の減衰はレーダシステムのS/N比を低下させてしまう。例えば、1 dBが光カップラの挿入よって減衰した場合、レーダシステムのS/N比は2dB低下してしまう。ボアホールレーダにおいて、探査距離を伸ばすため、高いS/N比を得ることは重要なことである。本研究のレーダシステムでは、図3に示すように、複数のレーザダイオードと複数の偏波保存ファイバを用意した。

3. アレー信号処理法

3.1 坑井内ダイポールアンテナのモーメント法解析

坑井は通常流体で満たされている。坑井の壁の存在や坑井中の流体の岩層への浸透などを考慮すると、坑井の軸に対し媒質の電磁気的なパラメータは軸対称になっていることが多い[32], [42]。この円柱状の構造はレーダの周囲に常に存在しており、レーダの測定波形に強く影響を与える[27]-[31]。これは円柱状の構造がアンテナ近傍に存在する散乱体として働くことを意味し、レーダ波形を処理する際、散乱体の影響を考慮しなければならない。図7に、坑井内中にあるダイポールアンテナアレーの理論モデルを示す。水か空気で満たされた坑井は無限に長い円柱状多層誘電体と近似できる [11], [27]-[29]。このように、アレー型ボアホールレーダでは、無限に長い円柱状多層誘電体中に複数のダイポールアンテナが存在するモデルを考える。アンテナ間の相互干渉や坑井の影響を考慮するため、坑井へ波が入射した際のダイポールアンテナの受信信号を以下のように計算しよう。

空中にある細径ダイポールアンテナの理論解析は、真空中のグリーン関数を用いたモーメント法で可能である[21]。アンテナ付近に坑井の壁などの境界が存在する場合、この境界からの散乱波もアンテナへ入射することになる。この場合、散乱波の影響をモーメント法のインピーダンス行列に組み込む必要がある。もし散乱源が球状多層媒質、円柱状多層媒質や平面状多層媒質であるならば、境界面からの散乱波の影響を組み込んだグリーン関数の解析解を得ることができる。真空中のグリーン関数の代わりに、散乱体の影響を組み込んだグリーン関数をもちいれば、散乱体の影響を組み込んだ上でモーメント法解析を行うことができる[23]。プリント基板上のアンテナや地表面上のアンテナの解析など、アンテナの近くに散乱体がある場合のモーメント法解析した例は多い [24]-[26]。本研究のように円柱状構造の場合でモーメント法解析を行った例は少ないのであるが、円柱状多層構造のためのグリーン関数の解析解を導入すれば計算が可能である。

今、図7のようなダイポールアレーを考える。垂直ダイポールアンテナが円柱状に配列されており、$\rho = b$

and $\phi=\phi_m$ $(m=1,2,\cdots,M)$に存在している。第 m 番目のダイポールアンテナを Lセグメントに等分割し、図8に示すように、座標 $z=z_{1,m},z_{2,m},\cdots,z_{l,m}\cdots,z_{L,m}$ における電流を複素数 $I_{1,m},I_{2,m},\cdots,I_{l,m}\cdots,I_{L,m}$ で与える。本研究では、リッチモンドのモーメント法を採用する。本方法では、ガラーキン法を使用し、部分領域の正弦関数を使用する[22]。ダイポールアンテナの直径は $2a$ であり、この直径は細線近似が可能なくらい小さいとする。アンテナ給電点にはデルタギャップモデルを使用する。モーメント法における基底関数及び試験関数は同一であり、

$$f_{l,m}(z)=\frac{\sin k_1(\Delta l-|z-z_{l,m}|)}{\sin k_1\Delta l} \tag{4}$$

である。このとき、次に示すような線形方程式を得る。

$$\sum_{l=1}^{L}\sum_{m=1}^{M}I_{l,m}Z_{(i,j),(l,m)}=V_{i,j} \qquad (i=1,2,\cdots,l_{j-1},l_{j+1}\cdots,L,j=1,2,\cdots,M) \tag{5}$$

$$\sum_{l=1}^{L}\sum_{m=1}^{M}I_{l,m}Z_{(i,j),(l,m)}+I_{i,j}Z_j^l=V_{i,j} \qquad (i=l_j,j=1,2,\cdots,M) \tag{6}$$

ここで、

$$Z_{(i,j),(l,m)}=-\int_{z_{l-1,m}}^{z_{l+1,m}}f_{i,j}(z)E_z^{(l,m)}(\phi_j,z_{i,j})dz, \tag{7}$$

$$E_z^{(l,m)}(\phi,z)=-j\omega\mu_0\int_{z_{l-1,m}}^{z_{l+1,m}}G_d(\phi,z,\phi_m',z')f_{l,m}(z')dz', \tag{8}$$

$$V_{l,j}=\int_{z_{l-1,j}}^{z_{l+1,j}}f_{i,j}(z')E_z^{inc}(\phi_j,z;\theta,\varphi)dz \tag{9}$$

である。第 m 番目のダイポールアンテナの給電点は $z_{l_m,m}$ にあるとする。ここで、l_m は給電点が存在するグリッドのインデックスである。第 m 番目のダイポールアンテナの給電点に光変調器がついているならば、$Z_m^l=Z_{opt}$ である。また、開放端であるならば、Z_m^l は非常に大きな値ととるものとする。光変調器の入力インピーダンス Z_{opt} としては 1 pF を使用する。

以上の定式化では、グリーン関数 G_d を除いて、細径直線アンテナが空気中にある場合のモーメント法解析[21]-[23]と同様であることに注意されたい。グリーン関数 G_d はダイアディックグリーン関数から以下のようにして導出できる。今、N 層の円柱状層を考える。この層では、境界が $\rho=a_i(i=1,2,\cdots,N-1)$ に存在するとする。グリーン関数における波源は z 方向に向いた微小ダイポールとし、円柱座標で $\mathbf{r}'=(\rho',\phi',z')$ に存在しているとする。観測点は $\mathbf{r}=(\rho,\phi,z)$ に存在し、界の z 成分が観測される。本研究で考えている円柱状に配列されたダイポールアレーでは、$\rho=b$ かつ $\rho'=b$ である。アンテナは z 軸付近にあるので、波源と観測点は最も内側の層にあると仮定する。すなわち、$\rho'<a_1$ かつ $\rho<a_1$ である。ダイアディックグリーン関数から展開することで、$G_d(\phi,z,\phi',z')$ として

$$G_d(\phi,z,\phi',z')=G_{di}(\phi,z,\phi',z')+G_{ds}(\phi,z,\phi',z') \tag{10}$$

を得る。ここで、

$$G_{di}(\phi,z,\phi',z')=(1+\frac{1}{k_1^2}\frac{\partial^2}{\partial z^2})\frac{e^{-jk_1|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}(\phi\neq\phi'), \tag{11}$$

$$G_{ds}(\phi,z,\phi',z')=\frac{-j}{8\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}dk_z\frac{J_n(k_{1\rho}\rho')J_n(k_{1\rho}\rho)f_n(z,\phi;z',\phi')}{(k_1k_{1\rho})^2}\bar{\mathbf{D}}_1\cdot\bar{\bar{\mathbf{R}}}_{1,2}\cdot\bar{\mathbf{D}}_1'^T \tag{12}$$

であり、

$$\bar{\mathbf{D}}_1=\left[k_{1\rho}^2,0\right] \tag{13}$$

$$f_n(z,\phi;z',\phi')=e^{-jn(\phi-\phi')-jk_z(z-z')} \tag{14}$$

$$\bar{\mathbf{D}}_1'=\left[k_{1\rho}^2,0\right] \tag{15}$$

である。また、 $k_{i\rho}=\sqrt{k_i^2-k_z^2}(i=1,2,\cdots,N)$ である。 k_i は i 番目の層における平面波の波数である。Tは行列の転置を表す。式(12)では、$\rho'\leq\rho$ と仮定した。$\bar{\bar{\mathbf{R}}}_{1,2}$は2×2行列であり、行列の要素は円柱状境界からの反射係数である。もし$(\phi=\phi')$であるならば、式(11)のかわりに、

$$G_{di}(\phi,z,\phi',z')=(1+\frac{1}{k_1^2}\frac{\partial^2}{\partial z^2})\frac{e^{-jk_1\sqrt{(z-z')^2+a^2}}}{4\pi\sqrt{(z-z')^2+a^2}}(\phi=\phi') \tag{16}$$

