



| | |
|--------------|---|
| Title | 半導体プラズマによるマイクロ波の光制御法に関する研究 |
| Author(s) | 堀井, 康史 |
| Citation | 大阪大学, 1994, 博士論文 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://doi.org/10.11501/3094175 |
| rights | |
| Note | |

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

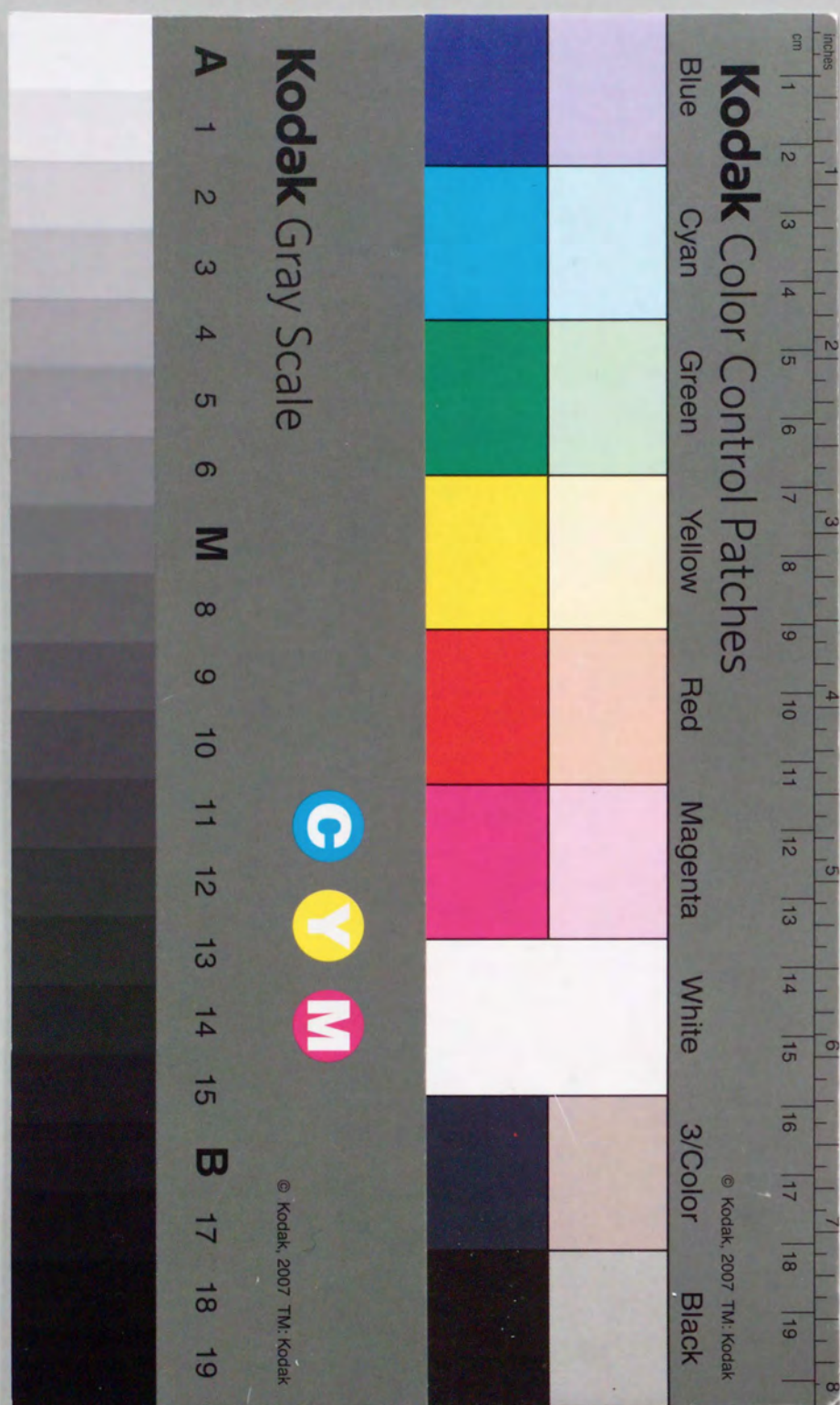
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

半導体プラズマによる
マイクロ波の光制御法に関する研究

平成5年12月

堀井 康史



①

半導体プラズマによる
マイクロ波の光制御法に関する研究

平成5年12月

堀 井 康 史

謝辞

本研究を行うにあたり、終始懇切丁寧な御指導・御激励を賜った大阪大学工学部倉
藺貞夫教授、ならびに終始一貫して直接御指導頂いた大阪大学工学部中川健助手に深
甚なる感謝の意を表します。また、本論文作成にあたり御助言・御教示を賜った大阪
大学工学部長谷川晃教授に深く感謝致します。

著者が大阪大学ならびに同大学大学院在学中、通信工学一般および本研究に関して
御指導・御教示を頂いた大阪大学工学部中西義郎名誉教授、手塚慶一名誉教授、森永
規彦教授、前田肇教授、ならびに北橋忠宏教授に深謝致します。

また、種々有益な御教示・御助言を頂いた大阪大学工学部塩沢俊之助教授、平 雅文
助手、岡本良一技官、京都工芸繊維大学 堤 誠教授、島崎仁司講師に深謝致します。

また、事務的な面で御協力頂いた中山美津子さん、原 千登勢さんに感謝致します。

最後に、日頃御討論頂いた大阪大学大学院北村敏明氏をはじめとする大阪大学工学
部通信工学科電磁波工学講座の諸兄に厚くお礼申し上げます。

本論文の概要

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中に行った、半導体プラズマによるマイクロ波の光制御法に関する研究の一連の成果をまとめたもので、以下の5章からなる。

第1章では、半導体プラズマを利用したマイクロ波の光制御に関する研究の背景と本研究の目的、そして本論文がこの分野において占める地位を明らかにする。

第2章では、結合線路を効率よく光制御する方法として、導波される偶モードあるいは奇モードのうち、どちらか一方のモードのみを集中的に光制御する方法を提案し、本制御法が以下の点で光制御結合線路の特性改善に有効であることを示す。

- ・偶奇モード間での位相定数変化の打ち消し効果を抑え、効率よく位相変化を結合器の制御に利用できる。
- ・光制御時に減衰を受けるモードが1つに絞られるため、全体として線路の減衰特性が改善される。
- ・光制御時の特性インピーダンス変化を抑えることができ、他線路との整合性を向上できる。

第3章では、プラズマ領域でのマイクロ波の損失が、半導体中に誘起される導電電流に起因することから、終端線路に発生する定在波電流分布を光制御のパラメータとして取り込む方法を提案する。間隙を有するマイクロストリップ開放終端線路の特性解析を行い、

- ・Cyclic な周波数特性を有する線路が構成できる。
- ・所望の周波数の波を選択的に光制御できる。

などの点で、本制御法が有効であることを示す。

第4章では、半導体プラズマがテーパ状の密度分布をもつ電磁波吸収体としてマイクロ波に作用することを利用して、TEモード通過型モードフィルタの不要電磁界成分であるTMモード電磁界をプラズマ領域で吸収し、フィルタの特性改善を図る方法

を提案する。ここでは、シリコンからなるスラブ導波路上に方形断面をもつ完全導体ストリップを周期的に配した構造の線路を考え、プラズマの効果について理論的に検討を加えた結果、以下の点でフィルタ特性の改善が可能であることを示す。

- ・ストリップ間媒質が空気の場合、あるいは光を照射しない場合に比較して、TMモード電磁界の除去効果が大幅に改善される。
- ・TMモード電磁界をプラズマ領域で吸収するため、外部への不要輻射を抑制できる。

第5章では、結論として、本研究で得られた一連の成果の総括を行う。

以上の各章を構成する内容は、IEICE Transactions on Electronics、電子情報通信学会マイクロ波研究会、および電子情報通信学会全国大会においてすでに発表されたもの、あるいは学会論文誌に掲載予定のものである。

目次

| | |
|-----------------------------|----|
| 第1章 序論 | 1 |
| 第2章 モードの選択効果を利用したマイクロ波の光制御法 | 5 |
| 2.1 緒言 | 5 |
| 2.2 半導体プラズマの誘起現象 | 5 |
| 2.3 制御原理 | 7 |
| 2.4 解析モデル | 8 |
| 2.5 スペクトル領域法による解析 | 10 |
| 2.6 数値計算結果 | 13 |
| 2.7 光制御マイクロ波切替器への応用 | 16 |
| 2.8 結言 | 17 |
| 第3章 定在波電流分布を利用したマイクロ波の光制御法 | 19 |
| 3.1 緒言 | 19 |
| 3.2 制御原理 | 19 |
| 3.3 解析モデル | 20 |
| 3.4 (FD)2TD 法による解析 | 21 |
| 3.5 数値計算結果 | 24 |
| 3.6 光制御マイクロ波フィルタへの応用 | 29 |
| 3.7 結言 | 30 |

| | |
|-----------------------------------|----|
| 第4章 プラズマ密度分布のテーバ作用を利用したマイクロ波の光制御法 | 31 |
| 4.1 緒言 | 31 |
| 4.2 制御原理 | 31 |
| 4.3 解析モデル | 32 |
| 4.4 境界要素法による解析 | 33 |
| 4.5 数値計算結果 | 36 |
| 4.6 結言 | 40 |
| 第5章 結論 | 41 |
| 参考文献 | 43 |

第1章 序論

マイクロ波の技術は、社会生活の神経機能ともいえるべき通信回線網のマイクロ波中継系をはじめとして、家庭用の電子レンジに至るまで、我々の日常生活の中に活用され、身近なものとなってきている。今日では、情報伝送の媒体としてだけでなく、さらに地中リモートセンシングや電波天文学などの電波計測、あるいは宇宙太陽光発電に見られるマイクロ波による無線電力伝送など、様々な分野においてマイクロ波技術の利用が考えられている。

このような趨勢にあって、これまでにはない新しい機能を有する高機能マイクロ波デバイスを考案・開発していくことは、マイクロ波技術の発展にとって、極めて意義深いことである。

本論文では、半導体の光吸収現象を利用したマイクロ波の光制御技術に注目する。これは、半導体に禁止帯幅より大きなエネルギーをもつ光を照射して、電子-正孔対（半導体プラズマ）を励起し、半導体の複素誘電率を変化させるもので、この現象を利用することにより、半導体中を伝搬するマイクロ波の光制御が可能となる。

この光制御法には、次に示す優れた特徴がある。

- ・制御する信号（光）と制御される信号（マイクロ波）との結合がなく、アイソレーションが非常によい。
- ・マイクロ波の高速制御が可能である。
- ・大電力を扱える可能性がある。

このような特徴を有する半導体プラズマをマイクロ波の制御に利用する研究が、現在、活発に行われており、既に数多くの研究成果が報告されている。

Johnson と Auston らは、シリコン基板からなるストリップ線路に間隙を設けた光制御スイッチを提案し、DC 信号のピコ秒スイッチング^[1]に成功している。また、制御対象をDC からマイクロ波領域に拡大し、スイッチング速度を上げるために2種類の異なる波長の光を用いる方法^[2]を提案している。さらに、ストリップ線路とその間隙との組み合わせによって相関・サンプリングの機能をもった素子^[3]を報告している。

Lee らの研究グループは、半導体基板にCr をドーピングしたGaAs を用いて、スイッチングの高速化に成功^[4]している。また、Si 誘電体導波路にブリッジ平衡回路を利用したミリ波スイッチを提案^[5,6]し、その後、半導体材料をGaAs に変更して高速化を果たしている^[7]。さらに、シリコンスラブ導波路を使った移相器において、 10^{19} cm^{-3} 程度の密度のプラズマを誘起し、300 度/cm 以上の移相量を得ている^[8,9]。

Platte らは、単一波長の光でマイクロ波のON-OFF を高速に行う'Gap - Shunt Microstrip' 構造のスイッチを提案し^[10,11,12]、'Delay - and - Substruct' 信号処理技術を用いてマイクロ波パルスの生成^[13]に成功している。また、ストリップ線路のエッジ部分に光照射を行う吸収型のマイクロ波スイッチ^[14,15]を提案し、出力の小さい光源でのスイッチングを可能にしている。さらに、導波管中央にテーパ状のGaAs スラブを挿入し、導波管の側面から光照射を行う形のスイッチ^[16]や、導波管の曲がり部から光照射を行うスイッチ^[17,18]を提案し、低VSWRでサブナノ秒のスイッチングを実現している。その他、コプレーナ線路によって構成された減衰器^[19]について報告している。

小楠らは半導体スラブを使った減衰器、変調器および位相器^[20,21,22]のほか、ストリップ線路型の変調器^[23]について報告している。

堤、島崎らは、誘電体ストリップ結合線路において、半導体基板にプラズマを誘起させた場合のマイクロ波の伝搬特性を明らかにしている^[24,25,26]。また、シリコンリブガイドの電磁界分布をプラズマの損失を利用して計測する光プロービング技術^[27,28,29]を報告している。さらに、マイクロストリップ線路終端部の光制御^[30]や、能動デバイスとのインピーダンス整合を光で行う光制御同調スタブ^[31]などを提案している。

松本らは、周期的にプラズマを誘起した誘電体スラブ導波路からのミリ波の放射特性を明らかにし^[32]、ブラッグ反射器への応用^[33]を提案している。

また、高電界のかかった2つの電極間に半導体を装荷して、パルス状の光を照射すると、半導体中にプラズマが誘起され、導電率が急激に上昇するため、パルス状の電流が発生する。これにアンテナや共振器を組み合わせ、ミリ波を発生させる研究も行われている。^[34,35,36,37,38,39]

本論文では、これまでのマイクロ波の光制御技術における問題点を明確にするとともに、その問題点を解決することを目的として行った研究について述べる。

第2章では、結合線路を効率よく光制御する方法として、モードの選択効果を利用したマイクロ波の光制御法を提案する。半導体の誘電率変化を利用してマイクロ波結合線路を光制御する場合、線路に導波される偶モードと奇モードの位相定数差 $\Delta\beta$ の光制御による変化量 Δ が、結合器の特性を決定する重要なパラメータとなる。第2章では、この Δ を効率よく得る方法として、偶モードあるいは奇モードのどちらか一方のモードのみを集中的に光制御する方法を提案する。一例として、スロット付マイクロストリップ結合線路を取り上げ、モードの選択的な制御を行う場合と、これを行わない場合の2種類のモデルを、スペクトル領域法により特性解析し、その解析結果を比較・検討することにより、本提案の有効性を明らかにする。さらに、この制御法の応用例として、光制御マイクロ波切替器を提案し、その特性について検討を加える。

第3章では、終端線路に発生する定在波電流分布を利用したマイクロ波の光制御法を提案する。プラズマ領域でのマイクロ波の損失は、半導体中に生じる導電電流に起因しており、マイクロ波はこの電流に比例して減衰を受ける。本章では、マイクロストリップ線路の一端を終端した線路に発生する定在波電流分布に着目して、所望の周波数の波を選択的に光制御する方法を提案し、マイクロストリップ線路を基本として構成した開放終端線路を理論解析することにより、本提案の正当性を示す。また、この制御法の応用例として、通常は帯域阻止特性を示し、光照射時には帯域通過特性を示すような、光によって特性の切り替えが可能な光制御マイクロ波フィルタを提案し、その理論的特性を明らかにする。

第4章では、プラズマ密度分布のテーパ作用を利用したマイクロ波の光制御法を提案する。光励起された半導体プラズマは、密度が光照射面から指数関数的に減少するため、反対側から入射するマイクロ波に対して、テーパ状の減衰特性を有する電磁波吸収体として作用させることが可能である。そこで、この作用をTEモード通過型モードフィルタに応用して、不要成分であるTMモード電磁界をプラズマ領域で吸収する方法を提案する。一例として、周期的に導体ストリップを配した構造のスラブ導波路を取り上げ、これがモードフィルタとして動作することを理論的に示すとともに、半導体プラズマを利用することにより、モードフィルタの特性改善が図れることを示す。

