

修士論文

GHz帯 LC 共振器を用いた極低温下の誘電体マイクロカロリ  
メータによる X 線検出実験

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻  
宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 山崎研究室  
星野全俊

指導教官: 山崎 典子

2016年1月

## 概要

X線マイクロカロリメータは素子に入射したX線光子のエネルギーを温度上昇として測定する検出器であり、動作温度を極低温（ $\sim 100$  mK）にすることで、 $E/\Delta E \gtrsim 1000$  という高いエネルギー分解能を達成することができる。しかし、これまでのX線マイクロカロリメータでは数1000素子以上の多素子アレイの形成と信号多重化が困難であり、技術革新が求められている。「誘電体X線マイクロカロリメータ」は誘電体の誘電率の温度依存性を温度計として利用するものである。誘電体温度計の読み出し回路に高周波LC共振回路を用いることで極低温で単純な仕組みによる多素子アレイの形成と信号多重化が可能となる。原理的には数1000素子、さらにはメガピクセルアレイが可能と期待されている。先行研究で、チタン酸ストロンチウム（STO）やその同位体置換したSTO18が極低温において誘電率に温度依存性を持つことが明らかになっている。STOを用いた共振器でポロメータとして、LED光によるGeVのエネルギーの検出に成功している。しかしSTOは $\sim 100$  mKで誘電率の温度依存性が小さいために、X線や $\alpha$ 線といった放射線検出まではできていないが、STO18ならば $\sim 100$  mKでの誘電率の温度依存性が比較的大きいので放射線検出の可能性が期待される。本修士論文ではSTOに酸素同位体置換した誘電体（STO18）を用いて放射線検出を目指した共振器の製作を行った。その結果500 mKで $Q \sim 36$  という共振を作ることができた。またこれと平行してX線の照射試験を行うために共振器が100 mKまで冷えるような環境を断熱消磁冷凍機によって構築することを試みたが、共振器は400 mKほどしか冷却できなかったために放射線照射試験を行うことは断念し、 $\alpha$ 線の照射試験を $^3\text{He}$  ソープションクーラーにより行った。しかしながら $\alpha$ 線の検出は出来なかったために、その検出できなかった要因について考察を行った。このことを踏まえ、今後 $\alpha$ 線検出を目標とし、X線検出器へと発展させていく予定である。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>9</b>
1.1	X 線天文学	9
1.2	宇宙 X 線の撮像、分光観測の重要性	9
1.2.1	X 線輝線を用いた高温プラズマの物理状態、運動状態の診断	10
1.3	X 線検出器	11
1.3.1	半導体検出器	11
1.3.2	X 線 CCD カメラ	13
1.3.3	X 線マイクロカロリメータ	13
1.4	動インダクタンス検出器	14
1.5	本修士論文の目的	15
<b>第 2 章</b>	<b>X 線マイクロカロリメータ</b>	<b>17</b>
2.1	X 線マイクロカロリメータの原理	17
2.2	X 線マイクロカロリメータの素子	19
2.2.1	X 線吸収体としての素子	19
2.2.2	温度計としての素子	19
2.2.3	素子の熱設計	19
2.3	X 線マイクロカロリメータの種類	20
2.3.1	半導体サーミスタ型 X 線マイクロカロリメータ	20
2.3.2	TES 型 X 線マイクロカロリメータ	20
2.4	X 線マイクロカロリメータの多素子アレイと信号多重化	21
2.4.1	多素子アレイの形成	21
2.4.2	時間分割方式による信号多重化	22
2.4.3	周波数分割方式による信号多重化	22
2.4.4	X 線マイクロカロリメータの撮像性能の現状と課題	22
2.5	X 線マイクロカロリメータのノイズとエネルギー分解能	24
<b>第 3 章</b>	<b>誘電体 X 線マイクロカロリメータ</b>	<b>26</b>
3.1	誘電体 X 線マイクロカロリメータの原理	26
3.2	誘電体素子の候補	27
3.2.1	チタン酸ストロンチウム (STO)	27
3.2.2	タンタル酸ニオブ酸カリウム (KTN)	29
3.3	放射線検出の可能性	29

3.3.1	X線入射による誘電体素子の誘電率変化	29
3.3.2	X線入射による共振周波数変化	31
3.3.3	STO16を用いた共振器での誘電率変化	32
3.3.3.1	$\alpha$ 線入射による誘電体素子の誘電率変化	33
3.3.4	高周波LC共振回路による誘電体X線マイクロカロリメータ	34
3.4	現在までの誘電体マイクロカロリメータに関するまとめ	42
<b>第4章</b>	<b>極低温下での動作を目指した誘電体共振器の製作と評価</b>	<b>45</b>
4.1	用いる素子	45
4.1.1	STO18	45
4.1.2	KTN	46
4.2	実験セットアップ	46
4.2.1	基板について	46
4.2.2	使用した機器	47
4.3	MSLを用いたときの実験結果	49
4.4	基板パターンの変更	50
4.4.1	シミュレーション	51
4.5	STO18を用いたときの実験結果と解析	52
4.5.1	STO18を使用したときの結果	52
4.5.2	STO18を用いたときの結果の解析	52
4.6	KTNを使用したときの結果	54
4.6.1	得られた共振について	55
4.7	まとめ	55
<b>第5章</b>	<b>X線検出実験のためのADRの環境構築の試みと冷却実験</b>	<b>56</b>
5.1	ADRについて	56
5.1.1	CMR-ADR	57
5.2	ADRの環境構築	59
5.2.1	CMR-ADR内部のセットアップ	59
5.2.1.1	LTSのセットアップ	59
5.2.1.2	1Kステージのセットアップ	60
5.2.1.3	同軸配線について	62
5.2.2	LNAについて	63
5.2.2.1	$I-V$ 特性	63
5.2.2.2	ゲインの測定	64
5.2.3	極低温状態の維持について	66
5.2.3.1	温度安定度	66
5.2.3.2	ヒートパルス試験	67
5.2.4	ADRに関するまとめ	69
5.3	共振の取得	70

5.3.1	使用した共振器について	71
5.3.2	STO18を使用したとき	71
5.3.3	KTNを使用したとき	73
5.4	考察と解析	74
5.4.1	STO18を使用したときの共振について	74
5.4.2	KTNを使用した共振について	78
5.5	まとめ	78
<b>第 6 章</b>	<b>3He ソープションクーラーを用いての <math>\alpha</math> 線照射実験</b>	<b>80</b>
6.1	実験セットアップ	80
6.1.1	3He ソープションクーラー	80
6.1.1.1	4K ステージのセットアップ	81
6.1.1.2	用いた共振器	82
6.1.1.3	放射線検出可能性の見積もり	82
6.1.1.4	極低温ステージのセットアップ	82
6.1.1.5	$\alpha$ 線源のアライメント	83
6.1.2	読み出し系	83
6.2	実験結果	86
6.2.1	共振周波数の取得	86
6.2.2	$\alpha$ 線照射実験	87
6.3	$\alpha$ 線を検出できなかった要因についての考察	88
6.4	まとめ	92
<b>第 7 章</b>	<b>まとめと今後</b>	<b>93</b>
7.1	本修士論文のまとめ	93
7.2	放射線検出に向けた取り組み	93
<b>付録 A</b>	<b>S パラメータ</b>	<b>94</b>
A.1	2ポート回路の S パラメータ	94
<b>付録 B</b>	<b>マイクロストリップライン (MSL: Microstrip Line)</b>	<b>96</b>
<b>付録 C</b>	<b>コプレーナ導波路 (CPW: Coplanar Waveguide)</b>	<b>97</b>
<b>付録 D</b>	<b>ヒートパルス試験</b>	<b>98</b>
<b>付録 E</b>	<b>IQ 復調器</b>	<b>100</b>

## 目次

1.1	宇宙空間からの電磁波が到達できる高度	10
1.2	$\Delta E_{FWHM} = 120\text{eV}$ 、 $10\text{eV}$ 、 $2\text{eV}$ のX線検出器で温度3000万Kの電離平衡高温プラズマを観測したときに予想される鉄K輝線付近のスペクトル	11
1.3	半導体検出器	12
1.4	すざく衛星に搭載されているX線CCDカメラ「XIS」[1]	13
1.5	すざく衛星に搭載されているX線マイクロカロリメータ「XRS」[2]	15
1.6	KIDsの実物	16
2.1	X線マイクロカロリメータの構造	18
2.2	X線入射によるX線マイクロカロリメータ素子の温度変化	18
2.3	モリブデン/銅の二重薄膜によるTESの電気抵抗の温度依存性	21
2.4	マッシュルーム型素子 [3]	22
2.5	時間分割方式による3素子の信号多重化の概念	23
2.6	周波数分割方式による3素子の信号多重化の概念図	23
2.7	フォノンノイズとJohnsonノイズによって乱されるX線信号	25
2.8	理想的なTES型X線マイクロカロリメータのX線信号の電力スペクトルとノイズの電力スペクトル密度(概形)	25
3.1	量子常誘電体の温度依存性(1次相転移)	27
3.2	60mKから300KにおけるSTOの比誘電率と温度計感度の温度依存性 [4]	28
3.3	$^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ 置換率 $x$ と量子強誘電相転移の臨界温度 $T_c$ の関係 [5]	28
3.4	STOのmol比熱の温度依存性 [6]	29
3.5	$\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ の量子強誘電性 [7]	30
3.6	$\text{KTa}_{0.91}\text{Nb}_{0.09}\text{O}_3$ と $\text{KTa}_{0.97}\text{Nb}_{0.03}\text{O}_3$ の比熱の温度依存性 [8]	31
3.7	動インダクタンス検出器のLC共振回路 [9]	34
3.8	誘電体X線マイクロカロリメータの信号読み出し回路として高周波LC共振回路を適応させた場合の回路図	35
3.9	$ S_{21}(\omega) $ の周波数依存性	37
3.10	$\arg\{S_{21}(\omega)\}$ の周波数依存性	38
3.11	共振周波数付近での $ S_{21}(\omega) $ の周波数依存性	41
3.12	共振周波数付近での $\arg\{S_{21}(\omega)\}$ の周波数依存性	41
3.13	STO16を使った共振器と得られる共振(1.9K)	43
3.14	LED光照射実験時の読み出し系	44

4.1	STO18をMSLで形成したスタブの根元に置いたとき	47
4.2	ジェックデュワー	48
4.3	プローブ(上)と基板をプローブにセットした様子(下)	48
4.4	測定機器	49
4.5	MSLにSTO18をのせたときの共振(4K以上)	49
4.6	CPWのイメージ	50
4.7	実際に素子を置いた様子	51
4.8	素子を置いたときのイメージ(左)と点線での断面図(右)	51
4.9	STO18による共振	52
4.10	フィッティングの結果	53
4.11	常温(300K)と4Kの結果(KTN)	54
4.12	KTNによる共振	54
4.13	共振周波数と温度の関係(KTN)	55
5.1	断熱消磁冷凍機の冷却サイクル	57
5.2	CMR-ADRのヘリウムデュワーとインサート	58
5.3	インサートの様子	59
5.4	ADR内のセットアップ	59
5.5	LTSのセットアップ	60
5.6	1Kステージに設置されているSMAポート	61
5.7	DCブロックを配置したところ	61
5.8	1Kステージに設置されたLNA	61
5.9	インサート上部	62
5.10	国立天文台の小嶋崇文助教が製作されたLNA	63
5.11	LNAの $I-V$ 特性	64
5.12	常温での増幅率	65
5.13	77Kでの増幅率	65
5.14	4Kにおける増幅率	65
5.15	2Kにおける増幅率	65
5.16	100mKを設定温度としたときの温度分布	67
5.17	200mKを設定温度としたときの温度分布	67
5.18	1Kシールドに触れてしまっていた可能性のあるカプトンテープ	68
5.19	VNAによる共振器の測定	70
5.20	LTSまで配線をのばしたときの配線のみによる減衰	71
5.21	14K~17Kにおける共振(STO18)	72
5.22	950mK(赤)と3K(緑)のときの共振(STO18)	73
5.23	KTNを乗せたときに見られた共振	73
5.24	3K~36Kにおける共振と温度の関係(KTN)	74
5.25	950mKと3Kの差をとったもの	75
5.26	共振周波数と温度の関係(STO18)	75

5.27	共振周波数とSTO18の比誘電率の比較	76
5.28	温度による $Q$ 値の変化	77
5.29	温度による共振の深さの変化	77
6.1	$^3\text{He}$ ソープションクーラー	81
6.2	$^3\text{He}$ クライオスタット	81
6.3	4Kステージ上のLNA	82
6.4	極低温ステージ	82
6.5	共振器に $\alpha$ 線源を取り付ける前と後の様子	83
6.6	測定機器類	84
6.7	読み出し系	85
6.8	共振の温度変化	86
6.9	515 mKにおける共振	87
6.10	0.5 K から 14 K までの共振	87
6.11	590 mK を基準とした温度差と共振周波数の差	90
6.12	ヒーターに矩形波を入力したときのIとQの変化	91
A.1	2ポート回路	95
A.2	直列素子	95
A.3	並列素子	95
B.1	マイクロストリップラインの概念図	96
C.1	コプレーナ導波路の概念図 [10]	97
D.1	ヒーターのON/OFFによるLTSの温度変化の例	99
D.2	ヒートパルス試験での熱モデル	99

## 表目次

4.1	基板の情報（常温値）	46
4.2	MSL の設計値	46
4.3	CPW の設計値と出来上がったものの値	50
4.4	用いたパラメータとシミュレーションで得られた共振周波数	51
4.5	4 K における STO18 の共振をフィットした結果	53
5.1	LNA のバイアス電流	64
5.2	LNA の増幅率と P1dB	65
5.3	消磁を行ったときの到達温度	66
5.4	温度ゆらぎ	66
5.5	LTS への流入熱	68
5.6	キュープロニッケル同軸配、Nb-Ti 配線、ケブラーの情報	69
5.7	熱流入の原因	69
5.8	配線による減衰の測定結果と計算結果	71
5.9	STO18 を用いたときの $\alpha$ 線の検出可能性	78
5.10	STO18 を用いたときの X 線の検出可能性	78
6.1	用いた機器の型番	85
6.2	590 mK における共振のパラメータ	88
6.3	ヒーター入力によるオフセットの変化	91

# 第1章 序論

## 1.1 X線天文学

天文学は古代から現在に至るまでに世界中で研究が続けられてきた学問の一つである。そして近年、観測技術の向上により飛躍的に発展を遂げてきた学問でもある。20世紀初めまでは天文学は可視光のみの観測で成り立ってきた。しかし、宇宙には可視光以外にも様々な波長の電磁波が飛び交っており、それらを観測できるようになったことで我々が宇宙から入手できる情報は格段に増えた。X線もその電波の一つである。

宇宙空間からの電磁波のうち、地球の大気を透過して地上にまで到達するのは電波、赤外線の一部、可視光だけである(図1.1)。X線は地球大気に吸収されてしまうので、観測するためには上空ないし大気圏外に出る必要がある。1948年、人類はロケットを使い初めて大気圏外でX線を観測した。それは太陽からのX線であり、1962年にはB. RossiやR. Giacconiらによるロケット実験でさそり座X-1 (Sco X-1)と呼ばれる天体からの強いX線を発見した。宇宙からはあらゆる方向からX線が到来していること(宇宙X線背景放射)も分かった。1970年には世界初のX線天文衛星「Uhuru」(アメリカ)が打ち上げられ、長時間の全天走査観測によって約400個のX線天体を発見した。また、2015年度内には新たなX線衛星「ASTRO-H」の打ち上げが予定されている。

現在では宇宙の多くの天体がX線を放射していることが知られており、X線天文学は天文学の中の重要な一分野として研究されるまでに至っている。

## 1.2 宇宙X線の撮像、分光観測の重要性

X線は高エネルギー電子によるシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱、高温物質からの熱制動放射や黒体放射などによって放射される。従って、X線を観測することは高エネルギー、高温現象の観測を意味する。また、0.1~10 keVのX線エネルギー帯(軟X線帯)には、炭素、窒素、酸素、ネオン、マグネシウム、シリコン、硫黄、アルゴン、カルシウム、鉄、ニッケル等の宇宙に存在する主要な重元素のK、L輝線が存在する。よって宇宙におけるこれらの重元素の量や物理状態を知る上でも宇宙からのX線観測は重要である。

X線を放射する天体は多岐に渡り、それぞれ異なった特徴のX線を放射している。例えば、白色矮星、中性子星、活動銀河核のブラックホール等の高密度天体と恒星(伴星)との連星系では、伴星からの質量降着によって高温の降着円盤が形成され、そこからの黒体放射や熱制動放射によるX線が観測される。中心星の自転や伴星の公転によってX線強度が周期的に変化するX線パルスが観測されることもある。また、超新星残骸からは相対論的粒子のシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱による連続X線が観測される。さらに、銀河や銀河団からはそれらに付随する高温プラズマによる熱制動放射のX線が見られる。最近では、太陽系惑星周辺の中性原子と太陽風の電離プラズマによる電荷交換反応によってX線輝線が放射されることも分かってきた。X線を通して見ると宇宙は高エネルギー、高温現象で満ち溢れていることが分かる。こういった情報をより正確に捉

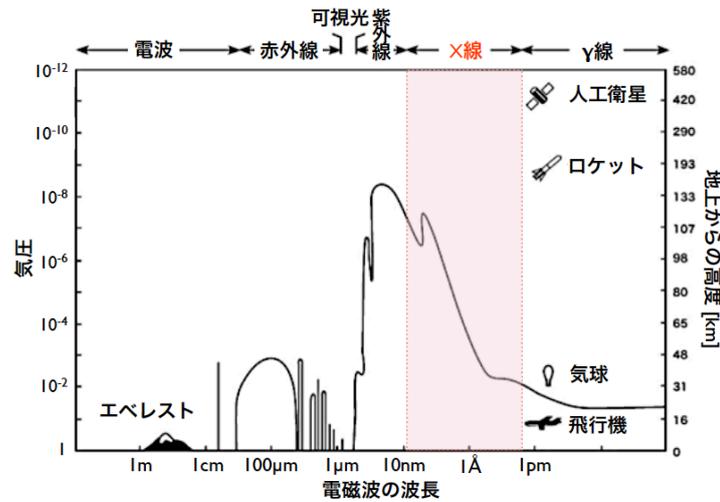


図 1.1: 宇宙空間からの電磁波が到達できる高度

えるために、X線検出器の撮像能力やエネルギー分解能、時間分解能等を向上させることは重要であり、現在もその余地は十分にある。

### 1.2.1 X線輝線を用いた高温プラズマの物理状態、運動状態の診断

X線検出器に単色のX線が入射したとしても測定の結果得られるエネルギースペクトルは有限の幅を持ってしまふ。検出器のエネルギー決定精度(エネルギー分解能)はその半値全幅(FWHM: Full Width at Half Maximum)  $\Delta E_{FWHM}$  によって表すことができる。宇宙X線のエネルギー情報を正確に捉えるために、エネルギー分解能を向上させることは重要である。

電離、励起された原子の電子の遷移によって放射される輝線は、元素の種類や電子が遷移する準位の違いはもちろん、遷移前後の電子状態の違いによってもエネルギーが異なる。図 1.2 に  $\Delta E_{FWHM} = 120 \text{ eV}$ 、 $10 \text{ eV}$ 、 $2 \text{ eV}$  のエネルギー分解能を持つ検出器を用いて温度 3000 万 K の電離平衡高温プラズマを観測したときに予想される鉄 K 輝線のスペクトルを示す。これらのエネルギー分解能はそれぞれ X 線 CCD カメラ、超伝導トンネル接合検出器、X 線マイクロカロリメータの最高エネルギー分解能に相当する。

例えば、約 6.7 keV 付近にあるヘリウム様に電離された鉄  $K\alpha$  輝線に着目する。この Fe イオンが 1 階励起された状態は LS 結合によって、 $1s2s^1S_0$ 、 $1s2s^3S_1$ 、 $1s2p^1P_1$ 、 $1s2p^3P$  の 4 つに分裂する。それらのうち  $1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$  は、双極子遷移によって 6.698 keV の共鳴線を放射する。一方、 $1s2s^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$  と  $1s2p^3P \rightarrow 1s^2^1S_0$  は双極子遷移が禁止されているが、物理状態によっては多重極子遷移によって 6.637 keV の禁制遷移線と 6.673 keV の異重項間遷移線として観測される。このような微細構造が分解できるようになると、高温プラズマの元素組成や個々の電離度と同時に温度や密度を独立に求めることができるようになる。

X 線 CCD カメラのエネルギー分解能ではこれらの微細構造が混合し、1 本の  $K\alpha$  輝線と認識することしかできない。輝線が連続 X 線に埋もれて検出できないような場合もある。これでは輝線によって得られる高温プラズマの情報の一部を落とすことになる。一方、超伝導トンネル検出器や X 線マイクロカロリメータの分解能

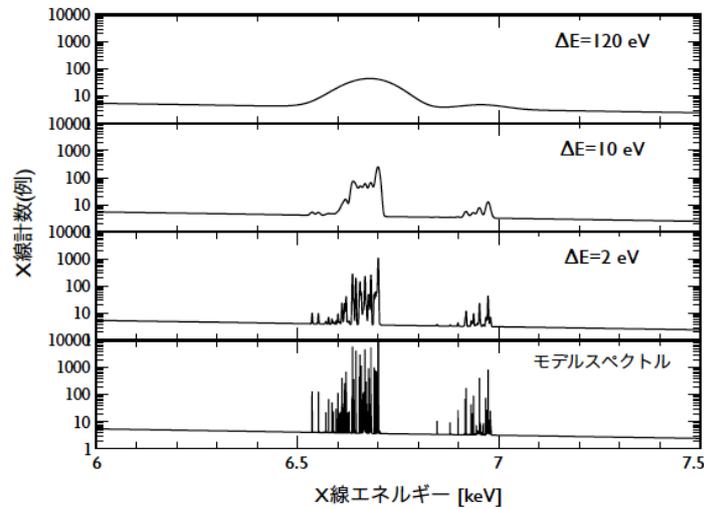


図 1.2:  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 120 \text{ eV}$ 、 $10 \text{ eV}$ 、 $2 \text{ eV}$  の X 線検出器で温度 3000 万 K の電離平衡高温プラズマを観測したときに予想される鉄 K 輝線付近のスペクトル

( $\Delta E_{\text{FWHM}} \lesssim 10 \text{ eV}$ ) になると微細構造が分解され始めることが分かる。

また、エネルギー分解能が高くなると輝線のエネルギーシフトや広がりから X 線天体の運動を求めることができるようになる。例えば、銀河団の高温プラズマの熱運動や乱流の速度は  $100 \text{ km/s}$  程度であり、そのドップラーシフトは  $6.7 \text{ keV}$  の鉄輝線に対して  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.2 \text{ eV}$  である。つまり、数 eV の輝線の広がりから銀河団の高温プラズマの熱運動や乱流についての情報を得ることができる。

このような X 線輝線の精密分光観測による X 線天体の物理状態や運動状態の精密診断はこれまで不可能であったが、近い将来、X 線マイクロカロリメータ等を用いて可能になることが期待される。

## 1.3 X線検出器

現在まで X 線天文衛星に搭載されてきた検出器は様々なものがあるが、代表的な検出器として半導体検出器と X 線 CCD カメラ、および X 線マイクロカロリメータについて簡単に紹介する。

### 1.3.1 半導体検出器

半導体検出器では半導体ダイオードによる光電吸収を用いる。図 1.3 に示すように PN 接合ダイオードに逆バイアス電圧を印加すると、キャリアがほとんど存在しない空乏層ができる。そこに X 線を入射させるとある確率で光電吸収がおり、X 線のエネルギーに応じた数の電子・正孔対が生成される。シリコン半導体の場合、1 対の電子・正孔対を生成するのに必要なエネルギーは約  $3.65 \text{ eV}$  であり、入射 X 線エネルギー  $E$  に比例したおよそ  $E/3.65$  個が生成される。こうして生成された一次電子雲を正確に検出することによって、入射 X 線のエネルギーを知ることができる。

