

H型フラクタルアンテナを用いた
マルチバンドマイクロ波ロメータに関する研究

2015年7月

武部 幸三郎

目次

第 1 章 序論	1
1.1 本研究の背景.....	1
1.2 本研究の目的および構成.....	2
第 2 章 赤外線センサ	4
2.1 熱放射	4
2.2 赤外線センサ.....	5
2.3 赤外線センサの性能指数.....	8
2.4 量子型赤外線センサ.....	10
2.4.1 真性型	10
2.4.2 外因性型.....	12
2.4.3 量子井戸型.....	12
2.4.4 自由電子吸収型.....	14
2.5 熱型赤外線センサ.....	16
2.5.1 強誘電体型.....	16
2.5.2 抵抗ボロメータ型.....	18
2.5.3 ダイオード型.....	22
2.5.4 熱電型	24
2.6 アンテナ結合マイクロボロメータ.....	26
第 3 章 2 波長検知アンテナの設計	28
3.1 フラクタル	28
3.1.1 フラクタル形状.....	28
3.1.2 フラクタル次元.....	30
3.2 フラクタルアンテナ.....	31
3.3 アンテナの設計.....	32
3.4 有限要素法によるシミュレーション.....	33

3.5	シミュレーションによるアンテナの吸収特性.....	35
3.6	デバイス作製.....	40
3.7	測定方法.....	41
3.7.1	フーリエ変換赤外分光法.....	41
3.7.2	テラヘルツ時間領域分光法.....	43
3.8	測定結果.....	46
3.9	バイアス線の影響.....	51
3.10	V_0 がある場合のH型フラクタルアンテナの電磁波吸収特性.....	56
第4章 アンテナ結合マイクロボロメータの熱解析.....		67
4.1	アンテナの設計とシミュレーション.....	67
4.2	アンテナの作製.....	68
4.3	測定結果.....	69
4.4	熱シミュレーション.....	70
第5章 結論.....		73
謝辞.....		76
参考文献.....		77
研究業績.....		85

第1章 序論

1.1 本研究の背景

非冷却赤外線イメージセンサの開発は、量子型赤外線イメージセンサの開発と同じく長い歴史を持っているが、注目を集めるようになったのは Texas Instruments (TI) [1]と Honeywell [2]の報告がなされた 1992 年以降である[3]. TI は BST と呼ばれる強誘電体材料を温度センサに用いてハイブリッド型の非冷却赤外線イメージセンサを開発し、一方で Honeywell は Si 信号読み出し回路上に断熱された抵抗ボロメータ材料である VO_x を形成したモノリシック構造の非冷却赤外線イメージセンサを開発した. これらの報告を機に多くの機関が非冷却赤外線イメージセンサの開発に取り組み、数多くのデバイスが開発された. 1990 年代に開発された非冷却赤外線イメージセンサは、画素サイズが 50 μm 角程度の第一世代の素子で、画素数は 320 \times 240 画素、NETD (Noise Equivalent Temperature Difference) はおよそ 100 mK (@f/1)であった. その後、第 1 世代の素子の実用化が進み、次第に低コスト化、高性能化（高画素化）の要求が高まり、MEMS 技術をベースとした抵抗ボロメータ型と SOI (Silicon On Insulator)ダイオード方式 [4,5]で画素サイズ 25 μm 角の第二世代の非冷却赤外線イメージセンサの開発が行われている [6,7]. この第二世代の素子では、NETD < 50 mK (@f/1)という高い性能の素子が報告されている.

画素サイズ縮小の過程で取り組まれてきた高感度化の進展によって、これまでの技術では十分な性能が得られなかった非冷却赤外線イメージセンサの MWIR (3~5 μm 帯)に 関しても抵抗ボロメータ方式で実用が期待できるようになった. このような状況により、いくつかの機関で MWIR と LWIR (8~14 μm)の両方で感度を持つ広帯域非冷却赤外線イメージセンサの開発も始まった[8-10].

ボロメータ材料に平面アンテナを接続させて電磁波を検知する検出器が初めて Hwang [11]らによって報告された[12]. 通常の抵抗ボロメータ方式ではボロメータと接続した吸収体で赤外線エネルギーを吸収するが、吸収体の代わりにアンテナと接合されたアンテナ結合マイクロボロメータがある. アンテナ結合型マイクロボロメータは応答

速度が速く、低消費電力といった特徴を持っており、多くの分野への応用が期待されている。アンテナ結合マイクロボロメータは、電磁波をアンテナによって受信し、アンテナ内を電流が流れることによって生じる熱がボロメータ材料の温度変化を発生させ、それによって生じる電気抵抗変化を利用した素子である。また、モノリシック構造のため容易に作製することができるという利点もある[13]。

また、従来の吸収体を用いる抵抗ボロメータ型の赤外線イメージセンサは、抵抗ボロメータ方式の赤外線イメージセンサで検知波長を 90 μm 帯まで拡張する試みがされているが、検出波長が十分に長くなると十分に電磁波検出することができなくなり、吸収膜を含めていかに効率よくボロメータに照射電力を入力させるかの工夫が必要になる。吸収膜を厚くすると熱容量が大きくなるためにボロメータへの入力電力が減少し、さらに、ボロメータの応答速度も低下する[14]。

また、フラクタルと呼ばれる自己相似性を持つ構造は科学と工学分野において様々な用途に応用できるポテンシャルを持っている[15,16]。特にフラクタルの電磁放射・吸収の特性のチューニングは最も重要なアプリケーションの一つであり、アンテナとして用いた時に複数の周波数帯で共振することが知られている[16-19]。

1.2 本研究の目的および構成

本論文において、複数の波長帯で感度を持つアンテナ結合マイクロボロメータの実現に向けて、複数の波長帯で共振する H 型フラクタル構造のアンテナの設計、作製、評価を行った成果を報告する。本論文の構成は以下の通りとなる。

第 2 章では赤外線センサの開発動向について概要を述べる。その後、アンテナ結合マイクロボロメータについて説明する。

第 3 章では、はじめにフラクタルとは何かについて説明を行い、フラクタル構造をアンテナに用いた報告例を紹介する。次に 2 つの波長帯に感度を持つ H 型フラクタルアンテナをダイポールアンテナ長と共振波長の関係式および有限要素法によるシミュレーションによって設計した手順を述べる。また、アンテナを作製し、アンテナの透過特性を測定した結果について述べる。次に、マイクロボロメータに定電流を印加するためのバイアス線が電磁波の吸収特性に与える影響についてシミュレーションを行った結果を述べ、その後にアンテナ中央部に VO_x がある場合について電磁波に対する吸収特性をシミュレーションで検討し、作製したデバイスの透過特性を測定した結果を述べる。

第4章では2波長帯で共振するアンテナを設計し、作製したデバイスの透過率の測定を行った。さらにシミュレーションによりH型フラクタルアンテナで生じる温度変化の計算も行った。

最後に、第5章では本論文で得られた結果を総括し、結論を述べる。

第2章 赤外線センサ

2.1 熱放射

絶対温度がゼロでない物体は内部エネルギーを電磁波として放出し、その電磁波を吸収した物体は再びそれを内部エネルギーに変換する形で熱の移動が生じる。この形態の熱移動は、熱放射あるいは熱ふく射と呼ばれる。物体から放出される単位面積、単位時間当たりに射出されるすべての放射エネルギー E (W/m^2) を全射出能あるいは全放射能と呼ぶ。これに対し、波長 $\lambda \sim \lambda + d\lambda$ の範囲の放射エネルギー $E_\lambda d\lambda$ と表すと、全放出能 E は次式のようなになる[20-22].

$$E = \int_0^{\infty} E_\lambda d\lambda \quad (2.1)$$

ここで、 E_λ は単色放出能と呼ばれる。

入射するすべての熱放射線を完全に放射、吸収する仮想上の物体を黒体 (black body) という。温度 T の黒体から放射される単色放出能 $E_{b\lambda}$ は次式で与えられるプランク (Planck) の分布則と呼ばれる式で表される。

$$E_{b\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (2.2)$$

ここで λ は波長、 T はその物体の絶対温度、 c_1 と c_2 は定数であり、 $c_1 = 3.743 \times 10^8$ [$\text{W} \cdot \mu\text{m}^4/\text{m}^2$], $c_2 = 1.4387 \times 10^4$ $\text{m} \cdot \text{K}$ である。この放射エネルギーの大きさは式(2.2)を式(2.1)代入することにより以下のように表すことができる。

$$E_b = \int_0^{\infty} E_{b\lambda} d\lambda = \frac{\pi^4 C_1}{15 C_2^4} T^4 \quad (2.3)$$

ここで、 $\sigma = \pi^4 C_1 / 15 C_2^4$ と置けば、式(2.3)は次式のようなになる。

$$E_b = \sigma T^4 \quad (2.4)$$

上記の式より、放射エネルギーは物体の温度の4乗に比例することになり、式(2.4)をステファン-ボルツマン (Stefan-Boltzman) の法則と呼ぶ。比例定数 σ はステファン-ボルツマン定数と呼ばれ、工学的に以下の値が用いられる。

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{K}^4) \quad (2.5)$$

式 (2.2) を用いて, さまざまな温度の物体の放射スペクトルを計算した結果を図 2.1 に示す. 破線で示すように温度が高い物体ほど放射スペクトルの最大値が大きくなるとともに, 最大となる波長 λ_m は短波長側にシフトしていく. λ_m と温度 T の積は以下の式のように一定の値になる.

$$\lambda_m T = 2897 \text{ (}\mu\text{m}\cdot\text{K)} \quad (2.6)$$

これをウィーンの変位則という. たとえば, 温度が 20°C の物体からの放射スペクトルのピークは $9.9 \mu\text{m}$ 付近にあり, 太陽のような表面温度が 6000 K の物体から放射されるスペクトルのピークは $0.48 \mu\text{m}$ となり, これらの放射スペクトルや, ピーク波長を測定することによって黒体に換算した場合の物体の温度がわかる.

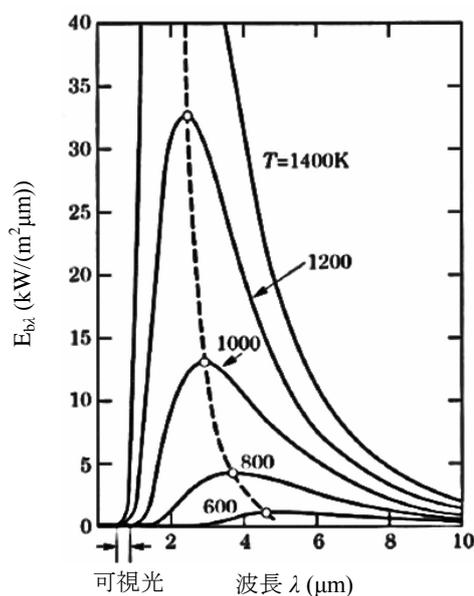


図 2.1 各温度における黒体からの放射量[20]

2.2 赤外線センサ

赤外線は光, 電波, 放射線と同じ電磁波の一種である[23,24]. 赤外線は波長が $0.78 \mu\text{m}$ ~ 1 mm 程度の電磁波のことであり, さらに波長帯によって近赤外線, 中赤外線, 遠赤外線に分類される. 赤外線をセンシングするセンサが多く利用されており, 検出する波長帯によって $1\sim 3 \mu\text{m}$ 帯 (Short Wavelength Infrared; SWIR), $3\sim 5 \mu\text{m}$ (Medium Wavelength Infrared; MWIR), $8\sim 14 \mu\text{m}$ 帯 (Long Wavelength Infrared; LWIR)に分類されることがある. 室温では波長 $10 \mu\text{m}$ 程度の赤外線が放射されており, この赤外線を検知する赤外線センサや赤外線イメージセンサに利用されている[25].

赤外線センサは、大別して量子型と熱型に分類することが出来る。量子型は冷却する必要があるために冷却型とも呼ばれ、光子と半導体内のキャリアの相互作用を利用して検出する方法である。もう一つの熱型は冷却する必要がないため非冷却型とも呼ばれ、赤外線エネルギーを受光することによる検出器の温度変化を利用する方法である。図 2.2 に赤外線センサの種類を示す[25].

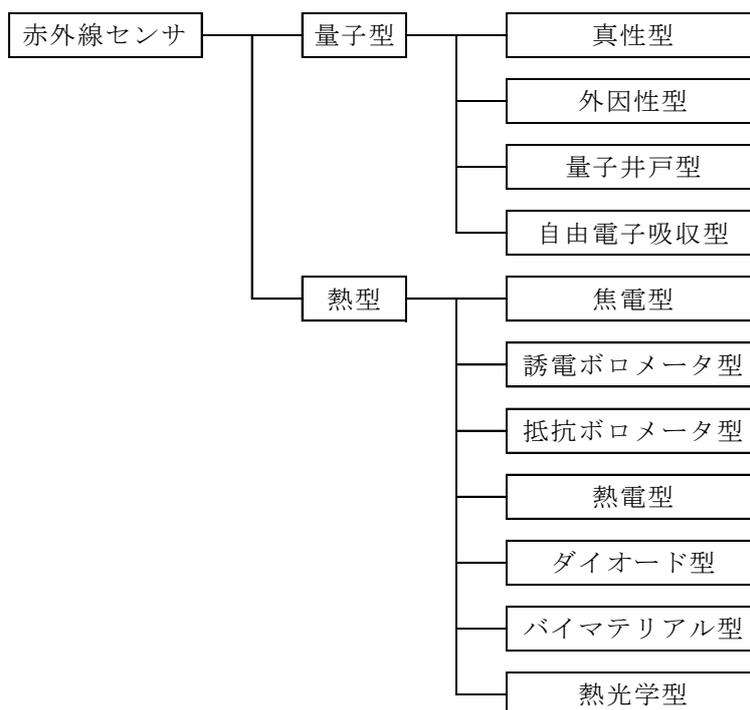


図 2.2 赤外線センサの分類[25]

冷却型は非冷却型に対して性能面で優位性があるが、非冷却型は 1990 年代に MEMS (Micro Electro Mechanical System) 技術を利用することにより高性能化、小型化、低コスト化が可能になり民生分野で広く応用が進んでいる。

図 2.3 に量子型赤外線センサのセンシングのメカニズムの概略を示す。真性型は光子吸収により価電子帯と伝導帯間で電子-正孔対を生成して光を吸収し (図 2.3 (a)), 最も高い量子効率が高い方式である。量子効率は、光電流として取り出される電子あるいは正孔の数を入射光子数で割った値である[26]。外因性型は不純物準位から伝導帯や価電子帯にキャリアを励起する方式であり、長い波長の検知に利用される (図 2.3 (b)).

量子井戸型は赤外線によって超格子の井戸に拘束された電子を励起する方式である(図 2.3 (c)). 自由電子吸収型(図 2.3 (d))は伝導帯や価電子帯のキャリアが赤外線による光子エネルギーを得て高いエネルギー状態になることを利用する方式である.

もう一方の熱型赤外線センサ構造を図 2.4 に示す[27]. 熱型赤外線センサは, 一般的に基板上で熱抵抗の高い支持構造体が赤外線吸収層と温度センサ部を支える構造を取っている. 赤外線を赤外線吸収部で受光して, 光(赤外線)エネルギーから熱エネルギーに変換し, 温度センサ部の温度が変化することにより赤外線を検出する.

図 2.2 に示す各種類の熱型赤外線センサはそれぞれ異なったメカニズムで動作する

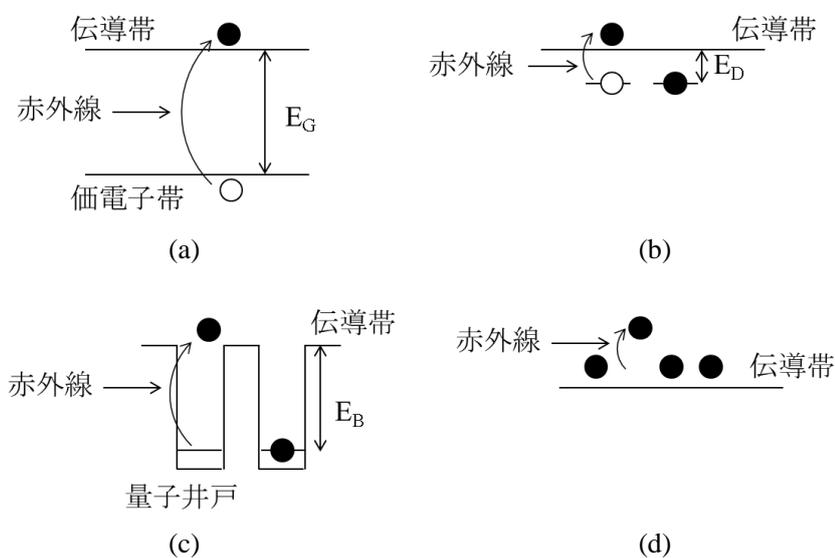


図 2.3 量子型赤外線センサの光吸収. (a) は真性型, (b) は外因性型, (c) は量子井戸型, (d) は自由電子吸収型

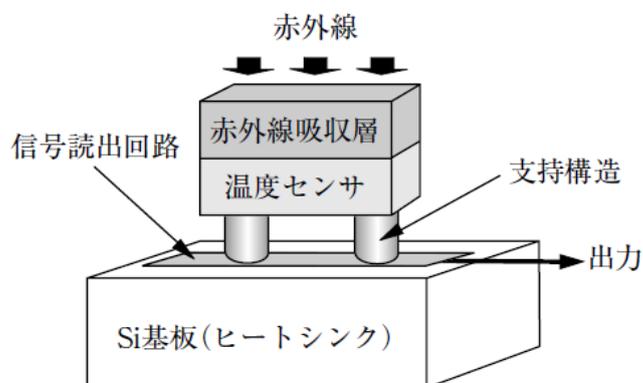


図 2.4 熱型赤外線センサの構造[27]

温度センサにより検出を行う。それぞれの種類の詳細の説明については2.5節で説明を行う。熱型赤外線センサの一般的な動作について理解をするために、赤外線吸収層と温度センサ部からなる検出器部の温度がどのように決まるかについて説明する。

熱容量 C_H を持った検出器部が熱コンダクタンス G_T を持ち、ヒートシンクである基板上で支持されている状態の以下で表される熱平衡方程式を考える。

$$C_H \frac{d(\Delta T_D)}{dt} = \eta p_{IN} - G_T \Delta T_D \quad (2.7)$$

ここで、 t は時間、 ΔT_D は赤外線吸収による温度変化、 η は赤外線吸収層の放射率、 P_{IN} は赤外線吸収層に入射する赤外線パワーである。熱検出部分からの熱損失には伝導、放射、対流があるが、ここでは影響の小さい放射と対流を無視している。

角周波数 ω で正弦波的に変化する赤外線の入射に対する熱平衡方程式の振幅解は、

$$|\Delta T_D| = \frac{\eta |p_{IN}|}{G_T (1 + \omega^2 \tau_T^2)^{1/2}} \quad (2.8)$$

となり、熱時定数は、

$$\tau_T = \frac{C_H}{G_T} \quad (2.9)$$

で特徴づけられる応答を示すが、赤外線センサは一般に熱時定数に比べて十分ゆっくりと変化する対象に対して使用されるので、式 (2.8) は、

$$|\Delta T_D| = \frac{\eta |p_{IN}|}{G_T} \quad (2.10)$$

と近似することができる。この結果より、赤外線吸収による検出器部分の温度変化が熱コンダクタンスに反比例するので、熱コンダクタンスを小さくするほど温度変化が大きくなり、結果として高感度化できる[28]。

2.3 赤外線センサの性能指数

赤外線センサの出力が電圧として得られる場合、電圧感度 R は以下のように表される[29]。

$$R = \frac{V_S}{P_{IN}} \quad (2.11)$$

ここで、 V_S は赤外線センサに光パワー P_{IN} が入射したときの電圧出力となり、 R の単位は V/W となる。赤外線センサの出力が電流として得られる場合は電流感度を定義することが出来る。電流感度の単位は A/W となる。

赤外線センサには様々な雑音源があり、それらの全雑音で赤外線センサが検出できる最小光入射パワーが決定される。この最小入射パワーのことを雑音透過パワー (Noise Equivalent Power; NEP) と呼び、以下の式で表す。

$$NEP = \frac{V_{TN}}{R} \quad (2.12)$$

ただし、 V_{TN} は全雑音となり、互いに無相関の複数の雑音がある場合、 V_{TN} はそれぞれの雑音の大きさの 2 乗の和の平方根を取ったものになる。 NEP の逆数の検出能 D (Detectivity) は以下の式で定義される。

$$D = \frac{1}{NEP} \quad (2.13)$$

NEP と D は赤外線センサの面積と信号帯域幅 B に依存している。 D を受光面積と信号帯域幅で規格化したものは比検出能 D^* と呼ばれ、以下の式で定義される。

$$D^* = \frac{(A_D \cdot B)^{1/2} \cdot R}{V_{IN}} = \frac{(A_D \cdot B)^{1/2}}{NEP} \quad (2.14)$$

ここで、 A_D は赤外線センサの面積であり、 B は信号帯域幅である。

対象物の温度差をどれくらい検出できるかを表す性能指標は雑音等価温度差 (Noise Equivalent Temperature Difference: $NETD$) と呼ばれ、パッシブ型のセンサで用いられる。 $NETD$ は雑音と被検出体温度が $1^\circ C$ 変化したときの赤外線センサに現れる出力の比で定義され、以下の式で表される。

$$NETD = \frac{4 \cdot F^2 \cdot V_{IN}}{\tau_0 \cdot A_D \cdot R \cdot (\Delta P_{IN} / \Delta T_{SC})} \quad (2.15)$$

ここで F は光学系の F 値、 τ_0 は光学系の透過率、 $\Delta P_{IN} / \Delta T_{SC}$ は被検出体の温度が $1^\circ C$ 変

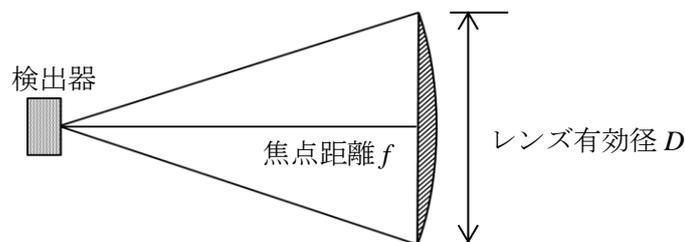


図 2.5 F 値の定義[30]

化したときの単位面積当たりの放射パワーの変化量である。 F 値は図 2.5 に示されるレンズの焦点距離 f とレンズの有効径 D を用いて $F = f/D$ で定義される[30].

2.4 量子型赤外線センサ

2.4.1 真性型

バンド間の遷移を利用して赤外線を検知する真性型では、赤外線的光子エネルギーに対応した狭いバンドギャップをもつ半導体が必要である。赤外線センサとして用いることができる狭いバンドギャップを持った半導体には、IV-VI化合物の PbSe, PbSeTe, II-VI化合物の HgCdTe, III-V化合物の InSb, InGaAs などがあり、その中でも InSb, PbSeTe が盛んに研究されている。

真性型の赤外線検出では、価電子帯と伝導帯のエネルギー差であるバンドギャップに相当する 0.1~1eV 以上のエネルギーを持った光子の入射が必要である。それより長波長の光子が入射してもエネルギーが小さいために赤外線検出器で検出することができない。このためバンドギャップに相当するエネルギーを持つ光子の波長をカットオフ周波数という[31]。InSb は 77K で 0.23eV のバンドギャップエネルギーを持っており、バンドギャップに相当するエネルギーを持つ光子の波長であるカットオフ波長は 5.5 μm であり、SWIR 用と MWIR 用の赤外線センサとして使用される。InSb はキャリア濃度が高く、光電流とは無関係に生じる暗電流 (dark current) を減らすために MWIR 用の用途では液体窒素温度付近まで素子を冷却して使用され、SWIR 天文観測ではさらに低温まで冷却する必要がある。大規模赤外線イメージセンサの作製には、大口径のウエハが必要になるが、InSb の場合は口径が 100 mm で転移密度が 5 個/ cm^2 以下の良質のウエハを入手することができる[32]。赤外線イメージセンサとして 640 \times 480 画素の素子[33]や天文用途の 1024 \times 1024 画素の素子[34]が開発されている。

HgCdTe を用いた赤外線センサは 1959 年に Lawson 等によって報告された[35]。HgCdTe は HgCd と CdTe からなる 3 次元化合物で、HgTe と CdTe の組成を変化させることによって連続的にバンドギャップを変化させることができ、SWIR から LWIR までのカットオフ波長を持った赤外線センサを作製することが可能である。CdTe と HgTe の格子定数はほぼ等しく、また HgCdTe も CdTe に近い格子定数を持っているため、HgCdTe を CdTe 基板上にエピタキシャル成長することができる。最近では、HgCdTe とよ

り格子整合性がよい HgZnTe 基板が用いられることが多い。HgCdTe は直接遷移型のエネルギーバンド構造を持っており、小さな有効質量、高い電子移動度、長い少数キャリアライフタイムなどの特徴があり、赤外線センサとして高い量子効率を実現することが可能である。

InSb と同様に HgCdTe を利用した赤外線センサの研究開発も盛んに行われている。図 2.6 と図 2.7 に HgCdTe 赤外線イメージセンサの画素構造を示す。図 2.6 に最も一般的である In バンプを用いた構造を示す。基板に用いている HgZnTe のバンドギャップは大きく、HgZnTe で対象となる赤外線が吸収されないため、HgZnTe 基板を薄くする必要がない。

一方、図 2.7 に示した構造は HDVIP (High-Density Vertically Integrated Photodiode) と呼ばれ[36]、Si 基板への HgCdTe 接着、ダイオード形成、HgCdTe の貫通配線加工などによって作製される。図 2.7 に示される画素構造は図 2.6 の構造に比べて、基板間の熱

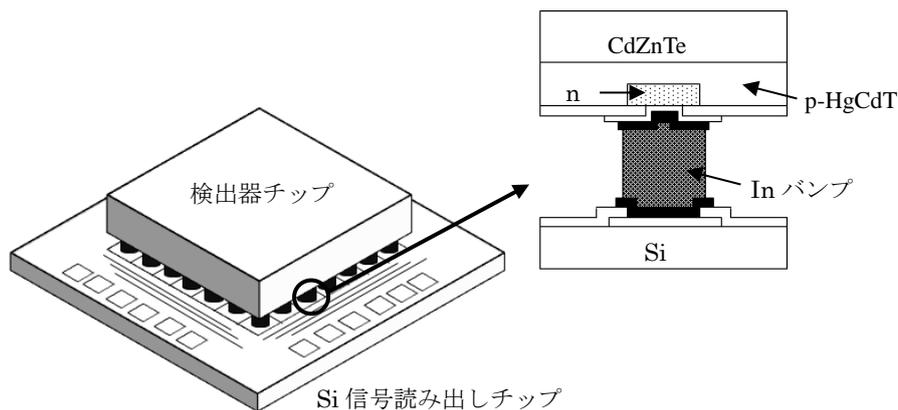


図 2.6 In バンプを用いた HgCdTe ハイブリッド赤外線イメージセンサ

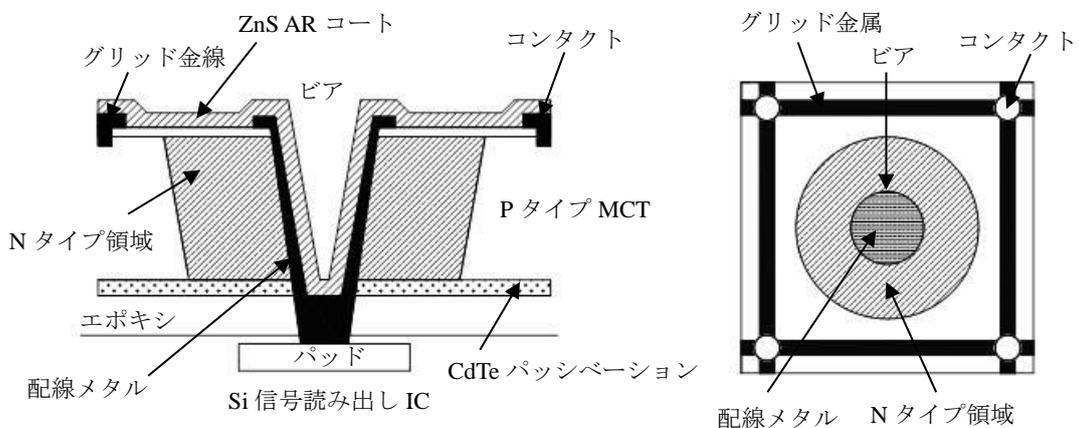


図 2.7 HDVIP ハイブリッド HgCdTe 赤外線イメージセンサの画素構造[36]

膨張によって生じる信頼性の低下を抑えることができ、さらに接合後のプロセスにフォトリソグラフィ技術を用いることができるので高密度化が可能である[37,38].

2.4.2 外因性型

外因性型は Si や Ge などの半導体に不純物をドーピングすることによってできた不純物準位からの遷移電子による導電度変化を利用したセンサである. Ge に Au をドーピングした赤外線センサにおいて 77 K において 6 μm の波長帯に赤外線吸収ピークを持つことが報告されている[23]. また, Si を用いてカットオフ波長の長い Blocked Impurity Band (BIB) と呼ばれる構造のセンサが報告されており[39], 主に天文観測などに使用されている. BIB 構造は低濃度の赤外線透過 Si 基板にエピタキシャル成長させたノンドープブロッキング層上に高濃度の厚さの薄い光電変換層を形成した構造となっており, 従来の外因性型の応答異常, 低吸収係数, 低放射線耐性などの問題が改善されている. Si : As の BIB 赤外線イメージセンサは 2~28 μm に感度を持つが, 10 K 以下の極低温で動作させる必要がある [38,40].

