

博士論文

マイクロ波マルチプレクサを用いた  
光 TES 信号読み出しに関する研究

中田 直樹

## 目次

第 1 章 研究背景	7
1.1 従来のバイオイメーjing技術	7
1.1.1 緑色蛍光たんぱく質	7
1.1.2 超解像顕微鏡	8
1.1.2.1 誘導放出制御法(STED)	9
1.1.2.2 構造化照明法(SIM)	10
1.1.2.3 超局在化顕微鏡法(PALM/STORM)	10
1.1.2.4 走査型近接場光顕微鏡(SNOM)	10
1.1.2.5 共焦点レーザー顕微鏡(CLSM)	11
1.1.3 問題点	11
1.1.3.1 光毒性による細胞へのダメージ	11
1.1.3.2 従来の光検出器	12
1.2 超伝導による光子検出	13
1.2.1 超伝導光検出器	13
1.2.2 TES 型マイクロカロリメータ	14
1.2.3 光 TES による細胞のイメージング	15
1.3 本論文の目的	17
第 2 章 TES の動作原理	18
2.1 TES の概要	18
2.2 電熱フィードバック Electro Thermal Feedback : ETF)	18
2.2.1 ETF の原理	19
2.2.2 ETF 時の応答信号	20
2.3 TES ノイズ源	23
2.3.1 ジョンソンノイズ	23
2.3.2 フォノンノイズ	24
2.3.3 TFN	24
2.3.4 Noise Equivalent Power (NEP)	25
2.4 エネルギー分解能	26
2.5 最適フィルタ処理	27

第3章 信号多重化方式	30
3.1 単素子 TES の信号読出し方法	30
3.1.1 ジョセフソン接合(Josephson Junction: JJ)	30
3.1.2 DC-SQUID	31
3.1.3 DC-SQUID による単素子 TES の信号読出し	33
3.2 TES 信号多重化方法	35
3.2.1 単純加算方式	35
3.2.2 時間分割方式(Time Division Multiplexing: TDM)	35
3.2.3 符号分割方式(Code Division Multiplexing: CDM)	37
3.2.4 MHz 帯域周波数分割方式 (Frequency Division Multiplexing; FDM)	38
3.2.5 マイクロ波信号多重化法 (Microwave SQUID Multiplexer: MW-Mux)	38
3.3 可視光用 TES のための多重化方法の検討	40
第4章 MW-Mux の原理	43
4.1 MW-Mux の概要	43
4.2 RF-SQUID	43
4.3 共振器	45
4.3.1 集中乗数回路における RLC 並列共振器	45
4.3.2 S パラメータ	47
4.3.3 1/4 波長共振器 (分布定数)	49
4.3.4 伝送線路に容量結合された 1/4 波長共振器	51
4.3.5 負荷終端された 1/4 波長共振器	54
4.3.6 インダクタンスの変改に対する応答	56
4.4 ランプ磁束変調法(Flux Ramp Modulation: FRM)	56
第5章 単素子読出し評価	59
5.1 セットアップ	59
5.1.1 極低温系全体像	59
5.1.2 使用した光 TES の特性	60
5.1.3 使用した MW-Mux の特性	62

5.1.4	室温系エレクトロニクス	63
5.1.5	光源	64
5.1.6	冷凍機	65
5.2	I-V 測定結果	66
5.3	光子に対する応答	66
5.3.1	FRM 時の応答信号	66
5.3.2	FRM を行わない場合の応答信号	67
5.4	エネルギー分解能劣化についての考察	69
5.5	$\Delta E_s$ の改善方法	71
5.5.1	光 TES の時定数を遅くした場合の影響	71
5.5.2	サンプリング速度の高速化	72
第 6 章 4 素子読出し評価		75
6.1	セットアップ	75
6.1.1	極低温系全体像	75
6.1.2	使用した光 TES の特性	76
6.1.3	使用した MW-Mux の特性	77
6.1.4	室温系エレクトロニクス	78
6.1.5	光学系セットアップ	78
6.2	I-V 測定結果	81
6.3	単素子動作時の評価	81
6.3.1	光子に対する応答 (4 素子読出し実験、単素子動作時)	81
6.3.2	サンプリング速度の影響 (4 素子読出し実験、単素子動作時)	83
6.4	4 素子動作時の評価	84
6.4.1	光子に対する応答(4 素子読出し実験、単素子動作時)	84
6.4.2	各素子に光子を入射した場合の他の素子の応答信号	87
6.4.3	MW-Mux におけるクロストークの原因	89
第 7 章 結論と今後の課題		91
参考文献		92
謝辞		98

## 目次

図 1.1	蛍光たんぱく質の概要	8
図 1.2	光毒性の特性	12
図 1.3	TES の基本的な構成	15
図 1.4	TES と共焦点顕微鏡を組み合わせた細胞イメージングシステム	16
図 1.5	TES システムを用いた牛肺動脈細胞の蛍光イメージング結果	16
図 2.1	TES の原理	18
図 2.2	ETF ブロックダイアグラム	22
図 3.1	ジョセフソン接合の構造と記号	30
図 3.2	DC-SQUID の模式図と等価回路	31
図 3.3	DC-SQUID の応答 ( $\Phi - V$ 曲線)	33
図 3.4	単素子 TES 読出体系 (FLL 回路)	33
図 3.5	FLL のダイアグラム	34
図 3.6	単純加算方式の一例	35
図 3.7	TDM 回路の一例	36
図 3.8	CDM 回路の一例	37
図 3.9	FDM 回路の一例	38
図 3.10	MW-Mux の構成	39
図 3.11	光 TES と X 線 TES の典型的な出力信号の比較	41
図 4.1	MW-Mux の原理模式図	43
図 4.2	$\lambda$ による RF-SQUID 応答の違い	45
図 4.3	RLC 並列共振回路	45
図 4.4	2 端子回路モデル	47
図 4.5	1/4 波長共振器 (分布定数回路)	49
図 4.6	容量結合された共振器のモデル	51
図 4.7	負荷終端された共振器	54
図 4.8	FRM 原理模式図	58
図 5.1	単素子測定における冷凍機内のセットアップ	60
図 5.2	セルフアライメント構造	61
図 5.3	平均パルス波形 (DC-SQUID 測定時)	62
図 5.4	エネルギースペクトル (DC-SQUID 測定時)	62
図 5.5	MW-Mux チップ (単素子読み出し実験)	63

図 5.6	MW-Mux の特性 (単素子読み出し実験)	63
図 5.7	室温エレクトロニクスブロックダイアグラム	64
図 5.8	ADR の構造模式図と冷却原理	65
図 5.9	電流電圧特性測定結果 (単素子読み出し実験)	66
図 5.10	FRM 時の光 TES の応答信号	67
図 5.11	光子入射時の応答信号 (単素子読み出し実験)	67
図 5.12	得られた信号の平均波形 (単素子読み出し実験)	68
図 5.13	光子数スペクトル (単素子読み出し実験)	69
図 5.14	ノイズスペクトル (単素子読み出し実験)	69
図 5.15	サンプリング粗さによる波高値への影響のイメージ	70
図 5.16	コースサンプリングエフェクトの計算結果	71
図 5.17	室温系から極低温系までの FRM 用の配線	73
図 5.18	ランプ波高速化のための試験回路	73
図 5.19	ランプ波の測定結果	74
図 6.1	極低温系のセットアップ (4 素子読み出し実験)	76
図 6.2	MW-Mux のレイアウト (4 素子読み出し実験)	77
図 6.3	MW-Mux の特性 (4 素子読み出し実験)	77
図 6.4	室温系エレクトロニクスのダイアグラム	79
図 6.5	光学系のダイアグラム	79
図 6.6	構築したシステムの写真 (4 素子読み出し実験)	80
図 6.7	電流電圧特性測定結果 (4 素子読み出し実験)	81
図 6.8	光子入射時の応答信号 (4 素子読み出し実験、単素子動作時)	82
図 6.9	応答信号の平均波形 (4 素子読み出し実験、単素子動作時)	82
図 6.10	光子数スペクトル (4 素子読み出し実験、単素子動作時)	83
図 6.11	コースサンプリングエフェクトの評価	84
図 6.12	光子入射時の応答信号 (4 素子読み出し実験、4 素子動作)	85
図 6.13	応答信号の平均波形 (4 素子読み出し実験、4 素子動作)	85
図 6.14	光子数スペクトル (4 素子読み出し実験、4 素子動作)	86
図 6.15	クロストークの評価	88
図 6.16	TES A に光子を入射した場合の TES B の信号の一例	88
図 6.17	MW-Mux で発生するクロストークの概念	89
図 6.18	マイクロ波トーンパワーによるクロストークの影響	90

## 表目次

表 1.1	主な超解像顕微鏡の比較	9
表 1.2	蛍光顕微鏡に用いられる光検出器の性能	13
表 1.3	超伝導光検出器の性能の比較	14
表 3.1	X線 TES と光 TES の比較	41
表 3.2	多重化方法の比較	42
表 5.1	SMF28 の特性	61
表 5.2	ID300 の仕様	65
表 6.1	使用した光 TES の特性 (4 素子読み出し実験)	76
表 6.2	使用した SQUID の Q 値	78
表 6.3	測定で得られた時定数およびエネルギー分解能	83

# 第1章 研究背景

生命システムの複雑な動態を「目で見て理解する」バイオイメージング技術は、生命科学、物理学、化学、情報科学、光学、機械工学などの様々な分野との融合によって推進されてきている。特に最近では、生きている動物や組織、細胞内における生体分子の観察（ライブセルイメージング）によって、長年曖昧なままであった細胞モデルに関する問題も実際に見て確認することが可能になった。これに伴い、蛍光顕微鏡等を活用した研究が爆発的に増え、生物化学や分子生物学などのこれまで顕微鏡をほとんど使わなかった分野でも日常的に顕微鏡が使われるようになってきている。バイオイメージング技術はすでに特殊な技術ではなく、今後、生命科学分野全体が発展していくための重要な技術であると言える。

バイオイメージング技術の発展には下村脩氏が発見した緑色蛍光たんぱく質（Green Fluorescent Protein; GFP） [1]及び、S. W. Hell 氏、E. Betzig 氏、W. E. Moerner 氏らが開発した超解像顕微鏡 [2] [3] [4] [5]が大きく関わっている。本章ではまずこの2つの説明および、既存の超解像顕微鏡で使用されている光検出器の問題点について述べる。その後、従来の光検出器の代替として、超伝導体を用いた光検出器を提案する。

## 1.1 従来のバイオイメージング技術

### 1.1.1 緑色蛍光たんぱく質

生物の細胞の中にあるたんぱく質は、通常の状態では光学顕微鏡で観察することはできない。蛍光たんぱく質が開発される前までは、細胞内のたんぱく質を観察するためには細胞をすり潰して、たんぱく質の種類や量を計測するか、組織ごと色素で染めてたんぱく質の位置を特定するといった方法しか存在しなかった。どちらの方法も破壊的な手法であることに加えて、細胞の中でのたんぱく質の連続した振る舞いを追跡することもできない。また細胞の中に蛍光物質を組み込むという研究も行われていたが、たとえ組み込みに成功しても細胞が分裂するたびに、一つの細胞に含まれる蛍光物質の量が減ることが問題となっていた。これらの問題を同時に解決したのが GFP 遺伝子の組み込みである。GFP はたんぱく質そのものではなく、たんぱく質を作る遺伝子の状態で細胞内に組み込まれるため、細胞が分裂しても発光量への影響はない。また、励起光を当てれば簡単に光らせることが可能であり、目的とするたんぱく質に GFP を付加しておくことで、細胞の活動を維持させたまま、光学顕微鏡で観察することが可能となる。

緑色蛍光たんぱく質は外側にベータシートで覆われた缶状の構造を持ち、内側に蛍光発色団を形成する(図 1(a))。一般的に用いられている GFP は、488nm にピークを持つ吸収スペクトル、507nm にピークを持つ蛍光スペクトルを示す(図 1(b))。また GFP 遺伝子を遺伝子操作することによって、青色蛍光たんぱく質 BFP やシアン色蛍光たんぱく質 CFP、黄色蛍光たんぱく質 YFP 等の、多色の蛍光たんぱく質が開発されている。そのほかの蛍光たん



ばく質について、それぞれの蛍光たんぱく質に特徴づけられる励起スペクトルと蛍光スペクトルは図 1(c)のようになる。

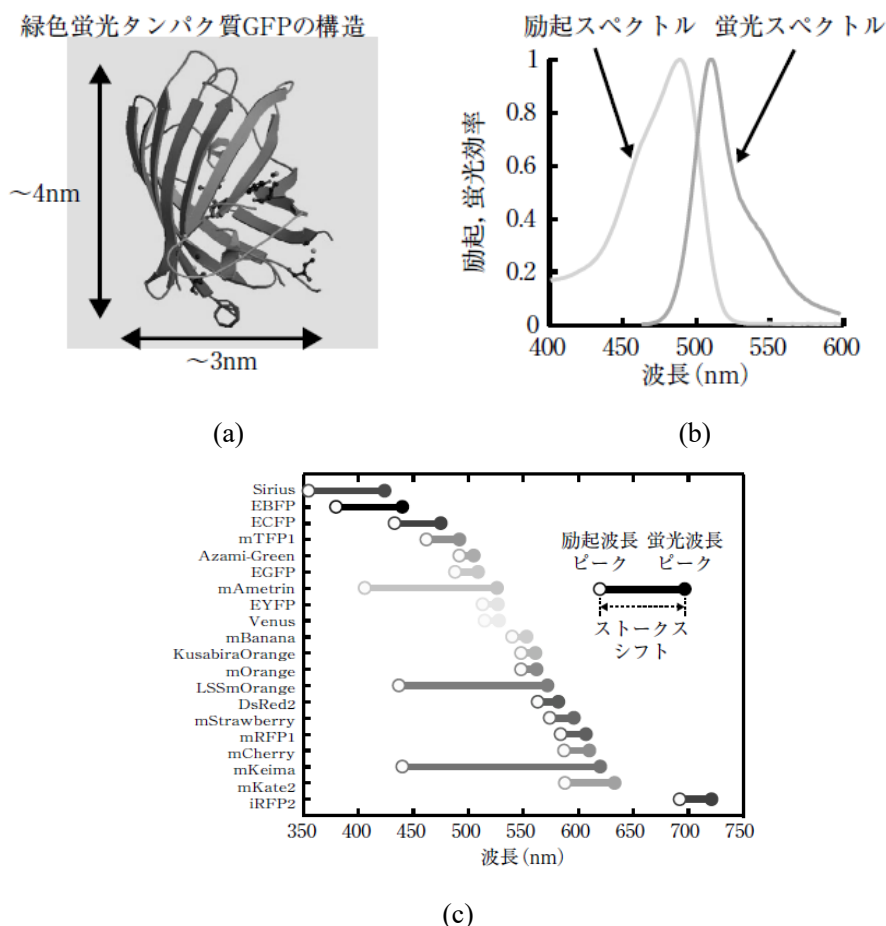


図 1.1 蛍光たんぱく質の概要 [6]

- (a) GFP の構造
- (b) GFP の励起スペクトルと蛍光スペクトル
- (c) 様々な蛍光たんぱく質のスペクトルのピーク

### 1.1.2 超解像顕微鏡

蛍光顕微鏡は光学顕微鏡の一種であり、その解像度 $\delta$ はレイリーの分解能に従い、次式で表される。

$$\delta = \frac{0.61\lambda}{NA} \quad (1.1)$$

ここで $\lambda$ は光の波長、 $NA$ は光学系の開口数で、蛍光顕微鏡の場合、波長域はおおよそ 400~

800nm、対物レンズの開口数は 1.4 程度以下が一般的である。従って達成される解像度は数百 nm が限界であり、蛍光の大きさはこれより小さく、生物系試料細部の観察要件を満たしていない。この回折限界より高精細のイメージを得るために開発されたのが、超解像顕微鏡である。超解像イメージングにはさまざまな手法があるが、代表的なものとしては、誘導放出制御法(Stimulated emission depletion, STED) [2]、構造化照明法(Structured illumination microscopy, SIM) [7]、超局在化顕微鏡法(Photo activated localization microscopy, PALM)/stochastic optical reconstruction microscopy, STORM) [4] [8]、走査型近接場光顕微鏡(Scanning near field optical microscopy, SNOM) [9]、共焦点レーザー顕微鏡(Confocal laser scanning microscopy, CLSM) [10]の 5 つがある。それぞれの詳細は次項で述べるが、その特徴をまとめると表 1.1 のようになる。超解像顕微鏡の解像度は数十 nm のレベルであり、電子顕微鏡には及ばないが、高密度染色や多色染色、ライブセルイメージング等の電子顕微鏡では不可能な測定も行うことができる。

表 1.1 主な超解像顕微鏡の比較 [11]

	XY分解能 [nm]	Z分解能 [nm]	使用可能な 蛍光分子	生きた細胞の 観察の可否	測定時間	光検出器
STED	20-100	560 -700	制限あり	△	ミリ秒 -分	PMT/APD
SIM	100-130	250 -350	多くの蛍光分子 を使用可能	○	ミリ秒 -秒	CCD/CMOS
PALM /STORM	20-50	20 -100	蛍光/消光を切り 替え可能なもの	△	秒-分	CCD/CMOS
SNOM	20-120	10	特に制限なし	○	秒-分	PMT/APD
CLSM	180-250	500 -700	特に制限なし	○	ミリ秒 -秒	PMT/APD

#### 1.1.2.1 誘導放出制御法(STED)

STED は誘導放出を用いて自然放出による蛍光発光の領域を狭めることにより高い位置分解能を実現する。試料内の蛍光分子は対物レンズによって一点に集光された、スポット状の励起光により励起される。またそれにオーバーラップする形でドーナツ状の光(STED 光)が照射される。このとき、励起スポットの中心部分は自然放出により蛍光を発するが、周辺部分は STED 光による誘導放出のため、自然放出による蛍光を発しない。この自然放出光のみを検出すれば励起焦点内のより狭い領域の蛍光分子を検出できる。STED の位置分解能は励起スポットのサイズで決まり、原理的にはこれは STED 光を強くするほど小さくなる。しかしながら実際にはレーザー強度や蛍光物質の退色によって制限を受けるため、位置分解能は、20~100 nm 程度となる。分解能を上げるためには強力な STED 光が必要であり、また使用可能な蛍光物質に制限があることから、ライブセルイメージングには向いていない。

#### 1.1.2.2 構造化照明法(SIM)

構造化照明法(SIM)では、周期構造をもった「縞模様」を照射することにより、標本の微細構造との間で生じるモアレ現象を利用することで、回折限界より高い位置分解能を実現する。実際には、しま模様のパターンをもったレーザーを回転させて照射し、いくつかのイメージを取得する。そしてそれらのデータから元の画像を再構築する。SIMで実現できる位置分解能は、しま模様の間隔に依存する。試料に照射するしま模様の間隔は回折限界による制限があるため、これが最終的にSIMの位置分解能を制限する。そのため位置分解能は他の超解像顕微鏡と比較して少し劣る、一方、使用できる蛍光物質の種類が多く、照射するエネルギーが低いといったメリットがある。さらに検出器の感度を上げることで、より短時間でのイメージの取得や、照射するレーザーの強度を下げて試料へのダメージの抑制も期待できる。

#### 1.1.2.3 超局在化顕微鏡法(PALM/STORM)

超局在化顕微鏡法(PALM/STORM)は、同じ時期にそれぞれ別のグループが開発したものであり、使用する蛍光物質が異なるだけで原理は同じである。具体的には、蛍光/消光モード切り替え可能な蛍光物質を使うことで、同時に光る蛍光物質の数を制限することで高い位置分解能を実現する。通常、蛍光資料には数多くの蛍光分子が存在し、それらの位置が回折限界程度の距離よりも近い場合、それぞれの位置の推定が難しくなる。一方で、それらの蛍光分子が時間的に別々に発光するならば、同時に観察される蛍光分子は1つだけとなり、発光点の中心座標を求めることは容易になる。それぞれの蛍光分子を個別に発光させた画像を重ね合わせることで全体画像を得ることができる。PALM/STORMの空間分解能は非常に正確に分子の位置を知ることができるかで決まる。言い換えると測定された分子座標の標準偏差はどの程度かということになり、これは検出された光子の個数によって制限される。従って、検出器の感度をあげることで、直接的に位置分解能を向上させる、もしくは測定時間を短縮することが可能となる。

#### 1.1.2.4 走査型近接場光顕微鏡(SNOM)

走査型近接場光顕微鏡(SNOM)は近接場光を用いた顕微鏡である。波長より十分小さな構造物に光を照射すると、大部分のエネルギーは散乱光や反射光として伝播するが、同時に構造物付近に束縛され、遠方へは伝播しない近接場光が存在する。この近接場光は回折限界の影響を受けることなく、構造物のサイズによって決定される。SNOMでは、先端の尖った金属プローブを試料に近づけ、ナノメートルスケールの微小空間に対する光照射を行うことで、高い空間分解能での光学測定を可能にしている。この手法では近接場光を用いて試料の表面のみを見るため、Z軸方向の分解能が他の手法に比べてよいが、サンプルの内部の観察を行うことはできない。SNOMの別の利点としては、使用できる蛍光物質の数に制限がなく、照射エネルギーが低い点が挙げられる。

#### 1.1.2.5 共焦点レーザー顕微鏡(CLSM)

共焦点レーザー顕微鏡(CLSM) 対物レンズの焦点位置と共役な位置(像位置)に円形の開口をもつピンホールを配置することで、焦点のあった位置のみの光を検出することが可能となっている。そのため測定試料に凹凸があり、他の顕微鏡では焦点が合わせ難い場合でも綺麗な画像を得ることができる、CLSМ はピンホールの開口径を小さくすることで分解能を上げることができるが、ピンホールを絞り込むと信号強度が低下するため、バランスを取って径を決める必要がある。また集光したレーザーでは試料内の 1 点の情報しか得られないため、観察像を構築するためには、レーザー集光点を操作し、観察領域内の各点をくまなく計測しなければならない。

#### 1.1.3 問題点

蛍光バイオイメージングでは特にノイズ (SN 比) が問題視される。ノイズを最小限に抑え、シグナルの成分を識別しやすい画像が良いデータとされる。しかしながら、超解像顕微鏡では、狭い領域を観察するため、得られる光子数の数が減少し、シグナルの成分とノイズ成分の識別が難しくなる。これを補うためには、染色する蛍光物質量の増加や、照射レーザーの強度を強くする、長時間露光、といった方法が考えられる。しかしながらこれらは、観察対象外の部位の発光や、光毒性による試料へのダメージ等を引き起こす可能性がある。

##### 1.1.3.1 光毒性による細胞へのダメージ

細胞は、蛍光色素を励起するための低波長および高波長の光のどちらによってもダメージを受ける。ただしその際の細胞へのダメージの量は励起光の様々なパラメータによって変化する。それらの結果をまとめたものを図 1.2 に示す。(A)はレーザーの照射量に対する基本的な光毒性の特性を示したものである [12] [13]。レーザーの露光量が一定の閾値を超えると細胞へのダメージが増加し、生きていた細胞は急激に減少する。(B)は露光量と同じにしてレーザーの強度と照射時間を変更した場合を比較したデータである [12]。この結果から、仮に同じ露光量であったとしても、強いレーザーを短時間照射(B、赤色)するよりも弱いレーザーを長時間照射(B、緑色)した方が光毒性の閾値は高くなり、細胞へのダメージが少なくなる。(C)はレーザーの波長を変えた場合の結果である [14]。この結果では、同じ照射量であったとしても、より波長が長くエネルギーが低い方が細胞へのダメージが少ないことを示している。最後に(D)は照射 20 時間後の細胞の生存率の結果である [15]。この結果からも一定の強度以下のレーザーを照射した場合には細胞への影響はほぼ無いことが定量的に示されている。

以上をまとめると、光毒性による細胞へのダメージという点においてもレーザー強度は低いほうが良い。また露光時間についてはライブセルイメージングを行う場合には、時間分解能の観点から可能な限り短い方がよい。従って、蛍光イメージングにおける信号雑音比の改善のためには、少ない光子数でも検出可能な高感度の検出器が重要となる。

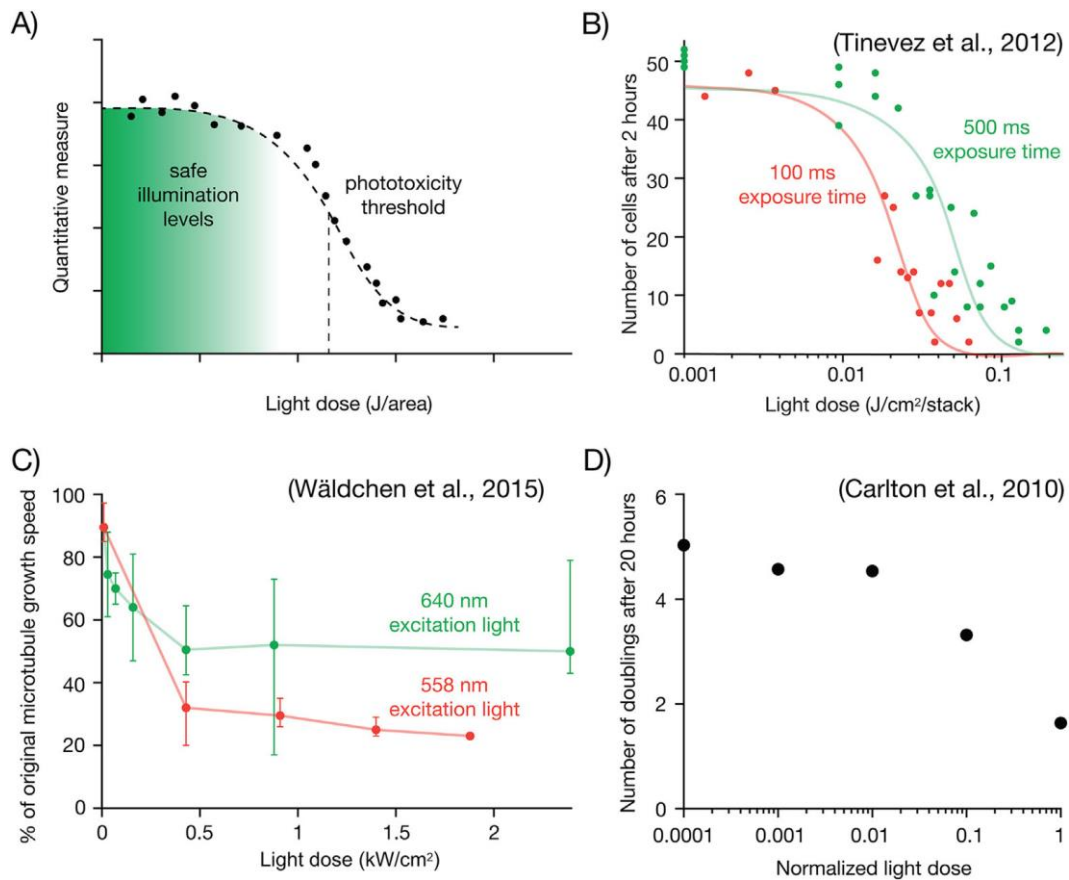


図 1.2 光毒性の特性 [16]

(A)光毒性の一般的な特性

(B)レーザーの強度と照射時間の影響

(C)レーザーの波長の影響

(D)長時間連続照射時の影響

### 1.1.3.2 従来の光検出器

従来の超解像顕微鏡で使用されている光検出器としては、CCD カメラ (CCD) [17] [18] や CMOS イメージセンサ [19]、光電子増倍管 (PMT) [20] やアバランシェフォトダイオード (APD) [21] が挙げられる。これらの検出器の性能をまとめると、表 1.2 のようになる。検出器の感度と信号雑音比に焦点を当てて問題を整理する。積分型検出器である CCD や CMOS は原理的に読み出しノイズや暗電流が発生し、1 ピクセル当たりの光子数が数個の場合には信号雑音比は 1 となる。信号雑音比が 1 に近い場合には、ノイズと信号がほぼ同じであるため、露光時間を長くしたとしても信号雑音比が改善されない。従ってイメージを得るためには十分な光子数が必要で、これが光検出器としての制限となる。一方で計数型検出器である PMT や APD は、理想的には光子が入射したときのみ信号が発生するため、積分

型検出器のようにバックグラウンドノイズに埋もれることはなく、露光時間を延ばすことで信号雑音比は改善する。しかし実際の計数型検出器は光子が入射していない時にも疑似パルスが発生する。その疑似パルスの発生レートを暗計数率といい、これが微弱光の感度を制限する。