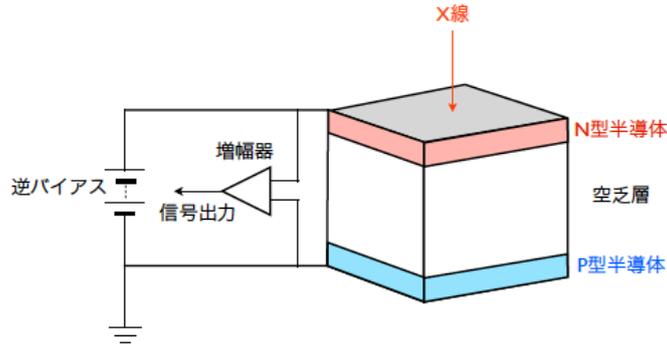


図 1.3: 半導体検出器

半導体ダイオードの空乏層は X 線の有感領域であり、これが十分に広い必要がある。リチウムドラフト型半導体検出器等は空乏層が広い検出器である。これは P 型シリコン半導体の片側にリチウムを蒸着してこれを N 極とし、逆バイアス電圧を印加することでリチウムイオンをドリフトさせ、不純物がシリコン結晶中にする不純物準位を電氣的に補償することで、数 mm の厚い空乏層を実現することができる。ただし、リチウムの再ドリフトが起こらないようにするためにリチウムドラフト型半導体検出器は常に液体窒素等で冷却し続ける必要がある。これに対し、超高純度シリコンの両面に 3 価の原子 (P 型を作る原子) と 5 価の原子 (N 型を作る原子) を打ち込んで半導体検出器として利用する方式もあり、これも厚い空乏層を実現できる。

電子数から X 線エネルギーを求める X 線検出器において、エネルギー分解能は電子数の統計的ゆらぎによって決まる。半値幅で定義されたエネルギー分解能  $\Delta E_{\text{FWHM}}$  は入射 X 線のエネルギーを  $E$ 、光電吸収する物質の平均電離エネルギーを  $w$ 、読み出し回路系のノイズを  $\sigma_{\text{read}}$  とすると、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = \sqrt{8 \log 2} \times w \sqrt{F \frac{E}{w} + \sigma_{\text{read}}^2} \quad (1.1)$$

となる。ここで、 $\sqrt{8 \log 2}$  は  $1\sigma$  を FWHM に変換する係数であり、およそ 2.35 である。また、 $F$  はファノ因子であり、電子数の統計的揺らぎの Poisson 統計とのずれを表している。Poisson 統計に従う場合には 1 である。シリコン半導体の場合  $\sigma_{\text{read}} = 0$  としたときに、 $w = 3.65$ 、 $F = 0.12$  なので、5.9 keV の X 線に対して  $\Delta E_{\text{FWHM}} \sim 120 \text{ eV}$  となる。ただし、半導体検出器の場合は読み出し回路系に入力される電子の数が少ないため、読み出し回路系の雑音が無視できなくなり、エネルギー分解能の劣化をもたらす。特に半導体検出器のリーク電流や前置増幅器から見た電気容量が大きく影響する (電気容量は空乏層を厚くすることで小さくなる)。読み出し回路系の雑音を低減させるために半導体検出器を  $-100^\circ\text{C}$  程度の低温で動作させることは有効である。半導体検出器のエネルギー分解能であれば、水素様とヘリウム様の重元素からの X 線輝線の違いを区別することができる。

半導体検出器の時間分解能は電子や正孔が空乏層を移動するために必要な時間によって決まり、数 mm の空乏層であれば数 10 nsec となる。

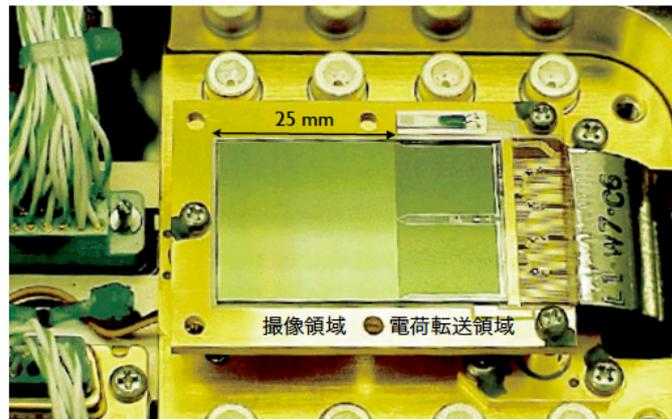


図 1.4: すざく衛星に搭載されている X 線 CCD カメラ「XIS」 [1]

### 1.3.2 X 線 CCD カメラ

ビデオカメラやデジタルカメラ等としても多用される CCD (Charged Coupled Device) は X 線検出器としても有用である。X 線 CCD カメラは小さな半導体検出器を 2 次元アレイ状に並べたようなものであり、1 つの半導体検出器が 1 つの画素に対応する。

2005 年に M-V-6 号ロケットにより打ち上げられ、現在科学観測自体は終了してしまっている日本の「すざく」衛星には、XIS (X-ray Imaging Spectrometer) として X 線 CCD カメラが搭載されている (図 1.4)。

エネルギー分解能は半導体検出器と同様に電子数のゆらぎと読み出し回路系の雑音によって決まる。電子数を正確に測定するためには、電荷転送効率が 100% に近い必要がある。半導体結晶中に宇宙線等によって格子欠陥が生じると、電荷がトラップされてしまい電荷が完全に転送されず信号の劣化が起きる。これを防ぐためにすざく衛星の XIS では、電荷注入機能によってそのトラップを埋め、電荷転送効率の劣化を抑制する。また、X 線 CCD カメラでは前置増幅器から見た電気容量が小さくなり、さらに動作温度を  $-90^{\circ}\text{C}$  まで下げることで読み出し回路系の雑音を大幅に低減させている。5.9 keV の X 線に対して  $\Delta E_{\text{FWHM}} \sim 120 \text{ eV}$  である。

X 線 CCD カメラの最大の長所はメガピクセルの精細撮像能力を持っていることで、XIS ではおよそ  $10^6$  ピクセルの画素数がある。多画素の情報を読み出すための仕組みとして、ある画素に入射した X 線光子が生成する電子群を電場によって電荷転送領域に移動させて蓄積し、電極に加える電圧を規則的に変化させることで蓄積された電子群をバケツリレー方式で読み出し口まで転送する。この方法を用いることで画素毎の信号を順番に取り出し、位置情報を再構築することができるが、時間分解能は数 sec 程度と低くなってしま (XIS では 8 sec)。

### 1.3.3 X 線マイクロカロリメータ

X 線マイクロカロリメータの詳しい説明は次章で行い、ここでは概要程度を述べる。これまで多くの X 線検出器の仕組みとして物質による X 線の光電吸収が利用されてきた。光電吸収が起こると X 線のエネルギーは最終的に熱へと変換される。X 線マイクロカロリメータはこの熱を素子の温度上昇として測定し、入射 X 線のエ

エネルギーを測る検出器である。半導体検出器などではX線のエネルギー情報を電子が担っていたが、X線マイクロカロリメータではそれが量子(フォノン)となる。1個のフォノンを生成するのに必要なエネルギーはこれまでの検出器の情報キャリアと比べて非常に小さく、また生成されるフォノンの数が非常に多い。エネルギー分解能はフォノン数の統計的な揺らぎや読み出し回路系の雑音によって決まるため、エネルギー分解能  $\Delta E$  は素子が接している熱浴の温度  $T_b$ 、素子の熱容量  $C_{th}$  を用いて

$$\Delta E = \sqrt{8 \log 2} \xi \sqrt{k_B T_b^2 C_{th}} \quad (1.2)$$

と表せる。ここで、 $\xi$  は素子の温度計としての絶対感度や熱浴との熱コンダクタンスの温度特性によって決まる定数 ( $\xi < 1$ ) であり、 $k_B$  は Boltzmann 定数である。高いエネルギー分解能を達成するためには素子のサイズを小さくし、 $C_{th}$  を小さくすればよい。また  $C_{th}$  は温度を低くすることで小さくなるので、素子の動作温度を低くすることでエネルギー分解能をよくすることができる。典型的なX線マイクロカロリメータの動作温度は  $\sim 100$  mK である。これまでに素子の温度上昇を測定するための温度計として超伝導遷移端温度計 (TES: Transition Edge Sensor) を用いた TES 型 X 線マイクロカロリメータで、5.9 keV の X 線に対して  $\Delta E_{FWHM} = 1.8$  eV というエネルギー分解能が報告されている [11]。これは X 線輝線の微細構造を分解できるエネルギー分解能である。

X 線マイクロカロリメータの時間分解能は、X 線入射後に素子が熱的に緩和するまでの時間によって決まり、典型的に数  $100 \mu\text{sec}$  である。X 線 CCD カメラと同様に多素子アレイの形成によって位置分解能を持たせ、X 線撮像分光検出器として用いることが可能である。これまでに  $16 \times 16$  素子や  $20 \times 20$  素子の多素子アレイが製作され、 $6 \times 6$  素子の信号多重化に成功している。

すざく衛星には XRS (X-ray Spectrometer) として半導体サーミスタ型 X 線マイクロカロリメータの  $6 \times 6$  素子が搭載され (図 1.5)、 $\Delta E_{FWHM} = 6.8$  eV のエネルギー分解能が確認されたが、打ち上げから 1 ヶ月後に極低温冷却用の液体ヘリウムが枯渇してしまう不具合が発生し、本格的な科学観測は不可能となった。しかし、すざく衛星の後継機として 2015 年度の打ち上げが予定されている「ASTRO-H」衛星には SXS (Soft X-ray Spectrometer) として  $6 \times 6$  素子の X 線マイクロカロリメータを搭載し、初めての X 線マイクロカロリメータによる本格的な科学観測に挑む予定である [12]。また、2020 年代に打ち上げ目標の日本の「DIOS」衛星には 256 素子の TES 型 X 線マイクロカロリメータを搭載し、WHIM (Warm / Hot Intergalactic Medium) の観測を主に行う予定である [13]。2020 年代打ち上げ目標のヨーロッパの「Athena」衛星には、エネルギー分解能 2.5 eV の TES を 3840 素子並べる計画である [14]。

## 1.4 動インダクタンス検出器

動インダクタンス検出器 (KIDs: Kinetic Inductance Detectors) は光子の入射による温度変化によってクーパ対の密度が変化することで生じる超伝導体のインダクタンスの変化を温度計として用いている。X 線の検出も行い、5.9 keV の X 線に対し  $\Delta E_{FWHM} = 62$  eV というエネルギー分解能を得られたが [15]、現在はマイクロ波の撮像検出器として開発が進んでいる。第 3 章で詳しく述べる誘電体 X 線マイクロカロリメータと仕組みが似ているのでここで簡単に紹介する。

動インダクタンスの変化は GHz の高周波帯の LC 共振回路を用いて共振周波数の変化を測定することで読み出す。この方法を用いることで、LC 共振回路の並列という簡単な仕組みによって多素子アレイを実現することができる。高周波の LC 共振回路では、1 本の信号伝送路に多数の LC 共振回路 (素子) を接続することでそ

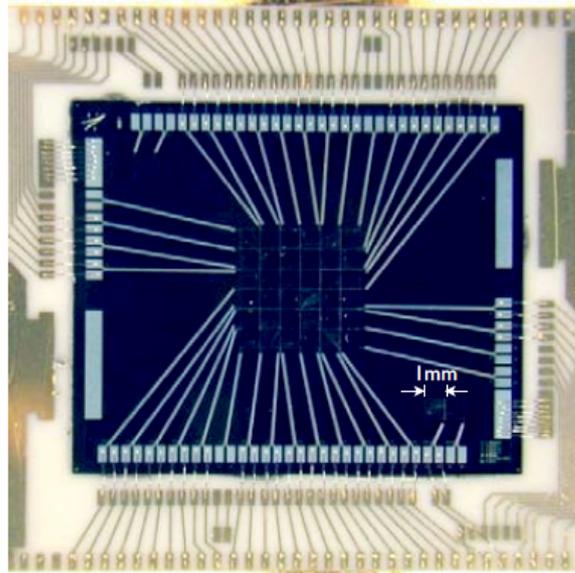


図 1.5: すざく衛星に搭載されている X 線マイクロカロリメータ「XRS」[2]

それぞれの信号を読み出すことができるので、配線の本数や面積を小さくすることができる（図 1.6）。また、各素子の共振周波を少しずつ違えて高周波帯に多数並べ、それらを同時にモニターすることにより信号多重化も比較的容易に行うことができる。仮に数 GHz の共振周波数を数 100 kHz の間隔で並べると、約 10000 素子の信号を同時に読み出すことができる。

信号読み出しのための増幅器としては光電子移動度トランジスタ（HEMT: High Electron Mobility Transistor）が用いられる。HEMT は電界効果トランジスタの一種であり、低ノイズアンプとも呼ばれる。エネルギー分解能は、クーパー対の破壊によって生成される準粒子数の統計的な揺らぎや準粒子の寿命、HEMT のノイズ等によって決まる。

## 1.5 本修士論文の目的

X 線検出器の撮像性能、エネルギー分解能の向上は X 線天文学を発展させるための重要な課題である。我々の研究グループは X 線マイクロカロリメータの開発によってこの課題に取り組んできた。これまでの X 線マイクロカロリメータでは高いエネルギー分解能を達成できるものの数 1000 素子以上の多素子アレイの形成と信号多重化が困難であり、技術革新が求められている。

本修士論文では、放射線検出を目指した「誘電体 X 線マイクロカロリメータ」の製作と評価をし、検出実験を行う。X 線の検出は 100 mK の極低温で行うことから、その環境構築も合わせて行う。信号の読み出し方式として動インダクタンス検出器で用いられているような GHz 帯の LC 共振回路を用いている。

先行研究によって、チタン酸ストロンチウムの酸素に一部同位体置換した誘電体が極低温で誘電率の温度依存性を持つことが分かっている。本修士論文では主にこれを使った共振器の製作から初め、放射線検出までを試みている。

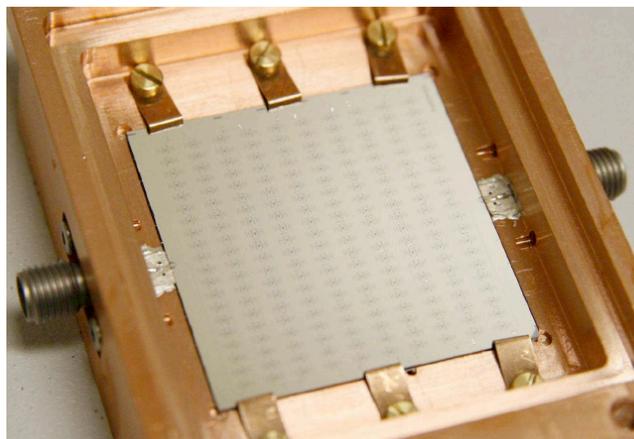


図 1.6: KIDs の実物

## 第2章 X線マイクロカロリメータ

この章ではX線マイクロカロリメータの原理や特徴とこれまでに開発されてきたX線マイクロカロリメータについて説明をしていく。

### 2.1 X線マイクロカロリメータの原理

X線は物質に入射すると光電吸収をうけてエネルギーを失う。そしてそのエネルギーは最終的に熱へと変換され、物質の温度は上昇する。このことを利用して、素子に入射した1つ1つのX線光子のエネルギーによる温度上昇を求めるものがX線マイクロカロリメータである。図2.1に示すようにX線マイクロカロリメータは素子(X線吸収体と温度計)と低温熱浴、これらをつなぐ熱リンクによって構成される。

熱容量 $C_{th}$ の素子が温度 $T_b$ の熱浴に熱コンダクタンス $G_{th}$ の熱リンクを通してつながっている単純なモデルを考える。素子にエネルギー $E$ を持つX線が入射すると、入射直後( $t = 0$ )の素子の温度上昇 $\Delta T(0)$ は素子の温度 $T(0)$ を使って

$$\Delta T(0) = T(0) - T_b = \frac{E}{C_{th}} \quad (2.1)$$

と書ける。ただし、素子の熱化は十分に速いと仮定している。また、時刻 $t > 0$ での温度変化は素子と熱浴が熱コンダクタンス $G_{th}$ で繋がっているため、熱伝導方程式より、

$$C_{th} \frac{d\Delta T(t)}{dt} = -G_{th} \Delta T(t) \quad (2.2)$$

を満たす。したがって素子の温度上昇は指数関数的に減少していく。式(2.1)、(2.2)より時刻 $t(t \geq 0)$ における $\Delta T(t)$ は、

$$\Delta T(t) = T(t) - T_b = \frac{E}{C_{th}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.3)$$

となりX線入射による信号はパルス状であることが分かる(図2.2)。そしてその時定数 $\tau$ は

$$\tau = \frac{C_{th}}{G_{th}} \quad (2.4)$$

である。典型的な値は数 $100 \mu\text{sec}$ である。

X線マイクロカロリメータにおいて高いエネルギー決定精度(エネルギー分解能)を実現するには、素子の信号雑音比を大きくし、素子の温度上昇を正確に測定することが必要となる。そのためにはX線エネルギーを大きな温度上昇へと変化させてやり、それを感度の高い温度計で測定すればよい。大きな温度上昇へと変えるためには式(2.1)より素子の熱容量 $C_{th}$ を小さくすればよいことが分かる。熱容量は体積によるのでX線の吸収効率や検出器の有効面積を損なわない程度に小さくすることで、大きな温度上昇が得られる。熱容量 $C_{th}$ を格子比熱と電子比熱という点から考えると、それぞれ温度の3乗と1乗に比例するので素子の動作温度(熱浴 $T_b$ )

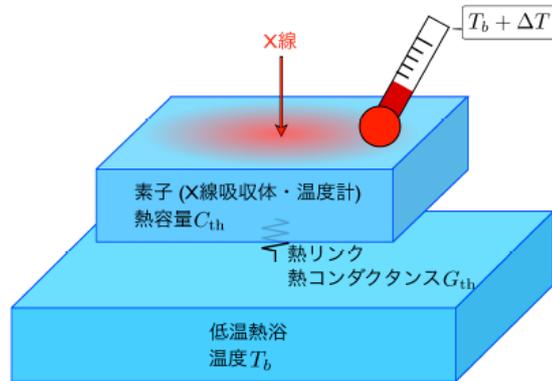


図 2.1: X線マイクロカロリメータの構造

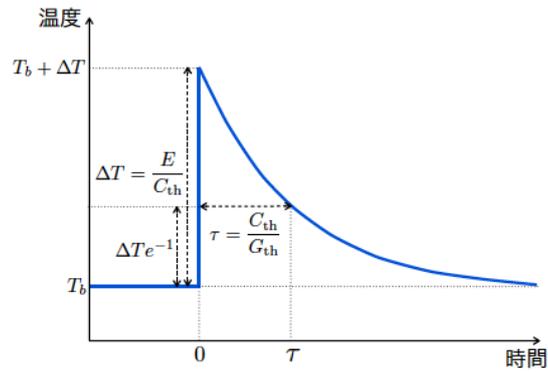


図 2.2: X線入射によるX線マイクロカロリメータ素子の温度変化

を低くすればするほどよくなる。現実的な  $T_b$  の値としては冷凍機が実現できる安定した温度  $\sim 100$  mK が選ばれることが多い。 $C_{th}$  の典型値は pJ/K のオーダーとなり、数 keV の X 線に対して mK オーダーの温度上昇を測定することになる。これを精確に測定できるだけの温度計とノイズを抑えることが必要になる。

## 2.2 X線マイクロカロリメータの素子

X線マイクロメータの素子には、入射する X 線を高い効率で光電吸収する X 線吸収体としての能力と、素子の温度変化を高い精度で測定する温度計としての能力が求められる。また X 線が入射したときに素早く熱化し、十分に熱化した後に素早く熱拡散するような熱設計をしなければならない。

### 2.2.1 X線吸収体としての素子

素子に入射した X 線は光電吸収によってエネルギーを失う。X線マイクロカロリメータでは高い確率で素子内部で X 線を止め、持っていたエネルギーを完全に熱へと変化させる必要があるため、素子はある程度の厚みを持つ必要があるが、これは素子の熱容量を小さくしたいという要求に反している。しかし、光電吸収は原子が大きいほどその確率は高くなるため原子番号の大きい物質を素子に含めることで、薄くても効率よく X 線を吸収する素子を作ることができる。

### 2.2.2 温度計としての素子

素子の温度を測定するために、素子の物性値の温度依存性（例として、電気抵抗や磁化率、誘電率など）を温度計に使うことができる。ある物性値  $x$  の温度依存性を温度計として使うとき、温度計感度  $\alpha_x$  を次のように定義する。

$$\alpha_x \equiv \frac{d \log x}{d \log T} = \frac{T}{x} \frac{dx}{dT} \quad (2.5)$$

$|\alpha_x|$  が大きいほど温度変化に対する感度が高く、小さい温度変化でも精密に測定することができる。

### 2.2.3 素子の熱設計

素子の熱化や熱拡散が遅い場合、X線が入射しても温度が上がりきる前に熱が低温熱浴に逃げてしまいエネルギー分解能の劣化となる。また、X線入射位置によって熱化、熱拡散がばらつくイベントごとに信号が異なってしまうため S/N 比とは別にエネルギー分解能を劣化させる要因となる。以上のことから素子に求められる条件をまとめると、X線吸収効率が高いことや熱容量が小さいこと、熱化、熱拡散が速いことが挙げられる。

一般的に、常伝導金属は熱化が非常に速いが電子比熱は大きい。逆に超伝導体は超伝導状態での電子比熱が小さく、原子番号とデバイ温度が大きければ熱容量を抑えつつ X 線吸収効率を高めることができる。しかし、超伝導遷移温度よりも十分に低温では、クーパー対が破壊された際に生成する準粒子の寿命が長くなるために熱化が非常に遅い。誘電体や半導体はバンドギャップの不純物準位に電子が捕捉されて準安定な状態を作ってしまう、熱化という点で劣ることが多いが、材料の選択の幅が広く原子番号の大きい元素を含ませることで X 線吸収効率を高めることができる。

また、式(2.4)より素子の熱容量と熱リンクの熱コンダクタンスによってX線パルスの時定数 $\tau$ が決まるため、素子の熱設計をする上では熱リンクの熱コンダクタンスも考慮に入れる必要がある。素子の熱化が遅く、熱リンクの熱コンダクタンスが大きい( $\tau$ が小さい)場合には、X線入射後、温度が上がりきる前に熱が低温熱浴に逃げてしまうことが問題となる。一方、熱リンクの熱コンダクタンスが小さい( $\tau$ が大きい)場合、素子の温度が下がる前に次のX線が入射してしまうこと(パイルアップイベント)などが問題となる。熱リンクの熱コンダクタンスはこれらのトレードオフによって最適値が決まる。

## 2.3 X線マイクロカロリメータの種類

これまでに研究されてきたX線マイクロカロリメータは、半導体サーミスタ型、TES型、金属磁気型、動インダクタンス検出器等の種類に大別される。ここでは半導体サーミスタ型、TES型について紹介し、その原理や特徴等について簡単に述べる。