2.4.3 量子井戸型

量子井戸型は数 nm の量子井戸層を数十 nm のバリア層で挟んだ薄膜層を数十層積層した構造になっており, QWIP (Quantum Well Infrared Photodetector) と呼ばれている. LWIR 赤外線センサには半導体層として GaAs, バリア層として AlGaAs が用いられている[38,41].

図 2.8 に QWIP のバンド構造を示す. 図 2.8 (a) は最初に提案された QWIP であり Levine 等により提案された[42]. 素子の温度を下げて電子が基底状態にフリーズアウトしている状態で赤外線を照射すると電子は基底状態から第一励起状態に励起され, トンネル効果により電子は伝導体に達して電流が流れる. この素子の場合, 電子がトンネルする確率が小さいため, 大きな光電流を得ることは困難であったが, bound-to-continuum タイプの QWIP の提案によって改善がなされた. Bound-to-continuum タイプの QWIP は図 2.8 (b) に示すように第一励起準位が量子井戸の外に存在してバンドを形成しており, 励起された電子はトンネリングをする必要なくバンド内を流れることができる[43]. QWIP の動作温度上限を決める暗電流は量子井戸からの熱電子放出によるものが支配的である. この電流量を決めるバリアの高さは基底準位と伝導帯端のエネルギー差で決

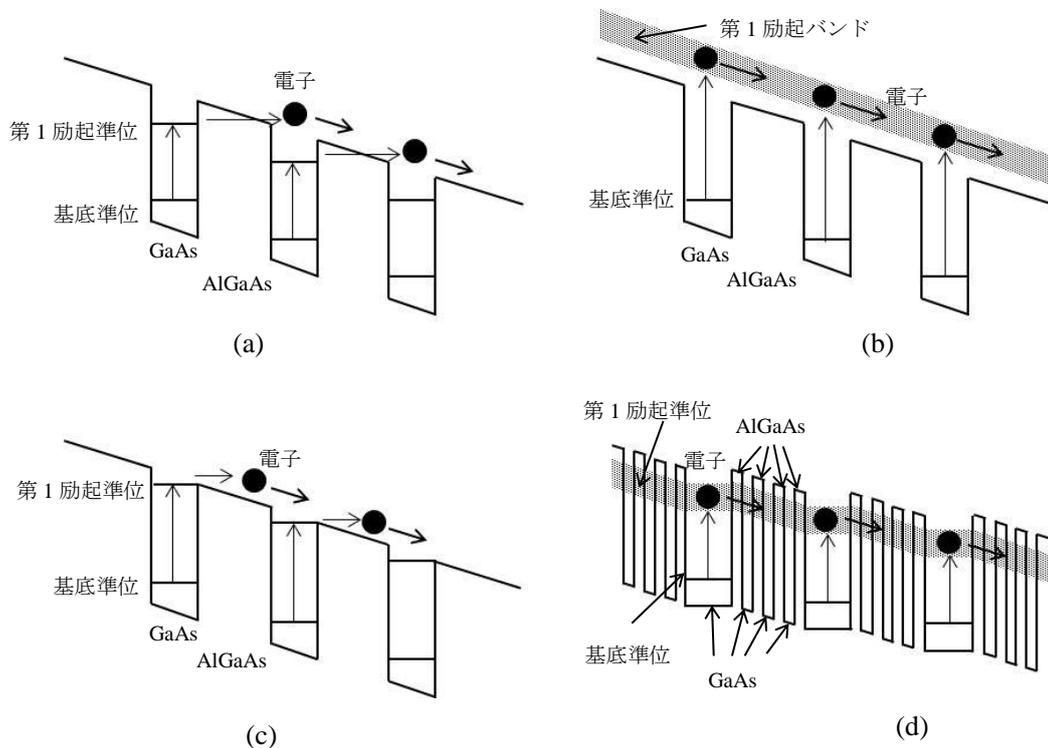


図 2.8 QWIP のバンド構造と動作

まり, **bound-to-continuum** の場合はこのバリアの高さは基底準位と第一励起バンドのエネルギー差より小さいために暗電流が多く流れる. Gunapala 等はこのに対して第一励起準位を伝導帯端に揃えて暗電流を減らす **bound-to-quasibound** と呼ばれる素子を提案した[44]. バンド構造を図 2.8 (c) に示す. また, 図 2.8 (d) のようにバリア部を超格子構造とすることでミニバンドを形成する **bound-to-miniband** と呼ばれる構造も提案されている[45].

QWIP を用いた赤外線センサは 1991 年に初めて報告され, 1996 年から 1997 年には 512×512 画素や 640×480 画素の赤外線センサの開発が報告されている. また, 超格子型の QWIP が MBE を使用して作製され, 異なる波長で感度を持つマルチバンド QWIP の赤外線センサが得られている. 図 2.9 にマルチバンド赤外線センサの画素構造を示す[46]. また同様の技術を用いて 4 バンドの QWIP 赤外線センサの開発も行われている[47]. また最近では Type II 型歪み超格子構造の赤外線センサも実用可能なレベルまで開発されていると報告されている[48]. その他にも, 量子ドット (QDIP: Quantum Dot Infrared Photodetector) についても実用化に向けて研究開発が進められている[49].

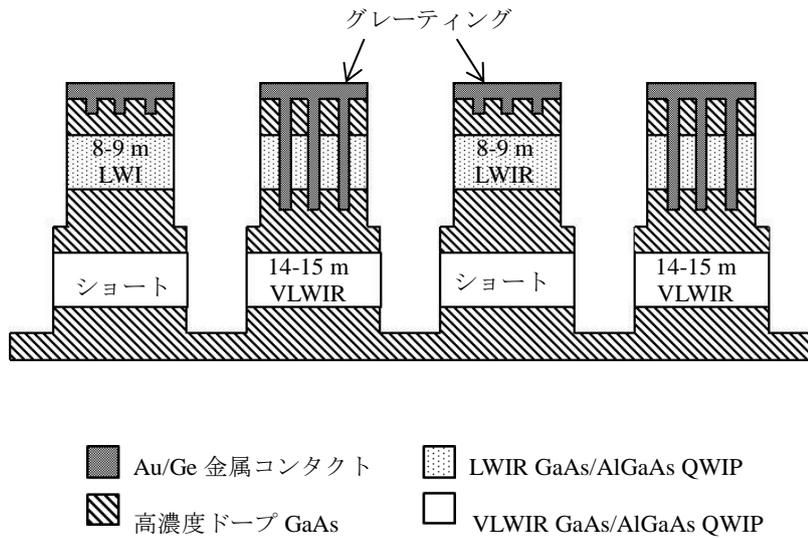


図 2.9 デュアルバンド QWIP 赤外線イメージセンサの画素構造[44]

2.4.4 自由電子吸収型

自由電子吸収型は電子が赤外線入射によって高いエネルギーを獲得してポテンシャルエネルギーを越えることによって生じる光電流を利用した赤外線センサであり、ショットキー障壁型とヘテロ結合型が含まれる。図 2.10 にこの 2 つのタイプの自由電子吸収型のエネルギーバンド構造を示す。基板はともに p 型 Si を用いており、p 型 Si を用

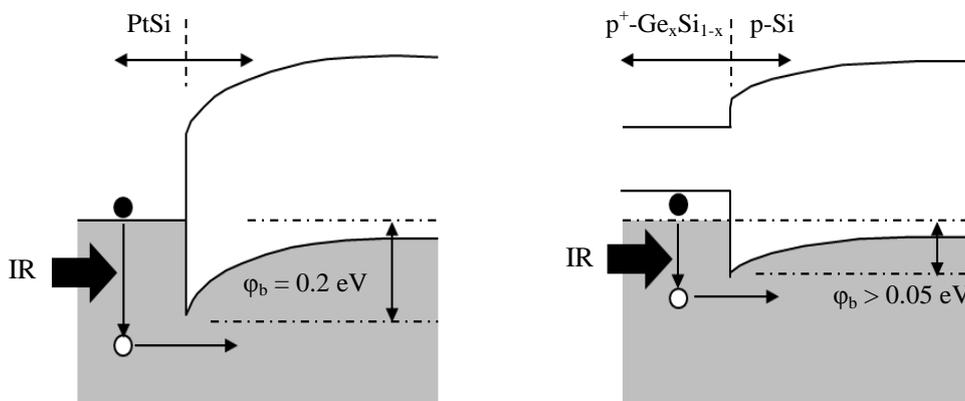


図 2.10 ショットキー障壁 (a) とヘテロ接合 (b) 赤外線センサのバンド構造と動作原理

いる理由は赤外線センサのカットオフ周波数が決まるポテンシャル障壁の高さが MWIR や LWIR の赤外線センサを実現するのに適しているからである[38,50].

PtSi を用いたショットキー障壁型では図 2.10 (a) のようにショットキー障壁の高さが 0.2 eV 程度となるためカットオフ周波数が $6 \mu\text{m}$ 程度となるため MWIR を検出するのに適している. PtSi を用いたショットキー型のセンサはモノリシック構造のために従来の Si LSI 製造ラインで作製することが可能である. これにより PtSi を用いたショットキー型の集積化は他の方式の赤外線センサに比べて早い段階で進められている. 1987 年には 26 万画素のフル TV 解像度の素子が開発され[51], 1991 年には 1000 万画素を超える集積度の素子が開発されている[52]. 低フレームレートで動作する高解像度の素子の画素数は 1968×1968 画素まで集積されている[53]. ショットキー障壁型の赤外線センサは他の赤外線センサと比べて感度ばらつきが少ない. 高背景下における赤外線の撮像では固定パターン雑音は赤外線イメージセンサの性能を決定する場合があるが, ショットキー障壁型の場合は素子間の感度ばらつきを 1% 以下に抑えることが比較的容易であり, 性能は光電変換によって伴って発生するショット雑音によって決まる.

ショットキー障壁型で金属電極を変えることによって障壁高さを変えることが可能であり, 障壁高さが PtSi より低い IrSi を用いた赤外線センサの開発が報告されている[54]. しかし, IrSi の場合は安定して高品質の赤外線センサを作ることが難しいため, その後の進展はみられていない.

ヘテロ結合型の赤外線センサはバンドギャップエネルギーの小さい GeSi 層を形成することによりポテンシャル障壁を形成しており, Si MBE 技術の発展により実用的な性能が実現できるようになってきた. 図 2.10 (b) にヘテロ結合型の赤外線のバンド構造を示す. PtSi が高濃度にボロンがドーパされた GeSi に置き換えられたものになり, モノリシック構造で組み立てが可能のため, Si LSI 製造ラインで作製することができる. ヘテロ結合型の障壁高さは GeSi 中の不純物であるボロン濃度で制御することができ, $20 \mu\text{m}$ を越えるカットオフ波長をもつ赤外線センサが得られたとの報告がある[55]. GeSi ヘテロ結合型の赤外線イメージセンサとしては, 512×512 画素でカットオフ波長が $10.7 \mu\text{m}$ の赤外線イメージセンサが開発されている[56]. このデバイスは画素サイズ $34 \times 34 \mu\text{m}$ でありフィルファクターは 59% であり, 40 K 付近で動作させる.

2.5 熱型赤外線センサ

2.5.1 強誘電体型

強誘電体材料を用いた熱型赤外線として、焦電型と誘電ポロメータ型がある[57,58]. 焦電型は自発分極の温度依存性を利用しており、誘電ポロメータ型はキュリー温度付近での誘電率の温度依存性を利用している. いずれも強誘電体材料を用いており、両側に電極を付けた形で温度センサとして構成される. 焦電型赤外線センサは単画素と数画素のものが広く普及している. 図 2.11 に2つのモードについて説明する図を示す[59]. 図 2.11 (a) に示すように誘電体の自発分極は温度の上昇とともに減少し、キュリー温度 T_c 以下ではゼロとなる. 一方、誘電体の誘電率はキュリー温度 T_c までは温度の上昇とともに増大し、キュリー温度で最大となり、キュリー温度以上の温度では温度の上昇とともに誘電率が減少する. 焦電型ではキュリー温度以下で自発分極の温度依存性を利用して対象物の温度変化を検出する. 自発分極 P_s の温度変化率は焦電係数と呼ばれ、

$$p = \frac{\partial P_s}{\partial T} \quad (2.16)$$

と定義される. 一方、誘電ポロメータ型は誘電率が大きなキュリー温度付近で用いる. 誘電ポロメータ型では無電界で動作させた場合動作が不安定になるため、電界を印加した状態で使用される. この状態における焦電係数 P_{EF} は、

$$P_{EF} = p + \int_0^E \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} dE' \quad (2.17)$$

となる. ここで、 E は印加した電界の強さ、 ε は誘電体の誘電率である.

強誘電体を絶縁体として用いたコンデンサを考えた場合、その強誘電体の温度が ΔT

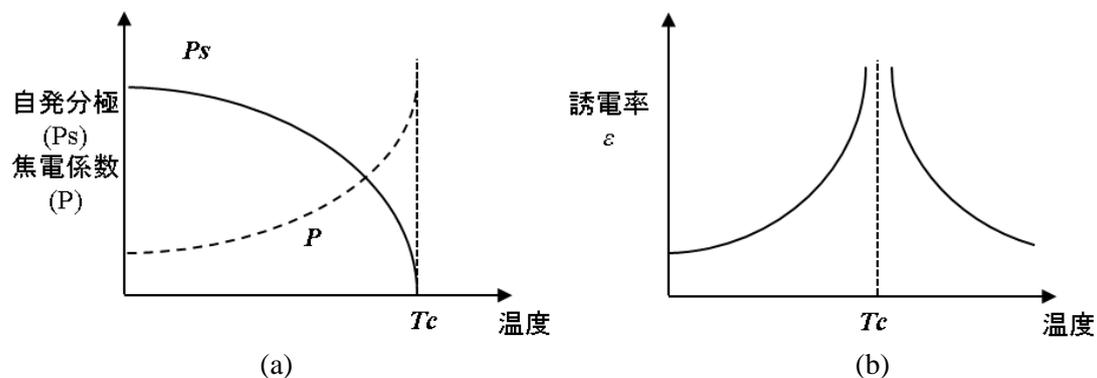


図 2.11 強誘電体の自発分極と誘電率の温度依存性[59]

だけ変化したときに流れる過渡電流は,

$$I_S = p \cdot A_D \cdot \frac{d(\Delta T)}{dt} \quad (2.18)$$

のように表される.

強誘電体を用いた非冷却赤外線イメージセンサの研究開発は 1970 年代から行われている. 図 2.12 に強誘電体を用いた非冷却赤外線イメージセンサの画素の断面構造を示す. このセンサは, 化合物半導体を用いた量子型赤外線イメージセンサのように強誘電体でできた検出器チップと Si 信号読み出し回路チップを画素ごとに金属バンプで接合したハイブリッド構造である. 強誘電体検出器チップの赤外線入射面側には赤外線吸収層を兼ねた共通電極が形成されており, 横方向への熱拡散を防ぐために強誘電体は画素毎に分離した構造になっている. 1992 年にバンプの基本的な構造を熱コンダクタンスの小さい有機物に置き換えた非冷却赤外線イメージセンサが発表された[1]. この構造では, バンプの基本的な構造は有機物で作られており, 電気的な配線は金属薄膜によって形成されている. この BaSrTiO_3 を強誘電体材料として使用したデバイスは, 画素サイズ $48.5 \mu\text{m}$ 角, 画素数 245×328 の非冷却赤外線イメージセンサで, 多くの赤外線撮像システムに使用されている.

ハイブリッド構造は, 次節で紹介するモノリシック構造の抵抗ボロメータ型に比べて 1 桁熱コンダクタンスが大きく, ハイブリッド構造を採用する限り高感度化には限界がある. そこで, Si 読み出し回路上に強誘電体薄膜を形成したモノリシック構造のデバイスの実現に向けて研究開発が続けられており, 図 2.13 に示されるモノリシック構造の非冷却赤外線イメージセンサの報告がなされた[60]. 他にも様々なモノリシック構造体の強誘電体型の赤外線センサが提案されている[61-63].

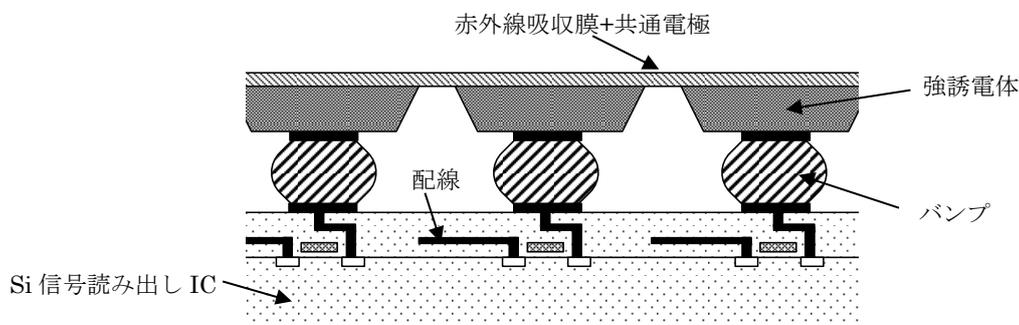


図 2.12 ハイブリッド強誘電体非冷却赤外線イメージセンサの画素構造

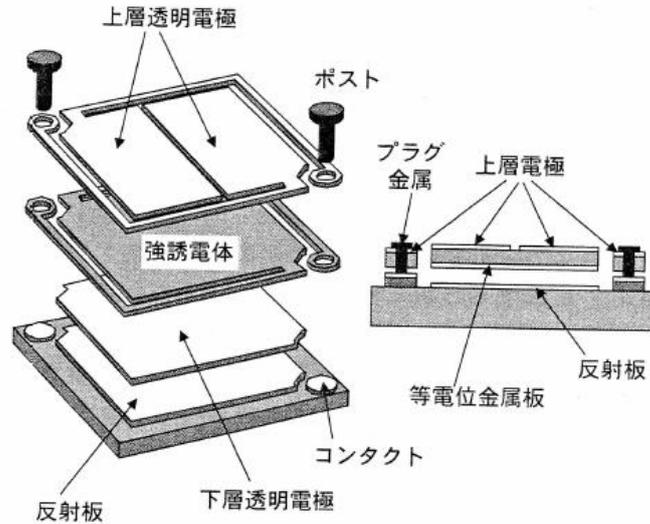


図 2.13 モノリシック強誘電体非冷却イメージセンサの画素構造[60]

2.5.2 抵抗ボロメータ型

抵抗ボロメータ型は，金属や半導体の抵抗の温度依存性を利用した方式になる．抵抗ボロメータの重要な性能指数である抵抗温度係数 α (Temperature Coefficient of Resistance; TCR)は次のように定義される[58,64].

$$\alpha = \frac{1}{R_B} \cdot \frac{dR_B}{dT} \quad (2.19)$$

ここで， R_B はボロメータの抵抗値， T は温度である．金属の抵抗値は温度の増加とともに伝導電子の散乱効果により増大する．金属の室温付近の抵抗値は，

$$R_B = R_{B0} \{1 + \gamma \cdot (T - T_0)\} \quad (2.20)$$

で表される． R_{B0} は温度 T_0 における抵抗， γ は定数である．よって，金属の TCR は以下のようなになる．

$$\alpha = \frac{\gamma}{1 + \gamma \cdot (T - T_0)} \quad (2.21)$$

金属の TCR のオーダーは一般的に 10^{-3} K^{-1} である．

一方で，半導体の抵抗値はキャリア濃度の温度依存性と移動度の温度依存性によって決まる．半導体の温度依存性は一般的に以下の式で表される．

$$R_B = R_{B0} \cdot \exp \left\{ \beta \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right\} \quad (2.22)$$

ここで， β は定数である．よって，半導体抵抗ボロメータの TCR は以下のようなになる．

$$\alpha = -\frac{\beta}{T^2} \quad (2.23)$$

半導体抵抗ボロメータの TCR は一般的に金属よりも一桁大きく、 10^2 K^{-1} 程度である。

抵抗ボロメータの抵抗値を測定するために、通常ボロメータ材料に電流を流して電圧を測定する。ボロメータ材料に定電流を動作させた場合にボロメータ材料の温度が ΔT_D 変化したときに得られる出力電圧 V_S は以下ようになる。

$$V_S = I_B \cdot \Delta R_B = I_B \cdot \alpha \cdot R_B \cdot \Delta T_D \quad (2.24)$$

ここで、 I_B はボロメータ材料に流すバイアス電流、 ΔR_B は抵抗変化量である。このことより、得られる出力電圧はバイアス電流、TCR、抵抗値によって変化することがわかる。TCR はボロメータ材料や製法によって決まるパラメータとなり、抵抗値は信号読み出し回路との整合性や雑音を考えた上で上限が決められる。抵抗ボロメータ型は、赤外線イメージセンサへの応用が盛んであり、TCR を向上させるボロメータ材料の開発や、高 TCR を持ったボロメータ材料の開発が行われている。感度を上げる確実な方法としてはバイアス電流を大きくすれば良いが、バイアス電流が大きくなるとボロメータ材料自体がジュール熱によって自己発熱暴走を起こすため、注意が必要である。自己発熱暴走を起こさないようにするため、抵抗ボロメータ型の赤外線イメージセンサにおいては通常パルス電流が用いられる。パルス電流を用いる場合、一般にパルス電流の上限は $1/f$ 雑音の値によって決められる。

抵抗ボロメータ型の赤外線センサは 1980 年代から開発が行われているが、この方式が非冷却赤外線イメージセンサとして認知されたのは、1992 年に VO_x を用いた抵抗ボロメータ方式の非冷却赤外線イメージセンサが報告されてからである[2]。図 2.14 にこのときに報告されたデバイスの画素構造を示す。ボロメータ材料である VO_x 薄膜は、 SiN などからなるマイクロブリッジ構造体の上に形成されている。マイクロブリッジ構造体は下層の信号読み出し回路上に 2 本の支持脚によって支えられている。信号読み出し回路上に形成された金属反射膜とマイクロブリッジ構造体上に成膜した金属薄膜吸収層（図示していない）からなる干渉吸収構造によって赤外線が吸収される。支持脚内には、ボロメータ抵抗と、下層の信号読み出し回路を電氣的に接続する配線が内蔵されている。

次に図 2.14 に示す画素を作製するためのプロセスを図 2.15 に示す[65]。図 2.15 (a) は CMOS プロセスによって下層の信号読み出し回路まで完成した状態である。CMOS

プロセスの後、MEMS プロセスを行う。はじめに、図 2.15 (b) に示すように犠牲層を CMOS プロセスによって作製したトランジスタ上に形成する。次に、マイクロブリッジ構造とボロメータ抵抗体となる薄膜を成膜後にパターニングして配線を形成する

(図 2.15 (c))。その後、犠牲層を除去して中空構造を形成する (図 2.15 (d))。上記のような MEMS プロセスは表面マイクロマシニング技術と呼ばれる。マイクロブリッジ構造を作製する為に、犠牲層とマイクロブリッジ構造体のエッチングレート比の大きな材料とエッチャントを選択する必要がある。

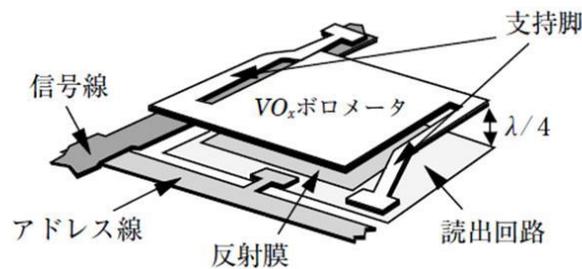


図 2.14 抵抗ボロメータ型非冷却赤外線イメージセンサの画素構造[2]

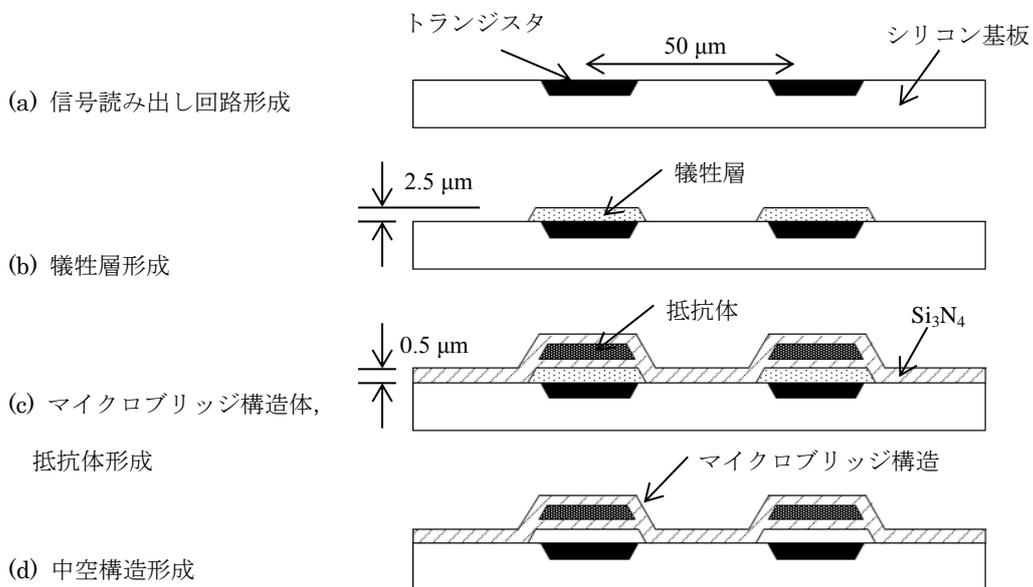


図 2.15 抵抗ボロメータ型非冷却赤外線イメージセンサの作製プロセス[65]

図 2.14 のように最初に VO_x を用いた抵抗ボロメータ方式の非冷却赤外線イメージセンサが報告されたのは、画素サイズが $50\ \mu\text{m}$ 角の 240×336 画素の素子であった。この素子は熱コンダクタンスが高断熱の $2 \times 10^{-7}\ \text{W/K}$ であり、 $250\ \mu\text{A}$ の高電流パルスを流すことにより、 F が 1 の光学系を用いて $30\ \text{Hz}$ で駆動させることによって、NETD が $39\ \text{mK}$ と高性能を実現した[2]。

VO_x の薄膜の特性として、 $1/f$ 雑音が小さく、室温における比抵抗が $0.1\ \Omega\ \text{cm}$ 程度で TCR が約 $2\%/K$ であるため、抵抗ボロメータ方式の非冷却赤外線イメージセンサとして多くのメーカーがこの材質を使用している。そのほかの材質として、アモルファス Si、ポリ SiGe、単結晶 Si、YBaCuO などがあり、アモルファス Si はすでに実用化されている。

画素サイズを縮小する研究、開発も盛んに行われており、初め $50\ \mu\text{m}$ 角であった 1 画素当たりのサイズが、現在では $25\ \mu\text{m}$ 角～ $17\ \mu\text{m}$ 角まで縮小されている。画素サイズを小さくすることによって受光面積が縮小し、1 画素当たりの入射エネルギーが減少することによる感度が低下する。この感度の低下を補うための高感度化の過程で、新しい非冷却赤外線イメージセンサ用の MEMS 技術が開発されている。

図 2.16 は画素サイズ縮小による性能劣化を補うために開発された新しい画素構造の抵抗ボロメータ型の赤外線センサである[6]。この画素では、最下層である読み出し回路の上に支持脚のみからなる中間層を設け、その上に VO_x ボロメータ層と赤外線吸収膜の層を形成している。このことによって赤外線吸収層の面積を小さくすることなく支持脚を長くすることができ、高い赤外線吸収率と高断熱性を得ることができる。この構造の非冷却赤外線イメージセンサでは、画素サイズが $25\ \mu\text{m}$ 角の 320×240 画素の素子と $17\ \mu\text{m}$ 角の 640×480 画素の素子が報告された[66]。

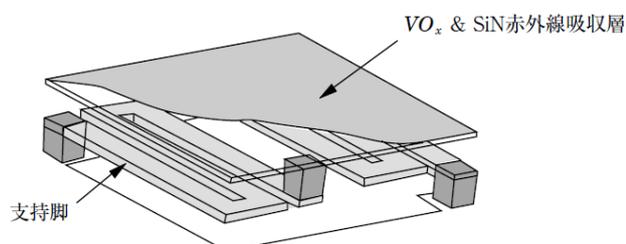


図 2.16 抵抗ボロメータ型非冷却赤外線イメージセンサの改良型の画素構造[6,27]

図 2.16 に示す画素構造以外に、従来のマイクロボロメータの画素に赤外線を吸収するための庇を利用することによって開口率を向上させた素子や、サブミクロンの微細加工を MEMS プロセスで行うことにより感度が向上した素子などが報告されており、画素サイズを小さくした素子でも F 値が 1 の光学系を用いて NETD が 50 mK 以下という高い性能を持ったデバイスが報告されている[67-69].

熱型赤外線センサの感度は量子型と比較して感度が低く、初期の非冷却赤外線イメージセンサは LWIR のみ対象にしていたが、高感度化が進んだ結果、室温物体からの放射エネルギーの小さい MWIR においても 100 mK 以下の NETD が得られるようになってきている[8,9,70].

