博士論文

γ線超伝導転移端センサアレイに向けたマイクロ波信号多重化法の研究

Study on Gamma-ray Transition Edge Sensor Array Based on Microwave SQUID Multiplexer

東京大学大学院 工学系研究科
原子力国際専攻 高橋研究室

入松川　知也

指導教員：高橋　浩之　教授

平成 30 年 2 月

目 次

第 1 章　研究背景 **1**
1.1　高分解能 γ 線スペクトロスコピーによる Pu 同位体測定 1
1.1.1　核の安全利用 (保障措置) 1
1.1.2　測定方法 2
1.1.3　TES 型マイクロカロリメータ 5
1.2　高分解能スペクトロスコピーを用いたコンプトン散乱測定 5
1.3　TES の課題と改善方針 8
1.3.1　単素子レベルでの高検出効率化 8
1.3.2　アレイ化による計数率向上 8
1.4　TES 信号多重化方式の検討 9
1.4.1　時間分割方式 (Time Division Multiplexing ; TDM) 9
1.4.2　符号分割方式 (Code Division Multiplexing ; CDM) 10
1.4.3　MHz 帯域周波数分割方式 (Frequency Division Multiplexing ; FDM) 11
1.4.4　マイクロ波信号多重化法 (Microwave SQUID Multiplexer) 12
1.5　マイクロ波信号多重化の開発状況 13
1.6　本論文の目的 15

第 2 章　TES のマイクロ波信号多重化 **17**
2.1　γ 線 TES の動作原理 18
2.1.1　γ 線 TES 構成 18
2.1.2　Electro Thermal Feedback (ETF) 18
2.1.3　TES ノイズ源 21
2.1.4　エネルギー分解能 23
2.1.5　最適フィルタ処理 24
2.2　単素子 TES の信号読出 25
2.2.1　ジョセフソン接合 (Josephson Junction) 25
2.2.2　DC-SQUID 26
2.2.3　TES 単素子の信号読出系 28
2.3　マイクロ波信号多重化法 29
2.3.1　RF-SQUID 29
2.3.2　共振器 30
2.3.2.1　集中定数回路における RLC 並列共振器 30
2.3.2.2　S パラメータ 32
2.3.2.3　1/4 波長共振器 (分布定数) 33
2.3.2.4　伝送線路に容量結合された 1/4 波長共振器 34
2.3.2.5　負荷終端された 1/4 波長共振器 36
2.3.2.6　インダクタンスの変化に対する応答 39

2.3.2.7 Q_i の影響 39
2.3.3 ランプ磁束変調法 (Flux Ramp Modulation) 40

第 3 章 マイクロ波信号多重化素子と実験体系 42
3.1 素子設計・作製 42
3.1.1 共振器電極材料 42
3.1.2 素子設計 42
3.1.2.1 SQUID の構造と共振器との結合 42
3.1.2.2 1/4 波長共振器 43
3.1.2.3 インプットコイル・マイクロ波フィルター 45
3.1.3 素子作製 45
3.2 実験体系 47
3.2.1 極低温冷凍機 47
3.2.2 冷凍機内のマイクロ波伝送線路 48
3.2.3 室温マイクロ波信号処理回路 50
3.2.4 室温回路による信号処理 52
3.2.4.1 ランプ磁束変調に対する応答 52
3.2.4.2 復調信号処理と測定手順 53

第 4 章 共振器材料評価 56
4.1 二準位系によるゆらぎ 57
4.2 共振器特性評価 58
4.2.1 共振周波数シフトの温度依存性 59
4.2.2 Q_i 値のマイクロ波パワー依存性 63
4.2.3 ノイズ測定 64
4.3 磁束ノイズの推定 68
4.4 本章のまとめ 69

第 5 章 クロストークの評価・低減対策 70
5.1 実験体系・クロストーク量の定義 71
5.2 無変調時クロストーク測定結果 72
5.3 ランプ磁束変調時のクロストーク 73
5.4 ランプ磁束変調によって生じる直線性誤差 74
5.5 本章のまとめ 75

第 6 章 Q_{i} 劣化原因プロセスの探索と改善 76
6.1 MW-MUX チップと共振器チップの構造とプロセスの違い 77
6.2 Q 値劣化プロセス探索 78
6.2.1 陽極酸化による影響 81
6.2.2 Pd 抵抗部作製プロセスの影響 83
6.2.3 Pd なしプロセス 84
6.3 カルデラ平坦化を用いた改良プロセスのテスト 87
6.3.1 プロセスの改良 87
6.3.2 改良プロセスによる MW-MUX チップの特性 89
6.4 本章のまとめ 90

第 7 章　TES との協調動作 **91**
7.1　測定体系 91
7.2　γ 線 TES 構造 93
7.3　単素子 TES の測定 94
7.3.1　γ 線信号読出波形 94
7.3.2　ベースラインのドリフト 96
7.4　2 素子 TES の測定 98
7.4.1　^{166m}Ho を用いた γ 線照射実験 98
7.5　読出雑音低減 104

第 8 章　結論と課題 **106**
8.1　本論文の結論 106
8.2　今後の課題 107

図 目 次

1.1 各核物質の有意量 2
1.2 世界の再処理工場 2
1.3 Mo/CuTES の RT 曲線例 5
1.4 TES により測定された Pu のスペクトル例 5
1.5 TES によるコンプトン散乱スペクトロスコピー実験体系 7
1.6 Al のコンプトン散乱スペクトル 7
1.7 TDM 回路構成 10
1.8 CDM 回路構成 11
1.9 FDM 回路構成 12
1.10 マイクロ波信号多重化法原理模式図 13
1.11 マイクロ波信号多重化による γ 線測定 14
1.12 MMC への適用例 15

2.1 γ 線 TES 構成、超伝導体 RT 曲線 17
2.2 ETF ブロックダイアグラム 21
2.3 ジョセフソン接合の構造と記号 26
2.4 DC-SQUID(a)、Φ-V 曲線 (b) 27
2.5 単素子 TES 読出体系 28
2.6 マイクロ波信号多重化法原理模式図 29
2.7 λ による RF-SQUID 応答の違い 30
2.8 RLC 並列共振回路 31
2.9 ２端子対回路 32
2.10 分布定数の 1/4 波長共振器 33
2.11 容量結語された共振器 34
2.12 負荷終端された共振器 36
2.13 複素透過率 S_{21} 38
2.14 Q_i/Q_c の違いによる磁束感度の違い 39
2.15 Q_i/Q_c と共振円直径の関係 39
2.16 ランプ磁束変調法原理 41

3.1 SQUID-共振器間結合 43
3.2 SQUID 構造 44
3.3 インプットコイル・フィルタ構成 45
3.4 MW-MUX チップ作製プロセス 46
3.5 チップ構造 46
3.6 素子写真 47
3.7 ADR の構造模式図と冷却原理 (ロックゲート HP より) 48

3.8 ADR 冷却と昇温の様子 48
3.9 ADR 内部セットアップ 49
3.10 マイクロ波伝送線路ロス 50
3.11 室温エレクトロニクスブロックダイアグラム 51
3.12 室温エレクトロニクス写真（左）と測定システム全体（右） 52
3.13 ランプ磁束変調シミュレーション (左) と実際の応答（右） 53
3.14 ランプ磁束変調テスト体系と信号例 53
3.15 マイクロ波コム例 54
3.16 各測定手順におけるデータ例 55

4.1 MKID にみられる位相ノイズ例 57
4.2 TLS 模式図 58
4.3 測定体系 59
4.4 各共振器の S_{21}@100 mK, -40 dBm 59
4.5 Nb/Si 共振器昇温測定時の温度変化 60
4.6 S_{21} の温度変化 61
4.7 共振周波数シフト率の温度依存性 62
4.8 NbN/Si 共振周波数シフト率のパワーによる変化 62
4.9 4 K における Q 値のパワー依存性 63
4.10 P_{res} と Q_i の関係 64
4.11 NbN/Al_2O_3 のノイズ測定例 65
4.12 振幅ノイズと位相ノイズ 66
4.13 各共振器の位相ノイズ、振幅ノイズ 66
4.14 4 K における位相ノイズ、振幅ノイズ例 (NbN/Si) 67
4.15 各共振器の周波数ノイズ 67
4.16 10 Hz における周波数ノイズ 68
4.17 $\partial f_R/\partial\phi$ 測定体系と f_R の変化例 69

5.1 ４チャンネル同時読出におけるクロストークと読出雑音の例 70
5.2 クロストーク量の定義 71
5.3 クロストーク評価チップ 5 種類 72
5.4 クロストークまとめ 73
5.5 FRM 印加時のクロストークと直線性誤差 74

6.1 SQUID 終端チップの Q_i 劣化例 76
6.2 ダミーフルプロセスにおける Q 値の劣化 77
6.3 共振器チップ (a) と MW-MUX チップの構造 (b) 78
6.4 測定したチップ位置 80
6.5 基準 Nb/Si 共振器の特性 81
6.6 陽極酸化テスト S_{21} 82
6.7 陽極酸化テスト Q_i 82
6.8 Pd 抵抗部テスト S21 83
6.9 Pd 抵抗部テスト Q 値 83
6.10 Pd の削れ残りが生じるメカニズム 84
6.11 SEM 画像 84

6.12 Pd なしテスト S_{21} 85
6.13 Pd なしテスト Q 値 85
6.14 カルデラ平坦化 88
6.15 改良プロセス MW-MUX チップ S_{21} 89
6.16 改良プロセス MW-MUX チップ Q 値 89

7.1 γ 線 TES 測定セットアップ 92
7.2 各マイクロ波パワーにおける f_R の変位 92
7.3 各パワーにおける磁束ノイズスペクトル 93
7.4 γ 線 TES の写真 (左) と構造 (右) 93
7.5 S_{21} 特性@ 100 mK, -36 dBm 94
7.6 γ 線計測時のモジュール温度とマグネット電流 95
7.7 122keV γ 線光子に対する平均波形 95
7.8 ４チャンネルの出力波形例 96
7.10 波高値とベースラインの関係 97
7.9 ベースラインのドリフト 97
7.11 モジュールセットアップ写真 98
7.12 ^{166m}Ho の崩壊図 99
7.13 MW-MUX チップ特性@100 mK, -36 dBm 100
7.14 磁束ノイズスペクトル (RMS) 101
7.15 2 チャンネル γ 線 TES 信号波形例 101
7.16 ベースラインドリフト 102
7.17 ^{166m}Ho による γ 線信号の波高値スペクトル 103
7.18 平均波形スペクトル (橙)、ノイズスペクトル（青）および読出系雑音 (赤) 104

表 目 次

1.1 0.5 mm 角 ×0.3 mm 厚における各放射線吸収体の特性 8
1.2 HPGe と TES の比較 9
1.3 Pu 同位体測定に必要と想定される TES アレイ・MW-MUX 回路の仕様 16

4.1 各共振器の $F\delta_{\mathrm{TLS}}$ 62
4.2 各共振器のノイズ測定周波数、パワー依存性指数 65
4.3 磁束ノイズ推定値 @ $P_{\mathrm{MW}} = -75\mathrm{dBm}$ 69

6.1 MW-MUX と共振器チップの試作工程 79
6.2 陽極酸化の有無による SQUID の特性比較 82
6.3 プロセスまとめ 86
6.4 改良した MW-MUX プロセス 88

7.1 ^{57}Co から放出される主な γ 線 94
7.2 $^{166\mathrm{m}}$Ho の主要な γ 線のエネルギー 99

第1章　研究背景

1.1　高分解能γ線スペクトロスコピーによるPu同位体測定

1.1.1　核の安全利用 (保障措置)

核の平和利用に関する国際的な取組みは、1953 年 12 月 8 日ニューヨークの国連本部で開催された原子力の平和利用に関する国連総会におけるドワイト・D・アイゼンハワー大統領の演説 ”平和のための原子力: Atoms for Peace ”をきっかけに始まった。この講演ののち、原子力の平和利用を追求する機関として 1957 年に国際原子力機関 (International Atomic Energy Agency ; IAEA) が発足し、1970 年には核不拡散条約 (Treaty on the Non-Proliferation of Nuclear Weapons ; NPT) が発効した。

NPT における締約国は 2017 年 4 月現在 191 カ国（含核兵器保有国）にのぼり [1]、これらの国々は核兵器保有国（米露英仏中）を除き包括的保障措置 (Comprehensive Safeguards Agreement ; CSA) によって保有する全ての核原料物質または特殊核分裂物質を IAEA の実施する保障措置の対象となることを認めなければならない。保障措置とは核物質や設備、資材、情報等が核兵器や核爆発装置の製造に転用されないことを確認するためのものである。

その後、1991 年のイラクにおける核兵器開発に結びつく未申告活動の発覚や、北朝鮮民主主義共和国における核兵器開発活動疑惑などが持ち上がり、両国が NPT 締約国であったことから保障措置体制の弱点が明らかになった。そこで、1997 年には保障措置の追加議定書 (Additional Protocol ; AP) が IAEA により承認され、当該国は保有する核物質および核燃料サイクルを用いた活動の全てを網羅する情報を含む拡大した申告を IAEA に申告することが求められるようになった。また、IAEA に対して当該国の原子力サイトや核物質を保有するいかなる場所およびその他の場所へのアクセスを提供しなければならない [2]。

日本も、1970 年に NPT を署名し 1976 年に批准した。今後も世界規模で唯一の核不拡散条約である NPT を守るため、保障措置を円滑に進めていくことが国際的にも重要である。そのような保障措置において基本的な手段となるのが核物質の計量管理である。計量管理とは、核物質を使用あるいは保有している原子力発電所、核燃料加工施設、再処理施設等をはじめ、保障措置の適用を受けているその他の場所（施設外施設）において、核物質の物質収支区域および主要測定点を設定し、この区域および測定点についての核物質の流れと在庫の量を測定・記録するとともに計量管理報告としてまとめることである。国と IAEA はこれらの計量管理の報告などに間違いのないことを確認し、また封じ込め・監視の状況を調べるため、施設現場の査察 (inspection) を行い、その結果と計量管理報告から帳簿在庫量と実在庫量との差（在庫差）を求め、これらから核物質の転用について評価する。

保障措置の目標は、有意量 (significant quantity ; SQ) 以上の核物質の転用や、IAEA に報告されていない核材料の生成・分離が行われることを検知することである。有意量とは一つの核爆発装置製造の可能性を排除できないおよその核物質の量で、各核物質ごとに、図 1.1 のように定められている [3]。図 1.1 から分かるように、プルトニウム (Pu) の有意量は 8 kg であり高濃縮ウラン (High Enriched Uranium ; HEU) よりも小さいので、大容量の核物質を取扱う施設においては特に精度の高い測定が必要となる。図 1.2 は世界の再処理工場の年間最大処理能力を示したものである。例え

Material	SQ
Direct use nuclear material	
Pu[a]	8 kg Pu
^{233}U	8 kg ^{233}U
HEU (^{235}U ≥ 20%)	25 kg ^{235}U
Indirect use nuclear material	
U (^{235}U < 20%)[b]	75 kg ^{235}U (or 10 t natural U or 20 t depleted U)
Th	20 t Th

[a] For Pu containing less than 80% ^{238}Pu.
[b] Including low enriched, natural and depleted uranium.

図 1.1: 各核物質の有意量 [3]

国 名	事業者	所在地	工場名	年間処理能力 (tU※/年)	操業開始年
フランス	AREVA NC	ラ・アーグ	UP2-800	1,000	1996
			UP3	1,000	1990
イギリス	Sellafield Ltd	セラフィールド	THORP	900	1994
			B205	1,500	1964
ロシア	Mayak Production Association	チェリャビンスク	RT-1	400	1971
日本	独立行政法人日本原子力研究開発機構 (JAEA)	茨城県東海村	東海研究開発センター 核燃料サイクル工学研究所	210	1981 (耐震補強中)
	日本原燃株式会社(JNFL)	青森県六ヶ所村	再処理事業所	800	2016 (しゅん工予定)

※U:ウランが金属の状態であるときの重量

図 1.2: 世界の再処理工場 [4]

ば、六ケ所村再処理工場 (Rokkasyo Reprocessing Plant ; RRP)[1]は年間 800 t の最大処理能力を持つが、取扱う核物質中に Pu が 1%(8 t) 含まれていると仮定すると、計量管理の誤差を 1 SQ(=8 kg) 以下にするには、0.1%以上の測定精度が必要となる。

1.1.2 測定方法

核物質の計量管理の方法には、大別して破壊検査 (Destructive Analysis ; DA) と非破壊検査 (Non Destructive Analysis ; NDA) の二つがある。破壊検査は、非破壊検査よりも精度の高い測定が可能であり、一般的に 0.1 %以下の誤差が実現できる [5]。

しかしながら、破壊検査は試料を化学的に溶解したり分離したりする前処理が必要であり時間的にも経済的にもコストがかかるだけでなく、放射能の高い試料を扱うことに対する健康へのリスクも

[1] 2018 年度竣工予定

生じてしまう。測定に大きな労力と時間がかかることは、迅速な測定や大量の試料を測定する上でも大きな欠点となる。

一方、非破壊検査はバルク試料から放出される放射線を直接測定するので、迅速な測定が可能である。また、核廃棄物や核生成物等の多様な核種を含む試料や、不均一な試料の測定には破壊検査よりも非破壊検査が適していると考えられる。

したがって、精度の高い非破壊検査手法の確立できれば、計量管理の簡易化、迅速化、低コスト化等につながると考えられる。

プルトニウムの核物質の含有量を求めるための非破壊検査には、主に 3 つの測定手法がある。熱量測定 (Calorimetry)、パッシブ中性子同時計数 (Pssive Neutron Coincidence Counting ; PNCC)、γ 線分光法である。

・熱量測定

カロリメトリは、Pu や娘核種の同位体の核崩壊によって生じる熱を測定することによって試料中に含まれる Pu の量を計測する手法である。

測定試料から発生する単位量あたりの熱は、試料を構成する Pu の同位体比に依存するため、この手法ではあらかじめ Pu の同位体組成のデータが必要となる。Pu の同位体組成は γ 線分光法によって計測される。

試料単位量あたりに発生する熱量を P_{eff}(W/g) とすると、

$$P_{\mathrm{eff}} = \Sigma R_i P_i$$

である。ここで、R_i は i 番目の同位体が試料中に含まれる割合であり、P_i は i 番目の同位体の単位量あたりの熱量 (W/g) である。この情報をもとに試料から発生する全体の熱量 W_{all} を測定することにより、試料中に含まれる Pu の量は下の関係により求めることができる。

$$m_{\mathrm{Pu}} = \frac{W_{\mathrm{all}}}{P_{\mathrm{eff}}}$$

この測定による測定誤差は、試料サイズやカロリメータ性能等に依存するが、それらに関する詳細な情報が既知の場合誤差 0.1%以下の精密測定が可能である [6]。

・パッシブ中性子同時計数法

パッシブ中性子同時計数法 (Passive Neutron Coinsidence Counting ; PNCC) は、Pu の自発核分裂によって生じる中性子を測定することによりプルトニウムの質量を求める手法である。

一度の核分裂によって Pu から放出される中性子は 0-10 個であり、時間的にコインシデンスをとることで他核種から生じた中性子や (α , n) 反応によって生じた中性子と区別することができる。

また、自発核分裂は、主に偶数同位体 (^{238}Pu、^{240}Pu、^{242}Pu) によって引き起こされ、自発核分裂による中性子のカウントレートはこれらの質量や同位体比の関数となるため Pu の質量の導出が可能となる。主な信号源は ^{240}Pu であるため、この手法により計測されるのは、^{240}Pu の実効的な質量 $m_{240_{\mathrm{eff}}}$ であり、

$$m_{240_{\mathrm{eff}}} = \gamma_{238} m_{238+} m_{240} + \gamma_{242} m_{242}$$

である。ここで、γ はそれぞれの同位体の自発核分裂計数を ^{240}Pu で規格化した値であり、$\gamma_{238} = 2.573$, $\gamma_{240} = 1.708$ である [7]。

この手法においても Pu の総質量を導出するには、γ線分光法によって計測された Pu の同位体組成比の情報が必要である。

各同位体の同位体比を f_i $(i = 238, 240, 242)$ とすると、Pu の総質量は

$$m_{\mathrm{Pu}} = \frac{m_{240_{\mathrm{eff}}}}{\gamma_{238} f_{238} + f_{240} + \gamma_{242} f_{242}}$$

とできる。

この手法では、汚染がなく特徴が明らかな試料の場合、測定精度 1 %以下の実現が可能である [2]。

・高分解能γ線スペクトロスコピー（High Resolution Gamma-ray Spectroscopy ; HRGS）

γ線分光法は、核種より放出されるγ線のエネルギーが核種固有であることを利用し、γ線のエネルギーおよびその相対強度を測定することで核物質の量やその同位体組成を特定する手法である。

一般的にプルトニウムの試料には、5 つの Pu 同位体 (^{238}Pu、^{239}Pu、^{240}Pu、^{241}Pu、^{242}Pu) と崩壊生成物が含まれるため、極めて複雑なガンマ線スペクトルが生じる。したがって、本手法を Pu に適用するにはエネルギー分解能の高い検出器が必要となる。ただし、^{242}Pu は強度が極めて小さく、バックグラウンドや ^{241}Am の放出するγ線による影響等でピークがスペクトル上に現れないので補正によって同位体比を求める [6]。Pu の同位体比を求めるには、測定により得たエネルギースペクトルに検出器の検出効率や、試料の自己吸収、γ線の分岐比を考慮したフィッテイングを行う。この過程は MGA(Multi Group Analysis)[8] や FRAM(Fixed-energy Response-function Analysis with Multiple efficienc)[9] といった成熟したコードを用いることで比較的容易に行うことできる。

現状、このような高分解γ線スペクトロスコピーに用いられる主要な検出器は高純度ゲルマニウム検出器 (High Purity Germanium, HPGe) である。しかしながら、HPGe のエネルギー分解能は入射エネルギーによって生じる電子・正孔対数の統計揺らぎによって制限され、

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} \simeq 2.36\sqrt{F\epsilon E} \tag{1.1}$$

と表される。ここで、F はファノ因子 ($\simeq 0.1$)、ϵ は電離エネルギー $\simeq 2.95$ eV、E は入射光子のエネルギーである。したがって、HPGe を用いた場合 100 keV のγ線に対しては 400 eV 程度のエネルギー分解能が限界である。

上述した通り、この HRGS による Pu の同位体組成比はカロリメトリや PNCC を用いた非破壊検査にも必要なパラメータとなり、本手法の高精度化は極めて重要であると考えられる。HRGS における誤差は同位体の相対強度や、エネルギーの差等によるが 1 %程度である。誤差の要因は系統誤差と統計誤差に大別できる。そのうち系統誤差の要因としては、ガンマ線の複雑なエネルギースペクトルから同位体比を導出するアルゴリズムの不完全性や、半減期・分岐比・γ線のエネルギーや質量減弱係数といったパラメータにおける誤差、検出器の応答関数の変動、バックグラウンド等が挙げられる。また、使用する検出器の測定精度によるばらつきは統計誤差の要因である。文献 [10] では、2 つの核種のピーク強度を 90-500 keV 辺りのエネルギースペクトルから求める際に、検出器のエネルギー分解能や、γ線エネルギー差、バックグラウンド等がどのように影響しているかを議論している。その結果、γ線のエネルギー差が検出器のエネルギー分解能と同程度以下でピーク強度比が大きい場合、エネルギー分解能の高い方がより正確に同位体比を求めることができるこを示した。そして、3 つのエネルギーがオーバーラップしている場合、ピーク強度の相対誤差が検出器のエネルギー分解能 ΔE_{FWHM} の 3/2 - 7/2 乗に比例し、検出器の分解能向上により誤差が飛躍的に改善することを示した。また、HPGe でスペクトルをフィッテングする際、ピーク位置は固定値となるが、より高エネルギー分解能を実現できる TES 型マイクロカロリメータではよりピークを明確に分離でき

るため、ピーク位置をフィッテングパラメータとして扱える。したがって、このピーク位置の誤差によって生じる系統誤差を小さくすることが可能である [11]。すなわち、検出器の分解能は系統誤差、統計誤差の両方の低減に有用であり、高分解能の検出器を用いることで Pu の非破壊検査における誤差を大幅に低減できると考えられる。

1.1.3 TES 型マイクロカロリメータ

HPGe よりも優れたエネルギー分解能を実現する検出器として注目されているのが、超伝導転移端センサ (Transition Edge Sensor ; TES) 型マイクロカロリメータである。TES は、超伝導体の超伝導-常伝導の相転移領域における急峻な温度-抵抗変化（図 1.3）を利用した高感度なカロリメータであり、その性能は、近中赤外光から γ 線に及ぶ広いエネルギー範囲で実証されている [12, 13, 14]。図 1.4 は HPGe と TES 型マイクロカロリメータを用いて測定した Pu 試料より得られる γ 線スペクトルである。TES のスペクトルは HPGe では分離できないピークも明瞭に分離できているのが分かる。

図 1.3: Mo/Cu TES の RT 曲線例 [15]

図 1.4: TES により測定された Pu のスペクトル例 [16]

TES のエネルギー分解能は最も簡単には以下の式で表される。したがって、温度感度パラメータ $\alpha \equiv \partial(\log R)/\partial(\log T)$ が大きく、素子の熱容量 C が小さいほど高分解能を得らえることが分かる。また、応答時定数 τ_{decay} も $\tau_{decay} \propto C/\alpha$ の関係があるので、高速化のためには高 α、低熱容量であることが望ましい。

$$\Delta E_{FWHM} \simeq 2.36\sqrt{k_B T^2 C/\alpha} \tag{1.2}$$

1.2 高分解能スペクトロスコピーを用いたコンプトン散乱測定

TES を用いた高分解能スペクトロスコピーの応用が期待される分野として、コンプトン散乱測定を用いた電子状態研究があげられる。物質の電子状態、特に自由に動けるフェルミ面近傍の電子状態は、物性に大きく寄与するのでその特性を精密に把握することは極めて重要となる。ここでの物質の

電子状態とは電子の運動量分布として捉えられ、コンプトン散乱光の測定により得られる。コンプトン散乱において、入射 X 線のエネルギーを $\hbar\omega_1$、散乱 X 線のエネルギー $\hbar\omega_2$ をとすると、

$$\hbar\omega_2 = \hbar\omega_1 - \frac{\hbar^2|\boldsymbol{K}|^2}{2m} + \frac{\hbar\mathbf{K}\cdot\boldsymbol{p_1}}{2m} \tag{1.3}$$

と表すことができる [17]。ここで、m は電子の質量、$\boldsymbol{p_1}$ は散乱前の電子の運動量、$\boldsymbol{K}$ は入射光子の運動量 $\hbar\boldsymbol{k_1}$ と散乱光子の運動量 $\hbar\boldsymbol{k_2}$ の差を用いて表される散乱ベクトル ($\boldsymbol{K} = \boldsymbol{k_2} - \boldsymbol{k_1}$) である。してがって、コンプトン散乱光は電子運動量状態を反映しているのが分かる。

実際の測定において、十分なコンプトン散乱強度を得るためには試料に含まれる元素の K 吸収端より十分高いエネルギーの入射 X 線が必要である。遷移金属元素を含む場合 60 keV 以上、希土類元素を含む場合には 100 keV 以上のエネルギーが要求される [18]。このエネルギー領域では大強度のフォトンフラックスを得るのが困難であるため、SPring-8 や ESRF といった大型の放射光施設で実験が進められている。また、このような高エネルギー領域では、分光結晶を用いた波長分散型では検出効率が極めて低く ($\sim 10^{-3}$)、エネルギー分散型の検出器が使用されている。ただし、エネルギー分散型の検出器は 1 に近い検出効率が得られる一方で、運動量分解能は約 0.5 a.u. 程度に限られてしまう (波長分散では 0.1 a.u. 程度)。ただし、a.u. は原子単位 (atomic unit) であり、運動量の 1 a.u. は 1 a.u.$= 1.99 \times 10^{-24}$ kgm/s である。運動量分解能と検出器の分解能 (ΔE) は、

$$\Delta p = 137\frac{\Delta E}{E_1}\left(1 + \frac{E_1}{m}(1-\cos\theta)\right)^{\frac{3}{2}} / \sqrt{2(1-\cos\theta)} \tag{1.4}$$

のような関係がある [19]。すなわち、運動量分解能は検出器の分解能および入射光子のエネルギーのばらつき、散乱角のばらつきによって制限される。したがって、エネルギー分散型でより分解能の高い検出器を用いることで高効率かつ高精度の運動量分布が得られることが期待される。

我々はこれまでに、SPring-8 の BL08W[20] において TES を用いたアルミニウムのコンプトン散乱光の測定を行った。使用した TES はイリジウム/金のバイレイヤに 0.5 mm 角・0.3 mm 厚の錫吸収体が接続された構造をもつ 1 ピクセル素子である。図 1.5 に BL08W における測定体系の写真を示す。図 1.5 左のように、TES はパルス管冷凍機型の希釈冷凍機を用いて 110 mK まで冷却した。また、入射 X 線はビームポートから Al 試料に入射し、そのコンプトン散乱光は Be 窓と冷凍機内の数個のアルミマイラ窓を通り TES へ入射される。入射 X 線のエネルギーは 115.6 keV で、散乱角度は約 148 度であった。また、使用した TES の分解能は、Al のコンプトン散乱光測定の前後に TlBi 酸化物試料を用いた評価したところ $\Delta E_{FWHM} = 395$ eV, 403 eV@72.8 keV であり、測定前後における分解能の大きな変化はなかった。

