

## 4K冷凍機を用いる高感度THz光伝導半導体検出器システムの開発とその応用に関する研究

メタデータ	言語: ja 出版者: 静岡大学 公開日: 2014-02-07 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 青木, 誠 メールアドレス: 所属:
URL	<a href="https://doi.org/10.14945/00007624">https://doi.org/10.14945/00007624</a>

静岡大学 博士論文

4K 冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システムの  
開発とその応用に関する研究

2012 年 6 月

大学院 自然科学系教育部

ナノビジョン工学専攻

青木 誠

## 概要

テラヘルツ波は、一般的に、周波数領域で 0.1~10 THz の範囲の領域を持つ電磁波であり、以下のような産業応用に適する優れた特性を持っている。

- ① 透過性 – 可視領域で不透明な多くの物質（紙、プラスチック、半導体等）を透過–
- ② 安全性 – フォトンエネルギーが X 線や可視光などよりも小さく人体に対して無害–
- ③ 識別性 – 糖や蛋白質等の巨大分子の振動周波数に対応する固有スペクトルが存在–

これらの特性に基づいて、光伝導スイッチの発明と 1990 年代以降に市販されるようになった固体フェムト秒レーザの出現に端を発するテラヘルツ時間領域分光技術の発展や、小さくて取り扱いが容易な半導体のテラヘルツ量子カスケードレーザの出現等のテラヘルツ技術のブレークスルーを契機として、現在、危険物や違法薬物検査、半導体・食品・薬物等の非破壊検査、医療診断、環境計測、超高速無線通信など、さまざまなテラヘルツ波の応用に関心が高まっている。

しかしながら、テラヘルツ領域の光源（発振器）や検出器の技術開発は、技術が成熟しつつある光や電波の領域に比べると大きく遅れている。特に、テラヘルツ帯での検出器の開発の遅れを指して、検出器の「テラヘルツギャップ」と呼ばれている。テラヘルツ領域で、高い検出性能を得るためには、一般的には、液体ヘリウム温度まで冷却した Si または Ge 半導体のコンポジット型ボロメータや、不純物をドーブした Ge の光伝導半導体検出器を用いる方法がある。しかしながら、液体ヘリウム冷媒は取り扱いが難しく高価である。また、現在利用できる非冷却のテラヘルツ検出器であるゴーレイセルや焦電型検出器は感度が低く、応答速度も遅いという問題がある。ショットキーバリアダイオードは、常温動作が可能であり、高速でコヒーレント（ヘテロダイン）検出が可能である優れたテラヘルツ波の検出器であるが、基板とアンテナ間で存在する誘電損失が避けられず、周波数が高くなるにつれて感度が低下し、1 THz 程度で実用的ではなくなる。したがって、室温動作の THz 検出器は検出能が低く、高い性能を得るためには検出器を冷却しなければならないのが、現在のテラヘルツ検出器における「テラヘルツギャップ」の実際である。

その問題を解決するため、本研究では、振動等の雑音に強いテラヘルツ帯光伝導半導体検出器と液体 He 冷却によらない機械式冷凍機を組み合わせたテラヘルツ検出器システムと、その性能を評価するためのテラヘルツ光源を組み合わせた、センシング等に適した簡便な高感度テラヘルツ検出器システムを開発することを提案する。

本研究は、テラヘルツ帯光伝導半導体検出器と振動雑音の低い機械式冷凍機クライオスタットを用い、機械式冷凍機を用いた高感度テラヘルツ検出器システムを構成し、新たに黒体輻射光源とテラヘルツフィルタ、ミラー等から構成される標準テラヘルツ光源とテラヘルツ帯反射型ブレードグレーティング、ツェルニターナ型の光学マウントを用いる周波数可変光源を試作・整備することにより、その光学・電気性能を評価し、利用が容易で高い検出能を持つテラヘルツ検出器システムを実現し、通常存在する室温の背景輻射環境

において得られる最高の検出能を持ち、出力が校正された、簡便なテラヘルツ検出器システムを実現し、開発した検出器システムで産業応用を行うことを目的としている。

「4K冷凍機冷却高感度 THz 光伝導検出器システム」を開発するために、テラヘルツ光伝導半導体検出器の組立・実装、4K冷凍機内の極低温ワークサーフェス上の検出器マウント・テラヘルツ波集光光学系の製作、低雑音読み出し回路の製作、3種類のテラヘルツ波集光器の光学性能の評価、各光伝導検出器に対応するテラヘルツ帯用のローパスフィルタの透過率測定、評価用の黒体輻射炉を用いた標準テラヘルツ光源とツェルニターナ型グレーティングモノクロメータの整備、作製した高感度テラヘルツ検出器システムの電氣的・光学的性能の評価を行った。これにより、室温の背景輻射環境において高い感度 (NEP:  $\sim 10^{-14}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ) を持ち、出力が校正された、簡便なテラヘルツ検出器システムを実現した。また、開発した検出器システムの中の圧縮型 Ge:Ga 検出器を用いて、テラヘルツパッシブイメージングを行うためのシステムを構成した。そして、世界で初めて、地上の背景輻射環境下において、1.5-2.5 THz のテラヘルツ帯域のパッシブイメージングを試みた。また、可視領域や赤外領域と比べて極端にデータベースが少ないテラヘルツ帯放射率の測定法を確立した。

## 目次

第1章	はじめに	1
1.1	テラヘルツ領域の基礎	1
1.2	テラヘルツ技術の現状	2
1.3	検出器のテラヘルツギャップ	3
1.4	研究目的	5
1.5	論文の構成	5
1.6	第1章の参考論文	6
第2章	テラヘルツ検出器とその理論	8
2.1	テラヘルツ検出器の分類	8
2.2	検出器の雑音	10
2.2.1	雑音	10
2.2.2	ランダム離散発生のスペクトル関数密度	11
2.2.3	検出器の雑音	12
2.3	テラヘルツ波の検出限界	15
2.3.1	検出器の一般的な性能指標	15
2.3.2	テラヘルツ波の雑音限界動作	16
2.4	第2章の参考論文	19
第3章	4K 冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム	22
3.1	テラヘルツ光伝導半導体検出器	22
3.1.1	4種類の THz 光伝導半導体検出器	24
3.1.2	検出器の暗電流特性	30
3.2	読み出し回路	34
3.2.1	読み出し回路の雑音	35
3.2.2	素子の選択	39
3.2.3	実際の読み出し回路	45
3.3	4KGM 機械式冷凍機クライオスタット	48
3.3.1	機械式冷凍機の振動の測定	50
3.3.2	4K ワークサーフェス上の設計	52
3.4	テラヘルツフィルタ	55
3.5	集光器	59
3.5.1	三角コーン	59
3.5.2	バッフル付三角コーン	64

3.5.3	ウィンストンコーン	67
3.5.4	集光器の光学特性評価	69
3.6	黒体輻射炉を用いる標準的テラヘルツ光源	79
3.7	テラヘルツ帯ツェルニターナ型グレーティングモノクロメータ	82
3.8	まとめ	85
3.9	第3章の参考論文	86
第4章 検出器システムの性能評価		88
4.1	検出器の雑音性能	88
4.1.1	検出器の性能予測	88
4.1.2	検出器読み出し回路出力での性能予測	89
4.1.3	検出器システムの雑音測定	90
4.2	検出器の感度測定	92
4.3	まとめ	96
4.4	第4章の参考論文	97
第5章 4K 冷凍機冷却高感度 THz 光伝導半導体検出器システムによるパッシブ イメージング		98
5.1	研究目的	98
5.2	テラヘルツパッシブイメージング装置	98
5.3	パッシブイメージング装置を用いた放射率測定	105
5.4	低温物体のテラヘルツパッシブイメージング	107
5.5	まとめ	112
5.6	第5章の参考論文	112
第6章 結論		114
6.1	まとめ	114
6.2	今後の課題	115
研究業績		117
謝辞		121

# 第1章 序論

## 1.1 テラヘルツ領域の基礎

テラヘルツ波は、一般的に、周波数領域で 0.1~10 THz (T:テラ= $10^{12}$ ) の範囲の領域を持つ電磁波である (図 1.1)。この領域は、光と電波の境界に存在しているので、波長が非常に長い光として捉える事もできる一方で、周波数が極めて高い電波としても捉えることができる。

一般的に、すべての物質・エネルギーは粒子的な性質と波動的な性質、つまり波動と粒子の二重性を持つとされる。テラヘルツ波を光として扱う場合、量子力学的な粒子性に着目して、テラヘルツ波をあるエネルギーを持つ光子として扱う。また、電波として扱う場合は、電磁波の波としての波動性に注目して、テラヘルツ波を振幅と位相を持つ波動として扱うこともできる。最後に、光と電波の共通概念である電磁波のエネルギーとして、テラヘルツ波を扱う場合もある。

表 1.1 にテラヘルツ帯の周波数、波長、波数、光子エネルギー、ボルツマン温度の関係をまとめた[1]。波長は光速  $c$  ( $=2.99792458 \times 10^8$  m/s) を周波数で割ることによって求められる。主として分光法で利用される波数は、波長  $\lambda$  の逆数で定義され、単位は「 $\text{cm}^{-1}$ 」または「K: kayser」である。テラヘルツ光子のエネルギーはプランク定数  $h$  ( $=6.6260670 \times 10^{-34}$  Js) と周波数  $\nu$  の積によって導かれる。また、電子ボルト eV ( $=1.60217733 \times 10^{-19}$  J) を用いて電子のエネルギーに換算したのも良く用いられる。ボルツマン温度  $T_B$  は、ボルツマン定数  $k_B$  ( $=1.380658 \times 10^{-23}$  JK $^{-1}$ ) を用いて、 $k_B T_B = h\nu$  の関係式より計算される。

テラヘルツ領域は、電波と光の領域の間に存在するために、2つの領域に起因する多くの特性を持つ。テラヘルツ波は、電波よりも周波数が高いために、超高速無線通信の搬送波や超高速信号処理の周波数として用いられることが期待できる。波長は電波より短いために、電波に比べて高い空間分解能を得ることができる。また、テラヘルツ波は、可視光や

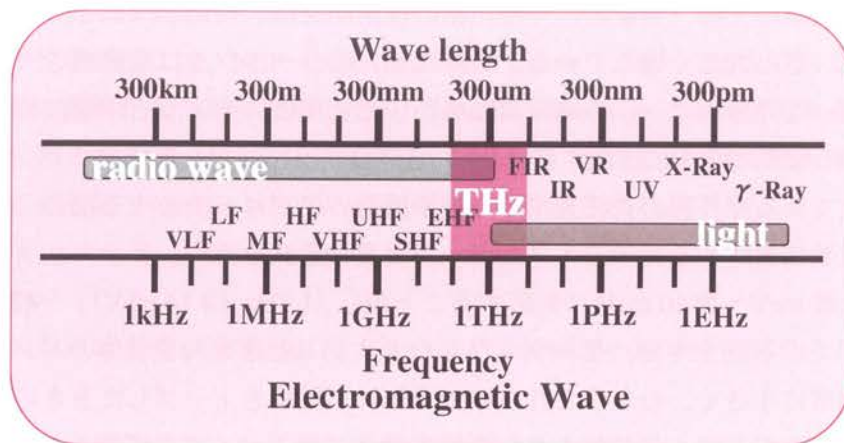


図 1.1 光と電波の境界にあるテラヘルツ領域

赤外線よりも波長が長いためにレイリー散乱の影響を受けづらく、細かい粒子によって散乱されにくいので、粉体を容易に透過することができる。

テラヘルツ波の光子エネルギーは X 線や可視光などよりもずっと小さく、測定対象の構成物質を壊し傷つけるエネルギーよりもずっと小さいので、可視領域で不透明な多くの物質（紙、プラスチック、半導体、たんぱく質、脂肪等）を透過する性質がある。また、糖やたんぱく質などの巨大分子の変角振動、振れ振動の周波数に対応する固有の指紋スペクトルが存在する。このために、これらの物質のセンシングやイメージングに向いている。

テラヘルツ波は水分子に対して非常に敏感である（水分子はテラヘルツ波に対して多くの吸収スペクトルを持つ）ので、非接触・非破壊の生体細胞中の水分量のモニタリングなどの応用が可能である。しかし、大気中の水蒸気による減衰が大きいため、地上での通信・センシング等は近距離に限られてしまうというデメリットも存在する[2]。

表 1.1 テラヘルツ帯での周波数と物理量の関係[1]

周波数 $\nu$ [THz]	波長 $\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	波数 $k_\nu$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	光子エネルギー $E_\nu$ [J]	光子エネルギー $E_\nu$ [meV]	ボルツマン温度 $T_B$ [K]
0.1	3000	3.3	6.63E-23	0.414	4.8
0.3	1000	10	1.99E-22	1.24	14.4
1	300	33	6.63E-22	4.14	48
3	100	100	1.99E-21	12.4	144
10	30	330	6.63E-21	41.4	480

## 1.2 テラヘルツ技術の現状

テラヘルツ領域の光源（発振器）や検出器の技術開発は、技術が成熟しつつある光や電波の領域に比べると大きく遅れている。そのため、テラヘルツ波は電磁波の未開拓領域と呼ばれている。この原因は、この電磁波領域が、光と電波のちょうど中間に位置することにより発生する物理的理由に由来する。

例えば、光である赤外線の長波長端から技術開発のアプローチをする場合、その発生・検出には周波数に対応する光子のエネルギーが重要な意味を持つ。テラヘルツ波の光子のエネルギーは数 meV～数 10 meV に対応することから（1 THz = 4.14 meV）、一般的に光学分野で用いられているシリコン、ゲルマニウムやガリウム砒素等の半導体のバンドギャップに比べて、非常に小さく、むしろこれらの半導体に不純物をドーピングしたときの不純物準位に対応する。したがって、赤外線よりも低周波数化したデバイスを作製しようとする、室温における電子・ホール熱励起が、半導体レーザや半導体検出器で利用するエネルギー



ギャップよりも大きくなり、デバイスの正常動作を阻害する。よって、光の側からアプローチした光源や検出器を利用する場合は、電子・ホールの熱励起が起こらない温度まで（一般的に液体ヘリウム冷却温度である 4.2 K 程度まで）冷却する必要がある。

電波であるマイクロ波の短波長側からアプローチする場合、周波数が電波に比べて高すぎることや、波長が数 10  $\mu\text{m}$ ～数 1000  $\mu\text{m}$  と非常に小さいことが問題になる。マイクロ波やミリ波の送信・受信デバイスを高周波数化しようとする、デバイスの小型化の問題や固体デバイス中の電子速度の限界が発振器の出力や検出器の変換効率などを著しく低下させる等の問題がある。

しかしながら、1990 年代に入ってから、テラヘルツ技術において、いくつかの革新的な展開があった。すなわち、テラヘルツ領域において、フェムト秒レーザを用いたテラヘルツ時間領域分法や[3][4][5]、高出力で広帯域にわたって波長可変な自由電子レーザ、小さくて取り扱いが容易な半導体の量子カスケードレーザなどが出現した[6]。これらの技術の開発が、近年の各方面におけるテラヘルツ技術への大きな期待につながっている。さらに研究を進めることにより、未開拓領域と呼ばれる技術的困難を克服して、工業応用、バイオ・医療応用、農業・水産業応用、環境応用などの広範囲な分野でのテラヘルツ波応用が期待されている。

### 1.3 検出器のテラヘルツギャップ

前節 1.2 で説明した通り、物理的・技術的理由からテラヘルツ帯で動作する光源や検出器は、いまだに使いやすく性能が良いものが存在していない。特にテラヘルツ帯での検出器の開発の遅れを指して、検出器のテラヘルツギャップと呼ばれている。

図 1.2 に、直接検出を行う検出器について、光や赤外の検出器の検出能力を、縦軸に比検出能  $D$  (detectivity) を、横軸に周波数・波長として示した。また、室温で動作するものを青実線で、液体窒素冷却で使用するものを赤い実線で、液体ヘリウム温度まで冷却が必要なものを青の点線で示した。

光検出器の性能指標には、NEP (noise equivalent power)、NEP の逆数である比検出能  $D$ 、検出器の面積で規格化した固有比検出能  $D^*$  (specific detectivity) が挙げられる。 $D^*$  は面積の異なる検出器の検出能（特に検出器材料面において）を比較するための一般的な性能指標で、検出器の面積  $B$  [ $\text{cm}^2$ ] と NEP [ $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ] を用いて計算される。

$$D^* = \frac{\sqrt{B}}{NEP} \quad 1.1$$

比検出能、固有比検出能が大きければ大きいほど、検出器の雑音性能が良くなることを意味している。

波長が短い（周波数が高い）可視領域や紫外領域では、冷却の必要がなく室温で使用可能なリン化ガリウム、シリコン等を用いた優秀な半導体検出器が存在していることが分か

る。近赤外線の領域でも、可視光やそれ以上の周波数領域と同様に、非冷却で性能の良い半導体検出器（InGaAs 等）が存在している。中赤外の領域に入ると、非冷却の検出器は、周波数の減少とともに性能が低下していく。しかしながら、液体窒素冷却で使用する高感度な検出器が存在している。テラヘルツ領域よりも低い周波数領域での検出器の性能は、図に示していないが、ミリ波・マイクロ波の領域では、ヘテロダイン検波を用いた常温で使用可能な高感度受信器が存在する。

テラヘルツ領域で、高い性能を得るためには、一般的には、液体ヘリウム温度まで冷却したシリコンまたはゲルマニウム半導体のコンポジット型ボロメータや不純物をドーピングしたゲルマニウムの光伝導半導体検出器を用いる方法がある[7][8]。しかし、液体ヘリウム冷媒は取り扱いが難しく高価である。また、現在利用できる非冷却のテラヘルツ検出器であるゴーレイセルや焦電型検出器は感度が低く[9][10]、応答速度も遅いという問題がある。ショットキーバリアダイオードは[11]、常温動作が可能であり、高速でコヒーレント（ヘテロダイン）検出が可能である優れたテラヘルツ波の検出器であるが、基板とアンテナ間で存在する誘電損失が避けられず、周波数が高くなるにつれて感度が低下し、数 THz 程度で実用的ではなくなる。

したがって、室温動作の THz 検出器は検出能が低く、高い性能を得るためには検出器を冷却しなければならないのが、現在のテラヘルツ検出器におけるテラヘルツギャップの実際である。

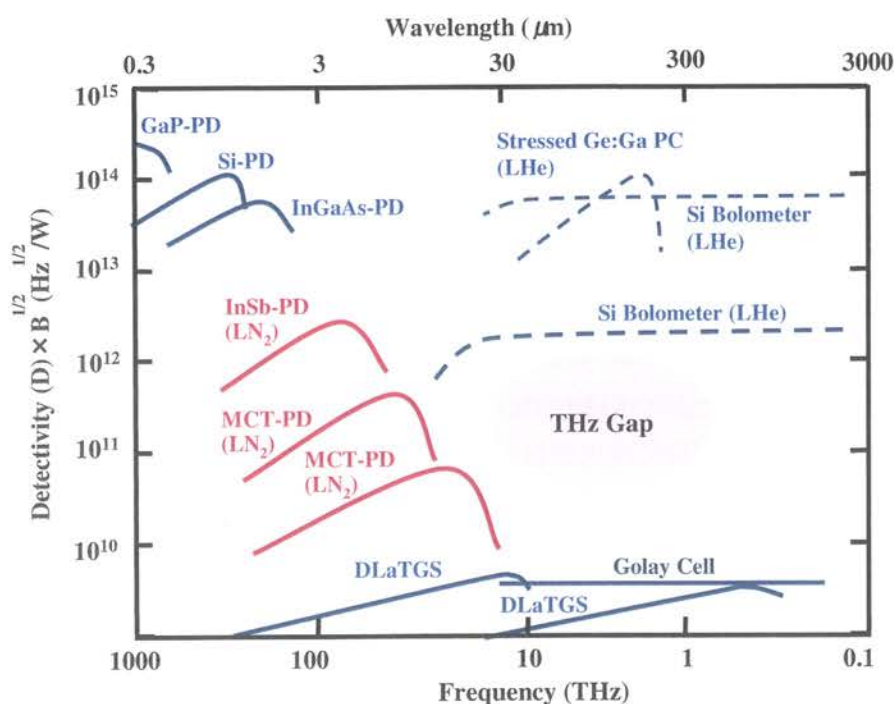


図 1.3 検出器のテラヘルツギャップ（直接検出）

## 1.4 研究の目的

テラヘルツ領域では、室温動作のテラヘルツ検出器は検出能が低く、高い性能を得るためには検出器を、液体ヘリウム温度まで冷却しなければならない。その問題を解決するため、本研究では、振動等の雑音に強いテラヘルツ帯光伝導半導体検出器と液体ヘリウム冷却によらない機械式冷凍機を組み合わせたテラヘルツ検出器システムと、その性能を評価するためのテラヘルツ光源を組み合わせ、センシング等に適した簡便な高感度テラヘルツ検出器システムを開発することを提案した。

本研究は、テラヘルツ帯光伝導半導体検出器と振動雑音の低い機械式冷凍機クライオスタットを用い、「4K冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」を構成し、新たに黒体輻射光源とテラヘルツフィルタ、テラヘルツ帯集光器、ミラー等から構成される標準テラヘルツ光源とテラヘルツ帯反射型ブレードグレーティング、ツェルニターナ型の光学マウントを用いる周波数可変光源を試作・整備することにより、その光学・電気性能を評価し、以下のことを達成することを目的としている。

- ・ 利用が容易で高い検出能を持つテラヘルツ検出器システムを実現すること
- ・ 通常存在する室温の背景輻射環境において得られる最高の検出能を持ち、出力の校正が行われている、簡便なテラヘルツ検出器システムを実現すること
- ・ 開発した検出器システムで、今までに前例がない、常温の物質のテラヘルツ波パッシブイメージングを行い、テラヘルツ波の応用を進めること

## 1.5 論文の構成

本論文では、「4K冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」を開発するために、テラヘルツ光伝導半導体検出器の組立・実装、4K冷凍機内の極低温ワークサーフェス上の検出器マウント・テラヘルツ波集光光学系の製作、低雑音読み出し回路の製作、評価用の黒体輻射炉を用いた標準テラヘルツ光源とツェルニターナ型グレーティングモノクロメータの整備、検出器システムの電氣的・光学的性能の評価を行った。また、開発した検出器システムでパッシブイメージングを行うためのシステムを構成し、「4K冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」のイメージング応用を進めた。

第 1 章では、テラヘルツ領域の基礎と、テラヘルツ検出技術が置かれている現状について述べた後に、本研究の目的を示す。

第 2 章では、テラヘルツ検出器技術全般について述べる。まず、テラヘルツ検出器を検出方法の違いにより分類する。次に、雑音についての議論を行い、テラヘルツ検出器で生じる雑音について述べる。最後に、検出器の性能指標、テラヘルツ検出器の雑音限界動作条件について詳しく議論する。

第 3 章では、「4K冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」の開発について述べる。システムの主要構成要素である、テラヘルツ波を検出するテラヘルツ光伝導

半導体検出器、半導体検出器によって得られた信号電流をインピーダンス変換・増幅するための読み出し回路、検出器を液体ヘリウム冷却温度である4 Kまで冷却するための4KGM機械式冷凍機クライオスタット、検出器に入射する光子の周波数・エネルギーを制限するテラヘルツフィルタ、検出器に入射するテラヘルツ波の視野角を制限するテラヘルツ帯集光器、そして、光学的・電気的特性を評価するための黒体輻射炉を用いる標準的テラヘルツ光源と、周波数可変光源であるツェルニターナ型グレーティングモノクロメータについて述べる。

第4章では、開発した「4K冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」の性能評価について述べる。まず、300K 背景輻射下での検出器システムの性能予測と実験結果を比較し、背景輻射限界の検出性能を有しているかを議論する。その後、標準的テラヘルツ光源を用いて、検出器感度の測定実験を行った結果について述べる。

第5章では、「4K冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」の応用としてテラヘルツ帯でパッシブイメージングを行った結果について述べる。まず、イメージング光学系の構成を説明する。その後、検出器システムと光学系を用いて得られたイメージの議論を行う。

最後に、第6章で、本論文のまとめとして、結論と今後の展開について述べる。

## 1.6 第1章の参考論文

- [1] 廣本宣久: ナノビジョンサイエンス –画像技術の新展開–, 第五章 テラヘルツイメージング, コロナ社 (東京), (2009).
- [2] テラヘルツテクノロジーフォーラム編: テラヘルツ技術総覧, 廣本宣久 (編集委員長), エヌジーティー (東京), (2009).
- [3] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, “Picosecond photoconducting Hertzian dipoles,” *Applied Physics Letter* **45**, 284 (1984).
- [4] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, and Ch. Fattinger, “Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors,” *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 2006 (1990).
- [5] K. Sakai, Ed.: “Terahertz Optoelectronics,” Springer-Verlag (Berlin, Heidelberg, New York) (2005).
- [6] R. Koehler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi: “Terahertz semiconductor - heterostructure laser,” *Nature* **417**, 156 (2002).
- [7] N. S. Nishioka, P.L. Richards and D. P. Woody, “Composite bolometer for submillimeter wavelength,” *Appl. Opt.* **17**, 1562 (1978).
- [8] N. Hiromoto, T. Itabe, H. Shibai, H. Mathuhara, T. Nakagawa and H. Okuda, “Three-element stressed Ge:Ga photoconductor array for the infrared telescope in space,” *Appl. Opt.* **31**, 460

(1992).

[9] <http://www.terahertz.co.uk/QMCI/GOLAY.HYM>

[10] [http://www.spiricon.com/selectionguide/thermal\\_imaging/pyrocamIII.shtml](http://www.spiricon.com/selectionguide/thermal_imaging/pyrocamIII.shtml)

[11] H. P. Roeser, H. W. Hubers, T. W. Crowe and W. C. B. Peatman, "Nanostructure GaAs Schottky diodes for far-infrared heterodyne receivers," *Infrared Phys. Tech.* **35**, 451 (1994).

## 第2章 テラヘルツ検出器とその理論

### 2.1 テラヘルツ検出器の分類

テラヘルツ領域の検出手段は、大きく分類して、テラヘルツ波の光子を検出する光子検出、テラヘルツ波の波動成分を検出する電波検出、電磁波としてのエネルギーつまり熱を検出する熱的検出、そして分光器などの用途に用いられるフェムト秒レーザプローブを用いる検出法に分類される。表 2.1 はテラヘルツ検出器をまとめたものである[1][25]。表では、まず検出方法で主なテラヘルツ領域の検出デバイスを分類し、そのデバイスが直接検出かミキサーによる間接検出か、冷却して用いるのか非冷却で用いるものか、そのデバイスの利用可能な周波数域、検出能、アレイ化の状況について示してある。検出能「高」は、室温での背景輻射限界の NEP ( $\sim 10^{-14}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$  程度) が実現できているのに対し、「低い」はそれに比べて3桁~4桁低いことを示している。アレイ化における「小」は1000素子以下、「中」はそれ以上から100000素子以下が実現されていることを意味している。

表 2.1 テラヘルツ検出器のまとめ[1]

検出方法	デバイス	直接検出/ミキサ	冷却/非冷却	周波数	検出能	アレイ化
フェムト秒レーザプローブ電界検出	光伝導アンテナ (LT-GaAs PCA)	直接検出	非冷却	0.1~3.5 THz (最大60 THz)	高 (繰返し超短パルス)	一次元アレイ (小)
	電気光学結晶 光バランス検出器 (ZnTe など)	直接検出	非冷却	0.1~6 THz (最大60 THz)	高 (繰返し超短パルス)	CCDカメラを用いた二次元撮像可
電界検出	ショットキーバリアダイオード (GaAs-SBD)	直接検出/ミキサ	非冷却、冷却 (<4.2 K)	0.01~2.5 THz	低 (直接)、高 (ミキサ)	二次元アレイ (小)
光子検出	不純物半導体検出器 (Ge:Ga, 圧縮型Ge:Ga)	直接検出	冷却 (<4.2 K)	2.8~6 THz (Ge:Ga), 1.5~4 THz (圧縮型Ge:Ga)	高	二次元アレイ (小)
	半導体量子井戸検出器	直接検出	冷却 (<4.2 K)	3~60 THz	高	-
	超伝導SIS検出器 (Nb, NbN)	ミキサ	冷却 (<4.2 K)	0.1~0.7 THz (Nb), 0.1~1.4 THz (NbN)	高	二次元アレイ (小)
	超伝導STJ検出器 (Nb など)	直接検出	冷却 (<4.2 K)	1.光子誘起トンネル過程 0.7 THz [26], 2.クーバー対の解離過程 1~2 THz [27]	高	二次元アレイ (小)
熱的検出	ゴーレイセル	直接検出	非冷却	0.15~10 THz	低	-
	焦電形 (パイロ) 検出器	直接検出	非冷却	0.5~30 THz	低	二次元アレイ (中)
	赤外マイクロボロメータ (VOx, $\alpha$ -Si, Si-diode, サーマスタ)	直接検出	非冷却	3~60 THz	低	二次元アレイ (中)
	コンボジット半導体ボロメータ (Si, Ge)	直接検出	冷却 (Si: 4.2 K, Ge: 1.6 K)	0.06~10 THz	高	二次元アレイ (小)
	半導体ホットエレクトロンボロメータ (InSb)	直接検出	冷却 (<4.2 K)	0.06~3 THz	高	-
	超伝導HEB検出器 (NbN)	ミキサ	冷却 (<4.2 K)	2.5 THz [28]	高	-
	超伝導TES検出器 (Mo/Au など)	直接検出	冷却 (<4.2 K)	0.15 THz [29]	高	二次元アレイ (中)

## 光子検出

光子検出は、光子の吸収により生成されるキャリアを検出するものである。テラヘルツ領域の光子検出器としては、テラヘルツ波の吸収により、半導体中の束縛エネルギー準位から電離して発生した自由キャリアを、光電流に変えて検出する光伝導型検出器である不純物半導体検出器や量子井戸検出器が存在する。不純物半導体検出器は、テラヘルツ光子の検出に半導体にドーパされた不純物の浅い不純物準位を用いる。Ge に Ga をドーパした Ge:Ga 検出器や[2]、 $\sim 6000 \text{ kg/cm}^2$  の応力を加えることによりアクセプタ不純物準位の縮退を解き[3]、感度を周波数の低いほうに伸ばした圧縮型 Ge:Ga 検出器などが良く用いられている[4]。また、不純物濃度を高め吸収効率を上げることで大きな感度を得ようとする BIB 検出器 (blocked-impurity-band detector) や[5]、不純物半導体としてより長い波長に感度を持つ GaAs 検出器等の開発もされている。量子井戸検出器には、井戸内のサブバンド間遷移をもちいる量子井戸赤外線検出器 (QWIP: quantum well infrared photodetector) の感度をテラヘルツ領域まで拡張させた THz-QWIP がある[6][7]。また、サブバンド内遷移を用いた QWISP (quantum well intrasubband photodetector) [8]、量子ドットや量子リングを用いた QDIP (quantum dot infrared photodetector) や QRIP (quantum ring infrared photodetector) 等の新しい検出器も盛んに研究されている[9][10]。その他にも、トンネル効果を用いる STJ (superconducting tunnel junction) 検出器などが挙げられる[11]。

## 電波検出

電波検出は電磁波の振幅を整流・二乗検波して直接検出するものと、参照する電磁波と混合干渉させて差周波を検出するヘテロダイン検波がある。直接検出器では、テラヘルツ領域の周波数まで応答 (応答速度が ps 程度まで) することが、ヘテロダイン検波には、テラヘルツ帯で、単一周波数信号を発生できる安定した局部発振器が必要とされる。テラヘルツ波の電波検出手段は、ショットキー接合 (金属・半導体) によって生じる電流-電圧 (I-V) 特性の非線形性によりテラヘルツ波を整流して検出するショットキーバリアダイオード [12]、超伝導転移温度付近の抵抗値の強い非線形性を利用する HEB (hot electron bolometer) ミキサー [13]、超伝導現象によるトンネル電流を用いた SIS (superconductor insulator superconductor) 検出器などがある[14]。

## 熱的検出

熱を検出するタイプの検出器は、電磁波が持つ熱エネルギーを吸収することによって起こる物性の変化を検出するものである。非冷却で検出感度は低いが手軽に使用できるものとして、テラヘルツ波の入射によって起こる気体の膨張を光学的に検出するゴレイセル [15]、極性を持った物質に、テラヘルツ電磁波が入射した際に起こる分極変化による表面電荷の変化を検出する焦電型 (パイロ) 検出器 [16]、テラヘルツ波の吸収によって温度が変化したときの電気抵抗の変化を検出する抵抗ボロメータがある。また、冷却することにより

高感度を実現するものとして、Si や Ge 半導体ボロメータを冷却したコンポジット型ボロメータや[17]、次世代のテラヘルツ帯ボロメータとして注目されている超伝導転移温度付近の急激な抵抗変化を利用する超伝導 TES 検出器等がある[18]。

## フェムト秒レーザープローブを用いる検出

テラヘルツ時間領域分光法 (THz-TDS) では[19]、フェムト秒超短パルスレーザーをポンプ光に用いて、低温成長 GaAs (LT-GaAs) の光伝導半導体アンテナや ZnTe や有機材料である DAST などを用いて発生させた THz パルス電磁波を[20][21]、同レーザーをプローブ光として PC アンテナや ZrTe などの電気光学結晶を用いて検出する[22][23]。光伝導半導体アンテナを用いた際には、テラヘルツ波はプローブ光によりアンテナ間に発生したキャリアによる電流として検出される。電気光学結晶を用いると、テラヘルツ波の電界はプローブ光の偏光の変移に変換されて、フォトダイオードを用いた光バランス検出器で検出される。

## 2.1 検出器の雑音

雑音は検出器の測定可能な最小限度の値 (雑音等価エネルギー、NEP) を決める。本節では雑音の一般論と、テラヘルツ検出器で発生する各種雑音について説明する。

### 2.2.1 雑音

雑音は測定する信号に含まれるランダムなゆらぎのことであり、振幅と位相に周波数スペクトルを持つ。それに対して、誤差は測定を行う際に生じる測定値と真値との差を示し、一般に測定の精度を示すものである。いま、測定値を  $x_i$  として、 $n$  個の測定を行ったとすると、 $n$  個の標本に対する平均値は、

$$\langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad 2.1$$

となる。ここでは、 $\langle \rangle$  はある変数に対する平均値を表し、 $\langle x \rangle$  は測定値  $x_i$  の平均を表している。また  $x_i^2$  の平均値を、

$$\langle x \rangle^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2 \quad 2.2$$

とすると、この標本に対する分散と標準偏差は、次式で表される。

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2}{n-1} = \frac{n}{n-1} (\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2) \quad 2.3$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{n}{n-1} (\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2)} \quad 2.4$$

雑音の標本値が正規分布をしているとすると、雑音エネルギー (測定データが電気信号



である場合は、電力あるいは、電流または電圧の 2 乗) は  $\sigma^2$  に等しくなる。また、雑音エネルギーが複数重なって存在する場合は、合計の雑音エネルギーはそれらの足し合わせとなる。

### 2.2.2 ランダム離散発生の特クトル密度関数

ランダムな時刻  $t_i$  に発生する現象  $f(t-t_i)$  が、 $T$  時間内に  $N$  回発生すると考えると、その現象の重ね合せ  $i(t)$  は式 2.5 で表すことができる。

$$i(t) = \sum_{i=1}^N f(t-t_i) \quad \text{for } 0 \leq t \leq T \quad 2.5$$

また、平均発生率  $\langle n \rangle$  を用いると、 $N$  の平均値  $\langle N \rangle$  は  $\langle n \rangle T$  である。ここで、 $f(t-t_i)$  のフーリエ変換を  $F_{fi}(f)$  とすると、 $F_{fi}(f)$  は、畳み込み積分を用いて、 $f(t)$  のフーリエ変換  $F_f(f)$  で表すことができる。

$$F_{fi}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t-t_i) e^{-2\pi f t} dt = e^{-2\pi f t_i} F_f(f) \quad 2.6$$

また、現象の重ね合わせ  $i(t)$  のフーリエ変換  $I_f(f)$  とする。

$$I_f(f) = \int_{-\infty}^{\infty} i(t) e^{-2\pi f t} dt \quad 2.7$$

式 2.7 と式 2.5 と、式 2.6 を見比べるとによって、式 2.8 が成り立つことが分かる。

$$I_f(f) = \sum_{i=1}^N F_{fi}(f) \quad 2.8$$

従って、 $|I_f(f)|^2$  は、

$$|I_f(f)|^2 = |F_f(f)|^2 \left| \sum_{i \neq j}^N \sum_j^N e^{i2\pi f(t-t_i)} \right| = |F_f(f)|^2 N \quad 2.9$$

となる。式 2.9 に対して各  $T$  について平均を求めると、式 2.10 が得られる。

$$\langle |I_f(f)|^2 \rangle = |F_f(f)|^2 \langle N \rangle = |F_f(f)|^2 \langle n \rangle T \quad 2.10$$

ここで  $i^2(t)$  の時間平均値を  $P_T$  とすると、 $P_T$  は式 2.11 となる。

$$P_T = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} i^2(t) dt = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |I_f(f)|^2 df = \frac{2}{T} \int_0^{\infty} |I_f(f)|^2 df \quad 2.11$$

式 2.11 では、 $i(t)$  が実数であるとして、 $I_f(f)$  が偶関数であることを用いた。ここで、 $P_T$  を求める周波数積分の被積分関数について、測定時間  $T$  を  $\infty$  に取ったものが、スペクトル密度関数である。即ち、スペクトル密度関数の定義は式 2.12 であり、 $T$  を  $\infty$  にした時は、 $|I_f(f)|^2$  に対して時間平均値を取ったことになる。

$$S_f(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2|I_f(f)|^2}{T} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2|\langle I_f(f) \rangle|^2}{T} \quad 2.12$$

式 2.10 より、スペクトル密度関数は式 2.13 となる。

$$S_f(f) = 2\langle n \rangle |F_f(f)|^2 \quad 2.13$$

### 2.2.3 検出器の雑音

#### i) 熱雑音 (Thermal noise, Johnson noise, Nyquist noise)

熱雑音は、温度  $T$  の抵抗  $R$  が発生する雑音であり、抵抗  $R$  から伝送路に流れ出る雑音電力密度は、式 2.14 で表される。

$$P(f) = \frac{hf\Delta f}{e^{hf/kT} - 1} \cong kT\Delta f \quad 2.14$$

ここで  $k$  はボルツマン定数、 $h$  はプランク定数、 $f$  は電気信号の周波数である。通常測定される電気信号の周波数範囲では、 $hf \ll kT$  であるのをを用いて近似した。雑音源から取出される電力は、整合負荷に供給される電力として求められる。整合負荷に供給される電力は電力源の 1/4 が供給されることを考慮すると、雑音源における電圧密度  $v_n$ 、電流密度  $i_n$  を用いて、雑音源  $R$  から取出される電力は式 2.15 となる。

$$P(f) = \frac{1}{4} \frac{v_n^2(f)}{R} = \frac{1}{4} i_n^2(f) R \quad 2.15$$

従って、熱雑音による雑音電圧密度、雑音電流密度は式 2.16、式 2.17 で表される。

$$v_n^2(f)\Delta f \cong 4kTR\Delta f \quad 2.16$$

$$i_n^2(f)\Delta f \cong \frac{4kT\Delta f}{R} \quad 2.17$$

#### ii) 誘電損雑音 (Dielectric noise)

誘電損雑音は、温度  $T$  の誘電体の損失による雑音である。誘電体のランダム雑音はコンデンサの寄生抵抗  $R_p$  に関係して発生するので、電気容量  $C$  だけを持つ理想的なコンデンサの場合は、雑音は存在しない。誘電損雑音の電流密度は、誘電正接  $\tan\sigma$  を用いて式 2.18 で表される。

$$i_n^2(f)\Delta f = 4kT\omega C \tan\sigma\Delta f = 8\pi kTfC \tan\sigma\Delta f \quad 2.18$$

#### iii) 熱伝導ゆらぎによる雑音

熱伝導ゆらぎによる雑音は、熱リザーバと熱伝導率  $G_T$  でつながっている温度  $T$ 、熱容量

$C_T$ の素子の温度ゆらぎに起因する雑音である。温度  $T$  の素子の温度揺らぎ  $\overline{\Delta T^2}$ 、素子の抵抗温度変化係数  $\alpha_T$ 、素子の抵抗  $R$ 、バイアス電流  $i_B$  とすると、熱伝導揺らぎによる雑音の電流密度は、

$$i_n^2(f)\Delta f = \alpha_T^2 \overline{\Delta T^2} R^2 i_B^2 \Delta f = \frac{4kT^2 \alpha_T^2 R^2 i_B^2}{G} \Delta f \quad 2.19$$

と表される。

#### iv) ショット雑音 (Shot noise)

ショット雑音は、キャリア（電子または正孔）がランダムに発生して流れることにより発生する電流による雑音である。いま電極1からランダムに電子が発生し、電極2に流れるとする。電子1個により外部に誘導される電流は、電極2に誘導される電荷  $Q_2$ 、電極間の距離  $l$ 、電極間の位置座標  $x$ 、速度  $v$  とすると、

$$i(t) = \frac{dQ_2}{dt} = \frac{e}{l} \frac{dx}{dt} = \frac{e}{l} v(t) \quad 2.20$$

と表される。電子の電極間走行時間  $t_{tr}$  とすると、電子1個による誘導電流のフーリエ変換は式 2.21 となる。

$$F(f) = \int_{-\infty}^{\infty} i(t) e^{-i2\pi ft} dt = \frac{e}{d} \int_0^{tr} v(t) e^{-i2\pi ft} dt = e \quad 2.21$$

電子1個の電流によるスペクトル密度関数は、式 2.13 より式 2.22 となる。

$$S_1(f) = 2|F(f)|^2 \quad 2.22$$

従って、単位時間に発生する電子の数の平均を  $\langle n \rangle$  とし、平均電流を  $I$  とすると、スペクトル密度関数は、

$$S(f) = 2\langle n \rangle e^2 = 2eI \quad 2.23$$

となり、ショット雑音による雑音電流密度は、式 2.24 で表される。

$$i_n^2(f)\Delta f = S(f)\Delta f = 2eI\Delta f \quad 2.24$$

#### v) 生成・再結合雑音 (Generation-Recombination noise: GR noise)

生成・再結合雑音はショット雑音にキャリア寿命を含めたものである。半導体の光伝導検出器などのキャリアの寿命  $\tau$  が有限である場合、テラヘルツ波の吸収により励起された1個のキャリアの運動により誘導される外部電源回路は、キャリアのドリフト速度を  $v_d$ 、電極間距離を  $l$  として

$$i(t) = \frac{ev_d}{l} \quad \text{for } 0 \leq t \leq \tau \quad 2.25$$

で表され、それ以外の時間では、 $i(t)=0$  である。またフーリエ変換は、式 2.26 で計算される。

$$F(f, \tau) = \frac{ev_d}{l} \int_0^{\tau} e^{-i2\pi ft} dt = \frac{-iev_d}{2\pi fl} (1 - e^{-i2\pi f\tau}) \quad 2.26$$

寿命  $\tau$  についての確率密度関数  $g(\tau)$  を式 2.27 で仮定する。ここでは  $\tau$  の平均値を  $\tau_0$  としている。

$$g(\tau) = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \quad 2.27$$

式 2.26 の自乗と式 2.27 を用い、また単位時間に発生する電子の平均数  $\langle n \rangle$  とすると、スペクトル密度関数は次式の通り求められる。

$$S(f) = \int_0^{\infty} 2\langle n \rangle |F(f, \tau)|^2 g(\tau) d\tau = \frac{4\langle n \rangle e^2 v_d^2 \tau_0^2}{l^2} \cdot \frac{1}{1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2} \quad 2.28$$

これより、雑音電流密度は、

$$i_n^2(f) \Delta f = \frac{4\langle n \rangle e^2 v_d^2 \tau_0^2}{l^2} \cdot \frac{1}{1 + (2\pi f \tau_0)^2} \Delta f \quad 2.29$$

となる。ここで、平均電流を  $I$  とし、 $t_{tr}$  を電極間走行時間 ( $t_{tr} = l/v_d$ ) とすると、 $I = \langle n \rangle e l t_{tr}$  および  $G = \tau_0/t_{tr}$  より、生成・再結合雑音による雑音電流密度は式 2.30 となる。

$$i_n^2(f) \Delta f = 4eGI \cdot \frac{1}{1 + (2\pi f \tau_0)^2} \Delta f \quad 2.30$$

vi) 1/f 雑音またはフリッカ雑音 (1/f noise, Flicker noise, Pink noise)

1/f 雑音 (またはフリッカ雑音) は、雑音エネルギー密度が周波数に反比例する雑音で、ほとんど全ての電子デバイスから発生する。その発生の機構はいろいろあると考えられているが、完全には明らかになってはいない。現象的には、1/f 雑音の雑音電流密度は、式 2.31 で表される。

$$i_n^2(f) \Delta f = \alpha_H \frac{I^2}{N_C f} \Delta f = K_f \frac{I^m}{f^\alpha} \Delta f \quad 2.31$$

ここで、 $\alpha_H$  は材料で決まるとされる Hooge パラメータ、 $I$  は平均電流、 $N_C$  はデバイス内のキャリア数、また 1/f 雑音電流密度の測定データにフィットさせた場合、 $K_f$  は定数、 $m \doteq 1 \sim 2$ 、 $\alpha \doteq 1$  となる。

vii) 光子雑音 (Photon noise)

光子雑音は、検出器に入射する光子数の揺らぎによる雑音である。光子が単位時間に検

出器に入射する平均数  $\langle n \rangle$  が決まっている場合、入射光子数はポアソン分布に従うが、光子はボーズ粒子であり同一モードに無限数の粒子が入り得るため、揺らぎの大きさが  $\langle (\Delta n)^2 \rangle \sim \langle n^2 \rangle$  まで大きくなる。そのため、式 2.35 で表されるように、ポアソン分布の  $\langle (\Delta n)^2 \rangle \sim \langle n \rangle$  よりも大きくなる。

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2 = \langle n \rangle (1 + \langle n \rangle) \quad 2.32$$

ここで、ボーズ粒子の  $\langle n \rangle$  はボーズ・アインシュタインの分布関数で書くことができるので、式 2.32 は、式 2.33 および式 2.34 で表される。ここで  $P$  [W] は光入射エネルギー、 $t$  [s] は入射時間である。

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n \rangle (1 + b) = \frac{Pt}{h\nu} (1 + b) \quad 2.33$$

$$b = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad 2.34$$

ここで、 $b$  はボーズ因子と呼ばれる。

光伝導検出器による光子検出の場合、光子雑音による雑音電流密度は、生成・再結合雑音の式 2.30 において、 $I$  が揺らぎを持った光の入射による電流であるとして、 $I$  を  $e\eta G(P/h\nu)(1+b)$  と置き換えることにより、2.35 式で与えられる。

$$i_n^2(f)\Delta f = 4e^2 G^2 \eta \left( \frac{P}{h\nu} \right) (1+b) \cdot \frac{1}{1 + (2\pi f \tau_0)^2} \Delta f \quad 2.35$$

## 2.3 テラヘルツ波の検出限界

### 2.3.1 検出器の一般的な性能指標

検出器の感度は電気信号と入射光エネルギーの比で与えられる。いま、信号電流  $i_s$ 、信号電圧  $v_s$ 、入射光エネルギー  $P_s$ 、検出器のインピーダンス  $Z_f$  とすると、電流感度  $R_i$ 、電圧感度  $R_v$  および電力感度  $R_p$  はそれぞれ式 2.36、式 2.37 および式 2.38 で表される。

$$R_i = \frac{i_s}{P_s} \quad [A/W] \quad 2.36$$

$$R_v = \frac{v_s}{P_s} = \frac{i_s Z_f}{P_s} = R_i Z_f \quad [V/W] \quad 2.37$$

$$R_p = \frac{i_s v_s}{P_s} = \frac{i_s^2 Z_f}{P_s} = \frac{v_s^2}{Z_f P_s} \quad [-] \quad 2.38$$

雑音等価エネルギー (Noise Equivalent Power: NEP) は、雑音に等価な電気信号を発生する入射光エネルギーである。NEP は、電気雑音と対応する感度の比で与えられる。雑音電流および雑音電圧に対する NEP を式 2.39 に、雑音電力に対する NEP を式 2.40 に示す。

$$NEP = \frac{i_n}{R_i} = \frac{v_n}{P_v} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.39$$

$$NEP_p = \frac{i_n v_n}{R_p} \quad [W/Hz] \quad 2.40$$

2.2.1 で述べたように、雑音は自乗で足し合わせることができるので、NEP も自乗で足し合わせることができる。式 2.41 の和の法則により、全 NEP が求められる。

$$NEP_T^2 = NEP_1^2 + NEP_2^2 + \dots + NEP_N^2 = \sum_{m=1}^N NEP_m^2 \quad 2.41$$

