

修士論文

軽い暗黒物質探索に向けた
超伝導検出器の研究開発

Research and Development of Superconducting Detector
for Light Dark Matter Search

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

大野 敦

平成30年

概要

暗黒物質の存在は銀河の回転曲線や弾丸銀河団といった宇宙観測事実から間接的に示唆されているものの、粒子として直接検出した確かな事実は未だ存在しない。現在多くの実験が探索している暗黒物質のモデルとして WIMPs があり、質量は 10 GeV から 10 TeV を予想している。一方で Hidden-sector Dark Matter というモデルでは keV から TeV までの広い質量領域が予想され、そのうち keV から MeV の領域の軽い暗黒物質は近年の測定技術の向上や新たな検出器の開発に伴い、様々な実験が行われようとしている。

極低温の特徴的な現象である超伝導を用いた検出器は低エネルギー閾値という特徴を持っている。本研究では軽い暗黒物質探索に向けた新たな検出器として、Kinetic Inductance Detector(以下、KID) と呼ばれる超伝導検出器の研究開発を行った。KID は時間応答が早い、複数同時読み出しが可能、検出器作成が比較的容易という特徴を持った検出器である。

本研究は希釈冷凍機を用いた 10 mK の温度環境での測定に向けた 300 mK での KID の基礎的な研究開発を行うことを目的とする。目標として検出器の開発・作製手法を確立すること、KID の読み出しシステムを構築すること、データの解析システムを構築し検出器の性能を評価することの 3つの目標を設定した。

検出器の開発・作製手法を確立を行うために 2つのステップを設けた。一つ目のステップは検出器のフォトマスクの作成であり、既に CALDER 実験で用いられている KID のパターンをシミュレーションによって再現しそれを元にフォトマスクを作成を行うことで一連の流れを習得することができた。二つ目のステップは検出器の素子の作製である。東北大学西澤潤一記念研究センターでの素子作製を自ら行い、その素子を用いた測定で検出器の動作確認をすることができた。

データ収集のための読み出しシステムの構築は、冷凍機の環境を整えることや読み出しのためのコンポーネントを揃えることで安定的にデータ取得を行えることを確認した。半日以上連続してデータ収集のシステムを運用しデータ取得を行った結果、読み出しのシステムの不備によるデータの欠落は起きず、データ収集のシステムを構築することができた。一方でサンプリング速度に対してデータの転送が間に合わないという問題があることがわかった。将来的な測定でソフトウェアトリガーを用いる場合はこの点が問題になると考えられる。

データ解析のシステムの構築と検出器の性能評価では ^{241}Am の 60 keV のガンマ線によるシグナルを測定することに成功した。60 keV のエネルギーが全てシリコン基板に吸収されたとした際の KID に到達するまでのエネルギー伝搬係数を測定したところ、 $4.2 \pm 0.3\%$ という結果を得た。この結果は CALDER 実験の結果と一致しており、十分に検出器を理解できていることを確認できた。また最終的な素子のデザイン作成ではフォノンの伝搬に関する考察から素子上の KID の位置や不純物による効果があると考えられる。

本研究で KID の基礎的な研究開発を達成することができ、現在導入中の希釈冷凍機での測定にスムーズに移行できることが期待される。また最後に将来的な実験の課題を短期的な課題と中長期的な課題に分けて提示した。

目次

概要	i
第 1 章 暗黒物質の物理	1
1.1 暗黒物質の存在を示す宇宙観測事実	1
1.1.1 暗黒物質の最初の提案	1
1.1.2 銀河の回転曲線	2
1.1.3 弾丸銀河団	3
1.1.4 その他の観測事実など	3
1.2 暗黒物質の候補	3
1.3 暗黒物質探索の手法と暗黒物質探索実験	6
1.3.1 検出方法と暗黒物質探索実験	7
1.3.2 暗黒物質探索の現状と将来展望	8
1.4 様々な極低温検出器	9
1.5 本研究の目的と目標	13
1.5.1 研究の最終目標	13
1.5.2 本研究の目的と目標	14
第 2 章 KID 検出器の動作原理	15
2.1 超伝導状態におけるインダクタンスの理論	15
2.1.1 常伝導の理論	16
2.1.2 ロンドンモデルとマイスナー効果	16
2.1.3 2流体モデルと電子数密度	18
2.1.4 内部インダクタンス	19
2.1.5 臨界磁場と臨界温度	21
2.1.6 準粒子数と温度	21
2.2 KID の理論	22
2.2.1 並列共振回路	23

2.2.2	$\lambda/4$ 波長伝送回路共振器	24
2.2.3	S パラメータ	25
2.2.4	$\lambda/4$ 波長伝送回路共振器の S パラメータ	25
2.2.5	エネルギー流入に対する KID の t_{21} の応答	29
第 3 章	超伝導素子作製	30
3.1	フォトマスクの作成	30
3.1.1	回路長と波長の関係と電磁界シミュレータ	31
3.1.2	Sonnet を用いたシミュレーション	31
3.1.3	Sonnet のシミュレーションの結果	33
3.1.4	LayoutEditor を用いた素子デザインの作成	36
3.2	素子作製	36
3.2.1	スパッタリング	36
3.2.2	アライナーを用いたパターンの転写	39
3.2.3	現像、エッチング	39
3.2.4	素子切り出し	40
3.2.5	ボンディング	41
3.3	作製した素子とその実装	42
第 4 章	測定系と解析手法	44
4.1	冷凍機	44
4.1.1	パルスチューブ冷凍機	44
4.1.2	ソープション冷凍機	45
4.1.3	ソープション冷凍機の起動方法の概要	45
4.2	読み出し系	48
4.2.1	読み出しに用いたコンポーネント	48
4.2.2	読み出しの原理	52
4.3	データの取得手順・解析手法	54
4.3.1	共振周波数での読み出し	54
4.3.2	測定手法	55
4.3.3	sweep データの解析	56
4.3.4	tod データの解析	59
4.3.5	trigger データの解析	61
4.3.6	温調データの解析による応答性の評価	62

第 5 章	KID の測定	66
5.1	VNA での広い周波数レンジでの測定	66
5.2	作製した素子の sweep 測定	66
5.2.1	パワー依存性	66
5.2.2	温度依存性	68
5.3	ノイズの低減	70
5.4	^{241}Am を用いたキャリブレーション	71
5.4.1	tod 測定	72
5.4.2	trigger 測定	73
5.4.3	平均的な ^{241}Am の 60 keV の波形	75
5.5	シリコン基板から KID へのエネルギー伝搬効率	75
5.5.1	NEP	76
5.5.2	NEP とノイズ相当エネルギー	77
5.5.3	得られたエネルギー伝搬効率の考察	81
5.6	GR noise	81
第 6 章	結論と課題	83
6.1	論文のまとめ	83
6.2	今後の課題	85
6.2.1	短期的課題	85
6.2.2	中長期的課題	85
付録 A	ソープション冷凍機の操作方法	87
A.1	ソープション冷凍機の起動の手順	87
A.2	温調測定の手順	88
A.3	ヘリウム再充填の手順	90
A.4	ソープション冷凍機の停止の手順	90

目次

1.1	銀河の回転曲線	2
1.2	弾丸銀河団の衝突	4
1.3	原子炉ニュートリノによるニュートリノ振動	5
1.4	暗黒物質探索における3つのアプローチ	6
1.5	LUX 実験の検出原理	8
1.6	スピン非依存の暗黒物質と原子核の散乱による暗黒物質探索の状況	9
1.7	運動量に依存しない場合の暗黒物質と電子の暗黒物質探索の将来展望	10
1.8	超伝導相転移センサーの抵抗の温度依存性	11
1.9	MMC の概念図	12
1.10	KID の最終的なデザイン	13
2.1	2 流体モデルの模式図	18
2.2	超伝導金属の断面図	19
2.3	インダクタンスとロンドン侵入長の関係	21
2.4	臨界温度と臨界磁場	21
2.5	共振周波数のシフト	22
2.6	LCR 並列回路の回路図	23
2.7	S パラメータ	25
2.8	4 分の 1 波長伝送回路共振器の概略図	26
3.1	Calder の KID のデザイン	32
3.2	KID のパターンの概略図	32
3.3	コプレナー線路とマイクロストリップ線路の概念図	34
3.4	LayoutEditor で描いたフォトマスクのデザイン	37
3.5	作成したフォトマスク	37
3.6	素子作製の手順	38
3.7	スパッタリング前後のシリコン基板	38
3.8	パターンの転写のためのアライナーのセッティング	39

3.9	エッチングの作業の様子	41
3.10	切り出した素子	41
3.11	治具に実装した素子	42
3.12	治具の設計図	43
3.13	コネクタと素子を接続するチップ	43
4.1	スターリング冷凍機とパルスチューブ冷凍機のサイクル概略図	45
4.2	実験室の冷凍機の配置	46
4.3	真空配管図	46
4.4	ソーブションポンプ式 3He 冷凍機システムの温度ログ	47
4.5	本実験で測定に使用した VNA	49
4.6	RHEA-FPGA	50
4.7	読み出し系の概略図	52
4.8	冷凍機内部の配線	53
4.9	共振周波数の変化量と位相の変化量	55
4.10	sweep 測定 of データ	56
4.11	sweep データの IQ 平面でのプロット	57
4.12	sweep データから求めた位相のデータ	59
4.13	修正された tod データの IQ 平面でのプロット	60
4.14	パワースペクトルのデータ	61
4.15	修正された trigger データの IQ 平面でのプロット	62
4.16	trigger データのフィッティング	63
4.17	温度ごとの sweep データの変化	64
4.18	温度と固定した周波数 (最低温度の共振周波数) での角度の関係	64
4.19	準粒子数と角度の変化量	65
5.1	VNA のデータ	67
5.2	共振パラメータのパワー依存性	67
5.3	作製した素子の sweep データ	68
5.4	温調測定 of IQ データ	69
5.5	準粒子の数と位相の変位	70
5.6	tod データと trigger データの一例	71
5.7	フーリエ変換から求めたパワースペクトル密度	71
5.8	セットアップごとのパワースペクトル	72
5.9	^{241}Am が有る時の tod データの 100 μsec ごとの面積のヒストグラム	73

5.10	^{241}Am が無い時の tod データの 100 μsec ごとの面積のヒストグラム	74
5.11	threshold を変えながら測定した trigger データのヒストグラム	74
5.12	典型的な trigger 波形	75
5.13	PSD の結果	77
5.14	温調測定 of IQ 平面の結果	78
5.15	準粒子数と角度の変化量	78
5.16	NEP	79
5.17	1Msps の tod データのヒストグラム	80
5.18	暗黒物質の質量と物質ごとの反跳エネルギー	82
A.1	冷凍機の外観	88
A.2	真空バルブの位置	89
A.3	He-3 Controller のパネル	89
A.4	冷凍機管理 PC の操作パネル	90
A.5	RELAY のパネル	90
A.6	LOOPS のパネル	90

表目次

1.1	極低温で動作する検出器ごとの特徴	12
2.1	KID へのエネルギー流入に伴う各パラメータの変化	29
3.1	電気回路の分類	31
3.2	セルサイズとメモリ、解析時間	34
3.3	シリコンの厚みとシリコン下部のメタル有無によるインピーダンス値	35
3.4	シミュレーションに用いた金属による周波数の変化	35
3.5	誘電率の違いによるインピーダンスの変化	35
3.6	キャパシタの本数による共振周波数の変化	36
4.1	冷凍機、真空計、真空ポンプの型番	47
4.2	読み出しに用いた装置	49
5.1	アテネータの組み合わせ	68
5.2	sweep データのフィッティングから得られた共振のパラメータ	68
5.3	セットアップの組み合わせ	72

第 1 章

暗黒物質の物理

最近の宇宙背景放射の観測により、我々の宇宙を構成するエネルギーのうち約 5 パーセントが水素やヘリウムなどといったすでにわかっている物質のエネルギー、残りの約 70 パーセントは暗黒エネルギー、約 25 パーセントは暗黒物質と呼ばれる未知の物質のエネルギーであることがわかってきた [1]。暗黒物質とは質量を持ち重力相互作用はするものの、電磁気相互作用はしない物質である。暗黒物質は現時点までに様々な宇宙観測から存在が示唆されるものの、直接的な検出という点では完全な決着がついていない。DAMA/LIBRA 実験 [2] では 20 年以上にわたる観測から季節変動を見ることで直接検出したとされているが、その追証実験では否定的な結果が出ており未だ確実な暗黒物質の発見には至っていない。

この章では暗黒物質の存在を示す宇宙観測事実や暗黒物質のモデルといった一般的な暗黒物質の物理について述べ、どのようなアプローチで暗黒物質探索がなされてきたかをまとめる。そして超伝導検出器を用いた我々の実験の概要について説明し、本研究の目的を最後にまとめる。

1.1 暗黒物質の存在を示す宇宙観測事実

暗黒物質の存在を示す宇宙観測事実は複数存在する。ここでは最初にどのような経緯で暗黒物質が提案され、その後どのような観測事実によって暗黒物質の存在が示されてきたかを説明する。

1.1.1 暗黒物質の最初の提案

暗黒物質 (Dark Matter) という言葉はアメリカの天文学者ツビッキーが 1933 年に銀河の距離と赤方偏移に関する論文 [3] で最初に用いられた。かみのけ座銀河団に属する銀河の速度分散が非常に大きいことから、通常の物質では説明しきれない質量を与える物質として暗黒物質を提案した。

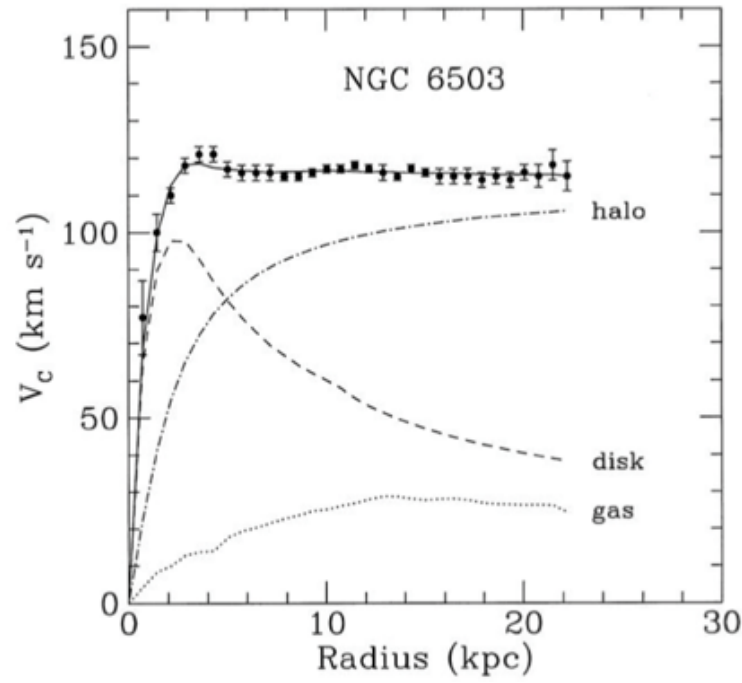


図 1.1 NGC6503 銀河の回転曲線 [4]。半径が 2 kpc よりも長い範囲で回転曲線が一定になっている事がわかる。disk と gas はそれぞれ円盤の星とガスの質量から見積もった寄与であり、halo は暗黒物質からの寄与を示している。

1.1.2 銀河の回転曲線

銀河の回転曲線について説明する前に簡単のために古典力学での円運動を考える。中心に質量 M がありその周りを円運動する質量 m の物体が受ける万有引力 F_G は G を重力定数として

$$F_G = G \frac{Mm}{r^2} \quad (1.1)$$

と表される。また円運動している物体にかかる遠心力 F_C は物体が速度 v であるとして

$$F_C = \frac{mv^2}{r} \quad (1.2)$$

となる。これらの力のつり合いから円運動の速度と中心からの距離は

$$v(r) = \sqrt{G \frac{M}{r}} \quad (1.3)$$

となる。

実際の銀河に当てはめて考える。一般的に銀河全体の質量のほとんどは銀河中心に存在する。よって力学の議論における回転の中心に存在する質量 M は銀河全体の質量として考えることができる。また、銀河の中心の周りを回転する天体を質量 m とする。銀河中心の質量 M が一定であれば、式 (1.3) より天体の回転速度は銀河中心から離れるにつれて遅くなると考えられる。しかし、図 1.1 に示す宇宙観測の結果から

わかるように銀河の回転速度は中心からの距離によらず一定の値であることがわかっている。この事実を説明するには銀河の質量分布が中心からの距離に依存する場合を想定することで説明ができる。すなわち M が一定ではなく $M(r)$ とかける場合を考えることで中心から半径 r の位置の天体にとって回転速度は

$$v(r) = \sqrt{G \frac{M(r)}{r}} \quad (1.4)$$

となり、 $M(r)$ が半径 r に比例する場合、速度 v は半径 r によらず一定となる。

銀河の密度 ρ が銀河中心からの距離である半径 r を用いて $\rho(r) \propto 1/r^2$ となれば $M(r) \propto r$ となり、この現象を説明できる。しかし既存の物質のみではこの事実を説明できず、暗黒物質による効果と考えることができる。

1.1.3 弾丸銀河団

銀河団同士の衝突の現象を可視光、X線といった光による観測と重力レンズ効果による観測の2通りの観測を行った。光での観測では既存の物質の分布を把握することができ、重力レンズ効果による観測では質量分布を把握することができる。この2通りの観測を行ったところ既存の物質の分布領域と質量の分布領域が異なることがわかった。図 1.2 に示すように既存の物質は衝突地点の付近に多く存在することが分かり、質量分布は2つの銀河団ともに衝突の影響をほぼ受けずにすり抜けている位置に分布していることがわかる。銀河団の中には既存の物質のみでは説明しきれない質量が存在していると考えることができ、その質量を持った物質を暗黒物質と考えることができる。そして暗黒物質の相互作用が弱いのであればこの観測事実を説明することができる。

1.1.4 その他の観測事実など

上記の観測以外にも宇宙マイクロ波背景放射での小さな非一様性や、重力レンズ効果による宇宙の質量密度分布、銀河団形成におけるシミュレーションなど様々な観測やシミュレーションから暗黒物質が存在することが確実視されている。

1.2 暗黒物質の候補

宇宙観測の様々な結果から暗黒物質の存在はほぼ確実になって以降、暗黒物質はどのような粒子であるのか問題となった。暗黒物質の候補として歴史的には MACHOs、ニュートリノが考えられていたが現在では WIMPs、アクシオンが主な候補として実験が行なわれている。特に WIMPs は有力な候補とされ、質量として 10 GeV から 10 TeV の範囲で多くの実験で探索がなされている。一方で現在では数 keV から



図 1.2 銀河団の衝突の様子。赤色は X 線による観測で示される既存の物質の分布を示し、青色が重力レンズ効果による観測で示される質量分布を示す。既存の物質の分布は衝突地点にとどまっているが質量分布は衝突地点にとどまらずにすり抜けている。このことから暗黒物質が存在し、暗黒物質は相互作用が弱い事が想定される [5]。

10 GeV という WIMPs の質量領域よりも軽い暗黒物質のモデルも提唱され、低エネルギー閾値を持ち高分解能な検出器での探索が急がれている。

ここでは様々な暗黒物質と考えられていた歴史的なモデルから現在提唱されているモデルをまとめる。

ニュートリノ

ニュートリノは 1933 年にパウリによって提唱された素粒子であり、ベータ崩壊の際に電子のエネルギースペクトルが連続になることを説明するために導入された素粒子である。標準理論では質量を持たないとされているが、カムランド実験やスーパーカミオカンデ実験でのニュートリノ振動の発見 [6][7] によりニュートリノが軽い質量を持つことが証明された。図 1.3 にニュートリノ振動の結果を示す。ニュートリノの数はその他の素粒子の数に比べると膨大なため、ニュートリノの質量が軽くても宇宙全体でのニュートリノの合計質量が大きくなる。そのため観測から求められる暗黒物質の質量に達すると考えられていたが、現在では宇宙全体のニュートリノの質量では不十分であることがわかり、暗黒物質の主な構成要素ではないとされている。

MACHOs

MACHOs とは MASSive Compact Halo Objects のことであり主にブラックホールや中性子星といった重く暗い天体の総称である。直接観測が難しく、かつては MACHOs は直接観測ができないため暗黒物質の候補であった。間接的な観測の方法は光る星の前を通過した時に起きる弱い重力レンズ効果により光の強さが変化するという方法である。この観測方法を用いることで MACHOs の質量を見積もったところ暗黒物質の

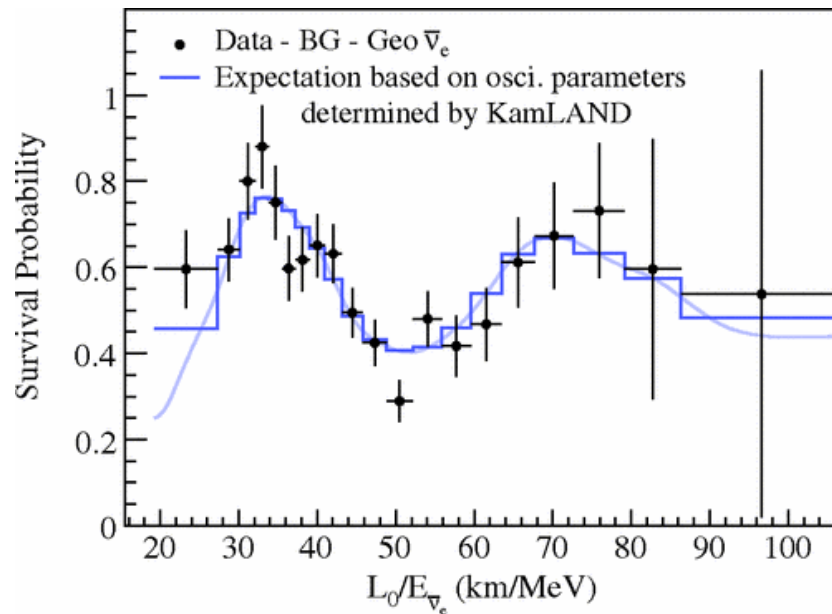


図 1.3 カムランド実験で観測された原子炉ニュートリノによるニュートリノ振動 [6]。

質量には及ばず、暗黒物質の主な構成要素ではないとされた。

WIMPs

WIMPsとはWeekly Interactive Massive Particlesのことであり、文字通り弱く相互作用をする重い物質のことである。WIMPsは宇宙初期の高温プラズマの熱的平衡状態からの残存粒子であると考えられている。多くの実験で探索されている質量は100 GeV程度である。現在の標準理論ではWIMPsとなりうる粒子は存在しないが、標準理論を超える理論の中にはWIMPsの候補が存在する。中でも超対称性理論は有力な理論として提唱されており、現在の標準理論に対して超対称な粒子が存在するとされ、電弱相互作用と強い相互作用の統一のために提唱された理論である。超対称性理論では標準理論のボゾンの超対称性粒子はフェルミオン、標準理論のフェルミオンの超対称性粒子はボゾンとなるように対応する粒子が存在するとされる。超対称性粒子の中でももっとも軽い粒子は他の超対称性粒子に崩壊することはできないため安定であるとされ、その粒子がWIMPの候補とされている。

アクシオン

アクシオンは量子色力学で問題となっている強いCP問題を説明する物質である。強いCP問題とは標準理論のQCDラグランジアンの中性子の電気双極子モーメントはゼロである必要はないにもかかわらず、実験により 10^{-26} よりも小さいことが示され、不自然なまでに小さいという問題である。これを説明するために導入された対称性から生じる物質がアクシオンである。

アクシオンが暗黒物質であるならばその質量は 10^{-12} eVから 10^{-2} eVの範囲である

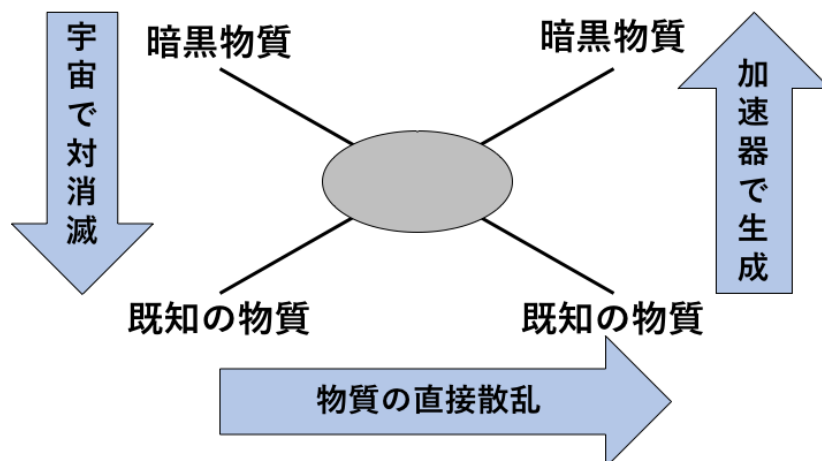


図 1.4 暗黒物質探索における 3つのアプローチ

とされている。アクシオンの測定はこれまで技術的な点から探索が困難とされてきたが、近年の測定技術の進歩とともに今まででは不可能であった探索領域まで探索が進む可能性があると考えられている。

軽い暗黒物質

通常物質の相互作用とは異なる相互作用するという WIMPs の考えを一般化して考えるモデルとして Hidden-sector Dark Matter と呼ばれるモデルがある。このモデルの質量領域は WIMPs の質量領域を包括しており、 10^3 eV から 10^{14} eV の範囲である。もし数 GeV よりも質量が重い場合は従来の WIMPs 探索実験で探索可能であるものの、それよりも軽い質量領域の場合は従来の WIMPs 探索の手法では十分な感度を達成することができない。以降、この数 GeV よりも軽い質量を持つ暗黒物質のことを軽い暗黒物質と呼ぶ。かつては低閾値な検出器の技術が乏しく軽い暗黒物質はあまり盛んに研究されていなかったが、現在では新たな検出技術により低エネルギー閾値を実現できる検出器が開発され、軽い暗黒物質の検出の可能性が広がっている。

1.3 暗黒物質探索の手法と暗黒物質探索実験

現在、世界中で暗黒物質探索実験が盛んに行われている。図 1.4 に示すように加速器での暗黒物質の対生成、既知物質との反跳、宇宙での対消滅の 3つのアプローチが存在するが、その中でも特に暗黒物質と既知物質との反跳による検出手法をまとめる。

1.3.1 検出方法と暗黒物質探索実験

暗黒物質探索では大きく分けて光による検出、電離による検出、熱による検出の3つの検出方法がある。またこれらの検出方法を組み合わせた検出器も開発されている。ここではこれらの検出方法がどのように使われているのか現在行なわれている実験と共に説明する。またスピンに依存しない場合の暗黒物質と原子核の反応での探索状況を図 1.6 に示す。

光を用いた検出器

暗黒物質の季節変動を見たときされる DAMA/LIBRA 実験では高純度の NaI を用いてシンチレーション光を測定している。DAMA/LIBRA 実験では 20 年以上の観測によって暗黒物質の季節変動による効果を 12.9σ で観測したとしている [2]。ここで暗黒物質の季節変動とは地球が太陽の周りを公転している影響で地球上を通過する暗黒物質の量が変動することである。

光+電離を用いた検出器

LUX 実験 [8] と XENON 実験 [9] は液体キセノンと気体キセノンの 2 相式の検出器を用いており光と電離を組み合わせた検出器である。暗黒物質が液体キセノンと反応するとシンチレーション光 (S1) が発生し光電子増倍管で捉えると同時に電離が起きることで電子が発生する。検出器には電場がかけられており電子は電場に沿って気体の層までドリフトし、気体の層に到達すると発光しその光 (S2) を光電子増倍管で捉える。1 回の発光による光電子増倍管のヒットタイミングと 2 つの発光の時間差を用いることで位置の分解能が上がるると同時に 2 つの信号の大きさを比較することでバックグラウンド事象との判別が可能となっている。図 1.5 に LUX 実験の検出の原理を示す。

電離+熱を用いた検出器

superCDMS 実験 [10] はボロメータと半導体検出器を組み合わせた検出器であり、電離と熱を読み出す。暗黒物質が原子核反跳を起こした際のエネルギーはイオン化されるエネルギー (電離) とフォノンが生成されるエネルギー (熱) となる。この 2 つのエネルギーを同時に測定することで、反跳エネルギーに対するイオン化エネルギーの割合やフォノン波形の立ち上がりのタイミングなどでイベントの識別を行う。

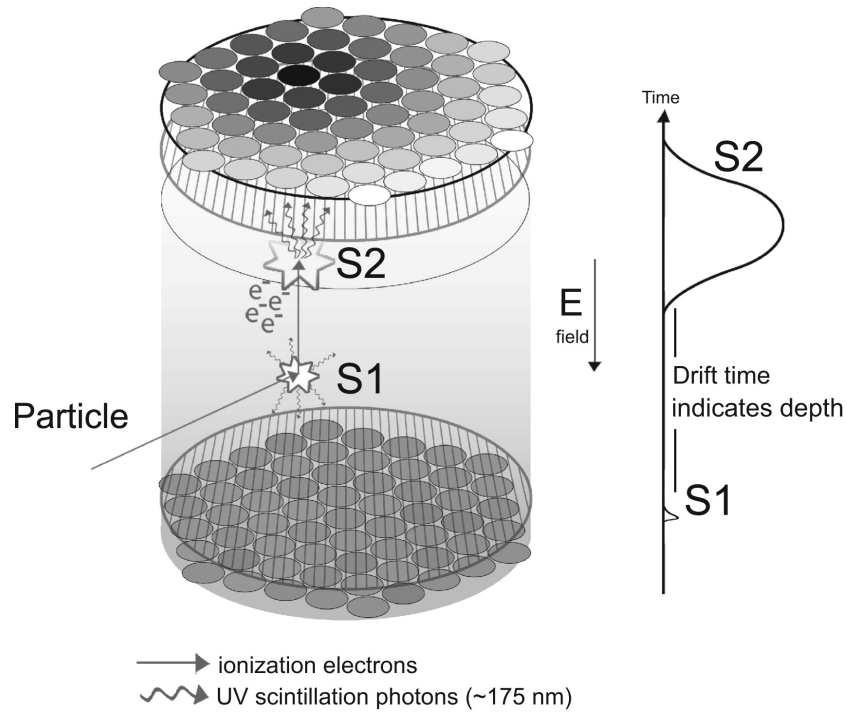


図 1.5 LUX 実験の検出原理 [8]。外部から来た粒子によりキセノンがシンチレーション光 (S1) が発生すると同時に電子が電離される。検出器には電場がかけられており、電場に沿って液体の中を移動し、液体と気体との境界に達したところで再びシンチレーション光 (S2) を発する。

光+熱を用いた検出器

CRESST 実験 [11] はシンチレーション光と熱を測定する検出器を用いている。検出器は希釈冷凍機で冷やされ超伝導相転移センサー (Transition Edge Sensor) でシンチレーション光と熱を測定する。全エネルギーに対するシンチレーション光のエネルギーの割合からバックグラウンドとの判別を行う。

1.3.2 暗黒物質探索の現状と将来展望

運動学的に静止している物体に運動エネルギーを持った物体がぶつかりエネルギーが受け渡される時、受け渡されるエネルギーが最大になるのは2つの物体の質量が等しい時であり、2つの物体の質量がかけ離れていると受け渡されるエネルギーは小さくなる。現在多くの実験で既に行われている WIMPs 探索では原子核反跳を仮定しているが、原子核の質量よりも軽い暗黒物質の場合、反跳により受け渡されるエネルギーは小さくなってしまふ。軽い暗黒物質を想定した場合、ターゲットとなる物質は原子核よりも軽い物質なくては効率よくエネルギーが受け渡されない。軽い暗黒物質探索のターゲットの候補として電子が考えられている。

図 1.6 には WIMPs 探索の現状が示されている。100 GeV 程度の質量領域をより探索することが想定されている。図 1.7 には暗黒物質と電子の散乱を想定した場合の探索状況と将来計画がまとめられている。現在までに探索が進められている領域は色が

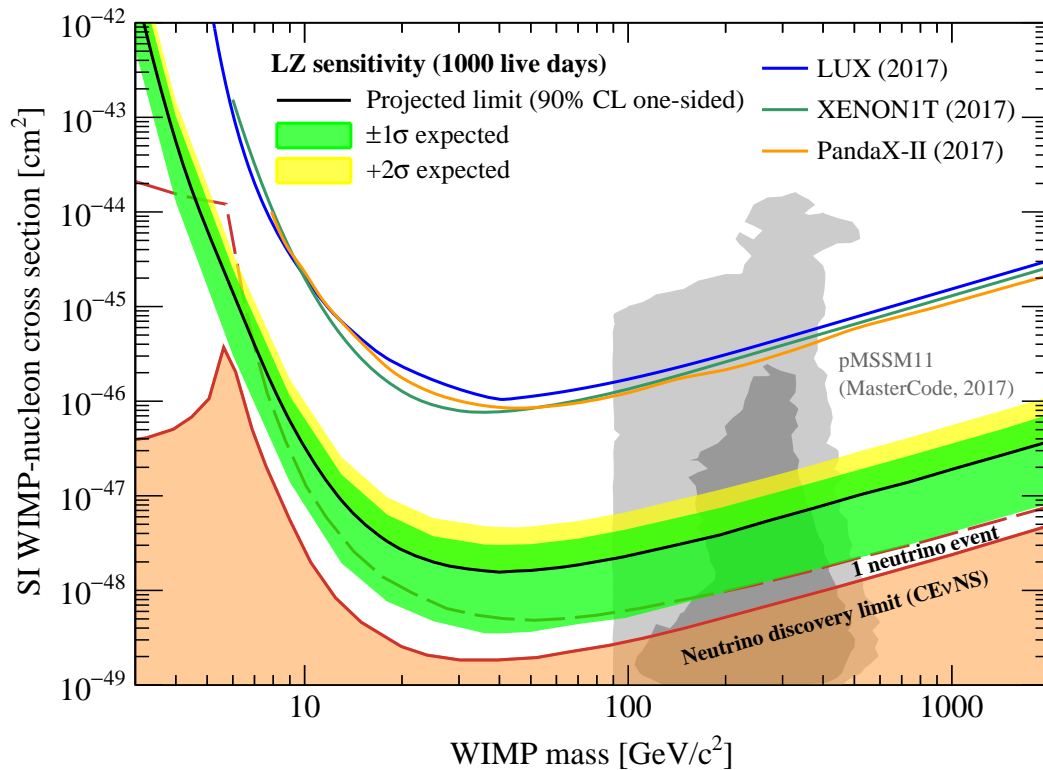


図 1.6 スピンに依存しない場合の暗黒物質と原子核の散乱による暗黒物質探索の状況 [12]。LUX や XENON は 100GeV 付近をさらに探索することを目指している。

付けられており、計画されているまたは提案されている検出手法による達成感度は線で示されている。実線で示されている線は比較的短い期間、ダッシュ線で示される線はある程度の期間、点線で示される線は長期間の時間で達成されると考えられている。

