

# 超伝導検出器 MKID の薄膜純度向上及び高感度化 を目指した製作と性能評価

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻  
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室  
武藤優真

2024 年 2 月 19 日

## 概要

超伝導検出器の高い感度を活かし、宇宙マイクロ波背景放射の観測や暗黒物質探索への応用が進んでいる。超伝導検出器の中でも MKID は、多重化の簡便性や時間応答の速さなどの利点により注目を集めている。MKID は超伝導膜で構成された共振器からなる検出器で、入射エネルギーによるクーパー対の破壊をインピーダンス変化として読み出す。MKID の感度は製作手順・方法と超伝導体材料の性質に大きく依存する。また MKID の主要なノイズに二準位系 (TLS) ノイズというものがあり、これらは超伝導薄膜や誘電体基板のアモルファス構造に由来する。

MKID はシリコンなどの誘電体基板に超伝導薄膜を製膜し、パターンに沿って薄膜を削り取ることで共振器回路を形成することで製作される。高純度な薄膜を作製することで共振効率の向上による感度向上や TLS ノイズの低減が期待できる。

MKID の高感度化及び TLS ノイズを低減するデザインの一つに、センサー部分と読み出し部分で異なる超伝導体を用いるハイブリッド MKID というものがある。本研究ではハイブリッド MKID の製作を見据え、ニオブ及びタンタルを超伝導体として用いた MKID をそれぞれ製作した。主に転移温度測定、共振パラメータ測定、時系列データ取得によるノイズ測定の 3 測定をもとに性能評価を行った。

ニオブを用いた MKID では、蒸着条件によるニオブの純度向上と転移温度 7.9 K 高い Q 値 ( $\approx 10^5$ ) を持つ MKID の作成に成功した。ただし、TLS ノイズの低減に関しては純度向上による改善は見られなかった。タンタルを用いた MKID では、転移温度が約 0.5 K の MKID の作成に成功し、比較的良い Q 値 ( $\approx 10^4$ ) を持つことを確認した。これらの結果をもとに、ニオブとタンタルを組み合わせるハイブリッド MKID を製作した場合に期待される性能についてもシミュレーションを用いて議論した。例として CMB 地上観測実験である GroundBIRD 実験での利用を想定すると、概ね良い感度が見込めるが、TLS ノイズの抑制性能が十分でない事がわかった。そして、窒化ニオブチタンなどの TLS ノイズの抑制性能に優れた超伝導体をタンタルと組み合わせるハイブリッド MKID とすることの優位性と展望を、同様なシミュレーションを用いて確認した。

# 目次

第 1 章	序論	5
1.1	CMB について	5
1.1.1	$\Lambda$ -CDM モデルと宇宙の歴史	5
1.1.2	CMB の誕生	7
1.1.3	CMB の温度異方性	8
1.2	インフレーションと CMB の偏光観測	9
1.2.1	インフレーション理論	9
1.2.2	CMB の偏光	10
1.2.3	ストークスパラメータと E モード・B モード	10
1.2.4	CMB 偏光観測からわかること	10
1.3	CMB 観測と超伝導検出器 MKID	12
1.3.1	GrondBIRD 実験	12
1.4	本論文の構成	14
第 2 章	超伝導検出器 MKID	16
2.1	MKID 概要	16
2.1.1	MKID の超伝導特性	17
2.1.1.1	クーパー対と準粒子励起	17
2.1.1.2	複素伝導度と力学的インダクタンス	18
2.1.1.3	超伝導体の表面インピーダンス	19
2.1.2	MKID の入力インピーダンス	20
2.1.3	散乱行列	23
2.1.4	入射信号と応答	23
2.1.5	MKID のノイズ	24
2.1.5.1	リードアウトノイズ	25
2.1.5.2	生成消滅 (GR) ノイズ	25
2.1.5.3	二準位系 (TLS) ノイズ	26
2.2	ハイブリッド MKID	27

2.2.1	ハイブリッド MKID の利点	27
2.2.1.1	TLS ノイズの軽減	27
2.2.1.2	準粒子閉じ込めによるセンサー側での感度向上	28
2.2.1.3	読み出し側の構造の自由度	29
2.3	本研究における MKID の性能の到達目標	29
2.3.1	アンテナ部分のエネルギー閾値	29
2.3.2	ノイズレベル	30
<b>第 3 章</b>	<b>MKID の製作手法</b>	<b>32</b>
3.1	製作プロセス概要	32
3.2	プロセスの詳細	33
3.2.1	基板洗浄	33
3.2.1.1	BHF 処理	34
3.2.2	薄膜形成	35
3.2.2.1	電子線蒸着	35
3.2.2.2	スパッタリング	35
3.2.3	フォトリソグラフィによる回路形成	36
3.2.3.1	表面疎水化 (HMDS) 処理	36
3.2.3.2	レジスト塗布	36
3.2.3.3	露光・現像	37
3.2.3.4	エッチング	38
3.2.4	治具への取り付け	38
<b>第 4 章</b>	<b>MKID の評価系</b>	<b>41</b>
4.1	冷凍機	41
4.1.1	パルスチューブ冷凍機	42
4.1.2	ソーブション式 $^3\text{He}$ 冷凍機 (0.3 K)	42
4.1.3	希釈冷凍機 (10 mK)	42
4.2	読み出し回路	43
4.2.1	$S_{21}$ 測定原理	43
4.2.2	読み出し信号のパワー調整	46
4.3	測定項目	46
4.3.1	転移温度測定	47

	4.3.2	周波数スイープ測定	49
	4.3.3	時系列データ測定	51
<b>第 5 章</b>		<b>Nb を用いた MKID</b>	<b>53</b>
5.1		サンプルの製作条件	53
	5.1.1	高真空のための工夫	54
5.2		転移温度測定	54
	5.2.1	測定	54
	5.2.2	結果	54
5.3		周波数スイープ測定	55
	5.3.1	共振の探索	55
	5.3.2	フィッティング結果	55
5.4		時系列データ測定	57
	5.4.1	結果	57
<b>第 6 章</b>		<b>Ta を用いた MKID</b>	<b>61</b>
6.1		サンプルの製作条件	61
	6.1.1	結晶構造の調査	62
6.2		転移温度測定	63
	6.2.1	測定	63
	6.2.2	結果	63
6.3		周波数スイープ測定	64
	6.3.1	共振の探索	64
	6.3.2	読み出し回路の不具合	64
	6.3.3	フィッティング結果	65
6.4		時系列データ測定	66
	6.4.1	結果	66
6.5		要求性能との比較	66
<b>第 7 章</b>		<b>考察</b>	<b>72</b>
7.1		ハイブリッド MKID への応用	72
	7.1.1	Ta(ku007) と Nb(ku005) のハイブリッド MKID	72
	7.1.2	Ta(ku007) と理想的な NbTiN のハイブリッド MKID	73
7.2		製作における改善案	74

7.2.1	Ti プリスパッタによる不純物除去 . . . . .	76
7.2.2	材質の変更 . . . . .	77
第 8 章	まとめ	78
参考文献		81

# 第 1 章

## 序論

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) は人類が観測できる最古の光である。CMB は宇宙のあらゆる方向から到来するほぼ一様な温度 (2.725 K) の黒体輻射スペクトルとして観測され、そのわずかな温度異方性からこれまでに宇宙の組成や歴史について様々な洞察を我々に与えてきた。現在ではその偏光観測によってインフレーション理論の検証やニュートリノ質量和の測定などが期待されており、様々な地上、気球、衛星実験が進められている。本章では CMB についての詳細、及びその検出手段として超伝導検出器 MKID の紹介、そして本研究の導入を行う。

### 1.1 CMB について

#### 1.1.1 $\Lambda$ -CDM モデルと宇宙の歴史

宇宙を記述する標準模型として、 $\Lambda$ -CDM モデルがある。これはビッグバン宇宙論に基づく膨張宇宙の進化を、ダークエネルギーと冷たいダークマターを含む形で記述したモデルである。

宇宙の進化を記述する基礎方程式は、アインシュタイン方程式から構成される。

$$G^{\nu}_{\mu} = 8\pi GT^{\nu}_{\mu} - \Lambda\delta^{\nu}_{\mu} \quad (1.1)$$

ここで左辺の  $G^{\nu}_{\mu}$  は空間の性質を表すアインシュタインテンソルで、右辺は物質場の分布を表すエネルギー運動量テンソル  $T^{\nu}_{\mu}$  およびダークエネルギー成分の宇宙定数  $\Lambda$  からなる。アインシュタインテンソルは空間の軽量から計算されるが、一様当方宇宙の計量は一般にロバートソンウォーカー計量

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1-Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1.2)$$

で記述される。ここで  $a(t)$  は宇宙の膨張を表すスケールファクター、 $K$  は空間の曲率の

大きさである。またエネルギー運動量テンソルは完全流体を仮定すると

$$T^{\nu}_{\mu} = \begin{pmatrix} -\rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

となる。(1.1) 式に (1.2) 式及び (1.3) 式を代入すると

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.4)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(3P + \rho) + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.5)$$

を得る。ここで  $\rho$  はエネルギー密度、 $P$  は圧力である。これらの式はフリードマン方程式と呼ばれている。(1.4) 式の時間微分及び (1.5) 式から以下のエネルギー保存則を得る。

$$\dot{\rho} + 3(\rho + P)\frac{\dot{a}}{a} = 0 \quad (1.6)$$

ところで、素粒子標準模型に含まれる物質は「非相対論的物質 (matter)」と「相対論的物質 (radiation)」の二つのエネルギー成分に分けられる。 $\Lambda$ -CDM モデルにはもう一つ宇宙定数で表される「ダークエネルギー」成分 ( $\Lambda$ ) も含まれる。それぞれの状態方程式は

$$\text{radiation} : P = \frac{1}{3}\rho \quad (1.7)$$

$$\text{matter} : P = 0 \quad (1.8)$$

$$\Lambda : P = -\rho \quad (1.9)$$

である。これらをエネルギー保存則 (1.6) 式に代入し、時間積分すると

$$\text{radiation} : \rho \propto a^{-4} \quad (1.10)$$

$$\text{matter} : \rho \propto a^{-3} \quad (1.11)$$

$$\Lambda : \rho \propto \text{const.} \quad (1.12)$$

を得る。ビッグバン理論の膨張宇宙のシナリオでは、スケールファクターは宇宙の始まりでは 0 であり時間と共に増加している。それを踏まえて (1.10),(1.11),(1.12) 式を眺めると、図 1.1 のように宇宙の始まりは radiation 成分が支配的で、次に matter 成分が支配的な時代があり、最後に  $\Lambda$  成分が支配的な時代が訪れることが分かる。後に見る CMB の温度異方性の観測から測定した宇宙論パラメータを考慮すると、宇宙の年齢及び各成分の優勢期が分かる。ここで宇宙の年代を表すパラメータとして、赤方偏移座標  $z$  を導入する。



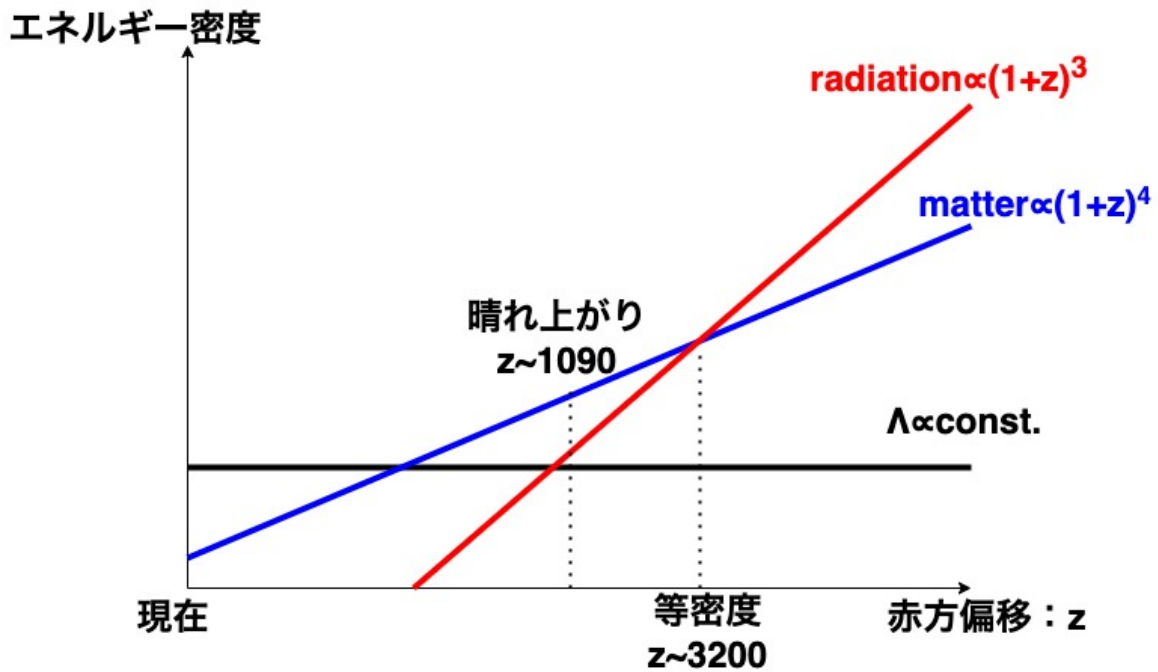


図 1.1: 宇宙の歴史とエネルギー成分の変遷。

$z$  はその年代に発された光が現在に届くまでに宇宙の膨張によって引き伸ばされた波長の変化と実際の波長の比が定義であり、スケールファクターを用いて、

$$1+z = \frac{1}{a(t)} \quad (1.13)$$

で定義される。ただし現在のスケールファクターを 1 と規格化した。現在の  $z$  は 0 であり、過去になるにつれ  $z$  は大きくなる。例えば matter 成分と radiation 成分が同じ割合になる等密度時は  $z \approx 3200$  である。

### 1.1.2 CMB の誕生

宇宙の歴史について概観したところで、最初に「CMB は観測できる最古の光」と書いたが、具体的にいつ発せられた光なのか考える。現在の宇宙は“スカスカ”であり、光子は何にも遮られることなく自由に飛び回ることができる。しかし宇宙が誕生してから原子形成もされる前までの間は、電子やクォークなどのバリオンが宇宙空間に充満している“光子バリオン流体”と呼ばれる状態となっており、光子は荷電粒子であるバリオンと簡単にトムソン散乱をしてしまう。つまり光子が情報を保って現在の我々の目まで届くことができるようになるのは原子合成がなされてバリオン密度が低下してからということにな

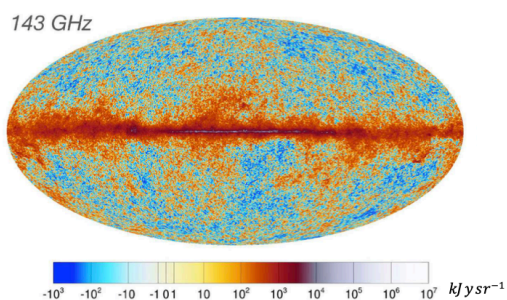
る。この瞬間のことを「宇宙の晴れ上がり」といい、この時に発せられた光が CMB である。宇宙の晴れ上がりは赤方偏移座標にして  $z \approx 1090$  である。

### 1.1.3 CMB の温度異方性

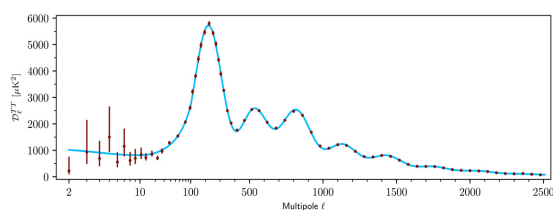
CMB は全方向からほとんど一様に 2.725 K の黒体輻射スペクトルとして観測される。視線方向の違いによりおよそ  $10^{-3}$  K 以下の温度異方性があり、Planck 衛星による観測 [1] などで温度異方性を調べることで宇宙論パラメータが決定されてきた。測定された宇宙論パラメータを表 1.1 に示す。

$\Omega_B h^2$ (バリオン数密度)	$0.02237 \pm 0.00015$
$\Omega_C h^2$ (CDM 密度)	$0.12011 \pm 0.0012$
$100\theta_{MC}$ (最終散乱面の見込み角度)	$1.04092 \pm 0.00031$
$\tau$ (再電離期における光学的厚み)	$0.0544 \pm 0.0073$
$\ln(10^{10} A_s)$ (スカラー型原始揺らぎの振幅)	$3.044 \pm 0.014$
$n_s$ (スカラー型原始揺らぎのスペクトル指数)	$0.9649 \pm 0.0042$

表 1.1: 温度異方性観測から得られた宇宙論パラメータ [1]。



(a) 温度異方性マップ。



(b) 温度異方性パワースペクトル。

図 1.2: Planck 衛星による温度異方性の観測及び得られたパワースペクトル [1]

## 1.2 インフレーションと CMB の偏光観測

### 1.2.1 インフレーション理論

温度異方性の観測で宇宙論パラメータをはじめ様々なことが明らかになったが、未だ解明されない謎が大きく三つ残されている。その三つとは

- 晴れ上がり時の地平線を越えて CMB 温度が  $10^{-3}$  K の精度で一致している「地平線問題」
- 宇宙の曲率がなぜか 0 である「平坦性問題」
- モノポールがなぜか見つからない「モノポール問題」

である。これらを解決する候補として有力視されているのが「インフレーション理論」である。

インフレーション理論では、宇宙初期の加速膨張によりこれらの問題の解決が示唆されており、インフラトンと呼ばれる実スカラー場によって加速膨張が記述されている。インフラトン  $\phi$  のポテンシャルを  $V(\phi)$  とすると、インフラトンのエネルギー密度  $\rho_\phi$  (すなわちハミルトニアン密度) は、

$$\rho_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi) \quad (1.14)$$

となる。インフラトン優勢期のフリードマン方程式 (1.4) は、

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_\phi = \frac{8\pi G}{3}\left(\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi)\right) \quad (1.15)$$

と書ける。ここで、インフレーションが始まる際  $V(\phi)$  は  $\phi$  の変化に対して十分平坦であるとする「スローロール条件」を要請する。この場合エネルギー密度に占める運動項の割合は小さくなるため、 $\rho_\phi \approx V(\phi)$  となり、

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \approx \frac{8\pi G}{3}V(\phi) \approx \text{const.} \quad (1.16)$$

を得る。これを解くとスケールファクター  $a(t)$  は指数関数的に増大することが分かるので、宇宙の加速膨張を説明できた。

## 1.2.2 CMB の偏光

このインフレーション理論を検証するために、CMB 偏光観測が有力とされているが、ここではまず CMB の偏光について述べる。CMB の偏光は電子と光子のトムソン散乱によって生まれる。偏光の生成を電子の静止系から考えた様子を図 1.3a に示す。電子に入射した CMB 光子の電場はその振動方向に電子を揺らし、散乱波を生成する。光は横波であるため、入射方向と入射波、散乱方向と散乱波はそれぞれ直交している。そのため電子を基準に観測者の方向を  $z$  軸にとると、 $x$  方向から入射した CMB 光子による散乱波は  $y$  方向の偏光成分のみを持ち、 $y$  方向から入射した CMB 光子による散乱波は  $x$  方向の偏光成分のみを持つ。このようにして、トムソン散乱によって無偏光な光から偏光が生じる。ここで、もしも電子に対して全方向から均等に CMB 光子が入射していれば、結局観測者のもとには無偏光な光が届くことになる。しかし実際には CMB にはおよそ  $10^{-3}$  K 以下の温度異方性があり、僅かながら電子に飛来する CMB 光子の強度は異方性を持つ。この異方性のうち四重極成分が観測者に対して直線偏光を生むことになる。図 1.3b にその様子を示す。

## 1.2.3 ストークスパラメータと E モード・B モード

天球上の偏光の分布を表す物理量として、ストークスパラメータ  $Q$ 、 $U$  がある。図 1.4 のように  $x$ 、 $y$  軸に対して  $45^\circ$  に交わる  $a$ 、 $b$  軸を定義する。ストークスパラメータ  $Q$  及び  $U$  はそれぞれ、

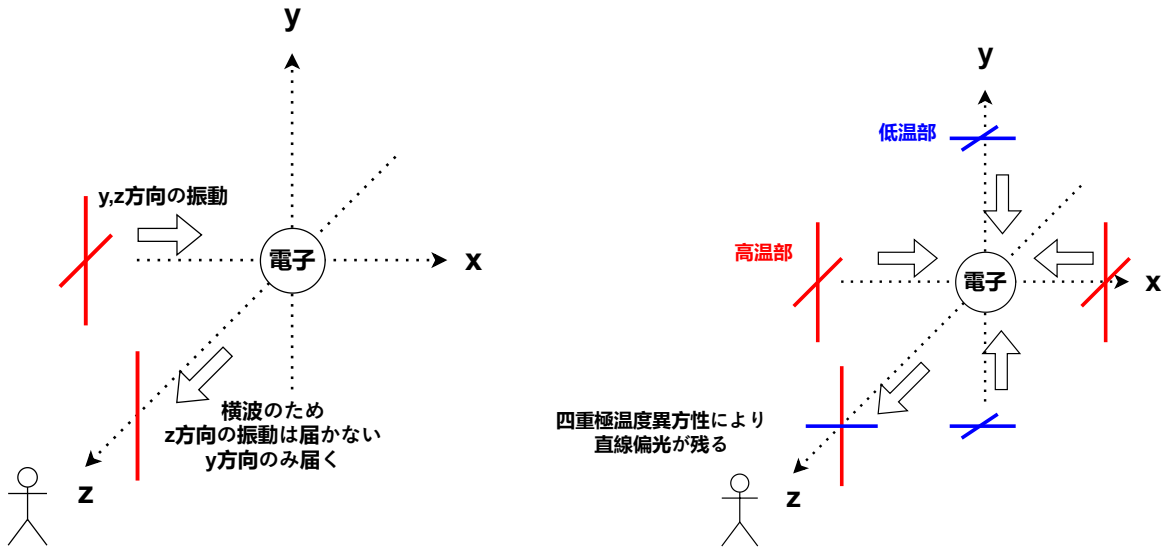
$$Q \propto E_x^2 - E_y^2 \quad (1.17)$$

$$U \propto E_a^2 - E_b^2 \quad (1.18)$$

と与えられる (比例定数は所望の単位によって変わる)。これは観測者の座標の取り方に依存する量であるが、天球面での回転不変性を持つ量を評価する方が便利である。そこで、 $Q$  と  $U$  の 2 自由度を、図 1.5 に示す“E モード”と“B モード”の二つに取り直す。ここで E モードは空間反転に対して対称な成分で、B モードは反対称な成分である。どちらのモードも天球面上で回転対称である。

## 1.2.4 CMB 偏光観測からわかること

さて、インフレーション理論の検証に偏光観測が有力であると先に述べた。インフレーション理論によると、CMB の温度異方性はインフラトン場の量子的な揺らぎが引き延ば



(a) トムソン散乱による偏光の生成。光は横波であるため、例えば  $x$  方向から電子に入射する CMB 光子の電場は  $yz$  方向に振動している。この振動が電子を揺らして  $yz$  方向に散乱されるが、 $z$  方向に居る我々の元には  $y$  方向の偏光成分しか届かない。同様に  $y$  方向から電子に入射した CMB 光子による散乱光は我々の元には  $x$  方向の偏光成分として届く。

(b) CMB の四重極温度異方性により直線偏光が残る様子。高温部、低温部の電場の強度の違いがそのまま偏光の違いとなって現れる。特に図のように電子から見て高温部と低温部が  $90^\circ$  ごとに交互に存在する四重極異方性がある場合、直線偏光が生じた光を観測することになる。

図 1.3: CMB の直線偏光の発生原理。

されて古典的な揺らぎになったものであるが、このインフラトン場の揺らぎはさらに“スカラー揺らぎ”と“テンソル揺らぎ”に二分される。このうちスカラー揺らぎは E モードの偏光パターンを、テンソル揺らぎは E モードと B モードの偏光パターンを生成する。この B モードを生成するインフラトン由来のテンソル揺らぎのことを“原始重力波”と呼んでおり、原始重力波由来の B モード偏光を観測すればインフレーション理論が正しい証拠となる。また、B モード偏光は原始重力波以外にも重力レンズ効果からも生じる。これらを見分けるため、偏光信号のパワースペクトルにおける角度スケール  $l$  依存性を調べる。E モード、B モードのパワースペクトルの理論曲線及びこれまでに行われてきた観測結果のプロットを図 1.6 に示す。図 1.6 から分かるように、これまでの観測では比較的小さな角度スケールを観測していて、B モード信号としては重力レンズ効果の B モードしか見えていない。原始重力波による B モード発見には大きな角度スケールでの観測が必要

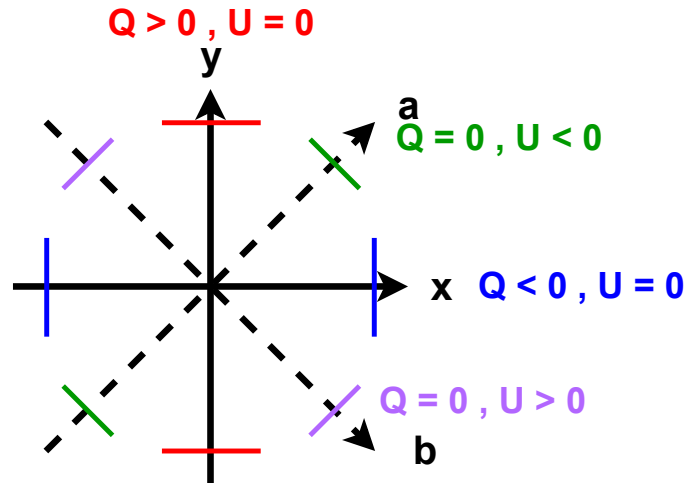


図 1.4: 電場の振動方向とストークスパラメータ。色付きの線分は電場の振動方向を表し、対応する色でそれぞれの場合のストークスパラメータを記している。これを見ると、天球面での回転座標変換によってストークスパラメータの値が変わることがわかる。

になる。また大きな角度スケールの探索によって、Eモード信号について宇宙の再電離期の光学的厚み  $\tau$  の効果が見えることが期待される。

### 1.3 CMB 観測と超伝導検出器 MKID

CMB は一般に 30~300 GHz の帯域で観測される。この帯域の光はエネルギーに換算すると meV 程度の微小な信号であり、例えば半導体検出器のエネルギー閾値 ( $\simeq$  eV) などと比べると非常に低いエネルギーである。超伝導検出器であればこのような微弱な信号も検出できる。そのため近年の CMB 観測実験では超伝導検出器が用いられる。その中でも、MKID (Microwave Kinetic Inductance Detector) は多重化の簡便性や時間応答の速さ ( $< 1$  ms) などの利点により注目を集めている。MKID を用いた実験として、GroundBIRD 実験について紹介する。

#### 1.3.1 GrondBIRD 実験

CMB の温度異方性マップを観測した Planck 衛星は (無論、衛星なので) 宇宙から CMB を観測した。地球上からでは大気からのミリ波放射のノイズが大きすぎて精密な温度異方性の観測は難しい。しかし、偏光観測となれば話は別である。大気からの放射は無偏光で

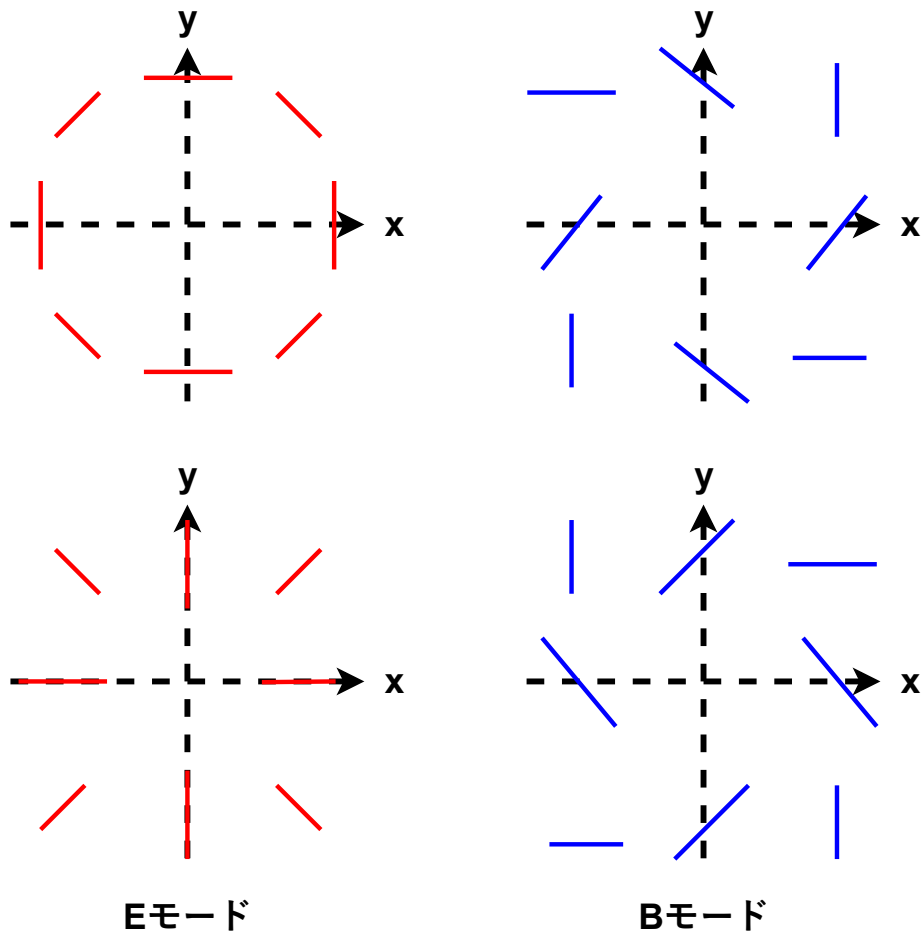


図 1.5: EモードとBモード。

あるので、偏光信号を観測すればそれは宇宙から来た信号を観測したことになる。衛星実験に比べて大型化しやすく、最新の技術を取り入れやすいため、CMB 偏光観測実験は地上で行われることが多い。その中の一つが GroundBIRD 実験である [2]。