積分型検出器のバックグラウンドノイズを数光子を測定できる程度まで改善することは難しいが、計数型検出器の方で問題となる暗計数率は温度とともに低下することが知られている。例えば極低温で動作する超伝導光検出器の一つである超伝導転移端センサは理論的には暗係数率が 0 になることが知られている。このように超伝導光検出器を用いることで既存の光検出器のノイズに関する問題を解決することができ、ひいてはより少ない蛍光物質、弱い励起光でイメージを取得できることが期待できる。次節では超伝導光検出器について詳細を説明する。

表 1.2 蛍光顕微鏡に用いられる光検出器の性能

	検出方法	暗計数	検出効率 [%]	ピクセルサイズ [ $\mu\text{m}$ ]	ピクセル数	計数率
Interline CCD	積分型	暗電流+ 読み出しノイズ	60 (500 nm)	6	$1 \times 10^6$	11 frame/s
EM CCD	積分型	暗電流+ 読み出しノイズ	> 90 (600 nm)	8 - 16	$1 \times 10^6$	100 frame/s
Scientific CMOS	積分型	暗電流+ 読み出しノイズ	> 82 (600 nm)	6.5	$4 \times 10^6$	102 frame/s
PMT	計数型	400 cps	45 (540 nm)	-	-	10 MHz
Single-photon avalanchediode	計数型	100 cps	40-70	100 - 500	$1 \times 10^3$	10 MHz

## 1.2 超伝導による光子検出

光子はその振動数に応じた特定のエネルギーを持つ。光子が物質中で吸収されると、物質中の電子と相互作用を起こした後に、その光エネルギーは最終的に格子振動として物質の温度を上昇させることになる。この光熱変換減少によって生じる温度上昇は、格子一つの吸収でも原理的に起こりえる。従って、この温度上昇を何らかの方法で測定することができれば、光エネルギーや光子数、到達の時間情報など物質に入射した光子の様々な情報を得ることができると考えられる。

### 1.2.1 超伝導光検出器

現在まで様々なタイプの超伝導光子検出器が提案されている。超伝導転移端センサ [22] は熱的に格子を検出するものであり、高い検出効率と光子のエネルギーを分光して観察で

きる能力を併せ持つ。超伝導ナノワイヤ型単一光子検出器(Superconducting Single Photon Detector: SSPD, Superconducting Nanowire Single Photon Detector: SNSPD) [23]は超伝導細線に臨界電流付近の電流を印加し、光子が入射した時に生じる局所的な常伝導転移を検出原理とする。SNSPD は超伝導臨界温度が高いことから、応答が高速であるという特徴を持つ。マイクロ波力学インダクタンス検出器(Microwave Kinetic Inductance Detector: MKID)は光子入射によって生じた準粒子を力学的インダクタンスの変化として検出する [24]。このインダクタンス変化を読み出すのに使用される超伝導共振器を検出素子そのものとする事ができるため、アレイ化が比較的容易である。しかしながら共振器の Q 値の関係から高い検出効率を得ることは難しいとされている。超伝導トンネル接合型検出器(Superconducting Tunnel Junction: STJ)は光子入射に伴う準粒子のトンネル電流を検出するものであり、可視光域を始め、軟 X 線や分子検出などに利用されている [25]。バイオイメージングにおいて特に重要である、量子効率・暗計数率(ノイズ)・分光能力について、それぞれの性能をまとめたものを表 1.3 に示す。表を見ればわかる通り、特に TES は量子効率や暗計数率が優れており、バイオイメージングに適した検出器であると言える。

表 1.3 超伝導光検出器の性能の比較

	量子効率	暗計数率	エネルギー分解能
TES	98% (850 nm)	0 cps	有
SSPD	93% (1550 nm)	~ 100 cps	無
MKID	10% (1550 nm)	-	有
STJ	75% (580 nm)	-	有

### 1.2.2 TES 型マイクロカロリメータ

超伝導転移端センサ (Transition Edge Sensor: TES) は極低温で動作する非常に感度の高い温度計である。TES の詳細な原理については 2 章で述べる。基本的な構造はカロリメータと呼ばれる概念と同様である。その構造は図 1.3 に示す通りで、入射光子のエネルギーを吸収し、熱エネルギーに変換する吸収体、その熱を計測して電気信号に変換するセンサ、吸収体を外界から熱的に絶縁するための構造物から成る。

光子が TES に入射し、吸収されるとセンサの温度が上昇する。そして超伝導体は転移領域においては、わずかな温度によって急激に抵抗が変化する。そのため、微弱な光のエネルギーも検出することができる。TES の出力信号はその動作点が転移領域内にある限り、入射光子のエネルギー、数に比例する。従来の超解像顕微鏡では同時に観察できるのは 2 色までだったが、TES では適切な蛍光色素を選択することで、より多色のイメージングが可能となることが期待できる。逆に単波長の光のみを観測する場合には、そのエネルギーは光子数に

応じて飛び飛びの値となるため、光子の粒子性に関連した情報を得ることも可能となる。

また TES は近赤外域にも感度があるという点でも優れている。表 1.2 で示した検出器は可視光領域に特化しているため、近赤外領域での感度がほぼない。一方で TES は理論的には近赤外から可視光まで広い範囲で高量子効率にすることができる。近赤外領域では、生体は透過率が高いため、試料をより深くみる事が可能となる。加えて、そもそも可視光と近赤外の同時イメージングはこれまで一切行われていない。従って TES を用いることで、未知の事象を観測できる可能性がある。

バイオイメージング以外の分野においても、TES を X 線領域や可視・近赤外領域の光子の高精度計測に積極的に応用するという研究は近年では注目を集めている [26] [27]。特に 2005 年以降は、検出素子の大规模集積化と各検出素子の信号を独立に多重読み出しする超伝導回路が登場し、実験室レベルからより実用的な産業用途へと応用が広がりつつある。例えば、高精度なエネルギー分解能で X 線や  $\gamma$  線を分光する検出器として、電子顕微鏡下の蛍光 X 線分析や物性分析 [28]、放射光施設における X 線吸収微細構造分析 (XAFS) [29] や X 線分光 [30]、天文学における X 線望遠鏡 [31] など、多岐にわたっている。また光通信帯波長や可視・近赤外領域の光子については、量子暗号通信・量子情報通信・量子イメージング等への応用に向けて研究が進められている [32] [33] [34]。

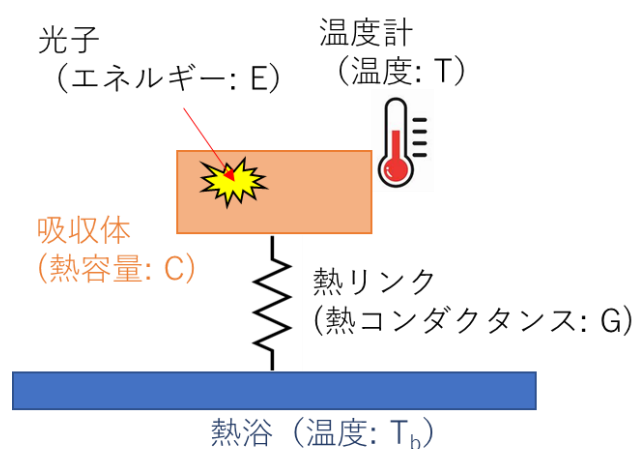
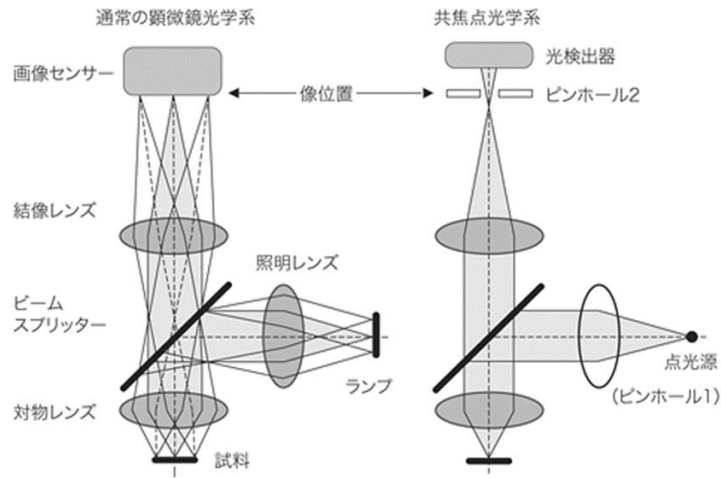


図 1.3 TES の基本的な構成

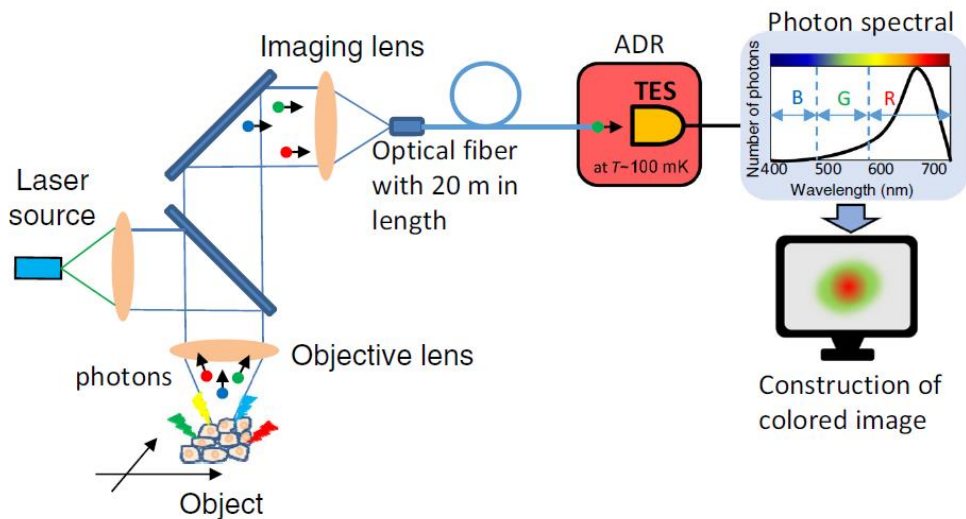
### 1.2.3 光 TES による細胞のイメージング

本節では実際に TES を用いた細胞のイメージングの実証例として産業技術総合研究所の先行研究を紹介する [35] [36]。この研究では TES と共焦点蛍光顕微鏡を組み合わせたシステムの開発を行った。共焦点顕微鏡の構造は図 1.4(a) ようになっており、図中の光検出器の部分に TES を使用する。実際に構築されたシステムの概要を図 1.4(b) に示す。レーザーを照射し発生した光子は集光レンズと光ファイバを用いて冷凍機内の TES に入射される。その後、TES の信号をもとに光子スペクトルを構築し、観測した部分の色を決定する。





(a)共焦点顕微鏡の構造



(b)TES によるイメージングシステムの概要

図 1.4 TES と共焦点顕微鏡を組み合わせた細胞イメージングシステム

実際に牛の肺動脈の細胞をイメージングした結果が図 1.5 (左) である。細胞骨格とミトコンドリアが緑色と赤色の 2 色で染色し、大きさは  $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$  である。空間分解能は  $0.4\mu\text{m}$  で解析限界以下の高分解能を達成し、既存の共焦点顕微鏡と比べても遜色ないイメージ像の取得に成功している。図 1.5 (右) は左図の白い丸で囲われた範囲について、ピクセルごとのそれぞれの色にあたるイベントをカウントした結果を示しており、円の中心にある真っ赤なスポット ( $x = 145, y = 136.5$ ) は、少数の赤い染料で構成されている。また赤いスポットの広がり、顕微鏡の解像度の制限を反映している。この結果の特に優れた点として、励起用のレーザーの強度を下げることに成功している点が挙げられる。一般的な

共焦点顕微鏡では数 $\mu\text{W}$ ~数十 $\mu\text{W}$  のレーザーの強度が必要なのに対して、このシステムでは数百 nW と 1 桁以上励起光の強度を低くすることに成功している。

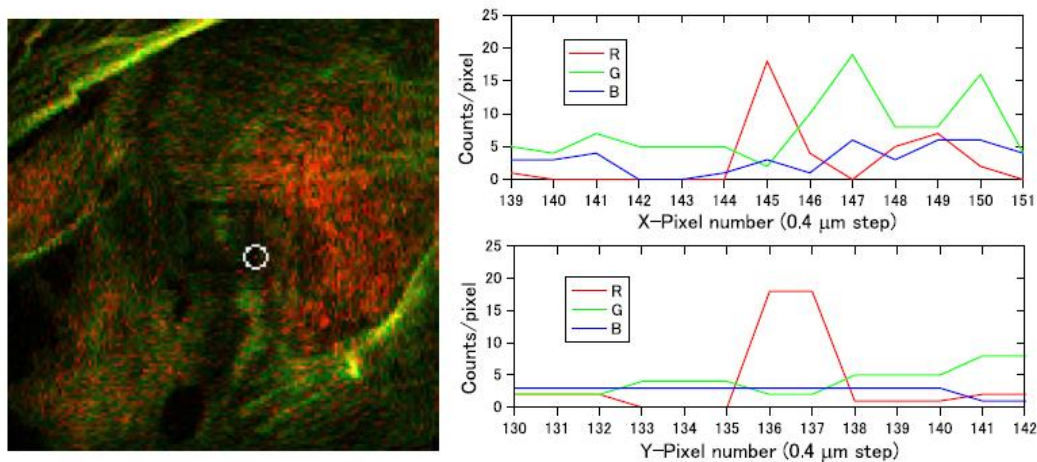


図 1.5 TES システムを用いた牛肺動脈細胞の蛍光イメージング結果

### 1.3 本論文の目的

以上のように蛍光イメージングのための光検出器として TES を採用することで従来のイメージングと比較してレーザーの強度を 1/10 以下にできることが期待できる。しかしながらこのシステムの問題点として計測時間が長いことが挙げられる。市販の共焦点顕微鏡では同じサイズのイメージングを行うのに 0.4 分しかかからないのに対して、TES を用いたシステムでは 40 分も時間がかかる。この理由は TES の素子数が 1 つしか搭載されておらず、測定効率が低いためである。そのため市販の共焦点顕微鏡と同等の測定時間にするためには少なくとも TES の素子数を 100 以上にする必要がある。

これを実現するためには、TES 素子のアレイ化、光学系の改善、信号読み出し方法の開発の 3 つの課題を解決する必要がある。この中で特に問題となるのが 3 つ目の信号読み出し方法である。一般的な室温系回路では素子数を増加した分だけ配線や ADC の数を増やすことで容易に読み出すことができるが、極低温系検出器の場合には、冷凍機への熱流入の問題から配線を増やすことはできず、極低温系で信号を多重化する必要がある。しかしながら現在行われている研究では、天文学等に利用する X 線 TES の信号多重化回路については先行研究がいくつもあるが、可視光・近赤外域を測定対象とした光 TES については一切ない。そこで、本論文では光 TES による蛍光イメージングの実用化を目指して、既存の X 線 TES の手法を参考に光 TES 用の信号多重化方式を開発することを目的に研究を行った。

## 第2章 TES の動作原理

本研究は TES の信号読み出し方法の研究となるが、そのことについて議論する前に、検出器である TES の基本的な動作原理等を本章にて述べる。

### 2.1 TES の概要

TES の原理を図 2.1 に示す。ある種の金属は、特有の臨界温度に超伝導転移温度を持ち、この温度を境に抵抗値が急激に変化する。TES は、入射光子のエネルギーを熱に変換し、その熱による吸収体の温度変化を金属の急峻な抵抗変化に対応させて検出する。超伝導状態から常伝導状態への転移領域は、通常数 mK の温度範囲である。TES が超伝導転移端センサーと呼ばれるのは、その動作時に TES の温度が常にこの転移領域内にあることに由来する。

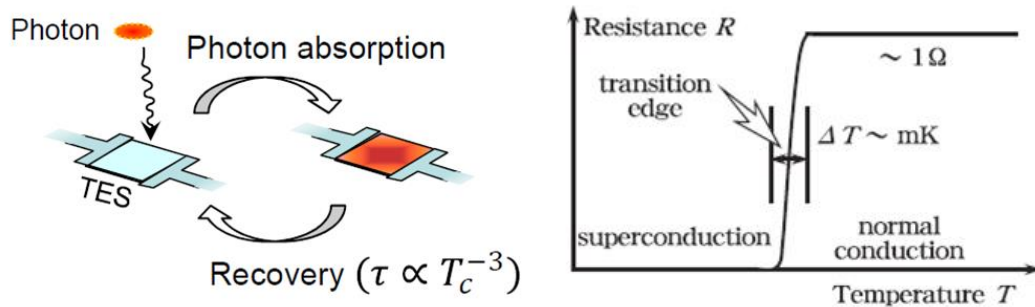


図 2.1 TES の原理

文献によれば、TES の最も基本的な動作原理は 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、赤外線を検出したことにより初めて実証された [37]。また、同 Andrews は 1949 年に窒化ニオブストリップを用いて、 $\alpha$  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。その原因としては TES 自身の  $\alpha$  が大きく、その超伝導転移が急峻であるがゆえに、TES 自身の温度をその転移領域内で安定化することが極めて難しいという問題があった。そのため、1949 年の報告から、次節で述べる SQUID による電熱帰還が報告される 1995 年までのおよそ半世紀の間、実用的な研究が進むことはなかった。

### 2.2 電熱フィードバック Electro Thermal Feedback : ETF)

TES は使用出来る温度域が非常に狭く(数 mK)、動作点を遷移端中に保つことが非常に難しいという問題があった。この問題は高性能な SQUID が登場することにより、TES への定電圧バイアスが可能となったことで解決された。一般的に SQUID は高性能な磁気センサとして知られているが、ここでは TES との結合に入力インピーダンスが低く、かつ低雑音な

電流増幅器として使用する。これにより電熱フィードバック (Electro Thermal Feedback : ETF) [38]と呼ばれる効果が働き、これによって TES の温度が安定化する。

### 2.2.1 ETF の原理

ETF 動作下における温度変化に対する TES の応答を考える。TES は理想的な定電圧源に接続され、常に一定のバイアス電圧  $V$  [V] が印加されていると考える。この時、TES の温度が超伝導転移端領域内にあり、その抵抗値を  $R$  [ $\Omega$ ] とすると、TES で発生するジュール熱  $P_J$  [J] は、次式のようになる。

$$P_J = \frac{V^2}{R} \quad (2.1)$$

一方で、TES が設置されている熱浴が  $T_c$  [K] よりも十分低温の  $T_b$  [K] まで冷却されているとすると、TES の熱方程式は以下のように記述できる。

$$C \frac{dT}{dt} = P_J - K(T^n - T_b^n) \quad (2.2)$$

ここで、 $K$  は熱伝導率である。また  $n$  は TES から熱浴への熱伝導を担うキャリアによって異なる指数であり、電子が熱伝導を担う場合には  $n=2$ 、格子運動が熱伝導を担う場合には  $n=4$  となる。平衡状態を維持するためには、この式の右辺は 0 となる必要がある。従って、転移領域内での平衡状態におけるジュール熱を  $P_0$ 、温度を  $T_0$  とすると、次式が得られる。

$$P_0 = K(T_0^n - T_b^n) \quad (2.3)$$

この平衡状態時に TES に光子が入射すると、そのエネルギーによって TES の温度は  $T_0$  から  $\Delta T$  だけ上昇する。そうすると TES の温度感度  $\alpha$  は正であるため、TES の  $R$  は平衡時の抵抗値  $R_0$  よりも大きくなる。ところが、TES のジュール発熱  $P_J$  は  $R$  に反比例するため、こちらは減少することになる。これは、自身の発熱を減らすことによって等価的に冷却の方向へ応答することを示している。一方で逆に何らかの原因で TES の温度が低くなる場合には、 $R$  が減少し、 $P_J$  は増大する。このように TES の温度への熱的なら攪乱に対して、 $P_J$  は常にそれを相殺するように増減する。このように ETF 下では、TES の温度は転移領域内の一定の温度に安定に維持される。

この ETF が働くのは TES を定電圧でバイアスした時に限られる。定電圧ではなく、定電流  $I$  を印加したと仮定すると、その際のジュール発熱は次式のようになる。

$$P_j = I^2 R \quad (2.4)$$

この式が示す通り、定電流印加時にはジュール発熱が TES の抵抗に対して比例の関係となる。したがって熱的な攪乱に対しては正の向きに増減し、平衡状態で安定しない。

### 2.2.2 ETF 時の応答信号

ETF 時において、光子入射によって生じる信号は TES の電流変化として現れる。エネルギー  $E$  の光子入射直後は  $T_0$  だけ上昇し、その後ある時定数で平衡状態へと回復する。この時の TES の電流の変化は次式のように記述できる。

$$I(t) = -\frac{\alpha E}{CT} I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \quad (2.5)$$

ここで  $I_0$  は平衡時の電流、 $\tau_{eff}$  は実効時定数であり、次式で表される。

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_0}{\frac{\alpha P_0}{GT} + 1} \quad (2.6)$$

$\tau_0 = C/G$  は特性時定数と呼ばれ、カロリメータ本来が持つ時定数に等しい。また  $G$  は TES と熱浴間を移動する単位温度・時間当たりの熱量であり、熱コンダクタンスと呼ばれる値である。式(2.6)が示す通り、温度感度  $\alpha$  が大きいほど TES の電流感度は大きくなり、信号は高速化する。

次に、時間に依存する微小パワー  $\Delta P e^{j\omega t}$  の入射に対する応答をみる。入射パワー  $\Delta P e^{j\omega t}$  に対する温度変化は  $\Delta T e^{j\omega t}$  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。

$$P_{bgd} + \Delta P e^{j\omega t} = (T - T_b) + \bar{G} \Delta T e^{j\omega t} + j\omega \Delta T e^{j\omega t} \quad (2.7)$$

ここで、 $P_{bgd}$  はバックグラウンドパワー、 $G$  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、

$$P_{bgd} = \bar{G}(T - T_b) \quad (2.8)$$

が成り立つので、

$$\Delta T = \frac{1}{G} \frac{1}{1 + j\omega\tau_0} \Delta P \quad (2.9)$$

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

$$P_{bgd} + \Delta P e^{j\omega t} + P_b + P_b e^{j\omega t} = \bar{G}(T - T_b) + \bar{G}\Delta T e^{j\omega t} + j\omega C \Delta T e^{j\omega t} \quad (2.10)$$

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。

$$\Delta P e^{j\omega t} = \frac{dP_b}{dI} \Delta I e^{j\omega t} = V_b \Delta I e^{j\omega t} \quad (2.11)$$

$$\Delta I e^{j\omega t} = \frac{dI}{dR} \Delta R e^{j\omega t} = \frac{d}{dR} \left( \frac{V_0}{R} \right) \Delta R e^{j\omega t} = -\frac{V_0}{R^2} e^{j\omega t} \Delta R e^{j\omega t} \quad (2.12)$$

$$\Delta R e^{j\omega t} = \frac{dR}{dT} \Delta T e^{j\omega t} = \alpha \frac{R}{T} \Delta T e^{j\omega t} \quad (2.13)$$

これらを使うと式(2.10) は、次のようになる。

$$P_{bgd} + \Delta P e^{j\omega t} + \frac{V_0^2}{R} - \frac{V_0^2}{R^2} \frac{dR}{dT} \Delta T e^{j\omega t} = \bar{G}(T - T_b) + G \Delta T e^{j\omega t} + j\omega C \Delta T e^{j\omega t} \quad (2.14)$$

これを解くことにより次の結果が得られる。

$$\Delta T e^{j\omega t} = \frac{1}{\frac{P_b \alpha}{T} + G + j\omega C} \Delta P e^{j\omega t} \quad (2.15)$$

$$= \frac{1}{G} \frac{1}{1 + \frac{\alpha P_b}{GT}} \frac{1}{1 + j\omega\tau_{eff}} \Delta P e^{j\omega t} \quad (2.16)$$

ここで、 $\tau_{eff}$ は式(2.6) 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。

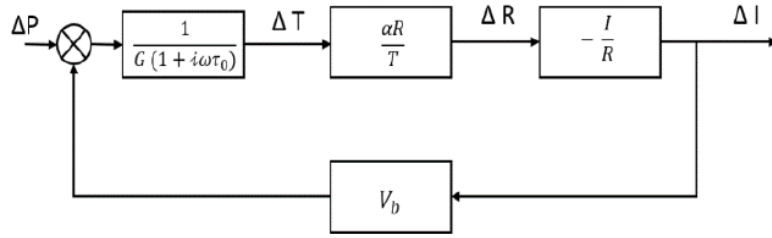


図 2.2 ETF ブロックダイアグラム

したがって、フィードバック量 $b$ とループゲイン $\mathcal{L}(\omega)$ は

$$b = -V_0 \quad (2.17)$$

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{1}{G + j\omega\tau_0} \frac{\alpha R}{T} \frac{I}{R} (-V_0) = \frac{\alpha P_b}{GT} \frac{1}{1 + j\omega\tau_0} = \frac{\mathcal{L}_0}{1 + j\omega\tau_0} \quad (2.18)$$

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、

$$\mathcal{L}_0 = \frac{\alpha P_b}{GT} \quad (2.19)$$

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、

$$S_I(\omega) = \frac{1}{b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \quad (2.20)$$

$$= -\frac{1}{V_0} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{\mathcal{L}_0 + 1 + j\omega\tau_0} \quad (2.21)$$

$$= -\frac{1}{V_0} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + j\omega\tau_0} \quad (2.22)$$

となる。ただし、

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \quad (2.23)$$

である。ループゲインが十分に大きい場合、

$$S_I(\omega) = -\frac{1}{V_0} \frac{1}{1 + j\omega\tau_{eff}} \quad (2.24)$$

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

$$S_I(\omega) = -\frac{1}{V_0} \quad (2.25)$$

となり、バイアス電圧の逆数で表すことができる。

### 2.3 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は、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。一方で、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。また実際の 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 [39]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。この節では、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。

#### 2.3.1 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

$$\Delta I_{J0} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R}} \quad (2.26)$$

であり、これによる出力電流のゆらぎは

$$\Delta I_J^2 = \frac{4k_B T}{R} \left( \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \left| \frac{1 + j\omega\tau_0}{1 + j\omega\tau_{eff}} \right|^2 \quad (2.27)$$



$$= \frac{4k_B T}{R} \left( \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \left( \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} \right) \quad (2.28)$$

$$= \begin{cases} \frac{4k_B T}{R} \left( \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 & (\omega \ll \tau_0^{-1}) \\ \frac{4k_B T}{R} & (\omega \gg \tau_{eff}^{-1}) \end{cases} \quad (2.29)$$

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、 $\omega \gg \tau_{eff}^{-1}$ の周波数範囲ではもとの値に戻ることがわかる。

### 2.3.2 フォノンノイズ

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

$$\Delta P_{ph}^2 = 4k_B \Gamma G T^2 \quad (2.30)$$

と表すことができる。ただし、 $\Gamma$ はTESと熱浴の弱リンクを構成する構造体の熱伝導率 $k(T)$ を用いて表すことが出来る係数である。

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1 - \left(\frac{T_b}{T}\right)^{2n+1}}{1 - \left(\frac{T_b}{T}\right)^n} \quad (2.31)$$

この微小な熱揺らぎによって生じる出力電力の揺らぎは

$$\Delta I_{ph} = S_I \Delta P_{ph} = -\frac{1}{V_0} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \Delta P_{ph} \quad (2.32)$$

とできる。従って、

$$\Delta I_{ph}^2 = 4k_B \Gamma G T^2 |S_I|^2 \quad (2.33)$$

$$= \frac{4k_B \Gamma G T^2}{V_0^2} \left( \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} \quad (2.34)$$

### 2.3.3 TFN

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

$$dT_{TES}^2 = \frac{4k_B T^2}{G_{TES}} \quad (2.35)$$

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、 $\tau_{TES} \equiv C/G_{TES}$ である。また、 $dT_{TES}$ により以下で表される電流揺らぎ $I_{TFN_0}$ が生じる。

$$I_{TFN_0} = \frac{\alpha R - I}{T} \frac{1}{R} dT_{TES} \quad (2.36)$$

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

$$\Delta I_{TFN}^2 = I_{TFN_0}^2 \left( \frac{1}{1 + \mathcal{L}_0} \right)^2 \left( \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} \right) \quad (2.37)$$

したがって、上式と合わせると次のようになる。

$$\Delta I_{TFN} = \alpha I \sqrt{\frac{4k_B}{G_{TES}}} \sqrt{\frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{TES}^2}} \quad (2.38)$$