### 2.3.1 半導体サーミスタ型 X線マイクロカロリメータ

半導体サーミスタ型X線マイクロカロリメータは、半導体素子の電気抵抗の温度依存性を温度計として用いる。例えば、シリコンに $10^{-12} \sim 10^{-13} \text{ cm}^{-3}$ 程度の不純物をドーピングすることにより $\sim 100 \text{ mK}$ で大きな感度を持つようになる。温度計の絶対感度 $\alpha_R$ は半導体素子の抵抗を $R$ とすると、

$$\alpha_R = \frac{d \log R}{d \log T} \quad (2.6)$$

のように表すことができる。典型的に $\alpha_R \sim -6$ を実現することができる。これまでに実験室では $5.9 \text{ keV}$ のX線に対して $\Delta E_{\text{FWHM}} = 3.2 \text{ eV}$ というエネルギー分解能が得られている[16]。日本のX線天文衛星「すざく」にXRS(X-Ray Spectrometer)として $6 \times 6$ 素子の半導体サーミスタ型X線マイクロカロリメータが搭載され、最初期の観測で $\Delta E_{\text{FWHM}} = 6.7 \text{ eV}$ のエネルギー分解能を達成した実績がある。2015年度打ち上げ予定のX線天文衛星「ASTRO-H」にSXS(Soft X-ray Spectrometer)として $6 \times 6$ 素子が搭載される予定である[12]。

### 2.3.2 TES型 X線マイクロカロリメータ

TES型X線マイクロカロリメータは、超伝導体を素子として用い、X線の入射、吸収による温度上昇を超伝導遷移端における急激な電気抵抗の変化として測定する。つまり、超伝導体の臨界温度付近の電気抵抗の急峻な温度依存性を温度計として用いる(図2.3)。このタイプの温度計をTES(Transition Edge Sensor)という。TESはX線マイクロカロリメータだけでなく、赤外線や電波(マイクロ波、サブミリ波など)のボロメータとしても用いられている。TESの絶対感度 $\alpha_R$ は、超伝導体素子の電気抵抗を $R$ とすると、式(2.6)によって表すことができ、 $\alpha_R \sim 1000$ という半導体サーミスタ型の100倍以上の感度を実現することができる。

TES型X線マイクロカロリメータの動作温度はTESの臨界温度となる。前述の通り、素子の動作温度は $\sim 100 \text{ mK}$ とするのがよく、モリブデン/銅やチタン/金など、超伝導体/常伝導体の二重薄膜の近接効果を利用して臨界温度の調節が行われる(近接効果とは、常伝導体と超伝導体を近接させて超伝導体のクーパ対が常伝

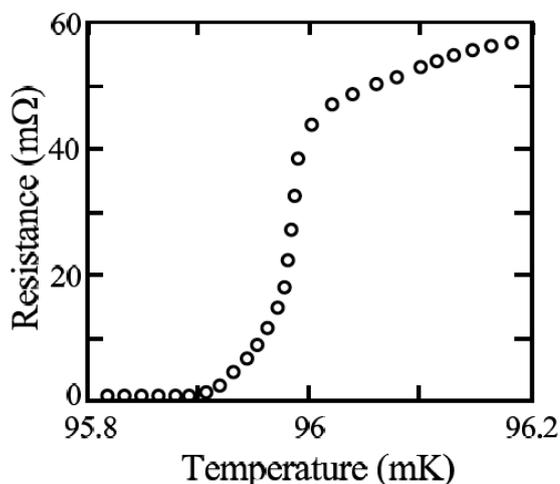


図 2.3: モリブデン/銅の二重薄膜による TES の電気抵抗の温度依存性

導体に浸み出していく現象のこと)。また、定電圧バイアス下で TES を動作させることで極めて狭い超伝導遷移端に素子の動作温度を安定に保持でき、熱浴の温度揺らぎ等の影響を受けにくくなる。これは、素子の温度低下に対しては電気抵抗が減少して Joule 発熱が増加し、温度上昇に対しては電気抵抗が増加して Joule 発熱が減少する強い負のフィードバック（電熱フィードバック）がかかるためである。X 線パルスの時定数も電熱フィードバックの効果によって小さくなる。

これまでに 5.9 keV の X 線に対して  $\Delta E_{\text{FWHM}} = 1.8 \text{ eV}$  という分解能が報告されている [11]。

## 2.4 X線マイクロカロリメータの多素子アレイと信号多重化

検出器の多素子アレイは単に素子数が多いだけでなく、素子の充填率が高い必要がある。また、X 線マイクロカロリメータに代表されるような極低温検出器は、検出器からの信号を高温（地上実験では 300 K）の測定回路系に送らなければならない。検出器が多素子からなる場合、それらからの信号を素子数と同じ本数（もしくはホットとリターンで 2 倍）の配線で読み出そうとすると熱流入によって検出器を極低温に保持出来なくなる。よって、多素子の信号を極低温部で 1 つにまとめて高温部へ送り、復元するような信号多重化の仕組みが必要である。

これまで X 線マイクロカロリメータでは、以下に示すような多素子アレイの形成と信号多重化の方式が考え出されている。

### 2.4.1 多素子アレイの形成

素子の抵抗といった物性値を読み出すためには各素子から配線を出す必要があり、配線のスペースが素子の充填率を制限する。これまで、素子（X 線吸収体）をマッシュルーム型にして読み出し配線がその笠の下を通るようにすることで配線のスペースをデッドスペースにしないようにする方法や（図 2.4 参照）、ホットとリ

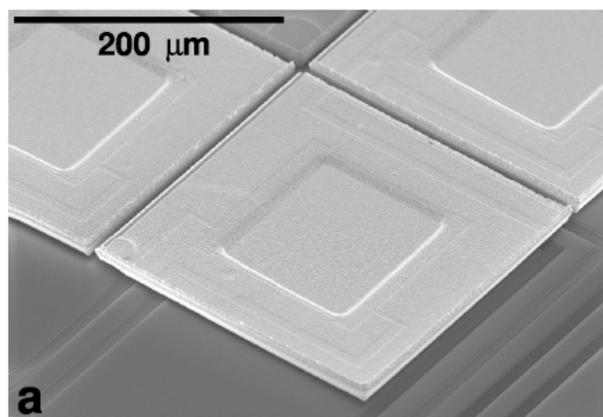


図 2.4: マッシュルム型素子 [3]

ターンの配線を絶縁膜を挟んで上下に重ねる積層配線を形成したりすることで配線スペースを小さくする方法などが考え出されてきた。

#### 2.4.2 時間分割方式による信号多重化

時間分割方式は検出器の中で信号を読み出す素子を時刻によって変化させる方式である（図 2.5）。X線パルスの時定数よりも十分短い周期（数 100 kHz）でこれを繰り返すことで、全素子の信号を同時に読み出すことができる。高速スイッチング回路等で回路構成が複雑になることが問題となる。

#### 2.4.3 周波数分割方式による信号多重化

周波数分割方式は各素子毎に異なる周波数変調をかけてそれらの信号を加算して読み出し、極低温部から高温部へ送った後に復調するという方式である（図 2.6）。時間分割方式に比べて回路構成が単純になる。周波数変調はX線パルスの時定数（周波数）よりも十分高速である必要があり、数 100 kHz 以上の周波数が必要になる。周波数間隔は各素子の信号が干渉しない 200 kHz 以上にする必要はあるが、位相周りの問題により MHz 以上の周波数帯域を用いることが困難である。そのため素子数が制限される。

#### 2.4.4 X線マイクロカロリメータの撮像性能の現状と課題

X線 CCD カメラと同等のメガピクセルの撮像性能をX線マイクロカロリメータに持たせることは、次世代X線検出器開発の大きな目標の1つである。しかし、X線マイクロカロリメータにおいて現在実現しているのは、数 100 素子のアレイ化と数 10 素子の信号多重化であり、メガピクセル化には遠く及ばない。当面の課題は 1000 素子程度の多素子アレイの信号多重化である。メガピクセル化のためには単純な回路と少ない配線によって多素子アレイを実現することや GHz 帯以上で広帯域を用いた信号多重化を行うことが必要である。

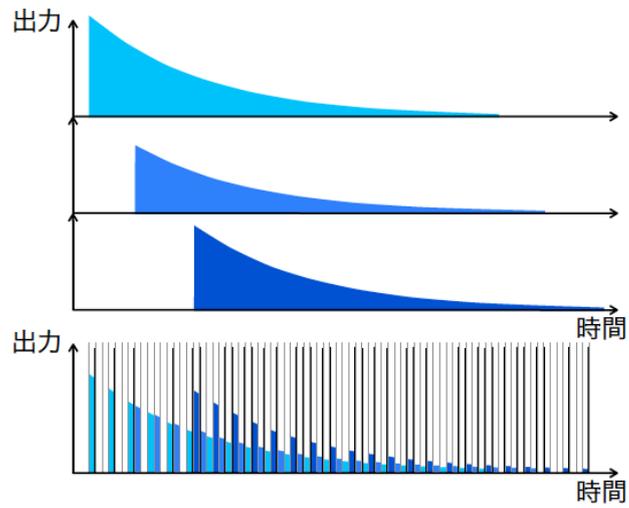


図 2.5: 時間分割方式による3素子の信号多重化の概念

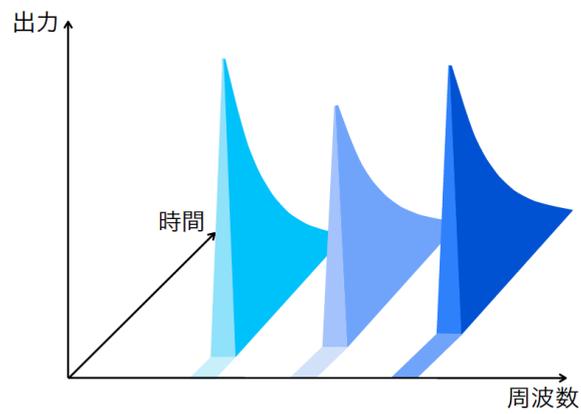


図 2.6: 周波数分割方式による3素子の信号多重化の概念図

## 2.5 X線マイクロカロリメータのノイズとエネルギー分解能

X線マイクロカロリメータのエネルギー分解能を見積もるためには、ノイズの評価を行う必要がある。X線マイクロカロリメータには固有のノイズとして、素子の熱を担う量子(フォノン)の揺らぎに起因するフォノンノイズ(熱揺らぎノイズ)と、素子の電気抵抗に起因するJohnsonノイズが存在する。これらによってX線入射による信号が乱される様子を図2.7に示す。その他にも、読み出し回路中の電気抵抗に起因するJohnsonノイズや増幅器によるノイズ、熱浴の温度揺らぎ、バックグラウンドの放射、外部磁場などを起源とするノイズが存在する。これらのノイズがエネルギー分解能に制限を与える。

図2.7のように時間の関数として得られた出力信号をフーリエ変換して周波数の関数として表し、X線信号の電力スペクトルやノイズの電力スペクトル密度を求めると、信号雑音比スペクトルやノイズ等価電力(NEP)が計算され、そこからX線マイクロカロリメータのエネルギー分解能が計算される。

例えば、理想的なTES型X線マイクロカロリメータの場合、典型的なフォノンノイズとJohnsonノイズ、読み出し回路系のノイズを仮定すると、X線信号の電力スペクトルとノイズの電力スペクトル密度は図2.8のようになる。

電熱フィードバックを考慮したX線パルスの時定数を有効時定数 $\tau_e$ とし、 $\tau_e^{-1}$ を有効応答周波数とする。X線信号の電力スペクトルは $(1 + \omega^2\tau_e^2)^{-1}$ の周波数依存性を持つため、 $\tau_e^{-1}$ より高周波の成分が減衰する。フォノンノイズの電力スペクトル密度は、X線信号の電力スペクトルと同様の周波数依存性を持つため、その信号雑音比は周波数依存しないことが分かる。Johnsonノイズの電力スペクトル密度は、 $\tau_e^{-1}$ より低周波の成分が電熱フィードバックの効果を受けて抑制されてフォノンノイズよりも小さくなるが、 $\tau_e^{-1}$ より高周波の成分では支配的になる。読み出し回路系のノイズは周波数依存しないと仮定する。

ここで、読み出し回路系のノイズの電力スペクトル密度がフォノンノイズとJohnsonノイズの電力スペクトル密度の和よりも十分に小さいとすると、エネルギー分解能はフォノンノイズとJohnsonノイズによって制限される。フォノンノイズとJohnsonノイズのNEPは、

$$\text{NEP}_p^2(\omega) = 4k_B T_p^2 G_{th} \Gamma(T_p, T_b) \quad (2.7)$$

$$\text{NEP}_J^2(\omega) = 4k_B T_b^2 \frac{n G_{th} \theta^2}{\alpha_R (1 - \theta^{-n})} (1 + \omega^2 \tau^2) \quad (2.8)$$

と表され( $\Gamma(T_p, T_b) \sim 1/2$ )

$$\text{NEP}_{tot}^2(\omega) = \text{NEP}_p^2(\omega) + \text{NEP}_J^2(\omega) \quad (2.9)$$

とすると、 $\Delta E_{FWHM}$ は、

$$\Delta E_{FWHM} = 2\sqrt{2 \log 2} \left\{ \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\text{NEP}_{tot}^2(\omega)} \right\}^{-1/2} \sim 4\sqrt{2 \log 2} \sqrt{\frac{n}{2}} \sqrt{\frac{k_B T_b^2 C_{th}(T_b)}{\alpha_R}} \quad (2.10)$$

となる。ここで、 $n$ は熱浴との熱コンダクタンスの温度特性によって決まる指数である。具体的に $n = 2$ 、 $\alpha_R = 1000$ 、 $T_b = 100 \text{ mK}$ 、 $C_{th}(T_b) = 1 \text{ pJ/K}$ を仮定すると、 $\Delta E_{FWHM} \sim 0.3 \text{ eV}$ となる。これは理想的なTES型X線マイクロカロリメータのエネルギー分解能であり、実際は読み出し回路系のノイズ等によって劣化する。

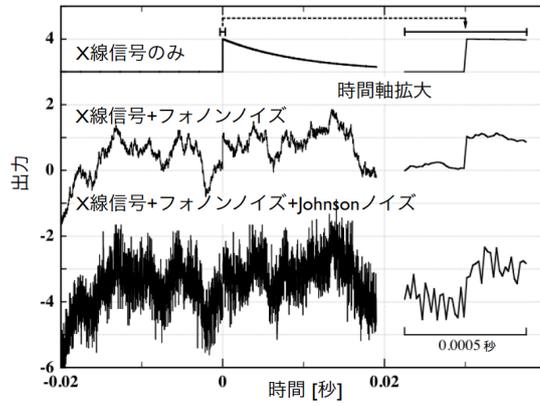


図 2.7: フォノンノイズと Johnson ノイズによって乱される X 線信号

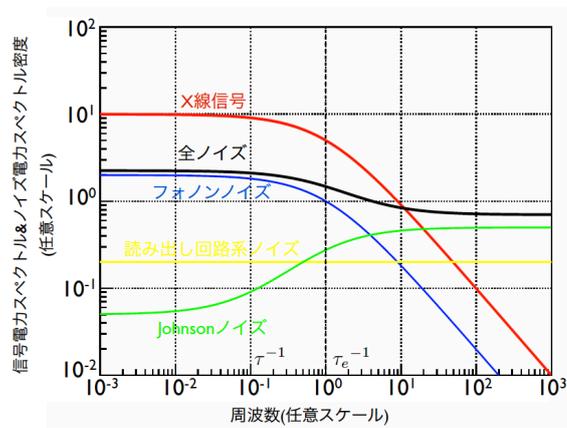


図 2.8: 理想的な TES 型 X 線マイクロカロリメータの X 線信号の電カスペクトルとノイズの電カスペクトル密度 (概形)

## 第3章 誘電体 X 線マイクロカロリメータ

これまでの X 線マイクロカロリメータは、素子の電気抵抗や磁化量等の温度依存性を用いて X 線入射による素子の温度上昇を測定し、高いエネルギー分解能を達成することができる。しかし、数 1000 素子以上の多素子アレイ化や信号多重化が困難であり、ブレイクスルーの余地がある。

そこで考え出されたものが素子の誘電率の温度依存性（誘電体温度計）を用いて X 線エネルギーを測定する「誘電体 X 線マイクロカロリメータ」である。ここでは誘電体 X 線マイクロカロリメータの原理を説明し、読み出し回路の LC 共振回路について触れる。候補としての素子を紹介したあと、ここまでの研究についてまとめる。

### 3.1 誘電体 X 線マイクロカロリメータの原理

近年の材料工学の発展により、2 K 付近での誘電率が比較的大きな温度依存性を持つ量子強誘電体という種類の誘電体が発見された。この誘電率が  $\sim 100$  mK 付近でも温度依存性を持つならば、その温度計感度次第では X 線マイクロカロリメータの素子として用いることができる。

誘電体の誘電率はキャパシタの静電容量として測定することができるので、素子に入射した X 線のエネルギーは静電容量の変化として測定することになる。誘電体温度計の絶対感度  $\alpha_c$  は、誘電体素子の静電容量を  $C_d$  とすれば、

$$\alpha_c \equiv \frac{d \log C_d}{d \log T} = \frac{T}{C_d} \frac{d C_d}{dT} \quad (3.1)$$

となる。

誘電体をカロリメータあるいはボロメータに用いるという考えは最初に Silver らによって提案された [17]。2006 年には九州大学のグループが  $\alpha$  線の測定に成功している。このときは誘電体に直流定電圧をバイアスとして印加し、エネルギーが吸収されたことによる誘電体の温度変化を電荷の変化として測定する方法で検出している。誘電体には STO に不純物をドーピングしたものが用いられ、低温での温度計感度を持たせている [18]。

他の方法として動インダクタンス検出器の読み出し法を応用する方法がある。誘電体キャパシタとインダクタで LC 共振回路を組み、交流バイアスを印加することで、静電容量変化を共振周波数変化として測定するという方法である [19]。この方法ではボロメータ的動作ではあるが、LED 光による  $\sim$  GeV のエネルギーの検出に成功している [20, 21]。多素子アレイの形成は LC 共振回路の並列という簡単な仕組みによって実現でき、信号多重化も各素子の共振周波数を少しづつ違えて、例えば GHz の高周波帯に多数並べてそれらを同時にモニターすることで比較的容易に行える。原理的にはメガピクセルアレイの形成とその信号多重化も可能である。多素子アレイの形成のためには、共振周波数や共振の  $Q$  値の調整が必要であるが、誘電体素子や LC 共振回路のデザインの変更によりこれらの調整を行うことができる。本研究でも共振周波数変化を読み出す方法を利用している。

## 3.2 誘電体素子の候補

チタン酸ストロンチウム (STO: SrTiO<sub>3</sub>) やタンタル酸カリウム (KTaO<sub>3</sub>) は量子常誘電体と呼ばれる誘電体で、その誘電率  $\epsilon(T)$  は Barrett の式、

$$\epsilon(T) = \frac{A}{\frac{T_1}{2} \coth \frac{T_1}{2T} - T_c} \quad (3.2)$$

によってよく表されることが知られている (図 3.1)。  $A$  と  $T_1$  は定数で、  $T_c$  は古典的キュリー温度である。式 (3.2) は  $T \rightarrow \infty$  の高温極限ではキュリー・ワイス則に一致するが、  $T \rightarrow 0$  の低温極限では誘電率は飽和し、極低温での温度依存性がなくなるため、量子常誘電体を X 線マイクロカロリメータの素子として応用するのは難しい。

一方で、量子常誘電体であるチタン酸ストロンチウムやタンタル酸カリウムの構成イオンの質量を変化させることで量子強誘電体にすることができる。これらは極低温でも誘電率に温度依存性を持っているので誘電体 X 線マイクロカロリメータの素子として考えられている。例えば、STO18 や KTN といったものがある。STO18 はチタン酸ストロンチウムの酸素を一部同位体置換したもので、KTN はタンタル酸カリウムのタンタルを一部ニオブに置換したものである。

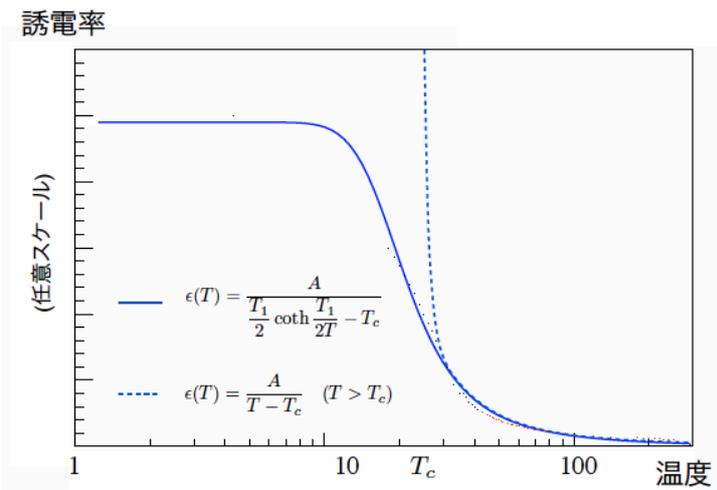


図 3.1: 量子常誘電体の温度依存性 (1次相転移)

### 3.2.1 チタン酸ストロンチウム (STO)

STO (SrTi(<sup>18</sup>O<sub>x</sub><sup>16</sup>O<sub>1-x</sub>)<sub>3</sub>) は量子常誘電体ペロブスカイト型結晶であり、2 K 以下で比誘電率が 20000 以上ある (図 3.2a の STO16、[4])。しかし STO の比誘電率は極低温で飽和し、2 K での誘電体温度計の絶対感度は  $\alpha \sim 0.01$  であり (図 3.2b の STO16、[4])、極低温ではこれよりも小さくなるため温度計としての極低温での使用は難しい。

STOの一部をバリウムやカルシウムといったものに置換したチタン酸バリウムやチタン酸カルシウムは量子強誘電体となることが知られている。これは結晶構造を保ったまま構成イオンを置換しイオンの質量を変化させる方法である。他のイオンの質量の制御方法としては同位体置換があり、酸素の同位体置換を行ったSTOでも量子強誘電性を発現し、 $\sim 2\text{ K}$ での誘電率の温度依存性が比較的大きいことがわかっている。STOの $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ 置換率と量子強誘電相転移の臨界温度の関係を図3.3[5]に、極低温におけるSTO16 ( $x = 0, \text{SrTi}^{16}\text{O}_3$ )、STO18-1 ( $x = 0.58, \text{SrTi}^{(18}\text{O}_{0.58}\text{}^{16}\text{O}_{0.42})_3$ )、STO18-2 ( $x = 0.66, \text{SrTi}^{(18}\text{O}_{0.66}\text{}^{16}\text{O}_{0.34})_3$ )、比誘電率 $\epsilon_r$ と絶対感度 $|\alpha_c|$ の測定をそれぞれ図3.2aと図3.2bに示す[4]。比誘電率は2K以下でもSTO18は温度依存性を持ち、また100mKでの温度計感度はSTOよりもSTO18の方が大きいことがわかる。同位体置換したSTOと区別するために、置換されていないSTOをこれ以降STO16と呼び、STO18はSTO18-1 ( $\text{SrTi}^{(18}\text{O}_{0.52}\text{}^{16}\text{O}_{0.42})_3$ )のことを指すこととする。

STO16のmol比熱の $\sim 2\text{ K}$ までの温度依存性の測定値を図3.4に示す[6]。極低温でのSTO16の比熱は大体 $T^3$ 則に従い、格子比熱が支配的であると言える。