図 1.6 に Al 試料のコンプトン散乱光スペクトルを示す。コンプトンピークのエネルギーは 81.5 keV であるが、コンプトンピーク拡大図からは幅の異なるピークが重なっているのが分かる。分布幅の小さいピークは運動量の小さい価電子帯電子の運動量を反映し、分布幅の大きいものは内殻電子の運動量を反映した分布となっており、TES を用いてもコンプトン散乱スペクトルを得られることを実証した。今回実験では加速器周辺のノイズ環境等により TES の分解能は悪く、従来の X 線位置検出器と CCD によるシステムよりも優れた分解能を実現出来なかったが、今後 TES の分解能を向上させることで TES を使用する利点を示すことができると思われる。

また、精度の高い解析のためには統計精度も重要である。文献 [17] によれば典型的なコンプトン散乱測定においてコンプトン散乱ピークに含まれれるカウント数は 10^7 程度である。本測定ではビームタイムの都合等もあり、18 時間で約 230,000 カウントの積算したが、まだ統計量としては不足である。また、同様の測定は従来のシステムでは 5 分程度の計測時間で完了する。したがって、TES をコンプトン散乱測定に適用する上で検出効率の向上が必要不可欠であることが分かった。

図 1.5: TES によるコンプトン散乱スペクトロスコピー実験体系

図 1.6: Al のコンプトン散乱スペクトル

1.3 TES の課題と改善方針

TES はエネルギー分解能に優れる一方で、検出効率が著しく低いという欠点がある。（ここでの検出効率とは、検出器の応答速度により決まる計数率と γ 線が検出器に入射した際に信号を生じる確率を総合的に考えたものである。） なぜならば、式 (1.2) から分かるように TES において高分解能や高速応答特性を得るには熱容量 C が小さいことが望まれるので、単素子あたりの有感面積や応答速度には制限が生じてしまうためである。典型的な値としては、有感面積数 mm^2、カウントレート数 100 cps 程度が限度である。

1.1 節で述べた高分解能 γ 線スペクトロスコピーを用いた Pu 同位体比同定において、統計精度を上げるには信号カウント数を大きくとる必要があり、図 1.4 のようなスペクトルを得るには 10^8 以上の総カウント数が必要である [21]。一般的に直接的非破壊検査において試料中の Pu 量を計測するのにかかる測定時間は、5 分から数時間程度である [22][22] ので、TES をこのような目的に応用するには検出効率を大きく改善する必要がある。

1.3.1 単素子レベルでの高検出効率化

γ 線 TES の放射線吸収体材料・および形状を最適化することにより、単素子あたりの検出効率を向上させることができる。検出効率の高い放射線吸収体材料とは原子番号 Z が大きく、高密度な材料である。ただし、同時にエネルギー分解能を犠牲にしないためには低比熱特性も求められる。低比熱特性を満たす材料としては、超伝導体が適当であると考えられる。表は 3 つの超伝導材料の 0.5 mm 角・0.3 mm 厚の吸収体サイズにおいて 100 mK における熱容量、100 keV、600 keV における吸収効率を示したものである。この表より Ta 吸収体は低比熱で、高検出効率であり最適な放射線吸収体材料であると考えられる。一般的に γ 線 TES で使用されている Sn 吸収体と比較して数倍程度の検出効率の改善が期待できる。しかしながら、Ta 吸収体を用いた γ 線 TES では、応答速度が Sn 吸収体とくらべると応答速度が大きく劣化してしまい実用的なレベルの性能は得られていない [23]。

表 1.1: 0.5 mm 角 ×0.3 mm 厚における各放射線吸収体の特性

材料	原子番号	熱容量@100 mK (keV/mK)	吸収体効率 @100 keV (%)	吸収体効率 @600 keV (%)
Sn	50	5.96	30.9	1.39
Ta	73	4.87	89.8	5.23
Pb	82	43.0	84.9	4.15

1.3.2 アレイ化による計数率向上

TES 素子を大規模にアレイ化することによって実効的な計数率を向上することが最もシンプルな方法と考えられる。表 1.2 は HPGe と TES の特性を比較したものであるが、TES の分解能を損なわないよう計数率を 10 cps とすると、10^8 のカウントを数時間以内に測定し終えるには、1000 素子程度の大規模 TES アレイが必要になる。

しかし、TES は極低温 ($\sim$ 100 mK) で動作しており、アレイ素子の分だけ配線が増えると、配線による極低温部への熱流入や TES 読出回路の発熱も素子数に比例して増えることになる。また、1000

表 1.2: HPGe と TES の比較

	HPGe	TES
エネルギー分解能 (FWHM)@100 keV	400 -500	< 100
カウントレート (cps)	$10^4 - 10^5$	< 100
有感面積 (mm^2)	> 30	1 - 3

素子規模の配線や室温の読出回路を扱うのは複雑性やコストの増大を伴う。すなわち、従来型の読出手法を 1000 素子規模の大規模アレイに適用するのは困難である。

したがって、大規模 TES アレイを実現するには極低温で TES の信号を多重化する信号多重化回路 (multiplexer) の開発が必要不可欠となる。

1.4 TES 信号多重化方式の検討

TES の信号多重化方式はいくつかある。ここでは、各信号多重化法の特徴を概観する。

1.4.1 時間分割方式 (Time Division Multiplexing ; TDM)

TES の信号多重化方式として最も古くから開発され、成熟度が高い手法が時間分割方式（Time Division Multiplexing : TDM）である。[24, 25, 26, 16]TDM は、単素子読出時と同様、各 TES に対し SQUID がひとつずつ結合しており、SQUID をスイッチング (それぞれ臨界状態と超伝導状態に対応する) することによって、時間を区切って複数の TES 信号を読出す方法である。図 1.7 は 2 行 2 列 TES アレイ用の TDM 回路構成であり、色によって 1 チャンネル分を示している。スイッチ信号 $I_{\rm add}$ によって SQUID のオン/オフが切り替えられ、行ごとに順次 SQUID をオン/オフしていく。すなわち、N 行 $\times M$ 列のアレイを考えると、任意のある時刻においてオンになっている SQUID はある行の M 個だけである。SQUID のスイッチングを信号パルスの時定数よりも十分速く行えば、全ての TES 素子の信号を読出すことができる。

この方法の利点としは、TES が単素子読出時と同じく直流バイアス状態で動作すること、読出素子を 1 つにすれば簡単に単素子読出の体系と同じになり対照実験や、問題の切り分けが容易に行えることがあげられる。欠点としては、ノイズが信号多重化素子数 N に対して $\sqrt{N}$ 倍になることである。オフ状態の SQUID につながった素子のノイズは加算されない。ただし、スイッチングを行う SQUID のノイズは加算されるため、多重化する素子数 N が増えるにつれ S/N 比が $\sqrt{N}$ 倍悪化する。また、SQUID の高速スイッチング回路 (~MHz) やオンオフされた SQUID の FLL 回路が必要になり回路構成は複雑になる。

TDM による信号多重化素子数は、主に FLL 回路の帯域と SQUID のスイッチ時間によって制限される。現状、TDM においては 8 行 $\times$20 列、8 行 $\times$30 列のシステムが実用段階に達しており、これらのシステムでは SQUID の切替時間~320 ns、160 pixel システムで 3.5 eV、240 pixel で 4.5 eV@6 keV のエネルギー分解能を実現している。さらに発展した TDM システムにおいては、N= 32 の信号多重化、1 行あたりの切替時間~160 ns、2.55 eV@6 keV(32 素子平均) のエネルギー分解能（FWHM）を達成している [27]。

図 1.7: TDM 回路構成 [27]

1.4.2 符号分割方式 (Code Division Multiplexing ; CDM)

符号分割方式 (Code-Division Multiplex ; CDM) は SQUID へのカップリングのパリティを素子ごとに変調することで信号多重化を行う方式である [28]。 図 1.8 に示すように、回路構成としては TDM と似ているが、ひとつの TES はすべての SQUID へ結合している。このとき、各 TES の SQUID への結合パリティは Walsh コードで表され、例えば図 1.8 の 4 チャンネルの CDM においては、

$$W = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

となる [29]。

この方式では TDM と同様に SQUID のノイズエイリアシングにより SQUID ノイズが $\sqrt{N}$ 倍となるが、全ての素子が常に導通しているので S/N 比が $\sqrt{N}$ 倍向上し、多重化による分解能劣化はなくなる。多重化方式が TDM と似ており、TDM で使用する機器をほぼそのまま使え分解能も劣化しないという利点から、これまで TDM を研究開発してきた機関が CDM の開発を行っている [30]。これまで、NIST では CDM で 7 チャンネルの多重化を行いエネルギー分解能 2.6 eV@ 5.9 keV を達成している [31]。

しかし、CDM は各 TES を全ての SQUID させる必要があるため N 個の信号多重化においては N^2 個のインプットコイルが必要となり、回路構造が複雑になり素子作製が難しくなってしまうという欠点がある。

図 1.8: CDM 回路構成 [31]

1.4.3 MHz 帯域周波数分割方式 (Frequency Division Multiplexing ; FDM)

周波数分割方式 (Frequency-Division Multiplex) は、複数の TES を異なる周波数で駆動することにより、素子ごとに異なる周波数変調をかけ、それらの信号を加算してひとつの SQUID で読出す方式である [32]。加算された信号は、室温においてそれぞれの駆動周波数で復調することにより信号を読出す。各 TES を変調する交流の周波数は、図 1.9 に示すように TES と直列に接続されたコイルとキャパシタで構成される LC フィルタで設定される。また、TES に実効的な定電圧バイアスを印加するために、この周波数は信号パルスの時定数よりも十分高速であることが必要である。したがって、信号帯域や加算数にもよるが時分割方式と同様、~MHz の周波数が必要である。

周波数分割方式は多重化素子数の増大により SN 比が低下しないメリットをもつ。しかしながら、TES を AC 駆動することよって交流ジョセフソン効果等に起因した複雑な挙動を示すことが報告されており [33]、開発スピードとしては比較的緩やかである。

この MHz 帯の FDM は、2028 年に打ち上げ予定の衛星 Athena に搭載予定の広視野 X 線イメージング機器である X-IFU(X-ray Integrated Field Unit) にて適用予定である。この X-IFU への要求仕様を満たすには、配線一本あたり 40 pixel の多重化を行う必要がある [34]。現状、6 素子の信号多重化が行われておりエネルギー分解能 3.2 eV@ 5.9 keV を得ている [35]。

図 1.9: FDM 回路構成 [36]

1.4.4 マイクロ波信号多重化法 (Microwave SQUID Multiplexer)

マイクロ波信号多重化法 (Microwave SQUID Multiplexer; MW-MUX) は、TES の信号多重化法の中で最も新しい方式である。この方法は、SQUID を高 Q 値をもつ超伝導共振器の一部に組み込み、数 GHz 以上の広帯域をもつ低温用 HEMT(High Electron Mobility) アンプ [31] を利用して信号多重化を行う FDM の一種である。

図 1.10 のように、可変インダクタンスと等価であり発熱のない RF-SQUID(Superconducting QUantum Interference Device) で終端した固有の共振周波数をもつ 1/4 波長共振器を、同一のマイクロ波伝送路上に容量結合する。このような系におけるマイクロ波の透過率は図 1.10 右のように、 各共振器の共振周波数（f_R）に対応したディップ構造をもつ。SQUID と TES は磁気的に 1 対 1 対応で結合されている。各共振器の f_R は、SQUID のインダクタンス (L_{SQ}) の関数であり、L_{SQ} は TES の電流の関数となる。したがって、f_R の変化を対応する TES の信号として読出すことができる。

この方式では、以下にあげる利点がある。

- 1 本の配線で読出可能な TES 素子数 (=N_{MUX}) が多い
- 読出回路における発熱小
- TES は単素子動作時と同様に DC バイアス駆動が可能
- シンプルな素子作製

本方式において、N_{MUX} は HEMT アンプの帯域幅 B_{HEMT} と、各共振器の共振器周波数間隔 (f_{pitch}) を用いて以下のように表される。

$$N_{\mathrm{MUX}} = \frac{B_{\mathrm{HEMT}}}{f_{\mathrm{pitch}}} = \frac{B_{\mathrm{HEMT}}}{\kappa f_{\mathrm{BW}}} \tag{1.6}$$

ここで、f_{BW} は各共振器の帯域であり、κ は f_{pitch} が共振器帯域に対して何倍かを表す定数である。通常、クロストークをさけるため $\kappa \sim 10$ 以上が望ましい。したがって、典型的な値: B_{HEMT}= 5 GHz、f_{BW}= 1 MHz、κ=10、を当てはめると $N_{\mathrm{MUX}} = 500$ となり、既存の TES 信号多重化手法を 10 倍程度上回る値となる。

また、既存の単素子読出回路や信号多重化回路において使用される DC-SQUID は約 1 nW の発熱が生じる。一方、本方式で使用する RF-SQUID で生じる発熱はほとんどなく、共振器で生じる発熱は

$$P_{\mathrm{diss}} = \frac{2Q_iQ_c}{(Q_i+Q_c)^2}P_{\mathrm{in}} \tag{1.7}$$

となる。ここで、Q_i は共振器の無負荷 Q 値、Q_c は結合 Q 値と呼ばれる共振器の性能を示すパラメータである。我々の系における典型値: $P_{\rm in} = -70$ dBm、$Q_i = 50,000$、$Q_c = 5,000$ を代入すると、$P_{\rm diss}$=16.5 pW となる。すなわち、読出回路における発熱は既存の読出手法の 1/50 以下となる。

以上のような特徴により MW-MUX は、大規模 γ 線 TES アレイを実現するうえで最適な信号多重化法であると考えられる。したがって、本研究では MW-MUX による γ 線 TES 信号多重化回路の開発を行った。

図 1.10: マイクロ波信号多重化法原理模式図

1.5 マイクロ波信号多重化の開発状況

マイクロ波信号多重化法は、米国 NIST(National Institute of Standards and Technology) のグループによって提案・実証された。初期には DC-SQUID を用いた実証が行われ [37]、その後発熱のない RF-SQUID へ置き換わった [38][39] 。また、文献 [39] では一本の配線で全画素同時に入出力特性の線形化を行い広ダイナミックレンジを実現するためのランプ磁束変調法 [40] が実証されている。

また、文献 [41] では初めてマイクロ波信号多重化による γ 線 TES の 2 画素同時測定が実現され、$Q_i = 8\times10^4$, 1.1×10^5 をもつ共振器を用いて、^{153}Gd 線源を用いた γ 線照射実験により $\Delta E_{\rm FWHM} =$ 63.8 eV, 78.1 eV@ 103.2 keV を得ている。

その後、MKID アレイ読出のために開発が進められていた FPGA と ADC/DAC ボードの組み合わせによる室温のマイクロ波処理回路 [42] が適用されるようになり、数百画素の同時読出を目指した室温処理回路ファームウェアの開発が行われている [43]。

一方で、マイクロ波信号多重化回路の設計の改善も進められ、TES 信号入力コイルと SQUID 間の結合強度を $M \sim 232$ pH まで向上させたことにより、入力コイルにおける等価電流雑音 17 pA/$\sqrt{\rm Hz}$ という TES 自身のノイズ 145 pA/$\sqrt{\rm Hz}$ よりも十分に低い雑音特性が実現されている [44]。

さらに、文献 [45] では図 1.11 のように 5 - 6 GHz の中に 128 画素の共振器を多重化した MW-MUX チップにより、128 素子の TES 同時動作に成功しており、TES カロリメータの信号多重化素子数に

おいて飛躍的な向上をみせた。（ただし、ADC/DAC の帯域制限により室温回路は二系統）エネルギー分解能においても、128 素子中の 89 素子から得られたデータを合算して $\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 55\,\mathrm{eV}$ @ 97 keV という値が得られており、TDM と同等以上のパフォーマンスを実現している。

また、MW-MUX は γ 線 TES だけでなく X 線 TES の読出にも適用が広げられている。例えば、Milano-Bicocca 大学のグループでは ^{163}Ho の電子捕獲壊変によって放出される全エネルギーを精密に測定することで電子ニュートリノの質量を精密に測定することを目的とした HOLMES 実験 [46] への適用を目指し、Fe 線源を用いた 5.9 keV の X 線の測定を行っている。一般的に X 線 TES は一般的に γ 線よりも 1 桁程度高速であり、より広帯域な共振器の設計等が進められている [47]。

MW-MUX は TES だけでなく、MMC(Metallic Magnetic Calorimeter)[48] の読出にも適用できる。MMC は TES と同じような動作原理であるが、常磁性体の磁化率の温度依存性を利用したマイクロカロリメータであり、TES よりも広い線形領域・高速な立上時定数をもつといった特徴がある。また、単素子では 5.9 keV の X 線に対して $\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 1.6\,\mathrm{eV}$ という TES と同程度の高エネルギー分解能が実現されている [49]。MMC では図 1.12 に示すようにセンサ部分と MW-MUX の読出回路部分を同一チップ上に作製したデバイスの開発がすすめられていおり、64 素子の同時読出に成功している [49]。ただし、SQUID のサブギャップ抵抗の劣化によって Q 値の入力磁束依存性が生じているなどの理由により、エネルギー分解能は 60 eV @ 5.9 keV 程度にとどまっている。

以上みたように、MW-MUX は発明されて十数年程度であるが、一気に他の信号重化法を凌駕するほどの性能を実現するまでの成長した。応用分野も広く、今後更なる発展が期待される。

図 1.11: マイクロ波信号多重化による γ 線測定 [45]

図 1.12: MMC への適用例 [49]

1.6 本論文の目的

以上みたように、Pu 同位体測定のための γ 線スペクトロスコピーに TES を応用することで、HPGe を利用した既存の非破壊検査の測定精度の大幅な向上が期待される。ここで、改めて Pu の同位体比同定に必要な TES アレイの仕様について考える。すべての Pu 同位体からピ γ 線ピークが得らえる 100 keV 領域 (94-104 keV) のスペクトロスコピーを考えると、この領域で最も近接したエネルギーピークである ^{241}Am と ^{239}Pu のエネルギー差が 50 eV 程度であることから、検出器に必要なエネルギー分解能も 50 eV 程度と考えられる。また、統計誤差を小さくするため 10^8 程度以上のカウントが必要であり、それを数時間以内に取得するためには、数百から 1000 素子程度の大規模アレイが必要となる。

一方で、マイクロ波信号多重化 (MW-MUX) は一配線あたりの信号多重化素子数に優れ、このような大規模 TES アレイの読出には最適な読出手法であると考えられる。原理上、MW-MUX の信号多重化素子数は HEMT の帯域と共振器帯域により決定され、我々の目的の場合 500 素子程度の多重化が可能となっている。したがって、MW-MUX による 1000 素子規模の TES アレイ読出には冷凍機内に 2 系統の配線を用意すれば十分である。ただし、室温回路にて処理できる素子数は D/A 変換器の帯域によって制限されるため、必要な室温回路の数も D/A 変換器の帯域に依存する。例えば本研究で使用した D/A 変換器の帯域は 160 MHz であり、30 系統の室温回路が必要となるが、800 MHz の帯域 (既に市販されている性能レベル) のものに変えた場合は必要な室温回路は 5 系統となる。また、$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 50$ eV の TES の読出において読出系による劣化が 1 eV 以内であることを条件とすると、読出系の寄与 ($\Delta E_{\mathrm{readout}}$) は 10 eV 以下であることが求められる。読出系雑音を低減するためには、無負荷 Q 値が結合 Q 値が十分大きい必要があり、本論文では $Q_i/Q_c = 10$ を基準値とした。表 1.3 に Pu の同位体測定に必要と想定される TES アレイと MW-MUX 回路の仕様をまとめた。

本論文では、大規模 TES アレイ読出に適用可能な上記仕様をみたす MW-MUX 回路実現の検証を行うため、γ 線 TES の雑音>信号多重化回路雑音を実現し、マイクロ波信号多重化回路による複数 γ 線 TES の読出実証を行うこと目的として研究を行った。

表 1.3: Pu 同位体測定に必要と想定される TES アレイ・MW-MUX 回路の仕様

	項目	値
TES array	pixel 数	100-1000
	ΔE_{FWHM}	50 eV
MW-MUX	N_{MUX}	500
	$\Delta E_{\mathrm{readout}}$	$<$ 10 eV
	B_{HEMT}	5 GHz
	f_{BW}	1 MHz
	Q_i/Q_c	$>$ 10

第2章　TESのマイクロ波信号多重化

図 2.1: γ 線 TES 構成、超伝導体 RT 曲線

Transition Edge Sensor (TES, 超伝導転移端型温度計、Superconducting Phase transition Thermometer; SPT とも呼ばれる）は超伝導体の超伝導・常伝導の転移領域における急峻な電気抵抗/温度曲線（図 2.1）を利用している。文献 [15] によれば、TES の最も根本的な動作原理は、 1941 年 D.H. Andrews が転移温度 3.2K のタンタル細線を流れる電流を利用し、赤外線の信号を検出したことにより初めて実証された。また、同 Andrews は 1949 年に窒化ニオブストリップを用いて、 α 線による電圧パルス信号を観測し、初めてのカロリメータとしての動作実証にも成功している。しかし、その後半世紀の間 TES 型検出器の開発は進むことはなかった。その主な要因は 2 つあった。まず、 FET アンプに対して、TES のインピーダンスをマッチングさせることが困難であったことである。この問題は、低抵抗な TES に対して容易にインピーダンスマッチングが取りやすい超伝導量子干渉計 (SQUID; Superconducting QUantum Interference Device) の開発が進んだこ とによって解決された。もうひとつの課題は、極めて狭い転移領域の温度範囲に TES の動作点を安定させることであった。この課題は、TES を一定電圧バイアス下で動作させることによりバイアス点を保つ自己制御機構を得る負の電熱フィードバック (ETF, Electro Thermal Feedback) 機構 [50] が発明されることで解決された。 SQUID 系による電流読出しと ETF 動作を導入したこと によって、その後の TES 検出器の開発は急速な発展を遂げた。本節では、 ETF 機構をはじめとする TES の動作原理を説明し、後に SQUID を用いた読出系、マイクロ波信号多重化法の原理について述べる。

2.1 γ 線 TES の動作原理

2.1.1 γ 線 TES 構成

γ 線 TES の構成を図 2.1 に示す。X 線や γ 線用の TES は、温度センサとなる超伝導薄膜、超伝導薄膜を熱浴から熱的に孤立させるための弱い熱結合部、光子の吸収効率を高めるための放射線吸収体から構成される。TES に使用される一般的な超伝導薄膜材料としては、モリブデン (Mo) やチタン (Ti) やイリジウム等がある。また、TES のエネルギー分解能は転移温度に大きく依存するため、これらの超伝導材料は転移温度を下げるため金 (Au) や銅 (Cu)、パラジウム (Pd) などの常伝導金属と組み合わせ近接効果を利用したバイレイヤ [51, 52, 53, 54] やマルチレイヤ [55, 56] としていることが多い。また、近年では NbSi[57, 58] や AlMn[59, 60] やなど超伝導薄膜に不純物を混ぜた合金を利用した研究もあり、この場合不純物濃度を調整することにより比較的広い範囲に Tc をコントロールできることが報告されている。バイレイヤの場合は、膜の界面状態の制御が難しいのに対し、合金は単膜なので素子作製が簡便・制御性が高いといったメリットがあげられる。

2.1.2 Electro Thermal Feedback (ETF)

ETF 動作下における温度変化に対する TES の応答を見ていく。ここでは、TES の回路は完全な定電圧バイアスが実現されているとする。すなわち、TES には常にバイアス電圧 V_0 が印加されていると考える。また、吸収体と超伝導薄膜 (TES 本体) は温度差がなく常に同じ温度であるとする。したがって、超伝導薄膜と吸収体の熱容量を合わせて C とできる。

TES では、定電圧バイアスによって発生するジュール発熱と熱リンクを介して熱浴へ流出する熱が釣り合い平衡状態に達する。ジュール発熱を P_J、熱浴へ流出する熱を P_b とすると、

$$P_J = V_0/R^2 \tag{2.1}$$

$$P_b = \int G dT = K(T^n - T_b^n) \tag{2.2}$$

と表すことができる。ここで、$G(\equiv dP/dT)$ は熱伝導度、K は熱伝導率、T_b は熱浴の温度である。また、一般的に熱伝導度 G は温度依存性を持ち、 熱伝導を担うキャリアによって値が異なる指数 n を用いて

$$G = G_0 T^{n-1} \tag{2.3}$$

と表される。電子が熱伝導を担う場合 $n = 2$, 格子振動が熱伝導を担う場合 $n = 4$ となる [61]。また、K については、$K = nG_0$ が成り立つ。

平衡状態における TES の温度 T を T_0、抵抗値 R を R_0 とすると、平衡状態では $P_J = P_b$ が成り立つので、

$$\frac{V_0^2}{R_0} = K(T_0^n - T_b^n) \tag{2.4}$$

である。

次に、放射線の入射や熱ゆらぎによって温度が ΔT 変化した場合を考える。はじめに、エネルギー E の入射が一瞬で起こった場合、すなわち $E = E\delta(t)$, $\Delta T_0 = E/C$ である。このとき、

$$C\frac{dT}{dt} = \frac{V_0^2}{R(T)} - K(T^n - T_b^n) \tag{2.5}$$

より、

$$C\frac{d(\Delta T)}{dt} \simeq -\frac{V_0^2}{R_0^2}\Delta R - nKT^{n-1}\Delta T = \frac{P_b\alpha}{T_0}\Delta T - G\Delta T \tag{2.6}$$

となる。これより、

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm eff}}\right) \tag{2.7}$$

となる。ただし、

$$\tau_{\rm eff} = \frac{1}{1+\frac{P_b\alpha}{GT}}\frac{C}{G} = \left(1+\frac{P_b\alpha}{GT}\right)\tau_0 \tag{2.8}$$

である。ここで、$\tau_0 = C/G$ は ETF のない状態での系固有の時定数である。ここで、式 (2.2) より

$$\tau_{\rm eff} = \left\{1+\frac{\alpha}{n}\left(1-\left(\frac{T_b}{T}\right)^n\right)\right\}^{-1}\tau_0 \tag{2.9}$$

とかける。さらに、熱浴の温度が TES の温度よりも十分低く、温度感度 α が n よりも十分大きい場合は

$$\tau_{\rm eff} \simeq \frac{\tau_0}{1+\frac{\alpha}{n}} \simeq \frac{n}{\alpha}\tau_0 \tag{2.10}$$

となり、温度感度 α が大きい場合は、電熱フィードバックが強くかかり、応答速度が各段に向上することが分かる。

また、信号として読み出される TES に流れる電流の変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{V_0}{R(T)} - \frac{V_0}{R(T_0)} \tag{2.11}$$

$$\simeq -\frac{\Delta R}{R_0}I_0 \tag{2.12}$$

$$\simeq -\alpha\frac{E}{CT_0}I_0 \tag{2.13}$$

となる。

次に、時間に依存する微小パワー $\Delta Pe^{j\omega t}$ の入射に対する応答をみる。入射パワー $\Delta P{\rm e}^{j\omega t}$ に対する温度変化は $\Delta T{\rm e}^{j\omega t}$ で表される線型な応答を仮定する。ETF がないときは、熱の流入が平衡になっていることから以下の式が成り立つ。

$$P_{\rm bgd} + \Delta Pe^{j\omega t} = (T-T_b) + \bar{G}\Delta Te^{j\omega t} + j\omega\Delta Te^{j\omega t} \tag{2.14}$$

ここで、$P_{\rm bgd}$ はバックグラウンドパワー、$\bar{G}$ は平均の熱伝導度である、j は虚数単位である。定常状態では、

$$P_{bgd} = \bar{G}(T-T_b) \tag{2.15}$$

が成り立つので、

$$\Delta T = \frac{1}{G}\frac{1}{1+j\omega\tau_0}\Delta P \tag{2.16}$$

次に、電熱フィードバックがかかった状態における、熱平衡の式は

$$P_{\rm bgd} + \Delta P{\rm e}^{j\omega t} + P_b + P_b{\rm e}^{j\omega t} = \bar{G}(T - T_b) + \bar{G}\Delta T{\rm e}^{j\omega t} + j\omega\Delta T{\rm e}^{j\omega t} \tag{2.17}$$

となる。また、定電圧バイアス下では以下の関係が成り立つ。

$$\Delta\ P_b e^{j\omega t} = \frac{dP_b}{dI}\Delta\ Ie^{j\omega t} = V_b\Delta\ Ie^{j\omega t} \tag{2.18}$$

$$\Delta I{\rm e}^{j\omega t} = \frac{dI}{dR}\Delta R{\rm e}^{j\omega t} = \frac{d}{dR}\left(\frac{V_0}{R}\right)\Delta\ R{\rm e}^{j\omega t} = -\frac{V_0}{R^2}\Delta I{\rm e}^{j\omega t} \tag{2.19}$$

$$\Delta R{\rm e}^{j\omega t} = \frac{dR}{dT}\Delta T{\rm e}^{j\omega t} = \alpha\frac{R}{T}\Delta T{\rm e}^{j\omega t} \tag{2.20}$$

これらを使うと式 (2.17) は、

$$P_{bgd} + \Delta\ P{\rm e}^{j\omega t} + \frac{V_0^2}{R} - \frac{V_0^2}{R^2}\frac{dR}{dT}\Delta\ T{\rm e}^{j\omega t} = \bar{G}(T - T_b) + G\ \Delta\ T{\rm e}^{j\omega t} + i\omega C\ \Delta\ T{\rm e}^{j\omega t} \tag{2.21}$$

となる。これを解くことにより、

$$\Delta\ Te^{j\omega t} = \frac{1}{\frac{P_b\alpha}{T} + G + j\omega C}\Delta\ Pe^{j\omega t} \tag{2.22}$$

$$= \frac{1}{G}\frac{1}{1 + \frac{P_b\alpha}{GT}}\frac{1}{1 + j\omega\tau_{\rm eff}}\Delta Pe^{j\omega t} \tag{2.23}$$