### 2.3.4 Noise Equivalent Power (NEP)

次節で詳細を述べるが TES のエネルギー分解能は NEP から計算される。そのため、ここでは 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、

$$NEP(f) = \left| \frac{\Delta I_{noise}}{S_I} \right|^2 \quad (2.39)$$

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 $\Delta I_{noise}$ は

$$\Delta I_{noise}^2 = \Delta I_{ph}^2 + \Delta I_J^2 + \Delta I_{TFN}^2 \quad (2.40)$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{4k_B\Gamma GT^2}{V_0^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2 \frac{1}{1+\omega^2\tau_{TES}^2} \\
&+ \left\{ \frac{4k_B T}{R} + \left(\frac{\alpha I d T_{TES}}{T}\right)^2 \right\} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0+1}\right)^2 \left(\frac{1+\omega^2\tau_0^2}{1+\omega^2\tau_{eff}^2}\right)
\end{aligned} \tag{2.41}$$

したがって、NEP は式(2.24) を用いて

$$NEP^2(f) = 4k_B\Gamma GT^2 + \frac{V_0}{\mathcal{L}_0^2} (1 + (2\pi\omega)^2\tau_0^2) \left\{ \frac{4k_B T}{R} + \left(\frac{\alpha I d T_{TES}}{T}\right)^2 \right\} \tag{2.42}$$

$$= 4k_B\Gamma GT^2 \left[ \Gamma + \frac{V_0}{\mathcal{L}_0^2} (1 + (2\pi\omega)^2\tau_0^2) \left\{ \frac{4k_B T}{R} + \left(\frac{\alpha I d T_{TES}}{T}\right)^2 \right\} \right] \tag{2.43}$$

## 2.4 エネルギー分解能

文献 [40]によれば TES のエネルギー分解能は NEP を用いて

$$\Delta E_{rms} = \left( \int \frac{4}{NEP^2(f)} df \right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.44}$$

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、

$$\Delta E_{FWHM} = 2.35\Delta E_{rms} = 2.35\xi\sqrt{k_B T^2 C} \tag{2.45}$$

とできる。ただし、 $\xi$ 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には、

$$\xi = 2\sqrt{\frac{\sqrt{1+\alpha\Gamma\mathcal{L}_0}}{\alpha\mathcal{L}_0}} \tag{2.46}$$

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

$$\xi \cong 2\sqrt{\frac{\sqrt{n/2}}{\alpha}} \tag{2.47}$$

となる。したがって $\alpha$ が大きい場合には TES の分解能は $\alpha^{-\frac{1}{2}}$ に比例する。一方で、TFN も考慮した場合には、

$$\xi = 2 \left\{ \Gamma \left( \frac{1}{\alpha \mathcal{L}_0} + \frac{G}{G_{TES}} \right) + \left( \frac{1}{\alpha \mathcal{L}_0} + \frac{G}{G_{TES}} \right) \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (2.48)$$

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ぬことを意味する。

## 2.5 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でその誤差を小さくすることができる [41]。ただし最適フィルタ処理を行う前提として、すべてのパルスが相似形であると仮定しなければいけない。

測定により得られたパルスを $D(t)$ とし、周波数空間では、

$$D(f) = A \times M(f) + N(f) \quad (2.49)$$

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、

$$\chi^2 \equiv \int \frac{|D(f) - A \times M(f)|^2}{|N(f)|^2} df \quad (2.50)$$

と定義すると、 $\chi^2$ を最小にする  $A$  は

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \quad (2.51)$$

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、

$$\int \frac{D(f)M^*(f)}{2|N|^2} df = - \int \frac{D(-f)M^*(-f)}{2|N|^2} df = \int \frac{M(f)D^*(f)}{2|N|^2} df \quad (2.52)$$

が成り立つ。よって A は

$$A = \frac{\int \frac{DM^*}{|N|^2} df}{\int \frac{|M|^2}{|N|^2} df} = \frac{\int \frac{D}{M} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df}{\int \left| \frac{M}{N} \right|^2 df} \quad (2.53)$$

となる。この式から 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

$$SN(f) \equiv \sqrt{2} \frac{M(f)}{N(f)} \quad (2.54)$$

と定義すると、

$$NEP(f) = \frac{N(f)}{|S_I|} \quad (2.55)$$

とできる。さらに、入射光子のエネルギーを E とすると

$$|S(f)| = \frac{2E}{SN(f)} \quad (2.56)$$

であるので、

$$NEP(f) = \frac{N(f)}{\frac{M(f)}{\sqrt{2E}}} = \frac{2E}{SN(f)} \quad (2.57)$$

という関係があることが分かる。したがって、式(2.44) は

$$\Delta E_{FWHM} = 2.36 \left( \int \frac{4}{NEP^2(f)} df \right)^{-\frac{1}{2}} = 2.36E \left( \int SN^2(f) df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.58)$$

が得られる。

## 第3章 多重化方式の選定

TESの信号多重化方法はこれまでにいくつも研究されてきたが、それらは $\gamma$ 線・X線TESのための手法であり、光TESの信号多重化読み出しに関する先行研究は無い。そこで本章では最初に基本的なTESの信号読み出し方法および、 $\gamma$ 線・X線TESの信号多重化方式として5つの手法について説明する。その後、X線TESと光TESの多重化に関する条件について比較したうえで光TESのための信号多重化方式を決定する。

### 3.1 単素子TESの信号読み出し方法

#### 3.1.1 ジョセフソン接合(Josephson Junction: JJ)

ジョセフソン接合は図3.1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持つ。絶縁体は数nm程度の厚さの酸化層である。また、図3.1の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るが、一部は慣習的に広く使用されている記号 $\times$ で示している。

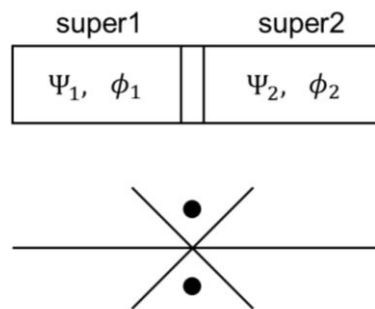


図3.1 ジョセフソン接合の構造と記号

超伝導体1が位相 $\phi_1$ の波動関数 $\psi_1$ をもち、超伝導体2が位相 $\phi_2$ の波動関数 $\psi_2$ 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 $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ を用いて次のように書ける。

$$I = I_c \sin(\Delta\phi) \quad (3.1)$$

ただし、 $I_c$ 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

$$V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d}{dt} \Delta\phi \quad (3.2)$$

となる。式(3.1)、(3.2)より

$$\frac{dI}{dt} = I_c \frac{2eV}{\hbar} \cos(\Delta\phi) \quad (3.3)$$

という関係が得られる。また、この式を整理すると以下のようなになる。

$$V = \frac{\hbar}{2eI_c \cos(\Delta\phi)} \frac{dI}{dt} = L(\Delta\phi) \frac{dI}{dt} \quad (3.4)$$

この式からジョセフソン接合のインダクタンスを次のように置くことができる。

$$L(\Delta\phi) = \frac{L_{J0}}{\cos(\Delta\phi)} \quad (3.5)$$

$$L_{J0} \equiv \frac{\hbar}{2eI_c} = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c} \quad (3.6)$$

### 3.1.2 DC-SQUID

一般的に TES の読出しには DC-SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) が使用される。DC-SQUID は図 3.2 に示すように、ちょうど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。また等価回路はループインダクタ  $L$  と二つの RCSJ 模型によって近似できる。RSJ 模型は、ジョセフソン接合の他に、SQUID のヒステリシスを防ぐためのシャント抵抗と、接合によってできた  $C$  で成り立っており、SQUID の振る舞いを理解するためによく用いられている。

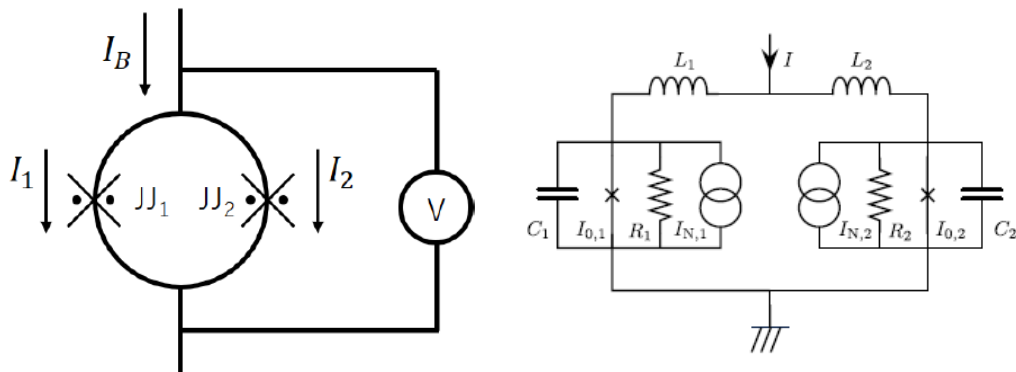


図 3.2 DC-SQUID の模式図と等価回路



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。このような系に外部磁束が存在するとき、その差は次のように表せる。

$$\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 = 2\pi \frac{\Phi_{IN}}{\Phi_0} + 2\pi n \quad (3.7)$$

$$\Phi_0 \equiv \frac{h}{2e} = 2.07 \times 10^{-15} \quad (3.8)$$

ここで、 $n$  は整数、 $\Phi_{IN}$ は超伝導リング内の磁束、 $h$ はプランク定数、 $e$ は電気素量である。この時のそれぞれの接合の位相差は、

$$\Delta\phi_1 = \Delta\phi_0 + \pi \frac{\Phi_{IN}}{\Phi_0} \quad (3.9)$$

$$\Delta\phi_2 = \Delta\phi_0 - \pi \frac{\Phi_{IN}}{\Phi_0} \quad (3.10)$$

である。したがって素子全体に流れる電流は、次の通りである。

$$I_B = I_1 + I_2 \quad (3.11)$$

$$= i_c \sin\left(\Delta\phi_0 + \pi \frac{\Phi_{IN}}{\Phi_0}\right) \quad (3.12)$$

$$= 2i_c \sin(\Delta\phi_0) \cos\left(\pi \frac{\Phi_{IN}}{\Phi_0}\right) \quad (3.13)$$

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 $I_{cire} = (I_1 - I_2)/2$ を用いて、

$$\Phi_{IN} = \Phi_{ext} + LI_{cire} \quad (3.14)$$

と表せる。リングのインダクタンス $L$ が無視できるならば式(3.14)の右辺2項目は0になるため、 $I_B$ の最大値 $I_{MAX}$ は以下のようになり、外部磁束によって周期的に変動することがわかる。

$$I_{MAX} = 2i_c \left| \cos \left( \pi \frac{\Phi_{IN}}{\Phi_0} \right) \right| \quad (3.15)$$

実際に DC-SQUID を用いる場合には、素子に  $I_{MAX}$  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、その応答は図 3.3 のようになる。

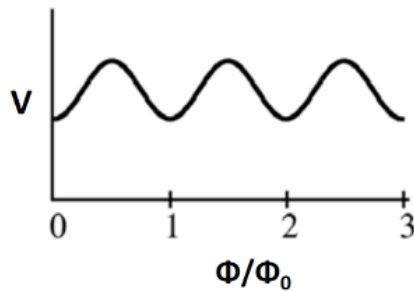


図 3.3 DC-SQUID の応答 ( $\Phi - V$  曲線)

### 3.1.3 DC-SQUID による単素子 TES の信号読出し

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 3.3) 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 回路の模式図を図 3.4 に、ダイアグラムを図 3.5 に示す。

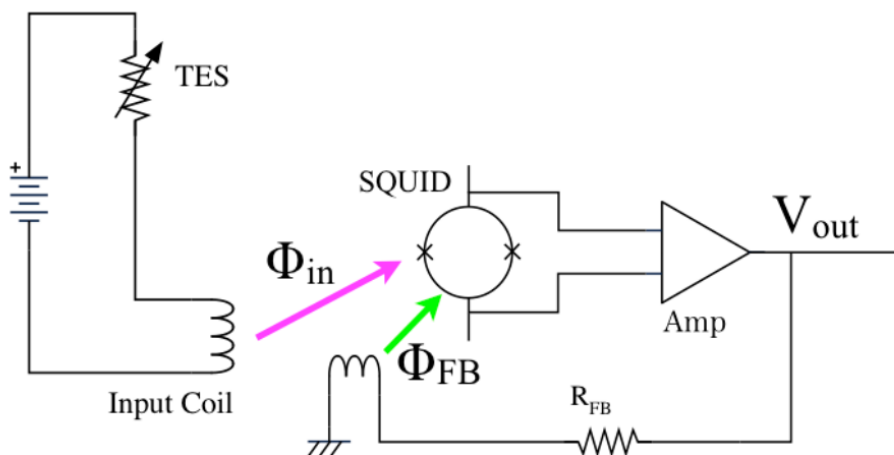


図 3.4 単素子 TES 読出体系 (FLL 回路)

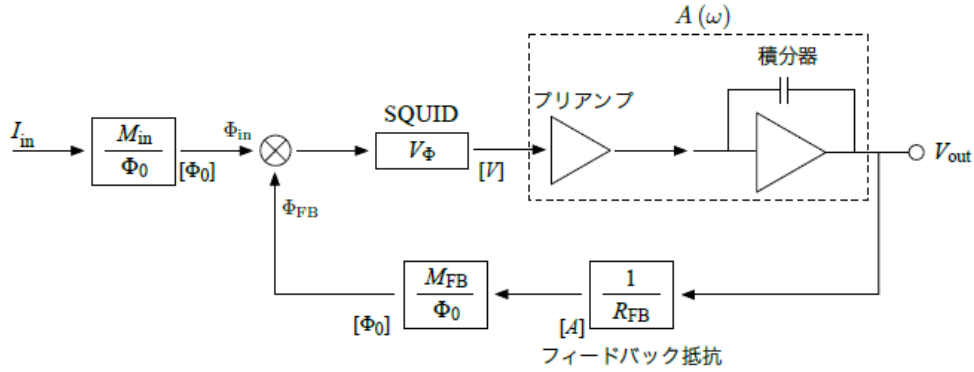


図 3.5 FLL のダイアグラム

SQUID と磁氣的に結合された 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  $M_{in}$  により、磁束  $\Phi_{in}$  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  $\Phi_{FB}$  として SQUID にフィードバックされる。このとき、FLL 回路のループゲイン  $\mathcal{L}_{FLL}$  は次のようになる。

$$\mathcal{L}_{FLL}(\omega) = \frac{A(\omega)V_{\phi} M_{FB}}{R_{FB} \Phi_0} \quad (3.16)$$

フィードバックにより実際に SQUID に入力される磁束は、

$$\Phi_{in} - \Phi_{FB} = \frac{\Phi_{in}}{1 + \mathcal{L}_{FLL}(\omega)} \quad (3.17)$$

となる。フィードバック中で動作させた SQUID は単なる電流-電圧変換するトランスインピーダンス増幅器としてみなせる。その電流-電圧変換係数を求めると、

$$\frac{V_{out}}{I_{in}} = \frac{\mathcal{L}_{FLL}}{1 + \mathcal{L}_{FLL}} \frac{M_{in}}{M_{FB}} R_{FB} \cong \frac{M_{in}}{M_{FB}} R_{FB} \quad (3.18)$$

となる。最後の近似式は  $\mathcal{L}_{FLL} \gg 1$  の場合に成り立つもので、このとき電流-電圧変換係数は、相互インダクタンスとフィードバック抵抗によってのみ決まる値となる。

## 3.2 TES 信号多重化方法

### 3.2.1 単純加算方式

信号多重化の方法としてもっともシンプルな方式が単純加算方式である。これは図 3.6 のように TES カロリメータを並列につなぎ、それぞれの素子からの電流を加算して一つの SQUID で読むという方式である。そのため冷凍機内部から常温に引き出す配線数は格段に減らすことが出来る。この方式は、複数のカロリメータ素子に対して SQUID を含めた読み出し系の回路は一つでよく、また、カロリメータを駆動する回路内にも基本的にはカロリメータ素子以外は余計な素子を必要としないという点で優れている。しかし、この方法ではすべてのカロリメータのノイズ(ジョンソンノイズ)も加算してしまうため、加算する素子数  $N$  に対してノイズレベルが $\sqrt{N}$ に比例して増加するという欠点がある。また、素子の識別を行なうこともできない。そのため、多素子の同時読み出しとしてはあまり現実的ではない。

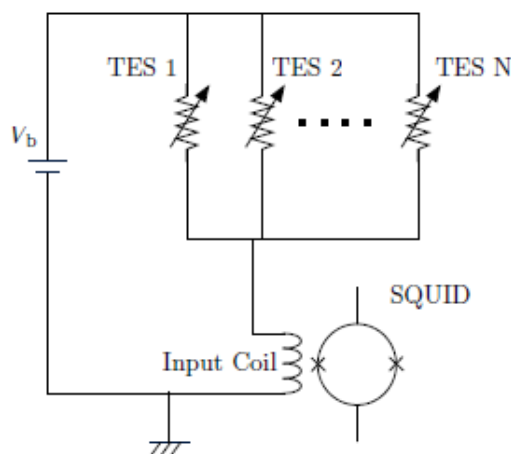


図 3.6 単純加算方式の一例

### 3.2.2 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研究されてきた手法が時間分割方式 (Time Division Multiplexing : TDM) である [42][43][44]。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 3.7 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  $I_{aad}$  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  $M$  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。



### 3.2.3 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 [46]。 図 3.8 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 3.8 の 4 チャンネルの CDM において次式のようなになる [47]。

$$W = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

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 の開発を行っており、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 2.7 eV@5.9 keV を達成している [48]。しかし、CDM は各 TES を全ての SQUID に結合させる必要があるため N 個の信号多重化において $N^2$ 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。

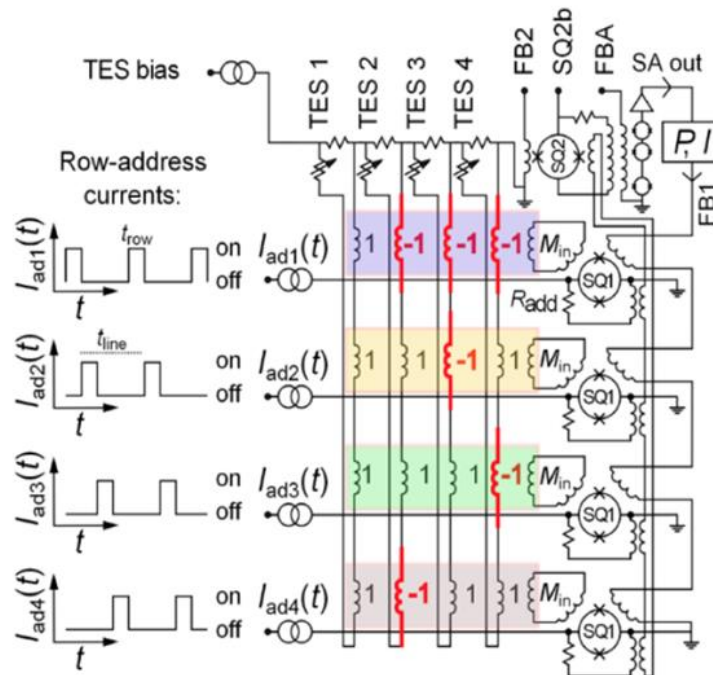


図 3.8 CDM 回路の一例

### 3.2.4 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 [49]。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 3.9 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、 $\sim$ 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 駆動することに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 [50]、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 [51]。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 [52]。

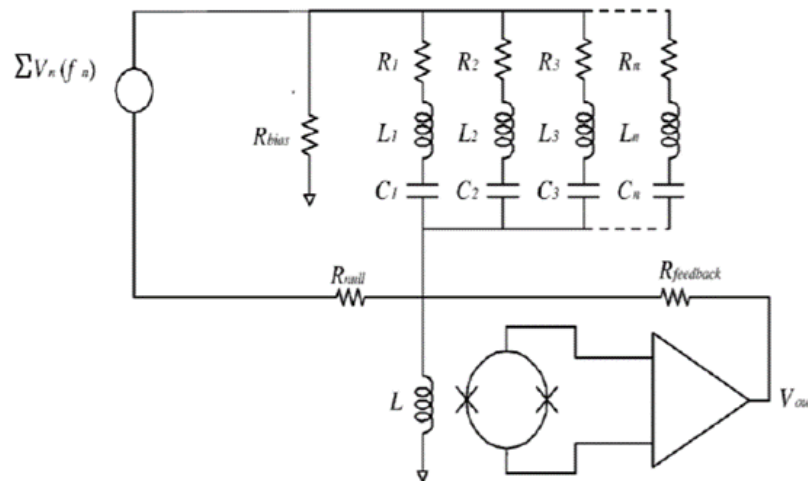


図 3.9 FDM 回路の一例

### 3.2.5 マイクロ波信号多重化法(Microwave SQUID Multiplexer: MW-Mux)

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 [53] を利用して信号多重化を行う FDM の一種である。構成は図 3.10 に示すように、マイクロ波伝送路上に固有の共振周波数をもつ共振器が複数個容量結合されている。それぞれの共振器は、可変インダクタンスと等価であり発熱のない RF-SQUID (Superconducting QUan-tum Interference Device) で終端されている。また各 RF-SQUID と TES は磁氣的に 1 対 1 対応で結合されている。このような系におけるマイクロ波の透過率は図 3.10 右のように、各共振器の共振周波数 ( $f_0$ ) に対応したディップ構造を持ち、 $f_0$  の変化 ( $\Delta f_0$ ) を対応する TES の信号として読出すことができる。

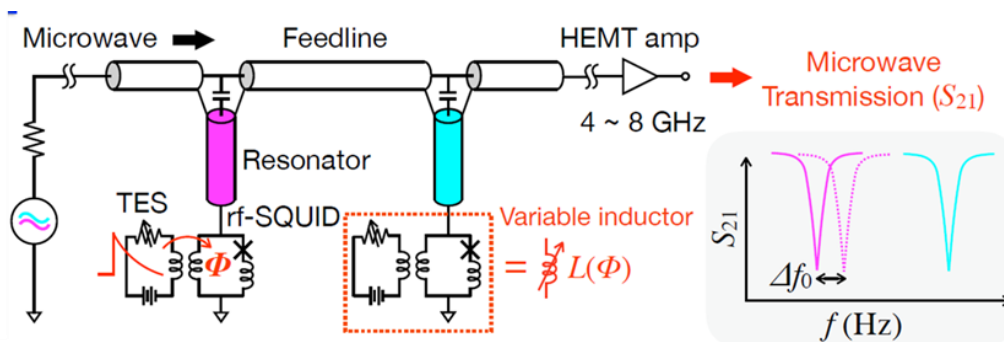


図 3.10 MW-Mux の構成

この方式では、(1)1 本の配線で読み出し可能な素子数が多い、(2)発熱小さい、(3)DC バイアス駆動が可能、といった利点がある。多重化可能な素子数  $N_{MUX}$  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すことができる。

$$N_{MUX} = \frac{B_{HEMT}}{f_{pitch}} = \frac{B_{HEMT}}{\kappa f_{BW}} \quad (3.20)$$

ここで、 $f_{BW}$  は各共振器の帯域であり、 $\kappa$  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。典型的な値:  $B_{HEMT} = 5$  GHz、 $f_{BW} = 1$  MHz、 $\kappa = 10$ 、を当てはめると  $N_{MUX} = 500$  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、およそ数十 pW となる。従って、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。

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 [54]、その後発熱のない RF-SQUID へ置き換わった [55] [56]。また、文献 [56]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 [57] が実証されている。文献 [58] では初めてマイクロ波信号多重化による  $\gamma$  線 TES の 2 画素同時測定が実現され、 $Q_i = 8 \times 10^4, 1.1 \times 10^5$  をもつ共振器を用いて、 $^{153}\text{Gd}$  線源を用いた  $\gamma$  線照射実験により  $\Delta E_{FWHM} = 63.8 \text{ eV}, 78.1 \text{ eV @ } 103.2 \text{ keV}$  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 [59] 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 [60]。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  $M = 232 \text{ pH}$  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  $17 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$  という TES 自身のノイズ  $145 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$  よりも十分に低い雑音特性が実現されている [61]。さらに、文献 [62] では 5 - 6 GHz の帯域の中に 128 個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。

### 3.3 光 TES のための多重化方法の検討

前節では 5 つの信号多重化について説明したが、バイオイメージングへ光 TES を適用する場合には、単純加算方式の各素子の識別が行えないというのは致命的な問題である。そのため残りの 4 つの手法から光 TES の信号多重化に適用可能なものを検討する。

多重化方法の比較を行う前に、X 線 TES と光 TES の違いについて考える。まずはそれぞれの名前からわかる通り、測定対象が異なる。具体的には X 線 TES が数 keV 程度の宇宙 X 線を対象としているのに対して、光 TES は可視光・近赤外領域の光、エネルギーとして eV オーダーの光子を測定対象としている。光 TES の方が測定対象となるエネルギーが低いいため、熱容量も小さいものとなる。ここで重要となるのは熱容量が小さくなると信号の速度が速くなるということである。理論的には 2.2 節で示した通り、ETF 下での信号の速さは、

$$\tau_{eff} = \frac{\frac{C}{G}}{\frac{\alpha P_0}{GT} + 1} \quad (3.21)$$

で表される。また実際に光 TES と X 線 TES の典型的な出力信号を比較したものが図 3.11 となる。X 線 TES と比較して、光 TES の出力信号は 10 倍、場合によっては 100 倍以上速く、信号多重化を行う際にはこの点が最大の懸念事項となる。一方で測定対象に対して要求されるエネルギー分解能 ( $E/\Delta E$ ) については、X 線 TES が 1000 以上 ( $3 \text{ eV @ } 6 \text{ keV}$ ) なのに対して、光 TES は 4 程度 ( $0.2 \text{ eV @ } 0.8 \text{ eV}$ ) とあまり高くない。従って、ノイズレベルや多重化時のグロストークに関する条件は光 TES の信号多重化時にはあまり問題にならないと考えられる。以上の条件についてまとめたものを表 3.1 に示す。

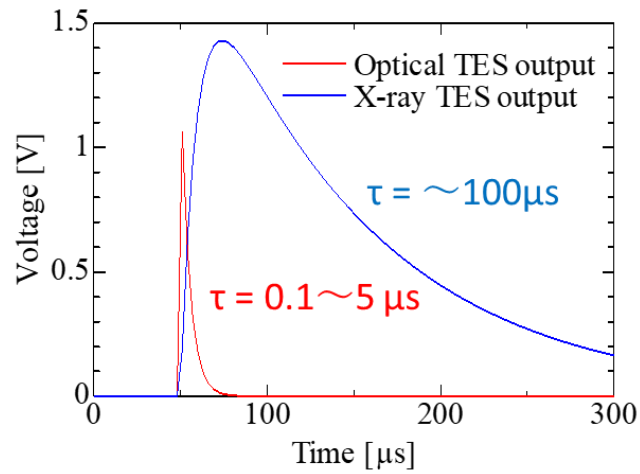


図 3.11 光 TES と X 線 TES の典型的な出力信号の比較

表 3.1 X 線 TES と光 TES の比較

	X-ray TES	Optical TES
Target energy	6 keV	0.8 eV
Rise time constant	~1-10 $\mu$ s	~ 50 ns
Fall time constant	~100 $\mu$ s	0.1-5 $\mu$ s
Required $\Delta E/E$	3 eV / 6 keV	0.2 eV / 0.8 eV

一方で、4つの多重化方式について要素をまとめたものを表 3.2 に示す。特に重要な変調可能な信号の速度（周波数）について比較を行うと、TDM、CDM は現状で一番早いスイッチング速度が NIST の開発したシステムの 160ns であり、一つの信号波形の時間が数  $\mu$ s 以下である光 TES の信号多重化には不向きであるといえる。また SRON で研究が行われている FDM については、搬送波の周波数が最大で 5MHz 程度であり、多重化数に応じて帯域幅はこの値よりも 1 桁以上狭くする必要があるため、やはり光 TES の信号多重化に採用することは難しい。一方で MW-Mux は GHz 帯の搬送波を用いるため、数 MHz~数十 MHz の帯域幅を持たせることができる。また、ほかの手法で問題となる SN 比や TES のバイアス方法についても MW-Mux は優れている。従って、本研究では光 TES の多重化方式として、マイクロ波信号多重化法(MW-Mux)を採用することとした。