を使用する。波源と観測点の間隔が近いとき、すなわち $\mathbf{r}=\mathbf{r}'$ の状態に近いとき、ダイポールアンテナ半径 a を無視することはできない。式(16)では、半径 a を含んでいることに注意。

式(9)で示す電圧の計算は以下のように行う。今、図9に示すように、平面波が仰角 θ 、方位角 φ をもって xz 平面方向に伝搬すると仮定する。もっとも内側の層の (ρ,ϕ,z) における電磁界の z 成分は

$$\begin{bmatrix}E_z^{inc}(\phi,z;\theta,\varphi)\\H_z^{inc}(\phi,z;\theta,\varphi)\end{bmatrix}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}e^{-jk_zz}e^{-jn(\phi-\varphi)}J_n(k_{i\rho}\rho)\mathbf{a}_1, \tag{17}$$

となる。ここで、

$$k_z=-k_N\cos\theta, \tag{18}$$

$$\mathbf{a}_{i-1}=(\mathbf{I}-\bar{\mathbf{R}}_{i-1,i}\bar{\bar{\mathbf{R}}}_{i-1,i-2})^{-1}\cdot\bar{\mathbf{T}}_{i,i-1}\mathbf{a}_i, \tag{19}$$

$$\mathbf{a}_N=\sin\theta\begin{bmatrix}E_0(-j)^{-n}\\H_0(-j)^{-n}\end{bmatrix}. \tag{20}$$

である。反射行列 $\mathbf{R}$ と 透過行列 $\mathbf{T}$ は付録で与える。もしTM波が円柱状層に入射するならば、H_0 は0

であり、E_0は電界の強さに等しい。ここで、TM波は磁界がz軸に対して横波となっている。

一度、式(7)で全てのインピーダンスが計算されると任意の θ と φ を持ってアレーへ平面波が入射したときの各アンテナにおける受信電圧を計算できる。

3.2 3次元位置推定のための問題定式化

文献[18]と[20]で示されているとおり、アレーアンテナのモードベクトルが相互干渉やアンテナ近傍の散乱体の影響を含んでいるとき、本研究で考えている状況で推定が可能となる。本節では、モードベクトルがモーメント法の計算結果から計算されることを示し、MUSIC法を導入するための定式化を行う。

文献[11]によれば、坑井内ダイポールアレーを用いた3次元位置推定が可能となる。本研究と文献[11]に述べられているアルゴリズムとの相違はただ1点だけであり、それはモードベクトルに関することである。文献[11]では、導体円柱に対して平面波入射した際の解析界を用いてモードベクトルが形成される。本研究ではダイポールアレーアンテナが使用されているので、これにあわせてモードベクトルも変更される必要がある。前節の解析結果を用いて、モードベクトルが形成される。

今、d 個の平面波がアレーアンテナに入射するとする。周波数領域でH点の周波数で測定を行う。光変調器が付いているダイポールアンテナの数を M'とする。周波数 f_h におけるm番目の素子で受信したデータを$x_{h,m}$ $(h=1,2,\cdots,H, m=1,2,\cdots,M')$とする。$HM'$次元のベクトルを

$$\mathbf{y}=\mathbf{Bs}+\mathbf{m} \tag{21}$$

と定義する。ここで、

$$\mathbf{B}=\left[\mathbf{b}(t_1,\theta_1),\mathbf{b}(t_2,\theta_2),\cdots,\mathbf{b}(t_d,\theta_d)\right], \tag{22}$$

$$\mathbf{y}=\begin{bmatrix}\mathbf{x}_1\\ \mathbf{x}_2\\ \vdots\\ \mathbf{x}_H\end{bmatrix},\ \mathbf{s}=\begin{bmatrix}s_1\\ s_2\\ \vdots\\ s_d\end{bmatrix},\ \mathbf{b}(t_k,\theta_k)=\begin{bmatrix}\mathbf{a}_1(t_k,\theta_k)\\ \mathbf{a}_2(t_k,\theta_k)\\ \vdots\\ \mathbf{a}_H(t_k,\theta_k)\end{bmatrix}, \tag{23}$$

$$\mathbf{x}_h=[x_{h,1},x_{h,2}\cdots,x_{h,M'}]^T, \tag{24}$$

$$\mathbf{a}_h(t_k,\theta_k)=[v_{h,1}(\theta_k)e^{-j2\pi f_h t_k},v_{h,2}(\theta_k)e^{-j2\pi f_h t_k},\cdots, v_{h,M'}(\theta_k)e^{-j2\pi f_h t_k}]^T. \tag{25}$$

である。$s_k(k=1,2,\cdots,d)$はそれぞれの入射した波の振幅であり、複素数で表される。HM'次元ベクトル $\mathbf{m}$ は雑音を示す。波の到来方向推定だけでなく到達時刻の推定を行うため、$\mathbf{y}$は複数の周波数のデータを含んでいることに注意されたい[44]。$v_{h,j}(\theta_k)$はモーメント法解析の結果から次に示す方法で形成する。平面波が仰角 $\theta_k=[\theta_k,\varphi_k],(k=1,2,\cdots,d)$ をもってアレーアンテナに入射するとき、m 番目のダイポールアンテナ受信電圧は

$$v_{h,j}(\theta_k)=I_{l_j,j}Z_j^t(j=1,2,\cdots M', M'\le M). \tag{26}$$

と与えられる。上記の理論値は前節で示されたように周波数 f_h の場合でモーメント法で計算されることに注意されたい。上記の式によって、アレー信号処理においてモーメント法解析の結果が取り込まれていることは重要である。以上によって、相互干渉とアンテナ近傍にある散乱体の影響をアレー信号処理でどのように考慮するかを示した。

アレー信号の共分散行列は

$$\mathbf{R} = E\left[\mathbf{y}\mathbf{y}^H\right]. \tag{27}$$

で定義される。共分散行列の固有値問題を解いたあと、MUSIC法を適用する。ここで、レーダ計測の場合、固有値問題を解く前に、信号相関抑圧の前処理を行うことが不可欠である。本研究では文献[11]と同様、TCT (Two-sided correlation transformation) アルゴリズム[45]を適用する。MUSIC法の評価関数は

$$P_{music}(t,\theta) = \frac{\mathbf{b}^H(t,\theta)\mathbf{b}(t,\theta)}{\mathbf{b}^H(t,\theta)\mathbf{E}\mathbf{E}^H\mathbf{b}(t,\theta)}, \tag{28}$$

の形で与えられる。ここで、E は $HM'\times(HM'-d)$ 行列であり、その行列の列は $(HM'-d)$ 個の供分散行列の雑音ベクトルである。この後、文献 [11] のように、式(28)を用いて、物体の３次元散乱中心を推定可能である。

4. 実験結果

4.1 土中にアンテナがある場合の実験データと理論解析結果との比較

図 10 に示すように、実験は東北大学構内にある実験場で行った。この実験場では、坑井と空洞が 0.9m の間隔で存在している。空洞中に垂直偏波を放射する送信アンテナであるキャビティバックドスロットアンテナを設置した。また、受信用として、光変調器がついた２個のダイポールアンテナを坑井内に並列して設置した。

モーメント法を用いてアレーアンテナを解析するため、電磁気パラメータとして $\varepsilon_{r1}=1$, $\sigma_1=0$, $\varepsilon_{r2}=20$, $\sigma_2=0.01$ S/m, $2a_1=0.11$ m, $2a=1$ mm, $2b=0.07$ m, $l=1.5$ m を用いた。また、TM 波が $\theta=\tan^{-1}(0.9\text{m}/0.7\text{m})$ の仰角を持って波がアレーへ入射するというモデルを用いた。式(9)と(17)にある電圧を計算するため、方位角 φ はアンテナの幾何学的な配置から決める。