NEP から検出器の面積  $A_d$  [ $cm^2$ ] を用いて、比検出能  $D^*$  が式 2.42 で計算される。 $D^*$  は面積の異なる検出器の検出能を比較するための性能指標である。

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d}}{NEP} \quad [cmHz^{1/2}/W] \quad 2.42$$

雑音等価温度差(NETD)は、300 K の黒体放射からの入射光エネルギーで、雑音と等価な信号を発生する黒体放射の温度差である。即ち、黒体放射の表面輝度スペクトル  $b_\nu$  [ $W/(cm^2 srHz)$ ]、温度差  $\Delta T$  [K]、入射光エネルギーの周波数スペクトル幅  $\Delta\nu$  [Hz]、検出器の面積  $A_d$  [ $cm^2$ ]、視野（立体角） $\Omega$  [sr]、電気信号（雑音）のバンド幅  $\Delta f$  [Hz] として、

$$\left[ \frac{\partial b_\nu(\nu, T)}{\partial T} \right]_{T=300K} \Delta T \Delta\nu \cdot A_d \Omega = NEP \cdot \Delta f \quad 2.43$$

より、

$$NETD = \Delta T = \frac{NEP \cdot \Delta f}{\left[ \frac{\partial b_\nu(\nu, T)}{\partial T} \right]_{T=300K} \Delta\nu \cdot A_d \Omega} \quad 2.44$$

が求められる。視野  $\Omega$  は、 $F=1$  の立体角を取ることが多い。ここで  $F$  値は、集光素子の有効径  $D$  と検出器までの距離  $l$  を用いて、

$$F = \frac{l}{D} \quad 2.45$$

で定義される。この  $F$  値を用いて、視野  $\Omega$  は式 2.46 で計算される。

$$\Omega = \pi \frac{1}{4F^2 + 1} \quad 2.46$$

### 2.3.2 テラヘルツ検出器の雑音限界動作

#### 光子検出における雑音限界

ここで、光伝導検出器における雑音限界をまとめる。

信号雑音限界

$$NEP = \frac{4h\nu}{\eta} (1+b) \Delta f^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.47$$

背景放射限界

$$NEP = \left\{ \frac{4h\nu(P_s + P_B)(1+b)}{\eta} \right\}^{1/2} \cong \left\{ \frac{4h\nu P_B(1+b)}{\eta} \right\}^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.48$$

1/f 雑音限界

$$NEP = \frac{h\nu}{e\eta G} \left( K_f \frac{i^m}{f^\alpha} \right)^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.49$$

暗電流雑音限界

$$NEP = \frac{h\nu}{\eta} \left( \frac{4i_d}{eG} \right)^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.50$$

熱雑音限界

$$NEP = \frac{h\nu}{e\eta G} \left( \frac{4kT}{R_d} \right)^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.51$$

熱検出器の雑音限界

ここでは、熱検出器の雑音限界をまとめる。

熱雑音限界

$$NEP = \frac{G_{T,eff}}{\alpha_T i_B} \left( 4kT \frac{R_L + R_B}{R_B R_L} \right)^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.52$$

ショット雑音限界

$$NEP = \frac{G_{T,eff}}{\alpha_T} \left( \frac{2e}{i_B} \frac{R_L + R_B}{R_B R_L} \right)^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.53$$

信号光雑音限界

$$NEP = h\nu(1+b)\Delta f^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.54$$

背景放射光雑音限界

$$NEP = \left\{ h\nu P_B(1+b) \right\}^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.55$$

熱伝導のゆらぎによる雑音限界

$$NEP = (4kT^2 G_{T,eff} \Delta f)^{1/2} \quad [W/Hz^{1/2}] \quad 2.56$$

1/f 雑音限界

$$NEP = \frac{G_{T,eff}}{\alpha_T i_B} \frac{R_L + R_B}{R_L} \left( k_f \frac{i_B^m}{f^\alpha} \right)^{1/2} [W/Hz^{1/2}] \quad 2.57$$

### 電波検出における雑音限界

ここでは、ヘテロダイン検波を行うミキサーにおける雑音限界をまとめる。まず、局発光によるショット雑音限界は式 2.58 で表される。

$$NEP = \frac{e}{G_i} [W/Hz^{1/2}] \quad 2.58$$

ここで、 $G_i$  は光-電流変換効率であり、ミキシング効率  $m$  を用いて、次式で表される。

$$NEP = \frac{e\eta m}{h\nu_s} [A/W] \quad 2.59$$

局発光の（ショット雑音以外の）揺らぎ（振幅、位相）による雑音  $i_{n,L}^2$  による限界は、次式で書かれる。

$$NEP = \frac{e}{G_i} + \frac{i_{n,L}}{4G_i^2 P_L} [W/Hz^{1/2}] \quad 2.60$$

同様に、ミキサー雑音  $i_{n,M}^2$  による限界は、次式で書かれる。

$$NEP = \frac{e}{G_i} + \frac{i_{n,M}}{4G_i^2 P_L} [W/Hz^{1/2}] \quad 2.61$$

ミキサーの最小検出（有能）電力  $P_M$  は、NEP と電気信号（雑音）のバンド幅の積から求められる。

$$P_M = NEP \cdot \Delta f [W] \quad 2.62$$

これを用いて、ミキサーの雑音温度は、

$$T_M = \frac{P_M}{k\Delta f} [K] \quad 2.63$$

で定義される。

量子極限 ( $\eta=1, m=1$ ) のとき、光-電流変換効率は、

$$G_i = \frac{e}{h\nu_s} [A/W] \quad 2.64$$

となるので、ミキサーの最小検出電力および雑音温度は、式 2.65 および式 2.66 となる。

$$P_M = h\nu_s \cdot \Delta f [W] \quad 2.65$$

$$T_M = \frac{h\nu_s}{k} [A] \quad 2.66$$

ミキサーの（電力）変換効率  $G_c$  は次式で定義される。変換効率  $G_c$  は、光-電流変換効率



$G_i$ と式 2.67 で関係付けられる。

$$G_c = \frac{i_s^2}{P_s} = \frac{4G_i^2 P_s P_L Z_o}{P_s} = 4G_i^2 P_L Z_o \quad [-] \quad 2.67$$

この変換効率を用いて、変換損は、式 2.68 で定義される。

$$L_c = \frac{1}{G_c} = \frac{1}{4G_i^2 P_L Z_o} \quad [-] \quad 2.68$$

ミキサで信号波と局発光の混合・干渉により低周波に変換された中間周波数 ( $\omega_s - \omega_L$ ) の信号を、後段の IF 増幅器により増幅して出力する場合、ミキサと IF 増幅器 (IFA) を含めたシステムの最小検出電力  $P_{SYS}$  およびシステム雑音温度は、式 2.69 および式 2.70 で定義される。ここで、 $P_{IFA}$  は IFA の雑音電力である。

$$P_{SYS} = P_M + L_C P_{IFA} \quad [W] \quad 2.69$$

$$T_{SYS} = T_M + L_C T_{IFA} \quad [K] \quad 2.70$$

ミキサの前段で信号波を角周波数  $\omega_s$  の低雑音増幅器 (LNA) で増幅して、ミキサに入力する場合を考える。信号波の電力  $P_S$  は LNA のゲイン  $g_{LNA}$  だけ増幅され、

$$P_{S,LNA} = g_{LNA} P_S \quad [W] \quad 2.71$$

となるが、LNA の雑音  $i_{in,LNA}^2$  が付け加わるので、NEP は式 2.72 となる。

$$NEP = \frac{e}{G_i g_{LNA}} + \frac{i_{in,LNA}^2}{4G_i^2 g_{LNA} P_L} \quad [W/Hz] \quad 2.72$$

電波検出 (ヘテロダイン検出) の際、波長  $\lambda$  の光を検出器面に立体角  $\Omega$  で集光する場合、式 2.73 で表される面積  $A$  の範囲の光のみ足し合わせが可能である。

$$A\Omega \approx \lambda^2 \quad 2.73$$

$A$  は、ヘテロダイン検出の際に、検出面においてシングルモードで位相が合う範囲を意味している。ここで 2.73 式の関係性をアンテナ定理と呼ぶ。

本章では、テラヘルツ領域での検出器とその特性についての説明をした。この章を書くに当たり、参考書として参考文献を使用した[24]。さらに詳しい内容はそちらを参考にしたい。

## 2.4 第 2 章の参考論文

- [1] 廣本宣久: ナノビジョンサイエンス –画像技術の新展開–, 第五章 テラヘルツイメージング, コロナ社 (東京), (2009).
- [2] N. Hiromoto, M. Saito and H. Okuda, “Ge:Ga far-infrared photoconductor with low compensation,” Jpn. J. Appl. Phys. **29**, 1739-1744 (1990).

- [3] G. E. Pikus and G. L. Bir, "Effect of deformation on the hole energy spectrum of germanium and silicon," *Soviet Physics – Solid state* **1**, 1502 (1960).
- [4] N. Hiromoto, T. Itabe, H. Shibai, H. Mathuhara, T. Nakagawa and H. Okuda, "Three-element stressed Ge:Ga photoconductor array for the infrared telescope in space," *Appl. Opt.* **31**, 460 (1992).
- [5] J. Bandaru, J. W. Beeman and E. E. Haller, "Far-infrared absorption in Sb-doped Ge epilayers near the metal-insulator transition," *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3536 (2002).
- [6] M. Graf, G. Scalari, D. Hofstetter, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie and G. Davies, "Terahertz range quantum well infrared detector," *Appl. Phys. Lett.* **84**, 475 (2004).
- [7] H. C. Liu, C. Y. Song, A. J. SpringThorpe and J. C. Cao, "Terahertz quantum-well photodetector," *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4068 (2004).
- [8] D. Z.-Y. Ting, Y.-C. Chang, S. V. Bandara and S. D. Gunapala, "Quantum well intrasubband photodetector for far infrared and terahertz radiation detection," *Appl. Phys. Lett.* **91**, 073510 (2007).
- [9] J. Phillips, K. Kamath and P. Bhattacharya, "Far-infrared photoconductivity in self-organized InAs quantum dot," *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2020 (1998).
- [10] J.-H. Dai, J.-H. Lee, Y.-L. Lin and S.-C. Lee, "In(Ga)As Quantum rings for terahertz detectors," *Jpn. J. Appl. Phys.* **47**, 2924 (2008).
- [11] S. Ariyoshi, C. Otani, A. Dobroiu, H. Sato, K. Kawase and H. M. Shimizu, T. Taino and H. Matsuo, "Terahertz imaging with a direct detector based on superconducting tunnel junctions," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 203503 (2006).
- [12] H. P. Roeser, H. W. Hubers, T. W. Crowe and W. C. B. Peatman, "Nonostructure GaAs Schottky diodes for far-infrared heterodyne receivers," *Infrared Phys. Tech.* **35**, 451 (1994).
- [13] W. R. McGrath : *Sixth Int. Sym. On Space THz Technology*, Pasadena, CA, 216 (1995).
- [14] Z. Wang, A. Kawakami and Y. Uzawa, "High critical current density NbN/AlN/NbN tunnel junctions fabricated on ambient temperature MgO substrates," *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2034 (1994).
- [15] <http://www.terahertz.co.uk/QMCI/GOLAY.HYM>
- [16] [http://www.spiricon.com/selectionguide/thermal\\_imaging/pyrocamIII.shtml](http://www.spiricon.com/selectionguide/thermal_imaging/pyrocamIII.shtml)
- [17] N. S. Nishioka, P.L. Richards and D. P. Woody, "Composite bolometer for submillimeter wavelength," *Appl. Opt.* **17**, 1562 (1978).
- [18] D. E. Prober, "Superconducting terahertz mixer using a transition-edge microbolometer," *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2119 (1993).
- [19] K. Sakai (Ed.) : "Terahertz Optoelectronics," *Topics Appl. Phys.* **97**, Springer-Verlag (Berlin, Heidelberg), (2004).
- [20] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, J. B. Stark, Q. Wu, X. C. Zhang and J. F.

- Federici, "Coherent THz radiation detection: Direct comparison between free-space electro-optic sampling and antenna detection," *Appl. Phys. Lett.* **73**, 444 (1998).
- [21] P. Y. Han and X.-C. Zhang, "Coherent broadband midinfrared terahertz beam sensors," *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3049 (1998).
- [22] S.-G. Park, M. R. Melloch and A. M. Weiner, "Comparison of terahertz waveforms measured by electro-optic and photoconductive sampling," *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3184 (1998).
- [23] Z.G. Lu, P. Campbell and X.-C. Zhang, "Free-space electro-optic sampling with a high-repetition-rate regenerative amplified laser," *Appl. Phys. Lett.* **72**, 593 (1997).
- [24] テラヘルツテクノロジーフォーラム編: テラヘルツ技術総覧, 廣本宣久 (編集委員長), エヌジーティー (東京), (2009).
- [25] F. Sizova and A. Rogalski, "THz detectors," *Progress in Quantum Electronics* **34**, 278 (2010).
- [26] S. Ariyoshi, T. Taino, A. Dobroiu, H. Sato, H. Matsuo and C. Otani, "Terahertz detector based on a superconducting tunnel junction coupled to a thin superconductor film," *Appl. Phys. Lett.* **95**, 193504 (2009).
- [27] T. Taino, R. Nakano, S. Yoshimura, H. Myorena, S. Takada, C. Otani, S. Ariyoshi, T. Shibuya, K. Kawase, H. Satoh and H.M. Shimizu, "A broadband terahertz detector using a superconducting tunnel junction," *Nucl. Instrum. Methods A* **559**, 751 (2006).
- [28] J. J. A. Baselmans, M. Hajenius, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, P. A. J. de Korte, B. Voronov, and G. Gol'tsman, "Doubling of sensitivity and bandwidth in phonon cooled hot electron bolometer mixers," *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1958 (2004).
- [29] C.L. Kuo, et al., "Antenna-coupled TES bolometers for the SPIDER experiment," *Nucl. Instr. and Meth. A*, **520**, 544 (2006).

### 第3章 4K 冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム

本研究では、高感度かつ簡便なテラヘルツ検出器を実現するために、テラヘルツ帯での高感度検出器として現在広く用いられている不純物半導体を用いたテラヘルツ光伝導半導体検出器と液体ヘリウム冷却によらない機械式冷凍機クライオスタットを組み合わせたシステムを構成した。本章では、システムの主要構成要素である、テラヘルツ波を検出する4種類のテラヘルツ光伝導半導体検出器、半導体検出器によって得られた信号電流をインピーダンス変換・増幅するための前段増幅回路、検出器を液体ヘリウム冷却温度である4Kまで冷却するための4KGM 機械式冷凍機クライオスタット、検出器に入射する光子の周波数・エネルギーを制限するテラヘルツフィルタ、検出器の視野角と有効検出面積を決定するテラヘルツ帯集光器、そして、光学的・電気的特性を評価するための黒体輻射炉を用いる標準的テラヘルツ光源等と、周波数可変光源であるツェルニターナ型グレーティングモノクロメータについて述べる。

#### 3.1 テラヘルツ光伝導半導体検出器

半導体の結晶内に束縛されているキャリアは、半導体内に入射した光子を吸収することによって電離して自由キャリアになる。それを信号として取り出すことにより、量子型光検出器は光を検出する。その際、半導体中のキャリアの束縛エネルギー（基底準位）からの電離エネルギー（バンドギャップ）が入射フォトンのエネルギーと同程度かそれ以上でなければ励起は起こらない。テラヘルツ光のフォトンエネルギーは数 meV 程度 (4.14 meV @ 1 THz) であるので、その検出には、一般的な半導体の禁制帯幅 (Si: 1.12 eV, Ge: 0.66 eV, GaAs: 1.42 eV) よりも小さいバンドギャップが必要になる。この様な半導体として、真性半導体に少量の不純物元素を混ぜた不純物半導体が用いられる。テラヘルツ光伝導半導体検出器は不純物半導体の持つ浅い不純物準位による不純物吸収をテラヘルツ波の検出に用いる。不純物準位に束縛されているキャリアは、半導体内に入射したテラヘルツ光子よりエネルギーを与えられ自由キャリアになる。また、半導体に光を照射することにより伝導キャリアが生成され半導体の伝導性が増大する現象を光伝導性と呼ぶ。テラヘルツ光伝導半導体検出器は、この光伝導効果を用いることでテラヘルツ波を検出する。また、不純物準位による束縛エネルギーは浅く、熱励起による自由キャリアの発生を抑える必要がある。そのため半導体検出器は液体ヘリウム温度である 4.2K 程度まで冷却して用いなければならない。

本研究では、伝導キャリアとしてホールを用いる p 型の不純物半導体検出器と電子を用いる n 型の不純物半導体検出器を用いた。図 3.1 に p 型と n 型のテラヘルツ光伝導半導体検出器のエネルギーバンド図を示す。

検出器に、不純物準位による束縛エネルギー以上のエネルギーを持つテラヘルツ光  $P$  [W] (周波数  $\nu$ [Hz]) が入射すると、束縛されていたキャリアが励起され伝導キャリアが発生す

る（ホールなら価電子帯、電子なら伝導帯に）。発生したキャリアは、検出器にバイアス電界を掛けることで、信号電流  $i_s$ [A]として検出される。信号電流  $i_s$ [A]は、電荷素量を  $e$  ( $=1.602 \times 10^{-19}$  C)、量子効率  $\eta$ 、光伝導ゲイン  $G$ 、プランク定数  $h$  ( $6.626 \times 10^{-34}$  Js) とすると、次式で表される。

$$i_s = e\eta G \left( \frac{P}{h\nu} \right) \quad [A] \quad 3.1$$

光伝導ゲイン  $G$  と検出器の応答時間  $t_{res}$  [s]は、キャリア寿命  $\tau$  [s]をキャリアの電極間走行時間  $t_{tr}$  [s]を用いてそれぞれ、

$$G = \frac{\tau}{t_{tr}} \quad 3.2$$

$$\frac{1}{t_{res}} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{t_{tr}} \quad 3.3$$

となる。また、キャリアの電極間走行時間は、キャリアのドリフト速度  $v_d$  ( $=\mu E$ ;  $\mu$ : キャリアの移動度 [ $m^2/(Vs)$ ]、 $E$ : 電極間の電界 [V/m]) と電極間距離  $l$  から式 3.4 で表される。

$$t_{tr} = \frac{l}{v_d} = \frac{l}{\mu E} \quad 3.4$$

式 3.2 より、 $\tau < t_{tr}$  の場合はキャリアが電極間を移動する間に再結合して消滅してしまうために  $G < 1$  となる。一方で、 $\tau > t_{tr}$  の場合はキャリアの寿命が許す限り、発生キャリアが電極から流れ出ても他方の電極から同種キャリアが補給されるため、結果として  $G$  倍の電流が流れることになる。

検出器の電流感度  $R_i$  [A/W]は、信号電流  $i_s$  と入射光エネルギー  $P$  の商で求められ、式 3.5 で与えられる。

$$R_i = \frac{i_s}{P} = \frac{e\eta G}{h\nu} \quad 3.5$$

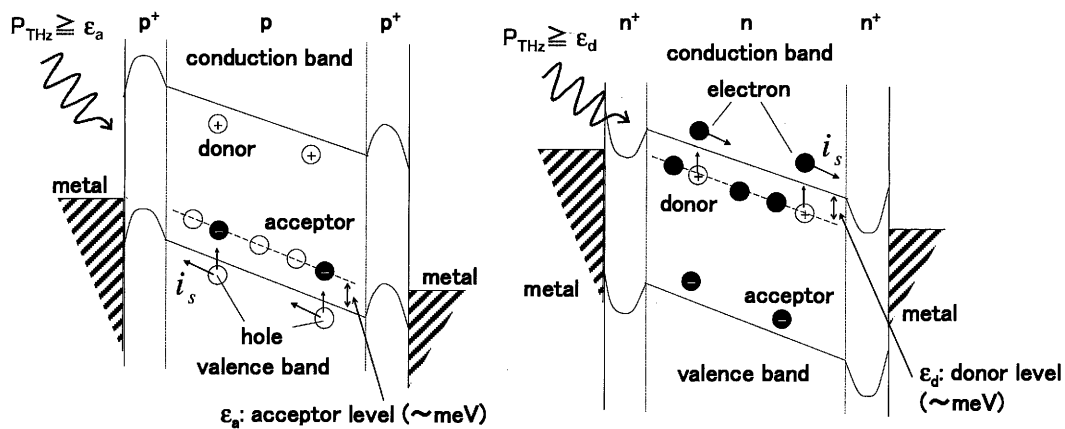


図 3.1 テラヘルツ光伝導半導体検出器（左：p型、右：n型）

### 3.1.1 4種類のテラヘルツ光伝導半導体検出器

半導体検出器は、入射光子のエネルギーがバンドギャップと同程度かそれ以上でない限り、キャリアが束縛から逃れることが出来ないために、伝導キャリアが発生せず、光を検出できない。つまり、半導体検出器は感度にカットオフ周波数・波長を持つ。そのために本検出器システムでは、4種類の異なるカットオフ周波数・波長を持つ（異なる不純物準位による電離エネルギーを持つ）半導体検出器を用いることで、テラヘルツ領域で広範囲・高感度の検出を可能にした。

表 3.1 に主な不純物半導体のカットオフ周波数・波長、イオン化エネルギーを示す。表からも分かる通り、Ge を用いた半導体の方が Si に比べて、カットオフ波長が長く、テラヘルツ領域に相当する 100  $\mu\text{m}$  帯に感度を持つ。このためにテラヘルツ光伝導半導体検出器には、Ge に少量の不純物を加えた不純物半導体を用いられる。

本システムでは、1 つ目の検出器として、廣本宣久らが開発した Ge に少量の Ga をドープした p 型 Ge:Ga 検出器を用いた (図 3.2 (a)) [1][6]。不純物半導体の感度は、半導体中の Ga 濃度に依存する。すなわち、Ge:Ga 検出器で高い感度を得るためには、多数キャリアであるアクセプタ濃度を上げて、少数キャリアであるドナー濃度を下げればよい。一方で、不純物濃度を上げ、半導体結晶内で不純物原子間の距離が近接すると、不純物間のキャリアの転移エネルギーが小さくなり、不純物間をキャリアが転移する現象が生じる。この現象によって流れる電流をホッピング電流と呼ぶ。そして、この電流は、光検出に対するノイズ源となる。したがって、ホッピング電流を生じないアクセプタ濃度が必要になる。そのため、この Ge:Ga 検出器のアクセプタ濃度は  $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  程度に抑えられていて、ドナー濃度とアクセプタ濃度の比である補償  $K$  (=ドナー濃度/アクセプタ濃度: compensation) は  $\sim 10^2$  程度で作られている [1][3]。

表 3.1 不純物半導体のカットオフ周波数・波長、イオン化エネルギー

Impurity (Type)	Si			Ge		
	Cutoff frequency [THz]	Cutoff wavelength [ $\mu\text{m}$ ]	Ionization energy [eV]	Cutoff frequency [THz]	Cutoff wavelength [ $\mu\text{m}$ ]	Ionization energy [eV]
B (p)	10.9	27.6	0.045	2.51	119	0.0104
Al (p)	16.2	18.5	0.067	2.47	122	0.0102
Ga (p)	17.4	17.2	0.072	2.61	115	0.0108
In (p)	38.7	7.7	0.160	2.71	111	0.0112
Li (n)	8.0	37.6	0.033	2.25	133	0.0093
P (n)	10.9	27.6	0.045	2.90	103	0.0120
As (n)	13.1	23.0	0.054	3.07	98	0.0127
Sb (n)	10.4	28.8	0.043	2.32	129	0.0096



結晶の種類	Ge 単結晶
ドーパント	Ga 原子
伝導の型	p 型
結晶作成法	ZL 法
抵抗率 (25°C±1)	14~18 Ω-cm
ドーパント濃度	$2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$
エッチピット濃度	$400 \text{cm}^{-2}$
ドナー不純物濃度	$< 2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$
結晶の方向	$< 100 >$
大きさ (mm <sup>3</sup> )	~20×16×1 厚及び 1.5 厚

1. ウェーハ両面の光学研磨 #3000 光学エメリ
2. エッチング HNO<sub>3</sub>:HF 4:1 混合液
3. 両面に B<sup>+</sup>イオン注入 p<sup>+</sup>層の形成
4. 加熱アニール Ar 雰囲気中 200°C, 30分
5. 両面に金属蒸着 Ti 及び Au 電極面の形成
6. ダイシング 100 μm 厚ブレード
7. カット面の光学研磨
8. カット面のエッチング
9. 電極面に金線を取り付け 50 μmφ 金線

図 3.2 (a) p 型 Ge:Ga 検出器、(b) 試作した Ge:Ga 結晶[31]、(c) Ge:Ga 検出器製作プロセス[31]

Ge:Ga 検出器は Ge 単結晶に不純物として Ga 原子をドーピングした外因性半導体である。Ge:Ga 結晶の Ga 濃度を  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  と指定し、住友金属鉱山 (株) に依頼して結晶ウェーハの試作を行ったものを用いている。図 3.2 (b)に試作した Ge:Ga 結晶ウェーハの緒元をまとめた[31]。

ウェーハから検出器素子への製作は、浜松ホトニクス (株) が担当した。製作法を以下に示す[31]。(1) ウェーハの両面を研磨する。(2)  $\text{HNO}_3 : \text{HF}$  の 4:1 混合溶液による 5 秒間のエッチングをする。(3) 両面に  $p^+$ 伝導層を作るために、 $\text{B}^+$ イオンをイオン・インプランテーション ( $30 \text{ keV}$  で  $10^{14} \text{ ions/cm}^2$ ,  $50 \text{ keV}$  で  $2 \times 10^{14} \text{ ions/cm}^2$ ) する。(4) アルゴンガス中、 $200^\circ\text{C}$ で 30 分間アニールする。(5) 両面に Ti 膜  $500^\circ\text{C}$ 、その上に Au 膜  $1 \mu\text{m}$  厚で、電子ビーム蒸着して電極面形成する。(6)  $100 \mu\text{m}$  厚ブレードのダイシングマシンでダイシングする。(7) ダイシングした 4 つの面をラッピングする。(8) 4 つの面をエッチングする。(9) Au 面に In をのせ合金化し、その上に  $50 \mu\text{m} \phi$  Au 線を In ハンダで押し付けて接着し、電極線とする (ただし、圧縮型を用いる素子は電極を付けない)。

Ge を用いた半導体検出器のカットオフ波長は、表 3.1 より  $100 \mu\text{m}$  ( $= 3.0 \text{ THz}$ ) 程度でそれよりも波長の長い (周波数の低い) 光は検出できない。しかし、Ge 半導体結晶に一軸性の機械的応力をかけて結晶構造を歪ませると、価電子帯で縮退している重いホールと軽いホールの縮退が解け、重いホールがアクセプタ準位に近づく。そのため、正孔の束縛エネルギーを低下させることができる[4][5]。この性質を利用することにより、検出器のカットオフ波長をより長いものにすることが可能である。

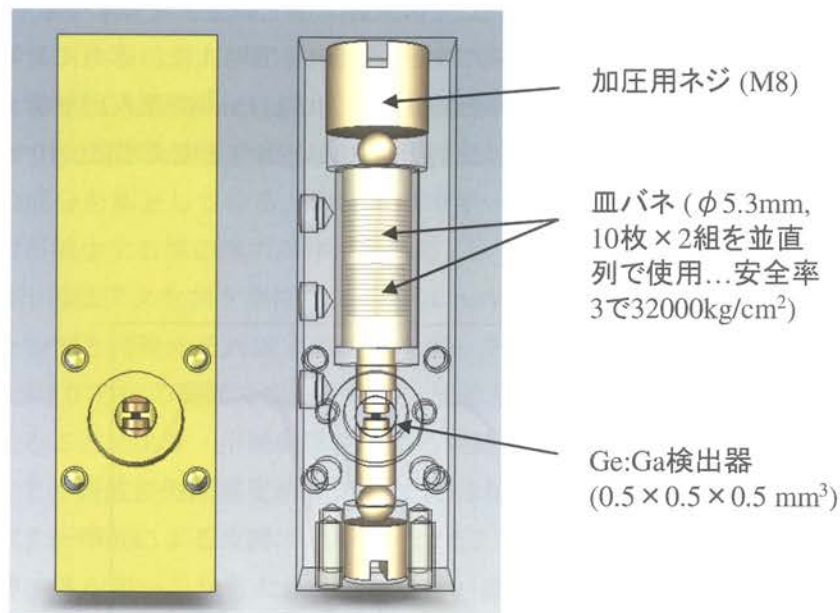
したがって、2 つ目の検出器として、先ほど述べた Ge:Ga 検出器に一軸性応力を加えてカットオフ波長をより長波長側にシフトさせた圧縮型 Ge:Ga 検出器 (Stressed Ge:Ga, S-Ge:Ga) を用いた[6][7][8]。高応力印加時には、アクセプタ準位による束縛エネルギー  $W(\epsilon)$  は、Ge:Ga を結晶方向 (100) に圧縮したときの実験値である  $W(\infty) = 4.6\text{-}4.9 \text{ meV}$  と弾性定数  $\epsilon$  を用いる事により、理論的に式 3.6 で導出される。

$$W(\epsilon) = W(\infty) + \frac{W_1}{\epsilon} + \frac{W_2}{\epsilon^2} + \dots \quad 3.6$$

したがって、Ge:Ga 検出器は最大  $6000 \text{ kg/cm}^2$  の応力を加えることにより、その検出感度をカットオフ波長で  $270 \mu\text{m}$  ( $= 1.11 \text{ THz}$ ) 程度まで進展することができる。

圧縮型素子に安定した圧力を加える機構を、図 3.2 (d)に示す。素子の機械的破壊圧力に近い応力を、常温から液体ヘリウム温度まで安定して加えるために、加圧機構として皿バネを用いている。高いヤング係数、降伏力、そして低温に強いステンレスを材料に用いる事により、常温から液体ヘリウム温度を経て常温に戻す際の圧力の緩和問題、繰り返し使用による応力低下の問題も解決している。





圧縮型Ge:Ga検出器42(H)×12(W)×10(D) mm<sup>3</sup>

図 3.2 (d) 圧縮型 Ge:Ga 検出器の圧縮機構図

3つ目の検出器として、n型 GaAs 検出器を用いた。ドーパントを用いていない Undoped のものと、不純物に Te や Se を用いているものを使用した。GaAs は不純物半導体として、より長い波長に感度を持つと期待されている[9][10]。しかし、Si や Ge に比べて GaAs は高純度の結晶を精製する技術が確立されていなく開発が遅れていた。今回、本システムに用いた検出器は宇宙航空開発機構(JAXA)の渡辺健太郎博士と村上浩博士、東海大学の若木守明教授等により開発されたもので[9]、結晶成長に LPE 法を用いる事により、検出器として使用可能なほど純度が高い結晶の製作に成功しつつある (Undoped の素子で、ドナー濃度=  $1.62 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、アクセプタ濃度=  $6.49 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ )。この検出器は、波長が 300  $\mu\text{m}$  以上のテラヘルツ波も検出可能である。

4つ目の検出器には、2つ目の圧縮型 Ge:Ga 検出器の一種である微圧縮型 Ge:Ga 検出器 (Lightly stressed Ge:Ga, LS-Ge:Ga)を新たに開発した[11]。微圧縮型 Ge:Ga 検出器は、本来の圧縮型 Ge:Ga 検出器( $\sim 6000 \text{ kg/cm}^2$ で圧縮)とは異なり、Ge:Ga 検出器にわずかな応力を加えた検出器である。先ほど述べた通り Ge 半導体結晶に一軸性の機械的応力をかけて結晶構造を歪ませると、価電子帯で縮退している重いホールと軽いホールの縮退が解ける。正孔の束縛エネルギーの減少は、加えた応力に応じて起るので、微圧縮型 Ge:Ga 検出器は、非圧縮状態の Ge:Ga 検出器とほとんど変わらない束縛エネルギーを持つ。その一方で、縮退が解けたことにより、キャリアのライフタイムが増大するので (0 から  $6000 \text{ kg/cm}^2$  の圧縮で 60 倍[12])、感度が上昇する。図 3.3 に、結晶方向[100]に一軸性応力を加えた際のカットオフ周波数の推移を示す。非圧縮状態だと、10.4 meV の束縛エネルギー (カットオフ周波数:

2.52 THz) を持ち、 $150 \text{ kg/cm}^2$  の応力を加えると、非圧縮状態とほとんど変わらない  $10.3 \text{ meV}$  の束縛エネルギー (カットオフ周波数:  $2.49 \text{ THz}$ ) を持つ。図 3.4 に、応力に対する検出器感度またはイオン化エネルギーの変化 (非圧縮状態は  $10 \text{ kg/cm}^2$  に記入) を示す。微圧縮 Ge:Ga 検出器 ( $150 \text{ kg/cm}^2$ ) は、非圧縮の検出器とほとんど準位を変えずに、10 倍近い感度を有していることがわかる。

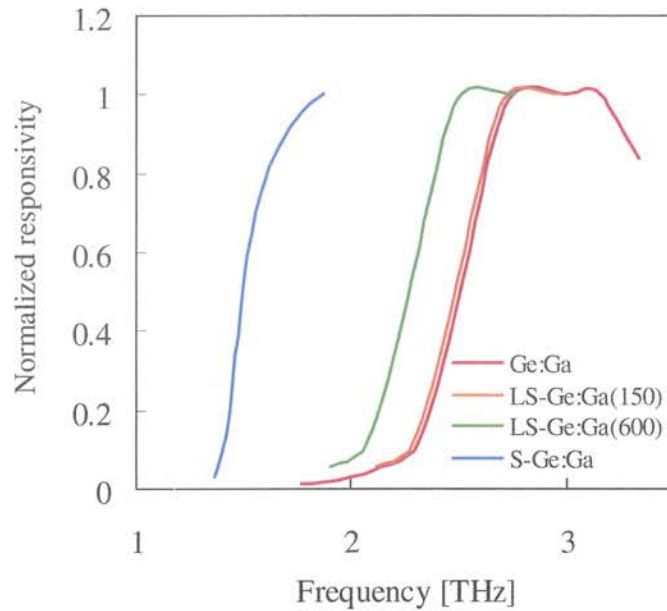


図 3.3 結晶方向[100]に一軸性応力を加えた際のカットオフ周波数の推移

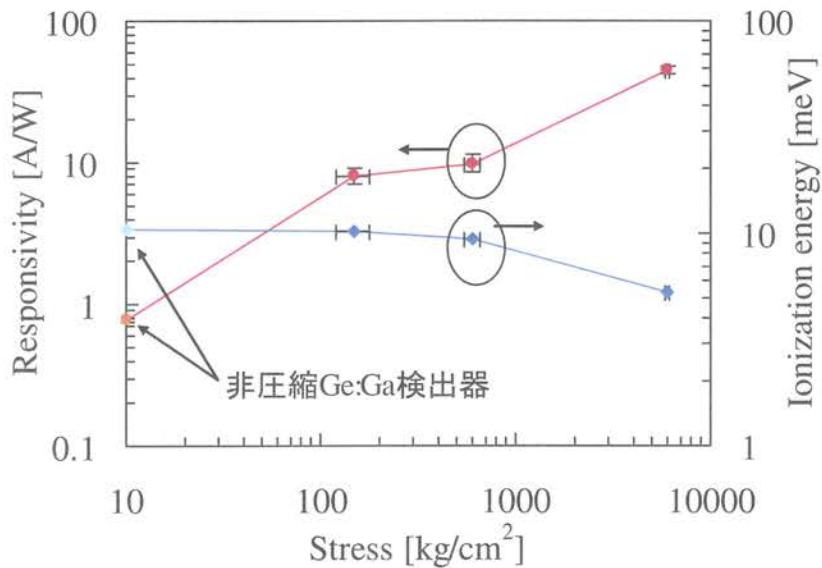


図 3.4 応力に対する検出器感度またはイオン化エネルギーの変化

図 3.5 に、本システムで使用する 4 種類のテラヘルツ光伝導半導体検出器の代表的な検出感度のスペクトルを示す。検出器はカットオフ周波数付近で吸収のピークを持ち、カットオフ周波数より低い周波数では鋭く、高周波数側では緩やかに検出効率が減少する[7] [32]。高周波数側で検出効率が低下する理由は、3.4 節で述べているテラヘルツ帯域のフィルタで高周波数の成分を落としている、単位エネルギー当たりのフォトン数が減少する、検出器の吸収係数が減少する等の理由が挙げられる。

Ge:Ga 検出器はアクセプタ準位による 10.4 meV 程度の束縛エネルギーを持ち、そのエネルギーギャップと同等かそれ以上のエネルギーを持ったテラヘルツ光子に感度を持つ。したがって 2.8-4.0 THz の範囲で感度を持つ。圧縮型 Ge:Ga 検出器は、Ge:Ga 検出器に一軸性応力を加えることにより、不純物準位による束縛エネルギーが 5 meV 程度に減少する。したがって、より長波長側に感度がシフトし 1.5-3.0 THz の範囲の感度領域を持つ。n 型 GaAs 検出器のドナー準位による束縛エネルギーは 5.7 meV である。この値は、圧縮型 Ge:Ga 検出器の束縛エネルギーよりも大きく、より長い波長には感度を持たないように見える。しかし、n 型 GaAs 検出器は伝導帯から 1.4 meV の所に第 2 励起準位を持つ。ゆえに、基底準位（ドナー準位）から第 2 励起準位 ( $4.3 \text{ meV} = 5.7 \text{ meV} - 1.4 \text{ meV}$ ) に励起され、その後、そこから熱励起により伝導帯に励起されて自由キャリアになるプロセスが考えられる。したがって、4.3 meV のバンドギャップに対応する感度領域 0.8-1.6 THz を持つ。Ge:Ga 検出器に少し一軸性応力を加えて圧縮した微圧縮 Ge:Ga 検出器は、Ge:Ga 検出器とほとんど変わらない準位（ほとんど変わらない検出帯域）である 10.3 meV を持つ。4 種類のテラヘルツ光伝導半導体検出器を用いることにより、全体として 0.8 THz から 4.0 THz という広帯域な高感度テラヘルツ検出器システムを実現する。

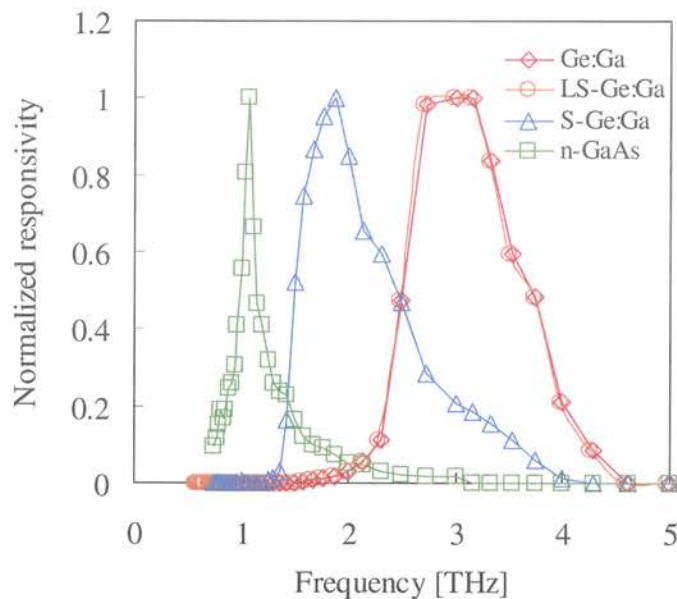


図 3.5 4 種類の光伝導半導体の感度スペクトル

### 3.1.2 検出器の暗電流特性

4種類の光伝導半導体検出器のI-V特性を測定した。測定は冷凍機クライオスタットの中の4Kワークサーフェス上に素子を格納して、検出器にテラヘルツ波を集める集光器に蓋をして、背景放射を十分に小さくした状態で行った。信号の読み出しとバイアスの印加には3.2節で説明する読み出し回路を用いた。

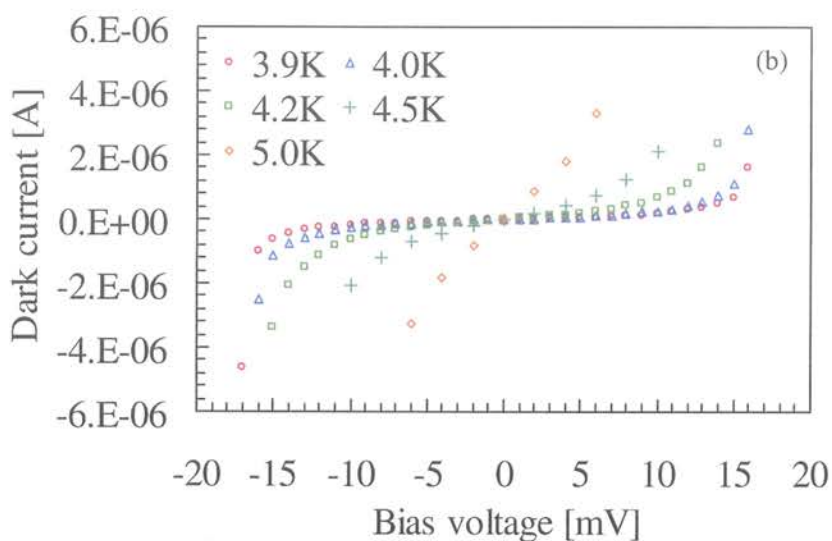
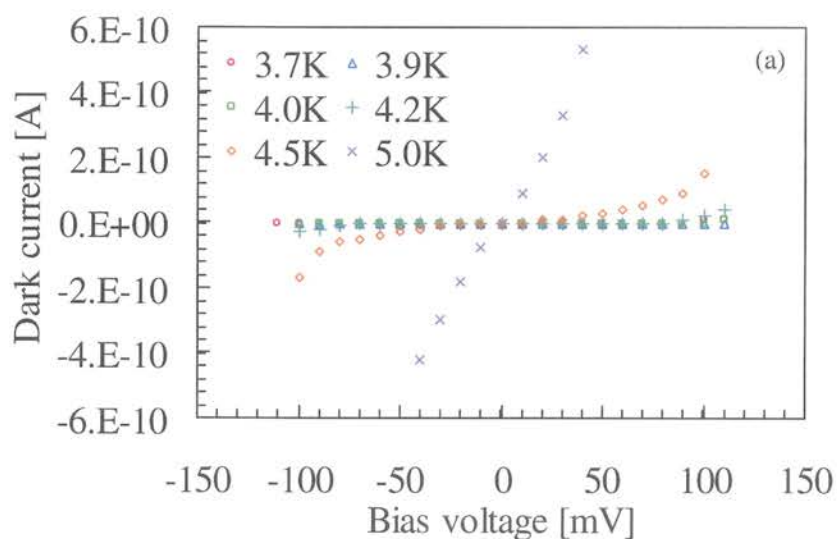
I-V特性は、検出器の性能を知るための重要なパラメータである。図3.6に、測定したそれぞれの検出器のI-V特性を示す。テラヘルツ光伝導半導体検出器は、不純物間をキャリアが転移することによって流れるホッピング電流を減らすために、不純物濃度が $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 程度に抑えられて作られている。すべての検出器において、暗電流が小さく抑えられることがわかる。これは、不純物濃度を十分に低くすることに成功していることを意味する。また、I-V特性は非常にきれいな対称性を有している。これは、電極の作製が成功して、電極-半導体間のオーミック接合がとれていることを意味する。また、検出器の温度が上がることによって暗電流が増加している。これは、キャリアの発生が温度に依存し、温度が高くなるほど、キャリアが増加するからである。4種類の検出器に共通して、電界強度の小さいときはオームの法則に順ずる領域、電界を大きくしたときではキャリアの寿命が伸びることによりオームの法則よりずれて非線形に電流が増加するキャリア・ヒーティングの領域、および、さらに高い電界印加のときにはブレークダウンが起る領域が存在している。これらは、不純物半導体のI-V特性の一般的な特徴である。ブレークダウン電界は、Ge:Ga検出器、S-Ge:Ga検出器、n型GaAs検出器および微圧縮型Ge:Ga検出器、で、それぞれ2.2, 0.32, 3.0および0.48 V/cmである。Ge:Ga検出器は、検出器のインピーダンスが非常に大きいために、暗電流は非常に小さい。システムを実際に使用するときの温度(4 K)、印加電界(1.0 V/cm)での暗電流は、 $1.0 \times 10^{-11} \text{ A}$ 以下になる。圧縮型Ge:Ga検出器は、圧縮によりGe:Ga検出器よりもインピーダンスも小さくなるので、暗電流は比較的大きい値をとる。システム使用時の暗電流は $2.2 \times 10^{-7} \text{ A}$ (@動作温度4 K, 動作バイアス電界0.18 V/cm)となる。n型GaAs検出器は、Ge:Ga検出器と同様に検出器のインピーダンスが大きいので、検出器の使用温度4 K、使用バイアス2.4 V/cmの条件下で暗電流は $5.8 \times 10^{-9} \text{ A}$ と低い値になる。微圧縮型Ge:Ga検出器は、わずかに応力を加えたことによりGe:Ga検出器よりもインピーダンスも小さくなるので、暗電流はGe:Ga検出器のそれよりもわずかに大きい値をとる。また、圧縮型Ge:Ga検出器と比べ、インピーダンスが大きく、暗電流は流れにくくなる。システム使用時の暗電流は $5.5 \times 10^{-11} \text{ A}$ (@動作温度4 K, 動作バイアス電圧0.28 V/cm)となる。

次に、半導体検出器の暗電流と温度の依存性を測定した。測定はI-V特性を測定したときと同様に、クライオスタット内に素子を置き、背景放射を十分に小さくした状態で行った。図3.7に暗電流の温度依存性を示す。横軸は温度の逆数で、縦軸は暗電流でプロットされている。得られた結果を、式3.7を用いて理論的にフィッティングした。

$$I_{\text{dark}} \propto T^2 \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad 3.7$$



ここで、 $I_{\text{dark}}$  は暗電流、 $E_i$  はキャリアのイオン化エネルギーである。その結果、Ge:Ga 検出器では、10.4 meV のイオン化エネルギーがフィッティングにより得られた。これは Ge にドープした Ga のアクセプタ準位である 10.4 meV と一致している。微圧縮型 Ge:Ga 検出器と圧縮型 Ge:Ga 検出器のイオン化エネルギーは、それぞれ 10.3 meV と 5.25 meV になった。微圧縮型 Ge:Ga 検出器は少しの応力しか加えていないので、非圧縮状態の Ge:Ga 検出器とほとんど変わらないイオン化エネルギーが得られた。一方で、圧縮型 Ge:Ga 検出器は、強い応力を加えてホールの縮退をほぼ完全に解いたので、理論的な電離エネルギー最小値に近い値を得ることができた。n 型 GaAs 検出器は基底準位（ドナー準位）から第二励起準位の差である 4.3 meV とほぼ等しい値である 4.34 meV がフィッティングによって得られた。表 3.2 に各検出器のイオン化エネルギーをまとめた。



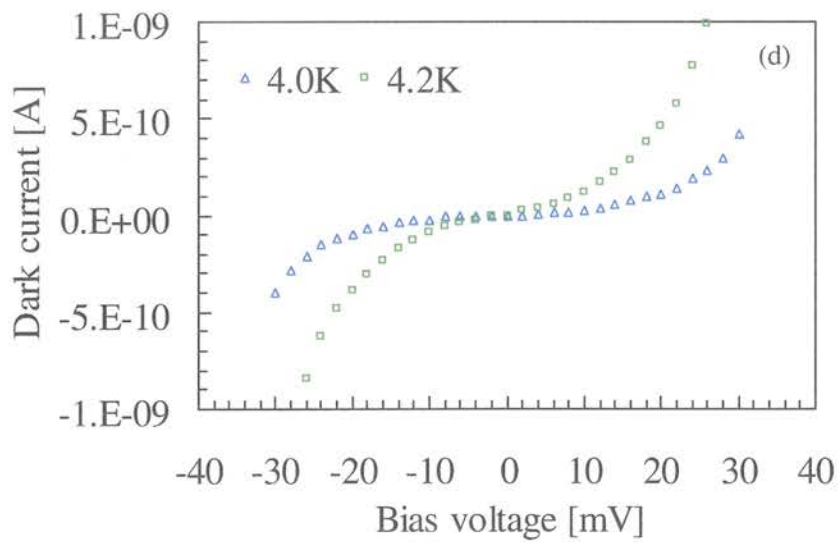
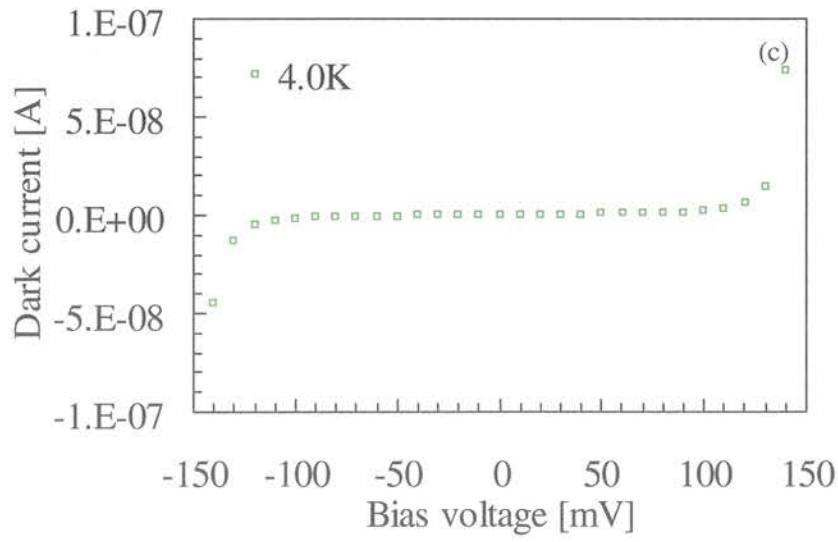