将来実験の多くは MeV の質量領域の探索に対して感度を持ち、keV の質量領域に対しては十分な感度を持ち合わせていない一方、Al を用いた超伝導検出器は keV の質量領域まで感度がある。本実験では超伝導検出器を用いることで他の実験とは異なりより軽い質量領域にまで感度を持つ検出器を研究開発する。

1.4 様々な極低温検出器

軽い暗黒物質の探索を行う際に問題となるのが暗黒物質から受け取るエネルギーの小ささである。従来の検出器ではエネルギー閾値が十分でなくそもそも小さなエネルギーを検出することができないことが問題である。低エネルギー閾値かつ高分解能な検出器として極低温で動作する検出器は軽い暗黒物質探索において重要な役割を果たす。この章では極低温で動作する検出器についてまとめ、最後に検出器ごとの特徴を表 1.1 にまとめる。

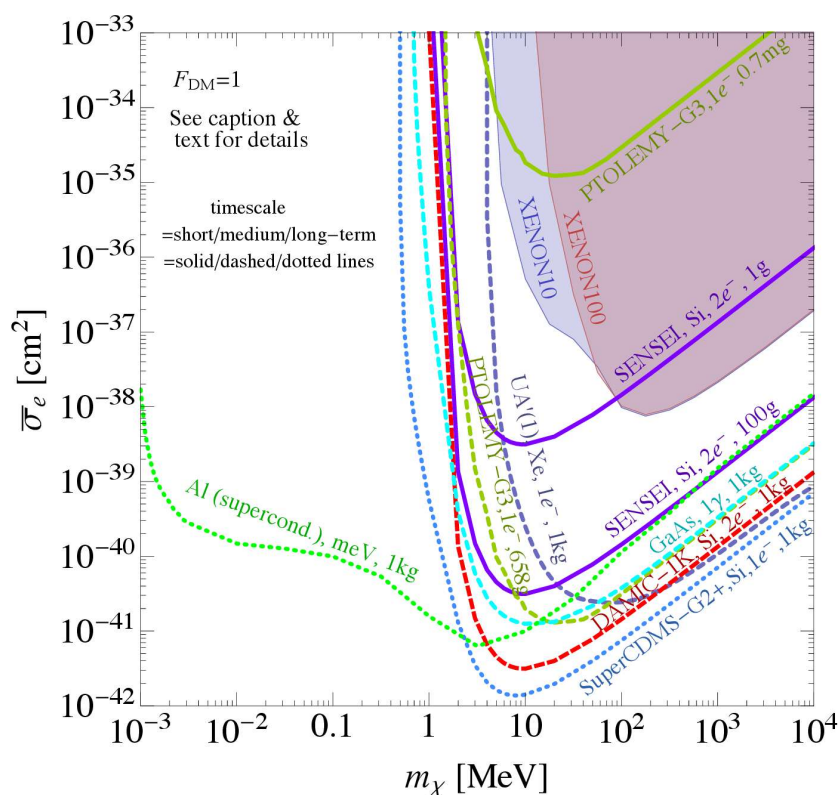


図 1.7 運動量に依存しない場合の暗黒物質と電子の散乱の散乱断面積の現状と将来展望 [13]。多くの計画されている実験が質量が MeV の領域に良い感度を持つが、質量が keV の領域には感度を持たない。唯一超伝導を用いた Al がその領域を探索できる実験の候補となる。

TES

CRESST 実験でも用いられる超伝導相転移センサー (Transition Edge Sensor、TES) は超伝導相転移温度における直流の抵抗が大きく変化することを応用した超伝導検出器である。超伝導状態での抵抗値と常伝導状態での抵抗値の中間値になるように温度を制御し、外部からエネルギーが流入した際の温度上昇を抵抗値で読み出す。図 1.8 に検出の基本的な検出原理を示す。図からわかるように動作温度は超伝導相転移温度付近となる。温度に対して感度が良いというメリットがある一方、ダイナミックレンジが小さいというデメリットがある。

NTD Ge

CUORE 実験 [15] で使われる Neutron Transmutation Doped Ge sensor (NTD Ge) は半導体の原理を利用した極低温検出器である。これは Ge の自然に存在する同位体を中性子核変換ドーピングを行うことで ^{70}Ge が ^{71}Ga となりホールを生成、 ^{74}Ge が ^{75}As となり電子を生成、 ^{76}Ge が ^{77}Se となり電子を生成することで半導体となることを利用する。抵抗値 R は温度 T の関数として表すことができ、

$$R(T) = R_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^\alpha \quad (1.5)$$

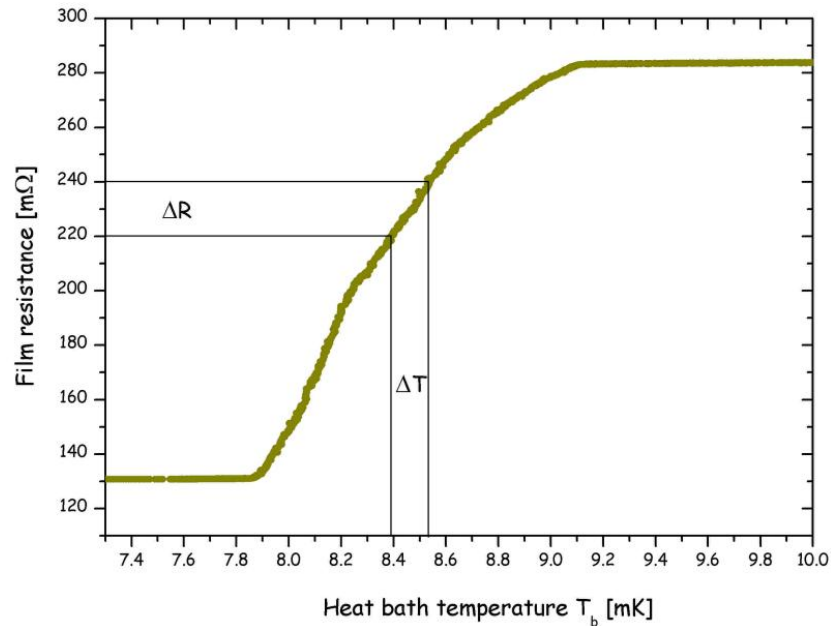


図 1.8 超伝導相転移センサーの抵抗の温度依存性 [14]。わずかな温度変化に対して大きな抵抗値の変化が生じるため小さなエネルギーでも検出可能である。

となる。ここで R_0 、 T_0 はドーピングの状態によって決まる温度であり、 $\alpha = 1/2$ であることがわかっている [16]。また CUORE 実験では $R_0 = 1 \Omega$ 、 $T_0 = 4 \text{ K}$ 程度であることがわかっている [17]。TES ほどの温度に対する感度はないものの、測定できる温度領域が広いというメリットがある。

MMC

AMoRE 実験で使われる Metallic Magnetic Calorimeter (MMC) は超伝導量子干渉計 (Superconducting Quantum Interference Device, SQUID) の技術を応用した超伝導検出器である。図 1.9 に示すようにセンサー部分には弱い磁場がかけられている。外部からのエネルギーの流入により、温度が上昇することで磁束が変化する。この磁束の変化を SQUID で読み取る。磁束の変化 $\Delta\Phi$ は

$$\Delta\Phi \propto \frac{\partial M}{\partial T} \Delta T = \frac{\partial M}{\partial T} \frac{E}{C} \quad (1.6)$$

である。ここで M は磁場、 T は温度、 E は流入するエネルギー、 C は比熱である。100 mK 以下であるとフォノンの比熱は $C \propto T^3$ となるのでエネルギーが小さくても磁束の変化を読み出すことができる [18]。

KID

CALDER 実験 [19] で用いられる Kinetic Inductance Detector (KID) は超伝導状態のインピーダンスが超伝導転移前の金属と異なることを用いた超伝導検出器である。KID はクーパー対の破壊に伴い変化する共振周波数の変化を読み出すため、他の検出

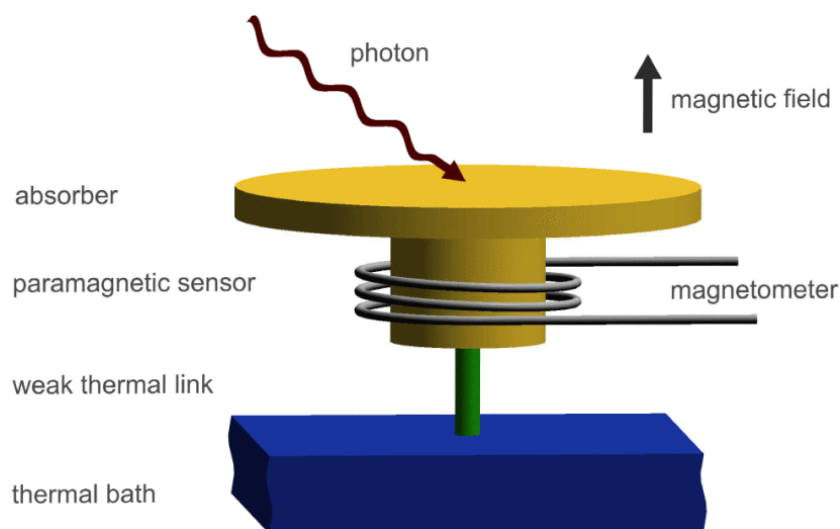


図 1.9 MMC の概念図 [18]。

表 1.1 極低温で動作する検出器ごとの特徴

検出器	地下素核実験での 使用例	応答速度	動作温度	熱浴とのつながり	特徴
TES	CRESST	μsec から msec	$\sim T_c$	弱い	ダイナミックレンジが小さい 読み出しに SQUID が必要 多重読み出しが難しい
NTD Ge	CUORE	$\sim \text{sec}$	$< T_0$	弱い	半導体検出器 原理的に多重読み出しができない 感度は悪い ダイナミックレンジは広い
MMC	AMoRE	$\sim \text{msec}$	$< T_c$	弱い	SQUID との組み合わせ 感度とダイナミックレンジが良い 多重読み出しが困難
KID	CALDER	$\sim \mu\text{sec}$	$< T_c$	強い	同時複数読み出し 素子作製が容易 1 素子では TES や MMC より感度は悪い

器とは検出までのプロセスが異なる。他の検出器では流入したエネルギーが温度上昇を引き起こすまで時間がかかり、熱浴の温度に戻るまで時間がかかるが、KID の場合は応答が早いという特徴がある。

また KID の特徴として簡単に作製でき、一つの読み出しで複数の KID を同時に読み出すことができるというメリットがある。KID は共振回路の一つである LC 回路と同様の原理を用いた検出器であり、共振周波数が異なるデザインの KID を作成できる。一つの検出器素子に複数の共振周波数が異なる KID を直列に配置することで一つの読み出しで複数の KID からの信号を読み出すことができる。

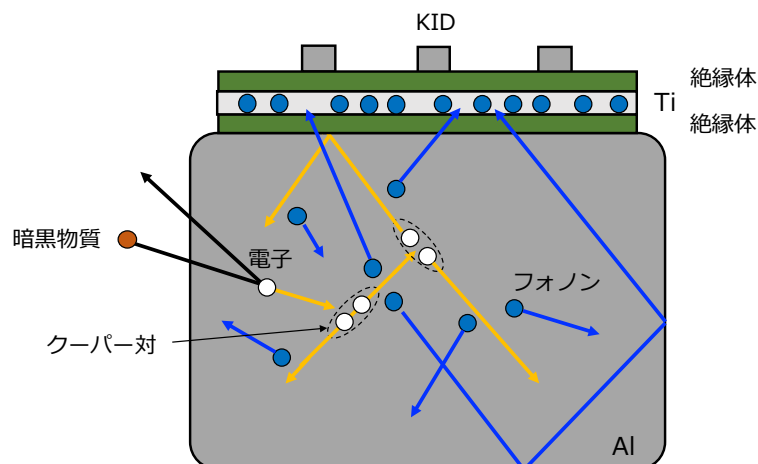


図 1.10 KID の最終的なデザイン。アルミニウムの電子をターゲットとし暗黒物質から電子にエネルギーが受け渡される。そのエネルギーはクーパー対解離を通じてフォノンとなる。チタンはアルミニウムからのフォノンを集めるコレクターの役割を果たす。チタンに集められたフォノンの影響を KID で読み出す [20]。

1.5 本研究の目的と目標

本研究では応答速度の速さや同時複数読み出し、素子作製の容易さなどを加味し KID の研究開発を行う。しかし現状では KID の作製技術やデータ取得・解析手法が全く整っておらず、それらの整備が必要である。また将来的に用いる希釈冷凍機では 10 mK の温度環境での測定が可能であるが、現在用いているソープション冷凍機で到達可能な 300 mK の温度環境での測定を行う。本研究は希釈冷凍機を用いた 10 mK の温度環境での測定に向けた 300 mK での KID の基礎的な研究開発を目的とする。

また世界的には TES や MMC を KID のように読み出す技術開発が急速に進んでいる。本研究で KID の読み出し技術を確認しておけば、将来 TES や MMC に移行するのは容易となる。

1.5.1 研究の最終目標

図 1.10 に示すような検出器のデザインを最終的な検出器として想定している。暗黒物質の検出の仕組みは次の通りである。はじめに暗黒物質からアルミニウムの電子にエネルギーが渡される。電子はアルミニウム内のクーパー対を破壊することで準粒子を生成し周りの結晶格子に影響を与え、フォノンが生成される。チタンは超伝導相転移温度の違いからフォノンを集めるコレクターの役割を果たし、チタンに集められたフォノン数の変化の影響を KID で検出する。また、一つの検出器素子には 10 個程度の異なる共振周波数の KID をデザインすることで複数同時読み出しを行うことを想定している。その際、読み出しの装置の関係から ± 100 MHz の幅に 10 個程度の異なる

KID の共振周波数が収まるように検出器のデザインを作成することが求められる。

また、異なる検出器のデザインとして KID の検出技術と CaF を用いることで2つの未解明な物理を探索できる可能性がある。一つはフッ素のスピンに依存する暗黒物質との相互作用が大きいとスピンに依存する暗黒物質の探索の可能性である。もう一つはカルシウムにはニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊を起こすと考えられている同位体が含まれるため、目的のカルシウムの同位体の濃縮を行うことでニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索の可能性である。

本研究の目的は希釈冷凍機を用いた 10 mK の温度環境での測定に向けた 300 mK での KID の基礎的な研究開発をすることである。また、これを達成することで現在導入している希釈冷凍機での測定にスムーズに移行できることが期待される。

1.5.2 本研究の目的と目標

300 mK での KID の基礎的な研究開発を行うために大きく3つの目標を設定する。

一つ目に検出器の開発・作製の手法を習得することを目標とする。検出器の作成には大きく分けて2つのステップが存在する。はじめのステップは検出器のデザインを作成しフォトマスクを作成することである。次のステップは検出器の素子の作製である。一つ目の目標を達成するためにはフォトマスクを実際に作成することと検出器の素子を作成し動作確認を行うことが必要である。これらが達成されることで自分たちで最適化されたデザインの検出器を作成することが容易になる。

二つ目に検出器の読み出し機構を構築することを目標とする。読み出し機構はソープション冷凍機でも希釈冷凍機でも基本的には同じ測定装置を用いることになる。そのため、希釈冷凍機での本格的な測定を行う前にソープション冷凍機での読み出しを安定的に行うことができることを確認することは重要である。また TES や MMC を KID のように読み出す技術開発が急速に進んでおり、KID の読み出し技術を確立すれば将来 TES や MMC に移行するのは容易となる。

三つ目に測定で得られたデータの解析ツールを構築し、検出器の性能を評価することを目標とする。二つ目の目標と同様に希釈冷凍機での本格的な測定を行う前にソープション冷凍機を用いた測定環境で KID の性能評価を行うことができればスムーズに希釈冷凍機を用いた測定に移ることができる。

以上の3つの目標を達成することで 300 mK での KID の基礎的な研究開発を達成することができ、希釈冷凍機を用いた 10 mK の温度環境での測定にスムーズに移行することができる。

第 2 章

KID 検出器の動作原理

超伝導検出器の一つである KID 検出器は超伝導状態の金属内部のクーパー対の破壊による力学インダクタンスの変化を読み出す検出器である。この章ではまず超伝導状態の金属の特徴としてあげられるクーパー対と準粒子の議論から表面インピーダンスについて議論する。また検出器の性能に関係する超伝導の理論等についてもまとめる。その後 KID 検出器の原理について共振回路の基礎的な部分から説明をする。

2.1 超伝導状態におけるインダクタンスの理論

極低温では、電子は低いエネルギーからフェルミエネルギーまでのほとんどの状態を占有する。超伝導とは低温の金属などで電流の抵抗がゼロになる現象であり、その時の温度を超伝導相転移温度と呼ぶ。例えばアルミニウムの場合であると超伝導相転移温度は 1.2 K である。超伝導状態で金属の電子の状態密度はフェルミエネルギー近傍でスプリットしエネルギーギャップが出来る。この状態を半導体と同様に価電子帯、伝導体が有るように考えることが出来る。これを半導体モデルといい、このとき超伝導電子のクーパー対はフェルミエネルギー上に存在すると考えることが出来る。超伝導エネルギーギャップ $E_{\text{gap}} = 2\Delta$ は BCS 理論より、超伝導転移温度 T_c と次の式のようにかける。

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

ここで、 k_B はボルツマン定数である。

超伝導状態の金属のインダクタンスはクーパー対の数密度によって決まる。この節では常伝導の理論からはじめ、超伝導状態の金属の性質について議論しインダクタンスが超伝導状態の電子数の減少に伴い大きくなることを説明する。

2.1.1 常伝導の理論

常伝導の金属は超伝導とは異なり、抵抗がゼロになることはない。常伝導で抵抗が生じるのは、金属内の電子は電場により加速されることで運動量を得るが金属格子内のイオンに散乱されてしまうことで説明される。常伝導の電導率は散乱されるまでの電子の平均自由時間 τ によってその特徴を理解することができ、ドルーデモデル (Drude model) によると常伝導の金属の電導率は

$$\sigma_n = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau} \quad (2.2)$$

となる。ここで $\sigma_0 = n_n e^2 \tau / m$ であり、 n_n は単位体積あたりの電子の密度、 e は電子の電荷、 m はポテンシャルの効果を加味した電子の有効質量である。 τ の具体例として $T = 77$ K におけるアルミニウムの場合は $\tau = 6.5 \times 10^{-14}$ sec である。式 2.2 を実数成分と虚数成分に分けると

$$\sigma_n = \frac{n_n e^2 \tau}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} - i \frac{n_n e^2 \omega \tau^2}{m(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (2.3)$$

となり、これを簡単に

$$\sigma_n = \sigma_{1n} - i\sigma_{2n} \quad (2.4)$$

と書く。虚数成分は電子が電場に対してすぐに応答出来ないことによって生じる。マイクロ波の場合について考えると具体例で挙げた $T = 77$ K におけるアルミニウムでは

$$\frac{\sigma_{2n}}{\sigma_{1n}} = \omega\tau \sim 10^{-3} \quad (2.5)$$

となり、虚数成分は小さく無視できる。このことからマイクロ波での常伝導の金属の電導率の虚数成分は無視される。

2.1.2 ロンドンモデルとマイスナー効果

超伝導で直流の抵抗がゼロになり、完全反磁性体となることを説明するためにロンドンモデルが提唱された。ロンドンモデルでは超伝導の金属内の電子の平均自由時間が無限大であることを仮定する。すると式 (2.3) の実数成分がゼロになり

$$\sigma_s = -i \frac{n_s e^2}{\omega m} \quad (2.6)$$

となる。抵抗率は電導率の逆数であるので直流の抵抗成分 (実数成分) がゼロになることがわかる。これにより超伝導の金属における直流の抵抗成分がゼロになることが示される。

電場中の電子の運動方程式は

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\mathbf{E} \quad (2.7)$$

であり、電流 \mathbf{J} は

$$\mathbf{J} = -en_s\mathbf{v} \quad (2.8)$$

である。ここで n_s は超伝導の電子密度である。これらの式より

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \mathbf{E} \quad (2.9)$$

が導ける。通常は状況では変位電流の効果は無視できるほど小さいので、マクスウェル方程式で電束密度の変化がないことを仮定した場合、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.11)$$

より式 (2.9) の両辺の回転を取ること

$$\left(\nabla^2 - \frac{\mu_0 n_s e^2}{m} \right) \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.12)$$

となる。ここで超伝導体の表面における磁場の発散がゼロになるということから、磁場は超伝導体の表面に対して平行でなくてはならない。よって原点を超伝導体の表面に取り、超伝導体表面から超伝導体内部の方向を x の方向として考えると式 (2.12) において x 成分のみ考えればよくなり、表面での磁場の変化量 $\dot{\mathbf{B}}(0)$ を用いて

$$\dot{\mathbf{B}}(x) = \dot{\mathbf{B}}(0) \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{m/\mu_0 n_s e^2}}\right) \quad (2.13)$$

が導くことができ、これから磁場について

$$\mathbf{B}(x) = \mathbf{B}(0) \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{m/\mu_0 n_s e^2}}\right) \quad (2.14)$$

が導ける。これは超伝導体が完全反磁性体の性質を持つことを示す。また超伝導体は完全に磁場の侵入を排除しているわけではなく、超伝導体の表面から距離 λ_L までは磁場が侵入しており、その距離は

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.15)$$

である。これをロンドン侵入長と呼ぶ。

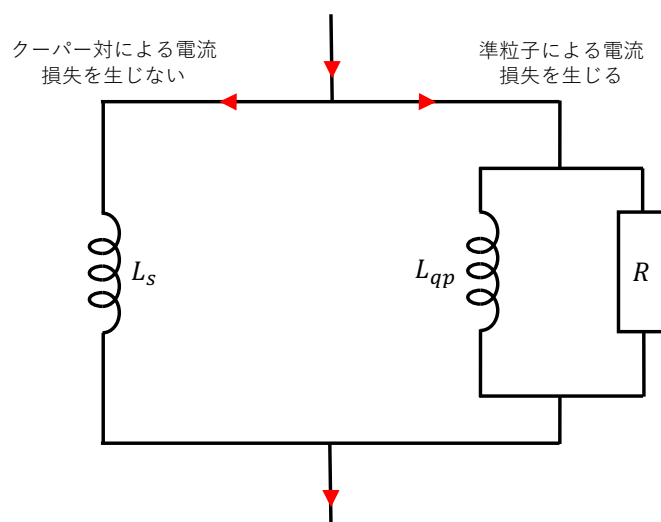


図 2.1 2 流体モデルの模式図。左側はクーパー対による効果を示し、右側は準粒子による効果を示す。

2.1.3 2 流体モデルと電子数密度

超伝導状態になった金属は 2 つの電子の状態が存在する。単体で電子が存在する場合は準粒子と呼ばれ、通常の物質と同様の振る舞いを示し、散乱が生じるために損失を生じる。もう一つの状態は 2 つの電子がペアとなって存在する場合であり、クーパー対と呼ばれ、 2Δ のエネルギーギャップで結合している。クーパー対は準粒子と異なり損失を生じない。超伝導の電導率を説明するモデルとして、これらの 2 つの電子の密度をもとに考える 2 流体モデルがある。図 2.1 に示すように超伝導状態の金属を流れる電流は 2 つの経路が存在し、1 つはクーパー対をキャリアとした経路でもう一方は準粒子をキャリアとした経路である。

ここでクーパー対の数密度を n_s 、準粒子の数密度を n_{qp} とすると合計の電子数密度 $n = n_s + n_{qp}$ を用いて

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (2.16)$$

となる。よって 2 つの経路の電導率はクーパー対の数密度 n_s 、準粒子の数密度 n_{qp} をそれぞれ式 (2.6) と式 (2.3) に代入することで計算できる。低い周波数の場合はクーパー対による寄与が準粒子による寄与よりも大きくなり、直流の場合を考えると超伝導相転移温度 T_c よりも低温であればどの温度でも抵抗がゼロになることがわかる。

式 (2.16) でわかるようにクーパー対の数密度は温度に依存することからロンドン侵

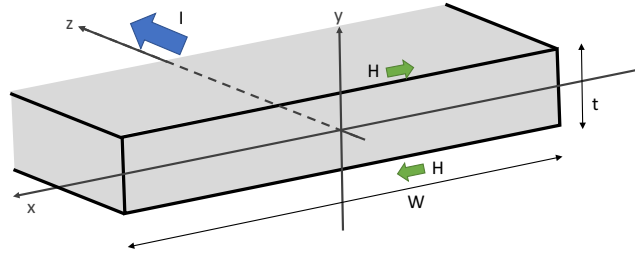


図 2.2 超伝導金属の断面図。超伝導金属の内部には合計で I の電流が流れており、それは超伝導金属表面の磁場によって決まる。

入長も温度に依存する。式 (2.15) と式 (2.16) からロンドン侵入長について

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.17)$$

が導ける。

2.1.4 内部インダクタンス

内部インダクタンスは電子の運動による力学的なインダクタンス L_k と、金属内部の磁場によるインダクタンス L_m の合計として表現できる。力学的インダクタンスは超伝導状態の電子の運動により表現され、磁場によるインダクタンスは超伝導電子の電流による磁場によって表現される。

はじめに電子の運動エネルギーについてのみ考える。単位体積あたりの電子の運動エネルギーは

$$KE = \frac{1}{2} n_s m v_s^2 \quad (2.18)$$

であり、超伝導電子の電流密度の式 (2.8) とロンドン侵入長の式 (2.15) を用いて

$$KE = \frac{1}{2} \mu_0 \lambda_L^2 J_s^2 \quad (2.19)$$

となる。ここで超伝導電子の電流密度を J_s とした。単位長さあたりの運動エネルギー U_k は

$$U_k = \frac{1}{2} L_k I^2 = \frac{1}{2} \mu_0 \lambda_L^2 \int_s J_s^2 dS \quad (2.20)$$

となる。

次に電流と磁場を合わせて考える (図 2.2)。ただし原点の取り方は x 軸、 y 軸に対して対称であるように軸を設定する。超伝導状態の金属内部の磁場 \mathbf{H} が従う方程式は

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{H} \quad (2.21)$$

であり、磁場の y 方向の成分は定数 H_0 を用いて

$$H_y(x) = H_0 \sinh\left(\frac{x}{\lambda_L}\right) \quad (2.22)$$

となる。マクスウェル方程式 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$ から電流密度の z 成分は

$$J_s = \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{H_0}{\lambda_L} \cosh\left(\frac{x}{\lambda_L}\right) \quad (2.23)$$

である。

超伝導体内部を流れる電流をアンペールの法則を用いて導出する。超伝導体表面の磁場は式 (2.21) より

$$H_y(\pm \frac{t}{2}) = \pm H_0 \sinh\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) \quad (2.24)$$

となる。よって超伝導体内部を流れる電流はアンペールの法則より

$$I = 2WH_0 \sinh\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) \quad (2.25)$$

となる。

以上よりまず超伝導電子による力学的なインダクタンスは式 (2.23)、式 (2.25) より

$$\frac{1}{2}L_k I^2 = \frac{1}{2}\mu_0 \lambda_L^2 \int_s J_s^2 dS \quad (2.26)$$

$$2W^2 H_0^2 \sinh^2\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) L_k = \frac{1}{2}\mu_0 \lambda_L^2 W \int_{-t/2}^{t/2} \frac{H_0^2}{\lambda_L^2} \cosh^2\left(\frac{x}{\lambda_L}\right) dx \quad (2.27)$$

積分を実行してまとめると

$$L_k = \frac{\mu_0 \lambda_L}{4W} \left[\coth\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) + \left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) \operatorname{cosec}^2\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) \right] \quad (2.28)$$

となる。

磁場によるエネルギーは $U_m = \mu_0 H^2/2$ より

$$\frac{1}{2}L_m I^2 = \frac{1}{2}\mu_0 \int_s H_y^2 dS \quad (2.29)$$

$$2W^2 H_0^2 \sinh^2\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) L_m = \frac{1}{2}\mu_0 W H_0^2 \int_{-t/2}^{t/2} \sinh^2\left(\frac{x}{\lambda_L}\right) dx \quad (2.30)$$

力学的インダクタンスの時と同様に積分をすることで

$$L_k = \frac{\mu_0 \lambda_L}{4W} \left[\coth\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) - \left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) \operatorname{cosec}^2\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) \right] \quad (2.31)$$

となる。

よって合計のインダクタンスは

$$L_{\text{int}} = L_k + L_m = \frac{\mu_0 \lambda_L}{2W} \coth\left(\frac{t}{2\lambda_L}\right) \quad (2.32)$$

となる。図 2.3 に 5 GHz の共振器の長さに対応する 6 cm の長さの時のインダクタンスとロンドン侵入長の関係を示す。

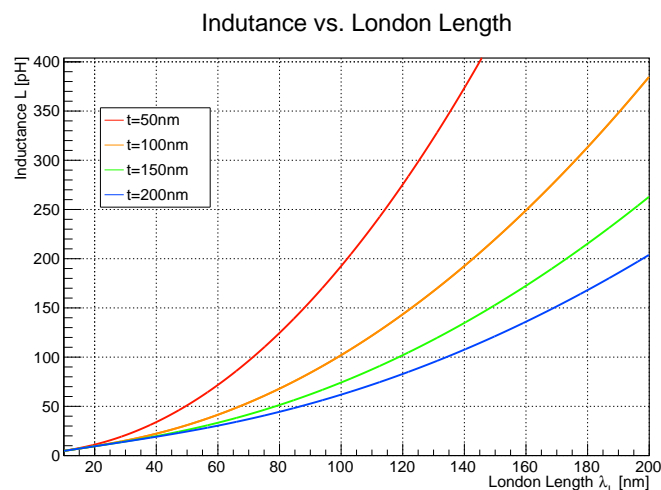


図 2.3 インダクタンスとロンドン侵入長の関係。回路の長さが 5 GHz の共振器の長さに相当する 6 cm であるとした。 t はアルミニウムの厚みである。ロンドン侵入長の長さは数十 nm から数百 nm である。

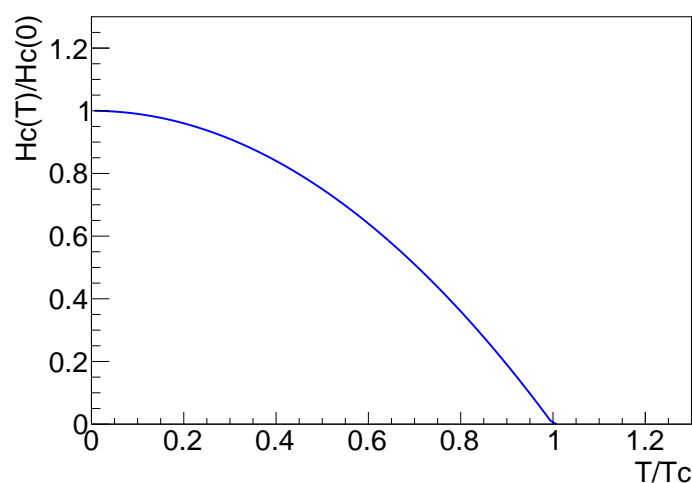


図 2.4 臨界磁場と臨界温度の関係を示したグラフ。青色の曲線から原点側の領域は超伝導状態であり、反対の領域は常伝導状態である。

2.1.5 臨界磁場と臨界温度

臨界磁場と臨界温度の関係は図 2.4 のようになる。温度を下げることで臨界磁場の値を大きくすることができるが、逆に考えると磁場が存在することで臨界温度が磁場がない状態よりも低くなってしまふ。すなわち磁場を弱めると相転移温度を高めることができ、検出器の感度上昇につながると考えられる。

2.1.6 準粒子数と温度

準粒子の数密度 n_{qp} は温度 T によって決まり、十分に低温の領域では

$$n_{qp}(T) = 2N_0 \sqrt{2\pi k_B T \Delta} \exp[-\Delta/k_B T] \quad (2.33)$$

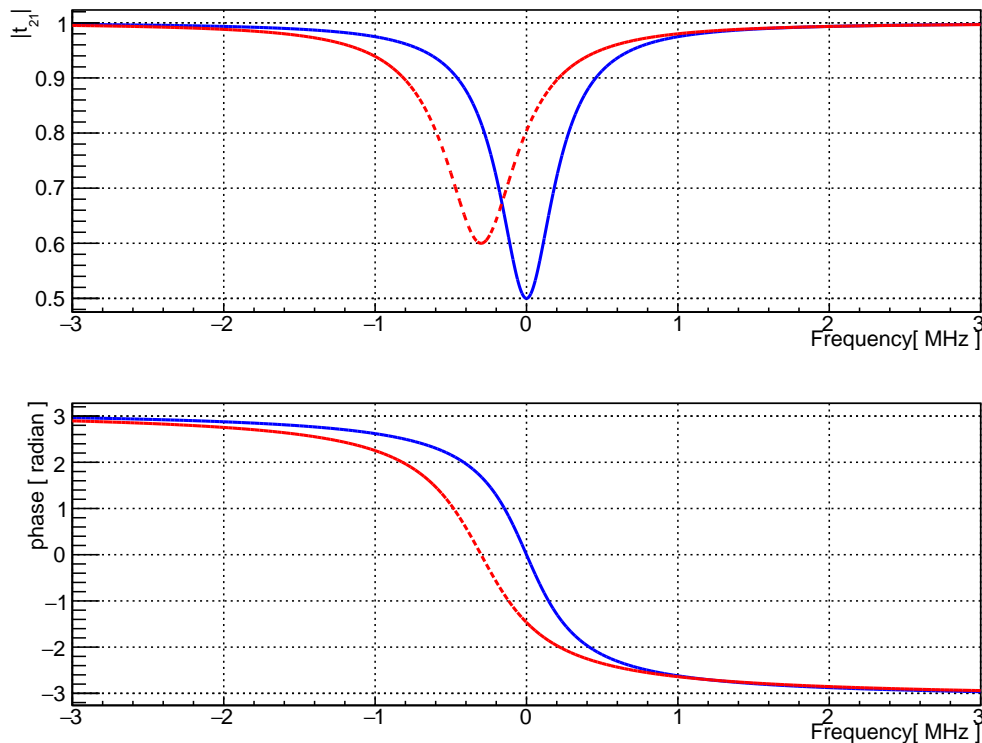


図 2.5 共振周波数のシフト。青線がエネルギーが流入する前の信号でありこの時の共振周波数を 0 MHz とした。赤線がエネルギー流入直後の共振周波数のシフトの様子である。わずかな周波数の変化に対して元の共振周波数 (0 MHz) での読み出し値は大きく変化することがわかる。