図 11 に、実験において２つのダイポールアンテナ間で生じた相対的な振幅と位相を示す。２信号間のコヒーレンスも計算した。この解析結果はクロススペクトル解析である Blackman-Tukey method [46], [47] を用いて行った。この方法を用いて時間領域信号 $x(t)$のパワースペクトル S_{xx} と時間領域信号 $x(t)$ と $y(t)$ の間のクロススペクトル S_{xy} が推定される。２つのアレー信号間の相対的な振幅 $|H(\omega)|$ は

$$|H(\omega)| = \left|\frac{S_{xy}(\omega)}{S_{xx}(\omega)}\right|$$

で推定する。位相 $\theta_{xy}(\omega)$ とコヒーレンス coh^2 は

$$\theta_{xy}(\omega) = \arg(S_{xy}(\omega))$$

と

$$coh^2(\omega) = \frac{\left|S_{xy}(\omega)\right|^2}{S_{xx}(\omega)S_{yy}(\omega)},$$

と推定される。図ではモーメント法で計算された振幅と位相が付け加えられてる。モーメント法解析の結

果は周波数 50MHz と 250MHz で実験データとよく一致している。これら2個のアレー素子間の相対的な振幅と位相は波の到来方向の情報を持っていることに注意されたい。また、振幅と位相はアンテナ素子間の相互干渉や坑井の影響も受けているはずである。図 11 では、モーメント法は光変調器がついたダイポールアンテナのモデリングを行えていることを示している。波の到来方向は未知であっても、アレー信号をモーメント法解析結果を用いて処理すれば、波の到来方向を推定できる可能性がある。50-250MHz 以外ではコヒーレンスが低い。このため、振幅と位相で、実験値と理論値の差が生じている。

4.2 土中にある物体に対する単一坑井を用いた3次元位置推定

前節で行った実験場で、図 12 のように今度は光変調器がついた4本のダイポールアンテナと送信アンテナ同一坑井に設置した。受信信号を図 13 に示す。送信アンテナからの直接波は 75 ns 付近に存在している。100 ns 付近に到来する波は空洞に金属板を置いた場合と置かない場合とで変化することを確認した。したがって、100 ns に到来する波は空洞の壁面からの反射波である。

MUSIC 法におけるモードベクトルは前節で示したモーメント法解析結果を用いて形成した。図 14 に目標物体の3次元位置推定結果を示す。この3次元空間で MUSIC 法の評価関数値が大きくなる場所のみを不透明になるようにした。図中、"Estimated position"が MUSIC 法の評価関数が最大となる場所であり、この場所に物体の位置が推定されたと考えることができる。空洞の真の位置が白色のフレームで示されている。レーダで推定された位置は真の空洞位置の下になったが、方位角と距離は真の位置に近いといえる。

4.3 花崗岩にアンテナがある場合の実験データと理論解析結果との比較

第2の実験は、2002 年 3 月、岩手県釜石鉱山内の花崗岩中で行った。坑井には水が満たされており、これは通常の坑井によくある状況である。アンテナ周囲にある水の層は使用する電磁波波長に対し小さくなるが、水の層がアンテナ特性に影響を与える可能性がある[28]。さらに、クラッターも存在している。このような状況でも、モーメント法解析の結果が正しく実験結果をモデリングできているかを確認することは重要である。光変調器がついたダイポールアレーと方位計などは FRP (fiber-reinforced plastics) ベッセルに内蔵される。図 15 に示すように、ダイポールアレーは受信アンテナとして KR4 井も挿入した。ダイポールアレー素子の配置は図4と似た配置とし、円状にダイポールアンテナ3素子を配列した。送信アンテナとして、KR4 坑井から 11m 離れた位置にある KR2 井にダイポールアンテナ1個を配置した。図 16 はダイポール素子2と3で受信された信号を示す。送信アンテナは KR2 井戸の深度5mで固定した。本図では、時刻 120 ns 付近に送信アンテナからの直接波が存在している。図 17 に、受信信号に関し、アンテナ素子間で生じる振幅と位相差をクロススペクトル解析の結果を示す。モーメント法解析のモデルでは、ε_{r1}=1, $\sigma_1=0$, $\varepsilon_{r2}=80$, $\sigma_2=0$, $\varepsilon_{r3}=10$, $\sigma_3=0.001$ S/m, $2a_1=0.09$ m, $2a_2=0.11$ m, $2a=1$ mm, $2b=0.07$ m, $l=0.2$ m, $\Delta l=0.045$m を用いた。式(9)と(17)における電圧を計算するため、方位計のデータと送受信アンテナの位置の幾何学的な配置から $\theta=0°$ と φ を計算し、使用した。モーメント法の解析結果は周波数 150MHz 以下の帯域で実験結果とよくあうことがわかる。この字事実はモーメント法の結果と試作したレーダシステムが入射波の到来方向を推定できる可能性があることを示している。周波数 150MHz 以上でのモーメント法解析と実験データとの相違は低 SNR によるコヒーレンスの低下によってもたされたといえる。

4.4 花崗岩中にある物体に対する単一坑井を用いた3次元位置推定

最後に、花崗岩にある境界層の反射点の3次元的な位置の推定を行う。アンテナ素子間の相互干渉や坑井の存在にもかかわらず、適切に3次元位置を推定できることを確認することが必要である。図 18 に示すように、釜石鉱山の KR4 井で送受信アンテナを同一坑井に挿入するシングルホール計測を行った。ゾンデには受信用ダイポールアンテナ素子の配置は図4と同様である。図 19 はダイポールアンテナ 1 で受

信された時間領域波形である。送信アンテナ給電点での励振波は周波数 100MHz-300MHz の帯域をもつガウスパルスと仮定した。図 19 では、送信アンテナからの直接波が 7 ns 付近に到達しているので、地中物体からの散乱波を検出することは難しい。直接波成分を抑圧するため、深度方向の平均波形を各深度波形から減算した。本図では、時刻 10 ns 以降にき裂や境界層などからの反射波をみることができる。特に、"Reflection from targets"で示される信号成分は境界層からの反射波である。この境界層はボアホールスキャナーのイメージでも見られる。ここで、ボアホールスキャナーとは坑井の壁の光学写真である。

深度 6.6 m の深度で測定されたアレー信号を用いて、目標物体の3次元位置の推定を試みる。図 21 に、MUSIC 法の3次元推定結果を示す。本推定では、前節で示したパラメータを用いてモーメント法解析を行った結果をモードベクトルの形成で使用した。図 21 では、2ヶ所で推定値が大きくなるところが見られる。1つはボアホールスキャナーで確認された境界層の近くにある。もう1つは送信アンテナと受信アンテナを結ぶ線分上にあり、これは送信アンテナからの直接波によるものである。

境界層での反射に関しては、図 22 のように考えることができる。ここで、境界層は平面状反射物体と仮定し、送信アンテナから放射された波はその平面状物体で反射されると考える。また、反射点はアンテナから十分に遠く離れていると考え、平面波が反射点で反射すると考える。この仮定は本実験の場合は成立していないが、ここでは大雑把な推定のためこの仮定を用いる。ボアホールスキャナーイメージから境界層の走向と傾斜を求めることができるので、図 22 に示すモデルを考えることができる。ボアホールスキャナーから境界層の走向は$\varphi=30°$及び傾斜は22°と推定した。これらの値から、受信アンテナが深度 6.6 m にあるとき、反射点は $(x,y,z)=(-0.07\text{m},-0.19\text{m},-1\text{m})$ にあると考えることができる。この反射点は方位角で $\varphi=249°$ であり、仰角で$\theta=168°$である。一方、図 21 に示す MUSIC 法の評価関数は $(x,y,z)=(-0.5\text{m},-0.15\text{m},-0.9\text{m})$ で最大値をもち、これがレーダによって推定された反射点である。この点は方位角 $\varphi=195°$ 、仰角 $\theta=150°$ に対応する。ボアホールスキャナーとレーダの推定結果の間には差があるが、レーダの推定結果はおおよそ妥当といえる。両推定の差の理由はいくつか考えられる。例えば、粗い表面をもつような場合、境界層を平面的な反射物体とモデル化することは正確でないかもしれない。また、アンテナと物体の距離が十分に離れていないことも誤差を増大させるかもしれない。

図 19 に示す深度 6.6m で測定された時間領域波形を観察すると直接波成分のパワーは 74dB であり、物体からの反射波成分は 60dB である。ここで、信号のパワーは雑音のパワーで正規化されている。すなわち、雑音成分のパワーを 0dB と定義している。雑音電力の抑圧するため、ネットワークアナライザのアベレージング機能と周波数領域測定におけるシステム周波数帯域幅の変更機能を利用することが可能である。光変調器の感度は一般によくないが、ネットワークアナライザで周波数領域測定を行っていることを利用し SNR を十分に改善できることに注意されたい。

5. 結論

本研究では、光変調器を用いた指向性ボアホールレーダの開発を行った。光変調器用いたダイポールアンテナを用いて、坑井内の3次元空間の複数点で電界の測定を行うことができる。第4章1節及び3節で述べたように、実験データがモーメント法解析結果とよく一致したことは意義深い。これは坑井内における電磁界の空間的な変化を光変調器付きダイポールアンテナで精確に測定できたことを示す。この空間的な変化を利用すれば、MUSIC 法などのアレー信号処理を行うことで波の到来方向の推定が可能になる。本研究では、実際に、花崗岩中で、物体上の反射点の3次元位置の推定を試みた。その結果、坑井から数十 cm 離れた反射点の3次元位置の推定において妥当な結果を得ることができた。

参考文献

[1] W. T. Holser, R. J. S. Brown, F. A. Roberts, O. A.Fredriksson and R. R. Unterberger, "Radar logging of a salt dome," *Geophysics*, vol. 37, pp. 889-906, Oct. 1972.