第5章では、結論として、本研究で得られた一連の成果の総括を行う。

第2章 モードの選択効果を利用した マイクロ波の光制御法

2.1 緒言

半導体の誘電率変化を利用してマイクロ波結合線路を光制御する場合、線路に導波される偶モードと奇モードの位相定数差 $\Delta\beta$ の光制御による変化量 Δ が、結合器の特性を決定する重要なパラメータとなる。本章では、この Δ を効率よく得る方法として、偶モードあるいは奇モードのどちらか一方のモードのみを集中的に光制御する方法を提案する。一例として、スロット付マイクロストリップ結合線路を取り上げ、モードの選択的な制御を行う場合と、これを行わない場合の2種類のモデルを、スペクトル領域法により特性解析し、その解析結果を比較・検討することにより、本提案の有効性を明らかにする。

さらに、この制御法の応用例として、光制御マイクロ波切替器を提案し、その特性を明らかにする^[40,41]。

2.2 半導体プラズマの誘起現象

半導体に禁止帯幅より大きなエネルギーをもつ光を照射すると、その表面近傍に電子-正孔対（半導体プラズマ）が誘起され、半導体の複素誘電率が変化する。従って、この現象を利用することにより、半導体中を伝搬するマイクロ波の光制御が可能となる。

光照射時の半導体の複素比誘電率 ϵ_p は、プラズマ密度 n_p の関数として次のように与えられる^[8]。

$$\epsilon_p = \epsilon_s - \sum_{i=e,h} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 + \nu_i^2} \left(1 + j \frac{\nu_i}{\omega} \right) \quad (2.1)$$

$$\omega_{pi}^2 = \frac{n_p e^2}{m_i^* \epsilon_0} \quad (i = e, h) \quad (2.2)$$

ここで、

ω : 電磁波の角周波数 m_i^* : キャリアの有効質量
 ϵ_0 : 真空中の誘電率 e : 電子の電荷量
 ϵ_s : プラズマが誘起されていないときの半導体の比誘電

をそれぞれ意味している。また、添え字の i は $i = e$ のとき電子に関する量を、 $i = h$ のとき正孔に関する量をそれぞれ表している。本論文における数値計算にあたっては、半導体としてガリウム砒素 (GaAs)、あるいは高抵抗シリコン (Si) を想定しており、それぞれの物理定数を表 2.1 に掲げる^[9]。

光励起されたプラズマの密度分布は、照射した光が半導体内で吸収されていく過程と、生成された電子と正孔が拡散する過程とによって決まる。拡散長はキャリアの寿命の平方根に比例し、Si の場合、300°K において、寿命が 1μ 秒のとき約 $47\mu\text{m}$ 、 10μ 秒のとき約 $150\mu\text{m}$ である。また、吸収の深さは、吸収係数の逆数で定義され、Si の場合、光の波長が $0.8\mu\text{m}$ のとき約 $10\mu\text{m}$ 、波長 $1.0\mu\text{m}$ のとき約 $150\mu\text{m}$ である。GaAs の場合は、波長 $0.8\mu\text{m}$ のとき約 $0.7\mu\text{m}$ である^[42]。

| | S i | G a A s |
|---|------------------------|-----------------------|
| 比誘電率 ϵ_s | 11.8 | 13.1 |
| 電子有効質量 m_e^* | 0.259 m. | 0.066 m. |
| 正孔有効質量 m_h^* | 0.380 m. | 0.170 m. |
| 電子の衝突周波数 ν_e (s^{-1}) | 4.52×10^{12} | 2.74×10^{12} |
| 正孔の衝突周波数 ν_h (s^{-1}) | 7.71×10^{12} | 2.46×10^{13} |
| 真空中の誘電率 ϵ_0 ($\text{F}\cdot\text{m}^{-1}$) | 8.85×10^{-12} | |
| 電子の電荷量 e (C) | 1.60×10^{-19} | |
| 電子の静止質量 m_0 (kg) | 9.11×10^{-31} | |

表 2.1 半導体の物理定数

このように、プラズマ層の厚みは材質の種類と、光の波長により大きく異なる。従って、線路材質と形状、光の波長を適当に選ぶことにより、プラズマ層の厚みは比較的自由に選ぶことができる。

光の吸収過程とキャリアの拡散過程により生成されたプラズマの密度は、いずれの場合も、半導体の表面から深さ方向に向かって指数関数的に減少するが、本論文の第 2 章、第 3 章においては、解析の簡単化のため、密度分布がプラズマ生成領域内で一様であるとして解析を行っている。

2.3 制御原理

半導体の誘電率変化を利用してマイクロ波結合線路を光制御する場合、線路に導波される偶モードと奇モードの位相定数差 $\Delta\beta$ の光制御による変化量 Δ が、結合器の特性を決定する重要なパラメータとなる。

これまでの光制御マイクロ波結合線路に関する報告例では、偶モードと奇モードの位相定数がプラズマ密度の増加に伴って共に増加する傾向を示すため、光制御によって得られた一方のモードの位相定数変化が、もう一方のモードの位相定数変化を打ち消すように作用してしまい、効率よく Δ を得ることができていない。またこのとき、両モードが共にプラズマ領域で大きな減衰を受けるため、制御量 Δ が小さいにも関わらず、減衰のみを強く受けるという結果を招いていた。

そこで、従来の結合線路に生じるこれらの問題点を解消する方法として、モードの選択効果を利用したマイクロ波結合線路の光制御法を提案する。これは、偶モード、あるいは奇モードのどちらか一方のモードの電磁界のみが強く分布する領域を線路構造を用いて作り出し、この部分に半導体プラズマを装荷することにより、一つのモードのみを集中的に光制御する方法である。

この光制御法を採用することにより、

- (a) 偶奇モード間での位相定数変化の打ち消し効果を抑え、効率よく位相変化を結合器の制御に利用できる。
- (b) 光制御時に減衰を受けるモードが 1 つに絞られるため、全体として線路の減衰特性が改善される。
- (c) 光制御時の特性インピーダンス変化を抑えることができ、他線路との整合性を向上できる。

などの点で、光制御マイクロ波結合線路の特性の改善を図ることが可能である。

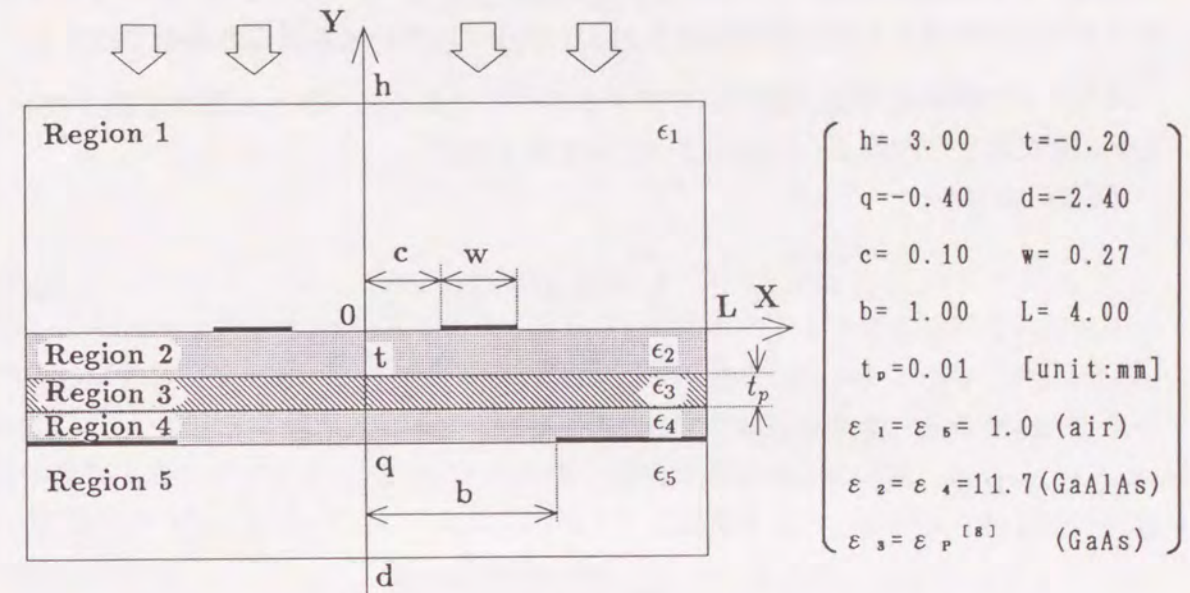
2.4 解析モデル

スロット付マイクロストリップ結合線路は、各モードの電磁界分布を決定するパラメータが多く、分布の微妙な調整が比較的容易に行えるため、本提案のように、特定のモードのみを集中的に光制御するような使用法に適した線路構造である。ここでは、本章で提案する光制御法の有効性を示すため、スロット付マイクロストリップ結合線路において、モードの選択的な光制御を行うモデルと、これを行わないモデルの理論解析を行う。

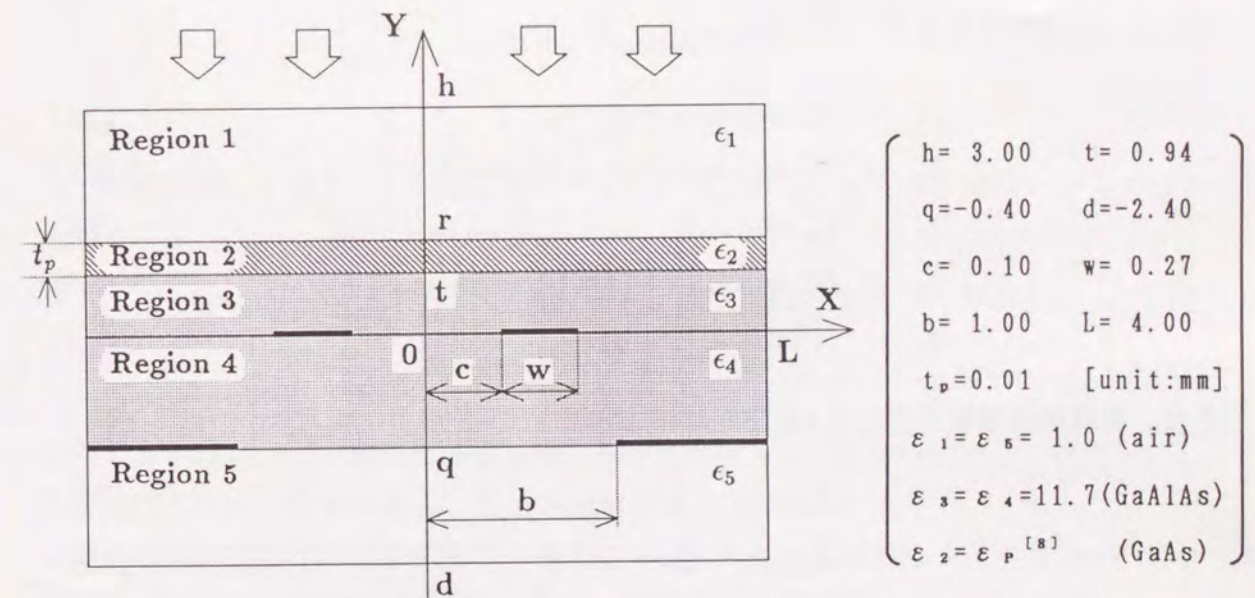
偶モードと奇モードがともに光制御の対象となる従来型のモデル（モデル1）の断面図を図2.1 (a)に示す。厚さ $10\mu\text{m}$ のGaAs半導体層を、比誘電率11.7の $\text{Ga}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$ で挟んだサンドイッチ構造の基板上に、幅 0.27mm のストリップ導体と、幅 2.00mm のスロット付き接地導体を配置した線路を考える。GaAsとGaAlAsの禁止帯幅がそれぞれ 1.42eV 、 1.98eV であることから、この間のエネルギーを持つ光波に対して、GaAlAs層は光吸収を起こさない透明な膜として作用する。したがって、適切な波長の光を照射することにより、基板中央のGaAs層にのみ半導体プラズマを生成することが可能である^[43]。このモデルでは、プラズマ領域に偶モードと奇モードの電磁界がともに強く分布することから、両モードがともに光制御の対象となる線路を実現している。

次に、偶モードのみを集中的に光制御するモデル（モデル2）の断面図を図2.1 (b)に示す。スロット付マイクロストリップ結合線路において、接地導体に設けられたスロットの幅 $2b$ を増すと、両モードの電磁界がともに線路上方に広がり、線路間隔 $2c$ を狭めると、奇モード電磁界のみがストリップ導体間に集中するという傾向を示す。その結果、線路上方には奇モードが弱く、偶モードのみが強く分布する領域を作り出すことができる^[40]。ここでは、モデル1と同じ寸法の線路において、さらにストリップ導体上に厚さ 0.94mm のGaAlAs層を設け、その上に半導体プラズマ生成領域として厚さ $10\mu\text{m}$ のGaAs半導体層を装荷することにより、偶モードのみが光制御の対象となる線路を実現している。

尚、いずれの線路も、解析の簡単化のために、求める線路特性に影響を及ぼさない程度に離れた位置に完全導体壁を配置し、また線路導体は十分に薄いものとして、その厚みを無視するものとする。



(a) 偶、奇モードがともに光制御の対象となるモデル（モデル1）



(b) 偶モードのみを集中的に光制御するモデル（モデル2）

図2.1 スロット付マイクロストリップ結合線路の断面図

2.5 スペクトル領域法による解析

スペクトル領域法を用いて、準TEM近似解析を行う^[44]。ここでは、解析モデルとしてモデル2を取り上げて解説を行うが、モデル1についても同様の手順で行える。

スペクトル領域法では、電磁界に関するすべての量をスペクトル領域で扱うため、各々の量に対して次のような有限フーリエ変換を施す。

EVEN MODE:

$$\begin{aligned}\tilde{\phi}(n, y) &= \int_0^L \phi(x, y) \cos \hat{k}_n x dx \\ \hat{k}_n &= \frac{n-1/2}{L} \pi \quad n = 1, 2, \dots\end{aligned}\quad (2.3)$$

ODD MODE:

$$\begin{aligned}\tilde{\phi}(n, y) &= \int_0^L \phi(x, y) \sin \hat{k}_n x dx \\ \hat{k}_n &= \frac{n}{L} \pi \quad n = 1, 2, \dots\end{aligned}\quad (2.4)$$

ここに、tilde ~を付けた量は、フーリエ変換値を表す。

各層の電位ポテンシャルは、ラプラス方程式の解として、次のように与えられる。尚、添え字は領域の番号を表している。

$$\tilde{\phi}_1 = A_n^S \sinh \hat{k}_n (h - y) \quad (2.5)$$

$$\tilde{\phi}_2 = B_n^S \sinh \hat{k}_n (r - y) + B_n^C \cosh \hat{k}_n (r - y) \quad (2.6)$$

$$\tilde{\phi}_3 = C_n^S \sinh \hat{k}_n (t - y) + C_n^C \cosh \hat{k}_n (t - y) \quad (2.7)$$

$$\tilde{\phi}_4 = G_n^S \sinh \hat{k}_n (y + q) + G_n^C \cosh \hat{k}_n (y + q) \quad (2.8)$$

$$\tilde{\phi}_5 = K_n^S \sinh \hat{k}_n (y + d) \quad (2.9)$$

また、境界条件は次式で与えられる。

$$\tilde{\phi}_1(n, r) = \tilde{\phi}_2(n, r) \quad (2.10)$$

$$\tilde{\phi}_2(n, t) = \tilde{\phi}_3(n, t) \quad (2.11)$$

$$\tilde{\phi}_3(n, 0) = \tilde{\phi}_4(n, 0) = \tilde{\phi}_v(n) + \tilde{\phi}_0(n) \quad (2.12)$$

$$\tilde{\phi}_4(n, -q) = \tilde{\phi}_5(n, -q) = \tilde{v}(n) \quad (2.13)$$

$$\varepsilon_1 \frac{\partial \tilde{\phi}_1}{\partial y} \Big|_{y=r} - \varepsilon_2 \frac{\partial \tilde{\phi}_2}{\partial y} \Big|_{y=r} = 0 \quad (2.14)$$

$$\varepsilon_2 \frac{\partial \tilde{\phi}_2}{\partial y} \Big|_{y=t} - \varepsilon_3 \frac{\partial \tilde{\phi}_3}{\partial y} \Big|_{y=t} = 0 \quad (2.15)$$

$$\varepsilon_3 \frac{\partial \tilde{\phi}_3}{\partial y} \Big|_{y=0} - \varepsilon_4 \frac{\partial \tilde{\phi}_4}{\partial y} \Big|_{y=0} = -\tilde{\rho}_u(n) \quad (2.16)$$

$$\varepsilon_4 \frac{\partial \tilde{\phi}_4}{\partial y} \Big|_{y=-q} - \varepsilon_5 \frac{\partial \tilde{\phi}_5}{\partial y} \Big|_{y=-q} = -\tilde{\rho}_l(n) \quad (2.17)$$