と表される。ここで N_0 はフェルミエネルギーでの電子のシングルスピンの密度であり、アルミニウムの場合は $N_0 = 1.72 \times 10^{10} \mu\text{m}^{-3}\text{eV}^{-1}$ である。検出器の超伝導体の体積 V を求めれば、検出器の準粒子数は

$$N_{qp}(T) = n_{qp}(T)V \quad (2.34)$$

となる。

2.2 KID の理論

KID は超伝導状態における力学インダクタンスの変化を用いた検出器である。共振回路の一つである LC 回路と同様の原理を用いた電気回路の一つであり、共振を用いた検出器である。共振周波数 f_r は $1/\sqrt{LC}$ に比例し、共振周波数での KID を透過した信号を測定する。力学インダクタンスが外部からのエネルギーの流入によってわずかに大きくなると共振周波数はわずかに小さくなるが、読み出しの値は大きくなることで低エネルギーのシグナルを捉えることができる。その様子を図 2.5 に示す。

この節では共振回路の仕組みの基礎的なところから始め、KID 検出器の原理を導出する。

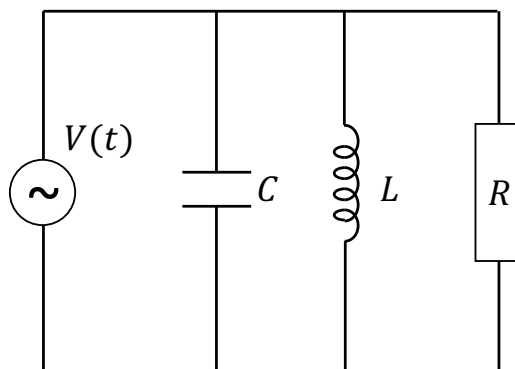


図 2.6 LCR 並列回路の回路図。共振周波数は $f_0 = 1/2\pi LC$ である。

2.2.1 並列共振回路

LCR 並列回路の回路図を図 2.6 に示す。LCR 並列回路のインピーダンス Z は

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + \frac{1}{i\omega L} + i\omega C \quad (2.35)$$

となる。共振が生じる角周波数 ω_0 は

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2.36)$$

である。ここで共振のパラメータとして Q 値 (Quality Factor) 導入する。Q 値は共振の鋭さを定義する値であり

$$Q = \omega_0 \frac{\text{1 周期の間に蓄えられるエネルギー}}{\text{1 周期の間に失われるエネルギー}} \quad (2.37)$$

である。よってこの LCR 並列回路の共振周波数での Q 値はコンデンサに蓄えられるエネルギー W_C 、コイルに蓄えられるエネルギー W_L 、抵抗で消費されるエネルギー W_R を考えればよく、

$$Q = \omega_0 \frac{W_C + W_L}{W_R} = \omega_0 \frac{\frac{1}{4} \frac{|V|^2}{\omega_0^2 L} + \frac{1}{4} |V|^2 C}{\frac{1}{2} \frac{|V|^2}{R}} = \omega_0 RC = \frac{R}{\omega_0 L} \quad (2.38)$$

となる。実際には回路の抵抗 R と並列に負荷抵抗 R_{load} があり、その効果を考えるとインピーダンスは

$$\frac{1}{Z} = \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_{\text{load}}} \right) + \frac{1}{i\omega L} + i\omega C \quad (2.39)$$

となり、その結果として Q 値は

$$Q = \omega_0 C \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_{\text{load}}} \right)^{-1} \quad (2.40)$$

となる。

2.2.2 $\lambda/4$ 波長伝送回路共振器

伝送回路の理論によると、伝送線の長さが l であり短絡している時のインピーダンスは

$$Z_{in} = Z_0 \tanh(\alpha + i\beta) = Z_0 \frac{1 - i \tanh(\alpha l) \cot(\beta l)}{\tanh(\alpha l) - i \cot(\beta l)} \quad (2.41)$$

となる。ここで伝搬定数 γ は抵抗 R 、インダクタンス L 、キャパシタンス C を用いて

$$\gamma = \alpha + i\beta = \sqrt{(R + i\omega L)(i\omega C)} \quad (2.42)$$

と書け、特性インピーダンスは

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.43)$$

となる。

損失がない場合、すなわち $\alpha = 0, R = 0$ の時インピーダンスは

$$Z_{in} = iZ_0 \tan \beta l \quad (2.44)$$

となり、共振周波数を ω_0 とすると

$$\omega_0 = \frac{\pi}{2l\sqrt{LC}} \quad (2.45)$$

となる。これより共振周波数においてインピーダンスは

$$\beta l = \frac{\pi}{2}, Z_{in} = \infty \quad (2.46)$$

ということがわかり、すなわち共振周波数 ω_0 においては電流は流れないということになる。

次に共振に近い周波数 ($\omega = \omega_0 + \Delta\omega$) で損失が小さい ($\alpha l \ll 1$) の時を考える。

$$\tanh(\alpha l) \approx \alpha l \quad (2.47)$$

$$\beta l = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi\Delta\omega}{2\omega_0} \quad (2.48)$$

より

$$\cot(\beta l) = \cot\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi\Delta\omega}{2\omega_0}\right) = -\tan\left(\frac{\pi\Delta\omega}{2\omega_0}\right) \approx -\frac{\pi\Delta\omega}{2\omega_0} \quad (2.49)$$

だから

$$Z_{in} = \frac{Z_0}{\alpha l + i\pi\Delta\omega/2\omega_0} \quad (2.50)$$

となる。

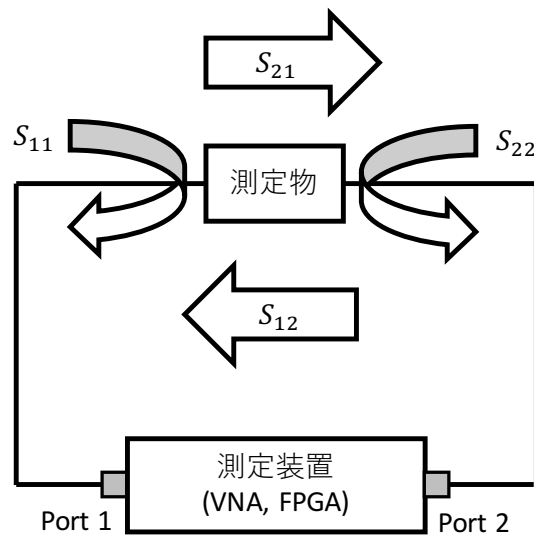


図 2.7 S パラメータの測定の仕組み。簡単のためにポートは 2 つのみで考えている。ポート数が増えた場合は式 (2.51) にあるように定義する。

2.2.3 S パラメータ

S パラメータは交流信号を波動と見なした際に、波動の散乱（反射と透過）度合で回路の特性を示したものである。 S_{ij} は j ポートから出た交流信号が対象物を通過または反射して i ポートに入った時の電圧の値の比率を示す。すなわち

$$S_{ij} = \frac{i \text{ 番のポートへの入力電圧}}{j \text{ 番のポートからの出力電圧}} \quad (2.51)$$

である。よって S パラメータは比率であり、無次元量であるが、一般的に常用対数を用いて dB で示す。また、一般的に $i = j$ の時は反射特性を見ており $i \neq j$ の時は透過特性を見ていることに相当する。

S パラメータの測定の仕組みを図 2.7 に示す。例えば S_{21} を測定する場合には Port1 から信号を出力し、測定物を通過して Port2 に入力された信号を測定する。そして Port1 の出力信号と Port2 の入力信号の電圧比を求める。また S_{11} を測定する場合には Port1 から信号を出力し、測定物で反射して Port1 に入力された信号を測定する。そして Port1 の出力信号と Port1 の反射してきた入力信号の電圧比を求める。

2.2.4 $\lambda/4$ 波長伝送回路共振器の S パラメータ

信号が入射するポートを 1、透過するポートを 2、共振器の短絡と反対側の終端をポート 3 とすると、図 2.8 のような集中回路になる。ここでポート 1,2 の伝送路とポート 3 との間のキャパシタンスを C_c とし、フィードラインの特性インピーダンスを Z_0 、共振器の伝送路のインピーダンスを Z_r とすると。この時、キャパシタンスによる結合

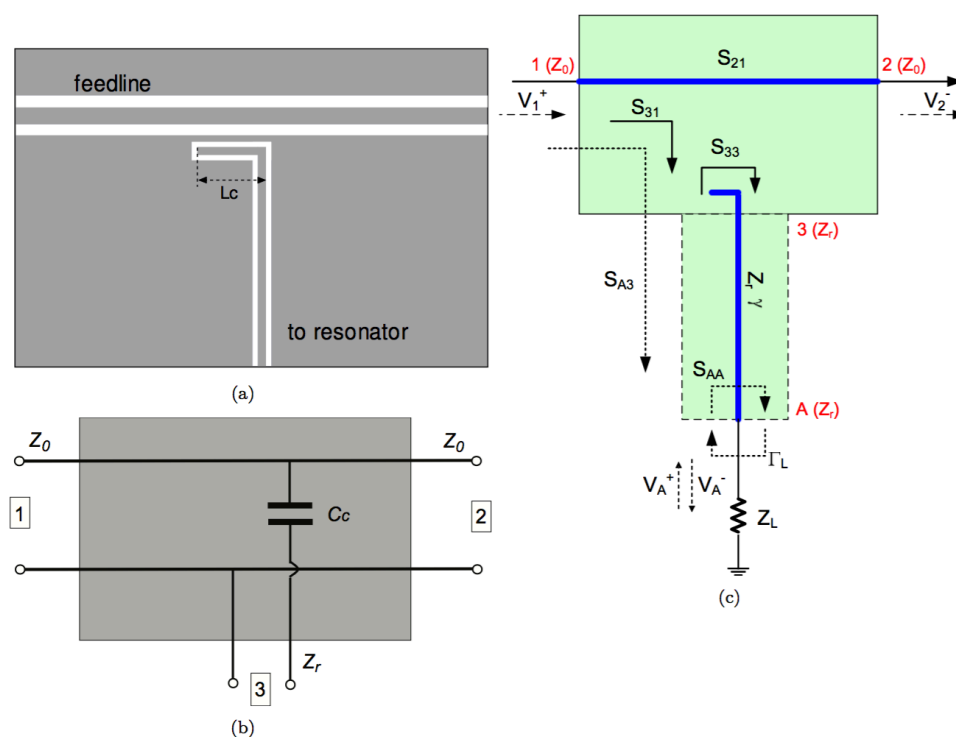


図 2.8 4 分の 1 波長伝送回路共振器の概略図 [21]。(a) フィードラインとカプラーの様子。(b) カプラーの集中定数回路。(c) 信号の流れを示した図。

が弱く、その結合の強さを示すパラメータとして δ_0 と δ_r を

$$\delta_0 = \omega C_c Z_0 \quad (2.52)$$

$$\delta_r = \omega C_c Z_r \quad (2.53)$$

とする。この時、S パラメータは

$$S = \begin{bmatrix} -i\delta_0/2 & 1 - i\delta_0/2 & i\sqrt{\delta_0\delta_r} \\ 1 - i\delta_0/2 & -i\delta_0/2 & i\sqrt{\delta_0\delta_r} \\ i\sqrt{\delta_0\delta_r} & i\sqrt{\delta_0\delta_r} & 1 - 2i\delta_r - 2\delta_r^2 - \delta_r\delta_0 \end{bmatrix} \quad (2.54)$$

となる。また、 $\delta_0, \delta_r \ll 1$ であるから、

$$S_{21} \approx 1 \quad (2.55)$$

$$S_{31} = S_{13}, S_{32} = S_{23} \quad (2.56)$$

$$S_{31} = S_{32}, S_{13} = S_{23} \quad (2.57)$$

$$|S_{33}| = \sqrt{1 - 2|S_{31}|^2} \quad (2.58)$$

となる。

ここで共振器の短絡側のポートを A とすると $l \approx \lambda/4$ として

$$S_{A1} = S_{1A} = S_{A2} = S_{2A} = S_{31}e^{-\gamma l} \quad (2.59)$$

$$S_{AA} = S_{33}e^{-2\gamma l} \quad (2.60)$$

となる。伝送路の透過度と共振器からの影響を加えたパラメータを新たに t_{21} とすると

$$\begin{aligned} t_{21} &= S_{21} + \sum_{i=0}^{\infty} S_{A1} (\Gamma S_{AA})^i \Gamma S_{2A} \\ &= S_{21} + \frac{S_{A1} \Gamma S_{2A}}{1 - \Gamma S_{AA}} \\ &= S_{21} + \frac{S_{31}^2}{e^{2\gamma l} / \Gamma - S_{33}} \end{aligned} \quad (2.61)$$

となる。ここで Γ は反射係数であり、 Z_l を終端抵抗とすると

$$\Gamma = \frac{Z_l - Z_r}{Z_l + Z_r} \quad (2.62)$$

である。キャパシタンスによる結合の Q 値として Q_c を導入し、1 波長の中に共振器を 2 往復することとエネルギーの流出は Port1 と Port2 の 2 つの経路が存在することを加味して考えると

$$Q_c = 2\pi \frac{\text{共振器に蓄えられるエネルギー}}{\text{ポート 3 からポート 1, 2 に流出するエネルギー}} = \frac{\pi}{2|S_{31}|^2} \quad (2.63)$$

となる。すると

$$S_{31} = i \sqrt{\frac{\pi}{2Q_c}} \quad (2.64)$$

$$S_{33} \approx \sqrt{1 - 2|S_{31}|^2} e^{i\phi} \approx 1 - \frac{\pi}{2Q_c} + i\phi, (\phi \ll 1) \quad (2.65)$$

である。

伝搬定数 γ は分布インダクタンス L 、分布キャパシタンス C 、分布抵抗 R を用いて

$$\gamma = \sqrt{(R + i\omega L)(i\omega C)} = \alpha + i\beta = i\beta \left(1 - \frac{i}{2Q_{TL}} \right) \quad (2.66)$$

となる。ここで $\beta = \omega\sqrt{LC}$ であり、は伝送線路の Q 値 Q_{TL} は

$$Q_{TL} = \frac{\omega L}{R} \quad (2.67)$$

である。また $\lambda/4$ 波長共振器の共振周波数 $f_{\lambda/4}$ は

$$f_{\lambda/4} = \frac{1}{4l\sqrt{LC}} \quad (2.68)$$

であり、 $l \approx \lambda/4$ 、 $Z_l \ll Z_r$ の条件では $z_l = Z_l/Z_r = r_l + jx_l$ となるから、終端抵抗で

の損失による Q 値 $Q_l = \pi/4r_l$ を用いて

$$\begin{aligned}
 -e^{2\gamma l} &= -1 \times e^{2i\beta l} \times e^{\frac{\beta l}{Q_{TL}}} \\
 &= -1 \times e^{2i\beta_0 l} \times e^{2i(\beta-\beta_0)l} \times e^{\frac{\beta l}{Q_{TL}}} \\
 &= -1 \times e^{i\pi} \times e^{2i(\beta-\beta_0)l} \times e^{\frac{\beta l}{Q_{TL}}} \\
 &\approx e^{i\pi(f-f_{\lambda/4})4l\sqrt{LC}} \times e^{\frac{\beta l}{Q_{TL}}} \\
 &\approx \left(1 + i\pi \frac{f-f_{\lambda/4}}{f_{\lambda/4}}\right) \times \left(1 + \frac{\pi}{2Q_{TL}}\right) \\
 &\approx 1 + \frac{\pi}{2Q_{TL}} + i\pi \frac{f-f_{\lambda/4}}{f_{\lambda/4}}
 \end{aligned} \tag{2.69}$$

$$\frac{1}{-\Gamma} = \frac{Z_r + Z_l}{Z_r - Z_l} \approx 1 + 2z_l = 1 + 2r_l + 2ix_l = 1 + \frac{\pi}{2Q_{TL}} + 2ix_l \tag{2.70}$$

となる。

これらの関係から t_{21} は

$$\begin{aligned}
 t_{21} &= S_{21} + \frac{S_{31}^2}{e^{2\gamma l}/\Gamma - S_{33}} \\
 &= 1 - \frac{\frac{1}{Q_c}}{\left(\frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_{TL}} + \frac{1}{Q_l}\right) + 2i\left(\frac{f-f_{\lambda/4}}{f_{\lambda/4}} + \frac{2}{\pi}x_L - \frac{\phi}{\pi}\right)} \\
 &= 1 - \frac{\frac{Q_r}{Q_c}}{1 + 2iQ_r \frac{f-f_r}{f_r}}
 \end{aligned} \tag{2.71}$$

となる。ただし

$$f_r = f_{\lambda/4} \left(1 + \frac{\phi}{\pi} - \frac{2x_l}{\pi}\right) \tag{2.72}$$

である。また Q 値について

$$\frac{1}{Q_r} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_i} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_{TL}} + \frac{1}{Q_l} \tag{2.73}$$

が成り立つ。

式 (2.71) は周波数を低い方から高い方へと変更していくと複素平面上に円を描く。

その円の直径 d は

$$d = \frac{Q_r}{Q_c} = \frac{Q_i}{Q_c + Q_i} \tag{2.74}$$

となる。また、 t_{21} の最小値 $\min |t_{21}|$ は

$$\min |t_{21}| = 1 - \frac{Q_r}{Q_c} = \frac{Q_c}{Q_c + Q_i} \tag{2.75}$$

となる。また周波数ごとの円の中心から見た t_{21} の位置の角度 θ は

$$\theta = -2 \arctan 2Q_r \frac{f-f_r}{f_r} \tag{2.76}$$

である。

表 2.1 KID へのエネルギー流入に伴う各パラメータの変化

パラメータ	エネルギー流入に対する応答 (増減)
クーパー対の数密度 n_s	減少
準粒子の数密度 n_{qp}	増加
ロンドン侵入長 λ_L	増加
インダクタンス L_{int}	増加
共振周波数 f_r	減少

2.2.5 エネルギー流入に対する KID の t_{21} の応答

エネルギーが流入に対しての KID の t_{21} の応答を示す。まず KID に入ったエネルギーによりクーパー対が破壊され準粒子が生成される。これによりクーパー対の数密度は低下し、式 (2.16) と式 (2.17) からロンドン侵入長が長くなることがわかる。次にロンドン侵入長が長くことによるインダクタンスの変化を考える。式 (2.32) より、ロンドン侵入長が長くなるとインダクタンスは大きくなる。そしてインダクタンスが大きくなると、式 (2.68) と (2.72) から共振周波数は低い周波数にシフトする。

上記の議論をまとめると表 2.1 のようになる。またエネルギーの流入によるシフトの様子は図 2.5 に示した通りである。

第3章

超伝導素子作製

本実験で用いる素子は共振周波数の異なる複数の KID を一つの素子にデザインすることで将来的には同時読み出しを行うことが考えられている。また KID の共振周波数は 5 GHz 付近であることを想定して測定のためのコンポーネントを用意している。これは一つの素子が 1 cm 四方であり、その素子に複数の KID をデザインする必要があることから生じる大きさの上限と KID を作成する工程での技術的な制約からの大きさの下限から設定している。したがって素子作製ではあらかじめ KID の共振周波数が 5 GHz 付近になるようにシミュレーションを行ったのち素子のデザインをフォトマスクにして素子作成する必要がある。

この章では素子作製に必要な工程を大きく 2 つに分けて説明をする。1 つはのフォトマスクの作成のための KID の共振周波数のシミュレーションとデザインの作成である。KID の共振周波数のシミュレーションには Sonnet という平面三次元電磁界シミュレータを用いた。もう 1 つの工程は素子の作製である。素子の作製は理化学研究所で素子作成の工程を学んだのち、東北大学の西澤センターで素子作成を行った。

3.1 フォトマスクの作成

素子を作製するにあたって、必要としている素子のデザインが描かれたフォトマスクを作成することがまずは必要である。そして素子のデザインを作成しフォトマスクにするまでにはあらかじめ KID の共振周波数をシミュレーションで把握し、その上でデザインを作成する必要がある。すなわち素子作成を行なうには KID の共振周波数の把握と素子のデザインが描かれたフォトマスクの作成が必要である。

本研究では KID の共振周波数を把握するために Sonnet と呼ばれる平面三次元電磁界シミュレータを用い KID の共振周波数を把握し、その後 LayoutEditor を用いてフォトマスクのデザインを行った。この節では高周波のシミュレーションについての手順と結果、そしてデザインの作成までをまとめる。

表 3.1 電気回路の大きさと波長の長さによる回路の分類 [22]、[23]

一般的名称	理論体系	代表的なシミュレータ	波長と回路の大きさ
集中定数系	オームの法則、キルヒホッフの法則	SPICE	$x, y, z \ll \lambda$
分布定数系	電信方程式、伝送線路理論	高周波回路シミュレータ	$x, y \ll \lambda, z \approx \lambda$
平面回路系	Maxwell 方程式	Sonnet	$x \ll \lambda, y, z \approx \lambda$
立体回路系	Maxwell 方程式	HFSS	$x, y, z \approx \lambda$
長い導波管系	Maxwell 方程式	FDTD	$x, y \approx \lambda, z \gg \lambda$
自由平面系	幾何光学		$x \approx \lambda, y, z \gg \lambda$
自由空間系	幾何光学		$x, y, z \gg \lambda$

3.1.1 回路長と波長の関係と電磁界シミュレータ

高周波回路を利用する KID を作成する際に気をつけなくてはならないこととして、取り扱う高周波の波長 λ が回路の長さ x, y, z に対して長い、同程度、短いのかを考えなくてはならない。高周波に限らず一般の電気回路の大きさと波長の長さの関係により表 3.1 のように回路を分類することができる [22]、[23]。KID はパターンが 2 次元平面内に描かれているため、波長と 2 次元平面内の回路の長さは同程度になり、厚みに相当する長さは波長より十分に小さい。よって KID は平面回路系に相当し、Sonnet を用いてシミュレーションを行う。

3.1.2 Sonnet を用いたシミュレーション

ここでは KID の共振周波数を把握するために用いた平面三次元電磁界シミュレータ Sonnet の使用についてまとめる。

シミュレーションは Sonnet を利用できる環境がニュートリノ科学研究センターではなく、理化学研究所のテラヘルツイメージング研究チームの指導のもとシミュレーションを行った。そのため本来であれば 5 GHz 付近の共振周波数を持つ KID のデザインを作成することが目標であったが、シミュレーションに必要な手順を最初から最後まで行うには時間的な制約から難しく、図 3.1 に示すよにすでに CALDER 実験で使用されているデザインのシミュレーションを行った [19]。そのため Sonnet の使用方法の習得やフォトマスク作成までの手順を習得することを目的とし、本格的な KID のデザインを最初から作るのは今後の課題となる。今後の研究の展望として Sonnet を導入することを検討しており、Sonnet のシミュレーションの手法を学ぶことでニュートリノ科学研究センターで想定している共振周波数の KID のデザインを作成することが期待される。

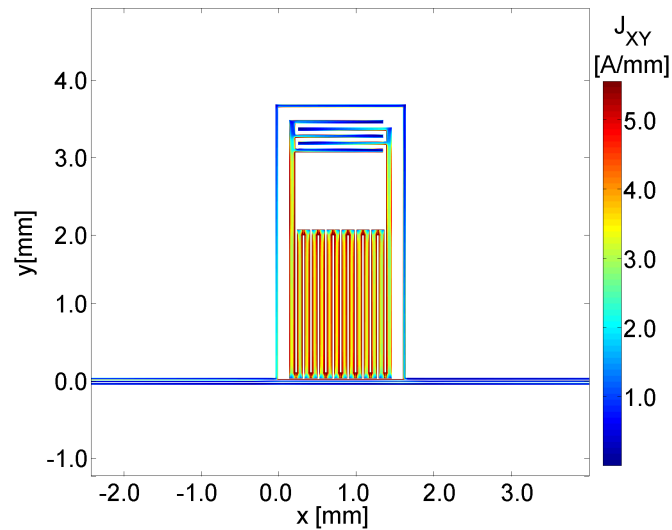


図 3.1 Calder の KID のデザイン [19]。電流が流れる部分は赤色に、流れにくい部分は青色になる。KID の電流がよく流れている部分の長さを計算すると約 30 mm となる。これが 4 分の 1 波長に相当する長さとするとき、1 波長は 1.2×10^{-1} m であり、簡単のために光の速さを 3.0×10^8 m/sec とすると周波数は 2.5 GHz となる。

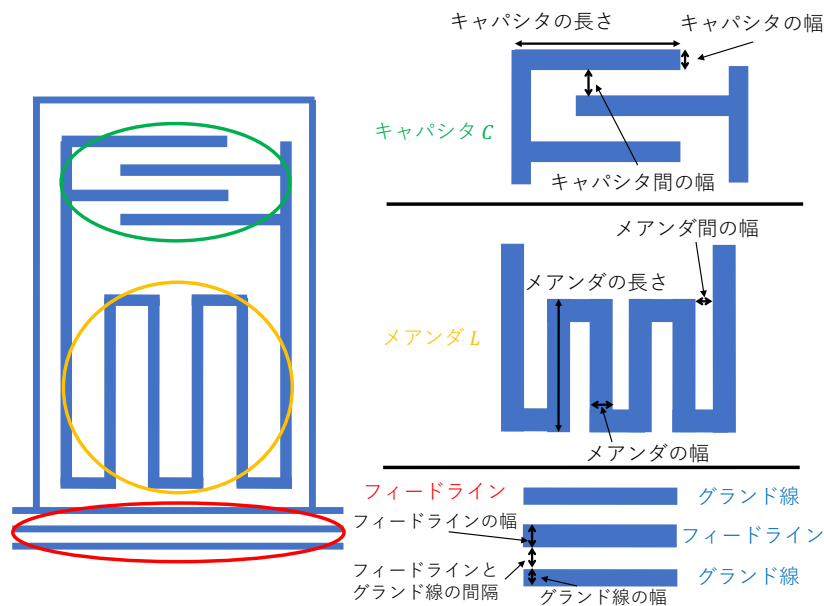


図 3.2 KID のパターンの概略図。シミュレーションを行った KID はキャパシタとメアンダの 2 つの部分からなり、フィードラインには高周波の信号が流れる。

Sonnet の使い方

KID の共振周波数を Sonnet でシミュレーションにより把握するまでの手順を示す。まず、Sonnet で描画を行う前に作成する KID のパターンのメアンダの情報（長さ、幅、間隔、本数）やキャパシタの情報（長さ、幅、間隔、本数）、またフィードラインから KID までの距離などを決める必要がある。フィードライン、メアンダ、キャパシタについては図 3.2 を参照。

Calder 実験で用いられる KID の場合はメアンダの長さは $2000 \mu\text{m}$ 、幅は $80 \mu\text{m}$ 、間

隔は $20\ \mu\text{m}$ 、本数は 12 本である。キャパシタの長さは $1200\ \mu\text{m}$ 、幅は $50\ \mu\text{m}$ 、間隔は $50\ \mu\text{m}$ 、本数は 5 本、である。フィードラインとグラウンド線の幅は $20\ \mu\text{m}$ であり、フィードラインとグラウンド線の間隔は $10\ \mu\text{m}$ となる。またグラウンド線とメアングとの間隔は $10\ \mu\text{m}$ である。このようにあらかじめ設計する KID の情報をまとめた上で Sonnet で作図を進める。

次に Sonnet で作成する KID のデザインに合わせてはじめに設定を変更する。初期設定で確認すべきこととして長さの単位、誘電体の厚み、シミュレーションの範囲と最小セルサイズである。シミュレーションの範囲を大きくし、最小セルサイズを小さくするとシミュレーションにかかる時間が増大するため、あらかじめ想定している KID のサイズから適切なサイズを見積もり、設定を行なう必要がある。今回はシミュレーションの範囲を $6000\ \mu\text{m} \times 6000\ \mu\text{m}$ に設定し、最小セルを $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ としてシミュレーションを行った。また、シリコンに相当する部分の厚みを $400\ \mu\text{m}$ 、アルミニウムに相当する部分の厚みを $100\ \mu\text{m}$ にした。

シミュレーションを行うデザインに合わせてシミュレーション環境の設定が終了後、KID のパターンを描く。あらかじめ想定している KID の情報をもとにデザインをする際に幾つかのパートに分けて KID のパターンを描いていくことになるが、分けて描いたパートごとが接しているかを確認する。拡大してみるとつながっていないが縮小するとつながって見える場合があり、シミュレーションの結果に大きな違いを生じさせることがあるので注意が必要である。KID のデザインを描いた後はシミュレーションを実行する。

3.1.3 Sonnet のシミュレーションの結果

初めにデザインした KID のパターンのシミュレーションの結果は共振の周波数は $2.60\ \text{GHz}$ であり、インピーダンスは $64.65\ \Omega$ であった。Calder の論文 [19] では共振周波数は $2.7\ \text{GHz}$ 付近であるので、完全な KID の設計図がない中、論文の再現ができたと言える。共振周波数が完全には一致していないのは細かな部分の長さのパラメータが論文からは読み取れないために自分で予測して設計したからだと考えられるが、シミュレーション通りに実際に作成できるわけではないので、許容範囲と考えられる。

セルサイズの変更

セルサイズの変更を行った際にシミュレーションにかかる時間がどのように変化するか調べた。最初に作成したシミュレーションのデザインの最小のパターンの幅が $10\ \mu\text{m}$ より、最小ユニットとして設定した $10\ \mu\text{m}$ のセルサイズを大きくすることは意味がなく、またセルサイズの変更によるシミュレーションにかかる時間が増えるこ

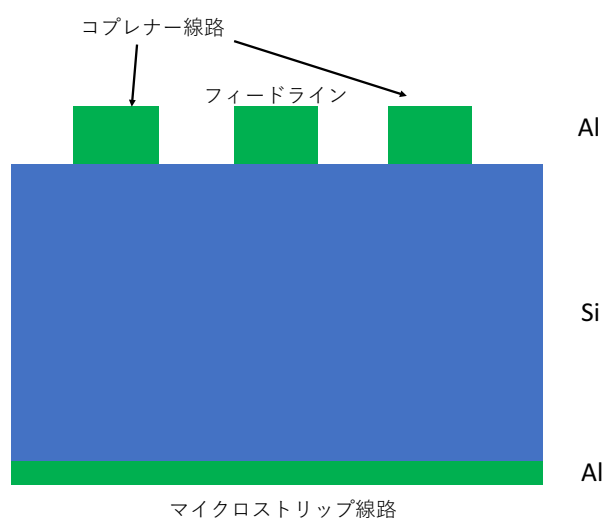


図 3.3 コプレーナ線路とマイクロストリップ線路の概念図。KID のパターンは上部のフィードライン側にあり、シリコン基板の反対の面に金属をつけることでグランドとして用いる。

とを確認するために行う変更であるので、最小ユニットを $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ と小さくした。セルの数は 25 倍であるが、シミュレーションにかかる時間は 100 倍近くかかっている。よってこのことから最小セルサイズを小さくしすぎるのはシミュレーションの時間を長引かせるだけになるので最初に KID パターンをラフにデザインするところから適切なセルサイズを意識する必要がある。

表 3.2 セルサイズとメモリ、解析時間

最小のセルサイズ	使用したメモリ	解析時間
$10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$	78 MB	47 sec
$2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$	957 MB	1 hour 9 min

シリコンの厚みとマイクロストリップ線路の有無による効果

基板上の配線が複雑になるとお互いの配線同士が結合し影響し合う可能性がある。配線同士の結合による影響を抑える方法として現在はコプレーナ線路と呼ばれるフィードラインの両側にグランド線を設けることを行っているが、図 3.3 に示すようなコプレーナ線路とマイクロストリップ線路を合わせたグランドを設けることでさらに配線同士の影響を少なくすることができる。ここではシリコンの厚みを変化させることでインピーダンスがどのように変化するかと、マイクロストリップ線路の有無でのインピーダンスの変化を比べた。結果は表 3.3 のようになり、これらの設定の変更に伴うインピーダンスの変化は 1 パーセントにも満たないということがわかった。

表 3.3 シリコンの厚みとシリコン下部のメタル有無によるインピーダンス値

インピーダンスの値	メタル無し	メタル有り
Si 厚み 400 μm	65.13 Ω	64.65 Ω
Si 厚み 200 μm	65.23 Ω	64.30 Ω
Si 厚み 50 μm	65.46 Ω	no data

KID に使用する金属による効果

シミュレーションでは完全導体を仮定しているが、実際にはアルミニウムを使用するので、インピーダンスを考えなくてはならない。アルミニウムを仮定する場合インダクタンスは $L_s = 0.05 \text{ nH}$ であるから、この値を用いてシミュレーションを行ったところ共振周波数の変化は 1% にも満たなかった。表 3.4 にその結果を示す。

表 3.4 シミュレーションに用いた金属による周波数の変化

パターンに用いる金属	周波数
完全導体	2.6 GHz
Al($L_s=0.05$)	2.59 GHz

誘電体の違いによるインピーダンスの変化

シリコンと Calder で仮定している二酸化テルルでは誘電率が異なる。よって誘電率を変化させることでインピーダンスが変化するかシミュレーションしたところ、二酸化テルルを仮定した時のインピーダンスが 50 Ω 付近になった。この結果から Calder の論文から見積もったデザインは妥当なデザインであったということがわかった。

表 3.5 誘電率の違いによるインピーダンスの変化

誘電率	インピーダンス
10 (Si 想定)	69.5 Ω
11.7 (Si 想定)	64.5 Ω
22 (Te 想定)	48 Ω
25 (Te 想定)	45 Ω

キャパシタの本数による効果

キャパシタの本数を変化させてシミュレーションを行ったところ共振周波数の値は表 3.6 のようになった。実際の素子をデザインする際は一つのフィードラインに対して複数の KID のデザインを配置するが、その際に各々の KID の共振周波数をずらす

表 3.6 キャパシタの本数による共振周波数の変化

Capacitance の本数	周波数
4	2.79 GHz
4.5	2.69 GHz
5	2.60 GHz
5.5	2.52 GHz
6	2.44 GHz

ことで同時複数読み出しが可能となる。異なる共振周波数の KID をデザインするのはキャパシタの本数を変えることでデザインする。よってシミュレーションでのキャパシタの本数と共振周波数の関係がわかれば想定している共振周波数の間隔の KID を作成することができる。

3.1.4 LayoutEditor を用いた素子デザインの作成

Sonnet でシミュレーションをした後、実際にフォトマスクにするには LayoutEditor で編集する必要がある。LayoutEditor では一つの基板の上いくつものパターンを描くため、切り出した際にどの素子がどの位置から切り出したものかわかるように文字を描く必要がある。また切り出しの際にどのような手順で切り出すかをあらかじめ決めておき、それに合わせて切り出しを行う際の目印をパターン上に書き込む必要がある。図 3.4 に LayoutEditor でのフォトマスクの作成の様子を示す。また、作成したフォトマスクの写真を図 3.5 に示す。

3.2 素子作製

この節では東北大学西澤センターでの素子作製の様子を踏まえながら、素子作製の手順を説明する。全体の素子作製の流れは図 3.6 に示す。

3.2.1 スパッタリング

スパッタリングとは基板に物質を成膜させる方法のことである。真空中に不活性ガス（本研究ではアルゴンの気体）を導入し、基板とターゲット（本研究ではアルミニウム）の間に電圧をかける。するとイオン化した不活性ガスがターゲットに衝突し、ターゲットが勢いよく弾き飛ばされる。弾き飛ばされたターゲットは一部が基板の上に付着し、成膜される。