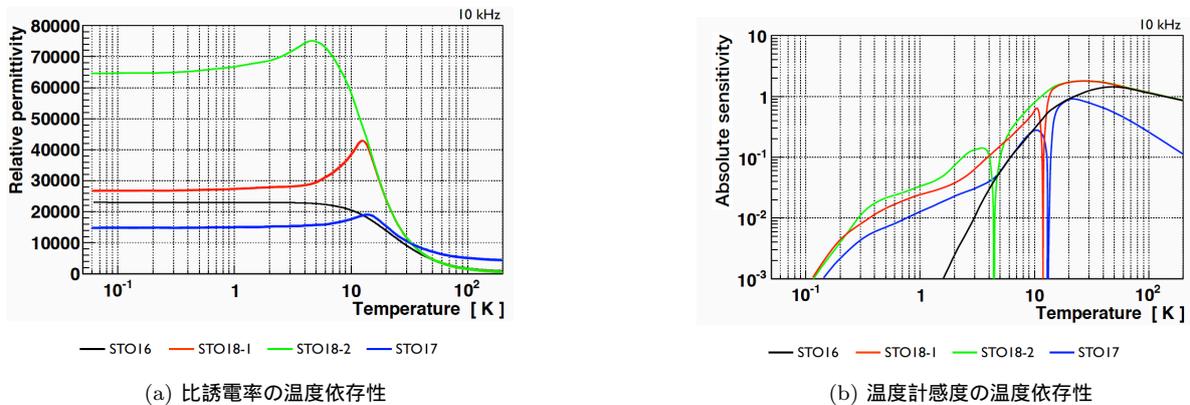


図 3.2: 60 mK から 300K における STO の比誘電率と温度計感度の温度依存性 [4]

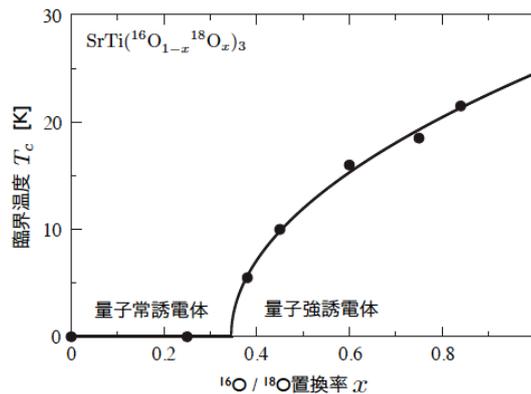


図 3.3:  $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  置換率  $x$  と量子強誘電相転移の臨界温度  $T_c$  の関係 [5]

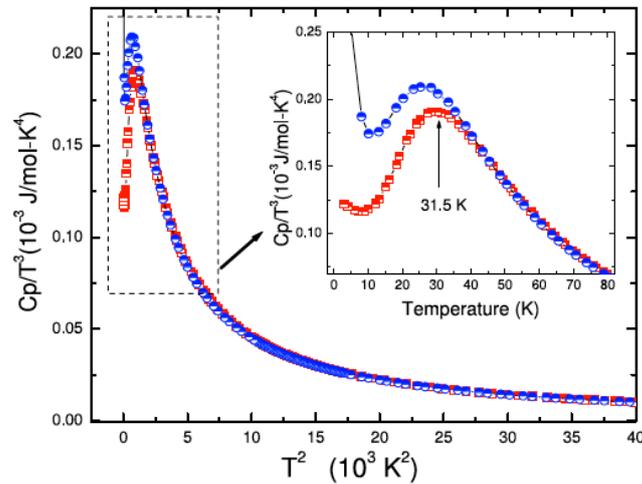


図 3.4: STO の mol 比熱の温度依存性 [6]  
赤は STO16、青は  $\text{Sr}_{0.85}\text{Pr}_{0.15}\text{TiO}_3$  のデータ

### 3.2.2 タantal酸ニオブ酸カリウム (KTN)

$\text{KTaO}_3$  は STO と同様にペロブスカイト構造をもつ量子常誘電体である。 $\text{KTaO}_3$  に含まれるタンタルの一部をニオブに置換したものがタンタル酸ニオブ酸カリウム (KTN:  $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ ) である。 $x > 0.008$  で量子強誘電性が発現し、キュリー温度は

$$T_c = 276(x - x_c)^{1/2}, \quad x_c \simeq 0.008 \quad (3.3)$$

と表され、 $x$  の値の違いによる誘電率の温度依存性が図 3.5 である [7]。また、 $x = 0.03, 0.09$  における比熱の測定結果を図 3.6 に示す [8]。3 K 以下では  $x = 0.03$  のときは  $T^3$  則に従っているが、 $x = 0.09$  のときは線形項が現れている。

## 3.3 放射線検出の可能性

ここでは誘電体素子に  $\alpha$  線や X 線が入射したときにどの程度誘電率変化や温度変化が起こるのかを見積もる。

### 3.3.1 X 線入射による誘電体素子の誘電率変化

まず素子への X 線入射による共振周波数変化を決める要素 (誘電体素子のパラメータ) について調べる。その第一段階として、誘電体素子に X 線が入射したときの静電容量 (誘電率) 変化とその応答関数を求める。

まず、時間に依存する微小な熱入力  $P_{\text{in}} = \delta P \exp(i\omega t)$  を与えることを考える。このとき系の応答は線形であり、素子の温度が  $T - T_p = \delta T \exp(i\omega t)$  上昇したとする。素子に電気抵抗はなく、電熱フィードバックもな

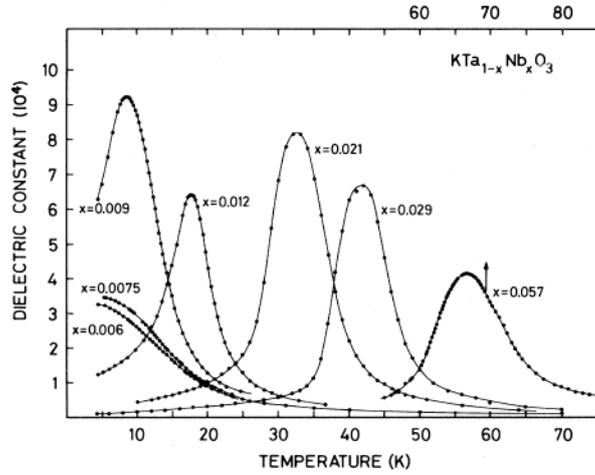


図 3.5:  $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$  の量子強誘電性 [7]

いため熱伝導方程式より、

$$\delta T = \frac{1}{G_{\text{th}}} \frac{1}{1 + i\omega \frac{C_{\text{th}}}{G_{\text{th}}}} = \frac{1}{G_{\text{th}}} \frac{1}{1 + i\omega\tau} \delta P \quad (3.4)$$

となる。素子の温度が  $T_p$  から  $T_p + \delta T$  に上昇したとすると、静電容量  $C_d$  の変化  $\delta C_d$  が一次近似

$$\delta C_d = C_d(T_p + \delta T) - C_d(T_p) \sim \frac{dC_d(T_p)}{dT} \delta T \quad (3.5)$$

で十分よく表され、 $C_d$  が式 (3.1) で表される絶対感度を持つとき、

$$\delta C_d \sim \alpha_c \frac{C_d(T_p)}{T_p} \delta T \quad (3.6)$$

となる。ここまでをまとめると、 $\delta P$  に対する  $\delta C_d$  の静電容量応答関数  $S_{C_d}(\omega)$  は、

$$S_{C_d}(\omega) \equiv \frac{\delta C_d}{\delta P} = \frac{\delta C_d}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta P} = \frac{1}{G_{\text{th}}} \frac{1}{1 + i\omega\tau} \alpha_c \frac{C_d(T_p)}{T_p} = \frac{\alpha_c C_d(T_p)}{G_{\text{th}} T_p} \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (3.7)$$

と定義される。 $S_{C_d}(\omega)$  は周波数空間の関数である。

熱入力  $P_{\text{in}}(t) = E\delta(t)$  のようなデルタ関数様を素子に与えると、周波数空間においてこの入力  $\delta P_{\text{in}}(\omega)$  はフーリエ変換をして

$$\delta P_{\text{in}}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E\delta(t) \exp(-i\omega t) dt = E \quad (3.8)$$

と表される。これに対する温度変化  $\delta T(\omega)$  は、

$$\delta T(\omega) = \frac{1}{G_{\text{th}}} \frac{1}{1 + i\omega\tau} \delta P_{\text{in}}(\omega) = \frac{E}{G_{\text{th}}} \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (3.9)$$

となる。これを逆フーリエ変換することで時間空間の関数に変化させると、

$$\delta T(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta T(\omega) \exp(i\omega t) d\omega = \frac{E}{2\pi G_{\text{th}}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i\omega t)}{1 + i\omega\tau} d\omega = \frac{E}{G_{\text{th}}\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = \frac{E}{C_{\text{th}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.10)$$

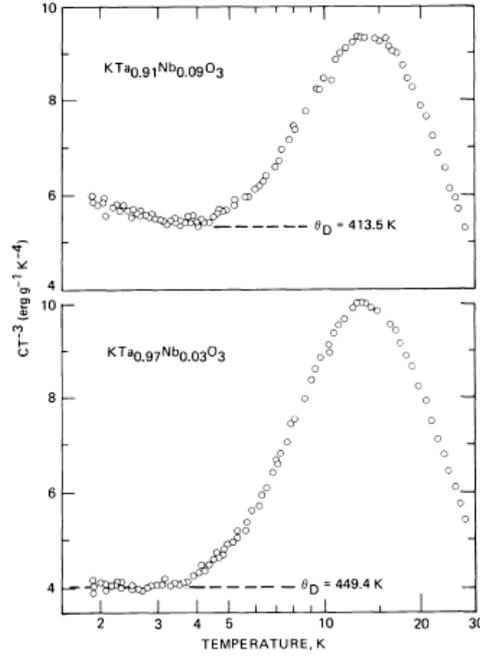


図 3.6:  $\text{KTa}_{0.91}\text{Nb}_{0.09}\text{O}_3$  と  $\text{KTa}_{0.97}\text{Nb}_{0.03}\text{O}_3$  の比熱の温度依存性 [8]

となり、式 (2.3) と一致する。また  $\delta C_d(t)$  は、

$$\delta C_d(t) \sim \alpha_c \frac{C_d(T_p)}{T_p} \frac{E}{C_{th}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.11)$$

となり、温度変化と同様にパルス状となることが分かる。

### 3.3.2 X 線入射による共振周波数変化

動インダクタンス検出器は光子の入射による超伝導体の動インダクタンス変化を高周波 LC 共振回路の共振周波数変化として検出する。これと同様に誘電体 X 線マイクロカロリメータでも静電容量変化を極低温下で動作する高周波 LC 共振回路の共振周波数変化として検出し、X 線エネルギーを測定することを考える。

静電容量  $C_d$  の誘電体素子 (キャパシタ) とインダクタンス  $L$  のインダクタで LC 共振回路を形成したとき、その共振角周波数  $\omega_r$  が、

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{C_d L}} \quad (3.12)$$

となると仮定する。素子の温度が  $T_p$  から  $T_p + \delta T$  に上昇するとき、インダクタンス  $L$  が温度依存性を持たず、共振角周波数変化  $\delta\omega_r$  が一次近似、

$$\delta\omega_r(T_p) = \omega_r(T_p + \delta T) - \omega_r(T_p) \sim \frac{d\omega_r(T_p)}{dT} \delta T \quad (3.13)$$

で十分よく表されるとすると、

$$\delta\omega_r(T_p) = \frac{d\omega_r}{dC_d} \frac{dC_d}{dT} \delta T \sim \frac{d\omega_r}{dC_d} \frac{\delta C_d}{\delta T} \delta T = -\frac{1}{2\sqrt{C_d^3 L}} \delta C_d = -\frac{1}{2} \omega_r \frac{\delta C_d}{C_d} \quad (3.14)$$

となる。 $\delta P$  に対する  $\delta\omega_r$  の共振角周波数応答関数  $S_{\omega_r}(\omega_r)$  は、

$$S_{\omega_r}(\omega_r) \equiv \frac{\delta\omega_r}{\delta P} = \frac{\delta\omega_r}{\delta C_d} \frac{\delta C_d}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta P} = -\frac{\omega_r}{2C_d} \frac{\alpha_c C_d}{T_p} \frac{1}{G_{th}(1+i\omega\tau)} = -\frac{\alpha_c \omega_r}{2G_{th} T_p (1+i\omega\tau)} \quad (3.15)$$

と定義される。

熱入力として  $P_{in}(t) = E\delta(t)$  のデルタ関数様を素子に与えると、 $\delta\omega_r(t)$  は

$$\delta\omega_r(t) = -\frac{\alpha_c \omega_r E}{2C_{th} T_p} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.16)$$

となり、温度変化と同様にパルス状となる。

### 3.3.3 STO16 を用いた共振器での誘電率変化

ここで X 線入射に対する変化を定量的に議論する。例として STO16 で考える。誘電体の比熱は極低温で格子比熱が支配的であると仮定すると、誘電体素子の熱容量  $C_{th}$  は素子の温度  $T_p$  の 3 乗に比例することになる。素子の面積を  $A$  (例: すざくの XRS と同じ  $1 \text{ mm}^2$ )、厚さを  $t$  (例:  $100 \mu\text{m}$ ) の平板型 ( $A$ 、 $t$  はそれぞれ常温での値) とし、 $C_{th}(100 \text{ mK}) \equiv C_{th,100}$  とすると、

$$C_{th}(T_p) = C_{th,100} \left(\frac{T_p}{100 \text{ mK}}\right)^3 \left(\frac{A}{1 \text{ mm}^2}\right) \left(\frac{t}{100 \mu\text{m}}\right) [\text{J/K}] \quad (3.17)$$

となる。

STO16 の比熱は実際に  $T^3$  則でよく表される。図 3.4 から  $100 \text{ mK}$  での比熱  $c_{th,100}$  は、 $2 \text{ K}$  までの測定値を外挿することによって得られ、

$$c_{th,100} \sim 0.125 \times 10^{-7} \left(\frac{T_p}{100 \text{ mK}}\right)^3 [\text{J/mol} \cdot \text{K}] \quad (3.18)$$

となる。STO16 は常温での比重 3.99、分子量 183.49 であるので、STO16  $1 \text{ mol}$  当たりの体積は  $46.0 \text{ cm}^3/\text{mol}$  となる。よって  $\sim 100 \text{ mK}$  における熱容量は、

$$C_{th}(T_p) \sim 0.272 \left(\frac{T_p}{100 \text{ mK}}\right)^3 \left(\frac{A}{1 \text{ mm}^2}\right) \left(\frac{t}{100 \mu\text{m}}\right) [\text{pJ/K}] \quad (3.19)$$

となる。この素子にエネルギー  $E$  の X 線 (例:  $^{55}\text{Fe}$  からの Mn  $K\alpha$  線、 $5.9 \text{ keV}$ ) を入射させたときの素子の温度上昇  $\delta T$  は、

$$\begin{aligned} \delta T &= \frac{E}{C_{th}} \\ &= 3.5 \times 10^{-3} \left(\frac{C_{th,100}}{0.272 \text{ pJ/K}}\right)^{-1} \left(\frac{T_p}{100 \text{ mK}}\right)^{-3} \left(\frac{A}{1 \text{ mm}^2}\right)^{-1} \left(\frac{t}{100 \mu\text{m}}\right)^{-1} \left(\frac{E}{5.9 \text{ keV}}\right) [\text{K}] \end{aligned} \quad (3.20)$$

となり、mKのオーダーとなる。

誘電体の平行平板キャパシタ（極板面積  $A$ 、極板間距離  $t$ ）を素子として用いることを仮定すると、その静電容量  $C_d(T_p)$  は、

$$C_d(T_p) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(T_p) \frac{A}{t} \quad (3.21)$$

となる。ここで、 $\varepsilon_0$  は真空の誘電率 ( $8.85 \times 10^{-12}$  F/m)、 $\varepsilon_r(T_p)$  は誘電体の比誘電率である。ここで誘電体としてはSTO16を考えると、図 3.2a より  $\varepsilon_r(100 \text{ mK}) \sim 22800$  なので

$$C_d(T_p) = 2.02 \times 10^{-9} \left( \frac{\varepsilon_r(T_p)}{22800} \right) \left( \frac{A}{1 \text{ mm}^2} \right) \left( \frac{t}{100 \mu\text{m}} \right)^{-1} \text{ [F]} \quad (3.22)$$

となる。素子の温度が  $T_p$  から  $T_p + \delta T$  に上昇するとき、100 mK でSTO16が  $\alpha_c \sim 10^{-5}$  の絶対感度を持つとした場合、この素子に 5.9 keV の X 線を入射させたときの静電容量変化  $\delta C_d$  は式 (3.6) より、

$$\delta C_d(T_p) = 7.1 \times 10^{-16} \left( \frac{\alpha_c}{10^{-5}} \right) \left( \frac{\varepsilon_r(T_p)}{22800} \right) \left( \frac{C_{\text{th},100}}{0.272 \text{ pJ/K}} \right)^{-1} \left( \frac{T_p}{100 \text{ mK}} \right)^{-4} \left( \frac{t}{100 \mu\text{m}} \right)^{-2} \left( \frac{E}{5.9 \text{ keV}} \right) \text{ [F]} \quad (3.23)$$

となり、静電容量の相対変化  $\delta C_d/C_d$  は、

$$\frac{\delta C_d}{C_d} = 3.5 \times 10^{-7} \left( \frac{\alpha_c}{10^{-5}} \right) \left( \frac{C_{\text{th},100}}{0.272 \text{ pJ/K}} \right)^{-1} \left( \frac{T_p}{100 \text{ mK}} \right)^{-4} \left( \frac{A}{1 \text{ mm}^2} \right)^{-1} \left( \frac{t}{100 \mu\text{m}} \right)^{-1} \left( \frac{E}{5.9 \text{ keV}} \right) \quad (3.24)$$

となる。また、共振角周波数の相対変化  $\delta \omega_r/\omega_r$  は、式 (3.14) と (3.24) より、

$$\left| \frac{\delta \omega_r}{\omega_r} \right| \sim 1.8 \times 10^{-7} \left( \frac{\alpha_c}{10^{-5}} \right) \left( \frac{C_{\text{th},100}}{0.272 \text{ pJ/K}} \right)^{-1} \left( \frac{T_p}{100 \text{ mK}} \right)^{-4} \left( \frac{A}{1 \text{ mm}^2} \right)^{-1} \left( \frac{t}{100 \mu\text{m}} \right)^{-1} \left( \frac{E}{5.9 \text{ keV}} \right) \quad (3.25)$$

となる。共振周波数が 1 GHz であれば、0.18 kHz の変化が見込まれるが、 $\alpha$  の値が小さいためこの変化を読み出すことは難しい。

### 3.3.3.1 $\alpha$ 線入射による誘電体素子の誘電率変化

上記で考えていた素子に  $\alpha$  線が入射する場合を考える。素子の温度を 100 mK、 $\alpha$  線のエネルギーを 5.5 MeV ( $^{241}\text{Am}$  から放射される  $\alpha$  線) として計算する。 $\alpha$  線のエネルギーは X 線よりもオーダーで  $10^3$  大きいため、素子の温度上昇によって熱容量が変化してしまうため式 (3.20) のような計算はできず、積分をして求める必要がある。熱容量は  $C_{\text{th}}(T_p) = 0.272 \times 10^{-12} (T_p/0.1)^3$  とかけるから、 $\alpha$  線により温度が 100 mK から  $T_1$  まで上昇するとすれば、

$$\int_{0.1}^{T_1} C_{\text{th}}(T) dT = 6.80 \times 10^{-11} (T_1^4 - 0.1^4) \quad (3.26)$$

となる。これが  $\alpha$  線のエネルギー 5.5 MeV とつりあうので、 $T_1 = 0.338 \text{ K}$  となり、 $\delta T = 0.238 \text{ K}$  の温度上昇が見込まれる。

したがって静電容量変化  $\delta C_d(T_p)$  は式 (3.6) より、

$$\delta C_d(T_p) = 4.8 \times 10^{-14} \text{ [F]} \quad (3.27)$$

となり、静電容量の相対変化は、

$$\frac{\delta C_d}{C_d} = 2.4 \times 10^{-5} \quad (3.28)$$

となる。また共振角周波数の相対変化は、

$$\left| \frac{\delta \omega_r}{\omega_r} \right| \sim 1.2 \times 10^{-5} \quad (3.29)$$

となる。

### 3.3.4 高周波 LC 共振回路による誘電体 X 線マイクロカロリメータ

式 (3.25) より、誘電体マイクロカロリメータでは LC 共振回路の共振周波数変化を読み出すことで X 線エネルギーを測定できることが示されたが、次はこの共振周波数変化を読み出す方法を考える。動インダクタンス検出器では、高周波 (GHz 帯) LC 共振回路を用い、信号伝送線路の電力透過特性の変化から共振周波数変化を読み出す。誘電体 X 線マイクロカロリメータでも同様な方法で共振周波数変化を読み出すことを考える。

高周波回路の場合、単なる伝送線路がキャパシタやインダクタとして働く。これを利用することできわめて単純な構造によって LC 共振回路を形成することができる。動インダクタ検出器で用いられている高周波 (GHz 帯) 共振回路を図 3.7[9] に、現在の誘電体 X 線マイクロカロリメータの読み出し回路の等価回路図を図 3.8 にそれぞれ示す。図 3.7 の場合は図 3.8 でいう結合容量  $C_c$  がフィードラインと共振タンク回路 (赤) の間に入り、共振タンク回路 (赤) は直接グランドとつながる形になる。回路の形が多少異なるが、議論は変わらないので図 3.8 で考える。

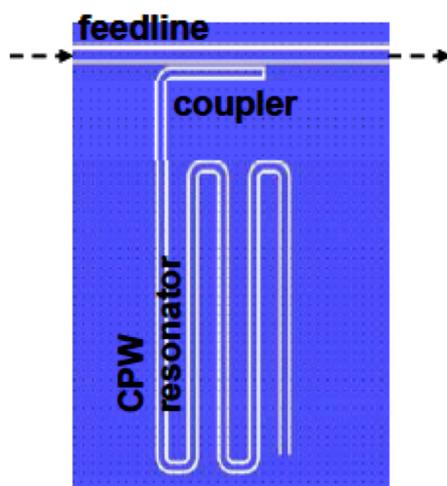


図 3.7: 動インダクタンス検出器の LC 共振回路 [9]

図 3.8 のように特性インピーダンス  $Z_0$  の信号伝送路 (以降、フィードラインとする) にインピーダンス  $Z_{r1}(\omega)$  の線路 (以降、共振線路とする) が接続され、その先に静電容量  $C_c$  が接続されている回路を形成し、フィードラ

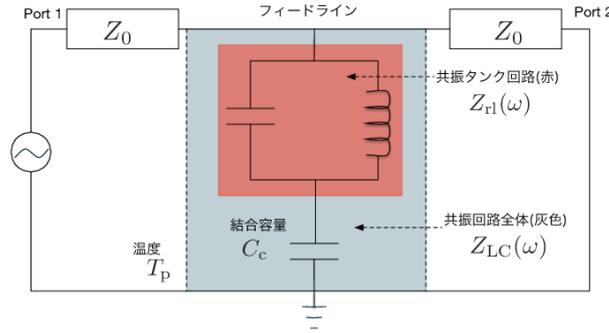


図 3.8: 誘電体 X 線マイクロカロリメータの信号読み出し回路として高周波 LC 共振回路を適応させた場合の回路図

インに高周波交流信号を送信することを考える。フィードラインからみた共振線路のインピーダンス  $Z_{r1}(\omega)$  は共振回路の終端の短絡・開放の違い、または長さや高周波交流信号の周波数（電気長）の違いによって変化する。共振線路がインダクタンスとして働くとき、結合部から先は LC 共振器となる。この回路においてなるべく短い共振線路である決まった共振周波数を実現するためには、共振回路の終端を短絡すればよい。長さ  $l$  の共振線路は、

$$\begin{aligned} Z_{r1}(\omega) &= Z'_0 \tanh(\gamma l) = Z'_0 \tanh(\alpha l + i\beta l) \\ &= \frac{Z'_0}{\tanh^2(\alpha l) + \cot^2(\beta l)} \left\{ \frac{\tanh(\alpha l)}{\sin^2(\beta l)} + i \frac{\cot(\beta l)}{\cosh(\alpha l)} \right\} \end{aligned} \quad (3.30)$$