[2] H. Nickel, F. Sender, R. Thierbach and H. Weichart, "Exploring the interior of salt domes from boreholes," *Geophysical Prospecting*, no. 31, pp.131-148, 1983.
[3] D. L. Wright and R. D. Watt, and E. Bramsoe, "A short-pulse electromagnetic transponder for hole-to-hole use," *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. GE-22, No. 6, pp. 720 -725, November 1984.
[4] J. A. Bradley and D. L. Wright, "Microprocessor-based data-acquisition system for a borehole radar," *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. GE-25, No. 4, pp. 441 -447, July 1987.
[5] O.Olsson, L.Falk, O.Forslund, L.Lundmark, and E.Sandberg, "Borehole radar applied to the characterization of hydraulically conductive fracture zones in crystalline roc," *Geophys. Prospecting*, vol.40, no.2, pp.109-142, 1992.
[6] T.Miwa, M.Sato, and H.Niitsuma, "Subsurface fracture measurement with polarimetric borehole radar," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol.37, no.2, pp.828-837, March 1999.
[7] T.Miwa, M.Sato, and H.Niitsuma, "Enhancement of reflected waves in single-hole polarimetric borehole radar measurement," *IEEE Transactions on Antenna and Propagation*, Vol.48, No.9, pp. 1430-1437, September 2000.
[8] R. J. Lytle and E. F. Laine, "Design a miniature directional antenna for geophysical probing from boreholes," *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. GE-16, No.4, pp. 304-307, October 1978.
[9] E.Mundary, R.Thierbach, F.Sender and H.Weichart, "Borehole radar probing in salt deposits," in *Sixth Int. Sym. on salt*, vol.1, Toronto, Canada, 1983.
[10]M. Sato and T. Tanimoto, "A Shielded loop array antenna for a directional borehole radar," in *Fourth Int. Conf. GPR, Geological Survey of Finland*, Special Paper 16, Rovaniemi, Finland, June 1992, pp. 323-327.
[11]S. Ebihara, M. Sato, and H. Niitsuma, "Super-resolution of Coherent Targets by a Directional Borehole Radar," *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol.38, No.4, pp. 1725 -1732, July, 2000.
[12]C. W. Moulton, D. L. Wright, S. R. Hutton, D. von G. Smith, and J. D. Abraham, "Basalt-flow imaging using a high-resolution directional borehole radar," in *Ninth International conference on ground penetrating radar*, Santa Barbara, California, USA, April 2002, pp. 13-18.
[13]K. W. A. van Dongen, *A directional borehole radar system for subsurface imaging*, Delft University Press, Delft, The Netherland, 2002.
[14]R. O. Schmidt, "Multiple emitter location and signal parameters estimation," *IEEE Trans. Antennas Propagation.*, vol.AP-34, pp.276-280, Mar. 1986
[15]I. J. Gupta and A. A. Ksienski, "Effects of mutual coupling on the performance of adaptive arrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 785-791, Sept. 1983.
[16]H. Steyskal and J. S. Herd, "Mutual coupling compensation in small array antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 38, No.12, pp.1971-1975, Dec. 1990.
[17]B. Friedlander and A. J. Weiss, "Direction finding in the presence of mutual coupling," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, Mar. 1991.
[18]K. M. Pasala and E. M. Friel, "Mutual coupling effects and their reduction in wideband direction of arrival estimation," *IEEE Trans. Aerospace Electron. Svst.*, vol. 30, pp. 1116-1122, October 1994.
[19]R. S. Adve and T. K. Sarkar, "Compensation for the effects of mutual coupling direct data domain adaptive algorithms," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol.48, no.1, pp.86-94, January 2000.
[20]K. Kim, T. K. Sarkar and M. S. Palma, "Adaptive processing using a single snapshot for a nonuniformly spaced array in the presence of mutual coupling and near-field scatters," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 50, no.5, pp.582-590, May 2002.
[21]R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Method*, New York:The Macmillian, 1968.
[22]J. H. Richmond, and N. H. Gery, "Mutual impedance of Nonplanar-skew sinusoidal d ipoles," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol.AP-23, no.3, pp.412-414, May 1975.
[23]K. Sawaya, "Numerical techniques for analysis of electromagnetic problems," *IEICE Trans. Commun.*, vol. E83-B, no.3, March 2000.
[24]H. Nakano, S. R. Kerner and N. G. Alexopoulos, "The moment method solution for printed wire antennas of arbitrary configuration," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 36, No. 12, pp. 1667- 1674, Dec. 1988.
[25]R. Li and H. Nakano "Numerical analysis of arbitrary shaped probe-excited single-arm printed wire antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 46, No. 9, pp. 1307- 1317, Sep. 1998.
[26]T. J. Cui, and W. C. Chew, "Modeling of arbitrary wire antennas above ground," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 38, no. 1, pp. 357- 365, January 2000.
[27]M. Sato and R. Thierbach, "Analysis of a borehole radar in cross-hole mode," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 29, No. 6, pp. 899 -904, . Nov. 1991.

[28]S. Ebihara, M. Sato, and H. Niitsuma, "Analysis of a guided wave along a conducting structure in a borehole," *Geophysical prospecting*, 46, pp.489-505, 1998.
[29]T. B. Hansen," The far field of a borehole radar and its reflection at a planar interface," *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol.37, No.4, pp. 1940 -1950, July, 1999.
[30]F. L. Teixeira and W. C. Chew, " Finite-difference computation of transient electromagnetic waves for cylindrical geometries in complex media," *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol.38, No.4, pp. 1530 -1543, July, 2000.
[31]S. Liu and M. Sato, "Electromagnetic logging technique based on borehole radar," *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 40, No. 9, pp. 2083 -2092, Sep 2002.
[32]W. C. Chew and S. C. Gianzero, "Theoretical investigation of the electromagnetic wave propagation tool," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol.GE-19, no.1, pp. 1 - 8, January 1981.
[33]W. M. Telford, L P. Geldart, R. E. Sheriff and D. A. Keys, *Applied Geophysics*, Cambridge; Cambridge University Press, 1976.
[34]S. J. Pirson, *Geologic well log analysis*, Houston; Gulf Publishing Company, 1970.
[35]R. B. Childs and V. A. O'byrne, "Multichannel AM video transmission using a high-power : YAG laser and linear external modulator," *IEEE Jounal on Selected Areas in Communications*, Vol. 8, No. 7, pp.1369-1376, September 1990.
[36]N.Kuwabara, K.Tajima, R.Kobayashi, F.Amemiya, "Development and analysis of electrical field using LiNbO3 optical modulator," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, Vol.34, No.4, pp.391-396, November, 1992.
[37]M. Kanda, "Standard probes for electomagnetic field measurements," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 41, no. 10, pp.1349-1364, Oct. 1993.
[38]M. Kanda, "Standard antennas for electromagnetic interference measurements and methods to calibrate them," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.36, no.4, pp. 261-273, November, 1994.
[39]A. Sugiura, N. Kuwabara and T. Iwasaki, "Current topics of microwaves EMI and measurements," *IEICE Trans. Commun.*, vol.E-80-B, no.5, May 1997.
[40]O. Ogawa, T. Sowa and S. Ichizono, "A guided-wave optical electric sensor with improved temperature stability," *Journal of lightwave technology*, vol. 17, no. 5, May 1999.
[41]K. Tajima, R. Kobayashi, N. Kuwabara and M. Tokuda, "Improving design method for sensitivity and frequency response of E-field sensor using a Mach-Zehnder interferometer," *IEICE Trans. Electron.*, vol.E83-C, no.3, March 2000.
[42]W. C. Chew, *Waves and Field in Inhomogeneous Media*, New York, IEEE Press, 1995.
[43]C. Tai, *Dyadic green functions in electromagnetic theory*, New York, IEEE Press, 1994
[44]Y. Ogawa, N. Hamaguchi, K. Ohshima, and K. Itoh, "High-resolution analysis of indoor multipath propagation structure," *IEICE Trans. Commun.*, vol. E78-B, no. 11, pp. 1450-1457, Dec. 1995.
[45]S. Valaee and P. Kabal,. "Wideband array processing using a two-sided correlation transformation," *IEEE Trans. Signal Processing*, vol.43, pp. 160-172, 1995.
[46]S. M. Kay, *Modern spectral estimation*, Printice Hall, 1988.
[47]C. W. Therrien, *Discrete random signals and statistical signal processing*, Printice Hall, 1992.
[48] S.Ebihara, "Directional borehole radar with dipole antenna array using optical modulators," *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, vol. 42, no. 1, pp. 45-58, January 2004.
[49] S. EBIHARA and W. C. CHEW, "Calculation of Sommerfeld Integrals for Modeling Vertical Dipole Array Antenna for Borehole Radar," *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E86-C, No.10, pp. 2085-2096, Oct. 2003.
[50] S.Ebihara, "Blind Separation for Estimation of Near-surface Interface by GPR with Time-Frequency Distribution" *IEICE Trans. Communications*, Vol.E86-B, No.10, pp. 3071-3081, Oct. 2003