2.5.3 ダイオード型

温度センサとして pn 接合の順バイアス電圧 V_F の温度依存性を利用したものがダイオード型である. SOI (Silicon On Insulator) 基板を使用して、単結晶 Si ダイオードを中空構造に形成した構造の非冷却赤外線イメージセンサが実用化されており、抵抗ボロメータ型と同程度の性能が得られることが報告されている[58,71].

十分に大きな電圧で順方向にバイアスをかけた理想的な pn 接合ダイオードの電圧-電流特性は以下の式で与えられる.

$$I_F = A_J \cdot J_S \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_F}{k \cdot T_D}\right) \quad (2.25)$$

$$J_S = K \cdot T^{(3+\kappa/2)} \cdot \exp\left(-\frac{E_G}{k \cdot T_D}\right) \quad (2.26)$$

ここで、 I_F は順方向電流、 V_F は順方向電圧、 A_J は接合面積、 J_S は飽和電流密度、 q は電子の電荷、 E_G はバンドギャップエネルギー、 κ は拡散係数とキャリアのライフタイムの温度係数で決まる定数、 K は温度に依存しない定数である. ダイオードが定電流モードで駆動されているとき、順方向電圧の温度感度は、

$$\left. \frac{dV_F}{dT_D} \right|_{I_F=const.} = \frac{V_F}{T_D} - \left(3 + \frac{\kappa}{2}\right) \cdot \frac{\kappa}{q} - \frac{E_G}{q \cdot T_D} \quad (2.27)$$

となる. 上の式において、製造プロセスで敏感なパラメータは κ のみであり、右辺第 2 項がほかの 2 項に対して小さく無視できるので、ダイオードを温度センサとして用いる方式は、生産安定性に優れている. Si ダイオードの室温における順方向電圧の温度感度は 2 mV/K 程度である. 熱型赤外線センサとして用いる場合、検出部分を基板から断熱

するためにダイオードを中空構造とする必要がある。初期のダイオード型赤外線センサはポリシリコンのダイオードを用いていたが[72]，ポリシリコンのダイオードを用いたセンサは雑音が大きく，画素間の特性のばらつきも大きいため実用化されていない。

ダイオード型が注目を集めたのは単結晶 Si のダイオードを用いた赤外線センサが報告されてからであり，抵抗ボロメータに匹敵する特性が得られることが示されている。図 2.17 に SOI ダイオード方式の 1 画素の断面構造を示す[4,5,73]。この構造では，直列に接続したダイオードを SOI 層に形成し，これを 2 本の支持脚によって空洞上で保持している。シリコン基板内に空洞を形成する際，ダイオードがエッチングされないよう埋め込み参加膜で保護を行い Si エッチングしている。

SOI ダイオード方式においても抵抗ボロメータ方式と同様に干渉吸収構造を利用しているが，開口率を向上させるために画素構造に工夫がされている。赤外線吸収層は，ダイオード構造体と結合柱で熱的に接続され，下層のダイオード構造などには干渉吸収を行う為の反射膜が形成されている。図 2.17 のような構造は支持脚や温度センサのレイアウトによらず画素の開口率を上げることができ，90%程度の高い開口率を実現することが出来る。

図 2.17 に示す構造の SOI ダイオード型の赤外線イメージセンサにおいて，画素サイズが $40\ \mu\text{m}$ 角で 320×240 画素の素子が開発されている。この素子は，熱コンダクタンスが $1.1 \times 10^{-7}\ \text{W/K}$ で 90% という高い開口率を実現しており，120 mK という NETD を達成している。SOI ダイオード型の赤外線イメージセンサについて改良が進められており，図 2.18 のように独立反射構造を持った素子が開発されている[73,74]。このことにより，支持脚部分の不完全な反射による赤外線吸収率の低下を防いでいる。独立反射膜

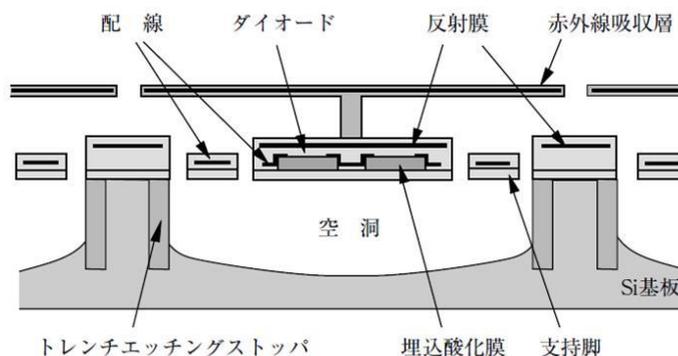


図 2.17 SOI ダイオード型非冷却イメージセンサの画素構造[27,73]

構造は検出部から熱的に絶縁されているので、感度や時定数に影響を与えない。新しい画素構造を持ったデバイスとして、画素サイズが $25\ \mu\text{m}$ 角、画素数が 640×480 、NETD が $40\ \text{mK}$ のデバイスが報告されている[7].

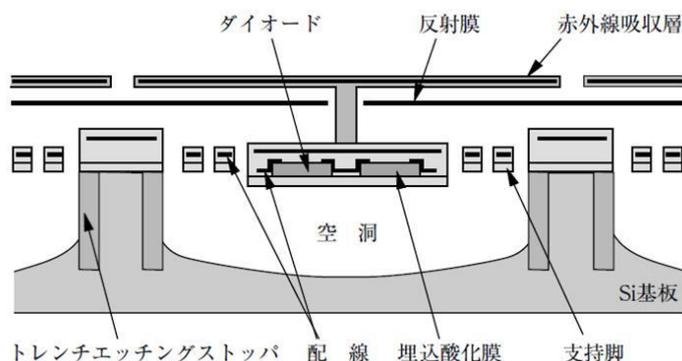


図 2.18 SOI ダイオード型非冷却イメージセンサの画素構造[27,73]

2.5.4 熱電型

2種類の導体を両端で接続して閉回路を作り、一方の接点と他方の接点に温度差を与えると導体内に電流が流れる。閉回路内の1か所を切断すると、切断した箇所に電圧が発生する。この現象をゼーベック効果と呼び、熱電型赤外線センサはこの効果を利用したセンサである[58,75]。熱電型では単画素センサと画素をアレイ上に形成したセンサが開発されている。ゼーベック効果により発生する起電力 V_S は、接点間の温度差 ΔT_D に比例し、次式で表される。

$$V_S = \alpha_{12} \cdot \Delta T_D \quad (2.28)$$

ここで、 α_{12} は2つの導体のゼーベック係数の差であり、

$$\alpha_{12} = \alpha_2 - \alpha_1 \quad (2.29)$$

で与えられる。熱電対の出力は小さいため、赤外線センサでは熱電対を直列に接続したサーモパイルが一般的に用いられる。熱電対を m 個直列に接続したサーモパイルの出力は、

$$V_S = m \cdot \alpha_{12} \cdot \Delta T_D \quad (2.30)$$

となり、1つの熱電対の m 倍に増大させることができる。

図 2.19 に単画素の熱電型の赤外線センサの構造を示す[76]. この素子は基板上にメンブレン構造を作り、メンブレン上にサーモパイルの温接点、周辺部分に冷接点を形成している. 熱電型赤外線センサの感度は、焦電型や抵抗ボロメータ型と比べて小さいので、高性能の2次元アレイセンサを作製した例は見られないが、CMOS LSIプロセスで使用する材料のみでデバイスが構成できること、温度センサとしては電源が不要なことなどの特徴を持っており、低コストを狙った開発が行われている. 図 2.20 は p 型ポリシリコンと n 型ポリシリコンを用いたサーモパイル型の非冷却赤外線イメージセンサの画素構造の SEM 写真である[77]. この構造では、受光部に金黒赤外線吸収膜があり、受光部の下部は異方性エッチングで形成した空洞になっている. 受光部は4本の支持脚で支えられる. この画素構造を用いて 190 μm 角の画素サイズ、画素数 48 \times 32 の素子が開発されており、真空中で 2100 V/W の感度、f/0.7 の光学系を用いた場合の NETD は 400 mK と報告されている. また、同じ技術を用いて、2本の支持脚で支えられる 100 μm 角、120 \times 190 画素の素子も開発されている.

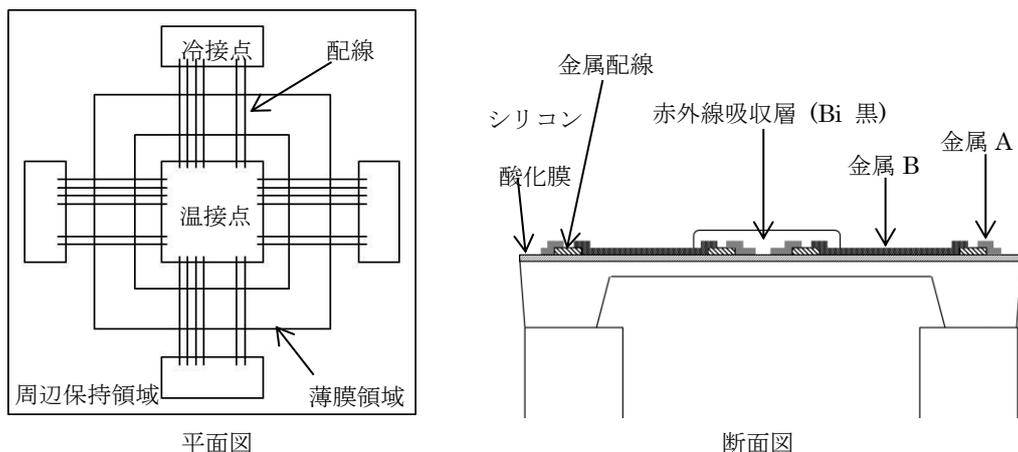


図 2.19 サーマパイル型赤外線センサの構造[76]

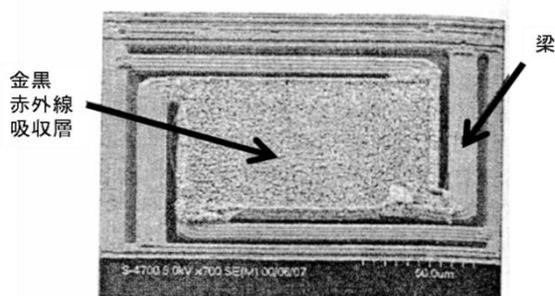


図 2.20 バルクマイクロマシニング技術で作製したサーモパイルイメージセンサの画素の SEM 写真[77]

2.6 アンテナ結合マイクロボロメータ

検出波長が十分に長くなると、従来の赤外線イメージセンサでは十分に電磁波検出することができなくなり、吸収膜を含めていかに効率よくボロメータに照射電力を入力させるかの工夫が必要になる。吸収膜を厚くすると熱容量が大きくなるためボロメータへの入力電力が減少する。

これを解決する方法として、ボロメータに吸収体の代わりにアンテナを付けたアンテナ結合マイクロボロメータがある。アンテナ結合マイクロボロメータは、電磁波をアンテナで受信し、アンテナで生じる電流がボロメータに流れる時のジュール熱によってボロメータの温度が変化し、それによる抵抗変化を検知するデバイスである。

図 2.21 に示されるような形状のボロメータに電力 P の電磁波が照射されたときのボロメータの感度は、以下の式で表される。

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{R_B} \left(\frac{\partial R_B}{\partial P} \right) \times P = \frac{1}{R_B} \left(\frac{\partial R_B}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right) \times P \\ &= \alpha \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right) \times P \cong \frac{\alpha}{K_S \sqrt{2\pi A}} \times P \end{aligned} \quad (2.31)$$

ここで、 K_S は基板の熱伝導率、 A はボロメータの面積 ($A = LW$)、 L はボロメータの長さ、 W は幅、 α は抵抗温度変化係数 (TCR)、 R_B はボロメータの抵抗 ($R_B = \rho(L/Wt)$)、 ρ はボロメータの抵抗率である。式(2.31)を、

$$S = \frac{\alpha}{K_S \sqrt{2\pi A}} \times P = S' \times P \quad (2.32)$$

と表すと、素子の検出感度がボロメータ自身の感度 S' とボロメータへの入力電圧 P の

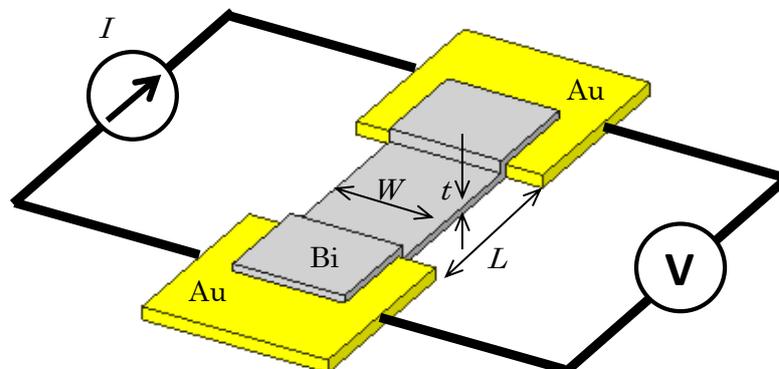


図 2.21 ボロメータ (Bi)の形状

積となっていることが読み取れる. このことはボロメータ検出デバイスの感度を上げるためには, ボロメータ材料の感度向上とともに, ボロメータ検出デバイスへの入力電圧を増加させる必要があることを示している. 検出感度を上げるためには, 抵抗温度変化係数 α の大きい材料を使う, 熱伝導率 K_S の小さい基板を使う, 基板とボロメータの接触面積 A を小さくする, 素子への入力電圧 P を大きくする, などが上げられる.

ボロメータへのテラヘルツ波の照射電力密度を P_0 とすると, 通常のボロメータの場合には入力電力 P は $P = P_0 \times A$ で与えられ, アンテナ結合ボロメータの場合は $P = P_0 \times A_e$ となる. ここで, $A_e = \lambda^2 G / 4\pi$ で与えられるアンテナの実効面積で, λ は照射波長, G はアンテナの利得である. このことから, 通常のボロメータの場合は入力電力 P を増加させるためにはボロメータの面積 A を大きくする必要があり, 感度を上げる条件である基板とボロメータの接触面積を小さくすることと相反する. しかし, アンテナ結合マイクロボロメータの場合は, A を小さくした状態でアンテナの実効面積 A_e を多くして入力電力を大きくすることができる[78].

第3章 2 波長検知アンテナの設計

3.1 フラクタル

3.1.1 フラクタル形状

自然界に存在する様々な形や、人類が考えてきた図形は大きく分けて2つに分類することができる。一つは特徴的な長さを持つ図形であり、もう一方は特徴的な長さを持たない図形である。正方形や円などの幾何学的な図形や、自動車、建物などの人工物にも各々特徴的な長さがある。一方、特徴的な長さを持たないものとして雲の形があげられる。湧き上がった雲の形は球に近い形に見えるかもしれないが、よく観察すると球とみなそうと思った形の中にもでこぼこがあり、さらに小さな球の集まりがみられる。すなわち、特徴的な長さを持つ図形を使って近似しようとするたびに実際の雲の形と比べて無視できないくらい大きなずれを生じ、それを減らすためには、無数に大きさの異なる図形を用意しなければならない。雲の他に特徴的な長さを持たないものの例として海岸線や樹木の形状などの、ギザギザとした複雑な形状があげられる。このような特徴的な長さを持たないような図形や構造、現象などの総称をフラクタルという[79]。フラクタルという概念はマンデルブロによって1975年に新しく作られた言葉で、語源はラテン語の形容詞 *fractus* である。*fractus* は、物が壊れて不規則な破片になった状態を表している。以下に代表的なフラクタルを説明する。

図 3.1 はコッホ曲線と呼ばれ、線分を3等分して、分割した2点を頂点とする正三角形の作図を無限に繰り返すことによって得られる図形である。コッホ曲線の作り方を図 3.2 に示す。まず、線分一本(第0段階)を3等分して、3等分したうちの中央の線分を1辺とする正三角形を描き、中央の線分を消す(第1段階)。第2段階では、第1段階でできた4個の線分について第1段階で行ったことと同じ操作を繰り返す。このときの線分の数は $16=4^2$ となり、それぞれの長さは $1/9 = (1/3)^2$ となる。このような操作を繰り返してできる曲線がコッホ曲線である[80]。

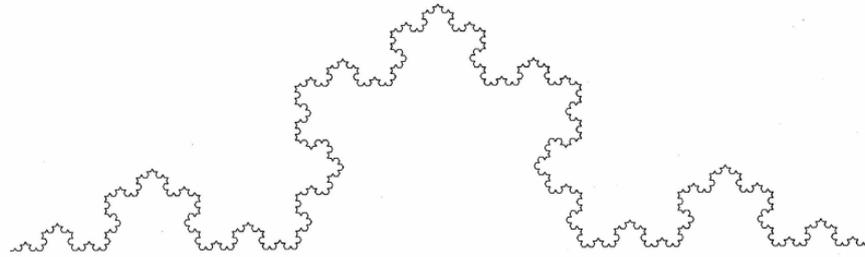


図 3.1 コッホ曲線[80]

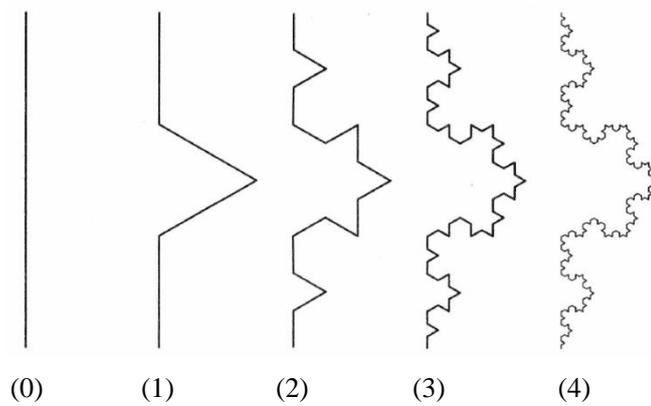


図 3.2 コッホ曲線の作り方[80]

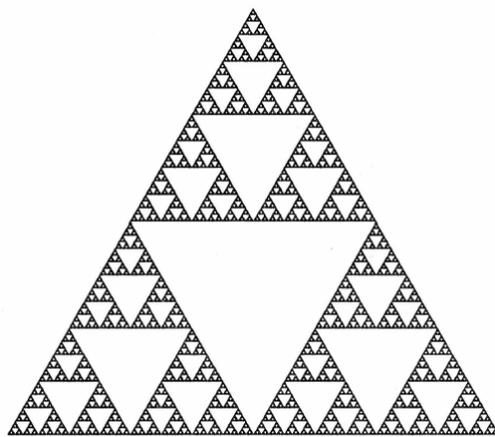


図 3.3 シェルピンスキー・ガスケット[80]

もう一つ別のフラクタル形状の例を示す．図 3.3 はシェルピンスキー・ガスケットと呼ばれる形状である．一辺の長さが 1 の正三角形の各辺の中点を結ぶと，一辺の長さが

1/2 の正三角形が 4 個できる．そのうちの真ん中の正三角形をくり抜くと，一辺が 1/2 の長さの正三角形 3 個からなる図形が得られる．次に残った 3 つの正三角形について同じことを繰り返すと図 3.3 のパターンとなる．

3.1.2 フラクタル次元

線分, 正方形, 立方体の次元を相似性に基づいて考える[81,82]. 図 3.4 のように線分, 正方形, 立方体の図形の辺を 2 等分する．線分は半分の長さの線分 2 個になる．正方形は 1 辺が 1/2 の長さの正方形が 4 個からなる．立方体は 1 辺が 1/2 の立方体が 8 個になる．すなわち, 線分, 正方形, 立方体は, 1 辺の長さがもとの長さの 1/2 の相似形 2, 4, 8 個によってなる．これは 2^1 , 2^2 , 2^3 と表すことができる．この指数 1, 2, 3 が図形の直感的な次元と一致する．この考え方をより一般化すると, ある図形が, 全体を $1/a$ に縮小した相似図形 a^D 個によって構成されているとき, この指数 D が次元の意味を持つ．この次元は相似性次元と呼ばれる．相似性次元 D は, 整数である必要はない．もし, ある図形が全体を $1/a$ に縮小した相似形 b 個によって成り立っているなら, $b = a^D$ より, 相似性次元は,

$$D = \frac{\log b}{\log a} \quad (3.1)$$

となる．

ここで, コッホ曲線の場合, 線分を 3 等分するので $a = 3$, また, 相似形の図形が 4 つ増えるため $b = 4$ となり, 相似性次元は $D = \log 4 / \log 3 = 1.2618\dots$ となる．また, シェルピンスキー・ガスケットの場合は, 線分を 2 等分するので $a = 2$, 相似形全体を 1/2 にした相似形が 3 つ増えるので $b = 3$ となり, 相似性次元は $D = \log 3 / \log 2 = 1.5849\dots$ となる．

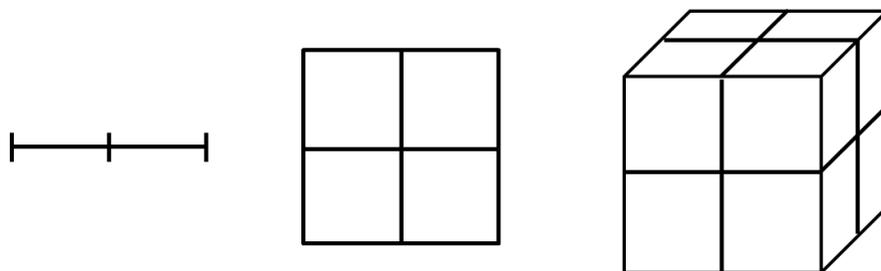


図 3.4 単位図形による次元の定義[81,82]

3.2 フラクタルアンテナ

フラクタル構造は科学と工学分野において様々な用途に応用できるポテンシャルを持っている。特にフラクタルの電磁放射・吸収の特性のチューニングは最も重要なアプリケーションの一つである。フラクタルは新しい分野の放射，伝搬，散乱現象を研究するために電磁気理論と結び付けられる[15,16]。フラクタル構造は有限の表面を枝分かれして広がっていく空間占有の性質と関連づけられるユニークな特性を持っており，それらの特性の一つに複数の周波数における共振がある。また，小さな面積で複数の共振ピークを持たせることができるフラクタルアンテナによって小さなアンテナを作ることができる。アンテナ分野へのフラクタルの初めてのアプリケーションは Kim と Jaggard によって報告された[17]。その後，シェルピンスキー・ガスケットやコッホ型などの様々なフラクタル形状がアンテナに適用されている[83,84]。

一例として，シェルピンスキー・ガスケット型のフラクタルアンテナを図 3.5 に示す。シェルピンスキー・ガスケット型のフラクタルアンテナはボウタイアンテナと形状が似ていることから注目され，Puente らによりマルチバンドモノポールアンテナとしての特性が検討された[85]。図 3.5 (a) はシェルピンスキー・ガスケットが形成される段階を示し，それぞれの繰り返し段階はステージと呼ばれる。このようにして形成されたスケールファクタ τ が 2 のときのフラクタルアンテナを図 3.5 (b) に示す。また，Miyamaru らによって，ガリウムヒ素基板上に作製した H 型フラクタルアンテナのテラヘルツ放射，吸収特性についての研究が報告されている[16,18,19]。

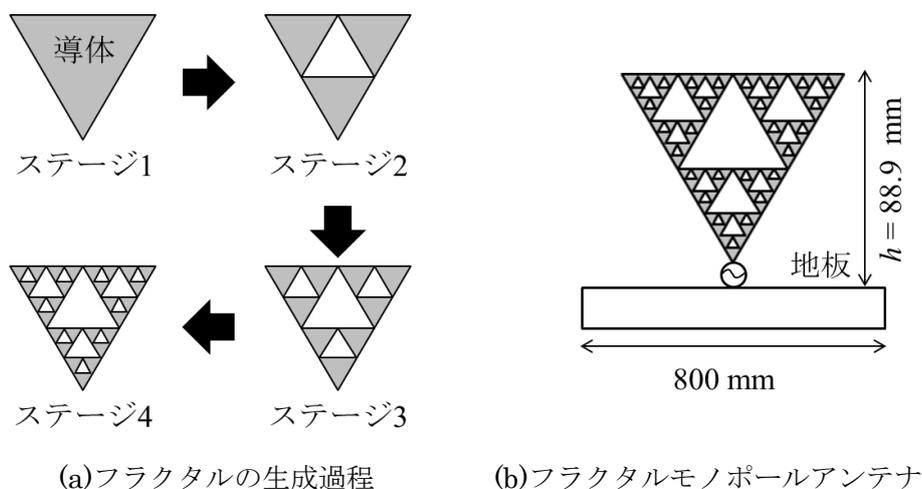


図 3.5 シェルピンスキー・ガスケット型フラクタルアンテナの例

3.3 アンテナの設計

2 波長帯で検知するマイクロボロメータの設計を行った. 2 波長帯で検知するアンテナとして H 型フラクタルアンテナを用いた. 図 3.6 に本論文で提案する H 型フラクタルアンテナ結合マイクロボロメータの模式図を示す. 図 3.6 に示されるデバイスは H 型フラクタルアンテナ, 定電流を流すバイアス線, ボロメータ材料である VO_x が SiO_2 膜付き Si 基板に形成されている. 熱コンダクタンスを小さくするためにアンテナ下部の Si 基板はエッチングにより除去されている.

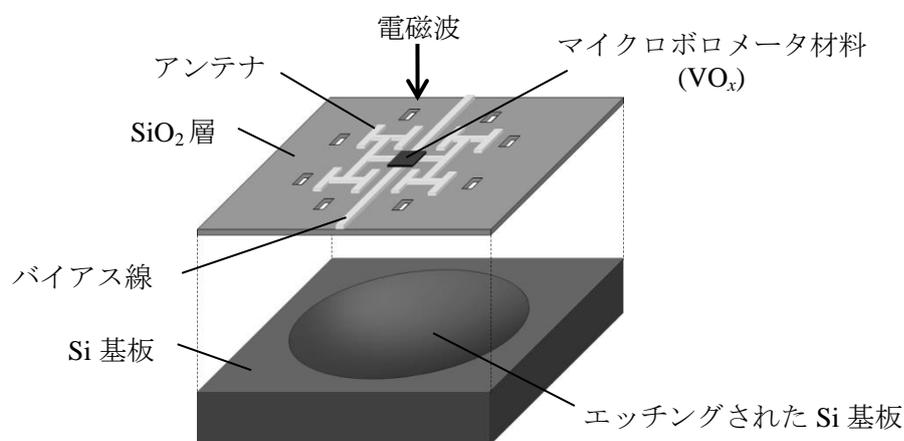


図 3.6 H 型フラクタルアンテナ結合デュアルバンドマイクロボロメータの概略図. SiO_2 層下のエッチングしたシリコン基板を示すために SiO_2 層を浮かせている.

検出する電磁波のターゲット波長を $125 \mu\text{m}$ と $500 \mu\text{m}$ とした. はじめに, シミュレーションによってアンテナの寸法を決定した. シミュレーションを行ったアンテナの概略を図 3.7 に示す. H 型フラクタルアンテナは 200 nm の SiO_2 膜を持つ Si 基板上に形成した. アンテナの材質は Au とし, その長さ, 幅は図 3.7 に示すようにそれぞれ, L_1 , L_2 , $2 \mu\text{m}$ とし, 厚さは 100 nm とした. アンテナ長 (L_1, L_2) はマイクロボロメータのターゲットとする共振波長によって決まり, L_1 と L_2 の長さを決めるために以下のダイポールアンテナと共振波長の関係式[86-88]を用いた.

$$L = \frac{0.48A}{\sqrt{\epsilon_e}} \lambda \quad (3.2)$$

ここで, λ は波長, L は波長 λ に共鳴するダイポールアンテナの長さ, $A = 1/(1 + W/L)$, $W (= 2 \mu\text{m})$ はアンテナ線幅, $\epsilon_e = (1 + \epsilon_r)/2$, ϵ_r は Si 基板の比誘電率 ($\epsilon_r = 11.669$) である.

式 (3.2) の関係式から計算されたアンテナ長 L_1 , L_2 はそれぞれ, $93.4 \mu\text{m}$ と $21.8 \mu\text{m}$ になった. はじめにそれらの寸法で, 電場が x 方向に振動 (偏波) する電磁波が $+z$ 方向から入射したときの吸収特性について有限要素法 (Finite Element Method; FEM) シミュレーションによる計算を行った. シミュレーションツールとして, COMSOL Multiphysics を用いた.

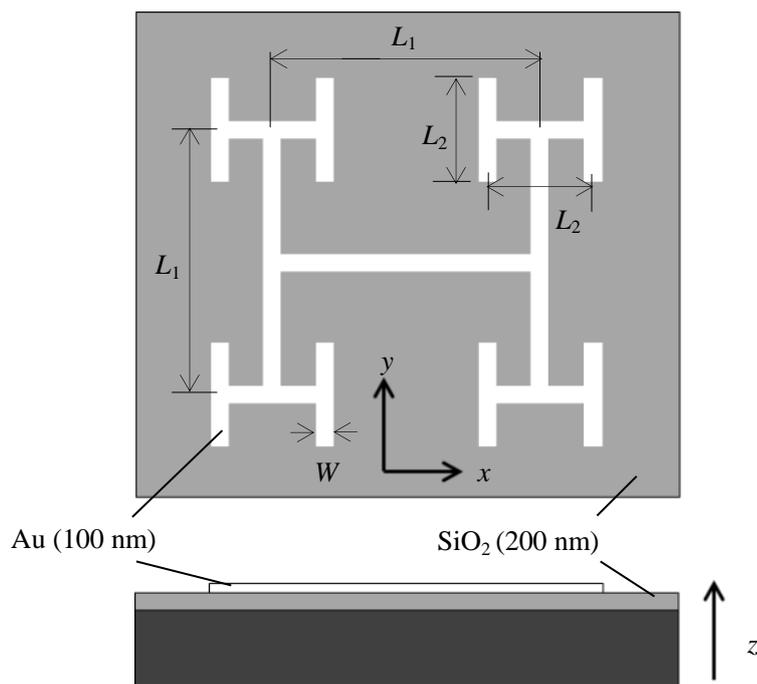


図 3.7 デュアルバンドマイクロボロメータの H 型フラクタルアンテナのシミュレーションモデル. $W (=2 \mu\text{m})$, L_1 , L_2 はそれぞれアンテナ線幅, アンテナ長さを表している.