が得られる。ここで、$\tau_{\rm eff}$ は式 (2.8) と同じである。一般的なフィードバックの理論にあてはめると、TES における電熱フィードバックは図 2.2 のように表すことができる。したがって、フィードバック量 b とループゲイン $L(\omega)$ は

$$b = -V_0 \tag{2.24}$$

$$L(\omega) = \frac{1}{G + j\omega\tau_0} \times \frac{\alpha R}{T} \times \left(\frac{I}{R}\right) \times (-V_0) = \frac{\alpha P_b}{GT}\frac{1}{1 + j\omega\tau_0} = \frac{\mathcal{L}_0}{1 + j\omega\tau_0} \tag{2.25}$$

とかける。ただし、$\mathcal{L}_0$ は DC 成分に対するループゲインであり、

$$\mathcal{L}_0 = \frac{\alpha P_b}{GT} \tag{2.26}$$

である。また、電流応答 $S_I(\omega) \equiv \Delta I/\Delta P$ は $\mathcal{L}(\omega)$ を用いて、

$$S_I(\omega) = \frac{1}{b}\frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \tag{2.27}$$

$$= -\frac{1}{V_0}\frac{\mathcal{L}(\omega)}{\mathcal{L}_0 + 1 + j\omega\tau_0} \tag{2.28}$$

$$= -\frac{1}{V_0}\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}\frac{1}{1 + j\omega\tau_0} \tag{2.29}$$

となる。ただし、

$$\tau_{\mathrm{eff}} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \tag{2.30}$$

である。ループゲインが十分に大きい場合、

$$S_I(\omega) = -\frac{1}{V_0}\frac{1}{1 + j\omega\tau_{\mathrm{eff}}} \tag{2.31}$$

となる。さらに、$\omega \ll 1/\tau_{\mathrm{eff}}$ を満たす範囲では、

$$S_I(\omega) = -\frac{1}{V_0} \tag{2.32}$$

となり、バイアス電圧の逆数で表すことができる。

図 2.2: ETF ブロックダイアグラム

2.1.3 TES ノイズ源

エネルギー分解能を見積もるためにはノイズレベルの評価が必要である。ノイズには、バックグラウンドの放射、熱浴の温度ゆらぎ、外部磁場、読み出し系のノイズ等様々な起源をもつものが存在する。その中でも、ジョンソンノイズとフォノンノイズは TES 自身に内在するものであり、原理的なエネルギー分解能はこれらで制限される。ジョンソンノイズは TES の抵抗により生じるものであり、フォノンノイズは一般的に TES と熱浴の熱リンクにより生じる熱ゆらぎに起因する。ブロックダイアグラム上で熱起源であるフォノンノイズは、TES 信号と同じところに入力される。一方、ジョンソンノイズはカロリメータの抵抗に起因するため、フォノンノイズとは伝達の仕方が異なる。ただし、実際の TES のノイズはこの 2 つの合計よりもはるかに大きいエクセスノイズが観測されており、文献 [62] ではこの要因として TES 薄膜の熱コンダクタンス G_{TES} に起因する thermal fluctuation noise(TFN) がモデル化されている。ここでは、この 3 つのノイズ源による等価雑音電流について考える。

ジョンソンノイズ

TES の抵抗 R に起因するジョンソンノイズによる電流のゆらぎは

$$\Delta I_{J0} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R}} \tag{2.33}$$

であり、これによる出力電流のゆらぎは

$$\Delta I_J^2 = \frac{4k_BT}{R}\left(\frac{1}{1+\mathcal{L}_0}\right)^2\left|\frac{1+j\omega\tau_0}{1+j\omega\tau_{\rm eff}}\right|^2 \tag{2.34}$$

$$= \frac{4k_BT}{R}\left(\frac{1}{1+\mathcal{L}_0}\right)^2\left(\frac{1+\omega^2\tau_0^2}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2}\right) \tag{2.35}$$

$$= \begin{cases} \dfrac{4k_BT}{R}\left(\dfrac{1}{1+\mathcal{L}_0}\right)^2 & (\omega \ll \tau_0^{-1}) \\ \dfrac{4k_BT}{R} & (\omega \gg \tau_{\rm eff^{-1}}) \end{cases} \tag{2.36}$$

となる。これより、$\omega \ll \tau_0^{-1}$ の周波数範囲では、ジョンソンノイズは電熱フィードバックによって抑制され、$\omega \gg \tau_{\rm eff}^{-1}$ の周波数範囲ではもとの値に戻ることがわかる。

フォンノイズ

フォノンノイズのパワースペクトル密度は $0 \leqq f \leqq \infty$ 空間で

$$\Delta P_{ph}^2 = 4k_B\Gamma GT^2 \tag{2.37}$$

と表すことができる。ただし、Γ は TES と熱浴の弱リンクを構成する構造体の熱伝導率 $k(T)$ を用いて

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1}\frac{1-(T_b/T)^{2n+1}}{1-(T_b/T)^n} \tag{2.38}$$

と表すことができる係数である。

この微小な熱揺らぎによって生じる出力電流のゆらぎは

$$\Delta I_{\rm ph} = S_I\Delta P_{ph} = -\frac{1}{V_0}\frac{\mathcal{L}(\omega)}{1+\mathcal{L}(\omega)}\Delta P_{\rm ph} \tag{2.39}$$

とできる。したがって、

$$\Delta I_{\rm ph}^2 = 4k_BGT^2\Gamma|S_I|^2 \tag{2.40}$$

$$= \frac{4k_BGT^2\Gamma}{V_0^2}\left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2\frac{1}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2} \tag{2.41}$$

TFN

TES 薄膜内部の熱伝導度 $G_{\rm TES}$ により TES 内部には温度揺らぎ $dT_{\rm TES}$ が生じるが、これは

$$dT_{TES}^2 = 4k_BT^2/G_{\rm TES} \tag{2.42}$$

によって表され $f = (2\pi\tau_{TES})^{-1}$ に肩をもつスペクトル構造をもつ。ここで、$\tau_{\rm TES} \equiv C/G_{\rm TES}$ である。また、$dT_{\rm TES}$ により以下で表される電流揺らぎ I_{TFN_0} が生じる。

$$I_{TFN_0} = \frac{\alpha R}{T}\times\left(-\frac{I}{R}\right)\times dT_{\rm TES} \tag{2.43}$$

この電流揺らぎによる出力電流はジョンソンノイズと同様に考えて

$$\Delta I_{TFN}^2 = I_{TFN_0}^2 \left(\frac{1}{1+\mathcal{L}_0}\right)^2 \left(\frac{1+\omega^2\tau_0^2}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2}\right) \tag{2.44}$$

したがって、上式と合わせて

$$\Delta I_{\rm TFN} = \alpha I \sqrt{\frac{4k_B}{G_{\rm TES}}} \sqrt{\frac{1+\omega^2\tau_0^2}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2}} \frac{1}{\sqrt{1+\omega^2\tau_{\rm TES}^2}} \tag{2.45}$$

とできる [63]。

Noise Equivalent Power (NEP)

次節において TES のエネルギー分解能が NEP から計算されることをみるので、ここで NEP について考える。NEP（Noise Equivalent Power）とは、SN 比が 1 となる信号パワーで定義され、

$$NEP(f) = \left|\frac{\Delta I_{\rm noise}}{S_I}\right|^2 \tag{2.46}$$

で表される。前節までの議論から、ジョンソンノイズとフォノンノイズ、TFN によるノイズの合計 $\Delta I_{\rm noise}$ は

$$\begin{aligned}
\Delta I_{noise}^2 &= \Delta I_{ph}^2 + \Delta I_J^2 + \Delta I_{TFN}^2 && (2.47)\\
&= \frac{4\Gamma k_B T^2 G}{V_0^2}\left(\frac{L_0}{1+L_0}\right)^2 \frac{1}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2} && (2.48)\\
&\quad + \left\{\frac{4k_BT}{R} + \left(\frac{\alpha I dT_{TES}}{T}\right)^2\right\}\left(\frac{1}{1+\mathcal{L}_0}\right)^2\left(\frac{1+\omega^2\tau_0^2}{1+\omega^2\tau_{\rm eff}^2}\right) && (2.49)
\end{aligned}$$

したがって、NEP は (2.31) を用いて

$$\begin{aligned}
NEP^2(f) &= 4\Gamma k_B T^2 G + \frac{V_0}{\mathcal{L}_0^2}\left(1+(2\pi\omega)^2\tau_0^2\right)\left\{\frac{4k_BT}{R} + \left(\frac{\alpha I dT_{TES}}{T}\right)^2\right\} && (2.50)\\
&= 4k_BT^2G\left[+\frac{V_0}{\mathcal{L}_0^2}\left(1+(2\pi\omega)^2\tau_0^2\right)\left\{\frac{4k_BT}{R} + \left(\frac{\alpha I dT_{TES}}{T}\right)^2\right\}\right] && (2.51)
\end{aligned}$$

2.1.4 エネルギー分解能

文献 [64] によれば TES のエネルギー分解能は NEP を用いて

$$\Delta E_{\rm rms} = \left(\int \frac{4}{NEP^2(f)} df\right)^{-1/2} \tag{2.52}$$

と表される。したがって、前節で得られた NEP を代入することにより、

$$\Delta E_{FWHM} = 2.36\Delta E_{rms} = 2.36\xi\sqrt{k_B T^2 C} \tag{2.53}$$

とできる。ただし、ξ は以下のようにまとめられる。

ジョンソンノイズとフォノンノイズのみを考慮した場合

$$\xi = 2\sqrt{\frac{\sqrt{1+\alpha\Gamma L_0}}{\alpha L_0}} \tag{2.54}$$

$T_b \ll T$ の場合には、$\Gamma \sim 1/2,\ P_0 \sim GT/n,\ L_0 \sim \alpha/n$ なので、

$$\xi \simeq 2\sqrt{\sqrt{n/2}/\alpha} \tag{2.55}$$

となる。よって、α が大きい場合には TES の分解能は $\alpha^{-0.5}$ に比例することが分かる

ジョンソンノイズとフォノンノイズと **TFN** を考慮した場合

$$\xi = 2\left\{\Gamma\left(\frac{1}{\alpha L_0} + \frac{G}{G_{\mathrm{TES}}}\right) + \left(\frac{1}{\alpha L_0} + \frac{G}{G_{TES}}\right)\right\}^{\frac{1}{4}} \tag{2.56}$$

この場合は TES 薄膜内の熱伝導度も分解能に寄与し、G/G_{TES} を小さくとれば高エネルギー分解能が実現する。これは、TES 内部の熱拡散を熱浴への散逸よりも十分早くしなければならないことを意味する。

2.1.5 最適フィルタ処理

TES は原理的に非常に高いエネルギー分解能を実現できるが、実際にはパルス波形がノイズによって変形され、単純にパルスのピーク値を取っただけではよい分解能が得られない。そこで、最適フィルタ処理を行うことによりその誤差を小さくすることができる [65]。

測定により得られたパルスを $D(t)$ とし、周波数空間では、

$$D(f) = A \times M(f) + N(f) \tag{2.57}$$

と表すことができるとする。ただし、 $M(f)$ と $N(f)$ はそれぞれ理想的なパルスとノイズスペクトルであり、A が波高値を表す。実際に得られたパルスとモデルパルスの差が最小になるように、A を最小自乗法により決定する。実際のパルスとモデルパルスの差を、

$$\chi^2 \equiv \int \frac{|D(f) - A \times M(f)|}{|N(f)|^2} \tag{2.58}$$

と定義すると、χ^2 を最小にする A は

$$A = \frac{\int \frac{DM^* + D^* M}{2|N|^2} df}{\int \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \tag{2.59}$$

で与えられる。$D(f)$, $M(f)$ は実関数のフーリエ変換であるから、$D(-f) = D^*(f), M(-f) = M^*(f)$ を満たす。したがって、

$$\int \frac{D(f)M^*(f)}{2|N|^2}df = -\int \frac{D(-f)M^*(-f)}{2|N|^2}df = \int \frac{M(f)D^*(f)}{2|N|^2}df \tag{2.60}$$

が成り立つ。したがって、A は

$$A = \frac{\int \frac{DM^*}{|N|^2}df}{\int \frac{|M|^2}{|N|^2}df} = \frac{\int \frac{D}{M}\left|\frac{M}{N}\right|^2 df}{\int \left|\frac{M}{N}\right|^2 df} \tag{2.61}$$

となる。よって、A は SN 比 $|M(f)/N(f)|^2$ を重みとした場合の $D(f)/M(f)$ の平均値となっていることが分かる。

また、モデルパルスとノイズスペクトルを用いて SN 比スペクトルを

$$SN(f) \equiv \sqrt{2}\frac{M(f)}{N(f)} \tag{2.62}$$

と定義すると、

$$NEP(f) = \frac{N(f)}{|S_I|} \tag{2.63}$$

とできる。さらに、入射光子のエネルギーを E とすると

$$|S(f)| = \frac{M(f)}{\sqrt{2}E} \tag{2.64}$$

であるので、

$$NEP(f) = \frac{N(f)}{M(f)/\sqrt{2}E} = \frac{2E}{SN(f)} \tag{2.65}$$

という関係があることが分かる。したがって、式 (2.52) は

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.36\left(\int \frac{4}{NEP^2(f)}df\right)^{-1/2} = 2.36E\left(\int SN^2(f)df\right)^{-1/2} \tag{2.66}$$

が得られる。

2.2 単素子 TES の信号読出

2.2.1 ジョセフソン接合 (Josephson Junction)

ジョセフソン接合 (JJ) は図 2.3 に示すように、超伝導体が薄い絶縁体を両側から挟んだ構造をもつ。

絶縁体は酸化物層であり、数 nm 程度の厚さである。超伝導体 1 が位相 ϕ_1 の波動関数 Ψ_1 をもち、超伝導体 2 が位相 ϕ_2 の波動関数 Ψ_2 をもつとすると、ジョセフソン接合に流れる超伝導電流は両側の超伝導体の波動関数の位相差 $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ をもちいて

$$I = I_c \sin(\Delta\phi) \tag{2.67}$$

図 2.3: ジョセフソン接合の構造と記号

と書ける。I_c はジョセフソン接合の臨界電流である。

また、$\Delta\phi$ に時間変動があるとき接合の両端には電圧差が生じ、その電圧 V は

$$V = \frac{\hbar}{2e}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\Delta\phi \tag{2.68}$$

とできる。式 (2.67)(2.68) より、

$$\frac{dI}{dt} = I_c\frac{2eV}{\hbar}\cos(\Delta\phi) \tag{2.69}$$

という関係が得られ、

$$V = \frac{\hbar}{2eI_c\cos(\Delta\phi)}\frac{dI}{dt} = L(\Delta\phi)\frac{dI}{dt} \tag{2.70}$$

と書き直すことができる。ここで、

$$L(\Delta\phi) = L_{\mathrm{J0}}/\cos(\Delta\phi) \quad L_{\mathrm{J0}} \equiv \frac{\hbar}{2eI_c} = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c} \tag{2.71}$$

である。この式は、ジョセフソン接合のインダクタンスを表している。

また、図 2.3 下はジョセフソン接合を示す記号であり本論文でも主としてこの記号を用いているがが、一部は慣習的に広く使用されている記号 × で示してある。

2.2.2 DC-SQUID

一般的に TES の読出しには DC-SQUID が使用される。DC-SQUID は図 2.4 に示すように、超伝導リングの中に 2 か所のジョセフソン接合を含む構造をもつ。SQUID は極めて微弱な磁界の検出器として医療、地磁気計測、材料評価等に応用されている。

2 か所の接合の特性が等価であると仮定すると、外部磁束がないとき、この系にバイアス電流 (I_B) を流すと、リングの左側の接合を流れる電流 (I_1) と右側の接合を流れる電流 (I_2) は等しくなる。($I_1 = I_2 = I_B/2$) また、左側・右側の接合における位相差をそれぞれ $\Delta\phi_1$, $\Delta\phi_2$ とすると、$\Delta\phi_0 = \Delta\phi_1 = \Delta\phi_2$ である。

外部磁束 $\Phi_{\rm ext}$ が存在するとき、これらの差は

$$\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 = 2\pi\frac{\Phi_{\rm IN}}{\Phi_0} + 2\pi n \tag{2.72}$$

と表せる。ここで、n は整数、$\Phi_{\rm IN}$ は超伝導リング内の磁束、Φ_0 は磁束量子を表し、

$$\Phi_0 \equiv \frac{h}{2e} = 2.07 \times 10^{-15} \tag{2.73}$$

である。(h はプランク定数、e は電気素量) また、この時のそれぞれの接合の位相差は

$$\Delta\phi_1 = \Delta\phi_0 + \pi\frac{\Phi_{\rm IN}}{\Phi_0} \tag{2.74}$$

$$\Delta\phi_2 = \Delta\phi_0 - \pi\frac{\Phi_{\rm IN}}{\Phi_0} \tag{2.75}$$

である。したがって、素子全体を流れる電流は

$$\begin{aligned} I_{\rm B} &= I_1 + I_2 && (2.76)\\ &= i_c \sin\left(\Delta\phi_0 + \pi\frac{\Phi_{\rm IN}}{\Phi_0}\right) && (2.77)\\ &= 2i_c \sin(\Delta\phi_0)\cos\left(\pi\frac{\Phi_{IN}}{\Phi_0}\right) && (2.78) \end{aligned}$$

となる。ここで、i_c は JJ の臨界電流である。リング内磁束は、リングを周回する電流 $I_{\rm circ} = (I_1 - I_2)/2$ を用いて、

$$\Phi_{\rm IN} = \Phi_{\rm ext} + LI_{\rm circ} \tag{2.79}$$

と表せるが、リングのインダクタンス L を無視すれば、$I_{\rm B}$ の最大値は式 (**??**) より

$$I_{\rm max} = 2i_c\left|\cos\left(\pi\frac{\Phi_{\rm ext}}{\Phi_0}\right)\right| \tag{2.80}$$

となる。したがって、$I_{\rm max}$ は外部磁束により周期的に変動することが分かる。

実際に DC-SQUID を用いる場合には、素子に $I_{\rm max}$ 以上の電流を印加し、両端に発生する電圧を読み出す。出力電圧はバイアス電流と外部磁場の関数となり、図 2.4 のようになる。

図 2.4: DC-SQUID(a)、Φ-V 曲線 (b)

2.2.3 TES 単素子の信号読出系

図 2.5: 単素子 TES 読出体系

SQUID は外部磁束に対して周期的な応答をするため、動作点が少しずれただけでも 増幅率が大きく変わってしまい、非線形な応答をする。(図 2.4) そのため、一般的にはフィードバックをかけて動作させる。 これは、 SQUID を貫く磁束が一定に保たれるようにフィードバックをかけることから、磁束固定ループ (FLL : Flux-Locked Loop) と呼ばれる。 FLL 回路の模式図とダイアグラムを図 2.5 に示す。 SQUID と磁気的に結合された TES 回路のインプットコイルに流れる電流は、インプットコイ ルと SQUID の相互インダクタンス Min により、磁束Φ in として SQUID ループに入力される。 SQUID に入力された磁束は SQUID ゲインによって電圧に変換され室温の回路で増幅される。そして、出力の一部がフィードバック抵抗 R_{FB} で電流に変換され、フィードバックコイルの相互インダクタンス M_{FB} を介して磁束ンダクタンス Φ_{FB} として SQUID に フィードバックされる。 このとき、 FLL 回路のフィードバック量 b は

$$b = \frac{\Phi_{FB}}{V_{\mathrm{out}}} = \frac{M_{\mathrm{FB}}}{R_{\mathrm{FB}}\Phi_0} \tag{2.81}$$

で与えれる。また

$$\Phi_{\mathrm{IN}} = \frac{M_{\mathrm{IN}}}{\Phi_0} I_{\mathrm{IN}} \tag{2.82}$$

なので FLL 回路における電流-電圧変換係数 r は

$$r = \frac{V_{\mathrm{out}}}{I_{\mathrm{IN}}} = \frac{\Phi_{IN}/b}{I_{\mathrm{IN}}} = \frac{M_{\mathrm{IN}}}{M_{\mathrm{FB}}} R_{\mathrm{FB}} \tag{2.83}$$

となり、入出力特性が線形化されている。

2.3 マイクロ波信号多重化法

マイクロ波信号多重化法 (Microwave SQUID Multiplexer; MW-MUX) の原理模式図 を図 2.6 に示す。可変インダクタンスと等価であり発 熱 の な い RF-SQUID(Superconducting QUantum Interference Device) で終端した固有の共振周波数をもつ 1/4 波長共振器を、同一のマイクロ波伝送路上に容量結合する。 このような系におけるマイクロ波の透過率は図 2.6 右のように、 各共振器の共振周波数（f_R）に対応したディップ構造をもつ。 SQUID と TES は磁気的に 1 対 1 対応で結合されている。各共振器の f_R は、SQUID のインダクタンス (L) の関数であり、L は TES の電流の関数となる。したがって、f_R の変化を対応する TES の信号として読出すことができる。

図 2.6: マイクロ波信号多重化法原理模式図

2.3.1 RF-SQUID

TES の単素子読出には DC-SQUID が一般的に使われているが、マイクロ波信号多重化法では RF-SQUID (または Radiofrequency SQUID) が使用される。DC-SQUID が超伝導リング上に 2 つのジョセフソン接合を含むのに対して、RF-SQUID は図 2.7 のように超伝導リングにジョセフソン接合がひとつだけ挿入された構造をもつ。2.2.1 節と同様に、ジョセフソン接合両端の位相差を $\Delta\phi$ とする接合を流れる電流は式 (2.67) より $I = I_c \sin(\Delta\phi_1)$ と表される。同時に、SQUID のループインダクタンス L_s を用いると

$$I = \frac{\Phi_{\mathrm{IN}} - \Phi_{\mathrm{ext}}}{L_s} \tag{2.84}$$

とも書ける。以上より、SQUID リング内の磁束と外部からの印加磁束は以下のような関係があることが分かる。

$$\Phi_{\mathrm{ext}} = \Phi_{\mathrm{IN}} + L_s I_c \sin\left(2\pi \frac{\Phi_{\mathrm{IN}}}{\Phi_0}\right) \tag{2.85}$$

ここで、

$$\lambda \equiv \frac{L_s}{L_{\mathrm{J0}}} \tag{2.86}$$

とおくと、$\lambda > 1$ のとき図 2.7 に示すようにリング内磁束は外部磁場に対して一価の関数とならない。逆に、$\lambda < 1$ のとき SQUID 内部磁場は外部磁場に対して一価の関数となり安定した動作が得られる。したがって、マイクロ波信号多重化法においては、$\lambda < 1$ となるような設計が必要である。

SQUID 全体のインダクタンス L は、

$$L = \frac{L_s L_{J0} \sec(2\pi\Phi/\Phi_0)}{L_s + L_{J0}\sec(2\pi\Phi/\Phi_0)} = \frac{\lambda L_{J0}}{1 + \lambda\cos(2\pi\Phi/\Phi_0)} \tag{2.87}$$

とできるので、磁場の微小変化によるインダクタンスの変化は、

$$\frac{dL}{d\phi} = \frac{\lambda^2 L_{J0}\sin(\phi)}{(1+\lambda\cos(\phi))^2} \tag{2.88}$$

である。また、L の最大変位幅としては

$$\Delta L_{\mathrm{pp}} \quad = \frac{2\lambda^2 L_{J0}}{1-\lambda^2} \tag{2.89}$$

となる。

図 2.7: λ による RF-SQUID 応答の違い

2.3.2 共振器

2.3.2.1 集中定数回路における RLC 並列共振器

マイクロ波信号多重化法に用いる 1/4 共振器の理論の前に、ここではより単純なモデルである図 2.8 のような集中定数回路における RLC 並列共振器回路を考える。集中定数回路とは、伝送路全体で伝送信号の位相が一定とみなせる回路である。すなわち、位相が伝送線路の位置依存性を持たない回路であり、信号の波長 λ が線路長や回路素子に比べて十分長い場合は集中定数回路とみなすことができる。一方、分布定数回路とは、伝送線路長や素子が波長と比較して無視できないサイズとなる回路で、集中定数回路が連続的に繋がって分布しているようにみえる回路である。高周波信号では、周波数が高くなるほど波長が短くなるため、信号位相の位置依存性が大きくなり分布定数回路として取扱わなければならない。

図 2.8: RLC 並列共振回路

図 2.8 における Q 値を考えたい。このような系において電源側からみた合成インピーダンス $Z_{\rm in}$ は

$$\frac{1}{Z_{\rm in}} = \frac{1}{R} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \tag{2.90}$$

共振が起こる条件は $\mathrm{Im}(Z_{\rm in})$=0 であり、このときの周波数を共振 (角) 周波数 ω_0 と呼ぶ。したがって、

$$\omega_0 = 1/\sqrt{LC} \tag{2.91}$$

となる。また、共振器があるエネルギー E_0 で励起されたとすると共振器は ω_0 で共振しそのエネルギーは指数関数的に減少していく。このエネルギーの減衰時定数を $\tau_{\rm res}$ とすると、

$$E = E_0 \exp\left(-t/\tau_{\rm res}\right) \tag{2.92}$$

$$\tau_{\rm res} = \frac{E}{-\mathrm{d}E/\mathrm{d}t} = \frac{E_{\rm stored}}{P_{\rm lost}} \tag{2.93}$$

と書ける。ここで、$P_{\rm lost}$ は散逸するマイクロ波パワーである。

次に信号がサイン波であると仮定すると負荷である共振器に入力される複素電力は

$$P_{\rm in} = \frac{1}{2}VI^* = \frac{1}{2}V\frac{V^*}{Z_{\rm in}} = \frac{1}{2}|V|^2\left\{\frac{1}{R} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)\right\} \tag{2.94}$$

となる。この式は共振器における消費パワーと蓄積されるエネルギーを含む。キャパシタに蓄積されるパワーは

$$P_c = \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}C|V|^2 \tag{2.95}$$

であり、インダクタに蓄積されるパワーは

$$P_L = \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}L|i|^2 = \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}\frac{|V|^2}{\omega^2 L} \tag{2.96}$$

である。(i はコイルに流れる電流) したがって、

$$P_{\rm in} = P_{\rm lost} + 2j\omega(P_{\rm L} - P_c) \tag{2.97}$$

となる。Q 値は一般的に共振器を励起するエネルギーと 1 周期の間に散逸するエネルギーの比で表されるので以下のように書ける。

$$Q \equiv \omega_0\frac{E_{\rm stored}}{P_{\rm lost}} = \omega_0\tau_{\rm res} \tag{2.98}$$

よって、図 2.8 の RLC 並列共振器における Q 値は

$$Q = \omega_0\frac{\frac{1}{4}C|V|^2 + \frac{1}{4}|V|^2/\omega_0^2 L}{\frac{1}{2}\frac{|V||^2}{R}} = \omega_0 RC = \frac{R}{\omega_0 L} \tag{2.99}$$

となる。また、この Q 値を用いて共振周波数から少しずれた周波数に対する $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ ($\frac{\delta\omega}{\omega_0} \ll 1$) に対する入力インピーダンスを求めると、

$$\begin{aligned} Z_{\rm in} = & \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{j(\omega_0+\delta\omega)} + j(\omega_0+\delta\omega)C\right)^{-1} \\ & \simeq \frac{R}{1+2jCR\delta\omega} \simeq \frac{R}{1+2jQ\frac{\delta\omega}{\omega_0}} \end{aligned} \tag{2.100}$$

と表すことができる。

2.3.2.2 S パラメータ

図 2.9: 2 端子対回路

Q 値は共振器の特性を示すパラメータとなるが、Q 値を導出するには S パラメータ (散乱行列、Scattering parameter) を測定する必要がある。Q 値と S パラメータの関係は次節以降で述べるが、ここでは S パラメータについて簡単に説明する。図 2.9 のように 2 端子対回路を考え、入力側をポート 1 、出力側をポート 2 とする。入力側への入射波 x_1 に対して出力側に透過する波を x_2、入力側に戻る波を y_1 とし、出力側への入射波 y_2 に対して入力側に透過する波を y_1、入力側に戻る波を x_2 とする。このとき、

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} x_1 \\ y_2 \end{pmatrix} \qquad \text{S}= \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \tag{2.101}$$

をみたす行列 S が S パラメータである。一般的に入力や出力に複素数を考えることが多く、S パラメータも複素行列となる。

ここで、

$$\begin{cases} y_1 = S_{11}x_1 + S_{12}y_2 \\ x_2 = S_{21}x_1 + S_{22}y_2 \end{cases} \tag{2.102}$$

となる。したがって、S_{11} は入力反射係数と呼ばれ、出力側を特性インピーダンス Z_0 で終端したとき (y_2=0) の入力 x_1 に対する反射 y_1 の割合であり、S_{21} は透過係数とよばれ、入力 x_1 に対する透過波 x_2 の割合を表す。すなわち、

$$S_{11} = y_1/x_1 \quad S_{21} = x_2/x_1 \tag{2.103}$$

となる。また、入力側を特性インピーダンス Z_0 で終端したとき (x_1=0) の、入力 y_2 に対する反射 x_2 の割合が S_{22} であり出力側反射係数とよばれ、S_{12} は入力 y_2 に対する透過波 y_1 の割合を表しアイソレーション係数と呼ばれる。すなわち、

$$S_{22} = x_2/y_2 \quad S_{12} = y_1/y_2 \tag{2.104}$$

である。

また、 一般的に特性インピーダンス Z_0, Z_1 の伝送線路の接続点における反射率 Γ および透過率 T は

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \tag{2.105}$$

$$T = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0} \tag{2.106}$$

と表され、$T = 1 + \Gamma$ の関係が成り立つ [66]。図 2.9 において出力側を特性インピーダンス Z_0 で終端したときは、$S_{11} = \Gamma$, $S_{21} = T$ が成り立つので、

$$S_{21} = \frac{2Z_1}{Z_0 + Z_1} \tag{2.107}$$

とできる。

2.3.2.3 1/4 波長共振器 (分布定数)