GroundBIRD 実験は図 1.7 に示す望遠鏡を約 3 秒で一回転 ( $\sim 0.3$  Hz) させながら測定することで、大気揺らぎの影響を抑制しながら大角度スケールの偏光観測を可能にした実験である。望遠鏡を天頂から約  $30^\circ$  傾けながら 0.3 Hz の回転スキャンを行うことで、1 日で全天の 45% の領域を観測できる。GroundBIRD のスキャン領域を図 1.8 に示す。GroundBIRD 実験では高速回転の中で角度分解能を保つために時間応答の速い MKID を検出器として採用している。MKID の性能としては、0.3 Hz のスキャンという環境下で MKID 固有のノイズが大気熱放射ノイズ (2.3.2 で後述) よりも低いことが要求され、これが検出器開発における到達目標となる。

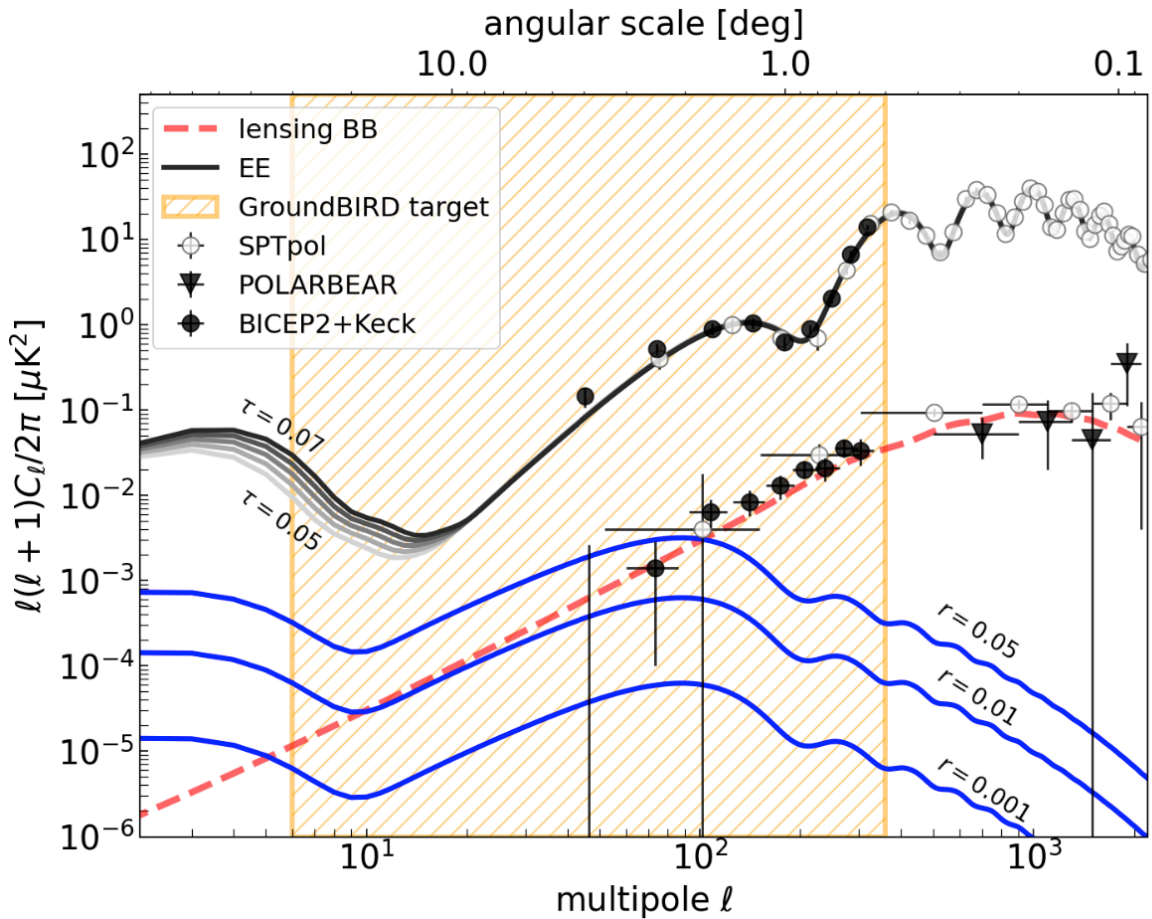


図 1.6: E モード、B モードのパワースペクトルの理論曲線、これまでに行われてきた観測結果、及び GroundBIRD 実験の観測領域 [2]。青線はテンソルスカラー比を仮定した原始重力波由来の B モード、赤点線は重力レンズ効果由来の B モードである。

## 1.4 本論文の構成

本論文では、まず第 2 章で MKID についての基礎を整理した上で、ニオブ (Nb) とタンタル (Ta) を超伝導体として用いるという本研究の戦略を述べる。次に第 3 章で実際に行った MKID 製作について、第 4 章で製作した MKID の評価方法について述べる。本研究で作成した MKID は Nb、Ta の 2 種類の超伝導体を用いたため、その評価結果を第 5 章、第 6 章でそれぞれ述べる。第 7 章で MKID の評価結果を踏まえた考察と今後の展望を述べ、第 8 章で本研究のまとめについて述べる。



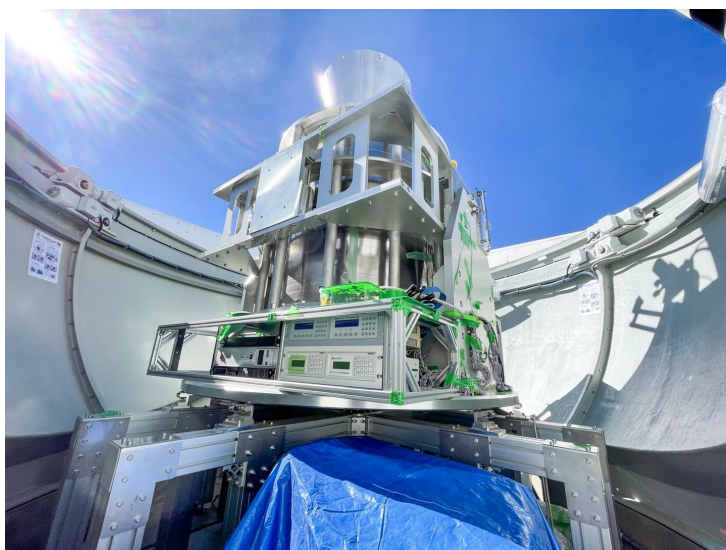


図 1.7: GroundBIRD 実験の望遠鏡。天頂から約  $30^\circ$  傾けて、3 秒に一回の高速回転による観測を行う点が特徴である。

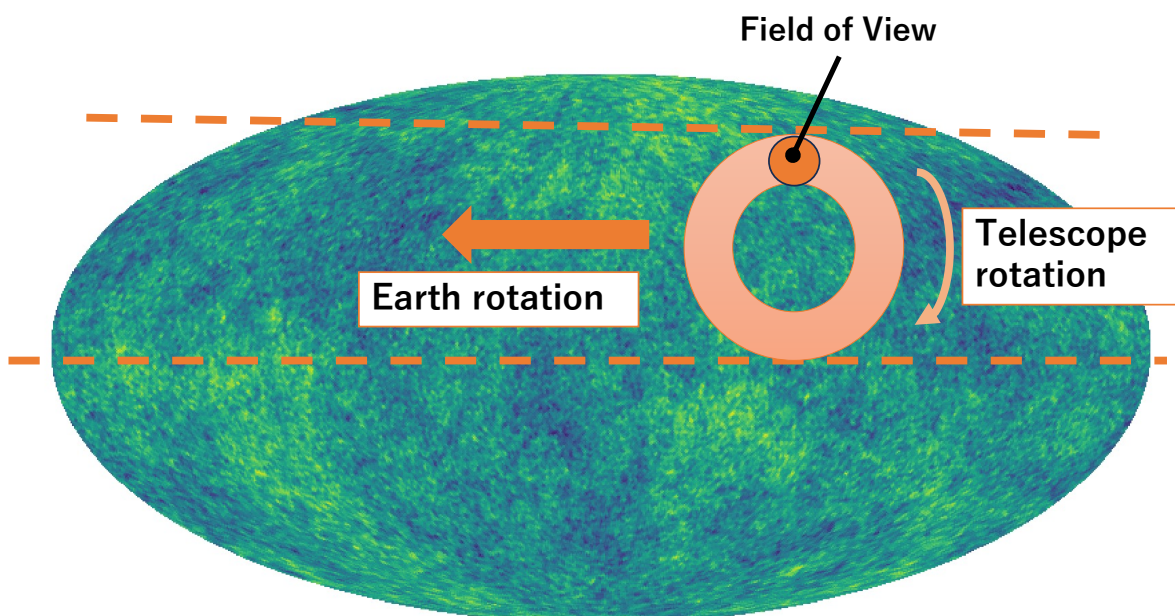


図 1.8: GroundBIRD のスキャンストラテジー [3]。3 秒に一回の高速回転で一周毎に  $l \approx 6$  の大角度スケールを観測する。地球の自転と相まって 1 日で全天の 45% を観測できる。

## 第2章

# 超伝導検出器 MKID

本章では MKID の動作原理や特性を整理した上で、MKID 特有のノイズを抑制するデザイン「ハイブリッド MKID」を導入する。その上で、CMB 観測の高精度化に向けた超伝導材料について記述することで、本研究の位置付けを明確にする。

### 2.1 MKID 概要

MKID とは、入射エネルギーによるクーパー対の崩壊をインピーダンス変化として読み出す超伝導検出器である。図 2.1 に電子顕微鏡写真及び等価回路表現を示す。MKID は厚

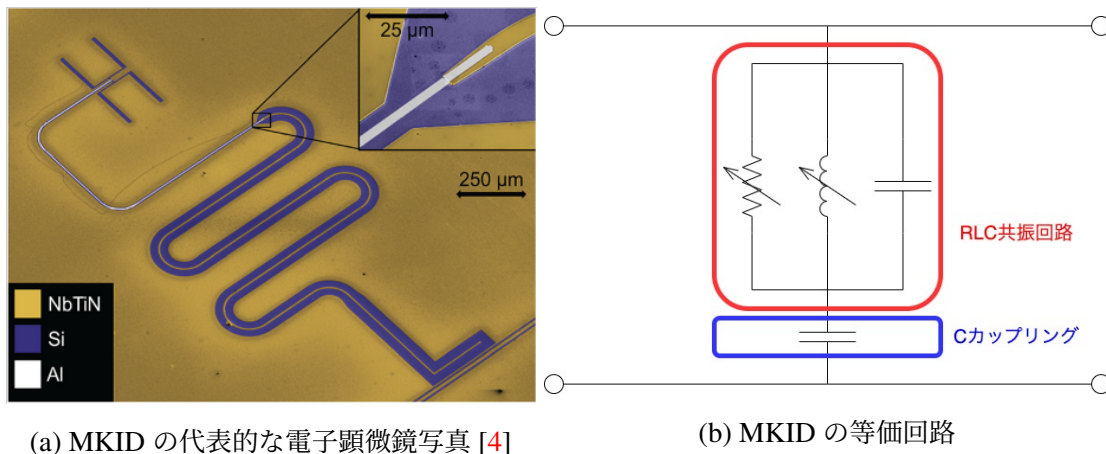


図 2.1: 超伝導検出器 MKID

さ数 10～数 100 nm の超伝導薄膜に線幅数  $\mu\text{m}$  の共振回路を形成した構造で、共振周波数を変えることで一つの読み出し線で多数の検出器を同時に読み出せる利点がある。回路はコプレーナ線路 (Coplanar Waveguide: CPW) で構成される。CPW とは同一面内にグラウンド部分と芯線部分が存在する伝送線路のことである。これは Si などの誘電体基板に超伝導体の薄膜を形成し、線路の間の溝に沿って超伝導金属を取り除くことで形成される。

この手法については第 3 章で後述する。CPW のイメージ図を図 2.2 に示す。

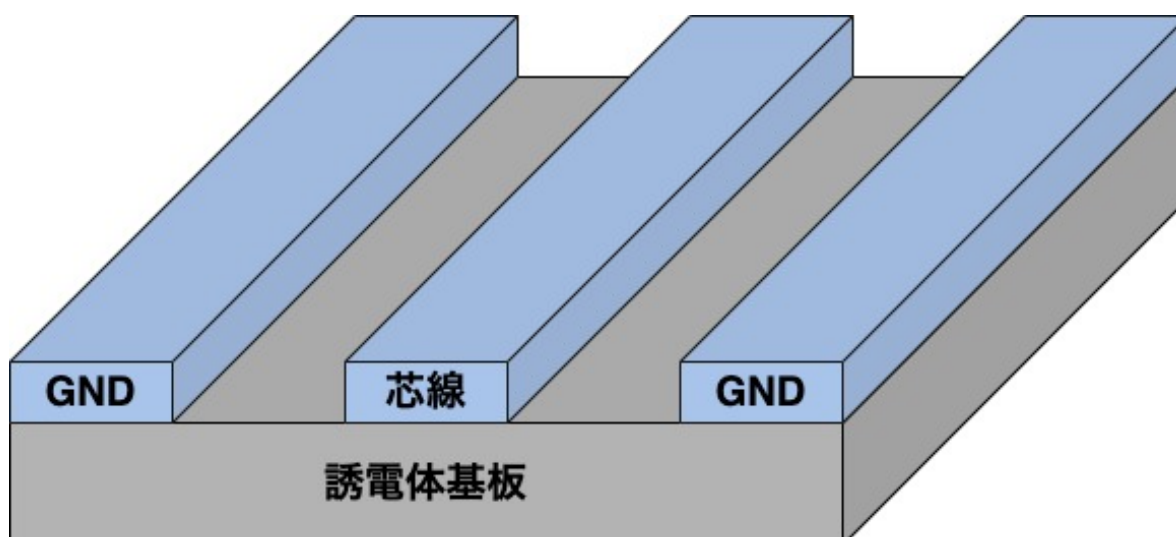


図 2.2: CPW 伝送線路のイメージ図。図の青い部分は金属を表し、線路に沿って金属を取り除くことでグラウンド (GND) 部分と芯線部分に分離している。

### 2.1.1 MKID の超伝導特性

本節では超伝導体内の電子状態及び MKID の電気伝導度について議論する。

#### 2.1.1.1 クーパー対と準粒子励起

超伝導とは、一定温度 (一般に極低温) 以下での金属中の電子状態の相転移である。超伝導状態においては電子は 2 つ 1 組のクーパー対となって存在している。しかし超伝導状態においても、クーパー対に十分なエネルギーが入射すれば崩壊して二つの電子へと励起する。この励起は不安定であり、一定の寿命の後にクーパー対へと戻る。このような励起を「準粒子」励起と呼び、MKID では入射信号により励起した準粒子数に比例した応答が得られる。

BCS 理論によると、絶対零度の超伝導体からクーパー対が崩壊して準粒子が励起するのに必要なエネルギーは、相転移のギャップエネルギー  $\Delta(T=0)$  及び超伝導転移温度  $T_c$  を用いて以下のように与えられる [5]。

$$2\Delta(T=0) = 3.52k_B T_c \quad (2.1)$$

ここで係数の 2 はクーパー対の崩壊には電子二つを励起させる必要があることに由来す

る。参考として、Al の転移温度 1.2 K に対応する必要エネルギーは光子の周波数に換算して約 90 GHz になる。

転移温度以下でも、絶対零度でない限りエネルギー分布によりギャップエネルギー以上のクーパー対は存在し、それらは準粒子に励起している。フェルミ分布関数を  $f(E) = \frac{1}{1+\exp(E/k_B T)}$  とすると、準粒子数密度  $n_{qp}$  は

$$n_{qp} = 4N_0 \int_{\Delta}^{\infty} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} f(E) dE \quad (2.2)$$

となる [6]。ここで  $N_0$  はフェルミ面での電子の状態密度である。また有限温度では準粒子の存在によりギャップエネルギー  $\Delta$  は絶対零度での値  $\Delta_0$  より以下の式に従って小さくなる [6]。

$$\frac{\Delta_0 - \Delta}{\Delta_0} \approx 2 \int_{\Delta}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} f(E) dE \quad (2.3)$$

準粒子が励起してから再びクーパー対に戻るまでの時間 (準粒子寿命:  $\tau_{qp}$ ) は一般にエネルギーが高いほど短くなる [7]。  $T \ll T_c$  で最低エネルギーの準粒子  $E = \Delta$  では

$$\tau_{qp} = \frac{\tau_0 N_0 (k_B T_c)^3}{2n_{qp} \Delta^2} \quad (2.4)$$

となる [7]。

### 2.1.1.2 複素伝導度と力学的インダクタンス

超伝導状態では電気抵抗は 0 になるため DC 電流に対する散逸はなくなる。しかし AC 電流に対しては微小ながら散逸を持つことが知られている。DC、AC 電流に対する伝導度を統一的に記述する物理量として複素伝導度  $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$  があるが、超伝導体内の複素伝導度は Mattis-Bardeen 理論 [8] によると以下のように与えられる。

$$\frac{\sigma_1(\omega)}{\sigma_n} = \frac{2}{\hbar\omega} \int_{\Delta}^{\infty} dE \frac{E^2 + \Delta^2 + \hbar\omega}{\sqrt{E^2 - \Delta^2} \sqrt{(E + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}} [f(E) - f(E + \hbar\omega)] \quad (2.5)$$

$$\frac{\sigma_2(\omega)}{\sigma_n} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta}^{\Delta + \hbar\omega} dE \frac{E^2 + \Delta^2 - \hbar\omega}{\sqrt{E^2 - \Delta^2} \sqrt{\Delta^2 - (E - \hbar\omega)^2}} [1 - f(2E)] \quad (2.6)$$

ここで  $\sigma_n$  は常伝導状態での電気伝導度である。MKID の動作環境として  $\hbar\omega \ll \Delta_0, k_B T \ll \Delta_0$  を仮定すると、(2.5), (2.6) 式は以下のように近似できる [6]。

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} = \frac{4\Delta}{\hbar\omega} e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \sinh\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) K_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \quad (2.7)$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \frac{\pi\Delta}{\hbar\omega} \left[ 1 - 2e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} e^{-\frac{\hbar\omega}{2k_B T}} I_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \right] \quad (2.8)$$

ここで  $I_0$ 、 $K_0$  はそれぞれ第一種、第二種変形ベッセル関数である。指数部分が微小量であることを考慮すると、 $\sigma_1 \ll \sigma_2$  であることがわかる。 $\sigma_2$  の第一項の  $1/\omega$  の依存性は、クーパー対の持つ慣性に由来する力学的インダクタンス [9]

$$\sigma_2 = \frac{n_s e^2}{m\omega} \quad (2.9)$$

を表している。

光子の入射などにより準粒子数が一時的に増加した場合、複素伝導度の変化は (2.7),(2.8) 式を (2.2) 式を用いて  $n_{qp}, T$  の関数とみなして偏微分することで

$$\frac{d\sigma_1}{dn_{qp}} = \sigma_n \frac{1}{N_0 \hbar \omega} \sqrt{\frac{2\Delta_0}{\pi k_B T}} \sinh\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \quad (2.10)$$

$$\frac{d\sigma_2}{dn_{qp}} = -\sigma_n \frac{\pi}{2N_0 \hbar \omega} \left[ 1 + \sqrt{\frac{2\Delta_0}{\pi k_B T}} e^{-\frac{\hbar\omega}{2k_B T}} I_0\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \right] \quad (2.11)$$

を得る [10]。この式を見ると複素伝導度は準粒子数に対して線形に応答することがわかる。また表式から、 $\frac{d\sigma_1}{dn_{qp}} \ll \frac{d\sigma_2}{dn_{qp}}$  と分かる。

### 2.1.1.3 超伝導体の表面インピーダンス

MKID に用いられるような超伝導薄膜において、抵抗やインダクタンスといった表面インピーダンスがどのようになるかを議論する。まず、「薄膜」を定義するために超伝導体の特徴的な長さスケールである「ロンドン侵入長  $\lambda_L$ 」及び「コヒーレント長  $\xi$ 」を導入する。ロンドン侵入長は磁場が侵入できる長さのことであり、コヒーレント長はクーパー対の空間的な広がり大きさである [11]。コヒーレント長は温度や不純物によってその長さが変わり、

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \quad (2.12)$$

のようになる [5]。ここで  $\xi_0$  は不純物なし、絶対零度のロンドン侵入長、 $l$  は電子の平均自由行程である。MKID に用いるような数 10～数 100 nm の薄膜では平均自由行程は膜厚  $d$  に制限される。これに加えて  $l \ll \xi_0, l \ll \lambda_L$  を要請すると、電流密度や場の分布が薄膜内で一様とみなせて

$$Z_s = \frac{1}{(\sigma_1 - i\sigma_2)d} \quad (2.13)$$

を得る [10]。ここで  $Z_s$  は薄膜の表面インピーダンスである。実部、虚部がそれぞれ抵抗、インダクタンスに対応する。

## 2.1.2 MKID の入力インピーダンス

本節では、1/4 波長共振器の性質や応答についての一般論を与える。また本節の最後には、前節の超伝導特性を踏まえて MKID の入射エネルギーに対する応答について議論する。図 2.3 の共振器のインピーダンス  $Z_l$  は一般に線路の特性インピーダンス  $Z_0$ 、伝播定

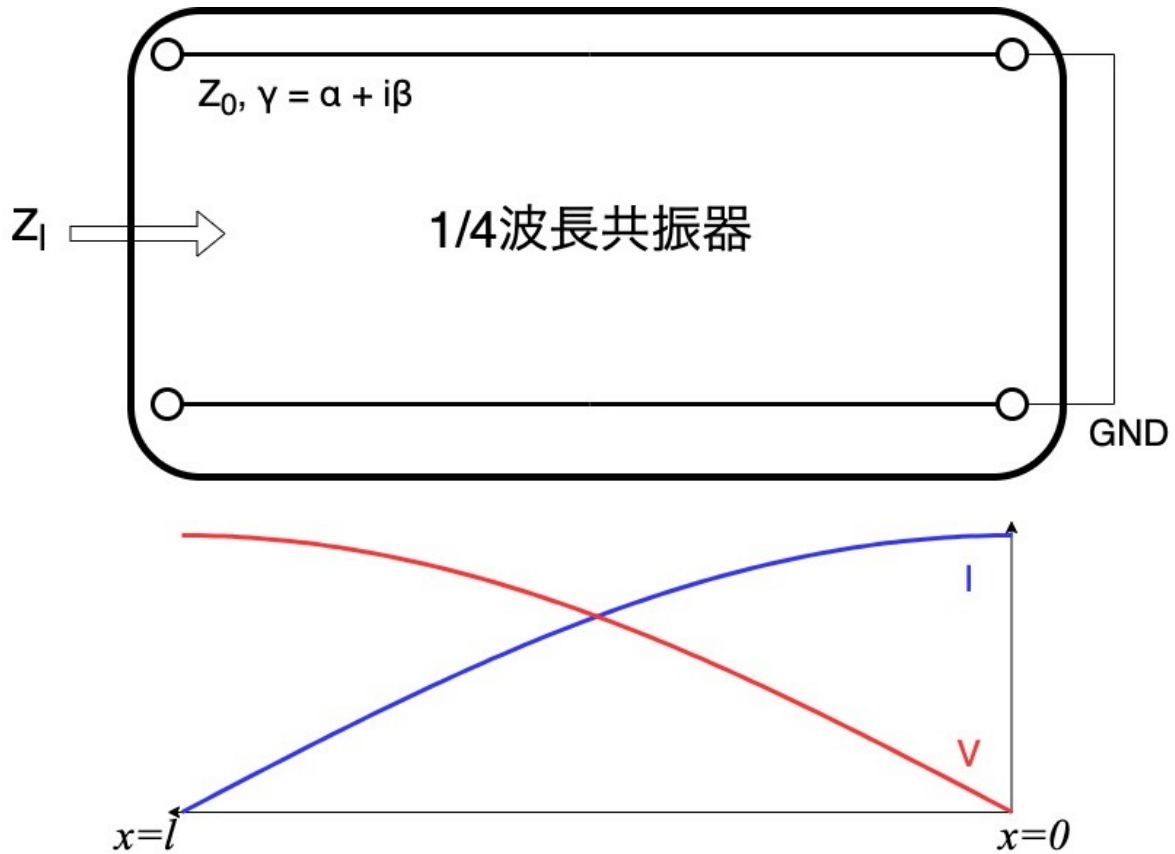


図 2.3: 1/4 波長共振器の分布定数回路モデル: 特性インピーダンス  $Z_0$ 、伝播定数  $\gamma = \alpha + i\beta$  とする。一端をショートさせており、反対側からの入力インピーダンス  $Z_l$  を計算する。

数  $\gamma = \alpha + i\beta$  を用いて、

$$Z_l = Z_0 \tanh \gamma l = Z_0 \tanh(\alpha + i\beta)l \quad (2.14)$$

と与えられる [12]。これを变形して、

$$\begin{aligned} Z_l &= Z_0 \frac{\tanh \alpha l + i \tan \beta l}{1 + \tanh \alpha l \cdot i \tan \beta l} \\ &= Z_0 \frac{1 - i \tanh \alpha l \cot \beta l}{\tanh \alpha l - i \cot \beta l} \end{aligned} \quad (2.15)$$

を得る。ここで位相定数  $\beta$  は共振周波数  $\omega$ 、位相速度  $v_p$  と  $\beta = \frac{\omega}{v_p}$  の関係にある。  $l = \frac{1}{4}\lambda$  であることを踏まえると、共振周波数  $\omega_0$  の近傍  $\omega = \omega_0 + \delta\omega$  では

$$\beta l = \frac{\omega_0 \lambda}{4v_p} + \frac{\delta\omega \lambda}{4v_p} = \frac{\pi}{2} \left( 1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right) \quad (2.16)$$

$$\cot \beta l \approx -\tan \frac{\pi \delta\omega}{2\omega_0} \approx -\frac{\pi \delta\omega}{2\omega_0} \quad (2.17)$$

を得る。また損失  $\alpha$  は十分小さいものとして  $\tanh \alpha l \approx \alpha l$  を仮定する。微小量の二次の項を無視すると、(2.15) 式は

$$Z_l = Z_0 \frac{1}{\alpha l + i \cdot \frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{\omega_0}} \quad (2.18)$$

となる。(2.18) 式を見ると、MKID の共振器部分の等価回路が図 2.1b の RLC 並列回路になることが理解できる。すなわち、共振周波数近傍での RLC 並列回路のインピーダンス  $Z_{RLC}$  は

$$Z_{RLC} = \frac{1}{1/R + 2i\delta\omega C} \quad (2.19)$$

と表せるので、(2.18) 式と比較して

$$R \equiv \frac{Z_0}{\alpha l}, C \equiv \frac{\pi}{4\omega_0 Z_0}, L \equiv \frac{1}{\omega_0^2 C} \quad (2.20)$$

の対応がある。

共振の鋭さを表す Q 値について、RLC 並列回路では  $Q = \omega_0 RC$  と計算されるので、MKID の Q 値 ( $Q_i$  とする) は (2.20) 式から  $Q_i = \frac{\pi}{4\alpha l}$  と書ける。(2.18) 式に代入して

$$Z_l = Z_0 \frac{4Q_i/\pi}{1 + 2iQ_i \frac{\delta\omega}{\omega_0}} \quad (2.21)$$

を得る。

実際の MKID では、これに加えて読み出し線との C カップリングのインピーダンス  $Z_c$  も存在する。そのため MKID の入力インピーダンスは、

$$Z = Z_c + Z_l = -i \frac{1}{\omega C_c} + Z_0 \frac{4Q_i/\pi}{1 + 2iQ_i \frac{\delta\omega}{\omega_0}} \quad (2.22)$$

となる。ここで C カップリングの容量を  $C_c$  とした。この項により Q 値に変化を及ぼすが、その変化を後で見やすくするため  $\frac{1}{\omega C_c} = \sqrt{\frac{2Q_c}{\pi}}$  と置き直すと (2.22) 式は、

$$\begin{aligned} \frac{Z}{Z_0} &= -i \sqrt{\frac{2Q_c}{\pi}} + \frac{\frac{4Q_i}{\pi}}{1 + 2iQ_i \frac{\delta\omega}{\omega_0}} \\ &= \frac{\frac{4Q_i}{\pi} - i \left\{ 4Q_i^2 \sqrt{\frac{2Q_c}{\pi}} \left( \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)^2 + \frac{8Q_i^2}{\pi} \frac{\delta\omega}{\omega_0} + \sqrt{\frac{2Q_c}{\pi}} \right\}}{1 + 4Q_i^2 \left( \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)^2} \end{aligned} \quad (2.23)$$