スパッタリングの特徴として成膜時の位置による厚みに差が出にくいことや成膜プロセスが安定していることで厚みの制御がしやすい点がある。また表面処理加工とい

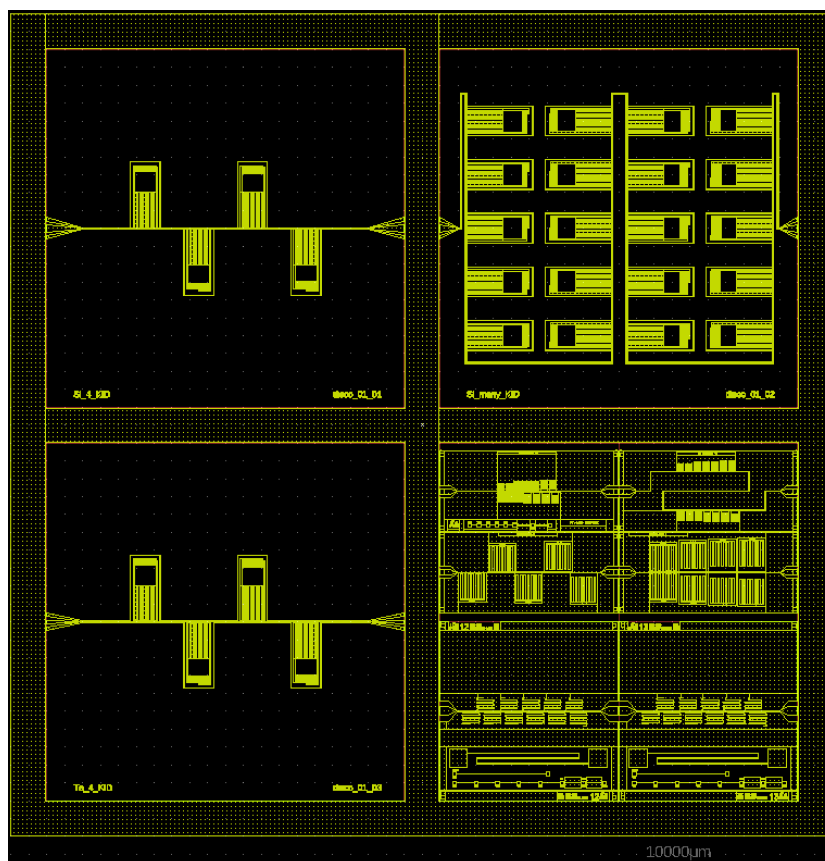


図3.4 LayoutEditorで描いたフォトマスクのデザイン。左上、右上、左下の素子デザインはCalderのKIDをもとにシミュレーションを行った素子である。右下の素子は理化学研究所のテラヘルツイメージング研究チームですでに使われている素子のデザインである。また素子一つ一つのデザインがわかるように素子の右下と左下に素子判別用の文字が描かれている。素子の外周は切り出しの際に目安となるようパターンで囲われている。



図3.5 作成したフォトマスク

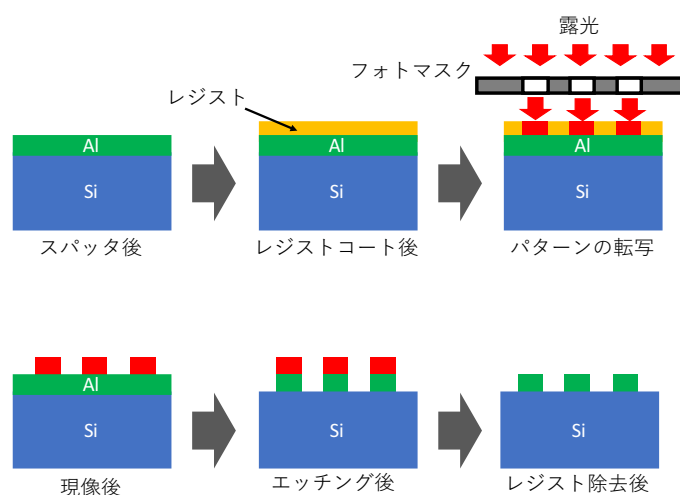


図 3.6 素子作製の手順。スパッタリングから KID のパターンを描くまでを示す。この後に素子の切り出しと素子を治具に取り付ける工程がある。

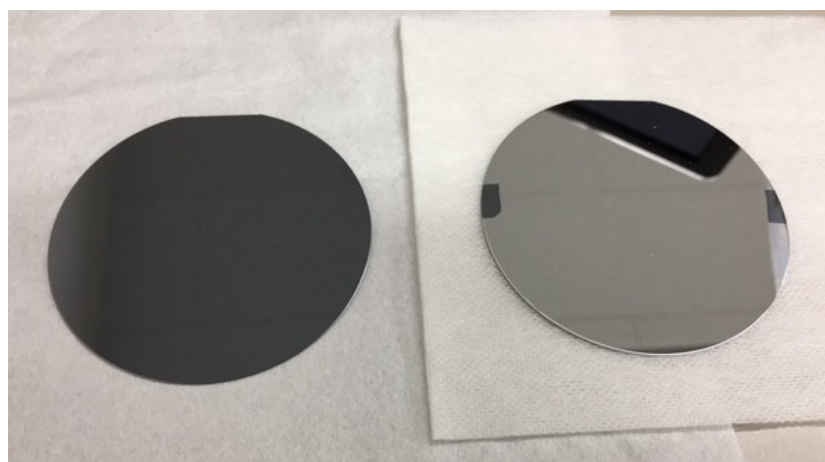


図 3.7 スパッタリング前後のシリコン基板。左がスパッタリング前のシリコン基板であり、右がスパッタリング後のシリコン基板である。スパッタリング後は Al の薄膜ができるため、光の反射による見え方が異なる。

う方法もあるが、この場合は溶剤等を使用することになる。スパッタリングでは成膜の工程で生まれる反応物がなく決められた廃液等の処理が生じないという利点がある。

本研究で用いる KID の作成の場合はシリコン基板上にアルミニウムを成膜することを行い、成膜の厚さは $100 \mu\text{m}$ である。スパッタリングは初めにスパッタリング装置内部のクリーニングのためにクリーニングを行ったのち、プリスパッタリングを 2 分、スパッタリングを 1.5 分の 1 セットを 4 回行った。プリスパッタリングとはスパッタリングを行う前の運転の停止時間である。連続的にスパッタリングを行うと内部の不活性ガスの放電状態が不安定になり成膜速度が不安定になるのを抑えるために行われる。スパッタリングを行う前後のシリコン基板の写真を図 3.7 に示す。

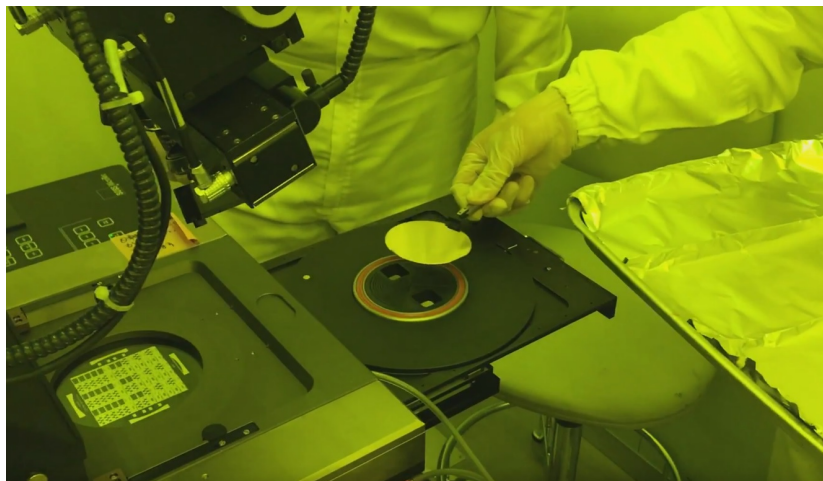


図 3.8 パターンの転写のためのアライナーのセッティングの様子。紫外線によりパターンを固定するので紫外線が外部から入らないように部屋の前室があり、また部屋の明かりが黄色くなっている。フォトマスクはアライナーにすでに取り付けてあり、レジストを付着させたシリコン基板をアライナーに設置しているところ。

3.2.2 アライナーを用いたパターンの転写

アライナーとは水銀ランプなどから放出される紫外線を用いてフォトマスクのパターンを転写する装置のことである。アライナーを用いてフォトマスクパターンの転写を行う前にレジストの取り付けを行う。レジストは OFPR (東京応化工業株式会社) を使用した。スピナーにシリコン基板を乗せ、500 rpm, 3 sec、6000 rpm, 30 sec、7000 rpm, 0.5 sec 行う。基板にレジストを付着させたのちプリベークを行い、レジストを固化する。プリベークの時間は 1 分間で温度は 90 度である。

レジストを固定したのち、アライナーを用いてフォトマスクのパターンを転写する。露光されたパターンが現像液に溶解するパターンのレジストをポジ型と呼び、露光された部分が現像液に溶解しない場合をネガ型のレジストと呼ぶ。今回用いたレジストはポジ型のレジストである。フォトマスクの位置は事前に中央がどの位置か確認し、照射する際は紫外線が目には直接入らないように十分に注意する。

フォトマスクのパターンを転写後、ポストエクスポージャーベークを行う。露光後のレジストは露光部分が不均一になっているため、ポストエクスポージャーベークを行うことでパターンの凹凸を減らし均一性が増す。ポストエクスポージャーベークは 140 度で 1 分間行った。アライナーを使用している際の様子を図 3.8 に示す。

3.2.3 現像、エッチング

現像とエッチングは本来は異なる操作であり異なる溶液を用いることがあるが、今回の素子作成ではどちらの工程も NMD-3 (東京応化工業株式会社) を用いて行なっ

いる。

現像はレジストの転写したパターンを溶かし、アルミニウムの薄膜を露出する工程のことである。ポジ型のレジストを用いているので現像によって露光されたレジストは除去される。現像中は現像液を攪拌するために定期的にシリコン基板を動かし、常に新鮮な現像液が除去するレジストと触れるようにする。また厳密な現像時間はなく、定期的にレジストが除去されてアルミニウムの薄膜が表面に現れるか確認する必要がある。アルミニウムの薄膜が目視で確認できるところまで現像を進める。

現像を行ったのちにポストベークを行う。この工程は現像によって形成したレジストパターンのうちレジスト部分の密着性を向上させるために行う。またレジストに残留している溶媒や現像液を除去する役目もある。

レジストの密着性をポストベークで向上させたのちエッチングを行う。一般的にフッ酸やリン酸を用いて薄膜を腐食し除去する工程のことをエッチングを言う。エッチングの手法はウェットエッチングやドライエッチングと呼ばれる手法がある。ウェットエッチングは溶剤を用いて行う手法であり、今回の素子作製で用いた手法である。ドライエッチングでは反応性のある気体をプラズマにして加工する技術である。

エッチングのやり方は現像の時と同様に綺麗なエッチング液が常にエッチングを行うアルミニウムに触れるように攪拌しながら行う。またアルミニウムの除去すべき部分がエッチングで完全に除去されるまで行うが、この工程でも定期的にエッチングの進み具合を確認する必要がある。エッチング終了後はエッチング溶液を完全に除去するために純粋でよく洗い流す。実際のエッチングの作業の様子を図 3.9 に示す。

エッチング終了後、保護膜として再度レジストコートを行う。

3.2.4 素子切り出し

1つの基板（ウエハ）から20以上の素子を同時に作ることができるので、その素子の切り出しを行う。シリコンウエハは硬いが脆いので素子の切り出しにはダイサーと呼ばれるダイシングの機械を用いる。ダイサーは高速回転するブレードを備えカットの使用には2パターン存在し、ハーフカットダイシングとフルカットダイシングである。ハーフカットダイシングは基板の厚さの2/3程度まで切り込みを入れる方法であり、フルカットダイシングは基板の厚さのすべてを切断する方法である。現在では基板をテープで固定したのち、フルカットダイシングで素子の切り出しを行うのが主流であり、今回の素子作成でもフルカットダイシングで行った。切り出した素子の様子を図 3.10 に示す。

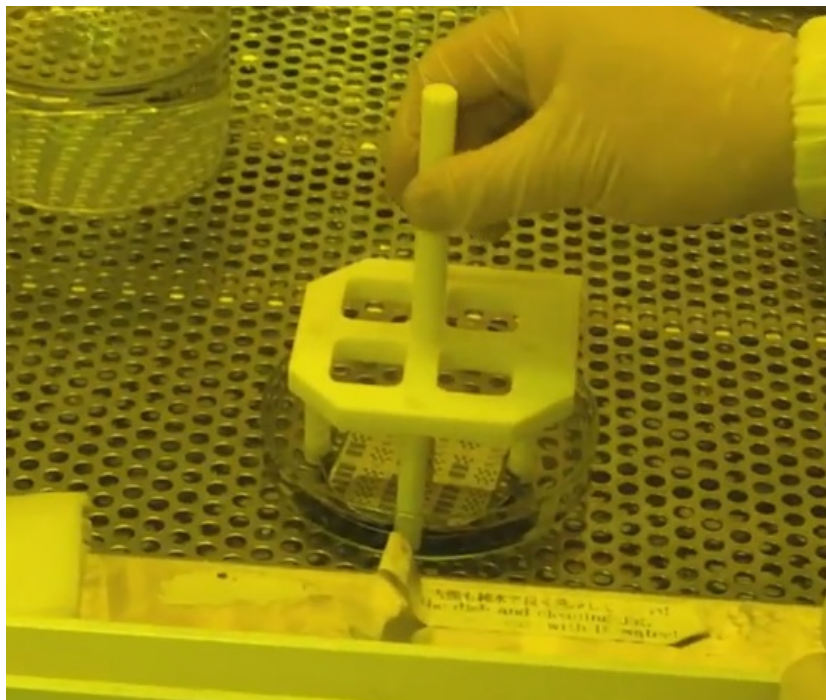


図 3.9 エッチングの作業終了直前の様子。シリコン基板の表面に KID のパターンが浮かび上がっているの見える。

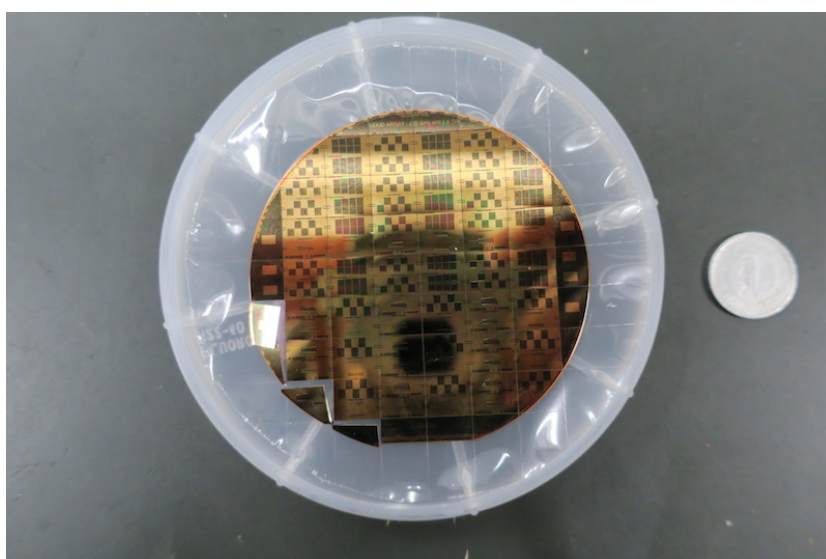


図 3.10 切り出した素子の写真

3.2.5 ボンディング

素子と外部を接続する方法としてボンディングと呼ばれる方法を用いる。ボンディングは $20\ \mu\text{m}$ 程度のワイヤを用いる。

ワイヤに用いる金属は金、銀、銅、アルミニウムなど幾つかの種類がある。金は導電性、熱伝導性、耐食性、安定性、加工性がよくバランスがいいものの、値段は他に比べると高くなる。安価なワイヤとしては銅が用いられる。銅は酸化がしやすいため耐久性や付着性が良くないものの、表面処理や加工技術の向上でこれらの問題が解決され、

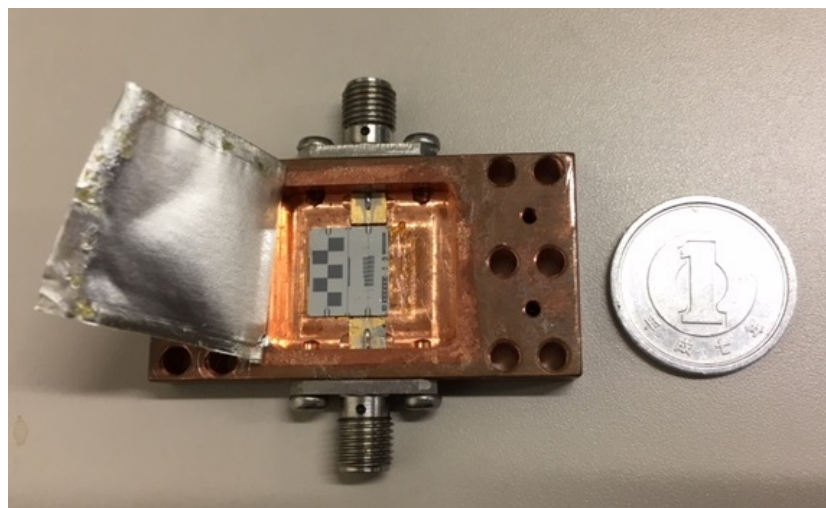


図 3.11 治具に実装した素子

値段も同等の規格の金のワイヤと比べると 10 分の 1 程度となっている。銀は導電性や熱伝導性は金属の中で一番であるものの流下しやすく耐久性はあまり良くないという欠点がある。しかし加工技術の向上により製品として用いられる耐久性を備えたワイヤも存在し、金に比べて価格も 5 分の 1 程度となっている。アルミニウムは導電性や耐久性に優れ、ボンディング性、耐湿性も高く電流を流すパワー系のワイヤとして用いられる。

ボンディングの手法は大きく分けて 2 つの手法が存在する。ボールボンディングはワイヤの先端に放電することで金属を溶かしボール状にし、超音波、熱などにより電極と接続する方法である。この方法を用いる場合、電極とボール状になったワイヤの接合部分が広く安定性がある。もう一つの方法としてウェッジボンディングという方法がある。この方法ではボールボンディングと異なり、超音波や圧力を用いることでボール状の金属を作らずに直接接続する。ボール状の接続では接着面が大きすぎる場合にはこの手法を用いる。

今回の素子作製では銀のワイヤを使用し、超音波を用いたボンディングを行った。

3.3 作製した素子とその実装

作製した素子を治具に実装した様子を図 3.11 に示す。また図 3.12 に示す素子を固定している治具の素材は無酸素銅であり、SMA コネクターと素子を接続する際のチップを図 3.13 に示す。これらの治具やチップはすでに理化学研究所のテラヘルツイメージング研究チームで使用されているものである。

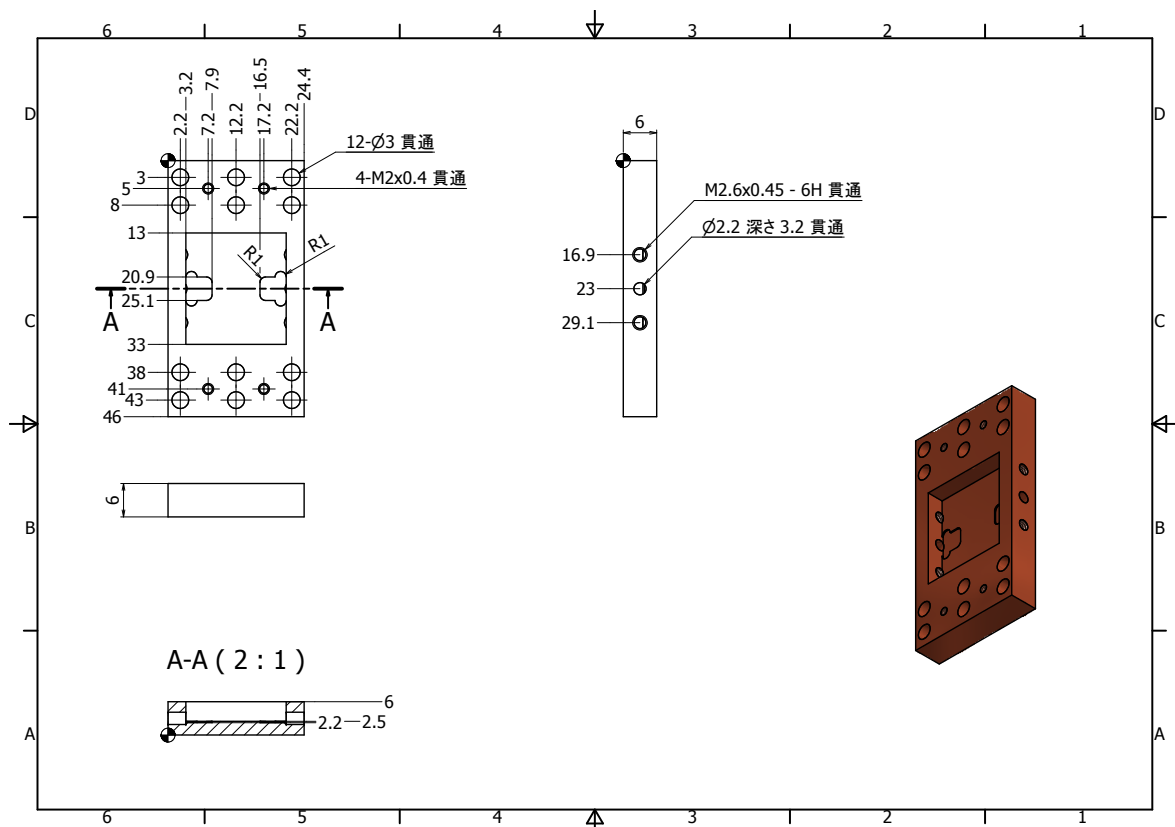


図 3.12 治具の設計図

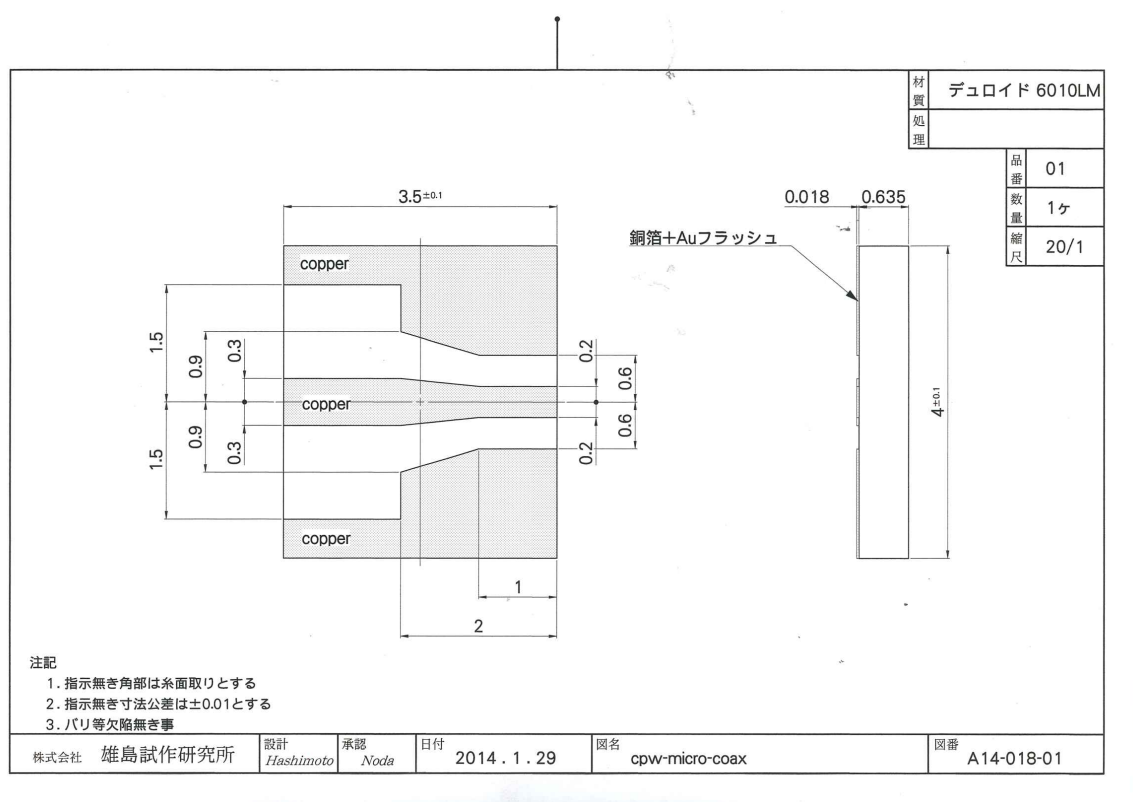


図 3.13 コネクターと素子を接続するチップ

第 4 章

測定系と解析手法

この章でははじめに現在使用している冷凍機について説明し、次にデータの読み出しに用いた装置や読み出しの原理について説明する。そして読み出したデータの解析手法についてまとめる。

4.1 冷凍機

本実験で使用した冷凍機ではパルスチューブ冷凍機による 4K までの冷却とソープション式の ^3He 冷凍機による 0.3K まで冷却可能なシステムである。パルスチューブ冷凍機は振動を伴うが、冷凍機にはその振動を抑えるための仕組みとしてソープション式冷凍機との間に防振ゴムといった振動対策がなされている。

また現在希釈冷凍機を導入しているところであり、冷凍機の中には何もない状態（無負荷）で 10 mK 程度まで冷却可能なことが確認できている。将来的には希釈冷凍機を用いることで熱雑音がさらに少ない環境での測定が可能になることが期待されている。

この節では本実験で用いた冷凍機の仕組みや操作方法をまとめる。

4.1.1 パルスチューブ冷凍機

パルスチューブ冷凍機は圧縮部に可動部をもち、ガスピストンが膨張部の役割を果たすことで冷却を行う冷凍機である。パルスチューブ内のガスピストンの振動は細管とタンクによって制御をする。具体的にはパルスチューブ内の圧力とタンク内の圧力の圧力差を細管で徐々に減らしていくことで圧縮の振動の位相とガスピストンの振動の位相の差を生じさせ、冷却に適した位相差に制御を行う。パルスチューブ冷凍機の特徴は長期間にわたって安定した運転が可能で、冷却部の振動が比較的少ないこと、冷凍機の構造が比較的簡単であることがあげられる。図 4.1 にパルスチューブ冷凍機とパルスチューブ冷凍機と同様の冷却原理であるスターリング冷凍機のサイクルの概略図を示す [24][25]。

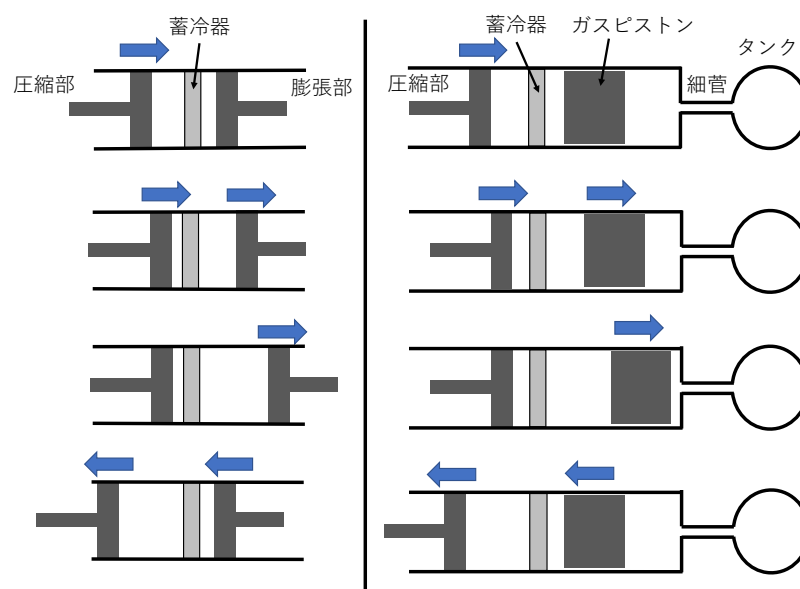


図 4.1 スターリング冷凍機（左）とパルスチューブ冷凍機（右）のサイクル概略図。圧縮される際に生じる熱は外部に放熱し、ガスピストンにより膨張するときに吸熱が起き蓄冷器で蓄冷する。スターリング冷凍機は蓄冷器を挟んで両側が可動部であるが、パルスチューブ冷凍機は圧縮部側のみ可動部となっており、ガスピストンがパルスチューブ内を移動することで膨張部の役割を果たす。その際に細管の長さやタンクの大きさを調節することでガスピストンの振動の位相を調節する。

4.1.2 ソープション冷凍機

ソープション冷凍機とは液体ヘリウムが気化する際に生じる気化熱を用いて冷却を行う冷凍機のことである。気化したヘリウムは多孔質の吸着剤に吸着される。吸着されたヘリウムは温めることで放出され再び使用することができる。ヘリウムは2つの同位体が存在するが、ヘリウム3を使用すると0.3 Kまで冷却可能であり、ヘリウム4を使用すると1 K以下まで冷却可能である。本研究ではヘリウム3を用いたソープション冷凍機を用い、0.3 Kまで冷却可能な冷凍機を使用している。

4.1.3 ソープション冷凍機の起動方法の概要

ソープション冷凍機の起動方法の概要は以下の通りである。

1. ドライポンプ、ターボポンプを用いて冷凍機の内部の圧力を 10^{-2} Pa まで真空引きする。
2. チラーとパルスチューブ用コンプレッサーの異常がないか確認する。チラーは電源を入れ、パルスチューブ用コンプレッサーは主電源が入っていることを確認する。また He-3 controller のスイッチが全て auto になっていることを確認する。
3. 冷凍機管理 PC で冷凍機の設定項目が全て設定値になっているのを確認する。
4. 冷凍機管理 PC から冷凍機を起動させる。

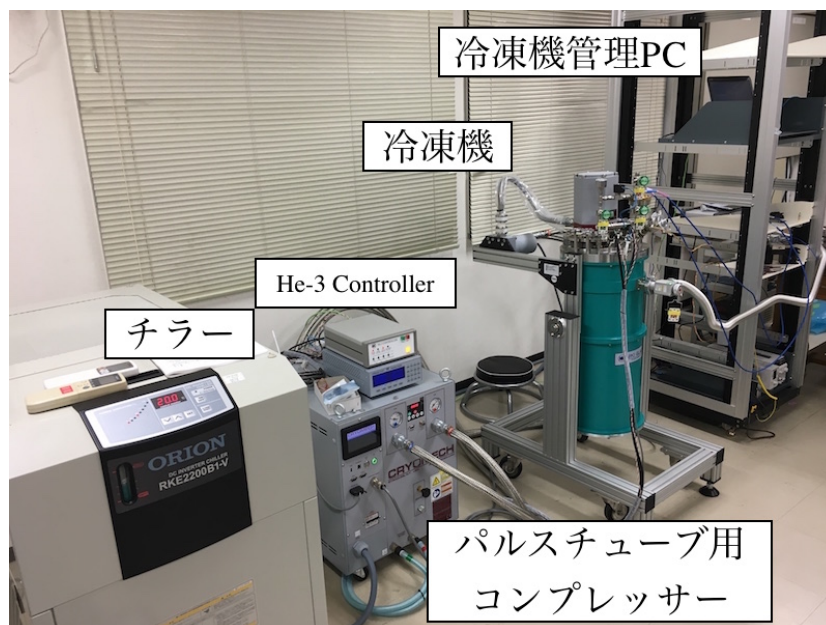


図 4.2 実験室の冷凍機の配置。手前にチラー、その隣がパルスチューブ用コンプレッサー、緑の円筒状の装置がソーブション冷凍機、一番奥に読み出しなどに用いる機器や冷凍機管理のための PC が設置されている。また、パルスチューブ用コンプレッサーの上には He-3 controller が置いてある。

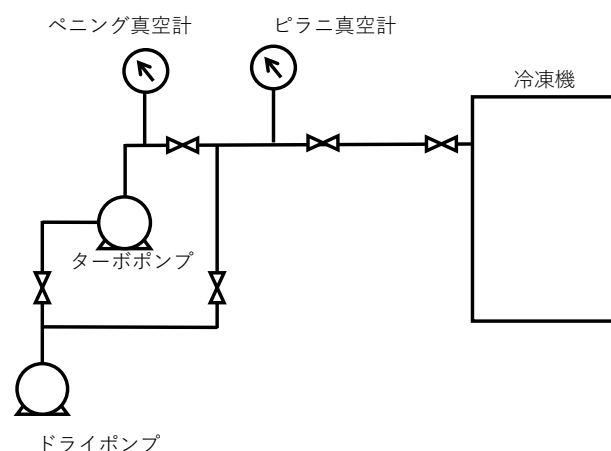


図 4.3 真空配管図

5. 約 20 時間経ったのち冷凍機が 0.3 K まで冷却されたことを確認し、冷凍機の真空引き用バルブを閉めて真空引きを終了する。

図 4.2 に実験室の冷凍機の配置図を載せる。また図 4.3 に真空ポンプなどの真空配管図を示し、使用した真空ポンプ、真空計、冷凍機の型番を表 4.1 に示す。

本実験で使用しているソーブションポンプ式 3He 冷凍機システムでは冷凍機内部の配線やコンポーネントにより cycle ごとに差はあるものの常温から 0.3K まで冷却するのに 20 時間前後かかる。その後はカタログ値で 100 時間の連続冷却が可能である。冷

表 4.1 冷凍機、真空計、真空ポンプの型番

略称	製品名 (会社名)
冷凍機	LTS-HE3-LV-T (仁木工芸株式会社)
ドライポンプ	ISP-90 (ANEST IWATA)
ターボポンプ	TURBOVAC 90 i (Leybold)
ピラニ真空計	THERMOVAC TTR 91 N (Leybold)
ペニング真空計	PENNINGVAC PTR 225 N (Leybold)

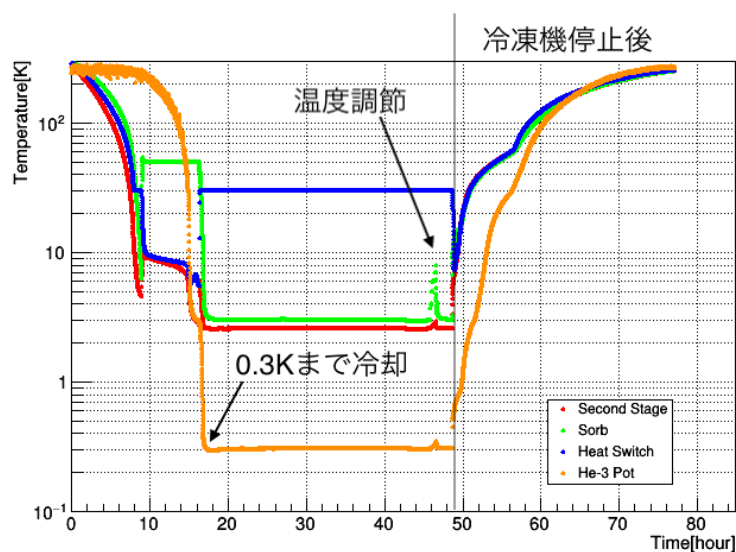


図 4.4 ソープションポンプ式 3He 冷凍機システムの温度ログ。Second Stage は最低温度に達する資料ステージの手前のステージの温度、Sorb はソープション冷凍機の吸着剤の温度、Heat Switch は Second Stage を冷却する際の熱浴の温度、He-3 Pot が測定する素子がマウントされた治具が固定されている台の温度である。