但し、 $\tilde{\phi}_v(n)$ 、 $\tilde{\phi}_0(n)$ は、 $y = 0$ でのストリップ導体のポテンシャルおよびそれ以外の場所でのポテンシャルを、 $\tilde{v}(n)$ は $y = -q$ でのスロット部のポテンシャルを、また $\tilde{\rho}_u(n)$ 、 $\tilde{\rho}_l(n)$ はストリップ導体上、およびスロット部導体上の電荷分布を、それぞれ有限フーリエ変換したものである。また、 ε_i は各層の誘電率を意味している。

式(2.5)～(2.9)を式(2.10)～(2.17)に代入して整理すると、次のような2組の代数方程式を得る。

$$\tilde{G}_{11}(n) \tilde{\rho}_u(n) + \tilde{G}_{12}(n) \tilde{\rho}_l(n) = \tilde{\phi}_v(n) + \tilde{\phi}_0(n) \quad (2.18)$$

$$\tilde{G}_{21}(n) \tilde{\rho}_u(n) + \tilde{G}_{22}(n) \tilde{\rho}_l(n) = \tilde{v}(n) \quad (2.19)$$

次に、 ρ_u 、 ρ_l をある基底関数の組で展開する。

$$\tilde{\rho}_u = \sum_k a_k \tilde{\rho}_{uk}(n) \quad (2.20)$$

$$\tilde{\rho}_l = \sum_m b_m \tilde{\rho}_{lm}(n) \quad (2.21)$$

以上の式に対してガラーキン法を適用すると未知定数 a_k 、 b_m に関する次の連立方程式を得る。

$$\sum_k K_{ik}^{11} a_k + \sum_m K_{im}^{12} b_m = \frac{LV}{2} q_{ui} \quad i = 1, 2, \dots, K \quad (2.22)$$

$$\sum_k K_{jk}^{21} a_k + \sum_m K_{jm}^{22} b_m = 0 \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (2.23)$$

ここで、 V はスロット部の導体を接地したときのストリップ導体の電位である。これを解くことにより展開係数 a_k 、 b_m が決定できる。

線路の単位長当りの静電容量 C 、およびコンダクタンス G は、マイクロ波の角周波数 ω と、ストリップ導体の電荷量 q_T から、次式で与えられる。

$$\frac{q_T}{V} = C - j \frac{G}{\omega} \quad (2.24)$$

但し、 $q_T = \sum_k a_k \rho_{uk}$ である。

これより、実効比誘電率 ϵ_{eff} 、特性インピーダンス Z_r 、位相定数 β_r 、減衰定数 α はそれぞれ次の諸式により計算できる^[45]。

$$\begin{aligned}\epsilon_{eff} &= \frac{C}{C_a} & Z_a &= \frac{1}{v_c C_a} & Z_r &= \frac{Z_a}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \\ \beta_r &= \frac{\omega}{v_c} \sqrt{\epsilon_{eff}} & \alpha &= \frac{1}{2} Z_r G\end{aligned}\quad (2.25)$$

ここで、添字 a は基板誘電体部をすべて空気に置き換えたときの量であり、 v_c は光速である。

散乱係数 S_{31} 、 S_{41} は、弱結合の場合、偶モードおよび奇モードの伝搬定数を用いて、次式により与えられる^[46]。

$$|S_{31}| = e^{-\bar{\alpha}l_T} \left| \cos \frac{\Delta\beta}{2} l_T \right| \quad (2.26)$$

$$|S_{41}| = e^{-\bar{\alpha}l_T} \left| \sin \frac{\Delta\beta}{2} l_T \right| \quad (2.27)$$

ただし、

$$\begin{aligned}\bar{\alpha} &= \frac{1}{2}(\alpha_e + \alpha_o) \\ \Delta\beta &= \Delta\beta_r - j\Delta\alpha \\ \Delta\beta_r &= \beta_{re} - \beta_{ro} \\ \Delta\alpha &= \alpha_e - \alpha_o\end{aligned}$$

ここで、添え字の e 、 o はそれぞれ偶モードおよび奇モードに関する量であることを意味している。

また、導体上の電荷分布関数の基底関数展開には、偶モードおよび奇モードに対して、それぞれ次のような関数を用いた^[40]。

EVEN MODE:

$$\rho_u(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{w^2 - (x-c)^2}} \quad c < x < c+w \quad (2.28)$$

$$\rho_l(x) = \frac{x-L}{\pi(L-b) \sqrt{(L-b)^2 - (x-L)^2}} \quad b < x < L \quad (2.29)$$

ODD MODE:

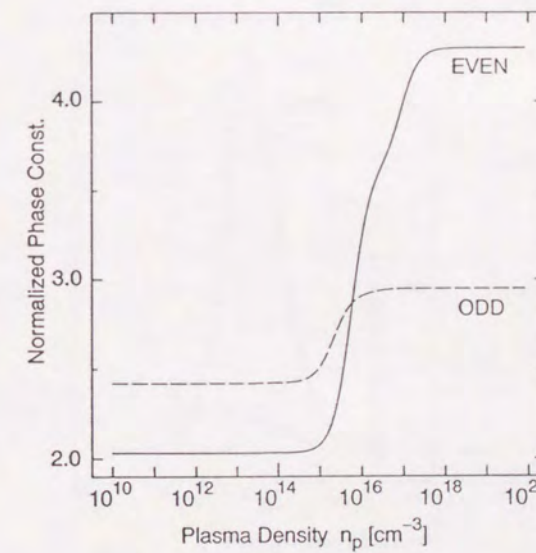
$$\rho_u(x) = \frac{1}{\pi \sqrt{(\frac{w}{2})^2 - (x-c-\frac{w}{2})^2}} \quad c < x < c+w \quad (2.30)$$

$$\rho_l(x) = \frac{x-L}{\pi(L-b) \sqrt{(L-b)^2 - (x-L)^2}} \quad b < x < L \quad (2.31)$$

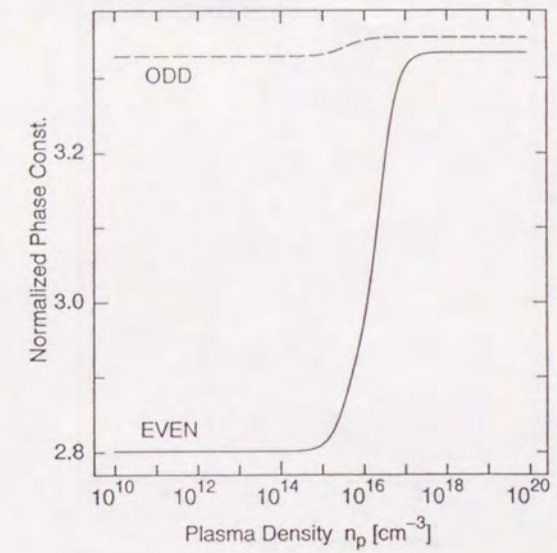
2.6 数値計算結果

偶モードと奇モードがともに光制御の対象となるモデル1 (図2.1(a))、および偶モードのみが選択的に光制御されるモデル2 (図2.1(b)) についての理論解析結果を示す。解析においては、解が十分収束するようにスペクトル項数を200とし、また、半導体プラズマが分散性媒質であるため、マイクロ波周波数を10GHzとして、半導体の複素比誘電率 ϵ_p を与えている。

図2.2に、プラズマ密度 n_p に対する規格化位相定数特性 β を示す。モデル1では、偶モードと奇モードの位相定数がプラズマ密度の増加に伴って共に増加する傾向を示すため、光制御によって得られた偶モードと奇モードの位相定数変化がお互いに相殺するように作用し合い、効率よく Δ を得ることができていない。これは、偶モードと奇モードの電磁界が強く分布する領域に、半導体プラズマが生成されているからである。これに対してモデル2では、偶モードの電磁界のみが強く分布する領域に、半導体プラズマを生成しているため、奇モードへのプラズマの影響が極端に小さく、奇モードの位相定数はほとんど一定値を示している。したがって、偶モードのみを光制御の対象とするモデル2では、偶奇モード間での位相定数変化の打ち消し効果が抑えられていることがわかる。



(a) モデル 1



(b) モデル 2

図2.2 プラズマ密度 n_p に対する規格化位相定数特性

図2.3に、プラズマ密度 n_p に対する減衰定数特性 α を示す。モデル1では、偶奇両モードへのプラズマの影響が大きいので、どちらもがともに大きな減衰を受けている。これに対して、モデル2では、奇モードへのプラズマの影響が少ないため、奇モードの減衰が非常に小さくなっている。

図2.4に、プラズマ密度 n_p に対する散乱係数特性 S_{31} 、 S_{41} を示す。ここで、 S_{31} は主線路の入力に対する主線路の出力の比を、 S_{41} は主線路の入力に対する副線路の出力の比を、それぞれ表している。線路の結合長 L_T は、光を照射しないときに主線路に入った信号がすべて副線路に出力されるように選んでおり、モデル1では $L_T=3.86\text{cm}$ 、モデル2では $L_T=2.84\text{cm}$ としている。グラフより、モデル1では、プラズマ密度が $10^{15} \sim 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 付近でプラズマの損失を強く受けるため、出力がほとんど得られていない。これに対してモデル2では、この密度付近での特性が大幅に改善されていることがわかる。つまり、モデル2では、光制御時に減衰を受けるモードが偶モードのみに絞られるため、全体として線路の減衰特性が改善されるのである。

図2.5に、プラズマ密度 n_p に対する特性インピーダンス Z_0 の変化を示す。 Z_0 は、偶モードの特性インピーダンス Z_{EVEN} 、および奇モードの特性インピーダンス Z_{ODD} の積の平方根、つまり $Z_0 = \sqrt{Z_{EVEN} \cdot Z_{ODD}}$ を計算することにより得ている。グラフより、モデル1では、光制御により 80.3Ω から 50.0Ω までの約 30.3Ω のインピーダンス

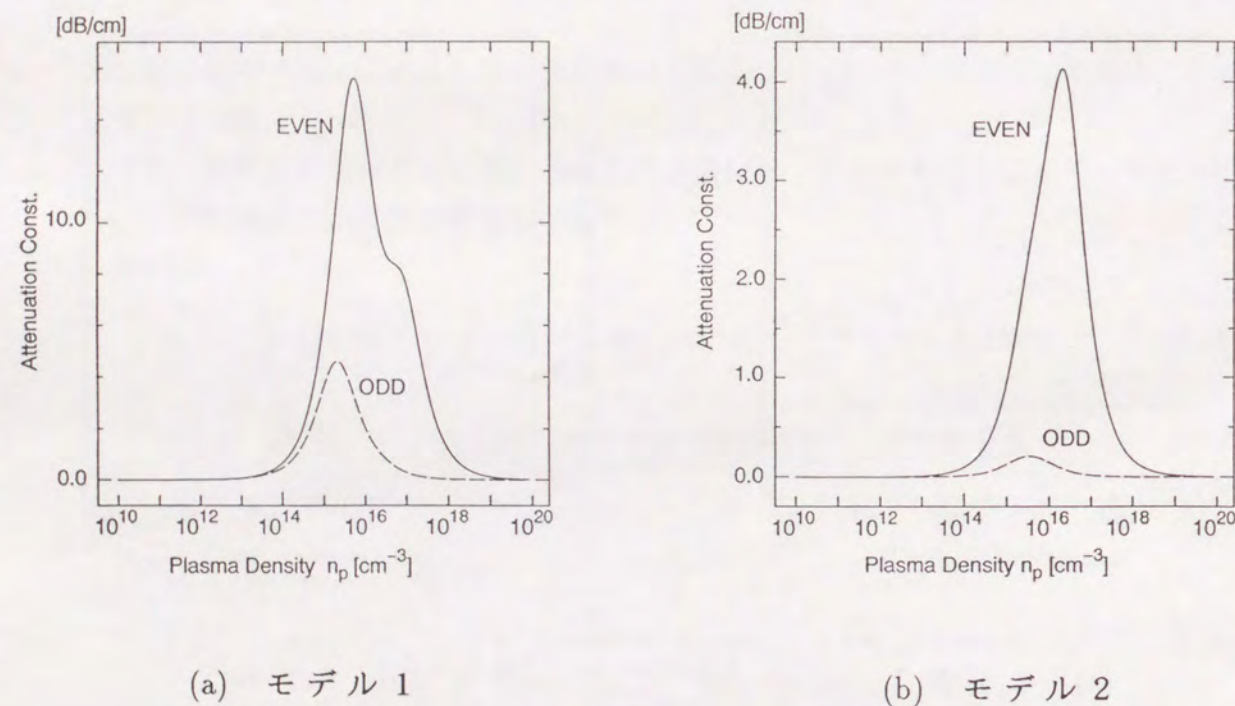


図2.3 プラズマ密度 n_p に対する減衰定数特性

変化が見られるのに対して、モデル2では 58.3Ω から 53.3Ω までの約 5.0Ω と、特性インピーダンスの変化が小さく抑えられていることがわかる。これは、他線路との接続の際に問題となる整合性を大幅に向上できることを意味している。