図 3.6 検出器の I-V 特性 (a) Ge:Ga 検出器, (b) 圧縮型 Ge:Ga 検出器, (c) n 型 GaAs 検出器, (d) 微圧縮 Ge:Ga 検出器)

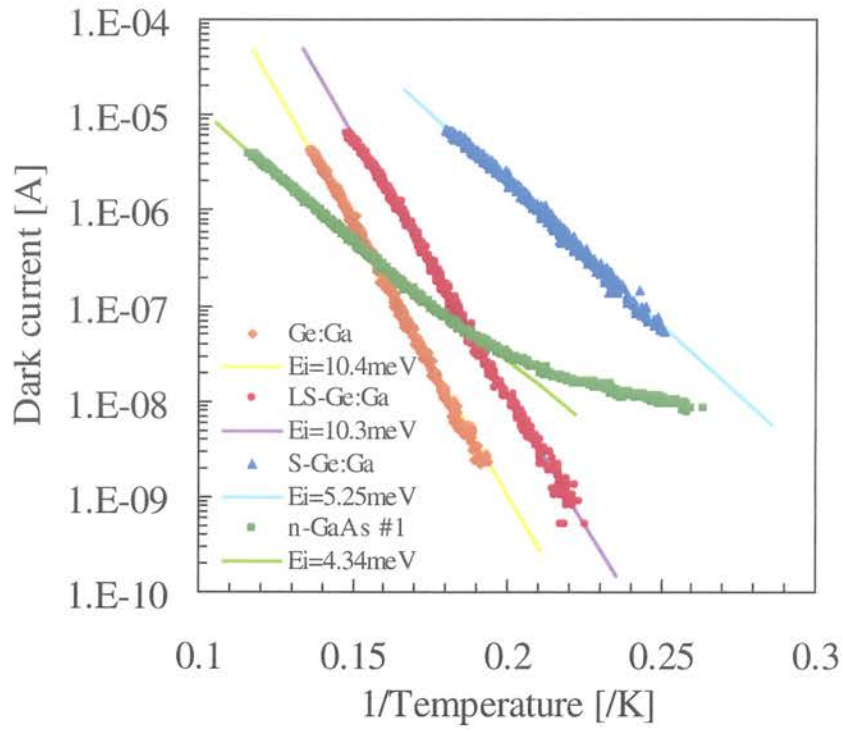


図 3.7 暗電流の温度依存性

表 3.2 各検出器のイオン化エネルギー

Detector	Ionization energy (meV)	Cutoff frequency (THz)
Ge:Ga	10.4	2.51
LS-Ge:Ga	10.3	2.49
S-Ge:Ga	5.25	1.27
n-GaAs	4.32	1.04

### 3.2 読み出し回路

テラヘルツ光伝導半導体検出器からの光電流信号を読み出すために、読み出し回路としてトランスインピーダンス型の増幅回路 (Trans impedance amplifier; TIA) を作製した。作製した回路の概略図を図 3.8 に示す。

読み出し回路には、主な構成部品としてオペアンプ、テラヘルツ光伝導半導体検出器 (回路実験の際にはダミー抵抗)、帰還抵抗 ( $R_f$ : feedback resistor) そして接地抵抗 ( $R_i$ : grounding resistor) を使用する反転増幅回路を用いた。検出器で発生した光電流信号が帰還抵抗を通り、増幅・インピーダンス変換されて出力部に電圧信号として出力される。検出器にかけるバイアス電圧 ( $V_{bias}$ ) と出力部の出力電圧 ( $V_{out}$ ) と各抵抗の間には以下の関係が成り立つ。

$$V_{out} = -\frac{R_f}{R_d} V_{bias} \quad 3.8$$

また、オームの法則、キルヒホッフの法則等を用いることにより検出器の光信号 ( $I_{signal}$ ) は以下の式で表される。

$$I_{signal} = \frac{V_{bias}}{R_d} = -\frac{V_{out}}{R_f} \quad 3.9$$

この読み出し回路は、光伝導半導体検出器を低雑音かつ高速応答で動作させることを目的としている。したがって、動作条件を満たすために、この増幅回路に用いるための最適なオペアンプ、帰還抵抗そして接地抵抗を雑音理論の検討、実実験を通して選択した。

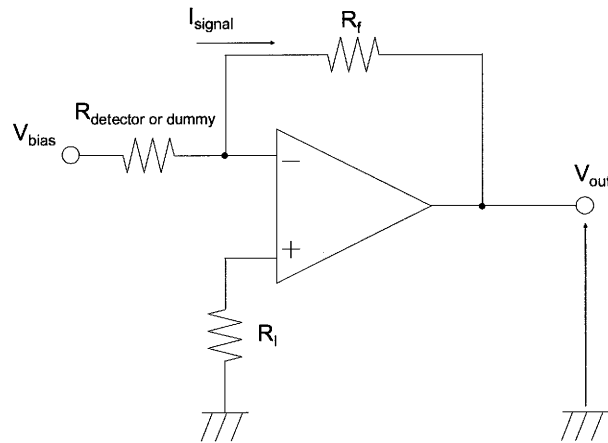


図 3.8 プリアンプ回路の概略図



### 3.2.1 読み出し回路の雑音

差動増幅回路を使った帰還回路の雑音を計算する例を、基本的な差動増幅回路である図 3.9 を用いて説明する。差動増幅回路の出力電圧  $V_o$  は、 $R_4/R_3 = R_2/R_1$  のとき、式 3.10 で与えられる。

$$V_o = V_2 \cdot \frac{R_4}{R_3 + R_4} \cdot \frac{R_1 + R_2}{R_1} - V_1 \cdot \frac{R_2}{R_1} = \frac{R_2}{R_1} \cdot (V_2 - V_1) \quad 3.10$$

入力電圧  $V_2$  を式 3.11 でスケールし、抵抗  $R_3$  と  $R_4$  をまとめることにより (式 3.12)、雑音解析を単純化することができる。単純化した際の雑音解析モデルを図 3.10 に示す。

$$V'_2 = V_2 \frac{R_4}{R_3 + R_4} \quad 3.11$$

$$R_p = \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} \quad 3.12$$

7 個の雑音信号源のパラメータはそれぞれ、以下のようなになる。

$e_{n1}$  [V/√Hz]: オペアンプの反転入力側の入力雑音電圧密度

$e_{n2}$  [V/√Hz]: オペアンプの非反転入力側の入力雑音電圧密度

$e_{Rp}$  [V/√Hz]: 接地抵抗  $R_p$  により発生する雑音電圧

$e_{R1}$  [V/√Hz]: 入力抵抗  $R_1$  により発生する雑音電圧

$e_{R2}$  [V/√Hz]: 帰還抵抗  $R_2$  により発生する雑音電圧

$i_{n1}$  [A/√Hz]: オペアンプの反転入力側の入力雑音電流密度

$i_{n2}$  [A/√Hz]: オペアンプの非反転入力側の入力雑音電流密度

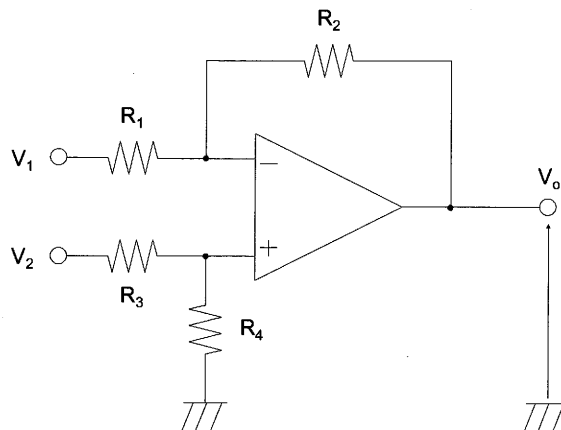


図 3.9 差動増幅回路

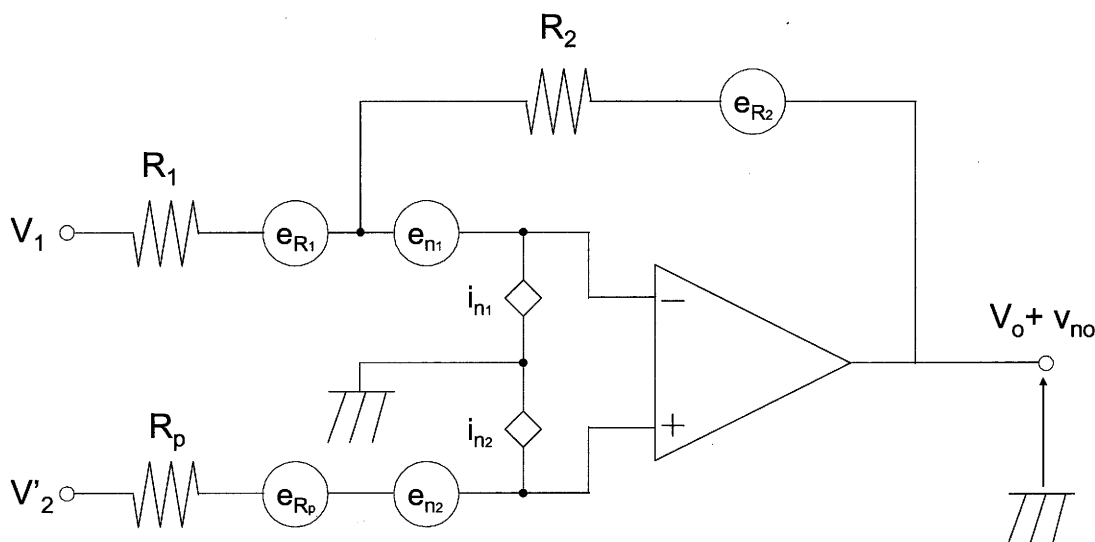


図 3.10 差動増幅回路を用いた雑音解析用モデル

それぞれ互いに独立している 7 個の雑音源を、それぞれの雑音源に付加される利得に注意し、二乗和にまとめることにより全出力雑音電圧密度  $e_{no}$  を求めることができる。例えば図 3.10 の雑音源  $e_{n1}$  には、「 $1+R_2/R_1$ 」の利得が出力の雑音に加わる。同様に、反転入力側の雑音電流  $i_{n1}$ ,  $i_{n2}$  は分岐せず、すべて抵抗  $R_2$  に流れ込む。こういった事項を考慮すると、出力雑音電圧密度  $e_{no}$  は、次式で表される。

$$e_{no}^2 = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)^2 \cdot (e_{n1}^2 + e_{n2}^2 + e_{Rp}^2 + i_{n2}^2 \cdot R_p^2) + (e_{R1} \cdot \frac{R_2}{R_1})^2 + e_{R2}^2 + i_{n1}^2 \cdot R_2^2 \quad 3.13$$

式 3.13 の右辺部の各雑音電圧 ( $e_{n1}$ ,  $e_{n2}$ ,  $e_{Rp}$ ,  $e_{R1}$ ,  $e_{R2}$ ) には、それぞれオペアンプによる利得が加わり、アンプの入力雑音電圧と抵抗  $R_p$  の雑音には利得  $1+R_2/R_1$  が、抵抗  $R_1$  の雑音成分には利得  $R_2/R_1$  が、そして抵抗  $R_2$  の雑音成分には利得 1 が付加される。また、各雑音電流 ( $i_{n1}$ ,  $i_{n2}$ ) は抵抗を通過することにより雑音電圧に変換され、それぞれの利得分だけ増幅されて出力に現れる。例えば雑音電流  $i_{n1}$  は抵抗  $R_2$  を通過して雑音となり、雑音電流  $i_{n2}$  は抵抗  $R_p$  を通過し、利得  $1+R_2/R_1$  によって増幅されて出力に加わる。

本研究では、反転増幅回路をプリアンプとして用いるので、図 3.9 の差動増幅回路の各パラメータをそれぞれ、以下のように置き換えた (図 3.11)。

$$V_2 = 0 \quad 3.14$$

$$R_1 \Rightarrow Z_d = \frac{R_d}{1 + j\omega R_d C_d} \quad 3.15$$

$$R_2 \Rightarrow Z_f = \frac{R_f}{1 + j\omega R_f C_f} \quad 3.16$$

$$R_p = \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} \Rightarrow Z_p = \frac{R_p}{1 + j\omega R_p C_p}$$

3.17

各パラメータを置き換えた結果を図 3.10 の雑音解析用モデルに適用させると、図 3.12 の反転増幅回路の雑音解析用モデルが新たに導かれる。

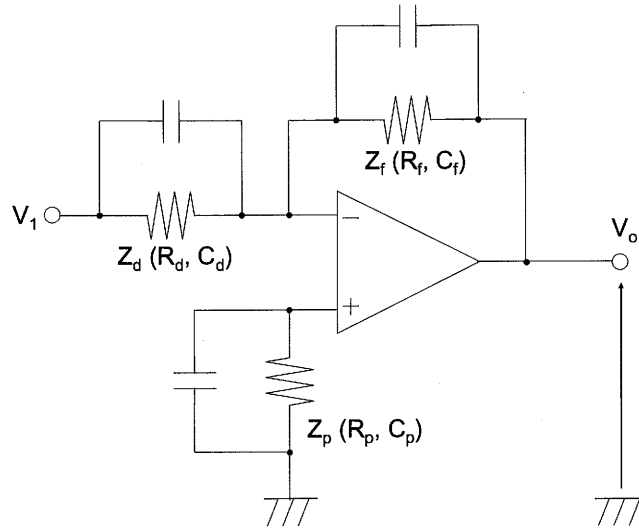


図 3.11 反転増幅回路

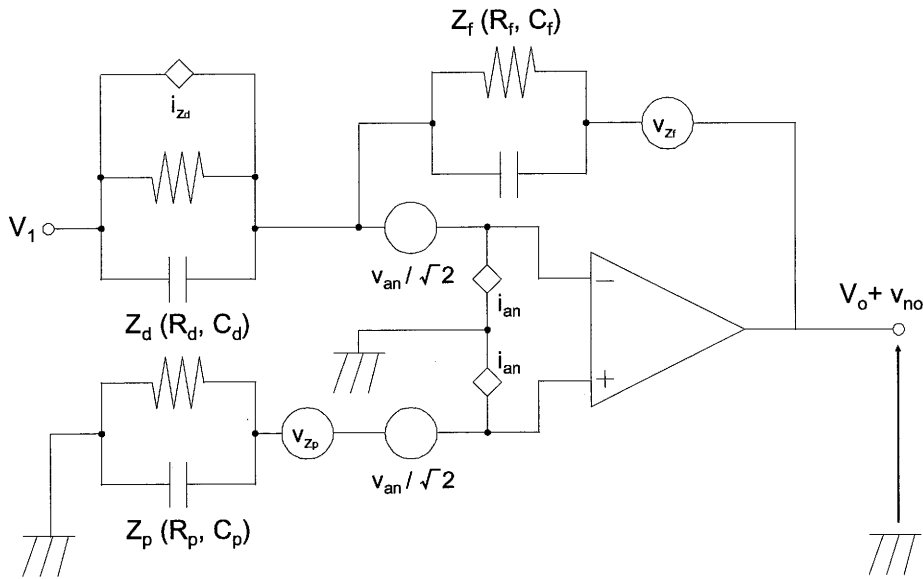


図 3.12 反転増幅回路の雑音解析用モデル

図 3.12 の雑音信号源のパラメータはそれぞれ、以下のようになる。

$v_{an}$  [V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]: オペアンプの入力雑音電圧密度

$v_{zp}$  [V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]: 接地インピーダンス  $Z_p$  により発生する雑音電圧

$v_{zf}$  [V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]: 帰還インピーダンス  $Z_f$  により発生する雑音電圧

$i_{an}$  [A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]: オペアンプの入力雑音電流密度

$i_{zd}$  [A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]: 検出器またはダミーのインピーダンス  $Z_d$  により発生する雑音電流

一般にオペアンプのデータシートは、差動入力各入力について入力雑音電圧密度を示さず、各入力の和を記載している。オペアンプは一部の例外を除いて通常、平衡入力を採用している。平衡入力の場合は各入力の雑音振幅は等しくなる傾向がある。したがってオペアンプのデータ用途に記載されている入力換算雑音電圧  $v_{an}$  を  $\sqrt{2}$  で割り、各入力の雑音電圧を  $v_{an}/\sqrt{2}$  としている。電流雑音の場合は各入力の入力雑音電流密度はオペアンプのデータシートの入力換算雑音電圧  $i_{an}$  と等しくなるので、各入力にそのままの値  $i_{an}$  を用いる。この考察により、図 3.10 のモデルより式 3.13 の出力雑音電圧密度  $e_{no}$  を求めた方法と同様の方法で、反転増幅回路の出力雑音電圧密度  $v_{no}$  が求まる。

$$\begin{aligned} v_{no}^2 &= \left(1 + \frac{Z_f}{Z_d}\right)^2 \cdot \left(\frac{v_{an}^2}{2} + \frac{v_{an}^2}{2} + v_{zp}^2 + i_{an}^2 \cdot Z_p^2\right) + i_{zd}^2 \cdot Z_f^2 + v_{zf}^2 + i_{an}^2 \cdot Z_f^2 \\ &= \left(1 + \frac{Z_f}{Z_d}\right)^2 \cdot (v_{an}^2 + v_{zp}^2 + i_{an}^2 \cdot Z_p^2) + i_{zd}^2 \cdot Z_f^2 + v_{zf}^2 + i_{an}^2 \cdot Z_f^2 \end{aligned} \quad 3.18$$

検出器またはダミーインピーダンスにより発生する雑音電流は、 $1/f$  雑音を考慮しない場合、検出器の場合は GR 雑音と光子雑音の二乗和になり、ダミー抵抗を入れている場合は、ショット雑音のみになる (2.3 節参照)。

$$i_{zd}^2 = i_{gr}^2 + i_{ph}^2 \quad 3.19$$

$$i_{zd}^2 = i_{sh}^2 \quad 3.20$$

また、各インピーダンス ( $Z_p$ ,  $Z_f$ ) により発生する雑音電圧は各インピーダンスでの熱雑音のことであり、それぞれ次式で表される。

$$v_{zp} = 4kTZ_p \quad 3.21$$

$$v_{zf} = 4kTZ_f \quad 3.22$$

### 3.2.2 素子の選択

#### i) オペアンプの選択

読み出し回路に用いるオペアンプの必要条件として、以下の3つを挙げることができる。

Point1. 検出器と帰還抵抗のインピーダンスよりも高い入力インピーダンスを持つ

Point2. より低いオペアンプの入力雑音電圧密度を持つ

Point3. より低いオペアンプの入力雑音電流密度を持つ

これらのポイントに着目し、市販のオペアンプを性能評価して、いくつかのオペアンプを選び出した。表 3.3 に市販されている低雑音オペアンプのうち、特に性能の良かったオペアンプの性能を示す。この選択したオペアンプから先ほど述べた 3 つのポイントに注意して、使用するオペアンプの選定を行った。

Point1. 検出器と帰還抵抗のインピーダンスよりも高い入力インピーダンスを持つ

⇒ 検出器の抵抗は 300 K 背景輻射環境下で、それぞれ Ge:Ga が 470 k $\Omega$ 、圧縮型 Ge:Ga が 13 k $\Omega$ 、n 型 GaAs が 300 k $\Omega$  程度と考えられる。また、帰還抵抗は 1 M $\Omega$  のものを用いたので（小節 3.2.3 参照）、オペアンプの入力抵抗はそれに比べて十分に大きくなければならない。（OP77G, AD797A は選定外）

Point2. より低いオペアンプの入力雑音電圧密度を持つ

Point3. より低いオペアンプの入力雑音電流密度を持つ

⇒ プリアンプ出力の雑音を考えたときに、より入力雑音電圧密度・入力雑音電流密度の値が小さいほうが、出力されるオペアンプによる雑音がより小さくなるので、よりこの二つのパラメータが小さいオペアンプを選択しなければならない。（OP27G, LT1007, LT1028 は入力雑音電流密度が大きいため選定外）

表 3.3 低雑音オペアンプの性能比較

	Manufacturing Company	Input Offset Voltage	Input Noise Voltage Density	Input Noise Current Density	Input Resistance (Differential Mode)
		[mV] Typ	[nV Hz <sup>-1/2</sup> ] Typ @1kHz	[pA Hz <sup>-1/2</sup> ] Typ @2kHz	[ $\Omega$ ] Typ
OP27G	AD	0.03	3.2	0.4	4 × 10 <sup>6</sup>
OP77G	AD	0.01	9.6	0.12	4.5 × 10 <sup>7</sup>
AD743	AD	0.25	3.2	0.0069	1 × 10 <sup>10</sup>
AD797A	AD	0.025	0.9	2.0	7.5 × 10 <sup>8</sup>
LF356	NS	3.0	12	0.01	1 × 10 <sup>12</sup>
LF411	NS	0.8	25	0.01	1 × 10 <sup>12</sup>
LT1007	LT	0.02	2.5	0.4	
LT1028	LT	0.01	0.85	1.0	3 × 10 <sup>8</sup>
LT1792	LT	0.2	4.2	0.01	1 × 10 <sup>11</sup>
OPA627B	BB	0.04	5.2	0.0016	1 × 10 <sup>13</sup>

また、入手ができなかったオペアンプ (AD743, LT1792) は選考からはずした。結果として、最初に選び出した 10 種類のオペアンプから、LF356 と LF411 そして OPA627B の 3 種類を読み出し回路に用いるオペアンプとして選択した。

各チャンネルに採用するオペアンプを選択するために、300K 背景輻射下で予想される 3 種類の光伝導半導体検出器 (Ge:Ga 検出器、圧縮型 Ge:Ga 検出器、n 型 GaAs 検出器) の抵抗値と等価な抵抗値を持つダミー抵抗を用意し、実際に使用する条件に近い状況下で、オペアンプの動作実験を行った。ダミー抵抗は、以前に用いられた検出器から算出し、それぞれ Ge:Ga 検出器チャンネル、圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネル、n 型 GaAs 検出器チャンネルで 470 k $\Omega$ 、13 k $\Omega$ 、300 k $\Omega$  の抵抗を用いた。理論曲線は、式 3.18 を用いて、ダミー抵抗と帰還抵抗による熱雑音、オペアンプの入力雑音電圧密度と入力雑音電流密度による雑音、電流によるショット雑音、オペアンプによる 1/f 雑音を足し合わせて計算した。実験の結果を図 3.13 に示す。

Ge:Ga 検出器チャンネルと n 型 GaAs 検出器チャンネルでは、3 つのオペアンプによる回路雑音の理論値は、ほぼ等しくなった。しかし、測定結果は一番雑音性能良いはずである OPA627B の雑音電圧密度が他の 2 つのオペアンプの雑音電圧密度より大きい値になった。これは、オペアンプ、ダミー抵抗と帰還抵抗の兼ね合いの問題から生じたもので、OPA627B は、大きい入力抵抗 (ダミー抵抗) を使用すると正常動作しないためだと推測される。したがって、この 2 つのチャンネルでは、OPA627B を用いずに、理論的な性能が OPA627B の次に良く、実験で確かめた雑音性能も良い、LF356 を用いた。圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネルと微圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネルには、理論的にも、実験結果からも一番性能の良い OPA627B を用いた。

さらに選択した各オペアンプの、素子 1 つ 1 つの性能を評価し、同一オペアンプ内での選定も行った (図 3.14)。図 3.14 より LF356 の雑音性能は安定していることが良く分かる。Ge:Ga 検出器チャンネルと n 型 GaAs 検出器チャンネルには、LF356 の中でも特に雑音性能が良く安定した #2 と #5 をそれぞれ用いた。対して、OPA627B は 1,000 Hz 以下の周波数領域で、性能が安定しないことがわかった。これは、各素子の 1/f 雑音のばらつきによるものだと考えられる。圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネルには、1/f 雑音が低い #4 を採用した。

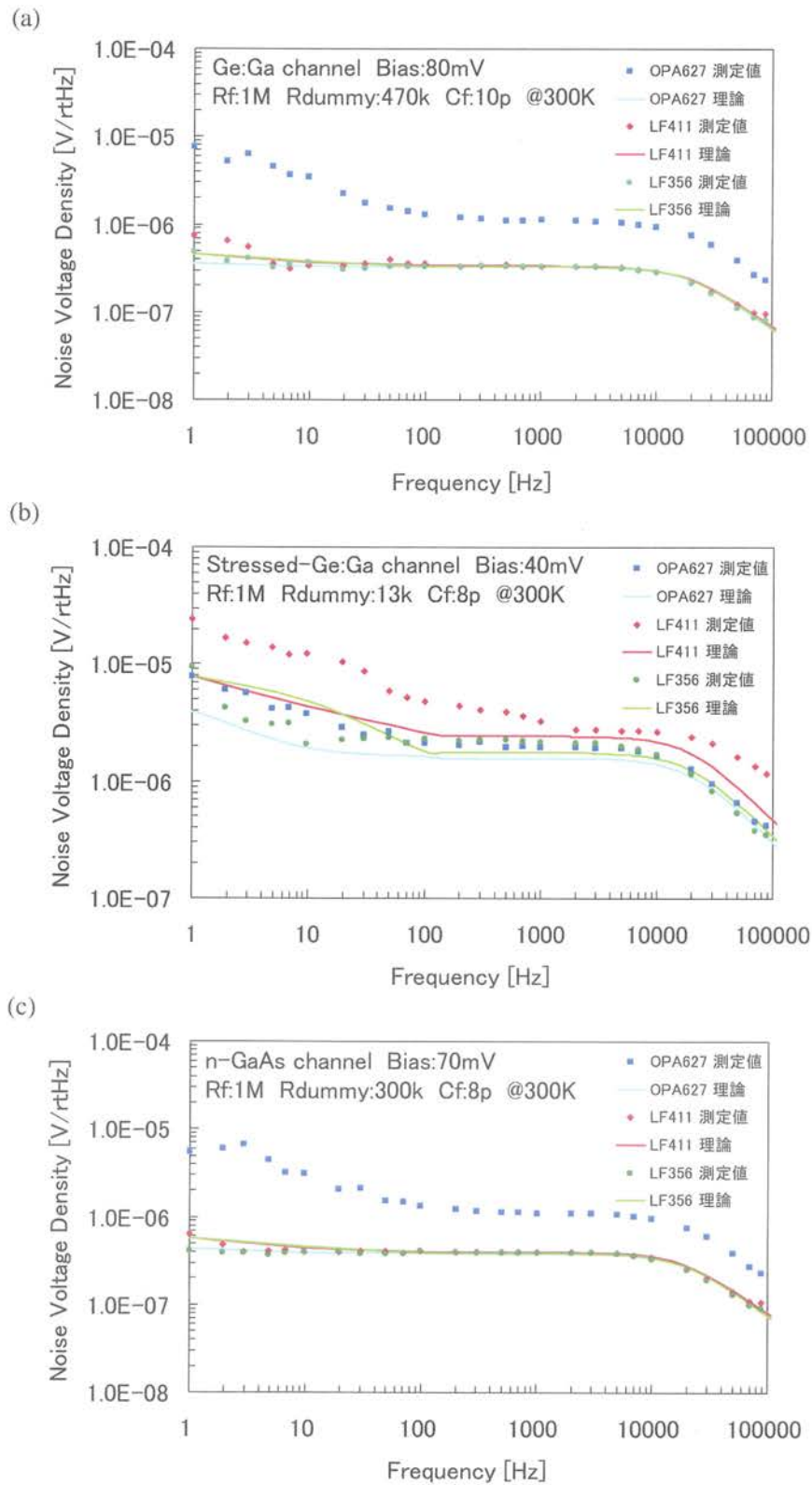


図 3.13 各チャンネルでのオペアンプの雑音比較 ((a) Ge:Ga 検出器チャンネル, (b) 圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネル, (c) n 型 GaAs 検出器チャンネル)

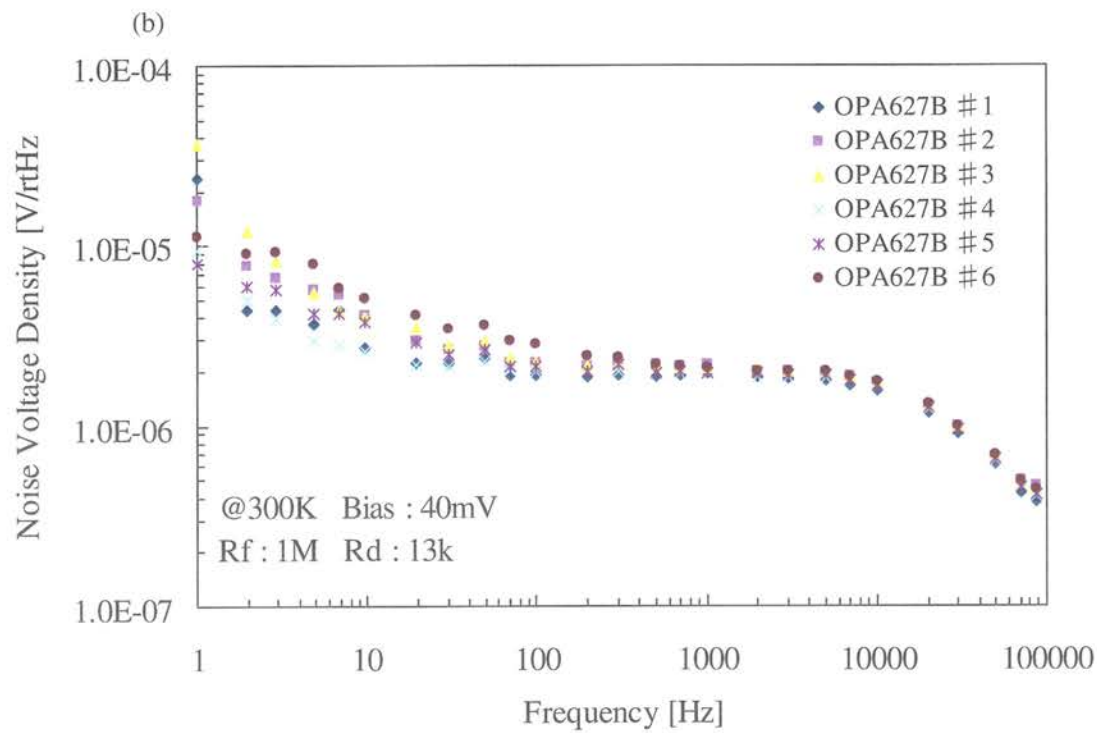
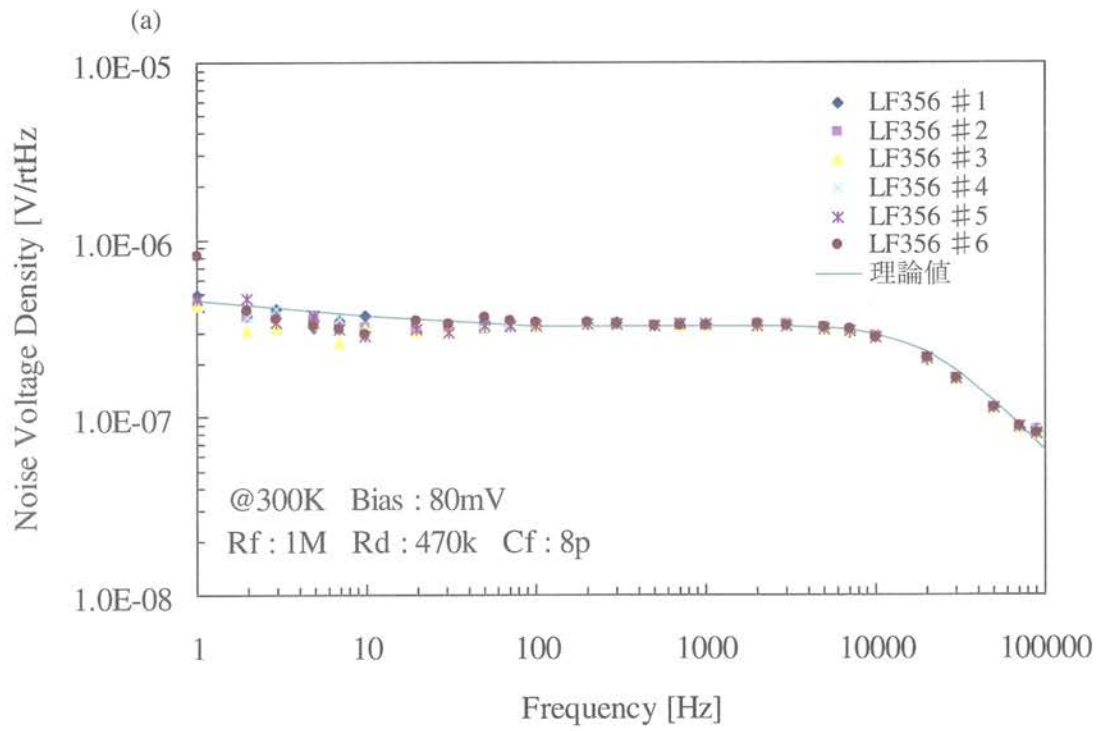


図 3.14 オペアンプ各素子の雑音評価 ((a) LF356, (b) OPA627B)



## ii) 帰還抵抗の選択

出力に現れる雑音という観点から見ると、帰還抵抗はより大きいほうが有利である。しかしながら、オペアンプに出力される電圧はオペアンプの定格により限りがある。反転増幅回路におけるオペアンプの出力は、光伝導半導体検出器からの電流と帰還抵抗の積になるので、オペアンプ出力と比例する帰還抵抗の値には、採用できる値に限りがある。以上の2つの点から見て、3つのチャンネル（Ge:Ga 検出器、圧縮型 Ge:Ga 検出器、n 型 GaAs 検出器）の帰還抵抗の値をそれぞれ、23 M $\Omega$ 、1.3 M $\Omega$ 、15 M $\Omega$  とした。

実際に検出器システム使用時と同様にダミー抵抗と帰還抵抗を 4 K に冷却して回路の動作実験を行った。その結果、2つの問題が発生した。1つ目の問題は、極低温時に Ge:Ga 検出器と n 型 GaAs 検出器チャンネルの帰還抵抗（23 M $\Omega$ 、15 M $\Omega$ ）がそれ以上の値（それぞれ 52.5 M $\Omega$ 、33.4 M $\Omega$ ）になることである。理由は、高い抵抗値を得るためにセラミック抵抗（ハイ・メガオーム抵抗器 0.25W RGP シリーズ）を用いたからである。セラミック抵抗は極低温時にキャリアが凍結してしまうので、抵抗値が大きくなる。一方で、金属皮膜抵抗（金属皮膜抵抗器 0.25W 1% MF1/4C シリーズ）を用いた圧縮型 Ge:Ga チャンネルの帰還抵抗（1.3 M $\Omega$ ）では、このような抵抗値の変化は見られなかった。2つ目の問題は、帰還抵抗とそれに寄生する容量による回路のカットオフ周波数の低下である。23 M $\Omega$  の抵抗（4K では実質 52.5 M $\Omega$ ）と 15 M $\Omega$  の抵抗（4 K では実質 33.4 M $\Omega$ ）を帰還抵抗として用いた結果、回路のカットオフ周波数は、それぞれ 300 Hz と 500 Hz になった。反転増幅回路を用いる場合、帰還抵抗  $R_f$  と並列に接続されている帰還容量  $C_f$  によって回路のカットオフ周波数が式 3.23 で決まる。

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_f C_f} \quad 3.23$$

Ge:Ga 検出器と n 型 GaAs 検出器チャンネルには、それぞれ 0.5 pF と 1.0 pF の帰還容量を用いていたので、式 3.23 より 2つのチャンネルのカットオフ周波数はそれぞれ、6,000 Hz と 4800 Hz にならなければならない。このカットオフ周波数の低下の理由は、クライオスタットの外側に置いたオペアンプと 4 K に冷却するためにクライオスタット内に置いた帰還抵抗を繋ぐ為の配線により、帰還抵抗と並列に寄生容量が発生したからだと考えられる。また、発生した寄生容量は式 3.23 より 10 pF 程度で計算される。

本検出器システムの読み出し回路は、検出器からの信号の低雑音でのインピーダンス変換・増幅と高速応答（10 kHz 以上）ですることを目的としている。2つの問題のうち1つ目は 4 K 冷却時におけるセラミック抵抗の値を実験・計算により正確に求めればよい。2つ目の問題の解決策として、検出器に並列に容量を入れて、カットオフ周波数を伸ばすことを考えたが、これは検出器自体のインピーダンスを低下させるために実現できなかった。

2つの問題を解決するために、すべてのチャンネルの帰還抵抗に金属皮膜抵抗器を用いて 1.0 M $\Omega$  に変更した。電流の増幅利得や雑音低減の面では損をするが、10 pF の寄生容量を考慮しても、カットオフ周波数が 10 kHz 以上になり、回路の高速応答を実現できた。

### iii) 接地抵抗の選択

接地抵抗による雑音は、3.18 式より

$$v_{no,R_p}^2 = \left(1 + \frac{Z_f}{Z_d}\right)^2 \cdot (v_{z_p}^2 + i_{an}^2 \cdot Z_p^2) \quad 3.24$$

となる。接地抵抗の主な雑音源は 300 K での熱雑音 ( $v_{z_p}$ ) になる。表 3.4 に各検出器読み出し回路チャンネルの 300 K での接地抵抗の値と雑音の大きさの関係性を示す。熱雑音は温度と抵抗値に比例して増加するので、抵抗の値が大きくなると雑音電圧密度も比例して増加する。ここで各チャンネルの検出器の検出器雑音を考える。読み出し回路は、検出器以外の雑音が入らずに、検出器の雑音限界で動作しなければならない（検出器雑音限界動作の実現のため）。したがって、接地抵抗による雑音は検出器の雑音よりも低くしなければならない。この事を考慮して、接地抵抗による雑音も小さく、抵抗の値が小さすぎない 100 Ω の抵抗を各チャンネルで採用した。表 3.5 に選択した読み出し回路用の素子をまとめた。Ge:Ga 検出器と微圧縮型 Ge:Ga 検出器は共通の読み出し回路を用いて、スイッチで入力を切り替えて用いている。

表 3.4 300K での接地抵抗による雑音

接地抵抗 [Ω]	接地抵抗による雑音 [V/rtHz]		
	Ge:Ga (LF356, Rf:1M)	Stressed-Ge:Ga (OPA627B, Rf:1M)	n-GaAs (LF356, Rf:1M)
1	4.0E-10	1.0E-08	5.6E-10
10	1.3E-09	3.2E-08	1.8E-09
100	4.0E-09	1.0E-07	5.6E-09
1k	1.3E-08	3.2E-07	1.8E-08
10k	4.1E-08	1.0E-06	5.6E-08
100k	1.3E-07	3.2E-06	1.8E-07
1M	4.3E-07	1.0E-05	6.0E-07
	検出器雑音限界 [V/rtHz]		
	6.6E-07	1.5E-06	5.1E-07

表 3.5 各チャンネルの前段増幅回路の素子

	前段増幅回路のチャンネル		
	Ge:Ga / 微圧縮型Ge:Ga 共通	圧縮型Ge:Ga	n型GaAs
オペアンプ	LF356 #2	OPA627B #4	LF356 #5
ダミー抵抗[kΩ]	470	13	300
帰還抵抗[MΩ]	1	1	1
帰還容量[pF]	1	1	1
寄生容量[pF]	10	10	10
接地抵抗[Ω]	100	100	100
カットオフ周波数[kHz]	14.5	14.5	14.5

※ 抵抗には、金属皮膜抵抗器 (0.25W 1% MF1/4C シリーズ) を用いている。

### 3.2.3 実際の読み出し回路

選択した素子を元に作製した前段増幅回路の回路図を図 3.15 に示す。クライオスタット内部の検出器からの配線を反転増幅回路のプリアンプにつないで、その後、そのまま出力するか AC 出力を見るかをスイッチで切り替えて変更できるように設計した。また、熱雑音を減らすために、帰還抵抗はクライオスタットの内部に置かれている。前段増幅回路の後ろに付けた AC 出力をみるための回路は、各チャンネルで共通の構造をしている。AC 出力回路には非反転増幅回路（2 倍～20.6 倍）を採用し、オペアンプには入力オフセット電圧が小さい低雑音オペアンプである OP27（ANALOG DEVICE: AD）を用いた。

検出器にバイアスをかけて光電流信号を取り出すための回路を作製した（図 3.16）。検出器によって必要なバイアス電圧の大きさが違うため、複数の検出器を同時に動作させるために、独立したバイアス印加用の回路を 3 チャンネル分作製した。検出器のバイアス電圧には、高い安定性が求められる。そのために、電圧リファレンス（REF-03GPZ: AD）による定電圧（2.5V）を 2 つの直列に繋いだ抵抗を用いて分圧することにより、バイアス電圧を作り出した。図 3.16 より、REF-03GPZ に繋いだ抵抗を  $R_1$ 、片方は  $R_1$  に繋がり、もう片方は設置されている抵抗  $R_2$  とすると、 $R_1$  と  $R_2$  によって分圧されて、2 つの抵抗の間に現れるバイアス電圧  $V_{bias}$  は、

$$V_{bias} = 2.5 \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2} \text{ [V]} \quad 3.25$$

となる。 $R_2$  にはポテンショメータを用いるので、 $V_{bias}$  は 0 V から式 3.25 で求められる値まで可変する。表 3.6 にバイアス回路に用いる抵抗とそれによるバイアス電圧の大きさを示す。Ge:Ga 検出器と微圧縮型 Ge:Ga 検出器は、共通の読み出し回路を用いて、スイッチで入力を切り替えて用いている。

圧縮型 Ge:Ga 検出器の抵抗値は 13 k $\Omega$  程度だと予想されるので、圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネル用の分圧用抵抗  $R_2$  には、それよりもインピーダンスが十分に小さいものを用いた。作り出されたバイアス電流は、クライオスタットの外側に接地してある回路からクライオスタット内部の検出器まで配線される。また、バイアス電圧の大きさをチェックするためのモニター回路を、入力オフセット電圧の小さいオペアンプ（LT1007）を用いて作製した。

前段増幅回路、AC 回路そしてバイアス印加回路は、それぞれの 3 つのチャンネル分、各々独立に同一基板上に作製した。その後、外部からの雑音を防ぐために回路箱に収めて、クライオスタットの外部に取り付けた。

表 3.6 各チャンネルのバイアス回路に用いる抵抗とバイアス電圧の可変範囲

		回路のチャンネル		
		Ge:Ga / 微圧縮型Ge:Ga 共通	圧縮型Ge:Ga	n型GaAs
バイアス回路	分圧用抵抗 $R_1$ [k $\Omega$ ]	12	13.5	15
	分圧用抵抗 $R_2$ [k $\Omega$ ]	2	0.1	2
	バイアスの範囲[mV]	0~357	0~18.4	0~294

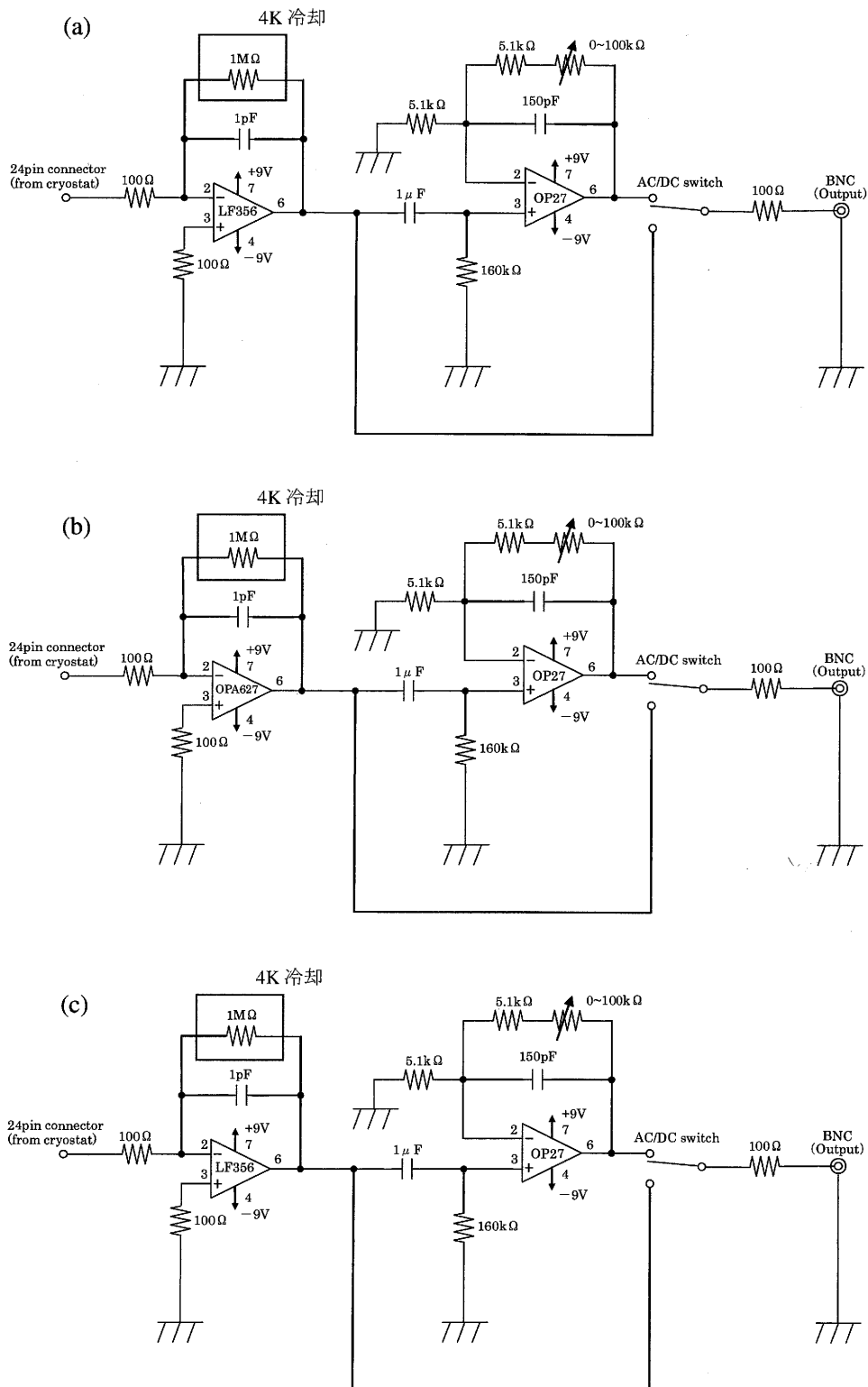


図 3.15 各チャンネルの前段増幅回路 ((a) Ge:Ga 検出器 / 微圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネル, (b) 圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネル, (c) n 型 GaAs 検出器チャンネル)