3.4 有限要素法によるシミュレーション

有限要素法 (Finite Element Method; FEM) は, 1950 年代の初めに航空機産業界でアメリカとヨーロッパにおいてほぼ同じ時期に開発された. アメリカではボーイング社やベル・エアロスペース社が, またヨーロッパではイギリスのロンドン大学航空科のグループが有限要素法の元となるマトリックス構造解析法という解析手法の開発に成功した. 従来, 有限要素法は構造技術者が現場における技術計算や設計事務として行ってきた計算の手順をマトリックス代数と呼ばれる数学言語で組織的, 統一的に表したものである.

FEM は、偏微分方程式を近似的に解くことができる。工学的な立場からみると、有限要素法は構造、伝熱、流体、電磁場などの工学分野の諸問題を数値シミュレーションにより解く方法といえる。有限要素法の基本的な概念は解析対象となる領域を有限要素 (finite element) に分割したうえで近似解を求めるというものである。有限要素法の特徴について、図 3.8 に示す有孔平板の温度分布を求める問題を例にして説明する。有限要素は単に要素 (element) とも表現され、図 3.8 に示すように接点 (node) で複数の要素がつながっている。このように対象を要素に分割したものを有限要素メッシュ (finite element mesh) と呼び、有限要素メッシュを作成することをメッシュ生成 (mesh generation) という。有限要素法ではコンピュータプログラムを用いて近似解を求めることができる。変数の数は接点の数に等しい。適度な精度の近似解を求めるためには、数千もの接点が必要になり、このような計算を行うためにはコンピュータが必要になってくる。一般的に近似解の精度は要素(および接点)の数が増えるにつれて良くなるが、それに伴い計算時間が増加する。

その他の問題でも、同様にしてメッシュで構造や部品の幾何形状を作成して、有限要素法で解くべき代数方程式を導出することとなり、電磁波の問題ではポテンシャル場になる[89,90].

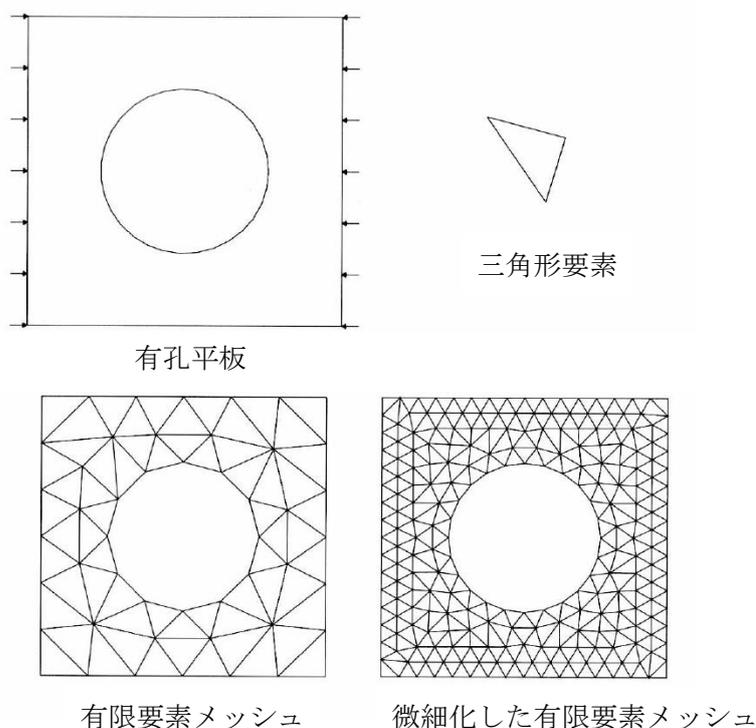


図 3.8 有孔平板の幾何形状と荷重条件，有限要素メッシュ[89]

3.5 シミュレーションによるアンテナの吸収特性

シミュレーションを行った H 型フラクタルアンテナのメッシュ生成前のデバイスのモデルを図 3.9 に示す。異なる材質ごとに区切られた領域を形成している。図 3.9 の手前側の領域は内部の状態を見やすくするために非表示としている。中央部に H 型フラクタルアンテナがあり、その下層に SiO₂ 層及び Si 層で構成されている。また、アンテナの上部の領域は Air で構成されている。青塗りで表示された外周部の領域は完全整合層 (Perfectly Matched Layer; PML) と呼ばれる領域に設定している。PML は比較的広い入射角の範囲で平面波の反射が小さくなるように埋め込まれる吸収媒質であり、電磁波の界分布を有限の領域に制限する[91]。シミュレーションの精度を上げるために、PML の厚さ t_p は計算する最大波長と同じサイズに設定し、またアンテナ端から PML 層までの距離 d_{AP} は 1/4 波長以上の距離を設けた。

シミュレーションのモデルで設定した材質のパラメータ値を表 3.1 に示す。

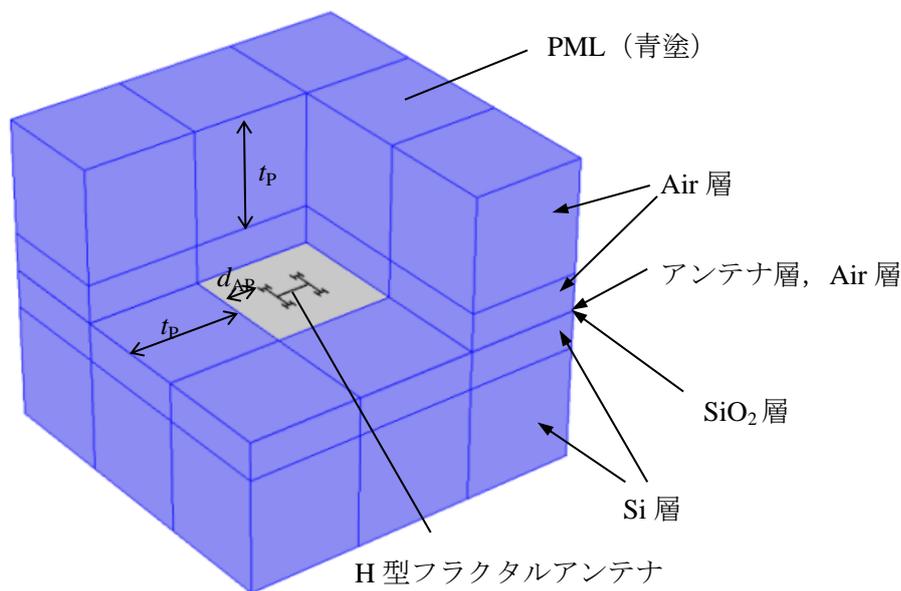


図 3.9 シミュレーションを行った H 型フラクタルアンテナのメッシュ生成前のモデル

表 3.1 シミュレーションで作成したモデルの材質のパラメータ値

	Air	Au	SiO ₂	Si
導電率[S/m]	0	45.6×10 ⁶	0	1×10 ⁻¹²
比誘電率	1	1	4.2	11.669
比透磁率	1	0.999	1	1

有限要素法では、解析対象をメッシュとよばれる要素に分割して計算を行う。メッシュ生成後の H 型フラクタルアンテナのシミュレーションモデルを図 3.10 に示す。メッシュの最大サイズは、計算する波長の最大波長 λ_{\max} を用いて、

$$\frac{\lambda_{\max}}{n\sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.3)$$

で表される値、あるいはそれ以下のサイズでシミュレーションを行った。ここで、 n は整数値であり、シミュレーションの精度を上げるために 10~12 の値に設定した。 ϵ_r はモデルで設定された材質の比誘電率であり、 ϵ_r 中の電磁波の波長は $1/\sqrt{\epsilon_r}$ 倍になるため、メッシュサイズもそれに合わせて $1/\sqrt{\epsilon_r}$ 倍としている。PML は内部領域から外部領域領域に向かって 7 分割した。アンテナ内部については図 3.11 に示すようにアンテナの線幅をおよそ 3 分割する程度でメッシュの設定を行った。

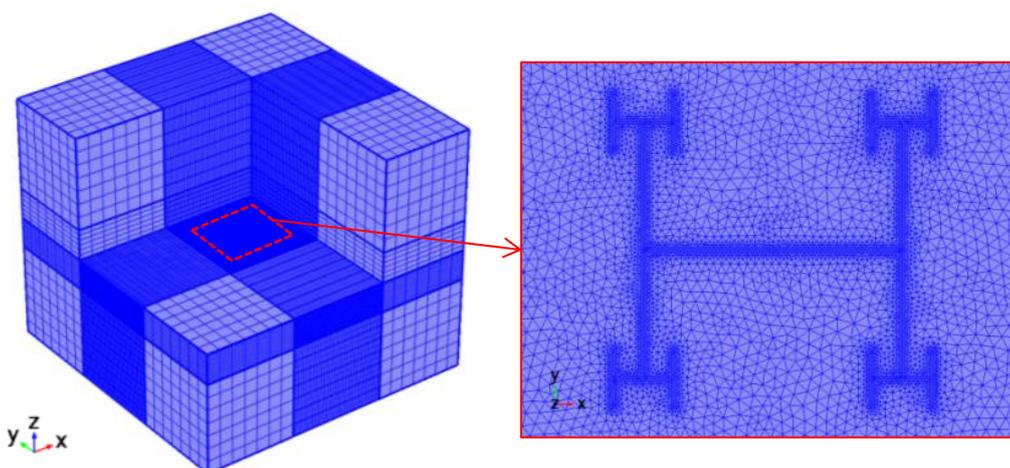


図 3.10 メッシュ生成後のアンテナのシミュレーションモデル

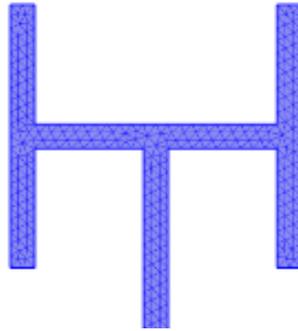


図 3.11 メッシュ生成後のアンテナ部のシミュレーションモデル

なお、一つのシミュレーションモデルで全波長をシミュレーションしようとする、メッシュ生成後の要素数が多くなり、多くのメモリと時間が必要となる。そのため、計算を行う波長範囲をいくつかに分けてシミュレーションを行った。有限要素法によるシミュレーションによって下式で表される抵抗損失 P_h を計算した。

$$P_h = \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV \quad (3.4)$$

ここで \mathbf{J} は電流密度、 \mathbf{E} は電場を表す。抵抗損失は物質中の熱放出になる。

シミュレーションにより得られた抵抗損失の波長依存性の計算結果を図 3.12 に示す。抵抗損失のピーク波長、すなわち共振波長は $250 \mu\text{m}$ と $1363 \mu\text{m}$ に位置している。共振波長は狙いの波長よりも長波長側に位置していた。そこで、シミュレーションによって

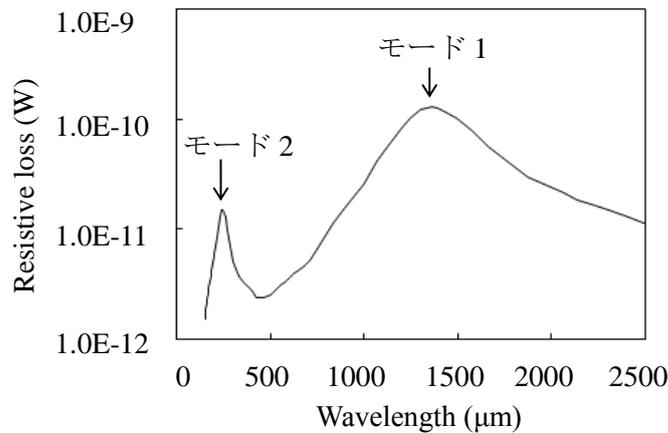


図 3.12 x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向に入射したときの抵抗損失のシミュレーション結果 ($L_1 = 93.4 \mu\text{m}$, $L_2 = 21.8 \mu\text{m}$, $W = 2 \mu\text{m}$ の場合)

共振波長における電流経路を確認した．図 3.13 にシミュレーションによって得られた電流密度分布を示す． $1363\ \mu\text{m}$ （モード 1）の共振波長におけるモード 1 のシミュレーション結果を図 3.13 (a.1) に示す．モード 1 において，電流はアンテナの L_1 と L_2 両方の部分の流れており，電流は図 3.13 (a.2) で表される経路をとるため，電流経路の長さは $2(L_1+L_2)$ になる．一方，共振波長 $250\ \mu\text{m}$ （モード 2）の電流密度分布は図 3.13 (b.1) で表され，主に電流は図 3.13 (b.2) に示されるように L_2 部分の小さな H 型アンテナのみを流れており，その電流経路の長さは $2L_2$ となる．

長波長側の電流の共振経路長である $2(L_1 + L_2)$ が，式 (3.2) から得られた $500\ \mu\text{m}$ に共振するダイポールアンテナ長 $93.4\ \mu\text{m}$ と等しいとすると，

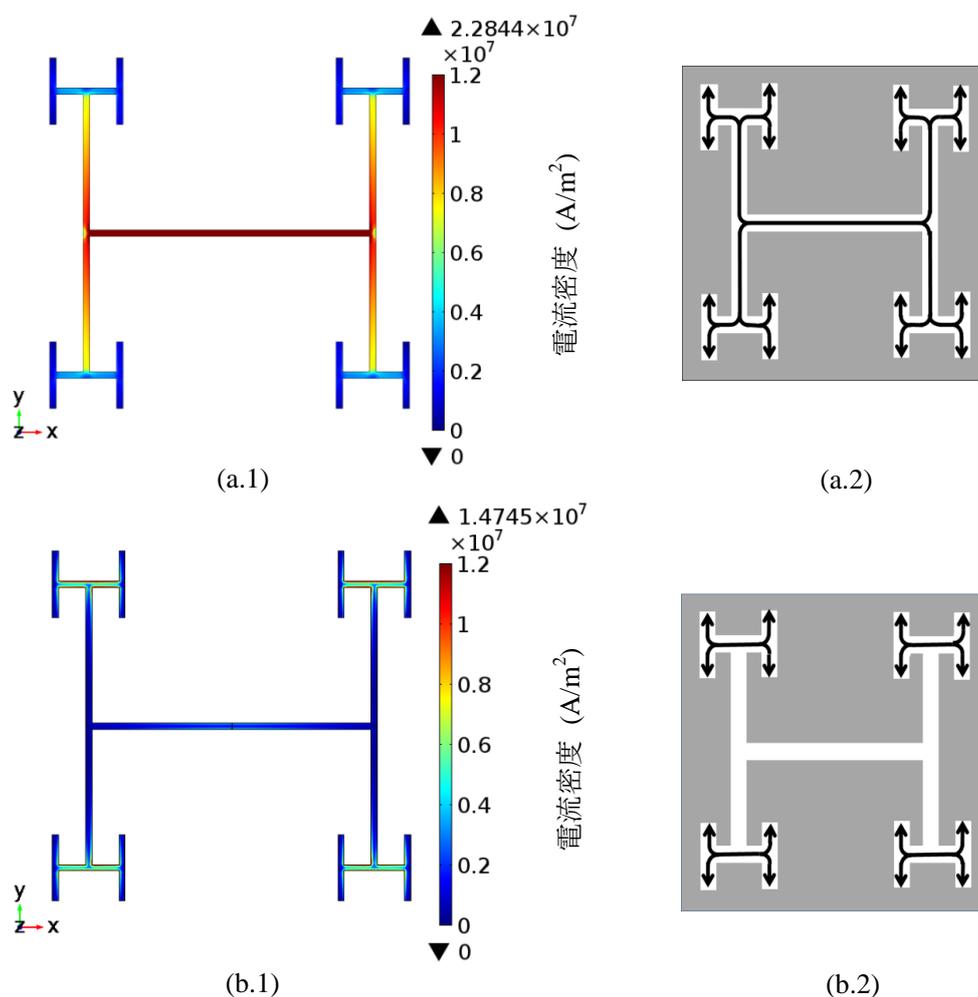


図 3.13 各々の共振波長における電流経路（黒矢印）の模式図．モード 1 における電流密度 (a.1) とその時の電流経路の模式図 (a.2)，モード 2 における電流密度 (b.1) とその時の電流経路の模式図 (b.2) を表している．

$$2(L_1 + L_2) = 93.4, \quad (3.5)$$

と表すことができる．同様にして，短波長側の電流の共振経路長である $2L_2$ が，式(3.2)から得られた $125 \mu\text{m}$ に共振するアンテナ長 $21.8 \mu\text{m}$ と等しいとすると，以下のように表すことができる．

$$2L_2 = 21.8, \quad (3.6)$$

上記の式 (3.5) と式 (3.6) を解くと，アンテナ長はそれぞれ $L_1 = 35.8 \mu\text{m}$ ， $L_2 = 10.9 \mu\text{m}$ となる．

アンテナ長 L_1 ， L_2 の寸法がそれぞれ $35.8 \mu\text{m}$ ， $10.9 \mu\text{m}$ の寸法のシミュレーションのためのモデルを作成し，有限要素法によって吸収スペクトルを計算した．計算した結果を図 3.14 の破線で示す．共振波長はまだ設計値の $125 \mu\text{m}$ と $500 \mu\text{m}$ からは少しずれがあり， $115 \mu\text{m}$ と $545 \mu\text{m}$ であった．それらの不一致はアンテナの寄生容量によってもたらされたと推測される．アンテナの共振波長をより目標の共振波長に合わせるため，アンテナ長を変化させてシミュレーションを行い，アンテナ長 L_1 と L_2 がそれぞれ $30 \mu\text{m}$ と $11.8 \mu\text{m}$ のときにアンテナの共振波長は狙い値である $125 \mu\text{m}$ と $500 \mu\text{m}$ により近い $125 \mu\text{m}$ と $491 \mu\text{m}$ になった．その時の吸収スペクトルを図 3.14 に実線で示す．モード 2 の抵抗損失はモード 1 の抵抗損失よりも小さい．モード 2 で誘起される電流がモード 1 のそれよりも小さく，また電流が流れる範囲が狭いためであると考えられる．図 3.15 はそれぞれ (a) モード 1 と (b) モード 2 のピーク波長における電流密度分布を示す図である．

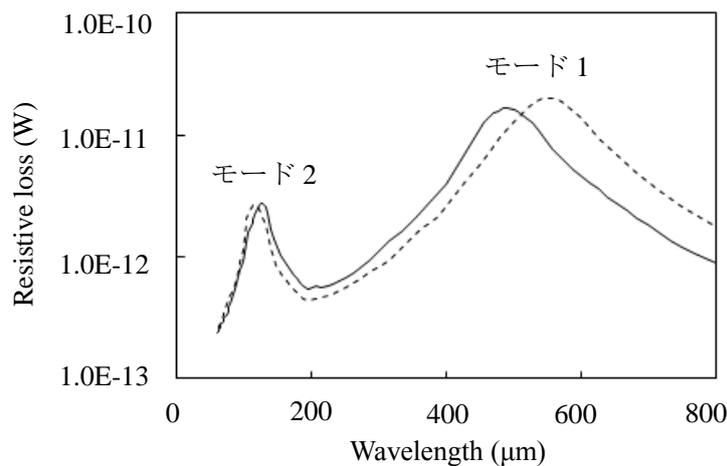


図 3.14 x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射したときの抵抗損失のシミュレーション結果 (破線は $L_1 = 35.8 \mu\text{m}$ ， $L_2 = 10.9 \mu\text{m}$ の場合，実線は $L_1 = 30 \mu\text{m}$ ， $L_2 = 11.8 \mu\text{m}$ の場合)

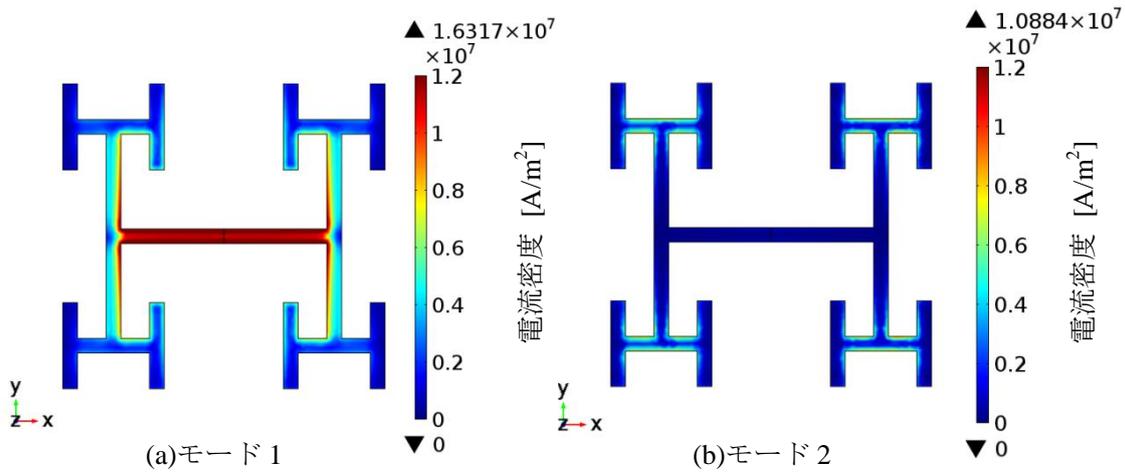


図 3.15 アンテナサイズが $L_1 = 30 \mu\text{m}$, $L_2 = 11.8 \mu\text{m}$, $W = 2 \mu\text{m}$ のときの電流密度分布 ((a) $491 \mu\text{m}$, (b) $125 \mu\text{m}$)

3.6 デバイス作製

H 型フラクタルアンテナのデュアルバンド検出特性を確認するために、設計した H 型フラクタルアンテナの作製を行った. H 型フラクタルアンテナの作製プロセスを図 3.16 に示す. 共振波長をより容易に検出しやすくするため, H 型フラクタルアンテナを 2 次元アレイ状に配列した. 初めに, 200 nm の SiO_2 層を持った Si 基板上にアンテナとバイアス線を電子ビーム (Electron beam; EB) リソグラフィー技術とリフトオフプロセス



(a) SiO_2 層付き Si 基板



(b) アンテナアレイ形成

■ Si ■ SiO_2 □ Cr/Au

図 3.16 H 型フラクタルアンテナアレイの作製プロセスフロー

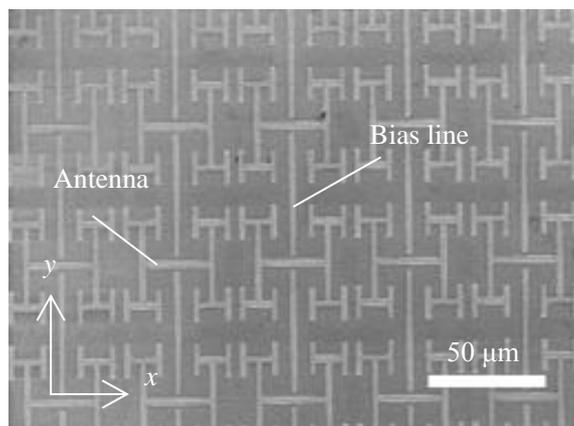


図 3.17 H型フラクタルアンテナアレイの SEM 画像

スによって形成する．アンテナは 5 mm 角のエリア内に 50 μm ピッチでパターンニングされている．アンテナとバイアス線で構成される金属層は 50/100 nm の Cr/Au 層から構成される．作製した H 型フラクタルアンテナアレイの SEM 画像を図 3.17 に示す．

3.7 測定方法

作製したデバイスの電磁波に対する透過特性をフーリエ変換赤外分光法とテラヘルツ時間領域分光法により測定した．

3.7.1 フーリエ変換赤外分光法

フーリエ変換赤外分光器 (Fourier Transform Infrared spectrometer; FT-IR) は物質の静的な分光スペクトルの測定に広く使用されている．FT-IR は光の干渉とフーリエ変換を利用した分光方法である．すなわち，放射光束を 2 つのパスに分けて干渉させ，強度検出型の検出器で得られた干渉パターンをフーリエ変換することで入射光束のスペクトルを観測する[92]．

干渉を用いた分光の原理について説明する．図 3.18 のようなマイケルソン干渉計に単色の光源からの光を入射すると，可動鏡を動かすことによって光路 1 と光路 2 の光路長の違いに応じて干渉の強弱のパターンが発生する．光源が単色の場合には理想的には干渉パターンは三角関数になり，フーリエ変換を行うと単色のスペクトルとして再現される．

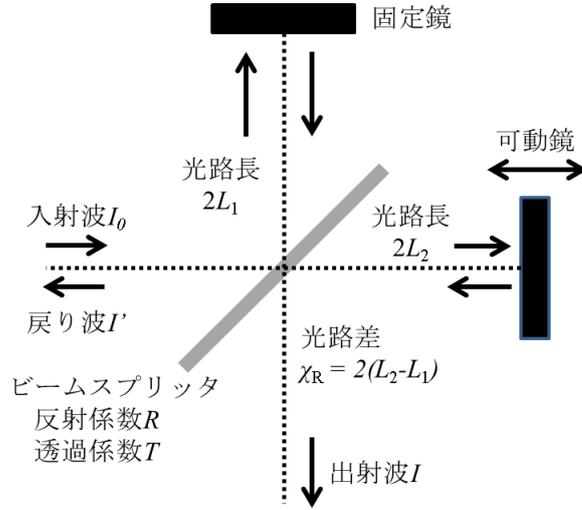


図 3.18 マイケルソン干渉計

図 3.18 で入射波強度（振幅）を I_0 ，検出強度（振幅）を I ，固定鏡側の光路長を $2L_1$ ，可動鏡側の光路長を $2L_2$ ，ビームスプリッタの反射係数を R ，透過係数を T とし，光源からの光の各振動数を ω とすると，固定鏡および可動鏡から検出側に出る光の強度（振幅）はともに I_0RT となる．

このとき，ある時刻 t での射出側へ抜ける固定鏡からの光，可動鏡からの光はそれぞれ下記のように表すことができる．

$$I_0RT \sin\left(\omega t + 2\pi \frac{2L_1}{\lambda}\right) \quad (3.7)$$

$$I_0RT \sin\left(\omega t + 2\pi \frac{2L_2}{\lambda}\right) \quad (3.8)$$

よって， I は以下のように表すことができる．

$$\begin{aligned} I &= I_0RT \left\{ \sin\left(\omega t + 2\pi \frac{2L_1}{\lambda}\right) + \sin\left(\omega t + 2\pi \frac{2L_2}{\lambda}\right) \right\} \\ &= 2I_0RT \cos\left(2\pi \frac{L_2 - L_1}{\lambda}\right) \sin\left(\omega t + 2\pi \frac{L_1 + L_2}{\lambda}\right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

検出強度 S は $|I|^2$ の時間平均であるから，

$$S(x_R) = 2(I_0RT)^2 \left(1 + \cos 2\pi \frac{x_R}{\lambda}\right) \quad (3.10)$$

ここで， $x_R = 2(L_2 - L_1)$ は光路差である．波長の逆数を波長 $\sigma = 1/\lambda$ で表すと，

$$S(x_R) = 2(I_0RT)^2(1 + \cos 2\pi x_R \sigma) \quad (3.11)$$

となる．たとえば，ビームスプリッタの透過率及び反射率がそれぞれ 0.5 のときには， $R^2 = T^2 = 0.5$ であるため，

$$S(x_R) = \frac{I_0^2}{2}(1 + \cos 2\pi x_R \sigma) \quad (3.12)$$

となる．よって，検出器出力の AC 成分を可動鏡の掃引距離でフーリエ変換すると波数で表現されるスペクトルが得られる．光源が単色の場合には波長 λ に対応する鋭いピークが生じるが，白色光の場合，各波長の重ね合わせとなるため広帯域のスペクトルが一度に得られる．

3.7.2 テラヘルツ時間領域分光法

テラヘルツ波とは一般的には波長が 30 μm ～3 mm，周波数にすると 100 GHz～3 THz の電磁波のことを指す．テラヘルツ波は赤外線の一部からマイクロ波の手前までの周波数領域に位置している [93,94]．光は波長が短く回折しにくいのに対して，電波は波長が長いので回折の効果が大きく障害物を回り込んで直進する．テラヘルツ波は回折に関しては光と電波の間の特徴を持っており，回折の影響はみられるが光と同じようにミラーやレンズを用いて光学系を組み立てることができる．テラヘルツ波はプラスチック，セラミック，紙，シリコン（ケイ素； Si）などを比較的良く通すことが知られており，普段我々がみることができないものでもテラヘルツ波を使うと見えてくるものがある．また，赤外線と同じように物質に対して特定の吸収スペクトルが現れる．

