スプリットリング共振器の距離依存性を用いた MEMS 可変メタマテリアル

磯﨑　瑛宏

第 1 章　序論 ---------- 3
1.1　本研究の目的 3
1.2　研究の背景と従来研究 4
メタマテリアル 4
可変メタマテリアル 5
THz 波とメタマテリアル 7
THz 可変メタマテリアルの課題 7
1.3　本研究で提案する可変メタマテリアル 8
1.4　論文の構成 9
第 2 章　メタマテリアルの電磁気応答理論 ---------- 10
2.1　緒言 10
2.2　SRR のカップリングと可変メタマテリアル 10
2.3　金属の選定と金の基礎特性 12
2.4　有限要素法によるシミュレーションと境界条件の設定 16
2.5　SRR における電磁気応答 18
2.6　Double SRR における電磁気応答 23
2.7　提案する構造における電磁気応答 30
2.8　結言 39
第 3 章　MEMS 構造の機械特性 ---------- 40
3.1　緒言 40
3.2　構造計算 40
3.3　空気圧駆動とギャップサイズ 44
3.4　結言 47
第 4 章　THz 透過特性計測 ---------- 48
4.1　緒言 48
4.2　THz-TDS 48
4.3　Double SRR の SRR 間距離依存性 53
4.4　フレームの影響 57
4.5　設計・作製 66
4.6　空気圧による駆動特性 71
4.7　可変メタマテリアルの THz 透過特性 77
4.8　結言 81
第 5 章　結論 ---------- 82
5.1　結論 82
5.2　展望 83
付録---------- 86
付録.A　可変メタマテリアル作製プロセス 87

付録.B　本研究で使用した装置・薬品リスト 89
付録.C　本論文で使用した物理定数 90
付録.D　時間領域電場強度 91
付録.E　電磁界シミュレーションに関する基礎的検討 94
付録.F　SRR の傾き方向による影響 97
付録.G　シミュレーションによる DoubleSRR 形状検討 98
参考文献 ---------- 99
謝辞---------- 106

第1章　序論

1.1 本研究の目的

本研究の目的は，微小な構造変化に対して敏感に透過特性が変化する可変メタマテリアルを実現することである．本研究では，テラヘルツ(THz)帯の電磁波(THz 波)に応答するメタマテリアルを対象とする．メタマテリアルとは，メタ原子と呼ばれる人工的に設計された，波長より小さな構造の集まった人工材料である．メタ原子は自然界には見られない光学応答を示すという特徴があり，接近したメタ原子は相互作用する．従って，メタ原子間距離の制御は，メタマテリアルの透過特性の制御に繋がる．その相互作用は，メタ原子間距離を近づければ近づけるほど大きくなることが知られている．本研究では，上記のようなメタ原子間相互作用の特性を生かして，2 つのメタ原子を接近させて配置したメタ原子ユニットを形成し，メタ原子間距離をわずかに変えれば透過特性を変化させることができる可変メタマテリアルを試作する．このときメタ原子の移動を小さく抑えることは，メタ原子ユニット間距離の変化を小さく抑えられることを意味する．メタ原子ユニット間距離はメタマテリアルの特性を決める上で重要なパラメータのひとつであるが，メタ原子ユニット間距離を固定することで，メタ原子ユニットの特性だけに着目して可変メタマテリアルの光学特性を設計することが可能となる．このことは，メタマテリアル設計上で大きな

Fig. 1.1　メタ原子の動き．(a)従来の方法．(b)提案する方法．

メリットとなる．しかしながらこれまでのメタ原子を動かす構造は，可動面とメタ原子間ギャップの方向が一致しており(**Fig. 1.1**(a)), ギャップを小さくすると 2 つのメタ原子の接触･吸着(stiction)が避けられない，という課題があった．そこで本研究では，可動面とメタ原子間ギャップの方向を直交させることを考えた(**Fig. 1.1**(b)). このような構造を提案することにより，これまで実現が難しかったサブミクロンのギャップを実現し，可変メタマテリアルにおけるサブミクロンギャップの有用性を実証する．サブミクロンのギャップを実現することで，メタ原子間相互作用の距離依存性が大きな範囲を利用可能になる. メタ原子の大きさは一般的に波長の 10 分の 1 程度である．1 THz の電磁波の波長は 300 μm なので，サブミクロンのギャップは，対象波長の 1000 分の 1 程度に，またメタ原子の 100 分の 1 程度に相当する．本研究の目的として上述した「微小な構造変化」の「微小」とは, メタ原子の大きさの 10 分の 1 を指す. これらの構造の大きさは MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) の得意とするところであり, 本研究では MEMS 構造を用いて可変メタマテリアルを試作する.「微小な構造変化」は MEMS 構造をわずかに変化させれば良いので, MEMS アクチュエータの観点からもメリットがある.

1.2 研究の背景と従来研究

メタマテリアル

メタマテリアル(metamaterial)の定義は明確になされているものではなく，様々な解釈がなされている.「メタ(*meta*)」が「超越した」を意味することから「自然界に存在する物質では不可能な機能を生じるようにデザインされた人工的な機能材料」という定義が広義のメタマテリアル[1]と言ってよいであろう．本論文におけるメタマテリアルも上記の定義を採用する．自然界で見つかっていない特性として，Veselago は比誘電率と比透磁率が同時に負の値を持つ物質が示す負の屈折率を考察した[2]. この報告は 1968 年になされたが，このような物質は自然界に存在しないことから負の屈折率は注目されなかった．しかし，1999 年に Pendry らが微細配線構造を適切に設計することで負の屈折率を実現できることを理論的に示した[3]. さらに翌年には負の屈折率を用いて回折限界を超えて光を集光できる「パーフェクトレンズ」を実現できることを予言した[4]. 負の屈折率の実現可能性と工学的意義を明確にしたこの論文の出版を境に，メタマテリアルの研究は盛んになっていった．このような歴史的背景から，メタマテリアルは，電磁波を含む光学材料に対して使われることが一般的である.

メタマテリアルの実証報告は，D. R. Smith らの微細配線構造を用いた GHz 帯の電磁波による負の屈折率デバイスが最初である[5, 6]. ここで，微細配線構造の大きさは，光の波長と同程度か，それよりも小さい配線構造を意味しており, 例えば 1 GHz の電磁波の波長は約 3 mm となるので，微細配線構造の作製は容易である．対象波長が小さくなるほど高度な微細構造作製プロセス技術が要求されることになる．近年の微細加工技術の発展は目覚ましく，現在では，GHz 帯から可視光領域まで幅広い周波数領域を対象としたメタマテリアルが報告されている[7-10].

自然界に存在する誘電体が多数の原子によって構成されることと同様に，メタマテリアルも多数のメタ原子(meta-atom)で構成されていると表現される[11]．代表的なメタ原子の構造は，Pendry らが提案し，D. R. Smith らが採用したスプリットリング共振器(Split Ring Resonator, SRR)と呼ばれるリングの一部が切れた微細配線構造である．この構造は現在のメタマテリアルに関する研究でも中心的役割を担っている．メタ原子の大きさは対象とする電磁波の波長よりも小さくなるので，THz 以上の高周波の光が対象となる場合，その作製方法はフォトリソグラフィを用いることが多い．フォトリソグラフィは平面へのパターニングとエッチングを基本行程としているため，実証されているメタマテリアルの多くは 2 次元平面上にメタ原子をパターニングしたものである．たった一層のメタ原子で構成される材料が，強く光学応答を示すこともメタマテリアルの興味深い特性のひとつである．このような特性を強調し，Capasso らは平面にパターニングされたメタ原子からなる構造を，メタサーフェース(metasurface)と呼び，薄膜で位相変調できる特性に着目した phased array デバイスや平面レンズなど[12-14]を提案している．本論文で提案する可変メタマテリアルは，メタ原子一層から構成されるのでメタサーフェースに分類されるが，メタサーフェースはメタマテリアルに包含される概念として扱い，本論文では区別しない．

可変メタマテリアル

メタマテリアルの研究が進むにつれ，外部信号からアクティブにメタマテリアルの特性を制御する研究が報告されるようになった．本論文では，このようなメタマテリアルを可変メタマテリアルと呼ぶことにする．Zheludev と Kivshar は 2012 年に“From metamaterials to metadevices”[15]という Review 記事の中で，可変メタマテリアルが大きな関心を集めていると報告している．可変メタマテリアルの本質は，メタ原子の特性を制御することにあり，その制御方法は大きく分けて 2 つの方法がある．一つはメタ原子の周辺材料の特性を制御することによりメタマテリアル特性を動的に変化させるものである．もう一つは，メタマテリアル構造自体を変化させることにより特性を動的に変化させるものである．後者はメタ原子の配列を変化させる方法と，メタ原子の構造を変化させる方法に分けることができる．以下でそれぞれの原理を用いた可変メタマテリアルの例を紹介する．

Fig. 1.2 に可変メタマテリアルの例を，上記分類に加えて，対象となる周波数帯による分類を行った．周波数帯で比べると，THz 帯の可変メタマテリアルに関する報告が最も多い．GHz 帯の可変メタマテリアルに関する報告が少ないのは，この帯域は既存の電子デバイスで制御可能であるため，可変メタマテリアルによる特性制御の必要が無いことが主な要因だと考えられる．そのため，GHz 帯で報告されている研究は，可変メタマテリアルの原理検証として行われているものが多い．近赤外から可視光領域の可変メタマテリアルに関する報告が少ないのは，作製の困難さによると考えられる．可視光メタマテリアルの作製には，ナノスケールの微細加工技術が必要で，可変メタマテリアルの実現はさらに作製を困難にするものである．制御方法の分類の観点で考えると，「周辺材料の特性を変化」，「メタ原子を移動」，「メタ原子を変形」の順で要求される加工寸法が小さくなり，作製の困難さが増す．

	周辺材料の特性を変化	メタ原子を移動	メタ原子を変形
Near-Infrared and visible range	(a-i) F. Capasso *et. al.*, 2013	(a-ii) N. I. Zheludev *et. al.*, 2013	(a-iii) No reference
THz range	(b-i) H. T. Chen *et. al.*, 2006	(b-ii) Y. H. Fu *et. al.*, 2011	(b-iiii) C. Lee *et. al.*, 2013
GHz range	(c-i) J. Zhou *et. al.*, 2007	(c-ii) Y. Huang *et. al.*, 2013	(c-iii) R. A. Coutu *et. al.*, 2011

Fig. 1.2 可変メタマテリアルの例．主な研究例としてを表中に corresponding author と論文出版年を示す． (a-i)表中は[16]．その他の例として[17] ．(a-ii)表中は[18]より抜粋．その他の例として[19] ．(a-iii)引用文献は無し．(b-i)表中は[20]より抜粋．その他の例として[21-36]．(b-ii)表中は[37]より抜粋．その他の例として[38-43] (b-iii)表中は[44]より抜粋．その他の例として[45-48]． (c-i)表中は[49]より抜粋．(c-ii)表中は[50]より抜粋．そのほかの例として[51, 52] ．(c-iii)表中は[53]より抜粋．その他の例として[54].

次に制御方法の具体例を概説する．周辺材料の特性を変化させる方法((a-i)(b-i)(c-i))は，メタ原子がパターニングされている基板の特性を制御する方法が代表的な例である．THz 帯では，GaAs などの半導体材料の電荷密度を光[27-34, 36]あるいは電圧[20-26]により制御する方法，可視光帯では二酸化バナジウムの温度特性を利用する方法[16, 17]が提案されている．GaAs という典型的な半導体材料を利用できることは，THz 帯の可変メタマテリアルがよく研究されている一因となっている. メタ原子の周辺を液晶で満たすことによって制御する方法も報告されている[49]. 一方で，メタ原子を移動させる方法とメタ原子を変形させる方法に関する報告の多くは，MEMS を用いた方法である[37-48]．MEMS は 1–100 μm の構造を動かすことができるという特徴を持っており，THz 帯のメタマテリアルと相性が良い[55]．THz 帯の可変メタマテリアルが盛んに研究されている[56, 57]が，上述のように，技術的にアプローチしやすい周波数帯であることがその一因であると考えられる.

MEMS を用いた可変メタマテリアルは，メタ原子の構造あるいはメタ原子の配列間隔を制御するという意味で，半導体特性を用いた可変メタマテリアルに比べ，直接的な可変メタマテリアルの実現方法であると言える．最初に MEMS をメタマテリアルに応用したのは R. D. Averitt らのグループである[42]．R. D. Averitt らの発表後，MEMS とメタマテリアルの相性の良さが注目され，多くの研究が行われた．特に A. Q. Liu らのグループは，MEMS 静電アクチュエータを用いた可変メタマテリアルを多数提案している[37-41]．MEMS 静電アクチュエータを用いることで，メタ原子を面内方向に動かすことが可能になる．この時，メタ原子間距離を変えたり，メタ原子同士の接触点を変えたりすることで，その特性を変化させることに成功している．N. I. Zheludev らの提案した構造[18]も同様の発想に基づくものである．その後，メタ原子の一部をフレキシブル構造とすることでメタマテリアルの特性を変化させる方法も提案されている[44-48].

THz 波とメタマテリアル

THz 帯は，光と電波の間に位置し，これまで利用が困難であった未開拓領域であると言われている[58]．THz 領域の開拓が遅れていた理由は，発生と検出の難しさにあった． THz 帯の周波数は，電子デバイスの応答速度が追いつかないため，電気回路の共振を利用したアンテナから THz 波を発生することができない．また，半導体のエネルギバンドギャップの関係からレーザによる発振も難しい(1 THz の光子エネルギは約 4 meV．量子カスケードレーザなどによるレーザの長波長化への挑戦は行われている[59])．そのような状況の中，1984 年に Auston らは超短パルスレーザを光導電性材料上に形成されたアンテナに照射し，ピコ秒スケールで振動する電磁波の発生と検出を行った[60]. さらに 1992 年には非線形光学結晶を用いて THz 波の発生と検出に成功した[61]. これらの方法はいずれも超短パルスレーザが必要であり, 高価な発生及び検出装置となるものの, 徐々に大学の研究室レベルでも THz 波応答実験が可能になってきている．THz 帯の周波数は，分子の回転振動や分子間振動などを含み, 物性研究にとって重要な周波数帯である. しかしながら, THz 帯の電磁波は多くの物質に対して透明であり，制御することが困難な波長帯でもある．例えば典型的な光学素子のひとつである偏光子は，非常に細い金属ワイヤーを一方向に並べた構造体から成り，可視光領域の光学素子とは異なる印象を受ける．このことは一方で，金属構造を適切に設計することで THz 帯の光学素子を実現できることを示唆している. 近年では, より高度な THz 波の制御を行うため，メタマテリアルの概念を THz 帯の光学素子へ応用する研究が数多くなされている．上述のようにメタマテリアルは，対象となる波長よりも小さな金属配線を適切に設計することで自然界にはない光学特性を実現できるという特徴を持つ．広義に考えれば上述のワイヤーグリッド偏光子もメタマテリアルの一例と言える．外部信号を用いてアクティブに制御できる光学素子である可変フィルタを実現できれば，THz 帯の電磁波の応用がさらに広がるものと期待される．

THz 可変メタマテリアルの課題

可変メタマテリアルを中心に，従来研究に関して述べた．ここで THz 波を対象とした可変メタマテリアルの課題を述べる．その上で，それに対する本研究の独自性を述べ，本研究の立場と主張を明確化する．なお，本研究ではメタマテリアルの光学特性を扱い，とりわけその透過特性に注目して議論を展開する．

メタマテリアルの透過特性の特徴は，メタ原子の持つ共振周波数において透過率が低下することである．可変メタマテリアルとは，共振の強さや共振周波数をアクティブに制御できるメタマテリアルと解釈できる．連続的に特性を制御できる(Tunable)メタマテリアルと，離散的に特性を制御できる(Switchable)メタマテリアルは区別される．**Fig. 1.2**(b-i)に分類される方法では，共振の強さは連続的に制御できるが，共振周波数の変化は回路の切り替えに相当することから離散的にしか制御できない．これは周辺材料の特性変化が導電性の変化に限定されることによる．それに対して，**Fig. 1.2**(b-ii) (b-iii)に分類される方法では，共振周波数の連続的な制御も可能となる点で，

Fig. 1.3 提案する可変メタマテリアルの概念図.

Fig. 1.2(b-i)に分類される方法と比較して優位であると言える．例えばメタ原子同士が接触する場合などは異なる共振モードを誘起することになり，離散的な制御になるが，一方で，接触を伴わない場合，共振点を連続的に制御することが可能となる．すなわち連続的に透過特性を制御可能な可変メタマテリアルを実現するためには，メタ原子同士の接触が起こらない構造が必要となる．しかしながら，従来の構造では，メタ原子の可動面上にメタ原子や基板が存在するため，接触・吸着の可能性があった．本研究では，メタ原子の可動方向を工夫することにより接触・吸着の危険の無い構造を提案する．このことにより，メタ原子間距離がサブミクロンにあるときの相互作用を利用することができる．本論文で提案する構造の詳細は 1.3 節にて述べる．

1.3 本研究で提案する可変メタマテリアル

本研究で提案する可変メタマテリアルについて述べる．提案する可変メタマテリアルは，近接した 2 つの SRR を基本構成単位として構成されている(**Fig. 1.3**)．この基本構成単位を本論文では Double SRR と呼ぶ．SRR が近接すると，相互作用が生じ，共振周波数が変化することが知られている[52, 62-66]．特に **Fig. 1.3** に示す構造において，メタマテリアルの透過特性は SRR 間距離 g 依存性がある．SRR 間距離依存性は SRR 間距離が小さくなるほど大きくなる．本研究では，SRR 間距離をサブミクロンオーダーからミクロンオーダーまで変化できるように設計する．具体的には 0.2 μm から 6 μm まで変化させる．0.2 μm は 1 THz の波長(300 μm)の約 1/1000 である．SRR のサイズは波長の 1/10 程度に設計しているので, SRR 間距離の大きさは SRR のサイズの 1/100 である．SRR 間距離が大きくなると共振周波数は高周波側に変化する．本研究では，Double SRR の片方の SRR を薄膜 Si カンチレバー上に配置し，上下方向に駆動となるように設計する．すなわち，ギャップ方向は SRR がパターンされている面に平行であるのに対し，可動方向は直交するように設計する．このことにより，SRR 同士が接触・吸着することなく駆動することが可能となる．

1.4 論文の構成

本論文は 5 章で構成される．以下に各章の概要を示す.

第 1 章　序論

本研究の目的について述べ，本研究の背景とそれに関連する従来の研究についてまとめた.

第 2 章　メタマテリアルの電磁気応答理論

有限要素法を用いた電磁界シミュレーションを行うことにより，メタマテリアルの電磁気応答を述べる．同一平面上に 2 つの SRR が配置された簡易モデルから考察をはじめ，SRR 周りの電場分布と電流分布を観察することで，Double SRR のカップリング現象に関して考察する．また，薄膜 Si 構造が電磁界応答に与える影響を明らかにする．最後に本研究で試作した可変メタマテリアル構造を反映したモデルを構築し, SRR 周りの電場分布, 磁場分布, 電流分布を解析し, Double SRR の共振周波数と SRR 間距離の関係を明らかにする.

第 3 章　MEMS 構造の機械特性

カンチレバーの機械特性を, 有限要素法を用いた構造シミュレーションにより評価する. また, 空気圧によるカンチレバー駆動の実現可能性に関して，有限要素法による流体シミュレーションを行い議論する.

第 4 章　THz 透過特性計測

Si 基板上に Double SRR を形成し，透過特性における SRR 間距離依存性の基礎的評価を行う．その評価とシミュレーション結果をもとに可変メタマテリアルを設計・試作し，機械特性と透過特性を評価する．試作するメタマテリアルは理想的な構造とは異なる点があるため，実際の構造を考慮した時の問題点なども議論する.

第 5 章　結論

本研究によって得られた知見についてまとめ，結論及び今後の展望を述べる.

第2章　メタマテリアルの電磁気応答理論

2.1 緒言

解析的に電磁気応答を計算できるのは，単純な平面構造や球構造など対称性の良い構造に限定される．従って，メタマテリアルの電磁気応答を調べるには数値計算を行うことになる．電磁気応答の代表的な数値計算には時間領域差分(Finite-difference time-domain : FDTD)法，厳密結合波解析(Rigorous coupled-wave analysis : RCWA)法，有限要素法(Finite element method : FEM)が挙げられる．本研究では有限要素法を用いた解析ソフトウェアである Comsol Multiphysics を用いてシミュレーションを行った．提案する可変メタマテリアルは機械的変形も含むため，力学的応答に関するシミュレーションも行う必要がある．Comsol Multiphysics は電磁界と力学の両方のシミュレーションが可能であるというメリットがある．この章では，まず提案する可変メタマテリアルで利用する SRR のカップリング現象に関して，等価回路モデルと dipole モデルの 2 つのアプローチから説明している従来研究を紹介する．次に SRR を構成する金属の選定や厚みの設計を表皮厚さの計算から述べる．最後にシミュレーションモデルを構築し，SRR 周辺の電場分布，磁場分布，電流分布を観察することで現象を理解する．シミュレーションモデルは同一平面に 2 つの SRR が配置されている簡単なモデルから始め，その後，実際に提案するモデルでのシミュレーションを行う．

2.2 SRR のカップリングと可変メタマテリアル

本研究では，2 つの隣接した SRR のカップリング現象を用いた可変メタマテリアルを採用している．カップリング現象は，等価回路モデル[67]や dipole-dipole カップリング[65, 68]により説明されてきた．本節では従来研究を用いて本研究で提案する構造で起こるカップリング現象を予想し，2.5 節以降のシミュレーションによる電磁気応答解析に繋げる．

Fig. 2.1　SRR のカップリング現象．(a)参考文献[67]で説明されている等価回路モデルを参考に筆者が描いた図．単体の SRR の等価回路モデルは参考文献[69, 70]に詳しい．(b)参考文献 [65]で説明されている dipole モデルを参考に筆者が描いた図.