図 2.10: 分布定数の 1/4 波長共振器

マイクロ波信号多重化法では 5 GHz 程度に共振周波数をもつ 1/4 波長共振器を扱う。したがって、伝送信号の波長は回路素子のスケールと同程度になり、分布定数として扱わなければならない。すなわち電圧や電流は位置依存性を考えなければならない。ここでは、図 2.10 のような分布定数における 1/4 波長共振器を考える。図の右端は短絡されており、短絡されている点からの距離を x とする。位置 x における電圧と電流は

$$\begin{cases} V(x) = V^+ \mathrm{e}^{-\gamma x} + V^- \mathrm{e}^{+\gamma x} \\ I(x) = I^+ \mathrm{e}^{-\gamma x} - I^- \mathrm{e}^{+\gamma x} \end{cases} \tag{2.108}$$

と書けるので、

$$Z(x) = \frac{V(x)}{I(x)} = \frac{V^+ \mathrm{e}^{-\gamma x} + V^- \mathrm{e}^{+\gamma x}}{I^+ \mathrm{e}^{-\gamma x} - I^- \mathrm{e}^{+\gamma x}} = Z_1 \tanh(\gamma x) \tag{2.109}$$

とできる。ここで、γ は伝搬定数とよばれ、減衰定数 α と位相定数 β を用いて次の式で表すことができる複素数である。

$$\gamma = \alpha + j\beta \tag{2.110}$$

また、伝送線路において単位長さあたりのインダクタンスを $\bar{l}$(H/m)、単位長さあたりのインダクタンスを $\bar{c}$(F/m) とすると、特性インピーダンス Z_0 と伝送信号の位相速度 v_p は

$$Z_1 = \sqrt{\bar{l}/\bar{c}} \quad v_p = 1/\sqrt{\bar{l}\bar{c}} \tag{2.111}$$

と書ける。さらに、この 1/4 波長共振器が共振しているときの共振 (角) 周波数を ω_0 とすると、上述の位相定数は $\beta = \omega_0/v_p$ である

共振器の長さを l とすると

$$\omega_0 = \frac{1}{2\pi}\frac{v_p}{4l} \quad f_0 = \frac{v_p}{4l} \tag{2.112}$$

となる。

次に、共振器のインピーダンスを考える。式 (2.109) より、

$$Z_{\rm res} = Z(l) = Z_0 \tanh(\gamma l) = Z_1 \frac{1 - j\tanh(\alpha l)\cot(\beta l)}{\tanh(\alpha l) - j\cot(\beta l)} \tag{2.113}$$

とできる。ここで、共振周波数 ω_0 から少しずれた周波数 $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ $(\delta\omega/\omega_0 \ll 1)$ における共振器のインピーダンスを考えると、

$$\beta l = \omega l/v_p = \frac{\omega_0 l}{v_p}\left(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right) = \frac{\pi}{2}\left(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right) \tag{2.114}$$

$$\cot(\beta l) = -\frac{\pi}{2}\frac{\delta\omega}{\omega_0} \tag{2.115}$$

である。また、ロスの少ない伝送線路では $\alpha l \ll 1$ とできるので式 (2.113) は

$$Z_{\rm res} \simeq Z_1 \frac{1}{\alpha l + j\pi\frac{\delta\omega}{2\omega_0}} \simeq \frac{Z_1/\alpha l}{1 + 2j\frac{\pi}{4\alpha l}\frac{\delta\omega}{\omega_0}} \tag{2.116}$$

となる。これは、集中定数回路における RLC 並列共振器のインピーダンスと同様の形であり、

$$R = \frac{Z_0}{\alpha l} \quad Q_i = \frac{\beta}{2\alpha} \tag{2.117}$$

とすると、

$$Z_{\rm res} = Z_1 \frac{4Q_i/\pi}{1 + 2jQ_i\frac{\delta\omega}{\omega_0}} \tag{2.118}$$

とできる。ここで、Q_i は共振器固有の Q 値とよばれる。すなわち、Q_i は共振器を構成する伝送線路の抵抗成分によって散逸されるエネルギーを表している。したがって、共振器の電極材料として超伝導体をもちいると抵抗成分を極めて小さくできるので高 Q_i を実現できる。

2.3.2.4　伝送線路に容量結合された 1/4 波長共振器

図 2.11: 容量結語された共振器

次に、図 2.11 のように 1/4 波長共振器をキャパシタを介して外部の伝送線路に接続した系を考える。このような系において、共振器に蓄積されたエネルギーはキャパシタを介して散逸する。このキャパシタを介するエネルギー散逸は、前節の共振器自身での散逸とは異なる Q 値を用いて結合 Q 値（Q_c）と表現される。すなわち、Q_c =<共振器に蓄えられるエネルギー>/<キャパシタを介してのロス>である。

共振器の位置 x における電圧は $V = V_0 \sin(\omega t)\sin(\gamma x)$ と書けるので、共振器のキャパシタ成分に蓄えられるエネルギーの時間平均および位置平均は、

$$E_C = \frac{1}{2}(\bar{c}l)\frac{1}{4}V_0^2 = \frac{1}{8}\frac{l}{v_p Z_1}V_0^2 \tag{2.119}$$

となる。共振器全体に蓄えられるエネルギーはこのエネルギーの 2 倍である。このエネルギーがキャパシタを介して抵抗成分 R でロスする。このとき、共振器側からみた抵抗成分は Z_0 がパラレルに接続されているので、$R = Z_0/2$ である。また、キャパシタを流れる電流は、

$$I_{c_c} = j\omega C_c V(l,t) \tag{2.120}$$

であるので、終端でのロスの時間平均は、

$$P_c = \frac{1}{2} < I_{C_c}^2 > \frac{Z_0}{2} \tag{2.121}$$

と表すことができる。したがって、図 2.11 の系における Q_c は、$l = \lambda/4$ より、

$$Q_c = \omega_0 \frac{2E_c}{P_c} = \frac{\pi}{2Z_1 Z_0(\omega_0 C_c)^2} \tag{2.122}$$

となる。

このように散逸パスによって各 Q 値が決められるが、それぞれの散逸は平行に考えられ、共振器全体の Q 値はそぞれの Q 値の逆数和であらわされる。すなわち、いま考えている系においては、

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\mathrm{i}}} + \frac{1}{Q_{\mathrm{c}}} \tag{2.123}$$

という関係が成り立つ。

次に図 2.11 における共振周波数について考える。伝送線路側からみたインピーダンス Z_{tot} は、式 2.116 を用いて

$$Z_{\mathrm{tot}}(\omega) = \frac{1}{j\omega C_c} + Z_1 \frac{4Q_i/\pi}{1 + 2jQ_i\frac{\delta\omega}{\omega_0}} = \frac{4Q_i Z_1/\pi}{1 + 4Q_i^2\left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2} - j\left(\frac{1}{\omega C_c} + \frac{8Q_i^2 Z_1/\pi\left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)}{1 + 4Q_i^2\left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2}\right) \tag{2.124}$$

共振周波数を $\omega_0\prime$ とすると、共振が起こるときは $\mathrm{Im}(Z_{\mathrm{tot}}(\omega_0\prime)) = 0$ となる。よって、

$$1 + 4Q_i^2\left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2 + \frac{8Q_i^2\omega_1 Z_1}{\pi}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right) = 0 \tag{2.125}$$

を解いて、

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = -\frac{2Z_1\omega_0 C_c}{\pi} \tag{2.126}$$

ただし、$\pi^2/(2\omega_0 C_c Z_1 Q_i)^2 << 1$ とした。したがって、

$$\omega_0\prime \simeq \omega_0 - \frac{2Z_1\omega_0^2 C_c}{\pi} \tag{2.127}$$

となる。よって、

$$f_0\prime = f_0 - 4f_0^2 C_c Z_1 = \frac{f_0}{1+4f_0 C_c Z_1} \tag{2.128}$$

と表すこともできる。

また、式 2.124 を、$\delta\omega\prime = \omega - \omega_0\prime \ll \omega_0\prime$ を用いて簡略化すると、

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{\delta\omega\prime}{\omega_0\prime} - \frac{2Z_1\omega C_c}{\pi} \tag{2.129}$$

なので、

$$Z_{\mathrm{tot}} = \frac{1+2jQ_i\frac{\delta\omega\prime}{\omega_0\prime}}{j\omega C_c - 2\pi Q_i\omega C_c\left(\frac{\delta\omega\prime}{\omega_0\prime}\right) + 4Q_i\omega^2 C_c^2 Z_1} \tag{2.130}$$

となる。さらに、典型的なパラメータにおいては、$j\omega C_c,\ 2\pi Q_i\omega C_c\left(\frac{\delta\omega\prime}{\omega_0\prime}\right) \ll 4Q_i\omega^2 C_c^2 Z_1$ なので、

$$Z_{\mathrm{tot}} \simeq \frac{1+2jQ_i\left(\frac{\delta\omega\prime}{\omega_0\prime}\right)}{4Q_i\omega^2 C_c^2 Z_1} = \frac{1}{2}\frac{Q_c}{Q_i}\left(1+2jQ_i\frac{\delta\omega\prime}{\omega_0\prime}\right)Z_1 \tag{2.131}$$

である。

最後に図 2.11 における透過率を考えると、式 (2.131) と式 (2.107) より、

$$S_{21} = \frac{2}{2+Z_0/Z_{\mathrm{tot}}} = \frac{Q_c/(Q_i+Q_c)+2jQ\frac{\delta\omega\prime}{\omega_0\prime}}{1+2jQ\frac{\delta\omega\prime}{\omega_0\prime}} \tag{2.132}$$

とできる。これより S_{21} が最小になるのは、$\delta\omega\prime = 0$ のときであり、

$$\min(S_{21}) = \frac{Q_c}{Q_i+Q_c} \tag{2.133}$$

となる。また、式 (2.132) は、実際の S_{21} 測定から各 Q 値を導出するのに有用である。

2.3.2.5 負荷終端された 1/4 波長共振器

図 2.12: 負荷終端された共振器

次に、図 2.12 のように共振器の終端を負荷 Z_L に変更した系について考える。一般的に特性インピーダンス Z_1 の伝送線路を負荷 Z_L で終端した際のインピーダンス Z は

$$Z(x) = Z_1 \frac{Z_L + Z_1 \tanh(\gamma x)}{Z_1 + Z_L \tanh(\gamma x)} \tag{2.134}$$

である。したがって、$Z_L = j\omega L$ のとき共振器の開放端側からみたインピーダンス $Z_{\rm in}$ は、式 (2.113)、$\alpha l \ll 1$ から

$$Z_{\rm in} = Z_1 \frac{j\omega L(\alpha l - j\cot(\beta l)) + Z_1}{Z_1(\alpha l - j\cot(\beta l)) + j\omega L} = Z_1 \frac{(\omega L \cot(\beta l) + Z_1) + j\omega\alpha l L}{Z_1 \alpha l - j(\cot(\beta l)) - \omega L)} \tag{2.135}$$

とできる。よって、フィードライン側からみたインピーダンス $Z_{\rm tot}$ は、

$$Z_{\rm tot} = \frac{1}{j\omega C_c} + Z_1 \frac{(\omega L \cot(\beta l) + Z_1) + j\omega\alpha l}{Z_1 \alpha l - j(\cot(\beta l)) - \omega L)} \tag{2.136}$$

共振が起こるとき、$\mathrm{Im}(Z_{\rm tot}) = 0$ であり、$\alpha l \ll 1$ を用いると、

$$\mathrm{Im}(Z_{\rm in}) \simeq Z_1 \frac{\omega L \cot(\beta l) + Z_1}{\omega L - Z_1 \cot(\beta l)} \tag{2.137}$$

となるので、$Z_{\rm tot}$ の虚部は

$$\mathrm{Im}(Z_{\rm tot}) = \frac{1}{\omega C_c} + Z_1 \frac{\omega L \cot(\beta l) + Z_1}{\omega L - Z_1 \cot(\beta l)} \tag{2.138}$$

$$\simeq \frac{\omega L - Z_1 \cot(\beta l) + \omega C_c Z_1(\omega L \cot(\beta l) + Z_1)}{\omega C_c(\omega L - Z_1 \cot(\beta l))} \tag{2.139}$$

とできるので、共振周波数を ω_0'' とすると

$$\omega_0'' L - Z_1 \cot(\beta l) + \omega_0'' C_c Z_1(\omega L \cot(\beta l) + Z_1) = 0 \tag{2.140}$$

ここで、式 (2.115) から、

$$\omega_0'' L - \frac{\pi}{2} Z_1 \frac{\omega_0 - \omega_0''}{\omega_0} + \omega_0''^2 C_c L Z_1 \frac{\omega_0 - \omega_0''}{\omega_0} + \omega_0'' C_c Z_1^2 = 0 \tag{2.141}$$

となる。ここで、我々の系では $1/\omega_0 C_c \gg Z_1$, $\omega_0 L \ll Z_1$ が成り立ち、第 3 項は他に対して十分小さいので無視すると、

$$\omega_0'' = \frac{\omega_0}{1 + 2\omega_0 L/\pi Z_1 + 2\omega_0 C_c Z_1/\pi} \tag{2.142}$$

が得られる。また、別の表現で表すと

$$f_0'' = \frac{1}{1 + 4f_0 L/Z_1 + 4f_0 C_c Z_1} f_0 \tag{2.143}$$

となる。

図 2.13 は、典型的なパラメータ ($f_R = 5\,\mathrm{GHz}$, $C_c = 3.6\,\mathrm{fF}$, $L = 5.8\,\mathrm{pH}$, $Q_c = 5000$, $Q_i = 40,000$) を用いて計算した S_{21} を示したものである。複素平面上における S_{21} は図 2.13(a) のように、(1,0) を通る直径 $d = Q/Q_c$ の円を描く。

(a) S_{21} 複素平面

(b) S_{21} 振幅、位相

図 2.13: 複素透過率 S_{21}

2.3.2.6 インダクタンスの変化に対する応答

式 (2.143) より、終端のインダクタンスの微小変化に対する共振周波数の変化は

$$\frac{\partial f_0''}{\partial L} = \frac{f_0}{1 + 4\pi f_0 L/Z_1 + 4\omega_0 C_c/Z_1}\left(\frac{-4f_0}{Z_1}\right) \simeq -\frac{4f_0^2}{Z_1} \tag{2.144}$$

と表すことができる。

また、式 (2.87) を用いると、共振周波数は磁束の関数として

$$f_0''(\phi) \simeq f_0 - 4f_0^2 C_c Z_1 - \frac{4f_0^2 L_s}{Z_1}(1 - \lambda\cos(\phi)) \tag{2.145}$$

とできる。

2.3.2.7 Q_i の影響

MW-MUX における主要な雑音源は HEMT アンプである。HEMT アンプにおける SN 比は HEMT アンプの雑音パワー P_N と、MW-MUX チップを経て HEMT へ入力される信号パワー ($=|S_{21}|^2 P_{\mathrm{IN}}$) の比で表される。図は各 Q_i/Q_c において、入力磁束と $|S_{21}|^2$ の関係を示したものであるが、Q_i/Q_c が大きいほど $|S_{21}|^2$ の変化が大きいのが分かる。したがって、Q_i/Q_c が大きいほど低雑音 (高 SN 比) が期待できる。ただし、Q_c は測定信号の帯域等に合わせて設計するため、高い Q_i を実現する必要がある。また、広帯域の信号測定においては Q_c が小さいため、Q_i も小さくてよいが、狭帯域の信号測定では Q_c が大きい必要があるので、非常に大きい Q_i が要求されることになる。

また、図は Q_i/Q_c と S_{21} の共振円の直径 d(すなわち $|S_{21}|@f_{\mathrm{R}}$) の関係をあらわしたものである。図より、ある程度以上の Q_i においては S_{21} の向上率が小さいのが分かる。本研究では d が 0.9 以上となる $Q_i/Q_c = 10$ を基準値とし、高 Q_i 値の実現を試みた。

さらに、各共振器の発熱 P_{diss} は、

$$P_{\mathrm{diss}} = (1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2)P_{\mathrm{IN}} = \frac{2Q_iQ_c}{(Q_i + Q_c)^2}P_{\mathrm{IN}} \tag{2.146}$$

と表すことができるので、高 Q_i/Q_c 値は共振器における発熱の低減にも寄与する。

図 2.14: Q_i/Q_c の違いによる磁束感度の違い

図 2.15: Q_i/Q_c と共振円直径の関係

2.3.3 ランプ磁束変調法 (Flux Ramp Modulation)

2.2.2 節で述べたように、SQUID は入力磁束に対して Φ_0 周期の非線形応答を示すため、入力が大きい場合は入出力特性の線形化が必要となる。DC-SQUID を用いた読出系においては、FLL を用いることによりこの入出力特性の線形化を実現している。

しかし、基本的に FLL は各画素に対し負帰還用の配線が必要となるので、大規模 TES アレイを実現するうえでは不向きな方法であるといえる。すなわち、FLL によって配線数が増えてしまえば、信号多重化によって配線数の削減をするという目的に反してしまう。

そこで、本研究では FLL よりも少ない配線数で大規模 TES アレイの全画素の入出力特性線形化を可能にする方法として、ランプ磁束変調法 (Flux Ramp Modulation ; FRM)[40] を適用している。FRM は位相変調の一種であり、SQUID を鋸歯状波信号で変調し入力信号による位相変化を復調することで、入力信号を推定する方法である。図 2.16 に示すように、SQUID にインプットコイルからの入力がない状態で、被測定信号 (TES 信号) よりも十分高速な鋸歯状波で変調した時の SQUID の出力は、図 2.16 右下の黒線で示すような周期応答をしめす。すなわち、SQUID の出力の基本成分だけを考えれば

$$SQ_{\mathrm{out}} = A\sin\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = A\sin\left(2\pi\frac{\omega_{\mathrm{mod}}t}{\Phi_0}\right) \tag{2.147}$$

である。ここで、A は振幅を表す定数、ω_{mod} は鋸歯状波の周波数である。次に、鋸歯状波によって変調されている状態で入力信号が加わったとき、被測定信号は鋸歯状波に対して十分おそいので、SQUID に加わる磁束は一定のオフセットとみなすことができる。したがって、このときの出力は、

$$SQ_{\mathrm{out}} = A\sin\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = A\sin 2\pi\left(\frac{\omega_{\mathrm{mod}}t}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{\mathrm{in}}}{\Phi_0}\right) \tag{2.148}$$

となり、入力信号がないときの出力から位相がずれる。（図 2.16 右下の赤、青） すなわち、鋸歯状波のみの出力からの位相差を測定すると、

$$\delta\theta = 2\pi\frac{\Phi_{\mathrm{in}}}{\Phi_0} \tag{2.149}$$

により、Φ_{in} を求めることができる。位相シフト $\delta\theta$ は鋸歯状波の一周期ごとに次の関係を用いて求めることができる。したがって、FRM を用いた場合 MW-MUX の信号測定のサンプリングレートは鋸歯状波の周波数になる。

$$\delta\theta = \arctan\left(\frac{\Sigma x_t \sin(\omega_{\mathrm{mod}}t)}{\Sigma x_t \cos(\omega_{\mathrm{mod}}t)}\right) \tag{2.150}$$

以上より、FRM は、一本の配線で全画素を同時に変調でき、原理上制限なく入出力特性の線形化を実現可能であり、マイクロ波信号多重化法に適した方法であると考えられる。さらに、FRM 法は、超伝導共振器において主要なノイズ源である二準位系のノイズ（Two Level System ; TLS）等に起因する低周波ノイズを避けることができるというメリットもある [40]。

ただし、FRM は、FLL 法 (2.2.3 節) が $\Phi - V$ カーブ上の感度の高い一点にバイアスできるのに対し、変調することで感度としては平均化された値となってしまうので入出力の変換効率は FLL よりも低くなってしまう。SQUID の出力を完全なサイン波形だと仮定すればこの変換効率はパワーで 1/2 になる。

図 2.16: ランプ磁束変調法原理

第3章　マイクロ波信号多重化素子と実験体系

この章では、本研究で用いたマイクロ波信号多重化に用いた素子の設計と実験体系についてまとめる。なお、本研究で用いたマイクロ波信号多重化チップは産業技術総合研究所のクリーンルームCRAVITY(Clean Room for Analog digital superconductiVITY) [67] で作製された。

3.1　素子設計・作製

3.1.1　共振器電極材料

マイクロ波信号多重化において読出系の雑音を低減するには高い無負荷 Q 値 (Q_i) をもつ共振器の実現が必要である。無負荷 Q 値をきめる支配的な損失としては、電極損、誘電損、放射損等があげられる。特に電極損による Q 値を Q_s とすると、Q_s は電極の複素表面インピーダンス ($Z_s = R_s + jX_s$) を用いて

$$Q_s = X_s/R_s \tag{3.1}$$

と表すことができる。ここで、R_s は励起した準粒子数 n_q に依存し、$n_q \propto \exp(-T_c)$ であるので、T_c の高い材料の方が R_s が小さく、高 Q_s が得られると考えられる。したがって、本研究では共振器電極材料として、金属系超伝導デバイス材料として最も技術が確立された Nb に加え、薄膜の T_c が 16.5 K[68] と Nb より高い NbN の 2 種類をテストした。

3.1.2　素子設計

3.1.2.1　SQUID の構造と共振器との結合

マイクロ波信号多重化法では、発熱がほとんど 0 となる RF-SQUID を利用する。2.3.1 節でも述べたように、RF-SQUID が外部磁場に対して 1 価の関数として安定に動作するには、$\lambda = L_S/L_{J0} \ll 1$ を満たす必要がある。一般的な DC-SQUID では、$\lambda \sim \pi$ となるように設計する [69] ため、マイクロ波読出では同じ L_{J0} に対して DC-SQUID よりも 3 倍程度小さい L_s を精度よく実現しなければならない。そこで、本研究では高精度にインダクタンスを作製できるマイクロストリップ線路を用いた SQUID を設計した。

また、SQUID と共振器の結合方式には、図 3.1 に示すように、直接結合と間接結合の 2 種類がある。どちらの結合方式でも等価的には、可変インダクタンスで終端されていることになるが、それぞれの方式における最大のインダクタンス変化 $\Delta L_{\rm pp}$ は異なる。このとき、間接型は、

$$\Delta L_{\rm pp} \quad = \frac{M_c^2}{L_{J0}(1-\lambda^2)} \tag{3.2}$$

であり、直接型では式 (2.89) にも示した通り

$$\Delta L_{\rm pp} \quad = \frac{2\lambda^2(1-a)^2 L_{J0}}{1-\lambda^2} \tag{3.3}$$

である。ただし、直接結合型の SQUID コイルは図 3.1 に示すように、2 つのマイクロストリップラインで構成される。ひとつは GND から JJ を経由して共振器に接続するライン（こちらのラインのインダクタンスを $a\,Ls$ とする）であり、もうひとつは GND から直接共振器に接続されるライン（インダクタンス $(1-a)L_s$ とする）である。このとき、共振周波数変化は

$$\Delta f_R = \frac{4f_R^2}{Z_1}\frac{2\lambda^2(1-a)^2 L_{J0}}{1-\lambda^2} \tag{3.4}$$

となる。このとき、a を非対称パラメータとよぶことにすると a を導入することによって、共振周波数変化の調整が可能となる。

ここで、典型的なパラメータ $L_{J0} = 35\,\mathrm{pH},\ \lambda = 1/3,\ Z_1 = 50\,\Omega,\ f_R = 5\,\mathrm{GHz},\ M_c = 1.65\,\mathrm{pH},\ a = 0.5$、を用いると、上の式から共振周波数の変化は間接結合型で $\Delta f_R \sim 350$ kHz、直接結合型で $\Delta f_R \sim 4.4$ MHz が得られる。したがって、同様の SQUID 設計パラメータにおいて、直接型の方が大きな共振周波数変化を得られる。この Δf_R は被測定信号の帯域と同じ値となるように設計するので、直接結合型の方がより広帯域の信号測定に適していると考えられる。

また、共振周波数の異なる共振器において同じ Δf_R を得るには、直接型では非対称パラメータ a を調整すればよい。これは、SQUID のリングライン上のどこでグラウンドにおとすかを調整すればよいので、間接結合型が M_c を調整することによりこれを調整するのと比べれば比較的容易な操作である [47]。

したがって、本研究では高周波信号測定への拡張も視野にいれつつ、共振器周波数変化の調整が容易である直接結合型を適用した。

さらに、SQUID のコイルは外部磁場を打ち消すために 1 次のグラジオメータとし、グラウンド面と SQUID コイルによってループを形成する垂直型 SQUID の構造となっている。本研究で使用した SQUID の構造を図 3.2 に示す。

図 3.1: SQUID-共振器間結合

3.1.2.2　1/4 波長共振器

・共振器帯域と共振周波数間隔

一般的に共振器の帯域（f_s）は、読出す信号の帯域と同程度にする。ただし、本研究ではランプ磁束変調法を適用するため、被測定信号帯域よりも十分大きくする必要がある。すなわち、被測定信

図 3.2: SQUID 構造

号帯域＜ 鋸歯状波信号帯域 ＜ 共振器帯域の関係をみたす必要がある。したがって、本研究で読出を想定している γ 線 TES の帯域が約 10 kHz であるから、ここでは余裕をとって共振器帯域の設計値を 1 MHz とした。また、共振周波数の間隔はクロストークを避けるため共振器帯域の 10 倍以上大きくする必要がある [69] ので、共振周波数間隔を 20 MHz とした。

次に、共振器帯域は $Q_c \ll Q_i$ のとき、$f_s \sim f_R/Q_c$ となる。よって、$f_R = 4{-}8\,\mathrm{GHz}$, $f_s = 1\,\mathrm{MHz}$ のもとでは、$Q_c = 4000 - 8000$ となる。さらに、Q_c は結合キャパシタと式 (2.122) のような関係があるので、$C_c = 7 - 14$ fF を得る。

・共振器長

次に 1/4 波長共振器の共振周波数の設計について考える。本研究では、共振器はコプレナー伝送線路 (Coplanar Waveguides ; CPW) によって形成されており、中心電極の幅 10 μm に対し両側のギャップ幅 4.75 μm によって特性インピーダンス 50 Ω となっている。

この CPW の長さを適切に設計することにより、所望の共振周波数を得ることができるが、これらの関係は

$$f_R = a_c \frac{v_p}{4}(l_{\mathrm{CPW}} - l_{\mathrm{CAP}}) \tag{3.5}$$

という式を用いて設計している。ここで、式 (2.128) より $a_c = (1 + 4 f_R C_c Z_0)^{-1}$, l_{CPW} は電極中心の共振器長さであり、l_{CAP} は伝送線路との結合強度をきめるキャパシタ部分による補正項である。v_p はマイクロ波の速度であり、シミュレーションにより $v_p \sim 0.42\ c$（c は真空中での光の速度）である。

・共振周波数変位幅

共振器の共振周波数変位幅 Δf_R は、共振器帯域 f_s と等しくなるように設計する [69]。CRAVITY における特性の安定したジョセフソン接合を作製できる条件: 臨界電流密度は 250 A/cm^2、接合サイズを 2 μm 角、より $I_c = 10\ \mu$A, $L_{J0} = 33$ pH となる。また、λ は製作の制御性やばらつき等を考えて小さめに $\lambda = 0.2$ と設定し、a は作製の簡単さから $a = 0.5$ とした。このとき、式 (3.4) により $\Delta f_R = 1.37$ MHz であり共振帯域 1 MHz の設計に適当な範囲である。

・入力コイルとの結合

インプットコイルと SQUD 間の相互インダクタンスは $M \sim k_c N_{\mathrm{turn}} L_s$（$k_c$ は結合効率を表す定数、N_{turn} は入力コイルのターン数）であり、この値が大きいほど SN 比を高くとれるが、インプットコイルのターン数も大きいことが望まれるが実際には製作上の制約がある。さらに、インプットコイルの長さがマイクロ波の半波長の整数倍になると共振によるロスも考えられる [70]。本研究では、設計上無理がない範囲でインプットコイルのターン数を片側で 7、ランプ磁束変調コイルのターン数を 1 とした。このとき、M は Nb の場合 60 pH 程度、NbN の場合 100 pH 程度となる。

3.1.2.3 インプットコイル・マイクロ波フィルター

マイクロ波がインプットコイルの方へ漏れると Q 値が低下してしまうだけでなく、インプットコイルに接続されている TES の動作への悪影響が懸念される。したがって、これを防ぐためのローパスフィルターをインプット回路上に設置した。フィルターは図 3.3 のように LR フィルターであり、$L_{\mathrm{F}} = 7$ nH, $\mathrm{R_F} = 0.24\ \Omega$, カットオフ周波数は f_{cut} =4 MHz である。

図 3.3: インプットコイル・フィルタ構成

3.1.3 素子作製

本研究で用いた MW-MUX チップは CRAVITY で作製された。チップ作製プロセスは HSTP と呼ばれるプロセス [71] に準じている。チップは、SQUID 動作の心臓部を受け持つ Nb/AlOx/Nb 積層型ジョセフソン接合、配線電極 3 層、 SiO_2 層間絶縁 2 層、 Pd 抵抗から成る。ここでは、詳細なプロセスについては省略するが、大雑把な流れを図 3.4 に示した。各段階のプロセスでは、半導体チップ作製と同様のフォトリソグラフィ法と、2 種類（スパッタ、化学的気相成長法）の成膜技術、反応性イオンエッチング法、イオンミリング法、リフトオフ法によりパターニング、成膜、成形がなされている。

完成した素子の写真と断面構造のレイアウト図を図 3.5、図 3.6 にしめす。共振器構造を形成するのは GP 層であり、GP 層の成膜材料を選ぶことで共振器材料を簡単に変えることができる。