となる。共振はインピーダンスの虚部が 0 になるときに起こるので、カップリングを含めた共振時の周波数は、

$$\begin{aligned} \frac{\delta\omega}{\omega_0} &= \sqrt{\frac{1}{2\pi Q_c}} \left( -1 \pm \sqrt{1 - \frac{\pi Q_c}{2Q_i^2}} \right) \\ &\approx -\frac{1}{4Q_i^2} \sqrt{\frac{\pi Q_c}{2}}, -\sqrt{\frac{2}{\pi Q_c}} \end{aligned} \quad (2.24)$$

のように MKID 内部の共振  $\frac{\delta\omega}{\omega_0} = 0$  からはズレが生じる。ここで  $\frac{\pi Q_c}{2Q_i^2}$  を微小量として主要項のみを残した。読み出し信号ではカップリングも含めた共振になるので、それぞれの解で読み出し RF の共振周波数  $f_r$  の近傍では、

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \begin{cases} = \frac{\Delta f}{f_r} - \frac{1}{4Q_i^2} \sqrt{\frac{\pi Q_c}{2}} \\ = \frac{\Delta f}{f_r} - \sqrt{\frac{2}{\pi Q_c}} \end{cases} \quad (2.25)$$

となる。(2.23) 式に代入し、微小量の最低次の項のみ残すと

$$\frac{Z}{Z_0} = \begin{cases} = \frac{4Q_i}{\pi} \left( 1 - 2iQ_i \frac{\Delta f}{f_0} \right) \\ = \frac{Q_c}{2Q_i} \left( 1 + 2iQ_i \frac{\Delta f}{f_0} \right) \end{cases} \quad (2.26)$$



を得る。前者の解は共振時においても線路の特性インピーダンスに比べて十分大きなインピーダンス ( $Z \approx Z_0 \frac{4Q_i}{\pi} \gg Z_0$ ) を持つ。このインピーダンス変化は後述する  $S_{21}$  測定では検出できないため、観測されるインピーダンス変化は後者の解になる。

### 2.1.3 散乱行列

インピーダンス変化の検出は、読み出し RF 信号の散乱行列要素  $S_{21}$  を測定して行う。[\[12\]](#)によると、

$$S_{21} = \frac{2}{2 + Z_0/Z} \quad (2.27)$$

であり (2.26) 式の後者の解を代入すると

$$S_{21} = 1 - \frac{Q_r/Q_c}{1 + 2iQ_r \frac{\Delta f}{f_r}} \quad (2.28)$$

$$\bar{S}_{21} = 1 - \frac{Q_r/Q_c}{1 - 2iQ_r \frac{\Delta f}{f_r}} \quad (2.29)$$

となる。ここでカップリングの効果も含めた全体の Q 値を  $Q_r = 1/(1/Q_i + 1/Q_c)$  とした。(2.28) 式と (2.29) 式から  $\frac{\Delta f}{f_r}$  を消去するように式変形すると

$$|S_{21} - x_c| = \frac{Q_r}{2Q_c} \left( \text{ただし } x_c = 1 - \frac{Q_r}{2Q_c} \right) \quad (2.30)$$

を得る。(2.30) 式は読み出し RF 周波数を変化させた時の  $S_{21}$  の複素平面上での軌跡が円状になることを表している。以後、この円を共振円と呼ぶ。共振円の例を図 2.4 に示す。また図 2.4 に示すように横軸を読み出し RF 周波数  $f = f_0 + \Delta f$  に取って、透過率  $|S_{21}|$  を縦軸にとると、非共振時は透過率は 1 で共振の周りで透過率が鋭いピークを伴って低下することがわかる。

MKID の評価の際には共振円の様子を調べるため  $S_{21}$  を複素数として測定するが、その方法については第 4 章で記述する。

### 2.1.4 入射信号と応答

この節では、MKID に入射した信号が共振円の形状に与える変化について調べる。[2.1.1.2](#) で見たように、入射信号により準粒子数が増加すると複素伝導度が線形に変化する。それにより表面インピーダンス  $Z_s$  が変化し、さらに MKID の入力インピーダンスが

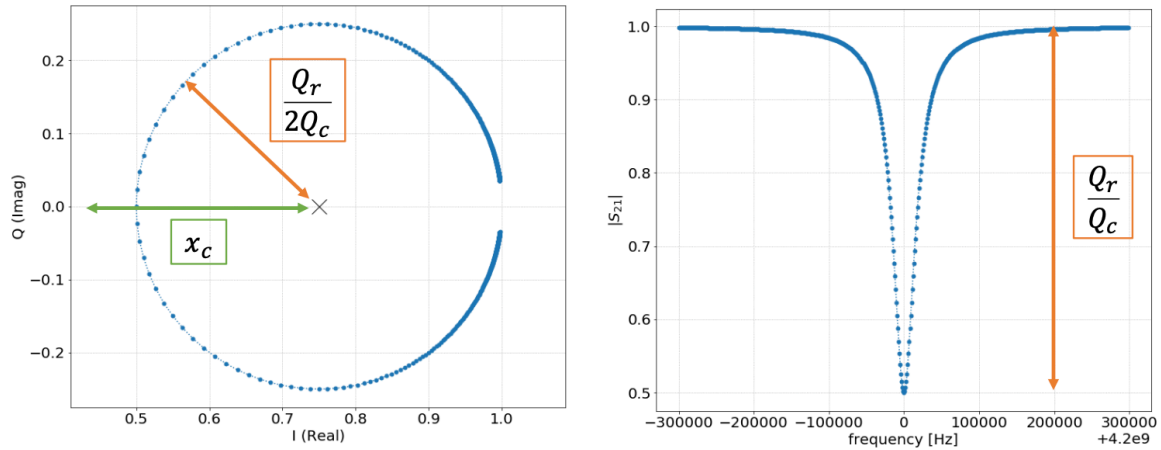


図 2.4: 複素平面での共振円と透過率の周波数依存性。図は [13] より引用。

変化することで以下のように  $S_{21}$  の振幅、位相の変化として読み出される [7]。

$$\frac{\delta A}{\delta N_{\text{qp}}} = -\frac{\alpha_k \beta_k Q_r}{\sigma_2 V} \frac{d\sigma_1}{dn_{\text{qp}}} \quad (2.31)$$

$$\frac{\delta \theta}{\delta N_{\text{qp}}} = -\frac{\alpha_k \beta_k Q_r}{\sigma_2 V} \frac{d\sigma_2}{dn_{\text{qp}}} \quad (2.32)$$

ここで  $\alpha_k$  は共振器のインダクタンスに占める力学的インダクタンスの割合、 $\beta_k = 1 + \frac{2d/\lambda_L}{\sinh 2d/\lambda_L}$ 、 $V$  は共振器部分の体積である。 $\frac{d\sigma_1}{dn_{\text{qp}}} \ll \frac{d\sigma_2}{dn_{\text{qp}}}$  であることを思い出すと、振幅よりも位相の応答性が高いことが分かる。

### 2.1.5 MKID のノイズ

MKID のノイズは主に

- リードアウトノイズ
- 生成消滅 (GR) ノイズ
- 二準位系 (TLS) ノイズ

の 3 種類が存在する。これらのノイズはそれぞれ異なる時間依存性をもつため、時系列データを測定してパワースペクトル密度 (Power Spectrum Density: PSD) を調べることでそれぞれのノイズ成分を切り分けることができる。PSD とは時系列データの自己相関関数のフーリエ変換対であり、信号のパワーの周波数分布を表している。PSD の周波数依存性の概略を図 2.5 に示す。

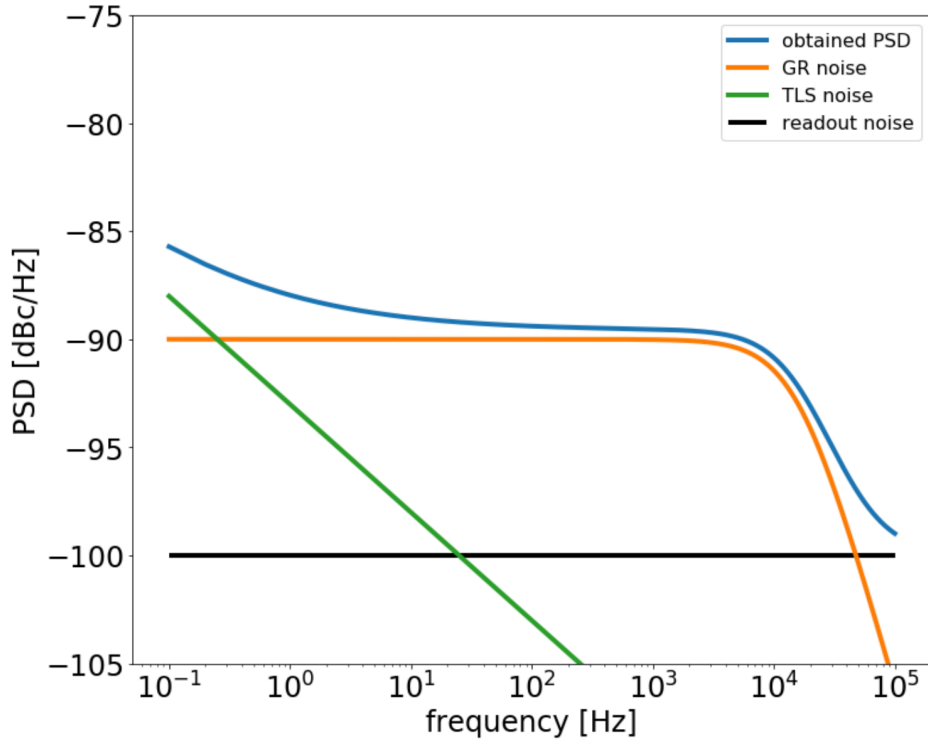


図 2.5: ノイズ PSD の周波数依存性 (画像は [13] より借用)

### 2.1.5.1 リードアウトノイズ

読み出し回路に起因するノイズは、主に MKID からの RF 信号を最初に増幅する低温アンプで決まる。低温アンプノイズの PSD は以下で与えられる。[7]

$$\text{PSD}_{\text{RO}} = \frac{4k_{\text{B}}T_{\text{N}}}{P_{\text{read}}} \left(1 + \frac{Q_{\text{c}}}{Q_{\text{i}}}\right)^2 \quad (2.33)$$

ここで  $T_{\text{N}}$ ,  $P_{\text{read}}$  はそれぞれ低温アンプのノイズ温度、低温アンプに入る読み出し RF のパワーである。式を見るとわかるように、時間依存性はなく図 2.5 にあるようなホワイトノイズとなる。

### 2.1.5.2 生成消滅 (GR) ノイズ

MKID の応答は入射信号により生じた準粒子数によって決まる。しかし、そのほかにもわずかな熱揺らぎによっても準粒子は生成、消滅し得る。この揺らぎによるノイズを生成

消滅 (Generation and Recombination:GR) ノイズと呼び、その PSD は以下ようになる。

$$\text{PSD}_{\text{GR}} = \frac{4N_{\text{qp}}\tau_{\text{qp}}}{(1 + \omega^2\tau_{\text{qp}}^2)(1 + \omega^2\tau_{\text{res}}^2)} \left( \frac{dx}{dN_{\text{qp}}} \right)^2 \quad (2.34)$$

ここで  $\tau_{\text{res}}$  は MKID の応答時間で  $\tau_{\text{res}} = Q_r/(\pi f_r)$  と与えられる。また  $x$  は振幅、位相のいずれかであり、それぞれに対して GR ノイズが存在する。この PSD は  $1/\tau_{\text{qp}}, 1/\tau_{\text{res}}$  にカットオフを持ち、それ以下の周波数ではホワイトノイズとなる。

CMB の地上観測実験では、大気などの熱放射によって準粒子が励起することによる GR ノイズも存在する。また大気の放射そのものが統計的に揺らいでいることもあり、これらを合わせた大気由来のノイズは原理的に低減することが不可能であるので、検出器由来のノイズを大気放射由来のノイズ以下に抑えることが CMB 地上観測実験の検出器開発においては到達目標になる。これについては 2.3.2 で後述する。

### 2.1.5.3 二準位系 (TLS) ノイズ

MKID の誘電体基板や超伝導薄膜は一般にアモルファス構造をしており、そのことに起因した  $1/f$  ノイズである二準位系 (Two Level System:TLS) ノイズが存在する。アモルファス構造に由来する二つのエネルギー状態に由来する双極子モーメントと読み出し RF の電場が相互作用することで、複素誘電率を変化させノイズとなることが知られている。TLS ノイズの影響が最も直接現れるのは共振周波数及び  $Q_i$  のズレである [10]。

$$\frac{\delta f_r}{f_r} = \frac{F\delta_{\text{TLS}}^0}{\pi} \left[ \text{Re}\Psi \left( \frac{1}{2} - \frac{\hbar\omega}{2i\pi k_B T} \right) - \ln \frac{\hbar\omega}{2\pi k_B T} \right] \quad (2.35)$$

$$\frac{1}{Q_{i,\text{TLS}}} = \frac{F\delta_{\text{TLS}}^0 \tanh \frac{\hbar\omega}{2k_B T}}{\sqrt{1 + (P_{\text{int}}/P_c)^2}} \quad (2.36)$$

ここで、 $F\delta_{\text{TLS}}^0$  は絶対零度での TLS による損失の量、 $\text{Re}\Psi$  は Digamma 関数の実部である。また  $P_{\text{int}}$  は共振周波数において MKID 内部に蓄えられるエネルギーを表し、読み出し RF のパワー  $P_{\text{read}}$  を用いて

$$P_{\text{int}} = \frac{2Q_r^2}{\pi Q_c} P_{\text{read}} \quad (2.37)$$

と与えられる。

$f_r, Q_i$  の微小変化はそれぞれ  $S_{21}$  の位相、振幅の微小変化に比例する。

$$\delta\theta = -4Q_r \frac{\delta f_r}{f_r} \quad (2.38)$$

$$\delta A = 2Q_r \delta \left( \frac{1}{Q_i} \right) \quad (2.39)$$

測定で得られるノイズ PSD は位相及び振幅についてのものであるが、これらの式を踏まえると、TLS の影響が直接現れる  $f_r, Q_i$  についての PSD に変換することができる。2.1.4 で見た通り位相の応答性の方が高いため、位相の PSD を  $f_r$  の PSD に変換したものを TLS ノイズの評価に用いる。

$$PSD_{f_r} = \frac{1}{(4Q_r)^2} PSD_{\theta} \quad (2.40)$$

## 2.2 ハイブリッド MKID

本章の最後に、MKID の高感度化及び低ノイズ化に向けた工夫としてハイブリッド MKID について紹介する。ハイブリッド MKID とはアンテナ側と読み出し線側で異なる材質を使用することで高感度化及び低ノイズ化を目指した構造である。アンテナ側には転移温度に低い材質を、読み出し線側には転移温度が高く TLS ノイズの影響が低い材質を用いることで次節で挙げるような利点が得られる。今回の研究ではアンテナ側の材質として転移温度が典型的に 0.5~1.0 K の Ta を、読み出し線側の材質として転移温度が 9.2 K 程度の Nb の使用を想定してそれぞれの材質での MKID の開発を進めた。

### 2.2.1 ハイブリッド MKID の利点

ハイブリッド MKID には主に以下に示す 3 つの利点がある [4]。

#### 2.2.1.1 TLS ノイズの軽減

TLS ノイズの低減のために TLS ノイズの影響が小さい金属で MKID を作ろうというのは自然な発想である。しかし、TLS ノイズの影響が小さい素材として例えば Nb などは準粒子励起が起こりにくい転移温度が高い物質であり、必然的に信号に対する感度も悪くなってしまふ。そこで信号が入るアンテナ部分に CMB などに感度がある (転移温度が低い) 材質を使い、アンテナ以外の部分を TLS ノイズの影響が低い素材で作ろうというのがハイブリッド MKID のアイデアである。

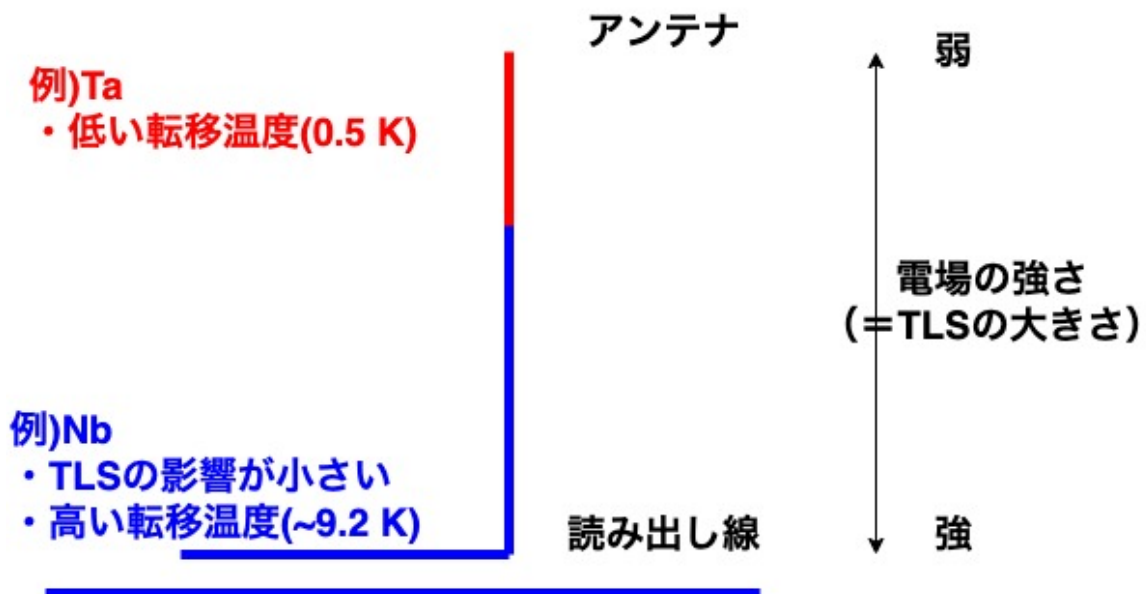


図 2.6: ハイブリッド MKID の概念図。TLS が大きい読み出し側と感度が求められるアンテナ側で材質を分けることで、高感度と低ノイズを両立する。MKID の電場強度分布については図 2.3 の電位分布からも理解できる。

TLS ノイズは読み出し RF の電場の相互作用であるため、ノイズの大きさは電場強度に依存する。1/4 波長共振器では電場は開口端側 (読み出し線側) で強く、閉口端側 (アンテナ側) で 0 となる。そのため読み出し線側で TLS ノイズの影響が特に大きいことになるが、ハイブリッド MKID ではこの部分に TLS の影響の小さい素材を使用するので理に適っている。

### 2.2.1.2 準粒子閉じ込めによるセンサー側での感度向上

転移温度が異なる 2 種類の金属を用いることによる利点もある。2.1.1.1 節で触れた通り、準粒子とは 2.1 式のギャップエネルギー  $2\Delta$  を超えて励起した電子のことである。ギャップエネルギーは転移温度に比例するため、転移温度の低い超伝導体ほど準粒子が励起しやすいことになる。ここでハイブリッド MKID において、転移温度の低いアンテナ側で励起した準粒子が読み出し線側の超伝導体のギャップエネルギーを超えていない場合、準粒子はアンテナ側の超伝導体内に閉じ込められる。これは実行的に 2.31、2.32 式において共振器の体積  $V$  を小さくすることになり、準粒子の増減に対する応答の感度が良くなる。

### 2.2.1.3 読み出し側の構造の自由度

もう一つの利点も準粒子の閉じ込めに関連するものである。先述の通り、2.31、2.32 式から共振器の体積を小さくする方が感度は向上することが分かる。このため、本来はできるだけ小さな体積を持つ共振器を製作するが、ハイブリッド MKID においては読み出し線側の超伝導体にはほとんど準粒子は存在せず実行的に共振器体積には含まれないため、読み出し線側の構造にはかなり自由度がある。特に先行研究により CPW の線幅を広くすることで TLS ノイズを低減出来ることが知られており [13]、このような工夫を感度の損失なしに行うことが可能である。

## 2.3 本研究における MKID の性能の到達目標

本論文は、アンテナ側の材質として Ta、読み出し側の材質として Nb を採用するハイブリッド MKID の製作の前段階としての研究である。アンテナ側、読み出し側それぞれの材質のみを用いた MKID を製作し、それぞれの性能を評価する。本節で性能評価における到達目標を定義する。

### 2.3.1 アンテナ部分のエネルギー閾値

アンテナ側に用いる素材の転移温度に対する条件はどのような信号を想定するかによって変わるが、今回は CMB 偏光観測への利用を想定した。CMB 観測における主要なノイズは、天体や星間物質からのミリ波放射であり、これらをまとめて“前景放射”と呼んでいる。前景放射の主な成分にはシンクロトロン放射ノイズ及びダスト放射ノイズがあり、それぞれ図 2.7 に示す周波数依存性を持っている。図 2.7 を見ると、80 GHz が最もノイズが少なく観測できる周波数であることがわかる。このエネルギーの CMB 光子を観測できることをアンテナ素材に対する条件として課すと、80 GHz のエネルギーは約 1.0 K の転移温度のギャップエネルギーに対応するので、 $O(0.1 \text{ K})$  の転移温度の超伝導体を用いることになる。一般に MKID の材質としてよく用いられる Al ではこの要求を満たすことはできない。なぜなら Al は  $T_c = 1.2 \text{ K}$  なので  $2\Delta \approx 0.36 \text{ meV}$ 、つまり 90 GHz 以上の光信号にのみ感度を有する。本研究でアンテナ側の材質として採用した Ta は転移温度 ( $T_c$ ) が一般に 0.5 K 程度になり、 $2\Delta \approx 0.15 \text{ meV}$ 、つまり 37 GHz 以上の光信号に感度を有することになる。本研究で Ta の  $T_c$  が 0.5 K 程度であることを確かめる (第 6 章)。

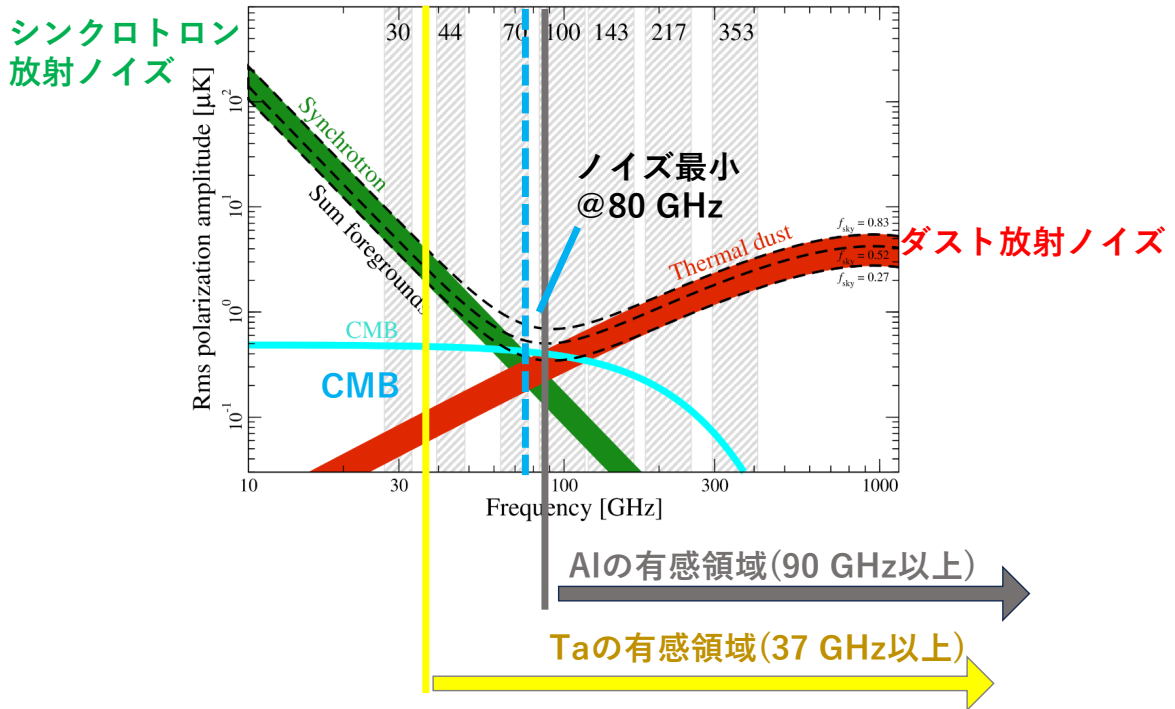


図 2.7: CMB 偏光信号と前景放射ノイズ [14]。信号雑音比は 80 GHz で最大となる。この周波数は AL では見えないが Ta でなら観測できる。

### 2.3.2 ノイズレベル

2.1.5.2 で触れた通り、MKID 由来のノイズのレベルを大気由来のノイズ以下に抑えることが CMB 地上観測実験の到達目標である。これを評価するため、ノイズを雑音等価電力 (Noise Equivalent Power: NEP) を用いて表す。NEP とは、ノイズの大きさを、帯域 1 Hz で信号雑音比が 1 になる時の信号のパワーで表したものである。大気放射由来のノイズの信号雑音比  $NEP_{\text{atm}}$  は、

$$NEP_{\text{atm}} = \sqrt{2P_{\text{MKID}}(hf + P_{\text{MKID}}/\Delta f) + 4\Delta T_{\text{a}}P_{\text{MKID}}/\eta_{\text{pb}}} \quad (2.41)$$

$$\text{ただし、} P_{\text{MKID}} = \{\eta_{\text{fwd}}(1 - \eta_{\text{atm}}) + (1 - \eta_{\text{fwd}})\} \eta_{\text{inst}} B(f, T_{\text{amb}}) \Delta f \quad (2.42)$$

となる [15]。ここで  $P_{\text{MKID}}$  は大気放射から MKID に入るパワー、 $h$  はプランク定数、 $f$  は観測周波数、 $\Delta f$  は観測帯域幅、 $\Delta T_{\text{a}}$  は MKID のセンサー部分の超伝導体のギャップエネルギー、 $\eta_{\text{pb}}$  はクーパー対の崩壊効率、 $\eta_{\text{fwd}}$  は望遠鏡が大気を観測する効率、 $\eta_{\text{atm}}$  は大気の透過率、 $\eta_{\text{inst}}$  は装置の検出効率、 $B(f, T)$  は黒体放射スペクトル、 $T_{\text{amb}}$  は大気を含む環境の温度である。指標として、実際に MKID が使用されている地上観測実験である



GroundBIRD 実験の環境を想定して  $\text{NEP}_{\text{atm}}$  を計算した。用いたパラメータと計算結果を表 2.1 に示す。

変数名	値
$\text{NEP}_{\text{atm}}$ [ $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ]	$7 \times 10^{-17}$
$f$ [GHz]	145
$\Delta f$ [GHz]	20
$\Delta T_{\text{a}}$ [ $\mu\text{eV}$ ]	76
$\eta_{\text{pb}}$	0.57
$\eta_{\text{fwd}}$	1
$\eta_{\text{atm}}$	0.93
$\eta_{\text{inst}}$	0.5
$T_{\text{amb}}$ [K]	300

表 2.1: GroundBIRD 実験の環境を想定した大気放射ノイズの NEP の計算結果及び用いたパラメータ。[16] を参考にした。  $\eta_{\text{fwd}}$  については正確な見積もりがなく、要求 NEP をコンサバティブに見積もるために 1 としている。

また MKID の固有ノイズは図 2.5 のような周波数特性を持っていたので、実験への応用の際にどの周波数におけるノイズが問題になるかを考える必要がある。例えば、GroundBIRD 実験のサンプリング周波数は 1 kHz であり、それ以上の周波数のノイズは原理的に寄与しない。では、低周波側についてはどのように考えれば良いか。GroundBIRD の対象とする角度スケールは最大で多重極  $l$  で表して  $l \approx 6$  程度であったが、これはおよそ望遠鏡が 3 秒で一回転 ( $\sim 0.3$  Hz) した際に掃く角度スケールに対応する。故に、サンプリング周波数 0.3 Hz  $\sim$  1 kHz の“サイエンスバンド”内で MKID 固有のノイズを大気由来のノイズ以下に抑えることが要請される。この範囲で MKID 固有ノイズは GR ノイズによるホワイトノイズか TLS ノイズによる  $1/f$  ノイズが主要であるので、低周波側の境界である 0.3 Hz において最大(もしくは一定)になる。

以上の考察により、サンプリング周波数 0.3 Hz におけるハイブリッド MKID の固有ノイズが  $7 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  以下になることを到達目標として定める。その前段階としてハイブリッド MKID の読み出し側材料に用いる Nb を用いた MKID の TLS ノイズを評価し(第 5 章)、Ta と Nb を組み合わせたハイブリッド MKID の感度について考察を行う(第 7 章)。

## 第 3 章

# MKID の製作手法

MKID は厚さ数 10~数 100 nm の超伝導薄膜に数  $\mu\text{m}$  の線幅の回路を形成した構造である。その製作には半導体デバイス製造で用いられるフォトリソグラフィという手法が利用できる。この手法は用いる材料の種類によらない。本章では MKID の製作過程の詳細について述べる。

### 3.1 製作プロセス概要

MKID の製作の流れを表 3.1 に示す。まず、Si などの誘電体ウエハを洗浄し、その上に

行程	内容
基板洗浄・BHF 処理	薄膜成膜前に Si 基板を洗浄する。
薄膜形成	Si 基板上に超伝導薄膜を形成する。
レジスト塗布	薄膜上にフォトレジストを塗布する。
露光・現像	パターンに沿って感光させたレジストを除去する。
エッチング	レジストがなくなった部分の金属を削り取る。
ダイシング	ウエハからチップを切り出す。
ワイヤボンディング	治具に取り付けて読み出し線と導通させる。