表 3.2 多重化方法の比較

	スイッチング速度 /帯域	多重化数 N	SN比	検出器バイアス
TDM	~160 ns	>100	$1/\sqrt{N}$	DC
CDM	~160 ns	<10	Nに独立	DC
FDM	1~5 MHz	<10	Nに独立	AC
MW-Mux	5~6 GHz	>100	Nに独立	DC

## 第4章 マイクロ波信号多重化法

本章ではマイクロ波信号多重化法 (Microwave SQUID Multiplexer: MW-Mux) の原理について詳細を述べる。最初に全体の構成について述べたのちに、RF-SQUID、共振器、および Flux Ramp Modulation (FRM) について説明する。

### 4.1 MW-Mux の概要

マイクロ波信号多重化法の原理模式図を再度図 4.1 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 で終端した固有の共振周波数をもつ共振器を、同一のマイクロ波は伝送路上にキャパシタンスを介して結合する。このような系におけるマイクロ波の透過率は図 4.1 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となる。また SQUID と TES は磁氣的に 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 の信号として読み出すことができる。

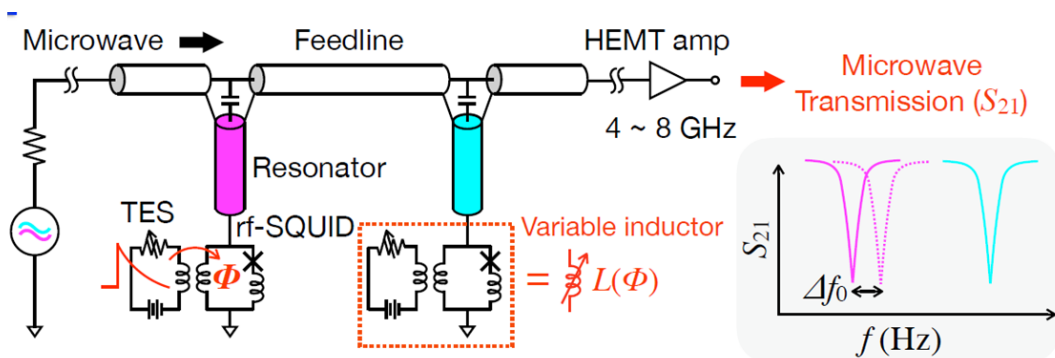


図 4.1 MW-Mux の原理模式図

### 4.2 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 4.2 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。前章と同様に、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  $I = I_c \sin(\Delta\phi_2)$  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

$$I = \frac{\Phi_{IN} - \Phi_{ext}}{L_s} \quad (4.1)$$

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。

$$\Phi_{\text{ext}} = \Phi_{\text{IN}} + L_S I_c \sin\left(2\pi \frac{\Phi_{\text{IN}}}{\Phi_0}\right) \quad (4.2)$$

ここで、

$$\lambda \equiv \frac{L_S}{L_{J0}} \quad (4.3)$$

とおくと、 $\lambda > 1$  のとき図 4.2 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、

$$L = \frac{L_S L_{J0} \sec\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)}{L_S + L_{J0} \sec\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)} = \frac{\lambda L_{J0}}{1 + \lambda \cos\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)} \quad (4.4)$$

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、

$$\frac{dL}{d\Phi} = \frac{\lambda^2 L_{J0} \sin(\Phi)}{(1 + \lambda \cos \Phi)^2} \quad (4.5)$$

である。また、 $L$  の最大変位幅としては

$$\Delta L_{pp} = \frac{2\lambda^2 L_{J0}}{1 - \lambda^2} \quad (4.6)$$

となる。

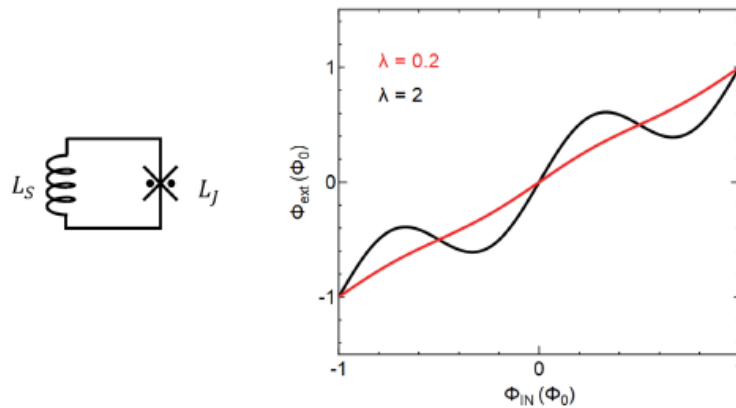


図 4.2  $\lambda$ による RF-SQUID 応答の違い

### 4.3 共振器

#### 4.3.1 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図 4.3 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 $\lambda$ 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見える回路である。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扱わなければならない。

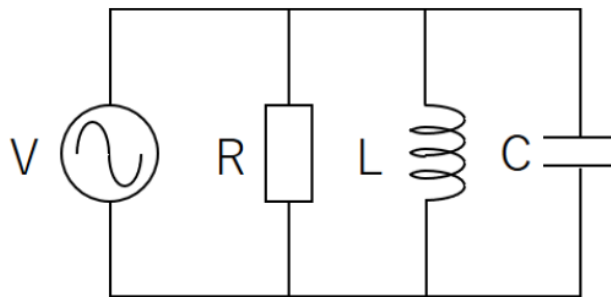


図 4.3 RLC 並列共振回路

この回路の Q 値を求める。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 $Z_{in}$ 、および回路の共振周波数 $\omega_0$ は次式のようなになる。

$$\frac{1}{Z_{in}} = \frac{1}{R} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \quad (4.7)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (4.8)$$

このような回路で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 $\omega_0$ 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 $\tau_{res}$ とすると、

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{res}}\right) \quad (4.9)$$

$$\tau_{res} = \frac{E}{-\frac{dE}{dt}} = \frac{E_{stored}}{P_{lost}} \quad (4.10)$$

と書ける。ここで $E_{stored}$ は回路に蓄積されるエネルギー、 $P_{lost}$ 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した場合、この回路に入力される複素電力を求めると、

$$P_{in} = \frac{1}{2}VI^* = \frac{1}{2}|V|^2 \left\{ \frac{1}{R} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \right\} \quad (4.11)$$

となる。この式はRでの消費電力とLCに蓄積される電力を含む。LCに蓄積される電力 $P_L$ および $P_C$ を計算すると次式のようになる。

$$P_L = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \frac{|V|^2}{\omega^2 L} \quad (4.12)$$

$$P_C = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} C |V|^2 \quad (4.13)$$

4.12 式、4.13 式を用いて改めて 4.11 式を書き直すと

$$P_{in} = P_{lost} + 2j\omega(P_L - P_C) \quad (4.14)$$

となる。Q 値は一般的に共振器を励起するエネルギーと散逸するエネルギーの比で定義されるため以下のようになる。

$$Q \equiv \omega_0 \frac{E_{stored}}{P_{lost}} = \omega_0 \tau_{res} \quad (4.15)$$

従って、図 4.3 の RLC 並列共振器における Q 値は以下ようになる。

$$Q = \omega_0 \frac{\frac{1}{4}C|V|^2 + \frac{1}{4}\frac{|V|^2}{\omega_0^2 L}}{\frac{1}{2}\frac{|V|^2}{R}} = \omega_0 RC = \frac{R}{\omega_0 L} \quad (4.16)$$

また、この Q 値を用いることで、共振周波数から少しずれた周波数  $\omega = \omega_0 + \delta\omega$  ( $\frac{\delta\omega}{\omega_0} \ll 1$ ) に対する入力インピーダンスを次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} Z_{in} &= \left( \frac{1}{R} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \right)^{-1} \\ &\cong \frac{R}{1 + 2jCR\delta\omega} \\ &\cong \frac{R}{1 + 2jQ\frac{\delta\omega}{\omega_0}} \end{aligned} \quad (4.17)$$

#### 4.3.2 S パラメータ

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 4.4 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。

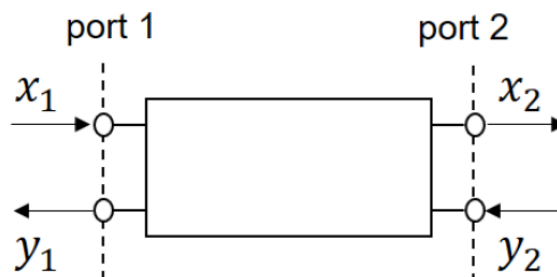


図 4.4 2 端子回路モデル



このとき、

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} x_1 \\ y_2 \end{pmatrix}, \quad S = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

$$\begin{cases} y_1 = S_{11}x_1 + S_{12}y_2 \\ x_2 = S_{21}x_1 + S_{22}y_2 \end{cases} \quad (4.19)$$

をみたく行列  $S$  が  $S$  パラメータである。一般的に入出力は複素数と考えることがおおく、 $S$  パラメータも複素行列となる。 $S_{11}$  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。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。したがって、 $S$  パラメータは次式のようにあらわすことができる。

$$S_{11} = \frac{y_1}{x_1} \quad (4.20)$$

$$S_{21} = \frac{x_2}{x_1} \quad (4.21)$$

$$S_{22} = \frac{x_2}{y_2} \quad (4.22)$$

$$S_{12} = \frac{y_1}{y_2} \quad (4.23)$$

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  $\Gamma$  および透過率  $T$  は

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (4.24)$$

$$T = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0} \quad (4.25)$$

と表され、 $T = 1 + \Gamma$  の関係が成り立つ。図 4.4 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、次のように書ける。

$$S_{21} = \frac{2Z_1}{Z_0 + Z_1} \quad (4.26)$$

### 4.3.3 1/4 波長共振器（分布定数）

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 4.5 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。

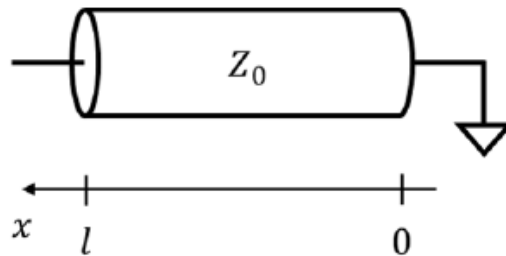


図 4.5 1/4 波長共振器（分布定数回路）

位置  $x$  における電圧と電流は

$$\begin{cases} V(x) = V^+ e^{-\gamma x} + V^- e^{+\gamma x} \\ I(x) = I^+ e^{-\gamma x} - I^- e^{+\gamma x} \end{cases} \quad (4.27)$$

と書けるので、

$$Z(x) = \frac{V^+ e^{-\gamma x} + V^- e^{+\gamma x}}{I^+ e^{-\gamma x} - I^- e^{+\gamma x}} = Z_1 \tanh(\gamma x) \quad (4.28)$$

とできる。ここで、 $\gamma$  は伝搬定数と呼ばれ、減衰定数  $\alpha$  と位相定数  $\beta$  を用いて次式で表すことができる。

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (4.29)$$

また伝送線路において単位長さ当たりのインダクタンスを  $\bar{L}$  [H/m]、単位長さ当たりのキャパシタンスを  $\bar{C}$  [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

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (4.30)$$

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (4.31)$$

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周波数を $\omega_0$ とすると、上述の位相定数は  $\frac{\pi}{2}$  である。また共振器の長さを $l$ とした場合の $\omega_0$ は次のようになる。

$$\omega_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{v_p}{4l} \quad (4.32)$$

次に、共振器のインピーダンスを考える。式 (4.28) より、

$$Z_{res} = Z(l) = Z_0 \tanh(\gamma l) = Z_1 \frac{1 - j \tanh(\alpha l) \cot(\beta l)}{\tanh(\alpha l) - j \cot(\beta l)} \quad (4.33)$$

とできる。ここで、共振周波数 $\omega_0$ 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、

$$\beta l = \frac{\omega l}{v_p} = \frac{\omega_0 l}{v_p} \left(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right) = \frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right) \quad (4.34)$$

$$\cot(\beta l) = -\frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{\omega_0} \quad (4.35)$$

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(4.33) は

$$Z_{res} \cong Z_1 \frac{1}{\alpha l + j \frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{\omega_0}} \cong \frac{\frac{Z_1}{\alpha l}}{1 + 2j \frac{\pi}{4\alpha l} \frac{\delta\omega}{\omega_0}} \quad (4.36)$$

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、

$$R = \frac{Z_0}{\alpha l} \quad Q_i = \frac{\beta}{2\alpha} \quad (4.37)$$

とすると、

$$Z_{res} = Z_1 \frac{\frac{4Q_i}{\pi}}{1 + 2jQ_i \frac{\delta\omega}{\omega_0}} \quad (4.38)$$

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用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。

#### 4.3.4 伝送線路に容量結合された 1/4 波長共振器

次に、図 4.6 のように 1/4 波長共振器が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、 $Q_c = (\text{共振器に蓄えられるエネルギー})/(\text{キャパシタを介してのロス})$ である。

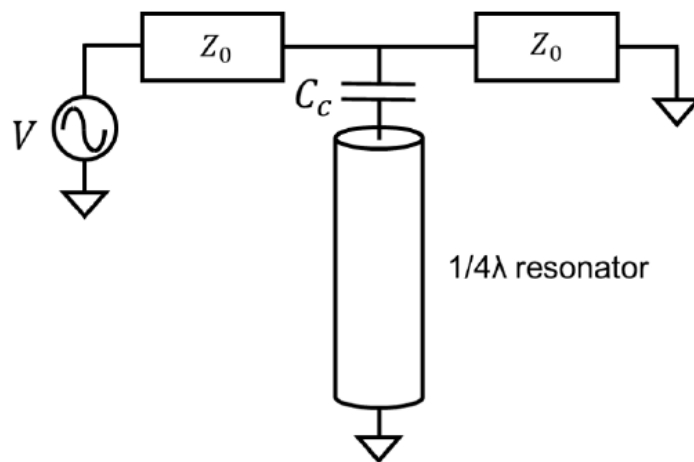


図 4.6 容量結合された共振器のモデル

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、

$$E_c = \frac{1}{2} (\bar{C}l) \frac{1}{4} V_0^2 = \frac{1}{8} \frac{l}{v_p Z_1} V_0^2 \quad (4.39)$$

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、

$$I_{C_c} = j\omega C_c V(l, t) \quad (4.40)$$

であるので、終端でのロスの時間平均は、

$$P_c = \frac{1}{2} \langle I_{C_c}^2 \rangle \frac{Z_0}{2} \quad (4.41)$$

と表すことができる。従って、図 4.6 の系における  $Q_c$  は、 $l = \lambda/4$  より、次のようになる。

$$Q_c = \omega_0 \frac{2E_c}{P_c} = \frac{\pi}{2Z_1 Z_0 (\omega_0 C_c)^2} \quad (4.42)$$

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  $Q$  値はそれぞれの  $Q$  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、

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_c} \quad (4.43)$$

という関係が成り立つ。次に図 4.6 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(4.36)を用いて

$$Z_{tot}(\omega) = \frac{1}{j\omega C_c} + Z_1 \frac{\frac{4Q_i}{\pi}}{1 + 2jQ_i \frac{\delta\omega}{\omega_0}} \quad (4.44)$$

$$= \frac{\frac{4Q_i Z_1}{\pi}}{1 + 4Q_i^2 \left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2} - j \left\{ \frac{1}{\omega C_c} + \frac{\frac{8Q_i^2 Z_1}{\pi} \frac{\delta\omega}{\omega_0}}{1 + 4Q_i^2 \left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2} \right\} \quad (4.45)$$

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

$$1 + 4Q_i^2 \left( \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)^2 + \frac{8Q_i^2 \omega_1 Z_1}{\pi} \frac{\delta\omega}{\omega_0} = 0 \quad (4.46)$$

を解いて、

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{2Z_1 \omega_0 C_c}{\pi} \quad (4.47)$$

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

$$\omega_0' \cong \omega_0 - \frac{2Z_1 \omega_0^2 C_c}{\pi} \quad (4.48)$$

となる。よって、

$$f_0' = f_0 - 4f_0^2 C_c Z_1 = \frac{f_0}{1 + 4f_0 C_c Z_1} \quad (4.49)$$

と表すこともできる。また、式(4.45)を、 $\delta\omega' = \omega - \omega_0' \ll \omega_0'$ を用いて簡略化すると、

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{\delta\omega'}{\omega_0'} - \frac{2Z_1 \omega C_c}{\pi} \quad (4.50)$$

であるため、

$$Z_{tot} = \frac{1 + 2jQ_i \frac{\delta\omega'}{\omega_0'}}{j\omega C_c - 2\pi Q_i \omega C_c \frac{\delta\omega'}{\omega_0'} + 4Q_i \omega^2 C_c^2 Z_1} \quad (4.51)$$

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

$$Z_{tot} \cong \frac{1 + 2jQ_i \frac{\delta\omega'}{\omega_0'}}{4Q_i \omega^2 C_c^2 Z_1} = \frac{1}{2} \frac{Q_c}{Q_i} \left( 1 + 2jQ_i \frac{\delta\omega'}{\omega_0'} \right) Z_1 \quad (4.52)$$

である。最後に図 4.6 における透過率を考えると、式(4.52)と式(4.26)より、次のようになる。

$$S_{21} = \frac{2}{2 + \frac{Z_0}{Z_{tot}}} = \frac{\frac{Q_c}{Q_i + Q_c} + 2jQ_i \frac{\delta\omega'}{\omega_0'}}{1 + 2jQ_i \frac{\delta\omega'}{\omega_0'}} \quad (4.53)$$

この式より  $\delta\omega' = 0$  のとき、 $S_{21}$  が最小になることがわかる。

$$\min(S_{21}) = \frac{Q_c}{Q_i + Q_c} \quad (4.54)$$

また、式(4.53) 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。

#### 4.3.5 負荷終端された 1/4 波長共振器

最後に、図 4.7 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。

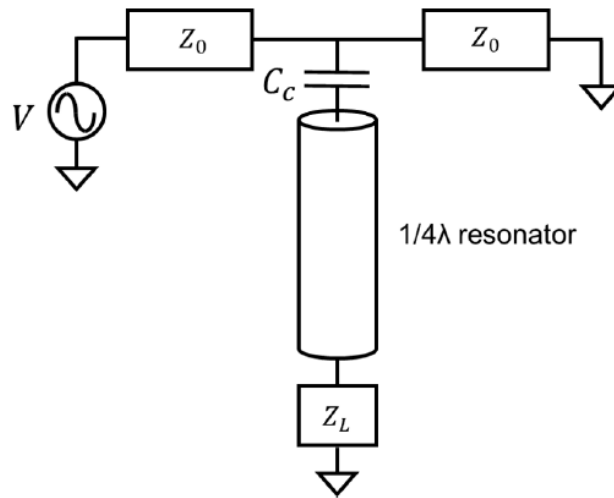


図 4.7 負荷終端された共振器

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  $Z$  は次式の通りである。

$$Z(x) = Z_1 \frac{Z_L + Z_1 \tanh(\gamma x)}{Z_1 + Z_L \tanh(\gamma x)} \quad (4.55)$$

従って、 $Z_L = j\omega L$  のときの開放端側からみたインピーダンス  $Z_{in}$  は、式(4.33)、 $al \ll 1$  から

$$Z_{in} = Z_1 \frac{j\omega L(\alpha l - j \cot(\beta l)) + Z_1}{Z_1(\alpha l - j \cot(\beta l)) + j\omega L} = Z_1 \frac{(\omega L \cot(\beta l) + Z_1) + j\omega \alpha l L}{Z_1 \alpha l - j(\cot(\beta l) - \omega L)} \quad (4.56)$$

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 $Z_{tot}$ は、

$$Z_{tot} = \frac{1}{j\omega C_c} + Z_1 \frac{(\omega L \cot(\beta l) + Z_1) + j\omega \alpha l L}{Z_1 \alpha l - j(\cot(\beta l) - \omega L)} \quad (4.57)$$

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

$$\text{Im}(Z_{in}) \cong \frac{\omega L \cot(\beta l) + Z_1}{\omega L - Z_1 \cot(\beta l)} \quad (4.58)$$

となるので、 $Z_{tot}$ の虚部は次のようになる。

$$\text{Im}(Z_{tot}) = \frac{1}{\omega C_c} + Z_1 \frac{\omega L \cot(\beta l) + Z_1}{\omega L - Z_1 \cot(\beta l)} \quad (4.59)$$

$$\cong \frac{\omega L - Z_1 \cot(\beta l) + \omega C_c Z_1 (\omega L \cot(\beta l) + Z_1)}{\omega C_c (\omega L - Z_1 \cot(\beta l))} \quad (4.60)$$

共振周波数を $\omega_0''$ とすると

$$\omega_0'' L - Z_1 \cot(\beta l) + \omega_0'' C_c Z_1 (\omega_0'' L \cot(\beta l) + Z_1) \quad (4.61)$$

ここで、式(4.35) から、

$$\omega_0'' L - \frac{\pi}{2} Z_1 \frac{\omega_0 - \omega_0''}{\omega_0} + \omega_0''^2 C_c L Z_1 \frac{\omega_0 - \omega_0''}{\omega_0} + \omega_0'' C_c Z_1^2 = 0 \quad (4.62)$$

となる。ここで $1/\omega_0 C_c \gg Z_1$ ,  $\omega_0 L \ll Z_1$ が成り立つように設計すると、第3項は他に対して十分小さいので無視できるため、

$$\omega_0'' = \frac{\omega_0}{1 + \frac{2\omega_0 L}{\pi Z_1} + \frac{2\omega_0 C_c Z_1}{\pi}} \quad (4.63)$$



が得られる。また、別の表現で表すと次のようになる。

$$f_0'' = \frac{f_0}{1 + \frac{4f_0L}{Z_1} + 4f_0C_cZ_1} \quad (4.64)$$

#### 4.3.6 インダクタンスの変改に対する応答

式(4.64) 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

$$\frac{\partial f_0''}{\partial L} = \frac{f_0}{1 + \frac{4f_0L}{Z_1} + 4f_0C_cZ_1} \left( \frac{-4f_0}{Z_1} \right) \cong -\frac{4f_0^2}{Z_1} \quad (4.65)$$

と表すことができる。また、式(4.4) を用いると、共振周波数は磁束の関数として

$$f_0''(\phi) \cong f_0 - 4f_0^2C_cZ_1 - \frac{4f_0^2L_s}{Z_1}(1 - \lambda \cos(\phi)) \quad (4.66)$$

とできる。

### 4.4 ランプ磁束変調法(Flux Ramp Modulation: FRM)

2.2.2 節で述べたように、SQUID は入力磁束に対して  $\Phi_0$  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、一般的には 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) [57]が採用される。

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 4.8 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 4.8 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

$$SQ_{out} = A \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = A \sin\left(2\pi \frac{\omega_{mod}t}{\Phi_0}\right) \quad (4.67)$$

である。ここで、 $A$  は振幅を表す定数、 $\omega_{mod}$  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、

$$SQ_{out} = A \sin\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = A \sin\left\{2\pi \left(\frac{\omega_{mod}t}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{in}}{\Phi_0}\right)\right\} \quad (4.68)$$

となり、入力信号がないときの出力から位相がずれる。(図 4.8 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、

$$\delta\theta = 2\pi \frac{\Phi_{in}}{\Phi_0} \quad (4.69)$$

により、 $\Phi_{in}$  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。

$$\delta\theta = \arctan\left(\frac{\sum x_t \sin(\omega_{mod}t)}{\sum x_t \cos(\omega_{mod}t)}\right) \quad (4.70)$$

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 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[]。ただし、FLL 法が $\Phi - V$ カーブ上の感度の高い一点にバイアスできるのに対し、FRM は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。また、FRM では複数のサンプリングデータを用いて 1 つの位相差を算出するため、実質的なサンプリング速度が遅くなってしまうことも光 TES の信号測定においては問題になると考えられる。

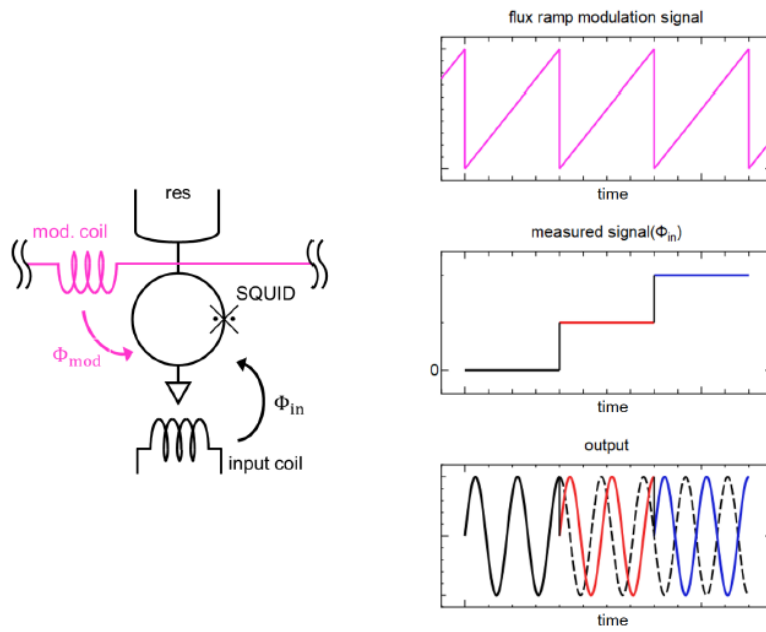


图 4.8 FRM 原理模式图

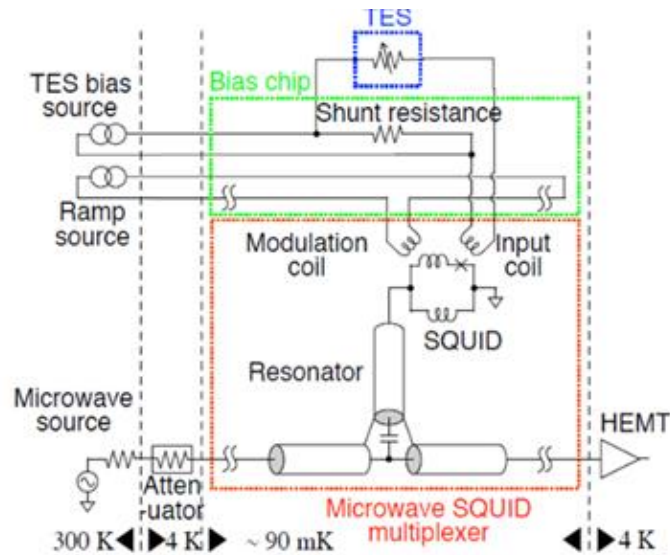
## 第5章 単素子読み出し試験

本章では MW-Mux を用いて単一素子の信号読み出し実験について述べる。得られた結果について、dc-SQUID を用いた場合の結果と比較を行うことで、MW-Mux を用いた光 TES 信号読み出しの課題を検討する。

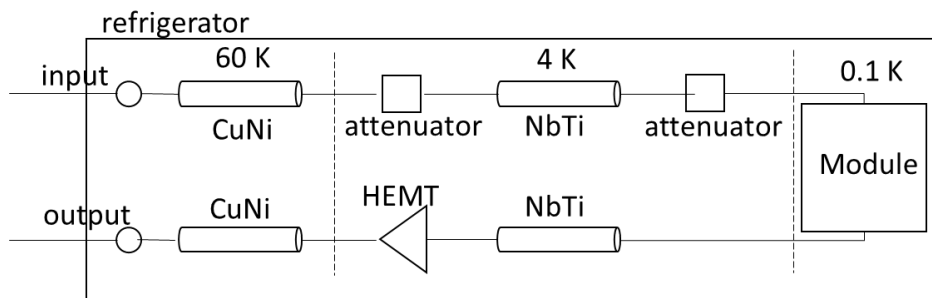
### 5.1 セットアップ

#### 5.1.1 極低温系全体像

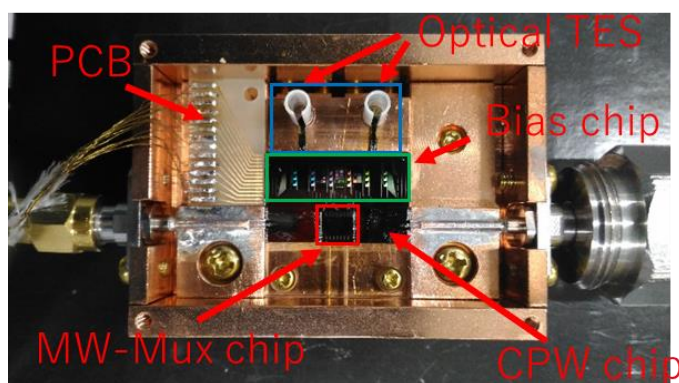
図 5.1 に単素子光 TES 読み出し時の(a)測定体系の模式図、(b)冷凍機内のマイクロ波の配線、(c)モジュール内部の写真、(d)モジュール組み込み後の冷凍機内部の写真を示す。極低温系(100mK)は光用 TES、MW-Mux チップ以外にシャント抵抗が搭載された Bias 回路や配線を行うための PCB、コプレーナ導波路(CPW)チップで構成した。MW-Mux の前段にはアテネータを、後段には極低温高電子移動度トランジスタ(High Electron Mobility Transistor: HEMT)増幅器を接続した。HEMT 増幅器からの出力信号は ADC と FPGA を用いて室温でサンプリングされる。図 5.1(c)では 2 つの TES が接続されているが、測定では右側の光 TES のみを使用した。また実際に冷凍機の極低温ステージに組み込んだ際の様子は図 5.1(c)のようになる。