図 3.4: MW-MUX チップ作製プロセス

図 3.5: チップ構造

(a) 全体図

(b) 部分拡大図

図 3.6: 素子写真

3.2 実験体系

3.2.1 極低温冷凍機

本研究で主に用いた冷凍機は、VeriCold 社製のパルスチューブ冷凍機ベース断熱消磁冷凍機 (Adiabatic Dimagnetization Refrigerator ; ADR) である。パルスチューブ冷凍機により、全体が約 3.5 K にまで冷却され、ADR によって約 60 mK までの冷却が可能である。ADR は図 3.7 のように常磁性塩が外部の冷凍機とヒートスイッチによって接続した構造をもつ。常磁性塩に超伝導マグネットによって外部磁場を与えると常磁性塩を構成する物質の磁気モーメントがそろうため、エントロピーが

図 3.7: ADR の構造模式図と冷却原理 (ロックゲート HP より)

図 3.8: ADR 冷却と昇温の様子

減少する (等温磁化)。　次に、ヒートスイッチを切り（断熱）外部磁場を抜いていく (消磁) と、エントロピーは磁場と温度の比の関数であるため、エントロピー一定の下で磁場が減少し、常磁性塩の温度が低下する。ADR は、別の主流な極低温冷凍機である希釈冷凍機とは異なり、連続的に冷却を行う仕組みではないため、低温ステージの熱負荷や外部からの熱流入により極低温保持時間の制限があるが、無重力下の宇宙空間での使用が可能であるという特徴をもつ。

本研究で用いた ADR は、秩序状態への転移温度の異なる 2 種類の常磁性塩:GGG(Gadolinium Gallium Garnet, $Gd_3Ga_5O_{12}$) と FAA(Ferric Ammonium Alum, $[Fe_2(SO_4)_3 \cdot (NH_4)_2SO_4 \cdot 24H_2O]$)、を用いた 2 ステージ構造となっており、GGG ステージが約 500 mK、FAA ステージが最低温度ステージとなっている。また、冷却は全自動で行うことができ、室温から 3.5K までの予冷に約 24 時間、3.5K から最低温度までの消磁に 1.5 時間程度要する。冷却と昇温の様子の一例を図 3.8 に示す。

3.2.2 冷凍機内のマイクロ波伝送線路

図 3.9 に ADR 内部に構築したマイクロ波読出体系の模式図 (左) と写真 (右) を示す。模式図の”DUT”(Device Under Tested) が測定したいチップをマウントしたモジュールを表している。実験体系構築に際して、主に考慮すべきことは、FAA ステージへの熱流とマイクロ波の透過特性の 2 つである。

まず、ADR 内の室温から 4 K ステージまでは、マイクロ波の往路復路ともに、芯線径 2.1 mm の CuNi 同軸ケーブルで接続されている。CuNi は室温からの熱流入を防ぐために比較的高抵抗かつマイクロ波ロスが小さい材料である。また、4 K からモジュールまでは芯線径 0.86 mm の NbTi の同軸ケーブルを使用している。NbTi は超伝導体であり、転移温度（約 10K) 以下では、マイクロ波の

ロスもほとんどなく、熱流入も小さいと考えられる。この NbTi 同軸ケーブルを超伝導体になるようしっかりと冷却するために、同軸線路の一部にホルマル線を巻いて 4 K ステージ、500 mK ステージに熱アンカをとっている。

さらに、モジュールへの熱流入を抑えるためマイクロ波入力側には、4 K ステージに-30dB の減衰器 (アッテネータ) が挿入されている。このアッテネータによって、約 300K の雑音温度を 1/1000 にすることが可能となる。さらに、入力側・出力側ともに 4 K ステージに DC ブロックが設置されている。DC ブロックはキャパシタなのであり両端の金属的な接続を遮断できるので高温側からの熱流入を抑えることができる。また、本研究で用いた ADR ではヒートスイッチの開閉のモニタを電気抵抗により行っているので各温度ステージは絶縁をとる必要があるが、DC ブロックはその目的のためにも不可欠になっている。

低温用 HEMT アンプ (High Electron Mobility Transistor ; HEMT) は多重化された信号の増幅に用いられ、発熱量が 10 mW のオーダーであり FAA ステージには熱負荷が大きすぎるため 4 K ステージに設置される。また、HEMT アンプからのマイクロ波反射波が測定チップに悪影響を与えることを避けるため、HEMT アンプ手前には低温用のアイソレータが挿入されている。HEMT アンプはマイクロ波信号多重化法のノイズの中で支配的なノイズ源となっている。本研究で使用している HEMT アンプは、カルフォルニア工科大学によって開発された CITCRYO4-12A というもので、4-8 GHz においてゲイン+33dB 程度、雑音温度 3.5K 程度である。

図 3.9: ADR 内部セットアップ

次に、ADR に構築したマイクロ波伝送線路のロスを確認するため、ベクトルネットワークアナライザ (VNA) を用いてマイクロ波の透過率を測定した。図 3.10 に透過率測定の結果をしめす。図には 0-10 GHz における結果を示したが、MW-MUX において使用する領域 (HEMT の帯域) は 4 - 8 GHz である。

まず、マイクロ波のロスは VNA のインプット側とリターン側を直結した状態で 0 となるように校正してある。すなわち、この状態において全測定周波数 0 - 20 GHz における $|S_{21}| = 0$ dB である。VNA から ADR まではインプット側、リターン側ともに銅の同軸ケーブルが使用されている。この、同軸ケーブルのロスとしては-0.4 dB@5 GHz 程度であり、ほとんど無視できるほど小さい (図

3.10 Cu coax)。次に、室温においてインプット側、すなわち冷凍機の入力コネクタからインプット側の DC ブロックまでのロスを示したのが、input@RT である。入力側には-30 dB のアッテネータが挿入してあるので、CuNi 同軸ケーブル自身のロスはその分を差し引かなければならない。また、output@RT はリターン側 (リターン側の DC ブロックから冷凍機の出力コネクタまで) の室温でのロスである。ただし、同軸ケーブルのロスを評価するのが目的であるため、HEMT アンプと cryo アイソレータは取り除き、代わりにロスが無視できるほど小さい同軸ケーブルを挿入した。これによって、インプット側、リターン側における CuNi のロスがおよそ 5 dB 程度であることが分かった。

その後、インプット側とリターン側を NbTi 同軸ケーブルと共振器チップのはいったモジュールで接続し、冷却したときのマイクロ波透過率をいくつかの温度で示したのが図 3.10 の CuNi+NbTi+module@~ である（HEMT アンプ、cryo アイソレータはなし）。低温になるのにしたがって、ロスが小さくなっているのが分かるが、これは NbTi 同軸ケーブルとチップ (Nb) が冷却されて超伝導状態に変化していくことに対応している。4 K では共振器のピークが確認され、4 K と 100 mK における差はほとんどないのが分かる。また、この結果より 4-8GHz における NbTi 同軸ケーブルのロスを計算したのが図 3.10 右である。計算された値は、共振ピークのある 5 - 5.5 GHz およびセットアップによる共振がみられる 7-8 GHz の範囲を除き、±0.6 dB の範囲内にある。したがって、CuNi 同軸ケーブルのマイクロ波透過率が室温と低温で変わらないと仮定すると、NbTi 線は超伝導になっておりマイクロ波ロスはほとんどないことが分かった。

図 3.10: マイクロ波伝送線路ロス

3.2.3 室温マイクロ波信号処理回路

マイクロ波信号多重化法では、多数の画素からの多重化信号を室温回路において復調を行う必要がある。復調を行う室温回路としては、画素数が増えるにしたがって処理するデータ量も増えるので、高速 A/D, D/A 変換器と FPGA(Field Programable Gate Array) を組み合わせた信号処理系が必要である。本研究では、このような復調用回路に加え、ランプ磁束変調信号発生回路を含む室温エレクトロニクスを構築した。図 3.11 は室温エレクトロニクスのブロックダイアグラムであり、3.12(左) はその写真である。この室温エレクトロニクスに、マイクロ波信号源、冷凍機内のチップからの入出力、データ取得用の PC を接続することで測定システム全体が完成する。（図 3.12（右））なお、本研究で使用した FPGA のファームウェアは産総研の平山文紀氏によって作製されたものを使用した。

ここでは、室温回路の構成について概観する。

まず、FPGA と D/A 変換器によって作成されたマイクロ波コム (0 - 80 MHz) を、マイクロ波源からの信号を基本波 (LO) として IQ ミキサでアップコンバートし、各共振器の共振周波数に対応したコムを発生させる。このマイクロ波コムは、アイソレータと 4-8GHz 帯のローパスフィルタを経由し、室温回路を出て冷凍機内のチップへと印加される。この GHz 帯のローパスフィルタは前段のミキサで発生する高調波を取り除く役割を果たす。冷凍機内のチップによって変調された信号は、再び室温回路の復調部に戻り、GHz 帯域のアンプを経由して IQ ミキサでダウンコンバートされる。最初に発生したコムとダウンコンバートされた信号から FPGA 内で複素透過率や入力磁束の計算がなされる。FPGA 内での信号処理については、次節で述べる。

また、ランプ磁束変調のための鋸歯状波は、FPGA 基板からのパルスによりリセットされる積分回路を設計・作製したものを利用している。

図 3.11: 室温エレクトロニクスブロックダイアグラム

図 3.12: 室温エレクトロニクス写真（左）と測定システム全体（右）

3.2.4 室温回路による信号処理

3.2.4.1 ランプ磁束変調に対する応答

2.3.3 節で述べたように、ランプ磁束変調の信号周波数 f_{mod} は測定におけるサンプリングレートになる一方で、その FRM の周波数をあげていくと共振器が追随しなくなり、信号出力が低下して SN 比が劣化する。したがって、ここでは JSPICE[72] を用いて帯域 1 MHz の共振器の FRM 信号に対する応答を計算し、FRM 周波数の検討をおこなった。また、実際の共振器を用いて FRM に対する応答を確認した。

図 3.13(左) は、シミュレーションの結果である。SQUID に一定の入力磁束 Φ_a を印加しゆっくりと掃引した場合（dc sweep）は、共振円上を変位し変位角度はちょうど半円 (180 度) になる。　入力磁束を上げていくと共振円上から離れるが、ランプ速度<120 kΦ_0/s 程度まではその変位幅はほぼ変わらず、それ以上では変位幅が縮小していく。本研究ではランプ速度は 180 kΦ_0 とした。また、FRM 信号の振幅は式 (2.150) において Σ の範囲を与え、その範囲は最低 1 Φ_0 以上必要であるが、精度よく $\delta\theta$ を抽出するには数 Φ_0 必要である。本研究では、振幅を 3 Φ_0 に設定し、$f_{\mathrm{mod}} = 60$ kHz とした。(ただし、ランプ波のリセット部はトランジェント部分となるので復調の計算には使用できないため、実際に計算に用いるのは 3 Φ_0 以下となる。) したがって、サンプリングレートは 60 kHz となるが、本研究で想定する γ 線信号の帯域は 10 kHz 以下なので十分であると考えられる。

次に、GM 冷凍機を用いて 4 K において FRM 信号に対する応答を測定した。図 3.14b は室温回路からの $f_{\mathrm{mod}} = 60$ kHz、A_{mod}=3 Φ_0 の FRM 信号であり、図 3.13（右）はその FRM 信号に対する応答である。シミュレーションでは外部磁束は理想的なランプ信号であり $\Phi_a = 0$ と $\Phi_a = \Phi_0/2$ では対称であるが、実測ではランプ波のリセットによるトランジェントが確認される。その他の点は、シミュレーションと定性的に同じ応答をみせており、実際に $f_{\mathrm{mod}} = 60$ kHz、$A_{\mathrm{mod}} = 3\ \Phi_0$ の FRM 信号で問題がないことを確認した。

図 3.13: ランプ磁束変調シミュレーション (左) と実際の応答（右）

(a) 測定体系 (b) 60 kHz のランプ磁束変調信号例

図 3.14: ランプ磁束変調テスト体系と信号例

3.2.4.2 復調信号処理と測定手順

測定手順について簡単にまとめる。

1. まず、FRM コイルに一定電流を流しその電流を掃引し、VNA を用いて各共振器の共振周波数と変位幅を測定する。これにより、入力するマイクロ波コムの周波数を決定する。

2. 次に、測定した共振周波数に合うように LO および IF 帯コムの周波数を決め、FPGA にロードする。このとき、折り返しも考えてコムの最小周波数間隔が 6 MHz 以上になるように設定している。また、IF 帯コムの各プローブのパワーは-20 高調波成分を十分に抑えるため-30 dBm とした。そして、室温回路の出力をスペクトラムアナライザ (スペアナ) に接続し、MW-MUX チップへ入力するコムの確認を行う。このとき、LO のリークを最小限にするため IQ ミキサへの DC 電圧を調整する。図 3.15 は 5 チャンネルの MW-MUX 測定のときのマイクロ波コムの例である。

図 3.15: マイクロ波コム例

3. 次に、スペアナへの接続を冷凍機の入力コネクタへつなぎ変える。そして、再び FRM コイルに一定電流を掃引し、各共振器の共振円を測定し、共振円の中心を計算する。（図 3.16(a)）その後、円周情報を円の中心からの角度に 1 次元化する。(図 3.16(b))

4. FRM をかけ、入力コイルには信号がない場合の角度情報を取得する。(図 3.16(c)) ただし、データの冒頭一部はランプ波のリセットに対応する遷移状態にあたるので、位相シフトの計算には使用できない。本研究では、測定した 1024 点のうち最初の 250 点を除く 774 点を復調の計算に使用した。

5. 実際に測定したい信号を測定し、無入力状態からの位相シフトを基に入力を復調する。

(a) DC 掃引に対する IQ 測定 (5 チャンネル)

(b) DC 掃引に対する角度測定 (1 チャンネルのみ表示)

(c) FRM に対する角度 (1 チャンネルのみ表示)

図 3.16: 各測定手順におけるデータ例

第4章　共振器材料評価

MW-MUX と同じように GHz 帯に共振周波数をもつ超伝導共振器を利用した検出器として MKID (Microwave Kinetic Inductance Detector)[73] があげられる。MW-MUX が超伝導共振器終端の可変インダクタンスの変動を動作原理にするのに対して、MKID では、超伝導ギャップエネルギー以上のエネルギー入射によって生じる準粒子数変化による超伝導共振器の力学的インダクタンス (Kinetic Inductance) 変化を原理としている。また、MKID はミリ波・サブミリ波の検出器として開発されてきたが、近年では共振器を吸収体に結合させて X 線の測定を可能にした Thermal KID(TKID) の開発も行われている [74]。

超伝導共振器の支配的な雑音源として MKID の研究グループから報告されてきたのが、二準位系 (Two Level System) のゆらぎに起因すると考えられている位相ノイズである。図 4.1 は MKID に見られるノイズスペクトルの例である [75]。このノイズスペクトルは共振周波 4.4 GHz であるシリコンウエハ上のニオブ (Nb) 電極共振器の共振周波数における S_{21} を測定したものである。また、$S_{AA}(\nu)$ は S_{21} を IQ 成分に分け共振円を描いた時の接線成分（位相成分）、$S_{BB}(\nu)$ は動径成分 (振幅成分) である。この図から明らかなように、低周波側（6 kHz 以下）では位相ノイズが振幅ノイズより 20 dB 以上大きく、支配的な雑音源である。

MW-MUX においても、このような過大な位相ノイズが性能を支配する要因となる可能性が考えられる。本章前半 4.2 節では、電極材料・ウエハの異なる 4 種類の共振器を作成し、その雑音特性や材料依存性を評価した。なお、ここでは共振器のみの特性評価を行うことが目的であるため、実際に MW-MUX で用いる共振器を RF-SQUID で終端した構造ではなく共振器の終端は短絡した構造となっている。4 種類の共振器とは、シリコンウエハ上の Nb 電極共振器、シリコンウエハ上の NbN 電極共振器、m 面サファイアウエハ上の Nb 電極共振器、サファイアウエハ上の NbN 電極共振器であり、それぞれ、NbN/Si、NbN/Al_2O_3、Nb/Si、Nb/Al_2O_3 と表記する。

さらに、4.3 節では SQUID 終端したチップ (MW-MUX チップ) を用いた測定から磁束-共振周波数変換係数を求め、4.2 節で測定したノイズの値をもとに、MW-MUX における磁束ノイズの推定を行った。直接 MW-MUX チップの磁束ノイズを測定できなかった理由としては、MW-MUX チップでは共振器のみチップよりも Q_i 値が一桁以上劣化する現象が起きたためである。したがって、ここでは共振器のみのチップで実現した Q 値が MW-MUX チップでも実現できたとした場合に到達しうる磁束ノイズの値を見積もったことになる。なお、MW-MUX チップにおける Q 値の劣化の要因については第 6 章で議論する。

図 4.1: MKID にみられる位相ノイズ例 [75]

4.1 二準位系によるゆらぎ

超伝導共振器の究極的な性能制限要因として考えられていたのが、準粒子の生成・再結合によるノイズであったが実際には図 4.1 にも示したような、超過位相ノイズが観測され、その原因は二準位系に由来するものであることが示唆された [76]。

二準位系によるゆらぎの研究は、極低温におけるアモルファス材料や欠陥を含む結晶（図 4.2 左）の比熱、熱伝導率、音速といった特性が完全な結晶と大きく異なることから始まった [77]。そして、この特性の違いは図 4.2 右のように、極低温における非対称な 2 つのエネルギー準位を遷移（トンネリング）する粒子によってモデル化された。(もちろん実際には"二"準位ではなく、複数の複雑な準位が存在していると想定されるが、数学的な取扱の簡単化のために二準位とされている）この遷移は、熱的なゆらぎやマイクロ波の吸収によって生じるが、周囲の電場と相互作用することで共振器の誘電率、すなわちキャパシタンスにゆらぎを与えることになる。したがって、共振器のインダクタンスとキャパシタンスの関数となる共振周波数もこの二準位系によってゆらいでしまう。図 4.2 左の A, B, C は周囲の結晶構造と異なる点であり二準位系が存在しうる場所を示している。TLS に関する詳細な理論的な考察やまとめは [76][78] 等に詳しい。

図 4.2: TLS 模式図 [78]

4.2 共振器特性評価

各共振器について、TLS の影響を調べるために以下の 3 つの測定を行った。なお、今回比較を行ったのはチップに含まれる 16 共振器のうち電極上部の SiO_2 を除去した高周波側の 8 つである。

1. 共振周波数の温度依存性
2. 無負荷 Q 値のマイクロ波パワー依存性
3. ノイズ

・測定方法

図 4.3 に測定体系を示す。冷凍機内のセットアップはほとんど前章で述べた通りであるが、500 mK ステージに磁気シールドが加わっている。また、ノイズ測定において VNA 雑音の起用を小さくするため ADR からの出力側には+30 dB の室温アンプを挿入した。図 4.4 は測定した 4 種類の共振器の 100 mK、マイクロ波パワー (VNA 出力)-40 dBm における S_{21} 特性である。

図 4.3: 測定体系

図 4.4: 各共振器の S_{21}@100 mK, -40 dBm

4.2.1 共振周波数シフトの温度依存性

TLS の影響がない状況では、温度を下げると共振周波数は高くなるという単調減少の関係を示す。しかし、TLS の影響が大きい低温の領域ではこれが当てはまらない。したがって、共振周波数の温

度変化を測定することによって TLS の影響を評価できる。ここでは、共振周波数の温度変化を測定した。

そのため、ADR を最低温度まで冷却し、自然昇温させながら 15 分ごとに S_{21} を取得した。温度範囲は 70 mK - 1.5 K 程度で、マイクロ波のパワーは VNA の出力で-60, -50, -40, -30 dBm の 4 点について測定した。例として、図 4.5 に Nb/Si 共振器を測定した際の昇温の様子を示した。

図 4.5: Nb/Si 共振器昇温測定時の温度変化

図 4.6 は各共振器チップの中から代表する共振器について S_{21} の温度依存性をマイクロ波パワーごとに示したものである。図 4.6 の各図は、共振ピークを拡大したもので、縦軸は NbN/Si、NbN/Al_2O_3 に関しては 45 dB のスケール、Nb/Si、Nb/Al_2O_3 が 25 dB スケールであり、横軸は Nb/Si は 1 MHz、他の 3 つは 500 kHz となっている。

図 4.6 に示した各共振器の S_{21} 特性から共振周波数を抽出し温度との関係をまとめて示したのが図 4.7 である。ここで、f_{R0} は最低温度での共振周波数であり、$\Delta f_R = f_R(T) - f_{R0}$ である。 また、図 4.7 のマイクロ波パワーは VNA 出力-50 dBm のものを示しているが、共振周波数シフト率 $\Delta f_R/f_{R0}$ はマイクロ波のパワーにほとんど依存しない。例として各パワーにおける NbN-Si の共振周波数シフト率を図 4.8 に示した。

図 4.7 の実線は TLS によって生じる共振周波数の温度依存性の理論式 [79]

$$\frac{\Delta f_R}{f_{R0}} = \frac{F\delta_{\mathrm{TLS}}}{\pi}\left\{\mathrm{Re}\psi\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{2\pi j}\frac{\mathrm{h}f_R}{\mathrm{k_B}T}\right)-\log\left(\frac{\mathrm{h}f_R}{\mathrm{k_B}T}\right)\right\} \tag{4.1}$$

を用いてフィッテイングを行った結果である。ここで、F は全体のエネルギーに対する TLS を含む部分が持つエネルギーの割合、δ_{TLS} は TLS によって生じるロスタンジェント、ψ はディガンマ関数である。フィッテイングの結果から各共振器の $F\delta_{\mathrm{TLS}}$ を抽出した結果を表 4.1 に示す。$F\delta_{\mathrm{TLS}}$ の大きい共振器の方が TLS の影響を大きく受ける共振器であると考えられる。

したがって、表 4.1 の結果からは Si ウエハを用いた共振器の方が Al_2O_3 ウエハを用いた共振器よりも TLS の影響を大きく受けることが示唆される結果となった。一方、Nb と NbN の電極材料による大きな違いは見られなかった。このことは、超伝導共振器にみられエクセスノイズが超伝導体によるものではなく誘電体中の TLS に起因するという文献 [76] の結果と一致する。

図 4.6: S_{21} の温度変化

図 4.7: 共振周波数シフト率の温度依存性

図 4.8: NbN/Si 共振周波数シフト率のパワーによる変化

表 4.1: 各共振器の $F\delta_{\mathrm{TLS}}$

resonator	NbN/Si	NbN/Al_2O_3	Nb/Si	Nb/Al_2O_3
$F\delta_{\mathrm{TLS}}$ ($\times 10^{-5}$)	7.3	6.6	8.9	3.1

4.2.2 Q_i 値のマイクロ波パワー依存性

図 4.6 を見ると、低温下において各共振器の Q 値がパワー依存性を持つことが分かる。Q 値がパワー依存性を持つことは TLS の影響が大きいことを表す典型的な特徴である。図に 4 K における NbN/Al_2O_3 の無負荷 Q 値を示すが、この温度ではマイクロ波パワーによって Q_i 値はほとんど一定である。

図 4.9: 4 K における Q 値のパワー依存性

我々の TES の典型的な動作温度 100 mK における無負荷 Q 値と共振器内パワーの関係を図 4.10 に示す。但し、$P_{\rm res}$ と チップに投入されるマイクロ波電力 P_{MW} との関係は、

$$P_{\rm res} = \frac{2Q^2}{\pi Q_c} P_{\rm MW} \tag{4.2}$$

で表され [76]、$P_{\rm MW}$ は VNA の出力 (本実験では-30, -40, -50, -60 dBm) から、本研究の実験系においてチップへ至るまでのマイクロ波ロス約-35 dBm 差し引いた値である。

ある理論 [80] によると TLS 雑音が支配的な場合、 Q_i はマイクロ波電力の 0.5 乗に比例する（図 4.10 の実線)。我々の実験結果では、Q_i の電力依存性はこれより弱く、特に Nb と NbN/Si では、 高い電力値に対し Q_i が飽和する現象が見られた。理論では Q_i は次式で表される。

$$\frac{1}{Q_i} = \delta_{\rm sat} + \frac{\eta}{\sqrt{1+\frac{P_{\rm res}}{P_c}}} \tanh\left(\frac{{\rm h}f_R}{2{\rm k_B}T}\right) \tag{4.3}$$

ここで、 $\delta_{\rm sat}$ は二準位系起因の損失が飽和するまで $P_{\rm res}$ を増大した時の、誘電損失、電極損失、放射損失の和であり、$P_{\rm res}$ に依らない。また、右辺第二項は TLS による損失である。上式において、$P_{\rm res} \ll P_c$ の低電力領域では、Q_i は $P_{\rm res}$ に依らず一定である。$P_c \ll P_{\rm res}$ の高電力領域では、以下の 2 通りに大別される。(1) $P_{\rm res} = P_c$ 時に右辺第 1 項<<右辺第 2 項が成り立つ系では、$P_{\rm res}$ の 増大とともにほぼ $P_{\rm res}^{-0.5}$ に比例して二準位系起因の損失は小さくなり、Q_i は、ほぼその逆数と近似できるので、$P_{\rm res}^{-0.5}$ に比例して大きくなる。(2) 一方、$P_{\rm res} = P_c$ 時に右辺第 1 項 $\simeq$ 右辺第 2 項が成り立つ系では、$P_{\rm res}$ の増大に対し $P_{\rm res}^{-\alpha}$（ $\alpha < 0.5$）に従い二準位系起因の損失は減少するが、この領

域では右辺第 1 項 > 右辺第 2 項となるので、 Q_i の増大の程度は $P_{\rm res}^{-\alpha}$（$\alpha < 0.5$）よりも更に弱い。そして、右辺第 1 項 >> 右辺第 2 項となるまで $P_{\rm res}$ が大きくなると、Q_i は $P_{\rm res}$ に依存せず一定値に収束する。図 4.10 に示す実験結果では、NbN/Si、 Nb/Si、 Nb/Al_2O_3 の 3 種類に関し、$P_{\rm res}$ の増大とともに、Q_i の $P_{\rm res}$ 依存性は弱くなり、Q_i は一定値に漸近するように見える。これは、標記 (b) に相当し、$P_c \ll P_{\rm res}$ の極限領域での漸近値の材料による違いは、$\delta_{\rm sat}$ の差を反映したものと考えられる。Nb/Al_2O_3 では、Q_i の $P_{\rm res}$ 依存性は $P_{\rm res}$ に依らずほぼ一定となっているが、これは他の 3 種に比べ、電極損失や誘電損失で規定される $\delta_{\rm sat}$ が小さく、図 4.10 に示す $P_{\rm res}$ 領域においては、(2) よりも (1) に近い状況にあることが示唆される。 このように、材料による Q_i の違いは見られたが、 Q_i の $P_{\rm res}$ 依存性の傾向に大きな差はなかった。

また我々の系において、TES 読出のための SQUID 動作時に、読出雑音を最小とする $P_{\rm res}$ 値が存在し、 それは $P_{\rm res} \simeq -40$ dBm であることを見出していた [70]。図 4.10 より、$P_{\rm res} \simeq -40$ dBm は、NbN/Al_2O_3 以外の 3 種類の材料では、 Q_i の $P_{\rm res}$ 依存性が弱まりほぼ一定値に飽和しかけている領域に相当する。すなわち、本研究で開発する TES 用マイクロ波信号多重読出回路では、TLS 損失の支配的な領域の外で動作可能であるといえる。

図 4.10: $P_{\rm res}$ と Q_i の関係

4.2.3 ノイズ測定

各共振器のノイズ特性を評価するため、各共振器の共振周波数における S_{21} を一定時間測定することによりノイズの測定を行った。表 4.2 に各共振器の測定を行った共振周波数をまとめた。図 4.11 は VNA 出力-40 dBm のときの NbN/Al_2O_3 共振器のノイズ測定例である。図 4.11 左は共振円全体を表しており、右は共振周波数付近 (左図の点線部) を拡大したものであるが、オレンジの点群がノイズ測定において得たデータを表している。

表 4.2: 各共振器のノイズ測定周波数、パワー依存性指数

resonator	NbN/Si	NbN/Al_2O_3	Nb/Si	Nb/Al_2O_3
f_R(GHz)	4.78036	5.15731	5.41180	5.40488
β	-0.63	-0.62	-0.52	-0.61

測定したノイズを図 4.12 のように共振円の動径方向と角度方向に分解して、振幅ノイズ (S_R) と位相ノイズ（S_θ）を計算することができる。図 4.13 に 100 mK における各共振器の振幅ノイズ (破線) と位相ノイズ（実線）を示した。4 つの共振器全てにおいて、振幅ノイズが周波数によらずほぼ一定であるのに対し、位相ノイズは低周波で急激な立上りをみせ、振幅ノイズよりもはるかに大きい値となっているのが分かる。この位相ノイズの 1/f ノイズのような挙動は、4 K においては観測されず、値としても振幅ノイズと同等であった。したがって、どの共振器においても TLS 由来であると考えられる位相ノイズが支配的であることが確認されたといえる。

次に、各共振器のノイズを比較するため位相ノイズを以下の関係により規格化共振周波数ノイズ (S_{f_R}/f_R^2) に変換した。(図 4.15)

$$S_{f_R} = \left(\frac{df_R}{d\theta}\right)^2 S_\theta \tag{4.4}$$

図 4.16 は低周波ノイズの値を比較するため 10 Hz における S_{f_R}/f_R^2 の値を抽出したものである。各共振器について、共振器内パワー依存性、すなわち $S_{f_R}/f_R^2 \propto P_{\mathrm{res}}^{-\beta}$ における β を求めた。その結果、表 4.2 に示すように、4 種の共振器全てにおいて $\beta \simeq -0.5 - -0.6$ が得られ、文献 [81] と同様のパワー依存性を持つことが分かった。また、周波数雑音の値としては 4 共振器間でほとんど差がなく、同程度の低周波雑音となっている。