表 3.1: MKID 制作の行程。

超伝導金属の薄膜を形成する。さらにその上に一様に (フォト) レジストと呼ばれる保護剤を塗布する。レジストは感光部の可溶性が変化する性質を持っている。特に今回利用したポジ型レジストでは感光部の可溶性が向上する。これを利用して、図 3.1 を転写して色付き部分を感光させレジストを溶かすことで回路パターンを形成する。その状態でエッチングと呼ばれる、薬品やプラズマを用いて金属膜を取り除く処理を行うと、レジストが溶けた部分のみ金属膜が無くなって CPW 線路の回路ができる。

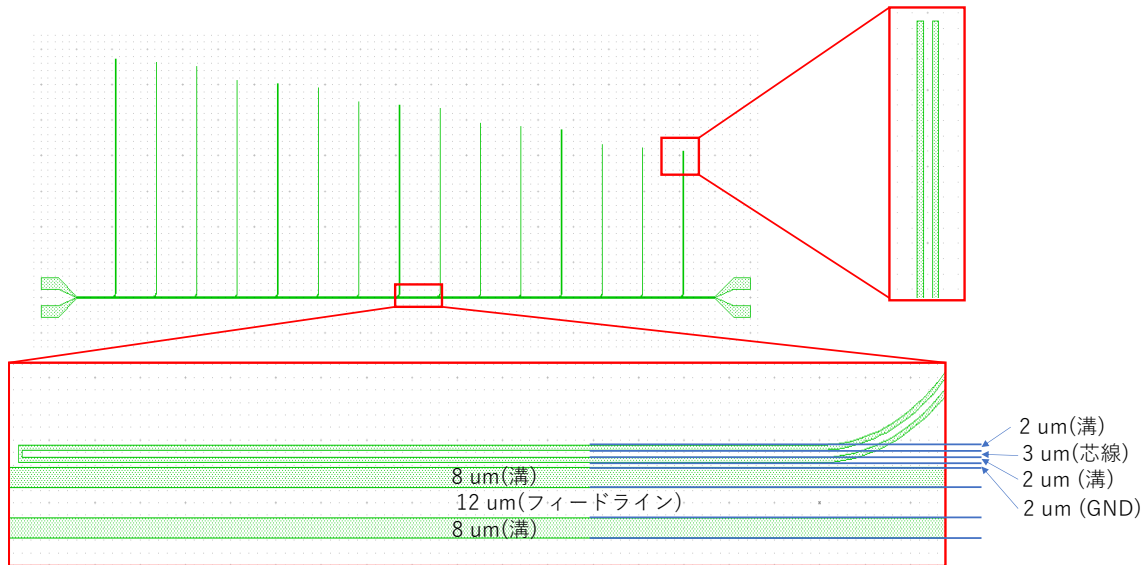


図 3.1: MKID の設計図: 一本の読み出し線 (フィードライン) に L 字の共振器が 15 本 C カップリングした構造である。緑の領域が超伝導金属が削られて基板表面が露出する溝の部分である。フィードラインは全長 20 mm で、両端は 3.2.4 で後述するワイヤボンディングで外部回路と接続するために幅を広くしている。

レジスト塗布からエッチングにより回路を形成するまでの一連の手法はフォトリソグラフィ (図 3.2) と呼ばれ、半導体デバイスの製造においてよく使われるものである。本研究では、京都大学ナノテクノロジーハブ拠点の装置を利用して MKID の製作作業を行った [17]。

## 3.2 プロセスの詳細

### 3.2.1 基板洗浄

Si ウエハに超伝導薄膜を形成する前に、基板表面を洗浄する。基板表面と超伝導薄膜の間に SiO<sub>2</sub> の自然酸化膜層があると TLS ノイズが増加してしまう [18]。そのため、洗浄の

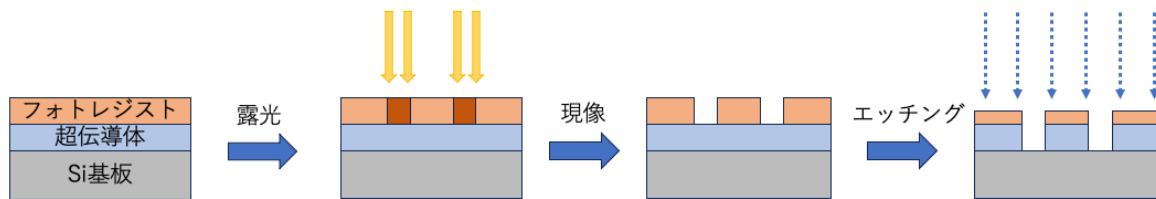


図 3.2: フォトリソグラフィの流れ

後にこの  $\text{SiO}_2$  層を取り除く処理を行う。

まず、ピラニア溶液を用いて基板表面の有機物の汚れを洗浄する。ピラニア溶液とは、濃硫酸と過酸化水素水の混合液であり、強力な酸化作用により有機物は即座に炭化される。ピラニア洗浄には図 3.3 のウエハ洗浄装置を用いる。この装置は数千 rpm に及ぶ高速回転により均等に薬液を塗布したりスピンドライすることが可能である。



図 3.3: ウエハ洗浄装置

### 3.2.1.1 BHF 処理

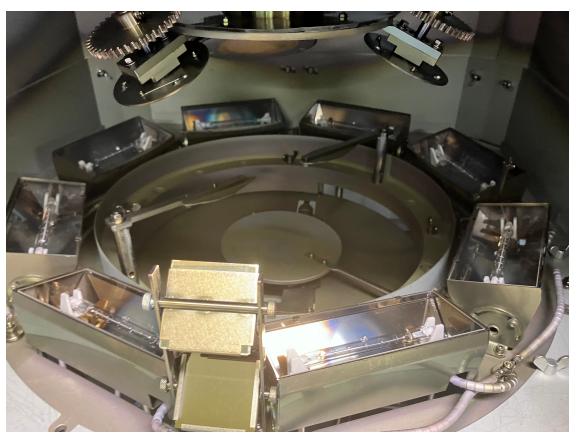
Si 基板と超伝導薄膜の間に  $\text{SiO}_2$  の自然酸化膜が存在すると、TLS ノイズが増加する原因となる。薄膜成膜前に Si 基板をバッファードフッ酸 (BHF) に浸すことで、基板表面の  $\text{SiO}_2$  を溶解して取り除くことが可能である。これを BHF 処理と呼ぶ。また、酸化膜が除去された後の未反応の結合の手には H が結合する (H 終端) ため、その後の自然酸化は自動的に防止される。

## 3.2.2 薄膜形成

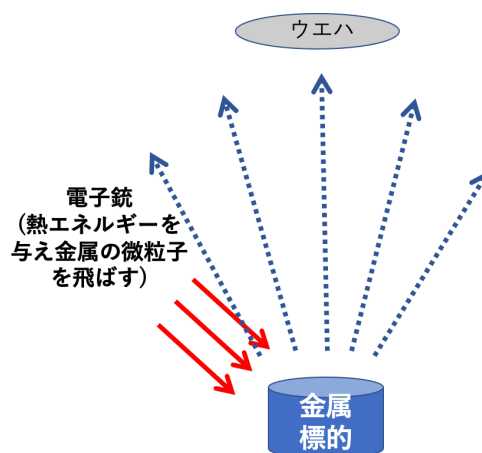
今回作成した MKID では、電子線蒸着とスパッタリングの 2 種類の方法で超伝導薄膜を形成した。

### 3.2.2.1 電子線蒸着

電子線蒸着は、真空中で電子銃により金属ターゲットに熱エネルギーを与え、金属粒子を飛ばしてウエハに付着させることで薄膜を形成する手法である。実際に利用した装置の写真及び電子線蒸着の図解を図 3.4 に示す。主に蒸着時の真空圧力、薄膜形成レート、蒸



(a) 蒸着装置。画像中央のシャッターの下に金属標的が置いてあり、上部の回転板に取り付けたウエハに薄膜を形成する。



(b) 蒸着の原理。蒸着源の金属標的に電子銃を当て、熱エネルギーを加えることで金属微粒子を飛ばす。上部に取り付けたウエハに微粒子が付着することで薄膜が形成される。

図 3.4: 電子線蒸着

着源金属の純度により、形成される薄膜の純度が決まる。薄膜形成レートについては、速いほど蒸着時間が短縮され不純物が混入する割合は低下するが、結晶性は悪くなる。

### 3.2.2.2 スパッタリング

スパッタリングのイメージ図を図 3.5 に示す。金属微粒子を飛ばして基板に付ける方式は共通しているが、蒸着との主な違いは金属標的へのエネルギーの与え方である。電子線蒸着の場合は電子銃で熱エネルギーを与えて微粒子を飛ばしていたが、スパッタリングの

### スパッタリングについて

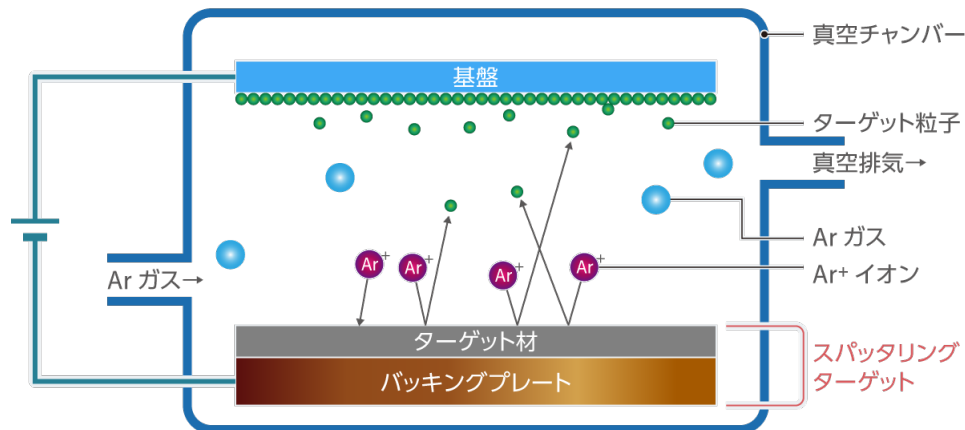


図 3.5: スパッタリングの原理 [19]

場合はイオンビームを用いて運動エネルギーを与えることで微粒子を飛ばす。スパッタリングのメリットとしては融点が高い金属でも成膜できることがあげられる。逆にデメリットとしては、金属粒子のエネルギーが高いため Si 基板にダメージを与える可能性がある点があげられる [20]。

## 3.2.3 フォトリソグラフィによる回路形成

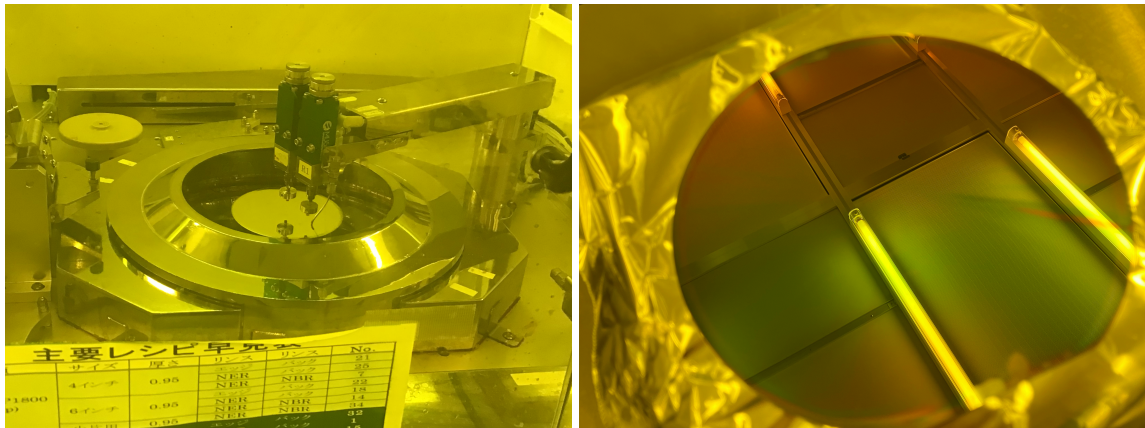
本節では、超伝導薄膜に回路を形成するフォトリソグラフィについて記述する。

### 3.2.3.1 表面疎水化 (HMDS) 処理

レジストを塗布する前に、基板表面を疎水性にする処理を行う。これは後に現像液がレジストと基盤の隙間に入り込みレジストが剥がれてしまうことを防ぐ目的がある。

### 3.2.3.2 レジスト塗布

レジスト塗布装置では、洗浄装置と似て、高速回転によりレジストを基板表面に均等に塗布する。使用したレジストについての詳細を表 3.2 に示す。またレジストを塗布した後は溶剤を除去するためにホットプレートで加熱する。この過程はプリベークと呼ばれ、温度や加熱時間はレジストごとに決まっている。レジスト塗布装置は、レジストの感光を防ぐために、レジストが感光する波長の光を遮断した“イエロールーム”内にある。これ以



(a) レジスト塗布装置: 洗浄装置と似て、高速回転によりレジストを基板表面に均等に塗布できる。

(b) レジスト塗布後のウエハ

図 3.6: レジスト塗布

種類	高解像度ポジ型レジスト TDMR-AR80
膜厚	950 nm
プリバーク	90° Cで 90 秒加熱
現像前バーク (PEB)	110° Cで 150 秒加熱

表 3.2: レジストの詳細およびバークの詳細

降、現像が終わるまではイエロールームからサンプルを持ち出さないように気をつける。

### 3.2.3.3 露光・現像

露光はレーザー直接描画装置を用いて行なった。これは設計図に従って機械操作でレーザー光を当ててパターンを描画する方式で、最小  $0.7 \mu\text{m}$  の描画まで可能である。他の露光手段として、パターン外の領域を遮光するマスクを作成して、マスクを被せた状態で光を当てて一度に露光させる方法もある。

露光が終了したら現像前にホットプレートで加熱する (表 3.2)。これは感光によってレジストが変質していく反応を促進する意味がある。その後、スピン洗浄と同じ装置で現像液を塗布して反応箇所のレジストを除去する。

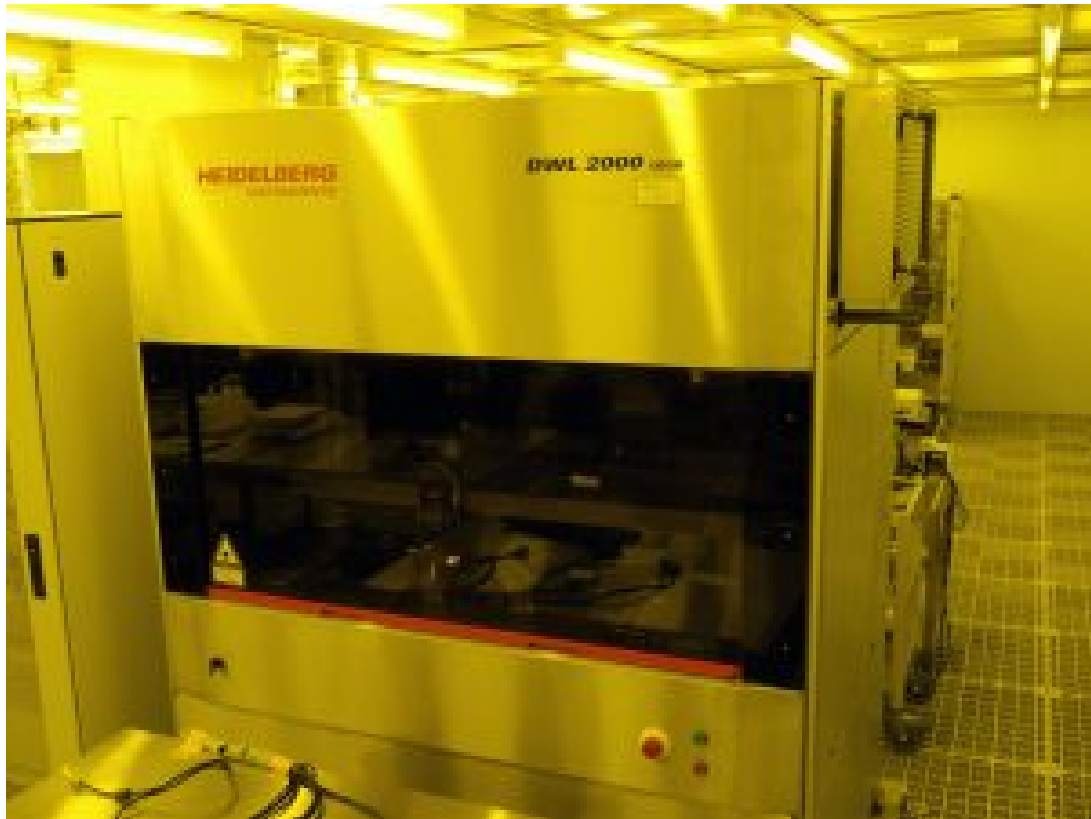


図 3.7: レーザー直接描画装置 (画像は [17] より借用)

#### 3.2.3.4 エッチング

実際のサンプルのエッチング前にエッチングレートを測定するためにダミーサンプルで実験した。その様子を図 3.8 に示す。まず、十分な時間をかけて Si 基板までエッチングする。その状態で段差系を用いてエッチング深さを測定する。次にレジストを剥離して同じく段差計で測定する。差し引きすることでレジストのエッチングレートが分かる。今回の段差計の測定結果から薄膜の厚みを差し引くと Si のエッチング深さも計算できる。Si のエッチングレートはナノハブの方に伺った参考値があるので、それと比較して確認することもできる。このようにしてエッチングレートを計算した後、実際のサンプルで薄膜が削り切れて少し Si 基板までエッチングされるように調整してエッチングを行なった。

#### 3.2.4 治具への取り付け

最後に、回路がプリントされたウエハを図 3.9a のように 20 mm 角のチップに切り分け、読み出しのために作成した治具 (図 3.9b) に取り付ける。MKID はその共振周波数で



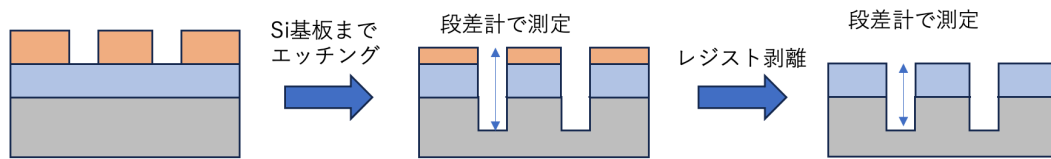
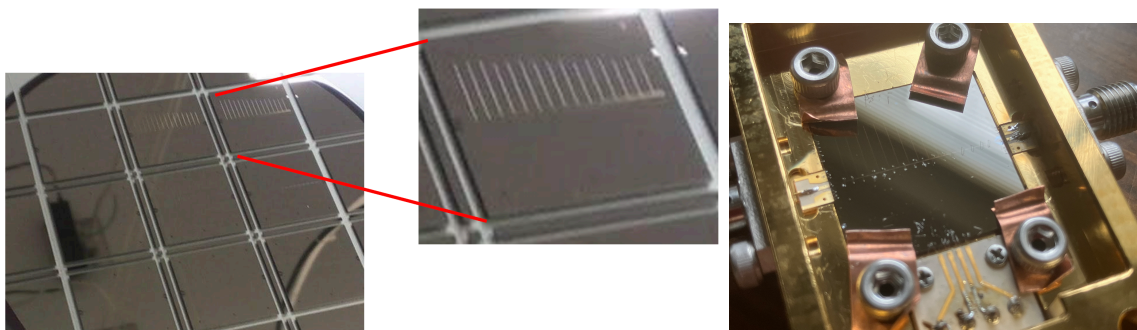


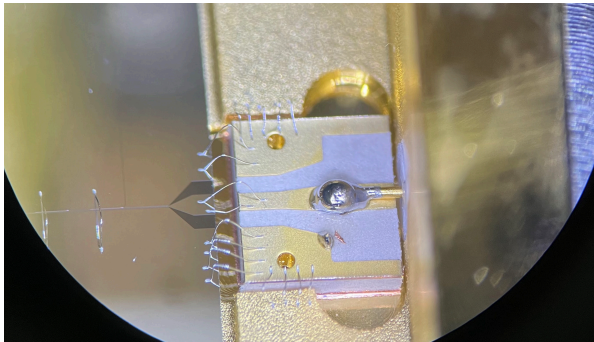
図 3.8: エッチングレートの測定。レジスト、超伝導薄膜、Si 基板がエッチングされていて、触針式段差計によってエッチング深さを測定することでそれぞれのレートを調べる。レジストを剥離して前後で段差測定をすることで、レジストのエッチングレートを確認した。Si 基板のレートはナノハブ拠点の方にお聞きした参考値を使用した。差し引きすると薄膜のレートも計算できる。

ある数 GHz の RF 信号を入力して動作させるため、読み出し線は RF 同軸 SMA コネクタに接続した。図 3.10 のように、SMA ケーブルの芯線を半田付けしたデュロイド基板にチップのフィードラインをワイヤボンディングして接続した。また、フィードラインの上下はともにグラウンドであるが、CPW の構造上分離されていて導通が取れていないので、ワイヤボンディングによりグラウンドを補強した。

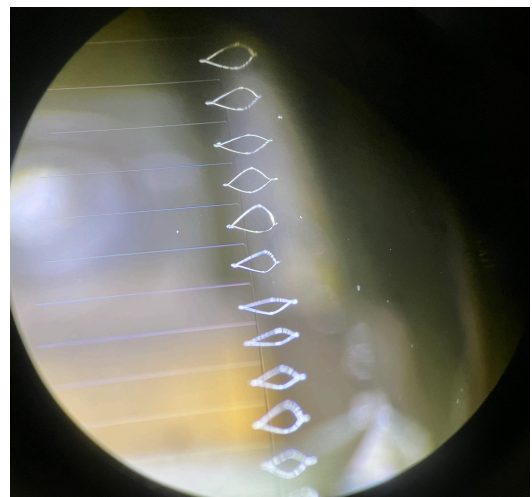


(a) Si ウエハから MKID チップを切り出す。表面に超伝導薄膜を形成した Si ウエハから 20 mm 角のチップを切り出す。各チップは図 3.1 の設計図に従って色付き部分の超伝導薄膜に取り付ける。治具は無酸素銅に削られており、CPW 線路による回路を形成している。  
 (b) 治具に取り付けた MKID。各チップは読み出しのため専用の治具に取り付ける。治具は無酸素銅に金メッキ処理を施している。チップは動かないように銅板で固定し、フィードラインを読み出し線に接続する。上面は普段は蓋をしている。

図 3.9: MKID チップと測定用治具



(a) デュロイド基板とチップを接続。同じ基板に読み出し SMA ケーブルの芯線を半田付けした。またデュロイド基板のグラウンドとチップのグラウンド、および治具との間をワイヤボンディングした。



(b) グラウンド強化。チップのグラウンド部分は構造上フィードラインの溝によって二分されている。そのためフィードラインの上下を接続することでグラウンド同士を導通させた。

図 3.10: ワイヤボンディングによる読み出し線との接続およびグラウンド強化

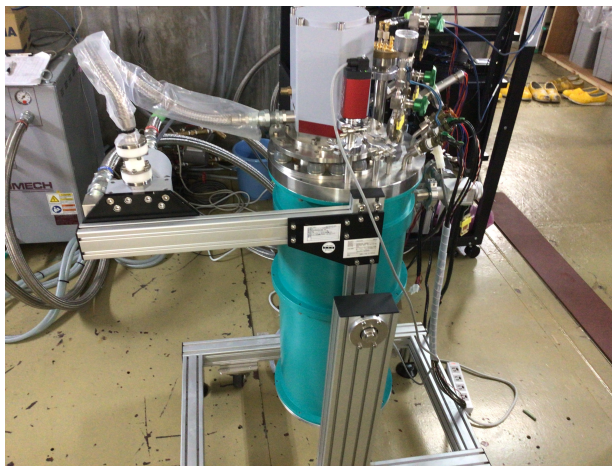
## 第4章

# MKID の評価系

MKID の評価は主に透過率  $S_{21}$  の測定により行われる。MKID の評価系は冷凍機及び透過率読み出し回路からなる。

### 4.1 冷凍機

MKID の冷却のために用いた冷凍機としては、サンプルの超伝導転移温度の違いに合わせて2種類のものを用いた。



(a) 0.3K 冷凍機



(b) 10 mK 希釈冷凍機

図 4.1: 用いた冷凍機

#### 4.1.1 パルスチューブ冷凍機

用いた 2 種類の冷凍機はいずれも前段の冷却としてパルスチューブ冷凍機を用いて約 4 K まで冷却する。パルスチューブ冷凍機はガスをピストンのように振動させて体積変化による熱サイクルで低温槽から吸熱して高温槽に排熱することで低温槽を冷却するものである。高温槽としては室温 (300 K) ステージ、低温槽としては 1st ステージ (40 K) と 2nd ステージ (4 K) の 2 種類がある。

#### 4.1.2 ソープション式 $^3\text{He}$ 冷凍機 (0.3 K)

図 4.1a に示すのが、Nb を用いた MKID(第 5 章) の評価の際に用いた仁木工芸社製ソープション式  $^3\text{He}$  冷凍機である。こちらは東北大学ニュートリノセンターの石徹白氏よりお借りしている。ソープション式  $^3\text{He}$  冷凍機は  $^3\text{He}$  の気化熱を利用した冷凍機である。仕組みの概略を図 4.2 に示す。吸着材には  $^3\text{He}$  が吸着されていて、吸着剤の温度を上昇することにより放出され、 $^3\text{He}$  Pod に液体ヘリウムが溜まる。吸着材を冷却すると  $^3\text{He}$  は気化して吸着されるが、この時の気化熱で冷却能力を得る。ヒートスイッチをオンにすると 4 K ステージと熱リンクが取れて吸着材は冷却される。逆にヒートスイッチをオフにした時は吸着材はヒーターで 50 K に加熱される。このようにヒートスイッチを用いて吸着材の加熱、冷却を繰り返しコントロールし、0.3 K ステージを冷却している。

#### 4.1.3 希釈冷凍機 (10 mK)

図 4.1b に示すのが、Ta を用いた MKID(第 6 章) の評価の際に用いた BLUEFORS 社製  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  希釈冷凍機 LD400 である。こちらは東京大学低温科学研究センター極低温量子プラットフォーム [21] の共同利用装置を利用した。希釈冷凍機の仕組みの概念図を図 4.3 に示す。希釈冷凍機は  $^3\text{He}$  と  $^4\text{He}$  の混合状態において、極低温で  $^3\text{He}$  が豊富な相と  $^3\text{He}$  が少ない相 (残りは超流動  $^4\text{He}$ ) に分離する性質を利用し、 $^3\text{He}$  が豊富な相から  $^3\text{He}$  が少ない相へ  $^3\text{He}$  が移動する際の潜熱を利用して冷却能力を得ている。分留器を 0.8 K 程度に維持しておくと、蒸気圧の違いから  $^3\text{He}$  のみが蒸発し、 $^3\text{He}$  濃度が下がることで自動的に混合チェンバーで  $^3\text{He}$  の移動が起こるとい原理である。混合チェンバーに流入する  $^3\text{He}$  は流出してきた  $^3\text{He}$  と熱交換器において熱エネルギーを交換し、冷却されている。分留器 (Still)、二段ある熱交換器の中間 (Cold Plate)、混合チェンバー (Mixing Chamber) の位置にそれぞれステージがあり、それぞれ 800 mK、100 mK、10 mK となっている。

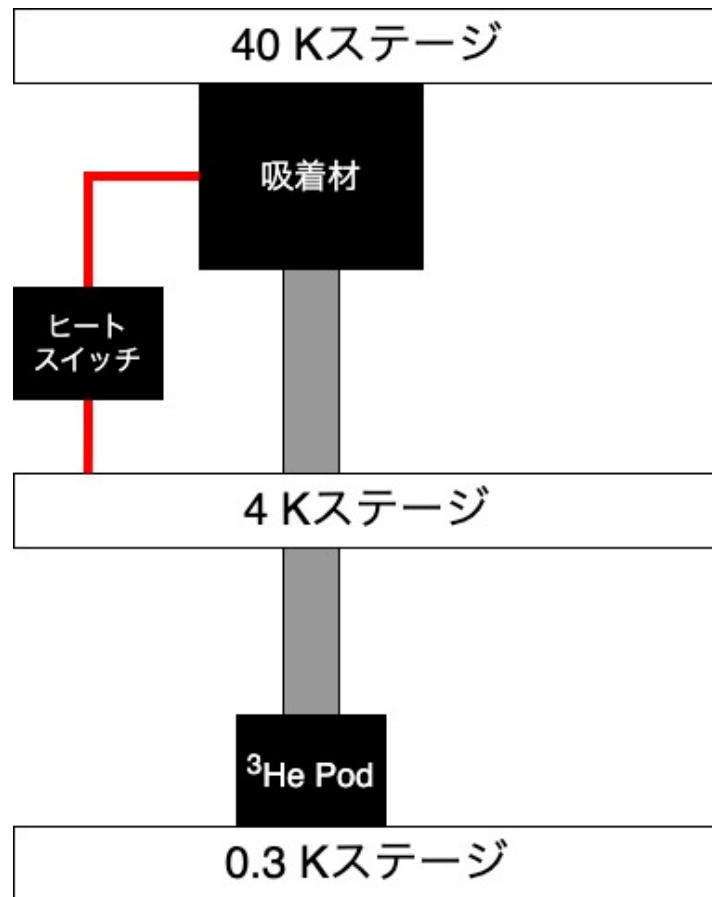


図 4.2: ソープション式  $^3\text{He}$  冷凍機の仕組み。吸着材には  $^3\text{He}$  が吸着されていて、温度上昇によりは放出されて  $^3\text{He}$  Pod に液体ヘリウムが溜まる。吸着材を冷却すると  $^3\text{He}$  は気化して吸着されるが、この時の気化熱で冷却能力を得る。吸着材の加熱、冷却はヒートスイッチによりコントロールする。