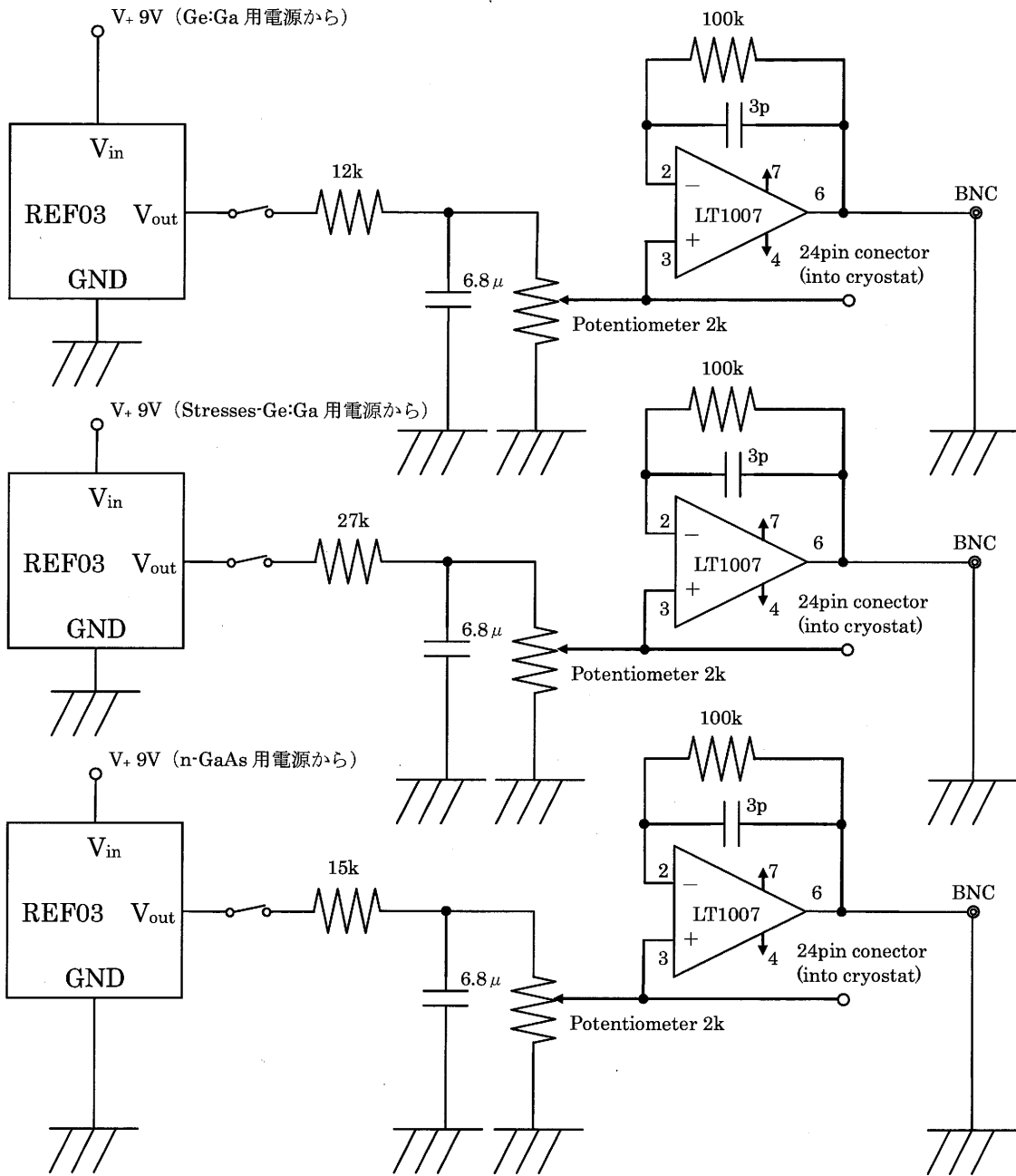


図 3.16 検出器バイアス印加用回路

### 3.3 4KGM 機械式冷凍機クライオスタット

本システムでは、簡便な高感度テラヘルツ検出システムを構成するに当たって、テラヘルツ光伝導半導体検出器を冷却するために、取り扱いが難しい液体ヘリウムではなく、容易に利用可能な機械式冷凍機(SRDK-101D-A11B, 住友重機械工業株式会社)による冷却を用いた。本研究に用いる 4KGM 機械式冷凍機クライオスタットを図 3.17 に示す。

極低温冷凍装置 SRDK-101D-A11B は、冷凍機(RDK-101D)・圧縮ユニット・フレキシブルホース・冷凍機駆動用電源ケーブルから構成されている。

RDK-101D 冷凍機は、2 段式 GM(Gifford MacMahon)サイクルを使用した極低温冷凍機で[13]、圧縮機ユニットから供給される高圧のヘリウムガスを冷凍機内部で断熱膨張させることにより冷凍機の 1 段ステージで 60 K 以下(5 W @ 60 K)、2 段ステージで 4.2 K 以下(0.1 W @ 4.2 K)の極低温を発生させることができる。冷凍機ユニットは、冷凍機を駆動するドライブユニット、ヘリウムガスを圧縮する圧縮機、シリンダの内部で上下往復し低温を発生させるディスプレイサ等で構成される。特に冷凍機の 2 段目のディスプレイサには、磁性蓄冷材が使用されており、これにより 4.2 K 以下の極低温が実現可能になる。

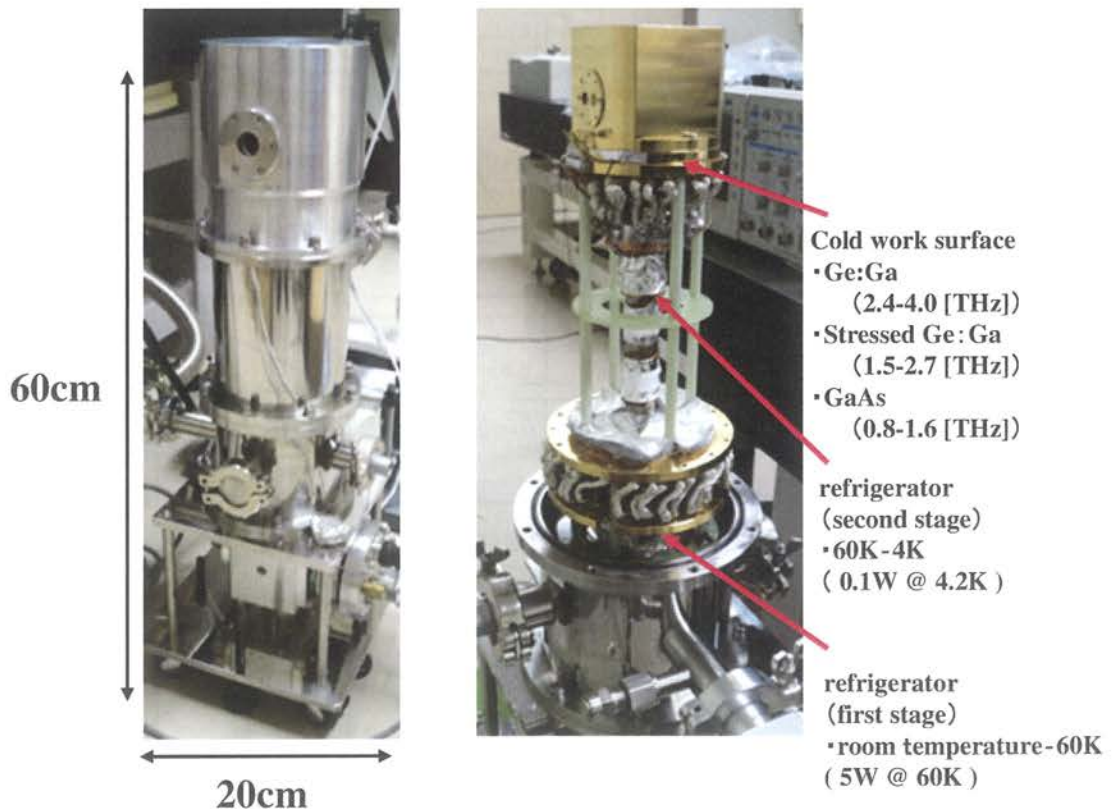


図 3.17 4KGM 機械式冷凍機クライオスタット (左:外形 右:内部)

圧縮機によって圧縮された高圧のヘリウムガスは、冷凍機内部に供給され、ディスプレイサ内部を通過する際に蓄冷器に冷却されながらシリンダ底部に形成された膨張空間に供給される。ドライブユニット部のバルブが開くことにより、供給されたヘリウムガスが断熱膨張し低温を発生させる。その後、ディスプレイサ内部を通過しながら蓄冷器を冷却し、ふたたび圧縮機に戻される。

ワークサーフェスの冷却による時間変化を図 3.18 に示す。光学用窓の開閉状況にもよるが、冷凍機のスイッチを入れてから、5 時間 30 分程度で、液体ヘリウム冷却温度である 4.2 K まで到達し、最低到達温度は約 3.7 K に至る。この冷却状態は最低でも一週間は持続可能なことが実験から確かめられている。冷却後スイッチを切ると約 20 時間で、クライオスタット内部は常温に戻る。また、冷凍機は内部のヒーターを使用することによって、ある程度の温度コントロールが可能である。

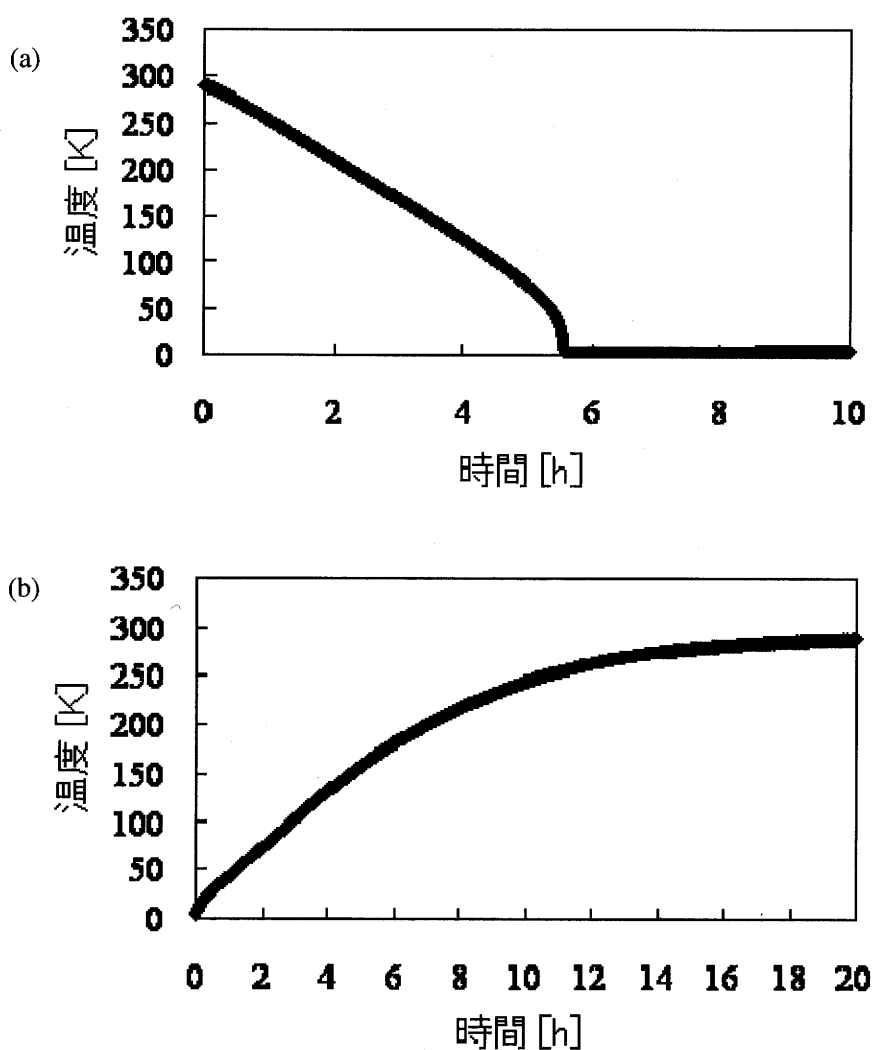


図 3.18 冷却曲線 ((a) 冷却時, (b) 冷却終了時)

### 3.3.1 機械式冷凍機の振動の測定

機械式冷凍機はディスプレイサの往復運動により冷却を行うため、冷凍機内部に入れたテラヘルツ光伝導半導体検出器や帰還抵抗、そしてクライオスタットに外付けした前段増幅回路に、振動による雑音が生じる。そのため、クライオスタットの振動を抑えることが、検出器システムの低雑音動作には必要不可欠である。振動を抑える方法として、冷凍機のコールドヘッドとコールドワークサーフェス（検出器等を冷却するステージ）の間に適当な物質を挟むシンプルな方法が報告されている。本研究では、この方法とは異なる方法で冷凍機の振動を抑制した。図 3.19 に示すようにワークサーフェスをコールドヘッドから浮かせ、コールドヘッドの振動が伝わらないように、その間を熱伝導性が良く伸縮性がある無酸素銅の繊維を編み合わせた線で繋いだ。

冷凍機の振動を、高速・高精度 CCD レーザ変位計 (Keyence LK-G80) を用いて測定した。ワークサーフェスの振動の測定は、クライオスタットの光学用の窓を通して行った。図 3.20 に測定系の写真を示す。また、ワークサーフェス以外に、クライオスタット自体の縦方向の振動、横方向の振動も同時に測定した。

測定結果を図 3.21 に示す。測定は冷凍機の電源を入れているとき (4 K) と、入れてないとき (300 K) で行った。冷凍機の電源を入れているときは、原理的に冷凍機は振動しないので、振動は全体的に極めて低い値になった。また、その振動は  $0.25 \mu\text{m}$  の振幅 (peak to peak 値) を持っていた。冷凍機の電源を入れると、ワークサーフェスを冷却するために、ディスプレイサが往復運動を行うので、振動が増加した。クライオスタット自体の縦方向の振動と横方向の振動は、 $2.2 \mu\text{m}$  となり、コールドワークサーフェスの振動はそれよりも少し大きい  $2.6 \mu\text{m}$  になった。この値は、一般的な GM 冷凍機の振動である  $10 \mu\text{m}$  よりも小さく、冷凍機による振動が十分に抑えられていることを示している。



図 3.19 無酸素銅繊維によるコールドヘッド、ワークサーフェス間の接続



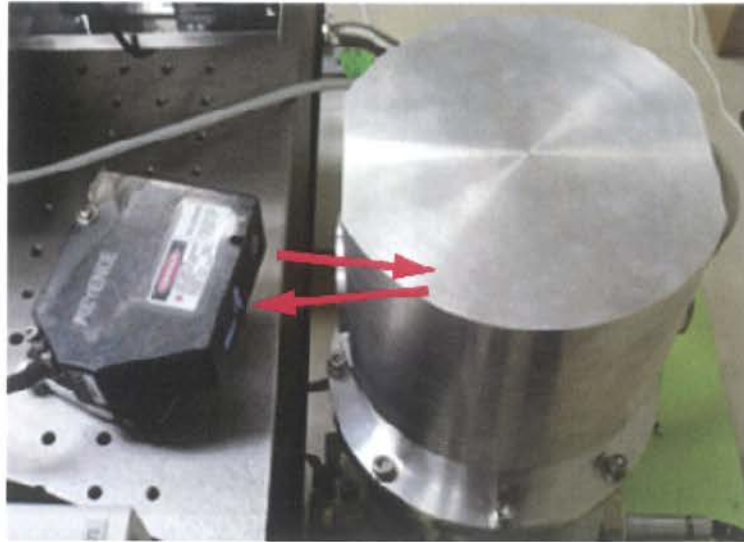


図 3.20 ワークサーフェスの振動測定

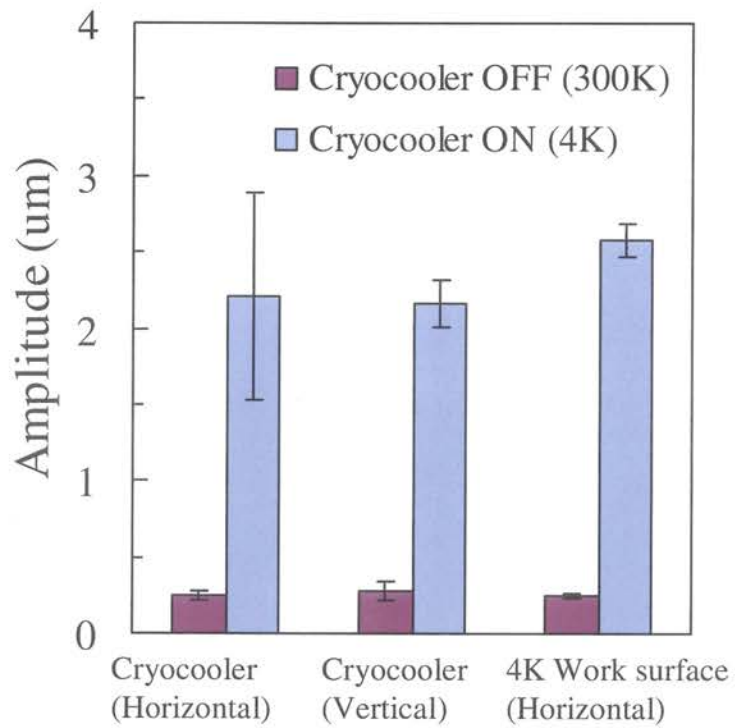


図 3.21 冷凍機の振動 (peak to peak 値)

### 3.3.2 4K ワークサーフェス上の設計

テラヘルツ光伝導半導体検出器を冷却し、格納するための構造を 4KGM 機械式冷凍機クライオスタット内のワークサーフェス上に設計・作製した。図 3.22 に冷凍機のワークサーフェスを示す。機械式冷凍機は、コールドヘッドとは物理的に切り離され、無酸素銅の線のみで繋がれたワークサーフェスを持つ。ワークサーフェスは直径約 100 mm の円盤状で、その内部に 15 mm 間隔の M3 のねじ穴を 24 個（一つは温度計の固定に使用）と中心に対して点对称な M3 のねじ穴を 8 個持つ。本研究では、このワークサーフェスに検出器を格納するためのマウント、フィルタを格納するためのマウント、配線の中継点である端子台そしてワークサーフェス全体を覆うカバーを作製した。

ワークサーフェスに、設計した検出器マウント等を取り付けた様子を図 3.23 に示す。設計には 3 次元 CAD (Dassault Systemes Solidworks Corp., SolidWorks) を用いた。ワークサーフェスの中心には、4 基の半導体検出器マウント (Ge:Ga 検出器、圧縮型 Ge:Ga 検出器、n 型 GaAs 検出器、微圧縮型 Ge:Ga 検出器) が設置されている。検出器マウントには、集光素子であるテラヘルツ帯集光器が固定されている。検出器マウントと集光器の外側には、光学フィルタを設置する機能と検出器の視野角を制限するためのバッフルの機能を有するマウントを設置した。また、検出器マウントとフィルタマウントの両サイドには、クライオスタット内部の電気配線の中継地点となる端子を 13 基備えた端子台が一つずつ置かれている。最終的に、図 3.23 (c), (d) に示すとおり、外部からの背景輻射を防ぐため、カバーによって、この系全体 (テラヘルツ波がそれぞれの集光器に入射する四箇所穴以外) を覆った。



図 3.22 冷凍機のワークサーフェス

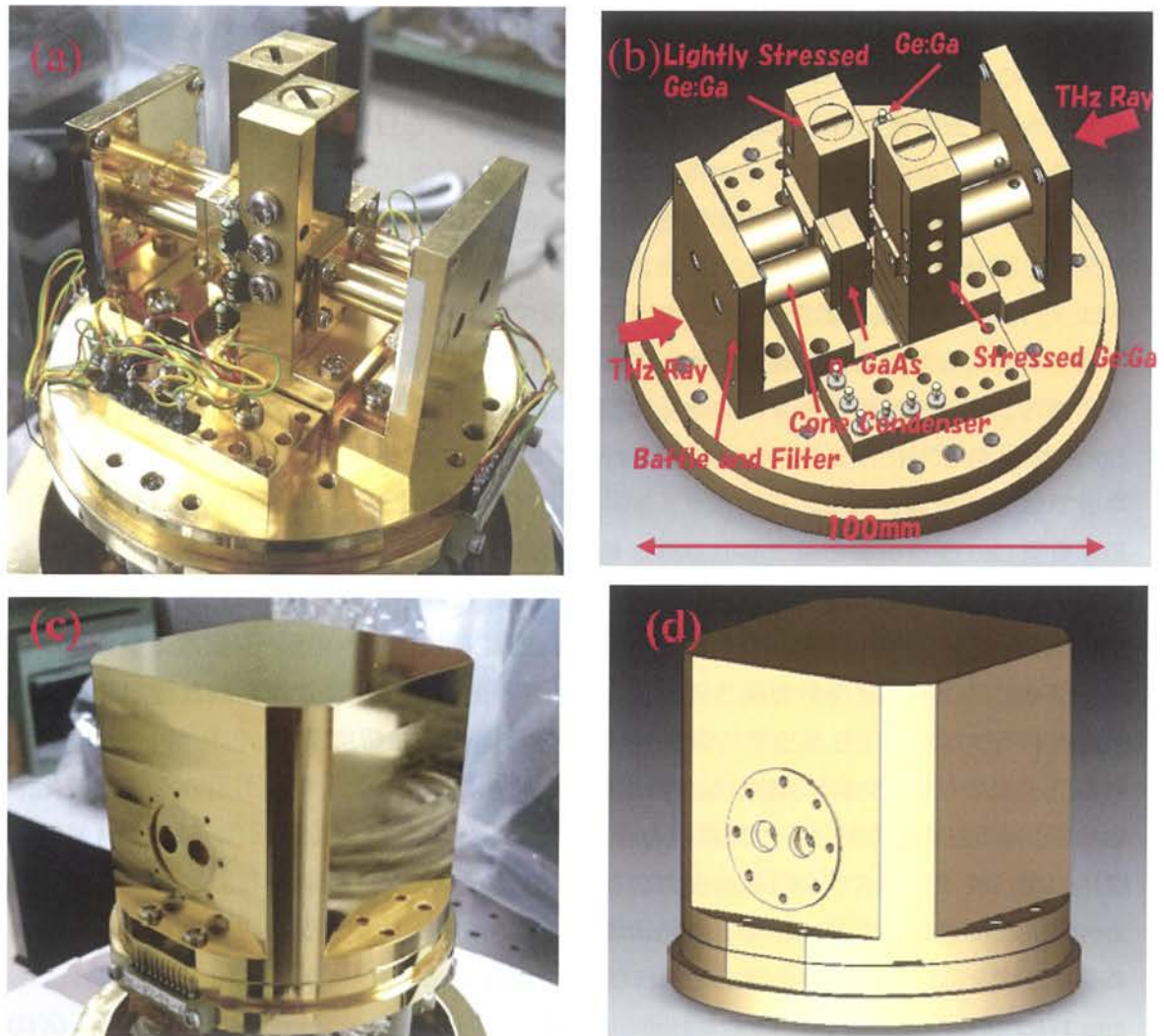


図 3.23 4K ワークサーフェス上の設計 ((a) 内部写真, (b) 内部 3DCAD イメージ, (c) 外部写真, (d) 外部 3DCAD イメージ)

図 3.24 は、検出器マウント、集光器そしてフィルタマウントを縦に切った断面図である。クライオスタットの光学用窓から内部に入射したテラヘルツ波は、まずフィルタマウントを通過する。そして、フィルタマウントの前面に付いているバッフルで立体角・面積を、マウントされた光学用フィルタによって周波数・エネルギーを制限される。その後、集光器のカットオフ角度以内で入射したテラヘルツ波は、集光されキャビティ内部に入射し、最終的にキャビティの中心にあるテラヘルツ光伝導半導体検出器によって吸収され、電気信号として取り出される。

フィルタマウントはバッフルと光学フィルタを格納するスペースを有している。バッフルのサイズは  $\phi 3.98$  mm、厚さ 0.50 mm (裏側 45 度テーパ) で、集光器の先端から 5 mm のところに設計した。フィルタの格納するためのスペースは  $\phi 13$  mm、深 4.3 mm の円柱型をし



ており、1つのフィルタマウントに2つ存在している。このスペースにそれぞれの検出器チャンネルに対応するフィルタ ( $\phi: 0.5 \text{ inch} = \phi: 12.7 \text{ mm}$ ) を格納する。格納後、0.2 mm の板 (テラヘルツ波を集光器に通すための  $\phi 5.6 \text{ mm}$  の穴が二つ付いている) で蓋をすることによりフィルタを固定する。

本システムには2種類の集光器を採用した。詳しくは節 3.5 で説明するが、1つは三角コーン集光器で、もう片方はウィンストンコーン集光器である。したがって、検出器マウントは、この2つの集光器を両方使用できる構造で設計を行った。三角コーンは、比較的製作が容易であるために検出器マウントに固定するための治具も一体で作製した。対して、ウィンストンコーンはコーンの構造を作製するのだけでも困難なため、マウントに固定するための治具を別に作製しその内部にコーンを固定して使用した。長さは、両コーン共に共通で 20 mm で設計した。

圧縮型 Ge:Ga 検出器と微圧縮型 Ge:Ga 検出器以外の検出器は 3 mm のキャビティに収めた (圧縮型 Ge:Ga 検出器は圧縮機構のため、半球状のキャビティではなく円柱形のキャビティ  $\phi 3.2 \text{ mm}$  に収められている)。キャビティ内部に入射したテラヘルツ波は、金メッキされたキャビティ内部で反射を繰り返すことで、キャビティの中心に置かれた検出器を複数回透過する。これにより検出器はテラヘルツ波を高い確率で吸収する。

クライオスタット内部の配線は、冷凍機の購入時には、エナメル線が用いられていた。しかし、エナメル線では十分な絶縁性を得ることが出来なかった (端子間の抵抗が  $4 \text{ M}\Omega$  程度) ので、端子間に大きな電流の漏れが存在した。そのため、配線を電線自体の抵抗が低く、周囲との絶縁線が高く、そして熱伝導率が小さいジュンフロン線に変更した。これにより端子間を流れる電流の影響が見られなくなった。

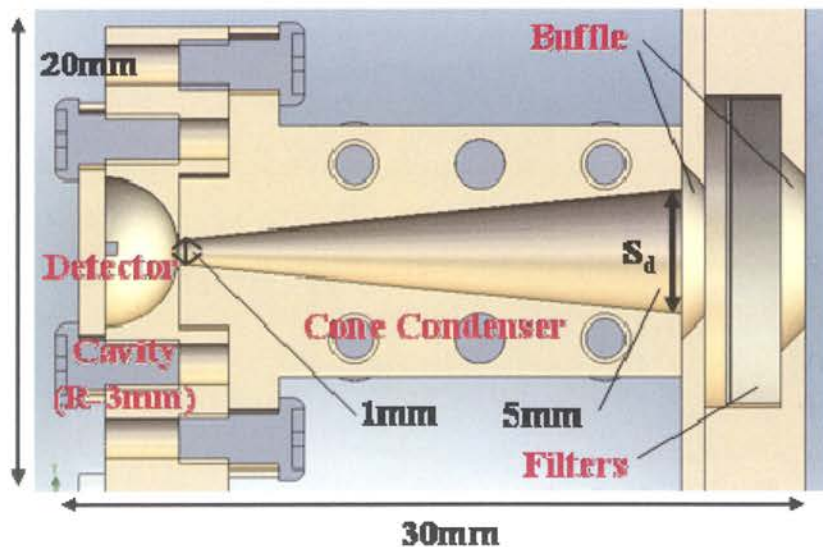


図 3.24 検出器マウント構造の断面図

### 3.4 テラヘルツフィルタ

テラヘルツ光伝導半導体検出器は、不純物半導体の持つ浅い不純物準位による不純物吸収をテラヘルツ波の検出に用いる。不純物準位に束縛されているキャリアは、半導体内に入射したテラヘルツ光子よりエネルギーを与えられ自由キャリアになる。この自由キャリアを取り出すことにより半導体検出器はテラヘルツ波を検出する。この過程では、不純物準位に対応するキャリアの束縛エネルギーと同程度かそれ以上のエネルギーを持った光子を検出する。したがって、不純物準位に対応するテラヘルツ波よりも周波数が高い光にも感度を持つことになる。一方で、半導体検出器は価電子帯-伝導帯間吸収に代表される様々な光子の吸収過程を持つ。加えて不純物検出器はホッピング電流を抑えるために多数キャリア密度が小さく作られているため、一般に不純物半導体のテラヘルツ光に対する感度は、半導体検出器が本来持つバンド間遷移等による感度よりもずっと小さい値をとる。したがって、光学フィルタを置くことにより、検出対象の領域よりも長い波長を持った光（可視光、赤外光等）をカットする必要がある。

光学フィルタは、4種類の検出器（Ge:Ga 検出器、圧縮型 Ge:Ga 検出器、n 型 GaAs 検出器、微圧縮型 Ge:Ga 検出器）の感度領域に対応する、それぞれの検出器専用のものを使用した。Ge:Ga 検出器と微圧縮型 Ge:Ga 検出器は、検出帯域がほとんど同じなので、同一のフィルタを用いている。テラヘルツフィルタは、検出器帯域に対応する 3 種類の長波長透過フィルタ（Infrared Laboratories C45, C80, C170）（Ge:Ga 検出器と微圧縮型 Ge:Ga 検出器用の C45（QUARTZ-AR-5/10  $\mu\text{m}$  diamond, wedged,  $\phi 0.5$ , 1.251 mm thick と CaF<sub>2</sub>-AR, wedged,  $\phi 0.5$ , 1.366 mm thick の 2 枚）、圧縮型 Ge:Ga 検出器用の C80（QUARTZ-AR-5/10  $\mu\text{m}$  diamond, wedged,  $\phi 0.5$ , 1.222 mm thick と KCL-AR, wedged,  $\phi 0.5$ , 2.379 mm thick の 2 枚）、n 型 GaAs 検出器用の C170（QUARTZ-AR-Gamet, wedged,  $\phi 0.5$ , 1.300 mm thick と CSI-AR, wedged,  $\phi 0.5$ , 1.471 mm thick の 2 枚）、水晶ウィンドウ（Z-cut X-Quartz Window; QW: 2 mm）そしてブラックポリエチレン（Black Polyethylene; BP 50  $\mu\text{m}$ ）を組み合わせで作製した。長波長透過フィルタとブラックポリエチレンフィルタは、それ自体からの熱輻射を減らすために、検出器と検出器マウント光学系と同様に冷凍機内部で冷却して使用し、水晶ウィンドウはクライオスタットの光学用の窓として使用した。

光学フィルタの透過率を 2 通りの方法で測定した。1 つ目の方法には、（独）情報通信研究機構（NICT）が保有するテラヘルツ時間領域分光器（THz-TDS）（Tochigi Nikon: Ray-fact）を用いた。この測定系において、光学フィルタの温度を液体ヘリウム温度まで冷却して実験を行うのは困難であるため、測定は常温で行った。2 つ目の測定方法では、同じく NICT が保有するフーリエ変換赤外分光器（FTIR）（BOMEN: DA8）と、検出器としてパイロ検出器または液体ヘリウム冷却 Si ボロメータ検出器を使用した。Si ボロメータデュアーの中にフィルタを入れて、フィルタの温度を 4.2 K に冷却して実験を行った。また検出器をパイロ検出器に換えて常温での実験も行った。

代表的な測定結果（長波長透過フィルタ、C170（QUARTZ-AR-Gamet, wedged,  $\phi 0.5$ , 1.300

mm thick))を図3.25に示す。FTIRは内部のMylarビームスプリッタが周波数依存性を持ち、それを交換することにより異なる波長で測定することができる。Mylar: 12  $\mu\text{m}$  のスプリッタを用いることで1.2-6.0 THzの領域を、Mylar: 25 $\mu\text{m}$ を用いることで、0.45-3.0 THzの領域で測定を行った。図3.25より、FT-IRを用いてフィルタ温度4.2 Kで測定したときと、FT-IRを用いてフィルタ温度300 Kで測定したときと、THz-TDSで測定したときでは、大きく値が異なることがわかる。特にTHz-TDSでの測定結果はFT-IRを用いたときの結果と大きく異なっていた。これは、フィルタに付いているウェッジによりテラヘルツ波の光路がずれたことにより、THz-TDSの検出器の正しい位置に焦点を結べなかったためだと考えられる。このような現象はウェッジの付いているすべてフィルタで確認された。また、ウェッジが付いていないフィルタはTHz-TDSでも測定でき、その値はFT-IRを使ったものとよく一致した(図3.26)。FT-IRを用いてフィルタ温度4.2 Kと300 Kで測定したときでは、スペクトルの透過率の値に大きな差が出た。特に4.2 Kでの測定結果は透過率が100%を超えた。この現象は、検出器にSiボロメータを用いたことに起因する。冷却ボロメータでの測定において、サンプルがないときは、300 Kからの背景輻射がボロメータに直接入るために、ボロメータの抵抗がサンプルを入れたときよりも下がり、読み出し回路の出力はより低下する。透過率はサンプルがあるときのプリアンプ出力をサンプルが無いときのリファレンスで割ることによって求められる。このために透過率が100%を超える。しかしながら、スペクトルの形自体は正しいと考えられる。そのためフィルタを購入した際のデータシートを用いて(C170 (QUARTZ-AR-Gamet, wedged,  $\phi$ 0.5, 1.300 mm thick)の場合は0.84 @ 1.5 THz)、透過率の値を補正した(図3.25の黒線)。また、他のフィルタでも同様の補正を行った。

図3.27に各チャンネルで使用する光学フィルタの透過率を示す。ブラックポリエチレンフィルタの透過率には、薄膜による干渉が生じている。ブラックポリエチレンを透過した光とブラックポリエチレンの中で2回反射した光が、強め合う条件は、 $2nd=m\lambda$ となる。ここで、 $n$ はブラックポリエチレンの屈折率、 $d$ はブラックポリエチレンの厚さ、 $\lambda$ は波長である。ブラックポリエチレンの屈折率と厚さは、それぞれ1.5と50  $\mu\text{m}$ なので、光は0, 150  $\mu\text{m}$ , 75  $\mu\text{m}$ , ... (0, 2 THz, 4 THz, ...)で強め合う。これは実験結果とよく一致している。以上のことから、テラヘルツ領域でフィルタを用いる場合、テラヘルツ帯の波長の長さから、薄膜干渉の影響が現れやすいので、注意して素子を選択する必要がある。

C45フィルタ、ブラックポリエチレンそして水晶ウィンドウの透過率を掛け合わせたものがGe:Ga検出器と微圧縮型Ge:Ga検出器用の光学フィルタとなり、0.7-4.0 THzの領域だけを透過させる。圧縮型Ge:Ga検出器用とn型GaAs検出器用のフィルタも同様に、それぞれC80フィルタまたはC170フィルタとBPフィルタ、QWフィルタの透過率を掛け合わせたものになり、それぞれ0.7-4.0 THz (Ge:Ga検出器用と透過する領域は等しいが、2.0-4.0 THzの領域ではこちらのフィルタの方が、透過率が低い。)と $\sim$ 1.9 THzのテラヘルツ領域だけを透過させる。これらの値は検出器の感度スペクトルの範囲(図3.5)によく一致する。

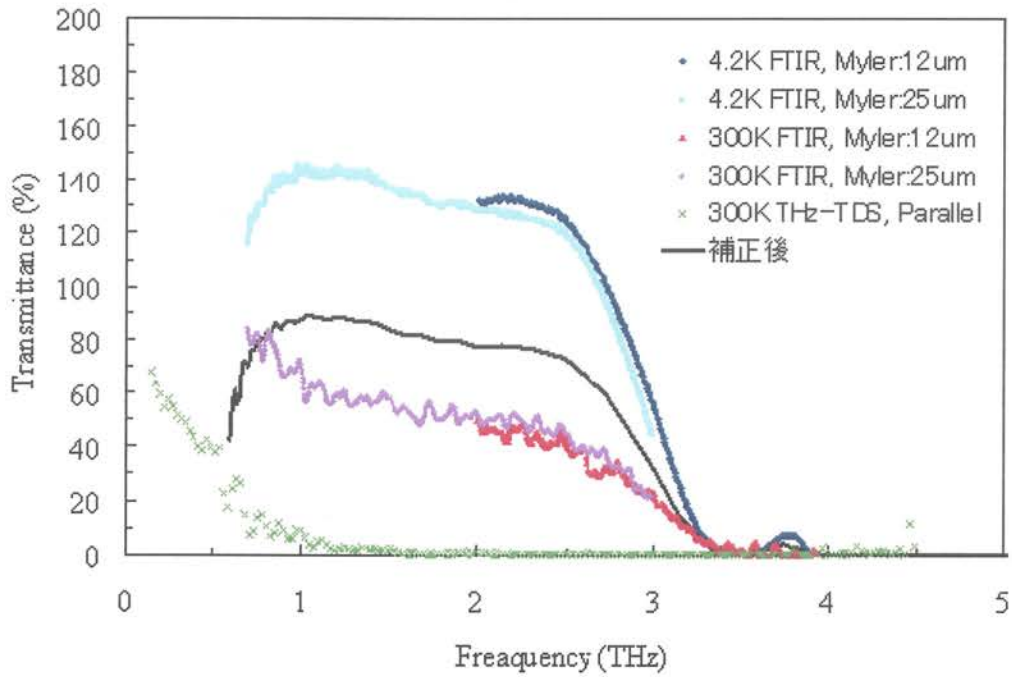


図 3.25 長波長フィルタ (C170 (QUARTZ-AR-Gamet, wedged,  $\phi$ 0.5, 1.300 mm thick)) の測定結果

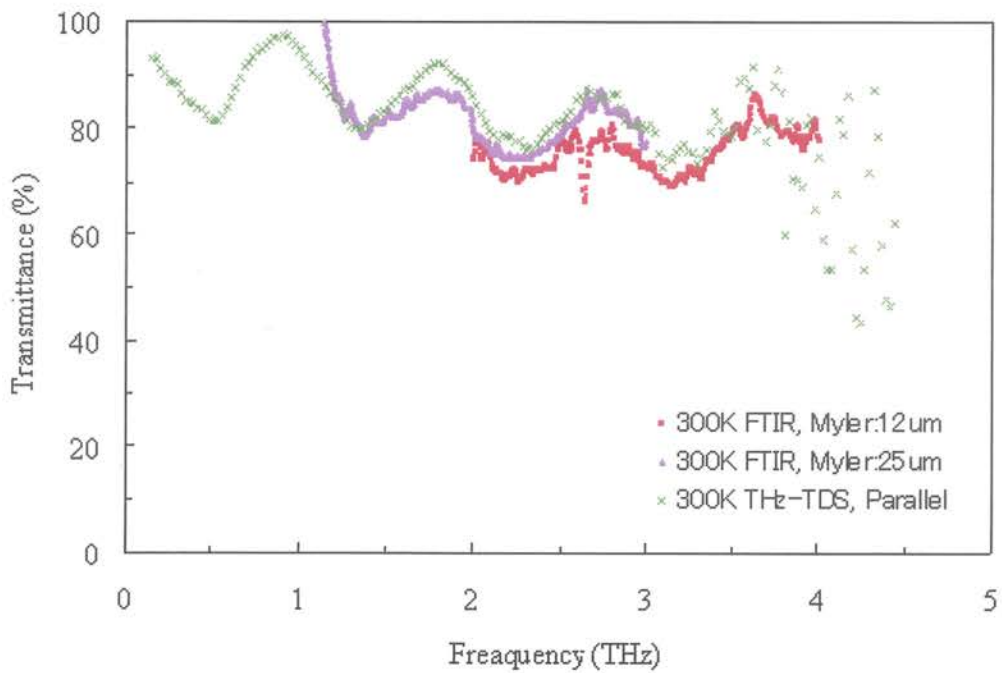
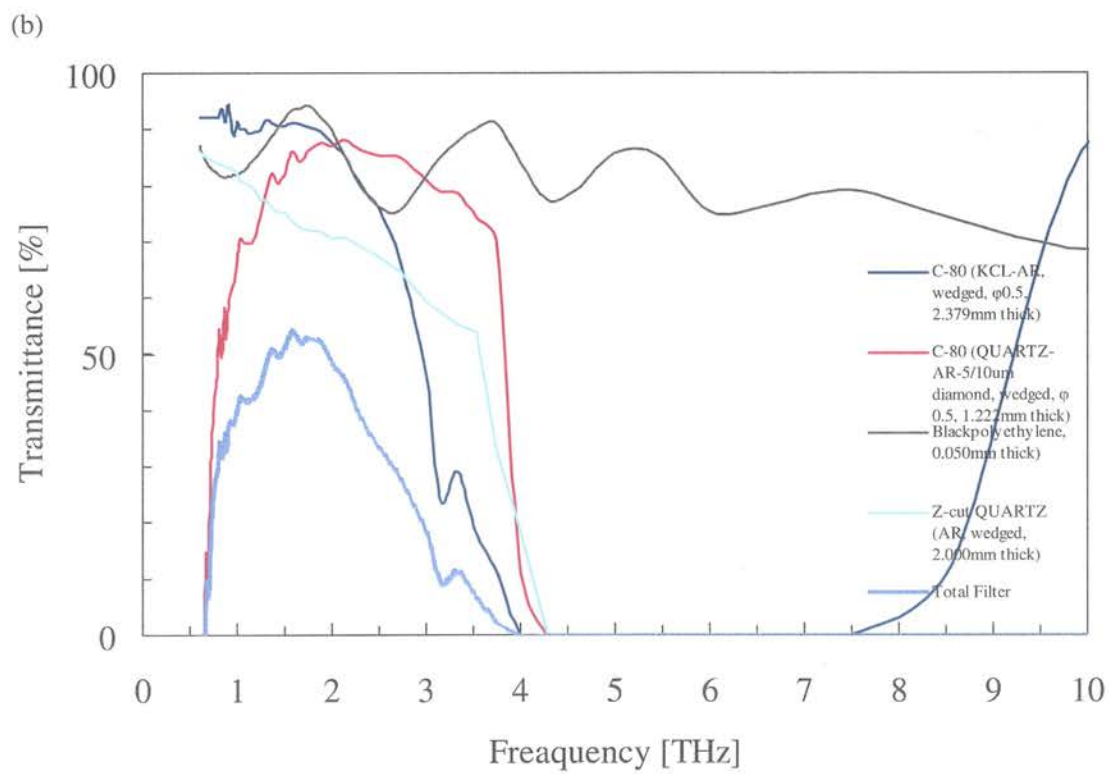
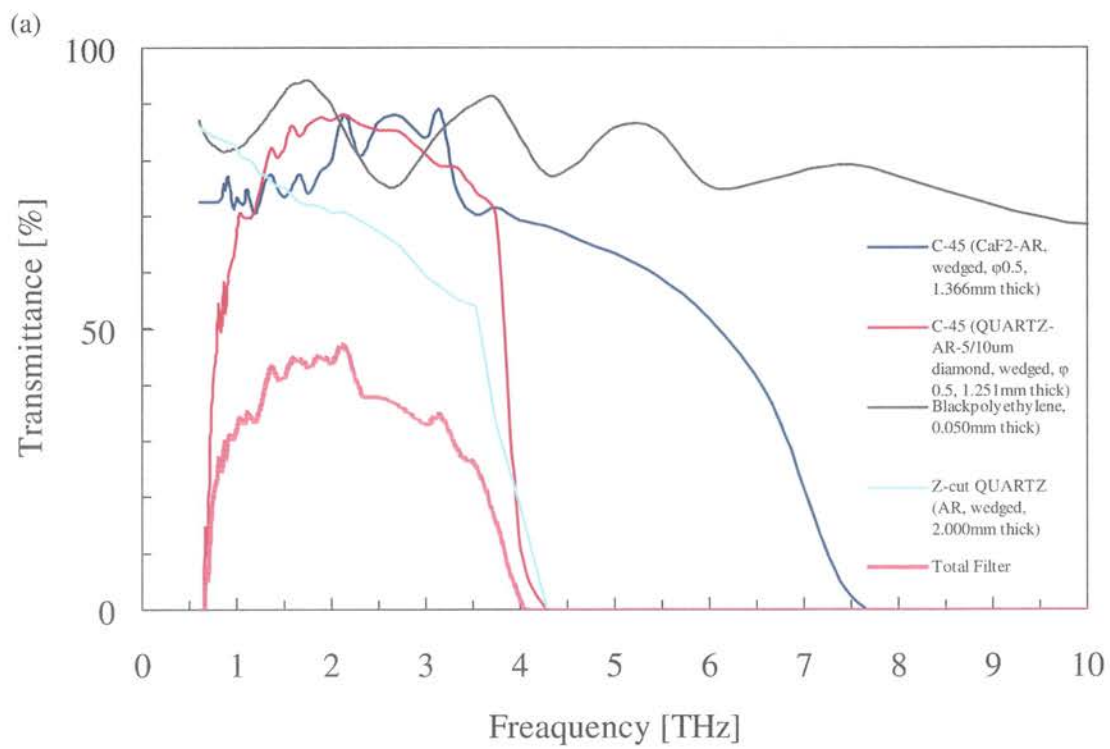


図 3.26 ブラックポリエチレン (Black Polyethylene 100  $\mu$ m) の測定結果





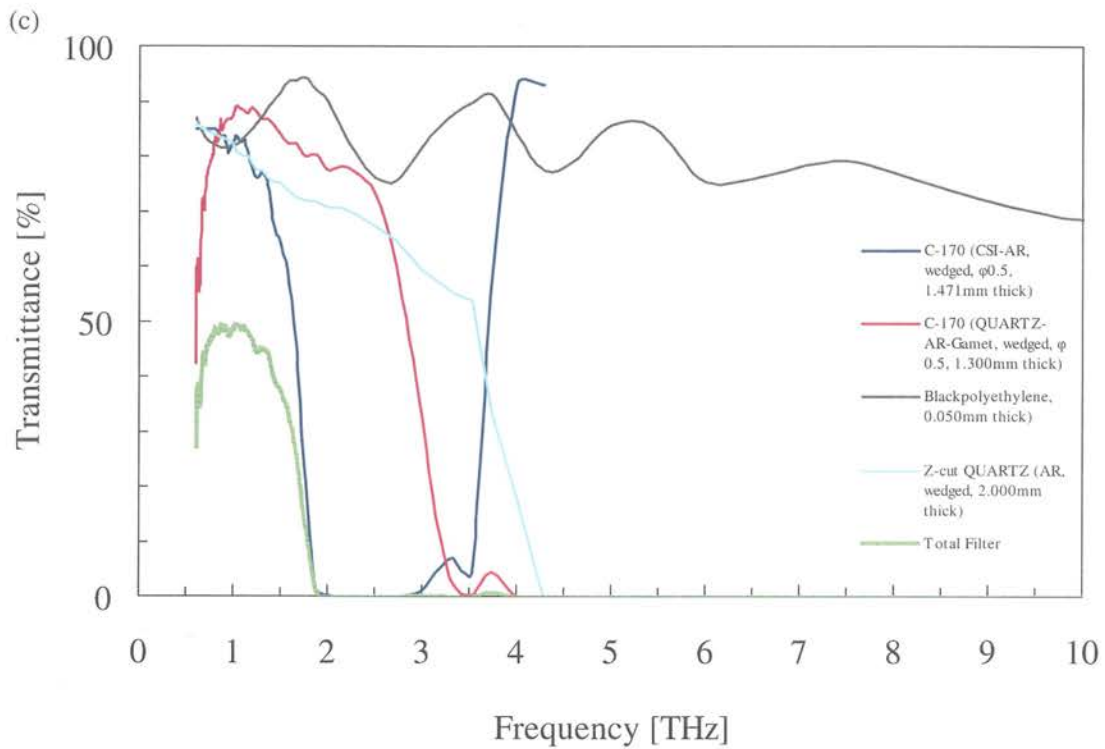


図 3.27 テラヘルツ光学フィルタ ((a) Ge:Ga 検出器と微圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネル用, (b) 圧縮型 Ge:Ga 検出器チャンネル用, (c) n 型 GaAs 検出器チャンネル用)

### 3.5 集光器

検出器システムでは、小さなテラヘルツ光伝導半導体素子を格納したキャビティに、テラヘルツ波を導入するため集光器を用いる。テラヘルツ波では理論的に吸収・色収差の無い反射型のウィンストンコーンが多く用いられるが[14][15]、作製が容易でなく高価である。そのため、本研究では作製が容易で低コストの三角コーンを開発した。三角コーンは、ウィンストンコーンほどシャープではないが、ある入射角以上の光をカットする性能を持つ。更に、集光器の前にある条件でバッフルを配置することにより、よりシャープな視野角で入射光をカットできることを見出した。本節では、幾何光学・波動光学的な理論・実験に基づいた2種類のコンデンサの光学特性について述べる。

#### 3.5.1 三角コーン

三角コーンは研究室で独自に開発・作製した集光器で、単純な形状をしているので、ワイヤー放電加工等で、比較的安価で製造可能である。ある角度以内で入射した光を集光し、ある角度以上の光をカットする性能を持つ。三角コーンのサーフェス形状は図 3.28 に示すように円錐の先端を切り取った形状をしている。