図 4.11: NbN/Al_2O_3 のノイズ測定例

図 4.12: 振幅ノイズと位相ノイズ

図 4.13: 各共振器の位相ノイズ、振幅ノイズ

図 4.14: 4 K における位相ノイズ、振幅ノイズ例 (NbN/Si)

図 4.15: 各共振器の周波数ノイズ

図 4.16: 10 Hz における周波数ノイズ

4.3 磁束ノイズの推定

本章の冒頭で述べたように、MW-MUX チップにおける Q_i は 4.2 節で評価した共振器のみチップよりも一桁ほど低い値となり、高 Q_i 値をもつ MW-MUX における磁束ノイズとしては不適切であると考えられる。したがって、ここでは 4.2 節で求めた周波数雑音をもとに磁束ノイズの大雑把な見積もりを行った。

計算する磁束ノイズと共振周波数ノイズの関係は

$$S_\phi = \frac{S_{f_\mathrm{R}}}{\left(\dfrac{\partial f_\mathrm{R}}{\partial \phi}\right)^2} \tag{4.5}$$

で表される。ここで、$\phi \equiv \Phi/\Phi_0$ で Φ_0 を単位とした磁束である。$\partial f_\mathrm{R}/\partial\phi$ は式 (2.145) から分かるように Q 値に依存しないので、高 Q_i 値をもつ MW-MUX の磁束ノイズを見積もることができる。$\partial f_R/\partial\phi$ は図 4.17 のように MW-MUX チップを用いて入力コイルの電流を掃引することによる f_R の変化を測定し実験的に求めた。

表 4.3 に、我々の MW-MUX の動作において最適なパワーである $P_\mathrm{MW} = -75\mathrm{dBm}$ における磁束ノイズの計算結果および $\partial f_R/\partial\phi$、計算に用いた S_{f_R}/f_R^2 について、それぞれ 1 Hz, 3 kHz における値を示した。1 Hz における磁束ノイズ推定値は 4.5 $\mu\Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ 以下であり、典型的な DC-SQUID の低周波ノイズと同等以下の値となった [82, 83]。　また、ノイズフロアを 3 kHz における値で評価すると全共振器で 0.8 $\mu\Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ が得られたが、これは我々の NbN 共振器での相互インダクタンス $M \sim 100$ pH のもとでは入力電流換算で 17 pA/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$ となる。この値はこれまでマイクロ波信号多重化で実現できているノイズレベルと同じ値である [44]。

したがって、本研究で評価した共振器はどれを用いても低周波ノイズ、ノイズフロア値ともに低雑音特性が得られることが示唆される結果となった。

図 4.17: $\partial f_R/\partial\phi$ 測定体系と f_R の変化例

表 4.3: 磁束ノイズ推定値 @ $P_{\rm MW} = -75$dBm

resonator	S_{f_R}/f_R^2 @1 Hz (1/Hz)	S_{f_R}/f_R^2 @ 3 kHz (1/Hz)	$\partial f_R/\partial\phi$ (MHz)	$\sqrt{S_\phi}(\mu\Phi_0/\sqrt{\rm Hz})$ @ 1Hz	$\sqrt{S_\phi}(\mu\Phi_0/\sqrt{\rm Hz})$ @ 3 kHz
NbN/Si	7.0×10^{-18}	6.0×10^{-20}	9.8	1.3	0.22
NbN/Al_2O_3	1.1×10^{-17}	2.0×10^{-19}	8.1	2.0	0.53
Nb/Si	1.9×10^{-17}	2.4×10^{-19}	6.5	4.5	0.67
Nb/Al_2O_3	1.6×10^{-17}	2.8×10^{-19}	5.4	4.0	0.80

4.4 本章のまとめ

本章では、共振器チップを用いて電極材料やウエハによる特性の違い、特に TLS による影響を評価するため、4 種類の共振器を作製し特性評価を行った。共振周波数の温度変化からは、各共振器によって異なる $F\delta_{\rm TLS}$ を見出し、Si ウエハ上に作製した共振器のほうがサファイアウエハ上の共振器よりも大きい $F\delta_{\rm TLS}$ を得た。しかしながら、Q_i とマイクロ波パワーの関係性からは、我々の MW-MUX 動作の最適パワーにおいては TLS による Q_i の抑制が小さいことを確認した。したがって、我々の MW-MUX では TLS による雑音増大は抑えられれることが示唆される結果となった。ただし、電極材料に関しては、適当なパワー領域において NbN の方が Nb より 1 桁程度高い Q_i を示したため各共振器あたりの発熱も 1 桁程度小さいことが示唆され大規模アレイには有利になると考えられる。

また、雑音の測定からは振幅ノイズよりもはるかに大きい位相ノイズをどの共振器からも確認し、我々の系でも MKID 同様の TLS による低周波雑音が観測された。また、10 Hz において雑音のパワー依存性を確認したところ全ての材料で、MKID の研究グループによって報告されている値と同程度の値を得た。しかしながら、雑音の値としては全共振器でほとんど差がなく、従来型の DC-SQUID と同程度に低い低周波雑音の値が得られることが示唆された。

第5章　クロストークの評価・低減対策

マイクロ波信号多重化回路では、雑音性能とともにクロストークや直線性誤差も TES のエネルギー分解能に影響を与える。MKID でも共振器間の電磁気的な結合によるクロストークが報告されており [84]、チップ上の共振器配置や共振器構造を改善することにより低クロストーク化に成功している。MW-MUX では MKID と同じように CPW 線路を用いた超伝導共振器間のクロストークのみならず、終端の SQUID 間の電磁気的結合がクロストークの発生源になると考えられる。例として、最初に設計したマイクロ波信号多重化チップにおけるクロストークや直線性誤差の様子を図 5.1 に示す。図 5.1 の左段は 4 チャンネルのうち一つのチャンネル (sq12) にある一定電流を加え $\pm 2.5\ \Phi_0$ の範囲で掃引したときの各チャンネルの出力を表している。電流を入力したチャンネルの出力を直線でフィッテイングを行い、読み出されたデータとフィッテイングより得られた直線との差が直線性誤差であり (左段最上部)、Φ_0 周期の構造を持つのが分かる。また、左段の下 3 段は電流無入力のチャンネルからの出力であり、特に sq13 の出力からは周期が見られクロストークが存在するのが分かる。さらに、図 5.1 右段は同じチャンネルに 1 kHz のサイン波を入力したときの各チャンネルからの出力である。図よりクロストーク 5 $\mathrm{m}\Phi_{0\mathrm{pp}}$ 程度、直線性誤差は 10 $\mathrm{m}\Phi_{0\mathrm{pp}}$ 程度あるのが分かる。

本章では、まず、クロストークの共振周波数間隔および空間的距離に対する依存性を実験的に評価し、チップ全体でクロストークを抑制する設計指針の検討を行った。結論として、クロストーク抑制に優れた共振器配置の読出チップを用いた場合、これまでの研究で明ら かにされている我々の γ 線 TES の分光性能の典型的実績値 $\Delta E_{\mathrm{FWHM}}/E = 100\ \mathrm{eV}/60\ \mathrm{keV} = 1.7 \times 10^{-3}$ より小さな 1/1000 以下の誤差への抑制が期待できることがわかった。

図 5.1: 4 チャンネル同時読出におけるクロストークと読出雑音の例

5.1 実験体系・クロストーク量の定義

図 5.2 のようにクロストークの受動側となるチャンネル (SQA) とクロストーク源となるチャンネル (SQB) の二つを考える。SQB への入力 (磁束) 変化によって、SQA の出力がどのように変化するかがクロストークである。ここでは、まず最も簡単な系について考えるため、ランプ磁束変調なしのときを考える。

図 5.2(b) に、SQA への印加磁束を固定し、SQB の入力電流 I_{B} を 1 Φ_0 以上変化させたときの SQA の出力変化を共振円上でプロットしたものを示す。また、図 5.2(c) は (b) の共振円上での変化を円の中心からのみた角度へ変換したものであり、同図 (d) は 0 付近の拡大図である。ただし、$\theta = 0$ は $S_{21} = 0$ の方向と定義した。

この測定結果から、SQB の出力は入力電流に対応して Φ_0 周期の応答が見られるが、SQA にも同周期の応答がみられクロストークとなっている。したがって、ここでは、SQB への入力 I_{B} による共振円上での微小角度変化 θ_{B} に対する SQA の共振円上での角度変化 θ_A をクロストーク量 k として定義する。すなわち、

$$k \equiv \frac{\mathrm{d}\theta_{\mathrm{A}}}{\mathrm{d}\theta_{\mathrm{B}}} \tag{5.1}$$

である。

ただし、SQA の出力（クロストーク）は SQA の一定磁束が Φ_0 の半整数倍のときに振幅が大きく整数倍のときには小さくなっているように、SQA のバイアス磁束依存性があるが、ここでは、最大の $|k|$ をクロストーク量として定義する。

また、クロストークの発生場所について考えると、まず 5.2(c) のように、クロストークの出力が Φ_0 周期の応答を示すことから SQUID 入力系より後段でクロストークが生じていることが分かる。さらに、SQA のみマイクロ波コムを印加し、SQB のマイクロ波コムをオフにした場合において、SQA の出力が両方マイクロ波コムを印加した場合と同じようにクロストークが観測されたことから、クロストークはマイクロ波信号処理回路以前において発生していることが分かった。したがって、クロストークは MW-MUX チップ上で生じていること示唆された。

図 5.2: クロストーク量の定義

以上のように定義したクロストーク量 $|k|$ がチップのレイアウトによってどう変化するを調べるため、各チャンネルの配置が異なる 5 種類のチップ（Type A - D）を用意した。図 5.3(b) に示すように、5 種類の読出チップの共振周波数は設計上全く同じであり、周波数軸上で最も共振周波数の小さいチャンネルから順に sq01, sq02, ..., sq16 というように名前をつけることにする。また、チップ上での各チャンネルの空間的配置を図 5.3(a) のように position1-16 として定め、sq01-sq16 を position1-16 に異なる順序で配置した。図 5.3(c) にそれぞれの種類における配置関係が示されている。例えば、TypeA は、sq01 が position1 へ、sq02 が position2 へ、というように共振周波数の隣り合うチャンネルが空間的にも隣り合うように並んでいる。これに対し、TypeB は、sq01 が position1 へ sq02 は positon3 へというように、共振周波数の隣り合うものが空間的にはひとつ置きに配置されている。ここで、各チャンネルの共振周波数は 20 MHz ずつ等間隔に離れており、空間的には 0.5 mm ずつ等間隔に配置されている。また、今回の測定では、マイクロ波の伝送線路に対して同じ側の 8 つのチャンネルに関して行い、温度は 4 K で行った。

(a) チップレイアウト

(b) 各チップの S_{21}

(c) 各チップの共振周波数と配置関係

図 5.3: クロストーク評価チップ 5 種類

5.2 無変調時クロストーク測定結果

5 種のチップ測定より得られた結果概要を図 5.4(a),(b) に示す。図 5.4(a) は、チップ上で隣接するチャンネル間のクロストーク指数 k の共振周波数間隔 Δf_r 依存性である。Δf_r が離れるにしたがいクロストーク指数は急速に減少し、$\Delta f_r = 100$ MHz に対し 1×10^{-3} 程度になる。また図 5.4(b) は、$\Delta f_r = 20$ MHz のチャンネル間の距離 Δx を変えた時のクロストーク指数である。クロストーク指数

は距離とともに減少し、2.5 mm で 5×10^{-3} 程度になる。これらの結果から、隣接位置を占めるチャンネルの共振周波数差を $\Delta f_r > 60$ MHz、隣接共振周波数を持つチャンネル間の距離を $\Delta x > 1$ mm とすること により、低クロストークのチップ設計の見通しを得た。

(a) 空間的に隣接　　(b) 周波数軸で隣接

図 5.4: クロストークまとめ

5.3 ランプ磁束変調時のクロストーク

2.3.3 節で述べたようにランプ磁束変調法は、被測定信号 (TES 信号) より速いランプ波を加算し出力の Φ_0 周期応答の位相のずれから入力信号を推定する。測定したいチャンネルとクロストーク k を持つ他のチャンネルに同時に変調がかけられた場合、両チャンネルの磁束入力差に応じて Φ_0 周期で $k\Phi_0$ 程度の磁束誤差が生じ得る。入力差によることから、他チャンネルからのクロストークと同時に被測定チャネルの直線性誤差も発生することに なる。本実験に用いた 5 種のチップのうち、図 5.4(a) の $\Delta f_r = 60$ MHz および図 5.4(b) の $\Delta x = 2.5$ mm に対応する比較的バランスの良い設計となったチップを選び、ランプ磁束変調を用いて測定を行った結果を図 5.5 に示す。共振周波数もしくは位置が近いチャネルへのクロストークおよび直線性誤差がみられるが、いずれも磁束換算で ± 0.6 mΦ_0 以下である。γ 線 TES 出力パルス波高値は、SQUID 入力磁束換算で約 0.5 Φ_0 なので、± 0.6 mΦ_0/0.5 $\Phi_0 = \pm 1.2 \times 10^{-3}$ 以下の相対的直線性誤差が見積もられる。この値は、γ 線 TES の相対的エネルギー分解能 100 eV/60 keV $= 1.7 \times 10^{-3}$ より小さい。 以上から、本読出回路におけるクロストークや直線性誤差は、γ 線 TES と協調動作させた場合のエネルギー分解能の支配要因とはならないと考えられる。

図 5.5: FRM 印加時のクロストークと直線性誤差

5.4　ランプ磁束変調によって生じる直線性誤差

本節では、FRM 印加時における直線性誤差について考察した。FRM の角周波数を ω_{mod} とすると、SQA からの出力 θ_{A0} の基本成分は、

$$\theta_{\mathrm{A0}} = A_{\mathrm{A}} \sin(\omega_{\mathrm{mod}} t + \phi_{\mathrm{A}}) \tag{5.2}$$

と表される。ここで、A_A は振幅、ϕ_{A} は SQA の入力コイルから印加される磁束 (Φ_{A}) を磁束量子で規格化し 2π を乗じたもので、$\phi_{\mathrm{A}} = 2\pi\Phi_{\mathrm{A}}/\Phi_0$ である。同様に、SQB の出力は

$$\theta_B = A_B \sin(\omega_{\mathrm{mod}} t + \phi_B) \tag{5.3}$$

である。ここで、クロストークがある場合を考えると SQA の出力にクロストーク量 $k\theta_B$ が加わる。このとき、クロストークを含めた SQA の出力 θ_A は、

$$\theta_A = \theta_{A0} + k\theta_B \tag{5.4}$$

$$= A_{\mathrm{A}} \sin(\omega_{mod} t + \phi_A) + kA_B \sin(\omega_{mod} t + \phi_B) \tag{5.5}$$

とできる。ここで、

$$\phi_{\mathrm{error}} = \tan^{-1}\left(\frac{k\sin(\phi_{\mathrm{B}} - \phi_{\mathrm{A}})}{1 + k\cos(\phi_{\mathrm{B}} - \phi_{\mathrm{A}})}\right) \tag{5.6}$$

と定義すると、式 (5.5) は、

$$\theta_{\mathrm{A}} = A_{\mathrm{A}}\prime \sin\{\omega_{\mathrm{mod}} t + (\phi_{\mathrm{A}} + \phi_{\mathrm{error}})\} \tag{5.7}$$

と表すことができるので、ϕ_{error} は直線性誤差と捉えるとができる。さらに、k が十分小さいときは、

$$\phi_{\mathrm{error}} \approx k\sin(\phi_{\mathrm{B}} - \phi_{\mathrm{A}}) \tag{5.8}$$

とできる。したがって、直線性誤差はクロストーク量の比例し、SQA と SQB の入力磁束差にも依存することが分かる。すなわち、クロストークを低減することで直線性誤差の低減も可能であることが示された。

5.5 本章のまとめ

本章では、チップ上で配置の異なる MW-MUX チップを 5 種類用意し、共振周波数間隔や空間的な間隔に関してクロストークのふるまいを調べた。定量的なクロストーク評価のため、FRM のない状態において、クロストーク源となるチャンネルの位相変化に対するクロストーク受動側の位相変化をクロストークと定義（$k \equiv d\theta_A/d\theta_B$）した。5 種類 MW-MUX チップにおけるクロストークのふるまいから、空間的に隣接するチャンネルに関しては $\Delta f_R > 100$ MHz とすることでクロストークが 1/1000、共振周波数が隣接するものに関しては $\Delta x > 2.5$ mm で 5×10^{-3} 以下となることが見出された。また、空間的間隔と共振周波数間隔のバランスのとれた Type D のチップを用いて、FRM ありの状態におけるクロストークを評価すると、クロストークと線形誤差ともに 0.6 mΦ_0 以下となった。この値は、当初設計した Type A のチップの 1/5 以下のクロストークであり、100 eV/60 keV の分光性能の TES の性能劣化要因とはならないと考えられる値である。

また、FRM を印加した状態における直線性誤差の一因としてクロストークがあげられることを、単純なモデルでしめした。したがって、クロストークを低減することにより、線形性誤差も低減できることが分かった。

第6章　Q_{i} 劣化原因プロセスの探索と改善

第 4 章で少し言及したように、MW-MUX に用いる SQUID で終端したチップには、短絡終端した共振器のみのチップと比較して激しい Q_i の劣化が見られた。

Q_i はマイクロ波信号多重化において SN 比を左右する重要なパラメータであるため、この劣化を克服しなければマイクロ波信号多重化において読出回路ノイズが高くなり、TES の分解能を制限する要因となりうる。図 6.1 は NbN/Si と Nb/Si に関して共振器のみチップと SQUID 終端チップの S_{21} 特性を比較したものである。ただし、どちらの図もシリコンウエハ上の Nb 共振器 (Nb/Si) であり、測定温度 100 mK, VNA 出力パワー-50 dBm である。各図において縦軸のスケールは揃っており、どちらの電極材料に関しても S_{21} の変位幅が 5 - 20 dB 程度小さくなり Q_i が劣化しているのが分かる。なお、共振器のみチップに関しては、低周波側の 8 つは共振器上の SiO_2 が除去されているため、低周波側の 8 つと高周波側の 8 つの間に大きな周波数間隔がある。また、SQUID 終端チップに関してはすべての共振器上の SiO_2 が除去されている。

(a) NbN/Si 共振器のみ

(b) NbN/Si SQUID 終端

(c) Nb/Si 共振器のみ

(d) Nb/Si SQUID 終端

図 6.1: SQUID 終端チップの Q_i 劣化例

Q 値劣化の原因として、大きく分けて、

・ SQUID の特性によるマイクロ波エネルギーのロス

・ 共振器チップと MW-MUX チップのプロセスの違い

の 2 つが考えられる。

共振器のみチップは、グランド層とワイヤリング層の金属二層で構成されておりとてもシンプルな構造である。一方、MW-MUX チップは共振器成膜後にジョセフソン接合や抵抗の成膜が必要であり各段に複雑さが増し、作製に必要な工程も増える。ここでは、MW-MUX チップ作製に必要な全工程をフルプロセスと呼ぶことにする。

上記 2 点の切り分けを行うため、共振器のみチップのデザインに対しフルプロセスを施したチップを作製 (ダミーフルプロセスとする) した。ダミーフルプロセスは、フルプロセスと同様の製作工程を経ているが、共振器のみチップと同じ短絡終端である。図 6.2 は Nb/Si 共振器の共振器プロセスと、ダミーフルプロセスとの比較である。(図 6.1 と同じく測定温度 100 mK, VNA 出力パワー-50 dBm である。)

図 6.2 より、ダミーフルプロセスにおいても Q 値は大きく劣化しているのが分かる。したがって、Q 値劣化の原因は、SQUID 自身の特性によるものでなく、共振器チップと MW-MUX チップの製作プロセスの違いによるものであることが示唆された。

本章では Nb/Si 共振器を用いて Q 値劣化を引き起こすプロセスを調べ、その代わりとなり Q 値の劣化要因とならないプロセスの探索に関してまとめる。

(a) 共振器のみ　　(b) ダミーフルプロセスチップ

図 6.2: ダミーフルプロセスにおける Q 値の劣化

6.1 MW-MUX チップと共振器チップの構造とプロセスの違い

図 6.3 に示すように、共振器チップと MW-MUX チップでは構造の複雑さが大きく異なる。共振器チップはメタル層 2 層、絶縁層 1 層で構成され (6.3a)、MW-MUX チップはメタル層 6 層と絶縁層 3 層により成る。したがって、両者の製作プロセスも大きく異なる。それぞれのプロセスについて簡単に表 6.1 にまとめた。

Q 値劣化の要因は共振器チップと MW-MUX の違いにあることは分かったが、具体的にはプロセス時間や加工回数の違いにより緩やかに劣化が進む可能性と、MW-MUX にのみ含まれるある特定のプロセスが急激な劣化を引き起こしている可能性が考えられる。

前者における違いを考えるため、表 6.1 下には、加工サイクル回数と各成形プロセスにおける比較を示した。ここで、加工サイクル回数とは、”成膜→ パターニング → 成形 (RIE or ミリング) → パターニング” を 1 サイクルとしたときの、完成にいたるまでの回数のことである。MW-MUX チッププロセスにおける、トータルの成形プロセス時間は 3 倍以上もあることが分かる。ただし、このプロセス時間・回数に原因があるか否かを対照実験によって検討していくのは困難であると考えられる。

したがって、本研究では、まず MW-MUX チップ作製にのみ含まれるある特定のプロセスをあらいだし、可能なものに関して逐次そのプロセスを含むチップと含まないチップを用意し、Q 値の劣化があるかどうかを評価した。

共振器チップ作製プロセスにはなく、MW-MUX チップ作製にのみ含まれるプロセスを以下にあげる。

1. Nb/AlOx/Nb ジョセフソン接合 成膜・成形
2. 陽極酸化
3. イオンミリング
4. Pd 成膜・加工
5. Au パッド

ここで、1 は最も根本的な違いであり、ここに Q 値劣化要因であったとしてもこのプロセスを省略することはできず、別のプロセスによりジョセフソン接合を作製するのも困難である。また、5 はパッドに Au を薄く (~500 nm) 成膜するだけであり、これまでもパッドに Au を用いていた経験からデバイス特性に大きな影響を及ぼすようなことは考えにくい。したがって、Q 値劣化プロセスの調査にあたり、可能性の高いと思われる 2, 3, 4 の影響から評価した。

(a) 共振器チップ

(b) MW-MUX チップ

図 6.3: 共振器チップ (a) と MW-MUX チップの構造 (b)

6.2 Q 値劣化プロセス探索

Q 値劣化プロセスを探索するにあたり、膜質の経年劣化による影響を除外し、劣化評価の基準とするため Nb/Si 共振器チップを作製した。また、本節で行った Q 値の劣化評価に用いたチップは全てウエハ上の同じ位置 (図 6.4 H6) のものを使用し、位置依存性があまり影響しないように考慮した。

表 6.1: MW-MUX と共振器チップの試作工程

	試作工程	
	MW-MUX チップ	共振器のみチップ
GP 配線部の形成 (Nb, NbN)	GP 層の形	GP 層の形成
	層間絶縁膜の形成 (172.5 nm)	層間絶縁膜の形成 (400 nm)
抵抗部の形成	RES 層の形成 (Pd)	-
	層間絶縁膜及びコンタクトの形成	-
	コンタクトの形成	コンタクトの形成
JJ 接合部の形成	接合層の形成	-
	JJ 層の加工	-
	JP の保護層 (陽極酸化)	-
	JP 層の加工	-
	BAS 層の形成	-
	層間絶縁膜の形成	-
	SiO_2 の Ar イオンミリング	-
	追加 SiO_2	-
	SiO_2 の Ar イオンミリング	-
	BCJC コンタクトの形成	-
COU 配線部の形成	COU 層の形成	COU 層の形成
	SiO_2 の除去	SiO_2 の除去
パッド	Au 層の形成	-

	比較	
加工サイクル数*	11	4
RIE 総計時間	約 130 min	約 60 min
ミリング時間	約 40 min	-
O_2 アッシング総計時間	約 30 min	-

TES の測定に用いる MW-MUX チップは 16 個全ての共振器上の SiO_2 が除去されるため、以下で行う比較・評価には基本的には SiO_2 が除去された高周波側の 8 つの共振器を対象とした。

具体的な評価方法としては、100 mK、マイクロ波パワー -35 dBm における S_{21} を測定し、そこから Q_i, Q_i/Q_c を計算して比較した。

図 6.5 は、基準となる Nb/Si 共振器の S_{21} と Q_i, Q_i/Q_c を示したものである。図 6.5a のように、両端 2 つの共振器特性は他のものから顕著に異なっているので、ここではその他の 6 つについて Q 値を計算し、他の共振器チップとの比較指標に用いた。ただし、両端 2 つの共振特性が歪んでいる理由は完全にクリアではないが、セットアップによる影響だと考えられる。特に最も低周波側の共振器は、共振器のピークの上に共振器由来でない低 Q 値の共振ピークが重なっているような形にみえる。

Q_i は $6 \times 10^4 - 7 \times 10^5$ であり、Q_i/Q_c はばらつきが大きいが 10 - 110 の範囲にあるのが分かる。

図 6.4: 測定したチップ位置

(a) 基準共振器チップ S_{21}

(b) Q_i, Q_i/Q_c

図 6.5: 基準 Nb/Si 共振器の特性

6.2.1　陽極酸化による影響

まずはじめに、陽極酸化プロセスについて対照実験を行った。すなわち、陽極酸化を行ったチップ (従来プロセス、w/ anod. と表記) と陽極酸化を行っていないチップ (w/o anod.) を作製し両者の比較を行った。また、基準チップとの比較を行う上で、SQUID 特性の影響を排除するため陽極酸化あり・なしの 2 チップは、ダミーフルプロセス (フルプロセスだが、共振器は短絡終端) のものを測定した。陽極酸化のないチップは、MW-MUX プロセスの JJ 層エッチング (洗浄) 後に、SiO_2 を 60 nm 成膜してから JP のパターンニングを行い、JP のパターニング後、60 nm SiO_2 を RIE してから、Al(JJ 層) のミリングを行っている。(その前後のプロセスは同じ)

図 6.6、図 6.7 にそれぞれの共振器チップの S_{21} と Q_i, Q_i/Q_c を示した。陽極酸化ありのチップの最も共振周波数の高い共振器は共振ピークが小さいため評価していない。また、図 6.7 には基準共振器の Q 値も合わせて示した。

MW-MUX と同じプロセスである陽極酸化ありのチップの Q_i は $5.8 \times 10^3 - 1.4 \times 10^4$ であり、Q_i/Q_c は 1 - 5 であるのに対して、 陽極酸化なしのチップの Qi は $1.0 \times 10^4 - 2.3 \times 10^4$ であり、

Q_i/Q_c は 1 - 8 であった。したがって、陽極酸化なしの方が数倍程度優れた値となった。

しかしながら、陽極酸化あり・なしどちらのチップも、Q_i は 5×10^4 に足らず、Q_i/Q_c も 1 つを除いて 10 に達していない。すなわち、どちらのチップも基準チップの値と比べると Q 値が大きく劣化しており、陽極酸化は Q 値劣化プロセスではないと考えられる。

ただし、どちらかといえば陽極酸化を行わない方が高 Q_i 値が得られるので、陽極酸化無しの場合に SQUID 自身の特性が大きく劣化しなければ陽極酸化を行わない方がよいといえる。ここで、表 6.2 に各チップの TEG(Test Element Group) 2 つを測定した結果であるが、臨界電流密度の差は 1 割程度となっている。したがって、陽極酸化なしでも SQUID 特性に大きな変化はないといえ、MW-MUX プロセスで陽極酸化を省くことが可能であると分かった。

(a) w/ anodization　　(b) w/o anodization

図 6.6: 陽極酸化テスト S_{21}

図 6.7: 陽極酸化テスト Q_i

表 6.2: 陽極酸化の有無による SQUID の特性比較

		w/ anod.		w/o anod.	
	設計値	A	B	A	B
j_c(A/cm^2)	250	221	216	243	242

6.2.2 Pd 抵抗部作製プロセスの影響

次に Pd 抵抗部形成プロセスの影響評価を行うため、共振器のみプロセスに Pd 成膜・成形プロセスを加えたチップを作製し、Q 値の劣化が起こるかどうかを調べた。

前節と同様に S_{21} の測定結果と、Q 値の測定結果を図 6.8、図 6.9 に示す。DR 内の同軸線路ロスは ADR と比較して大きいため、縦軸の値は 10　dB ずれているが、縦軸全体の範囲は統一している。図 6.9 からわかるように、あきらかに、このチップの Q 値特性は一桁以上低下している。したがって、このプロセス、すなわち、Pd 抵抗作製プロセスの中に Q 値劣化要因が存在していることが示唆される結果となった。

Pd 抵抗作製プロセスは、GP 層加工後、(i) SiO_2 ~170 nm の成膜 (CVD) → Pd の成膜 → (ii) パターニング→ (iii) Ar ガスによるイオンミリングという過程ですすむ。

この中で Q_i 値劣化要因を再検討すると、Pd の削れ残りが考えられた。図 6.10 のように Pd のイオンミリングは異方性のエッチングであり、GP 面のパターンによる凹凸のせいで電極側面に Pd が残ってしまう可能性があった。また、SEM を用いて観察すると図 6.11 のようになった。

したがって、次にこの可能性をテストするため、本プロセスから Pd 成膜プロセスを除いたプロセスでチップを作製した。

図 6.8: Pd 抵抗部テスト S21

図 6.9: Pd 抵抗部テスト Q 値

図 6.10: Pd の削れ残りが生じるメカニズム

(a) 共振器のみ　　(b) フルプロセス

図 6.11: SEM 画像

6.2.3 Pd なしプロセス

図 6.12、図 6.13 は Pd 成膜プロセスを省いたプロセスによって得られた S21 と Q 値特性である。ただし、5.27-5.28 GHz の 2 つの共振ピークは歪みが大きく評価していない。