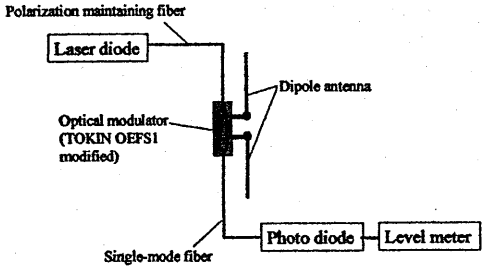


Fig. 1. Configuration of the dipole antenna with the optical modulator using a Mach-Zehnder interferometer.

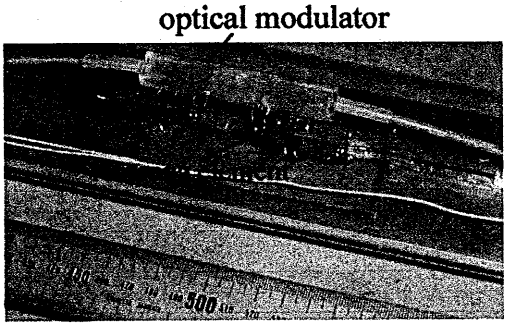


Fig. 2. Optical modulator using a Mach-Zehnder interferometer and dipole antenna.

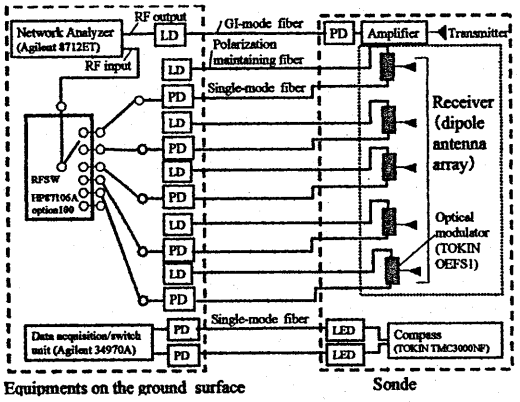


Fig. 3. Radar system block diagram for single-hole measurement.

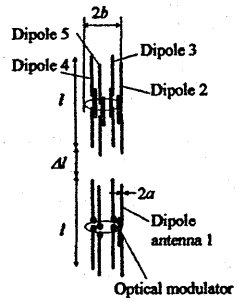


Fig. 4. Arrangement of dipole antennas. Only five dipole antennas of the dipole antennas are connected to optical modulators.

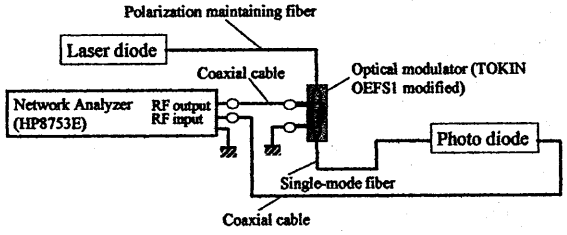


Fig. 5. Measurement system for calibration.

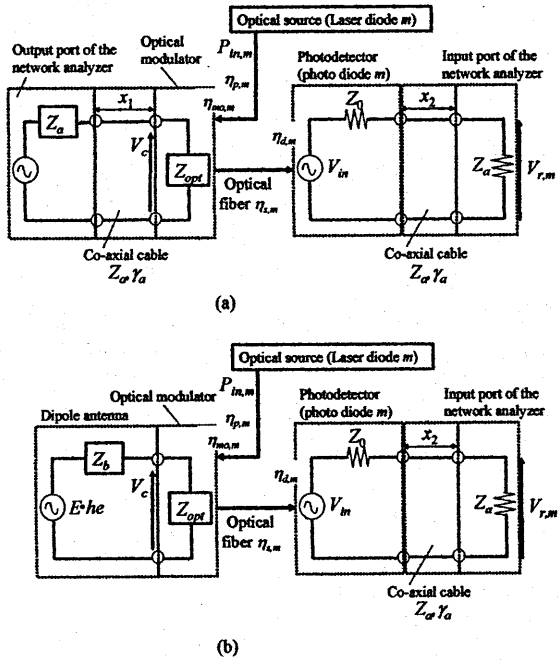


Fig. 6. Equivalent circuit.
(a) Equivalent circuit of the calibration in Fig. 5. (b) Equivalent circuit, when a dipole antenna is connected to a optical modulator as shown in Fig. 2.

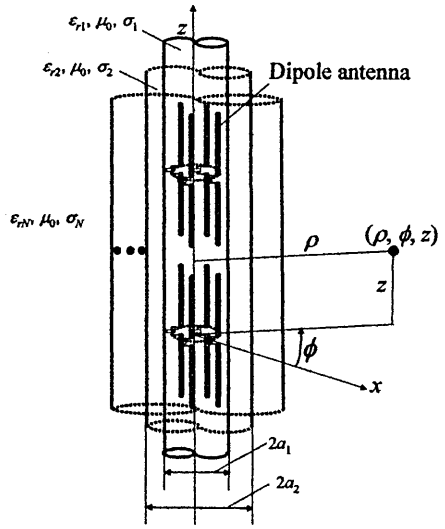


Fig. 7. Theoretical model of the dipole antenna array in a borehole.

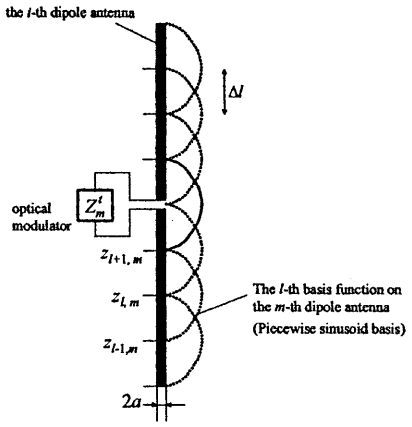


Fig. 8. Basis function used in the MoM

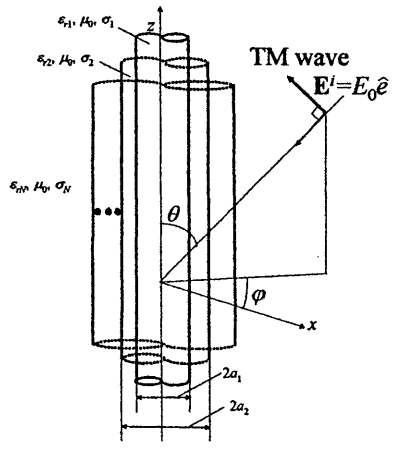


Fig. 9. TM wave incident on multiple cylindrical layers.