## 4.2 読み出し回路

読み出し回路を含め、京都大学での測定系は [13] で作成されたものを用いた。本節ではその構造や測定原理について述べる。

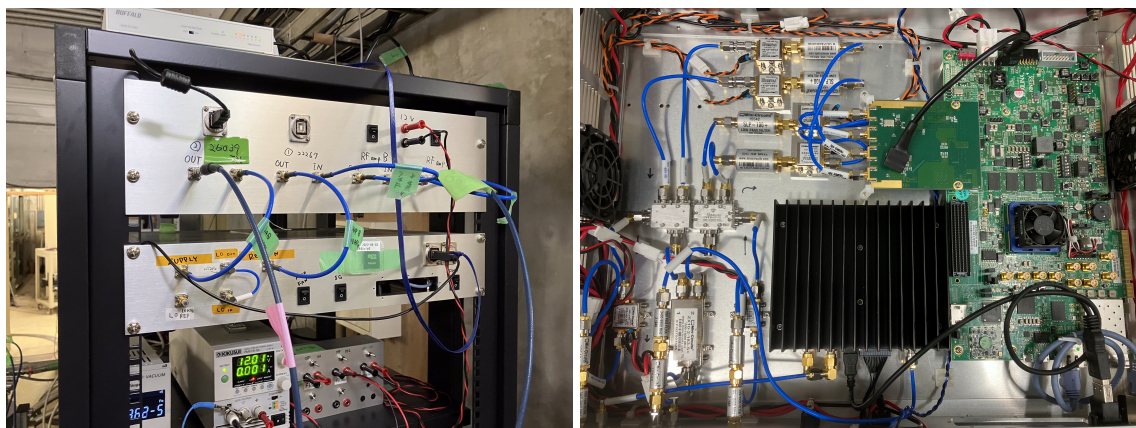
### 4.2.1 $S_{21}$ 測定原理

$S_{21}$  を測定するには、FPGA での信号解析に適した MHz 帯域の信号 (IF 信号) と MKID の共振周波数である GHz 帯域の信号 (RF 信号) の変換が必要である。これを行う IQ ミキサを用いた回路と DDC (Digital Down Conversion) 方式を用いた FPGA での信号処理の



(a) 希釈冷凍機の動作原理 [22]。 $^3\text{He}$  と  $^4\text{He}$  の (b) 希釈冷凍機の構造 [22]。分留器 (Still)、二混合状態において、極低温で  $^3\text{He}$  が豊富な相と  $^3\text{He}$  が少ない相 (残りは超流動  $^4\text{He}$ ) に分離する。混合チェンバー (Mixing Chamber) の位置にそれぞれス性質を利用する。2 相の間を  $^3\text{He}$  が移動する際 テージがある。の潜熱を利用して冷却能力能力を得ている。

図 4.3: 希釈冷凍機の仕組み及び動作原理



(a) リードアウトボックス外観

(b) リードアウトボックス中身

図 4.4: リードアウトボックスの外観及び中身の写真。製作は本多氏 (京大 (当時)) が行った。

概略を説明する [23]。

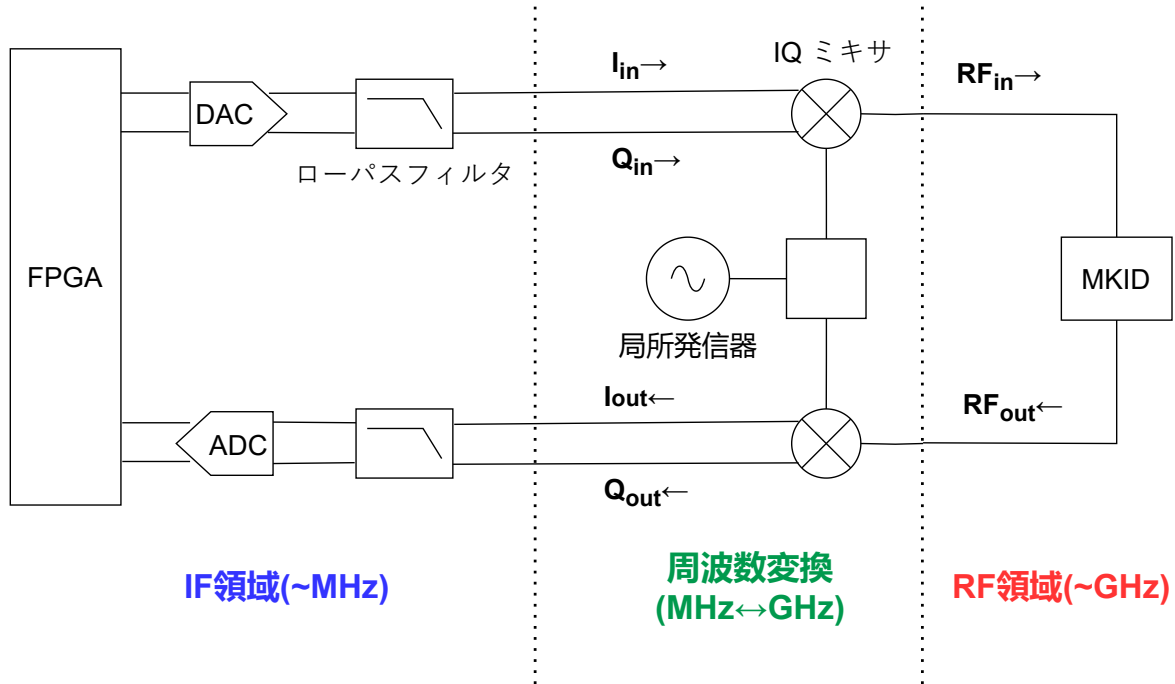


図 4.5: RF 信号を用いた測定。図ではアンプなどのパワーを調整するための素子は省略している。FPGA では数 MHz の IF 信号を送受信し、局所発振器の数 GHz の RF 信号と IQ ミキサで足し算した RF 信号を MKID に送る。MKID の  $S_{21}$  により変化した信号を再び IF 信号に戻して FPGA で解析する。

IQ ミキサでの帯域変換には、後に見るように位相が直交した 2 成分の IF 信号の入力が必要である。そのためまず FPGA を用いて DAC で図 (4.5) のように  $I_{in}, Q_{in}$  の二つの IF 信号を生成する。またこの信号の周波数は後の DDC のために N チャンネルに多重化されている。位相は直交するので便宜上、

$$I_{in} = \sum_{k=1}^N \cos \omega_k t \quad (4.1)$$

$$Q_{in} = \sum_{k=1}^N \sin \omega_k t \quad (4.2)$$

とする。IQ ミキサではこれらの信号と局所発振器 (Local Oscillator: LO) からの信号が乗算されるので、LO からの信号の角振動数を  $\Omega$  とすると RF 信号の角振動数は  $\omega_k + \Omega$  となる。 $I_{out}, Q_{out}$  の角振動数はもう一度 IQ ミキサを通ることで  $\omega_k, \omega_k + 2\Omega$  の信号が混ざっているが、後者はローパスフィルタ (Low Pass Filter: LPF) でカットされる。MKID

を通過したことによる振幅と位相の変化を考慮すると、ADC に入る信号は

$$I_{\text{out}} = \sum_{k=1}^N A_k \cos(\omega_k t + \phi_k) \quad (4.3)$$

$$Q_{\text{out}} = \sum_{k=1}^N A_k \sin(\omega_k t + \phi_k) \quad (4.4)$$

となる。ここで  $A_k, \phi_k$  はそれぞれ対応する RF 信号周波数における MKID の  $S_{21}$  の大きさおよび位相である。この信号から  $A_k, \phi_k$  を取り出すために、DDC 方式を用いてデモジュレーションを行う。まず、 $I_{\text{out}}, Q_{\text{out}}$  に取り出したい周波数の波を乗算し以下の信号  $I_{\text{DDC},j}, Q_{\text{DDC},j}$  を作る

$$\begin{aligned} I_{\text{DDC},j} &= I_{\text{out}} \cos \omega_j t + Q_{\text{out}} \sin \omega_j t \\ &= A_j \cos \phi_j + \sum_{k \neq j} A_k \cos \{(\omega_k - \omega_j)t + \phi_k\} \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} Q_{\text{DDC},j} &= -I_{\text{out}} \sin \omega_j t + Q_{\text{out}} \cos \omega_j t \\ &= A_j \sin \phi_j + \sum_{k \neq j} A_k \sin \{(\omega_k - \omega_j)t + \phi_k\} \end{aligned} \quad (4.6)$$

それぞれの時間平均を取ると振動項は打ち消されて

$$I_j = A_j \cos \phi_j \quad (4.7)$$

$$Q_j = A_j \sin \phi_j \quad (4.8)$$

$$S_{21} = I_j + iQ_j \quad (4.9)$$

を測定値として得る。

## 4.2.2 読み出し信号のパワー調整

冷凍機を用いた実験では、低温ステージに入る時に高温ステージからの熱ノイズの流入を最低限に抑えるために、アテネータを用いてパワーを減衰させる。また今回の実験では、Q 値やノイズの読み出しパワー依存性を調べるため、可変アテネータを用いて読み出し RF 信号のパワーを変えられるようにした。読み出し回路及びそれぞれの冷凍機内のアンプやアテネータの配線を図 4.6、図 4.7、図 4.8 に示す。

## 4.3 測定項目

MKID の性能評価のため、測定は以下の 3 種類行った。



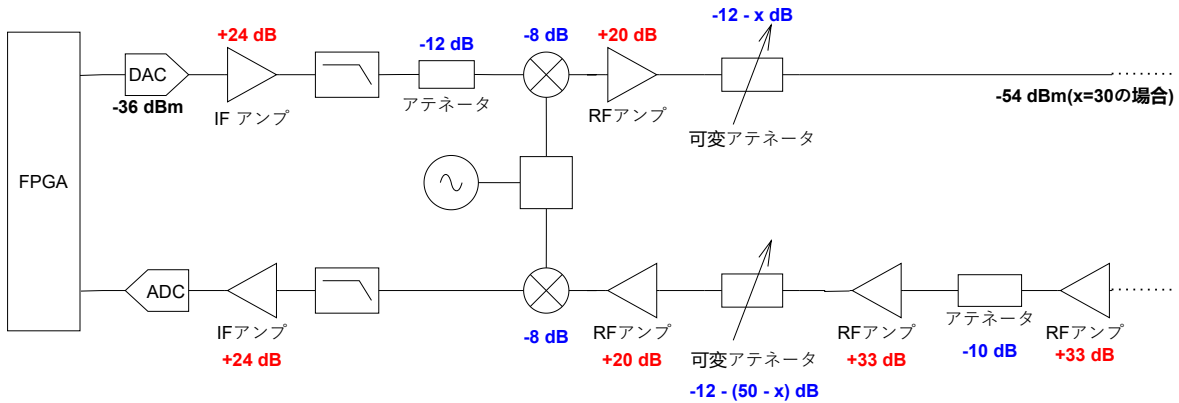


図 4.6: 読み出し回路のパワー調整。DAC からは-36 dBm の信号を出している。KID に入るパワーを変化させるために、上流と下流に可変アテネータを置いて合計の減衰は同じ値になるようにした。こうすることで ADC に入る信号のパワーは常に同じになる。

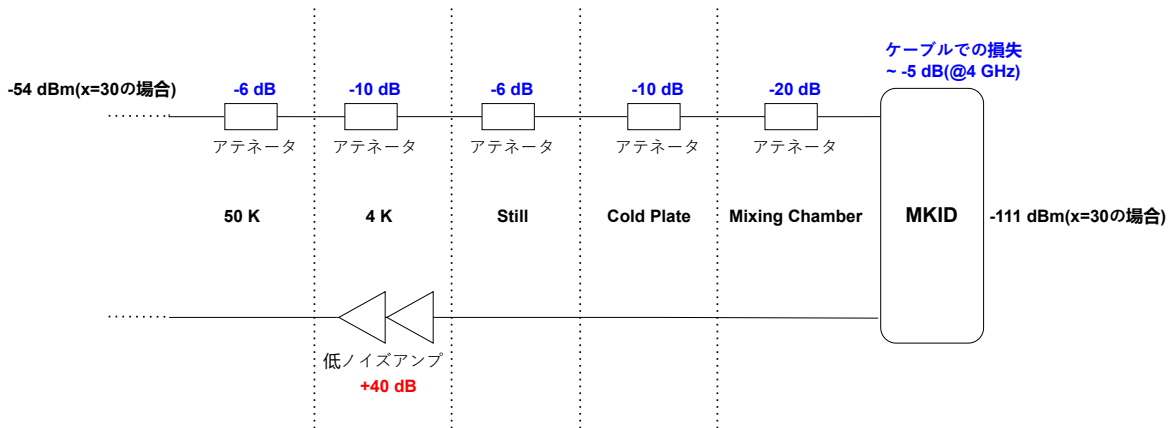


図 4.7: 10 mK 希釈冷凍機内のアンプ及びアテネータ

- 電気抵抗測定、透過率測定による超伝導転移温度測定
- 共振周波数付近での  $S_{21}$  の周波数依存性を調べる周波数スイープ測定
- 測定値の時間依存性からノイズを測定する時系列データ測定

それぞれの詳細を以下で述べる。

### 4.3.1 転移温度測定

超伝導転移温度は超伝導体の特性を決める重要なパラメータであり、不純物濃度に大きく依存する。不純物の増加は  $Q$  値の減少や TLS ノイズの増加に繋がり MKID の性質を

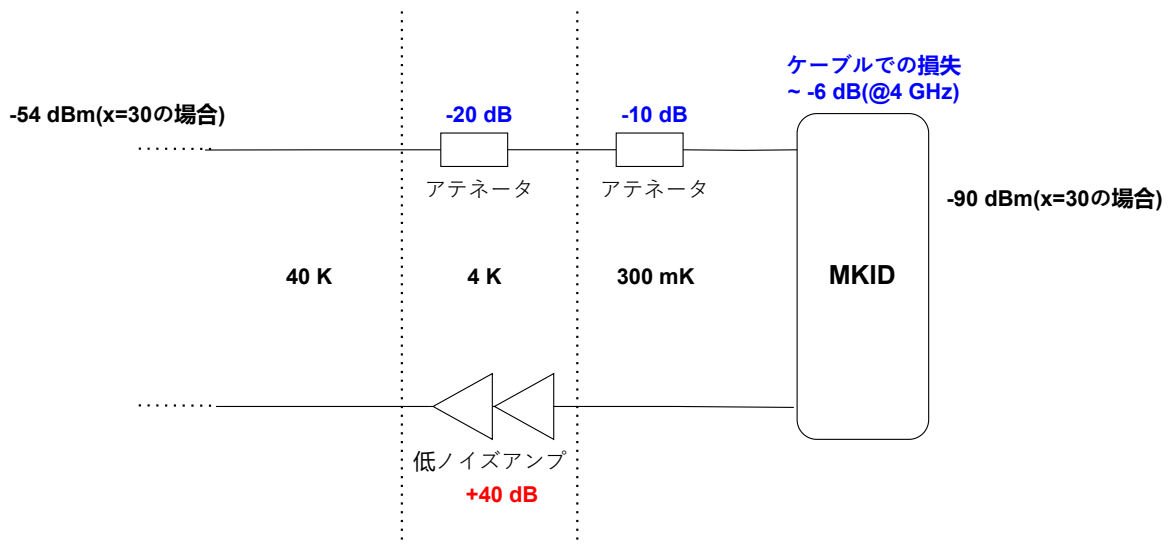


図 4.8:  $^3\text{He}$  冷凍機内のアンプ及びアテネータ

損なう原因となる。そのため薄膜の純度の指標として、転移温度 ( $T_c$ ) の測定を行った。 $T_c$  を測定する方法として一般的なのは、温度を変化させながら電気抵抗を測定して、電気抵抗が 0 になる点を  $T_c$  とするものである。電気抵抗と温度の関係の概念図を図に示す。我々は 4 探針法による電気抵抗測定を可能にするため、ワイヤボンディングにより薄膜と

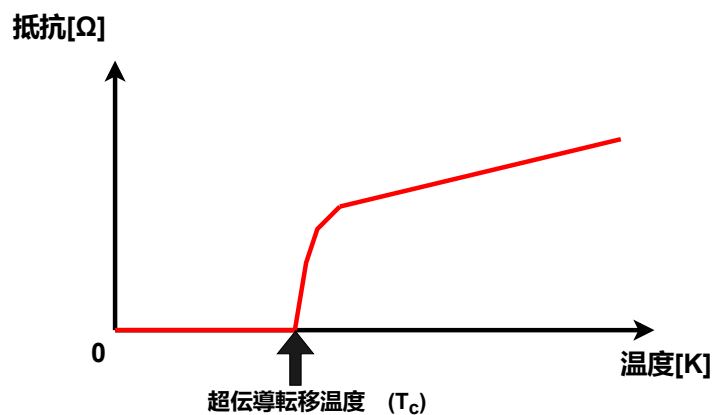


図 4.9: 電気抵抗の温度変化と超伝導転移。超伝導体はある一定温度 (転移温度  $T_c$ ) 以下で電気抵抗が 0 になる。

読み出し用 PCB 基板を 4 箇所接続した (図 4.10)。温度測定および抵抗値の読み出しには Lake Shore 製の 372 型 AC レジスタンスブリッジ [24] を用いた。

また電気抵抗測定の外に、 $S_{21}$  測定によっても転移温度を調べることができる。これは

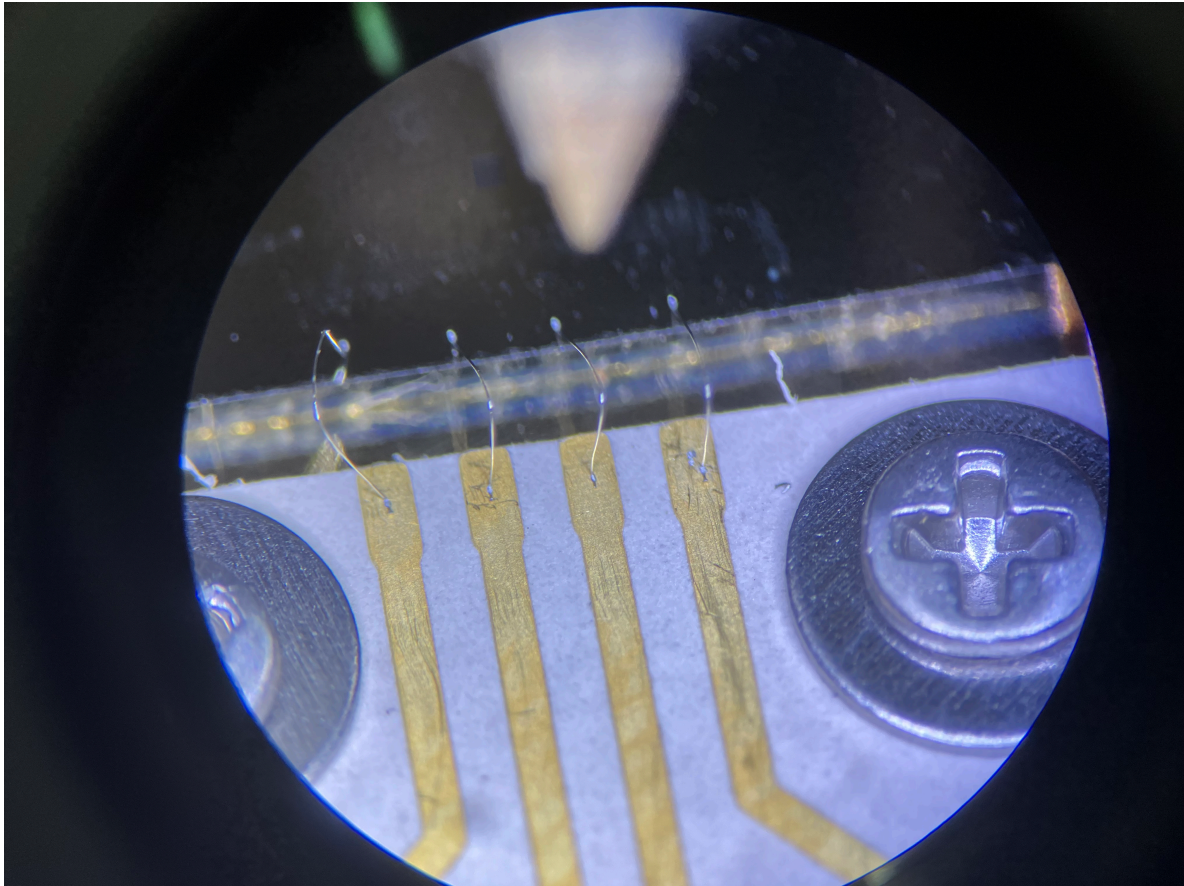


図 4.10: 4 探針法による電気抵抗測定。PCB 基板と薄膜で 4 箇所ワイヤボンディングすることで 4 探針測定を可能にしている。

超伝導転移により抵抗が 0 になると透過率は急激に大きくなるためである。透過率  $|S_{21}|$  の温度依存性を図に示す。 $S_{21}$  測定により転移温度を測定する際は FPGA の代わりにベクトルネットワークアナライザ (Vector Network Analyzer: VNA) を用いた。VNA ではイーサネットで、SCPI (Standard Commands for Programmable Instruments) コマンドを用いてスクリプトにより測定を自動化し、温度を上昇させながら一定時間毎に繰り返しデータ取得を行った。温度計のデータは抵抗測定と同じ AC レジスタンスブリッジで読み出した。

#### 4.3.2 周波数スイープ測定

$S_{21}$  の周波数依存性は図 2.4 のような共振円を描く。この円のフィッティングから Q 値などの共振パラメータを測定する。

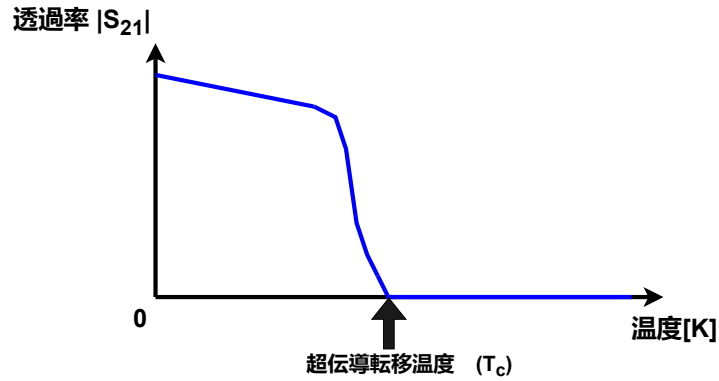


図 4.11: 透過率— $S_{21}$ —の温度依存性。電気抵抗とは逆で、透過率は極低温では大きく転移温度以上で急激に小さくなる。

実際には、読み出し回路により測定される透過率  $T_{21}$  は (2.28) 式からズレが生じて

$$T_{21}(f) = a_0 \exp(-2\pi i f \tau_0) \left( 1 - \frac{Q_r/Q_c e^{i\phi}}{1 + 2iQ_r \frac{f-f_r}{f_r}} \right) \quad (4.10)$$

のようになり、フィッティングにはこの式を用いる。ここで  $a_0, \tau_0, \phi$  はそれぞれ読み出し回路による振幅、ケーブル長などに起因する周波数に比例する位相の変化、C カップリングでのインピーダンスの不整合 [10] を表している。実際の測定データ及び共振円のフィッティングのサンプルを図 4.12 に示す。

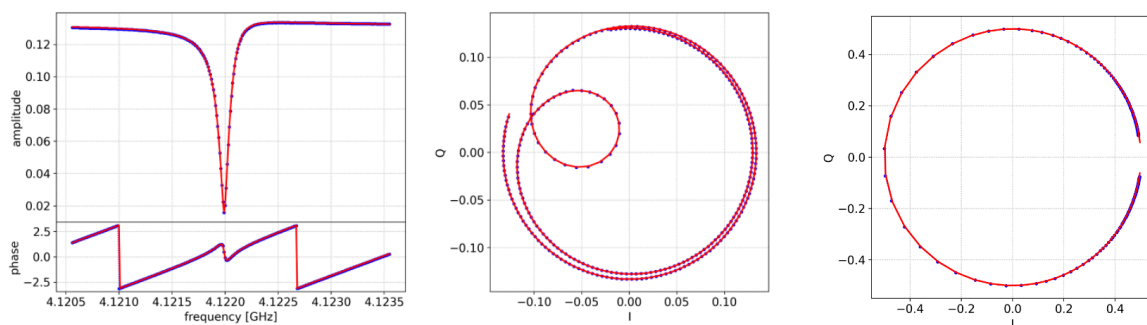


図 4.12: 共振円フィッティングの例。測定される透過率を IQ 平面で図示すると真ん中の図のようになり、 $\tau_0$  による効果を差し引くと右図のような共振円が得られる。右図ではデータ点と共振円の関係を見やすくするため、円の中心を原点に移動し直径を 1 に規格化している。

### 4.3.3 時系列データ測定

周波数を共振周波数に固定して、時系列データを取得しノイズの PSD 測定を行った\*<sup>1</sup>。以下の手法は先行研究 [25] にて開発されたものである。まず、1 kSPS、10 kSPS、1 MSPS の時系列データをそれぞれ 10 秒、1 秒、0.1 秒間取得する。4.2.1 でみた通り測定値は I、Q の二成分が得られるが、ここでは複素数  $I+iQ$  の振幅 (amplitude) と位相 (phase) として時系列データを記録する。時系列データの参考例を図 4.13 に示す。また、時系列データの取得は MKID の共振周波数だけでなく共振から十分離れた周波数でも同時に行う。共振から離れた周波数のデータには電源由来のノイズなどが含まれるので、これを差し引くことで MKID 由来のノイズのみを測定できる。差し引いたデータをフーリエ変換し自己相関をとることで PSD を計算する。PSD の計算には `scipy` パッケージの `welch` 関数を用いた。得られた PSD の例を図 4.14 に示す。これを見ると、振幅の PSD にはほとんどリードアウトノイズの効果しか見られず、位相の PSD には GR ノイズの特徴的なカットオフや TLS ノイズの  $1/f$  の依存性が見られることがわかる。

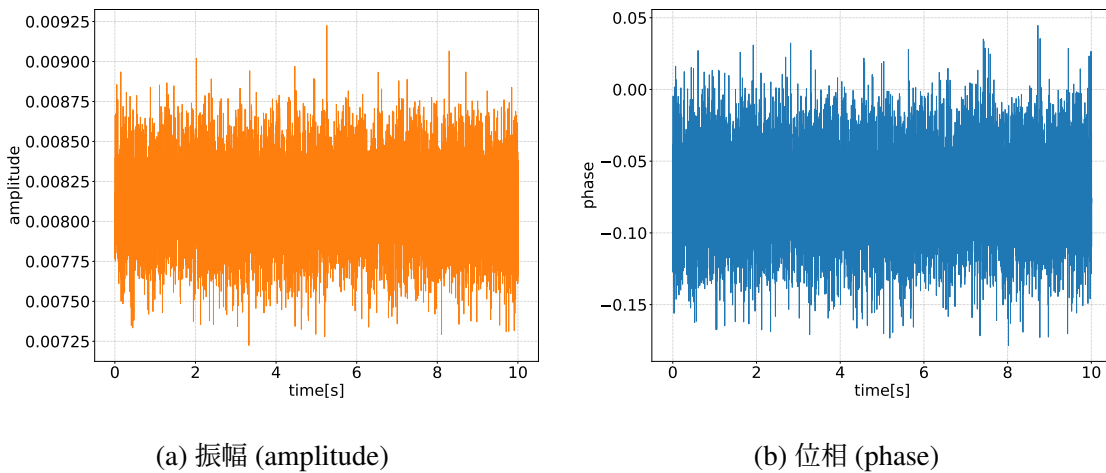


図 4.13: 取得した時系列データの例

今回の研究では、主に TLS ノイズの評価を行った。TLS ノイズの評価には (2.40) 式の  $PSD_f$  を用いた。また異なる MKID 同士の TLS ノイズを比較するために、MKID 内部に蓄えられるエネルギーである (2.37) 式の  $P_{\text{int}}$  に対する依存性を調べた。

\*<sup>1</sup> MKID を実際に観測に使用する際は同じように共振周波数に固定して  $S_{21}$  測定をし続けるので、この測定方法は実際の観測に合わせている。