図 6.13 より、6.2.2 節よりも大きく Q 値特性が向上しており、評価した 7 つ全てに関して $Q_i > 5 \times 10^4$, $Q_i/Q_c > 10$ を満たしている。したがって、Q 値劣化要因は Pd の削れ残りによるものであることが分かった。

最後に、本節で評価を行ったチップのプロセスについてまとめたものを表 6.3 に示す。

図 6.12: Pd なしテスト S_{21}

図 6.13: Pd なしテスト Q 値

表 6.3: プロセスまとめ

MW-MUX チップ	no11 ref.	no09 w/ anod.	no10 w/o anod.	no12 ref + Pd +milling	no14 ref - Pd +millilng
GP 層の形成	○	○	○	○	○
層間絶縁膜の形成	○ (SiO_2 460 nm)	○ (SiO_2 172.5 nm)	○ (SiO_2 172.5 nm)	○ (SiO_2 172.5 nm)	○ (SiO_2 460 nm)
RES 層の形成 (Pd)	-	○	○	○	-
層間絶縁膜及びコンタクトの形成	-	○	○	-	-
コンタクトの形成	○	○	○	-	-
接合層の形成	-	○	○	-	-
JJ 層の加工	-	○	○	-	-
JP の保護層 (陽極酸化)	-	○	SiO_2 60nm JP パターニング SiO_2 RIE	-	-
JP 層の加工	-	○	○	-	-
BAS 層の形成	-	○	○	-	-
層間絶縁膜の形成	-	○	○	○	-
SiO_2 の Milling	-	○	○	○	○
追加 SiO2	-	○	○	○	○
SiO2 の Milling	-	○	○	○	○
BCJC コンタクトの形成	-	○	○	○	○
COU 層の形成	○	○	○	○	○
SiO_2 の除去	○	○	○	○	○
Au 層の形成	-	○	○	-	-

6.3 カルデラ平坦化を用いた改良プロセスのテスト

Pd の削れ残りが Q 値の劣化の支配的な要因であることが分かったので、これを避けるためのプロセスを検討し、基準共振器と遜色ない高 Q_i 値が得られるかを評価した。

6.3.1 プロセスの改良

Pd の削れ残りは下地となる GP 層の凹凸（パターン）により生じる (図 6.10) ので、カルデラ平坦化を用いて GP 層を平坦化したプロセスを考案し、試作を行った。表 6.4 に改良したプロセスを示する。

カルデラ平坦化 [85] を用いた平坦化プロセスを図 6.14 に示す。まず、GP 層を形成したあとに SiO_2 を厚く成膜し、GP 層のマスクを反転・縮小パターンを用いてフォトリソグラフィーを行うと、Nb 配線の端にのみ SiO_2 が残る。このときの、形状が火山のカルデラに似ているのでカルデラ平坦化法と呼ばれている [71]。 その後に、CMP(Chemical Mechanical Polishing) によって GP 層上の SiO_2 が 175 nm になるように平坦化を行う。カルデラ平坦化は、凸パターンをカルデラ形状化することで、パターンサイズの均一化を行い、他の平坦化プロセスで課題となるパターンサイズ依存性を克服しているという特徴がある [71]。　また、6.2.2 の節の結果を踏まえて、陽極酸化は行わないことになっていたが、今回は段階を踏む意味で陽極酸化は従来プロセス通り行っている。

なお、改良プロセスは、従来 MW-MUX プロセスと比較して、GP 層の反転マスクが 1 枚増え、アライメントをつくる工程が増える程度で済む。

表 6.4: 改良した MW-MUX プロセス

	改良試作工程
GP 配線部の形成	GP 層の形成
	カルデラ形成 SiO_2 350 + 300 nm
	CMP 平坦化
	アライメントマーク形成
抵抗部の形成	RES 層の形成 (Pd)
	層間絶縁膜及びコンタクトの形成
	コンタクトの形成
JJ 接合部の形成	接合層の形成
	JJ 層の加工
	JP の保護層
	JP 層の加工
	BAS 層の形成
	層間絶縁膜の形成
	SiO_2 の Ar イオンミリング
	追加 SiO_2
	SiO_2 の Ar イオンミリング
	BCJC コンタクトの形成
COU 配線部の形成	COU 層の形成
	SiO_2 の除去
パッド	Au 層の形成

図 6.14: カルデラ平坦化

6.3.2 改良プロセスによる MW-MUX チップの特性

改良プロセスによって作製した MW-MUX チップの特性を図 6.15、図 6.16 に示す。このチップも 5.2 GHz 付近で S_{21} 特性が歪んでいるので、それより共振周波数の低い 12 個の共振器について Q 値の評価を行った。

図 6.16 に示すように Q_i は $5 \times 10^4 - 1.5 \times 10^5$ であり、Q_i/Q_c は 18 - 60 程度を得た。これらの値は、基準共振器の値よりは低いものの基準値であった $Q_i = 5 \times 10^4$、$Q_i/Q_c > 10$ を上回っており、我々の γ 線 TES の低雑音読出しにおいては十分な値が得られたといえる。　したがって、カルデラ平坦化を用いた改良プロセスによって、Q 値の劣化問題を克服し、高 Q_i 値をもつ MW-MUX の製作プロセスを確立することができた。

さらに、この改良プロセスによる高 Q 値の実現は、Q 値の劣化の主要因が Pd の削れ残りであるという前節で得られた結果を支持するものであると考えられる。ただし、Pd の削れ残りが存在することによる Q 値劣化のメカニズムや、実際に Pd がどの程度残っているか、改良プロセスでは残っていないかの評価は行っておらず、今後検討、評価が必要である。

図 6.15: 改良プロセス MW-MUX チップ S_{21}

図 6.16: 改良プロセス MW-MUX チップ Q 値

6.4 本章のまとめ

本章では、MW-MUX チップの Q_i 値が共振器チップよりも大きく劣化する原因の特定と対策を試みた。Q_i 値劣化の要因が、MW-MUX チッププロセス固有のプロセス中に劣化要因があることを突き止め、どのプロセスが劣化要因となっているのかを実験的に評価した。

陽極酸化の有無による対照実験からは、陽極酸化をしない方が高い Q_i 値を示すことがわかり、SQUID 自身のと特性にも大きな変化はないことを確認した。ただし、どちらのチップも共振器チップと比べると一桁ほど Q 値は小さく、陽極酸化が Q 値劣化の主要因でないことが分かった。

次に、共振器チップ作製のプロセスに Pd 抵抗作製プロセスを行った結果、Q_i 値の劣化が見られ Pd をイオンミリングによって成形する際の削れ残りが問題になることが示唆された。そして、このプロセスから Pd 成膜プロセスを省いたチップは、共振器チップはと同等の Q 値を示し、基準値以上の値となった。したがって、Q 値劣化の主要因が Pd の削れ残りであることが示唆される結果を得た。

この結果をうけて、Pd の削れ残りを回避するプロセスとして、Pd 成膜前にカルデラ平坦化を取り入れた改良プロセスを考案し、特性評価を行った。その結果、基準値以上の高い Q_i 値が得られ、Pd の削れ残りを回避することにより Q_i 値劣化を克服できることを示した。ただし、Q_i 値劣化メカニズムや、実際に従来プロセスに Pd がどの程度残っているかの検討は今後の課題となる。

しかしながら、高 Q_i 値を実現する MW-MUX 作製プロセスは確立できたといえるので、次節では改良プロセスチップを用いて TES の測定実証を行い、信号読出特性や雑音特性の評価を行う。

第7章　TESとの協調動作

本章ではマイクロ波信号多重化回路を用いたγ線TESの読出実験について述べる。

まず、単素子のγ線TES信号測定を行い、TESとの協調動作における問題点の洗いだしや、読出信号波形の評価を行った。測定に用いたMW-MUXチップは第5章で低クロストーク特性を実現したType Dのチップ(シリコンウエハ上のNb共振器)である。ただし、このチップのQ値は6章で述べた改良プロセスでなく従来プロセスであるためQ値は3,000 - 20,000程度にとどまっている。

次に、2素子のγ線TESを用いた信号多重化読出測定を行い、エネルギー分解能の評価や、MW-MUX読出回路の雑音寄与等を評価した。この測定には、改良プロセスを用いて作製された高Q値が得られるチップである。ただし、チップ配置は共振周波数が隣接するものがチップ上でも隣接するType Aのものであり、クロストークや直線性誤差は大きいことが懸念される。

7.1　測定体系

図7.1に単素子γ線TES読出時の測定体系の模式図とモジュール内部の写真を示す。(ただし、図7.1aで入力コイルのフィルタは省略してある。)　図7.1bのように、5 mm角のTESチップがバイアス抵抗チップを介して、MW-MUXチップに接続されている。バイアス抵抗チップには、TESに疑似定電圧を印加するためのシャント抵抗が数種類製作され、測定するTESの抵抗値によって選択できるようになっている。ここでは、従来型のDC-SQUIDを用いた単素子読出の際に典型的に使用していたシャント抵抗の値である20 mΩに近い値として30 mΩを選択した。また、ここでの測定では、ひとつまたは2つのTESを接続したチャンネルを含む4(または5)チャンネル分の同時読出をおこなった。

図7.2は100 mKにて入力磁束に対する共振周波数変化(Δf_R)を、マイクロ波パワーを変化させて測定したものである。図よりΔf_Rは-36 dBm程度までは約2 MHzで大きく変わらないが、それ以上のパワーでは急激に小さくなるのが分かる。これは同一の信号に対してΔf_Rが小さくなるので、SN比が低下することを意味する。図7.3はマイクロ波パワー-48, -42, -36 dBmのける磁束ノイズスペクトルである。-42 dBmの磁束ノイズスペクトルは、-48 dBmよりもパワーの増大を反映して2倍ほど低くなっている。一方、- 36 dBmのときは-42 dBmの2倍の改善はなくΔf_Rが小さくなったことによる寄与が見られる。したがって、パワー増大による磁束ノイズの低減は-42 dBm以上では飽和に近い状況にあると考えられる。したがって、本研究では室温回路からの出力マイクロ波パワーは-36 dBmとした。

(a) 測定体系模式図 (b) モジュール内セットアップ

図 7.1: γ 線 TES 測定セットアップ

図 7.2: 各マイクロ波パワーにおける f_R の変位

図 7.3: 各パワーにおける磁束ノイズスペクトル

7.2　γ 線 TES 構造

図 7.4 に実験に用いた TES の写真と構造を示す。温度センサとなる超伝導薄膜は、200 μm 角のイリジウム (Ir)/金 (Au) のバイレイヤ構造 (厚さは Ir : 100 nm、Au : 7 nm) であり、1 μm 厚の窒化シリコン (SiN) メンブレン上に成形されている。また、電極には Nb を用いている。そして、Ir/Au 薄膜中心には Au ポストが形成され、その上に放射線吸収体となるバルク錫 (Sn, 0.5 mm 角 × 0.3 mm 厚) がエポキシを用いて接続されている。本素子は主に東京大学の武田先端知ビルスーパークリーンルームにて、フォトリソグラフィ、スパッタ、RIE、溶液エッチング等の手法を用いて作製した。

図 7.4: γ 線 TES の写真 (左) と構造 (右)

7.3 単素子 TES の測定

単素子γ線 TES の読出実験に用いた MW-MUX チップの透過特性 (100mK, VNA 出力パワー-36 dBm) を図 7.5 に示す。また、今回測定した 4 チャンネルの共振ピークを図 7.5 内に示してある。

ここで用いたチップは、従来のプロセスにより作製されたものであるため、Q 値は共振器チップより劣化している。Q_i 値を計算すると、全体で 3,000 - 20,000 程度であり、TES 接続した sq04 では 12,000 程度であった。

図 7.5: S_{21} 特性@ 100 mK, -36 dBm

7.3.1 γ線信号読出波形

γ線信号の取得を行うため、^{57}Co を線源として、冷凍機外側の窓面に線源を固定し TES へγ線照射を行った。ただし、今回使用した線源は放射能が低く、測定時間内に十分なパルス積算を行うのが困難であった。^{57}Co は、原子番号 27、半減期 271.79 日の放射性核種であり、100%電子捕獲により ^{57}Fe へ壊変し、表 7.1 に示すようなγ線を放出する [86]。なお、表の I_γ は 1 壊変あたりにそのエネルギーのγ線が放出される確率である。この表より ^{57}Co から放出されるメインのγ線は 122 keV のフォトンである。測定時の TES の動作条件は、熱浴温度 100 mK, バイアス点がノーマル抵抗の 12%のとき (12% Rn と表記する) である。

また、図 7.6 は計測時の、モジュール温度とマグネット電流を示したものである。我々が使用する ADR は 100 mK の保持時間が約 7 時間であり、その間γ線を取得し計 1800 パルス程度積算した。また、温度安定度は ∼ 40 μK(RMS) であった。

表 7.1: ^{57}Co から放出される主なγ線 [86]

E_γ (keV)	I_γ (%)
14.413	9.16
122.0614	85.6
136.4743	10.68

(a) モジュール温度 (赤) (b) マグネット電流 (青)

図 7.6: γ 線計測時のモジュール温度とマグネット電流

図 7.7 に測定された ^{57}Co の 122 keV の γ 線に対する平均信号波形 (赤) を示す。また、図 7.7 中の実線は以下の式 [87] によりフィッテイングを行ったものである。

$$f(t) = -(p_1 + p_2)\mathrm{e}^{-\frac{t-t_0}{\tau_{\mathrm{rise}}}} + p_1\mathrm{e}^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}} + p_2\mathrm{e}^{-\frac{t-t_0}{\tau_2}} \tag{7.1}$$

ここで、p_1, p_2 は各立下り項の振幅、τ_{rise} は立上りの時定数、τ_1, τ_2 は立下りの時定数、t_0 は時間軸のオフセットを表す。

フィッテイングは、$t = t_0$ から $t = 0.02$ s までの範囲で、上式中の t_0, p_1, p_2, τ_{rise}, τ_1, τ_2 に対して行った。フィッテイングより $\tau_{\mathrm{rise}} = 0.131$ ms が得られ、同一素子を従来型単素子読出法で測定したときの値 0.139 ms に近い値が得られた。したがって、我々の開発した MW-MUX チップが今回測定した γ 線信号に十分な応答速度をもつことが実証できた。

図 7.7: 122keV γ 線光子に対する平均波形

また、図 7.8 は TES に 122 keV の γ 線が入射した際の、全 4 チャンネルからの出力例である。図において最上段が TES の信号であり、下三段は TES 接続のない 3 チャンネル (sq03, sq06, sq07) からの出力で、縦軸のフルスケールは $\pm 1.5\,\mathrm{m}\Phi_0$ と最上段の 100 倍に拡大してある。TES 接続のない

チャンネル（特に sq03 と sq06）の出力から、最上段の TES 信号と同期したクロストークが見られる。しかしながら、その大きさは 1 m$\Phi_{0\mathrm{pp}}$ 以下であり、信号波高値と比較すると 1/200 以下である。

図 7.8: 4 チャンネルの出力波形例

7.3.2 ベースラインのドリフト

次に、γ 線信号カウントを積算するため長時間の測定を行った。このとき、図 7.9 のようなベースラインの緩やかなドリフトが観測され、図 7.10 のように TES 信号の波高値はベースライン位置に相関をもつのが分かった。ベースラインとは、パルスがないときの出力の平均値のことであり、具体的には各パルスにおいてトリガーがかかる前の数百点の平均により算出している。ベースラインドリフトの原因は特定に至っていないが、TES が接続されていないチャンネルの出力は変動がみられないため (図 7.9)、TES 自身が何らかの外部要因の影響を受けていると考えられる。その外部要因として考えられるのは、冷凍機が発生する磁場である。ADR では温度制御のため外部からの熱流入を打ち消すように印加磁場を減少させていくことで温度制御を行うが、ベースラインの一定方向へのドリフトがこの磁場の漸減に対応している可能性があり、今後の検証課題となった。なお、本研究では、解析において図 7.10b のように一次関数を用いて波高値とベースラインに対してフィッテイングを行い、ベースラインドリフトの補正を行った。

(a) 全体図

(b) 122 keV 信号付近の拡大

図 7.10: 波高値とベースラインの関係

図 7.9: ベースラインのドリフト

7.4 2 素子 TES の測定

次に、前章で述べた改良プロセスを用いて作製した MW-MUX チップを用いて、2 素子の γ 線 TES 読出の実証を行った。セットアップは図 7.11 に示すように単素子読出時とおおむね同じであるが、今回用いた MW-MUX チップのレイアウトは、Type-A(共振周波数が隣り合うチャンネルが空間的にも隣接) であり、クロストークや直線性誤差は大きいことが予想される。また、読出を行ったのは sq01-sq05 の 5 チャンネルであり、TES は sq03 と sq06 に接続されている。今回の測定では、TES のバイアスのためにそれぞれ別の電源を用意したが、今後大規模アレイを実現するには配線削減のため 1 つの電源で複数素子の同時バイアスを行う必要があり、今後の課題となる。

7.4.1 ^{166m}Ho を用いた γ 線照射実験

第 6 章で用いた ^{57}Co では線源強度が弱かったため、ここではより強度が強く測定効率のよい ^{166m}Ho を用いた。^{166m}Ho は図 7.12 に示すように複雑な崩壊過程を持ち、放出する γ 線のエネルギーの種類も多い。(表 (7.2)) ここでは、最も放出確率の高い γ 線のエネルギーである 184.410 keV の γ 線に対するエネルギー分解能を評価した。

図 7.11: モジュールセットアップ写真

図 7.12: ^{166m}Ho の崩壊図 [88]

表 7.2: ^{166m}Ho の主要な γ 線のエネルギー [86]

E_γ(keV)	I_γ(%)
80.574	12.33
184.410	72.6
280.459	29.77

図 7.13 は測定に用いた MW-MUX チップの熱浴温度 100mK、マイクロ波パワー-36 dBm における透過特性と Q_i である。図 7.13b よりばらつきは大きいものの、測定したチャンネルの Q_i は第 6 章で用いた MW-MUX チップと比べて 2-30 倍に向上しているのが分かる。

(a) S_{21}

(b) Q_i

図 7.13: MW-MUX チップ特性@100 mK, -36 dBm

また、図 7.14 は TES にバイアスを印加していない場合（超伝導状態）の測定した 5 チャンネルのノイズスペクトルである。1 kHz 以下では $\sim 1/f$ の低周波ノイズが見られるが、この原因は二準位系による揺らぎだけでなく、SQUID の I_c のゆらぎ、温度揺らぎ、機械振動等が考えられる。また、50 Hz に顕著なピークが見られるが、これは電源由来であると考えれ、今後セットアップの改善により除去 (低減) することが可能だと考えられる。TES 接続のないチャンネルのノイズフロアの値は、$1.15 - 1.3\ \mu\Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ であり、単素子読出に用いた MW-MUX チップよりも改良プロセスによる Q 値の改善を反映して 1.3 倍程度改善した。この値は先行研究で報告されている値 $1.9\ \mu\Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$[44] よりも小さい。また、この値を TES の等価雑音電流に変換すると、現状のインプットコイル-SQUID 間の相互インダクタンスの実測値 $M = 61\,\mathrm{pH}$ のもとで、$39 - 44\,\mathrm{pA}.\sqrt{\mathrm{Hz}}$ である。我々が測定する TES の電流雑音は典型的に $\sim 100\,\mathrm{pA}.\sqrt{\mathrm{Hz}}$ であるので、MW-MUX 読出回路雑音が TES 雑音より小さく、読出系の TES 分解能への寄与は小さいことが示唆された。

図 7.14: 磁束ノイズスペクトル (RMS)

γ 線照射実験時に取得した γ 線信号例を図 7.15 に示す。なお、測定時の熱浴温度は 100mK, TES のバイアス条件は、TES1、TES2 ともに 15%Rn であった。図 7.15 は t =8.5 ms あたりで TES2 へ入射した γ 線の信号でトリガがかかり、t =110 ms あたりでは TES1 へ入射した γ 線信号をとらえている。これにより、我々のマイクロ波信号多重化回路によって複数 γ 線 TES 信号の同時取得が実現できたといえる。

図 7.15: 2 チャンネル γ 線 TES 信号波形例

次に、γ 線信号を積算しエネルギー分解能の評価を行った。測定時間は 5.5 時間程度で、2 チャンネ

ル合わせて 15500 パルス程度の γ 線信号を取得した。なお、今回の測定でも図 7.16 に示すようなベースラインのドリフトが両チャンネルともに観測された。このベースラインドリフトに対する波高値の補正を行った後の γ 線波高値スペクトルを図 7.17 に示す。184.41 keV の光電ピークに対してガウス分布フィッテイングを行った結果、TES1 では $\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 128$ eV、TES2 では $\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 118$ eV のエネルギー分解能が得られた。また、測定した平均波形スペクトルと無バイアス時のノイズスペクトル（図 7.18 に TES1 の例を示す）から式 (2.66) を用いて読出系によるエネルギー分解能の寄与を見積もったところ、それぞれ $\Delta E_{\mathrm{readout}} = 67$ eV, 57eV という値が得られた。したがって、読出系雑音を差し引いた場合の各 TES のエネルギー分解能はそれぞれ 109 eV, 103 eV となる。すなわち、読出系雑音による分解能の増加はそれぞれ 17%, 15%程度に抑えられ分解能の支配的要因は TES 自身であることが示された。

図 7.16: ベースラインドリフト

(a) TES1 全体

(b) TES1 光電ピーク拡大

(c) TES2 全体

(d) TES2 光電ピーク拡大

図 7.17: ^{166m}Ho による γ 線信号の波高値スペクトル

図 7.18: 平均波形スペクトル (橙)、ノイズスペクトル（青）および読出系雑音 (赤)

7.5 読出雑音低減

以上の議論から現状、本測定に用いた TES の読出において MW-MUX 回路雑音により TES の分解能が 20%程度増加していることが分かった。ここでは、今後さらに読出雑音寄与を低減する方法について考える。本研究の実験系において改善が期待できる主な点は下記の 3 つである。

1. インプットコイルと SQUID 間相互インダクタンス (M) の増大

   現状我々のチップの設計では Nb 共振器の場合 $M(\mathrm{Nb}) = 60$ pH、NbN 共振器の場合 $M(\mathrm{NbN})$=100 pH であり、これを増大することにより同じ電流値の信号に対して SQUID への入力磁束が大きくなる。したがって、なるべく大きい値が望まれるが製作上の都合を考えなければならない。また、M 増のためにはインプットコイル長を長くする必要があるが、このときコイル長が 1/2 波長程度になると共振を起こし、マイクロ波のロス経路になる恐れがある [70]。したがって、M の増大に関しては実験的な評価を必要とするが、NIST の場合 $M \sim 232$ pH であるため我々の系でも 4 倍程度の向上が可能であると考えられる。4 倍の M が実現された場合、式 (2.66) により読出回路の雑音寄与も 1/4 倍の低減が期待できる。

2. アッテネータ位置の最適化

   アッテネータは室温やモジュールより高温側のコンポーネントの雑音を低減するために入力端に設置されている。((3.2.2) 節参照) 現状の系では、4 K ステージに-30 dB のアッテネータを使用している。この場合、4 K の雑音はモジュールへ直接入力されるので、その抑制は十分でない。したがって、-10 dB のアッテネータを 0.5 K ステージに設置し、4K ステージには-20 dB のアッテネータを設置するという改善が考えられる。この熱雑音は $k_{\mathrm{B}}T$(ボルツマン定数 k_B、温度 T) に比例するので、上記改善により 1.9 倍程度の磁束雑音 (RNS) 低下が期待できる。

3. 低雑音 HEMT の適用

   次に、雑音温度の小さい HEMT アンプを使用することが考えられる。本研究で使用した HEMT アンプの雑音温度 (T_{N}) は 3.5 K 程度であるが、$T_{\mathrm{N}} \sim 1.2$ K 程度低雑音で十分なゲイン及び帯

域をもつ HEMT アンプが報告されている [31]。HEMT アンプの雑音温度と磁束ノイズパワーは比例関係にあるため、T_{N} 3.5 K → 1.2 K の改善により磁束雑音 (RMS) は 1.7 倍程度の改善が期待される。

上記 2.、3. の改善を同時に行うと、トータル 1.8 倍の磁束雑音低下が可能であると考えられる。したがって、1-3 全ての改善により、読出系雑音の寄与は 7 倍程度の改善が期待できる。すなわち、現状 70 eV 程度の読出雑音寄与を 10 eV 以下に低減が可能となる見込みが得られた。

第8章　結論と課題

本研究では、Pu の非破壊検査のおける高精度化、迅速化を実現する大規模 γ 線 TES アレイの開発にむけ、既存の TES 信号多重化法に比べ 1 本の読出線あたりの多重化数の飛躍的増大が期待されるマイクロ波信号多重方式 (MW-MUX) を用いた読出回路の開発を行った。本章では、本論文で得られた成果と今後の課題についてまとめる。

8.1　本論文の結論

本論文では、マイクロ波信号多重化回路の基礎的な実証を目的とし、TES 自身の雑音よりも低い読出回路雑音の実現と我々の研究室で開発する γ 線 TES 信号の複数同時読出の実証を目的とした研究を行った。

本研究で用いた MW-MUX チップの設計では、共振器と SQUID の結合に関して、広帯域の信号読出への拡張が容易であり、構造もシンプルである直接結合型を適用した。また、電極材料は転移温度が高く、低雑音特性が期待できる NbN と、作製の成熟度が高い Nb の 2 種類を試した。

まず、SQUID 終端のない共振器のみチップの特性評価では、2 種類の電極材料 (Nb,NbN) と 2 種類のウエハ (Si,Al_2O_3) の組合わせによる 4 種類の共振器の雑音特性の評価・比較を行った。その結果、我々の系における最適なマイクロ波パワー領域において NbN 共振器の方が Nb 共振器よりも 1 桁程度高い Q_i が得られることが分かった。また、Q_i とマイクロ波パワーの関係からは、我々の系における最適なマイクロ波信パワー領域では二準位系由来の雑音による Q_i の低下が小さいことが分かった。そして、低周波の雑音特性はどの共振器に関しても、同じマイクロ波パワー依存性を示し、値としても同定度であった。したがって、本研究で評価したチップは MW-MUX の材料として適用可能であることが示唆された。ただし、共振器あたりの発熱はおよそ Q_i/Q_c に比例するため NbN 共振器の方が大規模アレイには適していると考えられる。

次に、クロストークのチップ上のチャンネル配置依存性を評価するため、チャンネル配置の異なる 5 つのチップを用意し、ランプ磁束変調なしの状態におけるクロストークの比較を行った。結果として、共振周波数の隣合う (20 MHz) チャンネルに関しては、距離を 2.5mm 以上離すことにより 5×10^{-3} 以下になること、空間的に隣合うチャンネルに関しては共振周波数を 100 MHz 以上離すことによりクロストークが 1/1000 以下となる結果を得た。この結果からクロストークの 1/1000 を実現する配置を見出し、さらにランプ磁束変調時においても $\pm 0.3\ \mathrm{m}\Phi_0$ 以下のクロストークであった。また、この時の直線性誤差は、$\pm 0.6\ \mathrm{m}\Phi_0$ 以下であり、我々の γ 線 TES の信号波高値 $\sim 0.5\Phi_0$ に対して十分小さい値を得た。さらに、この直線性誤差はクロストークに依存し、クロストークを小さくすることにより直線性誤差の低減も可能であることを見出した。これらの知見により、今後チップ設計の最適化により更にクロストーク、直線性誤差を低減する方針を得たと考えられる。

我々の MW-MUX 開発において大きな問題となっていたのが、MW-MUX チップにおける Q 値の急激な劣化である。本研究では、ファブリケーションの中に劣化要因があることを見出し、MW-MUX チップのみにある作製プロセスを洗い出し、各々のプロセスが Q 値に及ぼす影響を評価した。その結果、インプットコイルのフィルタおよびジョセフソン接合部の応力調整用の Pd 膜の削れ残りによっ

て Q 値が大幅に劣化していることを確認した。そして、Pd の削れ残りを回避するため、カルデラ平坦化を用いた新プロセスを考案し、このプロセスにより問題となっていた Q 値の劣化がみられず、MW-MUX チップにおいても $Q_i > 50{,}000$、Q_i/Q_c>10 を実現することができた。

単画素 TES との協調動作における γ 線読出実験では、$Q_i \sim 10^4$ で磁束雑音 1.30-1.63 $\Phi_0/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ のマイクロ波信号多重化チップを用いて 4 チャンネル同時読出を行った。Co-57 放射線源を用いた γ 線信号読出波形からは、立上り時定数 $\tau_{\mathrm{rise}} \simeq 131$ μs を正確に測定でき、本研究で開発した MW-MUX チップが γ 線 TES 信号に十分追随していることを実証した。また、γ 線信号の長時間測定中には TES のベースラインのドリフトが見られたが、この原因・対策については今後の課題となる。

さらに、Q_i 劣化を回避するためのカルデラ平坦化を用いたプロセスによって製作されたチップを用いて、2 画素 TES の信号多重化同時読出に成功した。ただし、TES のバイアス電源は独立のものを使用したため、今後同一のバイアス源による特性の評価を行う必要がある。$^{166\mathrm{m}}$Ho を用いたエネルギー分解能評価により、$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 118$ eV, 128 eV@184.4 keV という値を得た。

これらの値に対する、MW-MUX 回路雑音寄与はに 70 eV 程度であり、読出回路により 17%程度分解能が劣化しているこが分かったが、全体の分解能制限要因は TES 自身であるという結果を得た。

以上より、本論文ではマイクロ波信号多重化を用いた 2 画素の γ 線 TES 信号測定を達成した。また、プロセスの改善によって高 Q_i をもつ MW-MUX チップの作製に成功し、先行研究と遜色ない無負荷 Q 値の実現と低磁束雑音特性を実現した。さらに、更なる読出雑音低減の方針を検討することにより、より高分解能の γ 線 TES に適用した場合でもを分解能の劣化なく読出が実現可能であることを示した。したがって、本研究で開発した MW-MUX を大規模 γ 線 TES アレイの読出にも適用可能であると考えられ、大規模 γ 線 TES アレイによる Pu 試料の高精度非破壊検査を実現するための基礎を築くことが出来たといえる。

8.2 今後の課題

1000 素子規模の γ 線 TES アレイを用いた Pu 同位体測定に向けて、MW-MUX 読出回路と TES アレイそれぞれの課題をまとめる。

まず、読出回路においては ΔE_{FWHM} =10 eV@100 keV 程度の分解能をもつ TES の分解能を劣化なく読出すため、全体の分解能に対する寄与を低下させる必要がある。これに関しては、入力コイル-SQUID 間相互インダクタンスの増大、低雑音 HEMT アンプの適用、アッテネータ配置の最適化により実現が可能であると期待できる。ただし、これら改善の実験的な検証は今後必要不可欠である。次に、本論文では評価できなかった複数 TES の同時バイアスが課題としてあげられる。TES の同時バイアスは、室温からの配線数を決める要素であり、すなわち極低温部への熱流入にも影響するため、大規模 TES アレイを実現するうえで重要な要素であると考えられる。同時バイアス行うには、特性の揃った TES アレイを制御よく作製する必要があるので、大規模 TES アレイ作製プロセスの確立と並行して解決していく必要がある。また、本研究では単一の室温エレクトロニクスを用いた読出の実証にとどまったが、HEMT アンプの帯域をフルに活用するには複数の室温信号処理回路による読出の実証が必要である。ただし、これに関してはこれまで 2 つの室温エレクトロニクスを用いた動作実証がされており [89]、今後の拡張性や室温エレクトロニクスのファームウェア等の開発が課題となる。

TES アレイに関しては、上述したように大規模 TES アレイ作製技術の確立が必須である。また、TES アレイにおける TES チップ内での熱的なクロストークが生じる可能性があるため、その評価と設計の最適化を行う必要があると考えられる。次に、100 keV 領域の Pu 同位体測定においては 50 eV(FWHM) 以下の分解能が必要と考えられるので、高分解能 TES の実現も必要となる。これに関しては、現状 TES 自身の分解能を制限している要因を特定し、抑制する方法を見出す必要である。

また、大規模 TES アレイが実現できた場合、現状より大量のデータを処理する必要があるため解析手法の改良・高速化を検討してい必要があると考えられる。

参考文献

[1] 外務省 HP. http://www.mofa.go.jp/mofaj/gaiko/kaku/npt/.