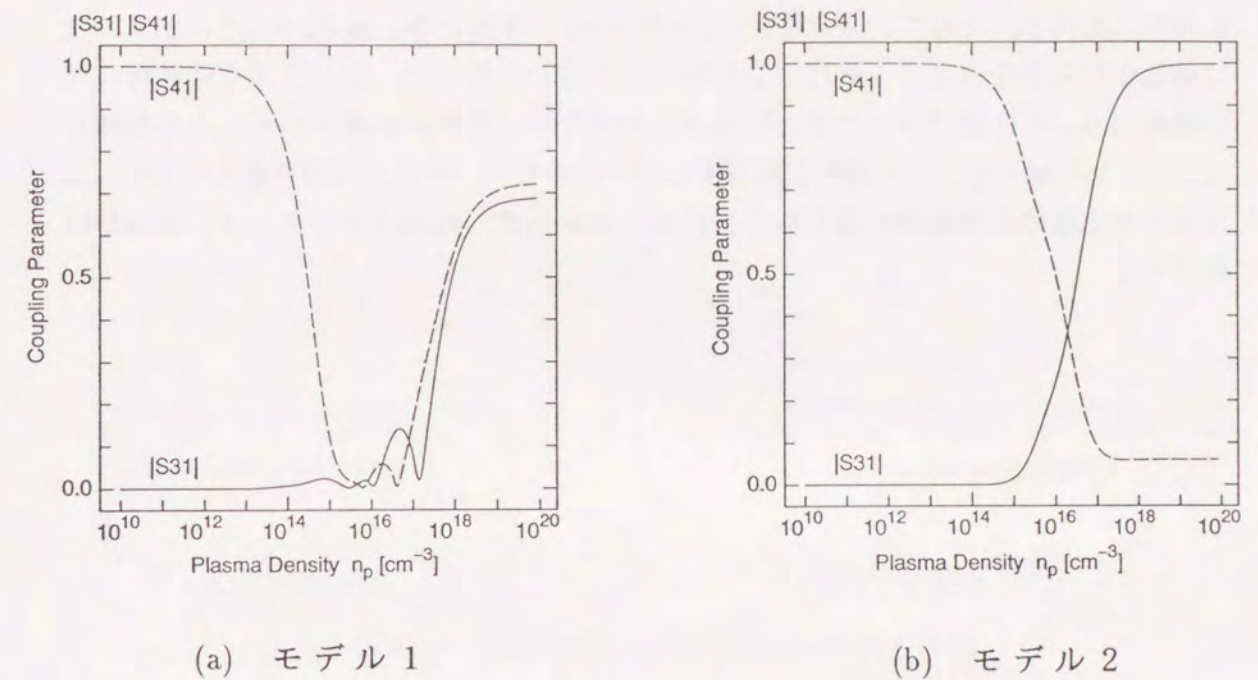


図2.4 プラズマ密度 n_p に対する散乱係数特性

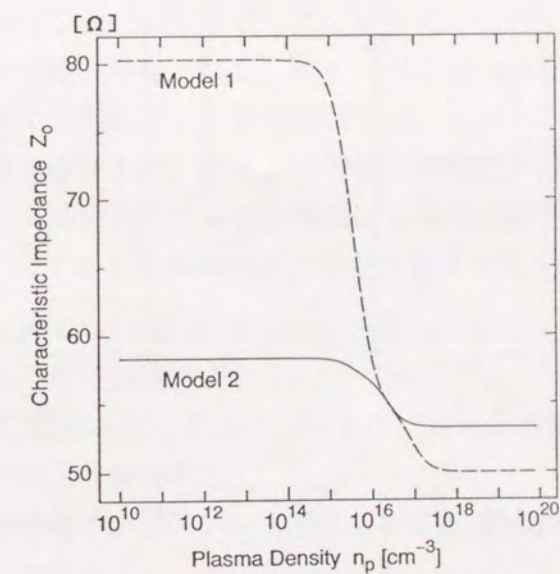
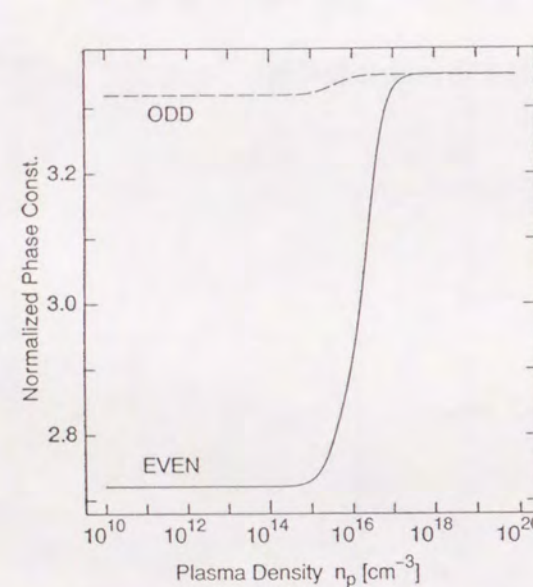


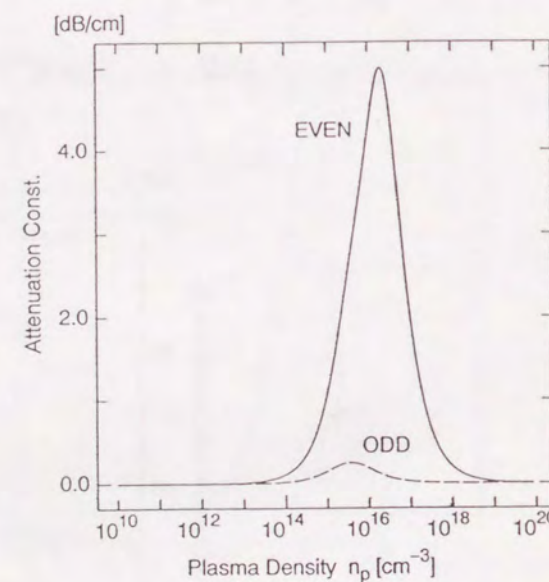
図2.5 プラズマ密度 n_p に対する特性インピーダンスの変化

2.7 光制御マイクロ波切替器への応用

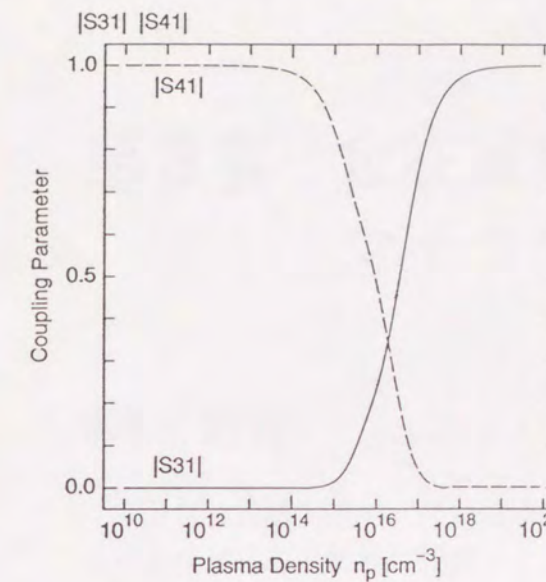
モデル2において、偶モードと奇モードの位相定数の差 $\Delta\beta$ を、高プラズマ密度時に零となるようにスロット間隔を調整すると、 $b=1.28\text{mm}$ で図2.6(a)のような規格化位相特性を得る。そして、結合長を $L_T=2.84\text{cm}$ とすると、図2.6(c)に示すような散乱係数特性を得る。これは、主線路に入力された信号が、低プラズマ密度時には副線路から、また高プラズマ密度時には主線路から、それぞれ得られることを意味している。したがって、この特性を利用すれば、光のON-OFFの切り替えにより、入力信号を主線路と副線路の間で振り分けることが可能な光制御マイクロ波切替器が実現できる。



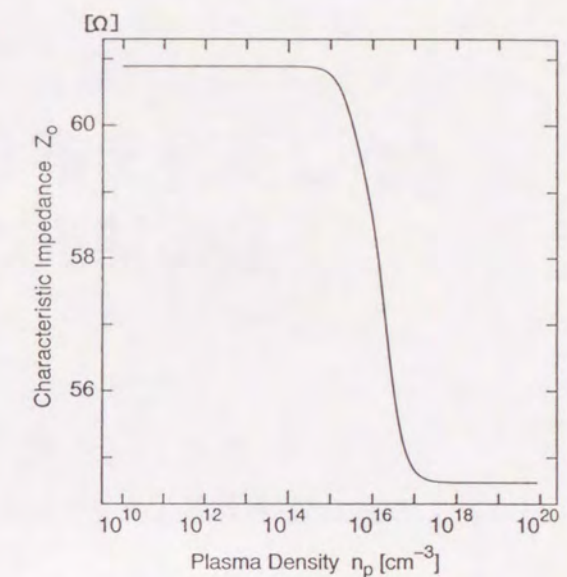
(a) 規格化位相特性



(b) 減衰定数特性



(c) 散乱係数特性



(d) 特性インピーダンス

図2.6 光制御マイクロ波切替器の基本特性

2.8 結言

マイクロ波結合線路を光制御する場合に、結合器の特性を決定する重要なパラメータとなる Δ を効率よく得る方法として、偶モードあるいは奇モードのどちらか一方のモードのみを集中的に光制御する方法を提案した。一例として、スロット付マイクロストリップ結合線路を取り上げ、モードの選択的な制御を行う場合と、これを行わない場合の2種類のモデルをスペクトル領域法により特性解析し、その結果を比較・検討することにより、以下の点で本制御法が有効であることを明らかにした。

- (a) 偶奇モード間での位相定数変化の打ち消し効果を抑え、効率よく位相変化を結合器の制御に利用できる。
- (b) 光制御時に減衰を受けるモードが1つに絞られるため、全体として線路の減衰特性が改善される。
- (c) 光制御時の特性インピーダンス変化を抑えることができ、他線路との整合性を向上できる。

さらに、この制御法の応用例として、光制御マイクロ波切替器を提案し、その特性を明らかにした。

第3章 定在波電流分布を利用した マイクロ波の光制御法

3.1 緒言

プラズマ領域でのマイクロ波の損失は、半導体中に生じる導電電流に起因しており、マイクロ波はこの電流に比例して減衰を受ける。

第3章では、マイクロストリップ線路の一端を終端した線路に発生する定在波電流分布に着目して、所望の周波数の波を選択的に光制御する方法を提案し、開放終端線路を分散性媒質に適用可能な差分時間領域法（ $(FD)^2TD$ 法）を用いて理論解析することにより、本提案の正当性を示す。

また、この制御法の応用例として、通常は帯域阻止特性を示し、光照射時には帯域通過特性を示すような、光によって特性の切り替えが可能な光制御マイクロ波フィルタを提案し、その理論的特性を明らかにする^[47,48,49]。

3.2 制御原理

終端を開放、あるいは短絡した線路にマイクロ波を励振させると、入射波と反射波の干渉により定在波電流分布が発生し、電流の腹と節がそれぞれ半波長ごとに交互に現れる。プラズマ領域でのマイクロ波の損失が、半導体中に誘起される導電電流に起因することから、この定在波電流分布を光制御のパラメータとして取り込むことにより、Cyclic な周波数特性を有する線路を構成することが可能である。

このような特性を実現するモデルとして、ここでは、マイクロストリップ終端線路のストリップ導体上に間隙を設け、この間隙直下に損失性の半導体プラズマを装荷した構造の線路を考える。この線路において、プラズマ領域の位置が定在波電流分布の腹に相当するような周波数の波に対しては、プラズマの損失の効果が強く現れてマイクロ波は減衰を受けるものの、節に相当するような周波数の波に対しては、その影響をほとんど受けない。したがって、定在波電流分布を利用してマイクロ波を光制御す

れば、所望の周波数の波を選択的に制御することや、あるいは逆に、特定の周波数へのプラズマの影響を減じることが可能である。本章では、このような定在波電流分布を利用したマイクロ波の光制御法を提案する。

3.3 解析モデル

図3.1に、定在波電流分布を光制御のパラメータとして利用するマイクロストリップ開放終端線路の概略図を示す。

基板には比誘電率 $\epsilon_r = 4.8$ 、厚さ $h = 1.6\text{mm}$ のガラスエポキシ基板を、またストリップ導体には厚さの無視できる幅 $w = 3.0\text{mm}$ の完全導体をそれぞれ仮定する。また、線路の終端から $L = 20.0\text{mm}$ だけ内側に入った地点に、間隔 $G_w = 1.0\text{mm}$ の間隙を設け、この間隙直下に長さ $L_p = 1.0\text{mm}$ 、幅 $W_p = 3.0\text{mm}$ 、厚さ $t_p = 0.4\text{mm}$ の高抵抗シリコンを埋設する。半導体プラズマは、間隙上方からの光照射により、シリコン領域内に一様に誘起されるものとする。

なお、この線路においては、入射波と反射波の干渉を利用するため、反射波の分離にはサーキュレータを用いる。

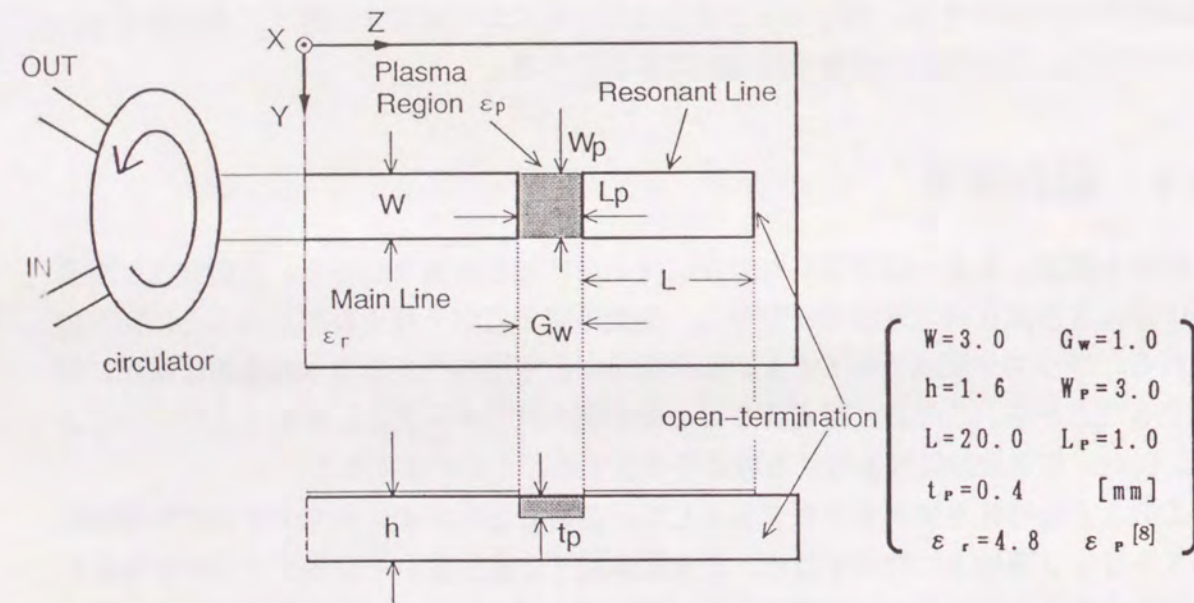


図3.1 光制御マイクロストリップ開放終端線路モデル

3.4 (FD)2TD 法による解析

差分時間領域法^[50]はMaxwell方程式を時間、および空間座標に対して直接差分化し、初期の界分布から出発して、逐次電磁界の時間応答を計算していく数値計算法である。Maxwell方程式、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.2)$$

を、直交座標系において各成分ごとに書き直すと、以下の式を得る。

$$-\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (3.3)$$

$$-\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.4)$$

$$-\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3.5)$$

$$\epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.6)$$

$$\epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (3.7)$$

$$\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (3.8)$$

ここで、座標軸方向の空間離散間隔をそれぞれ Δx 、 Δy 、 Δz 、時間離散間隔を Δt とし、各電磁界成分を図3.2に示すような空間上の格子点に配置する。このとき、時刻 $n\Delta t$ において、式(3.4)、式(3.7)を次のような差分式に書き換えることができる。

$$\begin{aligned} & -\frac{\mu}{\Delta t} (H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})) \\ & = \frac{1}{\Delta z} (E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k+1) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k)) \\ & \quad - \frac{1}{\Delta x} (E_z^n(i+1, j, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})) \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\epsilon}{\Delta t} (E_y^{n+1}(i, j+\frac{1}{2}, k) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)) \\ & = \frac{1}{\Delta z} (H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2})) \\ & \quad - \frac{1}{\Delta x} (H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)) \end{aligned} \quad (3.10)$$

例えば、式(3.10)は、ある点での現時刻の磁界が、1離散時間前のこの点における磁界の値と、1/2離散時間前の周囲の電界の値から計算できることを意味しており、これによって逐次電磁界の時間応答を求めることが可能となる。

なお、空間離散間隔と時間離散間隔は独立に選ぶことができるが、解析の安定性から次の Courant 条件^[51] を満たす必要がある。

$$c\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\min(\Delta x))^2} + \frac{1}{(\min(\Delta y))^2} + \frac{1}{(\min(\Delta z))^2}}} \quad (3.11)$$