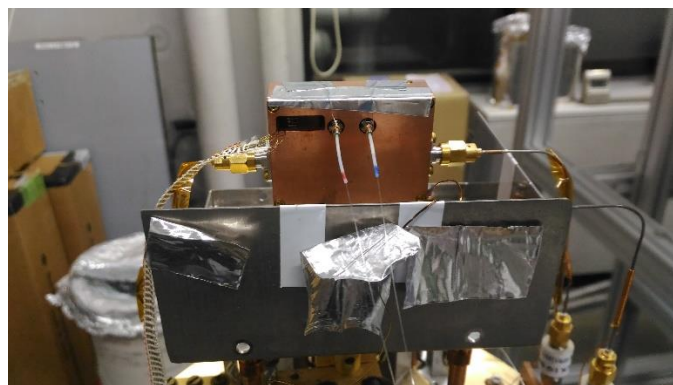
(a) 測定体系模式図



(b) 冷凍機内のマイクロ波の配線の概要図



(c) モジュール内セットアップ



(d) モジュール組み込み後の冷凍機内部の写真

図 5.1 単素子測定における冷凍機内のセットアップ

### 5.1.2 使用した光 TES の特性

使用した光 TES は Au/Ti(20/10nm)の超伝導近接二重層の薄膜であり、それらを誘電体多層膜で挟み込んだ構造となっている。Tiはバルクだと超伝導転移温度  $T_c \sim 0.39\text{K}$  に超伝導転移を持つ。近接二重層の超伝導体は、単一元素の超伝導体薄膜を Au などの常伝導金属で覆ったものであり、全体が一つの超伝導体薄膜として作用する。その時の  $T_c$  は、超伝導体と

常伝導体の各層の厚みの比によって決まり、今回使用した TES の  $T_c$  はおよそ 0.3K であった。誘電体多層膜は屈折率の異なる誘電体を交互に重ねたものであり、TES の検出効率を向上させるために適用する。各誘電体層の光学厚さをターゲット波長の 1/4 程度にすることで、その波長に対して緩い光共振状態となり、選択的にその波長の光子の吸収効率を向上させることが可能となる。

光 TES は光ファイバと結合させた後、冷凍機内に組み込む。光ファイバとのカップリングについてはセルフアライメント構造 [63] と呼ばれる手法を採用している。この構造は図 5.2 に示す通りで、光ファイバ同士の接続に一般的に用いられるスリーブとフェルールを使用する。この手法はロバスト性、再現性に優れており、TES の位置が光ファイバの中心（コア層）からずれていない限りは、ほぼ確実に光子を TES まで導くことができる。また光ファイバについては、本実験では波長 1550nm の光源を用いたため、Corning 社の SMF28(表 5.1)を用いた。

今回使用した光 TES について、事前に dc-SQUID で波長 1550nm( $\approx 0.8$  eV)の光子を測定結果を図 5.3、5.4 に示す。平均パルス波形については立ち上がり時定数が 56 ns、立ち下がり時定数が 92 ns であった。また、単一光子 0.8eV のピークに対するエネルギー分解能は 0.27 eV であった。

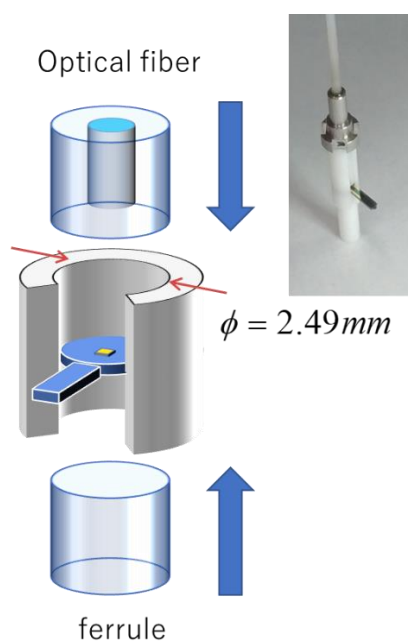


図 5.2 セルフアライメント構造 [63]

表 5.1 SMF28 の特性 [64]

Operating wavelength	1260 - 1625 nm
Mode Field Diameter	$9.2 \pm 0.4 \mu\text{m}$ @ 1310 nm $10.4 \pm 0.5 \mu\text{m}$ @ 1550 nm
Core Diameter	$8.2 \mu\text{m}$
Cladding Diameter	$125 \pm 0.7 \mu\text{m}$
Coating Diameter	$242 \pm 5 \mu\text{m}$
Cut-Off Wavelength	$< 1260 \text{ nm}$
MAX attenuation	$\leq 0.32 \text{ dB/km}$ @ 1310 nm $\leq 0.18 \text{ dB/km}$ @ 1550 nm
Numerical Aperture	0.14

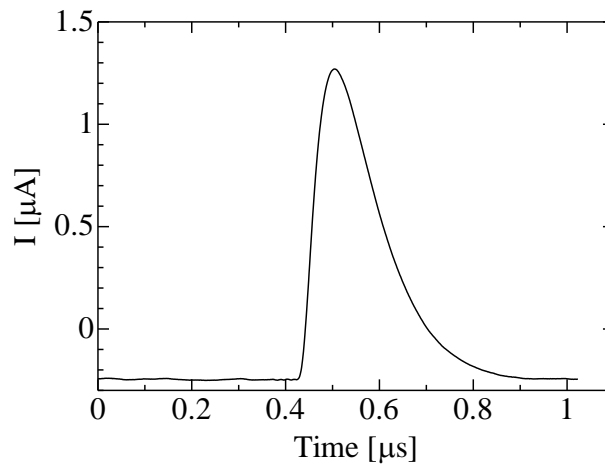


図 5.3 平均パルス波形 (DC-SQUID 測定時)

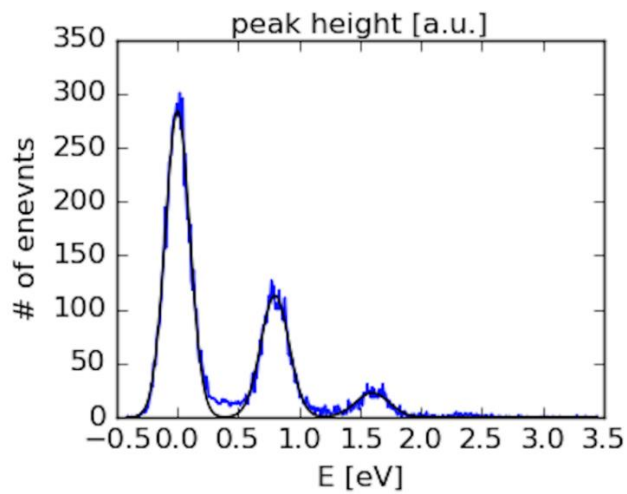


図 5.4 エネルギースペクトル (DC-SQUID 測定時)

### 5.1.3 使用した MW-Mux の特性

本実験で使用した MW-Mux チップの構造を図 5.5 に示す。またこのチップについて特性を測定した結果を図 5.6 に示す。横軸が搬送波の周波数、縦軸がマイクロ波の透過率を示す。使用した MW-Mux チップは 4.8-5.0GHz の帯域の間に 2MHz の帯域幅を持つ共振器が 8 個接続されている。共振周波数のシフト量をより正確に求めるためには、共振の鋭さ Q 値が高い共振器を用いた方が良い。しかしこの実験では配線の都合上、Q=2400 の共振器に TES を接続した。

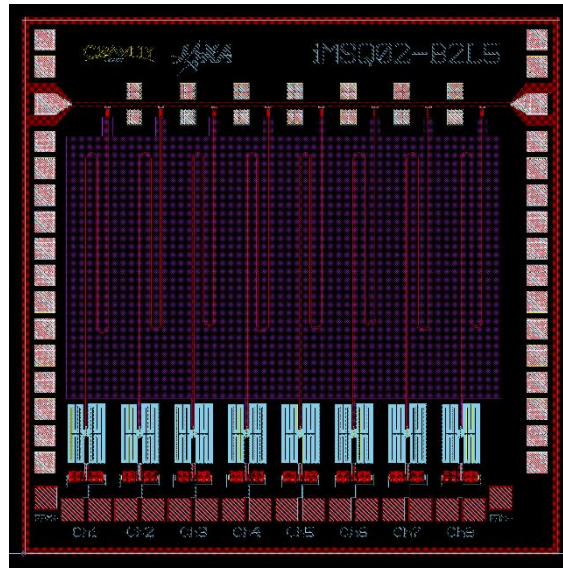


図 5.5 MW-Mux チップ (単素子読み出し実験)

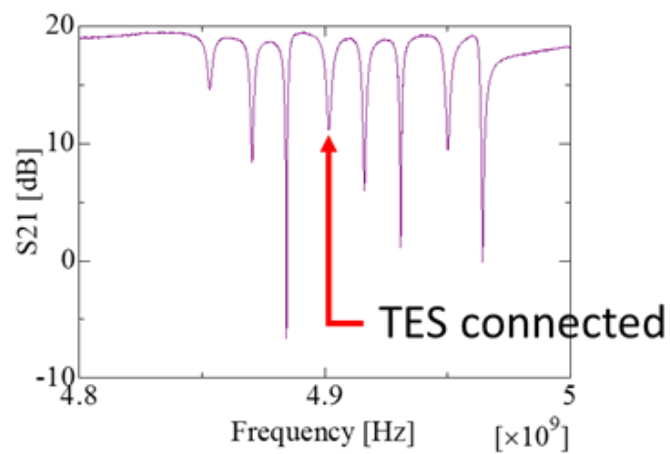


図 5.6 MW-Mux の特性 (単素子読み出し実験)



### 5.1.4 室温系エレクトロニクス

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ため、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使用した。図 5.7 は室温エレクトロニクスのブロックダイアグラムである。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。

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。また、ランプ磁束変調のための鋸歯状波は、ファンクションジェネレータで生成し、これを FPGA から制御している。

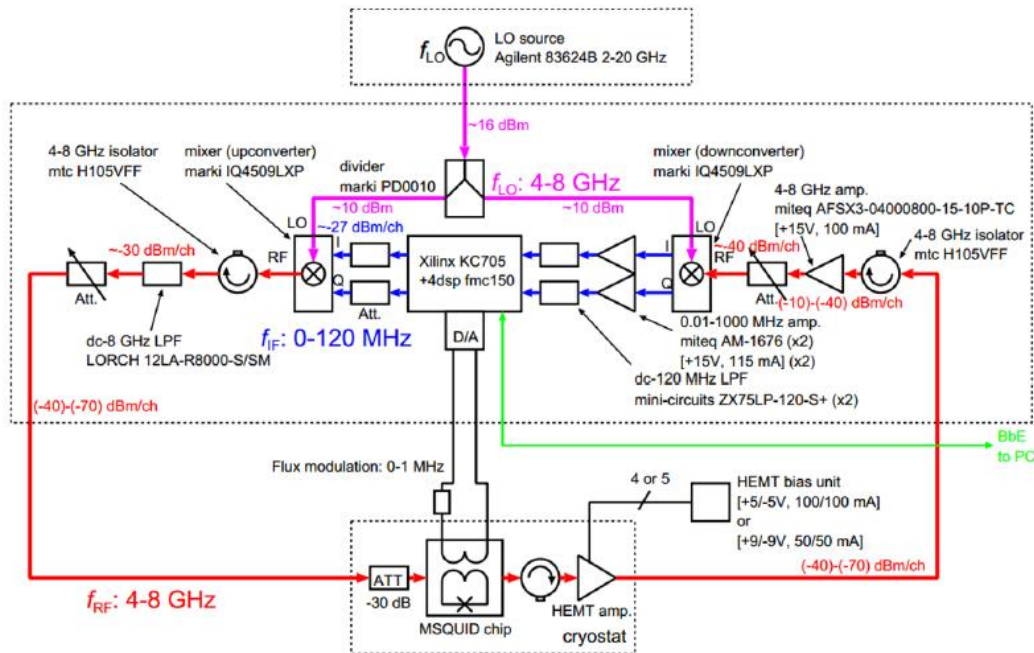


図 5.7 室温エレクトロニクスブロックダイアグラム

### 5.1.5 光源

光子の応答を測定するには室温系に用意した光源から光ファイバを通して冷凍機内の光 TES に光子を入射する。本測定では IDQ 社の ID300 を使用した。この光源は波長 1550nm の短パルスレーザ光源であり、その仕様は表 5.2 に示すとおりである。

表 5.2 ID300 の仕様 [65]

	Min	Typical	Max
Wavelength	1520 nm	1550 nm	1580 nm
Spectral width	-	0.6 nm	1.5 nm
Frequency range	0 MHz	-	500 MHz
Pulse duration	-	0.3 ns	0.5 ns
Peak power	0.7 mW	1 mW	-

### 5.1.6 冷凍機

本実験では、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 Demagnetization Refrigerator: ADR) を用いた。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 5.8 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。

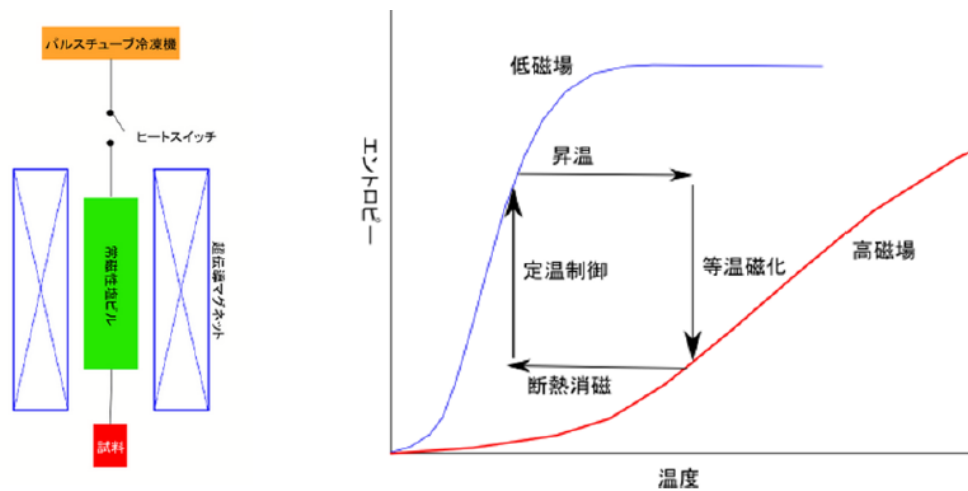


図 5.8 ADR の構造模式図と冷却原理

## 5.2 I-V 測定結果

MW-Mux を用いて可視光用 TES から信号を読み出し、dc-SQUID による読み出しの結果と比較を行った。電流電圧特性の測定結果を図 5.9 に示す。MW-Mux の測定結果と dc-SQUID の結果で特に差は見られなかった。飽和電力はおよそ 10pW 程度で dc-SQUID と MW-Mux で数 pW 程度の差があった。数 pW 程度の僅かな差は、ファイバの熱振動や実験のセットアップによって生じうる。

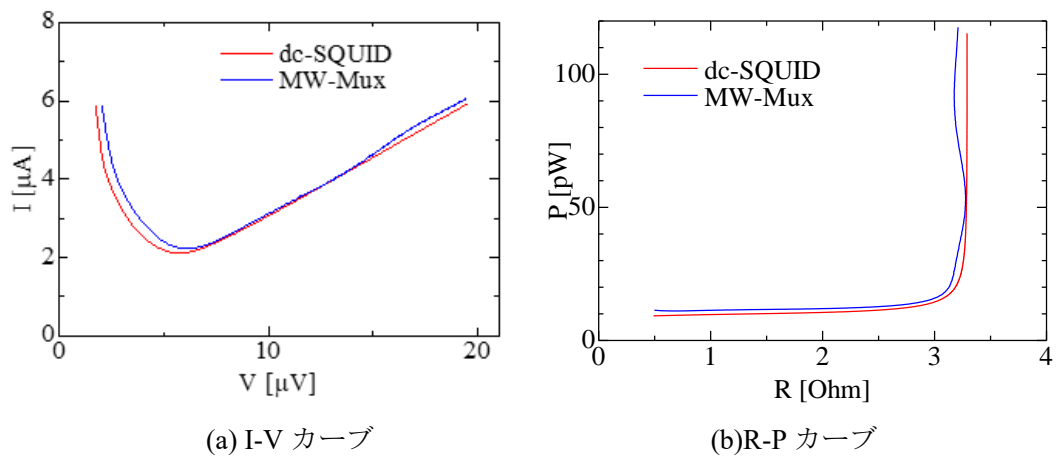


図 5.9 電流電圧特性測定結果 (単素子読み出し実験)

## 5.3 光子に対する応答

### 5.3.1 FRM 時の応答信号

1550nm の波長の光子を 10kHz の繰り返し周波数で光 TES に入射し、それによって光 TES

から出力される信号を測定した。得られた応答信号を図 5.10 に示す。0.1 ms 毎に光 TES からのパルス信号を確認することができ、パルスレーザの繰り返し周波数 10 kHz と一致した (図 5.10 左)。しかしながら、FRM によって変調されたあとのサンプリング周波数 480 kHz は光 TES の信号と比較して遅いため、波形を構成するデータ点が 1 点のみとなった (図 5.10 右)。このような波形ではエネルギー分解能等の評価も行うことはできないため、次節から FRM を行わない状態で測定を行った。

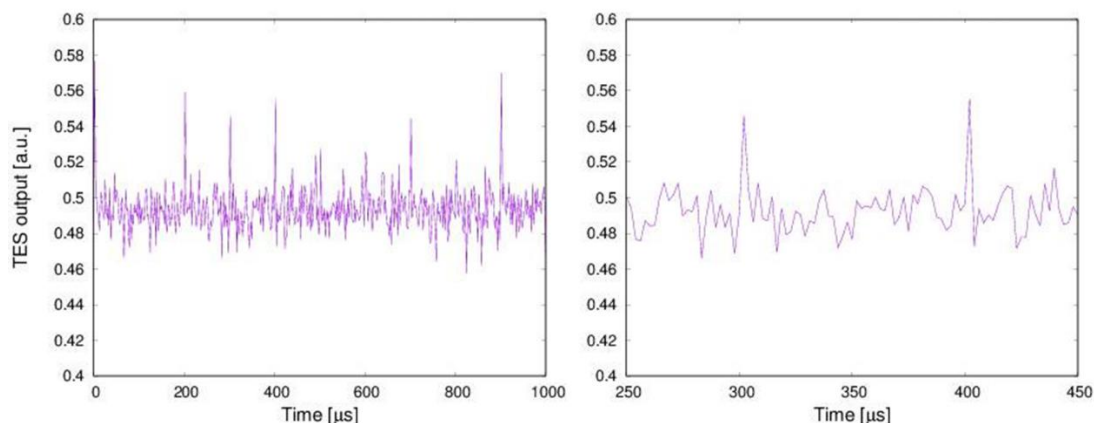


図 5.10 FRM 時の光 TES の応答信号

### 5.3.2 FRM を行わない場合の応答信号

FRM を用いることで、実質的なサンプリング周波数はランプ波の周波数に制限されてしまう。前節より、これが光 TES の信号を測定する上で大きな問題となることが判明した。そもそも FRM を用いる理由としては、入力が大きい場合の SQUID の入出力特性の線形化のために行うためであり、入力が小さい場合には SQUID のバイアス点を調整すれば入出力特性は線形となる。X 線 TES の測定の場合には光 TES よりもエネルギー分解能が重要となるため、SN 比を向上させるために必須であるが、光 TES の場合にはエネルギー分解能についてはそこまで求められていないため、FRM も必ずしも必要ではない。そこで本節では FRM を行わないことにより、実質的なサンプリング周波数を 480 kHz から 7.68 MHz まで向上させて測定を行った。FRM なしの場合の光 TES の応答信号を図 5.11 に示す。FRM 時と同様に 0.1 ms 毎に光 TES からのパルス信号を確認することができ、これはパルスレーザの繰り返し周波数 10 kHz と一致した (図 5.11 左)。また一つの波形あたりのデータ点は 5、6 点で構成されていることが確認できた

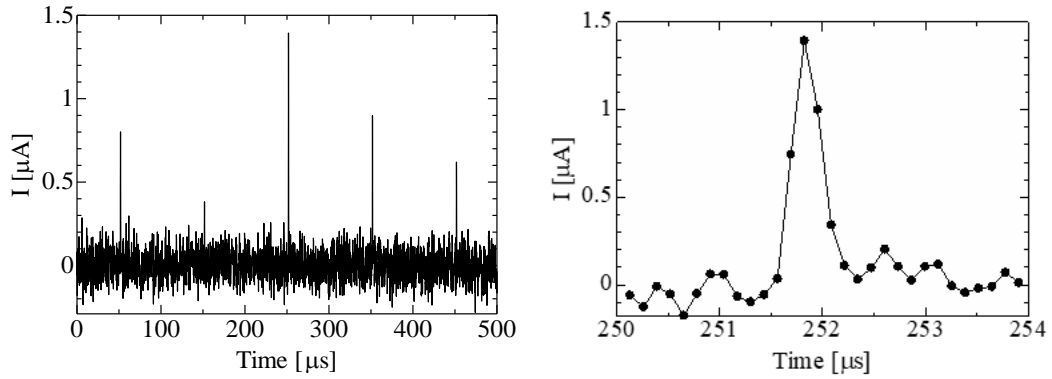


図 5.11 光子入射時の応答信号（単素子読み出し実験）

測定では 680 個のパルスが得られた。それらのデータから TES の信号の時定数と光子数スペクトルを求めた。平均波形を図 5.12 に示す。この波形に対して次式に示す TES の出力信号の理論式を用いてフィッティングを行うことで時定数を算出した。

$$y(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right)\right\} \quad (5.1)$$

ここで  $A$  は信号の振幅で、入射光子のエネルギー、光子数、TES のゲインによって決まる。また、 $\tau_f$ 、 $\tau_r$  はそれぞれ TES の立ち下がり、立ち上がり時定数である。フィッティング結果では  $\tau_r = 100 \text{ ns}$ 、 $\tau_f = 156 \text{ ns}$  であった。X 線 TES より 10 倍以上速い信号を測定できたが、この結果は共振器の帯域幅によって高周波成分がカットされているため、同じ可視光用 TES を dc-SQUID を用いて測定した結果 ( $\tau_r = 56 \text{ ns}$ 、 $\tau_f = 92 \text{ ns}$ ) よりも遅くなっている。

光子数スペクトルを求める際には最適フィルタ法を用いて各パルスの波高値を算出した。図 5.13 に示す光子数スペクトルは、明瞭な光子数ピークが確認でき、平均光子数 1.7 個のポアソン分布と一致した。また単一光子 (0.8 eV) のピークに対するエネルギー分解能は 0.42 eV となった。本実験において予想されるエネルギー分解能  $\Delta E$  は TES 固有の値  $\Delta E_I$  に、読出回路のノイズによる劣化  $\Delta E_R$  を加えた値となる。 $\Delta E_I$  は dc-SQUID 時の実験結果 (5.1.2 項) から 0.27 eV である。またこの測定時のノイズスペクトルは図 5.14 に示す通りでノイズレベルは 10 pA/Hz<sup>1/2</sup> 程度であった。この値から  $\Delta E_R$  を計算すると、0.07 eV である。従って合計は

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_I^2 + \Delta E_R^2} = 0.28 \text{ eV} \quad (5.2)$$

となる。実験結果 0.42 eV は統計量等による誤差を考慮しても、予想される値 0.28 eV とは一致しない。この原因についての考察を次節にて述べる。

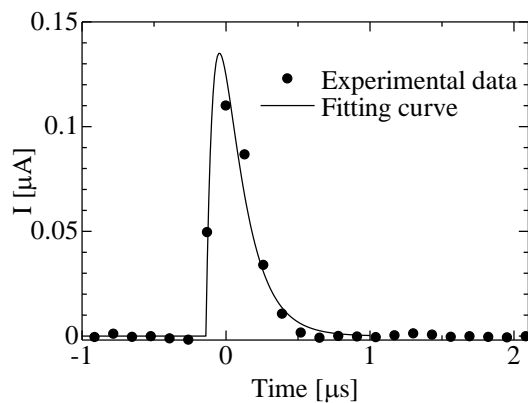


図 5.12 得られた信号の平均波形 (単素子読み出し実験)

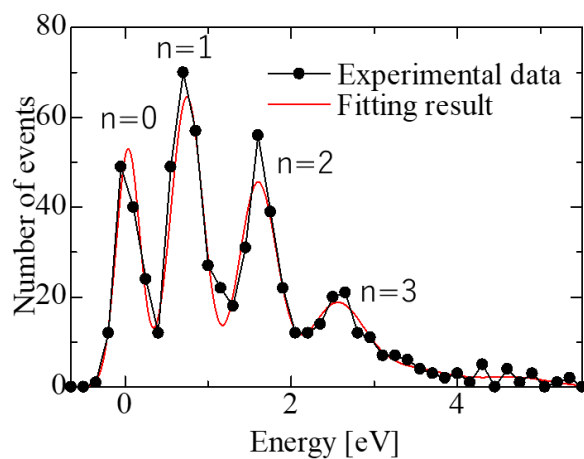


図 5.13 光子数スペクトル (単素子読み出し実験)

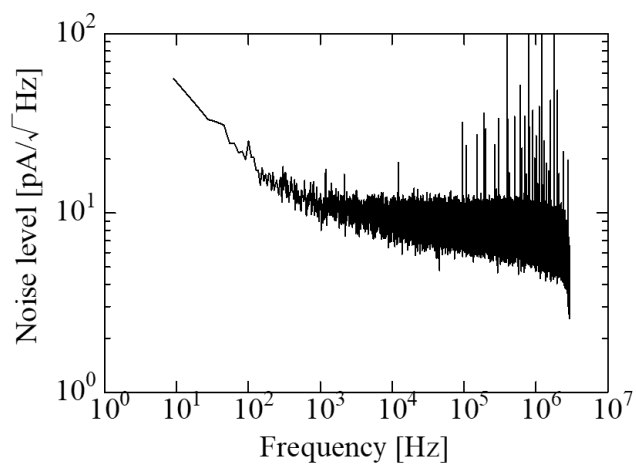


図 5.14 ノイズスペクトル (単素子読み出し実験)

## 5.4 エネルギー分解能劣化についての考察

エネルギー分解能が劣化した要因の一つとして、サンプリング周波数が十分ではないことが挙げられる。本実験におけるサンプリング周期( $t_s = 1/f_s$ )は 130 ns と一般的な可視光用 TES の立ち上がり時間(<50 ns)よりも非常に長い。この場合、図 5.15 のように信号の立ち上がりが正確にサンプリングされない可能性が有る。その結果、光子の入射タイミングとサンプリングのタイミングによって、同じエネルギーを持つ信号波形が違う波高値として測定され、エネルギー分解能が劣化する。本報告ではこの現象をコーズサンプリングエフェクトと定義し、これに起因するエネルギー分解能の劣化( $\Delta E_s$ )を以下のように計算した。

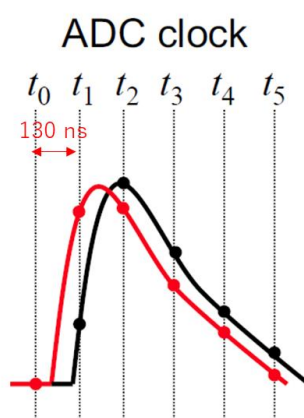


図 5.15 サンプリング粗さによる波高値への影響のイメージ

(5.1)式より与えられる TES の信号は ADC のサンプリングによって、次式のように離散化される。

$$y_i = A \exp\left(-\frac{t_s i - t_0}{\tau_f}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{t_s i - t_0}{\tau_r}\right)\right\} \quad (5.3)$$