[2] JAEA. HANDBOOK OF INTERNATIONAL NUCLEAR SAFEGUARDS. pages 0–77.

[3] IAEA. IAEA Safeguards Glosary. *IAEA Safeguards Glosary*, (3):579, 2001.

[4] 一般財団法人 日本原子力文化財団. 原子力・エネルギー図面集 2015.

[5] 山本昌彦. プルトニウムの精密分析.

[6] S Guardini, M Bickel, R Carchon, P Chard, and O Mafra. Performance values for non destructive assay (NDA) techiques applied to safeguards : The 2002 evaluation by the Esarda NDA working group Edited by :. *Instrumentation*, pages 12–54, 2002.

[7] Jonathan G. Dreyer, Kam Arnold, Trevor M. Lanting, Matt A. Dobbs, Stephan Friedrich, Adrian T. Lee, and Helmuth G. Spieler. Frequency-domain multiplexed readout for superconducting Gamma-ray detectors. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17(2):633–636, 2007.

[8] Plutonium Isotopic Abundances. MGA: A Gamma-Ray Spectrum Analysis Code for Determining Plutonium Isotopic Abundances. 1(317), 1990.

[9] Safeguards Science and Security Division. to Gamma-Ray Isotopic Analysis Using the FRAM Software. *Science And Technology*.

[10] Owen B. Drury, Stephane F. Terracol, and Stephan Friedrich. Quantifying the benefits of ultrahigh energy resolution for gamma-ray spectrometry. *Physica Status Solidi C: Conferences*, 2(5):1468–1479, 2005.

[11] Michael W. Rabin. National and international security applications of cryogenic detectors-mostly nuclear safeguards. *AIP Conference Proceedings*, 1185:725–732, 2009.

[12] N. Iyomoto, S. R. Bandler, R. P. Brekosky, A. D. Brown, J. A. Chervenak, F. M. Finkbeiner, R. L. Kelley, C. A. Kilbourne, F. S. Porter, J. E. Sadleir, S. J. Smith, and E. Figueroa-Feliciano. Close-packed arrays of transition-edge x-ray microcalorimeters with high spectral resolution at 5.9 keV. *Applied Physics Letters*, 92(1):3–5, 2008.

[13] R. D. Horansky, J. N. Ullom, J. A. Beall, W. B. Doriese, W. D. Duncan, L. Ferreira, G. C. Hilton, K. D. Irwin, C. D. Reintsema, L. R. Vale, B. L. Zink, A. Hoover, C. R. Rudy, D. M. Tournear, D. T. Vo, and M. W. Rabin. Superconducting absorbers for use in ultra-high resolution gamma-ray spectrometers based on low temperature microcalorimeter arrays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 579(1):169–172, 2007.

[14] Daiji Fukuda, Go Fujii, Takayuki Numata, Kuniaki Amemiya, Akio Yoshizawa, Hidemi Tsuchida, Hidetoshi Fujino, Hiroyuki Ishii, Taro Itatani, Shuichiro Inoue, and Tatsuya Zama. Titanium-based transition-edge photon number resolving detector with 98 detection efficiency with index-matched small-gap fiber coupling. *Optics Express*, 19(2):870, 2011.

[15] K D Irwin, G C Hilton, and C Enss Ed. *Transition-Edge Sensors Preprint of chapter in Cryogenic Particle Detection Transition-Edge Sensors*, volume 99. 2005.

[16] D. A. Bennett, R. D. Horansky, D. R. Schmidt, A. S. Hoover, R. Winkler, B. K. Alpert, J. A. Beall, W. B. Doriese, J. W. Fowler, C. P. Fitzgerald, G. C. Hilton, K. D. Irwin, V. Kotsubo, J. A.B. Mates, G. C. O'Neil, M. W. Rabin, C. D. Reintsema, F. J. Schima, D. S. Swetz, L. R. Vale, and J. N. Ullom. A high resolution gamma-ray spectrometer based on superconducting microcalorimeters. *Review of Scientific Instruments*, 83(9), 2012.

[17] M J Cooper. Compton scattering and electron momentum determination. *Reports on Progress in Physics*, 48(4):415–481, 1999.

[18] 昭久 小泉 and 真義 伊藤 and 吉晴 櫻井. コンプトン散乱を用いた電子状態研究の新展開. **放射光**, 25(3):153–165, 2012.

[19] N. Sakai. Magnetic Compton Scattering and Measurements of Momentum Distribution of Magnetic Electrons. *Journal of Applied Crystallography*, 29(2):81–99, 1996.

[20] SPring-8 HP. `http://www.spring8.or.jp/wkg/BL08W/instrument/lang/INS-0000000432/instrument_summary_view`.

[21] Joel N. Ullom and Douglas A. Bennett. Review of superconducting transition-edge sensors for x-ray and gamma-ray spectroscopy. *Superconductor Science and Technology*, 28(8):84003, 2015.

[22] ESRADA. December 2012. *ESARDA BULLETIN*, (48), 2012.

[23] T. Irimatsugawa, S. Hatakeyama, M. Ohno, H. Takahashi, C. Otani, and T. Maekawa. High energy gamma-ray spectroscopy using transition-edge sensor with a superconducting bulk tantalum absorber. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 25(3):2014–2016, 2015.

[24] J. A. Chervenak, K. D. Irwin, E. N. Grossman, John M. Martinis, C. D. Reintsema, and M. E. Huber. Superconducting multiplexer for arrays of transition edge sensors. *Applied Physics Letters*, 74(26):4043–4045, 1999.

[25] Piet A J De Korte, Joern Beyer, Steve Deiker, Gene C. Hilton, Kent D. Irwin, Mike Maclntosh, Sae Woo Nam, Carl D. Reintsema, Leila R. Vale, and Martin E. Huber. Time-division superconducting quantum interference device multiplexer for transition-edge sensors. *Review of Scientific Instruments*, 74(8):3807–3815, 2003.

[26] Carl D. Reintsema, Jörn Beyer, Sae Woo Nam, Steve Deiker, Gene C. Hilton, Kent Irwin, John Martinis, Joel Ullom, Leila R. Vale, and Mike MacIntosh. Prototype system for superconducting quantum interference device multiplexing of large-format transition-edge sensor arrays. *Review of Scientific Instruments*, 74(10):4500–4508, 2003.

[27] W. B. Doriese, K. M. Morgan, D. A. Bennett, E. V. Denison, C. P. Fitzgerald, J. W. Fowler, J. D. Gard, J. P. Hays-Wehle, G. C. Hilton, K. D. Irwin, Y. I. Joe, J. A.B. Mates, G. C. O.Neil, C. D. Reintsema, N. O. Robbins, D. R. Schmidt, D. S. Swetz, H. Tatsuno, L. R. Vale, and J. N. Ullom. Developments in Time-Division Multiplexing of X-ray Transition-Edge Sensors. *Journal of Low Temperature Physics*, 184(1-2):389–395, 2016.

[28] K. D. Irwin, M. D. Niemack, J. Beyer, H. M. Cho, W. B. Doriese, G. C. Hilton, C. D. Reintsema, D. R. Schmidt, J. N. Ullom, and L. R. Vale. Code-division multiplexing of superconducting transition-edge sensor arrays. *Superconductor Science and Technology*, 23(3), 2010.

[29] M. D. Niemack, J. Beyer, H. M. Cho, W. B. Doriese, G. C. Hilton, K. D. Irwin, C. D. Reintsema, D. R. Schmidt, J. N. Ullom, and L. R. Vale. Code-division SQUID multiplexing. *Applied Physics Letters*, 96(16):4–7, 2010.

[30] J. W. Fowler, W. B. Doriese, G. Hilton, K. Irwin, D. Schmidt, G. Stiehl, D. Swetz, J. N. Ullom, and L. Vale. Optimization and analysis of code-division multiplexed TES microcalorimeters. *Journal of Low Temperature Physics*, 167(5-6):713–720, 2012.

[31] J. Schleeh, G. Alestig, J. Halonen, A. Malmros, B. Nilsson, P. A. Nilsson, J. P. Starski, N. Wadefalk, H. Zirath, and J. Grahn. Ultralow-power cryogenic InP HEMT with minimum noise temperature of 1 K at 6 GHz. *IEEE Electron Device Letters*, 33(5):664–666, 2012.

[32] M. F. Cunningham, J. N. Ullom, T. Miyazaki, S. E. Labov, John Clarke, T. M. Lanting, Adrian T. Lee, P. L. Richards, Jongsoo Yoon, and H. Spieler. High-resolution operation of frequency-multiplexed transition-edge photon sensors. *Applied Physics Letters*, 81(1):159–161, 2002.

[33] L. Gottardi, A. Kozorezov, H. Akamatsu, J. Van Der Kuur, M. P. Bruijn, R. H. Den Hartog, R. Hijmering, P. Khosropanah, C. Lambert, A. J. Van Der Linden, M. L. Ridder, T. Suzuki, and J. R. Gao. Josephson effects in an alternating current biased transition edge sensor. *Applied Physics Letters*, 105(16):1–5, 2014.

[34] J. van der Kuur, L. G. Gottardi, H. Akamatsu, B. J. van Leeuwen, R. den Hartog, D. Haas, M. Kiviranta, and B. J. Jackson. Optimising the multiplex factor of the frequency domain multiplexed readout of the TES-based microcalorimeter imaging array for the X-IFU instrument on the Athena x-ray observatory. 9905:99055R, 2016.

[35] Hiroki Akamatsu, Luciano Gottardi, Jan van der Kuur, Cor P. de Vries, Kevin Ravensberg, Joseph S. Adams, Simon R. Bandler, Marcel P. Bruijn, James A. Chervenak, Caroline A. Kilbourne, Mikko Kiviranta, A. J. van der Linden, Brian D. Jackson, and Stephen J. Smith. Development of frequency domain multiplexing for the X-ray Integral Field unit (X-IFU) on the Athena. 9905:99055S, 2016.

[36] T. M. Lanting, Hsiao Mei Cho, John Clarke, Matt Dobbs, Adrian T. Lee, M. Lueker, P. L. Richards, A. D. Smith, and H. G. Spieler. Frequency domain multiplexing for bolometer arrays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 520(1-3):548–550, 2004.

[37] K. D. Irwin and K. W. Lehnert. Microwave SQUID multiplexer. *Applied Physics Letters*, 85(11):2107–2109, 2004.

[38] K W Lehnert, K D Irwin, J A B Mates, and L R Vale. Evaluation of a Microwave SQUID Multiplexer Prototype. 17(2):705–709, 2007.

[39] J. A B Mates, G. C. Hilton, K. D. Irwin, L. R. Vale, and K. W. Lehnert. Demonstration of a multiplexer of dissipationless superconducting quantum interference devices. *Applied Physics Letters*, 92(2):10–13, 2008.

[40] J. A B Mates, K. D. Irwin, L. R. Vale, G. C. Hilton, J. Gao, and K. W. Lehnert. Flux-ramp modulation for SQUID multiplexing. *Journal of Low Temperature Physics*, 167(5-6):707–712, 2012.

[41] Omid Noroozian, John A B Mates, Douglas A. Bennett, Justus A. Brevik, Joseph W. Fowler, Jiansong Gao, Gene C. Hilton, Robert D. Horansky, Kent D. Irwin, Zhao Kang, Daniel R. Schmidt, Leila R. Vale, and Joel N. Ullom. High-resolution gamma-ray spectroscopy with a microwave-multiplexed transition-edge sensor array. *Applied Physics Letters*, 103(20), 2013.

[42] Sean Mchugh, Benjamin A Mazin, Bruno Serfass, Seth Meeker, Kieran O Brien, Ran Duan, Rick Raffanti, Sean Mchugh, Benjamin A Mazin, Bruno Serfass, Seth Meeker, Kieran O Brien, Ran Duan, Rick Raffanti, and Dan Werthimer. A readout for large arrays of microwave kinetic inductance detectors A readout for large arrays of microwave kinetic inductance detectors. 044702(2012), 2012.

[43] Timothy J. Madden, Thomas W. Cecil, Lisa M. Gades, Orlando Quaranta, Daikang Yan, Antonino Miceli, Dan T. Becker, Doug A. Bennett, James P. Hays-Wehle, Gene C. Hilton, Johnathon D. Gard, John A.B. Mates, Carl D. Reintsema, Dan R. Schmidt, Daniel S. Swetz, Leila R. Vale, and Joel N. Ullom. Development of ROACH Firmware for Microwave Multiplexed X-Ray TES Microcalorimeters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 27(4), 2017.

[44] Douglas A. Bennett, John A B Mates, Johnathon D. Gard, Andrew S. Hoover, Michael W. Rabin, Carl D. Reintsema, Daniel R. Schmidt, Leila R. Vale, and Joel N. Ullom. Integration of TES microcalorimeters with microwave SQUID multiplexed readout. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 25(3):4–8, 2015.

[45] J. A.B. Mates, D. T. Becker, D. A. Bennett, B. J. Dober, J. D. Gard, J. P. Hays-Wehle, J. W. Fowler, G. C. Hilton, C. D. Reintsema, D. R. Schmidt, D. S. Swetz, L. R. Vale, and J. N. Ullom. Simultaneous readout of 128 X-ray and gamma-ray transition-edge microcalorimeters using microwave SQUID multiplexing. *Applied Physics Letters*, 111(6), 2017.

[46] B Alpert, M Balata, D Bennett, M Biasotti, C Boragno, C Brofferio, V Ceriale, D Corsini, P K Day, M De Gerone, R Dressler, M Faverzani, E Ferri, J Fowler, F Gatti, A Giachero, S Heinitz, G Hilton, U Köster, M Lusignoli, M Maino, J Mates, S Nisi, R Nizzolo, A Nucciotti, G Pessina, G Pizzigoni, A Puiu, S Ragazzi, C Reintsema, and M Ribeiro Gomes. The electron capture decay of 163 Ho to measure the electron neutrino mass with sub-eV sensitivity. pages 1–11, 2015.

[47] Yuki Nakashima, Fuminori Hirayama, Satoshi Kohjiro, Hirotake Yamamori, Shuichi Nagasawa, Noriko Y. Yamasaki, and Kazuhisa Mitsuda. Adjustable squid-resonator direct coupling in microwave squid multiplexer for tes microcalorimeter array. *IEICE Electronics Express*, 14(11):20170271–20170271, 2017.

[48] A. Fleischmann, L. Gastaldo, S. Kempf, A. Kirsch, A. Pabinger, C. Pies, J. P. Porsf, P. Ranitzsch, S. Schäfer, F. V. Seggern, T. Wolf, C. Enss, and G. M. Seidel. Metallic magnetic calorimeters. *AIP Conference Proceedings*, 1185(7):571–578, 2009.

[49] Sebastian Kempf, Mathias Wegner, Andreas Fleischmann, Loredana Gastaldo, Felix Herrmann, Maximilian Papst, Daniel Richter, and Christian Enss. Demonstration of a scalable frequency-domain readout of metallic magnetic calorimeters by means of a microwave SQUID multiplexer. *AIP Advances*, 7(1), 2017.

[50] K. D. Irwin. An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection. *Applied Physics Letters*, 66(15):1998–2000, 1995.

[51] Emanuele Taralli, Chiara Portesi, Roberto Rocci, Mauro Rajteri, and Eugenio Monticone. Investigation of Ti/Pd bilayer for single photon detection. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19(3):493–495, 2009.

[52] Yuichiro Ezoe, Tomotaka Yoshino, Kazuma Mukai, Hiroshi Yoshitake, and Hiroki Akamatsu. Design and fabrication of TES microcalorimeters for x-ray astrophysics in Japan. *Astronomy*, 7021:1–9, 2008.

[53] F. M. Finkbeiner, T. C. Chen, S. Aslam, E. Figueroa-Feliciano, R. L. Kelley, M. Li, D. B. Mott, C. K. Stahle, and C. M. Stahle. Fabrication of superconducting bilayer transition edge thermometers and their application for spaceborne X-ray microcalorimetry. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 9(2 PART 3):2940–2942, 1999.

[54] G.C. Hilton, M E Huber, S Deiker, and S W Nam. Microfabricated Transition-Edge X-ray Detectors. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11(I), 2001.

[55] D. T. Chow, M. A. Lindeman, M. F. Cunningham, M. Frank, T. W. Barbee, and S. E. Labov. Gamma-ray spectrometers using a bulk Sn absorber coupled to a Mo/Cu multilayer superconducting transition edge sensor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 444(1):196–200, 2000.

[56] M L Van Den Berg, D T Chow, A Loshak, M F Cunningham, and T W Barbee Jr. High-resolution hard X-ray and gamma-ray spectrometers based on superconducting absorbers coupled to superconducting transition edge sensors. 4140:436–444, 2000.

[57] M. Ukibe, B. Belier, Ph Camus, C. Dobrea, L. Dumoulin, B. Fernandez, T. Fournier, O. Guillaudin, S. Marnieros, and S. J C Yates. Fabrication of large NbSi bolometer arrays for CMB applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 559(2):554–556, 2006.

[58] Youssef Atik, Francois Pajot, Corinne Evesque, Bernadette Leriche, B??noit Belier, Louis Dumoulin, Laurent Berge, Michel Piat, Eric Br??elle, Damien Pr??le, and Fabrice Voisin. Characterization of NbSi TES on a 23-pixel array. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19(3):481–483, 2009.

[59] Dale Li, Jason E. Austermann, James A. Beall, Daniel T. Becker, Shannon M. Duff, Patricio A. Gallardo, Shawn W. Henderson, Gene C. Hilton, Shuay Pwu Ho, Johannes Hubmayr, Brian J. Koopman, Jeffrey J. McMahon, Federico Nati, Michael D. Niemack, Christine G. Pappas, Maria Salatino, Benjamin L. Schmitt, Sara M. Simon, Suzanne T. Staggs, Jeff Van Lanen, Jonathan T. Ward, and Edward J. Wollack. AlMn Transition Edge Sensors for Advanced ACTPol. *Journal of Low Temperature Physics*, 184(1-2):66–73, 2016.

[60] S. W. Deiker, W. Doriese, G. C. Hilton, K. D. Irwin, W. H. Rippard, J. N. Ullom, L. R. Vale, S. T. Ruggiero, A. Williams, and B. A. Young. Superconducting transition edge sensor using dilute AlMn alloys. *Applied Physics Letters*, 85(11):2137–2139, 2004.

[61] K. D. Irwin, G. C. Hilton, D. A. Wollman, and John M. Martinis. Thermal-response time of superconducting transition-edge microcalorimeters. *Journal of Applied Physics*, 83(8):3978–3985, 1998.

[62] H. F.C. Hoevers, A. C. Bento, M. P. Bruijn, L. Gottardi, M. A.N. Korevaar, W. A. Mels, and P. A.J. De Korte. Thermal fluctuation noise in a voltage biased superconducting transition edge thermometer. *Applied Physics Letters*, 77(26):4422–4424, 2000.

[63] K. M. Kinnunen, A. K. Nuottajärvi, and I. J. Maasilta. A transition-edge sensor with two excess noise mechanisms. *Journal of Low Temperature Physics*, 151(1-2 PART 1):144–149, 2008.

[64] S. H. Moseley, J. C. Mather, and D. McCammon. Thermal detectors as x-ray spectrometers. *Journal of Applied Physics*, 56(5):1257–1262, 1984.

[65] S.H. Moseley, R.L. Kelley, D. McCammon, J. Zhang, R. J. Schoelkopf, and A. E. Szymkowiak. Advances toward high spectral resolution quantum x-ray calorimetry. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 35(1):59–64, 1988.

[66] D. Pozar. *Microwave Engineering Fourth Edition.* 2005.

[67] `https://unit.aist.go.jp/neri/cravity/ja/index.html`.

[68] 社団法人低温工学協会. **超伝導・低温工学ハンドブック**. オーム社, 1993.

[69] JAB Mates. *The Microwave SQUID Multiplexer.* PhD thesis, University of Colorado, 2011.

[70] Satoshi Kohjiro, Fuminori Hirayama, Hirotake Yamamori, Shuichi Nagasawa, Daiji Fukuda, and Mutsuo Hidaka. White noise of Nb-based microwave superconducting quantum interference device multiplexers with NbN coplanar resonators for readout of transition edge sensors. *Journal of Applied Physics*, 115(22):1–9, 2014.

[71] Hidaka Mutsuo and Nagasawa Shuichi. Fabrication Process for Low-Tc Superconductor Electronics Devices and Its Future Prospects. pages 315–322, 2017.

[72] https://embedded.eecs.berkeley.edu/pubs/downloads/spice/jspice.html.

[73] Peter K. Day, Henry G. LeDuc, Benjamin A. Mazin, Anatasios Vayonakis, and Jonas Zmuidzinas. A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays. *October*, 425(October):12–14, 2003.

[74] Gerhard Ulbricht, Benjamin A. Mazin, Paul Szypryt, Alex B. Walter, Clint Bockstiegel, and Bruce Bumble. Highly multiplexible thermal kinetic inductance detectors for x-ray imaging spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 106(25):251103, 2015.

[75] Jonas Zmuidzinas. Superconducting Microresonators: Physics and Applications. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 3(1):169–214, 2012.

[76] Jiansong Gao. The Physics of Superconducting Microwave Resonators. *Thesis*, 2008:197, 2008.

[77] W A Phillips. Two-level states. 50(February):1657–1708, 1987.

[78] Christian Enss and Siegfried Hunklinger. *LOW-TEMPERATURE PHYSICS*. Springer, 2005.

[79] Jiansong Gao, Miguel Daal, Anastasios Vayonakis, Shwetank Kumar, Jonas Zmuidzinas, Bernard Sadoulet, Benjamin A. Mazin, Peter K. Day, and Henry G. Leduc. Experimental evidence for a surface distribution of two-level systems in superconducting lithographed microwave resonators. *Applied Physics Letters*, 92(15):1–3, 2008.

[80] S. T. Skacel, Ch Kaiser, S. Wuensch, H. Rotzinger, A. Lukashenko, M. Jerger, G. Weiss, M. Siegel, and A. V. Ustinov. Probing the density of states of two-level tunneling systems in silicon oxide films using superconducting lumped element resonators. *Applied Physics Letters*, 106(2), 2015.

[81] R. Barends, N. Vercruyssen, A. Endo, P. J. De Visser, T. Zijlstra, T. M. Klapwijk, and J. J A Baselmans. Reduced frequency noise in superconducting resonators. *Applied Physics Letters*, 97(3):130–132, 2010.

[82] Radoslaw C. Bialczak, R. McDermott, M. Ansmann, M. Hofheinz, N. Katz, Erik Lucero, Matthew Neeley, A. D. O'Connell, H. Wang, A. N. Cleland, and John M. Martinis. 1/f Flux noise in Josephson phase qubits. *Physical Review Letters*, 99(18):1–4, 2007.

[83] Roger H. Koch, David P. Divincenzo, and John Clarke. Model for 1/f flux noise in SQUIDs and qubits. *Physical Review Letters*, 98(26):1–4, 2007.

[84] Omid Noroozian, Peter K. Day, Byeong Ho Eom, Henry G. LeDuc, and Jonas Zmuidzinas. Crosstalk reduction for superconducting microwave resonator arrays. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 60(5):1235–1243, 2012.

[85] Shuichi Nagasawa, Kenji Hinode, Masao Sugita, Tetsuro Satoh, Hiroyuki Akaike, Yoshihiro Kitagawa, and Mutsuo Hidaka. Planarized multi-layer fabrication technology for LTS large-scale SFQ circuits. 16:1483–1486, 2003.

[86] http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/.

[87] Robert D. Horansky, Douglas A. Bennett, Daniel R. Schmidt, Barry L. Zink, and Joel N. Ullom. Identification and elimination of anomalous thermal decay in gamma-ray microcalorimeters. *Applied Physics Letters*, 103(21):2011–2015, 2013.

[88] `https://www.nucleonica.com/`.

[89] Satoshi Kohjiro and Fuminori Hirayama. Frequency-domain cascading microwave superconducting quantum interference device multiplexers; beyond limitaions originating from room-temperature electronics. *Superconductor Science and Technology*, 2018.

謝辞

本研究を行うにあたって、たくさんの方々の協力を頂きました。この場を借りて感謝の気持ちを表したいと思います。

まず、指導教官である高橋先生には、研究室会等での鋭い指摘や、研究に向かう姿勢などのアドバイスを頂き、研究をすすめる上での大きな励みとなりました。大野先生には、基本的な超伝導の物理から、論文等において要点や主張を端的に表現することなど、研究に関わることだけでなく様々なことをご指導頂きました。また、誰に対してもか気さくにかつ自分の考えを明確に主張でき、研究には強いバイタリティをもって望む姿にいつも刺激をうけ、私自身の研究も大きく引張って頂きました。深く感謝いたします。

TES 研究の先輩である畠山さんには、私の多くのつまらない質問に丁寧にお答え頂き、TES の作製・実験のエッセンスを教えていただきました。また、中村さんや三津谷さんには他愛のない会話をしていただいたり、研究に生かせる有益な情報をいただいたりしたおかげで楽しく研究室での生活を送ることができました。シャープの三好さんとは、ずっと同じ 12 号館の居室で過ごしましたが、いつも明るく話かけていただいていい忙しいときでもリフレッシュになりました。後輩の三浦くんや石井くんには、力になってあげられることが少なく、逆に私の方が勉強になったことも少なくありませんでしたが、同じ検出器開発に携われて充実した研究生活になりました。また、小山くんや吉原さんには、研究室会のときコネクタを借りたり、提出書類に関する情報を教えてもらったりと、だらしのない私をたくさん助けて頂きました。また、高橋研究室のその他の皆様にも、ここには全て書きつくすことはできませんが、海外サマースクールや学会発表をはじめ様々な局面で、不甲斐ない私を助けていただきました。

そして、産業技術総合研究所ナノエレクトロニクス研究部門超伝導信号処理グループの皆様には、この 3 年半とてもお世話になりました。特に超伝導エレクトロニクスに関して全くの素人であった私をリサーチアシスタントや技術研修生として受け入れてくださり、丁寧な指導をして頂いた神代先生をはじめ、実験や解析等あらゆる面で面倒を見てい頂いた平山先生、冷凍機の扱いや冶具の作製等の指導を頂いた佐藤先生、素子作製に関してご協力頂いた山森先生、永沢先生、日高先生、井坂様には深く感謝申しあげます。また、同じくリサーチアシスタントとして一緒に研究を行った JAXA/ISAS の中島くんには、研究に関して積極的に議論をしてもらい、時には世間話などで気分転換したりする中で、研究としても精神的な面でも大いに力になってもらいました。私の力不足で産総研の先生方には多大なご迷惑もかけたと思いますが、経験豊富で偉大な産総研の先生方と一緒に研究させて頂く中で、私としては非常に刺激的な研究生活を送らせていただききました。このような環境で研究を行えたことは私の人生において貴重な財産になるに違いありません。本当にありがとうございました。

最後に、普段の生活からあらゆる面で支えていただいた家族、友人らに感謝致します。 さらに、本研究で測定したマイクロ波読出しチップは産総研のクリーンルーム CRAVITY において作製されたものを使用しました。重ねてお礼申しあげます。

平成 30 年 2 月

入松川 知也