SRR は一般に円形の金属配線の一部が切れた形をしており，**Fig. 2.1**(a)に示すような等価 LCR 回路として考えることができる．すなわち，金属配線部がコイル L として働き，配線の断線部がコンデンサ C として働く．従って，SRR は，

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{2.1}$$

で決まる共振周波数を持つ．この共振周波数においては SRR に大きな周回電流が流れ，SRR 中心部に磁場が発生する．入射光の周波数が SRR の共振周波数と一致するとき，SRR アレイの透過率は著しく低下するという特異な応答を示す．SRR はこの LCR 回路の共振現象を適切に利用し，特定の周波数で透過率を低下させることができる構造であると言える．複数の SRR が近くに存在するとき，カップリング現象が起きる．**Fig. 2.1**(a)に示す等価回路モデルで考えれば，カップリング現象は，近くに存在する LCR 回路の間に表れる相互インダクタンスと相互キャパシタンスにより説明される[67].

一方で SRR をメタ原子として考え，dipole-dipole カップリングによりカップリング現象を考察することができる[65, 68]．原子モデルで考えると **Fig. 2.1**(b)示すように，dipole の向きが揃っている場合と，逆向きの場合で異なる共振周波数を示す．すなわち dipole の向きが揃っている場合には高周波側に共振周波数が存在し，逆向きに存在している場合には低周波側に共振周波数が存在する．

上述のいずれのモデルにおいても，カップリングの強さは SRR 間距離に依存すると予想できる．本論文では **Fig. 2.2** に示すような接近した 2 つの SRR を 1 ユニットとした Double SRR アレイ構造を採用する． Double SRR を構成する SRR 間においてカップリングが起き，距離(Gap)を可変とす

Fig. 2.2　Double SRR アレイの概念図.

ることで，共振周波数を可変とできると考えられる．このとき，Double SRR 間においても，距離(Pitch(1)や Pitch(2))に依存するカップリングが存在すると予想される．これらのカップリング現象は上述のように Double SRR を等価回路や dipole にモデル化して説明できる可能性がある. しかし，本論文で提案する Double SRR の構造は複雑で，モデル化の正しさを立証することが困難である．従って，本論文では 2.5 節以降に示す電磁界シミュレーションを提案する構造に対して実行し，その結果から提案する構造におけるカップリング現象を議論することとする．

2.3 金属の選定と金の基礎特性

SRR の応答は, 入射電磁波の周期的な電場振動により SRR 構造内の電子が励振されることで起きる．このとき，SRR を構成する金属の種類は入射する電磁波と十分に応答することが必要である．金属の光学特性は対象となる電磁波の周波数により異なる．金属の光学特性は入射電場の振動と，その電場により力を受ける金属内部の自由電子の運動で記述される．理想的な金属の誘電率を求めるモデルとして Drude model[71]が提案されており，THz 帯では実際の金属とよく一致することが知られている．可視光帯まで含めた光学特性を記述する Lorentz-Drude model も提案されているが, 本研究では THz 帯を対象としているため Drude model により金属の光学応答を考える．

電磁波の金属へのしみこみ深さの指標として表皮厚さが定義されている[72]．今，Drude model から導出した誘電率の虚部から表皮厚さを参考文献[73]で示されている次式,

$$\delta = \frac{c}{\omega}\frac{1}{\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon})} \tag{2.2}$$

から導出する．ここで，δ は表皮厚さ，c は光速，ω は角周波数，ε は比誘電率を示す．計算は参

Fig. 2.3　表皮厚さの計算結果.

Fig. 2.4　金の複素誘電率.

考文献[71]に示されている金属に対して行った．0-2 THz までの表皮厚さを **Fig. 2.3** に示す．**Fig. 2.3** に示した金属では，Cu，Ag，Au，Al，Pd の順で表皮厚さが薄いことが分かる．本研究では，SRR 構造を構成する金属は，光学特性から考えると表皮厚さの薄い金属が適しているが，化学的安定性を考慮し，Au (**Fig. 2.3** 中の赤太線)を選択した．

次に本研究で選定した Au の光学特性を考察する．Drude model から求めた複素誘電率を **Fig. 2.4** に示す．Drude model を扱った初期の論文は波長や周波数に対応する値として波数[cm^{-1}]を用いることが多いため，ここでは周波数だけでなく波数[cm^{-1}]を併記した．プラズモニクスをはじめとす

る金属の光学応答に関する議論では，複素誘電率を用いると理解しやすい．ただし，本研究で用いている解析ソフトウェア Comsol Multiphysic において，金属の光学特性を導電率で与えることになるので変換を必要とする．複素導電率は，Drude model で用いられる Fitting パラメータを用いて下記のように計算できる．

金属内では電流が流れるので，

$$\begin{aligned}\mathrm{rot}\,\vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ &= \sigma \vec{E} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\end{aligned} \tag{2.3}$$

となる．ここで，ε_0 は真空の誘電率を示す．$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(kx - \omega t)]$ とおくと

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \vec{E} \tag{2.4}$$

となる．**(2.4)**を**(2.3)**に代入して，

$$\begin{aligned}\mathrm{rot}\,\vec{H} &= \sigma \vec{E} - i\varepsilon \varepsilon_0 \omega \vec{E} \\ &= -i\omega(\varepsilon \varepsilon_0 + \frac{i\sigma}{\omega})\vec{E}\end{aligned} \tag{2.5}$$

となり，

$$\varepsilon_{\mathrm{m}} = \varepsilon + \frac{i\sigma}{\omega \varepsilon_0} \tag{2.6}$$

とおくことで ε_{m} を金属内の比誘電率とみなすことができる．ここで，Drude model が適用できる場合，$\varepsilon = 1$ とできる[74]．Drude model より，

$$\varepsilon_{\mathrm{m}}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{\mathrm{p}}^2}{\omega^2 + \omega_{\tau}{}^2} + i\frac{\omega_{\tau}\,\omega_{\mathrm{p}}^2}{\omega(\omega^2 + \omega_{\tau}^2)} \tag{2.7}$$

と書ける．ここで，ω_{p} 及び ω_{τ} は Drude model で定められる Fitting パラメータである．式**(2.6)**に式**(2.7)**を代入して整理すると，

$$\sigma(\omega) = \frac{\varepsilon_0\,\omega_{\mathrm{p}}^2\,\omega_{\tau}}{\omega^2 + \omega_{\tau}^2} + i\frac{\omega\omega_{\mathrm{p}}^2\,\varepsilon_0}{\omega^2 + \omega_{\tau}^2} \tag{2.8}$$

を得る．ここで，

$$\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega) \tag{2.9}$$

とおく．さらに，

Fig. 2.5　金の複素導電率.

$$
\begin{aligned}
\sigma(\omega) &= \sqrt{\sigma_1(\omega)^2+\sigma_2(\omega)^2}\left[\frac{\sigma_1(\omega)}{\sqrt{\sigma_1(\omega)^2+\sigma_2(\omega)^2}}+i\frac{\sigma_2(\omega)}{\sqrt{\sigma_1(\omega)^2+\sigma_2(\omega)^2}}\right] \\
&= \sqrt{\sigma_1(\omega)^2+\sigma_2(\omega)^2}\,[\cos\theta+i\sin\theta] \\
&= \sigma_1(\omega)\sqrt{1+\left[\frac{\sigma_2(\omega)}{\sigma_1(\omega)}\right]^2}\,[\cos\theta+i\sin\theta] \\
&= \sigma_0\exp(i\theta)
\end{aligned}
\tag{2.10}
$$

と書け，オームの法則より，

$$
\begin{aligned}
\vec{J}(\omega) &= \sigma(\omega)\vec{E} \\
&= \sigma_0 E_0 \exp i(kx-\omega t+\theta)
\end{aligned}
\tag{2.11}
$$

と書ける．また，

$$\frac{\sigma_2(\omega)}{\sigma_1(\omega)} << 1 \tag{2.12}$$

のとき,

$$\sigma(\omega) \approx \sigma_1(\omega) \tag{2.13}$$

となる．以上を基に Au の複素導電率を計算した結果を **Fig. 2.5** に示す．本論文では，THz 帯では **(2.12)**が成立するとみなし，Au は完全導体として扱うこととする．

2.4 有限要素法によるシミュレーションと境界条件の設定

本研究では, 電磁界シミュレーションの解析ソフトとして Comsol Multiphysics を用いる. Comsol Multiphysics は有限要素法を用いて計算を行う市販の解析ソフトである．計算は Comsol Multiphysics があらかじめ用意している境界条件を選択して行うこととする．本節では，選択する境界条件とその特徴を述べる．

境界条件は計算領域の端面と構造の端面で設定する必要がある．**Fig. 2.6** に解析モデルの模式図を示す．ここでは簡単のため，計算領域を立方体，金属構造を正方形の平板として示している．ここで金属構造とは SRR などのメタマテリアル構造に対応する. 計算領域の端面である, 上面(A), 側面(C)，下面(D)と金属の表面(B)を境界条件として設定する必要がある．本論文では，THz 光が上面(A)から下面(D)へと伝搬するように設定してシミュレーションを行う．従って，上面(A)及び下面(B)を Port として設定した．入射光の偏光方向が *x* 軸に平行な時の Port の設定を **Table 2.1** に示す．上面(A)及び下面(B)にそれぞれ 2 つずつ Port を設定する．Port の設定は，光出射に関する設定と整合条件の設定に分かれる．ここでは上面(A)から出射するので，上面(A)に設定した Port

Fig. 2.6　シミュレーションで用いる解析モデルの模式図．4 種類の境界条件が存在する．

Table 2.1 入射光の偏光方向が *x* 軸に平行な時の Port 設定．表中の k_0 は真空中の波数を表す．

Position	上面 (A)	上面 (A)	下面 (B)	下面 (B)
Wave excitation	ON	OFF	OFF	OFF
Port input power	1 W	-	-	-
Port phase	0 rad	0 rad	0 rad	0 rad
Port mode settings				
Electric field	(1, 0, 0)	(0, 1, 0)	(1, 0, 0)	(0, 1, 0)
Propagation constant	k_0	k_0	k_0	k_0

の一つから光が出射するように設定する．整合条件では電場の向きと伝搬係数を設定する．電場の向きは複素数で与えることができ，斜めに光が伝搬する場合は虚数成分も含めた表記となる．本論文では垂直入射による応答を議論しているので，実数による表記となる．メタマテリアル構造により回折現象が起こらないという仮定を含んだ Port 設定となっていることになる．次に側面(C)は周期境界条件として設定した．周期境界条件とは，周期構造中での電磁場分布を求めたいときに，1 周期だけを取り出して計算する手法である．具体的には，対抗する境界面上での電磁場分布が等しくなるという制約条件を課すことに相当する．この仮定は，Port 設定での「メタマテリアル構造により回折現象が起こらない」という仮定に含まれている．最後に，金属の表面(B)を Transition boundary condition として設定した．Transition boundary condition は「薄膜構造だが，Skin depth よりも厚い構造」に対する電磁気応答を計算する必要があるときに適用できる境界条件である．計算領域に比べて十分薄い構造に対してメッシュを構築しようとすると，メッシュの大きさは薄膜構造の厚みに依存して小さくなる．隣り合うメッシュのサイズが極端に異なると計算値が実際とずれる可能性が出てきてしまうため，薄膜構造周辺のメッシュサイズも薄膜構造のメッシュサイズに近いサイズとなる．すなわち薄膜構造の存在はメッシュ数を大きくし，計算時間を膨大にする．これを避けるために本研究では金属薄膜に対しては Transition boundary condition として金属の特性を与える．このとき，厚み方向にメッシュを構築する必要が無いため，計算時間を抑制できる．本論文で試作するメタマテリアルの金属構造は厚さが Skin depth の半分程度でこの仮定を充分満たすものではない．しかし，計算時間の関係から Transition boundary condition を使用している．さらに，本研究では金属の特性として導電率を実数で与えることとした(2.3 節)．具体的には本論文では金属として金を用い，導電率を 45.6×10^6 S/m とした．

最後に，上述した境界条件の設定から生じる仮定をまとめておく．仮定は以下の 3 つである．

(仮定 1) メタマテリアル構造により回折現象が起こらない．

(仮定 2) 薄膜構造だが，Skin depth よりも厚い構造．

(仮定 3) 金属の導電率が実数かつ定数．

上記仮定に関して簡単に考察を加えておく．仮定 1 に関しては，試作するメタマテリアル構造が波長よりも小さいことから，実験結果との比較で問題にはならないと予想できる．仮定 2 に関しては，試作するメタマテリアル構造が Skin depth の半分程度の厚みであることから実験結果と差が出てくる可能性がある．透過率に着目すると，透過率が低下する周波数において，実験値よりも透過率が大きく低下したシミュレーション結果になることが予想される．仮定 3 に関しては，2.3 節で議論したように，THz 帯の電磁波に対する応答では大きな問題とはならないと予想できる．以下でシミュレーション結果に関して議論する際は，上記のような点に注意しなくてはならない．

2.5 SRR における電磁気応答

本研究では Double SRR のキャパシタンスを制御するので，キャパシタンスに依存する LC 共鳴が起きていることが重要である．ここでは最初に，単体の SRR に関して LC 共鳴が起きている様子をシミュレーションにより再現する．また，SRR 周辺の電場，磁場，電流の様子を観察することにより，LC 共鳴時にどのような現象が起きているのか理解する．構築した解析モデルを **Fig. 2.7** に示す．計算領域全体の大きさは 60 μm×60 μm×30 μm とし，上面を光出射面，下面を検出面とした．計算領域の側面は全て繰返し境界条件として設定した．また SRR は，一辺 40 μm の正方形配線の一部が切れた構造をしており，　2.3 節及び 2.5 節で後述する議論を基に，厚さ 45 nm の金で構成した．また，メッシュは，SRR 上の最大メッシュサイズは 2 μm として構築し，計算領域全体の要素数は 16,830 となった．

シミュレーションにより得られた透過特性を **Fig. 2.8** に示す．透過特性は透過率と透過光の位相情報も算出した．なお，本論文での透過率は，エネルギ透過率(すなわち電場の 2 乗)と定義し議論する．透過特性は 2 × 2 の行列で表現できる．各成分を，

$$\begin{pmatrix} E_x^{\mathrm{out}} \\ E_y^{\mathrm{out}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{T_{xx}} & \sqrt{T_{xy}} \\ \sqrt{T_{yx}} & \sqrt{T_{yy}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{\mathrm{inc}} \\ E_y^{\mathrm{inc}} \end{pmatrix} \tag{2.14}$$

Fig. 2.7　単体の SRR における解析モデル．

と定義した．各成分は位相情報も含む．ここで，$\vec{E}^{\mathrm{inc}} = (E_x^{\mathrm{inc}}, E_y^{\mathrm{inc}})$ は入射光の電場，$\vec{E}^{\mathrm{out}} = (E_x^{\mathrm{out}}, E_y^{\mathrm{out}})$ はサンプルを透過した後の電場である．

SRR の LC 共鳴を効率良く励起する入射光は，x 軸に平行な偏光方向を持つときである．従って，**Fig. 2.8** に示す T_{xx} 成分が SRR の特徴的な特性を示していると言える．1.1 THz 付近で透過率が大きく低下しており，SRR の共振周波数が 1.1 THz に存在すると考えられる．また，位相を見ると，1.1 THz 付近で大きく変化していることが確認できる．このことも透過率低下が SRR の共振による現象であることの根拠となる．**Fig. 2.8** に併記してある T_{yy} 成分も，T_{xx} 成分と比較すると小さいものの，1.1 THz で透過率が低下し，位相が変化している．このことは，y 軸に平行な偏光方向を持つ入射光に対しても，LC 共鳴が励起されることを示唆している．これらの透過率低下が，LC 共鳴によるものであることを確認するために，透過率が低下している周波数における，電場分布，電流分布，磁場分布を **Fig. 2.9** と **Fig. 2.10** に示した．**Fig. 2.9** は入射光の偏光方向が x 軸に平行な場合，**Fig. 2.10** は y 軸に平行な場合を示しており，それぞれ(a-i)及び(a-ii)は x 軸方向の電場分布と磁場分布，(b-i)及び(b-ii) y 軸方向の電場分布と磁場分布，(c-i)及び(c-ii) z 軸方向の電場分布と磁場分布を示した．また，すべての図に電流分布を赤色三角形で併記した．電流分布に着目すると，入射光の偏光方向によらず，周回電流が励起されていることが分かる．このことから 1.1 THz での透過率の低下は LC 共鳴によるものであったと結論付けることができる．次に電場分布に着目すると，配線の切れている場所に x 軸方向の電場が強く表れており，キャパシタとして働いていることが示唆されている．また，磁場分布に着目すると z 軸方向に強い磁場が生じていることが確

Fig. 2.8　SRR の透過特性．

Fig. 2.9　LC 共鳴周波数における入射光の偏光方向が x 軸に平行の場合.

認できる．このことは SRR に周回電流が流れていることを示している．周回電流が流れていることは，SRR を構成する 4 つの辺のうち，入射電場の偏光方向と垂直な辺にも時間変動する電流が流れていることを意味する．従って，共振周波数において，その電流が入射電場の偏光方向と垂

Fig. 2.10　LC 共鳴周波数における入射光の偏光方向が y 軸に平行の場合.

直な偏光を持つ光を放射する．このことは **Fig. 2.8** に示す T_{xy}，T_{xy} 成分に表れている．すなわち，1.1 THz 付近に位相が大きく変化する点があり，加えて T_{xy}，T_{xy} がゼロではない値をとっている．以上が SRR の LC 共鳴点における光学的特性である．以下では SRR を構成する金の厚みに関する

Fig. 2.11　(a)透過スペクトル．(b)金の膜厚と共振周波数と共振周波数における透過率．

考察を加えた後，このような SRR が隣接した場合に関して光学的特性を調べ，SRR 間距離を変化させることによる透過特性の変化に関して議論する．

本研究では，薄膜 Si 上に SRR 構造を形成するため，金の厚みが厚くなると薄膜 Si 構造を維持できないという製作上の制約がある．蒸着する際に生じる金の内部応力が，厚くなると大きくなる傾向があり，薄膜 Si 構造を曲げてしまうためである．この内部応力の発生機構は諸説あるものの解明されておらず[75-77]，制御が難しい．本研究では，金の厚みを薄くすることで上記問題を回避する．2.3 節において金の表皮厚さと光学特性に関して述べた．一般に金の応答を有効に光学デバイスに応用するためには，金の厚さを表皮厚さ以上の厚みに設定する．一方で，SRR の光学応答に対しては表皮厚さ以下であっても十分に応答するという報告がある[78]．本節では，本研究で用いる SRR 構造の透過特性を金の膜厚をパラメータとし，有限要素法による解析を行い，設定膜厚に関して論ずる．解析モデルは **Fig. 2.7** に示したモデルを用いた．また，入射光の偏光方向は x 軸に平行な方向とし，金の膜厚を 5 nm から 200 nm まで変化させて計算を行った．代表点として膜厚 10 nm，20 nm，40 nm，80 nm，160 nm のときの透過率を計算した結果を **Fig. 2.11**(a)に示す．膜厚が薄くなるほど共振周波数における透過率は高くなるものの，膜厚 10 nm であってもはっきりと共振による透過率の低下が 1.1 THz 付近に確認できる．共振周波数とその周波数における透

過率の膜厚依存性を調べるため，それぞれの値を **Fig. 2.11**(b)に示す．共振周波数の変化(青点，右軸)は膜厚 45 nm 程度まで変化し, 45 nm 以上では一定になる. 一方, 共振周波数における透過率(赤点，左軸)は膜厚 45 nm 以上でもなだらかに減少する．以上の計算結果を基に本研究では，共振周波数が一定になる 45 nm を金の膜厚に設定し，Double SRR を作製し，評価することとする．ただし，2.4 節において述べたように透過率の議論に関しては，設定膜厚が表皮厚さ以下となったときには正確ではない可能性もあることに注意しておく必要がある．

2.6 Double SRR における電磁気応答

提案する可変メタマテリアルは約 300 nm の厚みを持つ薄膜 Si 上に SRR が配置された構造をしている．さらに，片方の SRR は傾いた構造をしている．2.4 節で述べたように，薄膜構造が計算領域に存在するとメッシュの数が増加し，計算時間が長くなる．さらに，Comsol Multiphysics で傾いた薄膜構造に対してメッシュを構築することは，端面のメッシュ形状を一致させることが難しいので，さらなるメッシュの数の増加を招く．従って本論文では，提案するメタマテリアルの電磁気応答をシミュレーションにより検討する場合，薄膜 Si 構造を無視し，空中に SRR が存在するものと仮定して行う．それに先立ち，薄膜 Si が SRR の電磁気応答に与える影響を調べておく必要がある．本節では，2 つの SRR が同一平面上に配置された形状で，薄膜 Si 構造がある場合と無い場合の 2 通りのシミュレーションを行うことで，薄膜 Si 構造の影響を明らかにする．さらに SRR 周辺の電場分布を観察することで Double SRR のカップリングに関して考察を加える．電場分布の観察には，薄膜 Si 構造が無いシミュレーションモデルを用いた．構築した解析モデルを **Fig. 2.12** に示す．**Fig. 2.12**(a)は薄膜 Si 構造がある場合，**Fig. 2.12**(b)は無い場合を示している．計算領域全体の大きさは(100 + Gap) μm × 50 μm × 30 μm とした．ここで，Gap は SRR 間距離である．SRR 間距離は変数として設定し，0.2 μm から 12.8 μm まで変化させた．側面は，周期境界面とし，上面を光出射面，下面を光検出面とした．全体のメッシュ要素数は SRR 間距離が 200 nm のとき 76,750 となった．なお，2 つのモデルのメッシュ形状は完全に一致するようにモデル構築を行った．

薄膜 Si 構造がある場合のモデルを用いたシミュレーションにより得られた透過行列の対角成

Fig. 2.12　解析モデル．(a)薄膜 Si 構造あり．(b)薄膜 Si 構造無し．

Fig. 2.13　薄膜 Si 構造ありで計算した透過行列の対角成分．(a) T_{xx}．(b) T_{yy}.