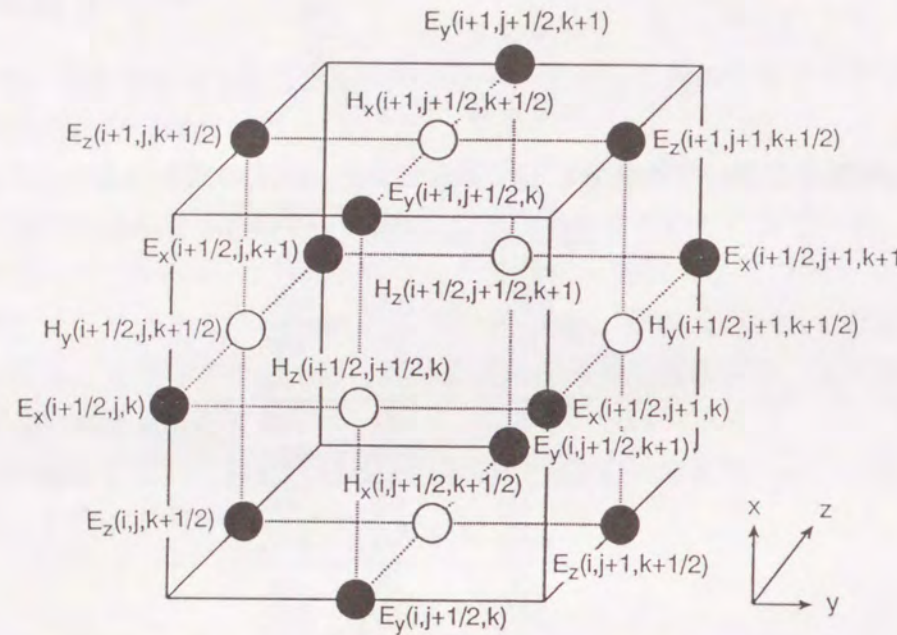


図 3.2 各電磁界成分の離散化点の配置

半導体プラズマは、複素誘電率が電磁波周波数の関数で与えられるため、分散性の媒質として取り扱う必要がある。ここでは、差分時間領域法を分散性媒質に適用できるように拡張した (FD)²TD 法についての説明を行う^[52]。

電束ベクトル D は、周波数領域で次のように表現される。

$$\begin{aligned} D(\omega) &= \epsilon_s \epsilon_0 E(\omega) + \epsilon_0 (\chi_e(\omega) + \chi_h(\omega)) E(\omega) \\ \chi_i(\omega) &= \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(j\nu_i - \omega)} \quad (i = e, h) \end{aligned} \quad (3.12)$$

ここで、 ω は電磁波の周波数を、 χ_e 、 χ_h はそれぞれ電子、正孔に対する分極率を表している。また、 ω_{pi} 、 ν_i は、いずれも式 (2.1) および式 (2.2) に用いられる量である。これに重畳積分定理を用いて逆フーリエ変換を施すと、次のような時間領域における電束ベクトルの式を得る。

$$D(t) = \epsilon_s \epsilon_0 E(t) + \epsilon_0 \int_0^t E(t-\tau) (\chi_e(\tau) + \chi_h(\tau)) d\tau \quad (3.13)$$

さらに、 $t = n\Delta t$ とすると、次のように書き換えることができる。

$$\begin{aligned} D_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) &= \epsilon_s \epsilon_0 E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) \\ &+ \epsilon_0 \sum_{m=0}^{n-1} E_y^{n-m}(i, j + \frac{1}{2}, k) \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} (\chi_e(\tau) + \chi_h(\tau)) d\tau \end{aligned} \quad (3.14)$$

この式を元に、Maxwell 方程式から、例えば次のような差分式が得られる。

$$\begin{aligned} E_y^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}, k) &= \frac{\epsilon_s + \Delta\chi_{0e} + \Delta\chi_{0h}}{\epsilon_0 + \chi_{0e} + \chi_{0h}} E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) \\ &+ \frac{1}{\epsilon_s + \chi_{0e} + \chi_{0h}} \left\{ \sum_{m=1}^{n-1} E_y^{n-m}(i, j + \frac{1}{2}, k) (\Delta\chi_{0e} + \Delta\chi_{0h}) \right\} \\ &- \frac{\Delta t}{(\epsilon_s + \chi_{0e} + \chi_{0h}) \epsilon_0} \left\{ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k)}{\Delta x} \right. \\ &\left. - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2})}{\Delta z} \right\} \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\Delta\chi_{mi} = \chi_{mi} - \chi_{(m+1)i} \quad (i = e, h)$$

なお、他の電磁界成分に関しても同様に差分化でき、ある初期値からこれらの式を逐次計算することにより、電磁界の時間応答を得ることができる。

線路の伝搬定数は、ストリップ導体中央直下で観測した E_x 成分の時間応答波形 $E_x(t, z)$ および $E_x(t, z + \Delta z)$ のフーリエ変換値 $\tilde{E}_x(\omega, z)$ 、 $\tilde{E}_x(\omega, z + \Delta z)$ を用いて次のように求められる^[53]。

$$\exp(-\gamma(\omega)\Delta z) = \frac{\tilde{E}_x(\omega, z + \Delta z)}{\tilde{E}_x(\omega, z)} \quad (3.16)$$

ここで、 $\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + j\beta(\omega)$ であり、 α は減衰定数、 β は位相定数を意味している。また、線路の周波数特性 $|S_{11}|$ は、入力端で観測した線路電圧の時間応答波形 $V_{inc}(t, z)$ 、 $V_{ref}(t, z)$ のフーリエ変換値 $\tilde{V}_{inc}(\omega, z)$ 、 $\tilde{V}_{ref}(\omega, z)$ を用いて次のように求められる^[53]。

$$S_{11}(\omega) = \frac{\tilde{V}_{ref}(\omega, z)}{\tilde{V}_{inc}(\omega, z)} \quad (3.17)$$

差分時間領域法では、直流電磁界を取り扱うことができないため、電磁波の励振には直流成分を含まない波形を用いて行う必要がある。計算には、励振波形として、次のようなガウス波形の微分形を用いるものとする^[52]。

$$E_x(t) = -\frac{2(t-t_0)}{T^2} \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}\right) \quad (3.18)$$

3.5 数値計算結果

光制御開放終端線路についての数値解析結果を次に示す。

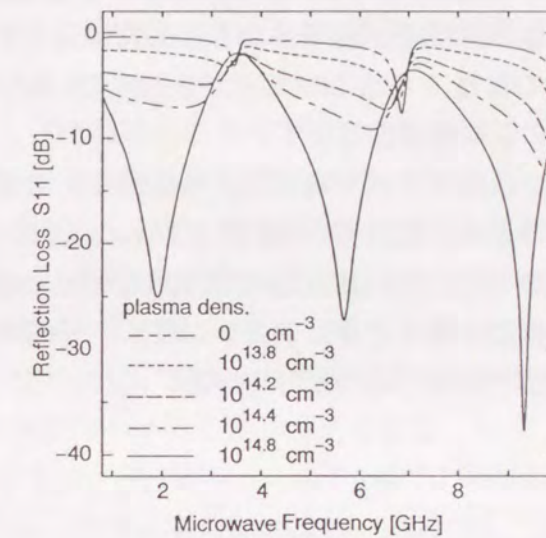
(FD)²TD 法を用いて理論解析を行う際、空間離散間隔を $\Delta x = 0.2\text{mm}$ 、 $\Delta y = 0.5\text{mm}$ 、 $\Delta z = 0.2\text{mm}$ とし、解析領域の大きさを $25\Delta x \times 30\Delta y \times 250\Delta z$ としている。また、励振面から 50step 入った地点のストリップ導体中央直下において、ストリップ導体面に垂直な電界の時間応答波形を観測し、これをフーリエ変換することにより、周波数特性 $S_{11}(\omega)$ を得ている。

図 3. 3 に、プラズマ密度をパラメータとしたときの線路の周波数特性 S_{11} を示す。図 3. 3 (a) は、プラズマ密度が $0 \sim 10^{14.8}\text{cm}^{-3}$ のときの特性を、また、図 3. 3 (b) は、プラズマ密度が $10^{14.8} \sim 10^{16.0}\text{cm}^{-3}$ のときの特性を、それぞれ表している。

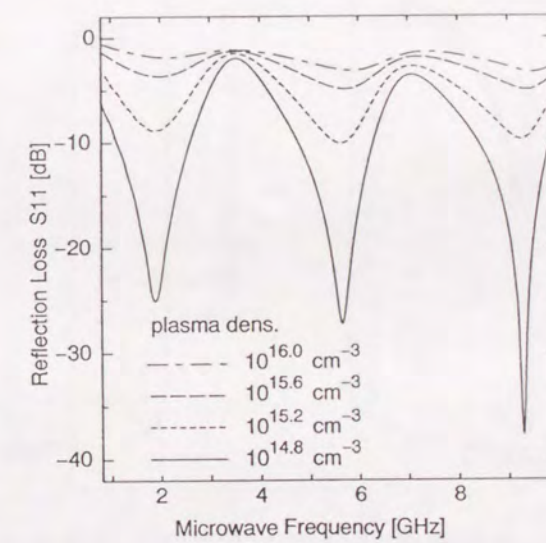
グラフより、プラズマ密度が零のとき、マイクロ波の周波数が 3.431GHz、6.862GHz 付近で減衰が観測される。これは、間隙から開放終端までの長さ L の線路が、半波長およびその整数倍の共振器として動作することにより生じる減衰であると考えられる。またこのとき、その他の周波数で損失が少ないのは、ほとんどの波が間隙部で入力側に反射されるためである。

プラズマ密度を $10^{14.8}\text{cm}^{-3}$ に上昇させると、半導体プラズマは、マイクロ波に対して強い損失性媒質として作用するようになる。このとき、上記周波数での減衰が消滅し、代わって 1.884GHz、5.651GHz、9.283GHz 付近に減衰の極大値が現れる。これらの周波数では、開放終端からそれぞれ 1/4 波長、3/4 波長、5/4 波長の位置にプラズマ領域が存在するため、電流分布の腹と一致して、損失性プラズマの影響を強く受けることになる。つまり、定在波電流分布がプラズマ領域で腹となる周波数においてマイクロ波の減衰は極大となり、節となる周波数において極小となることがわかる。また、零プラズマ密度時に存在した共振が消滅する理由として、プラズマ密度の増加とともに間隙の導電率が上昇し、共振部の Q 値が低下することが考えられる。

さらに、プラズマ密度を $10^{16.0}\text{cm}^{-3}$ に上げると、ほぼフラットな周波数特性が得られる。これは、この密度域でプラズマの導電率が十分大きくなり、良導体として振る舞うようになる結果、間隙が短絡状態となるため、このとき入射波のほとんどが減衰なしに間隙を通過して、開放終端で反射され、再び入力側へ戻されるものと考えられる。



(a) プラズマ密度が $0 \sim 10^{14.8}\text{cm}^{-3}$ のときの特性

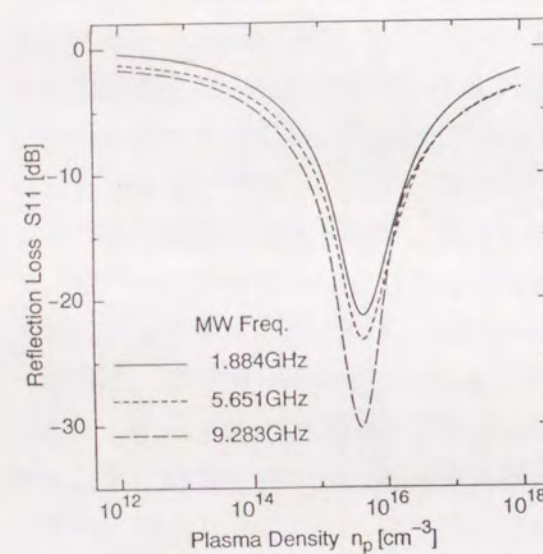


(b) プラズマ密度が $10^{14.8} \sim 10^{16.0}\text{cm}^{-3}$ のときの特性

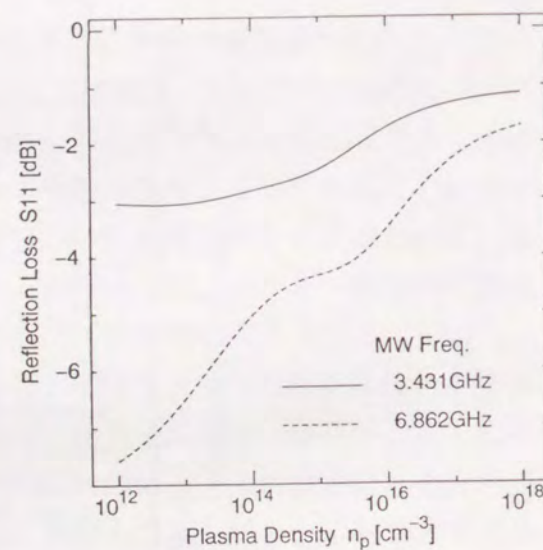
図 3. 3 光制御開放終端線路の周波数特性 S_{11}

図3.3の考察において、プラズマ密度が $10^{14.8} \text{cm}^{-3}$ のときに減衰が極大値を示す周波数（1.884GHz、5.651GHz、9.283GHz）の波と、減衰が極小値を示す周波数（3.431GHz、6.862GHz）の波に対する線路の特性 S_{11} を、プラズマ密度の関数として描いたものを図3.4(a)、および図3.4(b)にそれぞれ示す。半導体プラズマは、一般に、密度の増加とともに媒質特性を、誘電体から損失性媒質、そして良導体へと変化させていくことが知られており、こうした観点から図3.4(a)を見ると、これらの周波数の波が、プラズマの影響を直接受けていることがわかる。これに対して図3.4(b)では、半導体プラズマは低プラズマ密度時の共振現象を消滅させる作用があるものの、プラズマの影響をほとんど受けていないことがわかる。

以上の結果は、マイクロ波の光制御に定在波電流分布を利用することにより、所望の周波数の波を選択的に光制御することや、あるいは逆に、特定の周波数へのプラズマの影響を減じることが可能であることを示している。



(a) 半導体プラズマの影響を強く受ける周波数



(b) 半導体プラズマの影響をほとんど受けない周波数

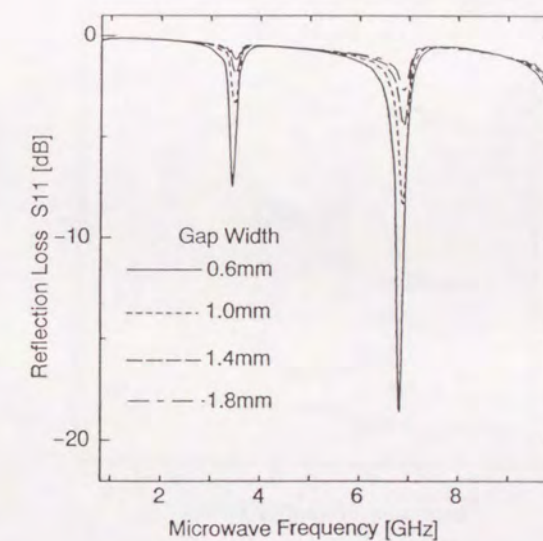
図3.4 特定の周波数におけるプラズマの影響

次に、間隙の間隔を $G_w=0.6\text{mm}$ 、 1.0mm 、 1.4mm 、 1.8mm と変化させたときの線路の周波数特性 S_{11} に与える影響を考察する。このときのプラズマ領域の寸法は、幅を $W_p=3.0\text{mm}$ 、厚さを $t_p=0.4\text{mm}$ とし、また、長さを間隙間隔に応じて $L_p = G_w$ のように変化させるものとする。その他のパラメータは図3.1に示すとおりである。

図3.5(a)に、プラズマ密度が零のときの周波数特性を示す。共振周波数においては、間隔 G_w が小さいほど間隙を挟む線路間の結合が強くなるため、減衰量が増加する傾向を示す。

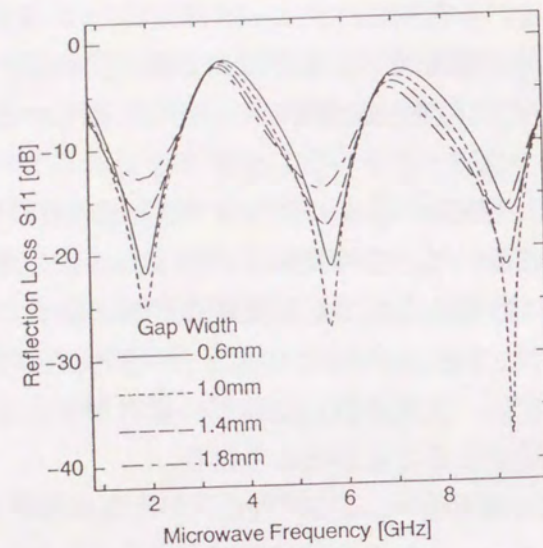
図3.5(b)に、プラズマ密度が $n_p = 10^{14.8} \text{cm}^{-3}$ のときの特性を示す。グラフより、損失が極大となる周波数において、間隙間隔 G_w を 1.0mm としたときに減衰が最も大きくなることがわかる。その理由として、間隙間隔が狭い場合には、損失媒質として作用するプラズマ領域が小さすぎ、マイクロ波に十分な損失を与えることができず、また、間隙間隔が広い場合には、間隙を挟む線路間の結合が弱くなり、プラズマ領域内に誘起される導電電流が減少することが考えられる。