テラヘルツ波の計測方法の一つにテラヘルツ時間領域分光法 (terahertz time-domain spectroscopy; THz-TDS) と呼ばれる方法がある．この計測方法は半導体にフェムト秒の光パルス照射してパルス状のテラヘルツ波の発生，検出を行う研究が進められた結果確立した方法である．THz-TDS はテラヘルツパルス波を試料に透過または反射させた場合と試料を挿入しない場合についてテラヘルツ波の時間波形を観測して，観測したテラヘルツ波パルス波形のフーリエ変換後のスペクトル比から THz 帯の吸収スペクトルを得る．図 3.19 に典型的な THz-TDS の構成を示す．

電磁波の振幅波形を $E(t)$ とすると，そのフーリエ変換スペクトルは，

$$\begin{aligned} E(\omega) &= r(\omega) \exp(-i\theta(\omega)) \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt \end{aligned}$$

$$r(\omega) = |E(\omega)|$$

$$\theta(\omega) = -\arg E(\omega) \quad (3.13)$$

と表すことができる. 試料を挿入するときと挿入しないときのフーリエ変換スペクトルをそれぞれ sam と ref で表すと, 振幅透過率 $t(\omega)$ は,

$$t(\omega) \equiv \frac{E_{sam}(\omega)}{E_{ref}(\omega)} \equiv \frac{r_{sam}}{r_{ref}} \exp\{-i(\theta_{sam} - \theta_{ref})\} \quad (3.14)$$

で与えられる. 試料が平板状でその複素誘電率を $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) - i\chi(\omega)$, 試料の厚さを d とする. はじめは簡略化するために THz 電磁波パルスの試料内での多重反射パルスを無視できるとすると, その振幅透過率 $t_1(\omega)$ はと表すことができる.

$$\begin{aligned} t_1(\omega) &= t_{as} t_{sa} \exp\left\{-\frac{i\omega(\tilde{n}(\omega) - 1)}{c}\right\} \\ &= \frac{4\tilde{n}(\omega)}{(\tilde{n}(\omega) + 1)^2} \exp\left\{-\frac{i\omega(\tilde{n}(\omega) - 1)}{c}\right\} \exp\left\{-\frac{\omega dx(\omega)}{c}\right\} \end{aligned} \quad (3.15)$$

ここで t_{as} , t_{sa} はそれぞれ空気 (真空) から試料へ, 試料から真空側への振幅透過率で, それぞれ以下の式で与えられる.

$$t_{as} = \frac{2}{\tilde{n}(\omega) + 1}, \quad t_{sa} = \frac{2\tilde{n}(\omega)}{\tilde{n}(\omega) + 1} \quad (3.16)$$

多重反射を無視できるのは, 試料の厚さ d が大きく, 測定の間窓にテラヘルツ波パルスの多重反射の信号が入らない場合, あるいは試料内の吸収が多く多重反射の影響が無視できる場合などである. 試料内での m 回多重反射を考慮するときの振幅透過率 $t_m(\omega)$

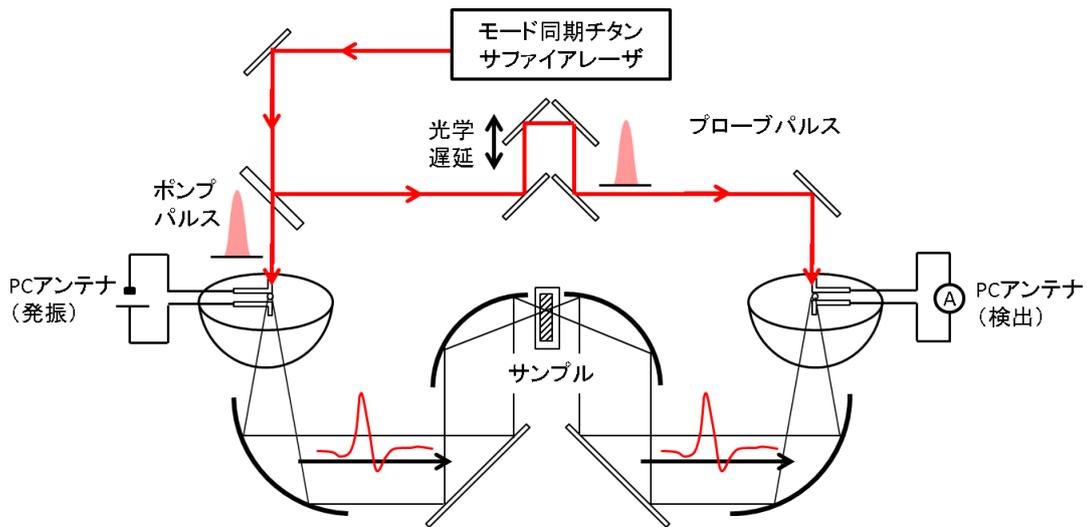


図 3.19 THz 電磁波パルスの発生と検出を行う実験装置 (THz-TDS) の模式図

は,

$$t_m(\omega) = t_1(\omega) \sum_{l=0}^m r_{as}^{2l} \exp\left\{-\frac{i2l\omega d\tilde{n}(\omega)}{c}\right\} \quad (3.17)$$

で与えられる. ここで, r_{as} は空気と試料の界面での振幅反射率であり, 次式で与えられる.

$$r_{as} = r_{sa} = \frac{\tilde{n}(\omega) - 1}{\tilde{n}(\omega) + 1} \quad (3.18)$$

無限回反射の場合の振幅透過率 $t_\infty(\omega)$ は次式となる.

$$t_\infty(\omega) = \frac{t_1(\omega)}{1 - r_{as}^2 \exp\left\{-\frac{i\omega 2d\tilde{n}(\omega)}{c}\right\}} \quad (3.19)$$

無限回反射は試料の厚さがテラヘルツ波のパルス幅に比べて十分に小さい場合に適用可能である. 一般に式 (3.15), (3.17), (3.19) は陽には解けないため, 適当な式変形を行い逐次的に解を求める.

複素誘電率 $\tilde{n} = n - i\kappa$ と吸収係数 α , 複素誘電率 $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 - i\epsilon_2$, 複素電気伝導率 $\tilde{\sigma} = \sigma_1 - i\sigma_2$ の関係を示す. 強度透過率 $T(\omega)$ あるいは吸収 $A(\omega)$ の周波数依存性は振幅の減衰から,

$$\begin{aligned} T(\omega) &\equiv t^2(\omega) = 1 - A(\omega) \\ &= \frac{r_{sam}^2}{r_{ref}^2} = \exp\left(-2\frac{\omega d\kappa(\omega)}{c}\right) \\ &\equiv \exp(-\alpha(\omega)d) \end{aligned} \quad (3.20)$$

で与えられる. ここで $\alpha(\omega)$ は吸収係数 (自然対数を基底とする) であり, 屈折率の虚部 $\kappa(\omega)$ (消衰係数) とは以下の関係がある.

$$\tilde{n}(\omega)^2 = \tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_\infty - i\frac{\tilde{\sigma}(\omega)}{\omega\epsilon_0} \quad (3.21)$$

$$\epsilon_1(\omega) = n(\omega)^2 - \kappa(\omega)^2 \quad (3.22)$$

$$\epsilon_2(\omega) = 2n(\omega)\kappa(\omega) \quad (3.23)$$

ここで, ϵ_∞ はテラヘルツ帯よりも十分高周波数領域での試料の誘電率, ϵ_0 は真空の誘電率である.

図 3.20 に THz-TDS で計測されたテラヘルツパルス波形の一例を示す. サンプルによって異なるテラヘルツ波パルス波形が計測され, その後フーリエ変換により強度スペクトルと位相スペクトルに分解される. テラヘルツパルスを試料に透過させたときと透過させない場合の強度スペクトル比からテラヘルツ波の吸収量や反射量を算出する.

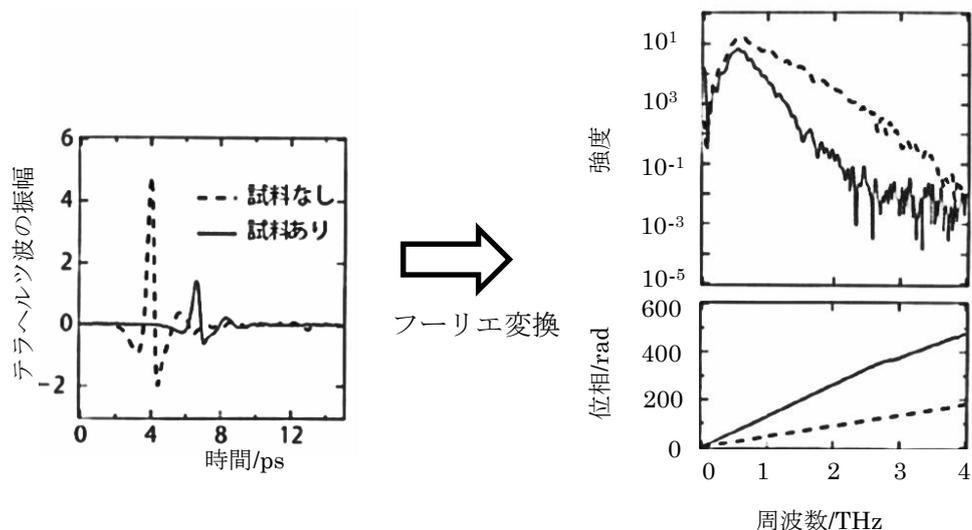


図 3.20 THz-TDS で得られる信号例[95]

3.8 測定結果

作製した H 型フラクタルアンテナの透過特性は図 3.21 に示される FT-IR と図 3.22 に示される THz-TDS によって測定された.



図 3.21 FT-IR の装置の写真



図 3.22 THz-TDS の測定セットアップ写真

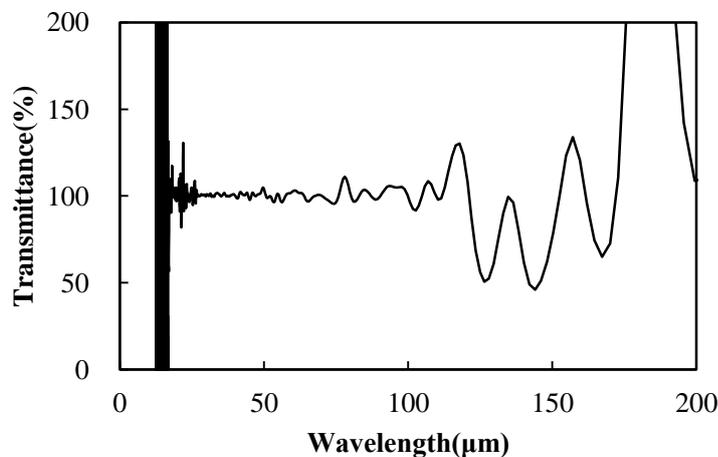


図 3.23 FT-IR で SiO₂ 付き Si 基板を 2 回測定し、強度比に換算したグラフ

図 3.23 に FT-IR で SiO₂ 付き Si 基板を 2 回測定して 1 回目と 2 回目の比を計算した結果を示している. 20 μm から 110 μm あたりまではおよそ 100%の値になっているがその範囲を外れると 100%からずれが見られており、ノイズが大きいことがわかる.

図 3.24 に x 方向に偏波した電磁波に対するアンテナアレイの透過率を示す. アンテナアレイの透過率は、アンテナアレイが形成された部分の透過率をアンテナアレイのない箇所の Si 基板の透過率で割った値となる. 赤線は FT-IR によって測定された透過率を表しており、青線は THz-TDS によって測定された透過率を示している.

アンテナがある箇所の透過率のディップはおよそ 110 μm と 512 μm にみられる. すなわち、それらの波長帯における電磁波がアンテナで吸収されたと考えることができる. 透過特性のディップ (110 μm , 512 μm) の波長とシミュレーションによる抵抗損失のピーク (125 μm , 491 μm) はおおよそ一致している. これらのことから、シミュレーションと実験両方で H 型フラクタルアンテナアレイが 2 つの波長で感度をもつことが確認され

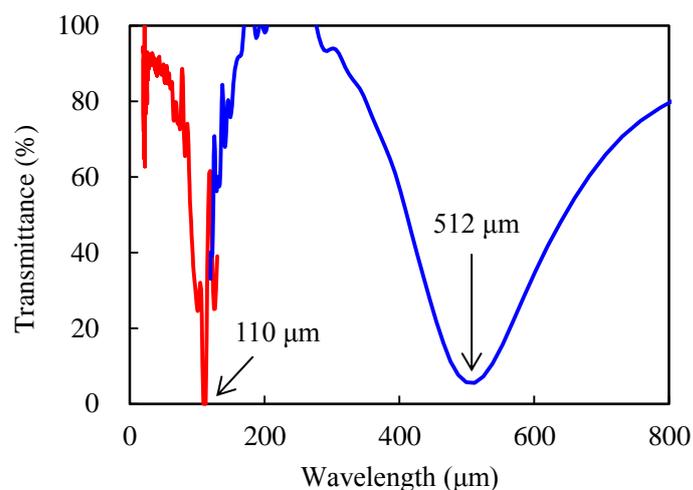


図 3.24 x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射したときの透過スペクトルの測定結果. 赤線と青線はそれぞれ FT-IR, THz-TDS の結果を表している.

た. しかしながら, シミュレーション結果と実験結果にはわずかに共振波長に差異がみられた. すなわち, シミュレーションによる長波長側の共振波長は実験結果の共振波長よりも波長が短くなっている. 一方, シミュレーションによる短波長側の共振波長は, 実験による短波長側の共振波長よりも波長が短い.

そこで, 作製したアンテナの寸法を測定したところ設計した寸法と異なっていた. 設計寸法と異なる原因として, EB リソグラフィ工程の際にフォトレジストパターンにずれが生じた可能性が考えられる. 作製した H 型フラクタルアンテナの寸法をシミュレーションモデルに反映し, 再度シミュレーションを行った. 図 3.25 が実際に測定した H 型フラクタルアンテナの寸法のモデルであり, モデル A と呼ぶ. このモデル A のアンテナサイズでシミュレーションを行った結果を図 3.26 に示す. 共振波長は $136 \mu\text{m}$ と $504 \mu\text{m}$ であった. シミュレーションによる長波長側の共振波長 $504 \mu\text{m}$ は測定結果の共振波長 $512 \mu\text{m}$ とほぼ一致している. しかしながら, 抵抗損失のシミュレーション結果から短波長側の共振波長 $136 \mu\text{m}$ は測定結果から得られた共振波長 $110 \mu\text{m}$ とは差があった. シミュレーション結果と測定結果の違いは, シミュレーションモデルはアンテナが 1 つある場合をモデリングしているのに対して, 測定したサンプルはアンテナとバイアス線からなり, さらにアレイ状になっていることに起因している可能性がある.

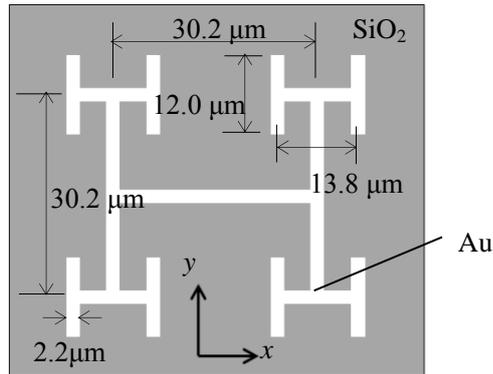


図 3.25 作製した H 型フラクタルアンテナの寸法をもとにして作成したシミュレーションモデル (モデル A)

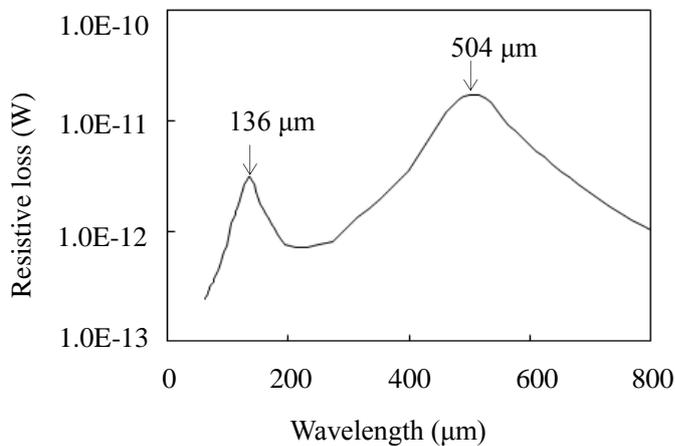


図 3.26 モデル A のアンテナに x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射したときの抵抗損失のシミュレーション結果

次に, $+z$ 方向から進行する y 方向に偏波した電磁波がアンテナに入射したときの電磁波の透過特性についても検証を行った. 図 3.27 にモデル A について, y 方向に偏波した電磁波に対する吸収スペクトル (抵抗損失) のシミュレーション結果を示す. 図 3.27 より $65 \mu\text{m}$ と $333 \mu\text{m}$ に共振波長があることがわかる. $65 \mu\text{m}$ と $333 \mu\text{m}$ におけるアンテナ内の電流密度分布を図 3.28 に示す. 図 3.28 (a) は $333 \mu\text{m}$ における電流密度分布であり, y 軸と平行な L_1 長さのアンテナ部と L_2 の長さのアンテナ部を電流が流れていることがわかる. 一方, 図 3.28 (b) の $65 \mu\text{m}$ における電流密度分布から, y 軸と平行な L_2 の長さのアンテナ部に主に電流が流れていることがわかる.

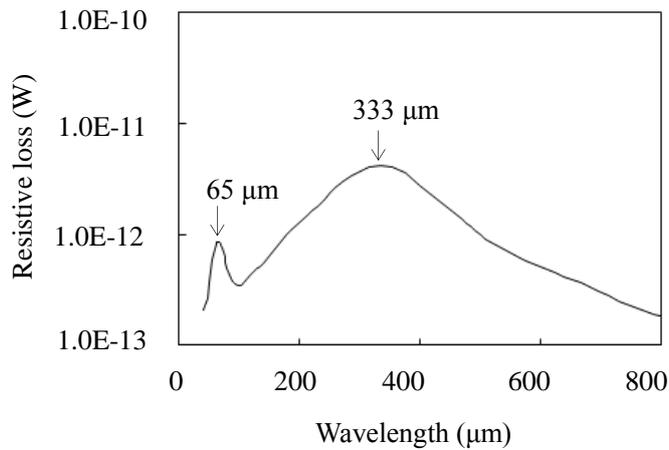


図 3.27 作製されたアンテナの実寸法をもとにして作成したモデル A の y 方向に偏波した電磁波が+z 方向から入射したときの抵抗損失のシミュレーション結果

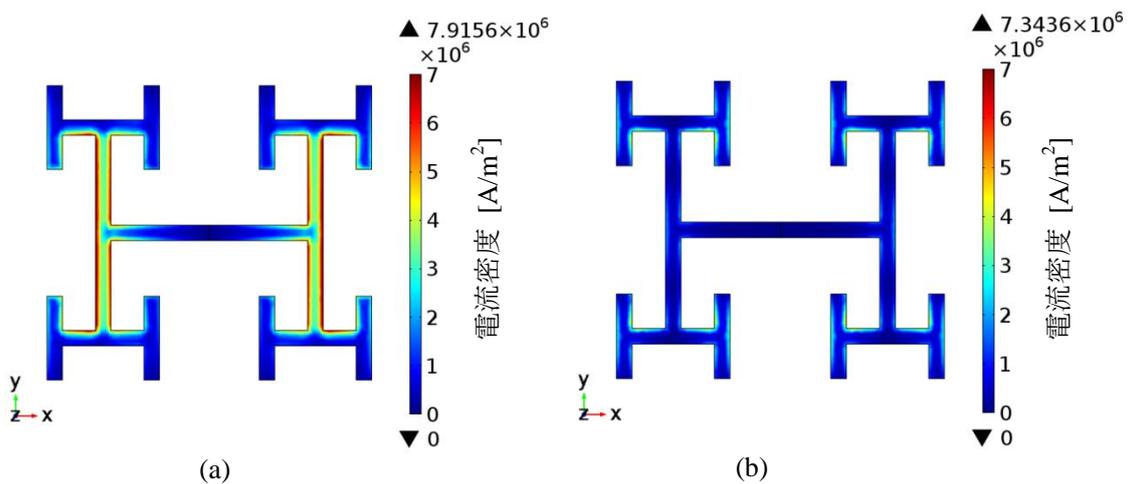


図 3.28 作製されたアンテナの実寸法をもとにして作成したモデル A の y 方向に偏波した電磁波が+z 方向から入射したときの電流密度分布のシミュレーション結果

次に、作製した H 型フラクタルアンテナの y 方向に偏波した電磁波に対するアンテナアレイの透過率の測定結果を図 3.29 に示す。図 3.29 において赤線は FT-IR による測定結果、青線は THz-TDS による測定結果である。測定結果では $48 \mu\text{m}$, $191 \mu\text{m}$, $259 \mu\text{m}$ に透過率のディップがみられるのに対して、抵抗損失のシミュレーション結果では 2 つの波長帯 ($65 \mu\text{m}$, $333 \mu\text{m}$) でのみ共振ピークを持つ。さらに、シミュレーションによって得られた共振波長は測定によって得られた透過特性のディップ波長と異なっていた。

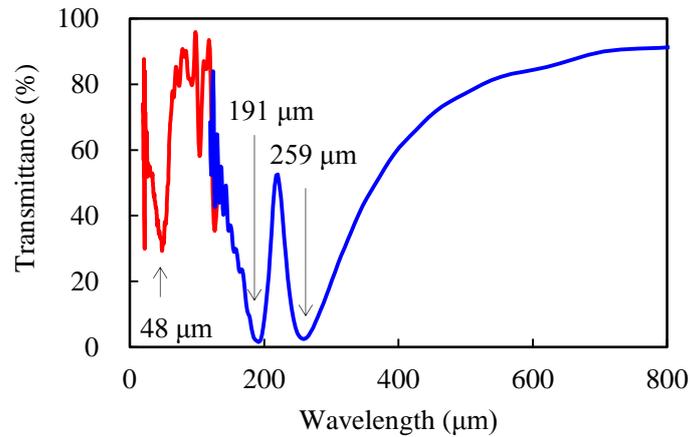


図 3.29 y 方向に偏波した電磁波が+z 方向から入射したときの透過率の測定結果。赤線が FT-IR, 青線が THz-TDS による測定結果である。

このシミュレーション結果と測定結果の違いもまたシミュレーションではアンテナ 1 つの構造でシミュレーションを行っているのに対して, 測定したサンプルはアンテナとバイアスラインのアレイから構成されていることに起因すると考えられる。

3.9 バイアス線の影響

アンテナ結合マイクロボロメータは, ボロメータ材の抵抗変化を利用したデバイスであり, ボロメータ材に定電流を流すバイアス線を形成する必要がある。そこで, バイアス線がデバイスの電磁波吸収特性に与える影響についてシミュレーションにより検討した。シミュレーションを行うモデルとして, 図 3.25 の H 型フラクタルアンテナをベースとして, 長さ $18.1 \mu\text{m}$, 厚さ 100 nm , 線幅 $2.2 \mu\text{m}$ のバイアス線を y 軸に平行になるように配置した。バイアス線の厚さと線幅はアンテナ部分と同じサイズに設定した。バイアス線を含むシミュレーションモデルの模式図を図 3.30 に示す。異なる 2 つのバイアス線の材質についてシミュレーションを行った。一つはバイアス線が Au の場合, もう一つは Au の $1/18$ 倍程度の導電率を持つ Ti バイアス線の場合である。Au のアンテナとバイアス線を持つモデルをモデル B, Au のアンテナと Ti のバイアス線を持つモデルをモデル C とする。Au の導電率は $45.6 \times 10^6 \text{ S/m}$, Ti の導電率は $2.6 \times 10^6 \text{ S/m}$ に設定してシミュレーションを行った。

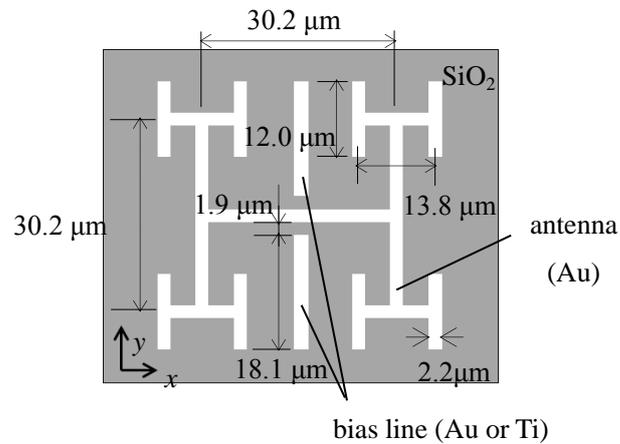
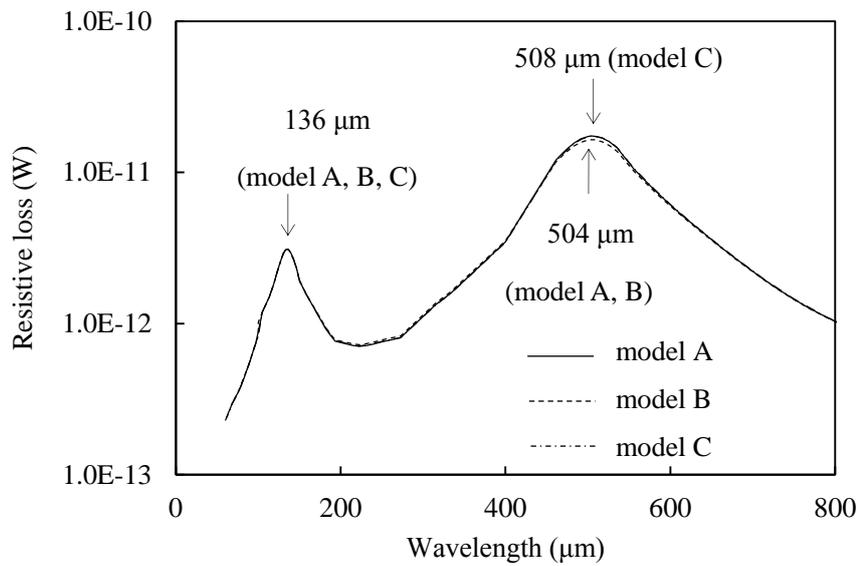
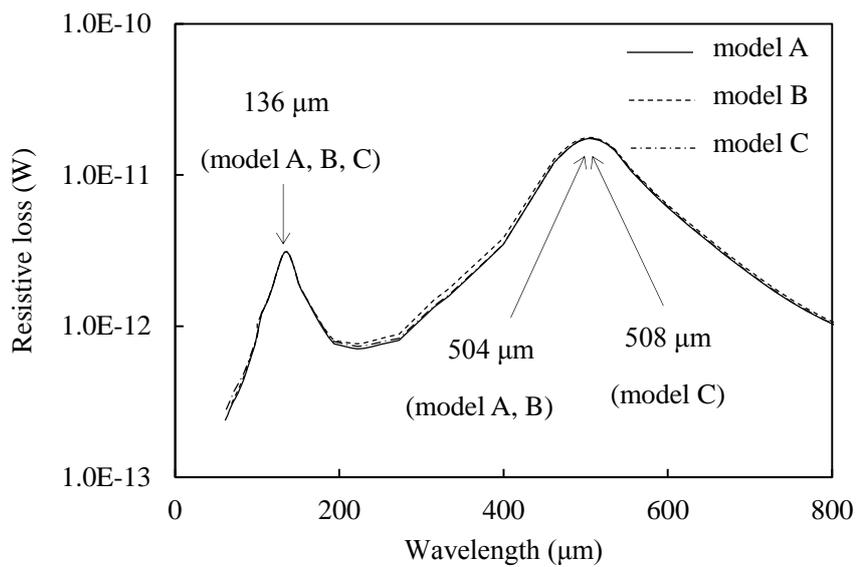


図 3.30 バイアス線があるときの H 型フラクタルアンテナのシミュレーションモデル. 作製したデバイスの実寸法でモデルを作成している. バイアス線の材質が Au の場合をモデル B, Ti の場合をモデル C と呼ぶ.

x 方向に偏波した入射波が $+z$ 方向から入射される場合のモデル A, B, C の抵抗損失のシミュレーション結果を図 3.31 に示す. 図 3.31 (a) に示されているモデル A, モデル B, モデル C のシミュレーション結果はアンテナ部分のみで生じる抵抗損失を表している. すなわち, バイアス線で生じる抵抗損失は図 3.31 (a) では考慮に入られていない. 図 3.31 (a) において示されているように, モデル B とモデル C のアンテナ部分の抵抗損失はモデル A のアンテナ部分の抵抗損失に対してほとんど変化がない. 次に, モデル B とモデル C においてアンテナとバイアス線の両方で生じる抵抗損失の和についてシミュレーションで計算した結果を図 3.31 (b) に示す. ボロメータ材である VO_x 膜は定電流を流すためにバイアス線に接続されるため, アンテナで発生する抵抗損失以外にバイアス線で発生する抵抗損失も VO_x の温度変化に寄与する. このため, バイアス線で生じる抵抗損失も考慮にいれた設計が必要となる. 図 3.31 (b) の結果から, モデル B, モデル C のアンテナとバイアス線の抵抗損失の和は, モデル A のアンテナのみの抵抗損失とほとんど変わらない. このことから, バイアス線がある場合とない場合, さらにバイアス線の抵抗率が異なる場合において, x 方向に偏波した電磁波が入射してもマイクロボロメータの特性に影響はほとんどみられないといえる.