Fig. 2.14　薄膜 Si 構造ありで計算した透過行列の非対角成分．(a) T_{yx}．(b) T_{xy}.

分を **Fig. 2.13** に，非対角成分を **Fig. 2.14** に示す．SRR 間距離が大きくなるほど透過率の dip 位置が高周波側にシフトしていることが確認できる．ここで起きている電磁気応答をより調べるためには共振周波数における電場分布や電流分布を観察する必要があるが, その観察は 2.7 節で行う．本節では，薄膜 Si 構造の与える影響を調べることが目的である．薄膜 Si 構造が無い場合のモデルを用いたシミュレーションにより得られた透過行列の対角成分を **Fig. 2.15** に，非対角成分を **Fig. 2.16** に示す．**Fig. 2.13** と **Fig. 2.15** を比較すると，スペクトルの形が似ていることが確認できる．ただし，薄膜 Si が無い場合は約 0.1THz 高周波側に共振周波数が存在している．具体的に共振周波

Fig. 2.15　薄膜 Si 構造無しで計算した透過行列の対角成分．(a) T_{xx}．(b) T_{yy}.

Fig. 2.16　薄膜 Si 構造無しで計算した透過行列の非対角成分．(a) T_{yx}．(b) T_{xy}.

数の変化を比較するため，SRR 間距離と共振周波数の関係を **Fig. 2.17** にまとめた．点線でつないだグラフが薄膜 Si 構造が無い場合のシミュレーション結果であり，実線でつないだグラフが薄膜 Si 構造がある場合のシミュレーション結果である．薄膜 Si 構造が存在することにより，明らかに低周波側に共振周波数がシフトしていることが分かる．この現象は，定性的には次のように説明できる．電磁波の波長は周辺の屈折率によって変化する．高屈折率の物質中では波長は短くなる．従って，同じ大きさの共振器(ここでは SRR)が存在していても，その共振周波数は周囲の屈折率が大きくなるほど低周波側にシフトする．この考え方から共振周波数の変化は予め予想し得るものであった．本節で行ったシミュレーションの結果により，薄膜 Si 構造の存在が共振周波数を 10

Fig. 2.17　共振周波数と SRR 間距離の関係．(a)線形表示．(b)対数表示．

Fig. 2.18　入射電場が x 軸方向の場合の共振周波数における Double SRR の電場分布．(a) g = 0.2 μm. (b) (a)のギャップ部を拡大した図．(c) g = 12.8 μm．(d) (c)のギャップ部を拡大した図．

Fig. 2.19　入射電場が y 軸方向の場合の共振周波数における Double SRR の電場分布．(a) g = 0.2 μm. (b) (a)のギャップ部を拡大した図．(c) g = 12.8 μm.　(d) (c)のギャップ部を拡大した図.

%程度変化させる影響を与えることが示唆された．2.7 節で行うシミュレーションにおいては計算時間の関係から薄膜 Si 構造が無いモデルを構築して議論を行うが, 実際には薄膜 Si 構造により共振周波数がシフトすることに注意しておく必要がある.

次に **Fig. 2.12**(b)に示したシミュレーションモデルを用いて，カップリング現象に関して考察を行う．ここではまず，SRR 間距離が 0.2 μm と 12.8 μm における共振周波数における Doble SRR 周辺の電場分布及び電流分布に着目して定性的な考察を行う. **Fig. 2.18** に入射電場が *x* 軸方向の場合の共振周波数における Double SRR の電場分布を示す. 背景色及び赤矢印は共に電場強度を示している．赤矢印の長さは電場強度の強さの対数に従い長くなる．**Fig. 2.18**(a)(b)は SRR 間距離 *g* が 0.2 μm のときの電場分布を示している．SRR 間に強い電場が発生していることが確認できる．また，電場は *y* 軸方向に平行に表れていることが確認できる．また，SRR 間に存在する *y* 軸と平行な電場の向きは，Double SRR の中心部と端とで逆方向を示していることも確認できる．すなわち，**Fig. 2.18**(a)(b)に示した瞬間では，中心部は下向き，左右の両端は上向きの電場が発生している．これ

Fig. 2.20　シミュレーションによる電流分布と模式的に電流と磁場を表した図．入射電場が x 軸に平行で(a) g = 0.2 μm と(b) g = 12.8 μm．入射電場が y 軸に平行で(c) g = 0.2 μm と(d) g = 12.8 μm.

は 2 つの SRR が相互に影響を与えるカップリング現象が起きていることを示唆している．さらに，中央部と左右両端では独立したコンデンサのように振る舞っている．次に SRR 間距離 g が 12.8 μm の電場分布を示した **Fig. 2.18**(c)(d)に着目すると，SRR 間に発生する電場分布に違いが見られる．具体的には g = 0.2 μm のときには独立のコンデンサが形成するような電場分布を持っていた中央部と左右両端における SRR 間において，x 軸方向の電場も形成されていることが確認できる．この結果は SRR 間距離が変化すると，SRR 間で形成されているコンデンサの性質が変わることを示唆しており，本研究で採用している Double SRR 構造を等価回路モデルで書き下すことの難しさを示している．2.2 節で示した等価回路による理解は，現象の理解や設計のプラットフォームを形成する上で有効である．しかし提案する Double SRR 構造では上述の事情により，単一の等価回路モデルを構築することは困難であると判断した．従って，本論文では，電場分布を考察することで現象の定性的理解を行っている．**Fig. 2.19** に示すように，y 軸に平行な電場を入射したときの電場分布も，y 軸方向の成分が増えているものの，x 軸に平行な時と類似している．従って共振現象としては入射電場方向によらず類似した応答になっていると考えられる．次に電流分布を用いて考察を行う．シミュレーションにより求めた電流分布と，その結果から電流及び磁場の向きを模式

Fig. 2.21　Fig. 2.22 に示す電場の大きさの場所.

Fig. 2.22　SRR 間の電場の大きさ．入射電場の大きさで規格化した値．(a)入射電場が *x* 軸に平行な場合．(b)入射電場が *y* 軸に平行な場合.

的に表し，**Fig. 2.20** に示す．それぞれ(a)は入射電場が *x* 軸に平行で g = 0.2 μm，(b)は入射電場が *x* 軸に平行で g = 12.8 μm，(c)は入射電場が *y* 軸に平行で g = 0.2 μm，(d)は入射電場が *y* 軸に平行で g = 12.8 μm のときの結果である．なお，シミュレーション結果は電流が最も大きい瞬間を抽出して記載している. **Fig. 2.20** に示したすべての場合において, 単体の SRR での応答(**Fig. 2.9** 及び **Fig. 2.10** 参照)と同様に周回電流が発生していることが確認できる．その周回電流の向きは，隣り合う SRR で逆向きになっていることも確認できる．これらの周回電流が作る磁場の向きは青色で示した右ネジの進む方向になる．周回電流の向きが逆なので，誘導される磁場の向きも逆になる．2 つの磁場は **Fig. 2.1**(b)で示した dipole モデルに類似した形になっている．参考文献[65]によると逆向きの dipole が近づくと共振周波数は低周波側にシフトすることになる.

次に SRR 間に発生する電場の大きさに関して定量的考察を加える．具体的には，**Fig. 2.21** に示した赤点線(Scan line)上の電場の大きさに関して SRR 間距離依存性に着目して議論する．**Fig. 2.22** に電場の大きさを入射電場の大きさで規格化した値を示した. **Fig. 2.22**(a)は *x* 軸に平行な入射電場を持つ入射光の場合であり，**Fig. 2.22**(b)は *y* 軸に平行な入射電場を持つ入射光の場合である．3 個の矩形の山ができているのは，2 つの SRR が接近している箇所として，両端部に各 1 か所，中心

Fig. 2.23　SRR 間の電場の大きさ．入射電場の大きさで規格化した値．(a)線形表示．(b)対数表示．

部に 1 か所あるためである．両端部と比較して中心部が大きな値になっている．このことは **Fig. 2.20** に示した電流の向きから説明できる．すなわち，電流の向きが 2 つの SRR で逆向きとなっており，SRR を形成する配線の末端部に逆符号の電荷が溜まる．すなわち，中心部には逆向きの電荷が溜まることになり，両端部に比較して大きな電場が発生する．次に中心部の SRR 間に発生する電場の大きさの SRR 間距離依存性を比較するために，**Fig. 2.21** に示した赤点線の中心幅 10 μm の電場の大きさの平均値を求めて **Fig. 2.23** にまとめた．**Fig. 2.23**(a)は線形表示したグラフであり，**Fig. 2.23**(b)は対数表示したグラフである．電場の大きさは，SRR 間距離が近づくほど大きくなり，かつ SRR 間距離が小さいほど大きく変化することが確認できる．また，入射光の偏光方向による違い(図中の E_x と E_y の違い)に着目すると，SRR 間距離が 0.8 μm より小さいときには y 軸方向の電場を持つ入射光の場合の方が大きな電場を励起し，SRR 間距離が 0.8 μm より大きいと y 軸方向の電場を持つ入射光の場合の方が大きな電場を励起することが確認できる．この結果は，**Fig. 2.17** に示した共振周波数と SRR 間距離の関係(without Si)の結果をよく説明している．すなわち，SRR 間の電場の大きさが大きいほど共振周波数は低周波にあり，小さくなると高周波側にシフトする傾向がグラフから読み取れる．また，電場の大きさが偏光方向により逆転する点で，共振周波数の大小関係も逆転している．このことから，本論文で採用している Double SRR の構造において，SRR 間に発生する電場がカップリング現象に強く影響していると考えられる．

2.7　提案する構造における電磁気応答

本節では，提案する可変メタマテリアルの形状を，真空中に 2 個の SRR 構造が浮いている状態としてモデルを構築し，有限要素法による解析を行う．これにより可変メタマテリアルの電磁応答に関して考察する．　構築したモデルを **Fig. 2.24** に示す．一方の SRR 構造は傾いており，その傾き角 α をパラメータとし，1 deg から 16 deg まで変化させた時の電磁気応答を調べた．Fig. 2.24 (a)に計算領域全体の鳥瞰図を，Fig. 2.24 (b)に Double SRR ののときの上面図を，Fig. 2.24 (c)に側面

Fig. 2.24　解析モデル．(a)鳥瞰図．(b) $\alpha = 0$ のときの Double SRR 上面図．(c)側面図．

図を示す．計算領域全体の大きさは 100 μm × 50 μm × (30 + h) μm とした．ここで，h は傾いた SRR 構造の先端部と水平な SRR 構造の高さの差であり，傾き角 α の関数である．側面は，周期境界面とし，上面を光出射面，下面を光検出面とした．最小要素サイズを 10 nm，最大要素サイズを 10 μm としてメッシュ構築を行い，全体の要素数は 62,757 となった．また，Fig. 2.24 (a)に示した Plane 1 及び Plane 2 は磁場分布を観察する際に用いる仮想的な面であり，それぞれの SRR の中心を通り xz 軸に平行な面である．

シミュレーションにより得られた透過行列の対角成分を **Fig. 2.25** に，非対角成分を **Fig. 2.26** に示す．傾き角 α によって，対角成分の透過率 T_{xx}，T_{yy} の dip 点，すなわち共振周波数が 0.9 から 1.1 THz に変化していることが確認される．T_{xx} 成分の共振周波数は α の増加に従い高周波側に変化している．位相が大きく変化する周波数も同様に α の増加に従い高周波側に変化している．一方で，T_{yy} 成分の共振周波数の変化も T_{xx} 成分と同じように変化しているが，dip 深さも大きく変化している．いずれも α の増加に従い，単体の SRR に対する透過特性(**Fig. 2.8**)に近づいていると考えられる．**Fig. 2.27** に共振周波数と SRR 間距離 g の関係を示す．なお，SRR 間距離 g は **Fig. 1.3** に示すように SRR 端面間の距離とする．**Fig. 2.17** に示したシミュレーション結果も併記した．2.6 節で述べた薄膜 Si 構造が無い場合のシミュレーション結果と周波数帯がよく一致していることが分かる．このことは，薄膜 Si 基板の有無が共振周波数に大きな影響を与えることを再度示したことになる．次に Tilted model と Flat model without Si を比較することで，片方の SRR が傾く効果に着目する．傾きが小さいときは両者の構造は類似しているため共振周波数も近い値になっている．SRR 間距離が 1 μm 付近では 5 %程度ではあるが異なる共振周波数を示し，SRR 間距離が広がるに従い両者

Fig. 2.25　透過行列の対角成分．(a) T_{xx}．(b) T_{yy}.

Fig. 2.26　透過行列の非対角成分．(a) T_{yx}．(b) T_{xy}.

の共振周波数は再び近くなる．これは SRR が傾いた影響だと考えられる．詳細な考察は本節の最後に加える．なお，傾き α の値の符号が逆になっても応答が変わらないことも確認した(付録.F).

次に, 共振周波数における電場分布, 電流分布, 磁場分布を **Fig. 2.28** から **Fig. 2.33** に示した．**Fig. 2.28**，**Fig. 2.29**，**Fig. 2.31** 及び **Fig. 2.32** は，Plane 0 (**Fig. 2.24** 参照)上の電場分布を背景色で表わし，SRR 上に流れる電流分布を赤色の三角形で示した．ここで電場分布は x，y，z 軸をそれぞれ分けて表記している．それぞれ上側の SRR が傾き α で傾いている SRR である．また，**Fig. 2.28** 及び **Fig. 2.31** は電場が強く励起されているタイミングを，**Fig. 2.29** 及び **Fig. 2.32** は電流が強く励起され

Fig. 2.27　有限要素法により求めた SRR 間距離 g と共振周波数の関係．赤：入射光の偏光が x 軸に平行な場合．赤：入射光の偏光が y 軸に平行な場合．(a)線形表示．(b)対数表示．

ているタイミングを選んで表記した. **Fig. 2.30** 及び **Fig. 2.33** は磁場が強く励起されているタイミングを選んで表記した．磁場の強度分布を背景色で，向きを赤色の三角形で示した．また，観察場所を，側面，Plane 1 及び Plane 2 (**Fig. 2.24** 参照)という 3 つの面に設定した．いずれの面も SRR の中心部を含む面となっている．

まず，入射光が x 軸に平行な偏光の場合を考察する．**Fig. 2.28** に示すように，特に α = 1 deg のときに SRR 間に強く電場が励起されていることが分かる．これは，SRR 間がコンデンサとして振る舞っていることを示唆している．α = 16 deg では SRR 間距離が α = 1 deg と比較して離れているために SRR 間に励起されている電場強度は低くなっている．電流分布に着目すると，α = 1 deg のときには Double SRR を形成する 2 つの SRR に同程度の周回電流が発生していることが確認できる(**Fig. 2.29**)．一方で，α = 16 deg のときは，傾いている SRR に，より強い周回電流が発生している．磁場分布に着目すると，**Fig. 2.30** に示す全ての SRR の中心を磁場が貫いていることが確認できる．これは周回電流が発生した時の典型的な磁場分布である．特に，α = 16 deg の SRR は α = 1 deg の SRR と比較し, 入射光の持つ磁場ベクトルと SRR 中心面の法線ベクトルの向きが近いため, 周回電流が励起されやすい配置となっていると考えられる．従って，共振の強度が α の増大に従って大きくなり，α = 1 deg のときと比較して α = 16 deg の透過率が共振周波数において低くなっていると考えられる．

次に，入射光が y 軸に平行な偏光の場合を考察する．**Fig. 2.31** に示すように，上述の x 軸に平行な偏光入射の場合と同様に，特に α = 1 deg のときに SRR 間に強い電場が確認でき，SRR 間がコンデンサとして振る舞っていることを示唆している．α = 16 deg では SRR 間距離が α = 1 deg と比較して離れているために SRR 間に励起されている電場強度は低くなっている．電流分布に着目すると，α = 1 deg のときに比べ，α = 16 deg のときは周回電流が少なくなっている(**Fig. 2.32**)．さらに，α = 16 deg における **Fig. 2.33** の示す磁場分布に着目すると，**Fig. 2.30** と比較して SRR に垂直

Fig. 2.28　x 軸に平行な偏光が入射したときの，電場が最も強く表れるタイミングの電場分布及び電流分布．電場は直交 3 軸方向をそれぞれ別に表示，また，電流分布は SRR 上のみ表示した．

Fig. 2.29　x 軸に平行な偏光が入射したときの，電流が最も強く表れるタイミングの電場分布及び電流分布．電場は直交 3 軸方向をそれぞれ別に，また，電流分布は SRR 上のみ表示した．

Fig. 2.30　x 軸に平行な偏光が入射したときに，磁場が最も強く表れるタイミングの磁場分布．(a) α = 1 deg．(b) α = 16 deg．(i) x 軸方向から yz 面．(ii) y 軸方向から Plane 1．(iii) y 軸方向から Plane 2.

な磁場が少ない．これらは，α の増大により，共振の強さが弱くなっていることを示唆しており，α = 1 deg のときと比較して α = 16 deg の透過率が共振周波数において高くなっていることとよく一致している．

最後に片方の SRR が傾いた効果に関して，SRR 間に生じている電場分布を観察することで考察を加える．**Fig. 2.34** に SRR 間距離が 0.2 μm，1 μm 付近，10 μm 付近の場合の SRR 間に表れる電場分布を，x 軸方向(**Fig. 2.24**(c)参照)から観察した結果を示した．**Fig. 2.34** (a)(c)(e)は同一平面上に SRR が存在する場合，**Fig. 2.34** (b)(d)(f)は片方の SRR が傾いている場合である．SRR 間距離が 0.2 μm のときは **Fig. 2.34** (b)も同一平面上にあるため **Fig. 2.34**(a)と(b)は同じシミュレーション結果を示し

Fig. 2.31　y 軸に平行な偏光が入射したときの，電場が最も強く表れるタイミングの電場分布及び電流分布．電場は直交 3 軸方向をそれぞれ別に，また，電流分布は SRR 上のみ表示した．

Fig. 2.32　y 軸に平行な偏光が入射したときの，電場が最も強く表れるタイミングの電場分布及び電流分布．電場は直交 3 軸方向をそれぞれ別に，また，電流分布は SRR 上のみ表示した．

Fig. 2.33　y 軸に平行な偏光が入射したときの，磁場が最も強く表れるタイミングの磁場分布．(a) α = 1 deg.　(b) α = 16 deg.　(i) x 軸方向から yz 面．(ii) y 軸方向から Plane 1．(iii) y 軸方向から Plane 2.

ている．このとき，SRR 間に弧を描くように電場が発生していることが確認できる．ただし，SRR 間距離が 0.2 μm であることを考えると，弧を描いている電場の範囲は SRR から 0.1 μm オーダーの範囲である．従って，SRR のエッジ部に電荷が集中していると考えられる．SRR 間距離が 1 μm 程度の場合の電場分布は，SRR が同一平面上に存在する場合(**Fig. 2.34**(c))と片方の SRR が傾いている場合((**Fig. 2.34** (d))で異なっていることが確認できる．すなわち，SRR が同一平面上にある場合は，SRR 間距離が 0.2 μm の場合と類似した電場分布を示しているのに対し，片方の SRR が傾いている場合には電場が SRR の面に広く存在している．このことは SRR のエッジだけでなく面に電荷が分布していることを意味している．SRR 間がコンデンサとして機能していると仮定すると，電場分布の違いはコンデンサ形状が違うことを示している．すなわち，同一平面上に SRR が

Fig. 2.34　SRR が同一平面上にあるときと傾いているときの電場分布の比較．(a)(b) SRR 間距離が 0.2 μm の時の電場分布. (c) SRR が同一平面上にあり SRR 間距離が 0.8 μm の時の電場分布. (d)片方の SRR が傾いていて SRR 間距離が 1.4 μm の時の電場分布. (e) SRR が同一平面上にあり SRR 間距離が 12.8 μm の時の電場分布．(f)片方の SRR が傾いていて SRR 間距離が 11 μm の時の電場分布.

存在する場合と比較して SRR が傾いた場合にはコンデンサ容量が大きくなることを示唆している．SRR 間距離が 10 μm 程度の場合も電場分布が SRR の配置によって異なっているものの，1 μm 程度の場合と比較すると電場分布の違いは小さくなっている．以上のことは **Fig. 2.27** に示した共振周波数と SRR 間距離の関係を示すグラフで Tilted model の共振周波数が低く出ていることを説明できる．前述の通り，薄膜 Si 基板を含んだシミュレーションはメッシュ構築上難しく，SRR が同一平面上に配置されたモデルで行っている．従って，第 4 章において実験結果とシミュレーション結果を比較する場合，SRR が斜めになる効果があることに注意する必要がある．

2.8 結言

本章では，提案する Double SRR に対して有限要素法による電磁界シミュレーションを行い，カップリング現象に関する考察を行った．その結果，SRR 間に発生する電場が Double SRR のカップリングに強い影響を与えていることを示唆する結果を得た. また, 本論文で試作する片方の SRR が傾く構造となる可変メタマテリアルを再現したシミュレーションモデルを構築し，共振周波数と SRR 間距離の関係を予想した.