となる。ここで  $Z'_0$  は共振線路の特性インピーダンスであり、フィードラインの特性インピーダンス  $Z_0$  と区別する。また、 $\gamma$ 、 $\alpha$ 、 $\beta$  は共振線路の単位長さあたりの直列電気抵抗を  $\hat{R}_s$ 、直列インダクタンスを  $\hat{L}$ 、並列コンダクタンスを  $\hat{C}_d$  とし、高周波交流信号の各周波数を  $\omega$  としたときに、

$$\gamma \equiv \alpha + i\beta \quad (3.31)$$

$$\alpha = \alpha(\omega) \equiv \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ \sqrt{(\hat{R}_s^2 + \omega^2 \hat{L}^2) (\hat{G}_d^2 + \omega^2 \hat{C}_d^2)} - (\omega^2 \hat{L} \hat{C}_d - \hat{R}_s \hat{G}_d) \right\}} \quad (3.32)$$

$$\beta = \beta(\omega) \equiv \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ \sqrt{(\hat{R}_s^2 + \omega^2 \hat{L}^2) (\hat{G}_d^2 + \omega^2 \hat{C}_d^2)} + (\omega^2 \hat{L} \hat{C}_d - \hat{R}_s \hat{G}_d) \right\}} \quad (3.33)$$

と表されるもので、それぞれ伝搬定数、減衰定数、位相定数と呼ばれる。共振線路の損失がないとき ( $\hat{R}_s = 0$ 、 $\hat{G}_d = 0$ )  $\alpha = 0$ 、 $\beta = \omega \sqrt{\hat{L} \hat{C}_d}$  となり、

$$Z_{r1}(\omega) = i Z'_0 \tan(\beta l) \quad (3.34)$$

となる。 $Z_{r1}(\omega)$  が式 (3.30) で表される場合、共振線路の電気長 ( $\beta l$ ) が  $\pi/2$  よりも小さいときに  $Z_{r1}(\omega)$  の虚数成分（リアクタンス成分） $\text{Im}\{Z_{r1}(\omega)\}$  が正となり、共振線路はインダクタとして働く。これは、1/4 波長が共振線路の長さ一致するような高周波交流信号の角周波数を 1/4 波長角周波数  $\omega_q$  ( $\omega_q \equiv 2\pi f_q$ ) とすると、 $\omega \leq \omega_q$  となるときに共振線路がインダクタとして働くと言い換えることができる。ここで  $\omega_q$  は、

$$\omega_q = \frac{\pi}{2l \sqrt{\hat{L} \hat{C}_d}} \quad (3.35)$$

と求めることができる。この式は  $\hat{L}l = L$ 、 $\hat{C}_{dl} = C_d$  とすると、

$$\omega_q = \frac{\pi}{2\sqrt{LC_d}} \quad (3.36)$$

となる。ここで  $C_d$  は誘電体素子の静電容量である。

結合容量  $C_c$  と共振線路の合計インピーダンス (LC 共振回路のインピーダンス)  $Z_{LC}(\omega)$  は、

$$Z_{LC}(\omega) = Z_{rl}(\omega) - \frac{i}{\omega C_c} \quad (3.37)$$

となる。 $Z_{LC}(\omega)$  のリアクタンス成分  $\text{Im}\{Z_{LC}(\omega)\}$  が 0 となり、 $|Z_{LC}(\omega)|$  が最小値をとるときに共振が起こる。共振角周波数は無数に存在し、小さい方から 1 次、2 次、… と数えることにする。ここで特に 1 次の共振角周波数を  $\omega_r$  とする。

共振周波数付近ではフィードラインを伝わる電力の一部が共振線路に流れ込む。ここで、フィードラインの両端をそれぞれポート 1、ポート 2 としたときの S パラメータ、特にポート 1 からポート 2 への電力透過特性  $S_{21}(\omega)$  について考える (付録 A 参照)。電力やインピーダンスが複素数で表されることを考えると、 $S_{21}(\omega)$  も複素数で表されることが分かる。式 (A.10) より  $S_{21}(\omega)$  は、

$$S_{21}(\omega) = \frac{2}{2 + \frac{Z_0}{Z_{LC}(\omega)}} \quad (3.38)$$

となる。 $|S_{21}(\omega)|$  (フィードラインの電力透過率) の周波数特性を図 3.9 に示す。 $|S_{21}(\omega)|$  をみると共振周波数でディップが形成されており、ポート 1 からポート 2 への電力透過率が低くなることがわかる。つまり電力の一部が共振線路に流れ込んでいることを示す。共振周波数以外の周波数では  $|S_{21}(\omega)|$  は 0 dB、つまり 1 (電力透過率 100%) に近くなっている。

また、 $S_{21}(\omega)$  の位相角  $\arg\{S_{21}(\omega)\}$  の周波数依存性を図 3.10 に示す。 $\arg\{S_{21}(\omega)\}$  を見ると共振周波数付近で大きく変化している。

共振周波数の変化を直接測定するためには X 線パルスの時定数よりも十分に短い周期で共振周波数周辺の周波数帯域を細かい周波数間隔でスイープし、 $S_{21}(\omega)$  などをモニターする必要がある。周波数間隔がエネルギー分解能を制限することやサンプリングレートが数 100 kHz 以上になることを考えると、特に多素子での信号読み出しを行う場合においては現実的な方法とは言えない。そこで、 $\omega_r$  の変化を間接的に測定することを考える。1 つの方法として、熱的緩和時の共振周波数 (1 次)  $\omega_{r,0}$  を測定周波数として固定し、その周波数での  $|S_{21}(\omega_{r,0})|$  や  $\arg\{S_{21}(\omega_{r,0})\}$  の変化を測定することで  $\omega_r$  の変化を求める方法が挙げられる。この方法は動インダクタンス検出器の信号読み出しに実際に用いられており、現在では誘電体 X 線マイクロカロリメータでもこれと同じような方法を用いている。

図 3.9 の  $\omega \sim \omega_r$  のときの  $|S_{21}(\omega)|$  の周波数依存性は急峻であり、 $\omega_r$  の変化による  $|S_{21}(\omega_{r,0})|$  の変化は大きい。一方、 $\omega \sim \omega_r$  のときの  $\arg\{S_{21}(\omega_{r,0})\}$  の周波数依存性は  $|S_{21}(\omega)|$  の変化に比べて緩やかであるが、線型性がよくダイナミックレンジを広く取ることができる。

GHz 帯に多素子の共振周波数を並べるためにはそれらの間隔を狭くする必要がある。そのためには、kHz ~ MHz の精度で共振周波数が調節可能であり、隣り合う共振周波数の素子の信号が干渉しないようにそれらの間隔より共振の幅や共振周波数変化を十分に小さくすることが必要になる。また、X 線入射による信号が検出できるように共振の幅よりも共振周波数変化を小さくすることが必要となる。前節より共振周波数変化は誘電体

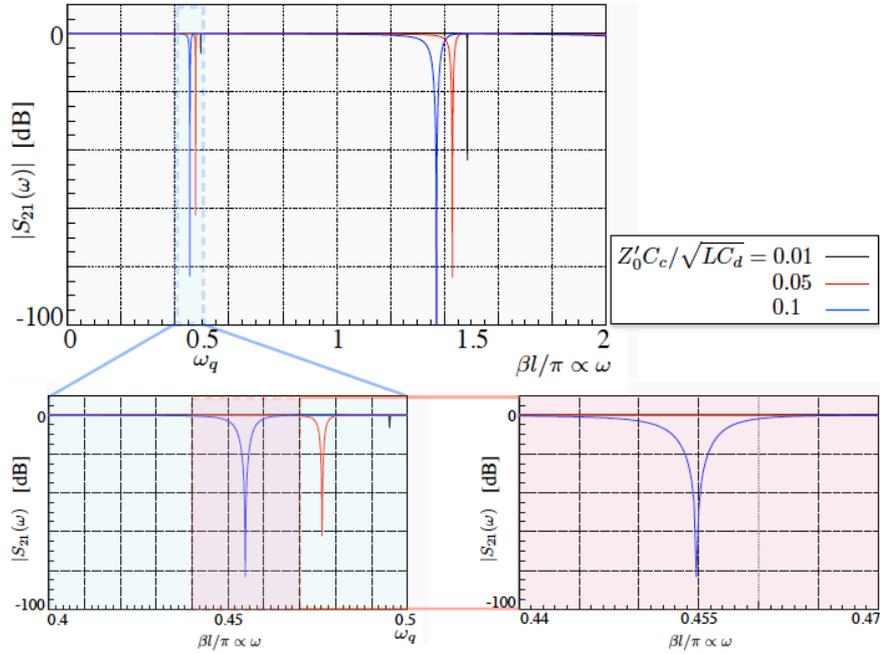


図 3.9:  $|S_{21}(\omega)|$  の周波数依存性

素子のパラメータによって調節可能であり、共振周波数と共振の幅は共振回路のパラメータによって調節可能であると考えられる。

ここからは、図 3.8 のような GHz 帯の LC 共振回路において共振周波数や共振の幅がどのように決まるのかを調べる。

結合容量  $C_c$  が小さいという仮定のもとでは、 $\omega_r \sim \omega_q$  となるため、

$$\omega_r \sim \frac{\pi}{2l\sqrt{\hat{L}\hat{C}_d}} = \frac{\pi}{2\sqrt{LC_d}} \quad (3.39)$$

と表すことができる ( $L \equiv \hat{L}l$ ,  $C_d \equiv \hat{C}_dl$ )。この場合、 $\delta\omega_r$  として式 (3.14) を用いることができる。

$\omega \sim \omega_q$  のとき、 $\Delta_q(\omega) \equiv (\omega - \omega_q)/\omega_q \ll 1$  とすると、

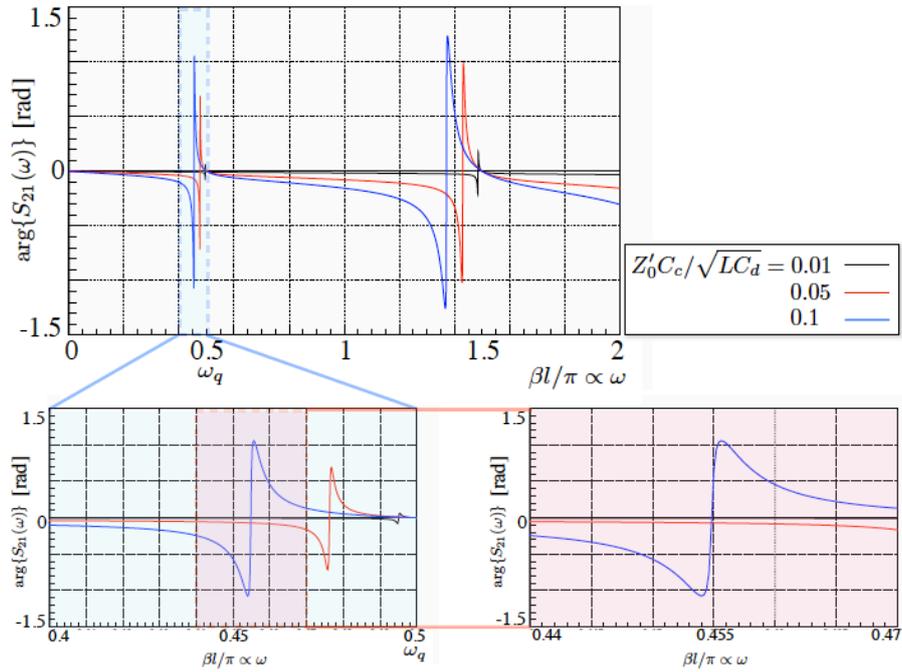
$$\begin{aligned} \beta l &= \frac{\pi}{2} \{1 + \Delta_q(\omega)\} \\ \rightarrow \cot(\beta l) &\sim \frac{\pi}{2} \Delta_q(\omega) \end{aligned} \quad (3.40)$$

となる。ここで、 $\hat{R}_s \ll \omega\hat{L}$ ,  $\hat{G}_d \ll \omega\hat{C}_d$  とすると、式 (3.32)、(3.33) より、

$$\frac{2\alpha}{\beta} \sim \frac{\hat{R}_s}{\omega\hat{L}} + \frac{\hat{G}_d}{\omega\hat{C}_d} \sim \frac{R_s}{\omega_r L} + \frac{G_d}{\omega_r C_d} \equiv \frac{1}{Q_i} \ll 1 \text{ for } \omega \sim \omega_r \sim \omega_q \quad (3.41)$$

となり、 $Q_i$  は共振線路の  $Q$  値とみなすことができる ( $R_s \equiv \hat{R}_sl$ ,  $G_d \equiv \hat{G}_dl$ )。特に、共振線路を超伝導体で形成することによって  $R_s = 0$  となるようなときは、

$$Q_i \sim \frac{G_d}{\omega_r C_d} \quad (3.42)$$

図 3.10:  $\arg \{S_{21}(\omega)\}$  の周波数依存性

となる。式 (3.41) より  $\alpha \sim \beta/2Q_i$  となるので、

$$\begin{aligned} \alpha l &\sim \frac{\beta l}{2Q_i} = \frac{1}{2Q_i} \frac{\pi}{2} \{1 + \Delta_q(\omega)\} \ll 1 \\ &\rightarrow \tanh(\alpha l) \sim \frac{1}{2Q_i} \frac{\pi}{2} \{1 + \Delta_q(\omega)\} \end{aligned} \quad (3.43)$$

となる。式 (3.40)、(3.43) より、 $\omega \sim \omega_q$  のときの  $Z_{r1}(\omega)$  は、

$$\begin{aligned} Z_{r1}(\omega) &= Z'_0 \frac{1 + i \frac{1}{2Q_i} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \{1 + \Delta_q(\omega)\} \Delta_q(\omega)}{\frac{1}{2Q_i} \frac{\pi}{2} \{1 + \Delta_q(\omega)\} + i \frac{\pi}{2} \Delta_q(\omega)} \\ &\sim Z'_0 \frac{1 + i \frac{\pi^2}{8Q_i} \Delta_q(\omega)}{\frac{\pi}{4Q_i} + i \frac{\pi}{2} \Delta_q(\omega)} \\ &= Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi} + i \frac{\pi}{2} \Delta_q(\omega)}{1 + 2iQ_i \Delta_q(\omega)} \\ &= Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi} + \pi Q_i \Delta_q^2(\omega) + i \left(\frac{\pi}{2} - \frac{8Q_i^2}{\pi}\right) \Delta_q}{1 + 4 \{Q_i \Delta_q(\omega)\}^2} \\ &\sim Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi} - i \frac{8Q_i^2}{\pi} \Delta_q(\omega)}{1 + 4 \{Q_i \Delta_q(\omega)\}^2} \end{aligned} \quad (3.44)$$

となる。式 (3.44) より、 $Z_{LC}(\omega)$  は、

$$Z_{LC}(\omega) \sim Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi}}{1 + 4\{Q_i\Delta_q(\omega)\}^2} - i \left[ \frac{1}{\omega C_c} + Z'_0 \frac{\frac{8Q_i^2}{\pi}\Delta_q(\omega)}{1 + 4\{Q_i\Delta_q(\omega)\}^2} \right] \quad (3.45)$$

となる。共振は  $\text{Im}\{Z_{LC}(\omega)\} = 0$  になるときに起こるので  $\omega_r$  を求める方程式は、

$$\frac{1}{\omega_r C_c} + Z'_0 \frac{\frac{8Q_i^2}{\pi}\Delta_q(\omega_r)}{1 + 4\{Q_i\Delta_q(\omega_r)\}^2} = 0 \quad (3.46)$$

となる。これを  $\Delta_q(\omega_r)$  について解くと、

$$\Delta_q(\omega_r) = -\frac{Z'_0\omega_r C_c}{\pi} \pm \sqrt{\left(\frac{Z'_0\omega_r C_c}{\pi}\right)^2 - \frac{1}{4Q_i^2}} \sim -\frac{2Z'_0\omega_r C_c}{\pi}, 0 \quad (3.47)$$

となる。2つ目の解は  $Z_{LC}(\omega)$  が無限大となる解であり、共振は起こらない。したがって、 $\omega_r$  は、

$$\omega_r = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sqrt{LC_d + Z'_0 C_c}} \quad (3.48)$$

となる。ただし、 $\omega_r \sim \omega_q$  の仮定より、

$$C_c \ll \frac{\sqrt{LC_d}}{Z'_0} \quad (3.49)$$

となり、この式はここで考えている高周波 LC 共振回路の近似の成立条件である。1つ目の解を式 (3.45) に代入すると、

$$Z_{LC}(\omega_r) = Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi}}{1 + 4Q_i^2 \left(\frac{-2Z'_0\omega_r C_c}{\pi}\right)^2} \sim \frac{\pi}{4Q_i Z'_0 (\omega_r C_c)^2} \equiv Z_{LC}^{\min} \quad (3.50)$$

となる。また、 $\omega \sim \omega_r$  のとき、 $\Delta_r(\omega) \equiv (\omega - \omega_r)/\omega_r \ll 1$  とすると、

$$\Delta_q(\omega) \sim \Delta_r(\omega) - \frac{2Z'_0\omega C_c}{\pi} \quad (3.51)$$

となるので、 $Z_{LC}(\omega)$  は、

$$\begin{aligned} Z_{LC}(\omega) &\sim Z'_0 \frac{\frac{4Q_i}{\pi}}{1 + 4Q_i^2 \left\{ \Delta_r(\omega) - \frac{2Z'_0\omega C_c}{\pi} \right\}^2} - i \left[ \frac{1}{\omega C_c} + Z'_0 \frac{\frac{8Q_i^2}{\pi} \left\{ \Delta_r(\omega) - \frac{2Z'_0\omega C_c}{\pi} \right\}}{1 + 4Q_i^2 \left\{ \Delta_r(\omega) - \frac{2Z'_0\omega C_c}{\pi} \right\}^2} \right] \\ &= \frac{1 + 2iQ_i\Delta_r(\omega)}{\omega C_c \left[ i - 2Q_i \left\{ \Delta_r(\omega) - \frac{2Z'_0\omega C_c}{\pi} \right\} \right]} \\ &\sim \frac{1 + 2iQ_i\Delta_r(\omega)}{2\omega C_c Q_i \left\{ \frac{2Z'_0\omega C_c}{\pi} - \Delta_r(\omega) \right\}} \end{aligned} \quad (3.52)$$

となり、 $\omega = \omega_r$  のときに式 (3.50) と一致する。

以上よりフィードラインの電力透過特性  $S_{21}(\omega)$  を考える。式 (3.38) より  $S_{21}(\omega)$  は、

$$S_{21}(\omega) = \frac{2}{2 + \frac{Z_0}{Z_{LC}^{\min}}} \sim \frac{1}{1 + \frac{2Q_i Z_0 Z_0' (\omega_r C_c)^2}{\pi}} \equiv S_{21}^{\min} \quad (3.53)$$

となる。ここで、

$$\frac{2Z_0 Z_0' (\omega_r C_c)^2}{\pi} \equiv \frac{1}{Q_c} \quad (3.54)$$

とすると、 $S_{21}^{\min}$  は、

$$S_{21}^{\min} = \frac{1}{1 + \frac{Q_i}{Q_c}} = \frac{Q_c}{Q_i + Q_c} \quad (3.55)$$

と表される。 $Q_c$  は結合容量の  $Q$  値とみなすことができる。LC 共振回路の合計  $Q$  値 ( $Q_{\text{tot}}$ ) は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q_{\text{tot}}} &= \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_c} \\ \rightarrow Q_{\text{tot}} &= \frac{Q_i Q_c}{Q_i + Q_c} = Q_i S_{21}^{\min} \end{aligned} \quad (3.56)$$

となる。

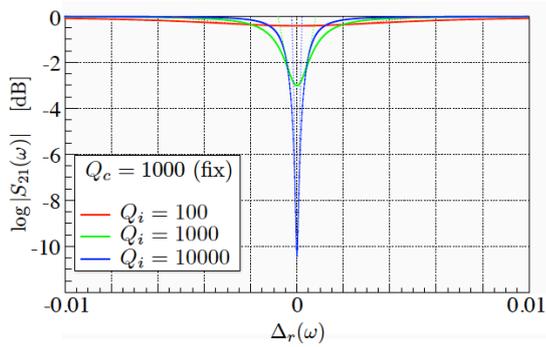
また、 $\omega \sim \omega_r$  のときの  $S_{21}$  は、

$$\begin{aligned} S_{21}(\omega) &= \frac{2}{2 + \frac{Z_0}{Z_{LC}(\omega)}} \\ &= \frac{Q_c + 2iQ_i Q_c \Delta_r(\omega)}{Q_i + Q_c + 2iQ_i Q_c \Delta_r(\omega) - \sqrt{\frac{\pi Z_0}{2Q_c Z_0'}} Q_i \Delta_r(\omega)} \\ &\sim \frac{Q_c + 2iQ_i Q_c \Delta_r(\omega)}{Q_i + Q_c + 2iQ_i Q_c \Delta_r(\omega)} \\ &= \frac{S_{21}^{\min} + 2iQ_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)}{1 + 2iQ_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)} \\ &= \frac{S_{21}^{\min} + 4\{Q_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)\}^2}{1 + 4\{Q_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)\}^2} + i \frac{2(1 - S_{21}^{\min})Q_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)}{1 + 4\{Q_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)\}^2} \end{aligned} \quad (3.57)$$

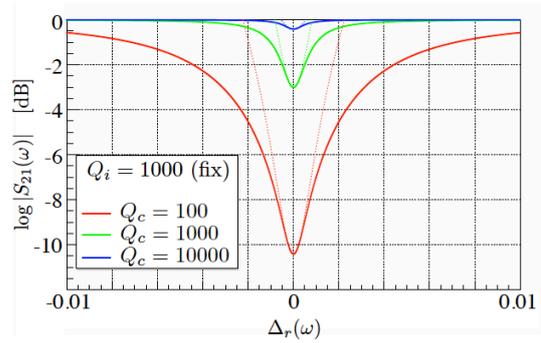
となる。

$\omega \sim \omega_r$  のときに  $S_{21}(\omega)$  の絶対値  $|S_{21}(\omega)|$  は、

$$\begin{aligned} |S_{21}(\omega)| &= \sqrt{[\text{Re}\{S_{21}(\omega)\}]^2 + \text{Im}\{S_{21}(\omega)\}^2} \\ &= \sqrt{\left[ \frac{S_{21}^{\min} + 4\{Q_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)\}^2}{1 + 4\{Q_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)\}^2} \right]^2 + 4\{(1 - S_{21}^{\min})Q_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)\}^2} \\ &= \sqrt{\frac{(S_{21}^{\min})^2 + 4\{Q_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)\}^2}{1 + 4\{Q_{\text{tot}} \Delta_r(\omega)\}^2}} \end{aligned} \quad (3.58)$$



(a)  $Q_c = 1000$ としたときの $Q_i$ による $|S_{21}(\omega)|$ の振る舞い



(b)  $Q_i = 1000$ としたときの $Q_c$ による $|S_{21}(\omega)|$ の振る舞い

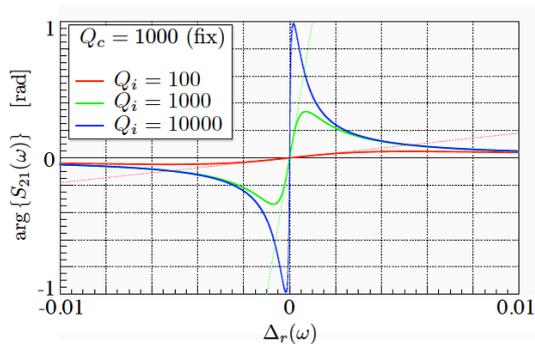
図 3.11: 共振周波数付近での $|S_{21}(\omega)|$ の周波数依存性