(a)

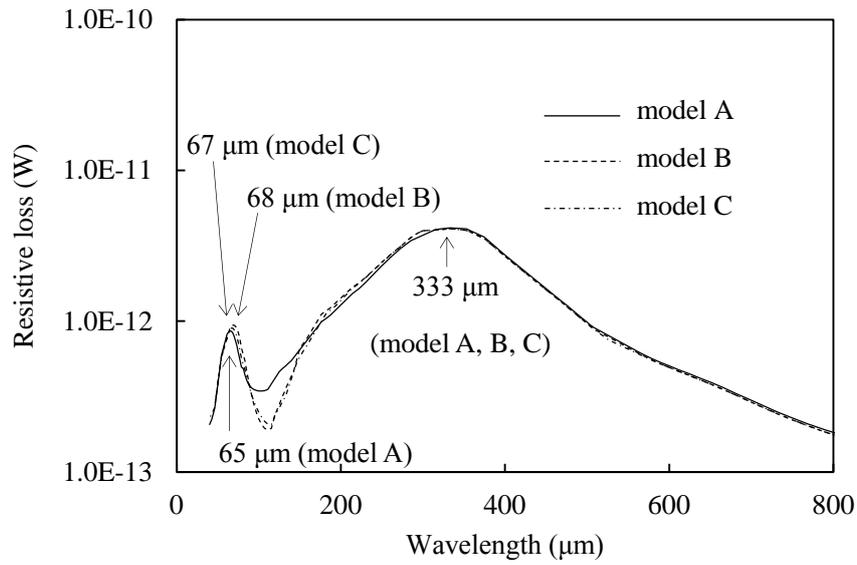


(b)

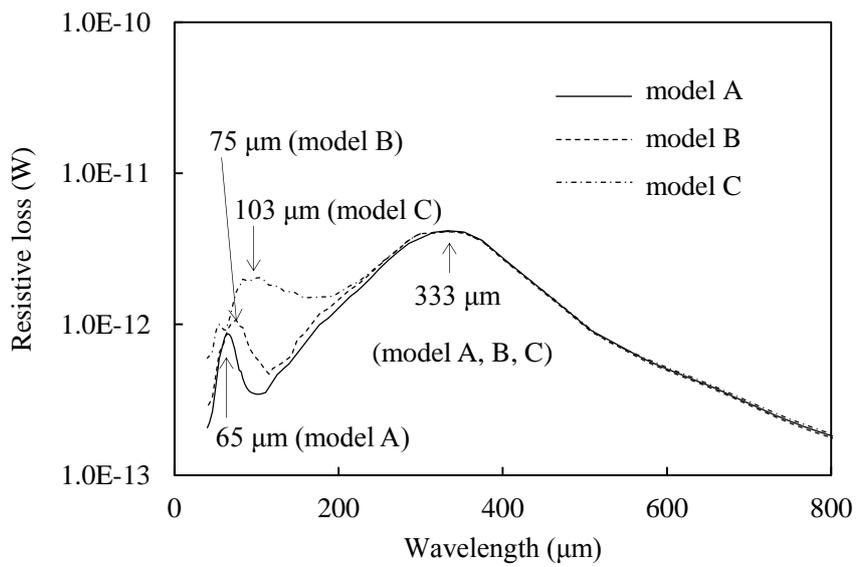
図 3.1 x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射したときのアンテナで生じる抵抗損失のシミュレーション結果. モデル A, B, C, のそれぞれのアンテナの抵抗損失が (a) で示されている. モデル A のアンテナの抵抗損失, モデル B, C のアンテナとバイアスラインの抵抗損失の和が (b) で示されている. それぞれのグラフで各々ピーク波長を示している.

同様に、バイアス線と平行となる y 方向に偏波した電磁波がデバイスに $+z$ 方向から入射する場合について、バイアス線とバイアス線のアンテナとマイクロボロメータの特性への影響を確認した。モデル A, B, C のシミュレーション結果を図 3.32 に示す。図 3.32 (a) はアンテナ部分のみの抵抗損失のシミュレーション結果を示し、図 3.32 (b) はアンテナとバイアス線両方で生じた抵抗損失の和の結果を示している。図 3.32 (a) において、モデル B とモデル C の $70\ \mu\text{m}$ ~ $200\ \mu\text{m}$ の間の抵抗損失はモデル A の抵抗損失より小さくなっているが、ピーク波長とピーク強度はほとんど同じである。一方で、図 3.32 (b) に示されるモデル B とモデル C のバイアス線も含む抵抗損失のピーク波長とピーク強度はモデル A とは異なっている。それらの相違は、 $70\ \mu\text{m}$ ~ $200\ \mu\text{m}$ において y 方向に偏波した電磁波にモデル B, C のバイアス線が共振しているためと考えられる。さらに、バイアス線の抵抗率が異なるモデル B とモデル C においても抵抗損失の相違がみられた。図 3.33 に y 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射したときの C の $105\ \mu\text{m}$ における電流密度分布のシミュレーション結果を示す。図 3.33 からわかるように、バイアス線で電流密度が高くなっている。

入射される電磁波がバイアス線と平行な y 方向に偏波している場合、バイアス線で抵抗損失が生じ、アンテナ部分で発生する抵抗損失量に変化した。さらにバイアス線の抵抗値によっても抵抗損失の影響度が異なった。アンテナ結合マイクロボロメータの設計において考慮に入れる必要がある。



(a)



(b)

図 3.32 y 方向に偏波した電磁波が+z 方向から入射したときのアンテナで生じる抵抗損失のシミュレーション結果. モデル A, B, C, のそれぞれのアンテナの抵抗損失が (a) で示されている. モデル A のアンテナの抵抗損失, モデル B, C のアンテナとバイアスラインの抵抗損失の和が (b) で示されている. それぞれのグラフで各々ピーク波長を示している.

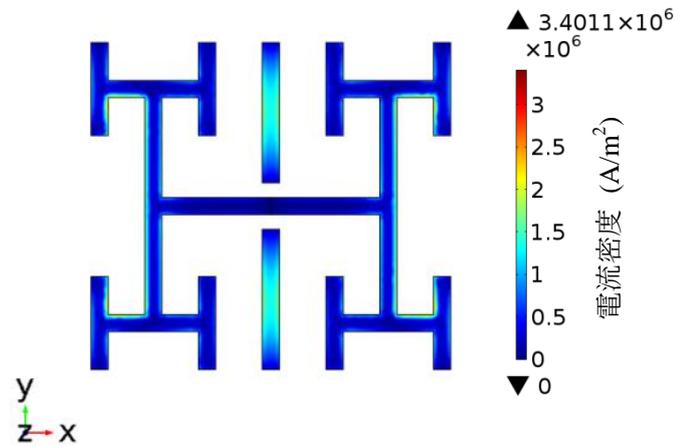


図 3.33 y 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射したときのモデル C の $103\ \mu\text{m}$ における電流分布のシミュレーション結果

3.10 VO_x がある場合の H 型フラクタルアンテナの電磁波吸

収特性

アンテナの中央にギャップと VO_x が形成された H 型フラクタルアンテナの特性について検討を行うため、図 3.34 に示されるようなアンテナを作製した。図 3.34 (a) は既に 3.6 項で作製方法を示したアンテナの中央にギャップと VO_x がないアンテナ (サンプル A) の作製プロセスである。図 3.34 (b) はアンテナの中央にギャップと VO_x がある場合 (サンプル D) の作製プロセスである。 $5 \times 5\ \text{mm}^2$ のエリアに $50\ \mu\text{m}$ ピッチで H 型フラクタルアンテナとバイアス線のアレイを $200\ \text{nm}$ の SiO_2 層をもつ Si 基板上に EB リソグラフィー技術とリフトオフプロセスによって形成した。図 3.34 (b) のアンテナ中央部には $6\ \mu\text{m}$ のギャップが設けられている。アンテナとバイアス線は $50/100\ \text{nm}$ の Cr/Au で構成されている。次に図 3.34 (b) に $5\ \text{nm}$ 厚、 $10\ \mu\text{m}$ 角の VO_x を EB リソグラフィー技術とリフトオフプロセスによって H 型フラクタルアンテナの中央のギャップ部分に形成した。 VO_x 層は蒸着によって成膜された。作製したデバイス SEM 画像を図 3.35 に示す。図 3.35 (a) はギャップ、 VO_x のないアンテナ、図 3.35 (b) はアンテナ中央部にギャップ、 VO_x があるアンテナである。

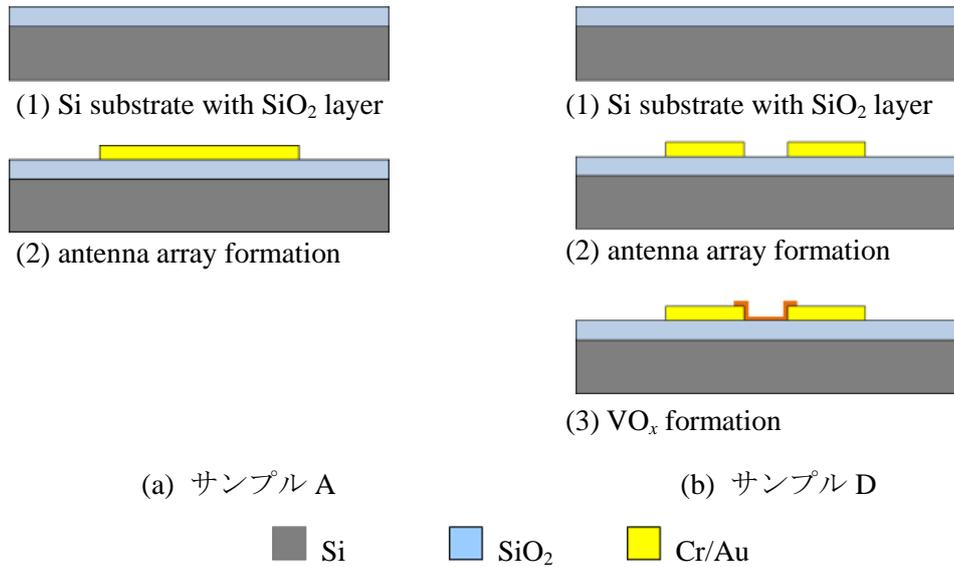


図 3.34 フラクタルアンテナの作製プロセス. (a) ギャップ, VO_xがない H 型フラクタルアンテナアレイ (サンプル A) と (b) ギャップ, VO_xがある H 型フラクタルアンテナアレイ (サンプル D).

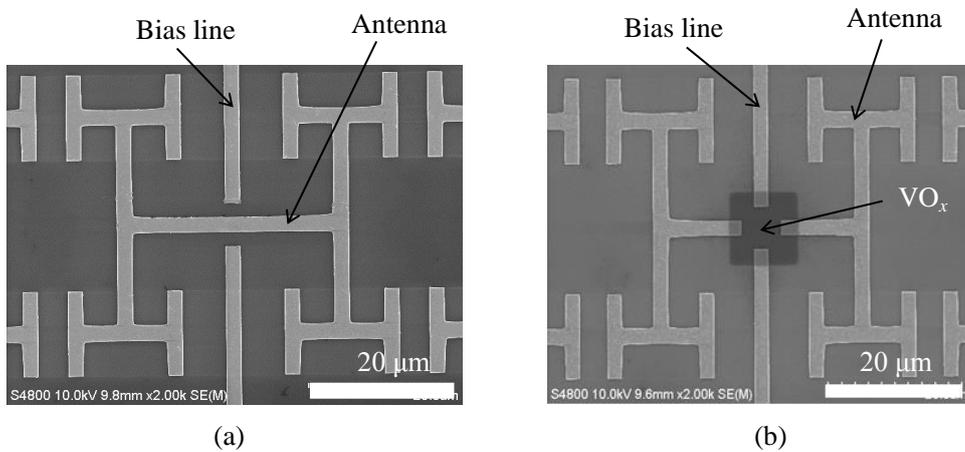


図 3.35 H 型フラクタルアンテナアレイの SEM 画像. (a) はギャップと VO_x層がないアンテナ (サンプル A), (b) はギャップと VO_x層があるアンテナ (サンプル D) を示す.

デバイス作製の後に作製したデバイスの寸法を測定したところ, 設計した寸法とは異なることがわかった. 図 3.36 に実際に確認した寸法を反映したシミュレーションモデルを示す. 図 3.36 (a) はギャップと VO_xのない H 型フラクタルアンテナ (モデル A),

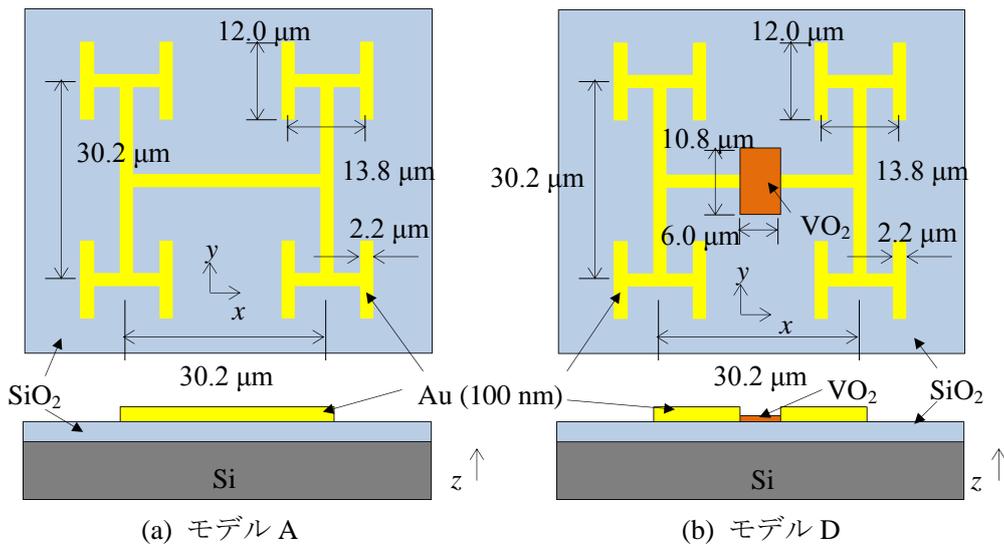


図 3.36 作製したデバイスの寸法を反映した H 型フラクタルアンテナのシミュレーションモデル。(a)はギャップと VO_x 層がないアンテナ (モデル A), (b)はギャップと VO_x 層があるアンテナ (モデル D) である。

図 3.36 (b) はアンテナの中心部分にギャップと VO_x がある H 型フラクタルアンテナ (モデル D) である。作製したデバイスの VO_x の厚さは 10 nm として計算した。

測定した寸法のアンテナモデルの抵抗損失をシミュレーションにより計算した。シミュレーションでは、 x 方向に偏波した 1 V/m の電磁波が $+z$ 方向から入射したときのモデル A とモデル D の抵抗損失が計算された。モデル A のアンテナ部で発生する抵抗損失を図 3.37 の黒線で示す。この結果は図 3.26 で示した結果を比較のために再度示したものになる。共振ピークは 136 μm と 504 μm に位置している。図 3.37 (b) に示されるモデル D のアンテナの抵抗損失も同様にシミュレーションにより計算を行った。シミュレーションでは VO_x の代表として VO_2 の物性値を用いた。シミュレーションで使用した室温における VO_2 の導電率と比誘電率はそれぞれ 10 S/m [96] と 36 [97] である。シミュレーション結果を図 3.37 の青線で示す。共振波長は 133 μm のみに位置しており、500 μm 付近の共振ピークはみられなかった。アンテナの中央にギャップがあり、そのギャップ部分に Au と比べて導電率が低く比誘電率が異なる VO_2 が代わりに配置されたためであると推測する。

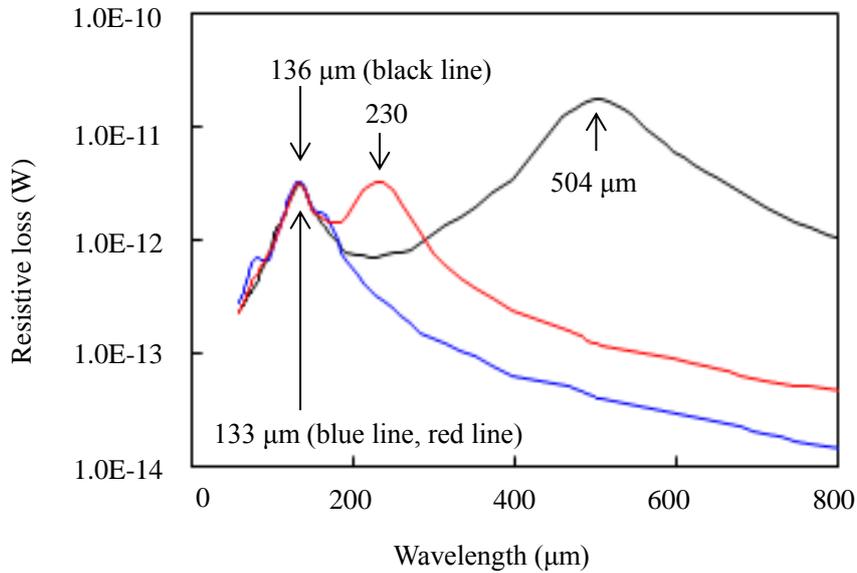


図 3.37 シミュレーションにより得られたモデル A (図 3.36 (a))とモデル D (図 3.36 (b))の抵抗損失. 常温におけるモデル A とモデル D で生じる抵抗損失と, 90°C においてモデル D で生じる抵抗損失のシミュレーション結果がそれぞれ黒線, 青線, 赤線で示されている.

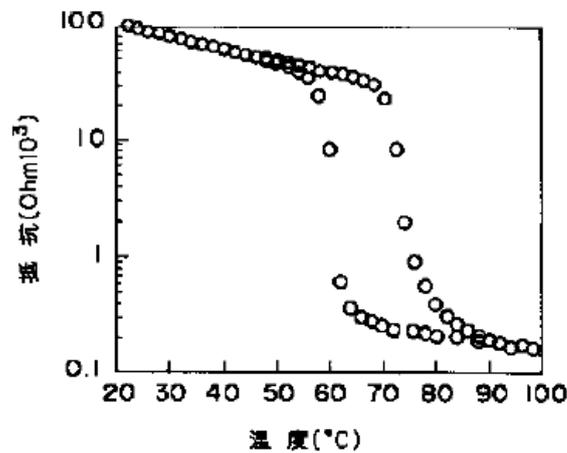


図 3.38 VO₂ 薄膜の比抵抗の温度特性 [96]

複数の周波数帯で感度を持つ H 型フラクタルアンテナを実現させるため, VO₂ の導電率の温度依存性に注目した. VO₂ の 90°C における導電率は室温の導電率のおよそ 500 倍である[96]. 90°C でのモデル B のシミュレーション結果を図 3.37 の赤線で示す. ここで, シミュレーションでは 90°C における導電率と比誘電率の値としてそれぞれ $5 \times$

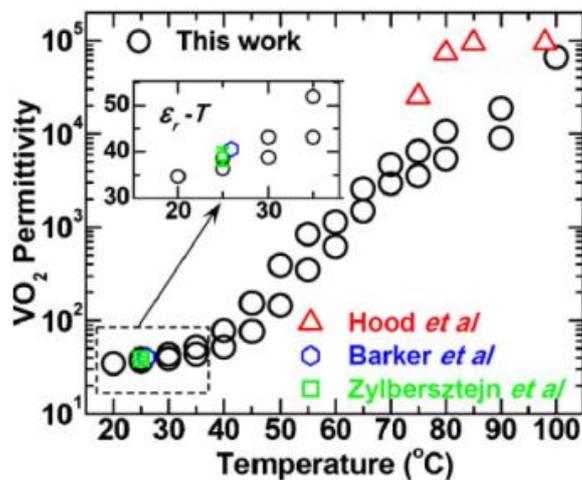


図 3.39 VO₂ 薄膜の比誘電率の温度依存性[97]. Hood と Denatale[98], Zylbersztejn ら[99], Barker ら[100]によって得られた文献値も比較のために一緒に示されている.

表 3.2 VO₂ のシミュレーションパラメータ

	VO ₂ (常温)	VO ₂ (90°C)
導電率[S/m]	10	5×10^3
比誘電率	36	1×10^4
比透磁率	1	1

10^3 S/m [96], 10^4 [97]を用いた. 表 3.2 に常温の場合と 90°C の場合の VO₂ のシミュレーションパラメータを示している. 抵抗損失ピークは 133 μm と 230 μm に位置しており, 230 μm のピークは VO₂ 層の導電率と比誘電率によって生じている. 図 3.37 の黒線で示されるアンテナにギャップ, VO_x がいないときの抵抗損失ピークである 504 μm の共振は, 90°C においてギャップがあり, VO_x があるアンテナでは短波長側の 230 μm にシフトしているが, 2 つの周波数帯で共振するアンテナを得ることができた.

次に 90°C におけるアンテナ中央部にギャップと VO₂ がある図 3.36 (b) のアンテナと VO₂ 部分で生じる電流密度分布を図 3.40 に示す. 図 3.40 (a) は 230 μm の電磁波が入射するときにアンテナおよび VO₂ で生じる電流密度分布である. VO₂ で電流密度が大きくなっているのがわかる. 図 3.41 は 230 μm 近辺におけるアンテナ部分の抵抗損失(赤線),

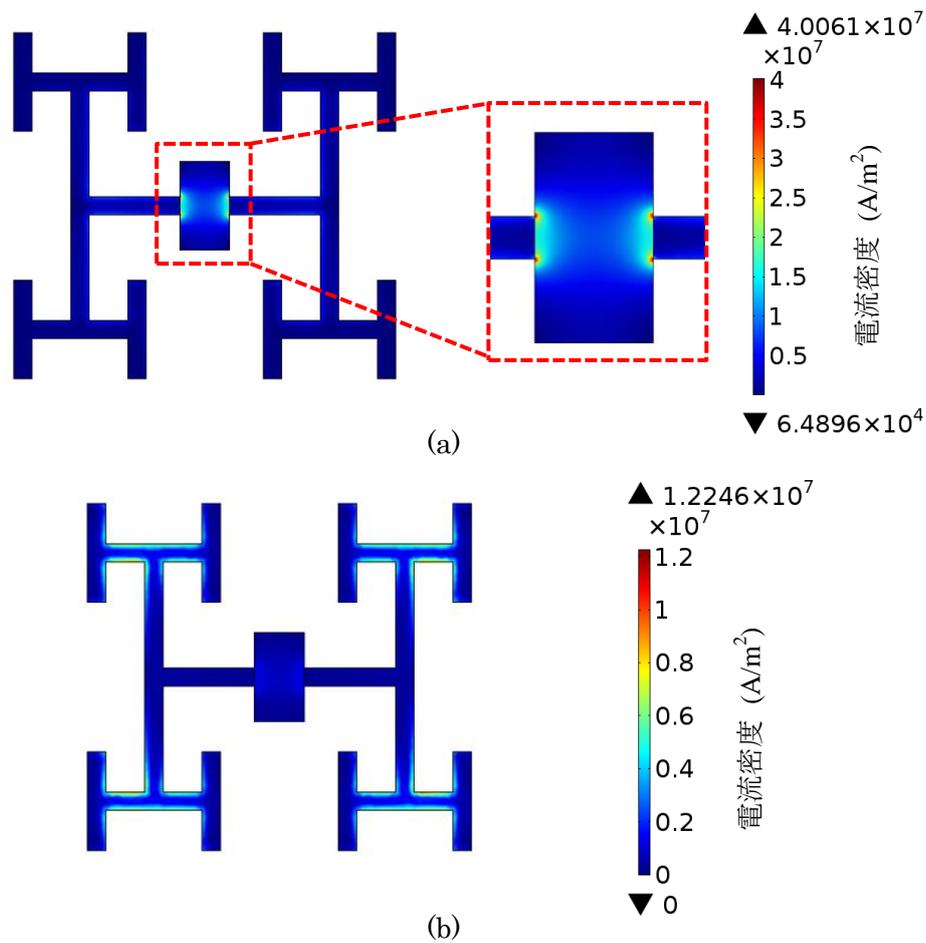


図 3.40 VO_x があるときの電流密度分布

VO_2 部分で生じる抵抗損失（青線），およびアンテナと VO_2 で生じる抵抗損失の和（黒線）を示した図である．図 3.40 では VO_2 部分で電流密度が大きい箇所がみられるが，図 3.41 からわかるように，抵抗損失の大部分はアンテナで生じている．図 3.40 (b) は $133 \mu\text{m}$ におけるアンテナと VO_2 の電流密度を示している．アンテナ先端の小さな H 部分の電流密度が高くなっているのがわかる．

作製したデバイスの透過率を FT-IR と THz-TDS を用いて測定した．図 3.42 (a) は常温におけるサンプル A (図 3.34 (a))に x 方向に偏波した電磁波を $+z$ 方向から入射したときの透過率を表しており，図 3.42 (b) は常温におけるサンプル D (図 3.34 (b)) の透過率を表している．また，図 3.42 (c) に 90°C におけるサンプル D (図 3.34 (b)) の透過率についても測定を行った．図 3.42 (a), (b), (c) とともに赤線は FT-IR の測定結果，青線は THz-TDS の測定結果であり，常温における SiO_2 付き Si 基板の透過率を差し引いた後の

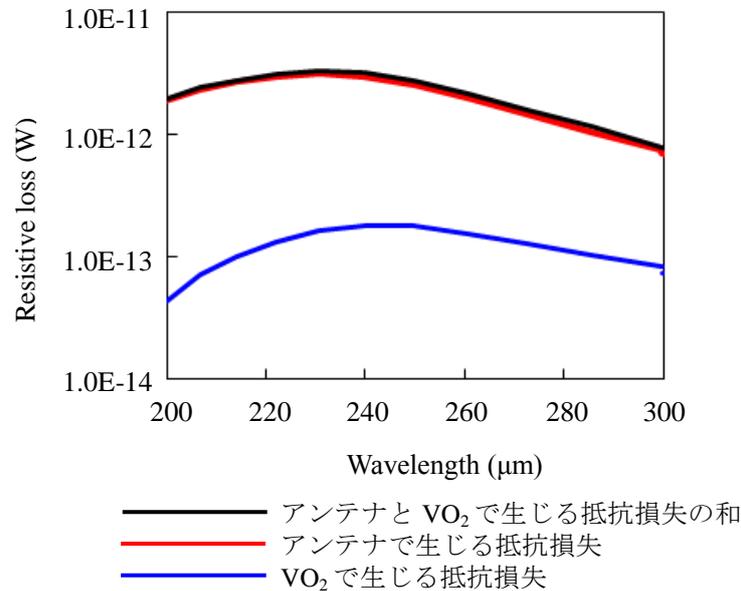
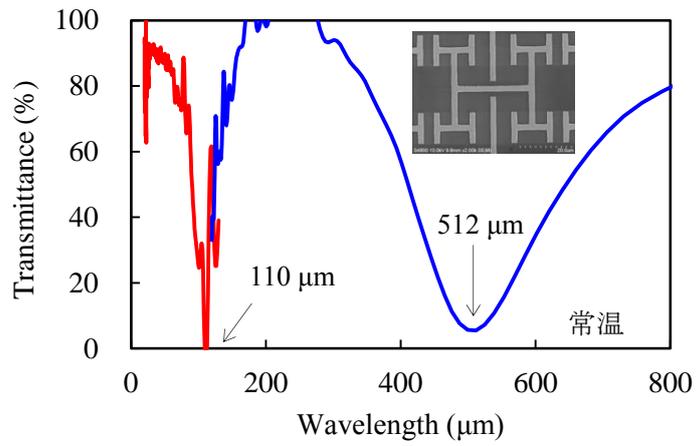


図 3.41 各部位で生じる抵抗損失のシミュレーション結果

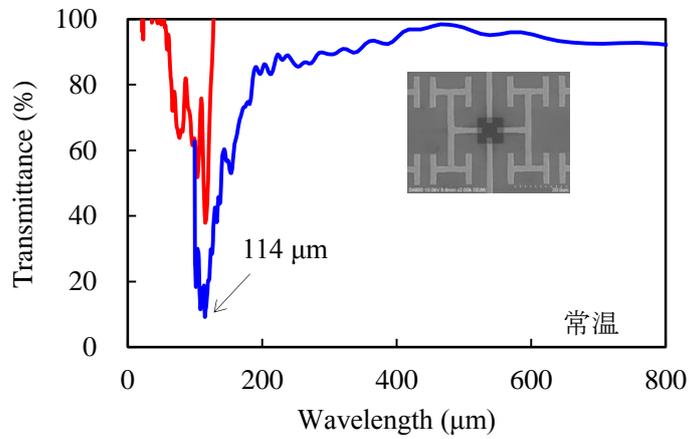
アンテナアレイに対する透過率となる。図 3.42 (a) はすでに図 3.24 で示した図であり、再度比較のために示した。図 3.42 (a) に示されるように常温におけるサンプル A の透過率は $110\ \mu\text{m}$ と $512\ \mu\text{m}$ にディップがみられる。一方、アンテナの中央にギャップ及び VO_x が形成されたアンテナにより構成されたサンプル D の室温における透過率は図 3.42 (b) に示されるように $114\ \mu\text{m}$ の位置のみで透過率のディップがみられた。この実験結果は常温におけるアンテナにギャップがあり VO_2 がある場合のシミュレーションにより計算された抵抗損失ピークが一つである結果と一致する。

また、作製したサンプル D の 90°C における透過率測定結果を図 3.42 (c) に示す。シミュレーションの結果とは異なり、透過率のディップは $108\ \mu\text{m}$ 付近の 1 つの波長帯のみで生じた。この原因として、 VO_x の組成が VO_2 になっておらず、シミュレーションで計算した物性値とは異なる可能性があることや、シミュレーションで計算した物性値と近い場合でも VO_x が薄いために透過率のディップがみられなかったことが考えられる。 VO_x がある場合の高温下における透過率の測定は今後の課題である。

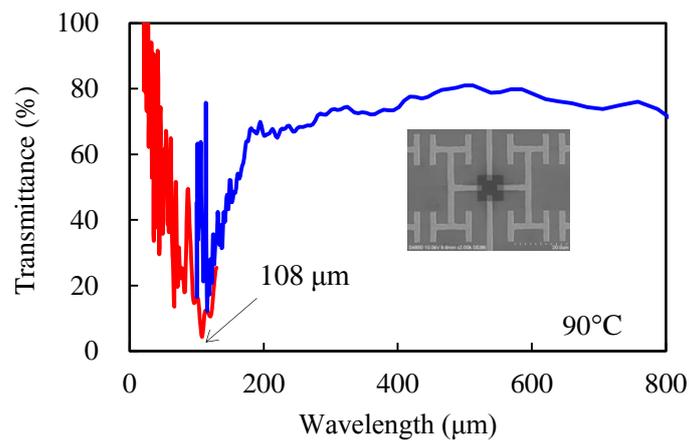
また、 y 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向からアンテナに入射したときの抵抗損失のシミュレーション結果を図 3.43 に示す。常温におけるモデル A のアンテナで生じる抵



(a)



(b)



(c)

図 3.42 作製した H 型フラクタルアンテナアレイの x 方向に偏波した電磁波の透過率測定結果. (a) は常温時のギャップと VO_x 層がないアンテナアレイ, (b) は常温時のギャップと VO_x 層があるアンテナアレイ, (c) は 90°C ときのギャップと VO_x 層があるアンテナの透過率結果である.