ここで、 $t_0$ は光子の入射タイミングと ADC によるサンプリングのタイミングの時間差であるため、 $0 \leq t_0 < t_s$ となる。従って、 $f_s$ が低くなると $t_0$ が取りうる値の範囲が広くなり、信号波形ごとの波高値の変動が大きくなる。仮にサンプリングのタイミングと光子の入射タイミングを同期できる場合、 $t_0$ は常に同じ値となる。実験では、 $f_s$ がパルスレーザの繰り返し周波数の倍数となっていないため、 $t_0$ は各信号波形で変化する。一方で実験結果の解析に用いた最適フィルタ法では、モデルパルスとして平均波形が用いられる。そこでこの計算では、(5.3)式を $t_0$ について積算することで(5.4)式を求め、最適フィルタの代わりとして用いた。

$$F_i = A \frac{\tau_f}{t_s} \exp\left(-\frac{t_s}{\tau_f} i\right) \left\{ 1 - \exp\left(\frac{t_s}{\tau_f}\right) \right\} - A \exp\left(-\frac{\tau_r \tau_f t_s i}{\tau_r + \tau_f}\right) \left\{ 1 - \exp\left(\frac{\tau_r \tau_f t_s}{\tau_r + \tau_f}\right) \right\} \frac{\tau_r \tau_f}{(\tau_r + \tau_f) t_s} \quad (5.4)$$

(5.3)、(5.4)式を用いてサンプリング周波数を変化させた場合の $\Delta E_s$ を計算した。計算結果を図 5.16 に示す。ただし、この計算では $\tau_r = 100 \text{ ns}$ 、 $\tau_f = 156 \text{ ns}$ 、 $A$  を平均光子数 1.7 個のポアソン乱数、 $t_0$  を 0 から  $t_s$  までの一様乱数とした。計算結果では、 $f_s < 25 \text{ MHz}$  において  $f_s$  の低下に伴う  $\Delta E_s$  の劣化が確認できた。特にナイキストのサンプリング定理が満たせなくなる、 $f_s < 2 \times 1/\tau_f = 12 \text{ MHz}$  以下では、 $\Delta E_s$  が 0.1 eV 以上となることが分かった。また今回の実験時の  $f_s$  ( $=7.68 \text{ MHz}$ ) では  $\Delta E_s = 0.21 \text{ eV}$  であった。この値に  $\Delta E_R = 0.07 \text{ eV}$  と  $\Delta E_I = 0.27 \text{ eV}$  を加えると、

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_I^2 + \Delta E_R^2 + \Delta E_s^2} = 0.35 \text{ eV} \quad (5.5)$$

となり、実験結果とほぼ一致した。

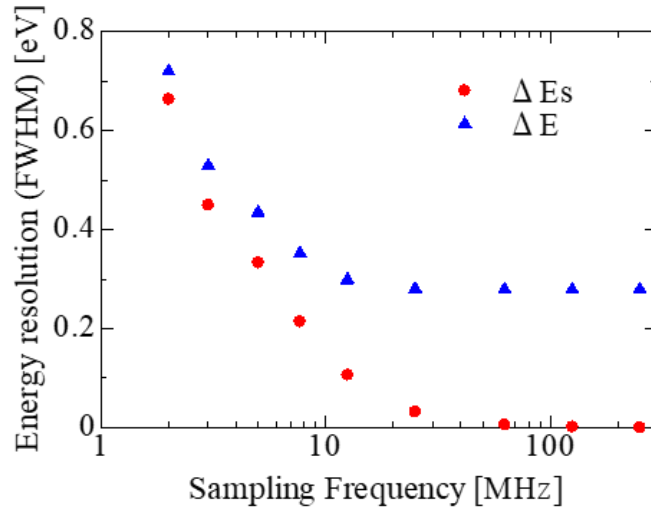


図 5.16 コーズサンプリングエフェクトの計算結果

### 5.5 $\Delta E_s$ の改善方法

前節ではサンプリングの粗さがエネルギー分解能に大きな影響を与えていたことが分かった。本節ではその改善方法として光 TES の時定数を遅くする方法とサンプリング速度を早くする方法についてそれぞれ考察する。



### 5.5.1 光 TES の時定数を遅くした場合の影響

ETF 時における TES の応答信号とその時定数の理論式については 2 章の(2.5)、(2.6)式で示した通りである。その中から改めて特性時定数 $\tau_0$ の式を書き出すと次式で表される。

$$\tau_0 = \frac{C}{G} \quad (5.6)$$

この式からわかる通り、TES の時定数は熱容量  $C$  を大きくするか、熱コンダクタンス  $G$  を小さくすることで遅くすることができる。ただし、 $G$  を調整することは難しいが、 $C$  は TES のサイズを変更したりすることによって、比較的容易にその値を変えることができる。ただしその一方で、 $C$  を大きくすることによって、理論的にはエネルギー分解能が劣化する。TES のエネルギー分解能の理論式は(2.45)式で示された通りで、次式で表される。

$$\Delta E_{FWHM} = 2.35\xi\sqrt{k_B T^2 C} \quad (5.7)$$

時定数を遅くするために  $C$  を  $A$  倍大きくしたとするとエネルギー分解能は $\sqrt{A}$ 倍大きくなることがわかる。

今回の実験の場合について考察する。5.4 節の考察から、 $\Delta E_s$  を  $0.1\text{eV}$  以下に抑えるためには時定数の逆数がサンプリング周波数の半分以下でなければならない。つまり、サンプリング周波数  $7.68\text{ MHz}$  に対して、時定数は  $260\text{ ns}$  以上必要である。一方で、実験で得られた信号波形の時定数は  $156\text{ ns}$  であるため、要求される時定数を達成するためには  $C$  の値をおよそ  $1.67$  倍 ( $\simeq 260\text{ ns} / 156\text{ ns}$ ) にする必要がある。ここで  $C$  の値を  $1.67$  倍にした時の TES 自身のエネルギー分解能 $\Delta E_I'$ は、

$$\Delta E_I' = 0.27 \times \sqrt{1.67} = 0.349\text{ eV} \quad (5.8)$$

であり、この値は(5.5)式で示した値とほぼ同じである。 $\Delta E_s$  を小さくするために、 $C$  の値を大きくし、時定数を遅くしたとしても、 $\Delta E_I$  が大きくなるため、エネルギー分解能はあまり改善しないことがわかる。従って、 $C$  を大きくするのは $\Delta E_s$  による分解能の劣化が支配的な場合のみだと言える。またエネルギー分解能とは違う観点として、時定数を遅くするとパイラルアップや計数率等が問題となる可能性もある。

### 5.5.2 サンプリング速度の高速化

時定数を遅くする方法のみでは、 $\Delta E_s$  を小さくすることは可能であるが、合計のエネルギー分解能はあまり変わらない可能性が高いことが分かった。従ってサンプリング速度の高速化は必須である。サンプリングを早くする方法として、単純に FPGA と ADC のサンプリ

ング速度を数十 MHz 程度まで向上させるのは比較的容易である。今回の実験では FRM を行うことを想定したセットアップだったため、ADC のサンプリング速度も 7.68 MHz であったが、仕様としては 100 MHz 以上の速度でサンプリングすることも可能である。従って FRM を用いない場合についてはあまり問題にならないと考えられる。

一方で FRM を行う場合については印加するランプ波のリングングが特に問題となる。インピーダンス整合が完全に取れているのならば信号の反射は起きないが、実際のランプ波の回路は図 5.17 に示すように 0.1 K ステージ部分で 1 m 程度の配線があり、この部分の整合が取れていないため、信号の反射が発生する。そのため高速なランプ波を入力するとリングングの影響も大きくなり、信号の変調も正しく行うことができない。本節では極低温系 (0.1 K) の配線を室温系で模擬した回路 (図 5.18) に、1~10 MHz のランプ波を印加することで、現状の回路ではどの程度まで高速化することが可能なのか測定した。

測定結果を図 5.19 に示す。ランプ波がリセットされるタイミングでリングングが発生していることが確認できる。また周波数が 1 MHz (= 1  $\mu$ s/周期) の場合は、リングングの影響がみられるのは 10%(0.1  $\mu$ s) 以下であるのに対して、10 MHz の場合には波形の半分以上が歪むことがわかった。これらの測定結果から現状の回路では FRM の高速化を行うのは数 MHz 程度が限界であり、光 TES の信号の読み出し方法として MW-Mux を実用化するためには、FRM を用いない手法の方が有力であると言える。

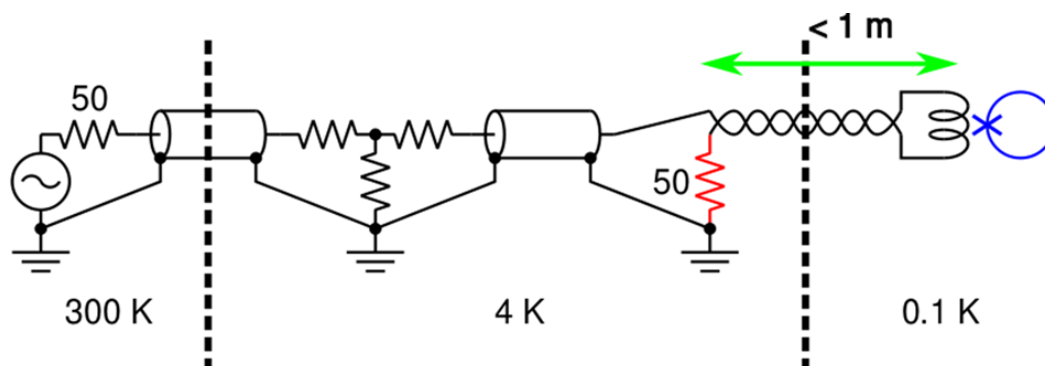


図 5.17 室温系から極低温系までの FRM 用の配線

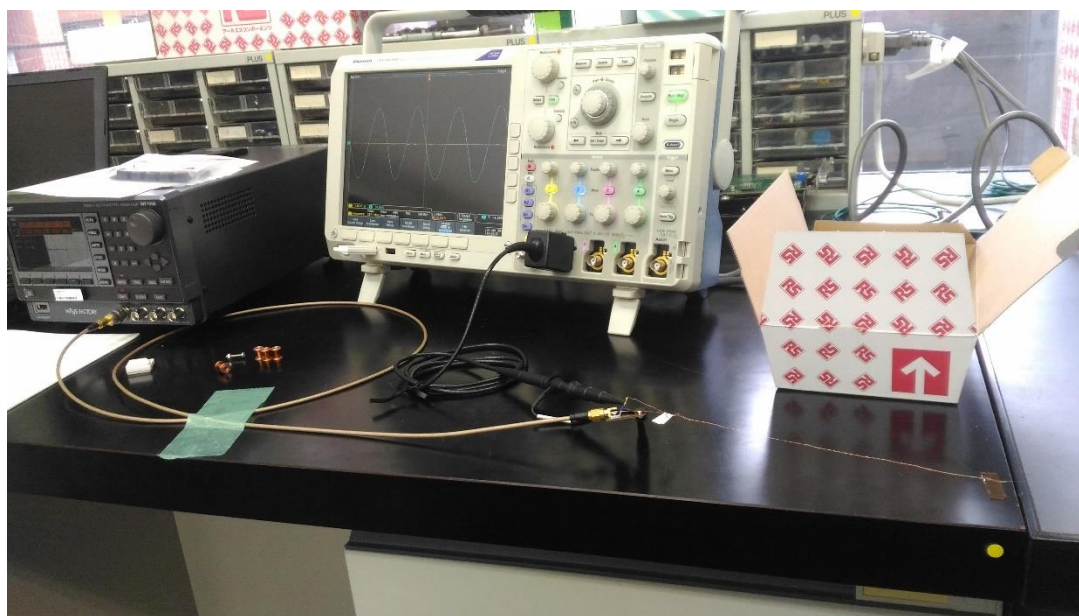


図 5.18 ランプ波高速化のための試験回路

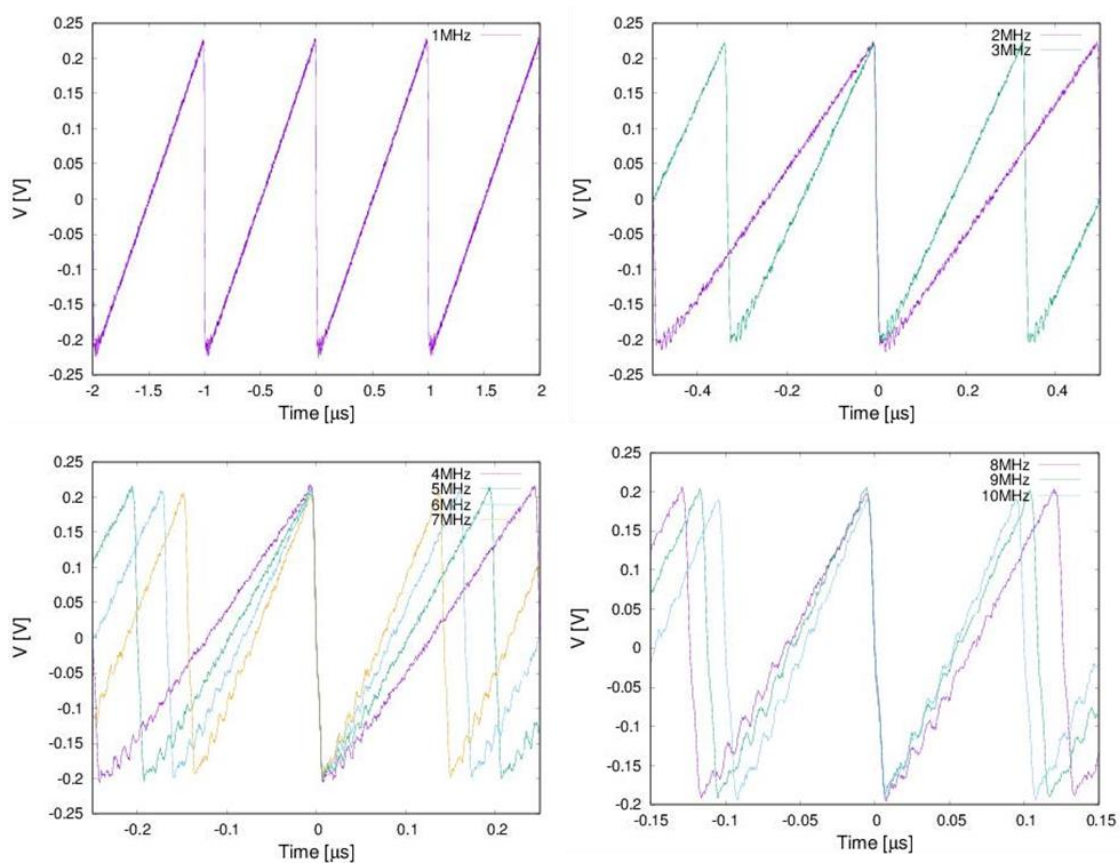


図 5.19 ランプ波の測定結果

## 第6章 4素子読み出し試験

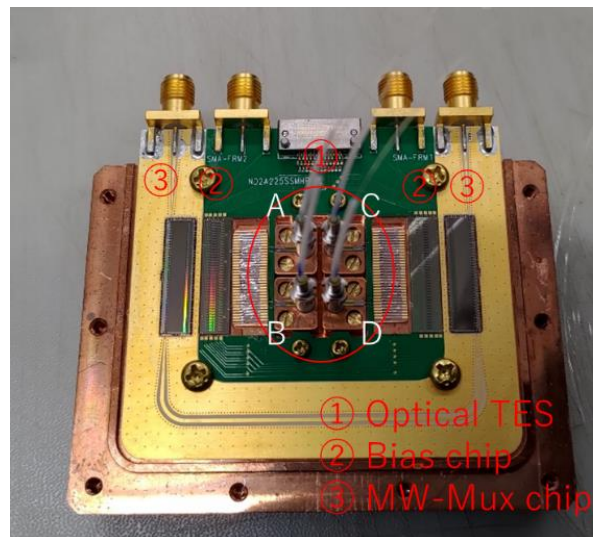
前章では MW-Mux を用いた単独光 TES 素子の読み出しについて実証すると共に、サンプリング速度に課題があることが判明した。そこで本章では室温系のエレクトロニクスについてサンプリング周波数の改善を行うとともに、4つの光 TES 素子から同時に信号を読み出し、クロストークの評価を行った結果について述べる。

### 6.1 セットアップ

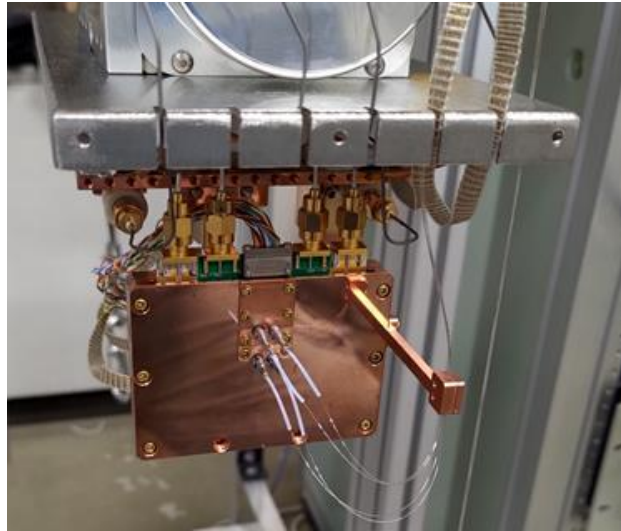
本節では実験のセットアップとして極低温系、室温系についてそれぞれ説明するが、基本的には単素子読み出し試験と同じである。

#### 6.1.1 極低温系全体像

図 6.1 に 4 素子光 TES 読み出し時のモジュール内部の写真(a)とモジュール組み込み後の冷凍機内部の写真(b)を示す。単素子読み出しの時と同様に極低温系(100mK)は①光 TES、②シヤント抵抗等が搭載された Bias チップ、③MW-Mux チップで構成されている。MW-Mux の前段にはアテネータを、後段には HEMT 増幅器を接続し、出力信号は ADC と FPGA を用いて室温でサンプリングされる。また 4 つの光 TES については(a)の写真に書かれているように A~D とした。次節からはそれぞれの TES はこの名前で記述する。



(a) モジュール内セットアップ



(b) モジュール組み込み後の冷凍機内部の写真

図 6.1 極低温系のセットアップ (4 素子読み出し実験)

### 6.1.2 使用した光 TES の特性

本実験で使用した光 TES についても、基本的には 5 章と同じで Au/Ti(20/10nm)の超伝導近接二重層の薄膜であり、それらを誘電体多層膜で挟み込んだ構造である。ただし、5 章と異なる点として光 TES の面積が挙げられる。5 章では  $8\ \mu\text{m}$  角の大きさであったが、本実験では  $5\ \mu\text{m}$  角のものを 3 つ、 $12\ \mu\text{m}$  角のものを一つ使用した。面積が小さいものを使用した理由としては、光 TES 自身の固有のエネルギー分解能を改善するためである。面積を小さくすることで  $C$  が小さくなるため、エネルギー分解能の改善が見込める。また信号も早くなるが、こちらについては同時に室温系エレクトロニクスのサンプリング速度の改善を行ったため、問題ないと判断した。一方で面積が大きいものについては、コーズサンプリングエフェクトの影響を確認する際に比較するために用意したものである。使用した光 TES の面積および  $T_c$  を表 6.1 に示す。金とチタンの厚みについては特に変更していないため、どの光 TES も  $T_c$  は  $0.3\text{K}$  程度であった。

表 6.1 使用した光 TES の特性 (4 素子読み出し実験)

	$T_c$	面積
TES A	288.4 mK	$5\ \mu\text{m}$ 角
TES B	305.6 mK	$5\ \mu\text{m}$ 角
TES C	292.6 mK	$12\ \mu\text{m}$ 角
TES D	302.5 mK	$5\ \mu\text{m}$ 角

### 6.1.3 使用した MW-Mux の特性

本実験で使用した MW-Mux チップの構造を図 6.2 に示す。またこのチップについて特性を測定した結果を図 6.3 に示す。使用した MW-Mux チップは 1 枚当たり 2MHz の帯域幅を持つ共振器が 40 個接続されており、これら 2 つを合わせることで 4.6 - 6.0 GHz の帯域の間で最大 80 個まで信号を同時に読み出すことが可能である。この測定ではそれぞれのチップに 2 つずつ光 TES が接続されており、TES A, B は ch 66, 74 に、TES C, D は ch 10, 12 が使用されている。これらのチャンネルは図 6.3 中では赤矢印で指し示した共振である。5 章でも説明したが、共振周波数のシフト量をより正確に求めるためには、共振の鋭さ Q 値が高い共振器を用いた方がよい。しかしこの実験においても、配線の都合上、共振器の Q 値が多少低いチャンネルも使用している。光 TES を接続した共振器の Q 値は表 6.2 の通りである。

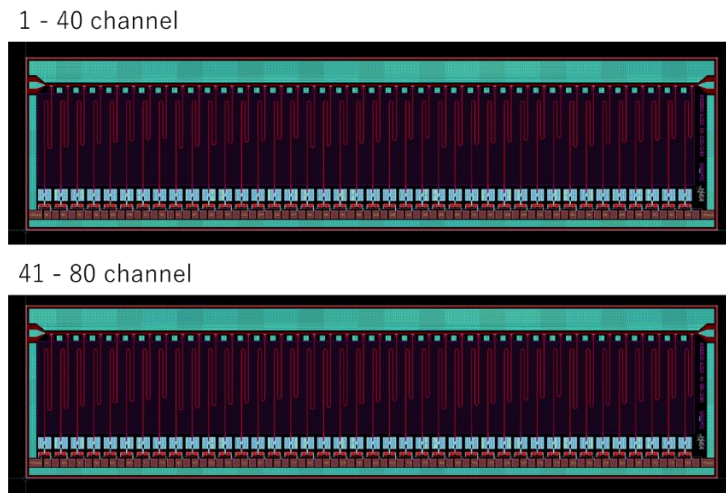


図 6.2 MW-Mux のレイアウト (4 素子読み出し実験)

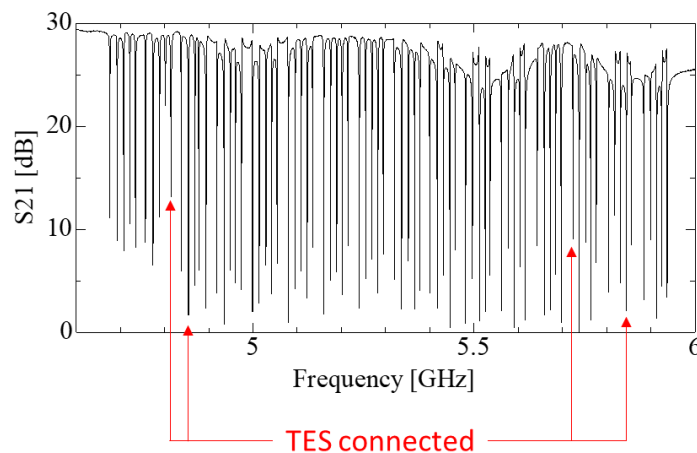


図 6.3 MW-Mux の特性 (4 素子読み出し実験)

表 6.2 使用した SQUID の Q 値

	SQUID ch	共振周波数	Q値
TES A	66	5.723 GHz	4690
TES B	74	5.844 GHz	5218
TES C	10	4.814 GHz	2560
TES D	12	4.853 GHz	3280

#### 6.1.4 室温系エレクトロニクス

使用した MW-Mux チップでは最大で 80ch まで測定が可能である。それに併せて室温系のエレクトロニクスも拡張した。室温系エレクトロニクスのダイアグラムを図 6.4 に示す。ダイアグラム中の RT-Electronics が 5.1.4 で説明したエレクトロニクスに当たる。このセットアップではこれを 2 つ並列に用いることで、80 個の共振器について測定することが可能となっている。RT-Electronics1 では TES A, B (SQUID 1 - 40 ch)を、RT-Electronics2 では TES C, D (SQUID 41 - 80 ch)の信号を処理する。その際、クロックについてはファンクションジェネレータとローカルオシレータも含めて、全て 10MHz のルビジウムクロックジェネレータで同期されているため、クロックのずれは発生しない。図中の Bias Line、Modulation Line、Feed Line は、それぞれ TES へのバイアス電圧、FRM、マイクロ波を印加するための信号線である。

また本実験ではサンプリング周波数の改善も行った。IV 測定については、サンプリング速度は関係ないため FRM を用いており、この時のサンプリング周波数 (=ランプ波の繰り返し周波数) は 480 kHz である。一方で光子入射時の応答信号を測定する際には、最初から FRM を用いておらず、この時のサンプリング周波数は 62.5MHz である。

#### 6.1.5 光学系セットアップ

本実験においても光源については 5 章と同様に IDQ 社の ID300 を使用した。ただし、単素子実験の時とは条件が異なり、最大で 4 つの素子に同時に光子を入射する必要があるため、光源とアテネータに加えて、スプリッタも用意した。光学系セットアップのダイアグラムを図 6.5 に示す。アテネータによって減衰された光子はスプリッタによって 4 つに分けられる。スプリッタから TES までは 4 本の独立した光ファイバによって接続されており、対応する素子以外には光子が入射しない構造となっている。図中の「冷凍機」の枠内で各 TES の横に書かれている個数については、アテネータで減衰した光の光子数を 100 個と仮定した際にそれぞれの TES に入射する光子数であり、実際の測定時にはこの値が数個となるようにアテネータの減衰量を調整した。このセットアップではアテネータ直後の光子数に対して、実際に光 TES に入射する光子の数は半分程度となっているが、これはスプリッタのファイバのコネクタ部分でのロスがあるためである。前項の室温系エレクトロニクスも含めて、実際のシステムは図 6.6 のように構築した。