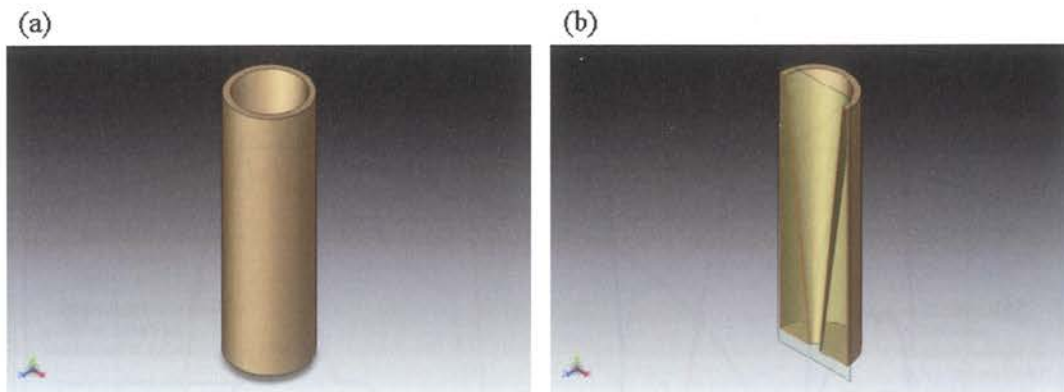


図 3.28 三角コーンの形状 (a) 外形, (b) 断面図)

この形状の内部で光を複数回反射させることにより、ある角度以内で入射した光は捉えて、それ以外の光を外に出すという入射角度による光の選別を行う (図 3.29)。カットオフ角度は、コーン内での反射回数で決定される。入射した光は反射されるごとにコーンの角度分だけ角度が増す。最終的に入射光とコーンの間の角度が  $90$  度を超えると入射光は逆方向に進み始めてコーンから排出される (図 3.27 (c))。また、三角コーンは2つのカットオフ角度を持つ。1つ目のカットオフ角度は、コーンの一番手前で最初の反射をした光が集光される角度である (図 3.27 (b) の赤線)。この角度以内で入射した光はコーンのどこに入射してもすべて集光される。2つ目のカットオフ角度は、コーンの手前のエッジを掠めて入射し、一番奥で最初の反射をした光が集光される角度である (図 3.27 (b) の青線)。この角度以上で入射した光はコーンのどこに入射してもすべてカットされる。

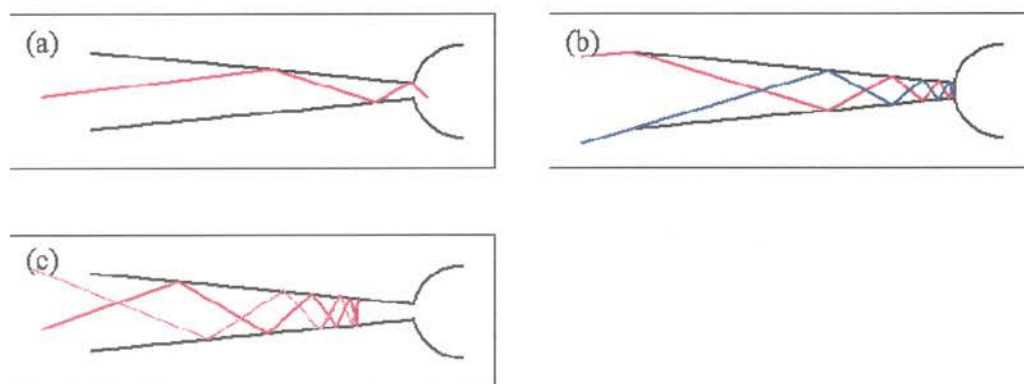


図 3.29 三角コーンの入射角度依存性 (a) 入射する光, (b) カットオフ角度での入射, (c) 反射を繰り返して排出される光)

三角コーンの二つのカットオフ角度は、コーンの形状による 3 つの変数、コーンの入射径  $d_{in}$ 、コーンの出射径  $d_{out}$  (または、コーンの焦点  $f$ ) そして長さ  $l$  のみによって決定される。幾何光学的にカットオフ角度を計算する方法を、図 3.30 を用いて説明する。

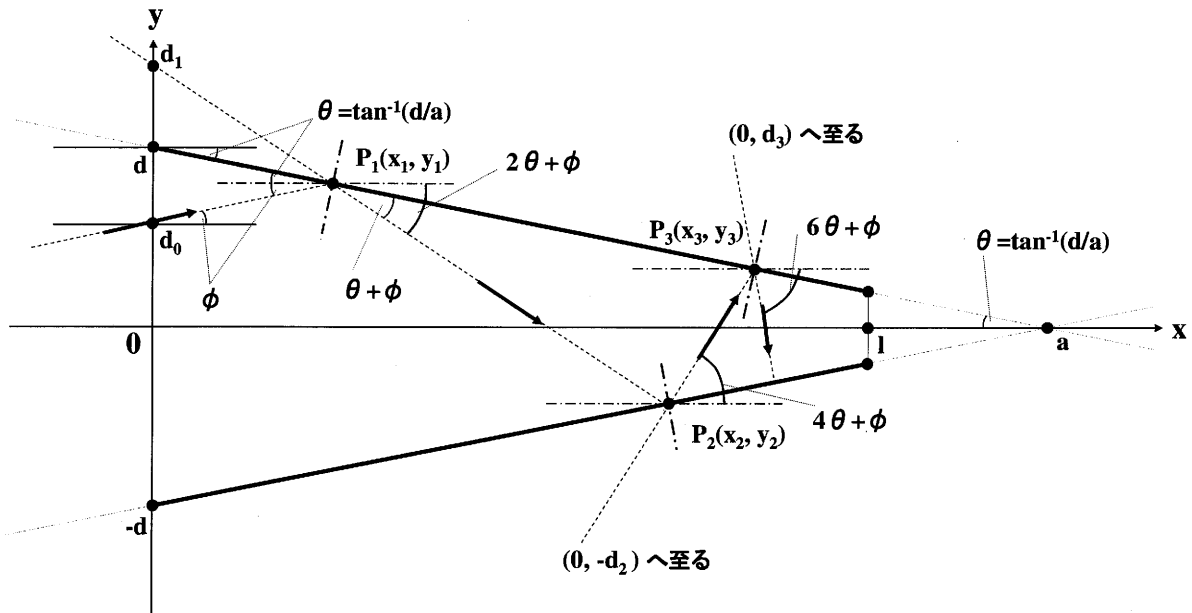


図 3.30 三角コーン

三角コーンの入射面の座標を  $(0, d)$  と  $(0, -d)$ 、コーンの延長上にある頂点の座標を  $(f, 0)$ 、コーンの長さを  $l$  と置くと、コーンの反射面はそれぞれ、式 3.26、式 3.27 で計算される。

$$y = -\frac{d}{f}x + d \quad (0 \leq x \leq l) \quad 3.26$$

$$y = \frac{d}{f}x - d \quad (0 \leq x \leq l) \quad 3.27$$

また、 $x$  軸とコーンによる角度  $\theta$  は、

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{d}{f}\right) \quad 3.28$$

となる。今、以上の構造を持つコンデンサに、 $(0, d_0)$  から角度  $\phi$  を持つ光線が入射する場合を考える。コーンの反射面に当たるまでの入射光線の光路は、式 3.29 となる。

$$y = \tan \phi \cdot x - d_0 \quad (0 \leq x \leq x_1) \quad 3.29$$

光線が反射する点  $P_1(x_1, y_1)$  は、式 3.26 と式 3.29 を用いることにより、

$$x_1 = \frac{d - d_0}{\tan \phi + \frac{d}{f}}, \quad y_1 = -\frac{d}{f}x_1 + d \quad 3.30, 3.31$$

と計算される。点  $P_1$  で反射した光線の角度は、反射の法則によって、コーンの角度  $\theta$  と光

線の入射角  $\phi$  の和になる。また x 軸-反射光線間の角度は、コーンの角度  $\theta$  が加わるので、 $2\theta + \phi$  になる。したがって、点  $P_1$  で反射された光の光路は式 3.32 で与えられる。

$$y = -\tan(2\theta + \phi) \cdot x + d_1 \quad (x_1 \leq x \leq x_2) \quad 3.32$$

$d_1$  は y 軸と式 3.32 の交点であり、式 3.33 で求められる。

$$d_1 = y_1 + \tan(2\theta + \phi) \cdot x_1 \quad 3.33$$

光線が 2 回目に反射される点  $P_2 (x_2, y_2)$  の座標は、点  $P_1$  を求めたときと同様に、式 3.27 と式 3.32 を用いることにより、

$$x_2 = \frac{d + d_1}{\tan(2\theta + \phi) + \frac{d}{f}}, \quad y_2 = \frac{d}{f} x_2 - d \quad 3.34, 3.35$$

で計算される。これまでと同様の手法を用いることにより、 $P_2$  より反射された光線の光路、反射光路と y 軸の交点  $(0, -d_2)$ 、3 回目の反射点  $P_3 (x_3, y_3)$  は、それぞれ 3.36~3.39 式で導かれる。

$$y = \tan(4\theta + \phi) \cdot x + d_2 \quad (x_2 \leq x \leq x_3) \quad 3.36$$

$$d_2 = y_2 - \tan(4\theta + \phi) \cdot x_2 \quad 3.37$$

$$x_3 = \frac{d - d_2}{\tan(4\theta + \phi) + \frac{d}{f}}, \quad y_3 = \frac{d}{f} x_3 - d \quad 3.38, 3.39$$

以上の議論を踏まえると、反射回数  $n$  と  $n$  番目の反射点の座標  $P_n (x_n, y_n)$  との間には以下の関係が成り立つ。

$$x_n = \frac{d + (-1)^n d_{n-1}}{\tan(2(n-1)\theta + \phi) + \frac{d}{f}}, \quad y_n = (-1)^n \left( \frac{d}{f} x_n - d \right) \quad 3.40, 3.41$$

ただし

$$\begin{cases} n=1 & d_{n-1} = d_0 \\ n \geq 2 & d_{n-1} = y_{n-1} + (-1)^n \tan(2(n-1)\theta + \phi) \cdot x_{n-1} \end{cases} \quad 3.42$$

光線とコーンの角度が 90 度を越えるとき、光線が止まる。 $n$  回目の反射時の光線とコーンの角度は、 $(2n-1)\theta + \phi$  となるので、

$$(2n-1)\theta + \phi \geq \frac{\pi}{2} \quad 3.43$$

式 3.43 が成り立つときに、光線が止まり逆方向に進み始める。そのときの反射回数  $n_s$  は式 3.43 を変形し、

$$n_s \geq \frac{\frac{\pi}{2} + \theta - \phi}{2\theta} \quad 3.44$$

となる。よって、式 3.44 を満たす最小の  $n_s$  で光線が止まり、それ以上で逆方向に進み始める。つまり、光線が止まる反射回数  $n_s$  は天井関数を用いて、

$$n_s = \text{ceiling} \left( \frac{\frac{\pi}{2} + \theta - \phi}{2\theta} \right) \quad 3.45$$

と表される。反射回数  $n_s$  までに、座標  $P_{ns}$  ( $x_{ns}, y_{ns}$ ) の  $x_{ns}$  がコーンの長さ  $l$  を超えれば、入射光線はコーンを通り抜けたことになる。したがって、 $x_{ns}$  と  $l$  に以下の関係が成り立つ場合、入射した光は三角コーンによって集光される。

$$x_{n_s} = \frac{d + (-1)^{n_s} d_{n_s-1}}{\tan(2(n_s - 1)\theta + \phi) + \frac{d}{f}} \geq l \quad 3.46$$

ただし

$$\begin{cases} n_s = 1 & d_{n_s-1} = d_0 \\ n \geq 2 & d_{n_s-1} = y_{n_s-1} + (-1)^{n_s} \tan(2(n_s - 1)\theta + \phi) \cdot x_{n_s-1} \end{cases} \quad 3.47$$

本実験では、コーンの入射径  $d_{in} = 5.0$  mm、コーンの出射径  $d_{out} = 1.0$  mm (または、コーンの焦点  $f = 25$  mm) そして長さ  $l = 20$  mm のものを作製した。材料には無酸素銅を用いて、表面の面精度を良くするために金メッキを行っている。三角コーンによる 2 つのカットオフ角度は式 3.45、式 3.46 そして式 3.47 を用いて、5.82 度、17.24 度と計算される。コーンの入射角度による入射効率依存性 (2 次元) を図 3.31 に示す。

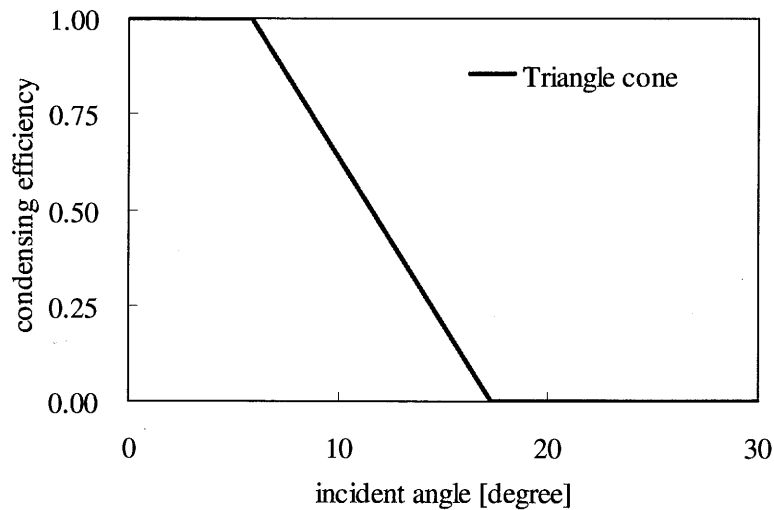


図 3.31 三角コーンの集光効率の角度依存性 (2 次元)

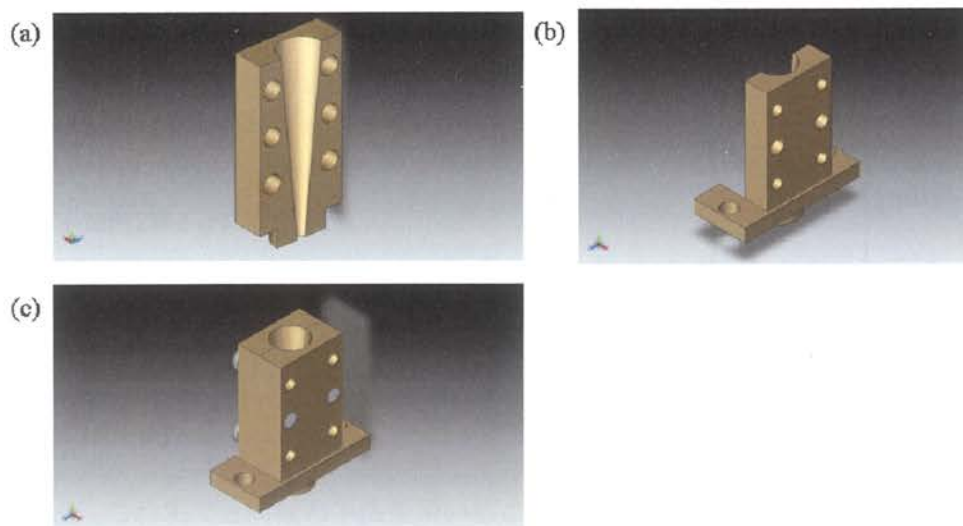


図 3.32 三角コーンの作製方法 ((a) パーツ I, (b) パーツ II, (c) 完成した三角コーン)

図 3.31 のように、2 次元の三角コーンは、コーン内部での反射による損失がなければ完全に働く。しかしながら、3 次元の場合は、光が斜めに入射することで光路が延び、反射回数が増える。そのため、2 次元のときに比べて、全体的に集光効率がわずかに低下してしまう (3.5.4 の集光器の光学特性評価を参照)。

また、本研究に使用した三角コーンは反射面の金メッキを上手くつけるために 2 種類の部品を作り、それを組み合わせて 1 つのコーンにするという手法を用いた (1 つのパーツで作製するとコーン内部に上手くメッキすることができなかったため)。この方法を用いる事により、2 つのパーツの接続面でのロスはあるが、内部の金メッキの面精度が高いコーンを作製できた (図 3.32)。

### 3.5.2 バッフル付三角コーン

三角コーンは 2 つのカットオフ角度により、ある入射角以上の光をカットする性能を持つ。単体では入射角度の選択性は良いとは言えない三角コーンだが、集光器の前にバッフルを配置することにより、よりシャープな視野角で入射光をカットできる。バッフル付三角コーンも三角コーンと同様に 2 つのカットオフ角度を持つ。1 つ目のカットオフ角度は、バッフルを掠めた光が、コーンの一番手前で最初の反射をした光が集光される角度である (図 3.33 の赤線)。この角度以内で入射した光はコーンのどこに入射してもすべて集光ができる。2 つ目のカットオフ角度は、バッフルのエッジを掠めて入射し、一番奥で最初の反射をした光が集光される角度である (図 3.31 の青線)。この角度以上で入射した光はコーンのどこに入射してもすべてカットされる。図 3.31 の青い点線で示すように、バッフルをつけることにより、コーンの下のエッジを掠めて奥に入射する光をカットできるので、よりシャープな視野角を持つことができる。

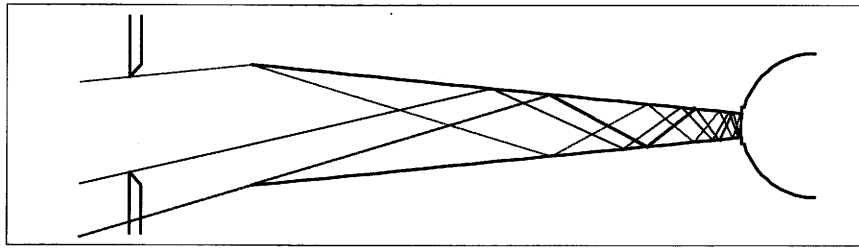


図 3.33 バッフル付三角コーンのカットオフ角度での入射

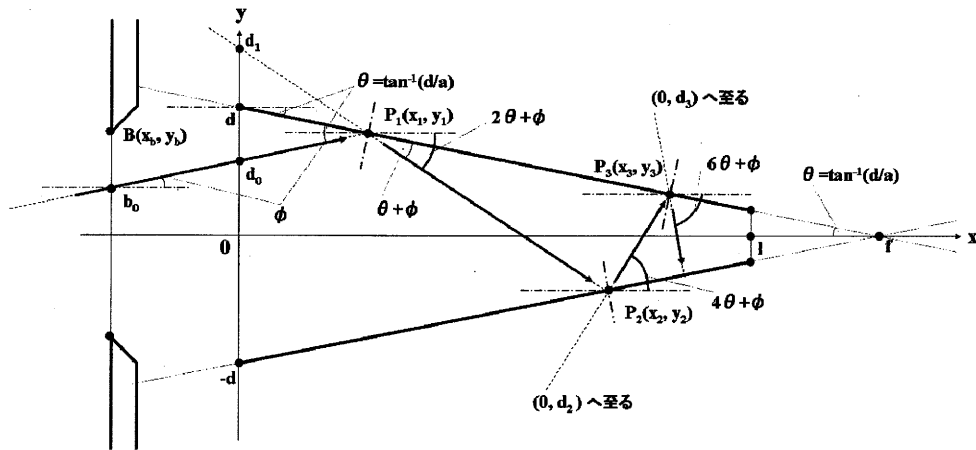


図 3.34 バッフル付三角コーン

バッフル付三角コーンのカットオフ角度は、もとの三角コーンは勿論のこと、それに加えてバッフルを付ける位置とバッフルの径によって決定される。図 3.34 にバッフル付三角コーンを示す。バッフルを設置する位置の自由度は高いが、効果的なカットオフ角度を得るための位置は限られている。バッフルの大きさがコーンの入射径よりも大きい場合、バッフルを付ける意味がほとんど無い。理由は、バッフルの口径が光の入射面積になるので、たとえコーンと平行に光を入射させたとしても、すべての光がコーンに入射できないからである。また、バッフルの大きさがコーンの口径に対して小さすぎるときは、カットオフ角度の点では申し分ないが、集光という観点から見ると得をしていない。最適な位置条件は、バッフルの口径の位置  $B(x_b, y_b)$  とコーンの口径の位置  $(0, d)$  なす角度が、三角コーンの 1 つ目のカットオフ角度（本実験で使用する三角コーンだと 5.82 度）と一致すること、つまり式 3.48 を満たすことである。

$$\tan^{-1}\left(\frac{d - y_b}{x_b}\right) = 5.82 \quad 3.48$$

バッフルの位置が式 3.48 を満たすと、5.82 度以内でバッフルを通った光は、すべてコーンによって集められ、それ以上の入射光はバッフルによる二つ目のカットオフ角度で完全にカットされる。式 3.48 を満たすときバッフルの位置は図 3.35 のように移動する。バッフル



がコーンに接しているとき、このときの入射角度依存性は三角コーンのそれと等しくなるので、バッフルの効果は得られていないことが分かる。次にバッフルの口径がほとんどゼロになる点を考える。このとき、5.82 度以内で入射した光はすべてコーンによって集光され、5.82 度を越えた光はコーンに入射しないので、バッフルの効果をも最大限に得ることができる。したがって、入射面積との兼ね合いもあるが、バッフルは遠くに置く方が、シャープな視野角を得ることができることがわかる。本研究では、4K ワークサーフェスの広さの都合から、コーンからの距離 5.0 mm の所に、 $\phi 3.98$  mm のバッフルを置いた。

バッフル付三角コーンの入射光線とコーンの入射面の交点  $d_0$  は、バッフルとコーンの距離を  $x_b$ 、入射光線とバッフル面の交点を  $b_0$  としてバッフルの半径を  $y_b$  とすると、

$$d_0 = \tan \varphi \cdot x_b + b_0 \quad (-y_b \leq b_0 \leq y_b) \quad 3.49$$

となる。この式と前小節の式 3.26～式 3.47 を用いてバッフル付三角コーンのカットオフ角度を計算した。その結果、2つのカットオフ角度はそれぞれ 5.82 度、12.8 度と計算された。バッフル付三角コーンと三角コーンの入射角度による入射効率依存性を図 3.36 に示す。この図でも、コーン内部での反射による損失はないものと仮定した。2つ目のカットオフ角度がバッフルをつけることで、17.24 度から 12.8 度にシフトしている。したがって、バッフルを付けた方がよりシャープな視野角を得られることが分かる。

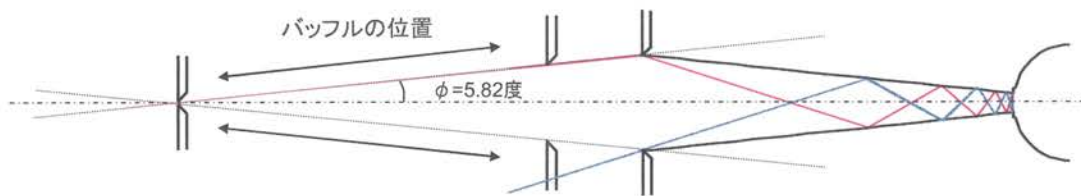


図 3.35 バッフルの位置

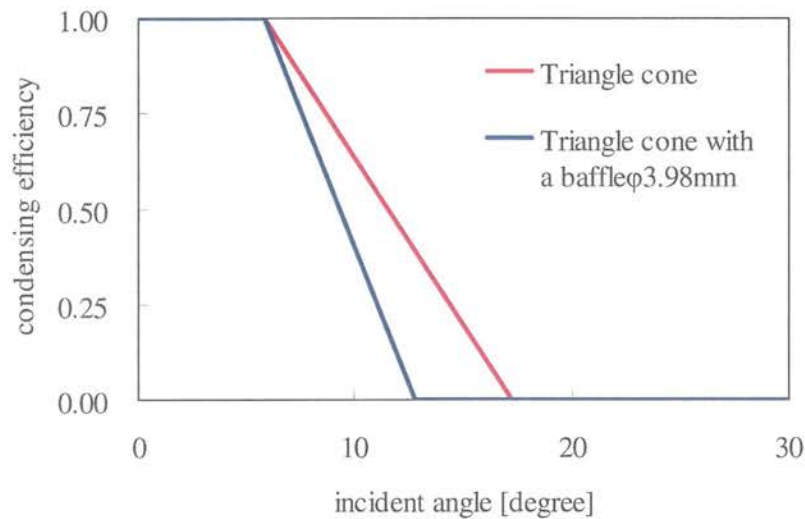


図 3.36 バッフル付三角コーンの集光効率の角度依存性 (2 次元)



### 3.5.3 ウィンストンコーン

ウィンストンコーンの形状を図 3.37 に示す。ウィンストンコーンはパラボラ (parabola) を傾けて中心軸に対して回転させてできる形状をしている。集光にはパラボラの焦点の性質を上手く利用し、ある角度以内で入射した光をすべて集光し、それ以外の光をカットする性能を持つ (図 3.38)。このように、理想的な集光性能を持つために、テラヘルツ領域に留まらず、可視光～赤外線～ミリ波の幅広い領域の電磁波を集光するために用いられている[16][17][18][19]。

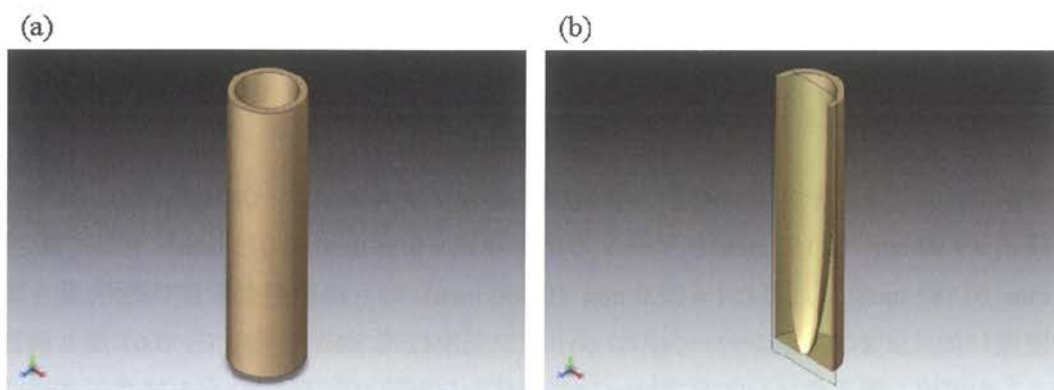


図 3.37 ウィンストンコーンの形状 ((a) 外形, (b) 断面図)

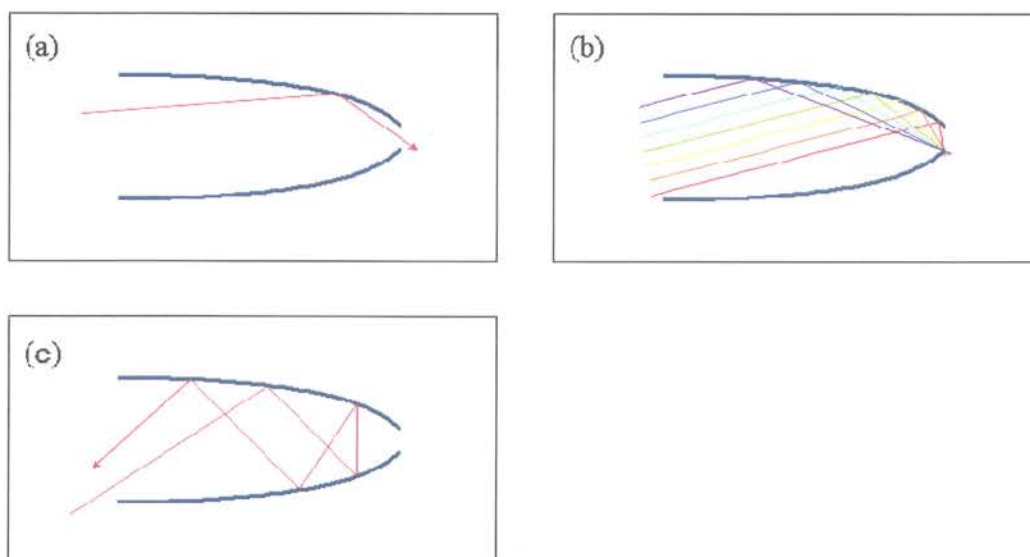


図 3.38 ウィンストンコーンの入射角度依存性 ((a) 入射, (b) カットオフ角度での入射, (c) カット)

カットオフ以内の角度で光が入射する場合、コーンの内部で 1 回だけ反射され集光される (図 3.38 (a))。カットオフ角度で入射した光は、すべてウィンストンコーンの出射側のエッジに集光される (図 3.38 (b))。これは出射側のエッジがウィンストンコーンの反射面を作るパラボラの焦点になっているからである。したがって、カットオフ角度を境に、1 回反射した光が集光されるか、2 回目の反射をするかが決まる。カットオフ角度以上で入射した光は、コーンの内部で複数回反射することによって外へ出て行く (図 3.38 (c))。ウィンストンコーンの動作原理は詳しくは参考文献[14][15]を参考にされたい。

ウィンストンコーンのカットオフ角度について図 3.39 を用いて説明する。ウィンストンコーンのカットオフ角度  $\theta_{\text{cutoff}}$  は、コーンの入射口径  $d_1$ 、コーンの出射口径  $d_2$ 、そして長さ  $l$  を用いて式 3.50 で計算される。

$$\theta_{\text{cutoff}} = \tan^{-1} \left( \frac{d_1 + d_2}{2l} \right) \quad 3.50$$

本実験では、アイアールラボ社製、型番#23 のウィンストンコーン ( $F = 5.0$ 、コーンの入射径  $d_1 = 3.99 \text{ mm}$  (0.157 inch)、コーンの出射径  $d_2 = 0.38 \text{ mm}$  (0.015 inch) そして長さ  $l = 20.0 \text{ mm}$  (0.787 inch) (ただし  $l = 22.0 \text{ mm}$  (0.866 inch) のものをカットして使用)) を購入して使用した。ウィンストンコーンのカットオフ角度は式 3.50 を用いて、5.67 度と計算される。この値は、購入ウィンストンコーンの  $F$  値から計算される角度 (=5.71 度) とほぼ等しい。コーンの入射角度による入射効率依存性を図 3.40 に示す。比較のために三角コーンとバッフル付三角コーンの入射角度依存性も図に記入した。ウィンストンコーンはパラボラの焦点の働きによって、カットオフ角度がただ 1 つに決まるので、非常にきれいなカットオフ角度・視野角を持つことが分かる。この図においてもコーン内部での反射による損失はないものと仮定した。また、ウィンストンコーンも 2 次元では、理論どおりに完全に働く。光が斜めに入射することで光路が延びる 3 次元では、カットオフ角度で集光効率がなまり、2 次元のときに比べて、鋭い視野角依存性は得られないが (3.5.4 を参照)、理論どおりのカットオフ角度で働く。

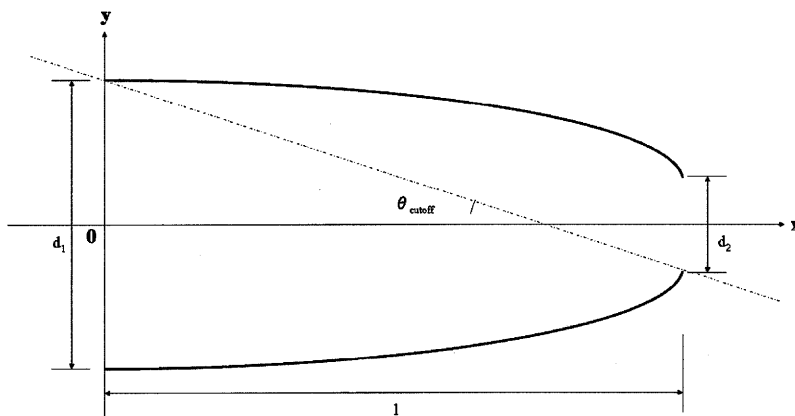


図 3.39 ウィンストンコーンのカットオフ角度

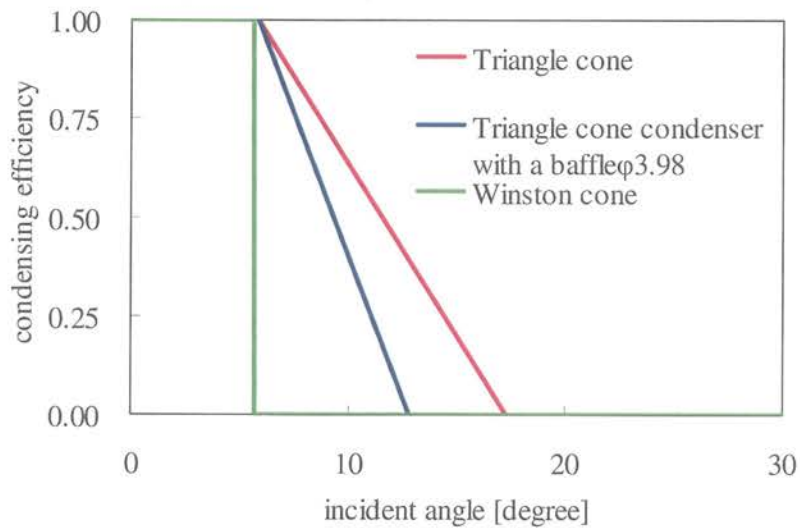


図 3.40 ウィンストンの集光効率の角度依存性 (2次元)

### 3.5.4 集光器の光学特性評価

三角コーン、バッフル付三角コーンそしてウィンストンコーンの2次元方向の集光効率の角度依存性を、ライン状に細く形成した He-Ne レーザ (Melles Griot; 05LPL479) とオプティカルパワーメータ (ADVANTEST; ADCE8230E) を用いて測定した。図 3.41 と図 3.42 に測定系を示す。

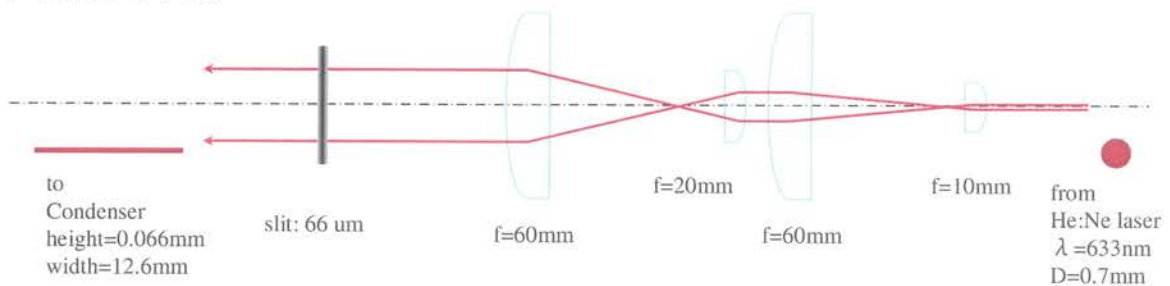


図 3.41 シリンドリカルレンズとスリットによるライン状ビーム形成 (上面図)

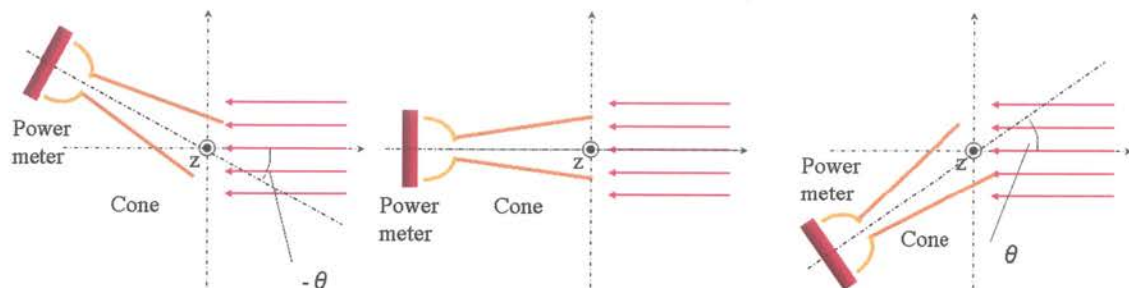


図 3.42 コンデンサの入射効率角度依存性の測定系 (上面図)

2次元方向の集光効率の角度依存性を測定するためには、縦方向の幅がほとんど無く、横方向に均一な強度を持つライン状の光源が必要になる。そのため、ビーム径 0.7 mm の He-Ne レーザを 4 枚のシリンダカルレンズ（それぞれレーザ側から  $f = 10, 60, 20, 60$  mm）とスリット（66  $\mu\text{m}$ ）を用いて、垂直方向 0.066 mm、水平方向 12.6 mm のライン状ビームを形成した。形成したビームを水平に設置したコーンに入射させた。コーンに入射した光はコーン内で反射を繰り返すことによって、集光されてキャビティに入射し、そしてキャビティ内で反射を繰り返すことにより、高い確率でパワーメータによって検出される。コーンの入射口径を中心（三角コーンとウィンストンコーンはそれぞれの入射面の中心、バッフル付きウィンストンコーンの場合はバッフル面の中心）を回転の軸（z 軸）として、回転ステージで回転させることにより、コーンの角度依存性を測定した。

集光効率（condensing efficiency）は、コーンとレーザのなす角度が 0 度のときにコーンの中に入射するエネルギーを  $P_{in}$ 、コーンとレーザのなす角度を  $\theta$ 、そして角度  $\theta$  のときパワーメータで測定した値をとって、式 3.51 で定義した。

$$\text{condensing efficiency} = \frac{P_{out}}{P_{in} \cos \theta} \quad 3.51$$

コンデンサの入射効率角度依存性の測定結果を図 3.43 に示す。三角コーンは 0 度のときに集光効率がピークになり、0.843 の値で集光される。その後、入射角度が増えるにつれて角度が集光効率は次第に減り始める。±26 度で効率が 1.0 % 以下になり ±30 度以上ではほぼ 0 になる。バッフル付き三角コーンは、ピークが 0 度のときで、0.842 で、その後、バッフルの効果があるために、三角コーンの場合よりシャープに集光効率は低下する。±20 度で効率が 1.0 % 以下になり ±30 度ではほぼ 0 になる。ウィンストンコーンは、0 度のときに入射効率がピークにならずに、4-5 度程度でピークの値 0.870 をとる。それ以上の角度になると、入射効率は急激に低下し、±10 度で効率が 1.0 % 以下になる。

図 3.43 で示した測定結果は、本節で示した三角コーン、バッフル付き三角コーンそしてウィンストンコーンの集光効率の角度依存性の理論値と異なっている。特に集光効率は理論値では 100 % を達成できるのに対して、測定値では最大でも 84.2 %（バッフル付き三角コーン）、87.0 %（ウィンストンコーン）になった。これは、集光器内部での反射・散乱による減衰が原因であると考えられる。このことを確かめるために、反射・散乱による減衰を含めた反射率を、式 3.52 を用いて求めて、2次元の光線追跡を行った。式 3.52 の前半部分は、集光器内部の材料である金の反射率を示し、その角度依存性を参考文献[20]の屈折率の実部  $n$  と屈折率の虚部  $\kappa$  を用いて計算した（図 3.44）。 $\exp$  以下の後半部分は散乱による減衰を現す [21]。

$$r_{rough} = \left( \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right) \exp \left[ - \left( 4\pi\sigma_{rough} \cos \theta_i / \lambda \right)^2 / 2 \right] \quad 3.52$$

ここで、 $r_{rough}$  は集光器内部での反射率、 $\tilde{n} (= n + ik)$  は金の複素屈折率、 $\sigma_{rough}$  は表面粗さ（今回は 50 nm で計算）、 $\theta_i$  は集光器内での反射角度、 $\lambda$  は入射光の波長（今回は 633 nm）を示

している。図 3.45 に各コーンの集光効率の角度依存性の測定値と反射による減衰を含めたシミュレーションの比較を示す。

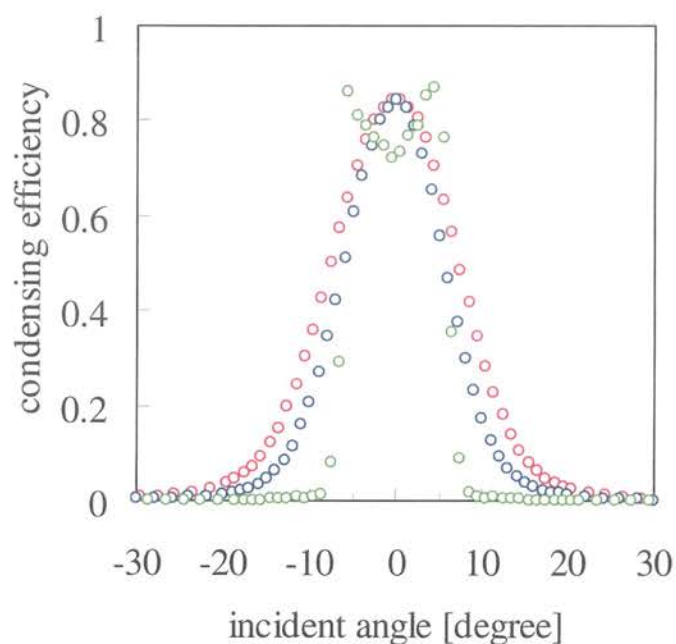


図 3.43 集光効率の角度依存性の測定結果 (赤丸: 三角コーンの測定結果、青丸: バッフル付三角コーンの測定結果、緑丸: ウィンストンコーンの測定結果)

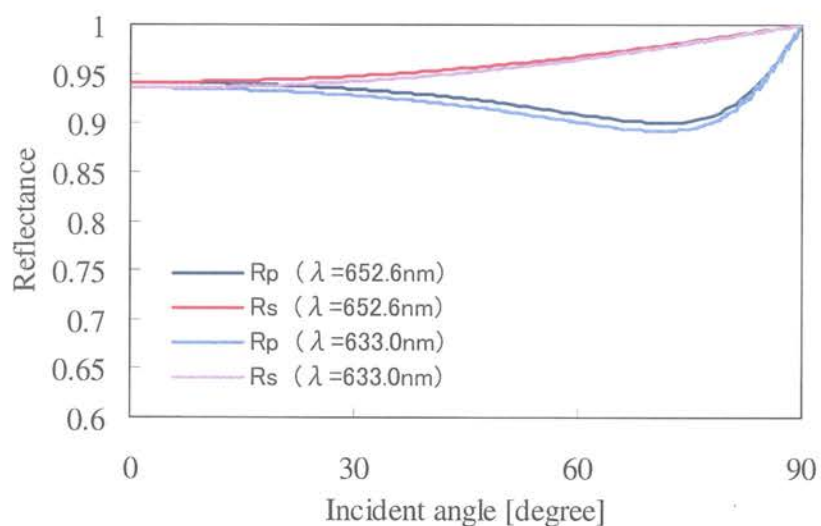


図 3.44 金の反射率の角度依存性 ( $\lambda=633 \text{ nm}$ )

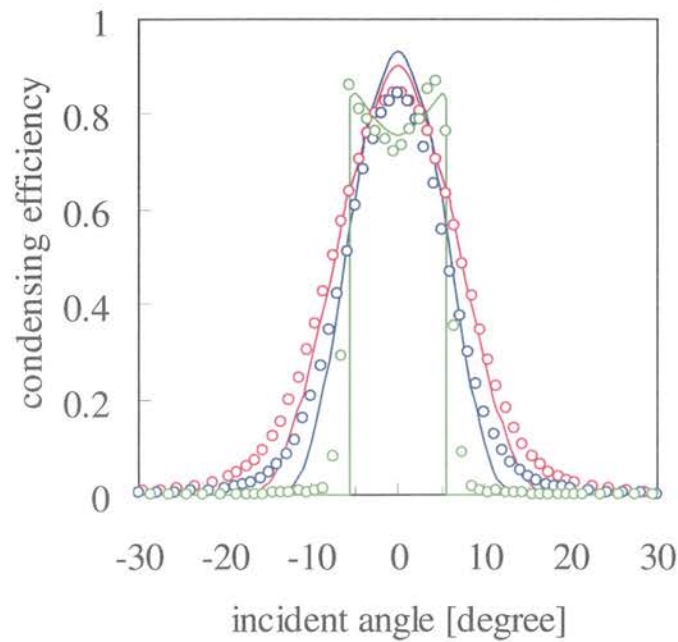


図 3.45 集光効率角度依存性の測定値とシミュレーションの比較 (赤丸・赤線: 三角コーンの測定結果とシミュレーション結果、青丸・青線: バッフル付三角コーンの測定結果とシミュレーション結果、緑丸・緑線: ウィンストンコーンの測定結果とシミュレーション結果)

測定値はシミュレーションの結果とよく一致することがわかる。このことから、集光効率が 100%に到達しないのは、金属表面での反射と散乱による減衰が原因であると確かめられた。また、垂直入射付近でウィンストンコーンの集光効率が下がる理由は、垂直入射した光が、コーン側面で複数回反射するためだということも確かめられた (カットオフ角度付近では 1 回の反射で集光されるのに対して)。また、この比較から、式 3.52 を用いることで、集光器の集光効率の角度依存性を計算によって求めることができることを証明できた。

図 3.45 の比較によって、式 3.52 で集光器の集光効率の角度依存性を計算できることがわかったので、式 3.52 とテラヘルツ領域での波長  $\lambda=300 \mu\text{m}$  と金の複素屈折率  $\tilde{n} (= 447+i534)$  を用いて[22]、テラヘルツ領域 (1 THz) での各集光器の集光効率の角度依存性を計算した。結果を図 3.46 に示す。

テラヘルツ領域では、金の反射率が 1 に近づき (図 3.47)、集光器内部の表面粗さによる散乱も、表面粗さ (50 nm) よりテラヘルツ波長 (300  $\mu\text{m}$ ) のほうがずっと長いことからほとんど無視できるために、ウィンストンコーンで垂直入射の場合を除いて、集光器の集光効率が 100%に近づくことがわかる。すなわち、テラヘルツ領域で集光器を用いると、可視光や赤外線を集光するために使用する場合と比べて、より理想に近い状態で使用できる。

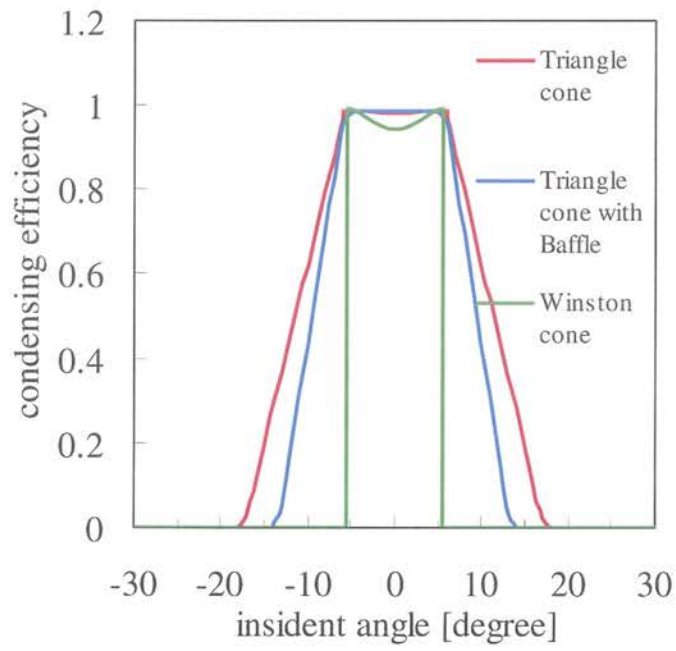


図 3.46 1 THz での集光効率角度依存性の計算結果

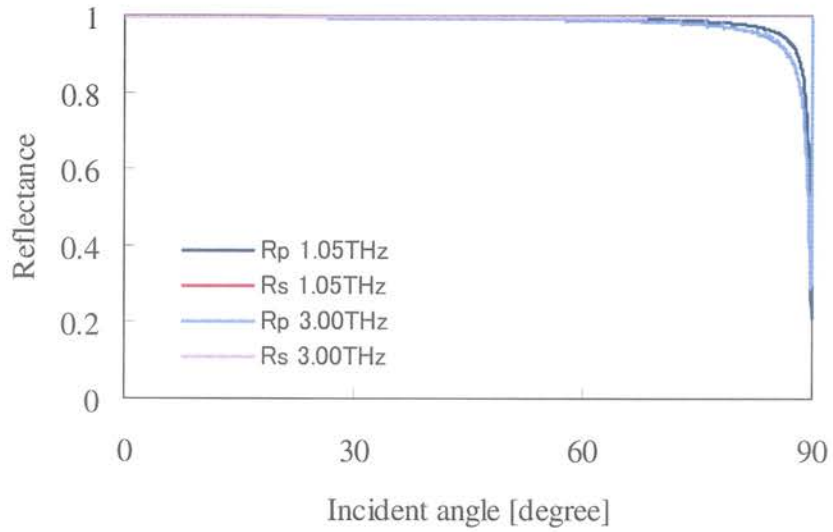


図 3.47 金の反射率の角度依存性 ( $\lambda=300 \mu\text{m}$ )