凍機停止後は 0.3K から常温に戻るのに約 1 日かかる。図 4.4 に冷却開始からの時間と冷凍機の温度をプロットしたグラフを示す。また、冷凍機の SorbHeater を利用することで間接的に 0.3K Pot の温度を操作でき、0.3K よりも高い温度にすることも可能である。

またこれまでに冷凍機が 300 mK まで冷えないことが何度かあった。その場合はまずヘリウムのリークが起きていないか確認する必要がある。ヘリウムの量を示すメーターが冷凍機上部にあるので、冷却が適切に行われなかった運転後は真空解放を行う前にヘリウム量を確認する必要がある。もしヘリウムの量が正常であれば冷凍機内部で低温部に熱流入があることが疑われる。ヘリウムの量が正常な値を示さない場合はヘリウムリークの可能性があるので真空解放を行わず、ヘリウムの回収を適切に行う必要がある。

熱流入があると疑われる場合、その原因は主に 3 つあると考えられる。原因の一つとして冷凍機のカバーをする際に真空グリスが適切に塗布されていないことによる気

密性の悪化で冷凍機内部の低温部に熱が流入してしまうことが考えられる。この場合は冷凍機のカバーにグリスを塗布し直すことが必要である。

二つ目の原因としては配線の組み方が適切でなく、冷凍機内部の高温部と低温部が繋がってしまい、低温部に熱流入が起きてしまうことが考えられる。この場合は一度取り外すことのできる配線をすべて取り外して 300 mK まで冷却されることを確認したのち、再度配線を行う必要がある。

三つ目の原因としては冷凍機内部のステージには配線用の穴が存在するが、塞がれていない穴から 300 mK からの迷光が入ることが考えられる。この場合は冷凍機を運転させる前にステージの穴からの光の漏れがないかライトなどを用いて確認し、穴を塞ぐ必要がある。

4.2 読み出し系

一般に高周波の取り扱いは難しく、もし全てのコンポーネントを本実験で用いる GHz 帯の高周波に合わせたものにするると大きな費用がかかってしまう。そのために高周波を取り扱う時はその周波数よりも低い周波数を用い、必要に応じて高周波に変換（アップコンバート）や低周波に変換（ダウンコンバート）をする。ここではそのために用いたコンポーネントについて説明し、どのような読み出しの仕組みになっているのかを説明する。

4.2.1 読み出しに用いたコンポーネント

本実験では VNA と RHEA-FPGA を読み出しの際に利用して測定を行っている。また MHz と GHz の変換のためのコンポーネントやパワーの調整のためのコンポーネントを表 4.2 に示した。これらのコンポーネントについて説明した上で読み出しの原理を説明する。

VNA

VNA とは Vector Network Analyzer のことであり、一般にネットワークアナライザやネットアナと呼ばれる測定装置である。高周波回路の透過反射電力を測定する機器である。本実験では ANRITSU 社の ShockLine MS46122A-010 という VNA を用いている。この VNA では 1MHz から 8GHz までの周波数帯域での測定が可能であり、2つのポートが用意されポート 1 とポート 2 の出入力から透過反射特性を測定している。

表 4.2 読み出しに用いたコンポーネントの一覧

コンポーネントの略称	製品名 (会社名)
シグナルジェネレータ (SG)	FSL-0010 (NATIONAL INSTRUMENTS)
分配器 (Div.)	PE2018 (PASTERNAK)
混合器 (Mix.)	ZX05-83-s+ (Mini-Circuits)
ハイブリッド・カップラー (Hyb.)	PE2054 (PASTERNAK)
可変アテネータ (Att.)	RCDAT-6000-30 (Mini-Circuits)
常温アテネータ (Att.)	VAT-10+ (Mini-Circuits)
4K アテネータ (Att.)	VAT-20+ (Mini-Circuits)
0.3K アテネータ (Att.)	VAT-6+ (Mini-Circuits)
アイソレータ (ISO)	QCI-060400C000
低温アンプ (HEMT)	LNF-LNC03.14A (LOW NOISE FACTORY)
常温アンプ (Amp)	ZVE-8G+ (Mini-Circuits)



図 4.5 本実験で測定に使用した VNA

RHEA-FPGA

本実験では GroundBird 実験 [26] という宇宙マイクロ波を観測する実験で用いるために研究開発された RHEA-FPGA [27] と呼ばれるアナログ基板を用いる。RHEA-FPGA の特性として ± 100 MHz の帯域を測定でき、消費電力が小さく、発熱量を抑えることで冷却ファンが不要でコネクタが SMA で統一されることで取り扱いが既存の製品よりもしやすいという利点がある。

同軸ケーブル

同軸ケーブルとは高周波を効率良く伝送するケーブルのことである。本実験で用いた同軸ケーブルのうち冷凍機内部で用いられるケーブルはキプロニッケルを用いた同軸ケーブルである。キプロニッケルは熱伝導率が低く、熱を通しにくいという特性があり、冷却を行うステージへの熱流入を抑えることが期待される。

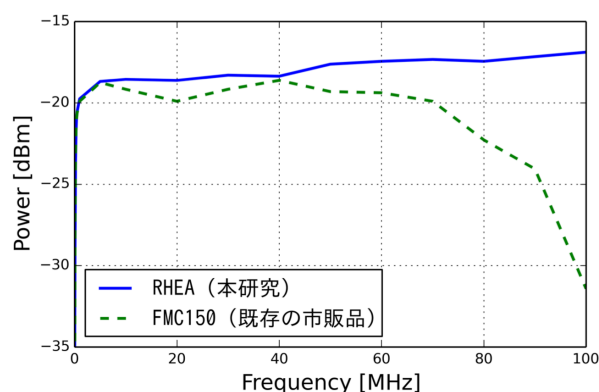


図 4.6 RHEA と FMC150 (既存の市販品) の信号強度の比較。60 MHz を超えたところから既存の市販品ではパワーが低くなるが、RHEA は 20 MHz から 40 MHz のパワーとほぼ変わらない [27]。

また超伝導同軸線は超伝導線は極低温での信号のロスを減らすことができ、信号がノイズに埋もれないようにする効果がある。

シグナルジェネレータ

シグナルジェネレータ (Signal Generator、SG) は高周波信号を作る機器のことである。本実験で用いたシグナルジェネレータは 650 MHz から 10 GHz までの高周波を作り出すことができ、本実験で用いる 5 GHz 付近の周波数に対応している。

分配器

分配器は信号のエネルギー E を n 等分する。数式で表すと

$$\text{Div.}(E, n) = \frac{E}{n} \quad (4.1)$$

となる。

混合器

混合器は 2 つの信号 S_1 と S_2 を混合 (乗算) する。数式で表すと

$$\text{Mix.}(S_1, S_2) = S_1 S_2 \quad (4.2)$$

となる。

ハイブリッドカプラー

ハイブリッド・カプラーは 2 つの信号 $S_1(\theta_1)$ 、 $S_2(\theta_2)$ に対して、位相を保存したものと位相を $\pi/2$ 回転させた信号を合成 (和算) する。逆に一つの信号 $S_1(\theta_1, \theta_2)$ に対

しては位相を保存したものと位相を $-\pi/2$ 回転したものに分解する。数式で表すと

$$\text{Hyb.}(S_1(\theta_1), S_2(\theta_2)) = S_1(\theta_1) + S_2\left(\theta_2 + \frac{\pi}{2}\right) \quad (4.3)$$

$$\text{Hyb.}^{-1}(S_{12}(\theta_1, \theta_2)) = \begin{cases} S_1(\theta_1) \\ S_2\left(\theta_2 - \frac{\pi}{2}\right) \end{cases} \quad (4.4)$$

となる。

アテネータ

アテネータは信号のパワーを弱める。使用したアテネータは固定アテネータと可変アテネータの2種類あり、可変アテネータは0 dB から 30 dB までのアテネータ強さを0.25 dB 刻みで指定することができる。

アイソレータ

アイソレータはある一方からの信号は損失が少なく透過し、逆方向からの信号は大きく減衰して透過するコンポーネントのことである。サーキュレータと呼ばれる決まった方向にしか透過しないコンポーネントを用いることで3つの端子（端子1、端子2、端子3）は「端子1 → 端子2 → 端子3 → 端子1」のようにしか信号が透過せず、端子3に終端抵抗をつけることで、主に端子1から端子2にしか透過しなくなりアイソレータとして用いられる。

DC ブロック

DC ブロックは直流成分を透過させず、高周波成分のみ透過させるコンポーネントである。内部の構造はコンデンサが組み込まれており、直流成分が透過しないようになっている。

低温アンプ

低温アンプは低温の環境で動作するアンプである。本実験で用いる低温アンプはHEMTアンプと呼ばれ高電子移動度トランジスタ（High Electron Mobility Transistor）を用いることで低雑音である。0.3 GHz から 14 GHz までのダイナミックレンジである。

常温アンプ

本実験で使用する常温アンプは2 GHz から 8 GHz までのダイナミックレンジである。

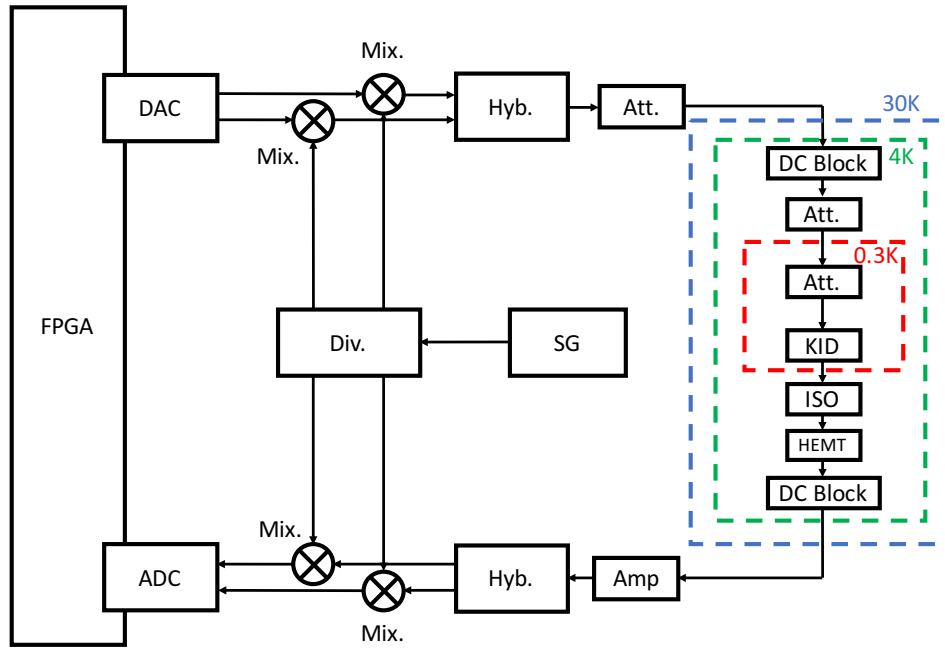


図 4.7 読み出し系の概略図。それぞれの装置については表 4.2 参照。

4.2.2 読み出しの原理

RHEA-FPGA から出力される MHz の信号はシグナルジェネレータからの GHz の信号とミックスし KID の共振の周波数に適した周波数の信号になる。この信号を KID に通し、戻ってきた信号を再びシグナルジェネレータの高周波とミックスすることで RHEA-FPGA で読みだせる MHz の周波数に変換し読み出す。読み出し系の概念図は図 4.7 の通りである。また、実際の 4K ステージと 0.3K ステージの様子を図 4.8 に示す。

実際の読み出しは次のようである。まず DAC からの信号とシグナルジェネレータからの信号を混合器、ハイブリッド・カップラーを用いて GHz の高周波にアップコンバートする。DAC からの出力信号を $C_{\text{DAC}}(t)$ 、 $S_{\text{DAC}}(t)$ とすると

$$C_{\text{DAC}}(t) = \sum_i A_i \cos \omega_i t \quad (4.5)$$

$$S_{\text{DAC}}(t) = \sum_i A_i \sin \omega_i t \quad (4.6)$$

となる。ここで A_i は i 番目の周波数の DAC からの振幅である。シグナルジェネレータからの信号を $A_{\text{SG}} \cos \omega_{\text{SG}} t$ とすると混合器を通過することで

$$C_{\text{UP}}(t) = \sum_i \frac{1}{2} A_i A_{\text{SG}} \{ \cos(\omega_{\text{SG}} + \omega_i) t + \cos(\omega_{\text{SG}} - \omega_i) t \} \quad (4.7)$$

$$S_{\text{UP}}(t) = \sum_i \frac{1}{2} A_i A_{\text{SG}} \{ \sin(\omega_{\text{SG}} + \omega_i) t - \sin(\omega_{\text{SG}} - \omega_i) t \} \quad (4.8)$$

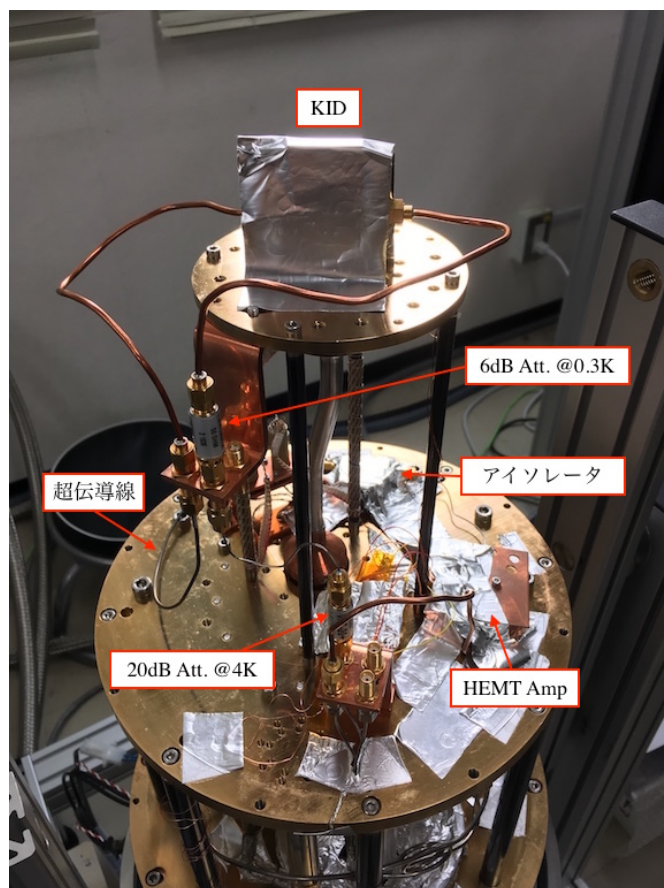


図 4.8 冷凍機内部の配線。検出器は 0.3K ステージに取り付けてある。DC ブロック以外のコンポーネントを取り付けた様子。DC ブロックは 4K のアテネータが取り付けられている箇所に取り付ける。

となる。ハイブリッド・カップラーで $C_{UP}(t)$ 、 $S_{UP}(t)$ を合成しフィード信号 $F(t)$ にすると

$$F(t) = \sum_i A_i A_{SG} \cos(\omega_{SG} + \omega_i) t \quad (4.9)$$

となる。

次にアテネータ、KID、アイソレータ、アンプを通過することで変化する振幅と位相をそれぞれ a_i 、 θ_i とすると、フィード信号は

$$F'(t) = \sum_i a_i A_i A_{SG} \cos[(\omega_{SG} + \omega_i) t + \theta_i] \quad (4.10)$$

となる。

KID を通過してきたフィード信号はハイブリッド・カップラーで分解され、

$$C'_{UP}(t) = \sum_i a_i A_i A_{SG} \cos[(\omega_{SG} + \omega_i) t + \theta_i] \quad (4.11)$$

$$S'_{UP}(t) = \sum_i a_i A_i A_{SG} \sin[(\omega_{SG} + \omega_i) t + \theta_i] \quad (4.12)$$

となる。再度シグナルジェネレータからの信号と混合し、

$$C'_{\text{DOWN}}(t) = \sum_i \frac{1}{2} a_i A_i A_{\text{SG}}^2 \{ \cos(\omega_i t + \theta_i) t + \cos[(\omega_i + 2\omega_{\text{SG}}) t + \theta_i] \} \quad (4.13)$$

$$S'_{\text{DOWN}}(t) = \sum_i \frac{1}{2} a_i A_i A_{\text{SG}}^2 \{ \sin(\omega_i t + \theta_i) t - \sin[(\omega_i + 2\omega_{\text{SG}}) t + \theta_i] \} \quad (4.14)$$

であり、ローパスフィルタを通して ADC に入力される。

$$C_{\text{ADC}}(t) = \sum_i \frac{1}{2} a_i A_i A_{\text{SG}}^2 \cos(\omega_i t + \theta_i) t \quad (4.15)$$

$$S_{\text{ADC}}(t) = \sum_i \frac{1}{2} a_i A_i A_{\text{SG}}^2 \sin(\omega_i t + \theta_i) t \quad (4.16)$$

ADC に入力された信号は FPGA 内で生成される信号 $\cos \omega_j t$ 、 $\sin \omega_j t$ との演算により各周波数の同位相 (In-Phase) 成分 $I_j(t)$ と直行位相 (Quadrature-Phase) 成分 $Q_j(t)$ を抽出する。 $A'_i = a_i A_i A_{\text{SG}}^2 / 2$ とすると、

$$\begin{aligned} I_j(t) &= C_{\text{ADC}}(t) \cos \omega_j t + S_{\text{ADC}}(t) \sin \omega_j t \\ &= A'_j \cos \theta_j + \sum_{i \neq j} A'_i \cos [(\omega_i - \omega_j) t + \theta_i] \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} Q_j(t) &= -C_{\text{ADC}}(t) \sin \omega_j t + S_{\text{ADC}}(t) \cos \omega_j t \\ &= A'_j \sin \theta_j + \sum_{i \neq j} A'_i \sin [(\omega_i - \omega_j) t + \theta_i] \end{aligned} \quad (4.18)$$

となる。平均化を行うことで特定の周波数 ω_j での共振による振幅と位相の変化量を読み出すことができ、

$$I_j(t) = A'_j \cos \theta_j \quad (4.19)$$

$$Q_j(t) = A'_j \sin \theta_j \quad (4.20)$$

となる [27]。

4.3 データの取得手順・解析手法

はじめに本実験で測定では共振周波数での読み出しを行うことで実際に得られたデータを用いながら解析手法を順を追って説明する。この節での解析に用いたデータは本研究で作製した素子のデザインではなく、すでに他の実験で使用実績があるデザインの素子を用いて測定したデータである。sweep データの解析には Gao の手法 [21] を参考にし、tod データの解析や trigger データの解析には Mazin の手法 [28] を参考にした。

4.3.1 共振周波数での読み出し

図 4.9 に共振周波数の変化量とそれに伴う元の共振周波数での位相の変化量を示した。元の共振周波数を指定して読み出すため、共振周波数の小さな変化が大きな位相

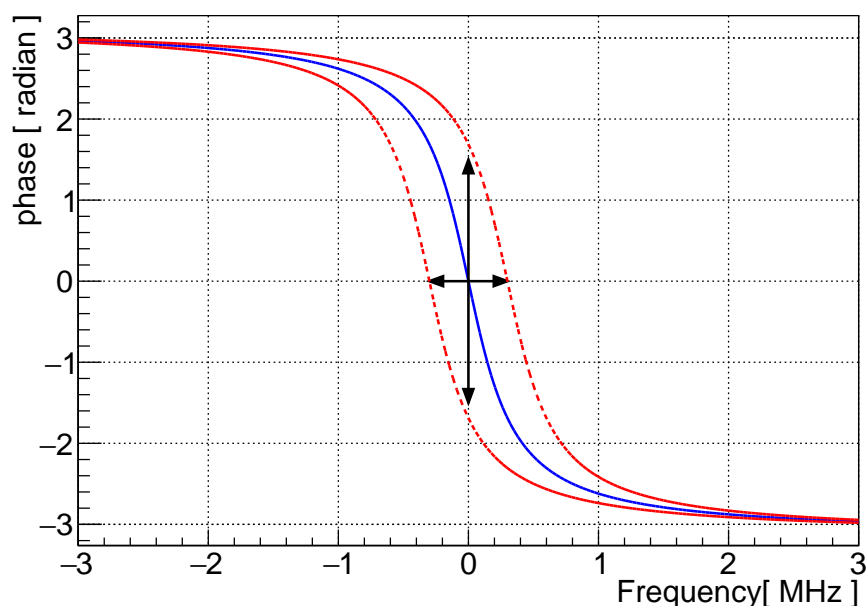


図 4.9 共振周波数の変化量と位相の変化量。青の実線が元の共振周波数の位相を示し、共振周波数が 0 MHz になるようにしている。赤の点線が共振周波数が変化した際の位相を示す。エネルギーが流入する際は周波数が低い方にシフトする。横向きの矢印は共振周波数の変化量であり、縦軸は元の共振周波数での位相の変化量である。元の共振周波数を指定して読み出すため、共振周波数の小さなズレが大きな位相のズレとして読み出せる。

の変化として読み出せる。エネルギーが流入した際は共振周波数は低い方にシフトするため、読み出しを行う位相の変化は負の方向へ変化する。

4.3.2 測定手法

sweep 測定

sweep 測定とは読み出す周波数の範囲と周波数間隔を指定し sweep させながら行う測定である。sweep 測定は KID の透過特性を測定しており、式 (2.71) で示した t_{21} を元にした関数により共振周波数を特定するとともに、共振のパラメータである Q 値を導出することができる。

tod 測定

tod とは Time Ordered Data のことであり、tod 測定は時系列データを取得するための測定である。測定を行う周波数、サンプリング速度、サンプリングデータ数を指定することで時系列データを取得する。本実験では主にノイズ測定のために tod 測定を行う。sweep 測定から求めた共振周波数を測定を行う周波数に指定して測定を行う。

trigger 測定

trigger 測定とはあらかじめ設定した周波数において事前に測定を行い I 成分と Q 成分の平均と分散を求め trigger 条件を指定し、trigger 条件を満たしたところでデータ取

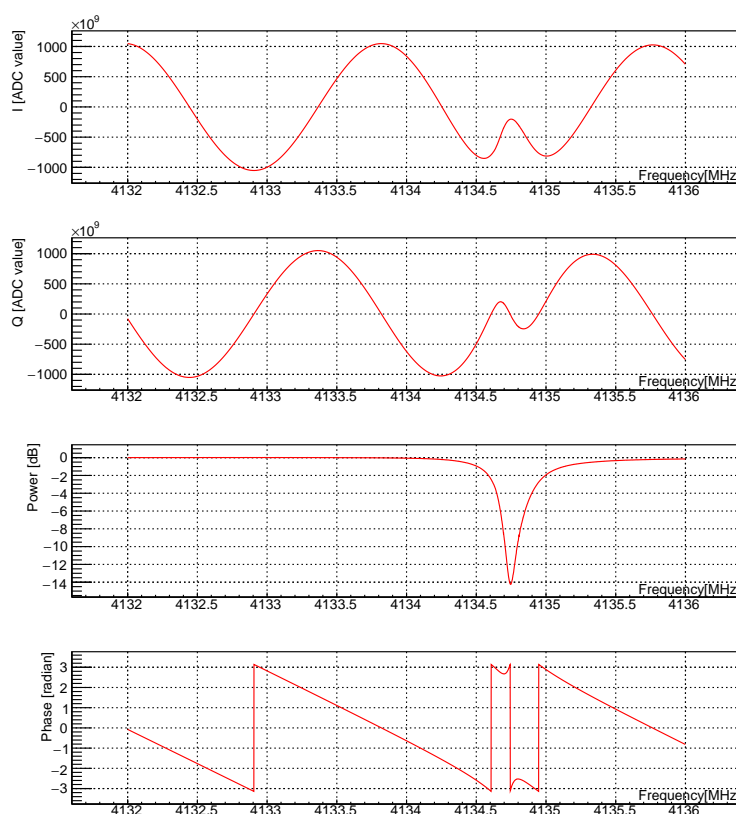


図 4.10 sweep 測定の結果。上から I 成分、Q 成分、パワー、位相である。

得を行う測定である。trigger 条件は事前に測定した I 成分と Q 成分それぞれについて 1σ の ADC 値を求め、閾値の σ の大きさ、連続カウント数を指定する。得られたデータに対し I 成分と Q 成分どちらかが指定した閾値を上回る場合を 1 カウントとし、指定したカウント数を連続で超えたところでデータを取得する。また指定した連続カウント数になる前に I 成分、Q 成分ともに上回らない場合はカウント数を 0 に戻す。本実験では共振周波数を指定する周波数にして測定を行う。

温調測定

温調測定とは温度を変えながら sweep 測定を行う測定である。この測定により KID の応答性を調べることができる。本実験では温度を直接的には管理することができないが sorb の温度を変化させることは可能であり、間接的に温度を管理することで測定を行った。

4.3.3 sweep データの解析

sweep 測定により得られたデータは図 4.10、図 4.11 のようになる。 S_{21} は共振器の理論から導かれる式 (2.71) から実際の測定時のデータに合うように振幅の大きさや

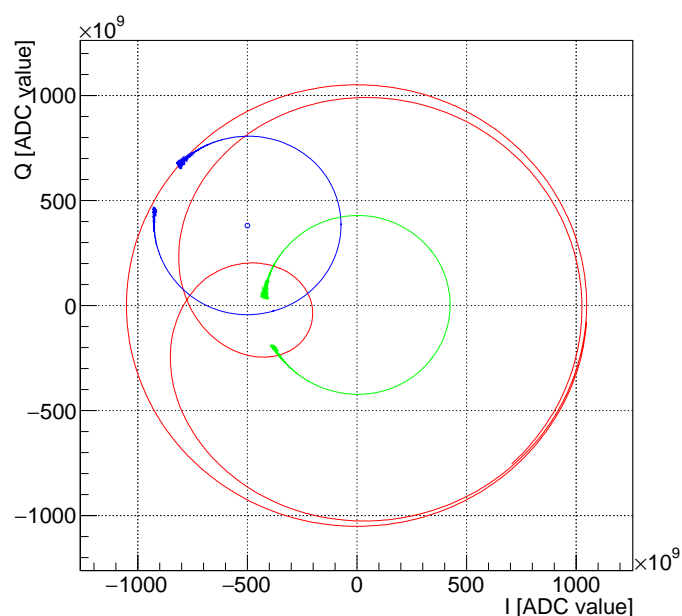


図 4.11 sweep データのプロットを I と Q の 2 次元で表示した図。赤色が生データの sweep データであり、青色がケーブル遅延の効果を取り除いたデータ点。また青色のデータ点に対してフィッティングを行い求めた中心点を青色の丸マーカーでプロットしている。緑色のデータは青色のデータのフィッティングの結果から円の中心を原点に移動させ、角度の修正も行ったデータ点。

ケーブル遅延の項 τ 、位相の変化量 $e^{i\phi_0}$ を加えた次の関数 t_{21} を用いる。

$$t_{21}(f) = ae^{-2\pi if\tau} \left[1 - \frac{Q_r/Q_c e^{i\phi_0}}{1 + 2iQ \left(\frac{f-f_r}{f_r} \right)} \right] \quad (4.21)$$

得られた sweep データうちの共振でない位置のデータを用いてケーブル遅延の項を取り除く共振と離れた位置における式 (4.21) は

$$t_{21}(f) \approx ae^{-2\pi if\tau} \quad (4.22)$$

である。よって sweep データのうち共振から離れた位置におけるデータからケーブル遅延 τ を取り除くことができる。本研究での測定では VNA で共振の形を確認する際に共振周波数を記録し、まずは荒い sweep 測定としてデータの周波数の長さ 10 MHz、周波数間隔 0.1 MHz で取得する。荒い sweep 測定から共振の周波数を確認し、共振のパラメータを導出するための sweep 測定は長さは 3 MHz、周波数間隔 0.01 MHz とし測定している。また共振周波数が中央の 1 MHz（測定開始の周波数を 0 MHz とすると 1 MHz から 2 MHz の周波数）の幅に入るようあらかじめ見積もった上で測定を行う。ケーブル遅延を計算する際はデータの全長の 5 分の 1 の長さに相当する最初の 0.6 MHz のデータからケーブル遅延を求める。

ケーブル遅延を取り除いたデータをプロットすると円を描く (図 4.11 の青のデータ) ので、その円のフィッティングを行う。円のフィッティングには Chernov and Lesort

の手法 [29] を用いる。関数 $\mathcal{F}(i_c, q_c, r)$ に対し変数 A、B、C、D を用いて

$$\mathcal{F}(i_c, q_c, r) = \sum_{i=1}^n [Aw'_i{}^2 + Bx'_i + Cy'_i + D]^2 \quad (4.23)$$

とする。ここで A、B、C、D には $B^2 + C^2 - 4AD = 1$ という関係が成り立ち、 $w'^2 = x'^2 + y'^2$ である。これは行列の形式で示すことができ、

$$\mathbf{A} = (A \ B \ C \ D)^T \quad (4.24)$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_{ww} & M_{xw} & M_{yw} & M_w \\ M_{xw} & M_{xx} & M_{xy} & M_x \\ M_{yw} & M_{xy} & M_{yy} & M_y \\ M_w & M_x & M_y & n \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -2 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -2 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

とすると $\mathcal{F} = \mathbf{A}^T \mathbf{M} \mathbf{A}$ 、 $\mathbf{A}^T \mathbf{B} \mathbf{A} = \mathbf{1}$ である。また $M_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^n \alpha_i \beta_i$ 、 $M_\alpha = \sum_{i=1}^n \alpha_i$ である。

ラグランジュの未定乗数法を用いて \mathcal{F} を最小にする計算ができる。ラグランジュ乗数を η とすると、

$$\mathcal{F} = \mathbf{A}^T \mathbf{M} \mathbf{A} - \eta (\mathbf{A}^T \mathbf{B} \mathbf{A} - \mathbf{1}) \quad (4.27)$$

なので、 \mathbf{A} で微分すると

$$\mathbf{M} \mathbf{A} - \eta \mathbf{B} \mathbf{A} = \mathbf{0} \quad (4.28)$$

が導ける。 η は

$$Q(\eta) = \det(\mathbf{M} - \eta \mathbf{B}) = 0 \quad (4.29)$$

によって求めることができる。この方程式を満たす解のうち η が正になるのは3つあり、そのうち一番小さい η が解である。よって $\eta = 0$ から球根アルゴリズムを用いて求めることができる。 η が求まったのち、式 (4.28) を用いて A、B、C、D を求めることができ、その値から

$$i_c = -\frac{B}{2A} \quad (4.30)$$

$$q_c = -\frac{C}{2A} \quad (4.31)$$

$$r = \frac{1}{4A^2} \quad (4.32)$$

となる。

フィッティングで得られた結果を用いて円の中心を原点になるように移動し回転させる。ケーブル遅延を取り除いたデータ点を $z'(f)$ とし、移動させる点を $z''(f)$ とすると $\alpha = \arg(z_c)$ として

$$z''(f) = (z_c - z'(f))e^{-i\alpha} \quad (4.33)$$

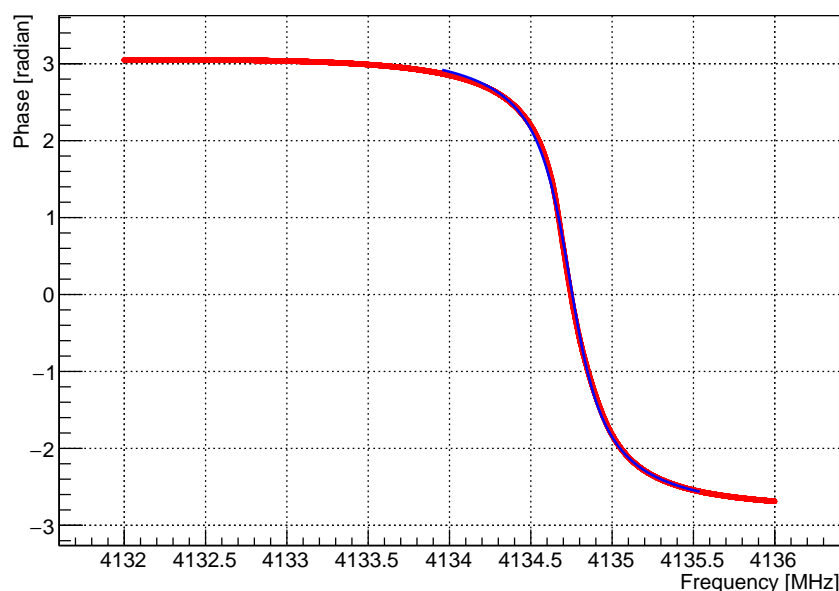


図 4.12 sweep データから求めた位相のデータ。共振周波数は 4134.74 MHz である。また共振のパラメータは $Q_r = 1.28 \times 10^4$ 、 $Q_c = 1.60 \times 10^4$ 、 $Q_i = 6.67 \times 10^4$ である。

の位置に移動させる。

最後に角度のフィットを行う (図 4.12)。角度 $\theta(f)$ は中心からの角度である。中心を原点に移動させたデータ点に対して $\theta(f)$ を求め、

$$\theta(f) = -\theta_0 + 2 \tan^{-1} \left[2Q_r \left(1 - \frac{f}{f_r} \right) \right] \quad (4.34)$$

でフィッティングを行う。フィッティングの結果を用いると Q_r 、 Q_c 、 Q_i の関係から半径 r とを用いて

$$Q_c = \frac{|z_c| + r}{2r} Q_r \quad (4.35)$$

となるので共振のパラメータを求めることができる。

4.3.4 tod データの解析

時系列データ (tod データ) からパワースペクトルを求めることができる。パワースペクトルとは時間空間のパワーのデータを周波数空間に変換したデータのことであり、ある周波数バンド幅におけるパワーの強さを示す。パワースペクトルを求めることで検出器のノイズの評価をすることにつながり、本研究の場合では配線やセットアップの組み替えなどによるノイズへの影響を調べることができる。

tod データをパワースペクトルに変換するには sweep データのフィッティングの結果から求めたパラメータを用いる必要がある。パワースペクトルを求めるには sweep データの解析結果を踏まえたデータを用いる。そのため tod 測定を行う前に sweep データの解析を行い、共振周波数の特定を行う必要がある。共振周波数 f_r を指定し、