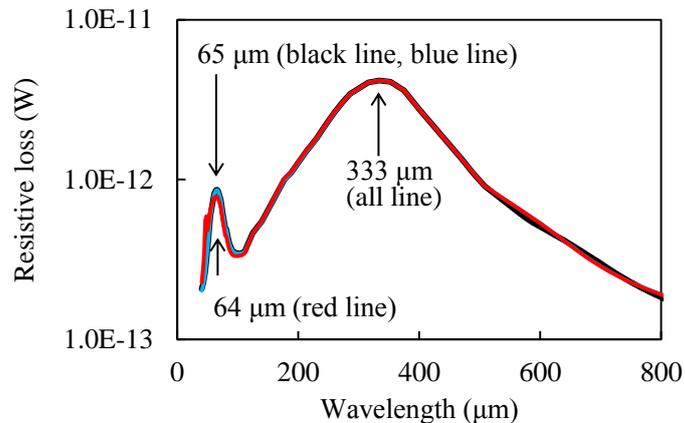
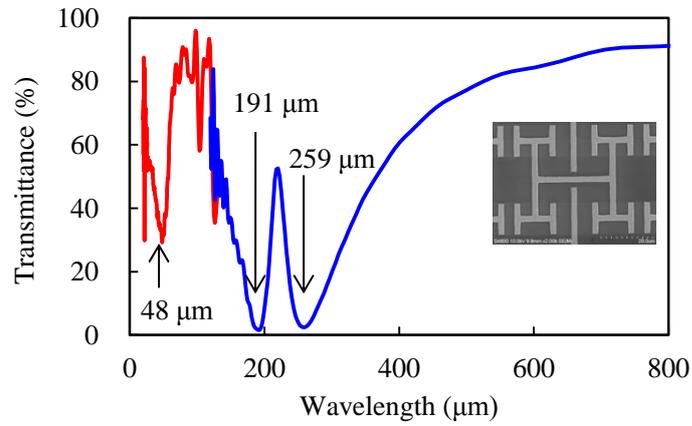


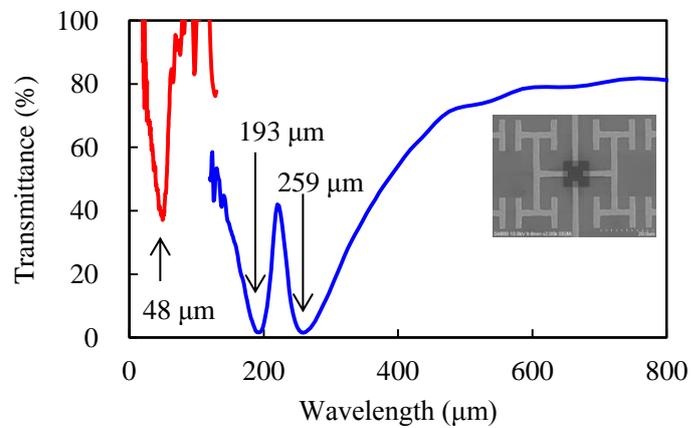
図 3.43 モデル A (図 3.36 (a)) とモデル D (図 3.36 (b)) に y 方向に偏波した電磁波が +z 方向から入射したときの抵抗損失のシミュレーション結果. 常温のモデル A とモデル D の抵抗損失と, 90°C におけるモデル D の抵抗損失のシミュレーション結果がそれぞれ黒線, 青線, 赤線で示されている.

抗損失, モデル D のアンテナと VO₂ で生じる抵抗損失の和, および 90°C におけるモデル D のアンテナと VO₂ で生じる抵抗損失の和のシミュレーションの結果がそれぞれ黒線, 青線, 赤線で示されており, 各条件における抵抗損失の曲線は重なっており, 大きな違いは見られなかった. なお, 常温時のモデル A のアンテナで生じる抵抗損失はすでに図 3.27 に示されているが, 比較のために再度示した.

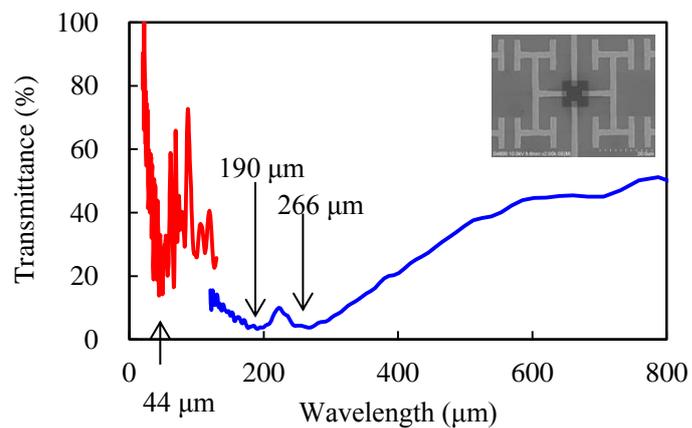
次に, アンテナ中央部にギャップと VO₂ がないサンプル A とアンテナ中央部にギャップと VO₂ があるサンプル D について, y 方向に偏波した電磁波に対する透過率の測定を行った. 図 3.44 その結果を示す. 図 3.44 (a) は常温におけるサンプル A (図 3.34 (a)) の透過率を表しており, 図 3.44 (b) は常温におけるサンプル D (図 3.34 (b)) の透過率を表している. また, 図 3.44 (c) に 90°C におけるサンプル D (図 3.34 (b)) の透過率である. これまでと同様に, 赤線は FT-IR, 青線は THz-TDS の測定結果であり, 常温における SiO₂ 付き Si 基板の透過率を差し引いた後のアンテナアレイに対する透過率となる. これらの図からわかるように, y 方向に偏波した電磁波がアンテナに+z 方向から入射したときの透過率は, アンテナ中央部のギャップと VO₂ がない場合とある場合, 大きな違いは見られなかった. 尚, Si 基板は高温になると透過率が低下するため, 90°C におけるアンテナアレイの透過率 (図 3.44 (c)) は全体的に透過率が小さくなっている. 本来であれば図 3.44 (c) の 90°C における SiO₂ 付き Si 基板の透過率を差し引くべきであるが,



(a)



(b)



(c)

図 3.44 作製した H 型フラクタルアンテナアレイの y 方向に偏波した電磁波の透過率測定結果. (a) は常温時のギャップと VO_x 層がないアンテナアレイ, (b) は常温時のギャップと VO_x 層があるアンテナアレイ, (c) は 90°C ときのギャップと VO_x 層があるアンテナの透過率結果である.

透過率ディップとなる波長は変化しないため、常温における SiO_2 付き Si 基板の透過率で差し引いている。

次に、 x 方向に偏波した電磁波を $+z$ 方向から入射したときに 90°C において $230\ \mu\text{m}$ に生じていた抵抗損失ピークが VO_2 の厚さを変えた時にどのように変化するかシミュレーションにより確認を行った。図 3.45 に示されるように、 VO_2 の厚さを厚くすると抵抗損失の共振波長は長波長側に推移している。このことから、アンテナを狙いの波長で共振させるときに、ボロメータ材の厚さも考慮に入れる必要があると考えられる。

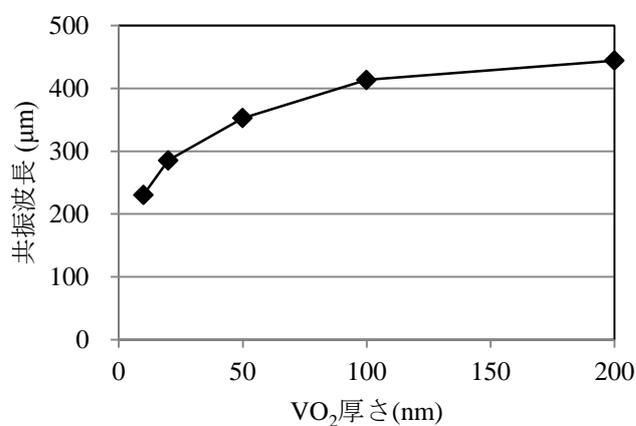


図 3.45 VO_2 の厚さを変えた時の x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射したときの抵抗損失ピーク位置のシミュレーション結果

第4章 アンテナ結合マイクロボロメータの熱解析

4.1 アンテナの設計とシミュレーション

本章では, H型フラクタルアンテナに電磁波が入射したときのアンテナの温度上昇をシミュレーションによる熱伝解析によって計算した.

前章と同様に, まず2つの異なる共振波長を持つH型フラクタルアンテナの設計を行った. 今回, x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射するときのターゲットとする波長は $25\ \mu\text{m}$ と $150\ \mu\text{m}$ とした. デザインしたアンテナの模式図を図4.1に示す. H型フラクタルアンテナの材質はAuとしており, $200\ \text{nm}$ の SiO_2 層をもつSi基板上に形成されている. H型フラクタルアンテナの長さ, 幅, 厚さはそれぞれ, L_1 , L_2 , $0.3\ \mu\text{m}$, $0.1\ \mu\text{m}$ である. L_1 と L_2 はターゲットの共振波長によって決定される. 第3章において説明したように, アンテナ長を決定するために, ダイポールアンテナの共振波長の関係式 [86-88]と有限要素法シミュレーションのCOMSOL Multiphysicsを用いた. 詳しい設計手順については前章と同様であり, ここでは詳細の説明については省いている. ダイポールアンテナの共振波長の関係式と有限要素によるシミュレーションの結果, アンテナの長さが $L_1 = 11\ \mu\text{m}$, $L_2 = 2.9\ \mu\text{m}$ のとき, 図4.2に示される抵抗損失のシミュレーション結果が得られた. 図4.2の結果では, 抵抗損失は $27\ \mu\text{m}$ と $150\ \mu\text{m}$ に共振のピークが存在しており, ターゲットとする波長である $25\ \mu\text{m}$ と $150\ \mu\text{m}$ とほぼ等しい.

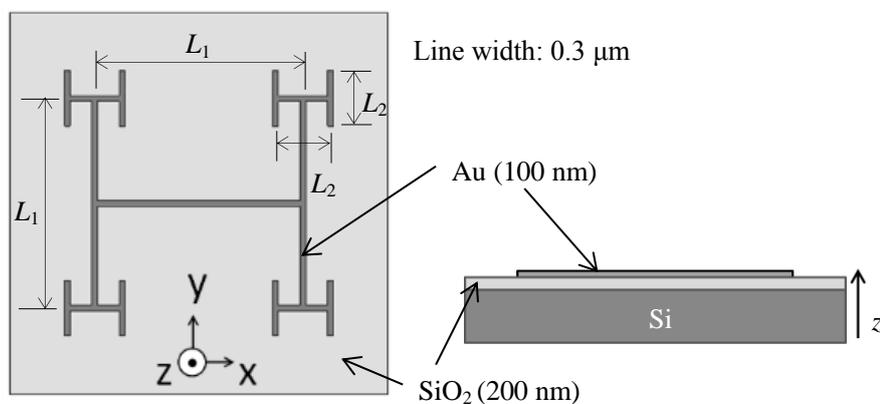


図 4.1 H型フラクタルアンテナのシミュレーションモデルの概略図

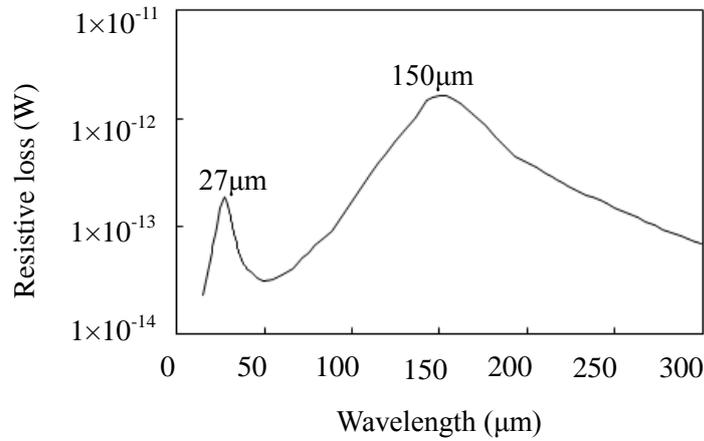


図 4.2 x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射したときのH型フラクタルアンテナの抵抗損失のシミュレーション結果

4.2 アンテナの作製

電磁波の吸収特性を確認するために H 型フラクタルアンテナアレイを作製した。H 型フラクタルアンテナの作製プロセスを図 4.3 に示す。アンテナアレイとバイアス線を 200 nm の SiO_2 膜付きの Si 基板上に EB リソグラフィ技術とリフトオフプロセスによってパターンニングした。アンテナエレメントは 50 μm ピッチで 5 mm 角のエリアに配列された。アンテナとバイアス線は 50/100 nm の Cr/Au から成る。作製したアンテナの SEM 画像を図 4.4 に示す。

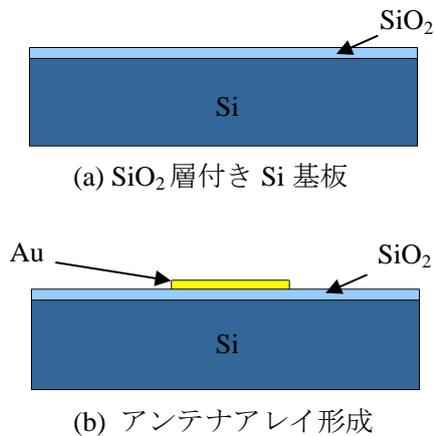


図 4.3 H 型フラクタルアンテナの作製プロセスの概略図

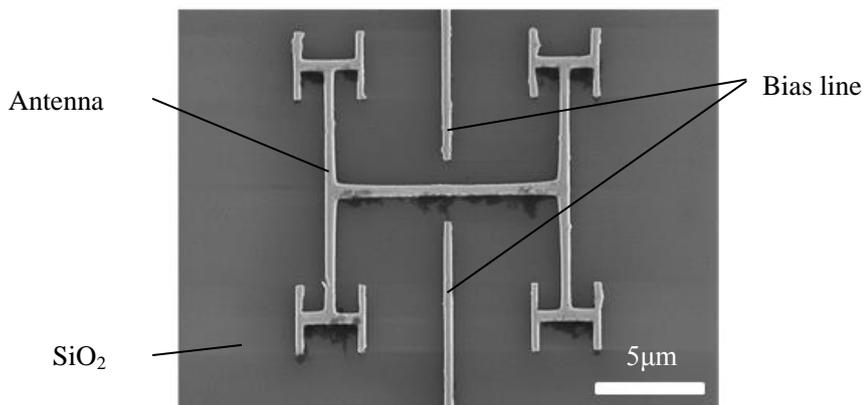


図 4.4 作製した H 型フラクタルアンテナの 1 エレメントの SEM 画像

4.3 測定結果

作製した H 型フラクタルアンテナアレイが 2 つの波長帯で感度をもつことを確認するために、透過率を FT-IR によって測定した. x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射したときの透過率の測定結果を図 4.5 に示す. 共振波長に対応する透過率のディップが $27 \mu\text{m}$ と $146 \mu\text{m}$ に存在しており, シミュレーション結果 ($27 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$) とほぼ一致している.

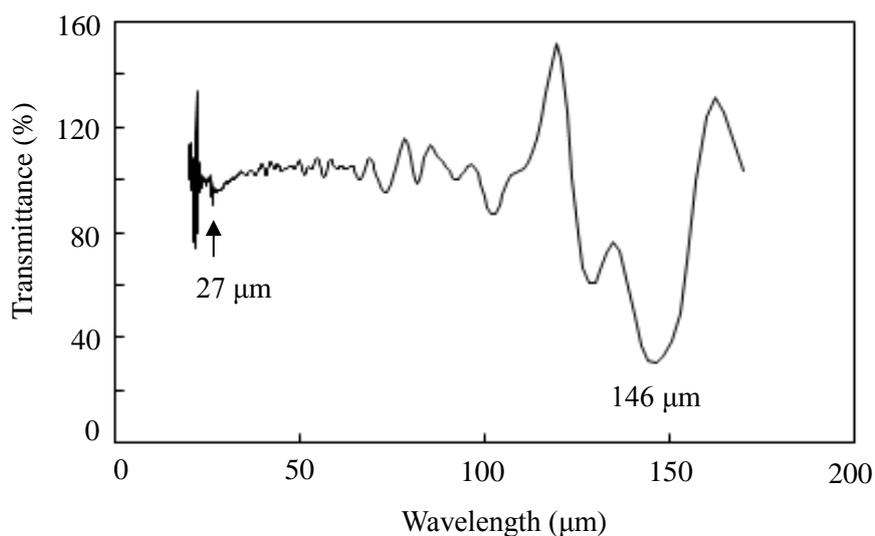


図 4.5 x 方向に偏波した電磁波が $+z$ 方向から入射されたときの H 型フラクタルアンテナの透過率の測定結果

4.4 熱シミュレーション

H 型フラクタルアンテナ結合 VO_x マイクロロメータの熱解析をシミュレーションによって行った。はじめに、150 μm と 27 μm におけるアンテナエレメントの温度変化を定常熱伝導シミュレーションにより計算した。シミュレーションの条件において、アンテナの初期温度は 293.15 K、*x* 方向に偏波した電界の強度を 100 V/m に設定した。図 4.6 (a) はシミュレーションモデルの全体構造である。図 4.6 (b) の青塗り部で示される、PML と接する Si 部分の側面と底面、および SiO₂ の側面については断熱の設定を行った。また、図 4.6 (c) の青塗りで示される SiO₂ 上面とアンテナ上面および側面は熱流束 $q_0 = h(T_{ext} - T)$ の条件設定を行った。ここで *h* は熱伝達係数とよばれ、2.65 W/(m²K) に設定した。*T*_{ext} は外部温度であり、293.15 K に設定した。なお、アンテナの温度変化をシミュレーションする際、断熱設定、および熱流束設定を行った面で囲まれた部分の体

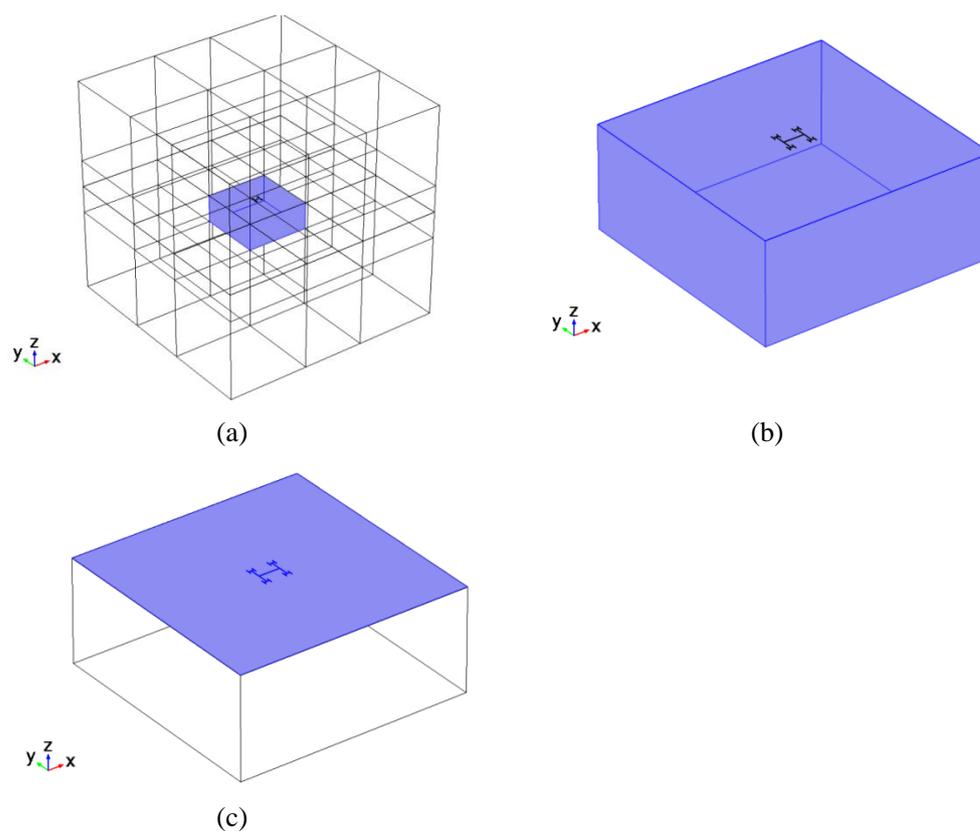
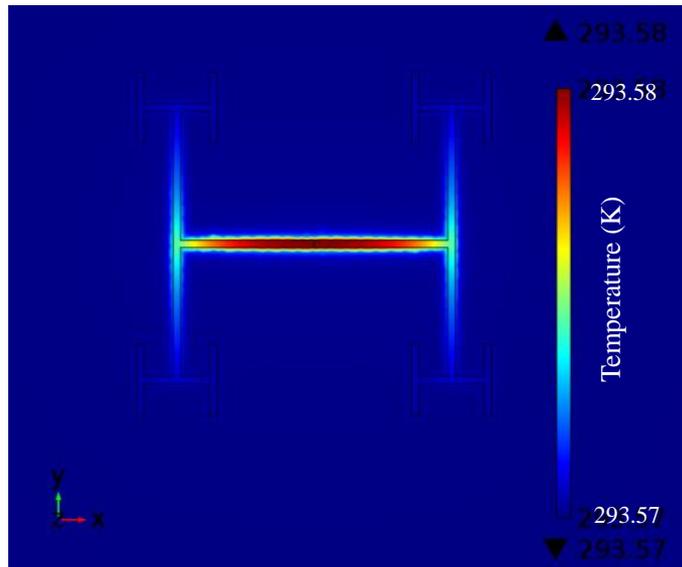


図 4.6 熱解析シミュレーションモデル

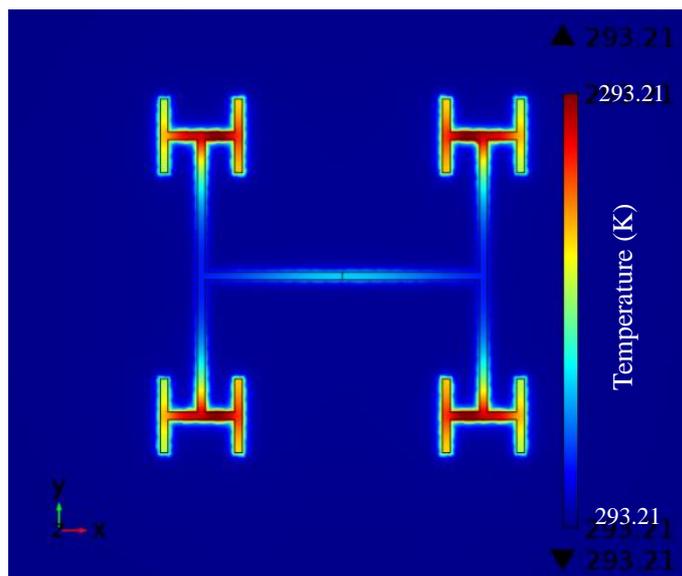
積が異なるとアンテナで同じ量の発熱があっても熱容量が異なるために温度の変化量がことなってくる。150 μm と 27 μm におけるシミュレーションモデルは、断熱設定、および熱流束設定を行った面で囲まれた部分の体積を同じになるよう作成した。

シミュレーションの結果、図 4.7 に示されるように 150 μm と 27 μm の共振波長において、アンテナ内部で一番温度が高くなった部分はそれぞれ 0.425 K と 0.058 K の温度上昇を得た。ここで、アンテナ部分だけでなく、Si や SiO₂ においても同程度の温度上昇が得られている。シミュレーションは定常状態の計算であったため、アンテナで生じた熱が Si や SiO₂ に拡散したためであると考えられる。VO₂ の TCR (temperature coefficient of resistance) が -3%/K [101] であり、かつアンテナの温度上昇が VO_x に完全に変換されるならば、VO₂ の抵抗変化率は共振波長である 150 μm と 27 μm においてそれぞれ、-1.28% と -0.17% になる。

もし VO₂ の抵抗率が 10 Ωcm [96] であり、なおかつ VO₂ のエリアサイズが 3 μm 角、高さが 0.1 μm であり、バイアス線が VO₂ の両端と接続されている場合、VO₂ の抵抗値を約 1 M Ω と概算する。このとき 10 μA のバイアス電流が流れるとすると、VO₂ の両端で 10 V の電圧降下がある。すなわち、150 μm と 27 μm の電磁波を受信したとき、VO₂ の抵抗変化率が -1.28% と -0.17% のとき、それぞれ 128 mV と 17 mV の電圧変化を生じる。シミュレーションでは電界強度 E が 100 V/m である電磁波が入射しているので、そのエネルギーは $P = |E|^2/120\pi$ より [102]、26.5 W/m² となる。150 μm と 27 μm において、単位エネルギー当たりの電圧変化量（電圧変化量/ P ）は、それぞれ 4.81 mV/(W/m²) と 0.63 mV/(W/m²) に相当する。



(a) 150 μm におけるアンテナ温度



(b) 27 μm におけるアンテナ温度

図 4.7 x 方向に偏波した電磁波が入射したときのアンテナの温度のシミュレーション結果

第5章 結論

本研究では、H型フラクタルアンテナを用いたマルチバンドマイクロボロメータの設計、作製、評価を行った。得られた結果をまとめると以下のとおりである。

第2章では赤外線センサに関する概要の説明を行った。赤外線、テラヘルツを検出するセンサは大別すると冷却型と非冷却型に分類することができ、それぞれの動作原理、開発動向について説明を行った。また、アンテナ結合マイクロボロメータの特徴、動作原理、最近の研究動向についても概要を説明した。

第3章では初めにフラクタル構造について説明した。提案するデバイスはH型フラクタルアンテナ、定電流を流すバイアス線、ボロメータ材料である VO_x が SiO_2 膜付きSi基板に形成されている。熱コンダクタンスを小さくするためにアンテナ下部のSi基板はエッチングにより除去されている。はじめにH型フラクタルアンテナをダイポールアンテナ長と共振波長の関係式と有限要素法シミュレーションによって設計した。ターゲット波長を $125\ \mu\text{m}$ と $500\ \mu\text{m}$ として、ダイポールアンテナ長と共振波長の関係式よりアンテナ長を求めた。求められたアンテナ長のアンテナのシミュレーションモデルを作成し、偏波した電磁波がアンテナに入射するときのアンテナの抵抗損失を有限要素法によりシミュレーションした。その結果、抵抗損失のピークは2つの波長帯で生じたが、ターゲットとする波長よりも長波長側にピークが位置していた。そこで、アンテナ内部に流れる電流の経路をシミュレーションにより確認し、電流経路長をもとに再度ダイポールアンテナ長と共振波長の関係式を用いてアンテナサイズを求めた。求められたアンテナサイズで再度シミュレーションを行った結果、若干の差異はあるが概ね抵抗損失のピーク位置はターゲット波長と一致していた。アンテナの抵抗損失ピーク波長がよりターゲット波長に一致するようシミュレーションによってアンテナサイズの微調整を行った。

次に、シミュレーションにより得られたアンテナのサイズでデバイスを作製した。 SiO_2 付きSi基板の上にAuから成るアンテナとバイアス線のアレイを電子ビームリソグ

ラフィー技術とリフトオフにより形成した．アンテナは $5 \times 5 \text{ mm}$ の中に $50 \mu\text{m}$ ピッチで形成された．

作製したデバイスの透過特性をフーリエ変換赤外分光法 (FT-IR) とテラヘルツ時間領域分光法 (THz-TDS) により測定した．透過率のディップ波長は概ねシミュレーションの抵抗損失結果と一致する結果が得られた．このことは提案する H 型フラクタルアンテナ結合マイクロボロメータはマルチバンドで検知可能な有益なツールに成り得ることを示す．