本検出器システムでは、集光器を 4K ワークサーフェス上の検出器マウントに設置して使用する。すなわち、集光器を 4 K に冷却した状態で使用するので、金属の反射率がより大きくなり、常温のときと比べて、さらに集光効率が高い状態を期待できる。式 3.52 とテラヘルツ領域での波長  $\lambda=300 \mu\text{m}$  と低温での金の複素屈折率  $\tilde{n}$  の近似式 3.53 を用いて[23]、低温、テラヘルツ領域 (@10 K, 1 THz) でのウィンストンコーンの集光効率の角度依存性を計算した (図 3.48)。

$$\tilde{n} \approx (1+i)\sqrt{\sigma/2\omega\epsilon_0} \quad 3.53$$

ここで、 $\sigma$  は 10 K での金の導電率[24]、 $\omega$  は 1 THz での角振動数を示す。計算結果を 300 K, 1 THz のときのウィンストンコーンの集光効率角度依存性と共に示す。ウィンストンコーンは、10 K, 1 THz で使用する場合 (本検出器システムで使用する場合と近い条件)、垂直入射付近での複数回の反射による減衰の影響を受けずに (10 K, 1 THz では極めて金の反射率が高いため)、理想的な集光効率を持つことがわかる。これは、三角コーンとバッフル付三角コーンの場合にも言えることである。

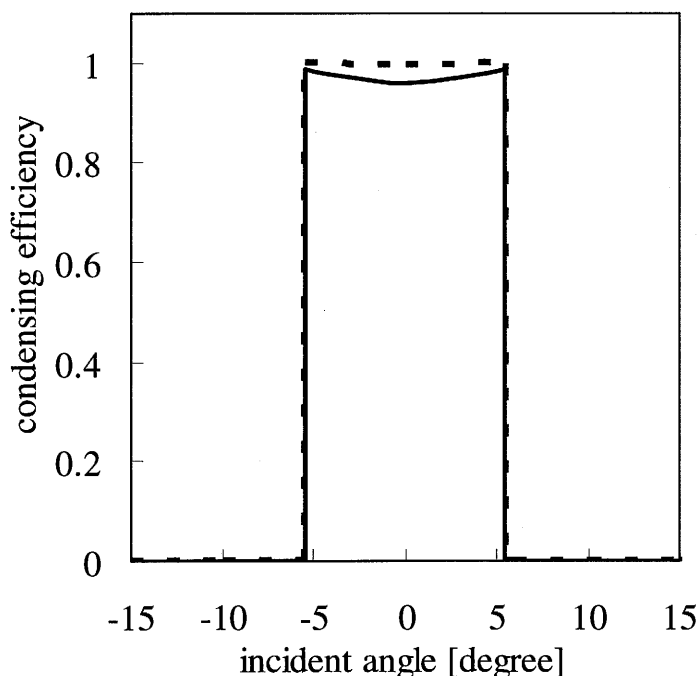


図 3.48 1 THz でのウィンストンコーンの集光効率角度依存性の計算結果 (実線: 300 K、点線: 10 K)



これまでの議論は、HeNe レーザを用いて行った光学実験と 2 次元での光線追跡シミュレーションでの計算結果を比較して一致することを確認して、その後、2 次元での光線追跡シミュレーションをテラヘルツ領域に拡張することで行われた。しかしながら、実際の集光器は 3 次元で光を集光するために用いるので、3 次元での考察が必要になる。そのため、3 次元の光線追跡ソフトウェアである ZEMAX を用いて[25]、3 次元でのノンシーケンシャル光線追跡シミュレーションを行った。シミュレーションは 1 THz で行い、集光器の表面材料である金の屈折率には、2 次元の光線追跡のときと同じ値である  $\tilde{n}$  ( $= 447+i534$ ) を用いた。

図 3.49 に示すように、3 次元光線追跡のときでも、ウィンストンコーンの場合は、垂直入射付近で入射した際の集光効率の減少が見られる。より大きく減少する理由は、3 次元の方が複数回反射する入射光の割合が増えるからだと考えられる（複数回の反射は、ウィンストンコーンの端に垂直入射した場合に起きる、2 次元より 3 次元のほうが入射面での端の割合が増える）。3 次元の場合、斜めに入射する光が存在するが、その影響は少ないことがわかる。バッフル付三角コーンの場合も、ウィンストンコーンの場合も、2 次元と 3 次元光線追跡結果が良く一致することがわかる。したがって、集光効率の角度依存性を考える場合は、単純に 2 次元の考察だけでも十分であるといえる。

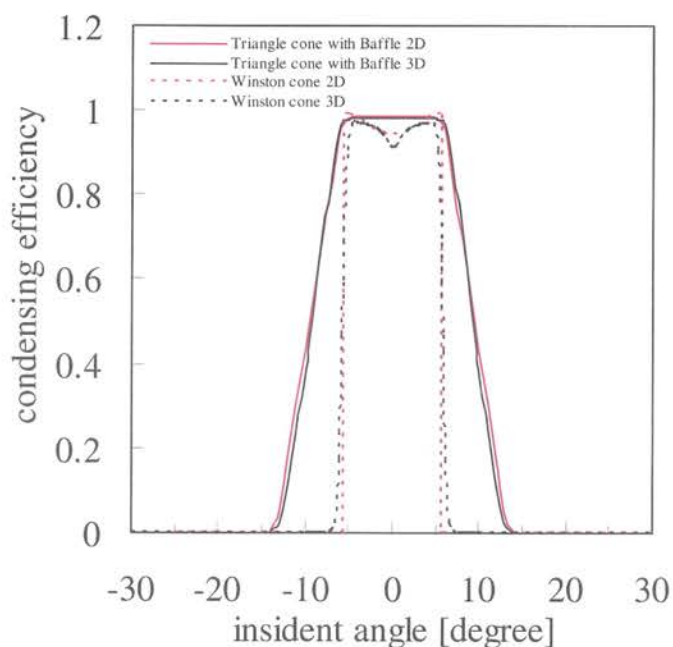


図 3.49 2 次元光線追跡と 3 次元光線追跡の比較

テラヘルツ領域で集光器を利用する場合、可視光や赤外線を用いるよりも、高い集光効率を持つことが、2次元の光線追跡で確かめられた。しかしながら、テラヘルツ領域では、集光器の大きさ（主に出力）とテラヘルツ波の波長が近くなってしまい、回折等の波動光学的な影響が出てきてしまうために、光線追跡のような幾何光学的な検討だけでは不十分な場合がある。波動光学的な影響を避けるために、本システムでは、出力のアパーチャの直径が、ターゲットにしているテラヘルツ領域の波長よりも大きい（1 THz以上の周波数、300  $\mu\text{m}$ 以下の波長）、1 mmの三角コーンと0.4 mmのウィンストンコーンを用いた。しかしながら、ターゲットにしている波長に比べて、十分に大きい出力径だとは言えない。出力の径を円形導波管と考えると、カットオフ周波数は、基本モードの  $\text{TE}_{11}$  モードとなり、以下の式を用いて計算できる[26]。

$$f_c = 1.841c / \pi d \quad 3.54$$

ここで、 $d$ は出力の直径である。本システムに用いた、三角コーンとのウィンストンコーンの場合は、それぞれ0.18と0.44 THzとなり、ターゲットとしている周波数に比べて、小さい値をとるが、幾何光学的な検討だけで十分かという疑問が残る。そのため、3次元のFDTD電磁界解析ソフトウェアであるAmazeを用いて[27]、3次元での電磁界解析を行い、波動光学的な検討を行った。解析では、集光器の表面材料である金のパラメータとして、誘電率 ( $\epsilon = -8.5 \times 10^4$ )、透磁率 ( $\mu = 1.0$ )、導電率 ( $\sigma = 2.8 \times 10^7$ )を用いた[22]。シミュレーションの例（周波数0.3 THz）を図3.50に、ウィンストンコーンの集光効率角度依存性の電磁界解析結果と3次元追跡の比較を図3.51に示す。

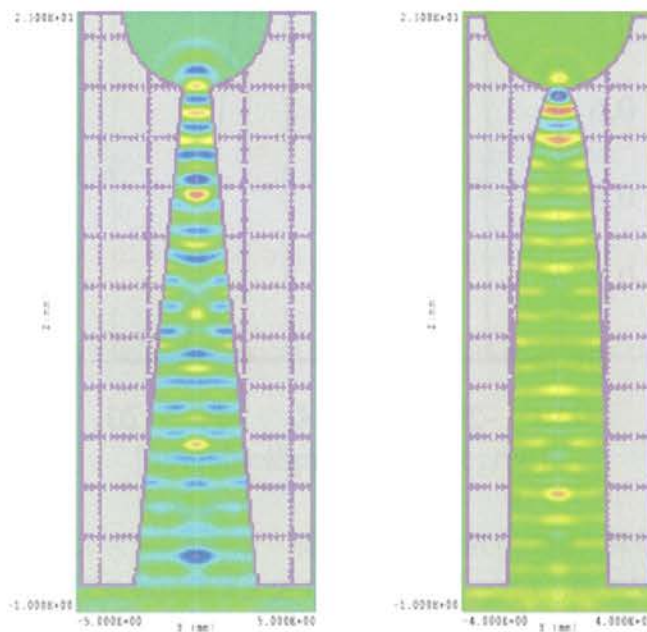


図 3.50 周波数 0.3 THz での電磁界解析例（左: 三角コーン、右: ウィンストンコーン）

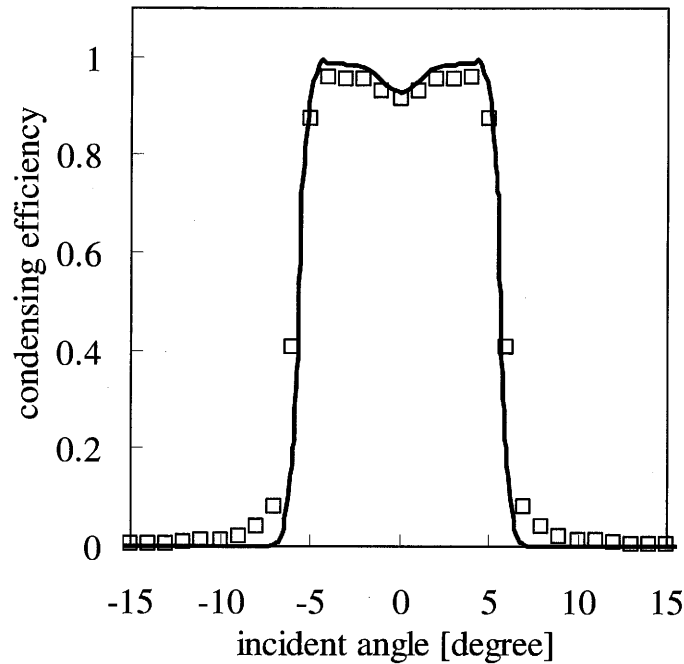


図 3.51 ウィンストンコーンの集光効率角度依存性の電磁界解析結果と 3 次元追跡の比較

図 3.51 の電磁界解析での集光効率  $E_c$  は式 3.55 を用いて求めた。

$$E_c = (S_{out} * A_{out}) / (S_{in} * A_{in}) \quad 3.55$$

ここで、 $S_{out}$  と  $S_{in}$  は出力と入力での出射方向と入射方向のポインティングベクトルの和を、 $A_{out}$  と  $A_{in}$  は出力面積と入力面積を示す。シミュレーションでは、コーンに対して平行な電磁波を入射させて、入射面と出力面でのポインティングベクトルを計算したので、多モードが混在している状態でのポインティングベクトルを求めていることになる。3次元光線追跡のときと同様に、垂直入射付近での集光効率の低下が見られた。また、カットオフ角度よりも大きい角度でも集光効率が 0 になっていない理由は、テラヘルツ電磁波の回折による回り込みによる入射であることが、解析により確かめられた。図 3.52 に、垂直入射でのウィンストンコーンの集光効率の周波数依存性を示す。ウィンストンコーンの場合、垂直入射では、コーン側面での複数回の反射によって、集光効率がカットオフ周波数以上でも 1 にならないことがわかる。また、 $TE_{11}$  モードのカットオフ周波数 (= 0.44 THz) を境に、集光効率が減少することもわかる。以上のことから、集光器の効率は、カットオフ周波数以上の周波数では、2次元と3次元の光線追跡と同じように、高い集光効率を持つことがわかった。ただし、テラヘルツ領域では、回折の影響で、カットオフ角度以上の角度を持ったテラヘルツ波も集光してしまう可能性があるため、正確な集光効率の検討のためには電磁界解析を含めた解析が必要になる。

最後に、集光器の立体角を計算によって求めた。カットオフ角度  $\theta$  と偏角  $2\theta$  の円錐の立体角を求める公式 3.56 を用いて立体角を計算した。

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta)$$

3.56

立体角は、三角コーン、バッフル付三角コーンそしてウィンストンコーンで、それぞれ0.13、0.083そして0.031になった。また各集光器は、可視光（波長 633 nm）において、透過率 0.84、0.84そして0.87を持つ。3種類の集光器の性能を表 3.7 にまとめた。

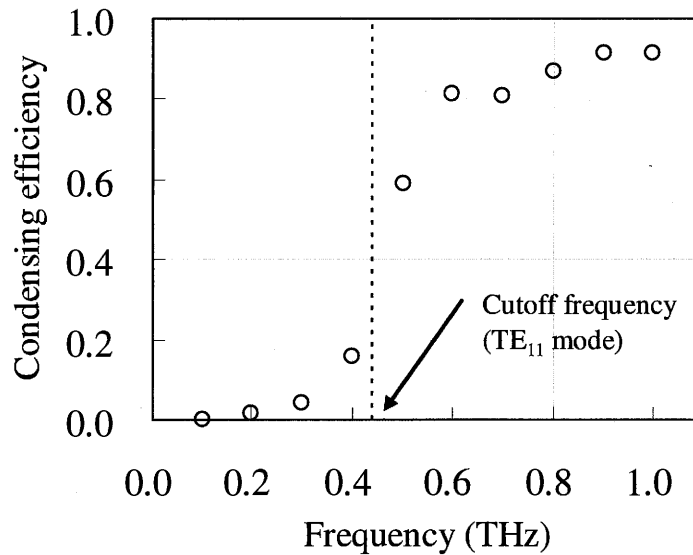


図 3.52 垂直入射のウィンストンコーンの集光効率の周波数依存性（垂直入射の場合であるので、カットオフ周波数以上でも集光効率が 1 にならない）

表 3.7 3種類のコンデンサの性能

集光器	三角コーン	バッフル付三角コーン	ウィンストンコーン
入射口径 mm	5.0	5.0	4.0
出口口径 mm	1.0	1.0	0.40
長さ mm	20	20	22 ⇒ 20
Cutoff angle θ°	5.82 (100 %)	5.82 (100 %)	5.67
	17.2 (0 %)	12.8 (0 %)	
Ω sr	0.13	0.083	0.031
透過率 (テラヘルツ)	1.0	1.0	1.0
透過率 (633 nm)	0.84	0.84	0.83

注) 集光器から 5 mm の位置に φ 4.0 mm のバッフル

### 3.6 黒体輻射炉を用いる標準的テラヘルツ光源

作製した検出器システムを評価するために、黒体輻射炉とテラヘルツ光学フィルタ等から構成される標準的テラヘルツ光源を設計・試作した。図 3.53 に本実験で使用した黒体輻射炉を用いる標準的テラヘルツ光源の構成を示す。

光源にはプランクの公式に従い幅広いスペクトルの放射を持つ黒体輻射炉 (~1473 K) を使用した[28]。黒体炉からの放射は、その前面に付いている開口によって制限され、光源の面積が決定する。その後、チョッパーによってチョッピング (~20 kHz) された光は、2枚の放物面鏡によって集光器のバツフル面に集光される。また、ミラーの間にブラックポリエチレンフィルタ (50 μm) を挿入することで、黒体炉からの強い赤外光を遮断してクライオスタット内部で 4 K に冷却されているフィルタが傷つかないようにした。

黒体輻射炉の放射スペクトルはプランクの放射法則に従う。同法則より、単位周波数当たりの黒体輻射エネルギー密度は、

$$u(\nu, T)d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} d\nu \quad [J/m^3 \text{ Hz}] \quad 3.57$$

となる。ここで  $h$  はプランク定数、 $c$  は真空中の光速、 $k_B$  はボルツマン定数である。また、ステファン-ボルツマンの放射法則を用いることで、上式は

$$U(T)d\nu = \int_0^\infty u(\nu, T)d\nu = \frac{8\pi^3 k_B^4}{15h^3 c^3} \cdot T^4 \quad [J/m^3] \quad 3.58$$

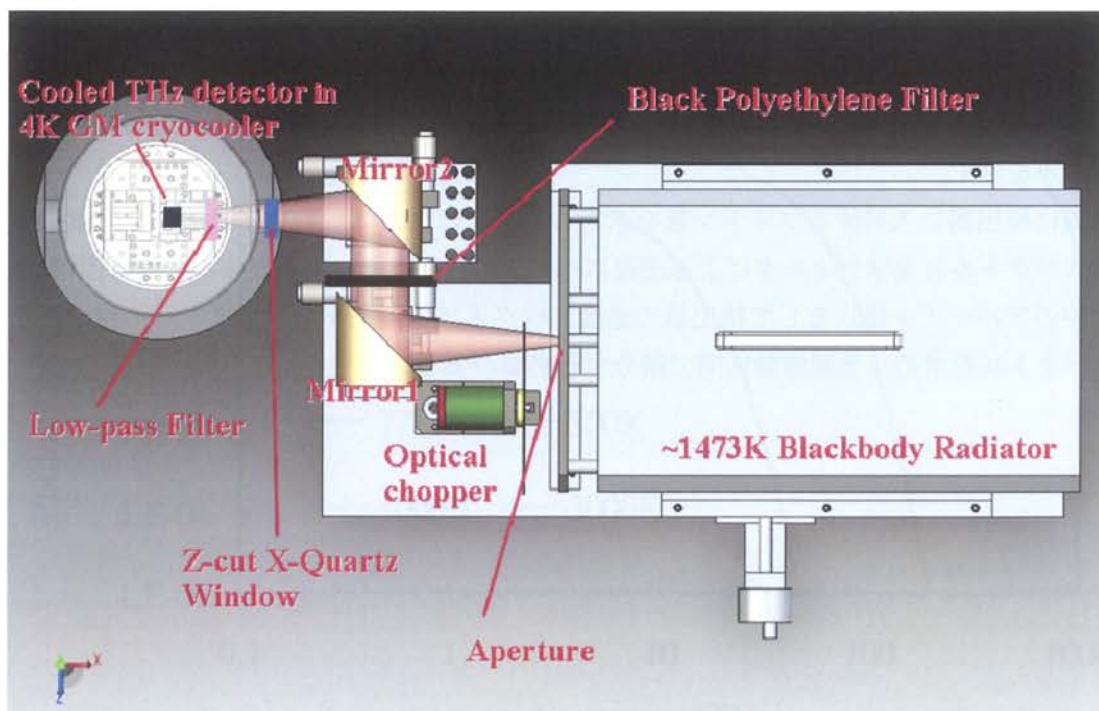


図 3.53 黒体輻射炉を用いる標準的 THz 光源

と書くことができる。単位体積当たりの輻射エネルギーは  $T$  の四乗に比例して上昇することから、この式は  $T$  の 4 乗則とも呼ばれる。

黒体輻射輝度スペクトルは、式 3.57 を用いて

$$b_\nu(\nu, T) d\nu = \frac{c}{4\pi} u(\nu, T) d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} d\nu \quad [W/m^2 \cdot Sr \cdot Hz] \quad 3.59$$

となる。式 3.59 をプランク定数と周波数で割ることによって、黒体輻射光子数の表面強度スペクトルが求められ

$$b_{n,\nu}(\nu, T) d\nu = \frac{b_\nu(\nu, T)}{h\nu} d\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} d\nu \quad [photons/s \cdot m^2 \cdot Sr \cdot Hz] \quad 3.60$$

となる。また、黒体輻射全体の表面輝度は 式 3.59 を全周波数で積分することにより求められ、式 3.61 で表される。

$$B(T) = \int_0^\infty b_\nu(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi^4 k_B^4}{15h^3 c^2} T^4 \quad [W/m^2 \cdot Sr] \quad 3.61$$

黒体輻射のエネルギー流速は

$$\begin{aligned} j_\nu(\nu, T) d\nu &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{2\pi} d\theta \sin\theta \cdot b_\nu(\nu, T) d\nu \cdot \cos\theta \\ &= \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} d\nu \quad [W/m^2 \cdot Hz] \end{aligned} \quad 3.62$$

となる。

黒体輻射炉からの放射は、アパーチャ面積の各点から立体角  $4\pi$  に拡がって放射されていると考えられるので、式 3.59 の黒体輻射輝度スペクトルを用いることで計算できる。図 3.54 と図 3.55 に熱輻射の表面輝度の周波数スペクトルと黒体輻射光子数の表面強度の周波数スペクトルを示す。

実際に検出器に入射するフォトン数を求めるためには、黒体輻射光子数の表面強度の周波数スペクトルと光学フィルタによる透過スペクトル、集光器による立体角、入射面積 (= 黒体炉のアパーチャ径) そして検出器の感度スペクトル等の様々なファクターの積からなるスペクトルを求め、全周波数区間で積分する必要がある。



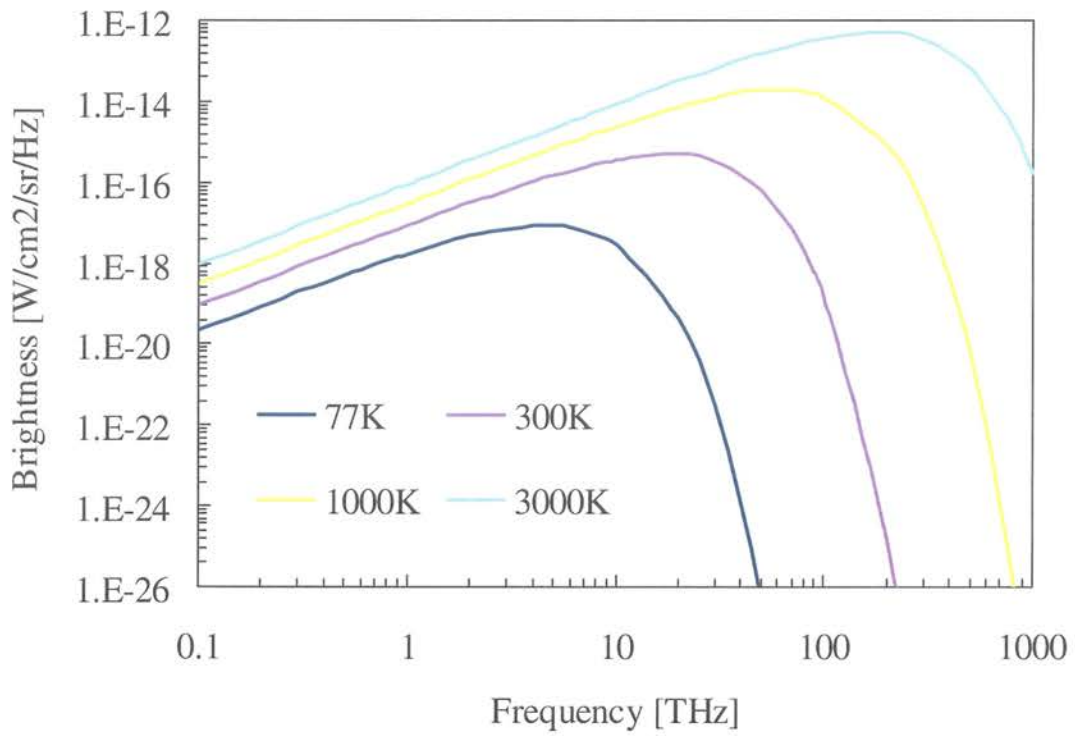


図 3.54 熱輻射の表面輝度の周波数スペクトル

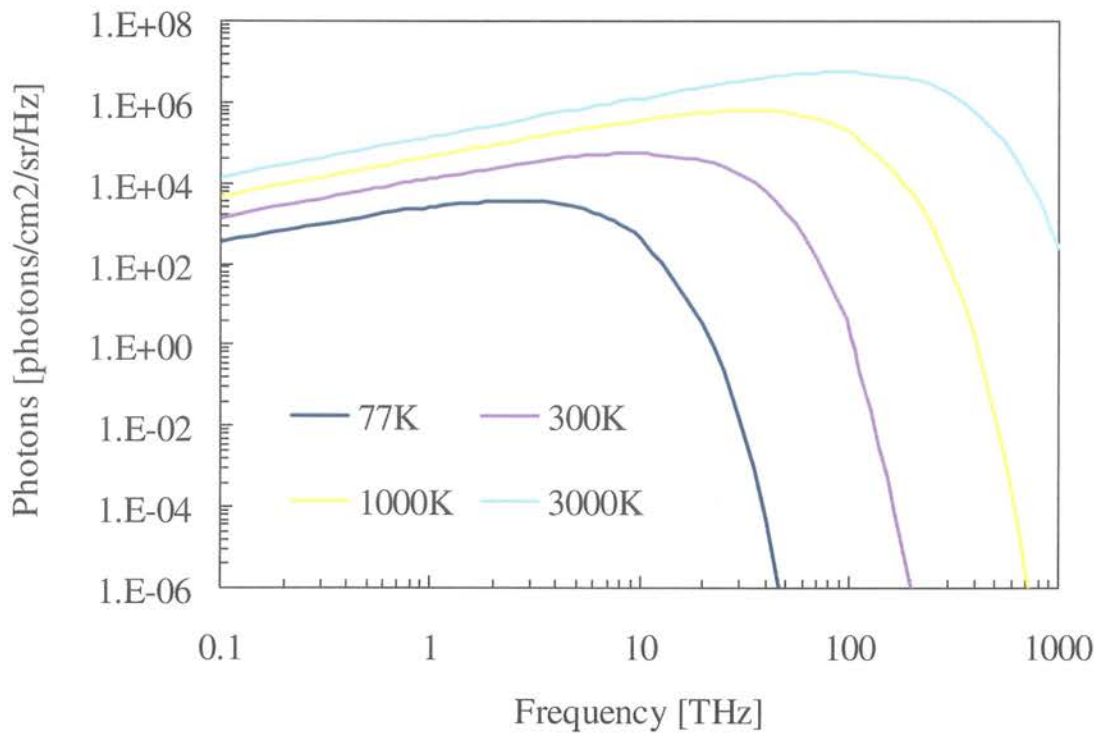


図 3.55 黒体輻射光子数の表面強度の周波数スペクトル

### 3.7 テラヘルツ帯ツェルニターナ型グレーティングモノクロメータ

作製した検出器システムの感度スペクトルを評価するために、テラヘルツ帯で動作するツェルニターナ型グレーティングモノクロメータを試作した。図 3.56 に本実験で使用したツェルニターナ型グレーティングモノクロメータの構成を示す。

光学系には、光学配置が左右対称で、比較的収差の少ないツェルニターナ形の配置を採用している。光源にはプランクの公式に従い幅広いスペクトルの放射を持つ高圧水銀ランプ（～数 1000 K）を使用した。高圧水銀ランプからの放射は、その前面に付いているチョッパーによって光学的に変調を加えられる。C の放物面鏡でコリメートされた光は、D のグレーティングミラーによって分散・E の放物面鏡に反射させられて、放物面鏡により F のスリットへ集光される。その際に、ある帯域の周波数以外の光はスリットに阻まれて、限られた帯域の G 光だけが取り出される。D のグレーティングミラーを回転させることによって、取り出す周波数帯域を掃引することができる。取り出し窓には、反射による損失（低屈折率 1.7 @ 1.5 THz [29]）と透過による吸収が少なくなるように、自作の  $3.6\ \mu\text{m}$  薄膜 Mylar 窓を用いた。また、この系は、水蒸気によるテラヘルツ波の吸収を避けるために窒素置換して用いる。

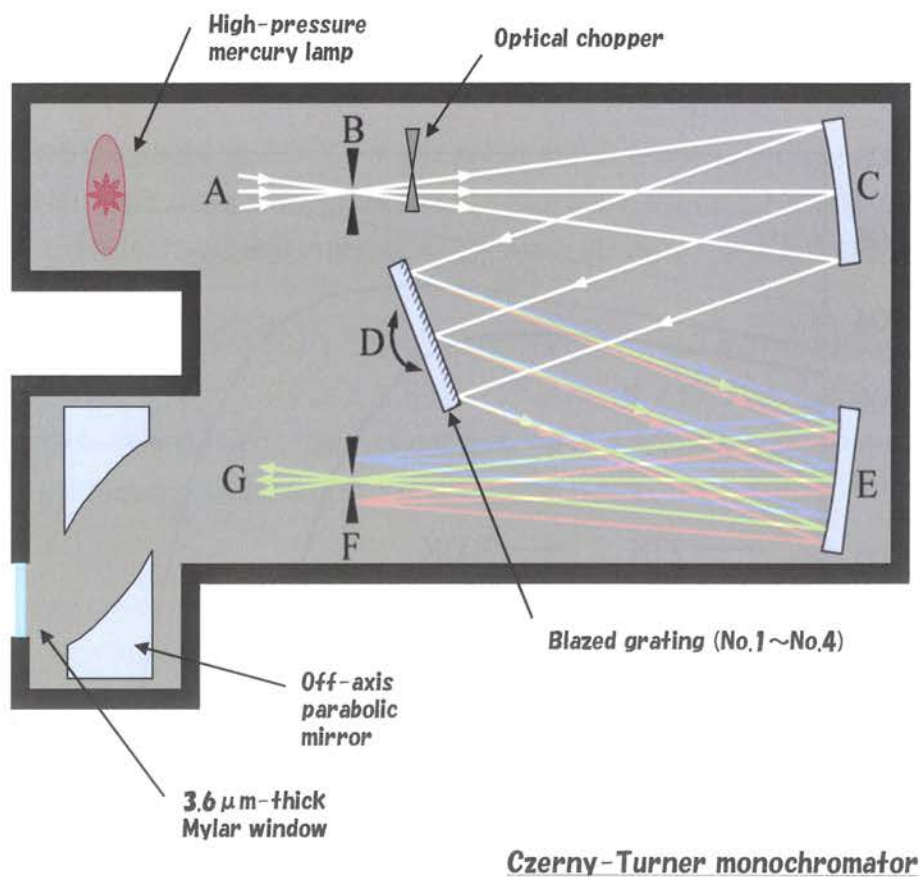


図 3.56 ツェルニターナ型グレーティングモノクロメータ



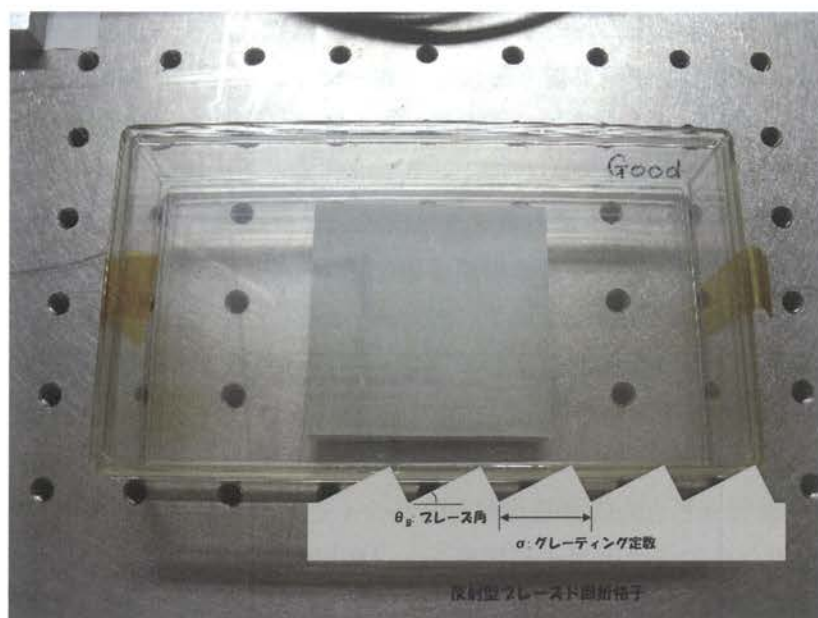


図 3.57. ブレーズドグレーティング

表 3.8 ブレーズドグレーティングのパラメータ

	Grating No.1	Grating No.2	Grating No.3	Grating No.4
溝数 (本/mm)	10	5	4.296	3.221
フレース角 (deg.)	15	15	14.26	14.06
フレース波長 (μm)	51.76	103.53	114.7	150.8
フレース周波数 (THz)	5.79	2.90	2.61	1.99
グレーティング定数 (μm)	100	200	232.8	310.5

グレーティングには、構造を鋸の歯状にすることで、特定の波長、特定の次数への回折波へのエネルギー集中度を大きくしたブレーズドグレーティングを用いている。材料にはアルミニウムを用いて、サイズは  $58 \times 58 \times 10 \text{ cm}^3$ 、ルールドエリア（使用可能領域）は  $52 \times 52 \text{ cm}^2$  である。図 3.57 に写真を示す。また、幅広い領域での分光を実現するために、複数個のグレーティングミラーを用いた。本研究で使用するブレーズドグレーティングのパラメータを表 3.8 に示す。特に低周波数側の Grating No.3 と Grating No.4 は国立天文台の三ツ井氏、松尾博士に製作を依頼した。4 種類のグレーティングを用いることによって高効率で 1.0-6.0 THz の分光が可能になる。

本研究のために試作したツェルニターナ型グレーティングモノクロメータには、2つの役割がある。1つは検出器システムの正確な感度スペクトルの測定である。検出器の帯域を正確に測定することは、検出器の性能を正しく評価するうえで必要不可欠である。そのために、名古屋大学川瀬研究室所有の冷却ボロメータを用いて、グレーティングモノクロメータの出力校正を行っている。2つ目の役割は、周波数可変光源であるグレーティングモノクロメータと 4K 冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システムを組み合わせ、イメージングを行うことである。そのために、水分子の吸収スペクトルを用いて、グレー

ティングモノクロメータの周波数校正を行った。校正結果を図 3.58、図 3.59 に示す。検出器には圧縮型 Ge:Ga 検出器を用いて、それをグレーティングモノクロメータの出力部分に取り付けた。グレーティングモノクロメータを窒素置換せずに分光測定した後で、窒素置換を行って分光測定を行い、大気による吸収率を求めて、その吸収のピークと水分子の吸収ピーク[30]を比較することで、出力の周波数校正を行った。

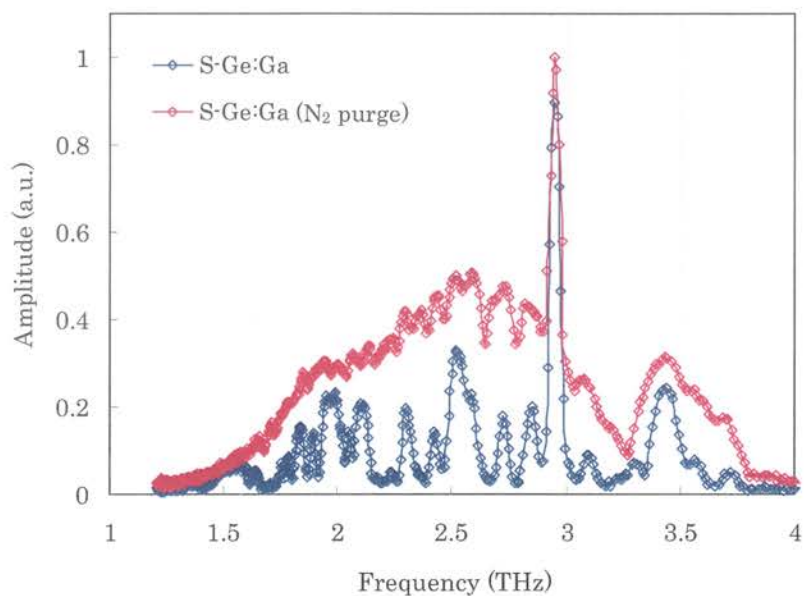


図 3.58 ツェルニターナ型グレーティングモノクロメータの出力-周波数校正

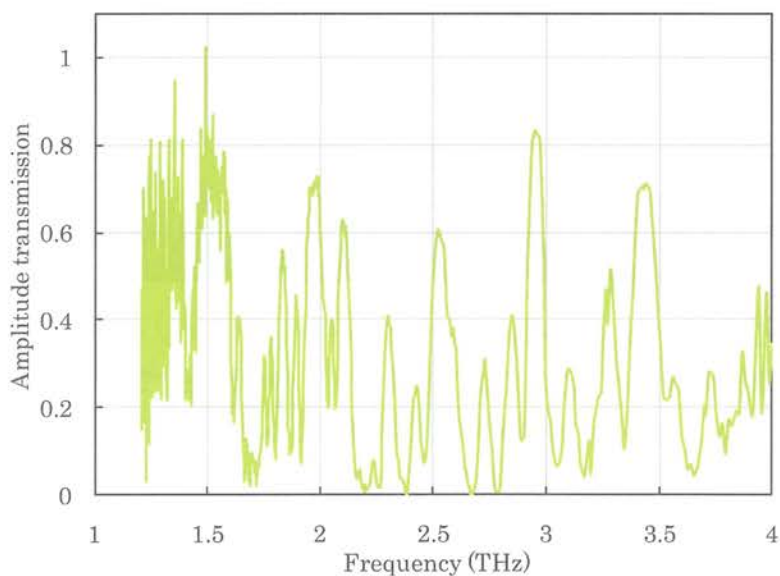


図 3.59 大気の吸収スペクトル (22°C、38%RH、2.5 m)

### 3.8 まとめ

本章では、「4K 冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」の主要な構成要素について述べた。

検出器には、ボロメータに比べて、機械式冷凍機の振動に耐性があるテラヘルツ光伝導半導体検出器を用いた。4種類の異なるカットオフ周波数・波長を持つ（異なる不純物準位による電離エネルギーを持つ）半導体検出器を用いることで、テラヘルツ領域で広範囲・高感度の検出を可能にした。

テラヘルツ光伝導半導体検出器からの光電流信号を読み出すために、振動雑音に強い低雑音読み出し回路を作製した。この読み出し回路には、雑音理論と実実験を通して選んだ、検出器システムにとって最良の回路素子を用いている。

4KGM 機械式冷凍機クライオスタットの冷却性能と振動の大きさを評価した。冷凍機は5時間半で液体ヘリウム冷却温度まで到達し、一週間以上にわたってその状態を維持することができた。また、雑音の原因になる機械式冷凍機の振動は、一般的な GM 冷凍機の振動に比べて小さく抑えられていることがわかった。加えて、冷凍機内部の 4K コールドワークサーフェス上に、検出器を格納し集光器を固定するためのマウント、テラヘルツフィルタを格納するためのマウントを設計・作製した。

検出器に入射する可視光、赤外光等をカットするフィルタの透過率を、THz-TDS と FTIR を用いて測定した。複数枚のフィルタを組み合わせることで、4種類の検出器の感度スペクトルに適した透過スペクトルを持つテラヘルツフィルタを構成できた。

新しく試作した三角コーン集光器と高い集光性能と鋭い視野角を持つウィンストンコーンの集光性能を光学実験と線形追跡・電磁界シミュレーションによって評価した。理想的なウィンストンコーンは、視野角以内で入射した光を 100%集光できるが、実際には反射損によって効率が落ち、垂直入射付近ではコーン型集光器の方が高い入射効率を持つことがわかった。しかしながら、テラヘルツ領域かつ低温で用いると、両集光器共に、ほぼ理論どおりの性能が得られることがわかった。

光学的・電気的特性を評価するために、黒体輻射炉を用いる標準的テラヘルツ光源等と、周波数可変光源であるツェルニターナ型グレーティングモノクロメータを整備した。プランクの式に従い幅広い領域の電磁波を放射する黒体輻射炉からの電磁波スペクトルを、テラヘルツ領域のみを透過するフィルタを通すことによって、エネルギー量が計算可能な標準的なテラヘルツ光源を作り出した。ツェルニターナ型グレーティングモノクロメータは、4種類の周波数による分光効率が異なるグレーティングを用いる事によって、1.0-6.0 THz の広帯域での分光を実現した。

### 3.9 第3章の参考論文

- [1] N. Hiromoto, M. Saito and H. Okuda, “Ge:Ga far-infrared photoconductor with low compensation,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, 1739-1744 (1990).
- [6] P. R. Bratt, *Semiconductors and Semimetals Vol. 12 Infrared Detectors*, Eds. R. K. Willardson, and A. C. Beer, Academic Press, Chapter 2, p. 44 (1977).
- [3] N. Hiromoto, M. Fujiwara, H. Shibai and H. Okuda, “Ge:Ga far-infrared photoconductor for space applications,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, 1676 (1995).
- [4] G. E. Pikus and G. L. Bir, “Effect of deformation on the hole energy spectrum of germanium and silicon,” *Soviet Physics – Solid state* **1**, 1502 (1960).
- [5] A. G. Kazanskii and P. L. Richards, “Photoconductivity of acceptors in uniaxially stressed germanium,” *Solid state commun.* **24**, 603 (1977).
- [6] N. Hiromoto, T. Itabe, H. Shibai, H. Mathuhara, T. Nakagawa and H. Okuda, “Three-element stressed Ge:Ga photoconductor array for the infrared telescope in space,” *Appl. Opt.* **31**, 460 (1992).
- [7] N. Hiromoto, T. Itabe, T. Aruga, H. Okuda, H. Matsuhara, H. Shibai, T. Nakagawa and M. Saito, “Stressed Ge:Ga photoconductor with a compact and stable stressing assembly,” *Infrared Phys.* **29**, 255 (1989).
- [8] A. G. Kazanskii, P. L. Richards and E. E. Haller, “Far-infrared photoconductivity of uniaxially stressed germanium,” *Appl. Phys. Lett.* **31**, 496 (1977).
- [9] K. Watanabe, *Development of n-GaAs based far-infrared photoconductors*, doctoral thesis, University of Tokyo (2006).
- [10] G. E. Stillman, C. M. Wolfe, and J. O. Dimmock, *Semiconductors and Semimetals Vol. 12 Infrared Detectors*, Eds. R. K. Willardson and A. C. Beer, Academic Press, Chapter 4, p. 169 (1977).
- [11] 青木誠他, 第57回応用物理学会学術講演集, 18a-M-10 (2010).
- [12] N. Hiromoto and M. Fujiwara, “Hole mobility in Ge:Ga far-infrared photoconductive semiconductors,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, 4685 (1996).
- [13] H. O. MacMahon and W. E. Gifford, *Adv. Cryog. Eng.* **5**, 354 (1960).
- [14] R. Winston, “Light collection within the framework of geometric optics,” *J. Opt. Soc. Amer.* **60**, 245 (1970).
- [15] R. H. Hildebrand and R. Winston, “Throughput of diffraction-limited field optics system for infrared and millimetric telescopes,” *Appl. Opt.* **21**, 1844 (1982).
- [16] J. C. Mather, D. J. Fixsen, R. A. Shafer, C. Mosier, and D. T. Wilkinson, “Calibrator Design for the COBE Far Infrared Absolute Spectrophotometer (FIRAS),” *APJ* **512**, 511 (1999).
- [17] P. Gleckman, J. O’Gallagher, and R. Winston, “Concentration of sunlight to solar-surface levels using non-imaging optics,” *Nature* **339**, 198 (1989).

- [18] J. A. Hinton, "The status of the HESS project," *New Astron. Rev.* **48**, 331 (2004).
- [19] A. Rabl, "Optical and thermal properties of compound parabolic concentrators," *Solar Energy* **18**, 497 (1976).
- [20] E. D. Palik, "Handbook of Optical Constants of Solid," Academic Press (1985).
- [21] P. Beckmann and A. Spizzichino, "The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces," Artech House, Norwood, MA (1987).
- [22] M. A. Ordal, R. B. Bell, R. W. Alexander, Jr., L. L. Long, and M. R. Query, "Optical properties of Au, Ni, and Pb at Submillimeter wavelengths," *Appl. Opt.* **26**, 744 (1987).
- [23] Y. Zhao and D. R. Grischkowsky, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **55**, 656 (2007).
- [24] D. R. Lide, "Handbook of Chemistry and Physics," CRC press (2009).
- [25] <http://www.zemax.com/>
- [26] N. Marcuvitz, "Waveguide Handbook," New York, McGraw-Hill (1951).
- [27] <http://www.fieldp.com/amaze.html>
- [28] <http://www.infraredsystems.com/>
- [29] E. V. Loewenstein and D. R. Smith, "Optical Constants of Far infrared Materials. 1: Analysis of Channeled Spectra and Application to Mylar," *Appl. Opt.* **10**, 577 (1971).
- [30] <http://spec.jpl.nasa.gov/>
- [31] 廣本宣久他、「圧縮型 Ge:Ga 半導体遠赤外線検出器開発実験」通信総合研究所季報 Vol. **35**, No. 175, pp. 143-156 (1989).
- [32] K. Watanabe, M. Ueno, M. Wakaki, O. Abe, and H. Murakami, "GaAs:Se and GaAs:Te Photoconductive Detectors in 300  $\mu\text{m}$  Astronomical Observations," *Jpn. J. Appl. Phys.* **47**, 8261 (2008).