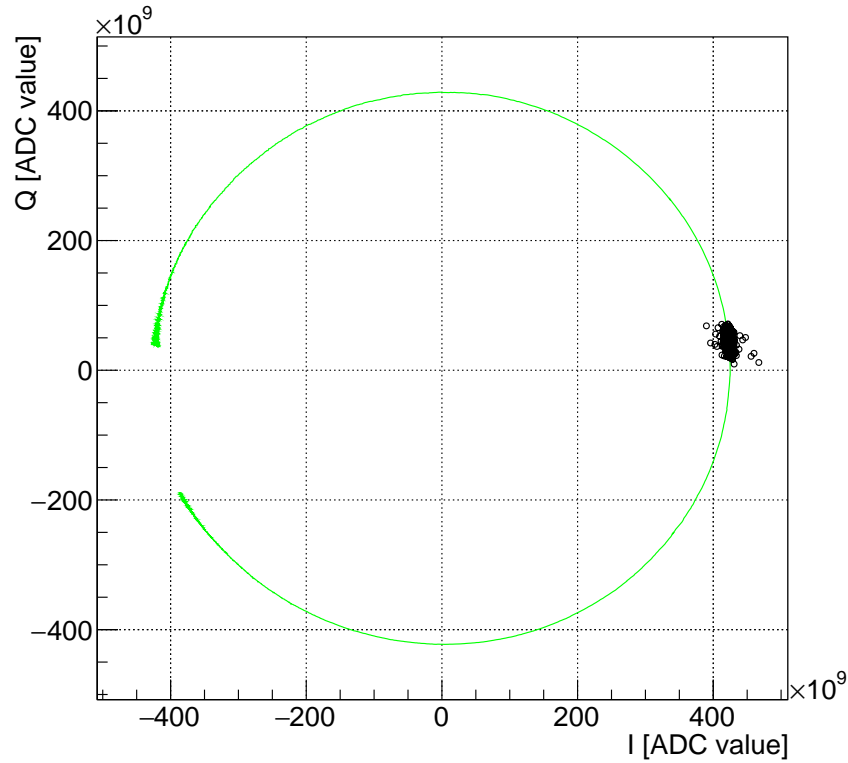


図 4.13 修正された tod データの IQ 平面でのプロット。緑色の線は修正した sweep データを示しており、黒色の点は修正した tod データを示している。

サンプリング速度と取得するデータ点の数を決めて tod データを取得する。取得したデータ $Z(t) = I(t) + iQ(t)$ を sweep データから得られたケーブル遅延の定数 τ を用いて

$$Z'(t) = Z(t)e^{2\pi i f_r \tau} \quad (4.36)$$

とする。次に円のフィッティングで得られた円の中心 z_c 、角度 α を用いて

$$Z''(t) = (z_c - Z'(t))e^{-i\alpha} \quad (4.37)$$

となる。修正した tod データを図 4.13 に示す。

修正した tod データからパワースペクトルを求める。はじめに 2次元のデータを振幅方向のノイズと位相方向のノイズに分解する。成分ごとに分解したノイズのデータは円のフィッティングで得られた円の半径 r で規格化する。

次に時系列データをフーリエ変換する。位相方向のノイズのデータを $x(t)$ とするとフーリエ変換により

$$X(\omega) = \int_0^T x(t)e^{-i\omega t} dt \quad (4.38)$$

となる。ここで T は測定時間である。パワースペクトルは

$$S_\theta(\omega) = \frac{1}{T}|X(\omega)|^2 \quad (4.39)$$

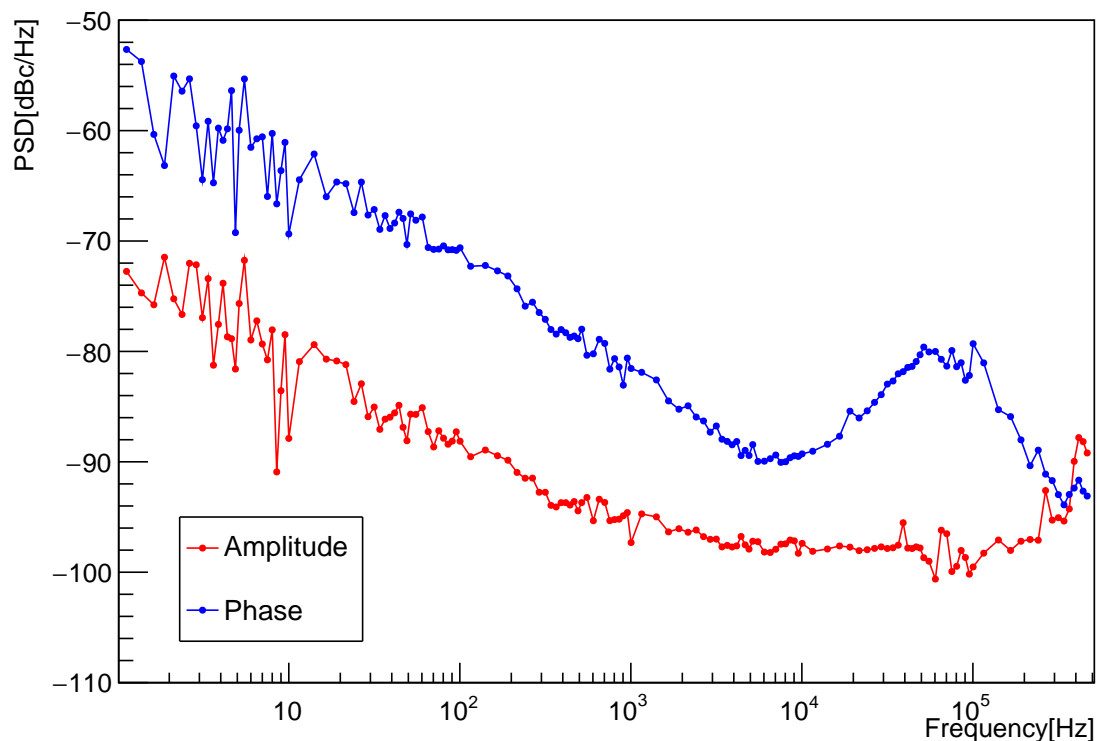


図 4.14 パワースペクトルのデータ。

となる。パワースペクトルの単位は $\text{radian}^2/\text{Hz}$ となる。

パワースペクトルを表示する際は

$$S_{\theta}^* = 10 \log_{10} S_{\theta} \quad (4.40)$$

によって変換され、単位は dBc/Hz であり、また amplitude に対しても同様に用いられる。図 4.14 にフーリエ変換から求めたパワースペクトルを示す。

またフーリエ変換を行う際にはデータの最初と最後が不連続になることによる効果を減らすために窓関数を用いた。解析では窓関数としてハミング窓を用いた。

$$W(t) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi t}{T} \right) \right] \quad (4.41)$$

4.3.5 trigger データの解析

trigger 測定は準粒子の寿命の測定や線源を用いた測定を行う。trigger の測定では指定した周波数、サンプリング測度における IQ の値の平均と標準偏差を事前に求める。その後 trigger 条件の指定として閾値を標準偏差の何倍であるかと、連続で閾値が何回超えるかを指定する。例えば読み出す周波数共振周波数 f_r 、サンプリング速度を 1Msps 、閾値を 5σ 、連続回数を 5 回とすると初めに共振周波数 f_r で 1Msps の速度で 10000 データ取得し、平均と標準偏差を導出する。次に IQ どちらかのデータで

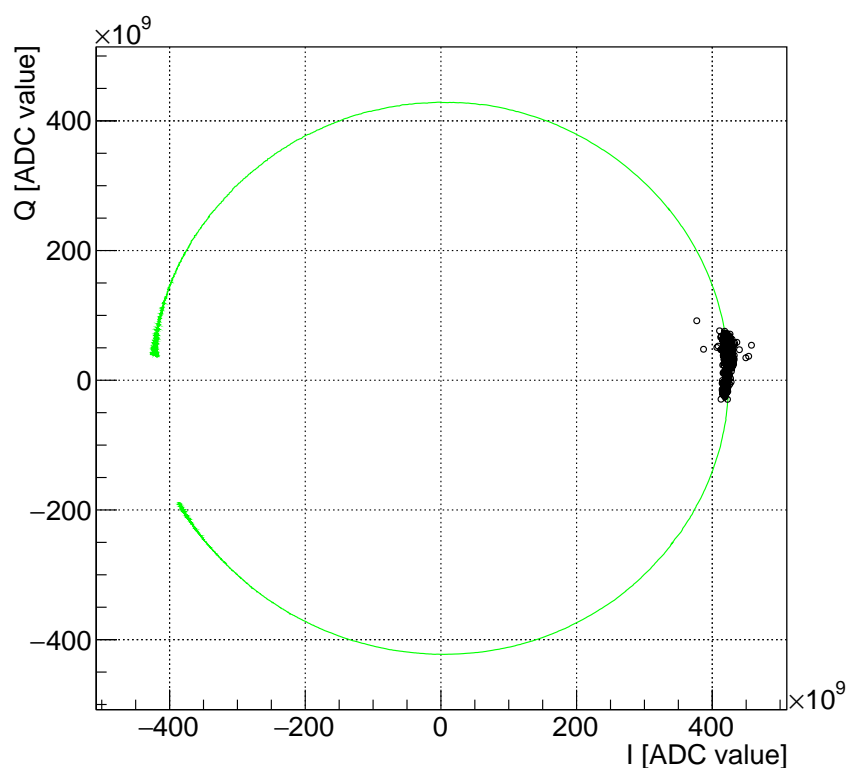


図 4.15 修正された trigger データの IQ 平面でのプロット。trigger データは黒点であり、trigger がかかると中心からの角度で負の方向に変異する。

5σ 以上平均から離れた値が連続で 5 回発生するまで待ち、trigger 条件を満たしたところでデータ取得をする。

trigger 測定で得られたデータは tod 測定での解析手法と同様にしてデータの修正を行う。修正したデータを IQ 平面にプロットしたのが図 4.15 である。図 4.16 は図 4.15 の中心からの角度を縦軸とし、横軸を角度としたプロットである。フィッティングの関数 $f(t)$ は

$$f(t) = h \times \exp\left(-\frac{t - t_{start}}{\tau}\right) + \text{Base} \quad (4.42)$$

である。またフィッティングの範囲は $100 \mu\text{sec}$ から $400 \mu\text{sec}$ として解析をした。

4.3.6 温調データの解析による応答性の評価

温調測定では温度を変え管理しながらながら sweep 測定を行う。温度によって準粒子の数密度が決まり、KID のパターンとその厚みから KID のアルミの体積がわかるので温度を変化させた時の位相の変化量と KID の準粒子の数の変化量を関連付けられる。そして準粒子数の変化数がエネルギーにそうとするので、流入したエネルギーによる位相の変化量に治すことができる。

しかしながら、本実験で用いるソーption冷凍機では温度を直接的に管理するこ

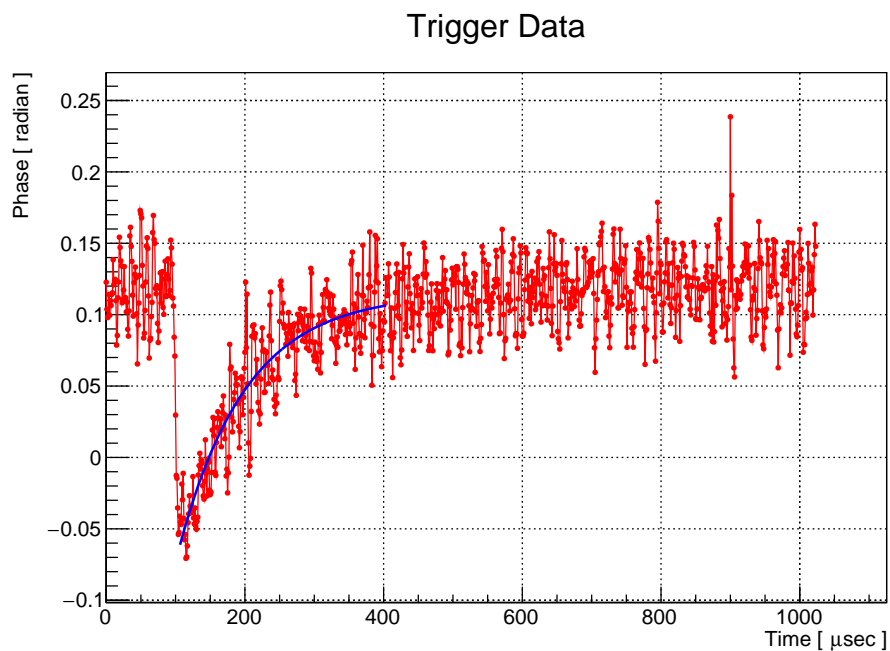


図 4.16 trigger データのフィッティング。横軸を時間、縦軸を角度としている。

とができず、ヒーターを点けることで 300 mK よりも暖かくなり、その温度をモニターしている。ヒーターの強さの管理はできるものの、温度そのものを管理しているわけではないので常にモニターしながら測定を行う必要がある。その後最低温度での共振周波数での各温度における角度を求め (図 4.18)、準粒子と温度の関係を式 (2.33) から温度の情報を準粒子数に変換することで $d\theta/dN_{qp}$ を求める (図 4.19)。

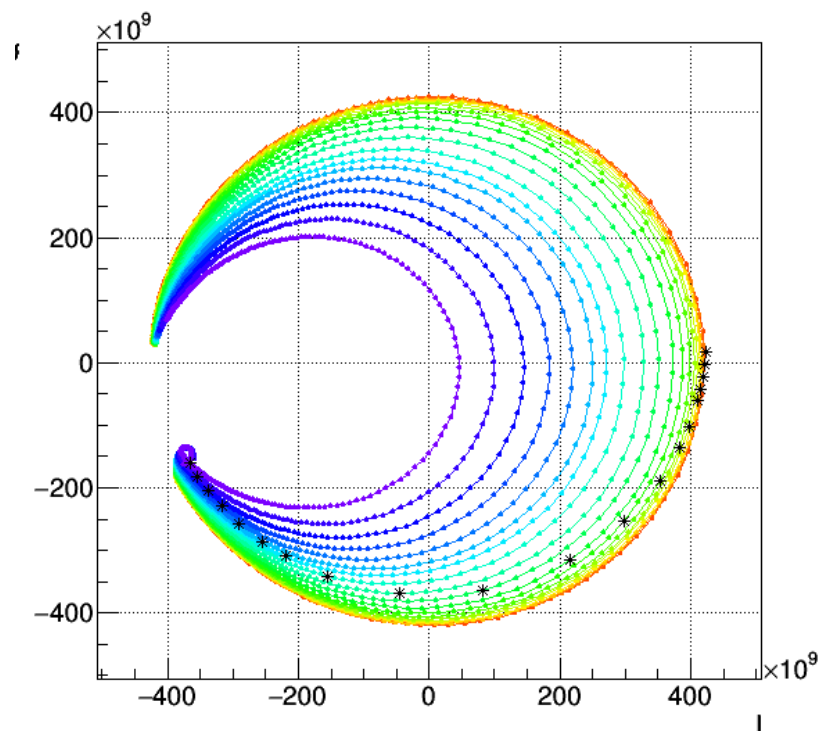


図 4.17 温度を変化させた sweep データ。赤色から順に 301 mK、302 mK、303 mK、304 mK、305 mK、307 mK、309 mK、312 mK、316 mK、321 mK、327 mK、334 mK、342 mK、349 mK、353 mK、360 mK、368 mK、376 mK、385 mK、396 mK である。黒色のマーカーは各 sweep データでの同一の周波数（最低温度での共振周波数）のデータ点である。

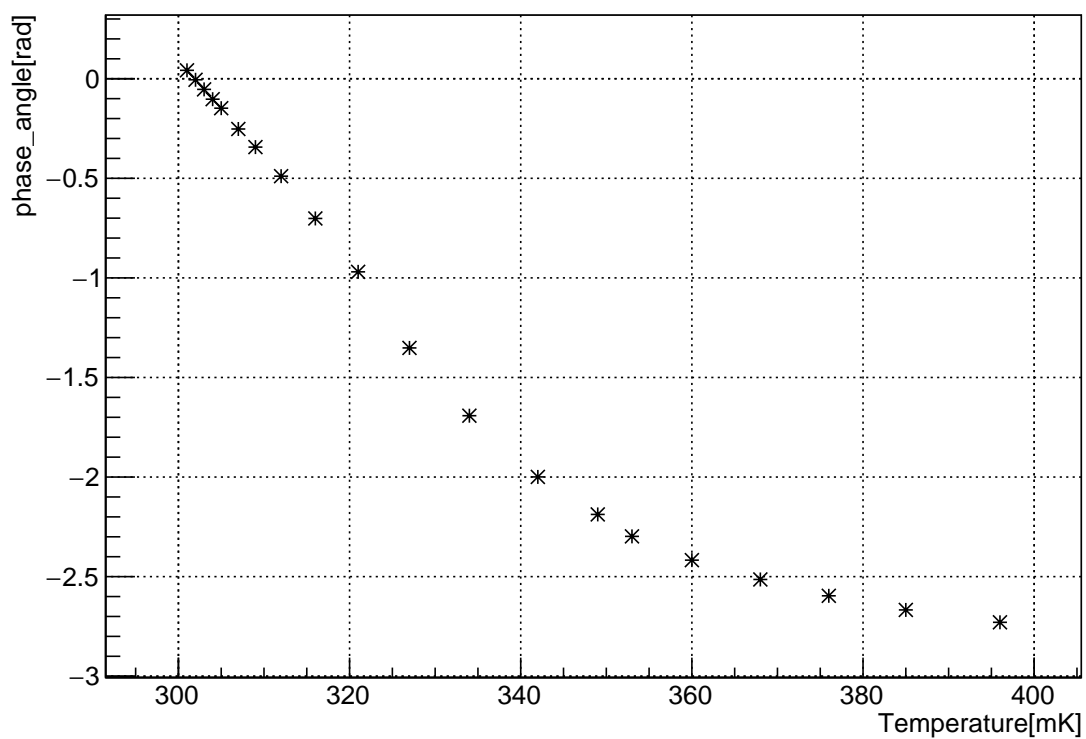


図 4.18 温度と固定した周波数（最低温度の共振周波数）での角度の関係。

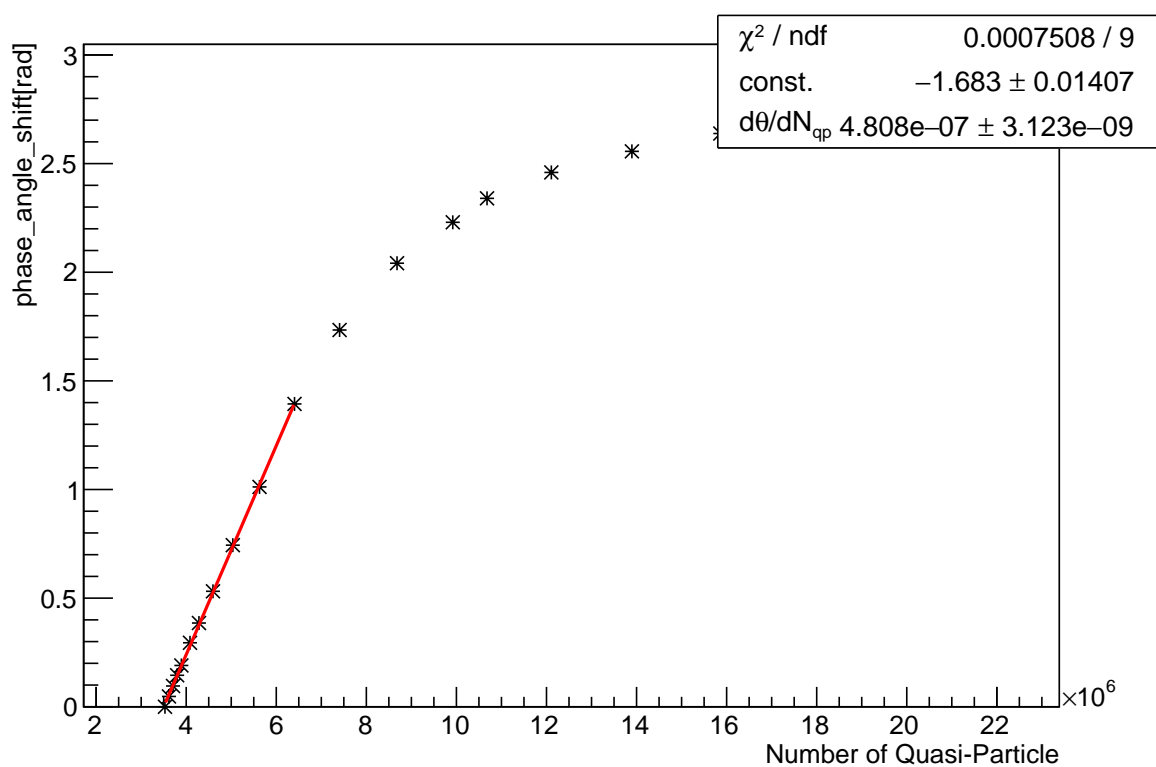


図 4.19 温度から求めた準粒子の数と最低温度での角度からの各データの角度の変化量。このデータから $d\theta/dN_{qp}$ を求める。1 次関数でフィットを行う。

第 5 章

KID の測定

作製した素子を用いて KID の測定と評価を行った。はじめに作成した検出器でパワーと角度の変化が測定できたことを示し、測定のセットアップの変更を行ってノイズがどのように変化したかを示す。次に、 ^{241}Am を用いた測定で 60 keV の γ 線によるシグナルを確認したことを示す。60 keV のシグナルがどの程度のエネルギーとして検出されているのかを議論するために NEP を用いてエネルギー伝搬効率を求めた。また、現状の検出器でのエネルギー閾値と希釈冷凍機を用いた理想的な測定で到達可能なエネルギー閾値を求め、今後の可能性を示した。

5.1 VNA での広い周波数レンジでの測定

KID の測定を行う前に VNA を用いて広い周波数レンジでの測定を行い、共振周波数をある程度特定する必要がある。共振の詳細な測定は共振周波数の目安をつけたのちに行う。また VNA で測定を行うことで広範囲の高周波の伝送特性が把握でき、FPGA の測定で可能な周波数レンジよりも広範囲にわたる特徴を確認することができる。

実際に測定した VNA のデータを図 5.1 に示す。

5.2 作製した素子の sweep 測定

ここでは作成した素子でのパワー依存性を調べ最適なパワーにした際の共振の形を示す。また温調測定を行った際の温度依存性から準粒子の数の変化量と位相の変化量がどの程度まで線型性を保つかを示す。

5.2.1 パワー依存性

アテネータを用いることで KID へ入力する信号のパワーを変化させ、共振のパラメータである Q 値がどのように変化したかを図 5.2 に示す。アテネータは常温の固定アテネータ、常温の可変アテネータ、4K ステージに取り付けた固定アテネータ、0.3K

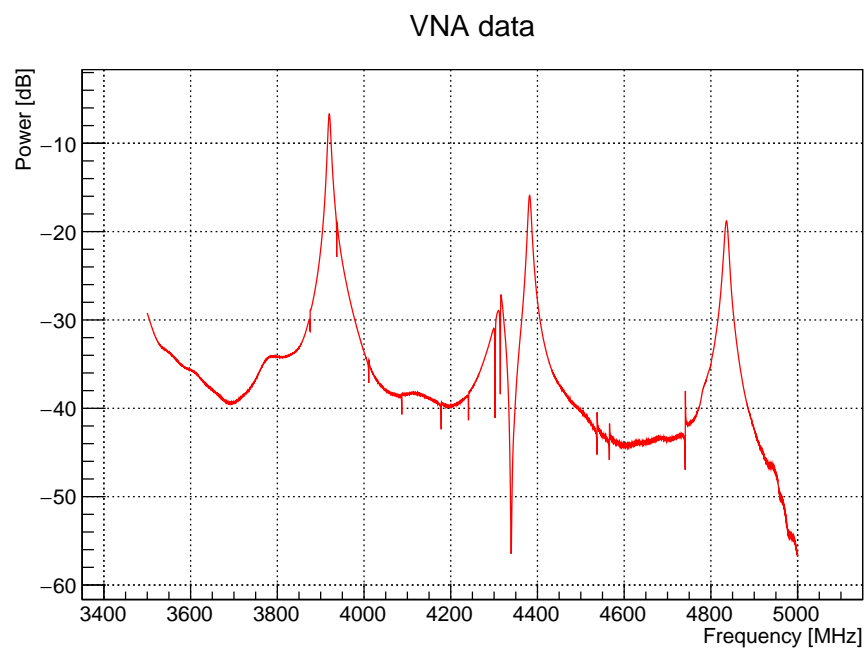


図 5.1 VNA のデータ。FPGA では不可能な広範囲の伝送特性を VNA で確認することができる。

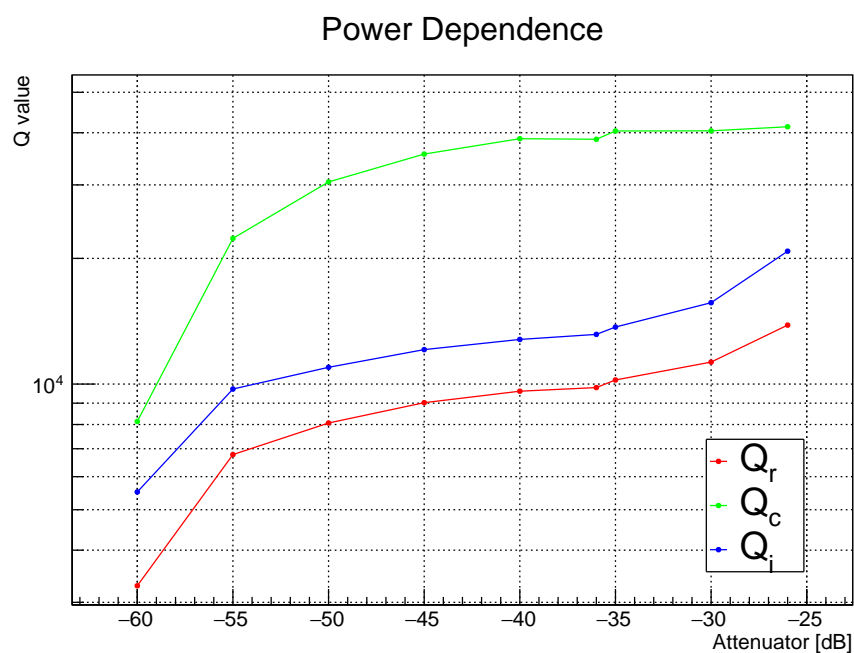


図 5.2 共振パラメータのパワー依存性。この測定時のセットアップではパワーが強くなれば共振のパラメータも大きくなるという傾向がわかる。-35 dB のところで Q 値が滑らかになっていないのは 10 dB の固定アテネータの取り外しを行ったためだと考えられる。

ステージに取り付けた固定アテネータの 4 種類を用いた。測定時のアテネータの組み合わせを表 5.1 に示す。パワーが弱すぎると共振がノイズに埋もれてしまうことで Q 値が悪くなり、パワーが強すぎるとクーパ対の破壊を生じるために Q 値が悪くなるというのがわかっている。しかし、今回の測定ではパワーが強すぎること Q 値が悪くなる結果を見ることができなかった。

パワー依存性を調べたのち共振のパラメータが一番大きくなった組み合わせである

表 5.1 アテネータの組み合わせ

アテネータの強さ	常温、10 dB	常温、可変	4 K、20 dB	300 mK、6 dB
-60 dB から -36 dB	○	24 dB から 0 dB	○	○
-35 dB から -26 dB	×	10 dB から 0 dB	○	○

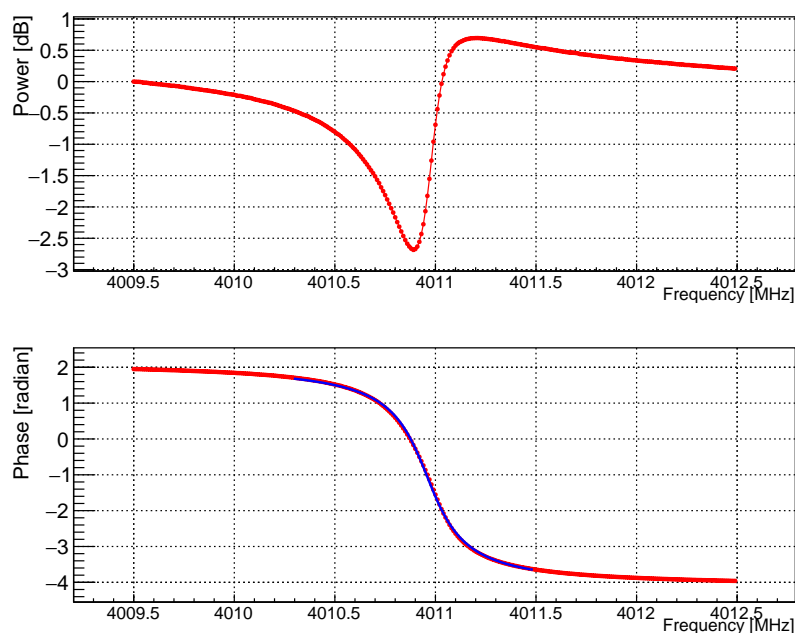


図 5.3 作製した素子の sweep データ。上がパワーについての周波数ごとの値を示し、下が角度についての周波数ごとの値を示している。アテネータは 26 dB に設定。位相のプロットにおける青線はフィッティングの結果である。

表 5.2 sweep データのフィッティングから得られた共振のパラメータ

共振のパラメータ	フィッティングから得られた値
共振周波数 f_r	4010.96 ± 0.01 MHz
Q_r	$(1.41 \pm 0.01) \times 10^4$
Q_c	$(4.15 \pm 0.02) \times 10^4$
Q_i	$(2.13 \pm 0.02) \times 10^4$

合計のアテネータが -26 dB（常温固定アテネータなし、可変アテネータ 0 dB、4K 固定アテネータ 20 dB、0.3K 固定アテネータ 6 dB）の組み合わせで測定した際の共振周波数付近のパワーと位相は図 5.3 のようになった。また得られた共振のパラメータを表 5.2 にまとめる。

5.2.2 温度依存性

次に温調測定を行うことで温度依存性を調べ、準粒子の数の変化と位相の変化の線型性について調べた。図 5.4 に温度ごとの sweep データのデータを示す。温度の記録

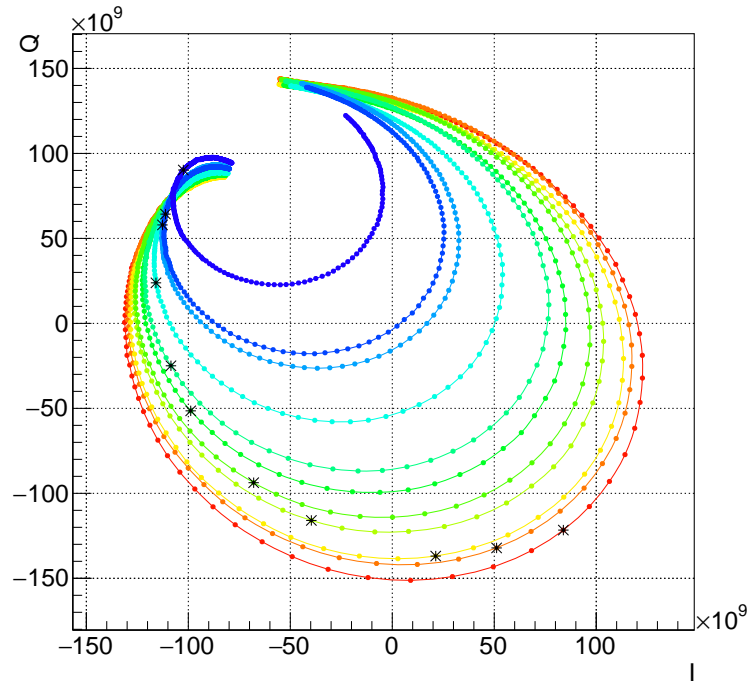


図 5.4 温調測定 of IQ データ。赤色が温度が低く、青色になるにつれて温度が高くなっていく。各データ点の温度は 298 mK、298 mK、299 mK、300 mK、302 mK、304 mK、306 mK、308 mK、313 mK、319 mK、321 mK、323 mK である。

と最低温度での共振周波数のデータから準粒子の数と位相の変化量に変換し、データをプロットしたのが図 5.5 になる。ここで KID のデザインから電流が流れるアルミニウムの体積を検出器のデザインから $3700 \mu\text{m}^3$ として計算した。このデータから位相の変化量が 1.5 radian までは線型性が保たれていることがわかり、その範囲でフィッティングを行った結果、 $d\theta/dN_{qp} = 4.0 \pm 0.2 \times 10^{-7} \text{ radian}/N_{qp}$ が得られた。

また準粒子を一つ生成するのに必要なエネルギーから KID に到達したエネルギーに対する位相の変化量に変換を行うことができる。準粒子の数からエネルギーへの変換係数は

$$\frac{dN_{qp}}{dE_{\text{KID}}} = \frac{\eta}{\Delta} \left[\frac{1}{f_{\text{max}}} \int_0^{f_{\text{max}}} (1 + (2\pi f \tau_{qp})^2)(1 + (2\pi f \tau_{\text{res}})^2) df \right] \quad (5.1)$$

となる。ここで、 η はエネルギー変換効率であり 0.57 であるとわかっている。 Δ は超伝導エネルギーギャップであり、アルミニウムの場合には 0.18 meV である。 τ_{qp} は準粒子の寿命であり、trigger 波形のフィッティングから求まる。後述する図 5.12 に示す値を用いた。 τ_{res} は検出器の応答時間を示しており、

$$\tau_{\text{res}} = \frac{Q_r}{\pi f_r} \quad (5.2)$$

である。後半の積分の項は周波数特性を加味した値である。図 5.6 と図 5.7 から f_{max} は実際の波形の解析から 10^5 まで考えれば良いことがわかった。この結果、KID に到