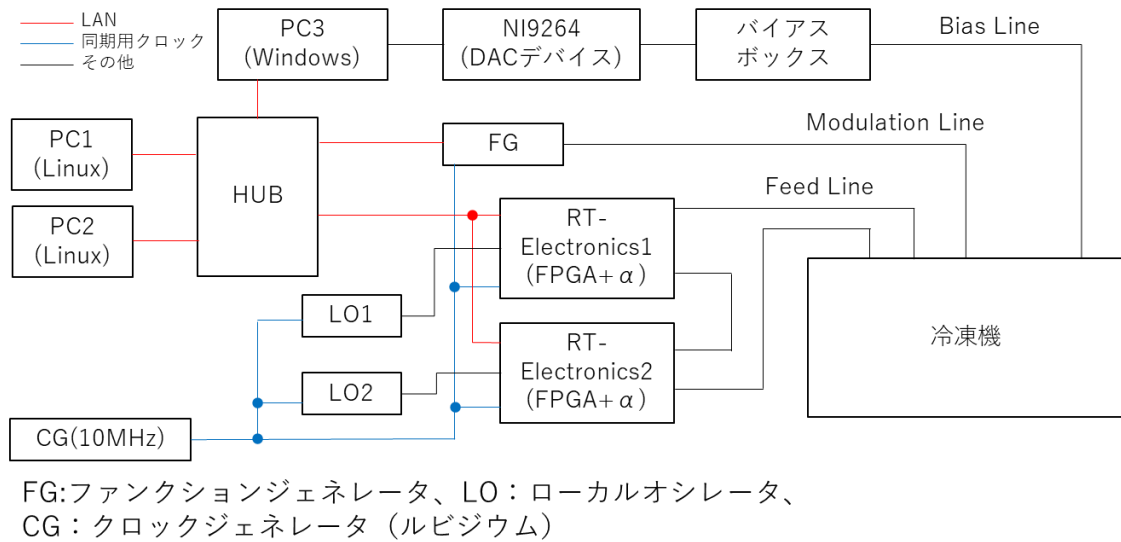


図 6.4 室温系エレクトロニクスダイアグラム

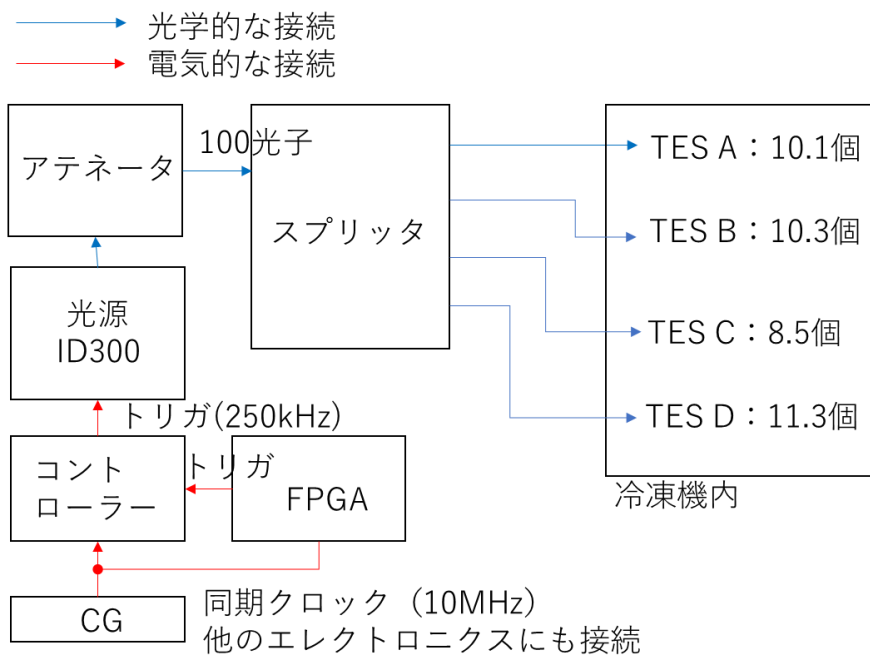
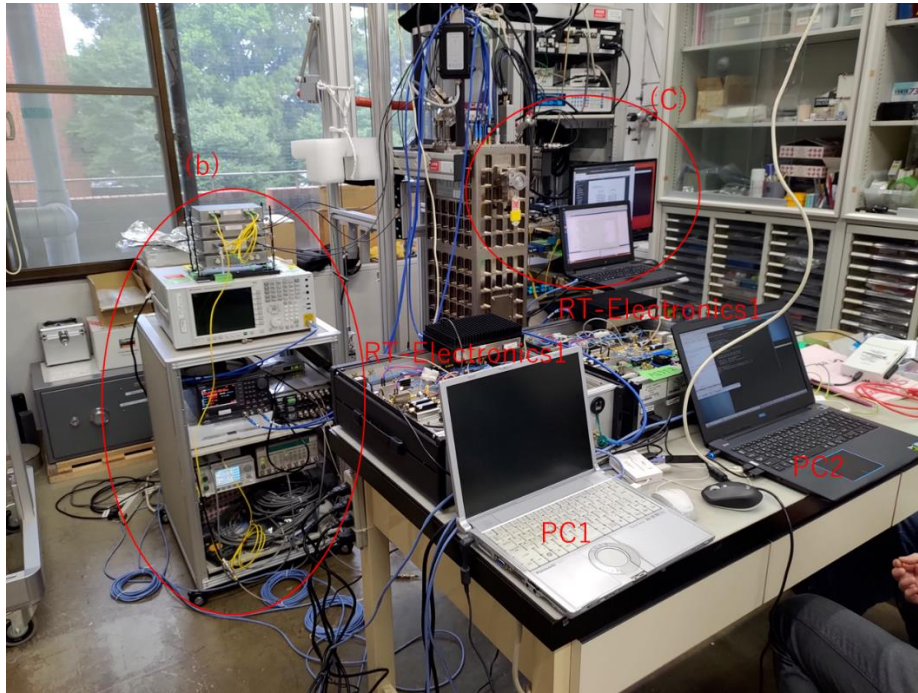
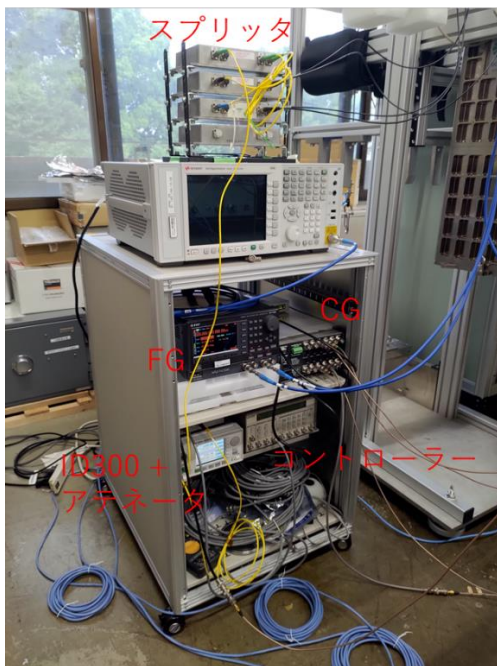


図 6.5 光学系ダイアグラム

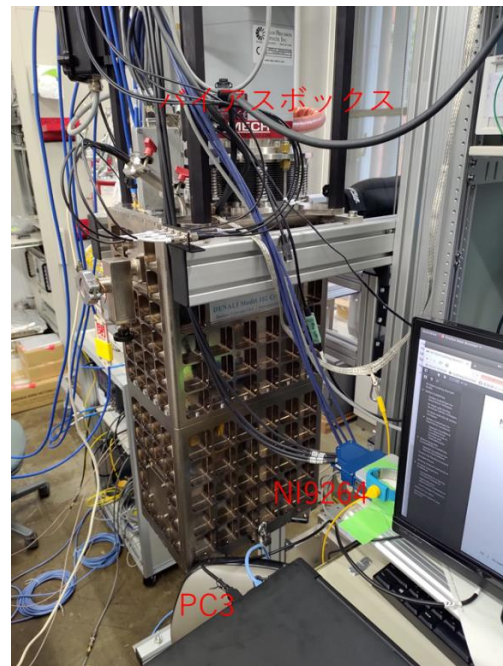




(a)構築したシステムの全体像



(b)構築したシステム①



(c)構築したシステム②

図 6.6 構築したシステムの写真 (4 素子読み出し実験)

## 6.2 I-V 測定結果

4つの光 TES について同時に I-V 測定を行った結果を図 6.7 に示す。TES A, B, D の 3 素子は問題なく超伝導への転移を確認できた。TES C が転移しなかった理由としては、光 TES の大きさが原因ではなく、TES 素子と熱浴間の接触が不十分であったためだと考えられる。他の 3 素子についても、よりバイアス電圧が高い状態、つまり発熱量が大きい状態から I-V 測定を開始した場合には超伝導転移しないことが確認された。熱浴との接触については、素子と熱浴間を金ボンディングで接続するなどによって改善することができる。本実験では転移が確認できた 3 素子については問題ないと判断し、そのまま光子入射時の応答について測定を行った。

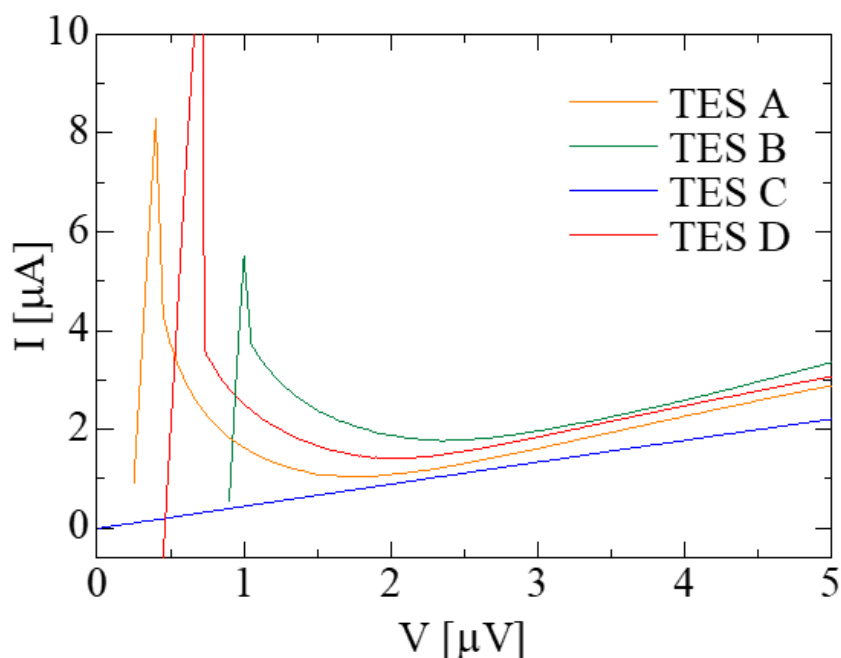


図 6.7 電流電圧特性測定結果 (4 素子)

## 6.3 単素子動作時の評価

各素子のエネルギー分解能を評価するために、4 素子同時読み出しを行う前にそれぞれの素子を単独で動作させた際の応答の評価を行った。この測定では、評価を行っていない光 TES は常伝導となるようにバイアスを印加している。

### 6.3.1 光子に対する応答 (4 素子読み出し実験、単素子動作時)

1550nm の波長をもつ光子を各素子に入射した時の応答信号の一部を図 6.8 に示す。一つの波形あたりのデータ点数は 60 点程度で構成されており、5.3 節の結果よりも正確にパルスが計測されていることを確認できた。この測定では 1000 イベント分のパルスを取得し、

それらのデータから TES の信号の時定数と光子数スペクトルを求めた。平均波形を図 6.9 に示す。この波形に対して(5.1)式で示した TES の出力信号の理論式を用いてフィッティングを行うことで時定数を算出した。得られた立下り時定数はどの素子もおよそ数百 ns 程度であった。また得られた光子数スペクトルを図 6.10 に示す。TES A, D は 2 光子まで光子数毎の明瞭なピークを確認することに成功した。この時の単一光子のピークに対するエネルギー分解能は TES A が 0.40 eV、TES D が 0.34 eV 程度であった。一方で TES B に関してはピークを確認することができなかった。そのため図の横軸もエネルギー校正は行えておらず、最適フィルタ法で算出したパルスの波高値となっている。各素子の信号の時定数およびエネルギー分解能についてまとめたものを表 6.2 に示す。TES B が明瞭な光子数スペクトルが得られなかった原因としては、TES B のエネルギー分解能が良くなかった可能性以外に、TES B の測定系に問題が発生していた可能性がある。

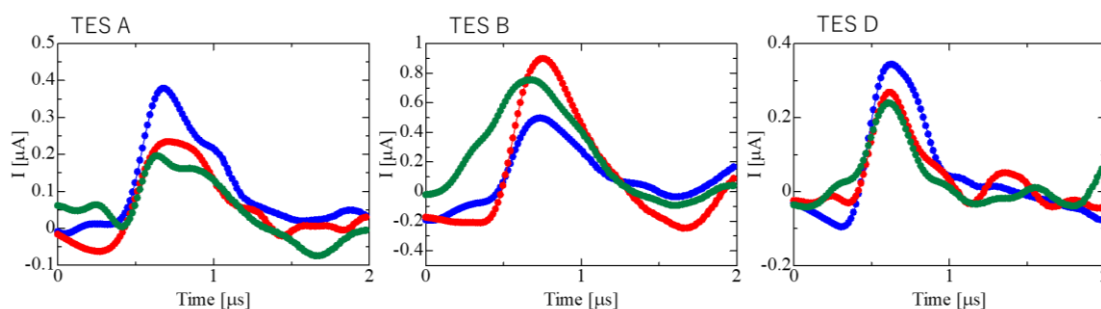


図 6.8 光子入射時の応答信号 (4 素子読み出し実験、単素子動作時)

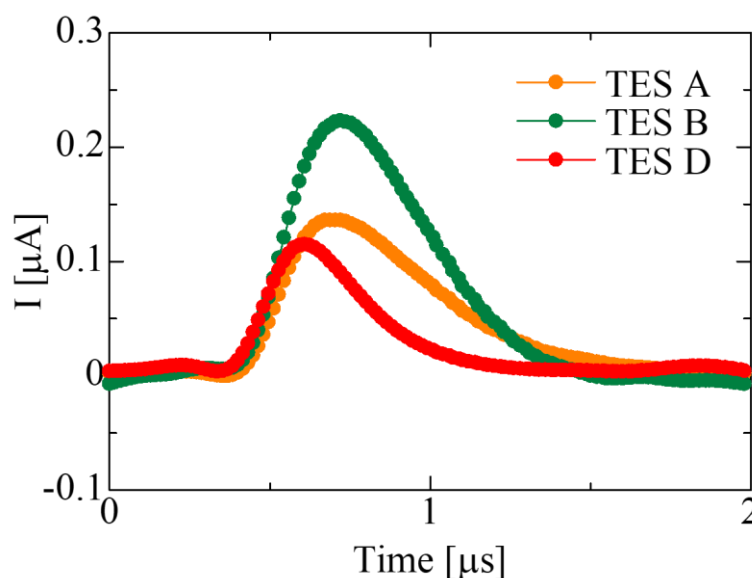


図 6.9 応答信号の平均波形 (4 素子読み出し実験、単素子動作時)

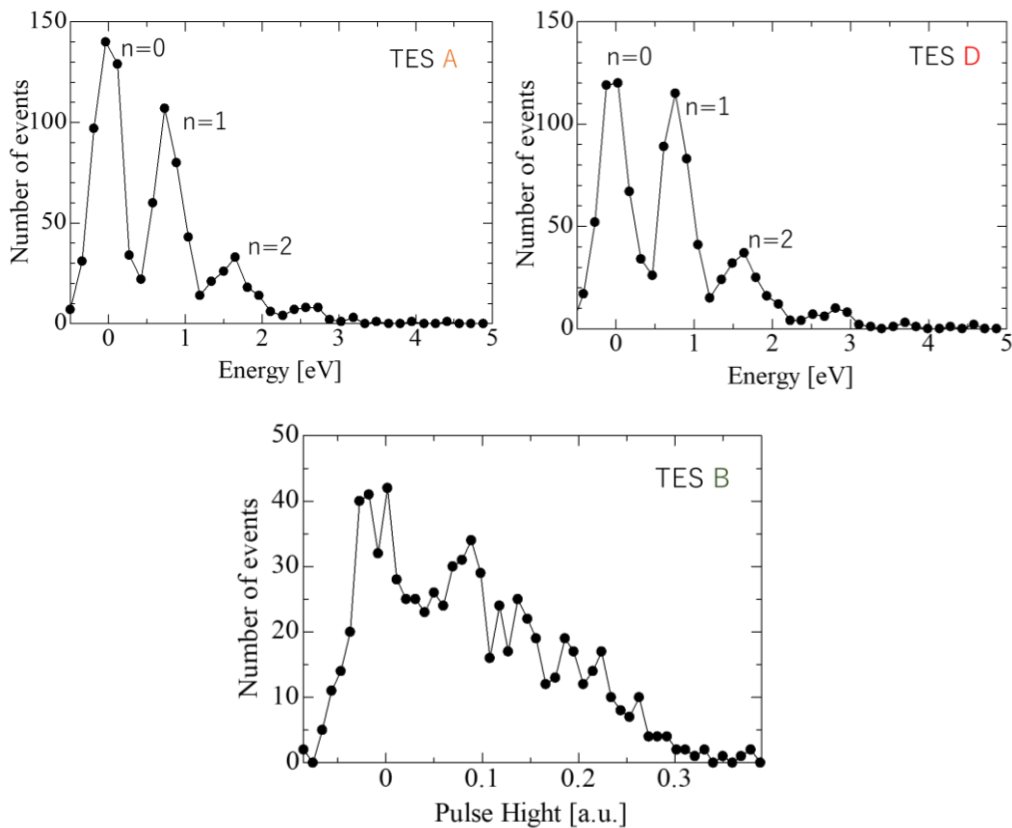


図 6.10 光子数スペクトル (4 素子読み出し実験、単素子動作時)

表 6.3 測定で得られた時定数およびエネルギー分解能

	立ち上がり時定数	立ち下がり時定数	エネルギー分解能
TES A	205 ns	313 ns	0.40 eV
TES B	259 ns	263 ns	-
TES C	-	-	-
TES D	148 ns	199 ns	0.34 eV

### 6.3.2 サンプリング速度の影響 (4 素子読み出し実験、単素子動作時)

得られた信号波形の点数を減らすことで疑似的にコーズサンプリングエフェクトを再現し、その影響を計算した。計算結果を図 6.11 に示す。TES A は計算した範囲内ではコーズサンプリングエフェクトの影響がみられなかったのに対して、TES D は 3.9 MHz でエネルギー分解能の劣化が確認された。この理由としては、①TES A、D 共に TES 自身の固有のエネルギー分解能の方が支配的であった、②システム全体のクロックを同期しているため 5.4 節のシミュレーション時の仮定よりも、光子の入射タイミングとサンプリングのタイミングの時間差が少ない、③TES D の方が立ち下がり時定数が速く、コーズサンプリングエフェ

クトの影響が大きい、といったことが挙げられる。また逆に 7.8 MHz 以上のサンプリング周波数では、エネルギー分解能はほぼ変化せず、測定時の 62.5 MHz は十分なサンプリング速度であったと言える。

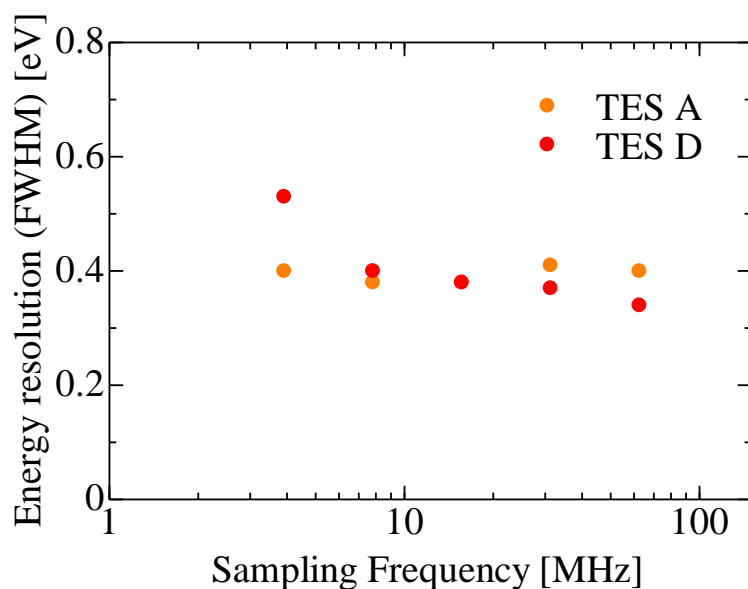


図 6.11 コーズサンプリングエフェクトの評価

#### 6.4 4 素子動作時の評価

前節の結果から各素子を単独で動作させた場合、TES A、D については光子数スペクトルが得られる。また TES B についても光子数の識別は行えなかったが、光子の入射に対応してパルスが発生することが確認できた。そのため、本節では TES A、B、D の 3 素子について同時に動作、光子を入射し、その応答信号を測定した。また各素子間でクロストークが発生しているか確認するために、光子が入射する素子を限定した場合についても測定を行った。

##### 6.4.1 光子に対する応答(4 素子読出し実験、単素子動作時)

1550 nm の光子を 4 素子に同時に入射した場合の各 TES の応答信号を図 6.12 に示す。なお、この測定では 1 回のイベント当たりの光子数は前節の約 2 倍とした。単独動作時と同様に TES A、B、D から信号を得ることができ、測定では 1000 イベントのパルスから求めた平均波形は図 6.13 のようになった。光子数スペクトルについては前節と同様に TES B は求めることができなかった。TES A と TES D については図 6.14 のようになりそれぞれのエネルギー分解能は 0.39 eV、0.36 eV であった。

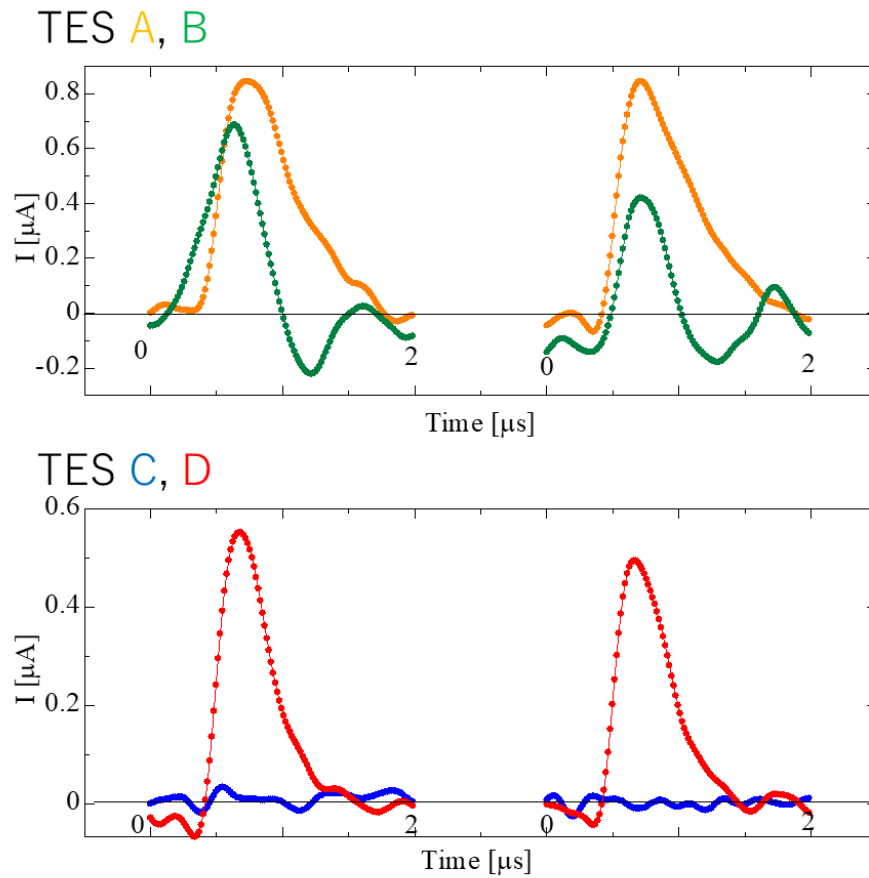


図 6.12 光子入射時の応答信号 (4 素子読み出し実験、4 素子動作)

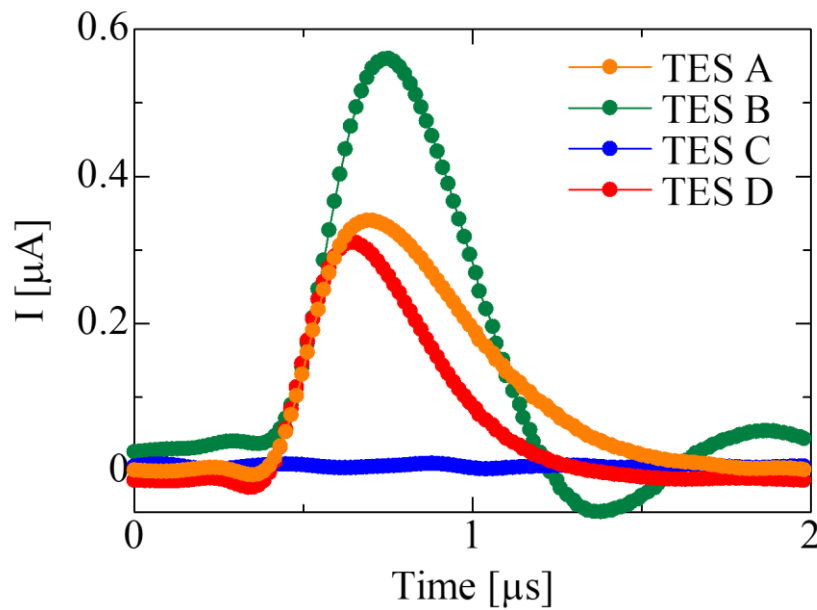
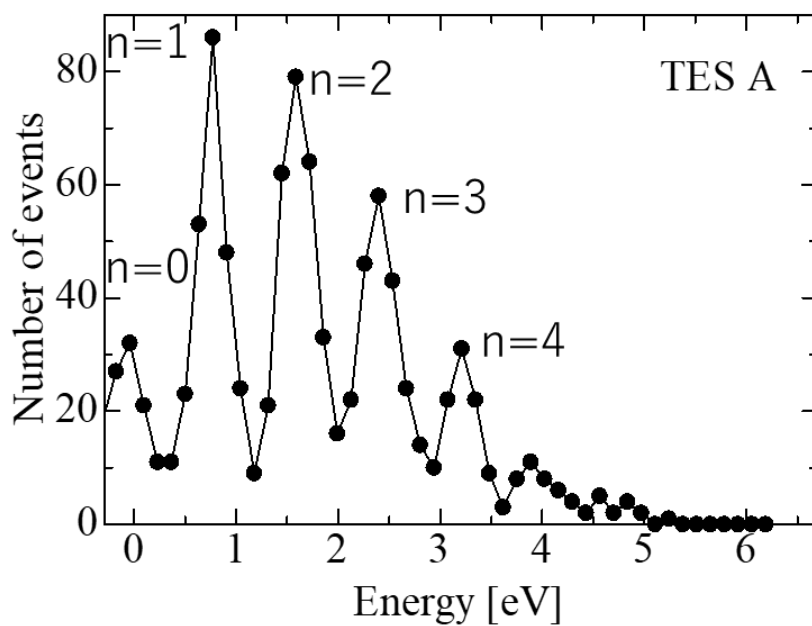
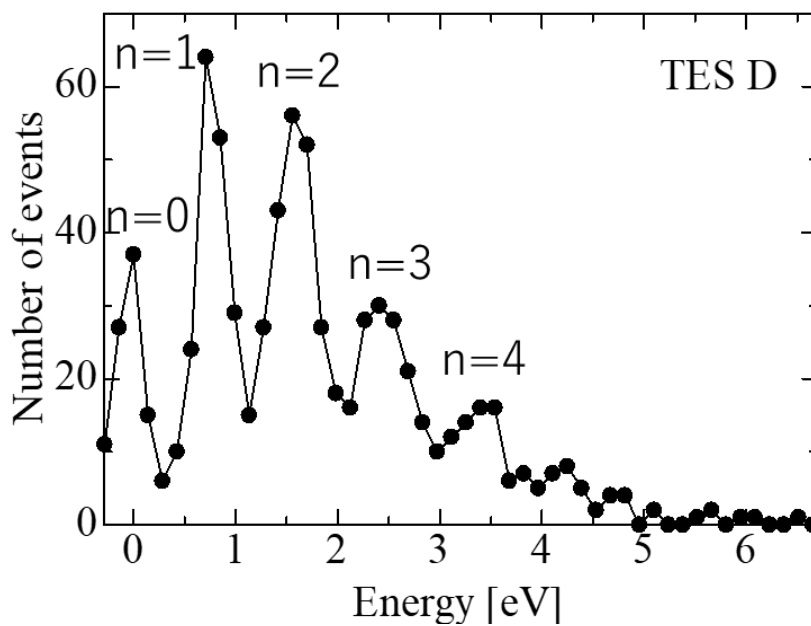


図 6.13 応答信号の平均波形 (4 素子読み出し実験、4 素子動作)



(a) TES A の光子スペクトル

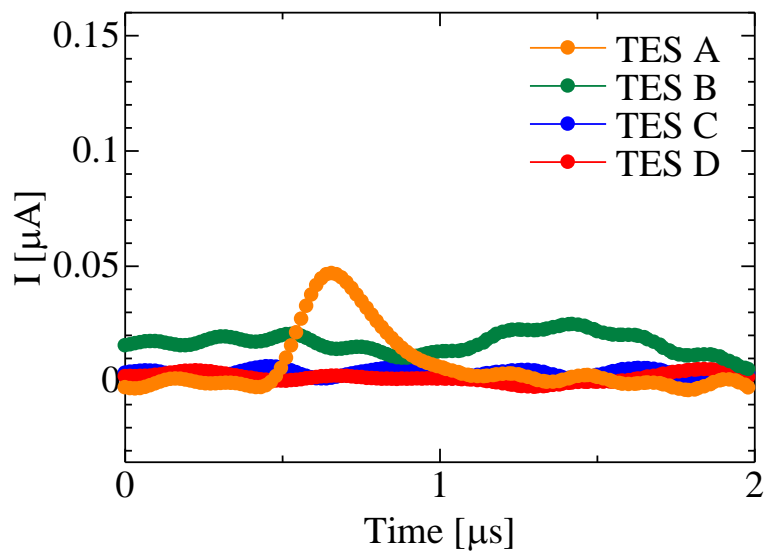


(b) TES D の光子スペクトル

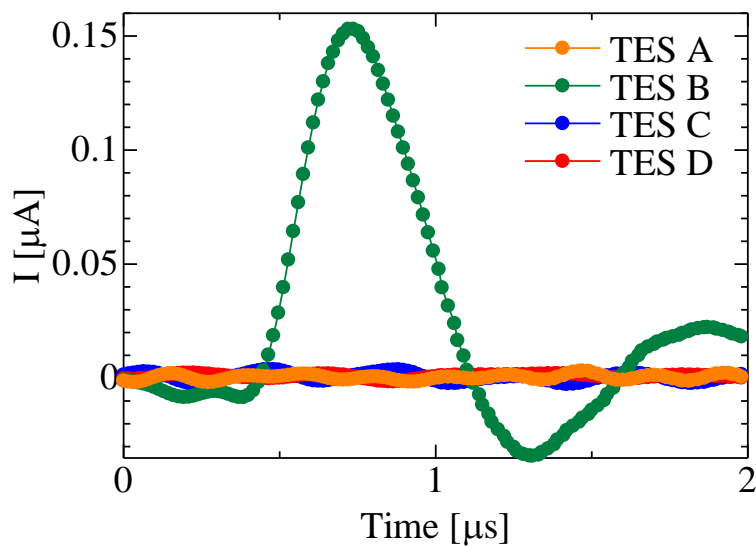
図 6.14 光子数スペクトル (4 素子読み出し実験、4 素子動作)