第3章　MEMS 構造の機械特性

3.1 緒言

本研究で提案する可変メタマテリアルは，カンチレバー構造上に SRR を配置することで可動 SRR を実現する．本章では設計するカンチレバー構造の機械特性を有限要素法を用いて解析し，駆動するために必要な力を概算する．次に共振周波数を求め，想定している構造変形の起こりやすさに関する議論を行うと共に可変メタマテリアルの追随可能な周波数を概算する．さらに，空気圧によるカンチレバー駆動を想定し，カンチレバー周辺のギャップからの空気漏れに関して考察を加える．なお，数値解析には，第 2 章と同様に Comsol Multiphysics を用いた.

3.2 構造計算

構築した有限要素法解析モデルの平面図及び本節で用いる *xyz* 軸方向の定義を **Fig. 3.1** に示す．一辺の長さが 40 μm の SRR 構造が配置できるように，40 μm 角の構造を有しており，柔らかさを確保するためにカンチレバーの根元はジグザグに設計されている．解析モデルでは，**Fig. 3.1** 中の左端に赤線で示した部分を固定拘束面として指定した. また, メッシュの最小要素サイズは 0.1 μm とし，合計要素数は 207,006 個となった．カンチレバー構造は単結晶 Si で構成されている．単結晶 Si のヤング率は，例えば，<100>では 130 GPa，<110>では 169 GPa のように結晶方向によって異なる [79, 80]．本研究では，カンチレバーの長手方向を<100>方向となるように設計することとした．本節で用いる構造計算においては，Si のヤング率を 130 GPa として計算した．なお，Si の厚みは 300 nm として計算した．印加する外力として，本構造計算ではジグザグ構造を含むカンチレバー構造下面全体に一様な圧力を印加して考察を行った.

印加圧力を 10 Pa から 100 Pa まで 10 Pa ごとに変化させた時のカンチレバー先端部の変位量を

Fig. 3.1　有限要素法に用いたデザイン.

Fig. 3.2　有限要素法を用いた構造計算.

Fig. 3.3　有限要素法を用いた構造計算(変位量).

Fig. 3.2(a)に示す．100 Pa 印加時で約 8 μm の変位が確認できた．また，印加圧力とカンチレバー先端部の変位量は比例関係にあることも確認できた．本研究では，SRR の変位量が数ミクロンの範囲でのメタマテリアルの透過特性の変化を議論している．例えば 5 μm の変位量を実現するため

Fig. 3.4　有限要素法を用いた構造計算(ひずみ量).

Fig. 3.5　有限要素法を用いた構造計算(共振モード)．(a) 1 次．(b) 2 次．

には，約 60 Pa 印加する必要があることが分かる．**Fig. 3.2**(b)に，100 Pa 印加時の変位量を三次元モデルとして出力した結果を示す．変位やひずみの様子を詳しく考察するために，**Fig. 3.1** に示した青線に沿って変位量とひずみを抽出した結果を **Fig. 3.3** と **Fig. 3.4** にそれぞれ示す．カンチレバー全体の変位量を示したグラフが **Fig. 3.3**(a)であり，ジグザグ構造部を抜き出したグラフが **Fig. 3.3**(b)である．ジグザグ構造を経るごとに構造の角度が大きく変わっていることが分かる．また，SRR が形成される構造部はジグザグ部と比較して直線を保っていることも分かる．このことから，第 2 章で考察した電磁界シミュレーションモデルは本研究で提案する構造をよく反映したモデルとなっていることが確認できる．次にひずみ量に着目し考察する．**Fig. 3.4** に区間を A-B，B-C，C-D，D-E，E-F，F-G，G-H，H-I，I-J に分けて *x*，*y*，*z* 軸それぞれのひずみ量を示した．今，カンチレバーの高さ方向(*z* 軸)への変位量に直接寄与する *x* 軸のひずみ量に着目すると，区間 A-B において，マイナスのひずみが発生し，区間 B-C においてマイナスからプラスへ変化し，区間 C-D においてプラスのひずみが発生し，以下，同様に続いていくことが確認できる．また，*y* 軸方向や *z* 軸方向のひずみも *x* 軸方向のひずみと比較して 5 分の 1 程度と小さくはない．これは，ジグザグ構造という単純な片持ち梁構造と比較し，複雑な構造を採用したために生じるものである．そのため，実デバイスでの誤差などを考慮した時に，**Fig. 3.2**(b)に示すような理想的な変形となるかどうかを，共振周波数とその共振モードを調べることにより議論する．

Fig. 3.5 に有限要素法により計算した共振周波数とその共振モードを示す．(a)は 1 次の共振モードを，(b)は 2 次の共振モードを示している．1 次の共振モードでは **Fig. 3.2**(b)に示す形状と類似した変形を示すことが分かる．また，1 次と 2 次の共振周波数はそれぞれ 25.8 kHz と 126 kHz と計算され，約 5 倍の違いがある．この結果は実デバイスの駆動において，**Fig. 3.2**(b)に示す形状に従う可能性が高いことを示唆している．なお，片持ち梁構造の 1 次の共振周波数はレイリー法により次式から導出されることが知られている．

$$f_c = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_z}{0.24m}}\,. \qquad \textbf{(3.1)}$$

ここで k_z は z 軸方向のばね定数，*m* はカンチレバー構造の質量を表す．**Fig. 3.2**(a)に示した印加圧力と変位量の近似式から本節で用いているカンチレバー構造のばね定数 k_z を見積もると，9.75 mN/m となる．ただし，等分布荷重の変位量は集中荷重の変位量の 3/8 倍となることに注意する必

Fig. 3.6　カンチレバー周辺の流れ解析モデル.

要がある[81]．また，質量 m は Si の密度を 2330 kg/m^3 として計算すると 1.46 μg と概算できる．以上を式**(3.1)** に代入すると，1 次の共振周波数は 26.5 kHz と算出できる．有限要素法による計算結果と比較し, 3 %程度の誤差に収まっておりよく一致している. 外力が正弦波で印加されたとき, 構造は 1 次共振より低周波側では同位相で振動する．従って，本節で考察した構造の駆動可能な周波数は約 25 kHz と見積もれる.

次に，x，y，z 軸それぞれのばね定数 k_x，k_y，k_z を概算し，比較する．k_z はすでに上記で求めている(9.75 mN/m)．k_x，k_y に関しては，**Fig. 3.1** に示す点 α にそれぞれ x 軸方向，y 軸方向に 0.5 μN を印加したときの数値解から見積もった．結果は，k_x が 3.79 N/m，k_y が 3.94 N/m となり，k_z に対して約 400 倍のばね定数となった．本研究で提案する可変メタマテリアルの特徴として，ギャップがサブミクロンサイズであり，なおかつ可変であることを挙げた．こうした特徴を実現する上で，上記のような異方的なばね定数を持つ構造は有効だと考えられる.

3.3 空気圧駆動とギャップサイズ

本研究では, 提案する可変メタマテリアルが有するカンチレバー構造を空気圧により駆動する. すなわちカンチレバー構造の上面と下面に圧力差を生じさせ, 圧力差によって駆動する. この際, 上面と下面は空間的に完全に分離されておらず，カンチレバー周辺のギャップを介して空気が出入りする．本研究ではカンチレバー周辺のギャップを 1.5 μm 以下に設定し，空気の漏れ量が少なくなるように設計している．本節では，空気の漏れに関して Comsol Multiphysics を用いた有限要素法による解析を中心に議論する.

本節で用いた解析モデルは，**Fig. 3.6** に示すような二次元モデルである．全体の計算領域は 100 μm × 107 μm とし，密度 ρ = 1.205 kg/m^3，動粘度 ν = 1.512 × 10^{-5} m^2/s の空気で満たされている．計算領域の中心付近に，水平な Si 薄膜構造と，一定の傾きを持った Si 薄膜構造を，互いに離した状態で配置した．これらの Si 薄膜構造は空間に固定されており，力が加わっても変形しないものと

Fig. 3.7　125 Pa 印加時の(a)流速分布と(b)圧力分布.

Fig. 3.8　ギャップ間の流速．(a)軸の取り方．(b)計算結果.

する．傾きを持った Si 薄膜構造が 3.2 節で議論したカンチレバー構造の簡易モデルに相当する．また，計算領域下面に 12.5 から 125 Pa の圧力を加え，上面を 0 Pa に設定する．傾きを持った Si 薄膜構造の先端部と水平な Si 薄膜構造との高さの差を h [μm]とすると，印加圧力 p との関係が，

$$p = 12.5\,h \tag{3.2}$$

となるように印加圧力を設定した．これは **Fig. 3.2**(a)に示す関係を根拠に設定しており，3.2 節で議論したカンチレバー構造に対する空気の流れを議論できるモデルとなっている．また，配置した 2 つの Si 薄膜構造間に存在するギャップに起きる空気の流れに注目して議論を進めるため，ギャップ付近ではメッシュサイズを細かく設定した．具体的には最大要素サイズを 50 nm とした．なお，その他の計算領域では，最大要素サイズを 6.5 μm とした．なお，本解析において，流れは層流となっていると仮定した．

上記の設定の基に行った数値計算で得られた流速分布と圧力分布を **Fig. 3.7**(a)と(b)にそれぞれ示す．得られた流速分布(**Fig. 3.7**(a))からギャップ部において空気漏れが生じていることが分かる．125 Pa 印加時の最大流速は約 2 m/s であった．一方で，圧力分布(**Fig. 3.7**(b))を見ると，ギャップ付近でなだらかな圧力勾配が観察できるものの，Si 薄膜構造の上下で 125 Pa の圧力差が確保できていることが分かる．以上より，層流という仮定のもとでは，本研究で設定するような微小なギャ

Fig. 3.9　速度とレイノルズ数.

ップがカンチレバー周辺に存在していても，空気圧によるカンチレバー駆動は可能であると考えられる. なお, ギャップ間の流速分布を **Fig. 3.8**(a)に示す軸を横軸に取りプロットしたグラフを **Fig. 3.8**(b)に示す．ここで，高さ h に依存してギャップ間距離は変化するため，傾いた Si 薄膜構造の先端部からの距離を各ギャップ間距離で規格化していた値を横軸とした．また，流速の最大値で規格化した値を縦軸とした．印加圧力 p の増加，すなわち高さ h の増加に伴い流速の最大値をとる位置が水平な Si 薄膜構造に近い位置にわずかに変化しているものの，円管流路内の流れである 2 次元ポアズイユ流れ[82]に類似した流速分布となっていることが確認できた．このことは，端面付近でのカンチレバー表面と流体の間で摩擦抗力が働いていることを示唆する．次に慣性力と粘性力の比であるレイノルズ数を計算する．レイノルズ数は,

$$Re = \frac{U\,L}{\nu} \tag{3.3}$$

で表わされる無次元数である．ここで，U，L はそれぞれ代表流速，代表長さである．ここでは，代表速度に数値計算で求めたギャップ間の速度の平均値を，代表長さにギャップ長さを選び，計算する．代表速度は高さ h [μm]を変数に持つ関数で書け，数値計算で求めたギャップ間速度の平均値から近似関数を求めると,

$$U(h) = 4.14\times10^{-2}\,h^{1.96} \tag{3.4}$$

となる(**Fig. 3.9**)．式**(3.2)**を代入すると,

$$U(h) \propto p^{1.96} \tag{3.5}$$

となり．近似式**(3.4)**を用いると，レイノルズ数 R_d と高さ h の関係は,

$$R_d \propto h^{2.96} \tag{3.6}$$

となる．具体的に計算した結果を **Fig. 3.9** に示す．なお，ここでは高さ h と圧力 p は線形領域で議

論しているため,

$$Re \propto p^{2.96} \tag{3.7}$$

という関係も成立する．レイノルズ数は高さ h (または圧力 p)の増加に伴い増加する．レイノルズ数が小さいほど印加圧力を効率よくカンチレバーに伝えることができると考えられる．一方で，駆動可能な高さ h には限界があると予想できる．第 4 章において実際に空気圧駆動を行う際は，以上の議論に注意し，駆動限界を実験で確認する必要がある．

3.4 結言

本章では，可変メタマテリアルの駆動部に関して，有限要素法を用いて解析を行った．最初にカンチレバー構造のばね定数と共振周波数を導出し，次にカンチレバー構造周りの空気の流れに関してレイノルズ数を用いて考察した．これらの考察から，提案する構造を用いて，変位量が小さいときには空気圧駆動が可能であると予想される計算結果を得た．

第4章　THz 透過特性計測

4.1 緒言

本章では，実際にメタマテリアルを試作して THz 応答を計測した結果を示す．4.2 節では，THz 応答計測の特徴的な分光法であるテラヘルツ時間領域分光法(THz-Time Domain Spectroscopy ; THz-TDS)についての一般的特徴と本研究で用いた計測系についての説明を行う．4.3 節では，第 2 章で論じた原理を確認することを目的とし，Si 基板上に Double SRR を形成して THz 応答を計測する．このとき，異なる Double SRR 間距離を持つデバイスを試作することで，本研究で利用する SRR のカップリング現象の原理確認を行う．次に可変メタマテリアルの試作を行う．実際に試作する可変メタマテリアル構造はシミュレーション(第 2 章)で考えていた理想構造とのずれが作製上避けられない．すなわち，シミュレーションでは薄膜 Si 上に Double SRR が広い範囲に形成されている状況であったが，実際の作製上では，薄膜 Si 構造を無限に広い範囲作製することは不可能であり，薄膜 Si を支えるフレームが必要となる．従ってフレームが THz 応答に与える影響を調べ, 可変メタマテリアルの試作設計に役立てる必要がある. 4.4 節ではフレーム構造だけを作製し，THz 応答を調べた．4.5 節では，以上の結果を基に可変メタマテリアルを試作し，THz 応答を計測した．

4.2 THz-TDS

本研究では THz-TDS[83]を用いて試作したメタマテリアルの光学応答計測を行った．THz-TDS には，透過強度だけでなく位相情報も直接計測できるという特徴があり，従来よく用いられてきた光強度測定による分光法とは大きく異なる．本研究では 3 つの THz-TDS 実験系を用いて計測を行った．ここではまず，使用した実験系のひとつ(Type A と呼ぶ)の実験セットアップ(**Fig. 4.1**)を用いて THz-TDS の測定原理に関して述べる．THz-TDS の特徴である位相の直接計測は，ポンププローブ法を用いて光電場強度を時間領域で直接取得することで実現している．ここでポンプ光及びプローブ光の光源はフェムト秒レーザを用いている．例えば 1 THz の光の周期は約 1 ピコ秒な

Fig. 4.1　THz-TDS のセットアップ(Type A).

ので，サブピコ秒の超短パルスレーザの実現が THz-TDS の実現に大きく寄与していることがわかる．フェムト秒レーザからのレーザ光がビームスプリッターにより分岐され，一方は THz 光源に入射し，他方は Delay line を経て THz 検出器へ入射する．現在実用化されている THz 光源及び THz 検出器の多くは，フェムト秒レーザの入射時に発光及び検出がアクティブになる．本研究で用いている THz 光源及び THz 検出器も同様である．Delay line を動かして THz 発光のタイミングと THz 検出のタイミングを徐々にずらすことで，時間領域で光電場強度を検出することができる．また，THz 光は水分子により吸収されることから，THz 光源と THz 検出器，サンプルはドライエアーで満たされたチャンバ内に入れる．また，サンプルの前後には偏光子を配置する．THz 帯の偏光子はワイヤーグリッド偏光子(Wire Grid Polarizer : WGP)がよく用いられる．WGP とは，一定間隔で並んだ金属ワイヤーが，ワイヤー長手方向に平行な直線偏光が入射したときには金属的に振る舞い，垂直方向の偏光が入射したときには透過する性質を利用した偏光子である[84]．以上のようなシステムを用いることで位相情報を含めた透過特性を計測できる．

本研究で用いた 3 種類の測定系の特徴を **Table 4.1** に示す．大きな特徴としては，Type A と Type B で計測を行うと，透過行列の対角成分のみが得られるのに対し，Type C で計測を行うと透過行列の全成分を得ることができる[85, 86]．すなわち，Type C で得られる結果は Type A 及び Type B で得られる結果を内包している．ただし Type C では偏光子を組合せて光学系を組む必要があり，実験系が大きくなるため，ドライエアーのパージ時間が長くなる．上述の通り，Type A と Type B は得られる情報量に大きな違いはない．本研究における Type A と Type B の使い分けに関しては

Table 4.12 本研究で使用した測定系の比較.

	Type A	Type B	Type C
得られる 透過行列の成分	対角成分	対角成分	全成分
光源	Antenna	ZnTe	$LiNbO_3$
検出器	Antenna	ZnTe	ZnTe
ビーム形状	平行光	平行光	集光
照射径	8 mm	6 mm	3 mm
パージガス種	ドライ空気	窒素	窒素
パージ時間	約5分	約5分	約45分
所有機関	大阪大学萩行研	東京大学五神研	東京大学五神研

Fig. 4.2　測定系の特性(時間領域電場強度).

実験の目的によるものではなく，実験時期によるものである．すなわち基礎検討時は Type A を使用しており，後に Type A と Type B を併用している．以下ではそれぞれの実験において使用した計測系の種類を明記しておく．詳細な特徴は時間領域電場強度(**Fig. 4.2**)や透過スペクトル(**Fig. 4.3**)

Fig. 4.3　測定系の特性(透過スペクトル)．(a) Type A，(b) Type B，(c) Type C.

を参照しながら以下で述べる．

サンプルを挟まずに計測した時間領域電場強度を **Fig. 4.2** に示す．THz-TDS ではこのように電場強度を時間領域で得られることに大きな特徴がある．時間領域電場強度をフーリエ変換することで電場強度と位相を周波数領域で得ることができる．**Fig. 4.2** では電場の最大値で規格化して，それぞれの測定系で得られる時間領域電場強度を比較している．アンテナ発信による Type A ではチャープが少ない．一方で非線形光学結晶を用いた発信による Type B ではチャープが顕著に観察される．また，Type A では Type B 及び Type C と比較してパルス透過後に信号が安定しない．Type B 及び Type C では最初のパルスが通過した後に第二のパルスが観察できる．これは非線形光学結晶内部での多重反射を経た光が時間遅れを持って検出器に到達しているものである．これらの第一のパルス以外からの信号は，サンプル特性の計測に対しては透過スペクトルに大きな影響を与える．従って，フーリエ変換するデータ範囲をどのように定めるかは重要である．

Fig. 4.2 に示した時間領域電場強度をフーリエ変換した結果を **Fig. 4.3** に示す．対数表示も併記した．それぞれの測定系でスペクトルが大きく異なることが分かる．もっとも帯域が狭いのはア

Fig. 4.4　Type C の実験セットアップ概念図．(a) WGP の配置．(b) WGP2 があるときと(c) WGP2 が無いときの *xy* 平面における偏光状態．

ンテナによる光源(Type A)である．本研究においては Type A に合わせてメタマテリアルの動作周波数を 1 THz 付近になるように設計している．また，すべての実験系で有用なスペクトルは 0.3 THz から 2.0 THz と仮定して議論を進めている．なお，強度に関しては単純な比較はできない．特に Type A と Type B 及び Type C は検出原理が異なるため比較できない．Type B と Type C は同じ検出原理を用いていることから比較は可能だが，キャリブレーションを行っていないことに注意し，Type C が B の 10 倍程度の強度を持つことを認める程度に留める．Type A 及び Type B の測定系は，ある特定の方向の直線偏光を持つ THz 光をサンプルに垂直入射し，同じ方向の直線偏光成分を検出するというシンプルな実験セットアップである．このような計測系により透過行列の対角成分を計測することができる．一方で，上述の通り Type C の測定系では，透過行列の全成分を導出することができる．当然，実験セットアップは Type A 及び Type B と比較し，複雑なものとなる．ここでは Type C の実験セットアップに関して簡単に説明するが，本研究の実験結果を解釈するために必要な説明に留める．より詳しくは神田の博士論文[86]を参照されたい．

Type C の実験セットアップの特徴は，**Fig. 4.4**(a)に示す WGP の配置にある．THz 検出器とサンプルの間に 2 つ，サンプルと THz 光源の間に 1 つの WGP があるとき(**Fig. 4.4**(b))，それぞれの WGP の役割と得られる信号は次のようになる．THz 光源の直後の WGP3 により入射光を *y* 軸方向の偏

光に限定する. サンプルを透過した THz 光の強度は一般に反射または吸収により低下する. また, サンプルがキラリティを持つ場合や複屈折を示す場合には電場ベクトルの方向も変化する．サンプルを透過した THz 光は，x 軸から 45 度回転した直線に平行な偏光を通すように設置された WGP2 を透過する．WGP2 を透過した THz 光は，x 軸と平行な偏光を通すように設置されている WGP1 を透過する．従って，THz 検出器で得られる信号は図中の $\boldsymbol{E}_2$ となる．また，WGP2 が無い場合も計測すると，**Fig. 4.4**(c)のような $\boldsymbol{E}_c$ が得られる．このように WGP2 を光路内に挿入する場合とそうでない場合で計測を行うことで得られた $\boldsymbol{E}_2$ と $\boldsymbol{E}_c$ を用いることで透過行列の全成分を求めることができる．なお透過行列は，**(2.14)**式で示した定義を用いる.