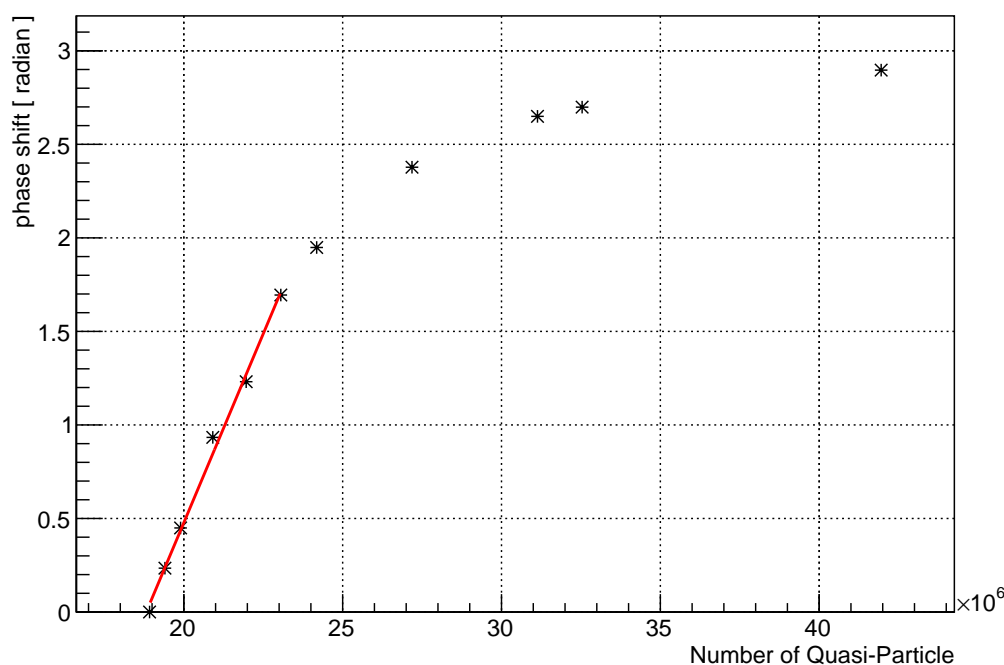


図 5.5 準粒子の数と位相の変位。準粒子の数を求める際に、式 (2.33) を用いた。その際に Al の体積は KID のデザインと厚みが 100 nm から $3700 \mu\text{m}^3$ として求めた。また準粒子の数と位相の変化量の関係が線形である範囲が 1.5 radian 程度までであり、その範囲でフィッティングを行った結果が赤線である。またその傾きは $d\theta/dN_{qp} = 4.0 \pm 0.2 \times 10^{-7}$ radian/ N_{qp} である。

達したエネルギーに対する位相の変化量は

$$\frac{d\theta}{dE_{\text{KID}}} = 0.18 \pm 0.01 \text{ radian/keV} \quad (5.3)$$

となった。

5.3 ノイズの低減

この節ではノイズを減らすために冷凍機内部のセットアップの変更を行った結果を示す。セットアップの変更としてアテネータの他に DC ブロックやアイソレータ、キプロニッケル線から超伝導線の変更など用いた。また初期のセットアップではコンポーネント同士をつなぐキプロニッケルの同軸ケーブルが 30 cm のケーブルしかなく、輻射が問題になると考えられたため、10 cm のケーブルに配線の変更を行った。

セットアップの変更は表 5.3 に示す順に変更した。また配線図は図 4.7 を参照。測定は共振周波数を sweep 測定で求めたのち、その共振周波数で tod 測定を行いパワースペクトルを求めた。図 5.8 でそれぞれの変更を行った際のパワースペクトルの結果を示す。setup 1 から setup 3 までの結果からアテネータによってノイズが減ることがわかる。また、setup 3 と setup 4 を比較すると DC ブロックは悪影響を及ぼすことがわかった。そのため setup 4 以降は DC ブロックを用いないで測定を行った。setup 3 と

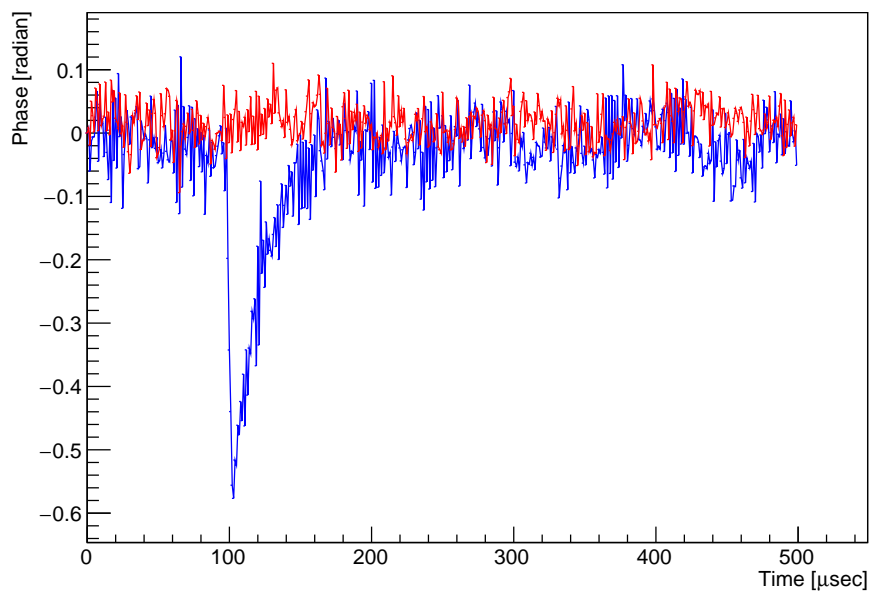


図 5.6 tod データと trigger データの一例。赤色が tod データであり青色が trigger データである。ベースラインの位置は補正してある。

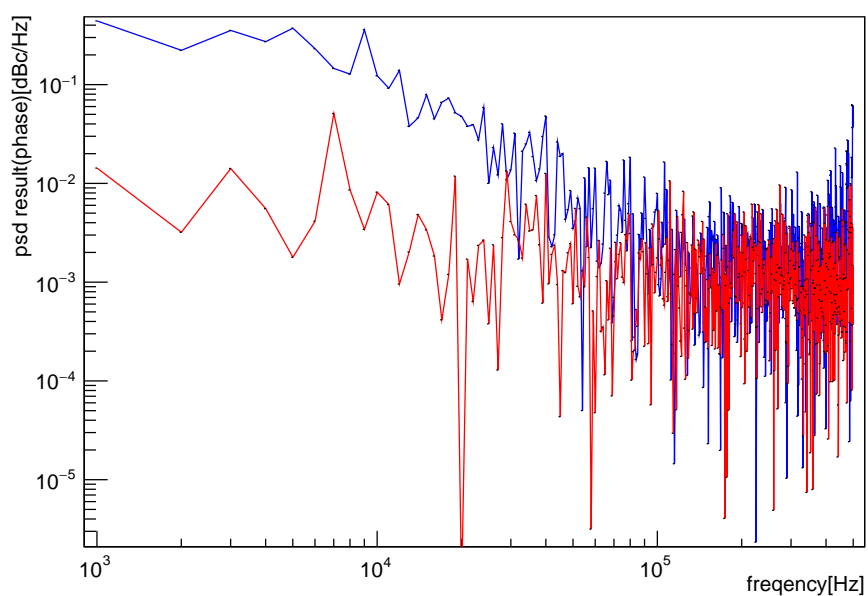


図 5.7 図 5.6 のデータのフーリエ変換から求めたパワースペクトル密度。赤色が tod データであり青色が trigger データである。

setup 5 を比較すると高周波のノイズが減っていることがわかる。最終的に一番ノイズが少なかった setup 5 のコンポーネントの組み合わせで今度の測定を行った。

5.4 ^{241}Am を用いたキャリブレーション

^{241}Am を用いてキャリブレーションを行うために tod 測定と trigger 測定を行った。まずはじめに tod 測定の結果を示し、その後に trigger 測定の結果を示す。

表 5.3 セットアップの組み合わせ

setup 番号	4K,20dB Att.	0.3K,6dB Att.	DC Block	ISO + 配線の変更
setup 1	無し	無し	無し	無し
setup 2	有り	無し	無し	無し
setup 3	有り	有り	無し	無し
setup 4	有り	有り	有り	無し
setup 5	有り	有り	無し	有り

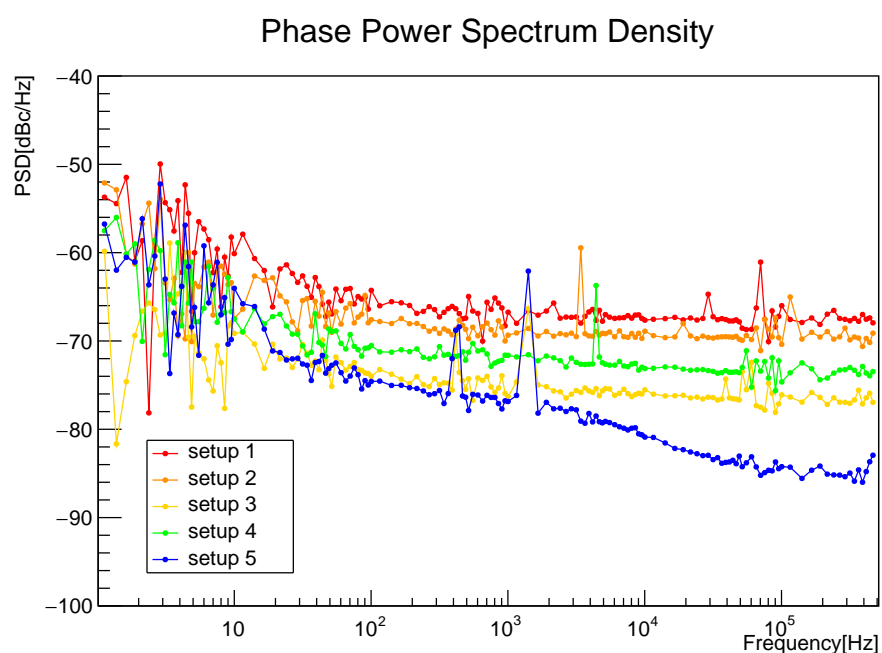


図 5.8 セットアップごとのパワースペクトル。セットアップの説明は表 5.3 の通り。エラーバーをつけるとセットアップごとの比較がわかりにくくなるためここではエラーバーはつけていない。グラフが下になるほどノイズが低減されていることを示す。

5.4.1 tod 測定

trigger 測定の際は 1 Msps のサンプリング速度で測定しているが、データのサイズが大きすぎるとデータの取得に対しデータの書き込みが追いつかなくなる。そのため事前に安定して測定できるサンプリング速度を見積もったところ 500 ksps であれば 1 秒間のデータ取得を安定して行えることがわかった。測定の際は事前に sweep 測定を行い、その結果から共振周波数を求めたのちに tod 測定を行った。tod 測定ではサンプリング速度を 500 ksps とし 1 秒分のデータを 100 回測定した。

得られたデータは sweep データから得られたデータをもとに修正を行い、位相のデータを用いて解析を行った。100 μsec ごとにベースラインを引いた積算値を求め、その値をヒストグラムにした結果を図 5.9 に示す。得られたヒストグラムは 2 つのガウシアンを合わせた関数でフィッティングした。その結果 ^{241}Am のシグナルのないノ

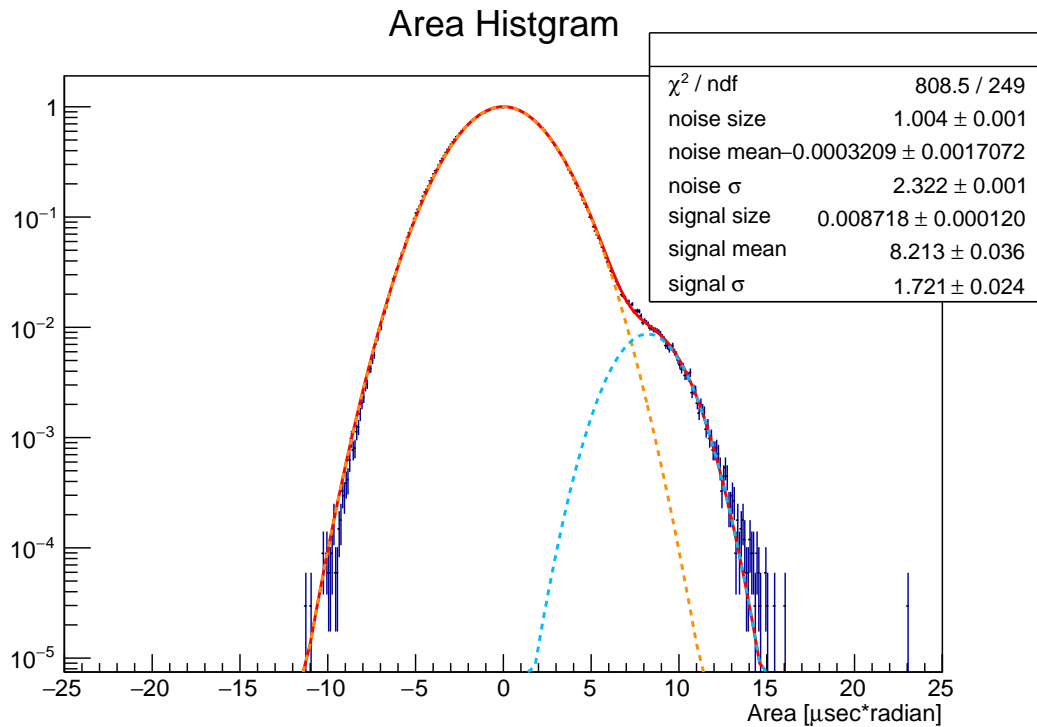


図 5.9 ^{241}Am が有る時の tod データの $100 \mu\text{sec}$ ごとの面積のヒストグラム。ノイズの部分とシグナルによる部分の合計が赤線。

イズのみによるガウシアンと ^{241}Am のガンマ線の効果を含むガウシアンの 2 つで説明することができ、 ^{241}Am のガンマ線の効果は $8.2 \pm 1.8 \mu\text{sec} \times \text{radian}$ となる。この結果から 1 シグマのエネルギー分解能は 60 keV において 13 keV となり、また 1 シグマのエネルギー閾値は 17 keV であることがわかった。

また ^{241}Am が無い時に測定したデータを用いて行った解析の結果を図 5.10 に示す。

5.4.2 trigger 測定

trigger 測定ではサンプリング速度は 1 Mpsp 、trigger 条件を閾値を 3σ 、 4σ 、 5σ と変更しながら連続カウント数を 5 回にして測定を行った。sweep 測定、ノイズ評価のための tod 測定、20 分の trigger 測定を 1 つのデータセットとして 20 分おきに閾値の σ を変更させながら行った。測定はそれぞれの閾値の設定で 16 個のデータセット分取得した。これはそれぞれの閾値で合計 320 分の測定を行ったことに相当する。

得られた trigger データは一つ一つフィッティングの式 (4.42) でフィッティングした。ベースラインを考慮したうえで立ち下がり開始から $300 \mu\text{sec}$ 後までの積分値を求めヒストグラムにした結果を図 5.11 に示す。

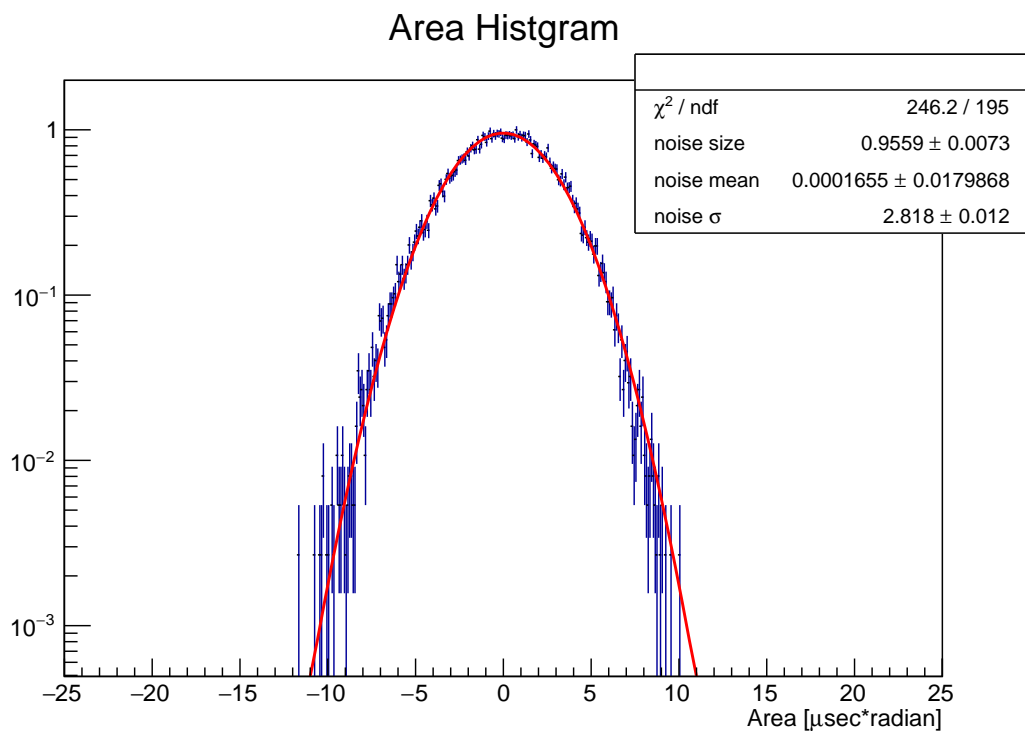


図 5.10 ^{241}Am が無い時の tod データの $100 \mu\text{sec}$ ごとの面積のヒストグラム。

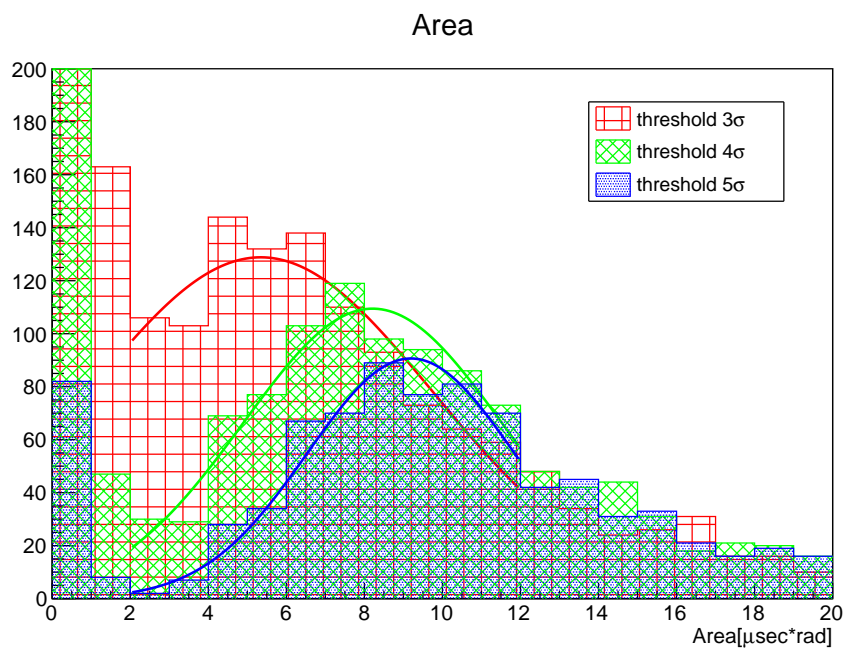


図 5.11 threshold を変えながら測定した trigger データのヒストグラム。3 σ の時の結果はノイズの効果が見えている。4 σ の時の結果はガウシアンでフィッティングした結果、平均値は $8.2 \pm 0.2 \mu\text{sec} \times \text{radian}$ であり、tod のデータと一致している。5 σ の時の結果はガウシアンでフィッティングした結果、平均値は $9.2 \pm 0.3 \mu\text{sec} \times \text{radian}$ であり、trigger 条件が強すぎると考えられる。

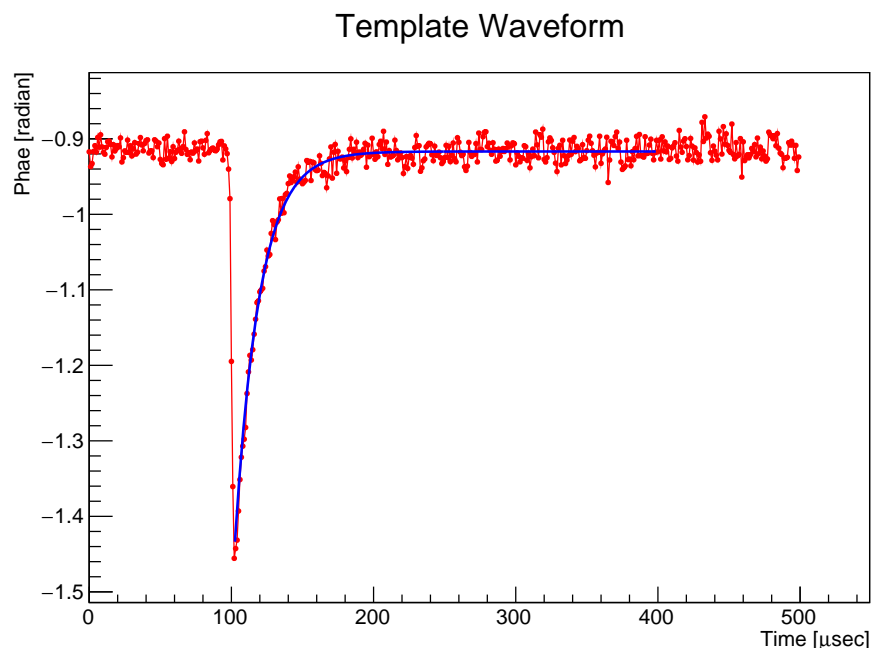


図 5.12 典型的な trigger 波形。フィッティングから求めたベースラインからの高さは -0.56 ± 0.02 radian、寿命は 16.5 ± 0.5 μsec となった。

5.4.3 平均的な ^{241}Am の 60 keV の波形

4 σ の trigger 条件で得られた全データに対しフィッティングを行い、面積が $6 \mu\text{sec} \times \text{radian}$ から $10 \mu\text{sec} \times \text{radian}$ 、decay の寿命が $15 \mu\text{sec}$ から $20 \mu\text{sec}$ の条件を満たす波形を抽出し、波形の平均化を行った。その結果を図 5.12 に示す。またこの波形を平均的な ^{241}Am の 60 keV の波形とする。

平均的な ^{241}Am の 60 keV の波形をフィッティングの式 (4.42) でフィッティングするとベースラインからの高さは -0.56 ± 0.02 radian、寿命は 16.5 ± 0.5 μsec となった。

5.5 シリコン基板から KID へのエネルギー伝搬効率

KID で検出しているシグナルは ^{241}Am からの 60 keV のエネルギーがシリコン基板で吸収され、フォノンが KID にまで伝搬することで検出されると考えられる。すなわち KID で検出しているエネルギーがどの程度であるか見積もることができれば、シリコン基板から KID へのエネルギー伝搬効率を計算することができる。CALDER 実験ではエネルギー伝搬効率は KID ごとに異なるが、3% から 13% 程度の範囲である [30]。ここでは 等価雑音パワー (Noise Equivalent Power、以下 NEP) という概念を説明し、そこから算出されるノイズ相当エネルギーを求めることでエネルギー伝搬効率を求める。

5.5.1 NEP

NEP は信号対雑音比 (S/N) が 1 となるような入射電力のことである。単位は W/\sqrt{Hz} を用いる。NEP の表式は 5.4 のように表せる。

$$NEP_{\theta}^2(f) = S_{\theta}(f) \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)^{-2} (1 + (2\pi f \tau_{qp})^2)(1 + (2\pi f \tau_{res})^2) \quad (5.4)$$

ここで f は周波数、 $S_x(f)$ はパワースペクトル密度、 $\left(\frac{\partial \theta}{\partial P}\right)$ は位相からパワーへの伝搬係数、 τ_{qp} は準粒子の寿命、 τ_{res} は KID の応答時間である。また位相からパワーへの変換係数は

$$\frac{\partial \theta}{\partial P} = \frac{\eta \tau_{qp}}{\Delta} \frac{\partial \theta}{\partial N_{qp}} \quad (5.5)$$

である。ここで $\eta = 0.57$ であり、 Δ は式 (2.1) に示すアルミニウムの超伝導ギャップエネルギーである。

パワースペクトル密度 $S_x(f)$ は tod 測定をフーリエ変換した結果から求めることができる。位相からパワーへの変換係数 $\left(\frac{d\theta}{dP}\right)$ は温調測定から求めることができ、温度により準粒子数密度が求まるので温度を変化させた時の元の共振周波数での読み出した位相の値のズレと準粒子の変化量から求める。準粒子の寿命 τ_{qp} は典型的な trigger 波形のフィッティングから求めた値を用いた。KID の応答時間 τ_{res} は式 (5.2) 参照。以下、PSD、位相からパワーへの変換係数、NEP を求めた結果を示す。

PSD

trigger 測定を行う際は 20 分おきに sweep 測定と tod 測定を行ったのちにパワースペクトルを毎回導出している。図 5.13 のパワースペクトルは 20 分おきに測定したパワースペクトルの平均化を行った結果を示した。50 Hz 付近、 9×10^3 Hz 付近、 3×10^4 Hz 付近に特徴的なノイズがある。図 5.8 と比べると常に同じ位置に特定の特徴的なノイズがあるわけではないことがわかる。そのため特徴的なノイズが生じる原因として冷凍機内部の配線の組み替えによって生じる可能性や、FPGA やシグナルジェネレータといった読み出し装置が作業台の上に固定されておらず測定機器や配線の位置関係で生じるノイズである可能性が考えられる。50 Hz 付近のノイズは電源の 50 Hz のノイズが乗ってしまった可能性がある。

位相からパワーへの変換係数

^{241}Am の測定時は温度が通常よりも高く 305 mK 程度であったので、その温度を最低温度とする時の温調測定の結果から位相からパワーへの変換係数を導出した。図 5.14 は sweep データの温度ごとの IQ 平面での変化であり、赤色が最低温度の時の sweep

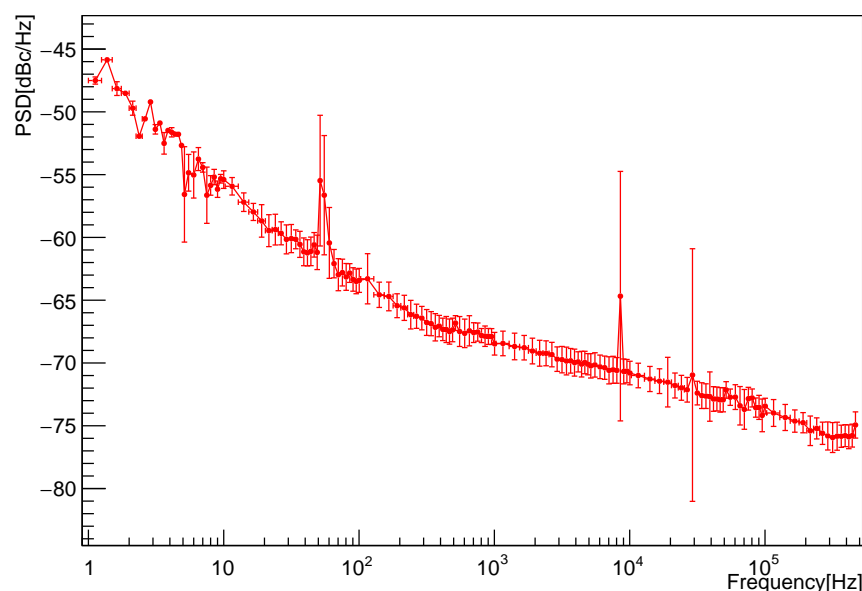


図 5.13 PSD の結果。

データであり、緑色が測定した中で最高温度での sweep データである。図 5.15 は最低温度での sweep の共振周波数の位相からの角度の変化量を縦軸にし、温度からわかる準粒子数を横軸にしたフラフである。最低温度付近の準粒子の変化に対する位相の変化量は $(4.8 \pm 0.7) \times 10^{-7}$ radian/ N_{qp} であった。

KID の応答時間

最低温度での sweep データから共振のパラメータを求めたところ $Q_r = 1.22 \times 10^4$ 、共振周波数 $f_r = 4.01 \times 10^3$ MHz であるから KID の応答時は $\tau_{res} = 9.69 \times 10^{-7}$ sec である。

NEP

NEP はそれぞれ求めた値から導出すると図 5.16 のようになる。NEP の最低レベルは 10^3 Hz から 10^4 Hz で 10^{-15} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ のオーダーである。他の研究で達成された NEP の最低レベルは 10^{-18} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ のオーダーである [31]。本実験での測定の温度は 300 mK であり温度による熱ノイズが多いと考えられるが、現在導入中である希釈冷凍機を用いれば 10 mK まで冷却可能であり、さらなるノイズの低減を期待できる。

5.5.2 NEP とノイズ相当エネルギー

NEP と tod 測定でもとまる位相の値の分散の関係を考える。位相の時系列データを $x_{raw}(t)$ としてその平均値を x_0 とする。ここでこの後の計算を簡単にするために新

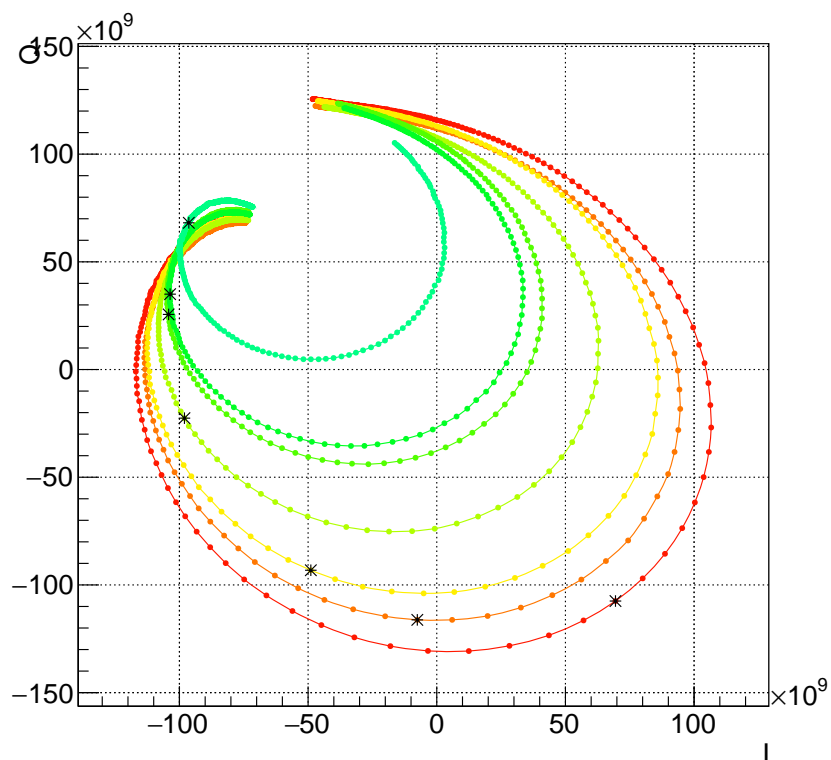


図 5.14 温調測定の結果。赤線から 305 mK、307 mK、309 mK、314 mK、320 mK、322 mK、334 mK の順に温度を上げて行った時のデータである。

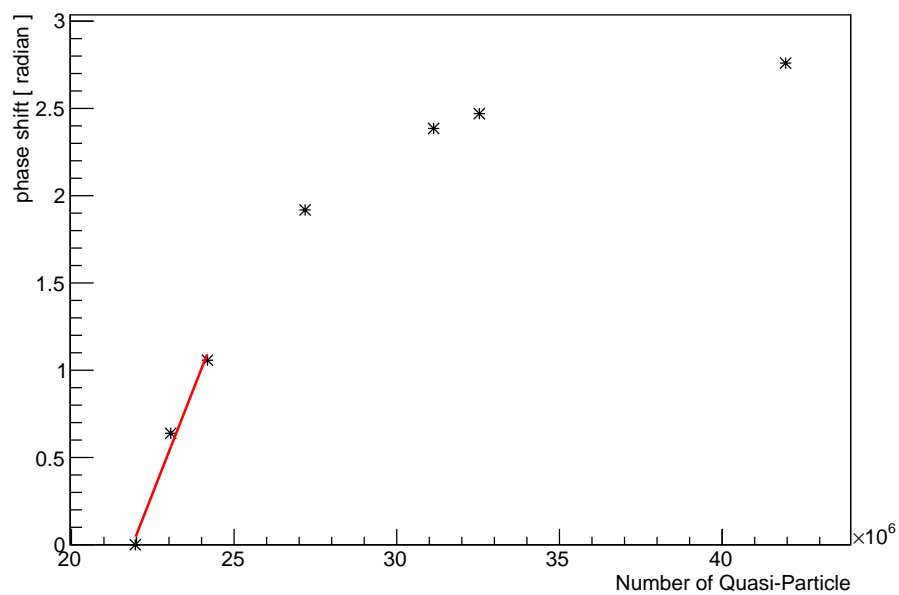


図 5.15 準粒子数と角度の変化量。赤線の傾きは $(4.8 \pm 0.7) \times 10^{-7}$ radian/ N_{qp} である。

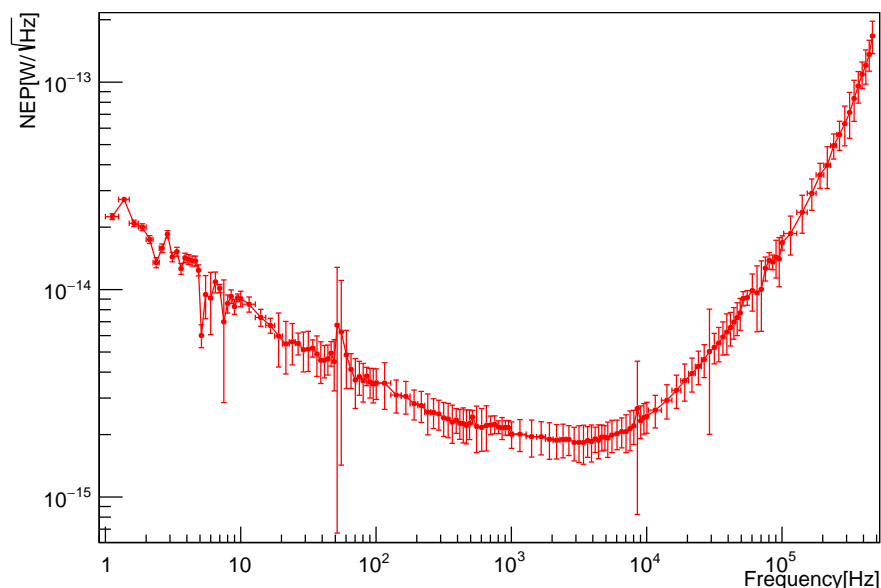


図 5.16 NEP

たに $x(t) = x_{raw}(t) - x_0$ とする。 $x(t)$ に対してフーリエ変換を行い $X(\omega)$ を求めると

$$X(\omega) = \int_0^T x(t)e^{-i\omega t} dt \quad (5.6)$$

である。逆フーリエ変換は

$$x(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(t)e^{i\omega t} dt \quad (5.7)$$

となる。パワースペクトル密度は

$$S(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|X(\omega)|^2}{2\pi T} \quad (5.8)$$

と定義できるので時系列データの分散とパワースペクトルには

$$\begin{aligned} \sigma^2 = \langle x^2(t) \rangle &= \left\langle \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt \right\rangle \\ &= \left\langle \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} |X(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi T} \right\rangle \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega \end{aligned} \quad (5.9)$$