図3.5(c)に、プラズマ密度が $n_p = 10^{16.0} \text{cm}^{-3}$ のときの特性を示す。グラフより、間隙間隔を狭くすれば、フラットな周波数特性に近づくことがわかる。これは、間隔が狭いほど、半導体プラズマによる間隙の短絡効果が増すことを意味している。

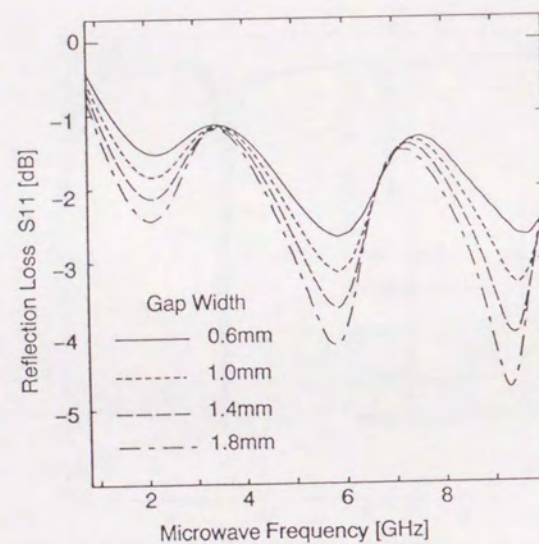


(a) $n_p = 0 \text{cm}^{-3}$ に対する特性

図3.5 間隙間隔を変化させたときの線路の周波数特性 S_{11}



(b) $n_p = 10^{14.8} \text{ cm}^{-3}$ に対する特性



(c) $n_p = 10^{16.0} \text{ cm}^{-3}$ に対する特性

図3.5 間隙間隔を変化させたときの線路の周波数特性 S_{11}

3.6 光制御マイクロ波フィルタへの応用

定在波電流分布を利用したマイクロ波の光制御法の応用例として、光制御マイクロ波フィルタを提案する。

解析モデルは、図3.1に示したモデルにおいて、間隙間隔 G_w およびプラズマ長 L_p をともに $L_p = G_w = 0.6 \text{ mm}$ としたものである。特に、周波数帯域を $1.6 \text{ GHz} \sim 5.6 \text{ GHz}$ の範囲で考える場合の線路の周波数特性 S_{11} を図3.6に示す。

この線路は、プラズマ密度が零のとき、 3.435 GHz を中心とする帯域阻止特性を示し、このときの最大減衰量は -7.39 dB である。また、密度が $n_p = 10^{14.8} \text{ cm}^{-3}$ のときには帯域通過特性を示し、 3.567 GHz において -1.77 dB 、 3.435 GHz において -1.88 dB の減衰量を得ている。さらにプラズマ密度を $n_p = 10^{16.0} \text{ cm}^{-3}$ にまで上げると、フラットな周波数特性を示し、同帯域内で $-2.14 \text{ dB} \sim -1.12 \text{ dB}$ の減衰量を得ている。

以上の結果は、プラズマ密度を光制御することにより、帯域阻止特性、帯域通過特性、そしてフラットな周波数特性を切り替えることが可能な光制御マイクロ波フィルタが実現できることを示している。

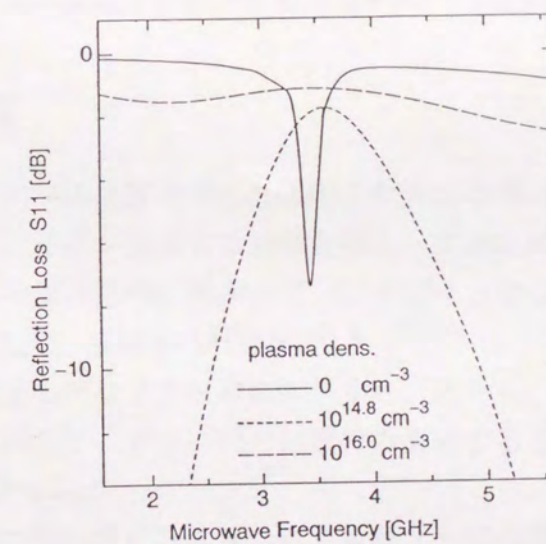


図3.6 光制御マイクロ波フィルタの周波数特性 S_{11}

3.7 結言

本章では、プラズマ領域でのマイクロ波の損失が、半導体中に誘起される導電電流に起因することから、終端線路に発生する定在波電流分布を光制御のパラメータとして取り込む方法を提案した。光制御マイクロストリップ開放終端線路を(FD)²TD法により特性解析を行い、Cyclicな周波数特性を有する線路が構成できることや、プラズマの影響を受ける周波数に選択性をもたせることができるなどの点で、本制御法が有効であることを示した。

また、この制御法の応用例として、プラズマ密度を光制御することにより、帯域阻止特性、帯域通過特性、そしてフラットな周波数特性を切り替えることが可能な光制御マイクロ波フィルタを提案した。

第4章 プラズマ密度分布のテーパ作用を利用したマイクロ波の光制御法

4.1 緒言

光励起された半導体プラズマは、その密度が光照射面から指数関数的に減少するため、照射面の反対側から入射するマイクロ波に対して、テーパ状の減衰特性を有する電磁波吸収体として作用させることが可能である。第4章では、この作用をTEモード通過型モードフィルタに応用して、不要電磁界成分であるTMモード電磁界をプラズマ領域で吸収させる方法を提案する。一例として、方形断面をもつ完全導体ストリップを周期的に配した構造のスラブ導波路を取り上げ、この線路がモードフィルタとして動作することを、境界要素法(Boundary Element Method)を用いて理論的に示すとともに、半導体プラズマのマイクロ波吸収効果を利用することにより、モードフィルタの特性の改善が図れることを明らかにする^[57]。

4.2 制御原理

光励起されたプラズマの密度分布は、照射した光が半導体内で吸収されていく過程と、生成された電子と正孔が拡散する過程とによって決まる。その際、いずれの過程も、半導体の表面から深さ方向に向かって、プラズマ密度が指数関数的に減少することが知られている。特に、密度が $10^{14.0} \text{ cm}^{-3}$ から $10^{16.0} \text{ cm}^{-3}$ の範囲では、半導体プラズマは強い損失媒質としてマイクロ波に作用することから、光照射面の反対側から入射するマイクロ波に対して、テーパ状の減衰特性を有する電磁波吸収体として利用することが可能である^[14,15]。

ここでは、光制御の際に常に問題視されてきたプラズマ領域での損失を積極的に利用する方法として、TEモード通過型モードフィルタの不要電磁界成分であるTMモード電磁界をプラズマの損失により効率よく吸収させる方法を提案する。

4.3 解析モデル

図4.1に解析モデルとして、プラズマ領域を含む周期構造誘電体スラブ導波路を示す。この線路は、厚さ h の誘電体スラブ導波路上に高さ t 、幅 w の方形断面をもつ完全導体ストリップを周期 d で配したもので、誘電体スラブの媒質には比誘電率 $\epsilon_r=11.8$ の高抵抗シリコンを仮定する。また、ストリップ間も導波層と同じ高抵抗シリコンで満たし、上方からの光照射により、この領域にテーパ状の密度分布をもつ半導体プラズマを励起する。なお、線路は y 方向に一様であり、界変化がないものと仮定する。

指数関数的に変化するプラズマ密度を図4.2のように階段状に近似する。プラズマ密度が x 方向に関して指数関数的に変化するとき、 x 軸方向のプラズマ密度 $n_p(x)$ は、

$$n_p(x) = n_0 \exp(-\alpha |x - t|) \quad (4.1)$$

n_0 : 表面プラズマ密度

α^{-1} : プラズマ深さ

とかける。ここで、階段近似された各層の x 軸方向の中点を、その層の代表値として比誘電率 ϵ_{pl} を決定する。なお、添え字の l は l 番目の層を表す。

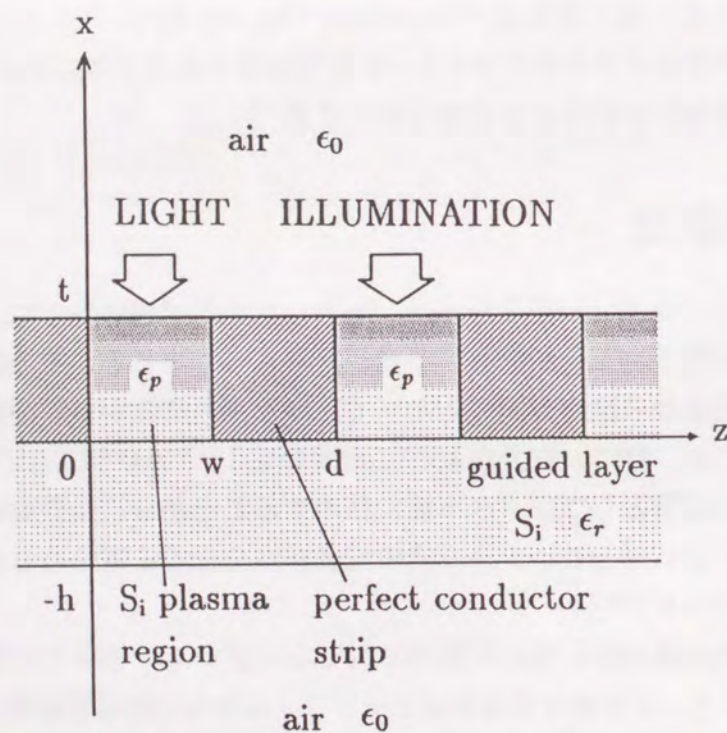


図4.1 プラズマ領域を含む周期構造誘電体スラブ導波路

4.4 境界要素法による解析

境界要素法を用いて周期構造誘電体スラブ導波路の解析を行う^[32]。

まず最初に、プラズマ層の電磁界表現について考える。

図4.2に示すようにプラズマ領域($0 < x < t, 0 < z < w$)を x 軸方向に N_0 個の層に分割した l 番目の領域を R_l と表す。 R_l における電磁界 ϕ は次の2次元ヘルムホルツ方程式を満たす。

$$\nabla_t^2 \phi + k_0^2 \epsilon_{pl} \phi = 0 \quad (4.2)$$

$$\nabla_t = \mathbf{i}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{i}_z \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\phi = \begin{cases} E_y : TE \text{ mode} \\ H_y : TM \text{ mode} \end{cases}$$

k_0 : 自由空間の波数

ここで2次元のグリーン関数として0次第2種ハンケル関数

$$\psi^l = \frac{1}{4j} H_0(k_0 \epsilon_{pl}^{1/2} |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|) \quad (4.3)$$

を用いると、グリーンの定理により、式(4.3)は次の境界積分方程式に変換できる。

$$\frac{1}{2} \phi(\mathbf{r}_0) = \oint_{L_l} \left(\psi^l \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial \psi^l}{\partial n} \right) dl \quad (4.4)$$

\mathbf{r}_0 は境界 L_l 上の点

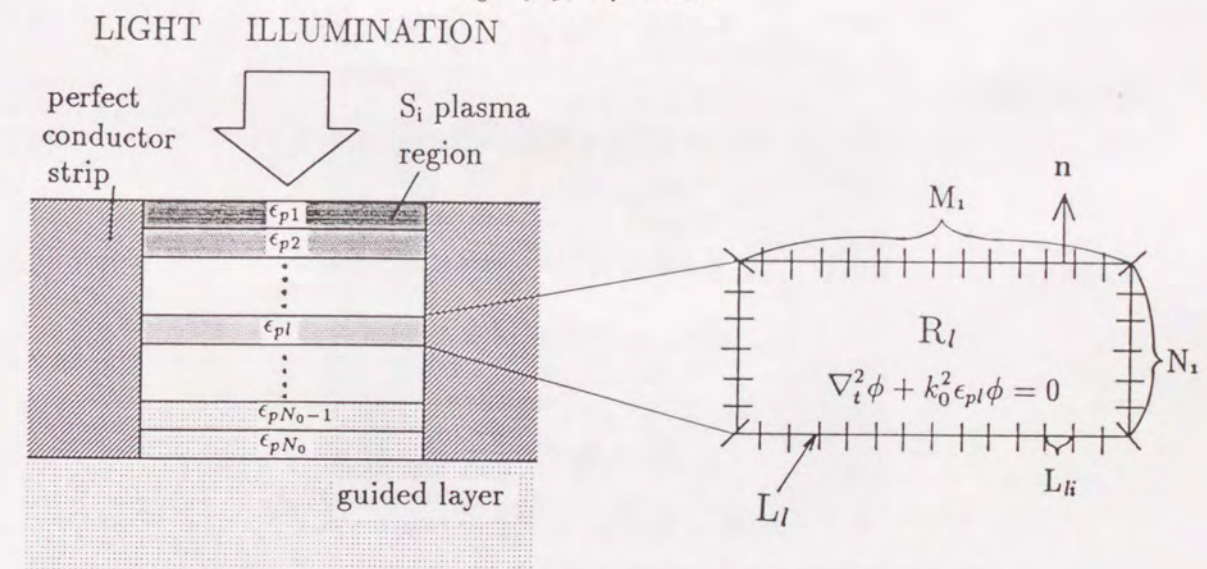


図4.2 プラズマ領域の階段近似と各領域での境界要素分割

領域 R_l を囲む境界 L_l を、ストリップ壁に接する境界部分について N_1 個の微小区間に、また、多層分割した l 番目と $(l+1)$ 番目の層の境界部分について M_1 個の微小区間に分割する。この結果、境界 L_l は $S = 2(N_1 + M_1)$ 個の境界要素に分割される。 i 番目の境界要素において一定値 1 をとるステップ関数で ϕ および $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ を展開することにより、式 (4.4) は次のようなマトリックスで表現できる。

$$(G^{(l)})u^{(l)} + (H^{(l)})q^{(l)} = 0 \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \phi_{li} &= u_i^{(l)}, & \frac{\partial \phi_{li}}{\partial n} &= q_i^{(l)} \\ u^{(l)} &= \begin{pmatrix} u_1^{(l)} \\ \vdots \\ u_S^{(l)} \end{pmatrix}, & q^{(l)} &= \begin{pmatrix} q_1^{(l)} \\ \vdots \\ q_S^{(l)} \end{pmatrix} \\ G^{(l)} &= \begin{pmatrix} g_{11}^{(l)} & \cdots & g_{1S}^{(l)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ g_{S1}^{(l)} & \cdots & g_{SS}^{(l)} \end{pmatrix}, & H^{(l)} &= \begin{pmatrix} h_{11}^{(l)} & \cdots & h_{1S}^{(l)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ h_{S1}^{(l)} & \cdots & h_{SS}^{(l)} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

ここで、 $u^{(l)}, q^{(l)}$ は未知の列ベクトルであり、 $G^{(l)}, H^{(l)}$ は S 次の正方行列である。なお、肩字の (l) は l 番目の層を表す。