#### 6.4.2 各素子に光子を入射した場合の他の素子の応答信号

次に全素子同時に光子を入射するのではなく、TES A、B、D それぞれに光子を入射した場合の応答信号を測定した。1000 イベントの平均波形を図 6.15 に示す。TES A、D のみに光子を入射した際に、TES B でも信号が発生することが確認された。なお、参考として TES A のみに光子を入射した時に TES B で測定された信号波形の一部を図 6.16 に示すが、これらの信号は光子の入射したタイミングからずれて発生している。また逆に TES B に入射した場合には、TES A、D の信号は発生しなかった。この原因について、次節にて MW-Mux の一般的なクロストークをもとに考察を行う。

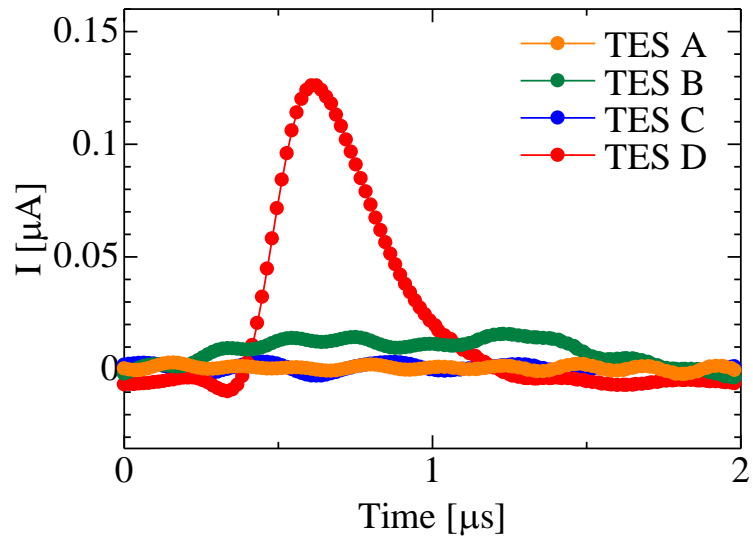


(a) TES A のみに光子を入射した場合



(b) TES B のみに光子を入射した場合





(c) TES D のみに光子を入射した場合

図 6.15 クロストークの評価

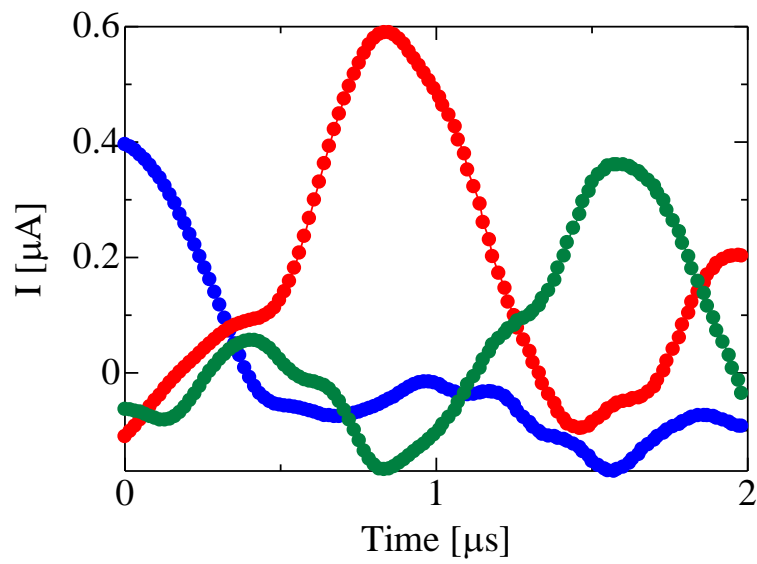


図 6.16 TES A に光子を入射した場合の TES B の信号の一例

### 6.4.3 MW-Mux におけるクロストークの原因

MW-Mux では一般的には4種類のクロストークがあるとされている(図 6.17)。本節ではそれらのクロストークが本実験で発生したクロスロークの原因であるかを検討する。

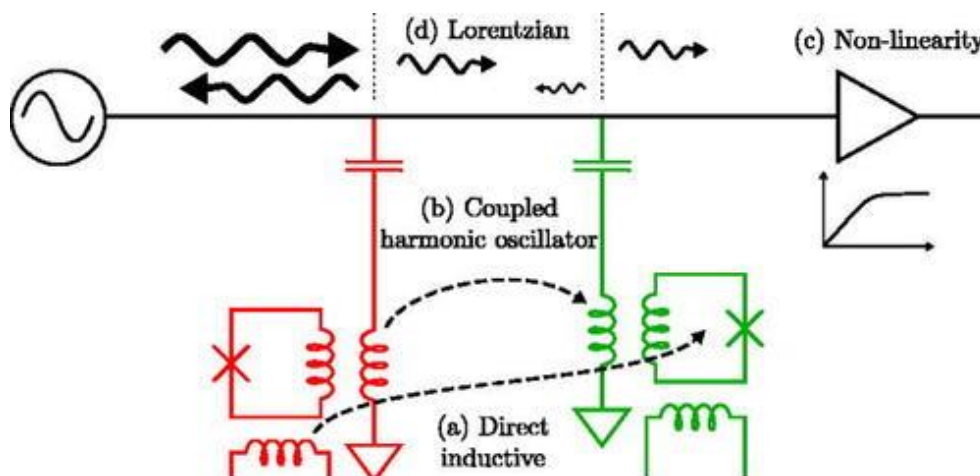


図 6.17 MW-Mux で発生する4つのクロストークの概念 [66]

(a)Direct inductive は名前の通り、あるチャンネルの入力コイルが隣接するチャンネルの SQUID に対して寄生結合することによって発生するクロストークである。また物理的に隣接する共振器間で周波数も隣接していると(b)Coupled harmonic oscillator 調和振動子によるクロストークも発生する。しかしながらこれらのクロストークは、MW-Mux チップ上で物理的に隣接する共振器が周波数空間で遠く離れ、周波数が隣接する共振器が物理的に遠く離れるように設計することによって回避することができる。本実験で使用したチップもそのようなになっており、実験で発生したクロストークの原因としては考え難い。

(c)Non-Linearity はアンプの広帯域非線形性によって発生するクロストークである。MW-Mux では共振周波数のシフト量を測定するためにマイクロ波トーンを入力するが、複数のトーンを入力すると、3次相互変調歪みが発生する。この時のクロストークの影響 $\chi$ は、マイクロ波トーンのパワー $P_{perp}$ とアンプの三次インターセプトポイント IIP3 を用いて次式で表される。

$$\chi \approx 4 \frac{P_{perp}}{IIP3} \quad (6.2)$$

式からわかる通り、トーンのパワーを小さくすることでこのクロストークは低減することができる。また文献 [66]の測定結果を図 6.18 に示す。図の共振器 16 にマイクロ波トーンを入力し、他のチャンネルでクロストークを測定している。(6.2)式に従う通り、トーンのパワーを4倍にすることで、クロストークはおよそ10倍になっている。

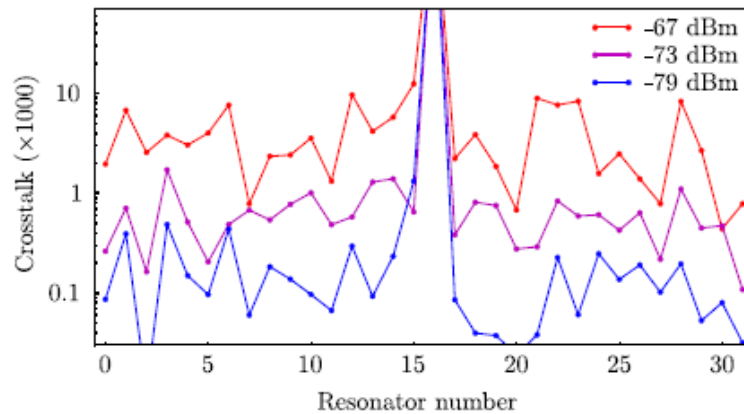


図 6.18 マイクロ波トーンパワーによるクロストークの影響 [66]

最後に(d)の Lorentzian はローレンツ共振形状の長いテールによるクロストークである。これによる二つの共振間のクロストークの影響  $\chi$  は、次式で表すことができる。

$$\chi \approx \frac{BW^2}{f_2 - f_1} \quad (6.2)$$

ここで  $BW$  は共振器の帯域幅、 $f_1$ 、 $f_2$  はそれぞれの共振器の共振周波数である。この式から共振周波数の間隔を帯域幅の 10 倍以上にすることによってクロストークは 1%以下にすることができる。本実験では、TES B の帯域幅がおおよそ 2MHz なのに対して、他の TES が接続されている共振器との共振周波数の間隔は最低でも 100 MHz 以上離れており、また周波数的に隣接するチャンネルとも 20 MHz 以上離れている。従って、実験で発生したクロストークの原因ではないと言える。

以上 4 つが MW-Mux における一般的なクロストークであるが、本実験のセットアップでは測定で確認された信号ほど大きな影響を与えるものはない。またこれだけでは、光子の入射したタイミングからずれて発生することも、TES B だけに信号が発生することも説明することはできない。6.3.1 節の単素子動作時にも TES B だけ光子数スペクトルを得られなかったことを考えると、ほかに原因がある可能性が高い。一例としては、MW-Mux チップや Bias チップの製造時のエラーによって TES B の測定系に問題があることなどが挙げられる。これについてはチップの変更や TES を接続する SQUID のチャンネルを変更することで確認することができる。いずれにしても、TES A と TES D はクロストークが発生していないことから、この問題は光 TES に起因するものではないと考えられる。従って光 TES の信号読み出しの多重化という点においては、MW-Mux は問題ないと言える。

## 第7章 結論と今後の課題

蛍光バイオイメージングにおいて、細胞へのダメージを抑え、より多くの情報を得るためには、感度の高い光検出器が必要となる。そのため、従来の検出器と比較して暗計数率が低く、感度が高い光 TES が近年注目されている。実際に産業技術総合研究所が開発した TES と共焦点顕微鏡を組み合わせたシステムでは市販の共焦点顕微鏡よりもレーザーの強度を 1/10 以下にまで落とすことに成功している。しかしながらこのシステムでは光 TES の素子数が一つであるため、測定時間は市販のものよりも 100 倍長い。この問題は、当然のことながら光 TES の素子数を増やすことで解決することができる。そのため本論文では光 TES の信号多重化読み出し方法について検討を行った。

多素子の光 TES から信号を多重化して読み出した先行研究は存在しない。そこで本研究では、まず X 線 TES の信号多重化方法について調査を行った。X 線 TES の信号多重化方法としてはこれまで TDM、CDM、FDM、MW-Mux の 4 つの手法が研究されてきた。これらの手法を光 TES に適用する上で特に重要となるのは、変調可能な信号の速度（周波数）である。光 TES は X 線 TES の信号より 10 倍以上速く、時定数は  $\mu\text{s}$  オーダーである。この速さの信号を変調可能なのは、GHz の搬送波を持つ MW-Mux のみであり、そのため本研究では MW-Mux を採用した。

MW-Mux による光 TES の信号多重化の実証試験として、まず単素子読み出しを行った。光子入射時の応答信号を FRM を用いずに測定したところ、 $\tau_r = 100 \text{ ns}$ 、 $\tau_f = 156 \text{ ns}$  の信号の測定および光子数スペクトルを得ることに成功した。しかしながらエネルギー分解能については 0.42 eV と dc-SQUID での測定時の値 0.27 eV よりも劣化する結果となった。この原因としてはサンプリング速度が十分でなかったことが挙げられる。改善方法として光 TES の熱容量を大きくし時定数を遅くする方法とシステムのサンプリング速度の高速化について考察を行ったところ、後者の方がより有力であることが分かった。

単素子での読み出しに成功したため、次に 4 つの光 TES 素子から同時信号読み出し試験を行った。熱浴-光 TES 間の熱接触の問題により 1 つの TES については信号を読み出すことができなかったが、残りの 3 素子については光子の入射に対する応答信号が得られ、そのうちの 2 素子は光子数スペクトルを得るところまで成功した。光子数スペクトルが得られなかった 1 素子については MW-Mux チップ製造時に問題が発生していた可能性が高く、光 TES によるものではないと考えられる。また光子数スペクトルが得られた 2 素子間ではクロストークは発生していないことが確認できた。

以上により、本論文では MW-Mux による光 TES の信号多重化読み出しを達成したと言える。今後はバイオイメージング用のシステムへの実用化を目指して、100 素子以上の光 TES を読み出すための室温系システムの構築および、その時に発生するクロストークの評価が必要となる。

## 参考文献

- [1] O. Shimomura, F. H. Johnson and Y. Saiga, “Extraction, Purification and Properties of Aequorin, a Bioluminescent Protein from the Luminous Hydromedusan, Aequorea,” *Journal of Cellular and Comparative Physiology*, 59(3), pp. 223-239, 1962.
- [2] S. W. Hell and J. Wichmann, “Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy,” *Optics Letters*, 19(11), pp. 780-782, 1994.
- [3] S. W. Hell and M. Kroug , “Ground-state-depletion fluorescence microscopy: A concept for breaking the diffraction resolution limit,” *Applied Physics B volume*, 60, pp. 495-497, 1995.
- [4] E. Betzig, G. H. Patterson, R. Sougrat, O. W. Lindwasser, S. Olenych, J. S. Bonifacino, M. W. Davidson, J. Lippincott-Schwartz and H. F. Hess, “Imaging Intracellular Fluorescent Proteins at Nanometer Resolution,” *Science*, 第 313, pp. 1642-1645, 2006.
- [5] W. E. Moerner and L. Kador, “Optical detection and spectroscopy of single molecules in a solid,” *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 62, 1989.
- [6] 青木一洋, “蛍光顕微鏡によるバイオイメーjing,” *映像情報メディア学会誌*, 67, pp. 742-747, 2013.
- [7] R. Heintzmann and C. G. Cremer, “Laterally modulated excitation microscopy: improvement of resolution by using a diffraction grating,” *Proc. SPIE 3568*, 19, 1999.
- [8] M. J. Rust, M. Bates and X. Zhuang, “Sub-diffraction-limit imaging by stochastic optical reconstruction microscopy (STORM),” *Nature Methods*, 3, pp. 793-796, 2006.
- [9] D. W. Pohl, U. Ch. Fischer and U. T. Dürig, “Scanning near - field optical microscopy (SNOM),” *Journal of Microscopy*, 152(3), 1988.
- [10] C. J. R. Sheppard and T. Wilson, “The theory of the direct - view confocal microscope,” *Journal of Microscopy*, 124(2), 1981.
- [11] L. Schermelleh, R. Heintzmann and H. Leonhardt, “A guide to super-resolution fluorescence microscopy,” *Journal of Cell Biology*, 190(2), pp. 165-175, 2010.
- [12] J. Y. Tinevez, J. Dragavon, L. Baba-Aissa, P. Roux, E. Perret, A. Canivet, V. Galy and S. Shorte, “Chapter fifteen - A Quantitative Method for Measuring Phototoxicity of a Live Cell Imaging Microscope,” *Methods in Enzymology*, 506, pp. 291-309, 2012.
- [13] J. Y. Tinevez, N. Perry, J. Schindelin, G. M. Hoopes, G. D. Reynolds, E. Laplantine, S. Y. Bednarek, S. L. Shorte and K. W. Eliceiri, “TrackMate: an open and extensible platform for single-particle tracking,” *Methods*, 115, pp. 80-90, 2017.

- [14] S. Waldchen, J. Lehmann, T. Klein, S. van de Linde and M. Sauer, “Light-induced cell damage in live-cell super-resolution microscopy,” *Scientific reports*, 15348, 2015.
- [15] P. M. Carlton, J. Boulanger, C. Kervrann, J. B. Sibarita, J. Salamero, S. Gordon-Messer, D. Bressan, J. E. Haber, S. Haase, L. Shao, L. Winoto, A. Matsuda, P. Kner, S. Uzawa and M. Gustafsson, “Fast live simultaneous multiwavelength four-dimensional optical microscopy,” *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 107(37), pp. 16016-16022, 2010.
- [16] J. Icha, M. Weber, J. C. Waters and C. Norden, “Phototoxicity in live fluorescence microscopy, and how to avoid it,” *BioEssays*, 39(8), 2017.
- [17] 浜松ホトニクス, “CCD カメラ,”  
Available: <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/cameras/ccd-cameras/index.html> [アクセス日: 14 11 2020].
- [18] 浜松ホトニクス, “EM-CCD カメラ,”  
Available: <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/cameras/emccd-cameras/index.html> [アクセス日: 14 11 2020].
- [19] 浜松ホトニクス, “CMOS カメラ,”  
Available: <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/cameras/cmos-cameras/index.html> [アクセス日: 14 11 2020].
- [20] 浜松ホトニクス, “光電子増倍管(PMT),”  
Available: <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/index.html> [アクセス日: 14 11 2020].
- [21] 浜松ホトニクス, “APD,”  
Available: <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/apd/index.html> [アクセス日: 14 11 2020].
- [22] 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, 1998.
- [23] G. N. Gol’ tsmann, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, and A. Dzardanov, “Picosecond superconducting single-photon optical detector,” *Applied Physics Letters*, 79, 2001.
- [24] W. Guo, X. Liu, Y. Wang, Q. Wei, L. F. Wei, J. Hubmayr, J. Fowler, J. Ullom, L. Vale, M. R. Vissers, and J. Gao, “Counting near infrared photons with microwave kinetic inductance detectors,” *Appl. Phys. Lett.*, 110, 2017.
- [25] T. Peacock, P. Verhoeve, N. Rando, C. Erd, M. Bavdaz, B. G. Taylor and D. Perez, “Recent developments in superconducting tunnel junctions for ultraviolet, optical & near infrared astronomy,” *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 127, 1998.

- [26] J. N. Ullom and D. A. Bennett, “Review of superconducting transition-edge sensors for x-ray and gamma-ray spectroscopy,” *Superconductor Science and Technology*, 28, 2015.
- [27] B. Cabrera, R. M. Clarke, P. Colling, A. J. Miller, S. Nam, and R. W. Romani, “Detection of single infrared, optical, and ultraviolet photons using superconducting transition edge sensors,” *Appl. Phys. Lett.*, 73, 1998.
- [28] D. A. Wollman, K. D. Irwin, G. C. Hilton, L. Dulcie, D. E. Newbury, J. M. Martinis, “High - resolution, energy - dispersive microcalorimeter spectrometer for X - ray microanalysis,” *Journal of Microscopy*, 188, 1997.
- [29] W. B. Doriese et. al., “A practical superconducting-microcalorimeter X-ray spectrometer for beamline and laboratory science,” *Review of Scientific Instruments*, 第 88, 2017.
- [30] L. Miaja-Avila, G. C. O’ Neil, Y. I. Joe, B. K. Alpert, N. H. Damrauer, W. B. Doriese, S. M. Fatur, J. W. Fowler, G. C. Hilton, R. Jimenez, C. D. Reintsema, D. R. Schmidt, K. L. Silverman, D. S. Swetz and J. N. Ullom, “Ultrafast Time-Resolved Hard X-Ray Emission Spectroscopy on a Tabletop,” *Physical Review X*, 6, 2016.
- [31] K. Mitsuda et. al., “The X-Ray Observatory Suzaku,” *Publ. Astron. Soc. Japan*, 第 59, 2007.
- [32] H. Takesue, S. W. Nam, Q. Zhang, R. H. Hadfield, T. Honjo, K. Tamaki, Y. Yamamoto, “Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors,” *Nature photonics*, 1, 2007.
- [33] R. H. Hadfield, “Single-photon detectors for optical quantum information applications,” *Nature Photonics*, 3, 2009.
- [34] B. I. Erkmen and J. H. Shapiro, “Ghost imaging: from quantum to classical to computational,” *Advances in Optics and Photonics*, 2, 2010.
- [35] K. Niwa, T. Numata, K. Hattori and D. Fukuda, “Few-photon color imaging using energy-dispersive superconducting transition-edge sensor spectrometry,” *Scientific Reports*, 7, 2016.
- [36] D. Fukuda, K. Niwa, K. Hattori, S. Inoue, R. Kobayashi and T. Numata, “Confocal Microscopy Imaging with an Optical Transition Edge Sensor,” *J Low Temp Phys*, 193, 2018.
- [37] K. D. Irwin and G. C. Hilton, “Transition-Edge Sensors,” *Cryogenic Particle Detection*, 99, 2005.
- [38] K. D. Irwin, “An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection,” *Applied Physics Letters*, 66(15), pp. 1998-2000, 1995.
- [39] 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), pp. 4422-4424, 2000.
- [40] S. H. Moseley, J. C. Mather, and D. McCammon, “Thermal detectors as x-ray spectrometers,”

*Journal of Applied Physics*, 56(5), pp. 1257-1262, 1984.

- [41] 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), pp. 59-64, 1988.
- [42] 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*, 74(26), pp. 4043-4045, 1999.
- [43] P. A J De Korte, J. Beyer, S. Deiker, G. C. Hilton, K. D. Irwin, M. MacIntosh, S. W. Nam, C. D. Reintsema, L. R. Vale, and M. E. Huber, “Time-division superconducting quantum interference device multiplexer for transition-edge sensors,” *Review of Scientific Instruments*, 74(8), pp. 3807-3815, 2003.
- [44] C. D. Reintsema, J. Beyer, S. W. Nam, S. Deiker, G. C. Hilton, K. D. Irwin, J. Martinis, J. N. Ullom, L. R. Vale, and M. MacIntosh, “Prototype system for superconducting quantum interference device multiplexing of large-format transition-edge sensor arrays,” *Review of Scientific Instruments*, 74(10), pp. 4500-4508, 2003.
- [45] 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*, no. 184(1-2), pp. 389-395, 2016.
- [46] 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.
- [47] 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), pp. 4-7, 2010.
- [48] 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), pp. 713-720, 2012.
- [49] 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), pp. 159-161, 2002.
- [50] 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), pp. 1-5, 2014.
- [51] 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,” *Proceedings of SPIE*, 9905, 2016.
- [52] H. Akamatsu, L. Gottardi, J. van der Kuur, C. P. de Vries, K. Ravensberg, J. S. Adams, S. R. Bandler, M. P. Bruijn, J. A. Chervenak, C. A. Kilbourne, M. Kiviranta, A. J. van der Linden, B. D. Jackson, and Stephen J., “Development of frequency domain multiplexing for the X-ray Integral Field unit (X-IFU) on the Athena,” *Proceedings of SPIE*, 9905, 2016.
- [53] J. Schlee, 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), pp. 664-666, 2012.
- [54] K. D. Irwin and K. W. Lehnert, “Microwave SQUID multiplexer,” *Applied Physics Letters*, 85(11), pp. 2107-2109, 2004.
- [55] K. W. Lehnert, K. D. Irwin, J. A. B. Mates, and L. R. Vale, “Evaluation of a Microwave SQUID Multiplexer Prototype,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17(2), pp. 705-709, 2007.
- [56] 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), pp. 10-13, 2008.
- [57] 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), pp. 707-712, 2012.
- [58] O. Noroozian, J. A. B. Mates, D. A. Bennett, J. A. Brevik, J. W. Fowler, J. Gao, G. C. Hilton, R. D. Horansky, K. D. Irwin, Z. Kang, D. R. Schmidt, L. R. Vale, and J. N. Ullom, “High-resolution gamma-ray spectroscopy with a microwave-multiplexed transition-edge sensor array,” *Applied Physics Letters*, 103(20), 2013.
- [59] S. Mchugh, B. A. Mazin, B. Serfass, S. Meeker, K. O. Brien, R. Duan, R. Raffanti, S. Mchugh, B. A. Mazin, B. Serfass, S. Meeker, K. O. Brien, R. Duan, R. Raffanti, and D. Werthimer, “A readout for large arrays of microwave kinetic inductance detectors A readout for large arrays of microwave kinetic inductance detectors,” *Review of Scientific Instruments*, 83, 2012.
- [60] T. J. Madden, T. W. Cecil, L. M. Gades, O. Quaranta, D. Yan, A. Miceli, D. T. Becker, D. A.

- Bennett, J. P. Hays-Wehle, G. C. Hilton, J. D. Gard, John A. B. Mates, C. D. Reintsema, D. R. Schmidt, D. S. Swetz, L. R. Vale, and J. N. Ullom, “Development of ROACH Firmware for Microwave Multiplexed X-Ray TES Microcalorimeters,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 27, 2017.
- [61] D. A. Bennett, J. A. B. Mates, J. D. Gard, A. S. Hoover, M. W. Rabin, C. D. Reintsema, D. R. Schmidt, L. R. Vale, and J. N. Ullom, “Integration of TES microcalorimeters with microwave SQUID multiplexed readout,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 25(3), pp. 4-8, 2015.
- [62] 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.
- [63] A. J. Miller, A. E. Lita, B. Calkins, I. Vayshenker, S. M. Gruber, S. W. Nam, “Compact cryogenic self-aligning fiber-to-detector coupling with losses below one percent,” *Optics express*, 第 19, pp. 9102-9110, 2011.
- [64] CORNING, “SMF-28® Ultra optische Glasfaser,” Available: <https://www.corning.com/optical-communications/emea/de/home/products/fiber/optical-fiber-products/smf-28-ultra.html> [アクセス日: 18 11 2020].
- [65] IDQ, “ID300 Short-Pulse Laser Source,” Available: <https://www.idquantique.com/quantum-sensing/products/id300-laser-source/>. [アクセス日: 18 11 2020].
- [66] J. A. B. Mates, D. T. Becker, D. A. Bennett, B. J. Dober, J. D. Gard, G. C. Hilton, D. S. Swetz, L. R. Vale and J. N. Ullom, “Crosstalk in microwave SQUID multiplexers,” *Appl. Phys. Lett.*, 115, 2019.

## 謝辞

本研究を行うにあたって、多く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させていただきます。

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。また大野先生には、直接ご指導していただく機会はありませんでしたが、その自身の考えを明確に主張し、強いバイタリティをもって望む姿は非常に刺激をうけました。深く感謝いたします。

産業技術総合研究所では物理計測標準研究部門量子計測基盤研究グループ、および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両グループの皆様には、3年半の間、とてもお世話になりました。特に福田先生、服部先生のお二方は、TESに関して全くの素人であった私に対して、様々な知識やノウハウを丁寧に指導してくださいました。神代先生、平山先生、佐藤先生、山森先生からは超伝導エレクトロニクスに関して様々なことを教えて頂きました。また、今野さんや菊池さん、中島さん、早川君、入井君には、実験・議論を一緒に行っただけではなく、時には世間話などで気分転換したりする中で、研究面でも精神的な面でも非常に助かりました。私の力不足で産総研の皆様には多大なご迷惑もかけたと思いますが、経験豊富な先生方と一緒に研究させて頂い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。

そして同じ研究室の皆様にも非常に感謝しております。私は基本的には産総研の方にいたため、研究室の皆様と関わる機会が少なかったことは非常に残念でした。ですが、そうした数少ない機会の際でも、先輩である三津谷先生、入松川さん、三浦さんには常に励まして頂き、また大鷹君や三好さんにはいつも明るく話かけて頂きました。こうしたことは間違いなく私の支えになっておりました。また研究室の他の皆様にも様々な場面で不甲斐ない私を助けていただきました。

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。

中田直樹