4.3 Double SRR の SRR 間距離依存性

可変メタマテリアルの構造は，カンチレバー構造上に SRR がパターンされている構造なので, 原理検証には製作が容易な構造を用いた方が都合が良い．従って本節では，Double SRR の SRR 間距離を正確に設定して距離依存性を調べることを目的とし, Si 基板上に Double SRR を形成して透過特性を評価した.

本節の計測で用いた Double SRR のデザインを **Fig. 4.5** に示す. SRR の代表長さを 20 μm とした. SRR パターンは Cr / Au 層で作製し，太さを 2.5 μm とした．ここで，Cr は Au の密着層として用いている．本実験のパラメータである SRR 間距離 g の大きさは，0.1 μm，0.4 μm，1.6 μm，6.4 μm の 4 種類とし, Double SRR を 250 μm 厚の Si 基板上に形成した. THz 帯での Si の屈折率は 3.42[87] なので, 第 2 章で論じたような空気中に Double SRR が浮かんだようなモデルとは異なるスペクトルとなる．今，屈折率 3.42 の Si と，屈折率 1 の空気の界面に Double SRR が存在するとみることができる. このとき, Double SRR の共振周波数は, Si の屈折率と空気の屈折率の平均値である 2.21 の屈折率を持つ媒質中に Double SRR が存在すると仮定しておおよそ見積もることができる. 別の言い方をすると，THz から見た Double SRR の構造は約 2 分の 1 の大きさに見える，と表現することも可能である．以上の議論は厳密性に欠けることに注意は必要であるが，設計の見通しを立てる上で参考になるだろう．本節ではこの設計指針のもと，Double SRR の共振周波数を 1 THz 付近

Fig. 4.5　基礎的応答計測に用いた Double SRR のデザイン.

Fig. 4.6　作製した Si 基板上の Double SRR (SRR 間距離 g = 0.4 μm).

Fig. 4.7　時間領域電場強度(SRR 間距離 g = 0.1 μm).

となるように設計し, SRR の代表長さを第 2 章で議論した長さのおよそ半分である 20 μm とした. 試作した Double SRR (g = 0.4 μm)の SEM (Scanning Electron Microscopy)写真を **Fig. 4.6** に示す.

THz-TDS (Type A)を用いて計測した SRR 間距離 0.1 μm に対する時間領域電場強度を **Fig. 4.7** に, すべてのサンプルに対する透過スペクトルを **Fig. 4.8** に示す. **Fig. 4.7** を見ると, 250 μm 厚の Si 基板の多重反射成分が 15 ps 以降に生じていることが確認できる. 透過スペクトル算出過程で取り扱うデータとして, **Fig. 4.7** に示したデータ全体を用いると多重反射成分を含んだ透過スペクトルが

Fig. 4.8　透過スペクトル．(a)入射光の偏光方向：*x* 軸，基板による多重反射の影響：含む，(b)入射光の偏光方向：*y* 軸，基板による多重反射の影響：含む，(c)(e)入射光の偏光方向：*x* 軸，基板による多重反射の影響：除く，(d)(f)入射光の偏光方向：*y* 軸，基板による多重反射の影響：除く．

得られる．多重反射を含んだ透過スペクトルは基板による薄膜干渉の影響が強く反映されるため，Double SRR の応答を確認することが困難になる．一方，例えば 0-15 ps における電場強度データを用いて算出した透過スペクトルを用いれば，多重反射成分を除いた透過スペクトルとして Double SRR による応答に対する考察を進めることができる．**Fig. 4.8**(a)(c)(e)は，**Fig. 4.5** で定義した *x* 軸に平行な偏光を持つ入射光に対する透過スペクトルで，**Fig. 4.8**(b)(d)(f)は，*y* 軸に平行な偏光を持つ入射光に対する透過スペクトルである．また，**Fig. 4.8**(a)(b)は，Si 基板の多重反射成分を含んだ透過スペクトルで，**Fig. 4.8**(c)(d)(e)(f)は，多重反射成分を除いた透過スペクトルを示している．**Fig. 4.8**(a)(b)には薄膜干渉による振動が強く表れていることが確認できる．また，0.8 THz 付

Fig. 4.9　(a)共振周波数シフトと(b)共振点における透過率の SRR 間距離依存性.

近のスペクトルに着目すると, **Fig. 4.8**(a)と(b)は共に SRR 間距離 *g* によるスペクトル変化が確認できる．共振点の有無，すなわち共振周波数をこのスペクトルから求めることは難しいが，SRR 間距離により Double SRR の特性が変化していることは分かる．一方，多重反射成分を除いたスペクトル(**Fig. 4.8**(c)(d))に着目すると，0.8 THz 付近に dip を明確に確認できる．さらに，0.8 THz 付近を拡大した図(**Fig. 4.8**(e)(f))から，SRR 間距離の大きさが大きくなるにしたがって，dip 位置が高周波側にシフトしていることが分かる．共振周波数及び共振周波数における透過率の SRR 間距離依存性を **Fig. 4.9** に示す．dip 深さと SRR 間距離の関係は，入射光の偏光方向によって異なる傾向を示した．これらは第 2 章で論じた結果とよく一致している．SRR 間距離がおよそ 2 μm 以下の範囲で共振周波数が大きく変化していることが分かる．この結果は，本研究のコンセプトである「微小な構造変化」による透過特性の制御が有用であることを示している．

4.4 フレームの影響

本論文では Double SRR が 300 nm 厚の薄膜 Si 上に形成された構造を試作する．第 2 章におけるシミュレーションを用いた議論では，**Fig. 4.10** (a)に示すように無限に広い薄膜 Si を想定していた．しかし，実際には無限に広い薄膜 Si は実現できないため，薄膜を支えるフレームが必要となる(**Fig. 4.10** (b))．本節では，可変メタマテリアル作製時にシミュレーションを行った理想構造からのずれとなるフレームの影響を述べる．フレームが太く，フレーム間隔が狭いほど作製は容易になる．

Fig. 4.10　(a)理想構造と(b)作製し得る構造例.

	p [mm]	w [μm]
(i)	5.0	25
(ii)	3.3	25
(iii)	2.5	25
(iv)	1.0	25
(v)	1.0	50

Fig. 4.11　試作したフレーム構造の(a)デザインと(b)写真.

Fig. 4.12　試作したフレーム構造の(a)透過率と(b)位相シフト．

一方で太いフレームが狭い間隔で存在すると，THz 光がフレーム構造にも応答してしまうという問題が発生する．従って，本論文で提案する可変メタマテリアルをデバイスとして考える場合，フレームの影響を調べておく必要がる．

フレームの影響を実験的に調べるために，Si 基板に貫通穴をあけることでフレームのみを作製して透過率測定を行った．フレーム構造のデザインは **Fig. 4.11**(a)に示すように，フレームの太さ w とフレーム間隔 p をパラメータとした．フレームの太さ w は 25 μm と 50 μm に関して調べた．フレーム間隔 p は 5 mm，3.3 mm，2.5 mm，1 mm に関して調べた．いずれのパラメータも作製プロセス上の困難さに鑑みて試作可能な可変メタマテリアルを想定して設定している．本節において，それぞれのサンプルを **Fig. 4.11**(a)内の表に示すように，サンプル(i)からサンプル(iv)と呼ぶことにする．なお，本節での実験は測定系 Type A (**Fig. 4.2**)を用いて行った．測定した結果を **Fig. 4.12** に示す．フレームの間隔が大きくなると透過率の dip 深さが浅くなり，透過率が 1 に近づくことが確認できる．位相シフトも同様に，フレーム間隔が大きくなるにつれ，小さくなっている．これはフレーム数が少なくなることで，フレームを含んだ媒質が平均的に空気に近づくことを意味している．次に，フレームの太さが変わると dip 深さが変化するだけでなく，dip 位置が変化している点に着目する．位相シフトも同様にフレーム間隔と太さに依存して変化している．従って，THz 応答に対するフレームの影響を少なくするためには，フレームを細く少なくすることが重要であ

Fig. 4.13　時間領域の電場強度.

ることが示された．実際にデバイスを作製する際は，作製プロセスの難易度と比較しながら設計する必要がある．以上は現象論から見た結論であるが，フレームが THz 波に対してどのようなメカニズムでスペクトル変化をもたらしているのかを以下で考察する．

透過率が振動する原因を調べるため，サンプル(iv)とサンプル(v)のデータを用いて考察する．まず, 空気(サンプルがない場合)と厚み 250 μm の Si 基板の時間領域の電場強度を比較する(**Fig. 4.13**). 空気とサンプル(iv)及びサンプル(v)の時間領域データを比較すると，4 ピコ秒付近で波形の乱れが生じていることが確認できる．一方，Si 基板の波形を見ると，空気との光路差により約 4 ピコ秒に電磁波が到達している．従って，サンプル(iv)及びサンプル(v)の 4 ピコ秒付近の波形の乱れは，貫通穴から直接到達した波形と，フレームを通って到達した波形が干渉することにより起きたものと予想される．また，10 ピコ秒付近に Si 基板で多重反射した電磁波が到達していることが確認できる. サンプル(iv)及びサンプル(v)の 10 ピコ秒付近の波形を 10 倍にして表示すると(**Fig. 4.13**(b)), 同様に電磁波が到達していることが確認できる．このことは，THz 波の一部がフレームを通過していることを裏付ける結果である．以上により透過率スペクトルが振動することは，フレームを通っている電磁波と貫通穴が通っている電磁波が干渉した結果起きているという予想される．

次に透過率が振動する原因を，フレームの有効屈折率 n_{eff} を計算することで議論する．フレーム内に電磁波が伝搬しているとすると，フレーム構造をスラブ型導波路とみなすことができる．ここではまず，フレーム構造と理想的なスラブ型導波路の幾何学的類似性を，**Fig. 4.14** に示したコ

Fig. 4.14　フレーム構造と理想的なスラブ型導波路.

Fig. 4.15　フレーム構造の有効屈折率.

ンセプト図を用いて説明する．その後，理想的なスラブ型導波路における知見をフレーム構造に適用することで有効屈折率を導出し，フレームの影響の起源を明らかにする．

xyz 軸を **Fig. 4.14** に示すように設定する．A-A'断面の一部を拡大すると，*z* 軸方向を電磁波の伝搬方向とし，*y* 軸方向に広がった Si をコア，空気をクラッドとするスラブ型導波路とモデル化できる．今，入射電磁波の偏光方向を *x* 軸と平行とする(E_x)．このとき，**Fig. 4.14** に断面図として示されたフレーム構造には TE (Transverse Electric)波として入射する．一方，*xz* 平面に平行な断面で考えると，E_x が TM (Transverse Magnetic)波として入射するフレーム構造も存在する．従って，デバイス全体で考えると，TM 波と TE 波の両方の伝搬モードを考えて解析する必要がある．

フレーム構造の持つ幾何学的形状によって与えられる境界条件のもとでマックスウェルの方程式を解くと，存在し得る伝搬定数を決定でき，有効屈折率 n_{eff} を求めることができる[88]．計算結

Fig. 4.16　フレームの透過率と有効屈折率から算出した弱めあう周波数．赤点線：TE 波に対して計算した dip 位置．青点線：TM 波に対して計算した dip 位置.

果を **Fig. 4.15** に示す．なお，Si の屈折率を 3.42 [87]，空気の屈折率を 1.0 とし，**Fig. 4.15** には 0 次モードのみを示した．また，有効屈折率は解析的には解けないため，数値解として示している．同じ構造に対しても，TE 波と TM 波で有効屈折率が大きく異なることが分かる．また，TM 波に対する有効屈折率が TE 波に対する有効屈折率よりも低く，かつ低周波数領域では両者ともクラッドである空気の屈折率に漸近している．

Fig. 4.15 に示した有効屈折率を用いて，電磁波が空気中を伝搬する場合と Si フレームを伝搬する場合の光路差を求める．ここで，Si の厚み，すなわち Si フレームの z 軸方向の長さを 250 μm として計算した．光路差が対象とする電磁波の波長の半整数倍となる周波数において双方を通過した光が互いに弱めあうように干渉し，透過率が低下する．**Fig. 4.16** に再度 Si フレームの透過率を記載する．また，有効屈折率から計算した透過波が弱めあう周波数を TE 波に対しては赤点線で，TM 波に対しては青点線でそれぞれ示した．まず，TE 波に着目して議論する．Si フレームの太さが 50 μm の透過率(**Fig. 4.16**(a))を見ると，透過率の dip 位置と赤点線の位置が一致していることが分かる．このことは貫通穴を伝搬した電磁波と Si フレームを伝搬した電磁波が干渉することによって，透過率の振動が起こっている，という仮説を裏付けるものである．一方で，Si フレームの太さが 25 μm の透過率(**Fig. 4.16**(b))に着目すると，透過率の dip 位置と赤点線の位置が一致していない．しかし，この結果は上記仮説を否定するものではない．dip 位置と赤点線の不一致は作製誤差に起因するものと予想される．本計測に用いたフレーム構造を光学顕微鏡観察した写真を **Fig. 4.17** に示す．光学写真は基板法線に対して 30 deg 傾けて撮影した．ピッチ 1 mm でフレームが形成されている．フレーム構造はシリコン深堀エッチングプロセスで作製したものであるため，表面と裏面で形状に差異が出る．ここでは，エッチングプロセス時の上下方向を基準にそれぞれ Top と Bottom と呼ぶ．Top はエッチングプロセス時にレジストで保護されているため，形状が保たれる傾向にある．一方で Bottom はアンダーエッチング現象により形状が崩れやすい．実際に，w = 50 μm のフレーム構造も w = 25 μm のフレーム構造もともに Top が Si 表面が露出した綺麗な構造をしている．一方で Bottom は Si 表面がほとんど残っていない．特に w = 25 μm のフレーム構

Fig. 4.17　作製したフレーム構造の光学写真．フレームのピッチが 1mm となっている．左図はフレームの断面模式図.

造では Bottom 面はアンダーエッチングにより Si 表面は格子点を除いてなくなっている．光学写真から推測されるフレーム断面形状を **Fig. 4.17** の左段に示す．以上の観察結果から，**Fig. 4.16** (b) における透過率の dip 位置と赤点線の周波数が不一致となったのはスラブ型導波路構造と作製したフレーム構造の差が影響していると予想できる.

次に TM 波に関して議論する．本実験で使用したフレーム構造は格子状になっているため，フレームと偏光は，TE 波として振る舞う関係にあるものと TM 波として振る舞う関係にあるものの両方が存在する．しかし **Fig. 4.16** を見ると分かるように，青点線はフレームの透過率に対する dip 位置と一致していない．従って本実験からは，TM 波に対してフレーム構造は導波路として機能していない可能性が示唆される．別の可能性として，TE 波に対する応答と TM 波に対する応答が足しあわされた形でフレームの透過率が決定されることから，正確に議論できていない可能性も，本実験だけでは否定できない.

以上のように，格子状のフレーム構造を用いた透過率測定実験からは，フレームが導波路として機能している可能性は高いものの，それを結論付けるだけの結果は得られなかった．その主な原因は，フレームが格子状になっていることから TE 波と TM 波を分離して議論することができなかったことである．そのことを受け，次に TE 波と TM 波を分離して議論できるようにストライプ状のフレーム構造を作製し，透過率を評価する．このことによりフレーム構造が透過率に与える影響の物理的根拠を明らかにする．ストライプ状フレーム構造の模式図を **Fig. 4.18**(a)に示す．フレームの間隔は 1 mm とし，フレームの太さは 50 μm 及び 25 μm の 2 種類とした．試作したス

Fig. 4.18　作製したストライプ状のフレーム構造の(a)模式図と(b)光学写真及び SEM 写真. フレームのピッチは 1 mm.

トライプ状フレーム構造の光学写真及び SEM 写真を **Fig. 4.18**(b)(c)に示す. ストライプ状フレーム構造作製時には，Si 深堀エッチングを行う際，**Fig. 4.17** の Bottom 部にあたる部分の矩形構造を保つことを目的とし，オーバーエッチングが起きないようにエッチング時間を調整した．フレームの長手方向が入射光の偏光方向と平行となるようにして設置した時，TE 波に対する応答を，垂直となるようにして設置した時，TM 波に対する応答を調べることができる．

太さ 50 μmのフレームに対する透過率を **Fig. 4.19**(a)に，太さ 25 μmのフレームに対する透過率を **Fig. 4.19**(b)に示す．また，**Fig. 4.15** で示した有効屈折率を用いて計算した弱め合う周波数を点線で示した. 緑線は TE 波に対する応答, 赤線は TM 波に対する応答をそれぞれ示している. すべ ての点線の位置において透過率の dip が認められる．一方，特に **Fig. 4.19**(b)では，緑点線部で TM 波の透過率の dip が見られる．これは基板設置時に水平からずれてしまったことにより，TE 波成分が含まれてしまったことによるものと考えられる．以上の結果より，TE 波及び TM 波に対してフ

Fig. 4.19　フレームの透過率と有効屈折率から算出した弱めあう周波数. 緑線 : TE 波に対しする応答. 赤線 : TM 波に対する応答.

レーム構造が導波路的に機能し，THz 透過特性に大きな影響を与えることが明らかになった.

ストライプ状フレーム構造で得られた結果を格子状フレーム構造で得られた結果と比較する. フレームの太さが 50 μm，間隔は 1 mm のフレーム構造の透過スペクトルを **Fig. 4.20** に示す. 黒線で示した格子状の透過スペクトルと緑線で示した TE 波として振る舞うストライプ状フレーム構造のスペクトルが近い透過スペクトルを示している. 一方で，赤線で示した TM 波として振る舞うストライプ状フレーム構造の透過スペクトルは格子状フレーム構造の透過スペクトルとは大きく異なる. これは TE 波と TM 波の両方に応答する格子状フレーム構造において，TE 波として振る舞う成分が強く応答することを示唆している. **Fig. 4.20** において黒線と緑線を比較したとき，高周波成分になるほど dip 深さが異なっていることが分かる. このことはフレーム端面の形状の違いによるものだと考えられる. **Fig. 4.17** で示した通り，格子状フレーム構造は一方の端面が細くなっている. 一般に屈折率差のある媒質の境界面においては入射光の一部は反射する. フレーム構造を導波路として考えた場合，導波路端面において屈折率差があるときは同様に反射すると考えられる. **Fig. 4.17** で示したように，端面が細くなっていると moth eye 構造[89, 90]と類似した構造で，屈折率差は見かけ上緩やかになり，反射率は低下する. これはフレーム構造を通った光が多く透過することを意味している. フレームを通った光と周辺の空気を通った光が干渉することにより透過率の dip が形成されるので，フレームを通った光が多く透過する格子状フレーム構造の方が透過率の dip が深くなる. 屈折率差と透過率の関係はフレネルの関係で記述される[91]. Si (n_{eff})から空気(n_{air})へ垂直入射するときの透過率は

$$T = \frac{1}{n_{\mathrm{eff}}}\left(\frac{2n_{\mathrm{eff}}}{n_{\mathrm{air}} + n_{\mathrm{eff}}}\right)^2 \qquad \textbf{(4.1)}$$

Fig. 4.20　ストライプ状フレーム構造と格子状フレーム構造の透過率の比較．フレームの太さと間隔はそれぞれ 50 μm と 1 mm.

Fig. 4.21　有効屈折率から算出した Si フレーム端面の透過率.

と書ける．n_{eff} を **Fig. 4.15** で計算した TE_0 に対する屈折率，$\mathrm{n}_{\mathrm{air}}$ を 1 として計算すると，透過率は **Fig. 4.21** のように算出される．これは高周波数になるにしたがって透過率が低下することを意味する．この結果は **Fig. 4.20** をよく説明している．

本節では，フレーム構造の影響を調べるため，格子状フレーム構造を作製し，透過特性を調べた．その結果，フレーム構造が導波路として機能していることを示唆する結果を得た．スラブ型導波路は TE 波と TM 波で応答が異なるため，ストライプ状フレーム構造を作製し，TE 波と TM 波を分けて透過特性を調べた．透過スペクトルは，有効屈折率から予想される透過スペクトルと一致した．従って，フレーム構造は導波路として機能していると結論付けた．一方で，格子状フレーム構造とストライプ状フレーム構造を比較すると，TE 波に対して透過スペクトルが類似していることを見出した．このことは格子状フレーム構造では TE 波に対して強く応答することを示唆している．

4.5 設計・作製

本節では，第 2 章で論じた電磁気応答と第 3 章で論じた機械特性を考慮した設計を示し，具体的な作製プロセスを説明する．

Fig. 4.22 に本研究で採用したデザインを示す. 代表長さ 40 μm の 2 つの SRR を 200 nm のギャップを隔てて 300 nm 厚の薄膜 Si 上に配置した．片方の SRR はカンチレバー上に配置し，カンチレバーを上下に動かすことで SRR 間距離を制御できる．カンチレバーの根元をジグザグ構造にすることでカンチレバーのばね定数を下げている．

本研究で提案するアクティブメタマテリアルの作製には，デバイス Si 層が厚さ 0.3μm，BOX (buried oxide)層が厚さ 0.4 μm，ハンドリング Si 層が厚さ 300 μm の SOI (Silicon on Insulator)基板 (G6P-020-01, Soitec Asia)を 25 mm × 25 mm 角に切り出して使用した． このとき，辺が[100]方向と平行になるように切り出した．製作プロセスの概要は **Fig. 4.23** に示すように，(a)電子線描画によるレジストパターニング，(b)リフトオフプロセスによる Double SRR 構造の形成，(c)電子線アライメント描画によるレジストパターニング，(d) Deep Reactive Ion Etching (DRIE，住友精密工業)によるカンチレバー構造の形成及び(e)ハンドリング層除去，(f) SiO_2 の除去という行程で行った．製作プロセスの詳細は付録.A に示す．以下では特に注意する点を抜粋して述べる．

はじめに前処理及び電子線描画(**Fig. 4.23** (a))に関して説明する. まずダイシングソー(A-WD-10A, 東京精密)で切り出した Si 基板に対し，HF で洗浄し，自然酸化膜[92]を除去する．次に電子線描画用レジスト(ZEP520-7，日本ゼオン)を 6000 rpm で 1 分間スピンコートし，その後 180℃で 15 分間ベークした．このとき，レジスト膜厚はおよそ 200 nm となる．次にエスペイサーZ を 2000 rpm

Fig. 4.22　Double SRR のデザイン．

Fig. 4.23　可変メタマテリアル作製プロセスの概要.