次に、空気層、および導波層の電磁界表現について考える。

空気層および導波層の電磁界はフロケの定理より、空間高調波の無限級数として次のように表現できる。

$$x > t \quad \phi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp(-jk_{xn}^{(a)}(x-t)) \exp(-j\beta_n z) \quad (4.6)$$

$$-h < x < 0 \quad \phi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (b_n \cos k_{xn}^{(r)} x + c_n \sin k_{xn}^{(r)} x) \exp(-j\beta_n z) \quad (4.7)$$

$$x < -h \quad \phi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} d_n \exp(jk_{xn}^{(a)}(x+h)) \exp(-j\beta_n z) \quad (4.8)$$

a_n, b_n, c_n, d_n : 空間高調波の振幅

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2n\pi}{d}$$

$$k_{xn}^{(a)} = \pm(k_0^2 - \beta_n^2)^{\frac{1}{2}}, \quad k_{xn}^{(r)} = (k_0^2 \epsilon_r - \beta_n^2)^{\frac{1}{2}}$$

ここで、 β_0 は基本空間高調波の伝搬定数を表しており、 $\beta_0 = \beta - j\alpha$ とかける。ただし、 β, α はそれぞれ位相定数、および減衰定数を表している。

次に、上で求めた各領域の電磁界表現を境界条件により連結し、特性方程式の導出を行う。

領域 R_l を囲む境界 L_l を図 4.3 のように 4 つの境界部分に分けることにより、式 (4.5) の行列 $G^{(l)}, H^{(l)}$ を 4 つの部分行列に、列ベクトル $u^{(l)}, q^{(l)}$ を 4 つの部分ベクトルに分割することができる。

$$(G_1^{(l)} G_2^{(l)} G_3^{(l)} G_4^{(l)}) \begin{pmatrix} u_1^{(l)} \\ u_2^{(l)} \\ u_3^{(l)} \\ u_4^{(l)} \end{pmatrix} + (H_1^{(l)} H_2^{(l)} H_3^{(l)} H_4^{(l)}) \begin{pmatrix} q_1^{(l)} \\ q_2^{(l)} \\ q_3^{(l)} \\ q_4^{(l)} \end{pmatrix} = 0 \quad (4.9)$$

上式において、ストリップ壁面での電界の接線成分が零であることから、

$$\begin{cases} u_1^{(l)} = u_3^{(l)} = 0 : TE \\ q_1^{(l)} = q_3^{(l)} = 0 : TM \end{cases} \quad (4.10)$$

が成り立つ。また、多層分割した各プラズマ層の境界においては、電界、および磁界の接線成分が連続であることから、次式が成り立つ。

$$\begin{cases} u_2^{(l)} = u_4^{(l+1)} : TE \\ q_2^{(l)} = -q_4^{(l+1)} \\ u_2^{(l)} = u_4^{(l+1)} : TM \\ q_2^{(l)} = -\frac{\epsilon_l}{\epsilon_{l+1}} q_4^{(l+1)} \end{cases} \quad (4.11)$$

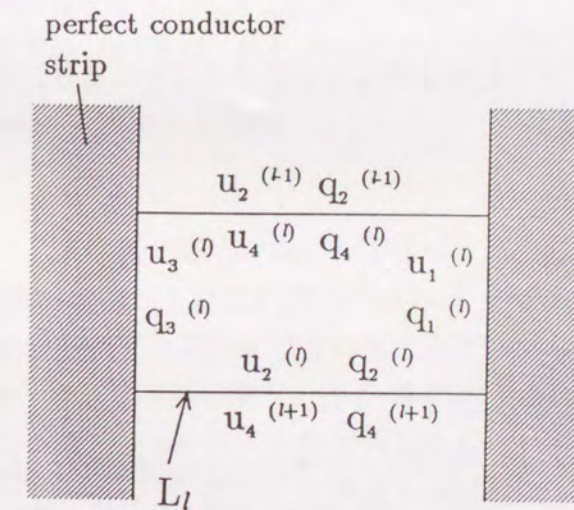


図 4.3 4 分割した境界 L_l における部分ベクトル

さらに、空気層、導波層の電磁界とプラズマ層の電磁界の境界での連続性から、この部分での境界条件は、次式のように表現できる。

$$\text{at } x = t \quad \begin{cases} q_4^{(1)} = C_{TE} u_4^{(1)} : TE \\ u_4^{(1)} = C_{TM} q_4^{(1)} : TM \end{cases} \quad (4.12)$$

$$\text{at } x = 0 \quad \begin{cases} q_2^{(N_0)} = D_{TE} u_2^{(N_0)} : TE \\ u_2^{(N_0)} = D_{TM} q_2^{(N_0)} : TM \end{cases} \quad (4.13)$$

以上、式(4.9)～式(4.13)の境界条件から次の特性方程式を得る。

for TE mode

$$\begin{pmatrix} G_4^{(1)} + H_4^{(1)} C_{TE} & G_2^{(1)} & & 0 & H_2^{(1)} & & 0 & \vdots \\ & G_4^{(2)} & G_2^{(2)} & & -H_4^{(2)} & H_2^{(2)} & & \vdots \\ & & G_4^{(3)} & G_2^{(3)} & & -H_4^{(3)} & H_2^{(3)} & \vdots \\ & & & \ddots & & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & & & G_4^{(N_0)} & G_2^{(N_0)} + H_2^{(N_0)} D_{TE} & 0 & & -H_4^{(N_0)} \\ & & & & & & & \vdots \\ \vdots & H_1^{(1)} & H_3^{(1)} & & & & 0 & \vdots \\ \vdots & & H_1^{(2)} & H_3^{(2)} & & & & \vdots \\ \vdots & & & H_1^{(3)} & H_3^{(3)} & & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & & & \vdots \\ \vdots & 0 & & & & H_1^{(N_0)} & H_3^{(N_0)} & \vdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_4^{(1)} \\ u_2^{(1)} \\ \vdots \\ u_2^{(N_0)} \\ q_2^{(1)} \\ \vdots \\ q_2^{(N_0-1)} \\ q_1^{(1)} \\ q_3^{(1)} \\ \vdots \\ q_1^{(N_0)} \\ q_3^{(N_0)} \end{pmatrix} = 0 \quad (4.14)$$

この特性方程式を満足する伝搬定数 β_0 を決定することにより、線路の伝搬特性を知ることができる。尚、TMモードについても、同様の手順により特性方程式が導出できる。

4.5 数値計算結果

数値計算においては、解析モデルの各部の寸法を周期 d で規格化し、それぞれ $t/d = h/d = w/d = 0.5$ とする。また、プラズマ層数 N_0 を8層、境界 L_l の分割数 N_1, M_1 とともに10とする。さらに、電磁波の周波数を94GHzとして、TEモードおよびTMモードの基本モードについて、解析を行う。

図4.4に、プラズマ密度 n_p に対する規格化位相定数、および規格化減衰定数を示す。グラフより、プラズマ密度 n_p を 10^{12}cm^{-3} から 10^{16}cm^{-3} にまで増加させると、TEモードの減衰定数が減少し、かわってTMモードの減衰定数が増加するという注目すべき結果を得る。特に、 $n_p = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ のとき、 $\alpha_{TM}d = 0.744$ 、 $\alpha_{TE}d = 0.103$ であり、TMモードの減衰定数はTEモードの減衰定数の約7倍となり、TMモードの減衰が支配的となる。したがって、この特性を利用すれば、TMモード電磁界をプラズマ領域で吸収するTEモード通過型のモードフィルタを構成することが可能である。

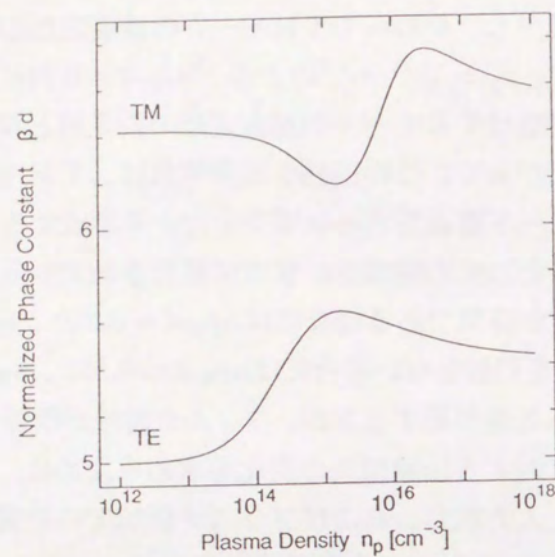
これらモードフィルタとしての特性を、すでに報告されているモデル^[32]と比較すると、ストリップ間の媒質が空気である場合には $\alpha_{TM}d = 0.340$ 、 $\alpha_{TE}d = 0.037$ であり、また高抵抗シリコンに光を照射しない場合には $\alpha_{TM}d = 0.551$ 、 $\alpha_{TE}d = 0.206$ であることから、いずれの場合も光を照射する方が、フィルタ特性が改善されることがわかる。

プラズマ密度の変化に対する伝搬損失の変化を求めるために、図4.5のように周期構造の1周期について入力電力、およびプラズマ領域での消費電力を計算する。プラズマ領域での消費電力 P_{pl} を次のように定義する。

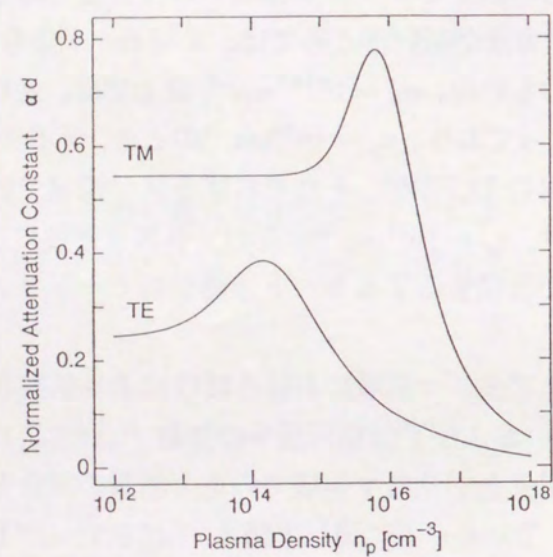
$$\begin{aligned} (\text{プラズマ領域での消費電力 } P_{pl}) \\ &= (\text{導波層とプラズマ層境界の通過電力 } P_{pl,in}) \\ &\quad - (\text{上部空気層とプラズマ層境界の通過電力 } P_{pl,out}) \end{aligned}$$

図4.6に、入力電力に対するプラズマ領域での消費電力の比をプラズマ密度の関数として示す。プラズマ密度が低いところでは、TMモードよりもTEモードの方が、プラズマの影響が大きいものの、 $n_p = 10^{14.7} \text{cm}^{-3}$ 以上では、逆にTMモードの方がプラズマの影響が大きくなっており、 $n_p = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ のとき、TEモード電磁界の21.7%、そしてTMモード電磁界の73.7%が、それぞれプラズマ領域で吸収される。これらの結果からも、この線路が、 $n_p = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 付近のプラズマ密度に対して、TMモードの電磁界をプラズマ領域で吸収するTEモード通過型のモードフィルタとして動作していることがわかる。

線路の伝搬損失には、プラズマ領域における吸収により消費される電力 P_{pl} の他に、上部空気層への放射 P_+ 、および下部空気層への放射 P_- が含まれている。そこで、伝搬損失に含まれる放射損失とプラズマ領域での電力消費の割合を、プラズマ密度の関数として描いた結果を、TMモードに関して図4.7に示す。プラズマ密度が低いところでは、伝搬損失のほとんどが空気層への放射によるものであるが、プラズマ密度が高くなるにつれてプラズマ領域での吸収による損失が支配的となる。したがって、プラズマ密度を高くしてTMモード電磁界をプラズマ領域で吸収すれば、外部への不要輻射を抑制できることがわかる。



(a) 規格化位相定数



(b) 規格化減衰定数

図 4.4 周期構造誘電体スラブ導波路の規格化伝搬定数

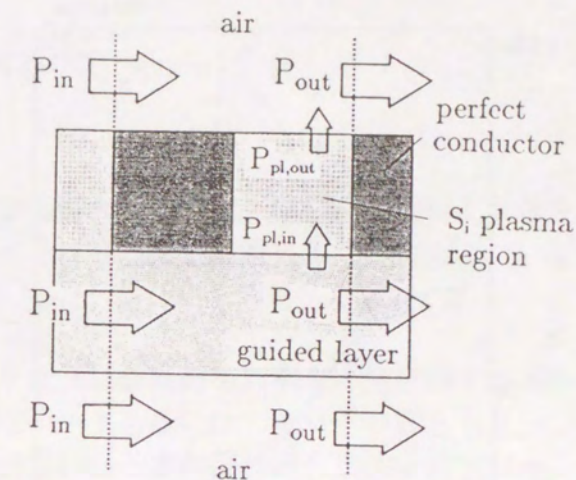


図 4.5 周期構造 1 周期分の入、出力電力

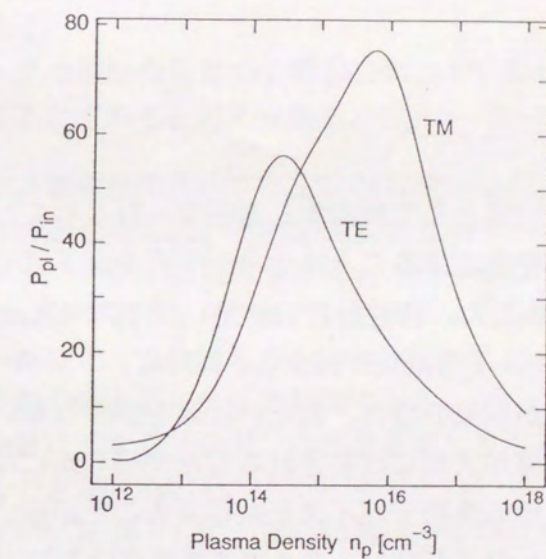


図 4.6 入力電力に対するプラズマ領域での比消費電力

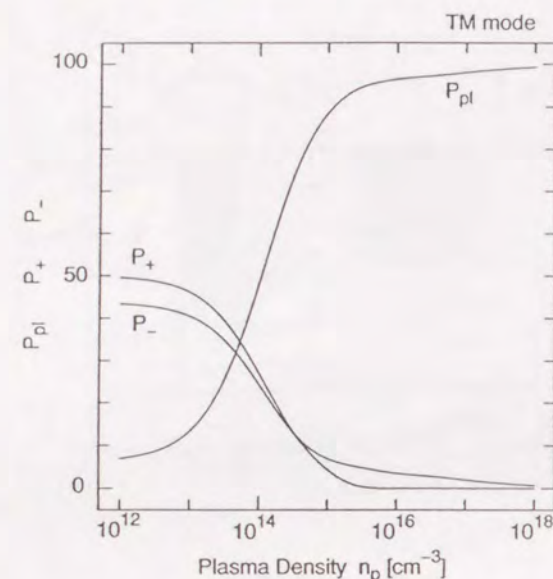


図4.7 損失に含まれる放射損とプラズマ領域で吸収される電力の割合

4.6 結言

半導体プラズマを損失媒質として利用する方法の一例として、周期構造誘電体スラブ導波路にプラズマ領域を形成することにより、TEモード通過型モードフィルタの特性改善を図る方法を提案した。特性解析の結果、プラズマ密度を $n_p = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 程度にすることにより、TEモードの減衰が減少し、同時に、TMモードの減衰が増加するため、ストリップ間媒質が空気の場合、あるいは光を照射しない場合に比較して、TMモード電磁界の除去効果が大幅に改善されることが明らかになった。また、マイクロ波集積回路などでは、他の集積デバイスと共存することが多いため、プラズマ領域で電磁界を吸収し、外部への不要輻射を抑え得る本構造は有用であると考えられる。

第5章 結論

本章では、著者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中に行った、半導体プラズマによるマイクロ波の光制御法に関する研究において得られた成果を総括して述べる。

第2章では、マイクロ波結合線路を効率よく光制御する方法として、線路に導波されるモードのうち、偶モードあるいは奇モードのどちらか一方のモードのみを集中的に光制御する方法を提案した。本制御法の有効性を示すため、一例としてスロット付マイクロストリップ結合線路を取り上げ、モードの選択的な制御を行う場合と、これを行わない場合の2種類のモデルの特性解析を行った。その結果を詳細に比較・検討したところ、以下の点で本制御法が有効であるとの結論を得た。