となる (図 3.11)

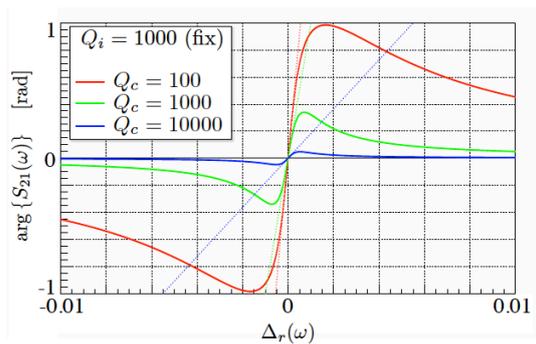
$S_{21}(\omega)$  の位相角  $\arg \{S_{21}(\omega)\}$  は、

$$\begin{aligned} \arg \{S_{21}(\omega)\} &= \arctan \left[ \frac{2(1 - S_{21}^{\min})Q_{\text{tot}}\Delta_r(\omega)}{S_{21}^{\min} + 4\{Q_{\text{tot}}\Delta_r(\omega)\}^2} \right] \\ &= \arctan \left[ \frac{2\frac{Q_{\text{tot}}^2}{Q_c}\Delta_r(\omega)}{\frac{Q_{\text{tot}}}{Q_i} + 4\{Q_{\text{tot}}\Delta_r(\omega)\}^2} \right] \\ &= \arctan \left[ \frac{2\frac{Q_{\text{tot}}Q_i}{Q_c}\Delta_r(\omega)}{1 + 4Q_{\text{tot}}Q_i\{\Delta_r(\omega)\}^2} \right] \end{aligned} \quad (3.59)$$

となる (図 3.12)



(a)  $Q_c = 1000$ としたときの $Q_i$ による $\arg \{S_{21}(\omega)\}$ の振る舞い



(b)  $Q_i = 1000$ としたときの $Q_c$ による $\arg \{S_{21}(\omega)\}$ の振る舞い

図 3.12: 共振周波数付近での $\arg \{S_{21}(\omega)\}$ の周波数依存性

実際に共振の変化を読み出すときには共振周波数近くを動作周波数

$$\omega = \omega_r + \frac{b\omega_r}{Q} \quad (-1 < b < 1) \quad (3.60)$$

として固定し、その周波数における  $S_{21}(\omega)$  や位相の変化として読み出す。誘電率の変化による共振周波数の変化  $\Delta\omega$  が起こす動作周波数での  $|S_{21}|$  の変化  $\delta|S_{21}|$  は、

$$\delta|S_{21}| = \sqrt{\frac{(S_{21}^{\min})^2 + 4(Q_{\text{tot}}\Delta\omega/\omega_r + b)^2}{1 + 4(Q_{\text{tot}}\Delta\omega/\omega_r + b)^2}} - \sqrt{\frac{(S_{21}^{\min})^2 + 4b^2}{1 + 4b^2}} \quad (3.61)$$

となる。

### 3.4 現在までの誘電体マイクロカロリメータに関するまとめ

我々の研究グループで製作した誘電体共振器が図 3.13a である。この共振器は 20 mm 角の基板にマイクロストリップライン (MSL) でスタブを形成し、2.5 mm 角で厚み 0.1 mm の STO16 を誘電体素子としてのせている。STO16 はワニスによって固定されている。この共振器では 1.9 K において図 3.13b のように  $f_r \sim 2.3763$  GHz、 $Q \sim 2030$  (@ 1.9 K)、 $\log_{10} S_{21}^{\min} \sim -0.8$  の共振を作り出すことに成功した。これは STO16 の比誘電率が常温の 300 から 20000 程度になったとして、よく理解できる。1.9 K と 4.2 K で赤外 LED からの放射を直径 1 mm<sup>2</sup> の光ファイバーで STO16 まで導入して、150 ms 程度のパルスとして入力した。パルスに伴う共振周波数の移動量が  $S_{21}$  の深さ、および位相の双方で検出され、その変化量は LED へのバイアス電流とよく相関した [21, 20]。

この実験ではポロメータとしての動作であるので、素子に入射するフラックスと素子から逃げていく熱量がつりあったところで温度上昇量  $\Delta T$  が決まる。素子に入る熱を  $P$ 、素子と熱浴の熱伝導度  $G$  として、

$$P = \Delta T \cdot G \quad (3.62)$$

と書ける。時定数  $\tau$  は、

$$\tau = \frac{C_{\text{th}}}{G} \quad (3.63)$$

と表せる。1.9 K と 4.2 K における一定入力の  $P$  に対する  $\Delta T$  の違いから  $G$  を導くと、

$$G \propto T^{1.5} \quad (3.64)$$

という関係を得た。素子の熱伝導を厚さ 100  $\mu\text{m}$  のワニスが担っていると考えると、[22] よりこの結果は妥当と言える。また  $C_{\text{th}}$  の値を文献値 [6] から推定しても  $\tau$  の変化とコンシステントであった。このことから 1.9 K での  $C_{\text{th}}$  は文献値の 12 nJ/K と見なせる (大きさは 2.5 mm  $\times$  2.5 mm  $\times$  0.1 mm)。

この実験では周波数の変化量として kHz のオーダー、 $\Delta T/T = 1/20000$  まで検出可能であることがわかった。また 1.9 K における時定数  $\tau$  は  $6 \pm 1$  msec 程度であるが、この速さより素子内部の熱拡散の方が早いと考えられる。

ここで、用いた読み出し系は図 3.14 のようなホモダイン方式で LED 光による信号の変化を検出した。共振周波数に近いある一定の周波数をシグナルジェネレータから出力し、常温にある IQ 変調器によりその周波数における  $|S_{21}|$  の変化を  $\sqrt{I^2 + Q^2}$  の変化に変え読み出している。動作周波数を  $b = 0.25$  として LED に 70 mW が

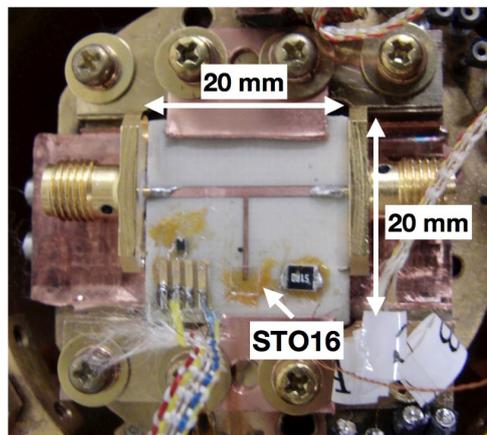
けたとき、 $\sqrt{I^2 + Q^2}$  にして 69 mV のオフセットに対して 0.3 mV の変化があった。5 mW まで検出できていたので、

$$\frac{0.3}{69} \times \frac{5}{70} \sim 3 \times 10^{-4}$$

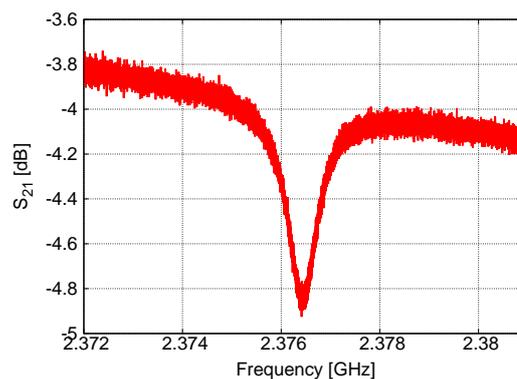
となる。これを  $\delta|S_{21}|/|S_{21}|$  と考えると、 $\delta|S_{21}|/|S_{21}| \sim 10^{-3}$  は読むことができていたと考えられる。しかし、STO16 を使った X 線検出は温度計感度が小さいため難しいと考えている。仮に素子サイズを  $0.3 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm} \times 0.1 \text{ mm}$  にして動作温度 100 mK で X 線の検出を試みる場合でも、STO16 では共振周波数の相対変化で  $|\delta\omega_r/\omega_r| \sim 2 \times 10^{-6}$  となる。 $\delta|S_{21}|/|S_{21}| \lesssim 2 \times 10^{-4}$  となり現状では STO16 を使った読み出しは難しい。

100 mK で  $\alpha \sim 10^{-3}$  の温度計感度がある素子（例えば、STO18）を用い  $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 0.1 \text{ mm}$  でも同程度の共振ができるとすれば、X 線の入射により共振周波数の相対変化は  $|\delta\omega_r/\omega_r| \sim 2 \times 10^{-5}$  であり、 $\delta|S_{21}|/|S_{21}| \sim 1 \times 10^{-1}$  となるので現状の読み出し系で検出することが可能と考えられる。

本修士論文では STO18 や KTN といった極低温で温度計感度のある程度有する誘電体を使って、共振器を製作することから始める。また X 線の照射実験を行う前に、X 線よりもエネルギーの大きい  $\alpha$  線の照射実験を行い、まずはカロリメータとして機能するかどうかを実験により確かめていきたい。



(a) STO16 を使った実際の共振器



(b) 左図の共振器による共振 (1.9 K)

図 3.13: STO16 を使った共振器と得られる共振 (1.9 K)

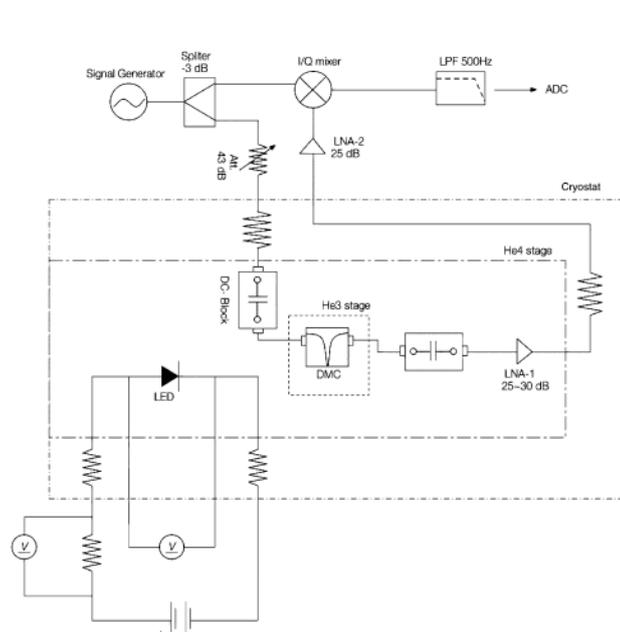


図 3.14: LED 光照射実験時の読み出し系

## 第4章 極低温下での動作を目指した誘電体共振器の製作と評価

誘電体を用いた共振器で実際に X 線を検出するために、動作温度を 100 mK にまで下げることを行っている。そのためには 100 mK で X 線程度のエネルギーが素子に入射し、その温度変化を読み出せるだけの検出器が必要となる。しかし LED 光照射実験で用いた STO16 は 100 mK では温度計感度  $\alpha$  が  $10^{-3}$  以下と小さく (図 3.2b 参照)、100 mK での X 線検出は得られる変化が小さいので難しい。100 mK でもある程度  $\alpha$  の大きい素子として STO18 と KTN の候補がある。X 線検出のためにはまずは共振構造を作ることが必要で、これらの誘電体を用いた共振器の製作と評価を行った。また素子は X 線検出のための現実的な大きさ (例えば、 $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 0.1\text{ mm}$ ) に近い大きさにしている。液体ヘリウムにジャボづけすることで 4 K までの共振を取得し、極低温でも同様の共振が得られるとした場合にどの程度の共振周波数変化が見込めるか検討を行う。なおここで製作している共振器は全てハンドメイドであり、基板のパターン生成には塩化第二鉄によりエッチングを行い、伝送路と SMA コネクタとの接続は半田付けをしている。

### 4.1 用いる素子

STO16 を使った共振器では、2 K で  $Q \sim 2030$  の共振を作り出すことに成功している。この経験を元に STO16 に比べ極低温でも温度計感度をある程度有する STO18 と KTN を用いて誘電体共振器の製作を試みた。

ここで、インダクタンス  $L$ 、キャパシタンス  $C$  の共振とすると、共振周波数  $f_r$  は以下ようになる。

$$f_r \propto \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (4.1)$$

比誘電率  $\epsilon_r$  の媒質中を伝搬する電磁波は速度が  $1/\sqrt{\epsilon_r}$  倍に遅くなるのですが、 $1/\sqrt{LC} = c/\lambda\sqrt{\epsilon_r}$  となるので、式 (4.1) は、

$$f_r \propto \frac{c}{\lambda\sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \quad (4.2)$$

と表される。ここで  $\epsilon_{r,eff}$  は実効的にきく誘電率であり、その値はジオメトリーに依存すると考えられる。

#### 4.1.1 STO18

STO18 は STO の酸素を一部同位体置換したものである。フルウチ化学株式会社製の  $\text{SrTi}({}^{18}\text{O}_{0.58}{}^{16}\text{O}_{0.42})_3$  を使用した。元々は  $3\text{ mm} \times 7\text{ mm}$ 、厚さ  $0.3\text{ mm}$  であったものをダイシングによって  $1.5\text{ mm}$  角程度の大きさに切り出し、さらに熱濃リン酸によるエッチングで厚さ  $0.1\text{ mm}$  へとしている (図 (4.7a) 参考)。STO18 は図 3.2a よりおよそ 12 K 付近で誘電率にキュリー点を持ち、そこを境に誘電率の温度依存性が変化する。キュリー温度

より高温では温度が下がると誘電率は増加するが、キュリー温度より低温では温度が下がると誘電率は減少するようになる。これを式 (4.2) から共振周波数に直して考えると、温度が低くなるとともにしばらくは共振周波数は低周波側へと移動するが、キュリー温度より低温では逆に共振周波数が高周波側へと移動することが確認できるはずである。

#### 4.1.2 KTN

KTN はフルウチ化学株式会社製の単結晶を使用した。 $x$  は 0.010 ~ 0.015 の範囲であり、素子の大きさは  $2\text{mm} \times 1\text{mm} \times 0.2\text{mm}$  である (図 4.7b 参考)。 $x$  の値に幅があるが、 $x$  の値が小さいと素子製造の際にうまく定めることができないためである。KTN も  $x$  の値によるがキュリー点を持ち、式 (3.3) から  $x = 0.010$  でおよそ 12 K に、 $x = 0.015$  ではおよそ 23 K にキュリー温度を持つ。そのためこの KTN のキュリー温度もおおよそ 12 ~ 23 K にあると考えられる。KTN の場合も STO18 と同様に温度が下がるにつれ、共振周波数が始めは低周波側へ移動し、その後高周波側へと移動する様子が確認できるはずである。温度が下がりキュリー点を超えたあとも誘電率の温度依存性は STO18 よりも大きい。

## 4.2 実験セットアップ

### 4.2.1 基板について

まずは 3.4 で用いたマイクロストリップライン (MSL) を STO18 に変えたものによる実験を試みた。MSL を用いたスタブ構造に STO16 をマウントしたもので共振構造を 2 K で確認できたという実績がある [20] ため、MSL を用いることにした。用いている基板の情報やスタブの長さといった情報は表 4.1 と 4.2 にそれぞれまとめておく。素子は図 3.13a の STO16 のときのようにスタブの先端にワニスで固定したり、図 4.1 のようにスタブの根元に置く、というパターンを試した。基板の両端には SMA コネクタを半田で接続している。

表 4.1: 基板の情報 (常温値)

パラメータ	値
比誘電率	3.38
誘電正接	0.0025
銅箔厚み [ $\mu\text{m}$ ]	35
樹脂基板厚み [mm]	0.6

表 4.2: MSL の設計値

パラメータ	値 [mm]
伝送路幅	1
スタブ幅	0.4
スタブ長さ	8

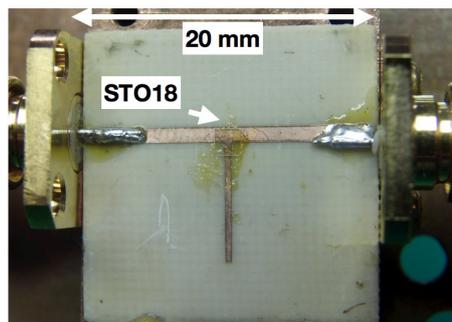


図 4.1: STO18 を MSL で形成したスタブの根元に置いたとき

#### 4.2.2 使用した機器

今回の実験では米 Precision Cryogenic Systems 社の液化ヘリウム用オープンデュワー（ジャックデュワー、図 4.2）を用いて液体ヘリウムによって 4 K の環境を作りだし、そこにプローブ（図 4.3）にセットした素子をジャボ付けするという形で実験を行った。プローブをジャックデュワーに抜き差しすることで、素子がある程度の温度から 4 K まで冷却されていく過程を追うことができる。本来ならば冷凍機によって 100 mK の環境を作りだし、そこで共振構造を確認することが最もよい方法ではあるが、100 mK の環境を構築するのに時間と手間がかかり多くのパターンを試せないことや、キュリー温度より低温である 4 K から 100 mK までの冷却は常温から 4 K までの冷却に比べ誘電体の誘電率に大きな変化がなく 4 K で共振構造が確認できれば 100 mK でも共振が確認できると考えたからである。

プローブには自作の SMA セミリジッド同軸ケーブルを通し、ベクトルネットワークアナライザ（VNA Agilent Technologies 社製、E5071C）による測定を行った。この VNA は 8.5 GHz まで測定できる。治具に酸化ルテニウム抵抗温度センサーをワニスで固定し、Lake Shore Cryotronics 社製の AC レジスタンスブリッジ 370 型でモニターした。また自作プローブに通している配線による減衰は冷凍機を用いた実験のときに比べると小さいため、共振構造を捉えやすくもなると考えられる。



図 4.2: ジェックデューワー

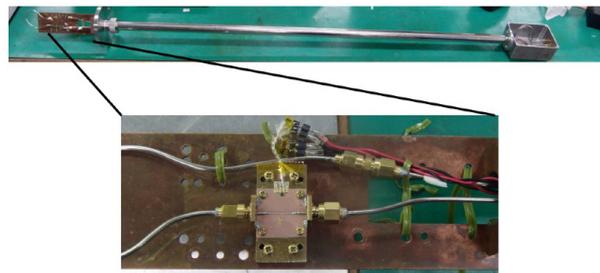


図 4.3: プローブ（上）と基板をプローブにセットした様子（下）

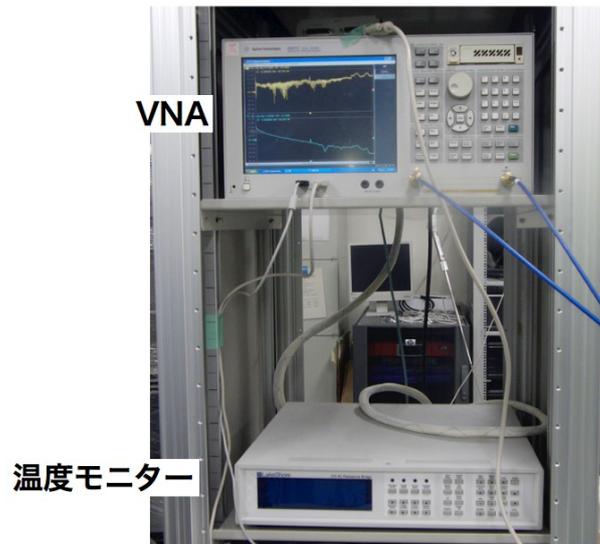


図 4.4: 測定機器

### 4.3 MSL を用いたときの実験結果

MSL を用いた場合は、素子の置き方によらず途中までは図 4.5 のような鋭い共振を確認することができた。しかし徐々に小さくなってしまい最終的に 4 K のときには共振を確認することはできなかった。

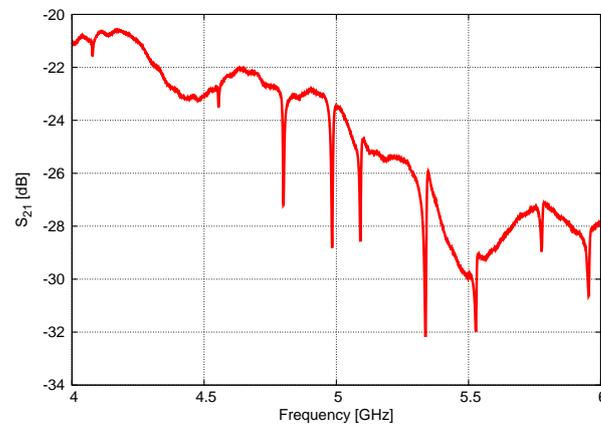


図 4.5: MSL に STO18 をのせたときの共振 (4 K 以上)

このような共振が温度変化していく様子が確認できたが、4 K に近づくにつれ共振が浅くなり、4 K になったところでは共振が確認できなかった

#### 4.4 基板パターンの変更

マイクロストリップラインを用いたときでは共振構造の深さが温度の低下とともに浅くなり、4Kに到達する前にノイズに埋もれて見えなくなってしまった。共振が見えなくなるとことは電力がスタブに流れにくくなっているためと考え、少しでもグランドに電力が流れやすいような構造にする必要があると判断した。そのため素子とグランドの接続が容易な、コプレーナ導波路 (CPW: Coplanar Waveguide) を採用した (図 4.6a)。

ここでは図 4.6b のような T 字型のスタブ構造に一定の間隔をもつギャップをエッチングによって形成し、そこに素子を載せるようにした。用いたパラメータは表 4.3 の通りであり、ちょうど  $50\Omega$  になるように設計した。基板を露光する際のマスクはガラスにアルミを蒸着することで作成し、この時点ではマスクのギャップの幅と設計値とのずれは  $1\mu\text{m}$  もなかった。マスクと基板を密着露光させることによって CPW のパターンを形成し、最後にウェットエッチングすることで目的のパターンを作り出した。この際に設計値より多めにエッチングされてしまったため、ギャップの幅がマスク通りの値にはできず数十  $\mu\text{m}$  程度余分に削られてしまう。この結果  $w = 0.92\text{mm}$ 、 $s = 0.25\text{mm}$  となり基板のインピーダンスは設計値である  $50\Omega$  から  $60\Omega$  へとずれてしまった。基板のインピーダンスが  $50\Omega$  にマッチしないことで、接続面で信号の反射が起こり信号を減衰させる原因にはなるが、エッチングで余分に削られることを考慮した上でのマスクの製作は時間がかかるため一旦出来上がった基板で試験をしてみることにした。基板と SMA コネクタは MSL のときと同じく半田づけで固定している。

素子は、スタブ右側の先端中心と素子の中心がだいたい一致するような置き方 (ワニスにより固定) をしている (図 4.7)。



図 4.6: CPW のイメージ

表 4.3: CPW の設計値と出来上がったものの値

パラメータ	設計値 [mm]	実際の値
伝送路幅 $w$	1.0	0.92
ギャップ幅 $s$	0.18	0.24
スタブ長 $l$	3	2.9
スタブ幅	1.0	0.92