で 1 分間スピンコートし，その後 110℃で 10 分間ベークした．エスペイサー(300Z, 昭和電工)の塗布は，電子線描画を行うときに基板に導電性が低い場合に行うものである．導電性が低い基板に電子線描画を行うと，レジストに電子が帯電することにより現像パターンの解像度の劣化や像のゆがみが生じる．エスペイサーZ は導電性膜を形成するので帯電による現像パターンの劣化を防ぐことができる．本研究で使用している SOI 基板はデバイス Si 層厚みが 300 nm と薄いため導電性が低い．また，パターン最小線幅を 200 nm と設計しているため，エスペイサーZ の塗布が必須である．上記のレジスト/エスペイサー層に対して電子線描画を行った．電子線描画後に流水によるエスペイサーZ の除去を行い，ZED-N50 (日本ゼオン)を用いて 90 秒間現像処理を行った．

次にリフトオフプロセス(**Fig. 4.23** (b))に関して説明する．リフトオフプロセスの前処理として，電子線パターンを行った基板に対して O_2 プラズマによるレジスト残差除去を行った．具体的には，プラズマエッチング装置(FA-1，日本サムコ)を用いて電子線レジストを 10 nm 程度エッチングした．次に Double SRR 構造を構成する Cr / Au (3/45 nm)の電子線蒸着を行った．Cr は密着層として使用している．電子線蒸着プロセス中に蒸着ターゲットからの輻射熱が発生し，基板上の電子線レジストはダメージを受ける．リフトオフプロセスを成功させるためには蒸着中の熱ダメージを抑制することが重要である．

熱ダメージ抑制は，蒸着ターゲットの量を減らすことで行った(**Fig. 4.24**)．経験的に，蒸着ターゲットの量が多いとターゲットの蒸発が一部のみとなり，なおかつ融かし続けるには高エネルギの電子線を照射する必要がある．一方で蒸着ターゲットの量を少なくした場合，ターゲットの表面全体から蒸発するため，低エネルギの電子線照射で蒸着が可能である．本研究では Au の蒸着を 0.1 nm/sec で行った. このとき, 2.9 cc のタングステン製ハースライナー(W-460212, ニラコ) に, 35 g の Au を入れて蒸着した場合では約 270 mA 程度の電子線照射が必要であり, 15 g の金を入れて蒸着した場合では約 60 mA の電子線照射に抑えることができた．後者の条件ではハースライナー内の Au 全体が融けていることにより，少ない照射エネルギで蒸着できたものと予想される．**Fig. 4.25** にリフトオフプロセス後の Au パターンの SEM 写真を示す. 照射電流が(a)270 mA のとき

Fig. 4.24　蒸着ターゲットの量とターゲットの融け方の違い.

Fig. 4.25　リフトオフ後の比較．(a) 270 mA で蒸着．(b) 60 mA で蒸着.

は Au のエッジにバリが出てギャップが広がってしまっているのに対し，(b)60 mA のときは，きれいにパターニングされていることが確認できる．これは蒸着条件の重要性を示すものである.

次に電子線アライメント描画(**Fig. 4.23** (c))に関して説明する．本ステップで重要なポイントは基板前処理にある．一般的な基板洗浄は IPA やエタノールなどのアルコールで終了する場合と純水で終了する場合がある．純水で終了すると乾燥後に water マークが残ることが多いため本研究では基本的に IPA 洗浄処理で終了する洗浄プロセスを採用している．しかし， IPA 洗浄処理で洗浄プロセスを終了すると，電子線レジストが Au によりはじかれる現象に遭遇した．例として IPA 洗浄を行い，電子線レジスト塗布後のアライメントマーク上の光学顕微鏡写真を **Fig. 4.26** (a)に示す．電子線レジストをはじき，アライメントマーク内にレジストの境界が存在することが確認できる．電子線描画の際のアライメント操作は，画像処理によるアライメントマークの自動検出で行うため，このようにアライメントマーク内にレジストのエッジが形成されてしまうと誤認識を起こしてしまう．以上のような問題点を解決するため，本ステップでは純水洗浄を行うことで Au 表面を水酸基リッチな状態とし，電子線レジスト塗布前に密着性向上塗布剤(HMDS)を塗布することで電子線レジストと基板の密着性向上を試みた．**Fig. 4.26**(b)は，純水洗浄及び HMDS 塗布を行った後に電子線レジストを塗布した基板の光学顕微鏡写真である．Au が電子線レジストをはじく

Fig. 4.26　基板洗浄処理の違いによる電子線レジスト成膜状況の違い. (a) IPA 洗浄と(b)純水による洗浄.

Fig. 4.27　DRIE プロセス条件によるアンダーエッチング量の違い．(a)微細エッチング条件．(b)深堀エッチング条件.

ことなく塗布できていることが確認できる．なお，本ステップでパターニングするレジストは，デバイス Si 層エッチングに使用するため，レジスト膜厚が 400 nm になるようにスピンコートの回転数を 4000 rpm と設定した．また，電子線レジスト塗布後にエスペイサーZ を塗布した．また，本ステップでの電子線描画はアライメント精度がサブミクロンを要求されているものの，最小パターンは 1.5 μm であり，電子線直接描画プロセスとしては大きなパターンであることから，現像時間は 2 分と長めに行った．さらに，現像後に行う残差除去プロセス(O_2 プラズマエッチング処理)を 15 秒間行った．なお，15 秒間の O_2 プラズマエッチングで電子線レジストは約 150 nm エッチングされる．以上の処理の後に，DRIE を用いたデバイス Si のエッチングを行い，カンチレバー構造の外形をパターニングした(**Fig. 4.23**(d))．このとき，**Fig. 4.22** に示すようにカンチレバー構造の根元の梁の幅が 3 μm で設計されていることに注意する必要がある．例えば，DRIE の工場出荷時の基本的な Si 深堀エッチング条件(付録 **Table A.3**)を用いてエッチングを行うと，**Fig. 4.27**(b)に示すように，約 2 μm のアンダーエッチングが生じる．この条件でエッチングを行うと幅 3 μm の Si パターンは完全になくなってしまう．そこで本研究では，微細エッチング条件として付録 **Table A.1** に示す条件を用いた．この条件を用いると，**Fig. 4.27**(a)に示すように高々100 nm 程度のアンダーエッチングに抑えることができる．エッチングを行った後の光学写真を **Fig. 4.28** に示す．拡大

Fig. 4.28　DRIE 後の光学写真.

Fig. 4.29　作製したメタマテリアルの外観.

図を見ると，精度よくアライメントができていることが確認できる(**Fig. 4.28**(b))．また，カンチレバーの根元にあるジグザグ構造もきれいにパターニングできていることが確認できた.

最後にハンドリング層の除去及び BOX 層の除去を行った(**Fig. 4.23**(e))．ハンドリング層の除去は DRIE プロセスを用いて行った．ハンドリング層除去後は，300 nm の薄膜構造が形成され，非常に壊れやすい構造となるため，プロセスに注意が必要である．具体的には，レジストやシリコーンオイルなどを除去するための有機洗浄工程で，溶液の表面張力により薄膜が破れてしまう可能性があるので，溶液に対して垂直に出し入れするなどの注意が必要である．また，BOX 層の除去は基板を 45 度に温めた状態で，フッ酸蒸気エッチングを行う[93]．基板を温めることでエッチングレートを遅くする[94]と共に, SiO_2 と HF の反応により生成される H_2O を素早く蒸発させる．これは，生じた H_2O の表面張力により薄膜が破れる可能性を低くすることを目的としている．以上のプロセスを用いて作製したメタマテリアルの外観を **Fig. 4.29** に示す．メタマテリアルはウェハの中心 10 mm × 10 mm の部分に，4 × 4 領域に区分して作製したが，1 区画はプロセスエラーにより破れてしまった．本研究では，THz 透過特性計測セットアップ(Type C)の THz 光スポットサイズが直径 3 mm であることから，壊れてしまったメタマテリアルを避けて評価を行うことがで

Fig. 4.30　作製したメタマテリアルの SEM 像.

きる．作製したメタマテリアルの SEM 写真を **Fig. 4.30** に示す．Double SRR アレイ構造が一様にできていることが分かる．

4.6 空気圧による駆動特性

本研究では，メタマテリアルの駆動方法として空気圧駆動を用いる．第 3 章で述べたように，カンチレバーの上下に圧力差を与えることでカンチレバーが曲がる．従って，印加する圧力を制御することでカンチレバーの変位量を制御することができる．本節では，試作したメタマテリアルを実際に空気圧で駆動し，その特性に関して述べる．

空気圧駆動セットアップの概念図を **Fig. 4.31** に示す．まず，窒素ガスボンベからレギュレータで 0.1 MPa に調整された窒素ガスが，圧力調整用のピコポンプにシリコーンチューブを通して導入される．ピコポンプで圧力を調整された窒素ガスがデバイスの設置されたチャンバに導入されることで可変メタマテリアルを駆動する．ピコポンプを経た直後のガス圧は，メタマテリアルの駆動には高すぎるため，3 m 程度の長さを持つシリコーンチューブを通すことで減圧している．圧力センサをピコポンプから 1 m の位置に設置した．空気圧駆動を用いた実験を行った時に示す，「デバイスに加えた圧力」の値はこの圧力センサの表示する値を用いている．メタマテリアルを固定しているチャンバを **Fig. 4.32** に示す．チャンバは 3D プリンタ(Objet EDEN 250, Stratasys Ltd.)により作製した．材料は Objet FullCure720 を用いて作製した．全体の大きさは，**Fig. 4.32**(a)に示すように，42 mm × 40 mm の大きさを持ち，表面に 1 inch に切り出したメタマテリアルが固定できるよう 26 mm × 26 mm の溝が切ってある．また，裏面には 20 mm × 20 mm の溝が切ってあり，THz 帯の光に透明な窓材を固定できるようになっている．**Fig. 4.32**(b)は作製したチャンバーの上面から見た写真であり，**Fig. 4.32**(c)は下面から見た写真である．本研究では，窓材として Zeonex 480R (日本ゼオン)を使用した．Zeonex の透過率と位相シフトを **Fig. 4.33**(b)に示す．0.2 から 2 THz の領域全体にわたり 80 %以上の透過率を示しており，THz 帯の光に対して透明な材料であることが確認できる．THz 帯の窓材として，テフロンや高抵抗 Si を使用することも多いが，本研究で用いた Zeonex は可視光帯でも透明である(**Fig. 4.33**(a)参照)．このことは，光路の確認や，チャンバ内のデバイス応答などを確認する際に大きなメリットとなる．**Fig. 4.32** に示したチャンバに作製したメタマテリアル及び窓材である Zeonex を固定した写真を **Fig. 4.34(**a)に示す. 4.5 節で述べたように,

Fig. 4.31　空気圧駆動セットアップの概念図.

Fig. 4.32　メタマテリアルを固定するチャンバ．(a)上面．(b)下面．

Fig. 4.33　(a) 20 mm × 20 mm に切り出した Zeonex の写真．(b) Zeonex の透過率と位相シフト．

Fig. 4.34　チャンバにメタマテリアル及び Zeonex を固定した(a)(b)写真と(c)断面概念図.

Fig. 4.35　作製したメタマテリアルの 3 次元画像. (a)空気圧 OFF の状態. カンチレバー構造が膜と同一平面上に存在する. (b)空気圧 ON の状態. 片方のカンチレバーが傾いている.

今回作製したメタマテリアルはフレームにより 4 × 4 区画に分かれているが, その 1 区画はプロセスエラーにより破れている. これにより空気圧駆動の祭に空気漏れが発生してしまう危険性や, THz 透過特性計測の際にメタマテリアルが存在しない箇所の応答を計測してしまう危険性がある. 破れた区画を金属基板で覆うことにより(**Fig. 4.34**(b)), それらの危険性を回避した. **Fig. 4.34**(c)に A-A'断面の概念図を示す. チャンバの上側にメタマテリアルが固定され, 下側に窓材が固定されている. また, 前述の通り, メタマテリアルの一部は破れているため, 金属遮蔽基板により THz 光を遮蔽した. チャンバ内には空気流入口から空気流路を通って一定の圧力が印加される. このとき, チャンバ内部と外部で圧力差が生じる. これはカンチレバーの上下で圧力差が生じていることを意味しており, カンチレバーが駆動される. 詳細な駆動特性を計測する前に, 可変メタマテリアルを駆動している様子を観察した(**Fig. 4.35**). なお, 観察には, 高さの異なる各部分に焦点を合わせた複数の画像を取り込んで一枚の画像に合成する機能を持つマイクロスコープ(VHX-5000, KEYENCE)を用いた. **Fig. 4.35**(a)は空気圧 OFF の状態で, カンチレバー構造が膜と同一平面上に存在することが確認できる. 一方で, **Fig. 4.35**(b)は空気圧 ON の状態で, 片方のカンチ

Fig. 4.36　空気圧駆動セットアップ．(a)全体の写真．(b)顕微鏡下に置かれた空気圧駆動用チャンバの拡大写真．

レバー構造が傾いていることが確認できる．

以上に示した空気圧駆動セットアップを用いて，メタマテリアルの駆動特性をレーザ段差系により計測した．計測セットアップの全体の写真を **Fig. 4.36**(a)に，顕微鏡レンズ付近の拡大写真を **Fig. 4.36**(b)示す．計測は防振台上で行った．**Fig. 4.37**(a)に印加圧力 0 kPa 時と 1.0 kPa 時の 3 次元高さプロファイル像を示す．カンチレバー構造は，印加圧力が 0 kPa のときは膜と同一平面上に存在しており，1.0 kPa のときは傾いていることが分かる．**Fig. 4.37**(a)中の白網掛け部の断面プロファイルを **Fig. 4.37**(b)に示す．印加圧力が増加すると変位量が増加していることが確認できる．また，カンチレバー以外の膜構造は平坦な状態を維持できていることも確認できる．このことからカンチレバー上に配置された SRR と膜構造上に配置された SRR の距離を空気圧により制御できることが分かる．印加圧力とカンチレバー先端部の高さの関係を 20 個のカンチレバーに対して調べると，**Fig. 4.37**(c)のようになった．印加圧力 0.2 kPa 付近では分散が大きくなっていることが確認できる．この原因は圧力供給セットアップが不安定であることによるものと考えられる．特に本実験で用いた圧力センサは分解能が 0.1 kPa となっており，0.1 kPa から 0.3 kPa 付近で不安定な値を出している可能性がある．4.7 節で可変メタマテリアルの透過特性を議論する際は，このことに注意する必要がある．また，図示していないが，印加圧力が 1.0 kPa を超えるとカンチレバーは振動し，駆動できなくなる．1.0 kPa 印加時には約 6 μm の変位量がある．すなわち **Fig. 4.37**(c)は，カンチレバーの先端部が 6 μm 以上変形すると印加圧力がカンチレバーに伝わりにくくなっていることを示している．このことは，3.3 節において流体力学的観点から議論したように，カンチレバー周辺のギャップから空気が漏れ始め，印加圧力がカンチレバーに伝わりにくくなると考えられる．

以上より，空気圧駆動による可変メタマテリアルの透過特性評価においては，カンチレバー先端部の変位量が 6 μm 以下の範囲で議論することにする．

Fig. 4.37　空気圧によるカンチレバーの駆動．(a)レーザ段差系による 3 次元高さプロファイル像．(b)断面高さプロファイル．(c)印加圧力と変位量の関係．8 個のカンチレバーを計測した．

4.7 可変メタマテリアルの THz 透過特性

本節では，実際に作製した可変メタマテリアルの THz 透過特性を評価する．Double SRR のデザインと座標軸の定義は **Fig. 4.22** に示した通りである．透過計測は Type C の THz-TDS (**Table 4.1** 参照)を用いて行い，透過行列の全成分を求めて評価した．Type C の THz-TDS はスポットサイズが直径 3 mm であるため，スポットの中心がフレームにかかると，フレームの影響を強くなり，可変メタマテリアルの透過特性評価を正しく行えない可能性がある．従って，サンプルを THz-TDS にセットする際，THz 光の光路に可視光を入射し，スポット位置の確認を行った．スポット位置の確認には，カメラを用いて行った．スポット位置確認用カメラとサンプルの配置を模式的に **Fig. 4.38**(a)に示す．カメラはドライチャンバの外に設置されているため，明瞭な像は得られないが，スポット位置とサンプルのフレーム構造は確認することができる．なお **Fig. 4.38**(b)において円形に見えるのは，チャンバを設置するサンプルホルダに開けられた穴である．この穴を THz 光が通

Fig. 4.38　THz スポット位置の確認．(a)スポット位置確認用カメラの配置．(b)カメラの画像．(c)カメラの画像にサンプルのフレーム構造をトレースした図．

Fig. 4.39　可変メタマテリアルの時間領域電場強度. 入射光の偏光方向が x 軸と平行の場合. (a) WGP2 ありのとき. (b) WGP2 無しのとき.

Fig. 4.40　可変メタマテリアルの時間領域電場強度. 入射光の偏光方向が y 軸と平行の場合. (a) WGP2 ありのとき. (b) WGP2 無しのとき.

Fig. 4.41　可変メタマテリアルの透過特性．(a) T_{xx} 成分．(b) T_{yy} 成分．(c) T_{xy} 成分．(d) T_{yx} 成分．

過する．穴の左上に確認できる白色の点がスポット位置となる．スポット位置が穴の中心に無いように見えるのはカメラの位置が光路に対して斜めにあることが原因であり，実際には THz 光は穴の中心を通過している．穴の奥に格子状の模様がサンプルのフレーム構造である．**Fig. 4.38**(c) にフレーム構造の明瞭に見えている箇所を赤線でトレースした画像を示す．スポットがフレームにかからず，試作した可変メタマテリアルの透過特性のみを評価できる配置となっていることが確認できる．

Fig. 4.39 及び **Fig. 4.40** に得られた時間領域の電場強度を示す．この電場強度は，メタマテリアルを通過した後に THz 用窓材である Zeonex を通過した波形である．ここで，SRR 間距離 g は **Fig. 1.3** に示すように SRR 端面間の距離とする．それぞれ，**Fig. 4.4** に示す実験セットアップの概念図に示す通りに，(a)が WGP2 あるときの電場強度(E_2)と，(b)が WGP2 が無いときの電場強度(E_c)を示し

Fig. 4.42　SRR 間距離 g と共振周波数の関係.