- 偶奇モード間での位相定数変化の打ち消し効果を抑え、効率よく位相変化を結合器の制御に利用できる。
- 光制御時に減衰を受けるモードが1つに絞られるため、全体として線路の減衰特性が改善される。
- 光制御時の特性インピーダンス変化を抑えることができ、他線路との整合性を向上できる。

本制御法は、マイクロ波結合線路の光制御において、半導体プラズマの効果を最大限に引き出す有効な手法であると考えられる。

第3章では、開放終端線路に発生する定在波電流分布を、光制御のパラメータとして新たに取り込む方法を提案した。これを実現するモデルとして、マイクロストリップ終端線路のストリップ導体上に間隙を設け、この間隙直下に損失性の半導体プラズマを装荷した構造の線路を取り上げ、その特性解析を行ったところ、Cyclicな周波数特性を示すことがわかった。この結果から、本制御法には、

- 所望の周波数の波を選択的に光制御できる。
- 特定の周波数に対するプラズマの影響を減じることができる。

といった特徴があることが判明した。

また、この制御法の応用例として、通常は帯域阻止特性を示し、光照射時には帯域通過特性を示すような、

- 光によって特性の切り替えが可能な光制御マイクロ波フィルタを提案し、その理論的特性を明らかにした。

第4章では、光励起された半導体プラズマの密度が光照射面から指数関数的に減少することから、これをテーパ状の減衰特性をもつ電磁波吸収体として利用する方法を提案した。一例として、スラブ導波路上に方形断面をもつ完全導体ストリップを周期的に配した構造の線路を取り上げ、これがTEモード通過型モードフィルタとして動作することを示すとともに、このフィルタの不要電磁界成分であるTMモード電磁界のプラズマ領域での吸収効果を理論的に検討した。その結果、

- プラズマ密度を $n_p = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 程度にすることにより、TEモードの減衰を少なくし、同時に、TMモードの減衰を高める効果があり、TMモード電磁界の除去効果が改善される。
- プラズマ領域でTMモード電磁界を吸収するため、外部への不要輻射を抑えることができる。

ことが明らかとなり、半導体プラズマを利用することにより、モードフィルタの特性の改善が図れることを示した。

最後に、半導体プラズマを利用してマイクロ波の光制御を行う研究における今後の課題を列挙し、著者の私見を述べる。

- (1) 高速制御のための半導体材料の研究
- (2) プラズマの損失を最小限に抑える方法の提案
- (3) プラズマの損失を有効利用する方法の提案
- (4) 他の物理現象を光制御に取り込み、新しい特性をもつデバイスの提案

(1) については現在、InP^[55]、アモルファスシリコン^[3]、ダイヤモンド^[56]、 $\rho\text{-Ge}$ ^[57] など、キャリアの再結合時間が50ps以下の半導体材料が報告されている。しかし、再結合時間の短い材料では電子移動度が小さいために、光制御時に大きな導電率変化を得ることができないといった問題点も残されている。

また、(2)、(3) については、プラズマの損失をどのように捉えるかという観点からみたもので、第2章に提案したように光制御に直接関係しないところでのマイクロ波の減衰を徹底的に抑え込む方法と、第4章に示したような損失を積極的に利用する方法の、両面からの研究が必要である。

さらに、(4) については、例えば第3章に示したように、定在波電流分布を光制御のパラメータとして取り込む、などといった他の物理現象を光制御のシステムに取り入れて新しい特性を持つ光制御デバイスの実現を目指すことも重要であると考えられる。

以上、本研究で得られた成果が、マイクロ波技術の発展に多少なりとも貢献し得るならば、著者の望外の喜びとするところである。

参考文献

- [1] D.H.Auston:
"Picosecond Optoelectronic Switching and Gating in Silicon",
Applied Physics Letters, **26**, 3, pp.101-103, Feb. 1975
- [2] A.M.Johnson, D.H.Auston:
"Microwave Switching by Picosecond Photoconductivity", IEEE Quantum
Electron., **QE-11**, 6, pp.283-287, June 1975
- [3] A.M.Johnson, D.H.Auston, P.R.Smith, J.C.Bean:
"Picosecond Optoelectronic Detection, Sampling, and Correlation Measurements
in Amorphous Semiconductors", Applied Physics Letters, **37**, 4, pp.371-373, Aug.
1980
- [4] C.H.Lee:
"Picosecond Optoelectronic Switching in GaAs", Applied Physics Letters, **30**, 2,
pp.84-86, Jan. 1977
- [5] C.H.Lee, P.S.Mak, A.P.DeFonzo:
"Millimeter-wave Switching by Optically Generated Plasma in Silicon", Electron.
Lett., **14**, 23, pp.733-734, Nov. 1978
- [6] A.M.Vaucher, M.G.Li, C.H.Lee:
"Diode-laser-controlled Millimetre-wave Propagation in a Silicon Waveguide",
Electron. Lett., **18**, 25, pp.1066-1067, Dec. 1982
- [7] M.G.Li, W.L.Cao, V.K.Mathur, C.H.Lee:
"Wide Bandwidth, High-Repetition-rate Optoelectronic Modulation of Millimeter
Waves in GaAs Waveguide", Electron. Lett., **18**, 11, pp.454-456, May 1982

- [8] C.H.Lee, P.S.Mak, A.P.DeFonzo:
"Optical Control of Millimeter-wave Propagation in Dielectric Waveguides",
IEEE Quantum Electron., **QE-16**, 3, pp.277-288, March 1980
- [9] A.M.Vaucher, C.D.Strffler, C.H.Lee:
"Theory of Optically Controlled Millimeter Phase Shifters", IEEE Trans. Microwave
Theory & Tech., **MTT-31**, 2, pp.209-216, Feb. 1983
- [10] W.Platte:
"High-speed Optoelectronic Switching in Silicon Gap-shunt Microstrip Structures",
Electron. Lett., **12**, 17, pp.437-438, Aug. 1976
- [11] W.Platte:
"Pulse Sharpening by Laser-excited Solid-state Plasmas in Silicon",
Electron. Lett., **12**, 23, pp.631-633, Nov. 1976
- [12] W.Platte:
"Spectral Dependence of Microwave Power Transmission in Laser-controlled
Solid-state Microstrip Switches", IEE J. Solid-State & Electron. Devices, **2**,
pp.97-103, 1978
- [13] W.Platte:
"Optoelectronic Generation of Short Microwave Bursts via Pulse Subtraction",
Electron. & Commun.(AEU), **32**, pp.377-378, 1978
- [14] W.Platte:
"On the Excitation-Dependent Decay of Photoconductivity in Laser-controlled
Solid-state Switches", Frequenz, **32**, pp.57-62, 1978
- [15] W.Platte:
"Optoelectronic Microwave Switching via Laser-induced Plasma Tapers GaAs
Microstrip Sections", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **MTT-29**, 10,
pp.1010-1018, Oct. 1981
- [16] W.Platte:
"Cutoff-taper Performance of Substrate-edge Excited Optoelectronic Switches",
IEE Proc.I, Solid-State & Electron. Devices, **131**, pp.45-50, 1984

- [17] W.Platte:
"Switched Optoelectronic Microwave Load", IEE Proc.I, Solid-State & Electron.
Devices, **129**, 5, pp.193-198, Oct. 1982
- [18] W.Platte:
"Microwave Switching Performance of High-speed Optoelectronic Switches — An
Efficiency Comparison of the Basic Types", IEE Proc.I, Solid-State & Electron.
Devices, **128**, 6, pp.193-196, Dec. 1981
- [19] W.Platte:
"Photo-induced Microwave Attenuation in LED-Controlled Semiconductor Copla-
nar Waveguides", AEU, Band 42, Heft 5, pp.322-325, May 1988
- [20] 小楠和彦, 田中郁雄, 伊藤英利:
"光によって制御されたプラズマ層を持つ誘電体導波路の伝搬特性", 電子通信学会
論文誌 (C), **J66-C**, 1, pp.39-46, Jan. 1983
- [21] 小楠和彦, 田中郁雄:
"光電効果を用いた誘電体導波路型ミリ波変調器", 電子通信学会論文誌 (B),
J67-B, 4, pp.416-423, April 1984
- [22] K.Ogusu:
"New Dielectric Waveguide Structure for Millimeter-wave Optical Control",
Electron. Lett., **19**, 7, pp.253-254, Mar. 1983
- [23] 小楠和彦:
"光電効果を用いたストリップ線路型マイクロ波変調器",
電子通信学会論文誌 (B), **J68-B**, 5, pp.578-585, May 1985
- [24] 島崎仁司, 堤 誠:
"光制御マイクロストリップ線路結合器", 電子通信学会論文誌 (C), **J72-C-I**, 4,
pp.257-262, April 1989
- [25] H.Shimasaki, M.Tsutsumi:
"Light-controlled Microstrip Line Coupler", 13th International Conference on
Infrared and Millimeter Waves, IRMM 1988, Honolulu, T2.3, pp.100-101,
Dec. 1988

- [26] H.Shimasaki, M.Tsutsumi:
"Light-controlled Microstrip Line Coupler", The International Journal of Infrared and Millimeter Waves, **10**, 9, pp.1131-1138, Sep. 1989
- [27] 堤 誠, 岡本, 島崎仁司:
"光によるマイクロストリップ線路の電磁界の観測", 電子通信学会論文誌 (C), **J72-C-I**, 9, pp.560-561, Sep.1989
- [28] M.Tsutsumi, T.Okamoto, H.Shimasaki:
"Observations of Electromagnetic Field in the Microstrip Lines with Focussed Laser Light Beam", IEICE Trans. on Electron., C, **J72-I**, 9, pp.560-561, Sep. 1989
- [29] M.Tsutsumi, A.Alphones:
"Optical Control of Millimeter Wave Transmission Lines", 1991 Microwave Workshop and Exhibition MWE'91, Microwave Workshop Digest, pp.109-114, Sep. 1991
- [30] H.Shimasaki, M.Tsutsumi:
"Reflection Characteristics of Optically-Controlled Microwave through an Open-Ended Microstrip Line", IEICE Trans. on Electron., **E76-C**, 2, pp.301-304, Feb. 1993
- [31] H.Shimasaki, K.Nakai, M.Tsutsumi:
"On the Optical Control of a Microstrip Line with a Tuning Stub", IEICE Tech.Report, vol.93, No.78, **MW93-30**, pp.7-12, May 1993.
- [32] M.Matsumoto, M.Tsutsumi, N.Kumagai:
"Radiation of Millimeter Waves from a Leaky Dielectric Waveguide with a Light-induced Grating Layer", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **MTT-35**, 4, pp.1033-1042, Nov. 1987
- [33] M.Matsumoto, M.Tsutsumi, N.Kumagai:
"Bragg Reflection Characteristics of Millimeter Waves in a Periodically Plasma-induced Semiconductor", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **MTT-34**, 4, pp.406-411, April 1986
- [34] G.Mourou, C.V.Stancampiano, D.Blumenthal:
"Picosecond Microwave Generation", Applied Physics Letters, **38**, 6, pp.470-472, Mar. 1981

- [35] R.Heidemann, Th.Pfeiffer, D.Jager:
"Optoelectronically Pulsed Slot-line Antennas", Electron. Lett., **19**, 9, pp.316-317, April 1983
- [36] A.P.DeFonzo, C.R.Lutz:
"Optoelectronic Transmission and Reception of Ultrashort Electrical Pulses", Applied Physics Letters, **51**, 4, pp.212-214, July 1987
- [37] Y.Pastol, G.Arjavalasingam, J.M.Halbout, G.V.Kopcsay:
"Characterization of an Optoelectronically Pulsed Broadband Microwave Antenna", Electron. Lett., **24**, 21, pp.1318-1319, Oct. 1988
- [38] P.R.Smith, D.H.Auston, M.C.Nuss:
"Subpicosecond Photoconducting Dipole Antennas", IEEE Quantum Electron., **QE-24**, 2, PP.255-260, Feb. 1988
- [39] Y.Pastol, G.Arjavalasingam, J.M.Halbout, G.V.Kopcsay:
"Coherent Broadband Microwave Spectroscopy using Picosecond Optoelectronic Antennas", Applied Physics Letters, **54**, 4, pp.307-309 Jan. 1989
- [40] Y.Horii, T.Nakamura, T.Nakagawa, S.Kurazono:
"Selective Mode-Control with Optically Induced Plasma on Coupled Microstrip Lines with a Tuning Slot", IEICE Trans. on Electron., **E76-C**, 2, pp.207-213, Feb. 1993
- [41] 堀井康史, 中村力, 中川健, 倉蘭貞夫:
"半導体プラズマ層を有するスロット付マイクロストリップ結合線路のモード選択型光制御法", 電子情報通信学会マイクロ波研究会, **MW92-50**, June 1992
- [42] C.H.Lee, ed.: "Picosecond Optoelectronic Devices", ch.12, Academic Press, Inc. 1984
- [43] M.W.Scott, T.F.Wu, J.K.Butler:
"Analysis of a Buried Layer Millimeter-wave Phase Shifter", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **MTT-35**, 8, pp.783-784, Aug. 1987
- [44] T.Itoh, A.S.Hebert:
"A Generalized Spectral Domain Analysis for Coupled Suspended Microstrip Lines with Tuning Septums", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **MTT-26**, 10, pp.820-826, Oct. 1978

- [45] S.Ramo, J.R.Whinnery, T.V.Duzer:
"Fields and Waves in Communication Electronics", 2nd edition, ch.5,
JOHN WILEY & SONS, 1984
- [46] S.E.Miller:
"Coupled Wave Theory and Waveguide Applications", Bell Syst. Tech. J., 33, 3,
pp.661-719, May 1954
- [47] Y.Horii, M.Hira, T.Nakagawa, S.Kurazono:
"Optical Control of the Short Terminated Microstrip Filter utilizing Current
Distribution of Standing Wave", IEICE Trans. on Electron., E76-A, Dec. 1993
- [48] 堀井康史, 平雅文, 中川健, 倉藺貞夫:
"定在波電流分布を利用した半導体プラズマによるマイクロ波の光制御法",
電子情報通信学会マイクロ波研究会, **MW93-56**, July 1993
- [49] 堀井康史, 平雅文, 中川健, 倉藺貞夫:
"定在波電流分布を利用した光制御マイクロストリップフィルタの特性解析",
1993 年電子情報通信学会秋季全国大会, **C-90**, Sep. 1993
- [50] X.Zhang, J.Fang, K.K.Mei, Y.Liu:
"Calculation of the Dispersive Characteristics of Microstrips by the Time-domain
Finite-difference Method", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-36,
pp.263-267, Feb. 1988
- [51] A.Taflove, M.E.Brodwin:
"Numerical Solution of Steady-state Electromagnetic Scattering Problems using the
Time-dependent Maxwell's Equations", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.,
MTT-23, 8, pp.623-630, Aug. 1975
- [52] R.L.Luebbers, F.Hunsberger, K.S.Kunz:
"A Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for
Transient Propagation in Plasma", IEEE Trans. Antennas & Propagation,
39, 1, pp.29-34, Jan. 1991
- [53] 柴田隧道, 佐野栄一:
"差分時間領域法によるコプレーナ線路の解析", 電子通信学会論文誌 (C), **J73-C-I**,
2, pp.61-70, Feb. 1990

- [54] 古屋智英, 堀井康史, 中川健, 倉藺貞夫:
"半導体プラズマによるモードフィルタの特性改善について", 電子情報通信学会
マイクロ波研究会, **MW93-64** Sep.1993
- [55] F.J.Leonberger, P.F.Moulton:
"High-speed InP Optoelectronic Switch", Applied Physics Letters, **35**, 9, pp712-
714, Nov. 1979
- [56] P.K.Bharadwaj, R.F.Code, H.M.Vandriel, E.Walentynowicz:
"High Voltage Optoelectronic Switching in Diamond", Applied Physics Letters, **43**,
2,
pp207-209, July 1983
- [57] A.P.Defonzo:
"Picosecond Photoconductivity in Ge films", Applied Physics Letters, **39**, 6, pp480-
482, Sep 1981