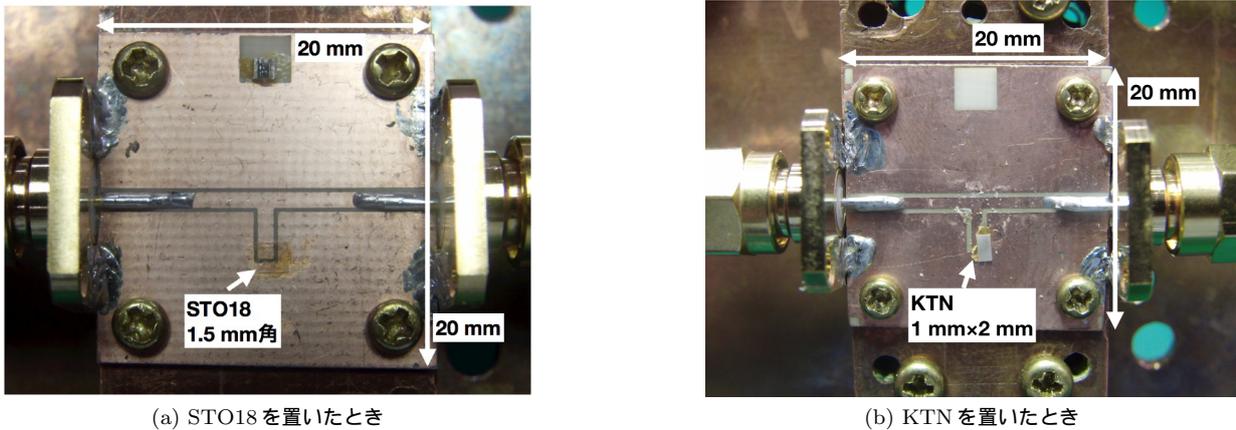


図 4.7: 実際に素子を置いた様子

#### 4.4.1 シミュレーション

電磁界シミュレーションにはムラタソフトウェア社のFEMTETを用いて行った。CPW形状の共振器について、STO18の素子中心がCPWパターンのスタブの右側先端と一致するように置いた(図4.8参考)。誘電体の比誘電率の値を変えてシミュレーションを行った。CPWの形状は表4.3の実測値を用いている。常温のSTO18の比誘電率330、誘電率の極値(〜12 K)の値42000、4.2 Kにおける誘電率28000を入れ、ワニスも再現している。用いたパラメータとシミュレーションで得られた共振周波数を表4.4にまとめる。

表 4.4: 用いたパラメータとシミュレーションで得られた共振周波数

(a) 用いたパラメータ					(b) シミュレーションで得られた共振周波数	
$\epsilon_{r,STO18}$	$\tan \delta_{STO18}$	$\epsilon_{r, varnish}$	$\tan \delta_{varnish}$	$z_{varnish}$ [mm]	$\epsilon_{r,STO18}$	共振周波数 [GHz]
330	0.001	5	0.001	0.035	330	26.8
42000	0.001	5	0.001	0.035	42000	2.4
28000	0.001	5	0.001	0.035	28000	2.9



図 4.8: 素子を置いたときのイメージ(左)と点線での断面図(右)

## 4.5 STO18 を用いたときの実験結果と解析

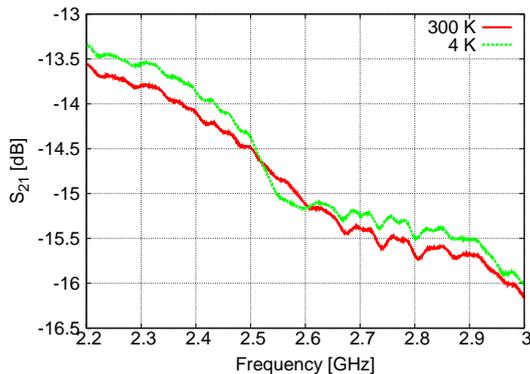
STO18 を用いた共振器を自作プローブに搭載し、液体ヘリウムにジャボ付けにしたときの結果を示していく。

### 4.5.1 STO18 を使用したときの結果

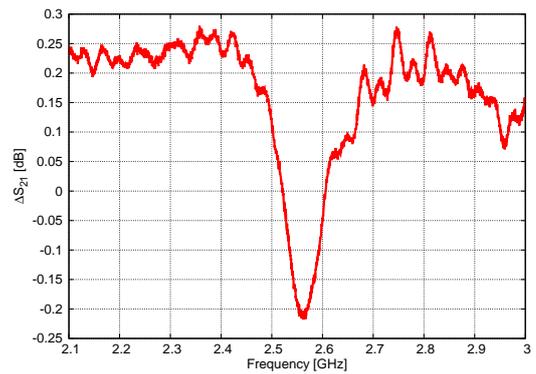
プローブを挿入するにつれ初めはMSLのときのような鋭い共振がVNAの測定可能範囲である8.5 GHzから低周波側へと移動する様子が見られたが、徐々に小さくなっていき、4 Kになったときの共振は2.56 GHzに見られた。その部分を比較したものが図4.9であり、左図は常温と4 Kのときを同時にプロットしたもので、右図は見やすくするために4 Kの結果から常温の結果を引いたもの ( $\Delta S_{21} = S_{21}|_{4K} - S_{21}|_{300K}$ ) である。

またプローブを挿入し温度が低下する途中、温度計が $\sim 13$  Kを示したところで共振周波数が「高周波側から低周波側への移動」から「低周波側から高周波側への移動」へと変化することが確認できた。これはSTO18のキュリー点を超え誘電率の温度依存性が変化したからだと考えられる。

なお、得られた共振はシミュレーションとは約400 MHzだけ低周波に現れている。この周波数を再現するためにシミュレーションを行い、素子が数 $100 \mu\text{m}$ ずれると100 $\sim$ 200 MHzほど低周波側へずれることが確認されたが、得られた共振に合わせることはできなかった。シミュレーションに反映しきれていない要素があると考えられる。



(a) 常温 (300 K) と4 Kの結果 (STO18)



(b) 4 Kの結果から常温の結果を引いたもの (STO18)

図 4.9: STO18 による共振

左図では2.55 GHz付近で4 Kが300 Kより下回っていて、共振周波数があることを示している。二つの結果の差をとって見やすくすると、共振があることがはっきりとわかる(右図)。

### 4.5.2 STO18 を用いたときの結果の解析

図4.9aの共振は100 m dBほどしかなく、セミリジッド配線特性により共振がきれいな形では表れていない。そのため共振構造の解析には図4.9bのように4 Kで得られた結果から常温での結果を差し引いた場合のデータを使用する。共振の $Q$ 値などを求めるために、式(3.58)を用いて最小二乗法でフィッティングを行った。

フィッティングの結果は図 4.10 のようであり、このときの各パラメータは表 4.5 のようになった。以下、今回得られた共振で  $\alpha$  線や X 線を検出できるか見積もりを行う。

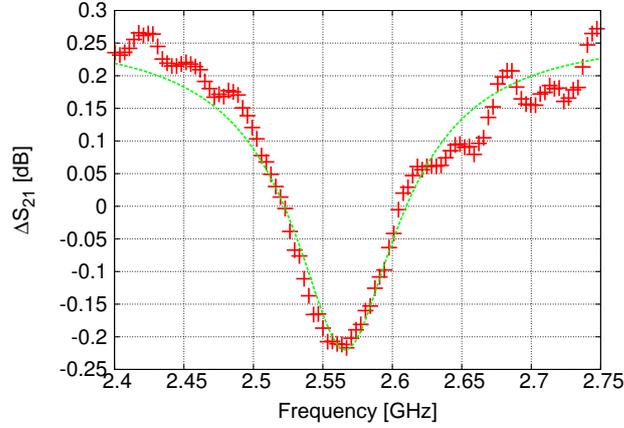


図 4.10: フィッティングの結果

フィッティングには式 3.58 を使い、データは 4 K から常温の結果を引いたものを使用した。赤の点が実験データ、緑の線がフィットした関数である。グラフを見やすくするために実験データの点は点数を間引いてプロットしている。

表 4.5: 4 K における STO18 の共振をフィットした結果

パラメータ	フィッティング結果
$Q$	16.0
$S_{21}^{\min}$	0.333
$f_r$	2.564 [GHz]

4 K で得られた共振と同程度のものが 100 mK でも得られると仮定して、まず素子に 5.5 MeV の  $\alpha$  線が入射した場合を考える。3.3.3.1 では、素子サイズを 1 mm 角として計算していたが、実験に用いた STO18 は 1.5 mm 角であるのでこのときに得られる温度上昇量は 160 mK となる。100 mK での絶対感度  $\alpha \sim 10^{-3}$  を用いて、静電容量の相対変化は  $\delta C_d / C_d \sim 1.6 \times 10^{-3}$  となり、共振周波数の相対変化は  $|\delta \omega_r / \omega_r| \sim 8.0 \times 10^{-4}$  となる。100 mK での共振周波数は分からないために、4 K での共振周波数  $f_r \sim 2.56$  GHz を 100 mK での共振周波数の代わりに代入すると、 $\alpha$  線の入射による共振周波数変化は  $\sim 2$  MHz 見積もることができる。このとき、 $|S_{21}|$  の相対変化は式 (3.61) から、 $\delta |S_{21}| / |S_{21}| \sim 4 \times 10^{-2} > 10^{-3}$  となり、この変化であれば十分読み出せるはずである。

次に 5.9 keV の X 線が入射した場合を考える。式 (3.20) から  $\delta T \sim 1.5$  mK となり、このときの静電容量の相対変化は  $\delta C_d / C_d \sim 1.5 \times 10^{-5}$  となる。よって共振周波数の相対変化は  $|\delta \omega_r / \omega_r| \sim 7.5 \times 10^{-6}$  となるので、先ほどと同様に 100 mK での共振周波数の代わりに 4 K での共振周波数 2.56 GHz を代入すると、5.9 keV の X 線に対しては 19 kHz のずれとなって表れる。 $|S_{21}|$  の相対変化は、 $\delta |S_{21}| / |S_{21}| \sim 4 \times 10^{-4} < 10^{-3}$  となり現状では検出は難しいと考えられる。

以上では $\alpha$ 線の検出可能性はあるが、X線については難しいという見積もりにはなった。しかし、4K以下で $Q$ 値や $S_{21}^{\min}$ といった共振器のパラメータが変わることは十分あり得るので実際に検出する環境に近いセットアップで4K以下の共振を調べる必要があると考えられる。

## 4.6 KTNを使用したときの結果

KTNでは一度液体ヘリウムに浸して4Kとなったところで測定をしそこからプローブを徐々に引き上げ、ヘリウムガスによって冷やされている状態で4K以上の温度で何点が測定をした。まず常温の結果と4Kにおける測定結果を図4.11に示す。常温で見えていた5.12 GHzの共振が4Kでは5.22 GHzへと移動するといった結果になった。プローブを引き上げていく途中で、30 K付近で共振の深さが $\sim 15$  dB  $\rightarrow \sim 30$  dBと急に大きくなり、再び4Kで見えているような $\sim 15$  dBに戻るといった結果が見られた。

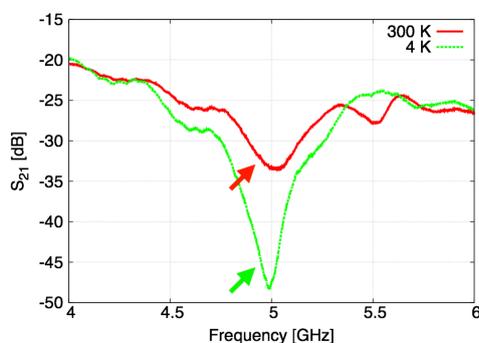


図 4.11: 常温 (300 K) と 4 K の結果 (KTN)

常温で見られた共振 (赤矢印) が 4K では高周波側 (緑矢印) に移動したことが確認できた。

図 4.12: KTN による共振

次に、プローブを引き上げていく途中での共振を示す。温度計が1K程度以内のゆらぎで安定したところでの共振を取得した。温度と共振周波数の関係が図4.13で、横軸に温度、縦軸に共振周波数をとっている。30 K付近で一度大きく低周波側に移動している。

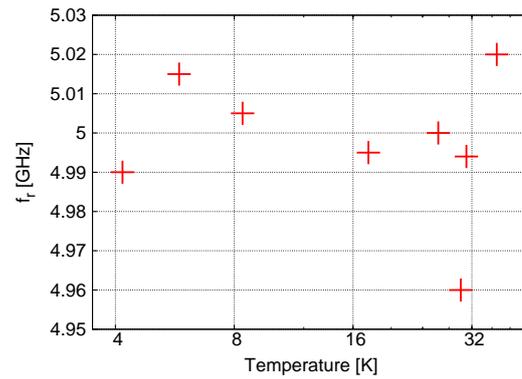


図 4.13: 共振周波数と温度の関係 (KTN)

#### 4.6.1 得られた共振について

KTNを用いた実験では常温で見えていた5.12 GHzの共振が温度によって変化するというもので、高周波側から共振が移動してくるSTO18のときとは異なるような振る舞いを見せた。この原因についてはまだはっきりとは分かっていないが、KTN以外の温度変化を見ていた可能性が考えられる。5.12 GHzの共振周波数に相当する長さを $\lambda = c/f\sqrt{\epsilon_r}$ から推定する。付録Cから $a = 0.46$ 、 $b = 0.71$ としてCPWの実効誘電率を求めると $\epsilon_{r,eff} = 2.1$ となるため、 $\lambda = 4.0$  cmと求まる。ちょうど基板の大きさが2 cm角になっているために半波長共振器のようになっていた可能性が示唆される。今回はこの長さの部分もしくは半田部分などのキャパシタンスやインダクタンスが温度変化していた様子を見てしまっていた可能性があり、KTNによる共振を捉えきれなかったと考えられる。また、KTNの素子自身がジャボ付けのような急激な温度変化に追いついていない可能性もあり、もう少し検証をする必要がある。

## 4.7 まとめ

CPW型構造の基板にSTO18の乗せ、STO18を使った共振器としては4 Kで初めて共振構造を取得することに成功した。その共振は $f_r = 2.56$  GHz、 $S_{21}^{\min} = 0.30$ 、 $Q = 13$ というものであった。これと同程度の共振構造が100 mKでも得られれば、X線程度のエネルギーは難しいと思われるが $\alpha$ 線程度のエネルギーの検出は現在の読み出し系で可能であるということを見積もった。一方で、KTNを乗せた場合、共振構造は得られたが積極的にKTN由来の共振と言えるよう結果にはならなかった。ジャボ付けのような急激な温度変化ではなく、温度を少しずつ変化させることのできる環境で共振の取得を目指す必要がある。

今後、X線照射試験に向けた環境を整えつつ、より低温での共振構造を確かめていく必要がある。

## 第5章 X線検出実験のためのADRの環境構築の 試みと冷却実験

X線検出のための目標として100 mKで数GHzの高周波数帯において、数mKの変化を読み出せるような冷凍機環境を整える必要がある。その第一歩としてここでは冷凍機側の環境を整える。この章の実験で扱う断熱消磁冷凍機の最低到達温度は100 mK以下であり、100 mKを数時間に渡って安定して保つことができる。さらに我々の研究グループで保有する断熱消磁冷凍機には同軸配線も通っており、高周波帯での実験も可能である。しかしこの冷凍機では100 mKにまで冷える極低温ステージに同軸配線をのばして冷却したことはなく今回が初めての試みとなる。この章では断熱消磁冷凍機でX線照射実験ができるように環境構築を試み、X線を検出する上で重要となる冷凍機の温度安定度や熱流入の測定も行ったこと、また第4章でのSTO18とKTNの共振器を用いその特性を取得したことについて述べる。共振器を上手く冷却できればX線や $\alpha$ 線の照射試験を行うことを考えていたが、今回の試験では共振器を100 mKまで冷却することはできなかったために、4 K付近の共振器の特性を取得した。得られた共振構造を元に $\alpha$ 線やX線を検出できる可能性について検討する。なおADRを使ったこの実験は九州大学伊都キャンパス低温センターにて量子線物理計測グループの方々の協力のもと行った。

### 5.1 ADRについて

ADRは常磁性体への印加磁場を制御し、カルノーサイクルに近いサイクルを作り出すことで極低温を得るものである。

常磁性体の温度を100 mKまで下げるためにはいくつかの手順を経る。まず、常磁性体の温度を液体ヘリウム(4 Kの熱浴となる)の温度まで下げる。その後、常磁性体と4 K熱浴を熱的に切り離し、液体ヘリウムを減圧することによって得られる約1 Kの熱浴と接触させ1 K程度まで冷やす。このとき常磁性体の局在スピンの向きはバラバラであり、エントロピーは大きい状態にある。この状態で常磁性体に磁場を印加すると磁化が起き、スピンの向きがそろうのでエントロピーは減少することになる(図5.1, 1 → 2)。

ここで十分なエントロピー変化を起こさせるためには数Tオーダーの強い磁場が必要であり、大電流を流しても発熱が小さくなるように超伝導電磁石を用いる。常磁性体の磁化の際に磁化熱が発生するが、この熱は1 Kの熱浴に捨てる。超伝導電磁石にクエンチしない程度の電流を流して強い磁場を作り出し、常磁性体と1 K熱浴の温度が等しくなったら、それらを熱的に分離し常磁性体を断熱状態にする。この状態で常磁性体に印加している磁場を減少(消磁)させると、理想的な断熱状態ではエントロピーは一定に保たれながら温度が下がる(図5.1, 2 → 3)。そして、磁場がなくなるまで消磁すると100 mK以下という最低温度に到達することができる。実際には輻射熱や支持材料などからの熱流入があるため、エントロピーが少しずつ上昇し理想的な断熱状態と比べて最低温度は高くなる。磁場が0になり最低温度に達したあと、常磁性体の温度とエントロピーは等磁場

曲線に沿って上昇し、励磁前の状態に戻る（図 5.1, 3 → 1）。

消磁を途中で止めると温度降下は止まる。断熱消磁冷凍機ではこれを利用して温度制御をすることができる。1K 熱浴からの熱流入がある場合、消磁を止めると常磁性体の温度とエントロピーは等磁場曲線に従って徐々に上昇し（図 5.1, 3' → 1'）、最終的に温度は熱浴と同じ 1K となる。この上昇速度は常磁性体の比熱と流入熱によって決まる。常磁性体の温度を一定に保つためにはこの温度上昇に抗う必要があり、磁場を徐々に減少させることでこれを実現する。

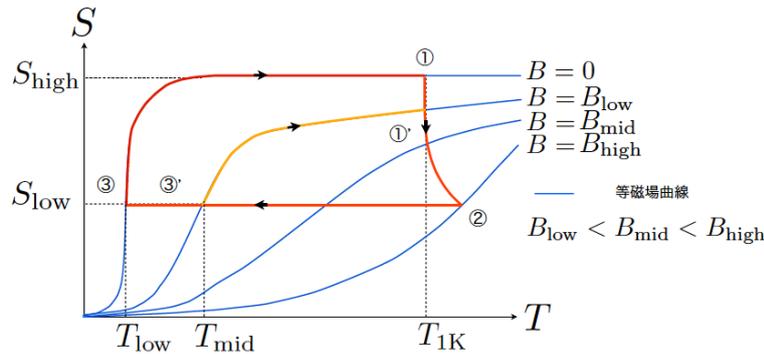


図 5.1: 断熱消磁冷凍機の冷却サイクル

### 5.1.1 CMR-ADR

今回、測定に用いた冷凍機は Cambridge Magnetic Refrigeration 社製の断熱消磁冷凍機（CMR-ADR）である。図 5.2 に示すようにデュワーとその中へ抜き差し可能なインサートからなる。デュワーには液体ヘリウムが最大 90L 入り、これが 4K 熱浴となる。外層は真空引きをして真空断熱状態を作っている。インサートの下部（図 5.3a）には IVC（Inner Vacuum Can）がついている。IVC は常磁性体のカプセル（ソルトピル）がついた極低温ステージや 1K 熱浴などからなり、これらは金属製の筒で二重に覆われる。内側の筒は極低温ステージなどを覆う 1K シールドとなり、外側の筒は真空状態を作るために密封をする。インサートをデュワー内に挿入するときは、IVC の中から大気を追い出して熱交換ガス（ヘリウムガス）を封入し、極低温ステージ（LTS: Low Temperature Stage）が 4K となるようにする。その後、IVC を真空引きをして熱交換ガスを追い出し、4K 熱浴から LTS への熱流入を抑える。そして少量の液体ヘリウムを減圧する 1K ポット（図 5.3b）で 1K 熱浴（1K ステージ）を作り出し、LTS を約 1K にする。前述の励磁をし、ヒートスイッチを開け熱的に 1K ステージと LTS を切り離れた後（このとき LTS はケブラーで吊られる）、断熱消磁によって LTS を 100mK にする。LTS と 1K ステージの間には、LTS とは熱的につながり 1K ステージとは熱的に切り離されている銅板（LTSU）がある。この LTSU は冷却時に LTS と同程度の温度になるため、熱シールドの役目を果たし 1K ステージから LTS へ向かう放射熱を抑制する。ソルトピルには鉄ミョウバンを用いる。また超伝導電磁石はヘリウムデュワー内の IVC 下部にあたる部分に取り付けられており、ここに 16.68 A の電流を流すことでソルトピルに約 3 T の磁場を作り出す。

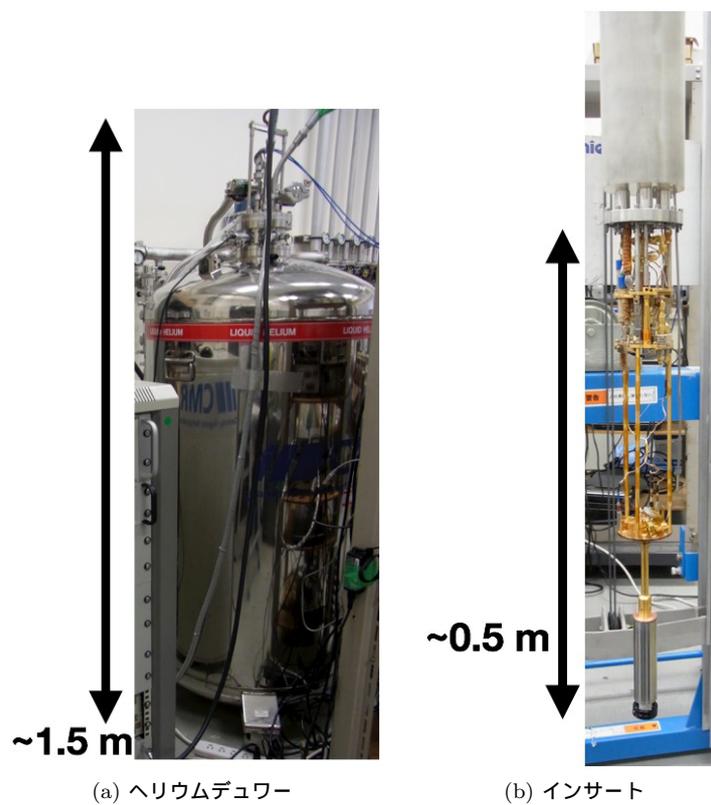


図 5.2: CMR-ADR のヘリウムデュワーとインサート



図 5.3: インサートの様子

## 5.2 ADR の環境構築

実際に X 線を検出するときを想定した冷凍機内部のセットアップ (図 5.4) を行い、100 mK まで共振器が冷えるかどうかの冷却試験を行った。また X 線の測定をする上で重要となる温度安定度や熱流入に関する測定も行った。

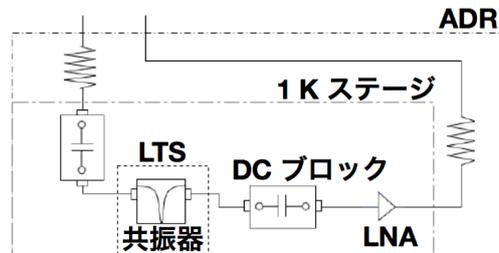


図 5.4: ADR 内のセットアップ

### 5.2.1 CMR-ADR 内部のセットアップ

#### 5.2.1.1 LTS のセットアップ

LTS は直径 66 mm の円形をしており、そこに治具に固定された大きさ 20 mm 角の共振器を置いた (図 5.5)。共振器上には酸化ルテニウム温度計とヒーターとして 50  $\Omega$  抵抗をそれぞれワニス (GE7031) で固定している、