ている．E_c の値がゼロでないときは，サンプルにキラリティがあるか，複屈折性があるかのいずれかになる．今回の測定結果を見ると，サンプルを透過すると E_c の値が大きくなっていることが分かる．本論文で提案する構造が非対称性を持つ構造であることから，複屈折性を持つものと予想できる．

時間領域の電場強度から可変メタマテリアルの透過率を算出した結果を **Fig. 4.41** に示す．ここでの可変メタマテリアルの透過率とは，Zeonex の透過率で規格化した値を意味するものとする．T_{xx} 成分と T_{yy} 成分を見ると，特徴的な透過率が低下する点(dip)，すなわちメタマテリアルの共振周波数が 0.8 から 1.0 THz 付近に確認できる．また，共振周波数及び dip 深さが SRR 間距離 g に依存して変化していることも確認できる．2.7 節に述べたシミュレーションの結果と比較すると，すべてのスペクトルにおいて dip 深さが浅くなっているものの，傾向がよく一致している．また，計測した共振周波数はシミュレーションよりも 0.1 THz 程度低周波側に存在している．dip が浅く，ブロードになっていることは，2.4 節で考察したように SRR を構成する金薄膜の厚さが表皮厚さ以下であることが原因となっている可能性がある．

SRR 間距離 g と共振周波数の関係を計測結果とシミュレーション結果を併記して **Fig. 4.42** に示す．**Fig. 4.42**(a)は線形表示，**Fig. 4.42**(b)は対数表示で示している．**Fig. 4.37**(c)に示した空気圧駆動特性で確認したように，印加圧力 0.3 kPa 以下ではカンチレバーの変位量に分散があると考えると，g = 0.87, 2.90 μm の結果はその他のギャップでの結果と比較して大きな分散があることに注意して以下の議論を進める．まず，実験結果は T_{xx}，T_{yy} ともに Flat model with Si のシミュレーション結果に近い値を示している．このことは，本研究で試作した Double SRR において，同一平面上に SRR が配置されていると仮定したシミュレーションを用いて，共振周波数は 10 %以下の誤差で推

定できることを示している．さらに詳しく考察を加えると，SRR 間距離が約 0.2 μm 付近の点ではシミュレーション結果は実験結果と比較して，高周波側の値を示している．その後，SRR 間距離が 6 μm に近づくと実験結果とシミュレーション結果の値が近くなっている．これは片方の SRR が傾く影響に起因していると考えられる．薄膜 Si 構造の無いシミュレーションモデルで計算を行った Tilted model と Flat model without Si の結果を比較すると，実験結果と Flat model with Si と類似した傾向を確認できる．このことは，**Fig. 2.34** を基に考察した傾向とよく一致している．

次に，実験値として g = 0.24 μm (g_1 と呼ぶ)から g = 4.33 μm (g_2 と呼ぶ)まで変化させた時の共振周波数シフト量に着目する．このとき，単体の SRR の代表長さを 40 μm (l_{SRR} と呼ぶ)とすると，(g_2 - g_1) / l_{SRR} は 0.103 となる．すなわち，構造変化は単体の SRR の大きさに対して 10.3 %程度である．このときの共振周波数シフト量を

$$f_{\mathrm{shift}} = \frac{f_2 - f_1}{(f_1 + f_2)/2} \tag{4.2}$$

で評価すると 0.109 となる．ただし，f_1 及び f_2 は g_1 及び g_2 の共振周波数を示している．すなわち，SRR の大きさに対して 10 %程度の構造変化で共振周波数を 10 %程度変化できることになる．

4.8 結言

本章では，実際に可変メタマテリアルを作製し，透過特性の評価を行った．まず，基礎的な検討として Si 基板上にパターンされた Double SRR の評価を行い，SRR 間距離が小さくなるほど共振周波数の変化が大きくなることを確認した．次に可変メタマテリアルに存在するフレームの影響を実験的に調べ，さらに導波路モデルを用いて考察することで，フレームが導波路として作用していることを明らかにした．その結果を基に，フレームを細く少なくする設計指針を得た．最後に，製作した可変メタマテリアルの空気圧駆動特性及び透過特性を評価し，SRR 間距離がサブミクロンから数ミクロンの範囲で動かすことにより，共振周波数を変化させることに成功した．具体的には，単体の SRR 構造の大きさの約 10 %程度の構造変化で，共振周波数を 10 %程度変化させることに成功した．このことにより，初期 SRR 間距離をサブミクロンとするように設計した本研究の有用性を示した．

第5章　結論

5.1 結論

本論文では，わずかな構造変化で透過特性が変化する THz 帯の可変メタマテリアルを実現するために，初期状態として 2 個の SRR の間の距離が 200 nm となるように設計した SRR 間距離可変のメタマテリアルを提案した．接近した 2 個の SRR はカップリング現象を引き起こし，共振周波数を変化させる．カップリング現象は SRR 間距離に依存し，SRR 間距離が小さくなるほど距離依存性が強くなる．SRR の大きさは 1 THz 付近に LC 共振点を持つように 40 μm × 40 μm とした．従って，200 nm のギャップは SRR 構造の 500 分の 1 の大きさとなる．このように駆動対象(SRR)とギャップの大きさに大きな違いがあるとき，駆動時に起こる吸着や衝突の回避が必要となる．本論文では，一方の SRR を固定し，他方の SRR を SRR 間のギャップ方向と垂直方向に可変となる MEMS カンチレバー構造上に配置することにより，SRR 同士の衝突や吸着を避けることのできる構造を提案した．このとき，ギャップ方向は基板面内方向，駆動方向は基板に垂直な方向となる．

第 2 章では，2 個の SRR が接近した Double SRR 構造が示す透過特性の距離依存性を，有限要素法による電磁界シミュレーションで調べた．まずは同一平面上に 2 つの SRR が配置されたモデルを用いたシミュレーション結果から，SRR 周辺の電場分布を観察した．これにより，SRR 間に発生する電場強度と Double SRR の共振周波数に強い関係があることを明らかにした．また，片方の SRR が傾いたモデルを用いたシミュレーション結果から，SRR 間距離が小さいほど距離の変化に対する共振周波数の変化が大きくなることを確認した．第 3 章では，空気圧による駆動特性を議論した．試作した可変メタマテリアルは根元がジグザグ状のカンチレバー構造を有している．機械変形特性を有限要素法でシミュレーションした．その結果，印加圧力 100 Pa でカンチレバー先端が 8 μm 程度変位すること，1 次共振周波数と 2 次共振周波数がそれぞれ 25.8 kHz と 126 kHz となり，約 5 倍の差があることが分かった．本研究では圧力の印加方法として空気圧を採用しているので，圧力分布が不安定になることが懸念されていたが，1 次と 2 次の共振周波数が十分離れていることから，カンチレバー構造は 1 次の共振モードで変形するとみなせることが明らかに

なった．さらに，カンチレバー上下に圧力差を加えた時の空気流れをシミュレーションすることで，数ミクロンの変位であれば空気圧でカンチレバー構造を駆動できるという結論を得た．第 4 章ではまず，可変メタマテリアルを試作するための基礎的な検討として，Si 基板上に Double SRR が配置された検討用デバイスを試作し，THz 波の透過率を測定した．その結果から，SRR 間距離が狭くなるほど，共振周波数の SRR 間距離依存性が大きくなることを確認した．次に，フレームの影響に関して調べた．フレームは，可変メタマテリアルの光学応答を実現するためには必要ないが，構造を支えるために必要となる．ここでは，フレームが THz 波に対して導波路的に振る舞うことを，実験結果と理論的考察から明らかにした．ここでは，フレームは少なく設計すべきであり，無いことが理想であるという自明な結論を得たが，導波路として機能しているという知見として再利用可能である．以上を踏まえて，可変メタマテリアルを試作し，評価した．その結果からえられた SRR 間距離と共振周波数の関係は，シミュレーション結果とよく一致しており，初期 SRR 間距離(200 nm)から SRR 構造の代表長さの 10.3 %にあたる 4.09 μm 変化させることで，共振周波数を 10.9 %変化させることに成功した．

以上より，提案した構造により，200 nm の SRR 間距離を互いの SRR が接触・吸着することなく駆動できること，SRR 間距離が狭いほどその距離変化に対する共振周波数の変化が大きくなることを実証し，本論文で提案する可変メタマテリアル構造の有用性を示した．

5.2 展望

本研究で提案した構造は，メタ原子を非常に近接して配置し，かつ可変にするという特徴を持つ構造である．この構造は，メタ原子の相互作用が，互いの距離が近いほど強くなるという事実を有効に利用することを可能にする．このことは，メタ原子の構造に関わらず，広く通用する概念である．本研究で採用した SRR とは大きく異なる構造として，金ナノ粒子を例に取って説明する．金ナノ粒子はその大きさにより散乱スペクトルが変化することが知られている．この散乱スペクトルは局在プラズモン共鳴として説明できる[74]．近接した金ナノ粒子も相互作用し，スペクトル変化を起こし，かつ互いの距離が近いと近いほど大きなスペクトル変化が観察される．このように非常に単純な構造であっても互いの距離が近くなると敏感に共振周波数が変化する．この現象を用いた可変デバイスの実現を考えた時，本論文で提案した構造は有用であると言える．

また，提案した構造は接触・吸着する危険が無いので構造の共振周波数を使って駆動することも可能である．さらに構造の共振周波数を利用した駆動が可能であれば，ばね定数の大きな構造にしても小さな外力で大きな変位が得られることになる．このことは構造の共振周波数を大きくすることができ，可変メタマテリアルの高速駆動につながる．THz 帯の可変メタマテリアルは可変フィルタ実現の有力な候補のひとつであるが，実用化を考えると高速駆動は非常に重要な要素である．また，その他にはコンパクトな構成や回折現象をはじめとする透過光を乱さない構成が

Fig. 5.1　MEMS 可変メタマテリアルを THz を用いた内視鏡に搭載したときの概念図．将来の応用例として記載.

必要になる．本論文で提案した「初期ギャップを小さくしてわずかな構造変化で透過特性を変化できる」というコンセプトは，駆動量が少なくなるためコンパクトな構造へと繋がる．また，ユニット間距離を固定できるため設計の自由度が上がり，透過光を乱さない光学設計にも有用である．本論文で得られた透過スペクトルは可変フィルタとして最適なスペクトルとはなっていない．しかし，メタマテリアルは新しい技術であり，これからも様々な光学応答を示す構造が提案され，SRR よりもフィルタに適切なメタマテリアル構造も提案されるものと考えられる．しかし，上述の金ナノ粒子の例で見たように，近接した構造が強くカップリング現象を引き起こすことと，そのカップリングの距離依存性が，距離が短いほど強くなることは，多くの構造で共通する．従って，本論文で提案したコンセプトは広く応用可能であり，可変メタマテリアルの設計において自由度を上げる役割を果たすと考えられる．

本論文で提案した可変メタマテリアルである THz 帯の面型可変フィルタの応用に関して，THz 波を用いた内視鏡を例に展望する．THz 帯に特異なスペクトルを持つ分子は多く存在し，THz 波を用いて分光計測を行うことで従来の赤外線分光とは異なる物質の情報を得ることが可能になる．例えば，本研究で提案した可変メタマテリアルの共振周波数(1 THz 付近)に絞っても，バルビタールや，カルバマゼピン，インドメタシンといった薬の結晶と非結晶の割合の評価[95]や，MDMA やメタンフェタミン，アスピリンといった禁止薬物の識別[96]が可能になるなど，THz 波は多くの情報を持っている．このように THz 帯に特異的なスペクトルを持つ物質を分光計測する際，可変フィルタは重要な光学素子である．THz 波は他にも，癌細胞を識別できることが報告されている[97]．THz 波でなぜ癌細胞を識別できるのかはまだ明らかになっていないが，THz 波が分子の水和状態の評価を行うことができる[98]ことから細胞の水和状態を反映している可能性もある．このことは，細胞の状態を THz 波で監視できることを示唆している．このように THz 波から生体に深く関係している情報が得られるため，THz 波を用いた内視鏡に関する報告もされている[99]．内視鏡により体内の臓器をイメージングすることに成功すれば，上述のように薬の移動と細胞の状態を同時に観察できるため生物学的に意義ある情報が得られる可能性がある．本研究で提案する MEMS 可変メタマテリアルは，薄膜でアクティブに透過特性を制御できる特徴からこのような THz 内視鏡と相性が良い．THz 内視鏡の概念図を **Fig. 5.1** に示す．THz 波に対するフレキシブルな

光ファイバーは現在のところ実現は難しく，THz 発信器と検出器は内視鏡ヘッド部に搭載することになる．このとき，検出器の手前に MEMS 可変メタマテリアルを配置する．このような構成にすることで，MEMS 可変フィルタの状態を，例えば細胞を観察できるモードで取得した画像(図中の“フィルタ状態 A”)と薬剤を観察できるモードで取得した画像(図中の“フィルタ状態 B”)を合成することで細胞の様子と薬剤の様子を同時に観察できる．ただし，このような内視鏡システムが完成するためには，THz 検出器をはじめとする THz に関する研究の更なる発展と，最適なメタマテリアル構造の探索が必要である．

付録

付録.A 可変メタマテリアル作製プロセス

Cross sectional view	Process		Condition
	Wafer preparation	Dice SOI wafer (0.3/0.4/300)	25 mm × 25 mm Wafer rince
	Wafer cleaning	Remove SiO_2 layer	HF dipping 1 min 1st water rinse 2nd water rinse
	EB resist patterning	Pattern EB resist	ZEP 520A-7 [1)] 6000rpm 60sec Mainbake 180°C 15 min Espaser 300Z 2000rpm 60sec Mainbake 110°C 10 min EB expose 104 μC/cm^2 Wash out espaser 300Z with running deionized water. Develop ZED-50N 90 sec 1st ZMD-B rinse 2nd ZMD-B rinse Ashing O_2 plasma 1 sec
	Cr/Au layer deposition	Deposit Ti/Au layer	3/45 nm 4×10^{-2} Pa Ti rate : 0.05 nm/s thickness : 3nm Au rate : 0.1 nm/s thickness : 45nm
	Cr/Au layer patterning	Liftoff process	Ultrasonic cleaning DI water washing
	EB resist patterning	Pattern EB resist	OAP ZEP 520A-7 [1)] 6000rpm 60sec Mainbake 180°C 15 min Espaser 300Z 2000rpm 60sec Mainbake 110°C 10 min EB expose 104 μC/cm^2 Wash out espaser 300Z with running deionized water. Develop ZED-50N 90 sec 1st ZMD-B rinse 2nd ZMD-B rinse Ashing O_2 plasma 15 sec

Fig. A.1 可変メタマテリアル作製プロセス(1/2).

Cross sectional view	Process		Condition
	Device Si etching	Etch Si layer Remove oil	“nano” 50 sec IPA 20 min Acetone 5 hour IPA 5 min N_2 blow
	Backside Si etching	Pattern photoresist Etch Si layer Remove oil	Prebake 110 °C 2 min ZPN1150 500 rpm 5sec 1500 rpm 30sec Mainbake 90 °C 120 sec Exposure 80 mJ/cm^2 Postexposurebake 90 °C 120 sec Develop NMD-3 1 min 1st water rinse 2nd water rinse O_2 plasma 2min “FAT” about 30 min “FAT weak” about 5 min IPA 20 min Acetone 5 hour IPA 5 min Natural drying
	SiO_2 etching	Etch SiO_2 layer	HF vapor 4 min

Fig. A.2　可変メタマテリアル作製プロセス(2/2).

Table A.1 ICP-RIE の nano レシピ

	エッチング	パッシベーション
プロセス時間	5 sec	5 sec
ガス種	SF_6	C_4F_8
ガス流量	50 sccm	50 sccm
platen LF	60 W	0 W
platen HF	0 W	0 W
Coil RF	500 W	400 W
圧力コントローラ	1.2 Pa	1.2 Pa

Table A.2 ICP-RIE の FAT レシピ

	エッチング	パッシベーション
プロセス時間	13 sec	5 sec
ガス種	SF_6	C_4F_8
ガス流量	420 sccm	180 sccm
platen LF	40 W	0 W
platen HF	0 W	0 W
Coil RF	2000 W	2000 W
圧力コントローラ	10 Pa	3.5 Pa

Table A.3 ICP-RIE の FAT weak レシピ

	エッチング	パッシベーション
プロセス時間	13 sec	5 sec
ガス種	SF_6	C_4F_8
ガス流量	420 sccm	180 sccm
platen LF	40 W	0 W
platen HF	0 W	0 W
Coil RF	1500 W	1500 W
圧力コントローラ	10 Pa	3.5 Pa

付録.B 本研究で使用した装置・薬品リスト

Table B. 1 本研究で使用した装置・機器

装置	メーカー	型番
マスク描画		
電子線描画装置	ADVANTEST Corporation	F5112+VD01
現像装置	EV Group	EBF101D
アッシング装置	SAMCO	FA1
エッチング装置	FAIRCHILD	APT1140
MEMS プロセス		
ダイシングソー	東京精密	A-WD-10A
スピンコータ	MIKASA	1H-d’
真空蒸着装置	アルバック	EX-400-T10
マスクアライナ	ユニオン光学	PEM-800
ICP-RIE	Sumitomo Precision Products	MUC-21 HR

ホットプレート		
触針段差系	アルバック	Dektak 150
撮像		
デジタル一眼レフカメラ	CANON	EOS Kiss
マイクロスコープ	KEYENCE	VHX-500
走査型電子顕微鏡	HITACHI	S-4700
落射蛍光顕微鏡	Olympus	BX51WI
シミュレーション		
PC	Dell	Precision T7600[1)]

[1)] プロセッサ：Intel® Xeon® CPU E5-2687W 0 @ 3.10GHz　3.10GHz (2 プロセッサ)，実装メモリ(RAM)：192GB

Table B. 2 本研究で使用した薬品

薬品名	メーカー
OFPR-800LB 23cp	東京応化工業
OFPR-800LB 100cp	東京応化工業
ZPN1150-90	日本ゼオン
NMD-3 (TMAH 2.38 %)	東京応化工業
OAP	東京応化工業
アセトン (CH3COCH3, 99.5 %)	和光純薬工業
2-プロパノール (CH3CH(OH)CH3, 99.7 %)	和光純薬工業
エタノール(CH3CH2OH, 99.5 %)	和光純薬工業
フッ化水素酸 (HF, 46 %)	和光純薬工業
シリコーンオイル	信越シリコーン

付録.C 本論文で使用した物理定数

Table C. 1 本研究で使用した物理定数

量	記号	数値
真空中の光速	c	299,792,458 [m/s]
真空中の誘電率	ε_0	8.85418782×10^{-12} [$(s^4A^2)/(m^3kg)$]
空気の密度	ρ	1.205 [kg/m^3]
空気の動粘度	ν	1.512×10^{-5} [m^2/s]

付録.D 時間領域電場強度

本論文で行った透過率測定の時間領域電場強度の全データを示す．キャプションの末尾に本文中の対応する透過率及び位相シフトのグラフ番号を示す．

Fig. D.1　フレーム構造の時間領域電場強度(**Fig. 4.12**).

Fig. D.2 Double SRR の SRR 間距離依存性検討実験の時間領域電場強度(**Fig. 4.8**).

Fig. D.3　Zeonex の時間領域電場強度．(a)E_2．(b)E_c．(**Fig. 4.33**).

Fig. D.4　フレーム構造の時間領域電場強度(**Fig. 4.19**).

付録.E 電磁界シミュレーションに関する基礎的検討

計算領域やメッシュ数に応じて計算時間も増加する．メッシュ粗さを固定して考えると，計算対象となる構造が同一の場合，計算時間は構造周辺の計算領域の大きさに比例する．従って計算時間を短くするために構造周辺の計算領域を小さくする必要がある．しかしながら構造と光源となる面及び光検出面が近すぎると期待する結果が得られない可能性がある．ここでは典型的な SRR 構造とそれぞれの面の距離をパラメータとして計算を行うことで，近づけられる限界値を検討する．

Fig. E.1 に示すモデルを用いて計算した．SRR は Au で構成され，寸法は外形 40 μm，ギャップ 6 μm, 厚み 75 nm とした．また, SRR は空気中に 50 μm ピッチで配置されている, SRR から h_1[μm]上に光源となる面(Port 1)，h_2[μm]下に検出面(Port 2)を設置した．

メッシュ作製を行ったものを **Fig. E.2** に示す．空気の層は最大要素サイズを 5 μm に設定している．本研究では THz 帯の可変メタマテリアルを作製し，0.3-2 THz の電磁気応答を調べる．2 THz の波長は 150 μm なので，5 μm は波長の 30 分の 1 で十分に小さいメッシュサイズであると考えら

Fig. E.1　シミュレーションモデル．

Fig. E.2　(a)SRR と(b)空気層のメッシュ．

れる．

シミュレーション結果を **Fig. E.3** (a)(b)に示す. 1.4 THz 付近で透過率が小さくなっていることが分かる．これは SRR の LC 共鳴を示しており，磁気的応答を誘起する．h_1 または h_2 を変化させても LC 共鳴周波数は変化しないことが分かった．この結果はシミュレーションによって共鳴周波数を予想したい場合, 構造から光源面や検出面を少なくとも 5 μm まで近づけても正しい結果を得ることができることを示している．一方，例えば 1 THz における透過率は h_1 (または h_2)が大きくなるに従って収束していくことが分かる．ここで,

$$error = \frac{\sum(h = 25\mu\ m\text{の透過率との差})}{(h = 25\mu\ m\text{の透過率})}$$

とすると，**Fig. E.3** (c)のようになる．この結果から，$h > 15\mu m$ とすれば，透過率を誤差 1 %以下の精度で計算できると解釈できる．本章ではこの結果に従って，メタマテリアル構造と 15 μm 離した位置に Port を設定することとする．

Fig. E.3　(a)光源となる面(Port1)と SRR の距離を変化させたときの透過スペクトルと(b)光検出面 (Port2)と SRR の距離を変化させたときの透過スペクトル. (c)距離とスペクトル変化量の関係.

付録.F SRR の傾き方向による影響

本論文で行ったシミュレーションは上面から下面へ光が伝搬する系で計算を行っている．ここでは下面から上面へと光が伝搬する系で **Fig. 2.24** のモデルを計算することで，SRR の傾きが上下逆となったときの応答を確認しておく．**Fig. F.1** 及び **F.2** に示すように **Fig. 2.26** 及び **Fig. 2.27** と同様の結果が得られた．

Fig. F.1 出射面を下面としたときの透過行列の対角成分．(a)T_{xx}．(b)T_{yy}．

Fig. F.2 出射面を下面としたときの透過行列の非対角成分．(a)T_{xy}．(b)T_{yx}．

付録.G シミュレーションによる DoubleSRR 形状検討

本論文で用いた Double SRR 形状を選ぶに当たり，下図に示すように複数の形状をシミュレーションにより検討した．ここではそれぞれの共振周波数の変化を示す．s0 が本論文で採用した形状である．s1 から s4 と比較して s0 が SRR 間距離が狭いときに変化の大きいことが確認できる．なお，シミュレーションは **Fig. 2.12**(b)と同様に SRR が同一平面上にあり，薄膜 Si 構造の無い解析モデルを構築して行った．

Fig. G.1 シミュレーションによる Double SRR 形状検討.

参考文献

[1] 石原照也, *メタマテリアルの技術と応用*: シーエムシー出版, 2011.

[2] V. G. Veselago, “ELECTRODYNAMICS OF SUBSTANCES WITH SIMULTANEOUSLY NEGATIVE VALUES OF ε AND μ,” *Soviet Physics Uspekhi-Ussr,* vol. 10, no. 4, pp. 509-514, 1968.

[3] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins *et al.*, “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena,” *Ieee Transactions on Microwave Theory and Techniques,* vol. 47, no. 11, pp. 2075-2084, Nov, 1999.