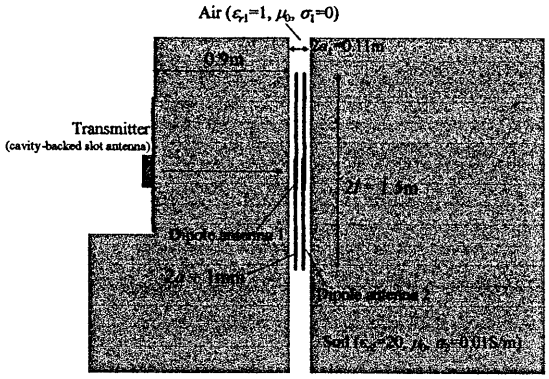
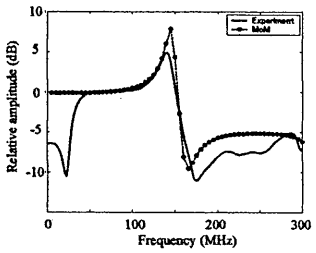
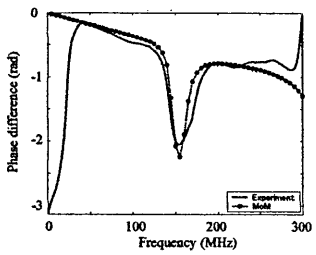


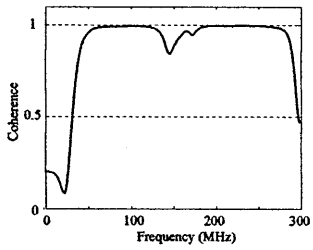
Fig. 10. Experiment to transmit a wave to the dipole array in the ground from outside the borehole.



(a)



(b)



(c)

Fig. 11. Comparison between MoM and cross-spectrum. Experiments in the ground. (a) Relative amplitude. (b) Relative phase. (c) Coherence of the received signal.

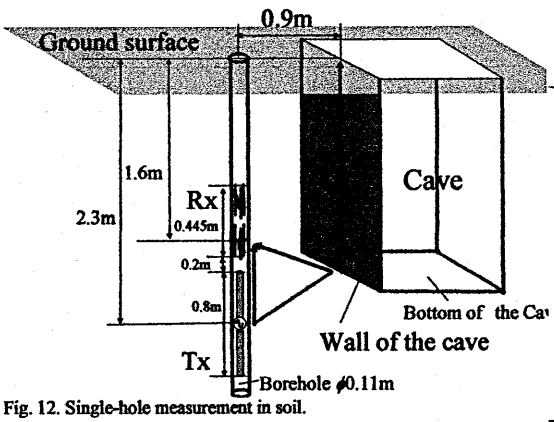


Fig. 12. Single-hole measurement in soil.

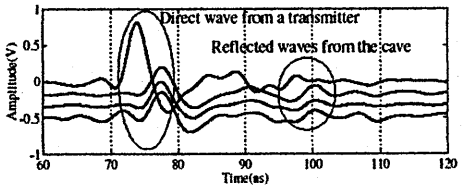


Fig. 13. Time domain signals in the single-hole measurement in soil.

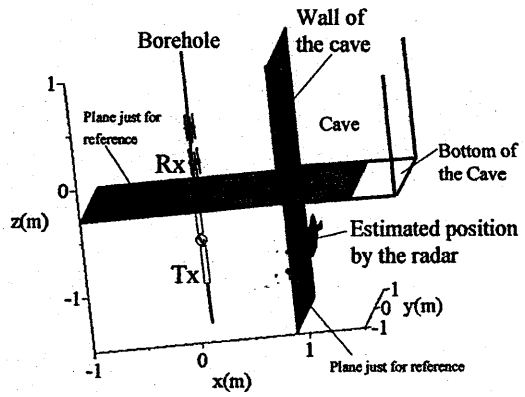


Fig. 14. 3-D estimation in the single-hole measurement in soil.

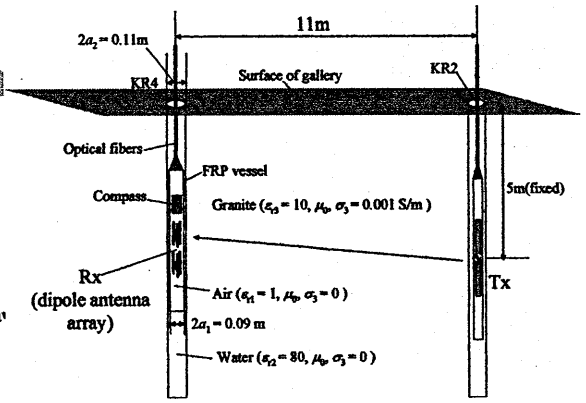


Fig. 15. Experiment to transmit a wave to the dipole array in granite from outside the borehole in Kamaishi mine, Japan.

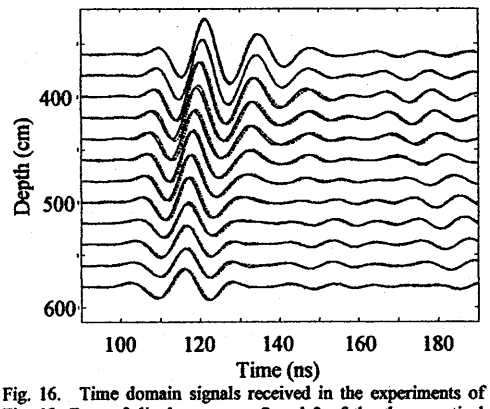
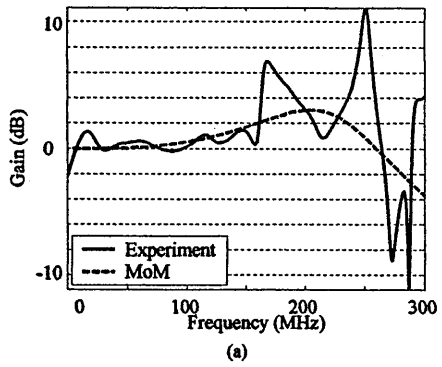
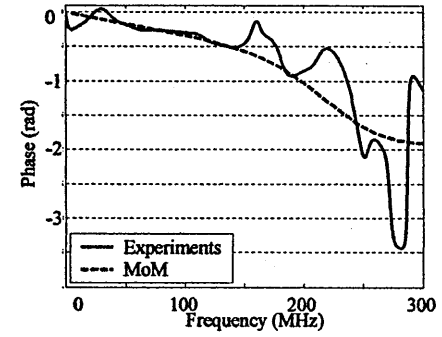


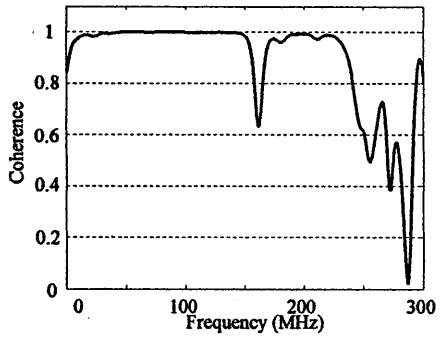
Fig. 16. Time domain signals received in the experiments of Fig. 12. Data of dipole antennas 2 and 3 of the three vertical dipole antennas arranged on a circle are shown. Solid line: dipole antenna 2. Broken line: dipole antenna 3.



(a)



(b)



(c)

Fig. 17. Comparison between MoM and cross-spectrum. Experiments in Fig. 12. (a) Relative amplitude. (b) Relative phase. (c) Coherence

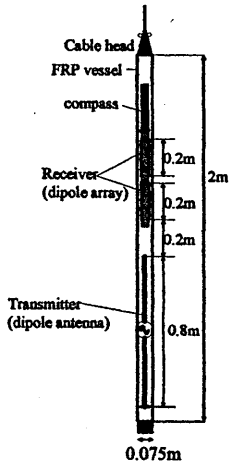


Fig. 18. The radar sonde for single-hole measurement.