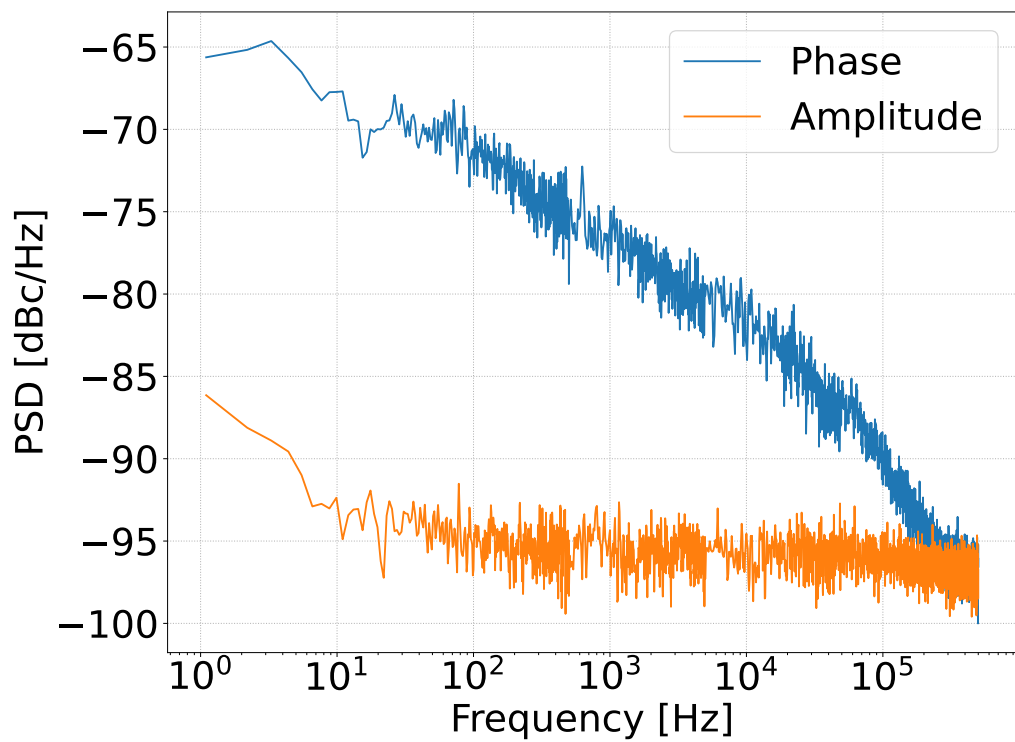


図 4.14: PSD のプロットの参考例。図 2.5 と見比べると、振幅の PSD にはほとんどリードアウトノイズの効果しか見られず、位相の PSD には GR ノイズの特徴的なカットオフや TLS ノイズの  $1/f$  の依存性が見られることがわかる。

## 第 5 章

# Nb を用いた MKID

Nb を用いた MKID の評価測定は転移温度が数 K と高いので 300 mK の  $^3\text{He}$  冷凍機を用いて行った。可変アテネータの値を 0 – 50 dB まで 1 dB ずつ変化させて周波数スイープ測定及び時系列データ測定を行った。

### 5.1 サンプルの製作条件

Nb を用いた MKID の製作において、超伝導薄膜の成膜には高純度 Nb の製作例の多い [20] 蒸着法を採用した。最初の製作 (ku004) と、膜厚と蒸着時真空圧力と蒸着レートを変化させたもの (ku005) の二種類のサンプルで性能を比較した。作成した 2 種類の MKID の製作条件を表 5.1 に示す。

製作条件	ku004	ku005
蒸着膜厚 [nm]	100	200
蒸着時真空圧力 [Pa]	$2 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-5}$
蒸着レート [ $\text{\AA}/\text{s}$ ]	1	2
エッチングガス	$\text{CF}_4$	$\text{CF}_4$
エッチングレート [nm/min]	115	115

表 5.1: Nb を用いた MKID の製作条件

蒸着時の真空度、及び蒸着レートが薄膜の純度に与える影響は 3.2.2.1 で触れた通りである。膜厚について、一般に Nb は薄膜になるとバルクの  $T_c$  より小さな値になることが知られている [26]。ku004 の 100 nm では本来その効果が表れるほど薄くはないが、念のため ku005 では膜厚を 200 nm に設定した。

### 5.1.1 高真空のための工夫

後述する  $T_c$  測定の結果から ku004 の製作で真空度が足りないと判断したため、ku005 ではナノハブ拠点の方と協力して真空度を一桁上げるために以下の工夫を行なった。

- 真空排気時間を 1 時間程度にしていたところを蒸着前日の夜から 10 時間以上に変更した。
- 蒸着中にチャンバー内の温度が上がることで壁面に吸着されていた塵が放出されて不純物となる可能性があるため、排気段階でチャンバー内を加熱することで事前にそのような不純物を取り除いた。

## 5.2 転移温度測定

### 5.2.1 測定

ku004 では VNA を用いた  $S_{21}$  測定 (4.3.1 参照) により、ku005 ではワイヤボンディングによる 4 探針法の電気抵抗測定により転移温度を測定した。VNA 測定では Keysight Technologies 社 N5224A 型の VNA を用いた。いずれの測定も、 $^3\text{He}$  の 300 mK 冷凍機にて 300 mK まで冷却した後冷却を止めて自然に昇温していく過程で測定した。

### 5.2.2 結果

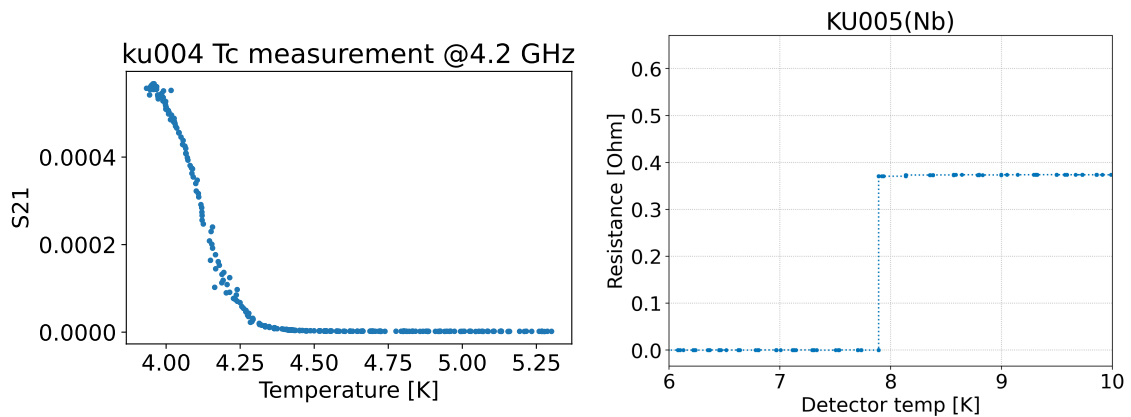
結果を図 5.1 及び表 5.2 に示す。ku004 に比べて ku005 では  $T_c$  が上がってバルクの値

サンプル名	$T_c$
ku004	4.2 K
ku005	7.9 K
バルク Nb の $T_c$	9.2 K

表 5.2: 各サンプルの転移温度

に近づいた。これは蒸着時の真空度を約一桁高め、さらに蒸着レートを二倍に上げたことにより Nb の純度が向上したことを示している。





(a)  $S_{21}$  測定による ku004 転移温度測定。4.2 GHz (b) 4 端子法による ku005 転移温度測定。温  
 の RF 信号を MKID に入力した時の透過率の大き 度計と 4 端子測定を同じ機器で記録している  
 きの VNA での測定結果の温度依存性をプロット が、交互に値を読み出すためプロットがまば  
 している。約 4.2 K で超伝導転移している様子 がらになっている。約 7.9 K で超伝導転移して  
 見て取れる。 いる様子が見て取れる。

図 5.1: Nb サンプルの超伝導転移の様子

## 5.3 周波数スイープ測定

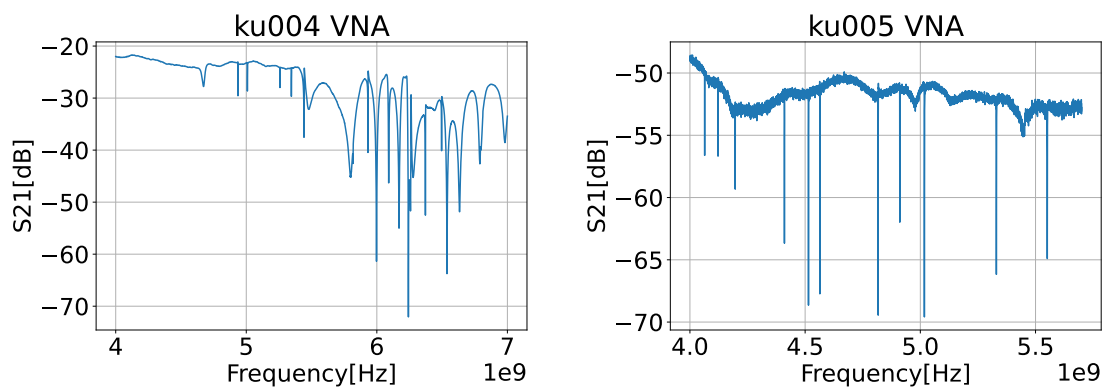
### 5.3.1 共振の探索

周波数スイープ測定は共振周波数の周りで行うため、まず共振周波数を知る必要がある。VNA を用いて  $S_{21}$  を測定し、共振のピークを探索した。VNA 測定のプロットを図 5.2 に示す。ku004 については KID 由来ではない読み出し由来の構造が目立ち、特に 6 GHz より大きな周波数において KID のピークを探索することが困難だった。解析に用いた KID は表 5.3 で後述する 3 個となった。ku005 については、VNA では 11 個の KID のピークを確認することができた。実際に解析に用いた KID はそのうち 8 個となった。

### 5.3.2 フィッティング結果

共振円のフィッティングの結果得られた  $f_r, Q_i, Q_c$  を表 5.3 に示す。また比較のプロットを図 5.3 に示す。ku005 では ku004 に対し  $Q_i$  がおよそ一桁向上したことが確認できる。これは製作条件の改善による薄膜純度の向上の結果と言える。

また、MKID への入力パワーを変化させた測定の結果として、 $1/Q_i$  の  $P_{\text{int}}$  依存性を図 5.4 に示す。(2.36) 式に見られる、 $P_{\text{int}}$  の上昇に伴って  $1/Q_i$  が減少するという TLS 特有



(a) ku004 の測定結果。6-7 GHz あたりのベースラインが大きく揺らいでいてこの範囲で共振個の共振ピークを確認できなかった。最終的に解析に用いた共振ピークは後述する 3 個となった。

(b) ku005 の測定結果。4-5.7 GHz の範囲に 11 個の共振ピークを確認できた。

図 5.2: VNA による共振ピーク探索。デザインでは 15 個の共振器が存在するが、そのうち ku004 では 3 個、ku005 では 8 個のピークを解析することができた。

KID id	共振周波数 [Hz]	$Q_i$	$Q_c$
ku004_0	$4.9357 \times 10^9 \pm 154$	$18290 \pm 8$	$14755 \pm 9$
ku004_1	$5.0075 \times 10^9 \pm 274$	$17808 \pm 14$	$19579 \pm 26$
ku004_2	$5.2571 \times 10^9 \pm 226$	$13919 \pm 8$	$20783 \pm 21$
ku005_0	$4.0640 \times 10^9 \pm 84$	$57028 \pm 51$	$24706 \pm 18$
ku005_1	$4.1220 \times 10^9 \pm 202$	$193409 \pm 1136$	$25972 \pm 55$
ku005_2	$4.4102 \times 10^9 \pm 135$	$261721 \pm 1062$	$15034 \pm 12$
ku005_3	$4.5146 \times 10^9 \pm 179$	$216740 \pm 995$	$15187 \pm 16$
ku005_4	$4.5638 \times 10^9 \pm 189$	$175902 \pm 710$	$12967 \pm 12$
ku005_5	$4.8172 \times 10^9 \pm 96$	$152972 \pm 255$	$9630 \pm 3$
ku005_6	$4.9107 \times 10^9 \pm 113$	$69749 \pm 66$	$10432 \pm 4$
ku005_7	$5.5511 \times 10^9 \pm 135$	$13296 \pm 3$	$4856 \pm 1$

表 5.3: ku004,ku005 の共振パラメータ。いずれも  $P_{\text{read}} = -80 \text{ dBm}$  での値を記している。

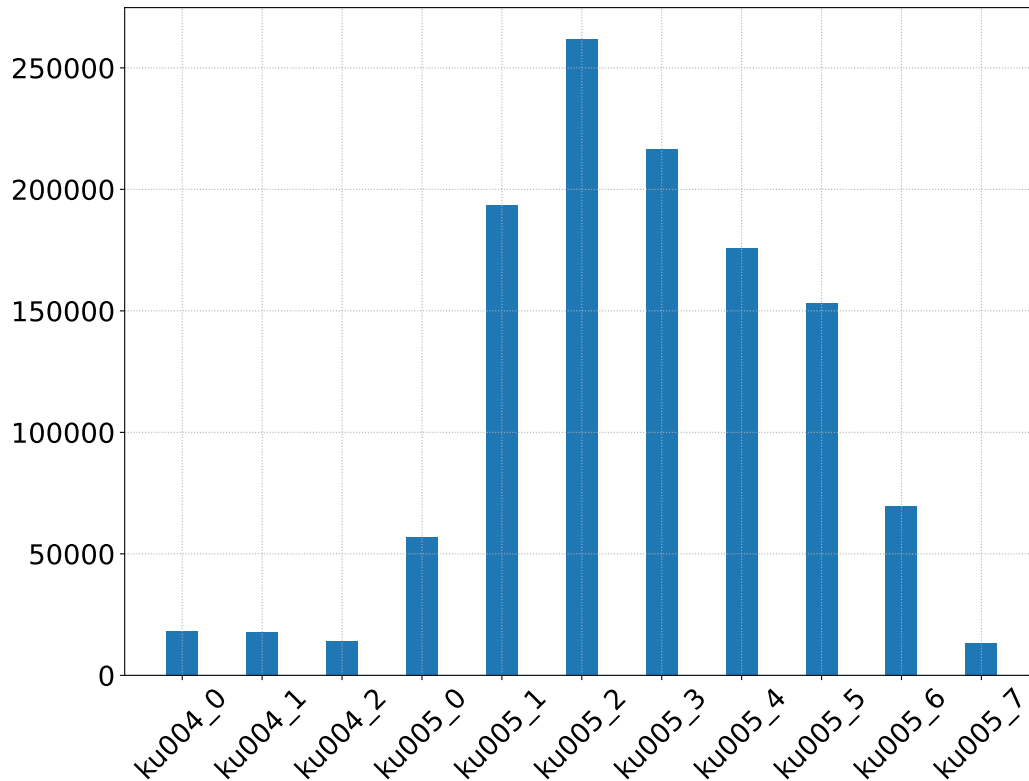


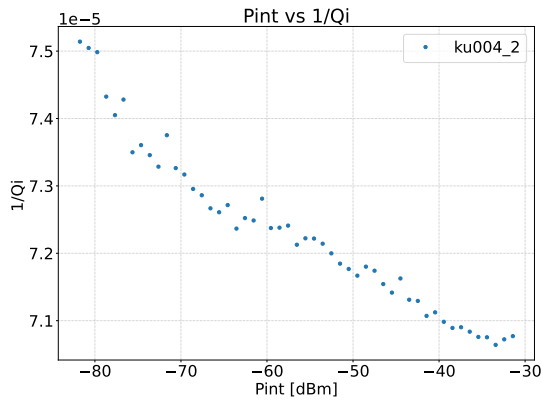
図 5.3: ku004 および ku005 の  $Q_i$  の比較。

の性質 [27] を確認できる。

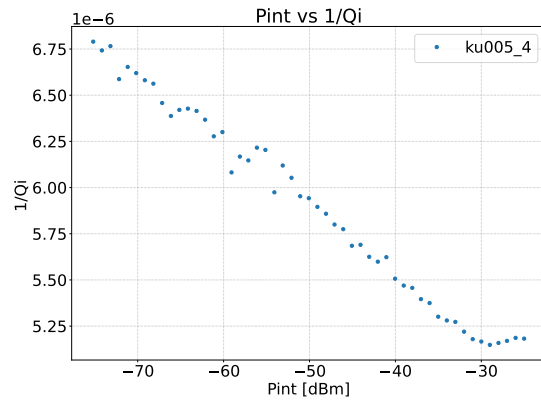
## 5.4 時系列データ測定

### 5.4.1 結果

PSD の実際の測定データの一部を図 5.5, 図 5.6 に示す。PSD の形状を見ると、主に TLS ノイズが卓越していることが分かる。そこで、ku004 と ku005 で TLS ノイズのレベルが改善したかどうかを調べた。比較のプロットを図 5.7 に示す。縦軸は (2.40) 式で導入した共振周波数の微小変化に対する PSD であり、サンプリング周波数 1 kHz の位相の PSD を元に計算している。横軸は  $P_{\text{int}}$  にして Q 値の異なる MKID でも比較できるようにしている。TLS ノイズの大きさについては材料の純度の向上では改善が見られないことがわかった。TLS ノイズをさらに低減させるためのさらなる検討については第 7 章で述



(a) ku004 の  $P_{int}$  に対する  $1/Q_i$  のプロット



(b) ku005 の  $P_{int}$  に対する  $1/Q_i$  のプロット

図 5.4:  $P_{int}$  に対する  $1/Q_i$  のプロット

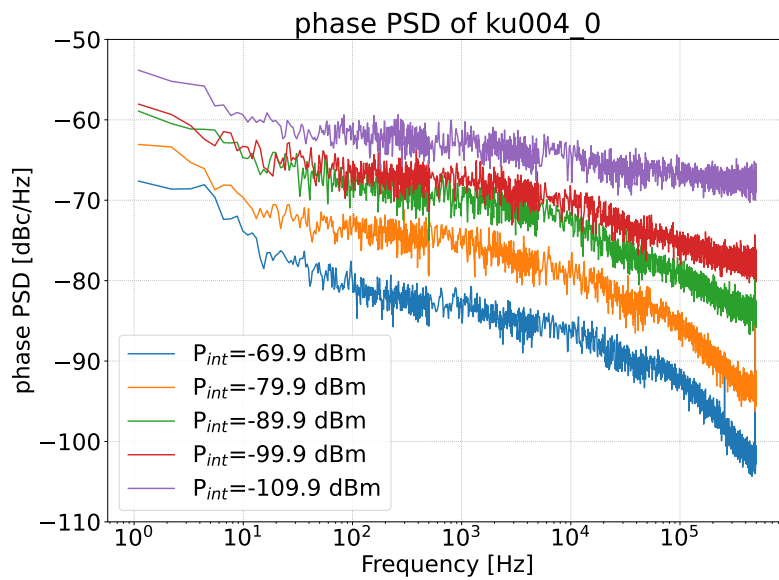


図 5.5: ku004\_0 の位相に対する PSD 測定結果の一部。低周波側で PSD が大きくなっていく様子から TLS ノイズが卓越していることがわかる。また KID に入るパワー  $P_{int}$  が大きくなるとノイズレベルが低下している。

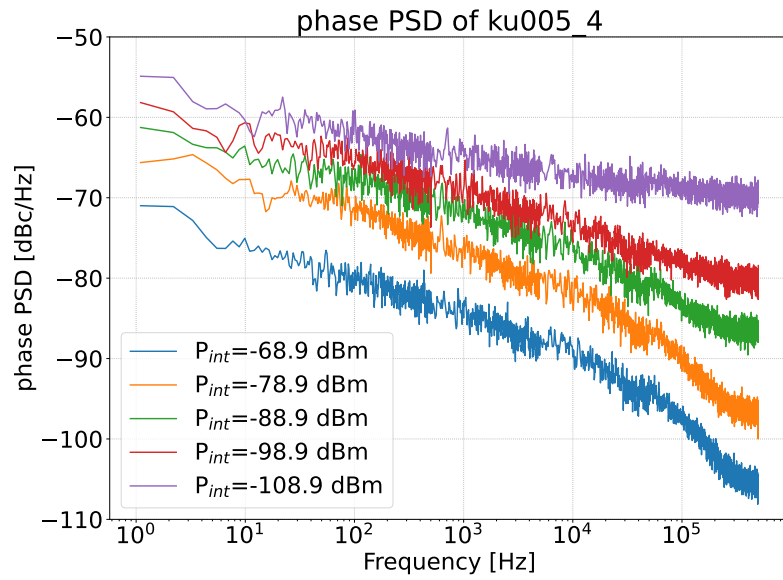


図 5.6: ku005\_4 の位相に対する PSD 測定結果の一部。低周波側で PSD が大きくなっていく様子から TLS ノイズが卓越していることがわかる。また KID に入るパワー  $P_{int}$  が大きくなるとノイズレベルが低下している。

べる。

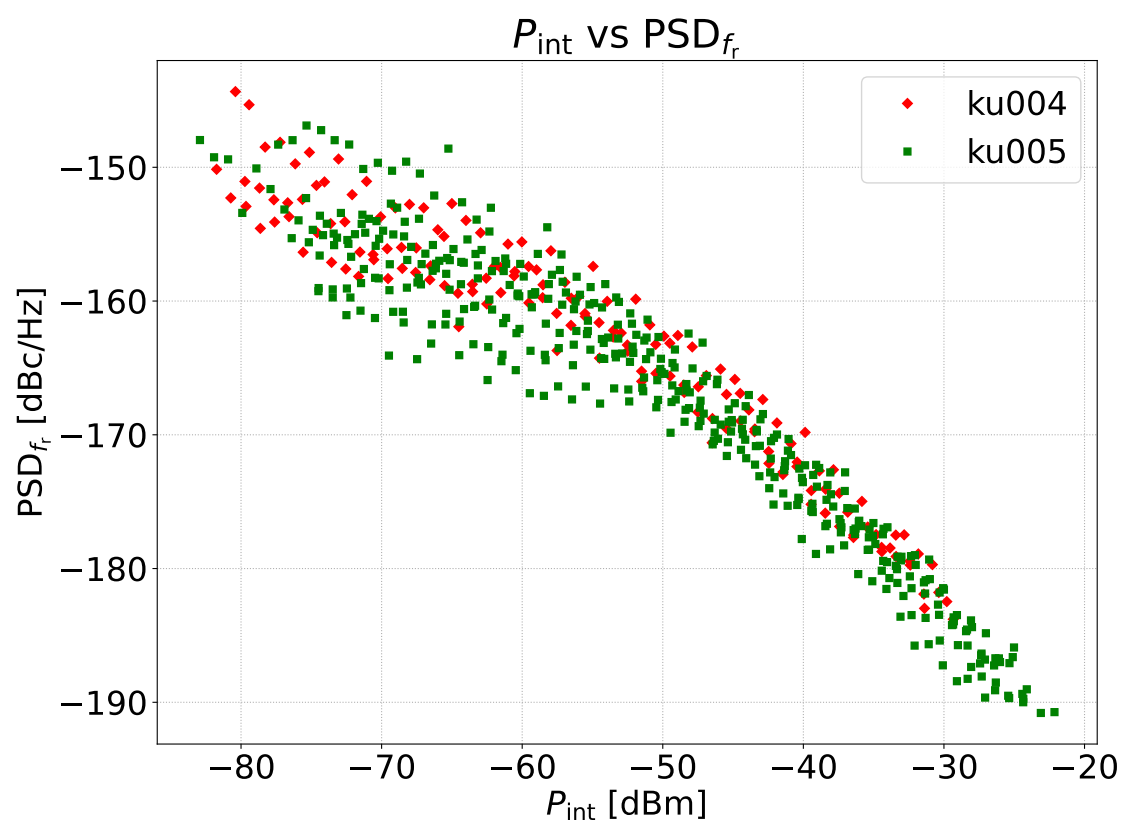


図 5.7: Nb のノイズ PSD のパワー依存性。縦軸は (2.40) 式で導入した共振周波数の微小変化に対する PSD であり、サンプリング周波数 1 kHz の位相の PSD を元に計算している。ku004 と ku005 では Q 値が一桁違うにも関わらず TLS ノイズは同じであった。

## 第6章

# Ta を用いた MKID

Ta を用いた MKID の測定は転移温度が 0.5 K 程度と低いため東京大学低温センターの 10 mK 希釈冷凍機を用いて行った。可変アテネータの値を 10–50 dB まで 10 dB ずつ変化させて時系列データ及びノイズ PSD を測定した。

### 6.1 サンプルの製作条件

Ta の製膜において重要な点は、体心立方構造 ( $\alpha$ -Ta) と正方晶系 ( $\beta$ -Ta) の 2 種類ある結晶構造のうち  $\beta$ -Ta を選択的に製膜することである。これは  $\alpha$ -Ta の  $T_c$  が 4.3 K であり  $\beta$ -Ta の  $T_c$  が 1 K 以下 (典型的には 0.5 K ほど) であることに由来する。

文献 [28] によると、Si 基板に製膜した Ta は一般に  $\beta$ -Ta になることが知られている。今回の製作では文献 [28] にならってスパッタリングを用いて Si 基板上に  $\beta$ -Ta 薄膜を製膜した。蒸着ではなくスパッタを用いる理由としては、Ta の融点は 3020 °C と非常に高く蒸着で成膜するのが難しいことが挙げられる。製作した MKID(ku007) の製作条件を表 6.1 に示す。ここで、Nb のエッチングに用いたフッ素系ではなく塩素系のガスを使用して

	ku007
スパッタ膜厚 [nm]	100
スパッタ時真空圧力 [Pa]	$1 \times 10^{-4}$
エッチングガス	Cl <sub>2</sub> , BCl <sub>3</sub>
エッチングレート [nm/min]	225

表 6.1: ku007 製作条件

いる理由は、Ta は酸化されやすく、酸化膜のエッチングに適している BCl<sub>3</sub> を使用した方が効率的にエッチングできるためである。しかし塩素系ガスをを用いたエッチングでは汚染の影響が出やすいので、エッチング後すぐにウエハを水洗した。

### 6.1.1 結晶構造の調査

製膜した薄膜が  $\beta$ -Ta の結晶構造をしていることを確認するために、X 線回折を行った。X 線回折とは、格子定数  $d$  の結晶格子面に入射した波長  $\lambda$  の X 線がブラッグの強め合いの条件式  $2d\sin\theta = n\lambda$  ( $n$  は整数) に従う入射角  $\theta$  の時に回折光が強くなる現象を利用して、回折角  $2\theta$  と回折 X 線強度のプロットから結晶構造を調べる手法である。作成した Ta 薄膜について X 線回折を行った結果を図 6.1 に示す。33° あたりにピークを持つのは  $\beta$ -Ta の特徴と一致するため [28]、作成した薄膜は  $\beta$ -Ta と結論づけた。 $\alpha$ -Ta の場合は 38° あたりにピークを持つはずである。

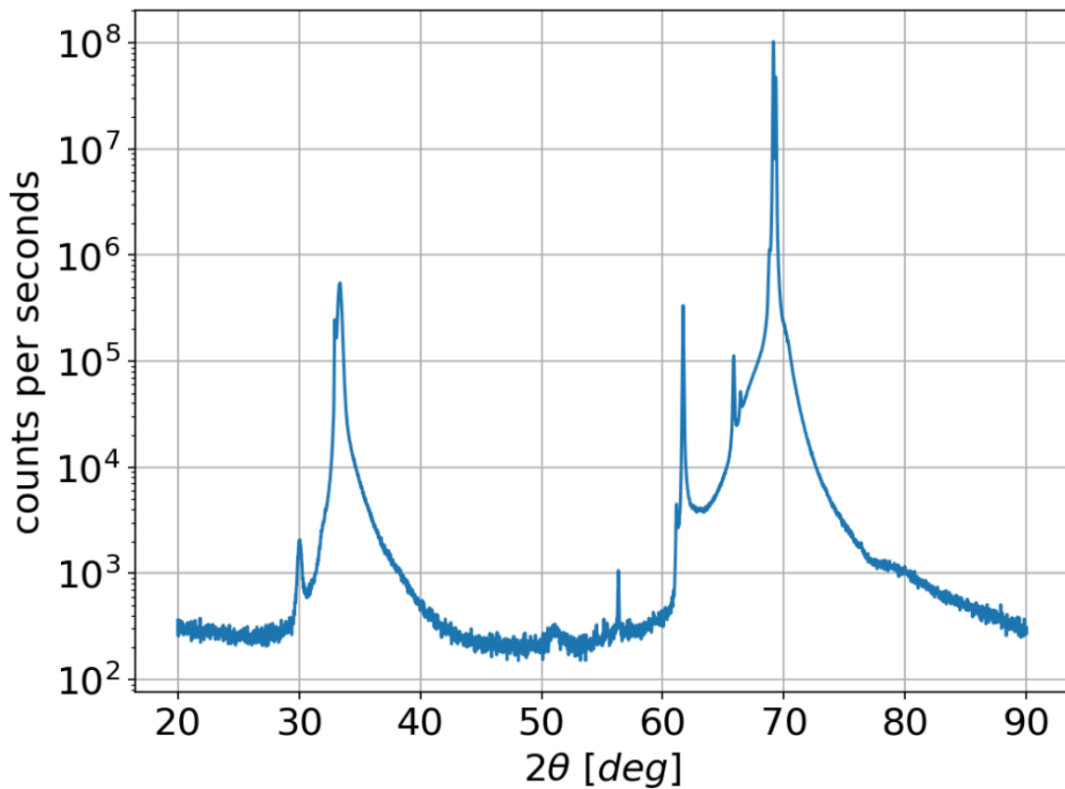


図 6.1: ku007 の X 線回折プロファイル。横軸は回折角で縦軸はシンチレーションカウンターの単位時間あたりのカウント数である。70° 付近のピークは Si 基板由来のものである。33° あたりにピークを持つのは  $\beta$ -Ta の特徴と一致する。 $\alpha$ -Ta の場合は 38° あたりにピークを持つはずである。



## 6.2 転移温度測定

### 6.2.1 測定

ku007 の転移温度測定は 10 mK から自然昇温中に  $S_{21}$  の測定による手法 (4.3.1 参照) で行った。用いた VNA は Keysight Technologies 社 E5063A 型である。