## 第4章 検出器システムの性能評価

### 4.1 検出器の雑音性能

作製した検出器システムの性能を評価するために、検出器システムの読み出し回路出力での電圧雑音密度を測定した。また、実験値と比較するために 300K 背景輻射下での検出器の性能予測と検出器システム出力での性能予測を行った。

#### 4.1.1 検出器の性能予測

Ge:Ga 検出器、圧縮型 Ge:Ga 検出器、n 型 GaAs 検出器の 3 種類の検出器の、300K 背景輻射下での検出器の性能予測を行った。検出器の雑音は 2.2 節の検出器の雑音で述べたが、その中で、光伝導半導体検出器によって生じる雑音は、検出器の抵抗による熱雑音、検出器にフォトンが入射して電流が流れた際に生じる光子雑音、そしてキャリアの生成・再結合による GR 雑音である。誘電体雑音や熱伝導ゆらぎによる雑音は原理的には発生せず、GR 雑音はショット雑音にキャリア寿命を含めたものであるのでショット雑音は考慮しなくて良い。また、 $1/f$  雑音は半導体検出器ではほとんど存在せずに、また周波数が大きくなるにつれて雑音が小さくなるので考察からは除外した。したがって、半導体検出器の検出器の雑音は、熱雑音、光子雑音そして GR 雑音の二乗和になり、2.2 節の検出器の雑音の式を用いて、

$$\begin{aligned} i_{n,detector}^2(f)\Delta f &= i_{n,thermal}^2\Delta f + i_{n,photon}^2\Delta f + i_{n,G-R}^2\Delta f \\ &= \frac{4kT\Delta f}{R} + 4e^2G^2\eta\left(\frac{P}{h\nu}\right)(1+b)\cdot\frac{1}{1+(2\pi f\tau_0)^2}\Delta f + 4eGI\cdot\frac{1}{1+(2\pi f\tau_0)^2}\Delta f \end{aligned} \quad 4.1$$

となる。また、検出器の雑音を検出器の感度で割ることにより、検出器の NEP は、

$$NEP_{detector} = \frac{i_{n,detector}}{R} \quad 4.2$$

となる。式 4.1 に実験で得た暗電流や文献を引用した感度スペクトル等を代入して、300K 背景輻射下での検出器の性能予測を行った。結果を表 4.1 に示す。また、熱雑音を計算するためには、ボルツマン定数  $k$  と検出器の温度  $T$  そして検出器抵抗  $R$  が必要になる。検出器の温度は 4.0 K として、検出器の抵抗は、実際に 300K 背景輻射下で測定した値、それぞれ Ge:Ga 検出器、圧縮型 Ge:Ga 検出器、n 型 GaAs 検出器で 240 k $\Omega$ 、1.8 k $\Omega$ 、490 k $\Omega$  の値を用いた。光子雑音の導出には、素電荷  $e$  と、量子効率  $\eta$ 、光伝導利得  $G$  そして入射フォトン数を用いなければならない。量子効率と光伝導利得は参考文献[1][2][3]の値を引用した。入射フォトン数はプランクの公式から導出した単位面積・立体角あたりのフォトン数に、実験によって求めたバッフル付三角コーンの  $S\Omega$ 、光学フィルタの透過率、そして参考文献[3][4]から引用した感度スペクトルをかけ合せて求めた。GR 雑音の計算には、素電荷  $e$  と光伝導利得  $G$  そして検出器の暗電流が必要になる。光伝導利得には先ほどと同じ文献値を、暗電流には実験によって求めた値を使用した。

表 4.1 300K 背景輻射下での検出器の性能予測

Detector	Ge:Ga	Stressed-Ge:Ga	n-GaAs
Response frequency range (THz)	2.8-4.0	1.5-3.0	0.8-1.6
Detector size (mm <sup>2</sup> sensitive (mm thick))	0.5 × 0.5 0.5	0.5 × 0.5 0.5	0.5 × 0.5 about 0.05 (LPE)
300K Background photon influx (photon s <sup>-1</sup> )	1.4 × 10 <sup>13</sup>	1.7 × 10 <sup>13</sup>	4.5 × 10 <sup>12</sup>
Bias voltage (mV)	80	40	70
Dark current at 4.2K (A)	2.7 × 10 <sup>-11</sup>	1.2 × 10 <sup>-6</sup>	0.8 × 10 <sup>-8</sup>
Photo current due to background (A)	1.7 × 10 <sup>-7</sup>	1.9 × 10 <sup>-6</sup>	2.5 × 10 <sup>-7</sup>
Response time (s)	8.3 × 10 <sup>-8</sup>	4.6 × 10 <sup>-7</sup>	-
Responsivity (A W <sup>-1</sup> )	5.9	89	29
Product of quantum efficiency and photoconductive gain	0.077	0.69	0.135
Noise current density (A Hz <sup>-1/2</sup> )	4.6 × 10 <sup>-13</sup>	4.2 × 10 <sup>-12</sup>	1.1 × 10 <sup>-12</sup>
Detector NEP (W Hz <sup>-1/2</sup> )	7.9 × 10 <sup>-14</sup>	4.7 × 10 <sup>-14</sup>	1.3 × 10 <sup>-14</sup>

表 4.1 より、検出器の性能は、 $\sim 10^{-14}$  W/√Hz 程度の高感度 NEP を持つことが分かる。また、この値は 300K 背景輻射限界、つまりテラヘルツ領域で BLIP (Background Limited Infrared Photodetection) を達成することが予測される。

#### 4.1.2 検出器読み出し回路出力での性能予測

300K 背景輻射下での読み出し回路の出力での性能予測を行った。検出器読み出し回路出力での雑音は 3.2 節で述べた式 3.18 で表されるように検出器自体の雑音に、帰還抵抗や接地抵抗からの熱雑音、オペアンプの入力雑音電圧密度と入力雑音電流密度による雑音、オペアンプの 1/f 雑音加わる。それらすべての雑音を二乗和で足し合わせることによってプリアンプ出力での全雑音を求めることができる。また、出力での NEP は、プリアンプ出力での全電圧雑音を式 4.3 で表される電圧感度  $R_v$  [V/W] で割ることにより求められる。

$$R_v = R \times R_f \quad [V/W] \quad 4.3$$

ここで、 $R$  [A/W] は検出器の感度、 $R_f$  [Ω] は帰還抵抗である。表 4.2 に 300K 背景輻射下での検出器前段増幅回路出力の性能予測を示す。検出器の性能は、小節 4.1.1 と同様の状態、つまり冷却温度 4 K、実際に検出器を運用する際の印加バイアス電圧、300K 背景輻射をテラヘルツ光学フィルタ・三角コーンに通したフォトン数、暗電流の実験値、文献から引用したそれぞれの半導体検出器の量子効率・光伝導利得と検出器感度を用いて予測した。また、オペアンプの雑音電圧密度、雑音電流密度を求める際には、それぞれのオペアンプのデータシートの値を用いた。

表 4.2 300K 背景輻射下での検出器の性能予測 (読み出し回路出力)

THz光伝導半導体検出器	Ge:Ga (LF356, Rf:1M)	圧縮型Ge:Ga (OPA627, Rf:1M)	n型GaAs (LF356, Rf:1M)
<b>検出器の雑音 @4.0K</b>			
- 熱雑音 [V/√Hz]	$3.74 \times 10^{-8}$	$1.13 \times 10^{-7}$	$3.94 \times 10^{-8}$
- 光子雑音 [V/√Hz]	$2.61 \times 10^{-7}$	$3.38 \times 10^{-6}$	$4.72 \times 10^{-7}$
- GRノイズ [V/√Hz]	$1.93 \times 10^{-9}$	$4.77 \times 10^{-7}$	$8.41 \times 10^{-8}$
<b>熱雑音 @300K</b>			
- フィードバック抵抗 [V/√Hz]	$1.49 \times 10^{-8}$	$1.49 \times 10^{-8}$	$1.49 \times 10^{-8}$
- 接地抵抗 [V/√Hz]	$6.59 \times 10^{-9}$	$7.28 \times 10^{-8}$	$4.90 \times 10^{-10}$
<b>オペアンプによる雑音</b>			
- 電圧性 [V/√Hz]	$6.14 \times 10^{-8}$	$2.94 \times 10^{-7}$	$1.44 \times 10^{-8}$
- 電流性 [V/√Hz]	$9.98 \times 10^{-9}$	$1.60 \times 10^{-9}$	$9.98 \times 10^{-9}$
検出器の全雑音 [V/√Hz]	$2.64 \times 10^{-7}$	$3.41 \times 10^{-6}$	$4.81 \times 10^{-7}$
全雑音(オペアンプ出力) [V/√Hz]	$2.72 \times 10^{-7}$	$3.43 \times 10^{-6}$	$4.82 \times 10^{-7}$
感度 [V/W]	$5.90 \times 10^6$	$8.90 \times 10^7$	$2.92 \times 10^7$
NEP(オペアンプ出力) [W/√Hz]	$4.61 \times 10^{-14}$	$3.85 \times 10^{-14}$	$1.65 \times 10^{-14}$

表 4.3 より、検出器読み出し回路出力での性能でも、 $\sim 10^{-14}$  W/√Hz 程度の高感度 NEP を持つことが分かる。また、この値は検出器雑音限界つまり 300K 背景輻射による光子雑音限界を達成している。つまり、検出器雑音が主体で、読み出し回路の雑音は出力に影響を与えていない。したがって、検出器読み出し回路出力でも検出器の雑音と同様にテラヘルツ領域で BLIP を達成すること予想される。

#### 4.1.3 検出器システムの雑音測定

作製した検出器システムの雑音性能を評価するために、検出器前段増幅回路出力での電圧雑音密度を測定した。測定系を図 4.1 に示す。測定は 4.0 K に冷却した光伝導半導体検出器にバイアス電圧 (Ge:Ga チャンネル: 50 mV = 1.0 V/cm、圧縮型 Ge:Ga チャンネル: 9 mV = 0.18 V/cm、n 型 GaAs チャンネル: 120 mV = 2.4 V/cm、微圧縮型 Ge:Ga 検出器: 14 mV = 0.28 V/cm) を掛けて、300K 背景輻射環境つまり外を見た状態で行った。300K 背景輻射からの光子はそれぞれのチャンネルに対応するテラヘルツ光学フィルタによって、その周波数と強度を制限され、そして、検出器光学系のバッフル付三角コンデンサによって視野角と入射面積を制限される。その状態での検出器からの信号電流を、クライオスタットに備え付けた前段増幅回路でインピーダンス変換・増幅して電圧信号として取り出した。取り出した電圧信号はスペクトルアナライザ (SRS; SR760) によってフーリエ変換され、周波数ごとの雑音電圧密度として分析された。各チャンネルの雑音電圧密度を図 4.2 に示す。比較として、図には雑音電圧の計算値を記入した。



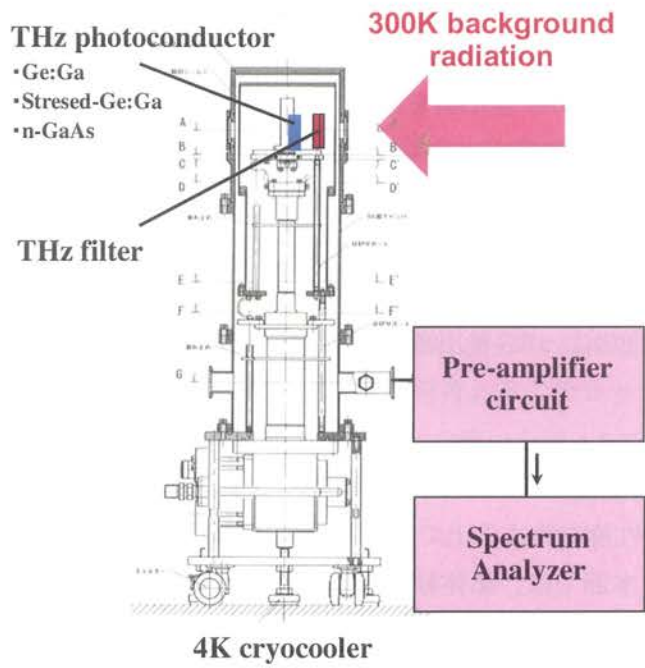


図 4.1 検出器システムの雑音電圧の測定

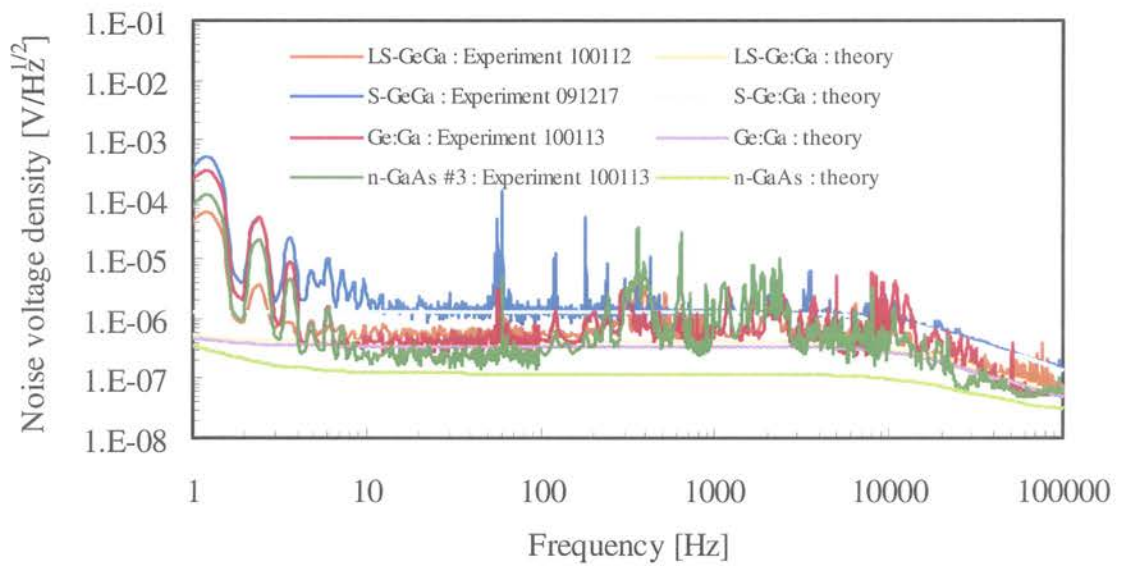


図 4.2 各チャンネル前段増幅回路出力の雑音電圧密度

測定した雑音スペクトルは、交流電源の 60Hz とその高調波によるいくつかの雑音のピークを持つが、その間には電源からの雑音の影響を受けない平坦な領域が存在する。この平坦な雑音電圧密度は、n-GaAs 検出器を除いて、計算によって求めた理論曲線と良く一致することがわかる。また、暗電流が大きく光子雑音限界動作を実現していない n 型 GaAs 検出器を除く、3 種類の検出器の検出器増幅回路出力での雑音電圧密度は、光子雑音が主要な雑音になっている。従って本システムは n 型 GaAs 検出器を除く 1.5-4.0 THz バンドにおいて、背景放射限界動作 (BLIP) を実現している。また、測定した雑音電圧密度に回路の電圧感度  $R_v$  [V/W] で割ることによって、検出器読み出し回路出力での NEP を求めることができる。

## 4.2 検出器の感度測定

検出器システムの性能を決める上で、システム出力の雑音と同様に検出器の感度  $R$  [A/W] の値が重要である。本節では、黒体放射炉を用いた検出器の感度の導出法を紹介すると共に、実際にその手法を用いて作製した検出器システムの感度を測定した。黒体放射炉を用いる感度測定の測定系を図 4.3 に示す。感度の測定はチョッピング周波数 20 Hz、黒体放射炉の温度を 1400 K、1200 K、1000 K、800 K、500 K に固定して、アパーチャの開口を 6.4 mm、3.2 mm、1.6 mm、そして 0.8 mm に変化させて行った。読み出し回路出力で読み出した信号は、ロックインアンプ (SRS; SR510) を用いて増幅し、データロガー (KEYENCE; NR-600) を用いてサンプリング周期 10 s で 2 分間取得した。また、同時にオシロスコープを用いての測定も行った。集光器にはウィンストンコーンを用いた。

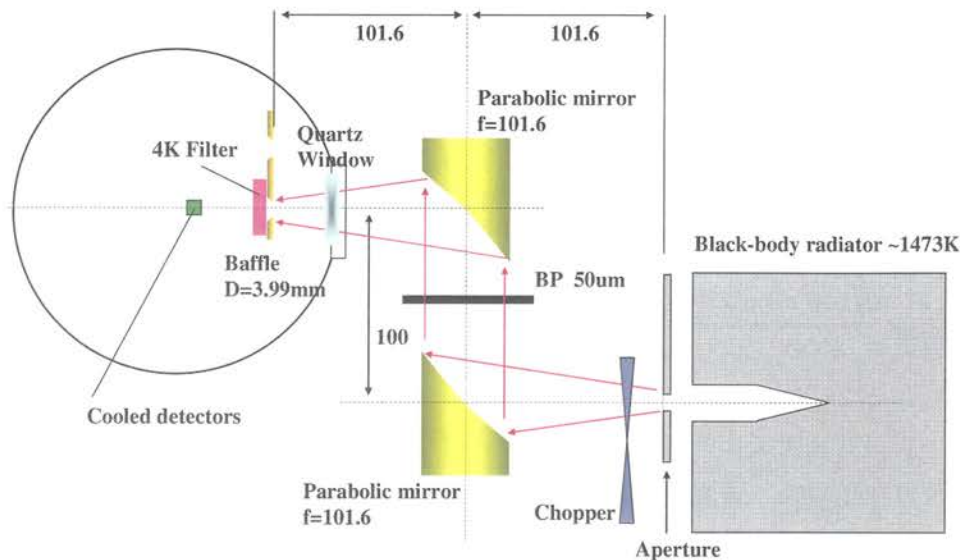


図 4.3 黒体放射炉を用いる感度測定

図 4.4 で示すように、チョッピングによって黒体炉がブロックされているとき（300K のチョッパーの羽を見ているとき）と、ブロックされていないとき（黒体輻射炉を見ているとき）の出力の差が今回の測定で求められる。また、ロックインアンプでの値は、オシロスコープで現れた信号を中心に折り返して平滑化したものである。したがって半導体による立ち上がり時間が短ければ、原理的にはロックインアンプの出力はオシロスコープでの値の半分になる。しかしながら、実際にはチョッパーの羽が開いている状態から閉じている状態に移り変わるのに時間がかかるため（図 4.4 の Chopping あり/なしの間の応答時間）、ロックインアンプでの出力はオシロスコープでの出力の 3 分の 1 程度になってしまった。次に、黒体輻射炉から輻射された電磁波の振る舞いを考える。チョッピングがないときとあるときでの、検出器へ入射する電磁波のエネルギーの違いを図 4.5 に示す。

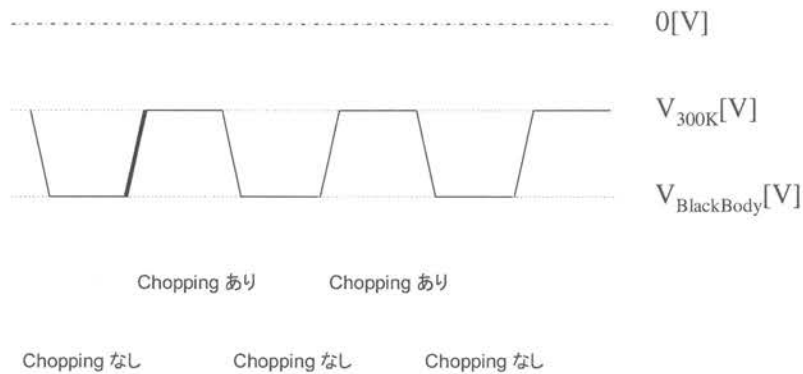


図 4.4 黒体輻射炉を入れたときの電圧信号（オシロスコープ）

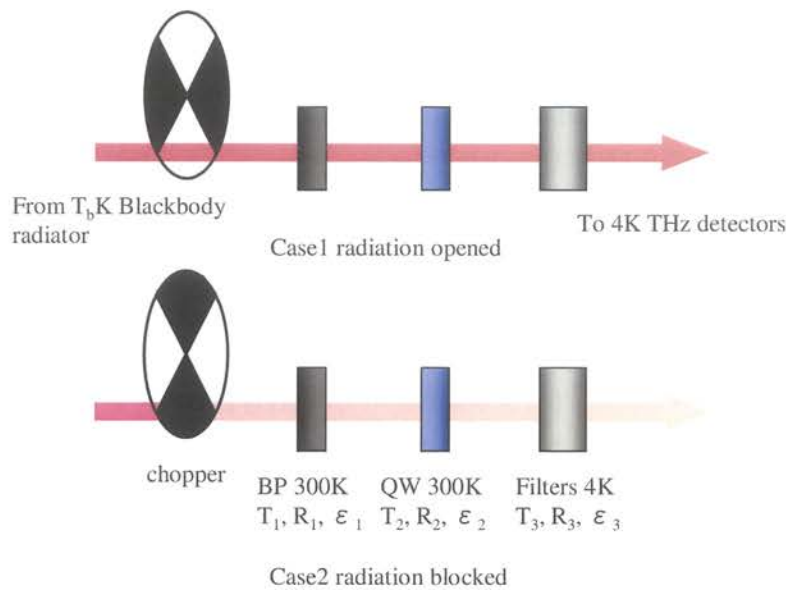


図 4.5 チョッピングの有無による入射電磁波の差異

チョッピングが無いとき、黒体輻射炉からのスペクトルは、放物面鏡の間にあるブラックポリエチレン、クライオスタットの窓材である水晶ウィンドウ、そして4 Kに冷却されたフィルタによって強度を減衰させられて集光器に入射する。また、熱輻射はすべての熱を持っている物質から放射率 $\varepsilon$ の割合で発せられていると考えられるため、300 Kのブラックポリエチレンや水晶フィルタからも黒体輻射が出ていると考えられる(4 Kのフィルタは温度が低いために輻射は無いものとした)。したがってチョッピングが無く、黒体輻射炉からのエネルギーがブロックされていない場合では、コンデンサに入射する総エネルギーは4.4式になる。

Case1

$$\begin{aligned}
 &= \text{Blackbody}(T_b K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot \varepsilon_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot \varepsilon_2 \cdot T_3 \\
 &= \text{Blackbody}(T_b K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot (1 - R_1 - T_1) \cdot T_2 \cdot T_3 \\
 &\quad + \text{Blackbody}(300 K) \cdot (1 - R_2 - T_2) \cdot T_3 \\
 &= \text{Blackbody}(T_b K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_2 \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot R_1 \cdot T_2 \cdot T_3 \\
 &\quad - \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot R_2 \cdot T_3 \\
 &\quad - \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_2 \cdot T_3 \\
 &= \frac{\text{Blackbody}(T_b K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot R_1 \cdot T_2 \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3}{\quad} \\
 &\quad + \frac{\text{Blackbody}(300 K) \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot R_2 \cdot T_3}{\quad}
 \end{aligned}$$

4.4

ここで、黒体炉の温度を $T_b$  [K]、ブラックポリエチレンの透過率、放射率、反射率をそれぞれ $T_1$ 、 $\varepsilon_1$ 、 $R_1$ 、水晶ウィンドウの透過率、放射率、反射率をそれぞれ $T_2$ 、 $\varepsilon_2$ 、 $R_2$ とし、そして4Kフィルタの透過率をそれぞれ $T_3$ とした。また、透過率 $T$ 、放射率 $\varepsilon$ 、反射率 $R$ そして吸収率 $A$ の関係式である式4.5を利用した。

$$\varepsilon = A = 1 - T - R \quad 4.5$$

チョッピングがあるときは、黒体輻射炉を見る代わりに検出器はチョッパーの羽を見ることになるので、コンデンサに入射する総エネルギーは4.6式になる。

Case2

$$\begin{aligned}
 &= \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot \varepsilon_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot \varepsilon_2 \cdot T_3 \\
 &= \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot (1 - R_1 - T_1) \cdot T_2 \cdot T_3 \\
 &\quad + \text{Blackbody}(300 K) \cdot (1 - R_2 - T_2) \cdot T_3 \\
 &= \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_2 \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot R_1 \cdot T_2 \cdot T_3 \\
 &\quad - \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot R_2 \cdot T_3 \\
 &\quad - \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_2 \cdot T_3 \\
 &= \frac{-\text{Blackbody}(300 K) \cdot R_1 \cdot T_2 \cdot T_3 + \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot R_2 \cdot T_3}{\quad}
 \end{aligned}$$

4.6

式4.5と式4.6の差をとることによって、式4.7が導かれる。

Case1 – Case2

$$= \frac{\text{Blackbody}(T_b K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3}{P_{Tb} - P_{300}} = P_{Tb} - P_{300}$$

4.7

式 4.7 で求められるエネルギーは、チョッピングが無いときと、チョッピングがあるときのエネルギー差である。そして、実験によって得られるチョッピングがあるときと無いときの電圧差を引き起こす。したがって単純に式 4.7 で与えられるエネルギーが、すべて電圧差になると考えると、検出器の感度を  $R$  [A/W]、前段増幅回路の帰還抵抗  $R_f$  [ $\Omega$ ]、黒体輻射の温度を  $T_b$  [K]、 $T_b$  [K] の黒体輻射炉によって増加した光電流を  $i_{Tb}$  [A] そして  $T_b$  [K] の黒体輻射炉によって発生した電圧差を  $v_{Tb}$  [V] とすると、以下の式が成り立つ。

$$R = \frac{i_{Tb}}{\text{Blackbody}(T_b K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 - \text{Blackbody}(300 K) \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot T_3}$$

$$= \frac{v_{Tb}}{R_f (P_{Tb} - P_{300})}$$

4.8

式 4.8 の数値のうち、 $T_b$  [K] の黒体輻射炉によって発生した電圧差を  $v_{Tb}$  は、実験によって求められている。また、前段増幅回路の帰還抵抗  $R_f$  [ $\Omega$ ] は既知の値である。したがって、検出器に入射する黒体からのエネルギーを正しく計算することが出来れば、検出器の正確な感度を求めることが可能である。

検出器に入射する  $T_b$  [K] 黒体輻射からの電磁波のエネルギー  $P_{Tb}$  [W] は、式 3.59 の黒体輻射輝度スペクトル、立体角  $\Omega$  [Sr]、検出器の有効面積  $S$  [cm<sup>2</sup>]、光学フィルタの透過率  $T$ 、大気の吸収  $T_a$  を用いて、全周波数区間で積分することで求めることができる。

$$P_{Tb} = S \cdot \Omega \cdot T_a \int b_\nu(\nu, T_b) T d\nu = S \cdot \Omega \int \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/k_B T_b} - 1} \cdot T d\nu \quad [W]$$

4.9

実験結果と式 4.9 を用いて求めた黒体輻射からの電磁波のエネルギーの計算結果と、式 4.8 そして前段増幅回路の帰還抵抗の値 (1.0 M $\Omega$ ) を用いて、検出器の感度を計算した。感度は、20 個のデータを平均 (黒体温度 5 種類 (1400 K、1200 K、1000 K、800 K、500 K)  $\times$  アパーチャ径 4 種類 (6.4 mm、3.2 mm、1.6 mm、0.8 mm) の組み合わせ) して求めた。特に、微圧縮型 Ge:Ga 検出器は、Ge:Ga 検出器とほとんど同じイオン化エネルギー (検出帯域) を持つ一方で、縮退が解けたために、感度が 5 倍以上に増加していることがわかる。また、計算して求めた電圧感度で、小節 4.1.3 で求めた各検出器の読み出し回路出力での雑音電圧密度を割ることで、各検出器の NEP を求めた。開発した検出器システムの NEP は、1.5-4.0 THz バンドにおいて (n 型 GaAs 検出器の帯域を除く)、 $10^{-14}$  W/Hz<sup>1/2</sup> という背景放射限界動作 NEP を示している。表 4.3 検出器の感度、NEP 等の性能を示す。

表 4.3 4 種の THz 光伝導半導体検出器の性能

THz光伝導半導体検出器	Ge:Ga	LS-Ge:Ga	S-Ge:Ga	n-GaAs #3
検出帯域 [THz]	2.5-4.0	2.5-4.0	1.5-3.0	0.8-1.6
加えた応力 [kg/cm <sup>2</sup> ]	-	150	6000	-
ブレークダウン電界 [V/cm]	2.2	0.6	0.32	3.0
印加電界 [V/cm]	1.0	0.28	0.18	2.4
イオン化エネルギー [meV]	10.4	10.3	5.3	4.9
カットオフ周波数 [THz]	2.51	2.49	1.27	1.2
SΩ [cm <sup>2</sup> sr]	0.0036	0.0036	0.0036	0.0036
背景光子数 [photons/s]	4.0E+13	4.0E+13	3.9E+13	8.0E+12
雑音電圧密度 (理論) [V/√Hz]	3.5E-07	4.2E-07	1.4E-06	1.1E-07
雑音電圧密度 (測定値) [V/√Hz]	3.8E-07	4.7E-07	1.6E-06	2.1E-07
感度* [A/W]	1.6	8.9	54	0.29
ηG* [A/W]	0.021	0.10	0.29	0.0013
感度*** [A/W]	1.4	6.5	48	0.21
ηG*** [A/W]	0.018	0.076	0.25	0.00091
NEP* [W/√Hz]	2.4E-13	5.3E-14	3.0E-14	7.3E-13
NEP*** [W/√Hz]	2.7E-13	7.2E-14	3.4E-14	1.0E-12
D* [cm √Hz/W]	1.5E+12	6.7E+12	1.2E+13	4.8E+11
D* *** [cm √Hz/W]	1.3E+12	4.9E+12	1.0E+13	3.5E+11

@4K \*DC,\*\*\*AC Chopping frequency : 20Hz

### 4.3 まとめ

本章では、開発した高感度テラヘルツ検出器システムの雑音、感度等の性能を評価した。雑音の評価は、実際に読み出し回路の出力で測定した雑音を、光子雑音、GR 雑音、オペアンプからの雑音等を考慮した理論値と比較することによって行われた。測定した雑音スペクトルは、交流電源の 60Hz とその高調波によるいくつかの雑音のピークを持つが、その間には電源からの雑音の影響を受けない平坦な領域が存在する。この平坦な雑音電圧密度は、n 型 GaAs 検出器を除いて、計算によって求めた理論曲線と良く一致した。また、暗電流が大きく光子雑音限界動作を実現していない n 型 GaAs 検出器を除く、3 種類の検出器の検出器の読み出し回路出力での雑音電圧密度は、光子雑音が主要な雑音になっていた。したがって、本検出器システムは n-GaAs 検出器を除く 1.5-4.0 THz バンドにおいて、背景放射限界動作 (BLIP) を実現した。

検出器感度の校正は、黒体放射炉を光源として、検出器に入射するエネルギー (プランク分布、光学フィルタの透過率、および検出器の SΩ から推測) と読み出した信号を比較することで行われた。検出器の NEP は、各検出器の雑音電圧密度を、読み出し回路の帰還抵抗 ( $R_f = 1 \text{ M}\Omega$ ) と電流感度で割ることによって求めた。その結果、開発した検出器システムの NEP は、1.5-4.0 THz バンドにおいて、 $\sim 10^{-14} \text{ W/Hz}^{1/2}$  という背景放射限界動作 NEP を示した。この値は、市販されている高感度 THz 検出器である冷却ボロメータと同程度の値

である。開発したテラヘルツ検出器システムは、室温の背景輻射環境において得られる最高の検出能（BLIP）を持ち、出力の校正が行われている、簡便なテラヘルツ検出器システムを実現した。

#### 4.4 第4章の参考論文

- [1] N. Hiromoto, T. Itabe, H. Shibai, H. Mathuhara, T. Nakagawa and H. Okuda, “Three-element stressed Ge:Ga photoconductor array for the infrared telescope in space,” *Appl. Opt.* **31**, 460 (1992).
- [2] N. Hiromoto, M. Fujiwara, H. Shibai and H. Okuda, “Ge:Ga far-infrared photoconductor for space applications,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, 1676 (1995).
- [3] K. Watanabe, Development of n-GaAs based far-infrared photoconductors, doctoral thesis, University of Tokyo (2006).
- [4] N. Hiromoto, T. Itabe, T. Aruga, H. Okuda, H. Matsuhara, H. Shibai, T. Nakagawa and M. Saito, “Stressed Ge:Ga photoconductor with a compact and stable stressing assembly,” *Infrared Phys.* **29**, 255 (1989).

## 第5章 4K 冷凍機冷却高感度 THz 光伝導半導体検出器システムを用いるパッシブイメージング

本章では、4K 冷凍機冷却高感度 THz 光伝導半導体検出器システムの応用の一例として行ったテラヘルツ領域でのパッシブイメージングについて記述する。

### 5.1 研究目的

テラヘルツ波は、様々な優れた特性（透過性、安全性、指紋スペクトル等）を有し、生製品の異物・欠陥検査、危険物・禁止薬物検査、秘匿物検査など、産業・安全安心分野におけるイメージング応用が期待されている[1][2][3]。イメージング技術は、対象からの自発的な熱放射を検出するパッシブ方式と、テラヘルツ波を対象に照射し、その透過波あるいは反射波を検出し可視化するアクティブ方式に分類できる。特にパッシブ方式での測定では、測定対象からの非常に微弱な熱放射を検出するので、開発した「4K 冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」のような高感度なテラヘルツ検出器が必要である。そのために、赤外線やミリ波と比べて[4][5]、テラヘルツ領域で、パッシブイメージングを行った例は、天文分野での例を除くと極めて少ない。本研究では、開発した高感度 THz 光伝導検出器システムでパッシブイメージングを行うために、パッシブイメージング光学系を設計して評価した。サンプルにプラスチックケースや封筒中に秘匿された金属（安全剃刀や硬貨）を使用してのパッシブイメージングを行った。また、低温物体のパッシブ測定をするためにペルテエ素子を用いた冷却サンプルステージを作製した。

### 5.2 テラヘルツパッシブイメージング装置

テラヘルツ領域において、パッシブイメージングを行うための高感度検出を実現させるためには、極低温冷却の検出器またはヘテロダイン検出が必要である[6]。そのため、検出器には我々が開発しているテラヘルツ検出器システムの圧縮型 Ge:Ga 検出器（1.5-2.5 THz Band）を用いた。この検出器に加えて、2つの軸外し放物面とウィンストン集光器前に置いたピンホール（直径: 200, 400  $\mu\text{m}$ ）を用いて、測定対象からの熱放射を検出器に集光させるパッシブイメージング光学系を構成した（図 5.1）。サンプルからの熱輻射は、チョッパーによって変調を加えられた後、対物の軸外し放物面鏡（焦点距離  $f = 50.8 \text{ mm}$ ）でコリメートされる。その後、2枚目の軸外し放物面鏡（焦点距離  $f = 101.6 \text{ mm}$ ）で再び集光されて、ピンホールを透過した後で、ウィンストンコーンによって集光されて、圧縮型 Ge:Ga 検出器に入射する。対物の軸外し放物面鏡は、回折限界に近い高い分解能を実現させるために、できるだけ焦点距離の短いものを用いた。2枚目の軸外し放物面鏡は冷凍機の窓と検出器の位置関係によって同じ焦点距離のものを用いることができなかったが、可能な限り焦点距



離の短いものを選択した。また、サンプルを置いただけで測定できるように、対物の軸外し放物面鏡は下向きに設置した。サンプル台を 2 軸のラスタースキャニング装置で走査することによって、イメージを取得する。また、光学距離は 300 mm 程度だが、特に窒素置換等を行わず大気中にテラヘルツ波を伝播させている。

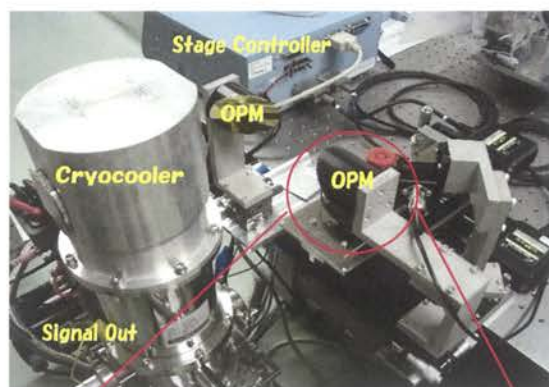
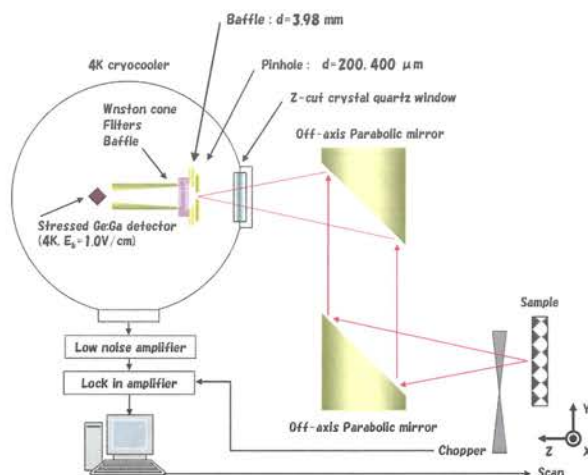


図 5.1 サンプル走査型テラヘルツパッシブイメージング装置

イメージング光学系で重要な要素のひとつに、イメージの空間分解能がある。空間分解能は定義が曖昧であり、今回のように、広帯域のイメージングでは特に定義が難しい。今回は、ナイフエッジ法を用いて、パッシブイメージングシステムの空間分解能を評価した。カミソリ刃をサンプルの位置（対物の放物面鏡の焦点）において、それを走査することで、図 5.2 の青線のようなプロファイルを得ることができる。このプロファイルを微分して得られた曲線（図 5.2 の赤線）の半値全幅を空間分解能として定義した。

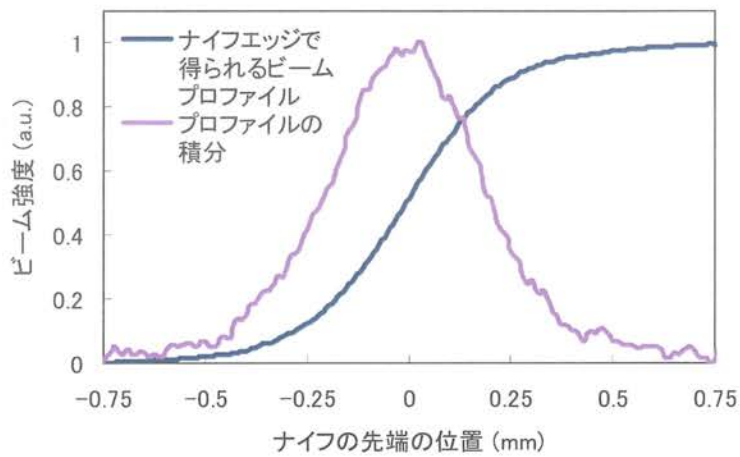
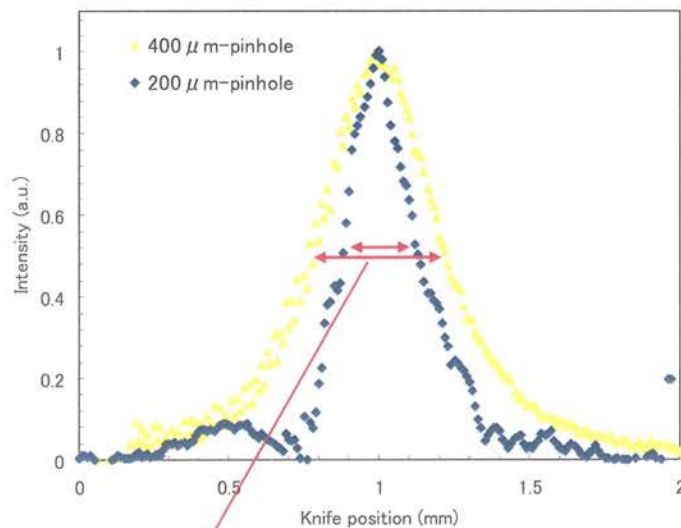


図 5.2 ナイフエッジプロファイルとその積分（空間分解能）



**空間分解能 (FWHM)**  
**400 μm ピンホール ⇒ 430 μm**  
**200 μm ピンホール ⇒ 240 μm**

図 5.3 400 μm と 200 μm のピンホールを入れたときの空間分解能

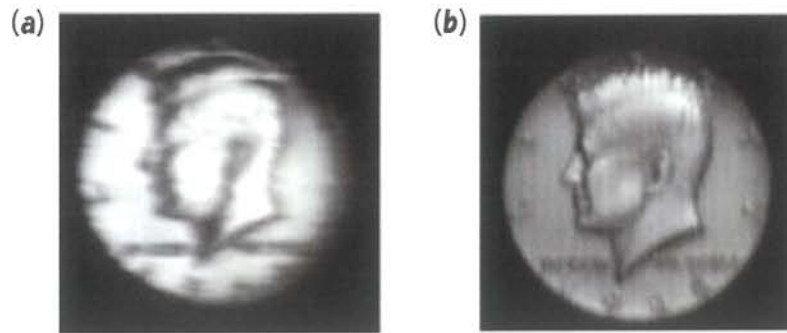


図 5.4 400  $\mu\text{m}$  と 200  $\mu\text{m}$  のピンホールを入れたときの 50 セント硬貨のテラヘルツパッシブイメージング (a) 400  $\mu\text{m}$  のピンホール (b) 200  $\mu\text{m}$  のピンホール

図 5.3 に、400  $\mu\text{m}$  と 200  $\mu\text{m}$  のピンホールを入れたときの空間分解能を示す。本イメージング装置の空間分解能は挿入するピンホールの大きさと使用しているテラヘルツ波帯域の回折限界（検出器のピークが 1.5 THz, つまり 200  $\mu\text{m}$ ）に依存する。特に、200  $\mu\text{m}$  のピンホールを入れたときの空間分解能は 240  $\mu\text{m}$  となり、ほぼ回折限界の分解能を得ることができた。図 5.4 に 400  $\mu\text{m}$  と 200  $\mu\text{m}$  のピンホールを入れたときの 50 セント硬貨のテラヘルツパッシブイメージングを示す。

イメージング装置で重要な要素のひとつに、雑音に関する性能がある。イメージング装置出力での雑音は、第 4 章で述べた方法と同様の方法で評価した。結果を図 5.5 に示す。

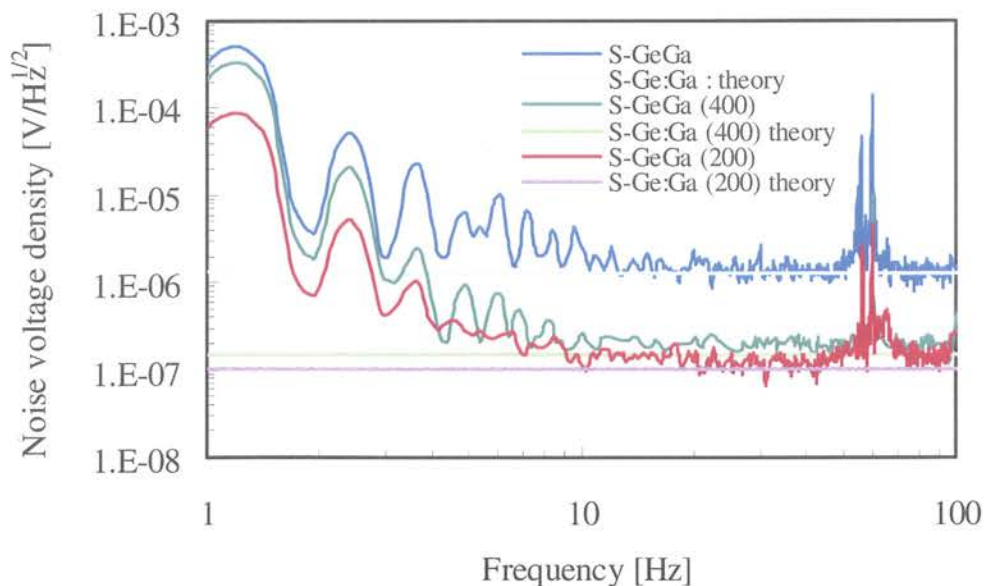


図 5.5 イメージング装置出力での雑音電圧密度の測定値と計算値の比較（青線: ピンホールなし、緑線: 400  $\mu\text{m}$  ピンホール、赤線: 200  $\mu\text{m}$  ピンホール）

第4章で、圧縮型 Ge:Ga 検出器は、通常使用時の状態で背景放射限界の性能 (BLIP) を実現していることを述べた。今回の測定では、雑音電圧密度は、400  $\mu\text{m}$  と 200  $\mu\text{m}$  のピンホールを入れたときも、測定した雑音スペクトルは、交流電源の 60Hz と 1/f 雑音の影響を受ける領域 (10 Hz 以下) 以外では、計算によって求めた理論曲線と良く一致することがわかった。理論曲線は、光子雑音が主要な雑音になっているので、400  $\mu\text{m}$  と 200  $\mu\text{m}$  のピンホールを入れたときも、背景放射限界動作 (BLIP) を実現することがわかる。ピンホールを挿入することで、光子雑音が減少するので、パッシブイメージングシステムは、通常使用時よりも更に高い検出能を持つことになる。最小のテラヘルツ検出強度は検出器の NEP に電気信号のバンド幅 (ロックインアンプのバンド幅: 1 Hz) を掛けることで求められ、 $\sim 0.01$  pW になる。検知可能な最低温度差を示す雑音等価温度差 (NE $\Delta T$ ) と放射率差の識別閾値である雑音等価放射率差 (NE $\Delta\epsilon$ ) は、それぞれ下記の式で計算される。

$$NE\Delta T = \Delta T = \frac{NEP \cdot \Delta f}{\left[ \frac{\partial b_v(v, T)}{\partial T} \right]_{300K} \Delta v A_d \Omega} \quad 5.1$$

$$NE\Delta\epsilon = \Delta\epsilon = \frac{NEP \cdot \Delta f}{\left[ \int b_v(v, T) \Delta v \right]_{300K} A_d \Omega} \quad 5.2$$

ここで、電気信号のバンド幅:  $\Delta f$ 、黒体放射の表面輝度スペクトル:  $b_v(v, T)$ 、入射エネルギーのスペクトル幅:  $\Delta v$ 、検出器の面積:  $A_d$ 、検出器の視野:  $\Omega$  である。パッシブイメージング装置の NE $\Delta T$  と NE $\Delta\epsilon$  は、400  $\mu\text{m}$  のピンホールを入れたときで 3.8 mK、 $1.5 \times 10^{-5}$ 、200  $\mu\text{m}$  のピンホールを入れたときで 11 mK、 $4.3 \times 10^{-5}$  見積もることができる (ロックインアンプのバンド幅: 1 Hz)。パッシブイメージング装置の検出性能を表 5.1 にまとめる。

表 5.1 パッシブイメージング装置の検出性能 (動作温度 4 K、チョッピング 20 Hz)

THz光伝導半導体検出器	S-Ge:Ga	S-Ge:Ga	S-Ge:Ga
ピンホール径 [ $\mu\text{m}$ ]	—	400	200
$S\Omega$ [ $\text{cm}^2 \text{sr}$ ]	0.000056	0.000036	0.000009
背景光子数 [photons/s]	6.3E+11	3.9E+11	9.8E+10
雑音電圧密度 (理論) [ $\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	1.9E-07	1.5E-07	1.0E-07
雑音電圧密度 (測定値) [ $\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	2.2E-07	2.1E-07	1.4E-07
感度 [ $\text{A}/\text{W}$ ]	19	19	19
$\eta G$	0.10	0.10	0.10
NEP [ $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	1.2E-14	1.1E-14	7.7E-15
NETD [K]	—	3.8E-03	1.1E-02
$D^*$ [ $\text{cm} \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ ]	3.0E+13	3.2E+12	2.3E+12

最後に、イメージング装置の重要な要素として、測定可能範囲と測定時間について述べる。最大の測定範囲は  $85 \times 85 \text{ cm}^2$  で、これはラスタースキャンステージの移動可能範囲で制限されている。測定時間は、スキャンステージの移動速度で制限される。本システムでは2つの測定モードを用意した。1つ目は、ステージを  $10 \text{ mm/s}$  の速度で高速に動かす「高速モード」で、このモードでイメージを撮像すると、 $50 \times 50 \text{ cm}^2$  のイメージ ( $500 \mu\text{m}$  ステップ) が15分で測定できる。2つ目は、ステージを  $1 \text{ mm/s}$  の速度でゆっくりと動かし精度よく測定を行う「高精度モード」で、このモードでイメージを撮像すると、 $50 \times 50 \text{ cm}^2$  のイメージ ( $500 \mu\text{m}$  ステップ) が90分で測定できる。

開発したパッシブイメージングシステムを用いて、サンプルに、プラスチックケースや封筒中に秘匿された金属（安全剃刀や硬貨）を使用してのパッシブイメージングを行ったので、それについて述べる。

テラヘルツパッシブイメージングの測定は、サンプルの温度が一定の条件の下で行っているため、赤外線サーモグラフィとは異なり温度差を捕らえているわけではなく、測定対象の微妙な放射率の違いを捉えている。

図 5.6 に、プラスチックケース中の安全剃刀のパッシブイメージを測定条件と共に示す。金属である剃刀は放射率が極めて低く、それ以外の部分と放射率の差がある。加えて、プラスチックケースの材料であるポリプロピレンはテラヘルツ領域での透過率が極めて高いために、プラスチックケース内部の放射率の違いを透過してみることができる。また、剃刀内の白いラインは、プラスチックの構造によって生じる。

図 5.7 には、封筒内の安全剃刀と100円硬貨のパッシブイメージを示す。金属と紙の放射率の違いを捕らえることに成功している。紙はテラヘルツ波を透過することができるので、封筒内部の放射率の差を見ることができた。剃刀の表面の模様は、プラスチックケースの時には現れなかった。したがって、この模様は封筒の繊維の偏りを捕らえているものだと推測される。また、100円硬貨の表面の凹凸によって放射率が変化するために、凹凸がある部分（100の数字）のイメージも撮像することができた。

図 5.7 には、封筒内の鉛筆で書かれた文字（静岡大学 イ）のイメージを示す。鉛筆の芯は、黒鉛と粘土を練り合わせて焼き固めたもので、多量の黒鉛が含まれている。黒鉛は可視領域では、色が黒く、放射率が高い黒体として振舞うが、テラヘルツ領域では、放射率が低い物質である。そのため、黒鉛と紙の放射率の違いを捕らえることによって、封筒内の鉛筆で書かれた文字のイメージを撮ることができた。

以上の実験は、可視光や赤外線を使っては行うことができない（可視光は透過することができず、赤外線は表面しか見ることができない）。ミリ波やサブミリ波を使えば同様のことができるが、テラヘルツ波ほどの高い分解能を得ることはできない。X線を使えば、同様のイメージを得ることができるが危険度が高い。以上のことから、テラヘルツパッシブイメージングは危険物検査、商品のモニタリング等の応用が期待される。