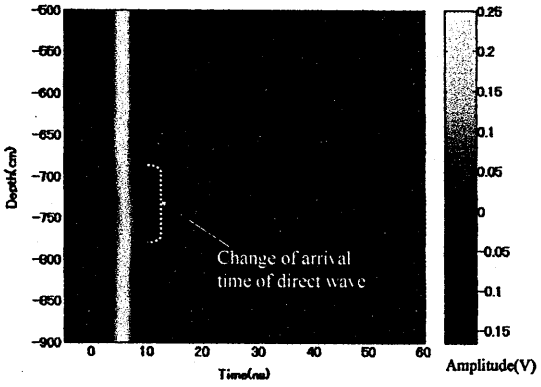


Fig. 19. Time-domain waveforms in single-hole measurements

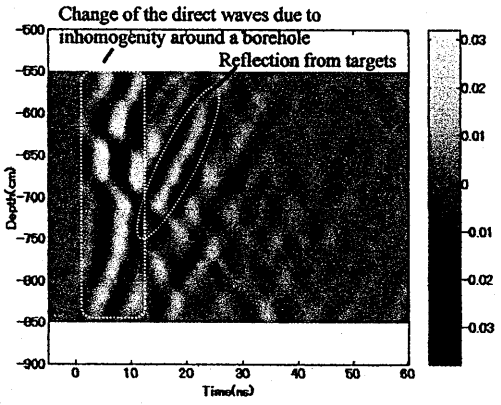
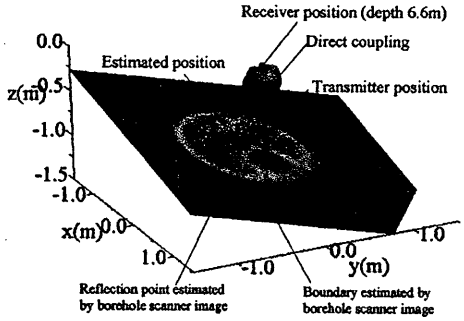
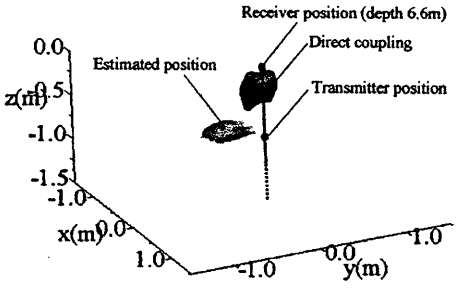


Fig. 20. Time domain waveforms in single-hole measurements after subtraction.



(a)



(b)

Fig. 21. Experimental results generated with the MUSIC algorithm. The two clusters with "Estimated position" and "Direct coupling" are places where the estimator values are above -5 dB are shown, where the highest value is 0 dB. (a) 3-D image with a boundary estimated with the borehole scanner image. (b) 3-D image without the boundary.

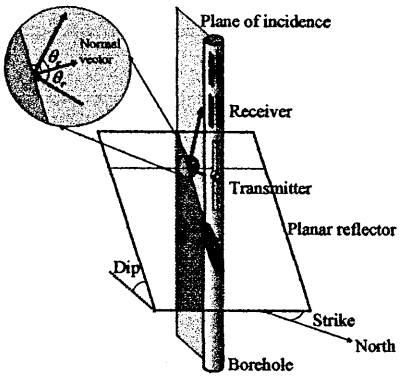


Fig. 22. Location of the transmitter, the receiver and the reflection point on the planar reflecto

輻射科学研究会資料

RS03 - 20

フォトニック結晶ファイバの開発

Development of Photonic Crystal Fibers

深井洋一　田中正俊　山口俊一郎

三菱電線工業株式会社　PCF 事業開発部

Y.Fukai　M.Tanaka　S.Yamaguchi

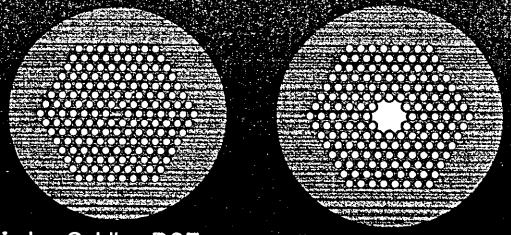
Mitsubishi Cable Industries, LTD.　PCF Business Development Dept.

2003 年　3 月　18 日

神戸大学

フォトニック結晶ファイバの種類

1



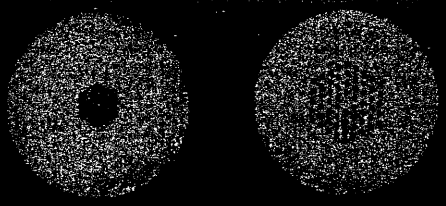
Index Guiding PCF
Holey Fiber
Microstructured fiber

Photonic Band Gap Fiber

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

2

Index Guiding PCF

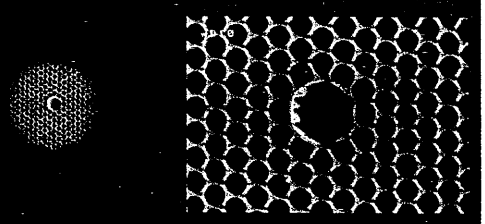


(High Nonlinear Type) (Endlessly Single Mode Type)

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

3

Photonic Band Gap Fiber



MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

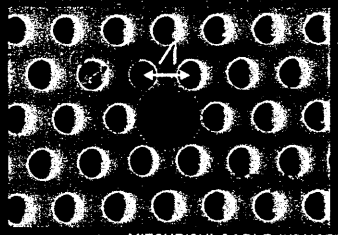
PCFの構造

4

構造パラメータ　　特性パラメータ

エアホールピッチ：Λ

エアホール径　　：d

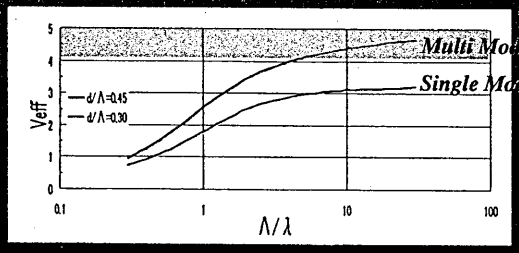


MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

Endlessly Single Mode

5

通常の光ファイバでは実現できないEndlessly Single Modeが可能
→ 大口径短波長シングルモードファイバが実現



MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

Endlessly Single Mode 動作が可能な理由

6

$$V=\left(\frac{2\pi\Lambda}{\lambda}\right)\cdot\sqrt{n^2_{core}-n^2_{clad}}$$

通常のステップインデックスファイバ

λ→小	$\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)$ ↓	×	$\sqrt{n^2_{core}-n^2_{clad}}$ ↓
V→大	大	×	一定値

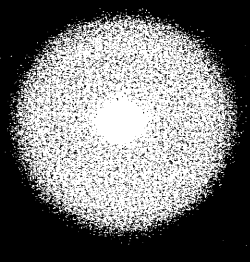
PCF

λ→小	$\left(\frac{2\pi\Lambda}{\lambda}\right)$ ↓	×	$\sqrt{n^2_{core}-n^2_{clad}}$ ↓
Vは緩やかな変化	大	×	小

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

NAの波長特性

7



MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

曲げ損失

8

通常の光ファイバよりも曲げ損失を小さくすることが可能

曲げ直径 [mm]	波長 [μm]	損失増加[dB/m] SMF	DSF	DCF	PCF※
20φ	1.31	0.12	0.04	0	–
	1.55	6.69	0.2	0	–
	1.62	18.23	0.81	0.04	–
10φ	1.31	–	7.37	0	0
	1.55	–	測定不能	1.18	0
	1.62	–	測定不能	22.04	0
5φ	1.31	–	–	0.21	0
	1.55	–	–	測定不能	0
	1.62	–	–	測定不能	0
3φ	1.31	–	–	–	0
	1.55	–	–	–	0
	1.62	–	–	–	0