また、バイアス線が電磁波の吸収に与える影響についても検討を行った．バイアス線の材質が Au のときと Au の約 $1/18$ の導電率の Ti のときの抵抗損失をシミュレーションにより計算した．電磁波の電場の振動方向がバイアス線と垂直のとき、バイアス線がある場合とない場合にアンテナで生じる抵抗損失に顕著な違いは見られなかった．一方、電磁波の電場の振動方向がバイアス線と平行な場合、バイアス線で共振がみられる波長帯でアンテナがある場合とない場合にアンテナで生じる抵抗損失に差異がみられた．またバイアス線の材質が異なることによってもバイアス線で生じる抵抗損失に差異がみられた．このことは、アンテナ結合マイクロボロメータを設計する際、バイアス線により生じる抵抗損失の影響を考慮する必要があることを示している．

さらに、アンテナの中央部にギャップがあり、そのギャップ間に VO_x が存在するときのアンテナと VO_x の抵抗損失をシミュレーションにより計算した．計算では VO_x を代表して VO_2 の物性値を用いてシミュレーションを行った．常温における抵抗損失は 1 つの波長帯でのみピークが生じていた．アンテナ中央部にギャップがあり、そのギャップ間に導電率と比誘電率が Au とは異なる VO_x があることが影響して抵抗損失のピークが 1 つになったと考えられる． VO_2 の 90°C における導電率は室温の導電率のおよそ 500 倍であることに注目し、 VO_2 の 90°C のときの導電率と比誘電率を使用してシミュレーションを行ったところ、長波長側のピーク位置はターゲットから大きくずれるものの、2 つのピークが生じた．実際にデバイスの温度を 90°C に上げて透過率測定を行ったが、シミュレーションの結果とは異なり、透過率のディップは $108 \mu\text{m}$ 付近の 1 つの波長帯のみで生じた．この主な原因として、 VO_x の組成が VO_2 になっておらず、シミュレーションで計算した物性値とは異なる可能性があること、 VO_x の膜厚が薄かったことが考えられる． VO_x の膜厚を厚くし、かつ VO_x の抵抗値の温度依存性などの物性値を測定し

て、特性の分かった VO_x を用いて 90°C におけるアンテナの透過率を測定することが今後の課題である。

第4章では、ターゲット波長 25 μm と 150 μm で共振するアンテナを 125 μm と 500 μm で共振するアンテナを設計したのと同様の方法で設計した。設計したデバイスの寸法でデバイスを作製し、FT-IR により透過率の測定を行った。シミュレーションにより計算した抵抗損失のピーク波長と作製したデバイスの透過率のディップ波長は概ね一致した。さらにシミュレーションにより H 型フラクタルアンテナで生じる熱の解析も行い、VO₂ の抵抗変化率は共振波長である 150 μm と 27 μm においてそれぞれ、-1.28% と -0.17% であった。

以上の研究結果から、H 型フラクタルアンテナを用いたマルチバンドマイクロボロメータの設計手法に関して指針を得ることができた。さらに、設計した H 型フラクタルアンテナの作製し、設計したアンテナの電磁波に対する透過性について確認を行った。この成果が、複数の波長帯で感度を持つ赤外線センサの進展に寄与することを期待する。

謝辞

本研究は、著者が鳥取大学大学院工学研究科博士後期課程在学中に行ってきたものであり、鳥取大学大学院工学研究科情報エレクトロニクス専攻 李相錫教授にご指導とご鞭撻を賜りました。本論文をまとめるにあたり、深く敬意と感謝の意を表します。

本論文をまとめるに当たり、副査として専門的なご指導とご助言を頂きました鳥取大学工学研究科 岸田悟教授、市野邦男教授に厚くお礼申し上げます。

鳥取大学工学研究科情報エレクトロニクス専攻 宮下英俊助教には本研究を行うに当たり、多くの専門的なご指導、ご鞭撻を頂きましたことを深く感謝いたします。

大阪大学レーザーエネルギー学研究中心 萩行正憲教授、並びに高野恵介助教には貴重なご指導、ご助言を頂きました。ここに厚くお礼申し上げます。

また、鳥取大学大学院工学研究科 東良敬矢氏、および鳥取大学工学部 池島悠貴氏をはじめ、マイクロナノデバイス研究室の皆様には、本研究に関して有益なご助言のみならず研究生活にわたりご協力いただきました。心からお礼申し上げます。

著者の所属する日本セラミック株式会社の皆様には、鳥取大学大学院博士後期課程に進学する機会を与えてくださり、また本研究を遂行するに当たり格別のご配慮を頂きましたことを心より感謝申し上げます。

最後に、仕事と学業の両立を支えてくれた家族に感謝いたします。

参考文献

- [1] C.M. Hanson, H. Beratan, R. Owen, S. McKenny, “Uncooled Thermal Imaging at Texas Instruments,” *Proc. SPIE*, Vol. 1735, pp. 17-26, 1992.
- [2] R.A. Wood, C.J. Han, P.W. Kruse, “Integrated uncooled infrared detector imaging arrays,” *IEEE Solid-State Sensor and Actuator Workshop*, pp. 132-135, 1992.
- [3] 木股雅章, “赤外線イメージセンサの開発動向,” *IET Technical Report*, Vol. 30, No. 10, pp.1-6, 2006.
- [4] T. Ishikawa, M. Ueno, K. Endo, Y. Nakaki, H. Hata, T. Sone, M. Kimata, T. Ozeki, “Low-cost 320×240 uncooled IRFPA using a conventional silicon IC process,” *Proc. SPIE*, Vol. 3698, pp. 556-564, 1999.
- [5] T. Ishikawa, M. Ueno, Y. Nakaki, K. Endo, Y. Ohta, J. Nakanishi, Y. Kosasayama, H. Yagi, T. Sone, M. Kimata, “Performance of 320×240 uncooled IRFPA with SOI diode detectors,” *Proc. SPIE*, Vol. 4130, pp. 152-159, 2000.
- [6] D. Murphy, M. Ray, R. Wyles, J. Asbrock, N. Lum, J. Wyles, C. Hewitt, A. Kennedy, D.V. Lue, J. Anderson, D. Bradley, R. Chin, T. Kostzewa, “High Sensitivity $25\mu\text{m}$ Microbolometer FPAs,” *Proc. SPIE*, Vol. 4721, pp. 99-110, 2002.
- [7] M. Ueno, Y. Kosasayama, T. Sugino, Y. Nakaki, Y. Fujii, H. Inoue, K. Kama, T. Seto, M. Takeda, M. Kimata, “ 640×480 Pixel Uncooled Infrared FPA with SOI Diode Detectors,” *Proc. SPIE*, Vol. 5783, pp. 567-577, 2005.
- [8] D. Murphy, M. Ray, A. Kennedy, J. Wyles, C. Hewitt, R. Wyles, E. Gordon, T. Sessler, S. Baur, D. Van Lue, S. Anderson, R. Chin, H. Gonzalez, C. Le Pere, S. Ton, T. Kostrzewa, “Expanded applications for high performance VO_x microbolometer FPAs,” *Proc. SPIE*, Vol. 5738, pp. 448-459, 2005.
- [9] P.W. Norton, M. Kohin, “Technology and application advancements of uncooled imagers,” *Proc. SPIE*, Vol. 5783, 524–530, 2005.
- [10] B. Fieque, A. Crastes, O. Legras, J-L. Tissot, “MWIR Uncooled Microbolometer, A Way to Increase the Number of Applications,” *Proc. SPIE*, Vol. 5783, pp. 531-538, 2005.

-
- [11] T.-L. Hwang, D.B. Rutledge, S.E. Schwarz, "Planar sandwich antennas for submillimeter applications," *Appl Phys Lett*, Vol. 34, pp. 9-11, 1979.
- [12] F.J. Gonzalez, J.L. Porter, G.D. Boreman, "Antenna-coupled Infrared Detectors," *Proc. SPIE*, Vol. 5406, pp. 863-871, 2004.
- [13] C.F. Middleton, G.D. Boreman, "Technique for thermal isolation of antenna-coupled infrared microbolometer," *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol. 24, pp. 2356-2359, 2006.
- [14] テラヘルツテクノロジーフォーラム (編集), 「テラヘルツ技術総覧」, (株) エヌジーティー, p. 284, 2007.
- [15] D.H. Werner, R.L. Haupt, P.L. Werner, "Fractal antenna engineering: the theory and design of fractal antenna arrays," *IEEE Antennas Propag. Mag.*, Vol. 41, pp. 37-59, 1999.
- [16] F. Miyamaru, Y. Saito, M.W. Takeda, B. Hou, W. Wen, P. Sheng, "Characteristics of Terahertz Radiation Emitted From Fractal Photoconductive Antennas," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 49, 070205, 2010.
- [17] Y. Kim and D. L. Jaggard, "The Fractal Random Array," *Proc. of the IEEE*, Vol. 74, pp. 1278-1280, 1986.
- [18] F. Miyamaru, Y. Saito, M.W. Takeda, B. Hou, L. Liu, W. Wen, P. Sheng, "Terahertz electric response of fractal metamaterial structures," *Phys. Rev. B*, Vol. 77, 045124, 2008.
- [19] F. Miyamaru, Y. Saito, M. W. Takeda, L. Liu, B. Hou, W. Wen, and P. Sheng, "Emission of terahertz radiations from fractal antennas," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 95, 221111, 2009.
- [20] 相原利雄, 「伝熱工学」, 裳華房, pp. 178-180, 1994.
- [21] 谷下市松, 「伝熱工学」, 裳華房, pp.208-211, 1986.
- [22] 平田哲夫, 田中誠, 羽田喜昭, 「例題でわかる伝熱工学 第2版」, pp. 90-91, 2014.
- [23] 室英夫 (編集), 藍光郎, 石垣武夫, 石森義雄, 岡山勉 (著), 「マイクロセンサ工学」, 技術評論社, pp. 62-63, 2009.
- [24] 藍光郎 (監修), 室秀夫, 佐取朗, 石垣武夫, 大和田邦樹, 石森義雄 (共編), 「次世代センサハンドブック」, 培風館, pp. 35-36, 2008.
- [25] 藍光郎 (監修), 室秀夫, 佐取朗, 石垣武夫, 大和田邦樹, 石森義雄 (共編), 「次世代センサハンドブック」, 培風館, pp. 46-47, 2008.
- [26] 辻内順平, 黒田和男, 大木祐史, 河田聡, 武田光男, 南節雄, 谷田貝豊彦, 山本公明 (編), 「最新 光学技術ハンドブック」, p. 361, 2002.
-

-
- [27] 木股雅章, 赤外線イメージセンサ, 映像情報メディア学会誌, Vol. 60, No. 10, pp.1556-1559, 2006.
- [28] 藍光郎 (監修), 室秀夫, 佐取朗, 石垣武夫, 大和田邦樹, 石森義雄 (共編), 「次世代センサハンドブック」, 培風館, p. 47, 2008.
- [29] 藍光郎 (監修), 室秀夫, 佐取朗, 石垣武夫, 大和田邦樹, 石森義雄 (共編), 「次世代センサハンドブック」, 培風館, pp. 47-48, 2008.
- [30] テラヘルツテクノロジーフォーラム (編集), 「テラヘルツ技術総覧」, (株) エヌジーティー, p. 264, 2007.
- [31] テラヘルツテクノロジーフォーラム (編集), 「テラヘルツ技術総覧」, (株) エヌジーティー, p. 74, 2007.
- [32] W.F.H. Micklethwaite, A.J. Johnson, "Infrared Detectors and Emitters," Materials and Devices, edited by P.Capper and C.T. Elliott, Kluwer Academic Publishers, Massachusetts, et al., pp. 178-294, 2001.
- [33] M.A. Goodnough, L.J. Hahn, R.B. Jones, B.D. Rosner, J.S. Stineman, "A Flexible 640 × 512 InSb FPA Architecture," *Proc. SPIE*, Vol. 3061, pp. 140-149, 1997.
- [34] A.M. Fowler, J.B. Heynssens, I. Gatley, F.J. Vrba, H.D. Ables, A. Hoffman, J. Woolaway, "ALADDIN : the 1024 × 1024 InSb array test results," *Proc. SPIE*, Vol. 2475, pp. 27-33, 1995.
- [35] W.D. Lawson, S. Nielson, E. H. Putley, A.S. Young, "Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe," *J. Phy. Chem. Solids*, Vol. 9, pp. 325-329, 1959.
- [36] P.D. Dreiske, "Development of two-colour focal-plane arrays based on HDVIP," *Proc. SPIE*, Vol. 5783, pp. 325-330, 2005.
- [37] 藍光郎 (監修), 室秀夫, 佐取朗, 石垣武夫, 大和田邦樹, 石森義雄 (共編), 「次世代センサハンドブック」, 培風館, pp. 48-49, 2008.
- [38] 室英夫 (編集), 藍光郎, 石垣武夫, 石森義雄, 岡山勉 (著), 「マイクロセンサ工学」, 技術評論社, pp. 67-69, 2009.
- [39] I.M. Baker, G.J. Crimes, R.A. Lockett, M.E. Marini, Sa.Alfuso, "CMOS/HgCdTe 2D array technology for staring systems," *Proc. SPIE*, Vol. 2744, pp. 463-472, 1996.
- [40] 藍光郎 (監修), 室秀夫, 佐取朗, 石垣武夫, 大和田邦樹, 石森義雄 (共編), 「次世代センサハンドブック」, 培風館, pp. 49-50, 2008.
-

-
- [41] 藍光郎（監修），室秀夫，佐取朗，石垣武夫，大和田邦樹，石森義雄（共編），「次世代センサハンドブック」，培風館，pp. 50-51, 2008.
- [42] B.F. Levine, K.K. Choi, C.G. Bethea, J. Walker, R.J. Malik, “New 10 μm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices,” *Appl. Phys. Lett.* Vol. 50, pp. 1092-1094, 1987.
- [43] B.F. Levine, C.G. Bethea, G. Hasnain, J. Walker, R.J. Malik, “High Detectivity $D^* = 1.0 \times 10^{10}$ cm/Hz/W GaAs/AlGaAs Multiquantum Well $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$ Infrared Detector,” *Proc. SPIE*, Vol. 930, pp.114-124, 1988.
- [44] S.D. Gunapala, *IEEE Trans Electron Device*, 44, 51-55, 1997. S.D. Gunapala, J. K. Liu, J.S. Park, M. Sundaram, C.A. Shott, T. Hoelter, T.-L. Lin, S.T. Massie, P.D. Maker, R.E. Muller, G. Sarusi, “9 μm Cutoff 256×256 GaAs/Al_xGa_{1-x}As Quantum Well Infrared Photodetector Hand-Held Camera,” *IEEE Trans Electron Device*, Vol. 44, pp. 51-55, 1997.
- [45] W.A. Beck, T.S. Faska, J.W. Little, “LWIR imaging performance of 256×256 miniband transport multiple quantum well infrared focal plane arrays,” *Proc. SPIE*, Vol. 2225, pp. 130-138, 1994.
- [46] S.D. Gunapala, S.V. Bandara, A. Singh, J.K. Liu, S.B. Rafol, E.M. Luong, J.M. Mumolo, N.Q. Tran, J.D. Vincent, C.A. Shott, J. Long, P.D. Levan, “640 \times 486 Long-wavelength Two-color GaAs/AlGaAs Quantum Well Infrared Photodetector (QWIP) Focal Plane Array Camera,” *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 47, pp. 963-971, 2000.
- [47] S.D. Gunapala, S.V. Bandara, J.K. Liu, S.B. Rafol, “640 \times 512 pixel four-band, broad-band, and narrow-band quantum well infrared photodetector focal plane arrays,” *Proc. SPIE*, Vol. 4820, pp. 306–317, 2003.
- [48] R. Rehm, M. Walther, J. Schmitz, J. Fleissner, F. Fuchs, W. Cabanski, J. Ziegler, “InAs/(GaIn)Sb short-period superlattices for focal plane arrays,” *Proc. SPIE*, Vol. 5783, pp. 123-130, 2005.
- [49] H-C. Lim, S. Tsao, W. Zhang, M. Razeghi, “Self-assembled semiconductor quantum dot infrared photodetector operating at room temperature and focal plane array,” *Proc. SPIE*, Vol. 6542, 65420 R-1-7, 2007.
- [50] 藍光郎（監修），室秀夫，佐取朗，石垣武夫，大和田邦樹，石森義雄（共編），「次世代センサハンドブック」，培風館，pp. 51-52, 2007.
-

-
- [51] M. Kimata, M. Denda, N. Yutani, S. Iwade, N. Tsubouchi, "A 512×512 - Element PtSi Schottky- Barrier Infrared Image Sensor," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 22, pp.1124-1129, 1987.
- [52] N. Yutani, H. Yagi, M. Kimata, J. Nakanishi, "1040 \times 1040 element PtSi Schottky-barrier IR image sensor," *Proc. IEEE International Electron Devices Meeting*, pp. 175-178, 1991.
- [53] C. Kauffman, "Emergence of tactical framing infrared reconnaissance," *Proc. SPIE*, Vol. 3431, pp. 130-143, 1998.
- [54] N. Yutani, M. Kimata, M. Denda, S. Iwade, N. Tsubouchi, "IrSi Schottky-barrier infrared image sensor," *Proc. IEEE Electron Devices Meeting*, Vol. 33, pp. 124-127, 1987.
- [55] B-Y. Tsaur, C.K. Chen, S.A. Marino, "Long-wavelength $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ Heterojunction Infrared Detectors and Focal Plane Array," *Proc. SPIE*, Vol. 1540, pp. 580-595, 1991.
- [56] H. Wada, M. Nagashima, K. Hayashi, J. Nakanishi, M. Kimata, N. Kumada, S. Ito "512 \times 512-element GeSi/Si heterojunction infrared FPA," *Proc. SPIE*, Vol. 3698, pp. 584-595, 1999.
- [57] 藍光郎（監修），室秀夫，佐取朗，石垣武夫，大和田邦樹，石森義雄（共編），「次世代センサハンドブック」，培風館，pp.52-54，2008.
- [58] 室英夫（編集），藍光郎，石垣武夫，石森義雄，岡山勉（著），「マイクロセンサ工学」，技術評論社，pp. 69-72，2009.
- [59] W.F.H. Micklethwaite, A.J. Johnson, "Infrared Detectors and Emitters," *Materials and Devices*, edited by P.Capper and C.T. Elliott, Kluwer Academic Publishers, Massachusetts, et al., pp. 99-147, 2001.
- [60] C.M. Hanson, H.R. Beratan, J.F. Belcher, "Uncooled Infrared Imaging using Thin-film Ferroelectrics," *Proc. SPIE*, Vol. 4288, pp.298-303, 2001.
- [61] R. Watton, P.A. Manning, M.J.C. Perkin, J.P. Gillham, M.A. Todd, "Uncooled IR Imaging: Hybrid and Integrated Bolometer Arrays," *Proc. SPIE*, Vol. 2744, pp. 486-499, 1996.
- [62] H. Xu, T. Mukaigawa, K. Hashimoto, R. Kubo, T. Kiyomoto, H. Zhu, M. Noda, M. Okuyama, "Si Monolithic Microbolometers of Ferroelectric BST Thin Film Combined with Readout FET for Uncooled Infrared Image Sensor", *Tech Digest of the 10th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators (Transducers 99)*, pp. 398-401, 1999.
-

-
- [63] N. Fujitsuka, J. Sakata, Y. Miyachi, K. Mizuno, K. Ohtsuka, Y. Taga, O. Tabata, "Monolithic Pyroelectric Infrared Image Sensor using PVDF Thin Film", *Proc. Int. Conf. On Solid-State Sensors and Actuators (Transducers 97)*, pp. 1237-1240, 1997.
- [64] 藍光郎（監修），室秀夫，佐取朗，石垣武夫，大和田邦樹，石森義雄（共編），「次世代センサハンドブック」，培風館，pp. 54-56, 2008.
- [65] R. A. Wood: "High-performance Infrared Thermal Imaging with Monolithic Silicon Focal Planes Operating at Room Temperature", *Proc. IEEE IEDM 1993*, pp. 175-177, 1993.
- [66] D. Murphy, M. Ray, J. Wyles, C. Hewitt, R. Wyles, E. Gordon, K. Almada, T. Sessler, S. Baur, D. Van Lue, S. Black, "640 × 512 17 μm microbolometer FPA and sensor development," *Proc. SPIE*, Vol. 6542, pp. 654 21Z-1-10, 2007.
- [67] R. Blackwell; T. Bach; D. O'Donnell, J. Geneczko, M. Joswick, "17 μm pixel 640 × 480 microbolometer FPA development at BAE Systems," *Proc. SPIE*, Vol. 6542, pp. 65421U-1-4, 2007.
- [68] C. Li, G. D. Skidmore, C. Howard, C. J. Han, L. Wood, D. Peysha, E. Williams, C. Trujillo, J. Efmmeett, G. Robas, D. Jardine, C.-F. Wan, E. Clarke, "Recent development of u s ltra small pixel uncooled focal plane arrays at DRS," *Proc. SPIE*, Vol. 6542, pp. 65421Y-1-12, 2007.
- [69] K. Egashira, T. Yamamoto, K. Kawano, Y. Tanaka, K. Iida, T. Fujishima, T. Kakimoto, N. Oda, "Infrared sensor module using uncooled 320 × 240/640 × 480 detector," *Proc. SPIE*, Vol. 6542, pp. 65421R-1-11, 2007.
- [70] J-L. Tissot, A. Crastes, C. Trouilleau, B. Fieque, S. Tinnes, "Multipurpose high-performance 160 × 120 uncooled IRFPA," *Proc. SPIE*, Vol. 5406, pp. 550-556, 2004.
- [71] 藍光郎（監修），室秀夫，佐取朗，石垣武夫，大和田邦樹，石森義雄（共編），「次世代センサハンドブック」，培風館，pp. 56-57, 2008.
- [72] R. Asahi, O. Tabata, F. Suzuki, S. Sugiyama, M. Suzuki, A. Tanaka, "An Infrared Imaging Sensor Using Poiy-Silicon p-n Junction Diodes," *Tech. Digest 11th Sensor Symposium*, pp. 99-102, 1992.
- [73] M. Kimata, M. Ueno, M. Takeda, T. Seto, "SOI diode uncooled infrared focal plane arrays," *Proc. SPIE*, Vol. 6127, pp. 61270X-1-11, 2006.
-

-
- [74] Y. Kosasayama, T. Sugino, Y. Nakaki, Y. Fujii, H. Inoue, H. Yagi, H. Hata, M. Ueno, M. Takeda, M. Kimata, "Pixel Scaling for SOI Diode Uncooled Infrared Focal Plane Arrays," *Proc. SPIE*, Vol. 5406, pp. 504-511, 2004.
- [75] 藍光郎（監修），室秀夫，佐取朗，石垣武夫，大和田邦樹，石森義雄（共編），「次世代センサハンドブック」，培風館，pp. 57-58, 2008.
- [76] G.R. Lahiji, K.D. Wise, "A batch-fabricated silicon thermopile infrared detector," *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 29, pp. 14-22, 1982.
- [77] M. Hirota, Y. Nakajima, M. Saito, F. Satou, M. Uchiyama, "120 × 90 element thermopile array fabricated with CMOS technology," *Proc. SPIE*, Vol. 4820, pp. 239-249, 2003.
- [78] テラヘルツテクノロジーフォーラム（編集）「テラヘルツ技術総覧」，（株）エヌジーティー，pp. 284-285, 2007.
- [79] 高安秀樹，「フラクタル」，朝倉書店，pp. 1-5, 1986.
- [80] 松下貢，「フラクタルの物理(I)」，裳華房，pp.10-16, 2009.
- [81] 高安秀樹，高安美佐子，「フラクタルって何だろう」，ダイヤモンド社，pp. 42-52, 1988.
- [82] 高安秀樹，「フラクタル」，朝倉書店，pp. 7-10, 1986.
- [83] D.H. Werner, S. Ganguly, "An overview of fractal antenna engineering research," *IEEE Antennas Propag. Mag.*, Vol.45, 2003.
- [84] 後藤尚久，中川正雄，伊藤精彦，「アンテナ・無線ハンドブック」，pp. 166-167, 2006.
- [85] C. Puente-Baliarda, J. Romeu, R. Pous, A. Cardama, "On the behavior of the Sierpinski multiband fractal antenna," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 46, pp. 517-524, 1998.
- [86] N. Hiromoto, M. Aoki, M. Takeda, "Comparison between antenna coupled and infrared-type microbolometers for room-temperature THz detection," *Proc. Int. Symp. on Frontiers in THz Tech. (FTT 2012)*, Pos1.29, 2012.
- [87] M. Aoki, M. Takeda, N. Hiromoto, "Electromagnetic Simulation for THz Antenna-Coupled Microbolometers Operated at Room Temperature," *Makara Seri Teknologi*, pp.1-6, 2013.
- [88] M. Kominami, D.M. Pozar, D.H. Schaubert, "Dipole and slot elements and arrays on semi-infinite substrates," *IEEE Trans. Antenna Propag.*, Vol. 33, pp. 600-607, 1985.
- [89] Jacob Fish, Ted Belytschko, 山田貴博（監訳），永井学志，松井和己（訳），「有限要素法」，丸善出版，pp. 1-3, 2008.
-

-
- [90] 鷺津久一郎, 宮本博, 山田嘉昭, 山本義之, 川井忠彦 (共編), 「有限要素法ハンドブック I 基礎編」, 培風館, pp. 3, 1981.
- [91] 嶋田賢男, 長谷川弘治, 佐藤慎悟, 有限要素法における完全整合層の平面電磁界吸収特性, 計算数理工学論文集, Vol. 9, 04-091211, 2005.
- [92] テラヘルツテクノロジーフォーラム (編集) 「テラヘルツ技術総覧」, (株) エヌジーティー, pp. 400-402
- [93] 堀越智 (編著), 萩行正憲, 田中拓男, 高野恵介, 上田哲也 (著), 「メタマテリアル」, 日刊工業新聞社, pp. 78, 2013.
- [94] 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, pp. 10-15, 2013.
- [95] 堀越智 (編著), 萩行正憲, 田中拓男, 高野恵介, 上田哲也 (著), 「メタマテリアル」, 日刊工業新聞社, pp. 88, 2013.
- [96] H. Wada, M. Nagashima, T. Mori and N. Oda, “Vanadium oxide thin film and bolometer type infrared sensor using the vanadium oxide thin film”, Japan Patent 2786151, 1998.
- [97] Z. Yang, C. Ko, V. Balakrishnan, G. Gopalalrishnan and S. Ramanathan, “Dielectric and carrier transport properties of vanadium dioxide thin films across the phase transition utilizing gated capacitor devices”, *Phys. Rev. B*, Vol. 82, 205101, 2010.
- [98] P.J. Hood, J.F. Denatale, “Millimeter-wave dielectric properties of epitaxial vanadium dioxide thin films,” *J. Appl. Phys.* Vol. 70, pp. 376-381, 1991.
- [99] A. Zylbersztejn, B. Pannetier, P. Merenda, “Fast pulse measurements of the dielectric constant of semiconducting VO₂,” *Phys. Lett. A*, Vol. 54, 145-147, 1975.
- [100] A.B. Barker, H.W. Verleur, H.J. Guggenheim, “Infrared Optical Properties of Vanadium Dioxide Above and Below the Transition Temperature,” *Phys. Rev. Lett.* Vol. 17, 1286, 1966.
- [101] F. Niklaus, C. Vieider, H. Jakobsen, “MEMS-based uncooled infrared bolometer arrays – a review,” *Proc. SPIE*, Vol. 6836, 68360D, 2008.
- [102] 伊藤繁夫, 岩崎久雄, 岡田敏美, 長谷川弘治, 「基礎からの電磁波工学」, 日新出版 pp.20-22, 2008.
-

研究業績

査読付き学術論文

- (1) **K. Takebe**, H. Hidetoshi, K. Takano, M. Hangyo and S-S. Lee, “Electromagnetic wave absorption characteristics of H-shaped fractal antenna for dual-band microbolometer and study on the influence of bias line resistivity on microbolometer characteristics”, *Micro & Nano Lett.*, Vol. 9, pp. 639–643, 2014.
- (2) **K. Takebe**, Y. Ikeshima, H. Miyashita, K. Takano, M. Hangyo and S.-S. Lee, “Design of H-shaped fractal antenna for microbolometer and its thermal performance estimation,” *Electronics Lett.*, Vol. 50, pp. 1410–1412, 2014.

学術講演（国際学会）

- (1) **Kozaburo Takebe**, Hidetoshi Miyashita, Keisuke Takano, Masanori Hangyo, Sang-Seok Lee, “Electromagnetic Wave Absorption Characteristics of H-Shaped Fractal Antenna for Multi-Band Microbolometer,” *Proceedings of the 9th IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems*, pp. 135-138, 2014.
- (2) **Kozaburo Takebe**, Takaya Higashira, Hidetoshi Miyashita, Keisuke Takano, Sang-Seok Lee, “Characteristics of H-Shaped Fractal Antenna Having VO_x Absorber for Multi-Band Microbolometer,” *Proceedings of the 10th IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems*, pp. 466-469, 2015.

学術講演（国内学会）

- (1) 武部幸三郎, 宮下英俊, 木股雅章, 李相錫, “H型フラクタルアンテナを用いた2波長選択性を持つマイクロボロメータの吸収スペクトルシミュレーション,” 応用物理学会集積化MEMS技術研究会 第4回ワークショップ, pp. 11, 2013.