### 6.2.2 結果

測定した  $S_{21}$  の温度依存性を図 6.2 に示す。約 0.5 K での超伝導転移が確認できた。期

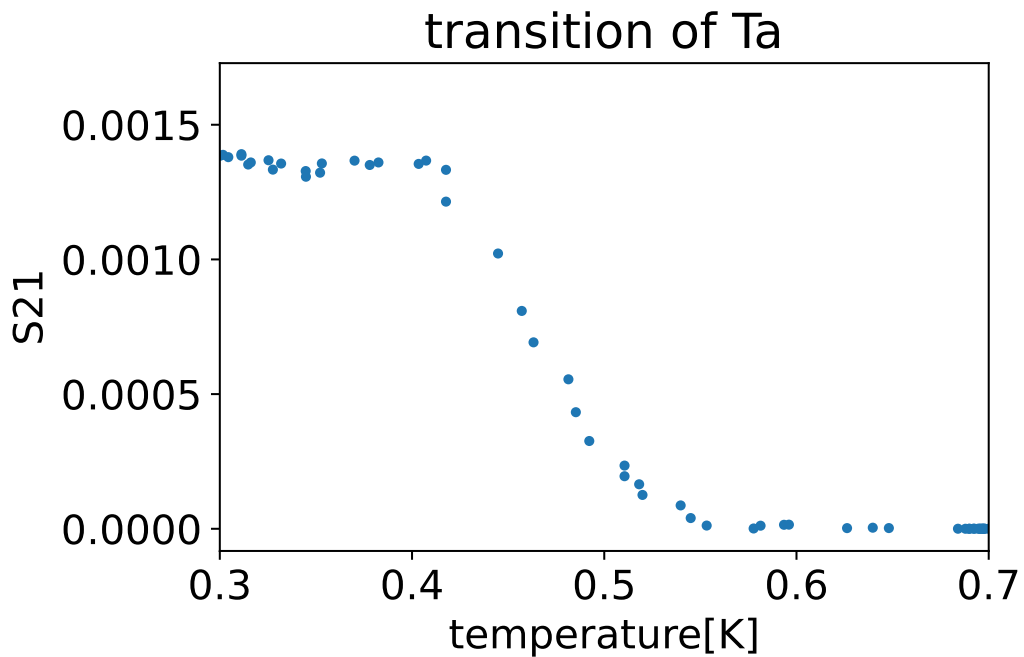


図 6.2: ku007 の転移温度測定結果

待通りの  $T_c$  が得られたことから、製作した薄膜が  $\beta$ -Ta であることが確認できる。

## 6.3 周波数スイープ測定

### 6.3.1 共振の探索

5.3.1 と同じように VNA を用いて共振のピークを探した。結果のプロットを図 6.3 に示す。共振は 13 個発見することができ、そのうち解析に用いた共振は表 6.2 で後述する 8 個となった。

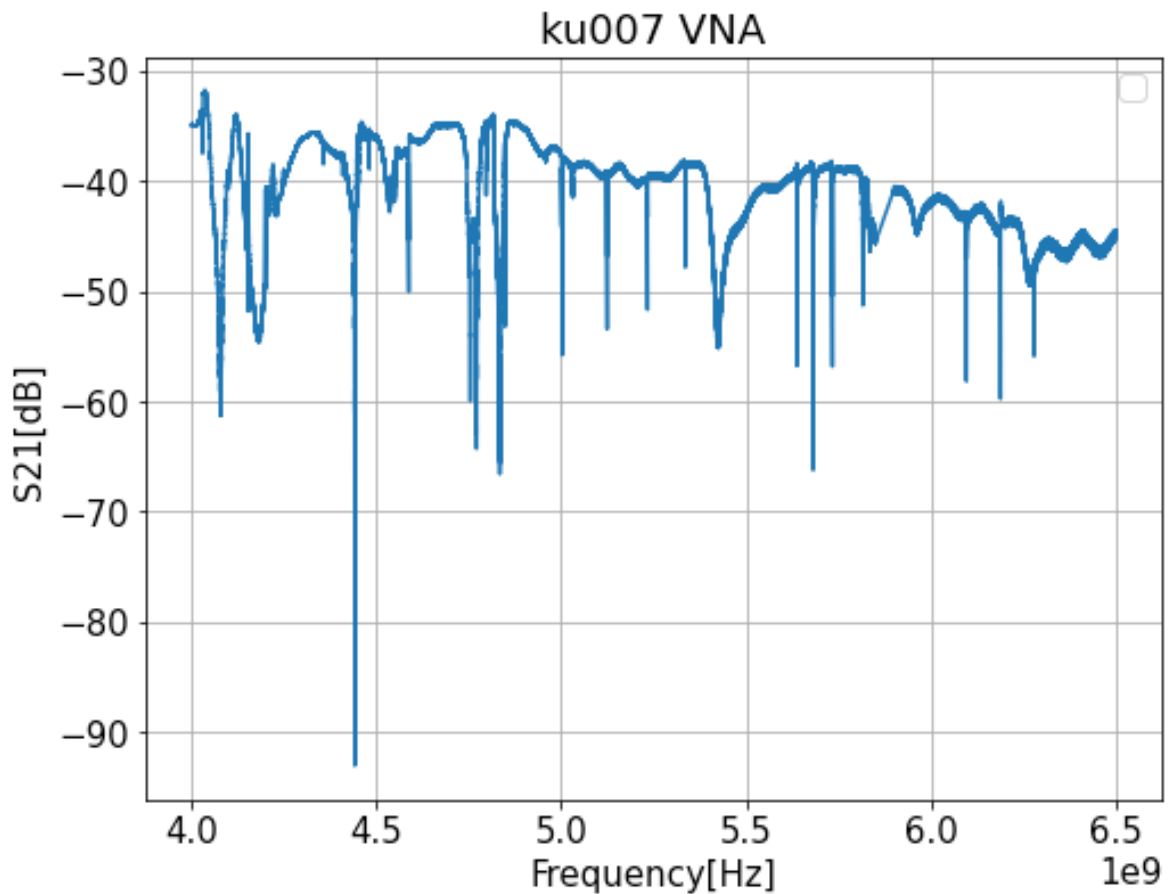


図 6.3: ku007 の VNA 測定結果。共振は 13 個発見することができ、そのうち解析に用いた共振は 8 個となった。

### 6.3.2 読み出し回路の不具合

Ta の周波数スイープ測定中、LO が熱を持ってしまい RF 信号の周波数が不安定となってしまった。LO の RF 信号の周波数がずれてしまうと共振位置からズレが生じて共振を

観測できない。この症状による  $S_{21}$  測定データの一例を図 6.4 に示す。対策としてファ

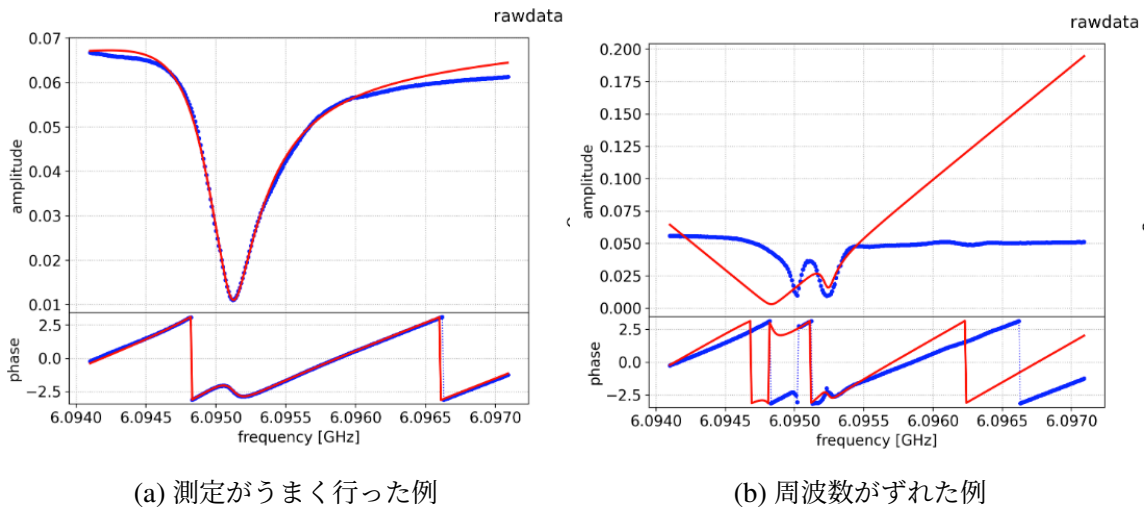


図 6.4: 同じ共振の測定で周波数のずれが起きた場合と起きなかった場合の比較。振幅と位相に分けてプロットしており、青色の点がデータ点で赤色の線はフィット結果である。LO の発熱による周波数のずれはランダムに起こっていたため、同じ共振についてもそれぞれ 7 回ずつ測定してうまく行ったデータを選んで解析に用いた。

ンを取り付ける、空調により部屋の温度を下げるなどを行い、LO を冷やしながら測定を行った。またこのずれはランダムに生じていて、同じ共振に対しても測定ができたりできなかったりしたため、全ての共振についてパワーを変えながら 7 回ずつ測定して成功したデータを選んで解析した。パワーは可変アテネータの値を  $x = 10, 20, 30, 40, 50$  の五つで測定した。

### 6.3.3 フィッティング結果

共振パラメータのフィット測定結果を表 6.2 に示す。 $O(10^4)$  の  $Q_i$  の MKID を作成することに成功したことが分かる。

KID id	共振周波数 [Hz]	$Q_i$	$Q_c$
ku007_0	$4.0939 \times 10^9 \pm 404$	$18521 \pm 34$	$16082 \pm 31$
ku007_1	$4.3569 \times 10^9 \pm 1069$	$22407 \pm 194$	$85204 \pm 883$
ku007_2	$4.7551 \times 10^9 \pm 3153$	$43463 \pm 888$	$13882 \pm 193$
ku007_3	$5.1248 \times 10^9 \pm 387$	$40948 \pm 83$	$11217 \pm 15$
ku007_4	$5.2348 \times 10^9 \pm 2831$	$53137 \pm 1139$	$19123 \pm 292$
ku007_5	$5.6369 \times 10^9 \pm 196$	$65660 \pm 96$	$7338 \pm 3$
ku007_6	$5.7324 \times 10^9 \pm 1983$	$64790 \pm 785$	$7103 \pm 31$
ku007_7	$6.0951 \times 10^9 \pm 4012$	$52592 \pm 1111$	$10708 \pm 125$

表 6.2: ku007 の共振パラメータ。ku005\_0 のみ  $P_{\text{read}} = -110$  dBm での値を、他の共振については  $P_{\text{read}} = -100$  dBm での値を示している。

## 6.4 時系列データ測定

### 6.4.1 結果

時系列データ測定の PSD の結果を図 6.5 に示す。Nb の測定よりもリードアウトノイズのレベルが高く、特に入力パワーの小さい測定で TLS ノイズが観測されていないことがわかる。これは 10 mK の冷凍機では 300 mK の冷凍機に比べてより多くのアテネータが搭載されていて読み出し RF パワーが小さくなってしまふことに由来する。

また、ku007 についても TLS ノイズの大きさを評価した。縦軸を (2.40) 式で導入した共振周波数の微小変化に対する PSD、横軸は Q 値の異なる MKID でも比較できるように  $P_{\text{int}}$  にしたプロットを図 6.6 に示す。またこの評価には TLS ノイズの影響が見えているデータを手作業で選択して用いた。比較してみると、ku007 は今回作成した Nb の MKID よりも低い TLS ノイズを持っていたことが分かった。

## 6.5 要求性能との比較

ノイズレベルが 2.3.2 で定義した到達目標と比べてどの程度かを調べるため、ku007 の NEP を計算した。NEP の計算には、東北大の沓間氏が開発した MKID forecaster[16] を使用した。MKID forecaster は薄膜の物性、共振器回路のジオメトリ、測定環境などをパラメータとして入力して MKID のさまざまな物理量をシミュレーションから計算するツ

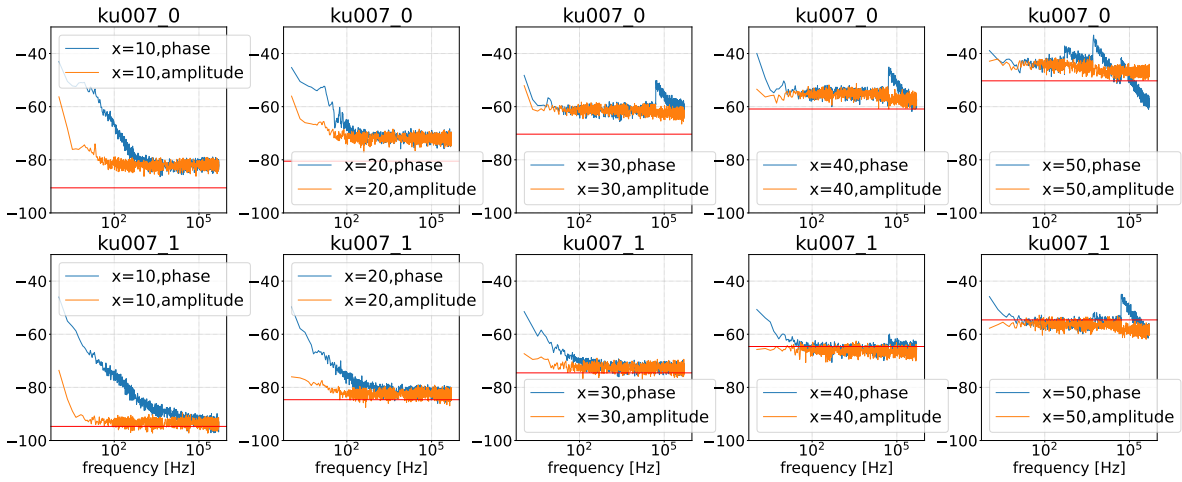


図 6.5: ku007 の PSD 測定結果の一部。青色は位相、オレンジ色は振幅に対する PSD である。また赤色の直線は (2.33) 式によるリードアウトノイズの計算結果である。リードアウトノイズの影響が大きく TLS ノイズが見えていないプロットが低パワー側で確認出来る。

ルである。設定したパラメータを表 6.3 に示す。抵抗値に関しては、室温での実測値を

パラメータの種類	入力項目	値
薄膜の物性	抵抗率 $\rho$ [ $\mu\Omega \cdot \text{cm}$ ]	150
	転移温度 $T_c$ [K]	0.5
	電子格子相互作用時間 $\tau_0$ [ns]	1.8
	TLS ノイズ標準レベル [dBc/Hz]	-188
共振器のジオメトリ	図 6.7 参照	
測定環境	温度 [K]	0.1
	低ノイズアンプのノイズ温度 $T_N$ [K]	4
	読み出し RF パワー [dBm]	-80

表 6.3: MKID forecaster での ku007 のシミュレーションで設定したパラメータ。抵抗率は室温での実測値である。電子格子相互作用時間は  $\beta$ -Ta の文献値が見つからず  $\alpha$ -Ta の文献値を使用している [7]。TLS ノイズ標準レベルは  $f=1$  kHz,  $P_{\text{int}}=-40$  dBm,  $T=120$  mK での値であり、100 mK での測定を元にしてしている。

用いた。電子格子相互作用時間は  $\beta$ -Ta の文献値が見つからず  $\alpha$ -Ta の文献値を使用した。TLS ノイズ標準レベルは  $f=1$  kHz,  $P_{\text{int}}=-40$  dBm,  $T=120$  mK での  $\text{PSD}_f$  を用いるが、これ

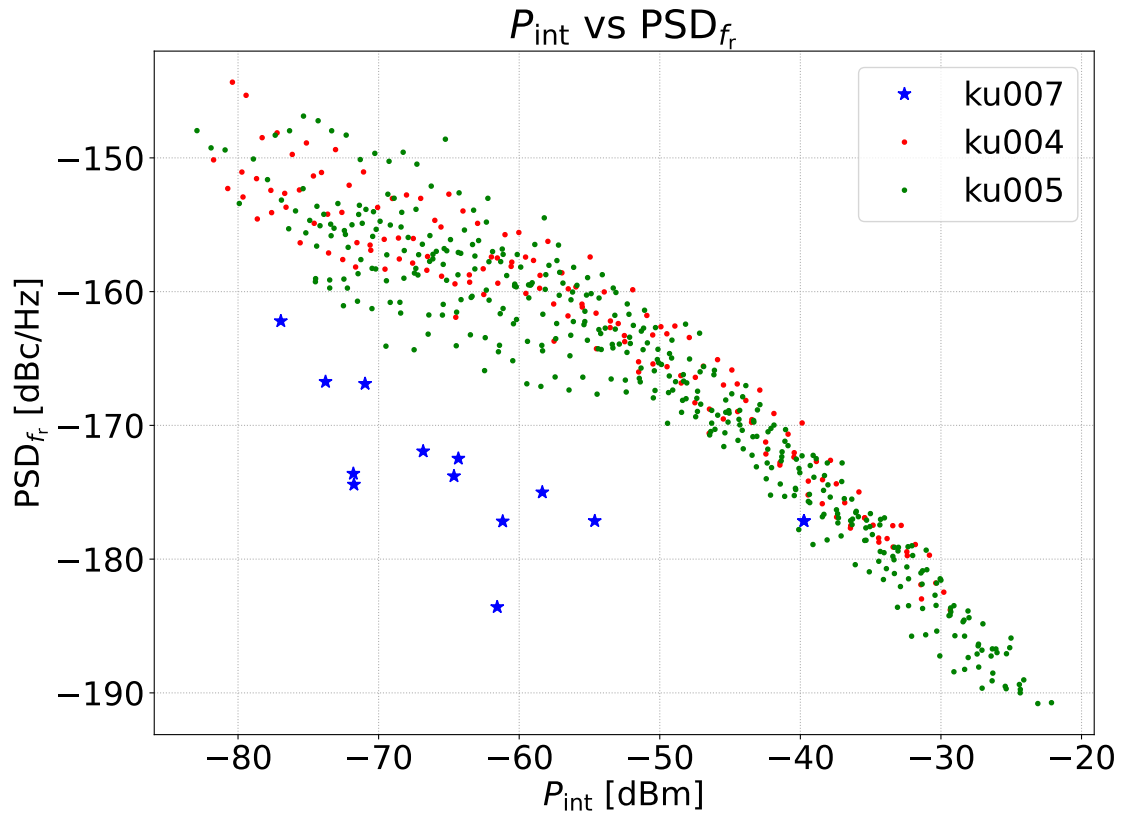


図 6.6: ku007 の TLS ノイズ PSD の  $P_{\text{int}}$  依存性。Nb の MKID(ku004,ku005) よりも TLS ノイズが低いことが分かる。

には 10 mK での測定とヒーターを用いて 100 mK に昇温して測定したデータを比較して行った。まず、 $f=1$  kHz で 10 mK での  $\text{PSD}_{f_r}$  のプロット図 6.6 を見ると、 $P_{\text{int}}=-40$  dBm で  $\text{PSD}_{f_r} = -178$  dBc/Hz のデータがあることがわかる。このデータで温度が 100 mK になった際の値を推定して TLS ノイズ標準レベルとして用いることとする。推定には、100 mK での測定データを用いる。100 mK での測定はすべての共振に対して可変アテネータの値を -20 dB にして一回ずつ行った。100 mK での測定でも LO の熱暴走の影響でうまくいかないことが多かったが、ku007\_7 の可変アテネータの値を -20 dB にした測定 ( $P_{\text{int}} = -71$  dBm に対応) において 10 mK と 100 mK の位相の PSD を比較することができ、そのプロットを図 6.8 に示す。10 mK に比べて、TLS ノイズレベルが 10 dB ほど 100 mK では低くなるが見て取れる。このことから TLS 標準レベルは  $-178 - 10 = -188$  dBm とした。

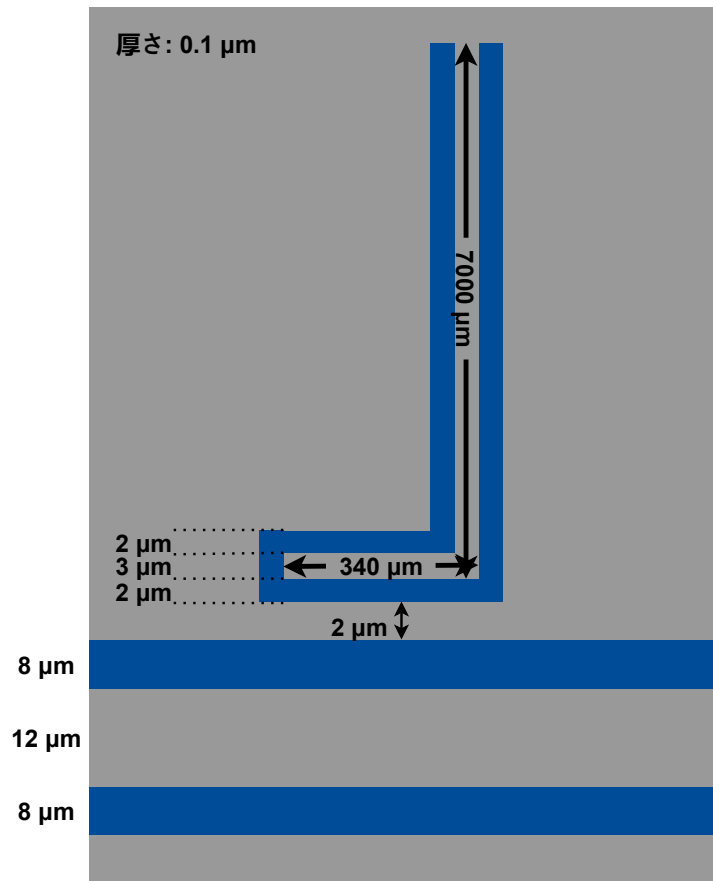


図 6.7: シミュレーションに使用したジオメトリ。実際に製作したデザインに即している。

図 6.9 を見ると、0.3 Hz では  $NEP \approx 1 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  で到達目標より二桁高い結果となった。ハイブリッド MKID にすることで 2.2.1 に挙げたような利点から NEP は抑えられると期待しているので、ハイブリッド MKID にすることでどのように改善するか、目標が達成されるかどうかを次の第 7 章で見る。

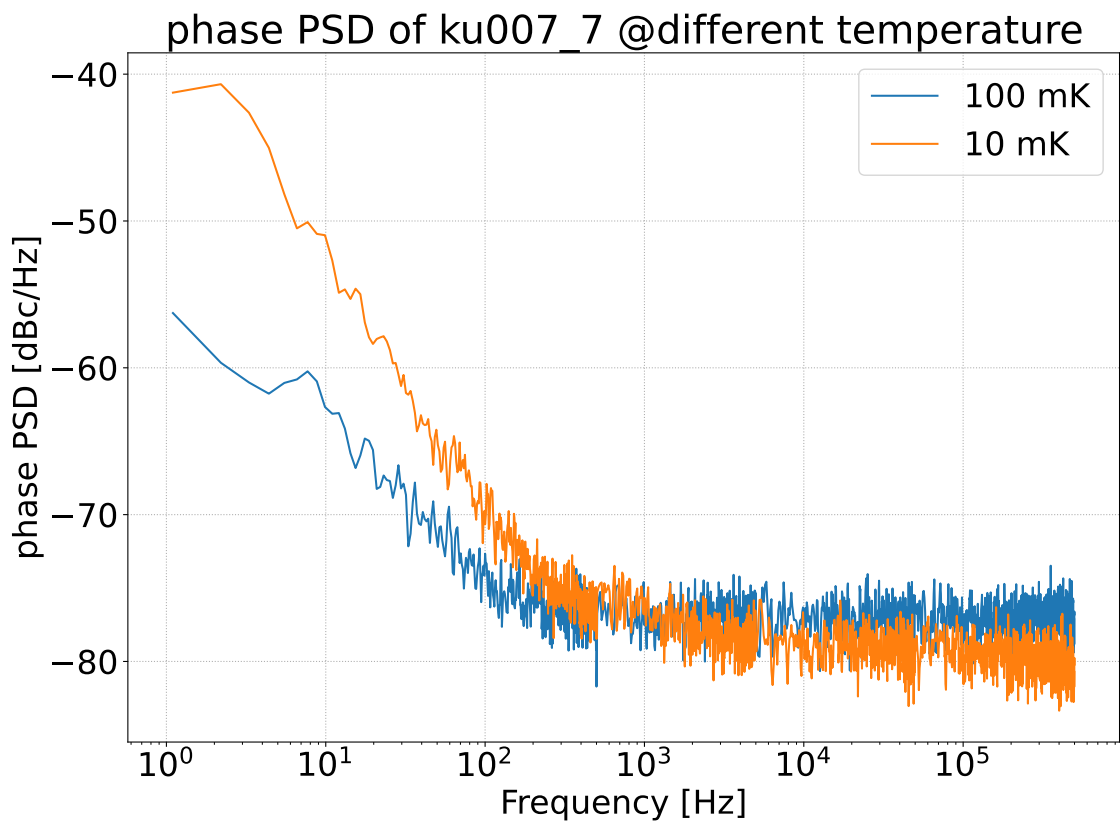


図 6.8: ku007\_7 の  $P_{\text{int}} = -71$  dBm で 10 mK と 100 mK での位相に対する PSD の比較。10 mK に比べて、TLS ノイズレベルが 10 dB ほど 100 mK では低くなることが見て取れる。



### Ta製MKID(ku007)の位相に対するNEP

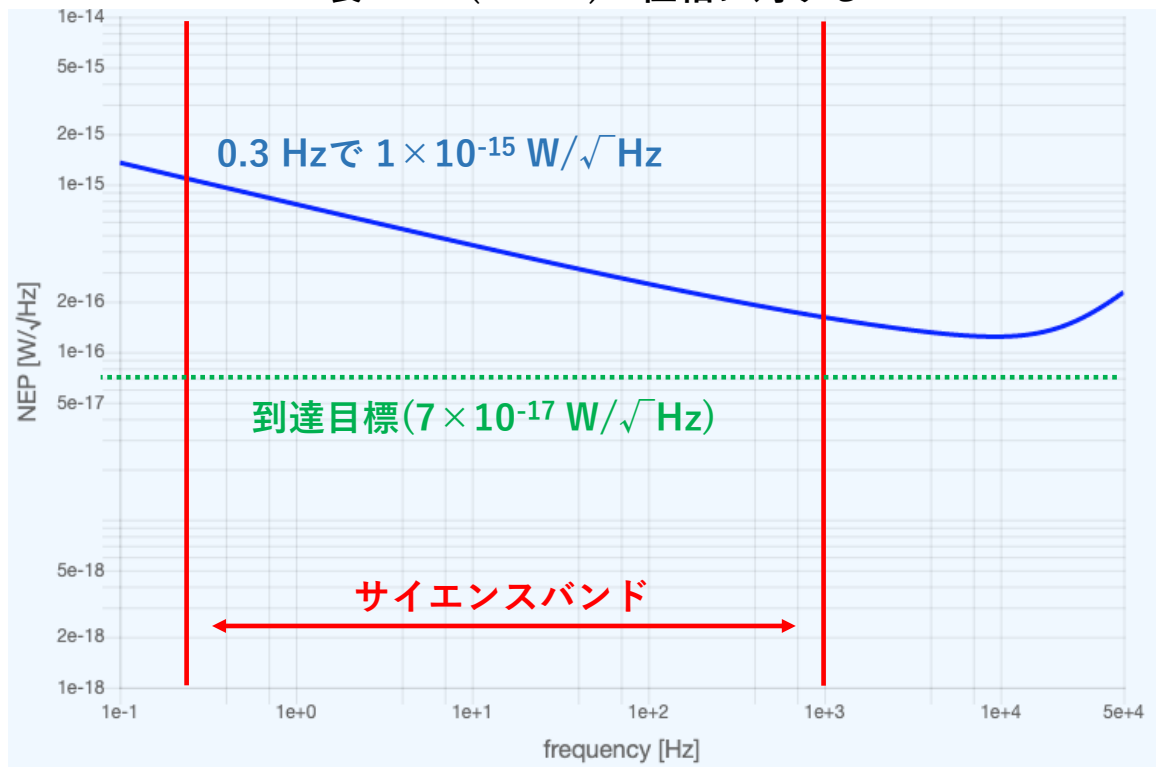


図 6.9: ku007 の周波数に対する NEP のプロット。GroundBIRD 実験のサイエンスバンドに赤線を引いてある。0.3 Hz では  $\text{NEP} \approx 1 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  である。これは到達目標より二桁高い NEP である。また低周波のところで NEP が大きくなる TLS ノイズの傾向が強く出ていることがわかる。

# 第7章

## 考察

### 7.1 ハイブリッド MKID への応用

[13]などで指摘されているように、CPWの線幅を広く取ることで電場密度が小さくなり TLS ノイズが低減できる。通常の MKID でこれをやると体積が大きくなって感度が悪くなるが、ハイブリッド MKID では電場強度が大きい読み出し線側の構造に自由度が生まれるのは 2.2.1.3 で見た通りである。ハイブリッド MKID の NEP のシミュレーションでは、読み出し側の超伝導体部分の CPW の線幅を  $40 - 20 - 40 \mu\text{m}$  に太くしたデザインを採用した。ジオメトリの詳細を図 7.1 に示す。