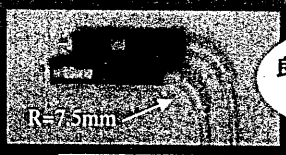
"–"は未測定、"測定不能"は損失増加が過大のため測定値が得られていない

※Λ＝2．1μm、d/Λ＝0．5

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

エルホ゛型コネクタ付パッチコード

9



良好な曲げ性を活かして
屋内配線などに利用

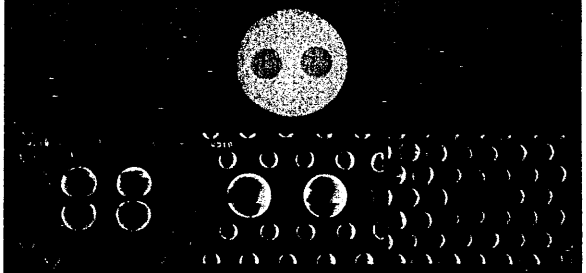
項目		条件	波長	特性
被覆				φ2mm PVC
1/e² モード幅			1550nm	11±1μm
ファイバ外径				80μm
最小許容曲げ半径				7.5mm
曲げ損失		φ15mm×10 turns	1310nm	< 0.1dB
			1550nm	< 0.1dB
コネクタ	種類			MU
	挿入損失	1.31μm SMF	1310nm	< 0.4dB
	反射減衰量	PC 研磨	1310nm	> 40dB
		APC 研磨	1310nm	> 85dB

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

偏波保持型PCF

10

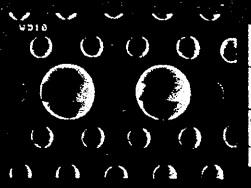
従来の偏波保持ファイバ(PANDAファイバ)に比べ大きい
複屈折が得られる。



MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

偏波保持型

11



異径ホール型

損失 [dB/km]	@1.31μm	2.0
	@1.55μm	1.3
1/e²モード幅 [μm]	@1.31μm	6.3/3.4
	@1.55μm	6.2/3.6
偏波間クロストーク [dB]	@100m @1.55μm	-32
モード複屈折率	@1.55μm	1.4×10^{-3}

K.Suzuki et al., Electron. Lett., 37 (2001) p.1399

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

偏波クロストークの曲げ特性

12

偏波間クロストークの劣化量（dB）

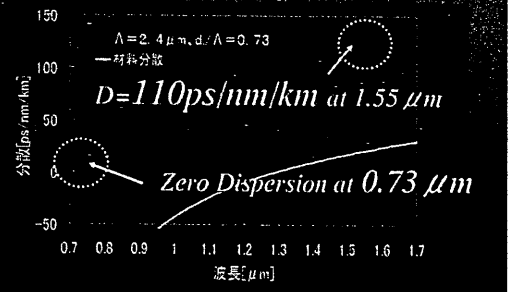
曲げ直径	PM-1	PM-2	PANDA
30,25,20φ	<0.2dB	<0.2dB	<0.2dB
15φ	<0.2dB	<0.2dB	13dB
10φ	<0.2dB	<0.2dB	20dB
5φ	0.4dB	0.8dB	–

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

13

群速度分散特性

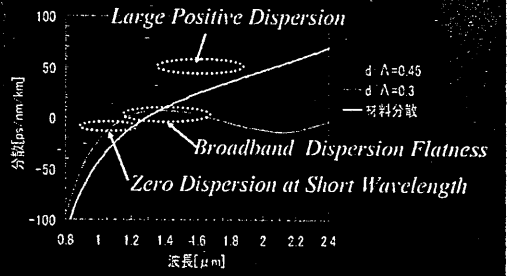
大きな構造分散により、従来ファイバでは実現不可能な分散特性が可能。



MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

14

群速度分散特性

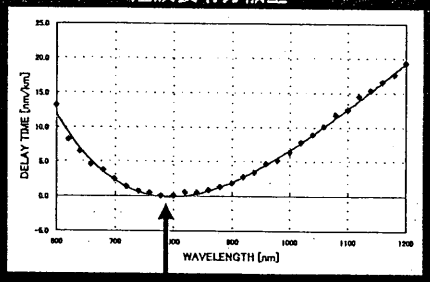


MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

15

群遅延時間特性

短波長零分散型



ゼロ分散波長=792nm

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

16

PCFの高非線形性

非線形係数 $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{n_2}{A_{eff}}$

	γ (W⁻¹km⁻¹)	Aeff (μm²)
高非線形PCF	62	～2.3
従来高非線形PCF[1]	～20	～7
高非線形ファイバ[2]	13.8	～13？
分散シフトファイバ	2.3	～50

[1]Kim P.Hansen et.al OFC2002. FA9-1(2002)
[2]麻生ら、古河電工時報第105号,46 (2001)

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

17

PCFの比屈折率差

	従来ファイバ	
光の閉じ込め	不純物ドープ	
n_{core}	1.5程度まで	
n_{clad}	1.45	
Δ(%)	数%	

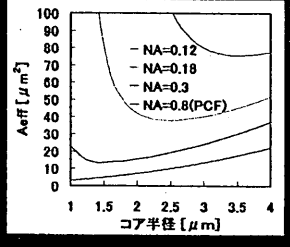
MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

18

非線形性について

非線形係数 $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{n_2}{A_{eff}}$

n_2：非線形屈折率
A_{eff}：実効コア断面積



NAが大きい

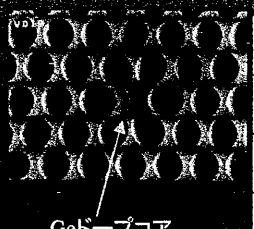
実効コア断面積を小さくできる

高非線形化

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

19

高非線形型

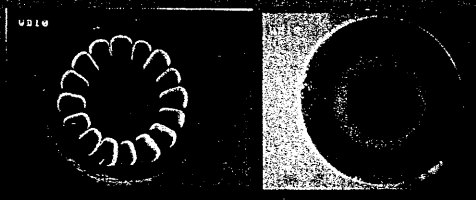


損失 [dB/km]	@0.85 μm	65
	@1.31 μm	45
	@1.55 μm	40
1/e²モード幅 [μm]	@0.85 μm	2.8/2.3
	@1.31 μm	2.5/2.4
	@1.55 μm	2.9/2.8
1/e²モード面積 [μm²]	@0.85 μm	5.1
	@1.31 μm	4.7
	@1.55 μm	6.1
NA(開口数)	@0.85 μm	0.50
	@0.633 μm	0.62
	@1.55 μm	0.87
非線形定数 γ [W⁻¹km⁻¹]	@1.55 μm	62

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

20

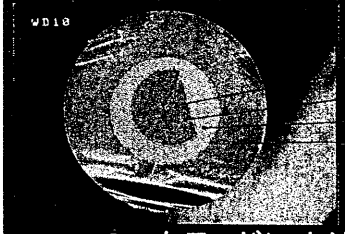
マルチモードフォトニック結晶ファイバ



MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

21

ダブルクラッド型PCF



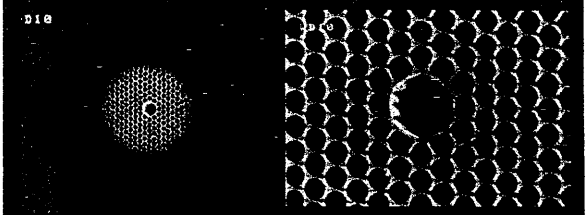
コア:希土類添加石英
第一クラッド:純粋石英ガラス
第二クラッド:ホール構造石英ガラス
サポート層:石英

エアークラッドにより高NAを実現

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

22

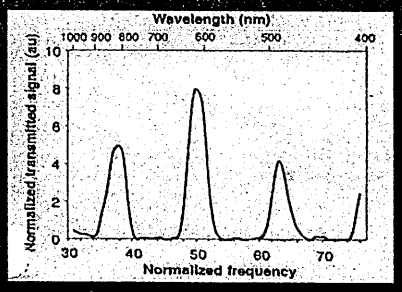
フォトニックバンドギャップファイバ (PBGF)



MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

23

PBGFの透過スペクトル



R.F.Cregan.et al., Science, 285 (1999) p.1537

MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.

24

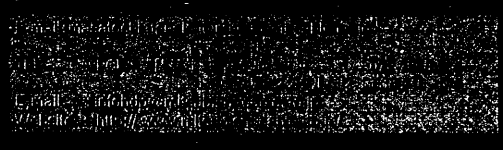
まとめ

・フォトニック結晶ファイバは従来の光ファイバでは実現できない 光学特性が可能

例:高非線形ファイバ、高NAマルチモードファイバ

・フォトニック結晶ファイバは発展途上(学会発表、報告が増加)

ファイバの設計技術、作製技術など



MITSUBISHI CABLE INDUSTRIES, LTD.