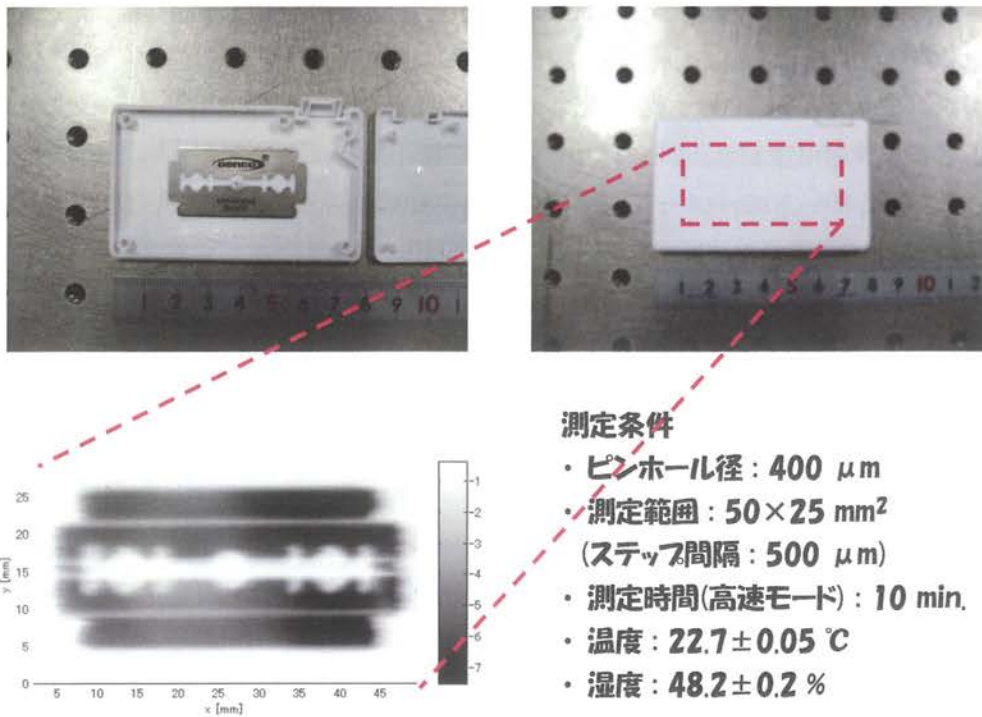


図 5.6 プラスチックケース内の安全剃刀

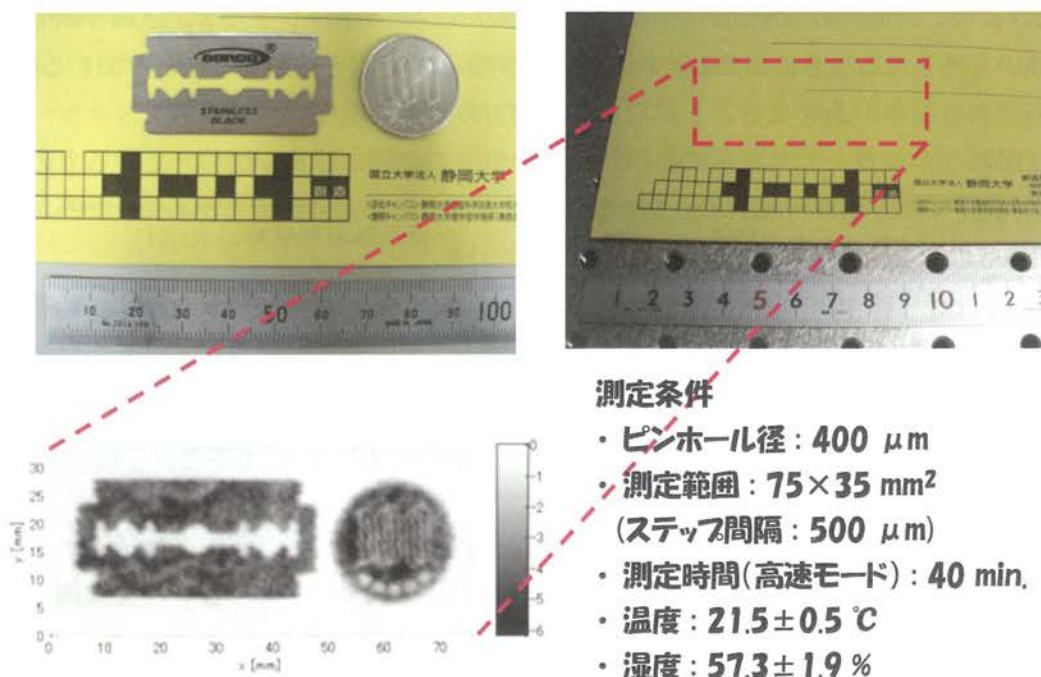


図 5.7 封筒内の安全剃刀と 100 円硬貨

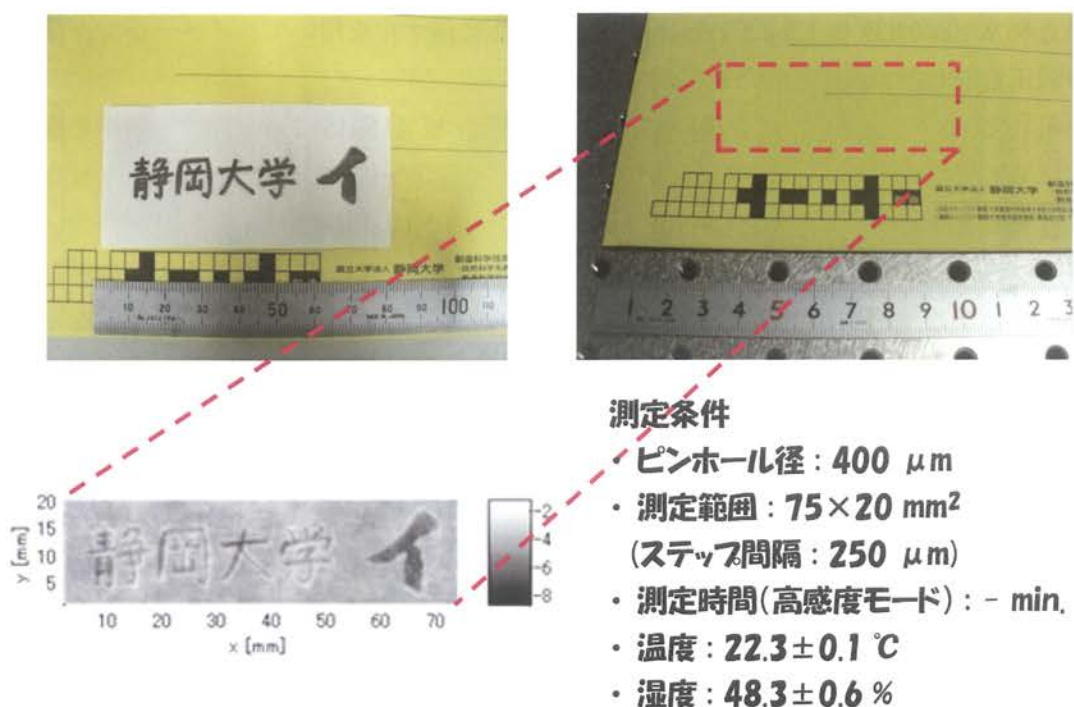


図 5.8 封筒内の鉛筆で書かれた文字（静岡大学 イ）

### 5.3 パッシブイメージング装置を用いた放射率測定

パッシブイメージング装置の出力は、黒体放射と測定対象の放射率の積で与えられる。そのため、パッシブイメージング装置は、測定対象の放射率を間接的に測定していることになる。物体の放射率 ( $\epsilon$ ) は物体の吸収率 ( $A$ ) と等しく、物体の透過率 ( $T$ ) と反射率 ( $R$ ) と吸収率 ( $A$ ) には、式 5.3 の関係が成り立つ。

$$T + R + A = 1 \quad 5.3$$

したがって、式 5.3 と式 5.4 のランベルトベールの法則から、物体の放射率は式 5.5 で表すことができる。

$$T = e^{-\alpha x} \quad 5.4$$

$$\epsilon = 1 - R - e^{-\alpha x} \quad 5.5$$

ただし、 $\alpha \text{ cm}^{-1}$  は物体の吸収係数で  $x \text{ cm}$  は物体の厚みである。式 5.5 から放射率は、物体の反射率、吸収係数そして厚みに依存する。反射率が高い金属等では、放射率は 0 に近い値をとり、吸収が大きい物質または十分な厚さを持つ物質では、放射率は 1 に近い値をとる。

装置の出力と放射率には線形依存性があるので、既知の放射率を持つサンプルを 2 種類以上測定することにより、イメージング装置の出力校正を行うことが可能である。本研究では、開発したイメージング装置を用いてテラヘルツ領域で定量的な放射率測定を実現するために、既知の放射率を持つ 15 種類のサンプル（金ミラー（放射率  $\epsilon=0.004$  @ 1.5-2.5 THz

[7]) と純水 ( $\epsilon=0.837$  @ 1.5-2.5 THz [8]) 等、表 5.2 に示す) を用いて、イメージング装置出力の較正を行った。結果を図 5.9 に示す。

較正したイメージング装置を用いて、ポリエチレン板 ( $15 \times 15 \times 2 \text{ mm}^3$ ) の放射率を測定した。はじめに、金ミラーをリファレンスとして、金ミラーにポリエチレン板を乗せたものをリファレンスとして放射率イメージを測定した (図 5.10 (a) (b))。金ミラーがおいてある場所はきわめて放射率が低い、ポリエチレン板を置くことで、わずかな熱放射が生じることがわかる。図 5.10 (c) の差分画像はポリエチレン板のみの放射率イメージを示し、その結果からポリエチレンシートの放射率が  $0.227 \pm 0.002$  と導出された。

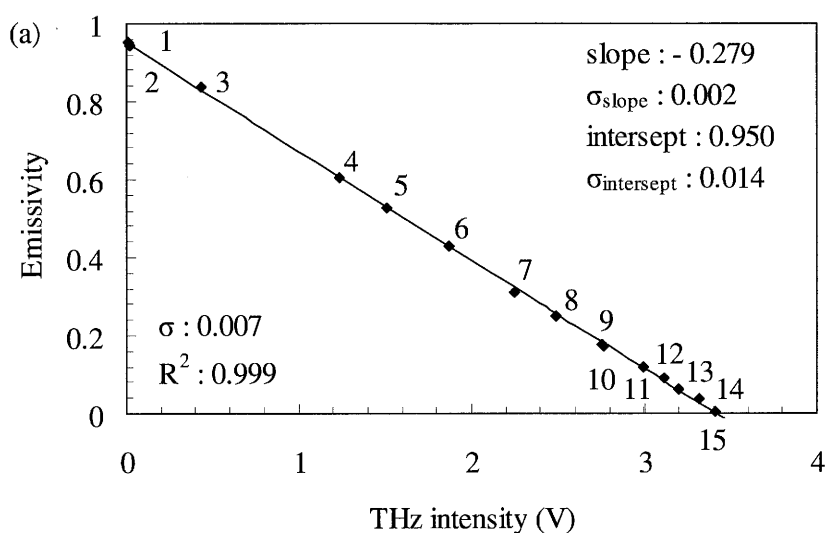


図 5.9 パッシブイメージング装置の校正線 (出力-放射率)

表 5.2 校正のために測定した物質

Samples	Point	THz Intensity	Emissivity
Gold mirror	15	3.406	0.004
Pure water	3	0.438	0.837
Z-cut crystal quartz: 3 mm	8	2.492	0.250
High resistivity Si: 1 mm	13	3.194	0.062
High resistivity Si: 2 mm	11	3.000	0.120
High resistivity Si: 3 mm	9	2.753	0.175
Teflon sheet: 0.2 mm	14	3.314	0.037
Teflon sheet: 0.5 mm	12	3.113	0.089
Teflon sheet: 1mm	10	2.770	0.170
Teflon sheet: 2mm	7	2.251	0.311
Teflon sheet: 3mm	6	1.872	0.428
Teflon sheet: 4mm	5	1.509	0.525
Teflon sheet: 5mm	4	1.234	0.605
ABS sheet: 2 mm	2	0.019	0.941
Acrylic sheet: 2 mm	1	0.013	0.951



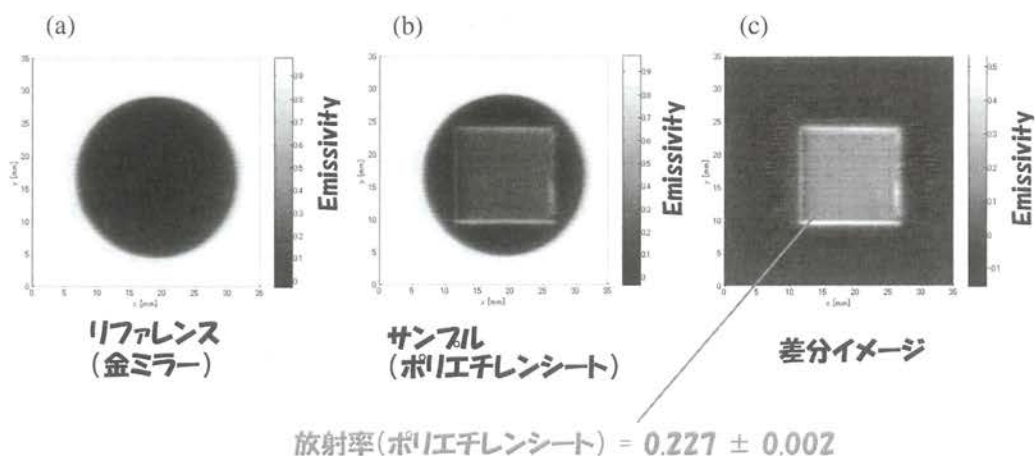


図 5.10 イメージング装置を用いるポリエチレン板の放射率測定 (a) リファレンス: 金ミラーのみ (b) サンプル: 金ミラーの上にポリエチレン板 (c) 差分画像: 純粋なポリエチレン板の放射率

表 5.2 様々な物質の放射率

Material	Measured emissivity	Calculated emissivity
High-resistivity silicon	$0.119 \pm 0.001$	0.120
Polyethylene	$0.227 \pm 0.002$	0.229
Teflon	$0.309 \pm 0.003$	0.311
Polyvinyl chloride	$0.945 \pm 0.009$	0.949

測定結果の正当性を確かめるために、THz-TDS を用いて測定したポリエチレンの吸収係数とランベルト・ベールの法則（キルヒホフの法則）からポリエチレン板の放射率を計算して、測定結果と計算値の比較を行った。その結果、放射率の計算結果  $\epsilon=0.229$  は、測定結果とよく一致した。以上のことから、イメージング装置で測定した放射率の正当性を確認できた。

#### 5.4 低温物体のテラヘルツパッシブイメージング

前節で述べた通り、パッシブイメージング装置の出力は、黒体放射と測定対象の放射率の積で与えられる。一般的に、よく使われているパッシブイメージング装置である赤外線カメラや赤外線サーモグラフィでは、大気の影響が小さく電磁波の透過率が高い波長域（大気窓）である  $8\text{-}14\ \mu\text{m}$  ( $37.5\text{-}21.4\ \text{THz}$ ) の帯域が用いられている。図 5.11 にプランクの放射法則から導かれる黒体放射の表面輝度の周波数スペクトルを示す。常温の物体 ( $300\ \text{K}$ ) からの黒体放射を検出する場合、黒体放射のピーク波長は  $10\ \mu\text{m}$  付近であるので、常温

物体のパッシブイメージングを行う場合は、8-14  $\mu\text{m}$  の帯域でパッシブイメージングを行う赤外線カメラや赤外線サーモグラフィーを用いると、効率よくパッシブイメージングを行うことが出来ることがわかる。テラヘルツ帯域で常温物体のパッシブイメージングを行う場合は、前節で示した通り、プラスチックや紙類を透過して内部構造を見ることが出来るという利点がある。しかしながら、赤外線に比べて黒体放射の表面輝度の周波数スペクトルは 1 桁程度減少してしまうので、パッシブイメージングを行うためにはより高感度な検出器が必要であるという欠点がある。したがって、常温の物体のパッシブイメージングを行う場合は、プラスチックや紙等のテラヘルツ帯を透過する材料内部のモニタリングを行う等の特殊な場合を除いて、赤外線を用いるほうが、効率よくパッシブイメージングを行うことが出来る。

テラヘルツ帯でパッシブイメージングを行うことの利点の 1 つに、低温域においても、黒体放射からの放射エネルギーが、温度に対して線形依存性を持つことが挙げられる。黒体放射のピーク波長は、温度が減少するにつれて、長波長側にシフトしていくので、低温の物体からは、光や近赤外線のような高い周波数の電磁波は放射されない。図 5.12 (a)(b)に、赤外線 (8-14  $\mu\text{m}$  帯) とテラヘルツ波 (120-200  $\mu\text{m}$  帯) での黒体からの放射エネルギー温度依存性 ( $S=1 \text{ cm}^2$ ,  $\Omega=1 \text{ sr}$  で計算) を示す。

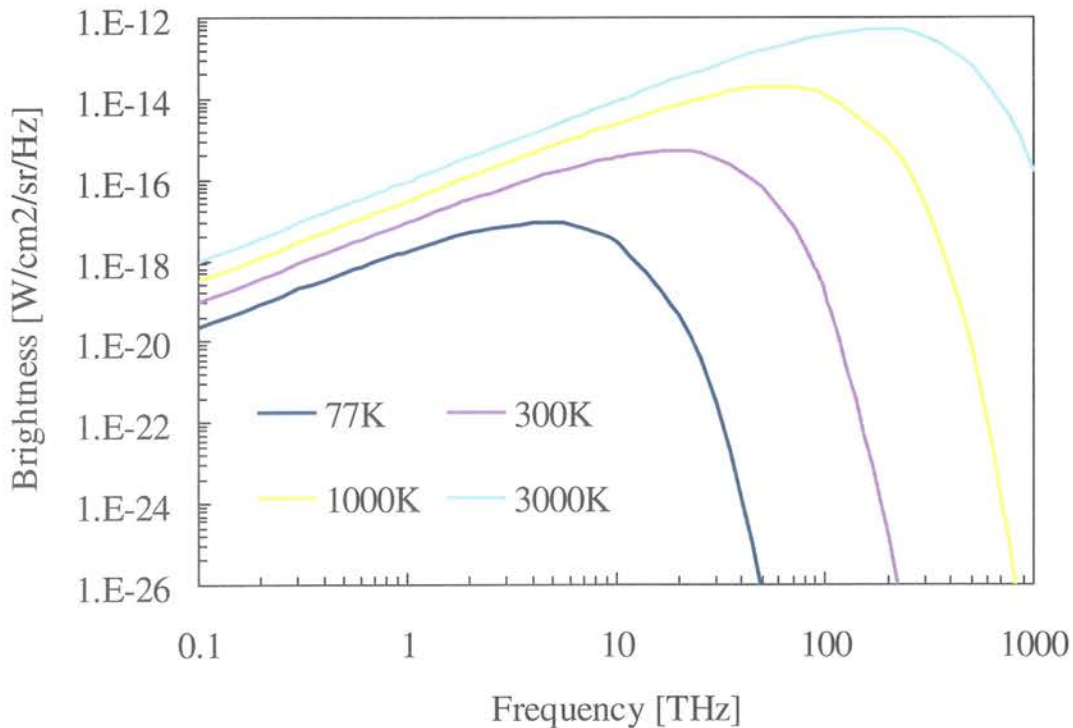


図 5.11 黒体放射の表面輝度の周波数スペクトル

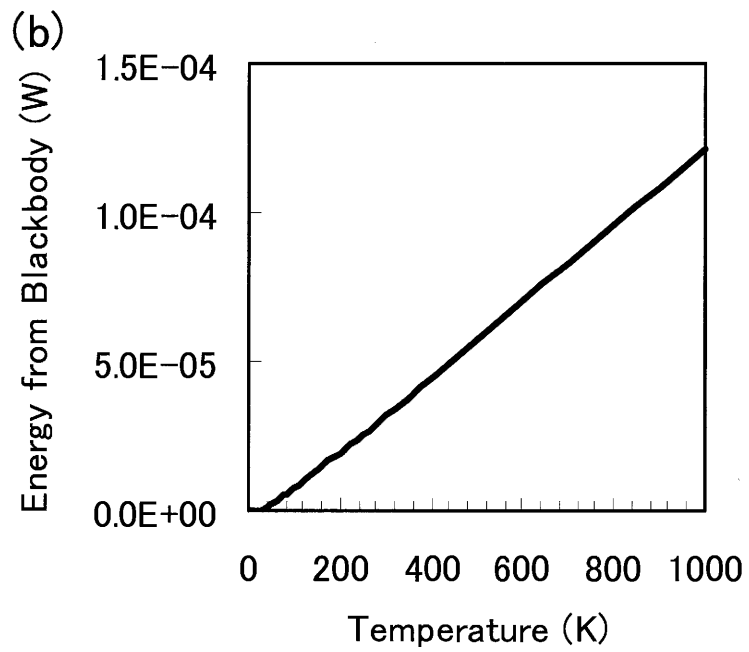
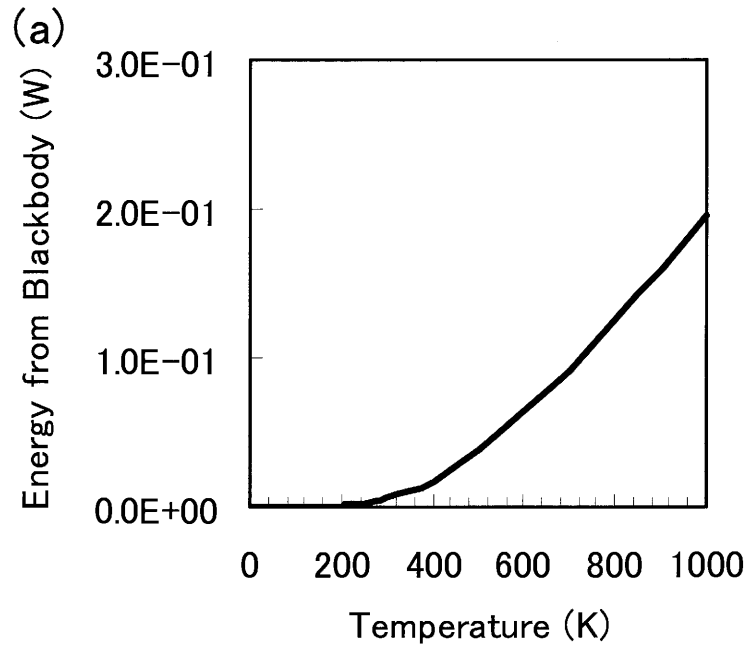


図 5.12 黒体からの輻射エネルギー温度依存性 ( $S=1 \text{ cm}^2$ ,  $\Omega=1 \text{ sr}$  で計算) (a) 赤外線 (8-14  $\mu\text{m}$  帯) (b) テラヘルツ波 (120-200  $\mu\text{m}$  帯)

図 5.12(a)より、赤外線では、低温時には黒体放射の赤外線成分がなくなるために、高温でのみ赤外線放射エネルギーと温度の間に線形依存性が成り立つことがわかる。そのため、一般的な赤外線サーモグラフィは-25℃程度までしか温度の測定することが出来ない。一方で、図 5.11 からわかるように、テラヘルツ帯域では、低温時でも黒体放射のテラヘルツ波成分はなくなる。図 5.12(b)より、低温から広い温度範囲にわたり黒体からのテラヘルツ放射エネルギーと温度に線形依存性があることがわかる。このことから、テラヘルツ波パッシブイメージングは、低温物体の測定に力を発揮すると考えられる。

低温でのテラヘルツ波パッシブイメージングを行うために、図 5.1 のサンプルステージ上に 2 枚のペルチェ素子（下段: CP0.8-127-06L, 2.1A/18.1W/15.4V, Melcor、上段: CP1.0-31-08L, 2.5A/5.3W/3.75V, Melcor）を用いて冷却ステージを作製した。上段のペルチェ素子上には、サンプルの温度をモニタリングするために白金薄膜温度センサ（Pt 1000 Ω, EL-701-TN, TEIJIN）を熱伝導性がよい接着剤である STYCAST® 2850 FT で固定した。図 5.13 にテラヘルツ波パッシブイメージング用冷却ステージの写真を示す。



図 5.13 テラヘルツ波パッシブイメージング用冷却ステージ



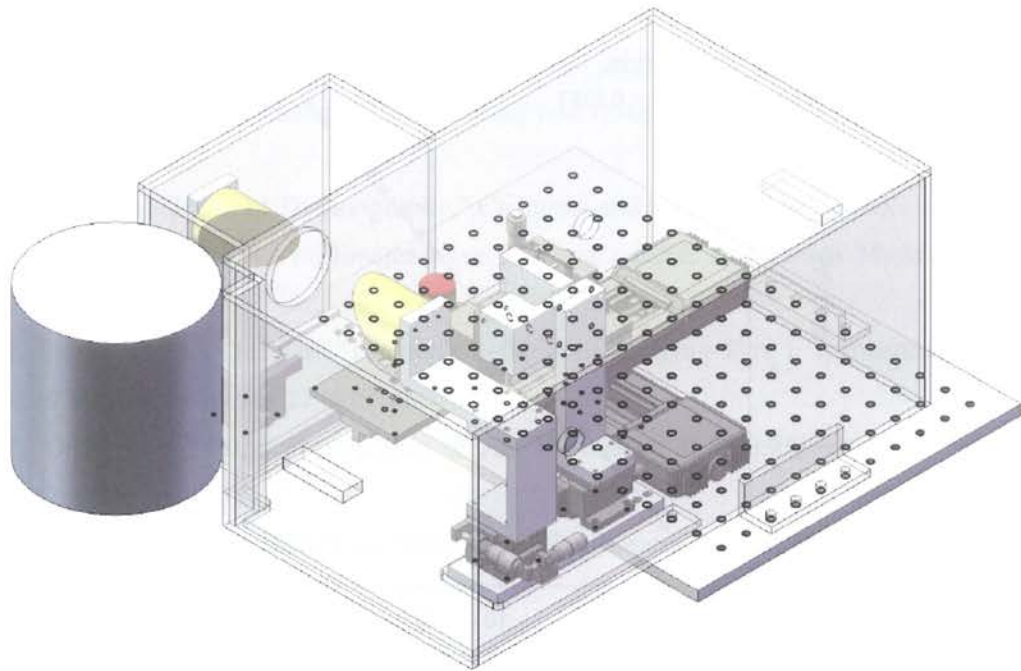


図 5.14 低温測定用の光学系カバー

大気中で低温測定を行うと、冷却ステージ上に霜が発生してしまい、測定の妨げになる。そのため、図 5.14 のように光学系全体を覆うカバーを作製して、乾燥窒素を流しながら測定を行うことで霜の発生を抑えた。また、このカバーを実験に使用することで、常に一定の環境での測定が行えるようになった（テラヘルツ波は水分に非常に強く吸収されるので湿度の変化の影響が測定に影響を及ぼす）。作製した冷却ステージを用いることによって（それぞれペルチェ素子を 1.0 A の電流源で使用）、 $-30^{\circ}\text{C}$ 程度までステージ上を冷却することができる。図 5.15 に、圧縮型 Ge:Ga 検出器の検出帯域である 1.5-2.5 THz で放射率 0.99 を持つサンプル（1 mm 厚のアルミ板に 2010 ベルベットコーティング）のテラヘルツ波パッシブイメージング装置出力と温度の依存性を示す。 $25^{\circ}\text{C}$ 付近では、チョッパー（2010 ベルベットコーティング）とサンプルの温度と放射率がそれぞれ等しいために、出力が 0 V になっている。サンプルの温度が下がると、サンプルからの熱輻射の量が線形に減少するので（放射率は変化しないと仮定）、黒体放射と測定対象の放射率の積である装置の出力も線形に減少していくことがわかる。この結果は、テラヘルツパッシブイメージング装置を用いれば、低温での温度測定や熱分布画像取得が可能であることが示している。

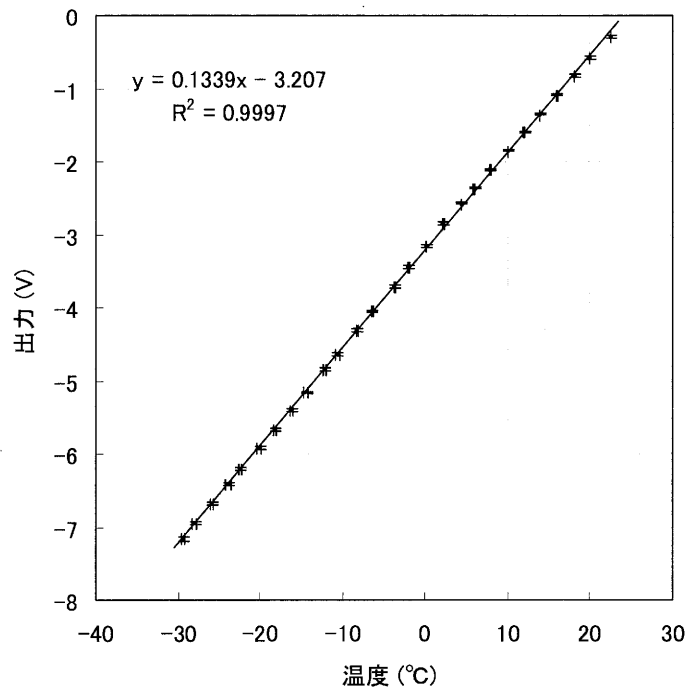


図 5.15 1.5-2.5 THz 帯域で放射率 0.99 を持つサンプルのイメージング装置出力-温度依存性

## 5.5 まとめ

4K 冷凍機冷却高感度 THz 光伝導半導体検出器システムの応用の一例として、1.5-2.5 THz に帯域を持つ BLIP 性能を有する圧縮型 Ge:Ga 検出器を用いて、室温の測定対象のテラヘルツパッシブイメージングを行った。

テラヘルツパッシブイメージングシステムを用いることで、可視光や赤外線イメージャーを使っては撮像することが困難な、プラスチックパッケージや封筒内に隠匿された金属（安全剃刀や硬貨）等のイメージを、回折限界に近い空間分解能で得ることができた。

パッシブイメージング装置の出力は放射率と線形依存性があるので、既知の放射率を持つサンプルを測定することにより、イメージング装置の出力校正線を得ることができた。また、校正線を用いて、未知のサンプルの放射率を定量的に測定することができた。また、低温物体のパッシブイメージング用の低温ステージを作製し、テラヘルツパッシブイメージングは、低温物体の測定に適性があることを示した。

以上のことから、高感度テラヘルツ検出器を用いるテラヘルツパッシブイメージング装置は、非破壊検査や未知の物質の定量評価、低温でのモニタリング等の応用が期待される。

## 5.6 第 5 章の参考文献

[1] D. Mittleman, et al., “Recent advances in terahertz imaging,” *Appl. Phys. B: Laser Opt.* **68**,

- 1085 (1999).
- [2] M. Usami, et al., "Development of a THz spectroscopic imaging system," *Phys. Med. Biol.* **47**, 3749 (2002).
  - [3] S. P. Micken and X.-C. Zhang, "T-ray sensing and imaging" *Int. J. High Speed Electron. Syst.* **13**, 601 (2003).
  - [4] Gaussorgues, G., "Infrared Thermography," Chapman and Hall, London (1994).
  - [5] L. Yujiri, et al., "Passive millimeter-wave imaging", *IEEE Microwave Magazine* **4**, 39 (2003).
  - [6] P. H. Siegel and R. Dengler, "Terahertz heterodyne imaging Part I: Instruments" *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **27**, 465 (2006).
  - [7] M. A. Ordal, et al., "Optical properties of Au, Ni, and Pb at Submillimeter wavelengths," *Appl. Opt.* **26**, 744 (1987).
  - [8] L. Thrane, et al., "THz reflection spectroscopy of liquid water," *Chem. Phys. Lett.* **240**, 330 (1995).

## 第6章 結論

### 6.1 まとめ

テラヘルツ帯での検出器の開発の遅れを指して、検出器のテラヘルツギャップと呼ばれている。本研究は、そのテラヘルツ領域で、高感度で使いやすく出力校正がされている検出器を実現するために、振動雑音の影響を受けにくいテラヘルツ帯光伝導半導体検出器と振動雑音の低い機械式冷凍機クライオスタットを用い、「4K冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」を提案した。そして、開発した検出器システムの応用として、世界で初めて、地上の背景輻射環境下において、1.5-2.5 THz のテラヘルツ帯域のパッシブイメージングを試みた。また、可視領域や赤外領域と比べて極端にデータベースが少ないテラヘルツ帯放射率の測定法を確立した。

第1章では、テラヘルツ領域の基礎と、テラヘルツ検出技術が置かれている現状について述べた後に、本研究の目的を示した。

第2章では、テラヘルツ検出器技術全般について述べた。テラヘルツ検出器を検出方法の違いにより分類を行った。次に、雑音についての議論を行い、テラヘルツ検出器で生じる雑音について述べた。最後に、検出器の性能指標、テラヘルツ検出器の雑音限界動作条件について詳しく議論した。

第3章では、「4K冷凍機を用いる高感度 THz 光伝導半導体検出器システム」の開発について述べた。高感度テラヘルツ検出器システムに使用する4種類の半導体検出器の暗電流を測定した。暗電流の値は、低く抑えられていて、また暗電流と温度の依存性から求めた検出器のイオン化エネルギーは、それぞれ Ge:Ga 検出器、圧縮型 Ge:Ga 検出器、n 型 GaAs 検出器、微圧縮型 Ge:Ga 検出器で 10.4 meV、5.25 meV、4.34 meV、そして 10.3 meV になった。特に、Ge:Ga 検出器と微圧縮型 Ge:Ga 検出器は、ほとんど同じイオン化エネルギー（検出帯域）を持つ。検出器雑音限界でのインピーダンス変換・増幅ができる低雑音オペアンプを用いた読み出し回路を作製した。低雑音オペアンプやその他の回路素子は理論・実験を通して各テラヘルツ検出器にとって最良のものを選択した。検出器システムの雑音の原因となる 4KGM 冷凍機の振動を測定して、一般的な GM 冷凍機の振動と比較して十分に小さく抑えられていることを確認した。また、4KGM 冷凍機内の 4 K コールドワークサーフェス上に4つの検出器に対応する4基のテラヘルツ光伝導半導体検出器、集光器、テラヘルツ帯用のフィルタを格納する光学系の設計・作製を行った。FTIR と THz-TDS を用いて、検出器入射する電磁波の周波数を制限するテラヘルツ帯用のローパスフィルタ（周波数）の透過率の周波数特性を測定した。Ge:Ga 検出器、圧縮型 Ge:Ga 検出器、n 型 GaAs 検出器、微圧縮型 Ge:Ga 検出器の帯域に合ったローパスフィルタをそれぞれのチャンネルで用いた。テラヘルツ波を検出器の収められたキャビティ内に集光するための集光器の検討を行った。一般的にテラヘルツ領域で用いられているウィンストンコーンと、新たに作製した三角コーン、バッフル付三角コーンの集光効率の角度依存性を、HeNe レーザを用いての光学実験、



2次元と3次元の光線追跡、3次元の電磁界解析を用いて検討した。テラヘルツ領域で、極低温で用いる場合、集光器の効率は、その集光器固有の理想的な値になることがわかった。集光器の出力の径で決まるカットオフ周波数以上の周波数を持つ電磁波に対しては、高い集光効率を持つこともわかった。開発した検出器システムを評価するための2種類のテラヘルツ光源の設計・整備を行った。1つ目は、黒体放射炉を用いる標準的テラヘルツ光源で、この光源を用いることによって、検出器システムの感度を定量的に評価できる。2つ目は、テラヘルツ帯域用のツェルニターナ型グレーティングモノクロメータで、この周波数可変光源を用いることによって、検出器システムの正確な感度スペクトルの測定や、分光測定が可能になる。

第4章では、検出器システムの性能評価を行った。雑音の評価は、実際に読み出し回路の出力で測定した雑音を、光子雑音、GR雑音、オペアンプからの雑音等を考慮した理論値と比較することによって行われた。測定した雑音スペクトルは、計算によって求めた理論曲線と良く一致した。また、暗電流が大きく光子雑音限界動作を実現していないn型GaAs検出器を除く、3種類の検出器の検出器の読み出し回路出力での雑音電圧密度は、光子雑音が主要な雑音になっていた。したがって、検出器システムはn-GaAs検出器を除く1.5-4.0 THzバンドにおいて、背景放射限界動作(BLIP)を実現した。検出器感度の校正は、黒体放射炉を光源として、検出器に入射するエネルギー(プランク分布、光学フィルタの透過率、および検出器の $S\Omega$ から推測)と読み出した信号を比較することで行われた。検出器のNEPは、各検出器の雑音電圧密度を電圧感度で割ることによって求めた。その結果、開発した検出器システムのNEPは、1.5-4.0 THzバンドにおいて、 $\sim 10^{-14} \text{ W/Hz}^{1/2}$ という背景放射限界動作NEPを示した。開発したテラヘルツ検出器システムは、室温の背景放射環境において得られる最高の検出能(BLIP)を持ち、出力の校正が行われている、簡便なテラヘルツ検出器システムを実現した。

第5章では、4K冷凍機冷却高感度THz光伝導半導体検出器システムの応用の一例として、1.5-2.5 THzに帯域を持つBLIP性能を有する圧縮型Ge:Ga検出器を用いて、室温の測定対象のテラヘルツパッシブイメージングを行った。パッシブイメージングシステムを用いることで、プラスチックパッケージや封筒内に隠匿された金属(安全剃刀や硬貨)等のイメージを、回折限界に近い空間分解能で得ることができた。また、既知の放射率を持つサンプルを測定することにより、イメージング装置の出力校正線を得ることができた。また、校正線を用いて、未知のサンプルの放射率を定量的に測定することができた。更に、テラヘルツパッシブイメージングで低温物体を測定するための冷却ステージを作製し、低温物体のテラヘルツパッシブイメージング応用の可能性を示した。

## 6.2 今後の課題

本研究により、利用が容易で高い検出能を持つテラヘルツ検出器システムを作製し、通

常存在する室温の背景輻射環境において得られる最高の検出能を持ち、出力の校正が行われている、簡便なテラヘルツ検出器システムを実現することができた。そして、開発した検出器システムの応用として、テラヘルツ帯でのパッシブイメージングを行った。

課題の 1 つに、三角コーンとバッフル付三角コーンを用いた際の、検出器システムの性能評価が挙げられる。本研究ではウィンストンコーンを用いて、検出器システムの雑音や感度を導いた。今後は、三角コーンとバッフル付三角コーンを、実際に検出器システム用の集光器としては用いての実験が必要になる。

2 つ目の課題としては、ツェルニターナ型グレーティングモノクロメータの整備が挙げられる。現在、光源には高圧水銀ランプが用いられているが、これを超高压水銀ランプに変えることで出力が改善される可能性がある。また、分光を行う際に、グレーティングを回転させる必要があるが、現在使用しているモーターでは、再現的に実験を行うことが非常に困難である。モーターを外部操作できるものに変更する必要がある。

3 つ目の課題は、テラヘルツパッシブイメージングが、赤外線カメラや赤外線サーモグラフィと比べて、低温での測定に向いているということを定量的に示す必要がある。そのため、作製した冷却ステージを使用して、赤外線カメラでは行えない低温域での正確な温度測定・温度分布イメージの取得等を行う必要がある。また、効率よくイメージングを行なうために、検出器のアレイ化を行なう必要もある。

テラヘルツ帯での応用研究は、工業応用、バイオ・医療応用、農業・水産業応用、環境応用などの広範囲な分野で行われているが、いまだに「テラヘルツ波だからできる」というような応用例は少ない。最も重要な今後の課題としては、テラヘルツ波だからことできる応用技術の考案が重要である。本検出器システムを用いてのテラヘルツ波の基礎研究・応用研究としては、作製した検出器は高感度、校正済で簡便に使用できることを考慮すると、以下のものを挙げるができる。

#### ○テラヘルツ光源の評価

以前に BWO 光源の調査を行ったことがあるが、THz-QCL、ショットキバリアダイオードやスミスパーセル放射光源等の出力が未知の光源の定量評価に使用できる。

#### ○THz 分光

テラヘルツ帯のツェルニターナ型グレーティングモノクロメータと組み合わせることによって、テラヘルツ領域での高感度分光測定をできる。

#### ○生活環境、災害現場等のモニタリング

#### ○工学製品、食料、医薬品などのセンシング

#### ○アクティブ・パッシブイメージング

## 研究業績

### 学術論文

- 1) Makoto Aoki, Saroj R. Tripathi, Masanori Takeda, and Norihisa Hiromoto, "Angle Dependent Condensing Efficiency of Winston Cone in THz Region," *Infrared physics & technology* Vol. 56, pp. 8-11 (2013).
- 2) Makoto Aoki, Saroj R. Tripathi, Masanori Takeda, Norihisa Hiromoto, "Passive imaging and emissivity measurement with a 4K-cryocooled terahertz photoconductive detector," *IEICE Electronics Express* Vol. 9, Issue 5, pp.333-338 (2012).

### 学術論文 (共著)

- 1) Masanori Takeda, Saroj R. Tripathi, Makoto Aoki and Norihisa Hiromoto, "Random error in intensity spectrum measured with THz-TDS - No relation to the intensity fluctuation of fs laser ", *Advanced Materials Research* , vol. 222, pp.213-216 (2011).
- 2) Saroj R. Tripathi, Makoto Aoki, Kento Mochizuki, Toshiaki Asahi, Iwao Hosako and Norihisa Hiromoto, "Properties and modeling of random errors in optical parameters measured with THz-TDS," *Journal of Japan Society of Infrared Science and Technology*. vol. 19, No. 1 & 2, pp. 77-84 (2010).
- 3) Saroj R. Tripathi, Makoto Aoki, Kento Mochizuki, Iwao Hosako, Toshiaki Asahi and Norihisa Hiromoto, "Practical method to estimate the standard deviation in absorption coefficients measured with THz time-domain spectroscopy," *Optics Communications*, vol. 283, issue 12, pp. 2488-2491 (2010).
- 4) Saroj R. Tripathi, Makoto Aoki, Kento Mochizuki, Toshiaki Asahi, Iwao Hosako and Norihisa Hiromoto, "Random error estimation in refractive index measured with the terahertz time domain spectroscopy," *IEICE Electronics Express*, vol. 6, no. 23, pp. 1690-1696 (2009).

### 国際学会発表

- 1) Makoto Aoki, Masanori Takeda and Norihisa Hiromoto, "Terahertz passive imaging of a cold object with a 4 K-cryocooled photoconductive detector with background-limited performance," accepted for presentation in International Symposium on Frontiers in THz

Technology (FTT 2012), Nara, Japan.

- 2) Makoto Aoki, Masanori Takeda and Norihisa Hiromoto, “Terahertz thermal imaging of a cold object with a 4 K-cryocooled photoconductive detector,” 37th International Conference in Infrared, Millimeter and Terahertz Wave (IRMMW-THz2012), Tue-Pos-8, Wollongong, Australia (Sept. 2012).
- 3) Makoto Aoki, Saroj Tripathi, Masanori Takeda, Norihisa Hiromoto, “Passive imaging using a 4K-cryocooled THz photoconductive detector system with background-limited performance,” 36th International Conference in Infrared, Millimeter and Terahertz Wave (IRMMW-THz2011), Th5.11, TX, USA (Oct. 2011).
- 4) Makoto Aoki, Saroj Raman Tripathi, and Norihisa Hiromoto, “Investigation of reflection-type cone condenser used for THz detectors,” 35th International Conference in Infrared, Millimeter and Terahertz Wave (IRMMW-THz2010), We-P.56, Rome, Italy (Sept. 2010).
- 5) Makoto Aoki, Kento Mochizuki, Saroj Raman Tripathi, Kentaroh Watanabe, Hiroshi Murakami, Moriaki Wakaki, and Norihisa Hiromoto, “Background-Limited operation of 4K-Cryocooled THz photoconductive detector system with a wide frequency range of 0.8 to 4THz,” 34th International Conferences in Infrared, Millimeter and Terahertz Wave (IRMMW-THz2009), W4A01.0387, Busan, Korea (Sept. 2009).

## 国内学会発表

- 1) 青木誠, トリパティ・サロジ, 武田正典, 廣本宣久, “4K 冷凍機冷却高感度テラヘルツ光伝導検出器システムによる低温物体のパッシブイメージング”, 第 73 回応用物理学学会学術講演会 (愛媛大学), 13a-PA6-16 (2012 年 9 月 13 日).
- 2) 青木誠, トリパティ・サロジ・R, 武田正典, 廣本宣久, “4K 冷凍機冷却 THz 光伝導半導体検出器システムによるパッシブイメージングと放射率測定”, 第 59 回応用物理学学会学術講演会 (早稲田大学), 15a-GP2-13 (2012 年 3 月 15 日).
- 3) 青木誠, トリパティ サロジ, 武田正典, 廣本宣久, “4K 冷凍機冷却 THz 光伝導半導体検出器システムを用いるパッシブイメージング、” 日本赤外線学会第 21 回研究発表会 (アクトシティ浜松研修交流センター), P-11 (2011 年 10 月 20 日).

- 4) 青木誠, トリパティ・サロジ, 武田正典, 廣本宣久, “4K 冷凍機冷却高感度 THz 光伝導検出器システムによるパッシブイメージング”, 第 72 回応用物理学会学術講演会 (山形大学), 1p-F-11 (2011 年 9 月 1 日).
- 5) 青木誠, トリパティ・サロジ・R, 武田正典, 廣本宣久, “4K 冷凍機冷却 THz 光伝導半導体検出器システムを用いる THz 波パッシブイメージング”, 第 58 回応用物理学会学術講演会 (神奈川工科大学), 26a-BX-10 (2011 年 3 月 26 日).
- 6) 青木誠, トリパティ・サロジ, 武田正典, 廣本宣久, “テラヘルツ領域用反射型コーン集光器の検討,” 日本赤外線学会第 20 回研究発表会(立命館大学), P-01 (2010 年 11 月 5 日).
- 7) 青木誠, トリパティ・サロジ・R, 武田正典, 廣本宣久, “4K 冷凍機冷却 THz 光伝導半導体検出器システムの 300K 背景輻射限界検出性能の実現”, 第 71 回応用物理学会学術講演会 (長崎大学), 15p-F-9 (2010 年 9 月 15 日).
- 8) 青木誠, 望月賢人, トリパティ・サロジ・R, 廣本宣久, “「微圧縮型」Ge:Ga テラヘルツ光伝導検出器”, 第 57 回応用物理学会学術講演会 (東海大学), 18a-M-10 (2010 年 3 月 18 日).
- 9) 青木誠, トリパティ・サロジ・R, 望月賢人, 渡辺健太郎, 村上浩, 若木守明, 廣本宣久, “4KGM 冷凍機冷却マルチバンド THz 光伝導検出器システムの開発”, 日本赤外線学会第 19 回研究発表会 (独立行政法人宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部), P-12 (2009 年 11 月 5 日).
- 10) 青木誠, 望月賢人, トリパティ・サロジ・R, 渡辺健太郎, 村上浩, 廣本宣久, “300K 背景放射限界の検出性能を有する広帯域 (0.8-4THz) 4K 冷凍機冷却 THz 光伝導半導体検出器システム”, 電子情報通信学会 2009 ソサイエティ大会 (新潟大学), C-4-5 (2009 年 9 月 16 日).
- 11) 青木誠, 望月賢人, トリパティ・サロジ・R, 廣本宣久, “高感度テラヘルツ光検出に用いる反射型コーン集光器の検討”, 第 70 回応用物理学会学術講演会 (富山大学), 8p-M-16 (2009 年 9 月 8 日).

受賞等

- 1) 静岡大学創造科学技術大学院賞 (2012年9月27日)
  
- 2) 第1回 日本赤外線学会 優秀発表賞 「青木誠、トリパティ サロジ、武田正典、廣本宣久、「4K 冷凍機冷却 THz 光伝導半導体検出器システムを用いるパッシブイメージング、」日本赤外線学会第21回研究発表会(アクトシティ浜松研修交流センター)、P-11 (2011年10月20日).」

## 謝辞

本研究を遂行するに当たり、博士前期課程 1 年のときから、5 年と半年間の長きに渡り、熱心なご指導・有益なご助言を賜りました静岡大学創造科学技術大学院 廣本宣久教授に厚くお礼申し上げます。本研究に関して研究室内に先達者が居らず、すべて手探りの状態で多くの困難がありましたが、こうして論文としての形にできたのは廣本教授の御指導があればこそでした。その御指導の中から、研究に対する真摯な姿勢・失敗や困難を突破するための論理的思考と心構え等の多くのことを学び取ることができました。今後の研究生活における大切な糧にさせていただきます。

本論文の審査員である石田明広教授、猪川洋教授、早川泰弘教授、武田正典講師には、本論分の審査および貴重なご助言を頂きましたことを心より感謝いたします。特に、武田先生には、本研究を遂行するにあたり、常日頃から、適切な御指導・御鞭撻を賜りました。心より感謝致します。

創造科学技術大学院 沖田善光講師には、研究室セミナー等様々な機会での的確な意見や助言を頂きました。心より感謝致します。

n 型 GaAs 検出器の開発者である東京大学 渡辺健太郎博士、宇宙航空開発機構 (JAXA) 村上浩博士、東海大学 若木守明教授に感謝申し上げます。

Tripathi Saroj Raman 博士には、在学中・学術研究員任期中に貴重な御意見・御助言を頂きました。心より感謝致します。

廣本研究室秘書の方々には、研究を遂行するにあたり、事務的な面でご協力頂きました。心より感謝いたします。

博士課程を送るにあたり、多くの御協力と御配慮を頂きました、静岡大学廣本研究室の後輩諸君に深く感謝致します。

最後に、研究の遂行を暖かく見守り、励ましてくれた家族に心より感謝致します。