[4] J. B. Pendry, “Negative refraction makes a perfect lens,” *Physical Review Letters,* vol. 85, no. 18, pp. 3966-3969, Oct, 2000.

[5] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier *et al.*, “Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity,” *Physical Review Letters,* vol. 84, no. 18, pp. 4184-4187, 2000.

[6] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, “Experimental Verification of a Negative Index of Refraction,” *Science,* vol. 292, no. 5514, pp. 77-79, April 6, 2001.

[7] T. J. Yen, W. J. Padilla, N. Fang *et al.*, “Terahertz Magnetic Response from Artificial Materials,” *Science,* vol. 303, no. 5663, pp. 1494-1496, March 5, 2004.

[8] N. Katsarakis, G. Konstantinidis, A. Kostopoulos *et al.*, “Magnetic response of split-ring resonators in the far-infrared frequency regime,” *Optics Letters,* vol. 30, no. 11, pp. 1348-1350, 2005.

[9] V. M. Shalaev, W. Cai, U. K. Chettiar *et al.*, “Negative index of refraction in optical metamaterials,” *Optics Letters,* vol. 30, no. 24, pp. 3356-3358, 2005.

[10] C. M. Soukoulis, and M. Wegener, “Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials,” *Nat Photon,* vol. 5, no. 9, pp. 523-530, 2011.

[11] W. Cai, and V. Shalaev, *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*: Springer New York, 2010.

[12] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats *et al.*, “Light Propagation with Phase Discontinuities: Generalized Laws of Reflection and Refraction,” *Science,* vol. 334, no. 6054, pp. 333-337, October 21, 2011.

[13] F. Aieta, P. Genevet, M. A. Kats *et al.*, “Aberration-Free Ultrathin Flat Lenses and Axicons at Telecom Wavelengths Based on Plasmonic Metasurfaces,” *Nano Letters,* vol. 12, no. 9, pp. 4932-4936, 2012.

[14] N. Yu, F. Aieta, P. Genevet *et al.*, “A Broadband, Background-Free Quarter-Wave Plate Based on Plasmonic Metasurfaces,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 12, pp. 6328-6333, 2013/11/23.

[15] N. I. Zheludev, and Y. S. Kivshar, “From metamaterials to metadevices,” *Nature Materials*, vol. 11, no. 11, pp. 917-924, Nov, 2012.

[16] M. A. Kats, R. Blanchard, P. Genevet *et al.*, “Thermal tuning of mid-infrared plasmonic antenna arrays using a phase change material,” *Optics Letters*, vol. 38, no. 3, pp. 368-370, 2013.

[17] K. A. Matthew J. Dicken, Imogen M. Pryce, Luke A. Sweatlock, Elizabeth M. Boyd, Sameer Walavalkar, James Ma, and Harry A. Atwarer, “Frequency tunable near-infrared metamaterials based on VO_2 phase transition,” *Optics Express*, vol. 17, no. 20, pp. 18330, 2009.

[18] J.-Y. Ou, E. Plum, J. Zhang *et al.*, “An electromechanically reconfigurable plasmonic metamaterial operating in the near-infrared,” *Nat Nano*, vol. 8, no. 4, pp. 252-255, 2013.

[19] J. Y. Ou, E. Plum, L. Jiang *et al.*, “Reconfigurable Photonic Metamaterials,” *Nano Letters*, vol. 11, no. 5, pp. 2142-2144, May, 2011.

[20] H.-T. Chen, W. J. Padilla, J. M. O. Zide *et al.*, “Active terahertz metamaterial devices,” *Nature*, vol. 444, no. 7119, pp. 597-600, 2006.

[21] W. L. Chan, H. T. Chen, A. J. Taylor *et al.*, “A spatial light modulator for terahertz beams,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 21, pp. 213511, May, 2009.

[22] C. I. Oliver Paul, Bert Lagel, Sandra Wolff, Jan Heinrich, Sven Hofling, Alfred Forchel, Remigius Zengerle, Rene Beigang, and Marco Rahm, “Polarization-independent active metamaterial for high-frequency terahertz modulation,” *Optics Express*, vol. 17, no. 2, pp. 819, 2009.

[23] L. Ju, B. Geng, J. Horng *et al.*, “Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials,” *Nat Nano*, vol. 6, no. 10, pp. 630-634, 2011.

[24] B. Sensale-Rodriguez, T. Fang, R. S. Yan *et al.*, “Unique prospects for graphene-based terahertz modulators,” *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 11, pp. 3, Sep, 2011.

[25] B. Sensale-Rodriguez, R. S. Yan, M. M. Kelly *et al.*, “Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions,” *Nature Communications*, vol. 3, pp. 7, Apr, 2012.

[26] H. T. Chen, W. J. Padilla, M. J. Cich *et al.*, “A metamaterial solid-state terahertz phase modulator,” *Nature Photonics*, vol. 3, no. 3, pp. 148-151, Mar, 2009.

[27] N. Kanda, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami, “Light-induced terahertz optical activity,” *Optics Letters*, vol. 34, no. 19, pp. 3000-3002, Oct 1, 2009.

[28] N. Kanda, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami, “Dynamics of photo-induced terahertz optical activity in metal chiral gratings,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 17, pp. 3510-3512, 2012.

[29] J. Gu, R. Singh, X. Liu *et al.*, “Active control of electromagnetically induced transparency analogue in terahertz metamaterials,” *Nature Communications*, vol. 3, Oct, 2012.

[30] D. Shrekenhamer, C. M. Watts, and W. J. Padilla, “Terahertz single pixel imaging with an optically controlled dynamic spatial light modulator,” *Optics Express*, vol. 21, no. 10, pp. 12507-12518, 2013.

[31] C.-h. Wang, D.-f. Kuang, S.-j. Chang *et al.*, “A metamaterial terahertz modulator based on complementary planar double-split-ring resonator,” *Optoelectronics Letters*, vol. 9, no. 4, pp. 266-269, 2013.

[32] H.-T. Chen, J. F. O'Hara, A. K. Azad *et al.*, “Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials,” *Nature Photonics*, vol. 2, no. 5, pp. 295-298, 2008.

[33] J. M. Manceau, N. H. Shen, M. Kafesaki *et al.*, “Dynamic response of metamaterials in the terahertz regime: Blueshift tunability and broadband phase modulation,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 2, pp. 3, Jan, 2010.

[34] W. J. Padilla, A. J. Taylor, C. Highstrete *et al.*, “Dynamical Electric and Magnetic Metamaterial Response at Terahertz Frequencies,” *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 10, pp. 107401, 2006.

[35] J. Han, A. Lakhtakia, and C.-W. Qiu, “Terahertz metamaterials with semiconductor split-ring resonators for magnetostatic tunability,” *Optics Express*, vol. 16, no. 19, pp. 14390-14396, 2008.

[36] S. Zhang, J. Zhou, Y.-S. Park *et al.*, “Photoinduced handedness switching in terahertz chiral metamolecules,” *Nature Communications*, vol. 3, pp. 942, 2012.

[37] Y. H. Fu, A. Q. Liu, W. M. Zhu *et al.*, “A Micromachined Reconfigurable Metamaterial via Reconfiguration of Asymmetric Split-Ring Resonators,” *Advanced Functional Materials*, vol. 21, no. 18, pp. 3589-3594, Sep 23, 2011.

[38] W. Zhang, A. Q. Liu, W. M. Zhu *et al.*, “Micromachined switchable metamaterial with dual resonance,” *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 15, pp. 151902, Oct 8, 2012.

[39] W. M. Zhu, A. Q. Liu, W. Zhang *et al.*, “Polarization dependent state to polarization independent state change in THz metamaterials,” *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 22, pp. 221102, Nov 28, 2011.

[40] W. M. Zhu, A. Q. Liu, X. M. Zhang *et al.*, “Switchable Magnetic Metamaterials Using Micromachining Processes,” *Advanced Materials*, vol. 23, no. 15, pp. 1792-+, Apr 19, 2011.

[41] W. M. Zhu, A. Q. Liu, T. Bourouina *et al.*, “Microelectromechanical Maltese-cross metamaterial with tunable terahertz anisotropy,” *Nature Communications*, vol. 3, pp. 1274, 2012.

[42] H. Tao, A. C. Strikwerda, K. Fan *et al.*, “Reconfigurable Terahertz Metamaterials,” *Physical Review Letters*, vol. 103, no. 14, pp. 14740, Oct 2, 2009.

[43] H. Tao, A. C. Strikwerda, K. Fan *et al.*, “MEMS Based Structurally Tunable Metamaterials at Terahertz Frequencies,” *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 32, no. 5, pp. 580-595, May,

2011.

[44] F. S. Ma, Y. Qian, Y. S. Lin *et al.*, “Polarization-sensitive microelectromechanical systems based tunable terahertz metamaterials using three dimensional electric split-ring resonator arrays,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 16, pp. 161912, Apr, 2013.

[45] Y.-S. Lin, Y. Qian, F. Ma *et al.*, “Development of stress-induced curved actuators for a tunable THz filter based on double split-ring resonators,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 11, pp. -, 2013.

[46] Y.-S. Lin, F. Ma, and C. Lee, “Three-dimensional movable metamaterial using electric split-ring resonators,” *Optics Letters*, vol. 38, no. 16, pp. 3126-3128, 2013.

[47] H. Fangrong, Q. Yixian, L. Zhi *et al.*, “Design of a tunable terahertz narrowband metamaterial absorber based on an electrostatically actuated MEMS cantilever and split ring resonator array,” *Journal of Optics*, vol. 15, no. 5, pp. 055101, 2013.

[48] H. F. Zhengli Han, and Hiroshi Toshiyoshi, “Electrostatically Tunable MEMS THz Metamaterials based on DC/RF Decoupled Split-Ring Resonator Arrays,” *Proceedings of IEEE International Optical MEMS & Nanophotonics Conference*, pp. 27-28, 2012.

[49] Q. Zhao, L. Kang, B. Du *et al.*, “Electrically tunable negative permeability metamaterials based on nematic liquid crystals,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 1, Jan 1, 2007.

[50] H. Sun, G. Wen, Y. Huang *et al.*, “Tunable band notch filters by manipulating couplings of split ring resonators,” *Applied Optics*, vol. 52, no. 31, pp. 7517-7522, 2013.

[51] M. Lapine, D. Powell, M. Gorkunov *et al.*, “Structural tunability in metamaterials,” *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 8, Aug 24, 2009.

[52] D. A. Powell, M. Lapine, M. V. Gorkunov *et al.*, “Metamaterial tuning by manipulation of near-field interaction,” *Physical Review B*, vol. 82, no. 15, pp. 155128, Oct 19, 2010.

[53] R. A. Coutu, Jr., P. J. Collins, E. A. Moore *et al.*, “Electrostatically Tunable Meta-Atoms Integrated With In Situ Fabricated MEMS Cantilever Beam Arrays,” *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 20, no. 6, pp. 1366-1371, Dec, 2011.

[54] X. He, Z. Lv, B. Liu *et al.*, “Tunable magnetic metamaterial based multi-split-ring resonator (MSRR) using MEMS switch components,” *Microsystem Technologies-Micro-and Nanosystems-Information Storage and Processing Systems*, vol. 17, no. 8, pp. 1263-1269, Aug, 2011.

[55] A. Q. Liu, W. M. Zhu, D. P. Tsai *et al.*, “Micromachined tunable metamaterials: a review,” *Journal of Optics*, vol. 14, no. 11, pp. 114009, Nov, 2012.

[56] H. T. Chen, J. F. O'Hara, A. K. Azad *et al.*, “Manipulation of terahertz radiation using metamaterials,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 5, no. 4, pp. 513-533, Jul, 2011.

[57] M. Rahm, J. S. Li, and W. J. Padilla, “THz Wave Modulators: A Brief Review on Different Modulation Techniques,” *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 34, no. 1, pp. 1-27, Jan, 2013.

[58] 斗内政吉, *テラヘルツ技術*: オーム社, 2006.

[59] S. Fathololoumi, E. Dupont, C. W. I. Chan *et al.*, “Terahertz quantum cascade lasers operating up to ~200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling,” *Optics Express*, vol. 20, no. 4, pp. 3866-3876, 2012.

[60] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, “Picosecond photoconducting Hertzian dipoles,” *Applied Physics Letters*, vol. 45, no. 3, pp. 284-286, 1984.

[61] L. Xu, X. C. Zhang, and D. H. Auston, “Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials,” *Applied Physics Letters*, vol. 61, no. 15, pp. 1784-1786, 1992.

[62] R. S. Dibakar Roy Chowdhury, Antoinette J. Taylor, Hou-Tong Chen, Weili Zhang, and Abul K. Azad, “Coupling Schemes in Terahertz Planar Metamaterials,” *International Journal of Optics*, vol. 2012, pp. 148985, 2012.

[63] D. R. Chowdhury, R. Singh, M. Reiten *et al.*, “Tailored resonator coupling for modifying the terahertz metamaterial response,” *Optics Express*, vol. 19, no. 11, pp. 10679-10685, 2011.

[64] M. T. Reiten, D. R. Chowdhury, J. Zhou *et al.*, “Resonance tuning behavior in closely spaced inhomogeneous bilayer metamaterials,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 13, Mar 28, 2011.

[65] N. Liu, and H. Giessen, “Coupling Effects in Optical Metamaterials,” *Angewandte Chemie-International Edition*, vol. 49, no. 51, pp. 9838-9852, 2010, 2010.

[66] E. Ekmekci, A. C. Strikwerda, K. Fan *et al.*, “Frequency tunable terahertz metamaterials using broadside coupled split-ring resonators,” *Physical Review B*, vol. 83, no. 19, May 19, 2011.

[67] E. Tatartschuk, N. Gneiding, F. Hesmer *et al.*, “Mapping inter-element coupling in metamaterials: Scaling down to infrared,” *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no. 9, pp. 094904, 2012.

[68] N. Liu, H. Liu, S. N. Zhu *et al.*, “Stereometamaterials,” *Nature Photonics*, vol. 3, no. 3, pp. 157-162, Mar, 2009.

[69] O. Sydoruk, E. Tatartschuk, E. Shamonina *et al.*, “Analytical formulation for the resonant frequency of split rings,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 1, pp. -, 2009.

[70] V. Delgado, O. Sydoruk, E. Tatartschuk *et al.*, “Analytical circuit model for split ring resonators in the far infrared and optical frequency range,” *Metamaterials*, vol. 3, no. 2, pp. 57-62, 2009.

[71] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander *et al.*, “Optical-properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W,” *Applied Optics*, vol. 24, no. 24, pp. 4493-4499, Dec, 1985.

[72] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*: Wiley, 1998.

[73] A. K. Azad, and W. L. Zhang, “Resonant terahertz transmission in subwavelength metallic hole arrays of sub-skin-depth thickness,” *Optics Letters*, vol. 30, no. 21, pp. 2945-2947, Nov, 2005.

[74] 岡本隆之，梶川浩太郎，*プラズモニクス　基礎と応用*: 講談社, 2010.

[75] A. L. Del Vecchio, and F. Spaepen, “The effect of deposition rate on the intrinsic stress in copper and silver thin films,” *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 6, Mar 15, 2007.

[76] R. Koch, “Stress in Evaporated and Sputtered Thin Films - A Comparison,” *Surface & Coatings Technology*, vol. 204, no. 12-13, pp. 1973-1982, Mar 15, 2010.

[77] W. D. Nix, and B. M. Clemens, “Crystallite coalescence: A mechanism for intrinsic tensile stresses in thin films,” *Journal of Materials Research*, vol. 14, no. 8, pp. 3467-3473, Aug, 1999.

[78] R. Singh, E. Smirnova, A. J. Taylor *et al.*, “Optically thin terahertz metamaterials,” *Optics Express*, vol. 16, no. 9, pp. 6537-6543, Apr, 2008.

[79] M. J. Madou, *Fundamentals of microfabrication: The science of miniaturization, second edition*: CRC Press, 2002.

[80] J. J. Wortman, and R. A. Evans, “Young's Modulus, Shear Modulus, and Poissons Ratio in Silicon and Germanium,” *Journal of Applied Physics*, vol. 36, no. 1, pp. 153-156, 1965.

[81] 渋谷寿一，本間寛臣，斎藤憲司，*現代材料力学*: 朝倉書店, 2001.

[82] 島章，小林陵二，*大学講義　水力学*: 丸善, 2002.

[83] M. Hangyo, M. Tani, and T. Nagashima, “Terahertz time-domain spectroscopy of solids: A review,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 26, no. 12, pp. 1661-1690, Dec, 2005.

[84] P. Yeh, “A New Optical-Model for Wire Grid Polarizers,” *Optics Communications*, vol. 26, no. 3, pp. 289-292, 1978, 1978.

[85] N. Kanda, K. Konishi, and M. Kuwata-Gonokami, “Terahertz wave polarization rotation with double layered metal grating of complimentary chiral patterns,” *Optics Express*, vol. 15, no. 18, pp. 11117-11125, Sep, 2007.

[86] 神田夏輝，“時空間モフォロジー制御によるテラヘルツ振動のベクトル的操作,” *東京大学大学院工学系研究科博士論文*, 2012.

[87] E. V. Loewenstein, D. R. Smith, and R. L. Morgan, “Optical constants of far infrared materials. 2: Crystalline solids,” *Appl. Opt.*, vol. 12, no. 2, pp. 398-406, 1973.

[88] A. Yariv, and P. Yeh, *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications*: Oxford University Press, Incorporated, 2007.

[89] P. B. Clapham, and M. C. Hutley, “Reduction of Lens Reflexion by the "Moth Eye" Principle,” *Nature*, vol. 244, no. 5414, pp. 281-282, 1973.

[90] H. Yi-Fan, S. Chattopadhyay, J. Yi-Jun *et al.*, “Improved broadband and quasi-omnidirectional anti-reflection properties with biomimetic silicon nanostructures,” *Nature Nanotechnology*, vol. 2, no. 12, pp. 770-774, 2007.

[91] E. Hecht, *ヘクト　光学 I*: 丸善株式会社, 2003.

[92] M. Morita, T. Ohmi, E. Hasegawa *et al.*, “Growth of Native Oxide on a Silicon Surface,” *Journal of Applied Physics*, vol. 68, no. 3, pp. 1272-1281, Aug 1, 1990.

[93] 高畑智之, “ロッド挿入法によるアクティブフォトニック結晶,” *東京大学大学院情報理工学系研究科博士論文*, 2007.

[94] M. Wong, M. M. Moslehi, and R. A. Bowling, “WAFER TEMPERATURE-DEPENDENCE OF THE VAPOR-PHASE HF OXIDE ETCH,” *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 140, no. 1, pp. 205-208, Jan, 1993.

[95] 深澤亮一, *分析・センシングのためのテラヘルツ波技術*: 日刊工業新聞社, 2013.

[96] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe *et al.*, “Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints,” *Optics Express*, vol. 11, no. 20, pp. 2549-2554, 2003.

[97] R. M. Woodward, V. P. Wallace, R. J. Pye *et al.*, “Terahertz Pulse Imaging of ex vivo Basal Cell Carcinoma,” *J Investig Dermatol*, vol. 120, no. 1, pp. 72-78, 2003.

[98] T. Arikawa, M. Nagai, and K. Tanaka, “Hydration structures of 2-butoxyethanol monomer and micelle in solution,” *Chemical Physics Letters*, vol. 477, no. 1, pp. 95-101, 2009.

[99] Y. B. Ji, E. S. Lee, S.-H. Kim *et al.*, “A miniaturized fiber-coupled terahertz endoscope system,” *Optics Express*, vol. 17, no. 19, pp. 17082-17087, 2009.

謝辞

本論文の内容は，2010 年から 2014 年にかけて東京大学大学院情報理工学系研究科知能機械情報学専攻マイクロ知能システム研究室で行った研究をまとめたものである．

指導教員である下山勲教授には，研究の進め方に対する具体的アドバイスから研究者としての姿勢まで丁寧にご指導いただいた．松本潔特任教授には，研究課題の相談をはじめ，多くのご助言をいただいた．高畑智之講師には，研究計画の立て方や申請書の書き方をはじめ，丁寧にご助言いただいた．常に最先端の環境にて研究を行うことができたのも，これらの先生方のご尽力によるものである．

東京大学大学院情報理工学系研究科知能機械情報学専攻の広瀬通孝教授、生産技術研究所の竹内昌治准教授，理学系研究科物理学専攻の五神真教授、先端科学技術研究センターの年吉洋教授には，論文をまとめるに当たり大変有益なご助言をいただいた．

五神研究室の小西邦昭特任助教，神田夏輝研究員，根元夏紀さんには THz-TDS の計測から結果の解釈まで幅広くご助言いただいた．東京大学大学院工学系研究科付属光量子科学研究センターの田丸博晴特任講師にはシミュレーションの解釈を中心にご助言いただいた．大阪大学レーザーエネルギー学研究センターテラヘルツサイエンスグループの萩行正憲教授には THz 帯メタマテリアルを始めるきっかけをいただき，その後も有益なご助言をいただいた．また，萩行研究室の高野恵介特任研究員には THz-TDS の測定をはじめ，テーマ探索段階から議論にお付き合いいただいた．

下山研究室所属の菅哲朗助教は研究分野も近く，多くのご助言をいただいた．同期の高橋英俊特任助教には，多くの時間議論に付き合っていただいた．その他にも下山研究室所属の先輩，後輩，OB，OG の方々から多くのご助言をいただいた．

これら研究室内外の多くの方に支えられ本論文をまとめることができた．最後に博士課程進学を理解し支えてくれた妻に感謝し，本論文の結びとする．