#### 7.1.1 Ta(ku007) と Nb(ku005) のハイブリッド MKID

ku005 の Nb と ku007 の Ta を用いてハイブリッド MKID を作成した場合、NEP の目標を到達できるかどうかを確認する。MKID forecaster を用いて、ハイブリッド MKID の NEP を計算した。Nb(ku005) で用いた値は表 7.1 の通りである。得られた NEP の周波数

入力項目	値
抵抗率 $\rho$ [ $\mu\Omega \cdot \text{cm}$ ]	5[7]
転移温度 $T_c$ [K]	7.9
電子格子相互作用時間 $\tau_0$ [ns]	なし
TLS ノイズ標準レベル [dBc/Hz]	-170

表 7.1: MKID forecaster での ku005 のシミュレーションで設定したパラメータ。抵抗率は文献値を使用している [7]。電子格子相互作用時間はアンテナ部素材で決まるので Nb の値は必要ない。TLS ノイズ標準レベルは  $f=1 \text{ kHz}, P_{\text{int}}=-40 \text{ dBm}, T=120 \text{ mK}$  での値であり、 $300 \text{ mK}$  での測定を元に、Ta(ku007) と同じ温度依存性を仮定して計算している。

依存性を図 7.2 に示す。0.3 Hz で想定される NEP は  $NEP \approx 1 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  である。

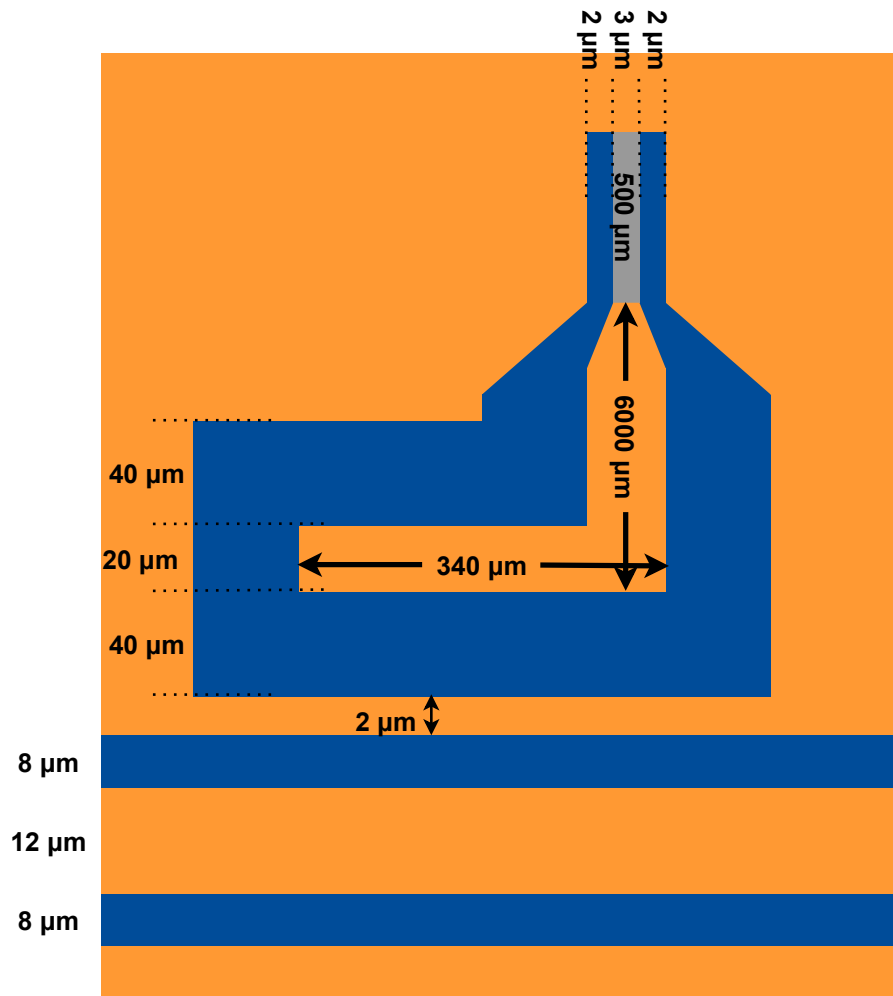


図 7.1: ハイブリッド MKID のジオメトリ。オレンジ色の部分は Nb などの読み出し側に用いる超伝導体、灰色の部分はアンテナ側に用いる Ta である。

これは到達目標としている大気放射による NEP より大きく、目標の達成には至らなかった。原因としては ku005 の TLS ノイズが低減できなかったことが挙げられる。実際、得られた NEP を見ても TLS ノイズの  $1/f$  の依存性が強く出ているので TLS ノイズが支配的であることがわかる。

### 7.1.2 Ta(ku007) と理想的な NbTiN のハイブリッド MKID

Nb 製の MKID(ku005) では期待していた TLS ノイズの低減という結果は得られなかった。そのため Ta 製の MKID(ku007) の性能評価として、Nb よりも更に TLS ノイズレベ

## Ta(ku007)とNb(ku005)のハイブリッドMKIDの位相に対するNEP

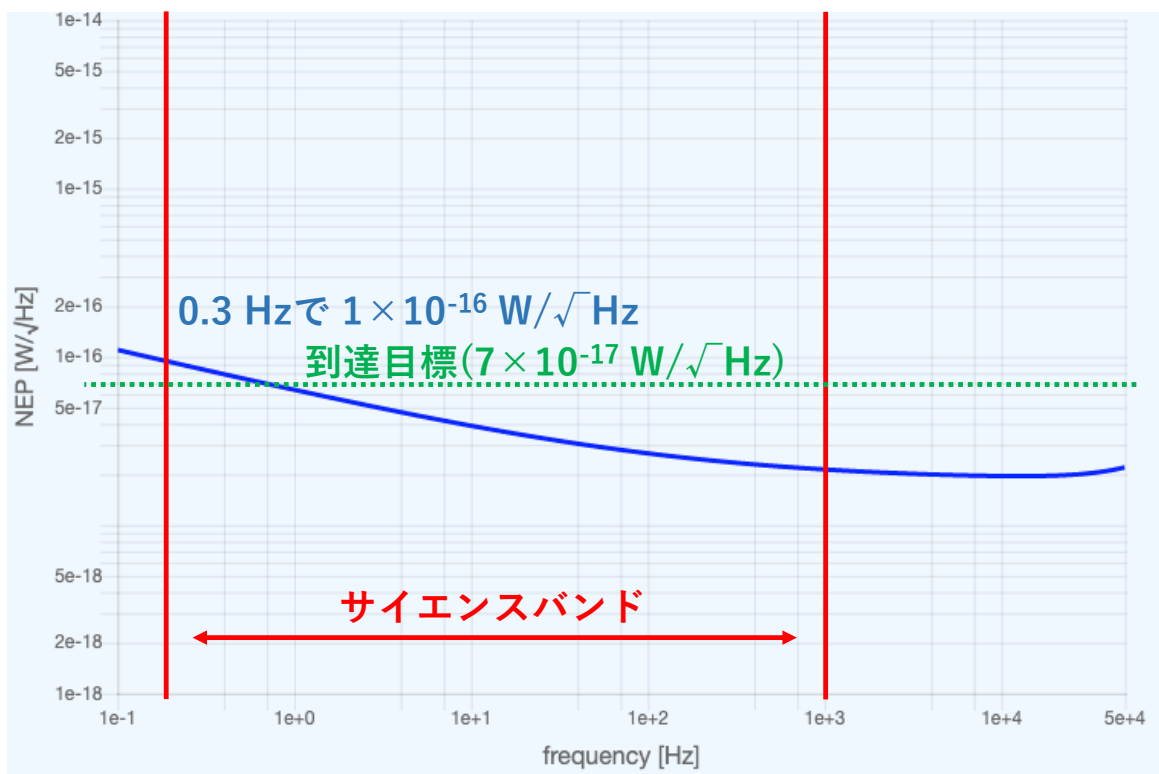


図 7.2: Ta と Nb のハイブリッド MKID の NEP forecast。GroundBIRD 実験のサイエンスバンドに赤線を引いてある。0.3 Hz では  $NEP \approx 1 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  である。これは ku007 からは一桁改善したが、到達目標としている大気放射による NEP よりはまだ大きい。低周波側で NEP が大きくなっていることから、TLS ノイズの影響が大きく出ていることが見て取れる。

ルが低く汚染にも強い NbTiN の合金を素材として用いた場合をシミュレーションした。Ta と先行文献 [29] の NbTiN とのハイブリッド MKID を製作した場合のシミュレーション結果を図 7.3 に示す。また NbTiN の文献値を表 7.2 にまとめる。0.3 Hz で想定される NEP は  $NEP \approx 2 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  程度である。これは到達目標としている大気放射による NEP 以下の大きさであり、目標を達成していると言える。

## 7.2 製作における改善案

今回の研究では特に Nb の製作において TLS ノイズが大きいという課題が残った。Nb はハイブリッド MKID において TLS の影響を抑える役割を果たすため、これを低減する

### Ta(ku007)と理想的なNbTiNのハイブリッドMKIDの位相に対するNEP

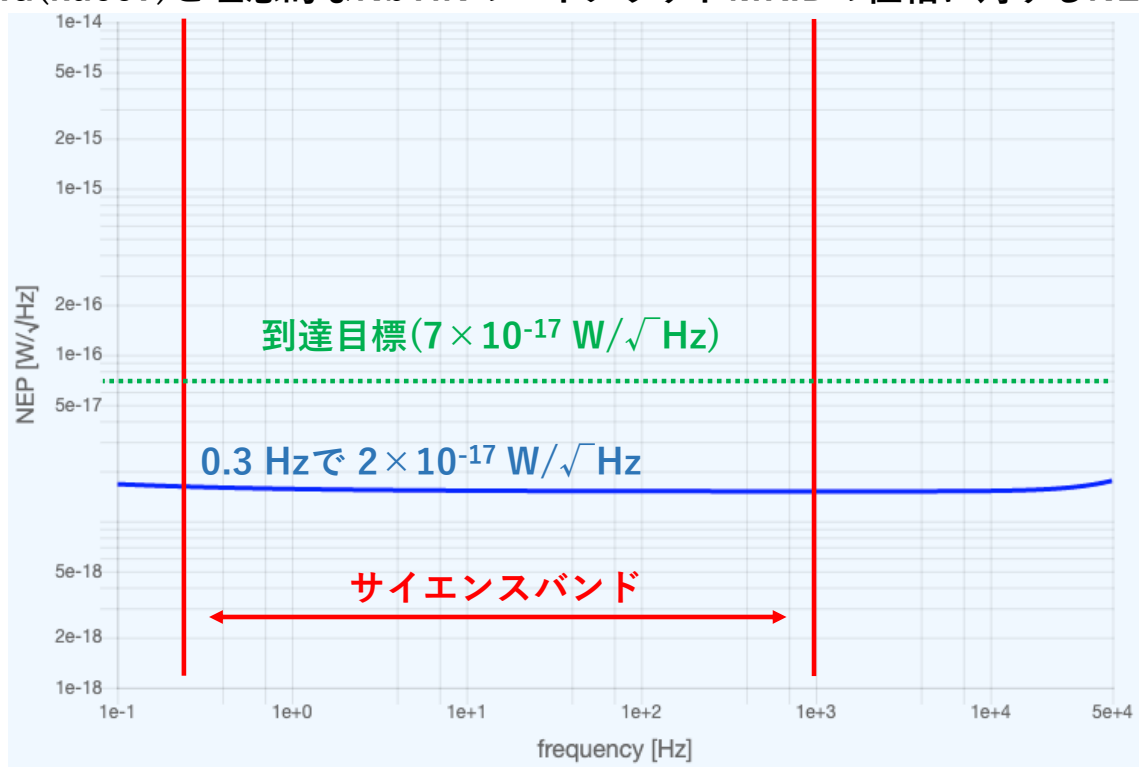


図 7.3: Ta と先行文献 [29] の NbTiN とのハイブリッド MKID の NEP forecast。Ground-BIRD 実験のサイエンスバンドに赤線を引いてある。0.3 Hz では NEP は  $2 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  程度である。これは大気放射による NEP より小さいという到達目標を達成したと言える。

入力項目	値
抵抗率 $\rho$ [ $\mu\Omega \cdot \text{cm}$ ]	100
転移温度 $T_c$ [K]	14
電子格子相互作用時間 $\tau_0$ [ns]	なし
TLS ノイズ標準レベル [dBc/Hz]	-193

表 7.2: NbTiN のシミュレーションパラメータ [7]。

ことは重要である。TLS ノイズ低減のための製作時の改善案として、以下に示す 2 種類の方法を紹介する。

### 7.2.1 Ti プリスパッタによる不純物除去

TLS ノイズの原因の一つに、成膜過程に混入する不純物の存在がある。今回の研究では真空度を高めることで残存ガスを減らしてその影響を減らせることを期待したが、TLS ノイズの低減には至らなかった。改善案として、成膜前に不純物を吸着しやすい Ti をダミーウエハに成膜することで装置内の残存ガスを減らす方法がある。このためにはロードロック機構というものを備えた装置での製作が実用である。ロードロック機構とは、蒸着やスパッタが行われるプロセスチャンバーの他にロードロック室を設け、プロセスチャンバーを大気開放せずにサンプルの交換が可能な機構である。ロードロック機構の説明図を図 7.4 に示す。この機構を利用すれば、サンプルがロードロック室にある時に Ti のプリ

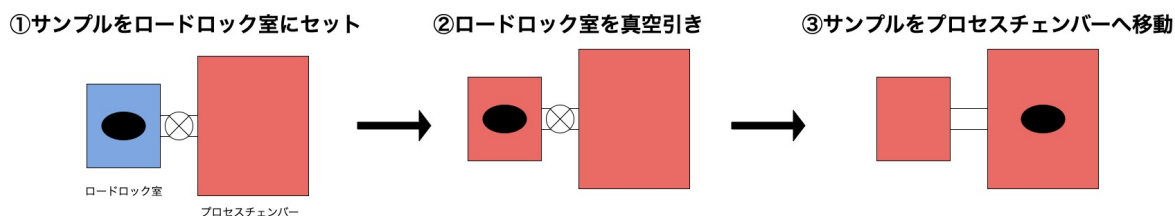


図 7.4: ロードロック機構の説明図。青色は大気圧下、赤色は真空であることを表している。サンプルを一度ロードロック室に入れ、真空引きしてからプロセスチャンバーに移動することでプロセスチャンバー内は常に真空を保てる。

スパッタを行いそのまま真空を破らずにサンプルの製膜をすることが可能である。今回利用したナノテクノロジーハブ拠点の装置では、スパッタ装置にこのロードロック機構が備わっている。今回の製作では

- 高純度 Nb の報告例があること
- スパッタでは Si 基板表面がダメージを受けること

などの理由から蒸着装置を用いたが [20]、Nb についてもスパッタ装置を利用して Ti のプリスパッタを行うことは一つの改善案である。

## 7.2.2 材質の変更

7.1.2 で紹介したように、読み出し側の材質で Nb に変わる超伝導体として、NbTiN の合金を用いる方法がある。NbTiN の利点としては、

- $T_c \approx 14 \text{ K}$  と Nb に比べても高い
- 不純物の汚染に強い (Nb は汚染に弱い)
- TLS ノイズレベルが低い

の 3 点が主に挙げられる [18]。NbTiN の薄膜は、窒素雰囲気中で Nb 及び Ti を同時にスパッタすることで製膜される。

## 第 8 章

### まとめ

CMB の精密観測は宇宙の法則についてさまざまな洞察を我々に与えてきた。現在の CMB 研究のテーマは偏光観測であり、超伝導検出器 MKID を用いた CMB 偏光観測が開拓されている。CMB 偏光を観測する実験の特徴として、大気放射は無偏光であるため地上からの観測が可能である点が挙げられる。本研究では、CMB 偏光観測の地上実験である GroundBIRD 実験での利用を想定した超伝導検出器 MKID の開発を行った。

MKID は超伝導膜で構成された共振器からなる検出器で、入射エネルギーによるクーパー対の崩壊をインピーダンス変化として読み出す。MKID はシリコンなどの誘電体基板に超伝導薄膜を製膜し、パターンに沿って薄膜を削り取って共振器回路を形成することで製作される。高純度な薄膜を作製することで共振の Q 値が向上し、それによって感度向上や TLS ノイズの抑制が期待できる。本研究では MKID の高感度化及び低ノイズ化に向けたデザインであるハイブリッド MKID の製作を見据え、Ta と Nb を用いた 2 種類の MKID を製作した。

検出器開発の到達目標として、CMB 偏光の地上観測において信号雑音比が最も良い 80 GHz の CMB 光子に感度があること、MKID 固有のノイズが大気放射由来のノイズよりも低くなることの 2 点を定めた。評価測定としては、転移温度測定、周波数スイープによる共振パラメータ測定、時系列データ取得によるノイズ測定の 3 種類を行った。

Nb の MKID では、蒸着時の真空度を一桁上げることで純度の向上に成功した。このことは、よりバルクに近い転移温度を得たことや、共振の Q 値が一桁大きくなったことから確認された。一方で、TLS ノイズの改善には至らず、ハイブリッド MKID の一端を担う材質としての目標の達成には至らないことが分かった。

Ta の MKID では、転移温度が 0.5 K と十分低く、到達目標の一つである 80 GHz の CMB 光子に感度がある MKID を作成することができた。またシミュレーションの結果、先行研究の NbTiN と合わせてハイブリッド MKID を作成した場合、本研究で定めた到達目標を達成することを確認した。



# 謝辞

本修士論文を執筆するにあたりお世話になりました方々にこの場を借りて感謝の気持ちを述べさせていただきます。振り返るとあっという間の二年間でしたが、大変有意義な研究生生活を送ることができました。

指導教員の田島治教授には、研究や発表において数多くの的確な助言をいただきました。本修士論文の執筆においても、田島さんのご指導がなければ書き上げることはできなかったらと思います。また研究活動以外でも、居室の隣の席から気さくに話しかけていただいたり、進路相談に乗っていただいたりと、大変お世話になりました。M1の時にあみだくじで田島さんの隣の席を引き当てたのは幸運だったと思っています。

副指導教員の鈴木惇也助教には、超伝導検出器開発という魅力的なテーマを示していただいたり、私の研究のほぼすべての場面においてサポートいただきました。また不甲斐ない私を気にかけて鈴木さんから研究の道標を示していただくことも多々ありました。鈴木さんのご指導のおかげで本研究の結果まで辿り着くことができました。本当にありがとうございました。

京都 CMB グループの皆様にも感謝申し上げます。特に末野慶徳氏には、未熟な私に評価系のことや研究生生活全般に関わる様々なことを教えていただきました。何か困った時に一番に相談させていただくのが末野さんでした。たくさんご迷惑をおかけしたと思いますが、いつも快く相談に乗ってくださりありがとうございました。

京都大学ナノテクノロジーハブ拠点の皆様にも、業務の域を超えた多大なるサポートをいただきました。特に赤松孝義氏には素子製作の大部分で多大なる助言、サポートをいただきました。感謝の気持ちを述べるとともに、私の未熟さにより度々ご迷惑をおかけしましたことを深くお詫びいたします。

東京大学低温科学研究センターの福山寛氏には、実験中のトラブルや急なお願いにも快く対応していただきました。装置利用中至らぬ点ばかりでご迷惑をおかけしましたことをお詫びし、感謝の意を申し上げます。

東北大学の石徹白晃治氏には、ご厚意で 0.3 K 冷凍機をお貸しいただいております。京都大学での私の研究生生活の大部分は 0.3 K 冷凍機を使っての実験でした。直接お伝えする機会はありませんでしたが、誠にありがとうございました。

京都高エネグループの方々にも改めて感謝申し上げます。特に同期の恩田直人くん、竹

内宏樹くん、對馬拓実くん、疋田純也くんとは日頃からお互いの研究の話をして刺激し合える中でした。貴重な同期に恵まれたことを幸運に思います。

最後に私を温かく見守り、支えてくれた父、祖父母、そして天国から見守ってくれている母に感謝の意を述べたいと思います。ありがとうございました。

## 参考文献

- [1] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., Arroja, F., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartolo, N., Basak, S., Battye, R., Benabed, K., Bernard, J.-P., Bersanelli, M., Bielewicz, P., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Bouchet, F. R., Boulanger, F., Bucher, M., Burigana, C., Butler, R. C., Calabrese, E., Cardoso, J.-F., Carron, J., Casaponsa, B., Challinor, A., Chiang, H. C., Colombo, L. P. L., Combet, C., Contreras, D., Crill, B. P., Cuttaia, F., de Bernardis, P., de Zotti, G., Delabrouille, J., Delouis, J.-M., Désert, F.-X., Di Valentino, E., Dickinson, C., Diego, J. M., Donzelli, S., Doré, O., Douspis, M., Ducout, A., Dupac, X., Efstathiou, G., Elsner, F., Enßlin, T. A., Eriksen, H. K., Falgarone, E., Fantaye, Y., Fergusson, J., Fernandez-Cobos, R., Finelli, F., Forastieri, F., Frailis, M., Franceschi, E., Frolov, A., Galeotta, S., Galli, S., Ganga, K., Génova-Santos, R. T., Gerbino, M., Ghosh, T., González-Nuevo, J., Górski, K. M., Gratton, S., Gruppuso, A., Gudmundsson, J. E., Hamann, J., Handley, W., Hansen, F. K., Helou, G., Herranz, D., Hildebrandt, S. R., Hivon, E., Huang, Z., Jaffe, A. H., Jones, W. C., Karakci, A., Keihänen, E., Keskitalo, R., Kiiveri, K., Kim, J., Kisner, T. S., Knox, L., Krachmalnicoff, N., Kunz, M., Kurki-Suonio, H., Lagache, G., Lamarre, J.-M., Langer, M., Lasenby, A., Lattanzi, M., Lawrence, C. R., Le Jeune, M., Leahy, J. P., Lesgourgues, J., Levrier, F., Lewis, A., Liguori, M., Lilje, P. B., Lilley, M., Lindholm, V., López-Caniego, M., Lubin, P. M., Ma, Y.-Z., Macías-Pérez, J. F., Maggio, G., Maino, D., Mandolesi, N., Mangilli, A., Marcos-Caballero, A., Maris, M., Martin, P. G., Martinelli, M., Martínez-González, E., Matarrese, S., Mauri, N., McEwen, J. D., Meerburg, P. D., Meinhold, P. R., Melchiorri, A., Mennella, A., Migliaccio, M., Millea, M., Mitra, S., Miville-Deschênes, M.-A., Molinari, D., Moneti, A., Montier, L., Morgante, G., Moss, A., Mottet, S., Münchmeyer, M., Natoli, P., Nørgaard-Nielsen, H. U., Oxborrow, C. A., Pagano, L., Paoletti, D., Partridge, B., Patanchon, G., Pearson, T. J., Peel, M., Peiris, H. V., Perrotta, F., Pettorino, V., Piacentini, F., Polastri, L., Polenta, G., Puget, J.-L., Rachen, J. P., Reinecke, M., Remazeilles, M., Renault, C., Renzi, A., Rocha, G., Rosset, C., Roudier, G., Rubiño-Martín, J. A., Ruiz-Granados, B., Salvati, L., Sandri, M., Savelainen, M., Scott,

- D., Shellard, E. P. S., Shiraishi, M., Sirignano, C., Sirri, G., Spencer, L. D., Sunyaev, R., Suur-Uski, A.-S., Tauber, J. A., Tavagnacco, D., Tenti, M., Terenzi, L., Toffolatti, L., Tomasi, M., Trombetti, T., Valiviita, J., Van Tent, B., Vibert, L., Vielva, P., Villa, F., Vittorio, N., Wandelt, B. D., Wehus, I. K., White, M., White, S. D. M., Zacchei, A., and Zonca, A. Planck 2018 results - i. overview and the cosmological legacy of planck. *A&A*, Vol. 641, p. A1, 2020.
- [2] Shunsuke Honda, Jihoon Choi, Ricardo Tanausu Génova-Santos, Makoto Hattori, Masashi Hazumi, Takuji Ikemitsu, Hidesato Ishida, Hikaru Ishitsuka, Yonggil Jo, Kenichi Karatsu, Kenji Kiuchi, Junta Komine, Ryo Koyano, Hiroki Kutsuma, Kyungmin Lee, Satoru Mima, Makoto Minowa, Joonhyeok Moon, Makoto Nagai, Takeo Nagasaki, Masato Naruse, Shugo Oguri, Chiko Otani, Michael Peel, Rafael Rebolo-López, José Alberto Rubiño-Martín, Yutaro Sekimoto, Yoshinori Sueno, Junya Suzuki, Tohru Taino, Osamu Tajima, Nozomu Tomita, Yuta Tsuji, Tomohisa Uchida, Eunil Won, and Mitsuhiro Yoshida. On-site performance of GroundBIRD, a CMB polarization telescope for large angular scale observations. In Heather K. Marshall, Jason Spyromilio, and Tomonori Usuda, editors, *Ground-based and Airborne Telescopes VIII*, Vol. 11445, p. 114457Q. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2020.
- [3] Yoshinori Sueno. *Development of calibration and noise characterization methods for a CMB telescope, GroundBIRD, using its commissioning observation data*. PhD thesis, Kyoto University, 2023.
- [4] R. M. J. Janssen, J. J. A. Baselmans, A. Endo, L. Ferrari, S. J. C. Yates, A. M. Baryshev, and T. M. Klapwijk. High optical efficiency and photon noise limited sensitivity of microwave kinetic inductance detectors using phase readout. *Applied Physics Letters*, Vol. 103, No. 20, p. 203503, 11 2013.
- [5] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. Theory of superconductivity. *Phys. Rev.*, Vol. 108, pp. 1175–1204, Dec 1957.
- [6] Jonas Zmuidzinas. Superconducting microresonators: Physics and applications. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, Vol. 3, No. 1, pp. 169–214, 2012.
- [7] Pieter Jan DE VISSER. *Quasiparticle dynamics in aluminium superconducting microwave resonators*. PhD thesis, Delft University of Technology, 2014.
- [8] D. C. Mattis and J. Bardeen. Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals. *Phys. Rev.*, Vol. 111, pp. 412–417, Jul 1958.
- [9] N. David Mermin Neil W. Ashcroft. *Solid State Physics*.

- [10] Jiansong Gao. *The Physics of Superconducting Microwave Resonators*. PhD thesis, California Institute of Technology, 2008.
- [11] F. London, H. London, and Frederick Alexander Lindemann. The electromagnetic equations of the supraconductor. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 149, No. 866, pp. 71–88, 1935.
- [12] David M. Pozar. *Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, Inc., fourth edition, 2012.
- [13] 末野慶徳. 超伝導検出器 MKID の評価系構築と TLS ノイズを抑制する研究. Master's thesis, 京都大学, 2021.
- [14] <https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/foreground/>.
- [15] Jonas Zmuidzinas. Thermal noise and correlations in photon detection. *Appl. Opt.*, Vol. 42, No. 25, pp. 4989–5008, Sep 2003.
- [16] Hiroki Kutsuma. *Development of novel calibration methods and performance forecaster of cutting-edge superconducting detector MKIDs for CMB experiments*. PhD thesis, Tohoku University, 2021.
- [17] 京都大学ナノテクノロジーハブ拠点. <http://www.nanoplat.cpier.kyoto-u.ac.jp/>.
- [18] R. Barends, H. L. Hortensius, T. Zijlstra, J. J. A. Baselmans, S. J. C. Yates, J. R. Gao, and T. M. Klapwijk. Noise in nbtin, al, and ta superconducting resonators on silicon and sapphire substrates. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 19, No. 3, pp. 936–939, 2009.
- [19] <https://techtimes.dexerials.jp/elemental-technologies/sputtering-basics/>.
- [20] D. Kowsari, K. Zheng, J. T. Monroe, N. J. Thobaben, X. Du, P. M. Harrington, E. A. Henriksen, D. S. Wisbey, and K. W. Murch. Fabrication and surface treatment of electron-beam evaporated niobium for low-loss coplanar waveguide resonators. *Applied Physics Letters*, Vol. 119, No. 13, p. 132601, 09 2021.
- [21] 東京大学低温科学研究センター極低温量子プラットフォーム. <http://www.crc.u-tokyo.ac.jp/FSI/index.html#instruments>.
- [22] <https://bluefors.com/stories/how-does-a-dilution-refrigerator-work/>.
- [23] 石塚光. 超伝導検出器 MKID の周波数多重読み出し用 フロントエンド回路の開発. Master's thesis, 総合研究大学院大学, 2015.
- [24] <https://www.lakeshore.com/products/categories/>

[overview/temperature-products/ac-resistance-bridges/  
model-372-ac-resistance-bridge-temperature-controller.](#)

- [25] 沓間弘樹. CMB 偏光観測にむけた超伝導検出器” MKID” のノイズ低減法の研究開発. Master’s thesis, 東北大学, 2017.
- [26] A. I. Gubin, K. S. Il’in, S. A. Vitusevich, M. Siegel, and N. Klein. Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting nb thin films. *Phys. Rev. B*, Vol. 72, p. 064503, Aug 2005.
- [27] C. R. H. McRae, H. Wang, J. Gao, M. R. Vissers, T. Brecht, A. Dunsworth, D. P. Pappas, and J. Mutus. Materials loss measurements using superconducting microwave resonators. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 91, No. 9, p. 091101, 09 2020.
- [28] D. W. Face and D. E. Prober. Nucleation of body - centered - cubic tantalum films with a thin niobium underlayer. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, Vol. 5, No. 6, pp. 3408–3411, 11 1987.
- [29] Stefan Verheul. Ultra high kinetic inductance detectors. Master’s thesis, TU Delft Applied Sciences, 2019.