という関係が成り立つ。

ここで、パワースペクトル密度は位相の変化量であり、NEP は位相の単位からエネルギーの単位に変換した値であるので、1 秒間に入る 1σ 相当のエネルギーを $E_{1\text{sec},1\sigma}$ とすると

$$E_{1\text{sec},1\sigma} = \sqrt{\int_0^{f_{max}} NEP^2(f) df} \quad (5.10)$$

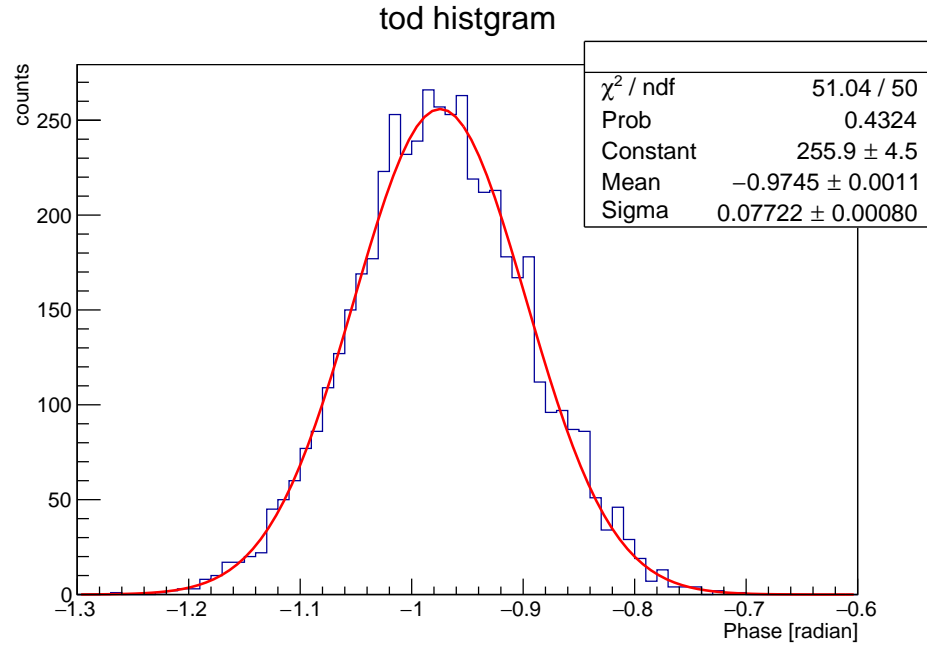


図 5.17 1Msps の tod データのヒストグラム

となる。ここでサンプリング周波数 f_s の半分の大きさの周波数を f_{max} とし、 f_{max} よりも大きな周波数のノイズはゼロと仮定している。 $E_{1sec,1\sigma}$ をサンプリング周波数で割った値がそのサンプリング速度での 1σ 相当のノイズと定義し、そのエネルギーを $E_{1\sigma}$ とすると

$$E_{1\sigma} = \frac{E_{1sec,1\sigma}}{f_s} \quad (5.11)$$

となる。このエネルギーをノイズ相当エネルギーと定義する。

ノイズ相当エネルギーを計算するために求めた NEP を用いて計算すると

$$E_{1\sigma} = (3.9 \pm 0.3) \times 10^2 \text{ eV} \quad (5.12)$$

となる。

サンプリング速度 1Msps のデータの位相のヒストグラムから 1σ 相当の位相のズレを求めると、 $(7.72 \pm 0.08) \times 10^{-2}$ radian となる (図 5.17)。

典型的な波形の面積 S と高さ h はその関係が積分時間が decay の時間 τ より十分長ければ

$$S \approx h\tau \quad (5.13)$$

より tod 測定で求めた ^{241}Am の波形の面積である $8.2 \pm 0.2 \mu\text{sec} \times \text{radian}$ 相当の波形の高さは、典型的な波形のフィッティングで得られた寿命 $16.5 \pm 0.5 \mu\text{sec}$ より 0.50 ± 0.02 radian となる。

よって典型的な波形から求まる KID で検出されるエネルギーは

$$(3.9 \pm 0.3) \times 10^2 \text{ eV} \times \frac{(0.50 \pm 0.02) \text{ radian}}{(7.72 \pm 0.08) \times 10^{-2} \text{ radian}} = (2.5 \pm 0.2) \times 10^3 \text{ eV} \\ = 2.5 \pm 0.2 \text{ keV} \quad (5.14)$$

となる。よってシリコン基板において 60 keV のエネルギーが吸収されているのだとすると、エネルギー伝搬効率は

$$\frac{2.5 \pm 0.2 \text{ keV}}{60 \text{ keV}} = 4.2 \pm 0.3\% \quad (5.15)$$

となる。

5.5.3 得られたエネルギー伝搬効率の考察

CALDER 実験ではシリコンからアルミニウムまでのエネルギー伝搬効率は KID ごとに異なるが 3% から 13% である。すなわち本測定で求めたエネルギー伝搬効率は CALDER 実験で求められた伝搬効率は一致していると言える。

エネルギー伝搬効率についてフォノンの伝搬を用いて考える。フォノンの平均自由行程は主として測定物の構造と他のフォノンによる散乱によって決まる [32]。測定物の構造とは素子のサイズや素子の表面の状態であり、他のフォノンとは不純物の混入などの影響である。CALDER 実験では素子ごとにエネルギー伝搬効率が異なるが、これは KID の位置が異なることで生じる構造の問題であると考えられる。すなわち KID が素子の中央にあるか端にあるかでエネルギー伝搬効率が変化する。よって最終的な素子デザインでは素子の位置による効果を考える必要がある。

また、不純物の量は最終目標として示したデザインの KID の作製に大きく関わることになる。エネルギー伝搬効率を上げるには純度の高く不純物の少ないアルミニウムを用いることが求められると言える。

5.6 GR noise

原理的に取り除くことのできないノイズとして Generation Recombination Noise (GR noise) と呼ばれるノイズが存在する。これは準粒子が生成することと準粒子がクーパー対に再結合することにより生じるノイズである。このノイズはホワイトノイズであり、周波数に依存しない。NEP 換算での GR noise は

$$NEP_{GR} = 2\Delta \sqrt{\frac{N_{qp}}{\tau_{qp}}} \quad (5.16)$$

である。

今後導入する予定である希釈冷凍機では 10 mK までの冷却が可能であるが、200 mK より低温では準粒子数が一定になることが示されている [28]。200 mK の温度を仮定

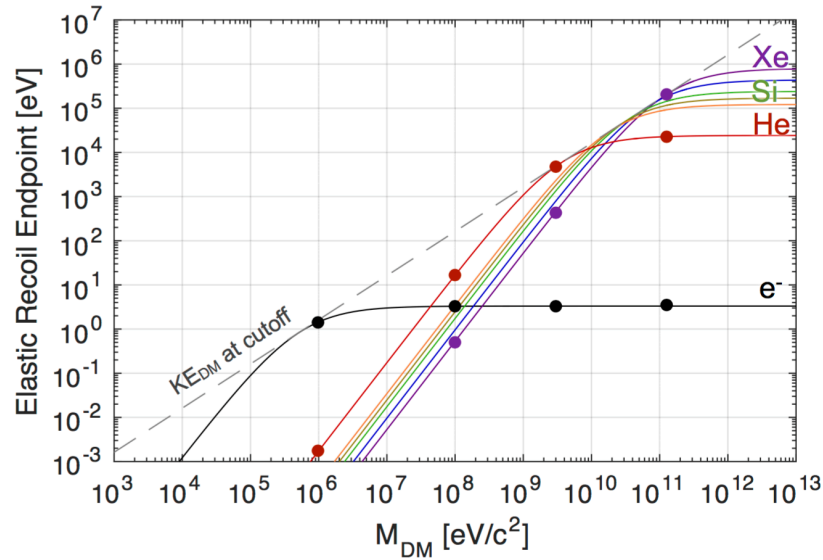


図 5.18 暗黒物質の質量と物質ごとの反跳エネルギーの関係 [33]。反跳する物質ごとに反跳エネルギーを効率よく受け渡すことができる。例えば、10 GeV から 100 GeV の質量の暗黒物質を仮定する場合は原子核を用いることが良いとわかるが、軽い暗黒物質を仮定する場合には電子を用いる方がよいことがわかる。

して NEP を求めると

$$NEP_{GR} = 9.1 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (5.17)$$

である。ここで、 $\tau_{qp} = 20 \mu\text{sec}$ とし、準粒子数を求める際に必要となる KID の体積は $3700 \mu\text{m}^3$ とした。

ここから式 (5.4) を用いてパワースペクトル密度に変換し、式 (5.9) より 0 Hz から 1 MHz まで周波数を積分して求めたエネルギー閾値は

$$\sigma_{GR} = 0.86 \text{ eV} \quad (5.18)$$

となった。ここで 1 MHz より高周波のノイズはデータ取得の過程で平均化されることでゼロであることを仮定している。

ここで図 5.18 に暗黒物質の質量と物質ごとの反跳エネルギーを示した。本研究で求められたエネルギー閾値は 17 keV であり、シリコンを用いた原子核反跳に対応するので、10 GeV 程度の暗黒物質であれば探索が可能である。一方で、原理的に排除できないノイズのみを考慮し、かつ現在導入中の希釈冷凍機を用いた 10 mK での環境での測定を想定した場合のエネルギー閾値は 0.87 eV であるからシリコンのターゲットを仮定する場合は 100 MeV 程度まで探索可能である。さらに、最終的なデザインを想定した場合には 1 MeV を下回る暗黒物質の探索が可能であると考えられる。

第6章

結論と課題

本論文では軽い暗黒物質探索に向けた超伝導検出器の研究開発の結果を報告した。ここでは論文全体のまとめを行い、今後の課題を記す。

6.1 論文のまとめ

暗黒物質探索の現状として、新しい検出器の開発や測定技術の向上により今まででは難しいとされてきた WIMPs よりも軽い質量領域探索の可能性が広がっている。その中でも超伝導体を利用した検出器は低エネルギー閾値を持つため、軽い質量領域の暗黒物質探索が可能とされている。研究の最終目標は超伝導検出器の一つである KID 検出器を用いた軽い暗黒物質探索である。KID は他の検出器に比べて信号のタイムスケールの短い、一つの読み出しで複数の KID の同時読み出しが可能、検出器素子の作製が容易であるといった利点を持つ。

本研究の目的は、希釈冷凍機を用いた 10 mK での測定に先行して、300 mK で KID 測定環境を整備することである。目標として東北大学での検出器の開発手法を習得すること、KID の読み出しの仕組みを構築すること、データの解析システムを構築し検出器の性能を評価することの 3つを設定した。

検出器の開発・作製手法の習得

検出器を開発・作製にはフォトマスクの作成と検出器の素子の作製という 2つのステップが存在する。フォトマスクの作成について既に CALDER 実験で用いられている KID のパターンをシミュレーションによって再現しそれを元にフォトマスクを作成し、フォトマスク作製までの一連の流れを習得した。検出器の素子の作製について、既に理化学研究所で用いられているデザインのフォトマスクを用いて素子の作成を自ら行い、測定で動作することを確認した。実際に東北大学の施設で検出器を作製まで行ったので検出器の開発・作製手法の習得はできたと言える。シミュレーションは理科学研究所で行ったが、今後シミュレーションソフトをニュートリノ科学研究セン

ターに導入する予定である。導入以降は東北大学の施設のみでの検出器のデザイン開発を行うことが可能となり、5 GHz 付近に共振周波数を持つ KID デザイン開発・検出器作製、±100MHz の周波数幅に 10 個の KID の共振周波数の検出器デザイン開発・検出器作成ができることが期待される。

KID 読み出しシステムの構築

冷凍機を整えることや読み出しのためのコンポーネントを揃えることで読み出しを安定的に行うことが希釈冷凍機での本測定に向けて重要である。本実験で trigger 測定では半日以上連続してデータ取得のために読み出し機構を運用し、読み出し機構によるデータの不備は一切生じなかったため、読み出しの環境を構築することができたと言える。

一方でまだ不十分なところもいくつか存在する。tod 測定や trigger 測定の際にデータのサンプリング速度に対してデータの転送が間に合わないという問題がある。そのため本実験では tod 測定での ^{241}Am のキャリブレーションでは 500 ksps のサンプリング速度で測定を行った。将来的にはソフトウェアトリガーをかけることも考えているため、解決しなくてはならない問題として残っている。

データの解析システムの構築と検出器の性能評価

データの解析手法を構築することについて、実際に sweep 測定、tod 測定、trigger 測定、温調測定で得られたデータから、解析によって ^{241}Am の 60 keV の γ 線によるシグナルを測定することに成功した。60 keV のエネルギーが全てシリコン基板に吸収されたとした際の KID に到達するまでのエネルギー伝搬係数を測定したところ、 $4.2 \pm 0.3\%$ という結果を得た。この結果は CALDER 実験の結果と一致しており、十分に検出器を理解できていることを確認できた。

またフォノンの伝搬に関する考察から最終的な素子のデザイン作成では KID の位置による効果や不純物による効果などが生じると考えられる。素子デザインの作成での KID の素子上の配置の最適化やアルミニウムの含まれる不純物を減らすことなど、最終的な素子デザインに関わる課題があることがわかった。

以上より本研究の 3 つの目標を達成し、KID の基礎的な研究開発を行うことを達成することができた。本研究で確立した測定環境の利用により、現在導入中の希釈冷凍機での測定にスムーズに移行できることが期待される。

6.2 今後の課題

次のステップとしてさらに低温環境での研究を行うことになる。現在ニュートリノ科学研究センターには 10 mK まで冷却可能な希釈冷凍機が導入されており、無負荷での動作確認を既に行っている。今後の課題は幾つかあり、短期的課題と中長期的課題に分けてまとめる。

6.2.1 短期的課題

数ヶ月の期間で行うべき課題は以下の課題である。

複数同時読み出しの解析システム構築

現在使用している冷凍機システムですべき課題として同時複数読み出しである。既に読み出しで使用している FPGA では複数の共振周波数に合わせて tod 測定や trigger 測定を行うことができるのを確認しているが、その解析システムが整っていない。現在使用している冷凍機を使い測定と解析を同時に行うシステムを構築することでスムーズに希釈冷凍機での測定に用いることができることが期待できる。

希釈冷凍機での測定環境の整備

希釈冷凍機は無負荷の状態での動作確認は行ったものの、現状では検出器を設置しての測定環境を構築している最中である。まだ希釈冷凍機の運転回数が多くなく、安定的に運転ができるようになることが必要である。また、10 mK まで冷却されるということは熱流入を今まで以上に配慮しながら配線を行わなくてはならず、まずは希釈冷凍機での測定環境を整える必要がある。

ソープション冷凍機と希釈冷凍機での同一素子の評価

現在使用している検出器をソープション冷凍機と希釈冷凍機で測定することで冷却温度によるノイズの影響などを調べる必要がある。ソープション冷凍機では温度によるノイズが多くノイズ源の特定などできていないため今までよりも低温での評価が必要である。

6.2.2 中長期的課題

1 年近い期間からそれ以上の期間ですべき課題は以下の課題である。

新しい素子デザインの作成

素子のデザインの考案から素子作製までのサイクルは1年以内で終わると予想されるが、1回の素子デザインの作成で軽い暗黒物質探索に最適化された検出器を開発することは困難であると考えられる。よって新しい素子デザインの作成は何度も行うことになると考えられる。また最終的な検出器デザインが変更になる可能性もある。そのため様々な素子デザインを試すことは選択肢を広げることにもつながり有用だと考えられる。

キャリブレーション

本論文の研究では60 keVのシグナルを確認することはできたが、軽い暗黒物質探索を行うにはさらに低エネルギーの線源を用いて低エネルギーのキャリブレーションを行う必要がある。例えば特性X線を用いることで現状よりも低エネルギーの低エネルギーのキャリブレーションを行うことができると考えられる。また200 nmの紫外線と銅による光電効果で生じる電子を用いるということも想定しており、光電効果で生じる光電子のエネルギーは2 eVの平均エネルギーであることがわかっている。

バックグラウンド源の特定

現状ではバックグラウンド源を一切特定できていない。手段としてはtrigger波形での識別や同時複数測定タイミング情報などを用いることでの識別など考えられるが、その前にキャリブレーションを行う必要がある。

付録 A

ソープション冷凍機の操作方法

ソープション冷凍機の起動方法の概要や温調測定で温度を管理しながら測定について具体的な操作方法をまとめる。

A.1 ソープション冷凍機の起動の手順

ソープション冷凍機の起動手順は以下の通りである。

1. 測定に用いる装置の周りに異常がないか確認する。 ^3He の量が減っていないか確認し、冷凍機操作ログにサイクル番号、 ^3He の量、用いる素子の番号を記録する。 ^3He のメーターは図 A.1 に示す。
2. 冷凍機と真空引きチューブを接続する。
3. バルブの開け閉めを確認する。v101 は Open、v102 は Close、v103 は Open、v104 は Open、v105 は Close、v106 は Open を確認。バルブの位置は図 A.1、図 A.2 に示す。
4. ドライポンプで真空引きを開始する。 $\mathcal{O}(10^0)$ Pa まで真空引きを行う（1 時間程度）。
5. v101、v106 を閉め、ターボポンプの電源を入れる。すぐに v102 を開けてペニング真空計の電源を入れる。真空計の値が下がり、真空引きができていることを確認したのち、v101、v106 を開ける。真空度が $\mathcal{O}(10^{-2})$ Pa まで真空引きを行う（1 時間程度）。
6. He-3 controller の主電源が入っていることを確認し、設定が全て auto になっていることを確認する。He-3 controller のパネルを図 A.3 に示す。
7. 冷凍機管理 PC で温度のログの記録を開始する。保存先とファイル名を確認し、Save Start を押して記録をスタートする。
8. RELAY、LOOPS の設定値が全て規定値になっていることを確認する。規定値は Sorb Relay が 8、He-3 Pot Relay 1 が 3.2、He-3 Pot Relay 2 が 1、Loop1 Sorb

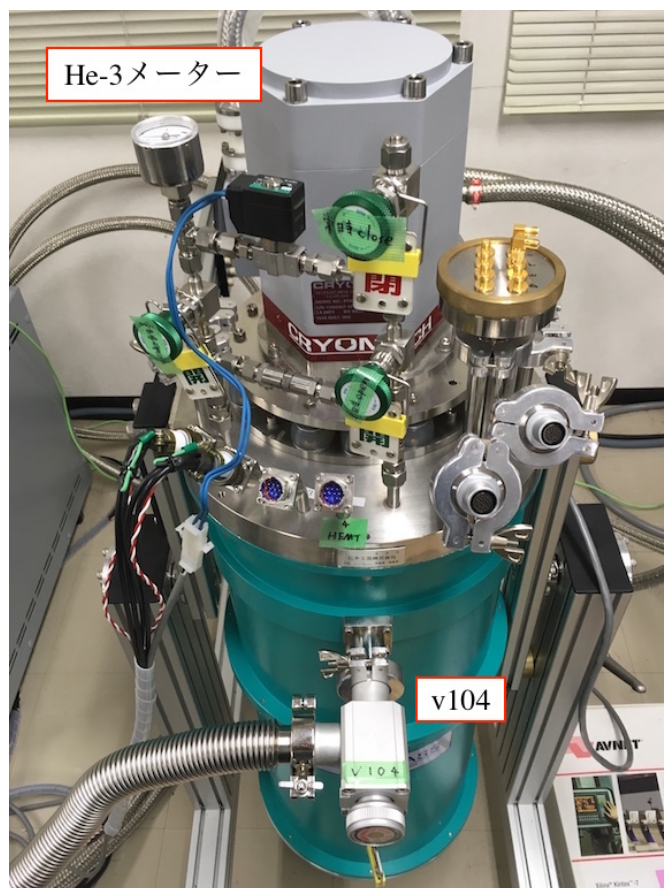


図 A.1 冷凍機の外観。 ^3He メーターの位置とバルブ v104 の位置を示す。

Heater が 50、Loop2 Heat Switch Heater が 30、Loop3 He-3 Pot が 0.3 である。
また値が Set Complete になっていることを確認する。

9. Start Controll を押して冷凍機を起動させる。室内にチラーがあり排熱がこもる場合は冷房を使用する。真空度と冷凍機を起動した時刻を冷凍機操作ログに記録する。
10. 20 時間程度経つと冷凍機が 300 mK まで冷却される。
11. 真空引きを終了させる前に v104 を閉める。
12. 真空引きを終了させる。終了させた時刻を冷凍機操作ログに記録する。ペニング真空計の電源を切る。
13. v102 を閉める。
14. ターボポンプを停止させる。
15. ドライポンプを停止させる。

A.2 温調測定の手順

温調測定を行う手順を示す。

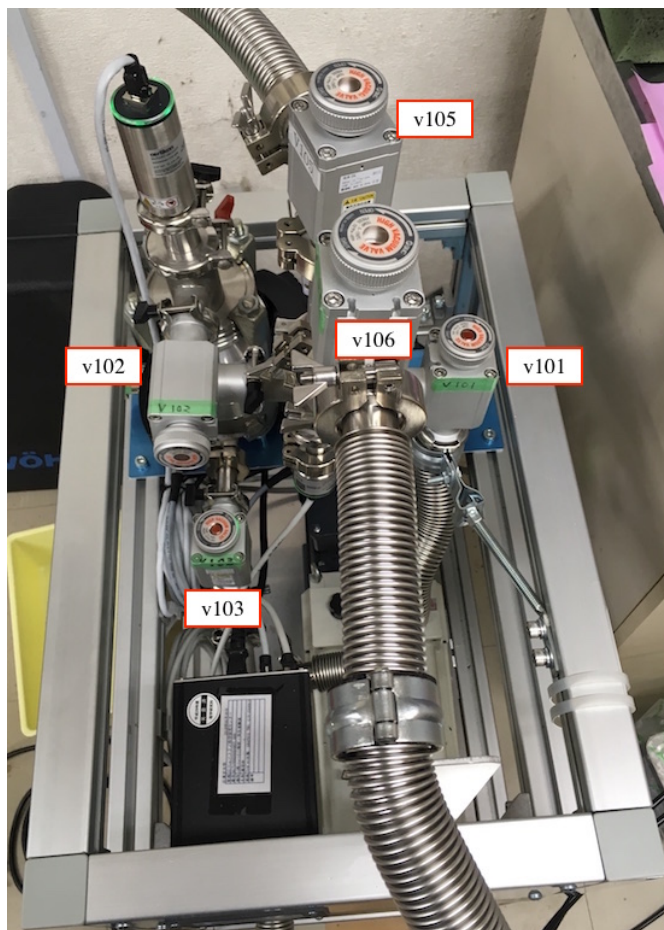


図 A.2 真空バルブの位置。v106 が真空ホースで v104 につながっている。

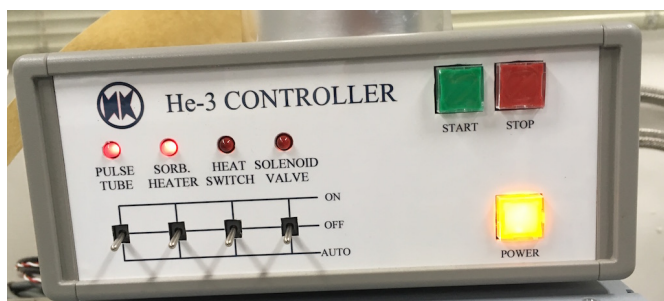


図 A.3 He-3 Controller のパネル。

1. LOOPS の Disable を押して設定値を変更できるようにする。
2. Loops1 Sorb Heater の値を 4 に変更し Set Complete を押す。
3. He-3 Controller の Sorb Heater のスイッチを Auto から On に変更する。
4. 温度が安定するまで待ち測定する。温度を上げる場合は Loops1 Sorb Heater の値を上げ、再度安定するのを待つ。
5. 温調測定が終了した後は Sorb Heater のスイッチを On から Auto に変更する。
6. Loops1 Sorb Heater の値を 50 に変更し Set Complete を押す。

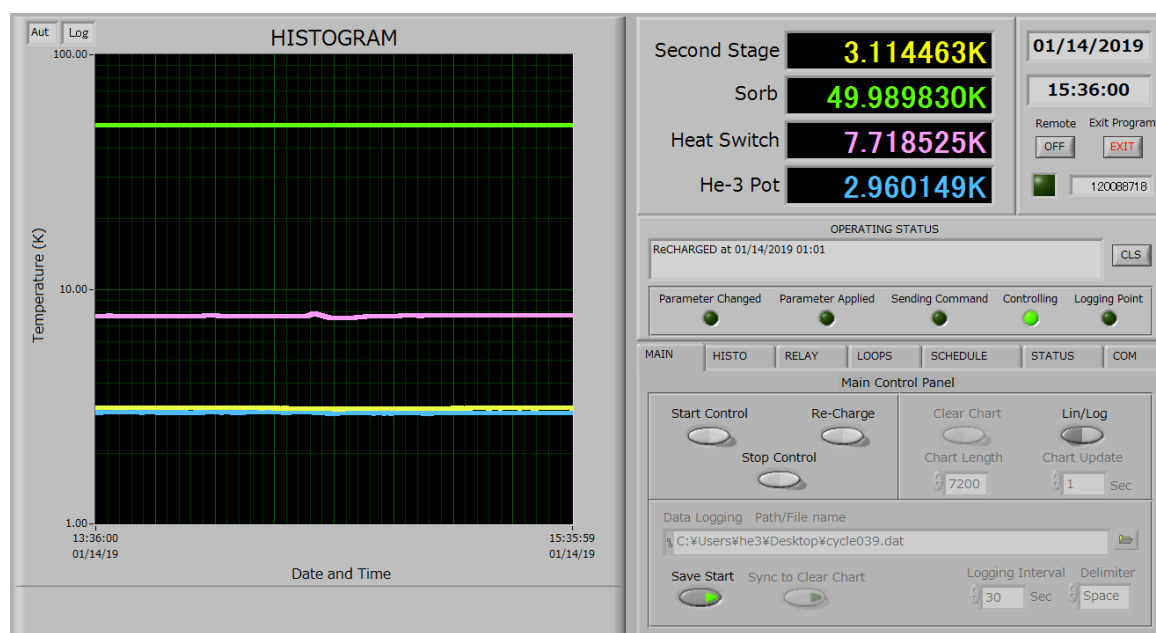


図 A.4 冷凍機管理 PC の操作パネル

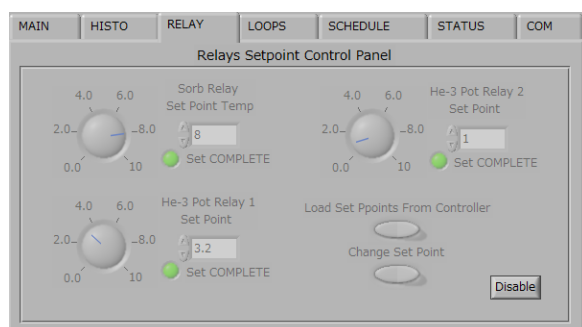


図 A.5 RELAY のパネル

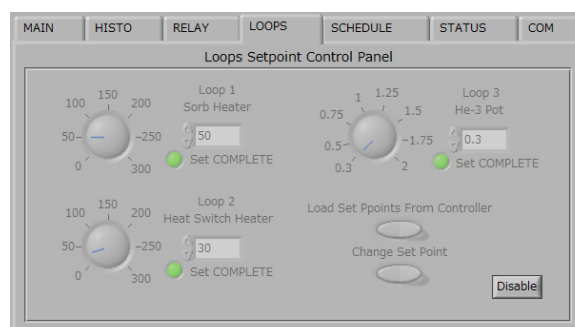


図 A.6 LOOPS のパネル

A.3 ヘリウム再充填の手順

1. RELAY、LOOPS の設定値が全て規定値になっていることを確認する。特に温調測定を行った後は Loops1 Sorb Heater の値が 50 になっていることを確認する。
2. 冷凍機管理 PC の操作画面の Main にある Re-Charge を押す。3 時間程度で再充填が完了する。

A.4 ソープション冷凍機の停止の手順

1. He-3 Controller の STOP を押して停止する。この時の時間を冷凍機操作ログに記録する。パルスチューブ冷凍機は自動的に off になる。
2. パルスチューブ用コンプレッサのモニターで PT 時間を確認し冷凍機操作ログ

に記録する。

3. チラーの Power Indicator が 0% になったことを確認し、チラーの電源を落とす。
4. 冷凍機の温度が常温にまで昇温したのち、冷凍機管理 PC で温度のログの記録を終了する。Save Start を押して記録を終了することができる。

引用文献

- [1] Planck Collaboration and N. Aghanim *et al.*, (2018) “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”.
- [2] R. Bernabei *et al.*, (2018) “First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2”.
- [3] F. Zwicky, (1933) “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln” *Phys. Acta* **6**, 110-127.
- [4] K. Begeman, A. Broeils and R. Sanders, (1991) “Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics” *Mon. Notices Royal Astron. Soc.* **249**, 523-537.
- [5] Astronomy Picture of the Day, (2017) “The Matter of the Bullet Cluster” <https://apod.nasa.gov/apod/ap170115.html>.
- [6] S. Abe *et al.*, (2008) “Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND” *Phys. Rev. Lett.* **100**, 221803, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.221803>.
- [7] Y. Fukuda *et al.*, (1998) “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos” *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562–1567.
- [8] D. Akerib *et al.*, (2013) “The Large Underground Xenon (LUX) experiment” *Nucl Instrum Meth Phys Res A* **704**, 111 - 126, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212014829>, DOI: <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.11.135>.
- [9] XENON Collaboration and E. Aprile *et al.*, (2017) “The XENON1T dark matter experiment” *Eur. Phys. J. C* **77**, No. 12, 881, URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5326-3>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5326-3>.
- [10] R. Agnese *et al.*, (2017) “Projected sensitivity of the SuperCDMS SNO-LAB experiment” *Phys. Rev. D* **95**, 082002, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.082002>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.95.082002>.

- PhysRevD.95.082002.
- [11] CRESST collaboration and F. Petricca *et al.*, (2017) “First results on low-mass dark matter from the CRESST-III experiment”.
 - [12] D. Akerib *et al.*, (2018) “Projected WIMP sensitivity of the LUX-ZEPLIN (LZ) dark matter experiment”.
 - [13] M. Battaglieri *et al.*, (2017) “US Cosmic Visions: New Ideas in Dark Matter 2017: Community Report”.
 - [14] CRESST Picture Gallery, (2019) “A typical transition curve of our tungsten films.” https://www.cresst.de/bigpic_transition.php.
 - [15] C. Aguirre *et al.*, (2015) “Dark Matter Search with CUORE-0 and CUORE” *Physics Procedia* **61**, 13 - 20, DOI: <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.12.005>.
 - [16] McCammon, D., (2005) “Semiconductor Thermistors”, DOI: http://dx.doi.org/10.1007/10933596_2.
 - [17] CUORE Collaboration and C. Alduino *et al.*, (2016) “CUORE-0 detector: design, construction and operation”, DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/11/07/P07009>.
 - [18] L. Fleischmann *et al.*, (2009) “Metallic Magnetic Calorimeters for X-Ray Spectroscopy” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* **19**, 63 - 68, DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/TASC.2009.2012724>.
 - [19] E. Battistelli *et al.*, (2015) “CALDER - Neutrinoless double-beta decay identification in TeO₂ bolometers with kinetic inductance detectors” *Eur.Phys.J.* **C75**, 353.
 - [20] Y.Hochberg *et al.*, (2016) “Detecting superlight dark matter with Fermi-degenerate materials” *JHEP* **2016**, No. 8, 57.
 - [21] Gao, J., (2008) “The Physics of Superconducting Microwave Resonators” Ph.D.thesis, California Institute of Technology.
 - [22] 三好旦六・大越孝敬、(1975) 『平面回路』, オーム社.
 - [23] 石飛徳昌、(2018) 「波長による高周波の分類とそれぞれの性質」, <https://www.sonnet.site/support/tips/rfbasics.pdf>.
 - [24] R. Radebaugh, (2001) “Development of the Pulse Tube Refrigerator as an Efficient and Reliable Cryocooler”.
 - [25] 友義鴨下・幸雄保川・恵司大嶋、(2002) 「小型パルスチューブ冷凍機」, https://www.fujielectric.co.jp/company/jihou_archives/pdf/

- 75-05/FEJ-75-05-299-2002.pdf.
- [26] GroundBIRD group and S. Oguri *et al.*, (2016) “GroundBIRD: Observing Cosmic Microwave Polarization at Large Angular Scale with Kinetic Inductance Detectors and High-Speed Rotating Telescope” *J. Low Temp. Phys.* **184**, No. 3, 786–792, URL: <https://doi.org/10.1007/s10909-015-1420-9>, DOI: <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-015-1420-9>.
- [27] 石塚光、(2015) 「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」, 修士論文, 総合研究大学院大学.
- [28] Mazin, B., (2005) “Microwave kinetic inductance detectors” Ph.D.thesis, California Institute of Technology.
- [29] Chernov, N. and Lesort, C., (2005) “Least Squares Fitting of Circles” *J Math Imaging Vis* **23**, No. 3, 239–252.
- [30] M. Martinez *et al.*, (2018) “Measurements and simulations of athermal phonon transmission from silicon absorbers to aluminium sensors”.
- [31] S. Golwala *et al.*, (2008) “A WIMP Dark Matter Detector Using MKIDs” *J. Low Temp. Phys.* **151**, No. 1, 550–556.
- [32] C. Kittel, 『キッテル固体物理学入門』, 宇野良清・他訳, 丸善株式会社, ハードカバー版第8版.
- [33] S.Hertel, (2016) “The Direct Detection of Dark Matter” https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/dbd16/Data/Prog/091_DarkMatterDetection_ScottHertel.pdf.

謝辞

指導教官の石徹白晃治助教には学部4年の時からを含めると2年半という長い期間において多くのご指導を頂きました。また本研究を行うにあたって多くの方からサポートを頂きました。皆様には感謝の意を表します。実験の立ち上げから2年間という短い期間ではありましたが、他の研究ではできないような多様な経験をすることができました。今後の課題はまだたくさんありますが、それらの課題を乗り越えた先に暗黒物質の発見という最終目的を達せられることを願っております。そして本研究がその礎となれば、ささやかながら私の喜びとなるでしょう。

本論文の主査であり、ニュートリノ科学研究センターのセンター長である井上邦雄教授から修士論文発表会の前に多くのご指摘を頂きました。また KamLAND グループの皆様には多くの場面で助言を頂きました。KamLAND には直接関係ない研究をしている自分を受け入れ、サポートして下さった皆様には感謝しております。すでに KamLAND グループを離れてしまった方を含め、たくさんの方と一つの大きな実験に関われたことはとても光栄に思います。今回のバルーンインストールの結果によりニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の発見ができることを期待しております。

この他、ニュートリノ科学研究センターの皆様には学部4年生の時から多くの場面でサポートをしていただきました。本当にありがとうございます。

最後に大学、大学院の生活の中で知り合った友人知人、そして家族の支えもあり本研究を纏めることができたことをここに記しておきます。