この温度計が誘電体素子の温度を示しているものとして実験を行った。温度計とヒーターは誘電体素子を挟むようにちょうど基板の両端につけている。これらにはそれぞれ4端子で配線を行い、10 K以下で超伝導状態となるNb-Ti線を用いている。

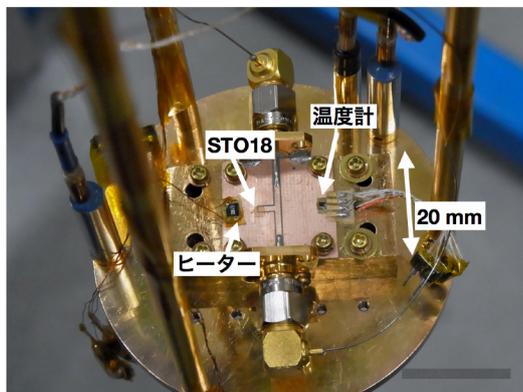


図 5.5: LTSのセットアップ  
誘電体素子にSTO18を用いたときのもの

#### 5.2.1.2 1K ステージのセットアップ

1 K ステージには共振器を通ってきた信号を増幅するために図 5.8 のようにローノイズアンプ (LNA: Low Noise Amplifier) を配置している (LNA については 5.2.2 で後述する)。LNA の発熱を逃がすために、LNA と 1 K ステージを厚み 0.3 mm の金メッキした銅治具でつないでいる。

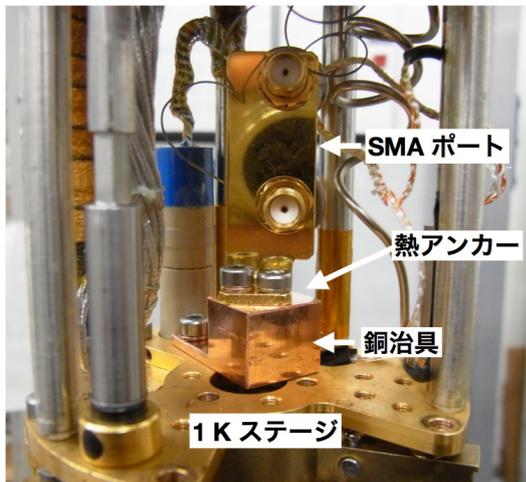


図 5.6: 1K ステージに設置されている SMA ポート

1K ステージに銅治具を固定し、その上に SMA ポートをのせている。この銅治具で 1K ステージと同じ温度になると考えている。

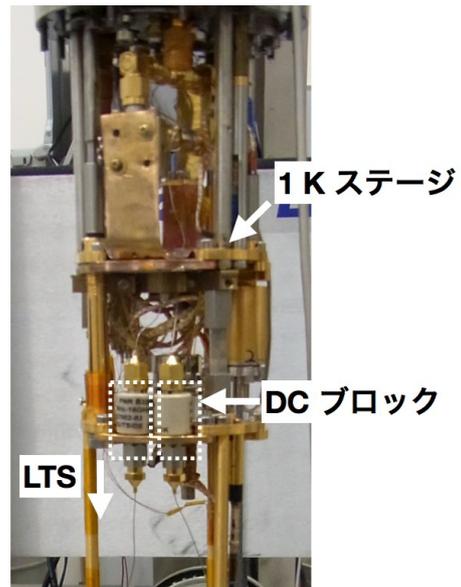
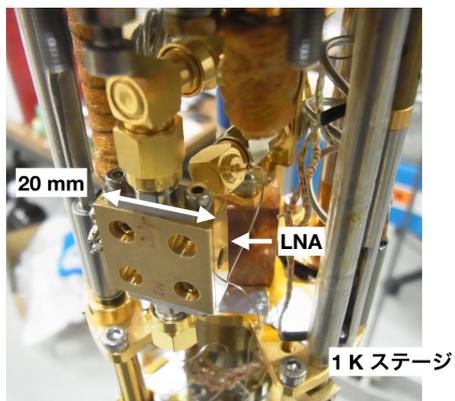
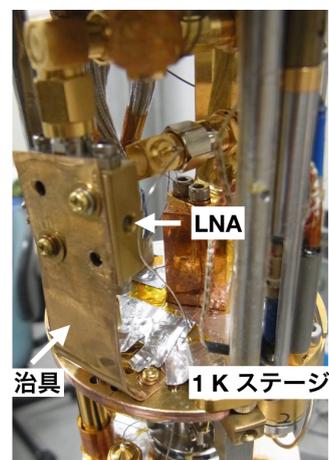


図 5.7: DC ブロックを配置したところ



(a) 治具をつける前の LNA



(b) 治具をつけた後の LNA

図 5.8: 1K ステージに設置された LNA

### 5.2.1.3 同軸配線について

インサート上部（常温部分）に取り付けられているSMAコネクタ（図5.9参照）から1KステージにあるSMAポート（図5.6）へ $\phi 0.33\text{ mm}$ の同軸配線は既に取り付けられてある。しかし、1Kステージからさらに低温であるLTSまでは同軸配線をのばした経験はまだない。今回LTSまで同軸配線を伸ばして測定環境の構築を試みた。

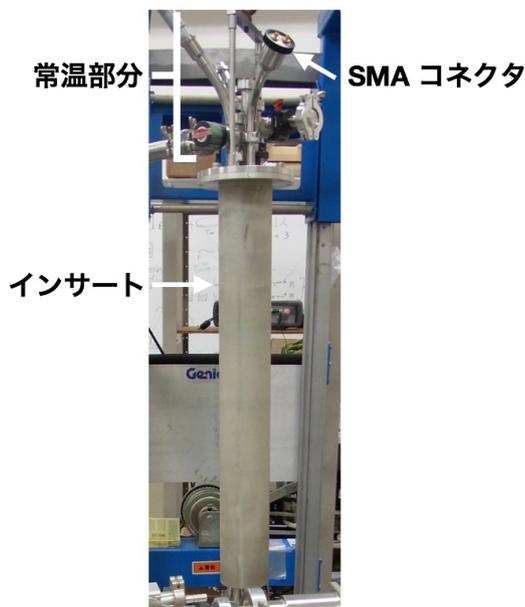


図 5.9: インサート上部

同軸配線をLTSまでのばすと、常温から100 mKであるLTSまで熱的に繋がっていることになるので、LTSへ流入してくる熱を抑える必要がある。熱アンカーをとる、同軸配線の断面積を小さくする、長さを稼ぐことで流入熱は抑えることができる。

同軸配線にはCoax社のキュプロニッケルからなる $\phi 0.33\text{ mm}$ セミリジッドケーブルを使用した。 $\phi 0.33\text{ mm}$ の配線は同社の一番細い配線でもある。1KステージからLTSの間には図5.7のようにDCブロック（Advanced Technical Materials社製 B320H）を2つ配置し、1KステージからLTSへと向かう信号とLTSにある共振器を通して1Kステージへと帰ってくる信号を経由させている。DCブロックを挟むことでグラウンドは熱的に切り離され、芯線もキャパシティブな接続になるため、LTSへの熱流入を減らす効果が期待される。

なお、用いている同軸配線の長さは1KステージとDCブロックを繋ぐものが50 mm、アンプとDCブロックを繋いでいるものが70 mm、LTSとDCブロックを繋ぐものが240 mm（片道分）であり、合計するとおよそ600 mm = 60 cmとなる。常温から1Kステージを繋ぐ同軸配線の長さの正確な値は不明だが、インサートの長さから片道でおよそ1.3 mと推測すると、CMR-ADRに使われる全ての同軸配線の長さはおよそ3.2 mとなる。

### 5.2.2 LNA について

1 KステージにはLNAを配置し、S/N上げることをしている。このアンプは国立天文台の小嶋崇文助教が製作されたもので、それをお借りしたものである(図 5.10)。トランジスタはHeterojunction Bipolar Transistor (HBT)と呼ばれるものを使用し、材料にはSiGeを用いている。

天文台のアンプは低温用に製作されたものではあるが、4 Kや2 Kといった温度での測定結果はなかったため、CMR-ADRによる実験を行う前にまずはそれらの温度で動作するかどうかの確認も含めてゲイン測定を行った。なおこの測定にはCMR-ADRではなく3Heソープションクーラーを用いた(6.1.1 参照)。

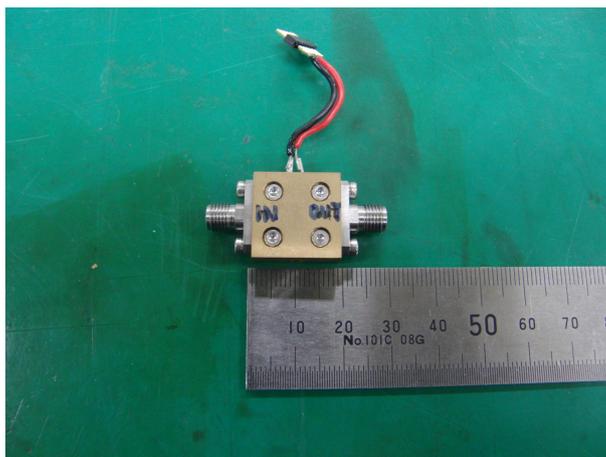


図 5.10: 国立天文台の小嶋崇文助教が製作された LNA

#### 5.2.2.1 $I-V$ 特性

まずこのLNAが4 Kや2 Kといった低温できちんと増幅されるのかどうか確認のためと、どの程度の発熱があるかを確認するために、 $I-V$ 特性を取得した。常温(300 K)、77 K、4.2 K、2 KでのLNAに流れる電流  $I_{amp}$  とLNAにかかる電圧  $V_{amp}$  を四端子法で読み出し、横軸を  $I_{amp}$ 、縦軸を  $V_{amp}$  としてプロットしたグラフが図 5.11 である。色はそれぞれ赤が常温、緑が77 K、青が4 K、紫が2 Kに対応している。両軸とも対数をとっている。温度によって  $I-V$  特性が変化していることがわかる。このとき各温度におけるLNAのバイアス電流を決定するために  $I-V$  測定と同時にVNAでゲインを調べ、LNAから25 dB程度のゲインが得られつつ、なるべく発熱が小さくなるような点を選んだ。その結果を表 5.1 にまとめる。2 Kでは数 mW のオーダーではあるが発熱があり、冷凍機のクーリングパワーが十分に確保されていれば問題にはならないが、クーリングパワーが小さいとこの発熱により熱浴が冷えないといったことが問題となってくる。

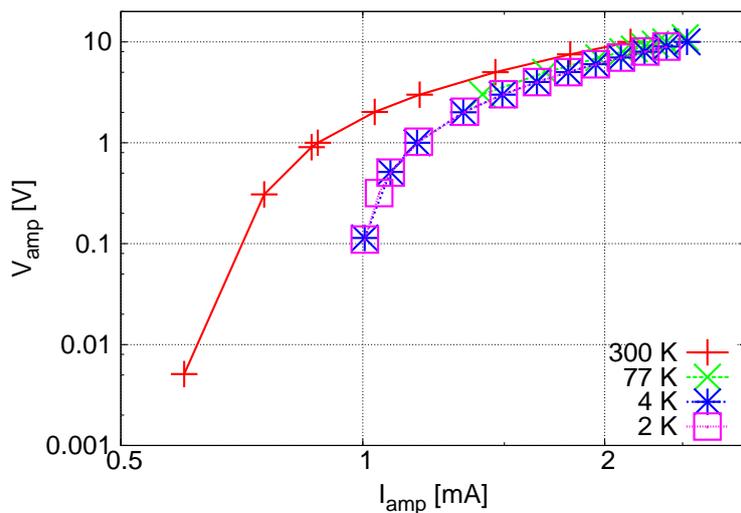
図 5.11: LNA の  $I - V$  特性

表 5.1: LNA のバイアス電流

温度 [K]	電流 [mA]	電圧 [V]
300	10.0	2.15
77	8.01	2.11
4.2	6.00	1.95
2	4.52	1.72

### 5.2.2.2 ゲインの測定

常温 (300 K)、77 K、4.2 K、2 K におけるゲインを測定するために VNA を用いた。VNA は内部で発生させた信号を 2 つに分岐し、1 つを内部の基準受信部に入力し、もうひとつの信号を DUT (Device Under Test) を通過して、測定受信部に入力する。このときに基準受信部と測定受信部の測定値の差が測定結果となり、dB (相対値) で表される。そのため DUT (ここでは LNA) を正確に測定しようとするには測定前に基準受信部と測定受信部をあわせるキャリブレーションを行う必要がある。今回は LNA に信号が入力される直前の部分を校正面を選び、エンハンスド・レスポンス校正 (オープン、ショート、ロード校正をポート 1 側で、ポート 1 と 2 間をスルー校正) を行った。周波数ごとの各温度における増幅率は図 5.12 ~ 5.15 のようになった。ここで  $P_{in}$  は LNA に入力される電力、 $P_{out}$  は LNA から出力される電力である。赤が 1 GHz、緑が 2 GHz、青が 3 GHz、ピンクが 4 GHz に対応している。

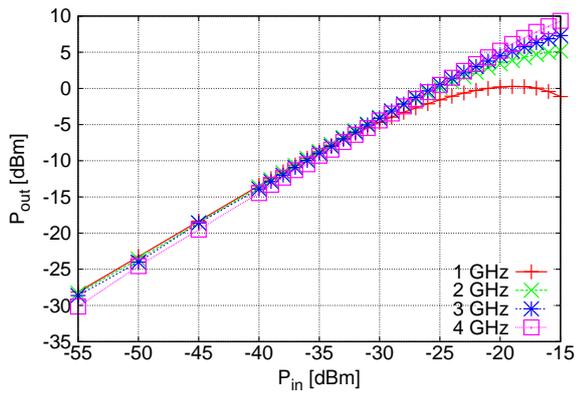


図 5.12: 常温での増幅率

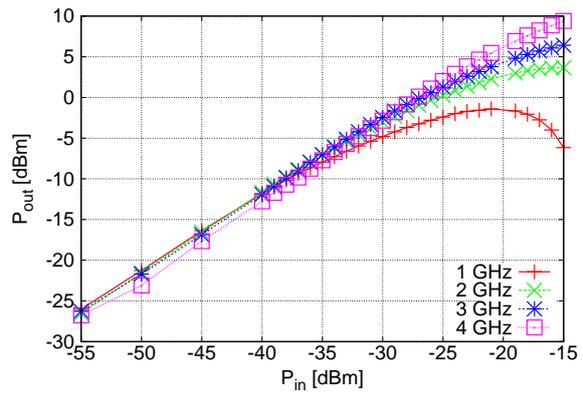


図 5.13: 77 K での増幅率

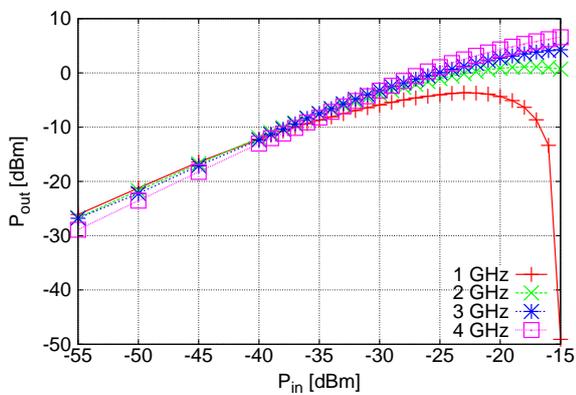


図 5.14: 4 K における増幅率

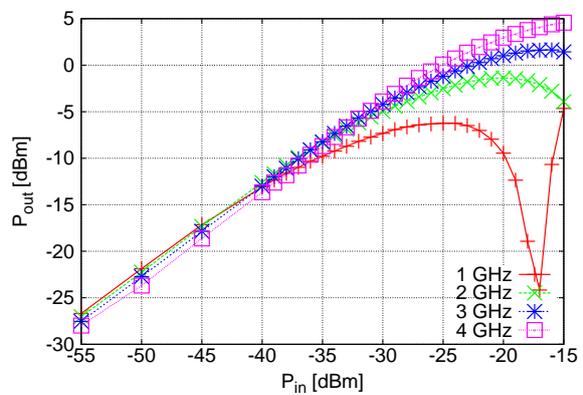


図 5.15: 2 K における増幅率

これらから周波数が大きい方がより広い範囲で線形な出力を保っていることがわかる。逆を言えば周波数が低い場合、入力電力が大きいと正常な増幅率が得られないことになる。また、実際の共振周波数に近い 2 GHz における増幅率と P1dB を求めると表 5.2 のようになった。線形範囲を一次関数でフィッティングし、フィットした関数より 1 dBm だけ出力が下回ったところを P1dB とした。

表 5.2: LNA の増幅率と P1dB

温度 [K]	増幅率 [dB]	P1dB [dBm]
300	26	-24
77	28	-30
4	28	-32
2	27	-33

### 5.2.3 極低温状態の維持について

X線検出を行うためには共振器を $\sim 100$  mKまで冷却し、30分ないし1時間程度の測定ができるような環境を作る必要がある。ここではLNAに治具をつけ発熱を1Kステージに逃がすようにしたり、治具を金メッキすることで熱伝導をよくするといったことや隙間をアルミテープで塞ぎ放射熱を減らすといった工夫を行った。

まず100 mKまでの冷却を何度か行い、共振器をLTSに置いた状態でLTSは100 mKまで冷却されることは確認できたが、共振器上にのせた温度計は400 mK程度までしか冷えず目標とする100 mKには届かなかった。この原因については、5.2.3.2にて検討するが、共振器と治具の熱接触もしくは共振器と温度計の熱接触が悪い、同軸配線を通じて熱が流入した、などが考えられる。共振器が冷えなかったことを受け、消磁後の保持温度を200 mKや300 mKに変更するところを行い、冷却を行った。

消磁後に1Kステージ上のLNAを駆動させるとLNAの発熱がLTSへ流入してしまい、残留磁場を消費しても温度を維持することはできなかった。LNAにかけるバイアスを1 mAほどまで落とせば、共振器を430 mKの温度で30分程度は保つことができるという結果であった。しかしこのバイアス電流では表5.2のような増幅率は出せず、かえってLNA由来のノイズが増えてしまったり、LNAを置かなかった場合と同程度の増幅率しか得られないという状況になってしまったりする。

将来、X線を検出する場合にはLNAを用いることを考えているため、熱がLTSに伝わらないような対策が必要となってくる。

表 5.3: 消磁を行ったときの到達温度

設定温度 [mK]	LTSの温度 [mK]	共振器の温度 [mK]
200	199	411
300	306	950

#### 5.2.3.1 温度安定度

100 mKの環境でX線を測定しようとする、3.3.3で見積もったように素子の温度上昇は典型的に数 mKになる。冷凍機の温度揺らぎが素子の温度上昇と同じ程度あった場合、得られた信号がX線由来なのか冷凍機の温度揺らぎによるものか判断できない。そのためX線の測定には冷凍機の温度揺らぎをmK以下のオーダーに抑える必要がある。今回は消磁した後残留磁場によって温度が保たれているとき、LTSの温度計の $1\sigma$ の範囲を温度ゆらぎと定義して求めた。その結果は表5.4のようであり、また度数分布図にすると図5.16、5.17のようになる。これよりLTSの温度揺らぎはmK以下に抑えられているが、共振器上の温度は最大2 mK程度の揺らぎになってしまっていることが分かる。

表 5.4: 温度ゆらぎ

LTS 設定温度	LTS の温度	LTS の温度揺らぎ	共振器上の温度	共振器上の温度揺らぎ
100	101	0.10	466	1.14
200	202	0.09	411	2.09

単位はすべて mK

素子サイズが  $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 0.1\text{ mm}$  の誘電体に X 線が入射したときの素子の温度上昇は式 (3.20) より約  $3\text{ mK}$  と共振器上の温度揺らぎと同程度であるが、素子サイズを  $1/10$  にするなどして素子の温度上昇を 10 倍程度にまですれば、この程度の温度揺らぎとは充分区別できるはずである。

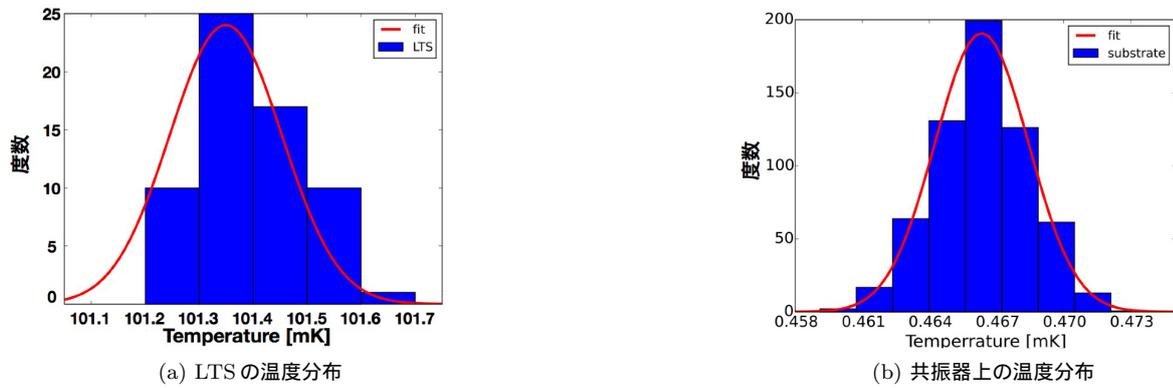


図 5.16: 100 mK を設定温度としたときの温度分布

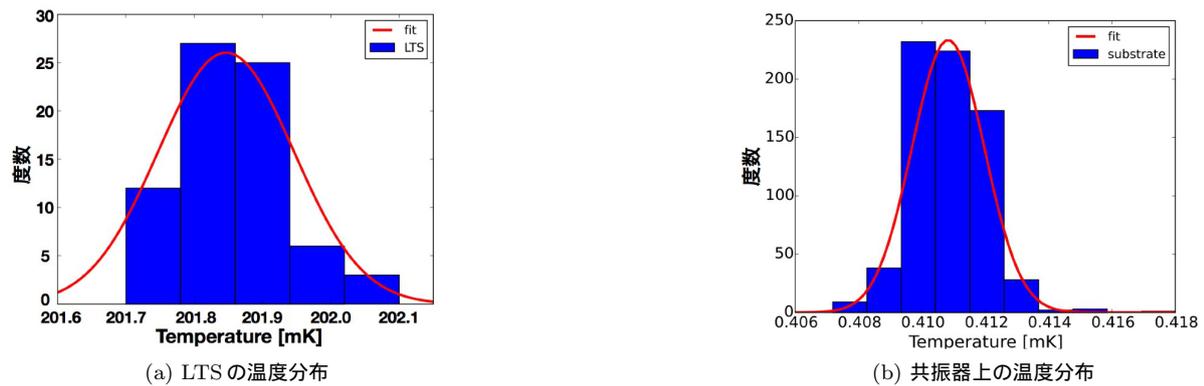


図 5.17: 200 mK を設定温度としたときの温度分布

### 5.2.3.2 ヒートパルス試験

CMR-ADR の LTS にはヒートパルス試験用のヒーターが取り付けられている。残留磁場が 0 になり LTS が輻射熱や支持材料などからの熱流入（自然な熱流入）により少しずつ温度が上昇しているときにヒーターを周期的に ON/OFF させ、ヒーターを焚いたときと焚いていないときの温度変化を熱伝導方程式を使って解くことで自然な熱流入を求めることができる（付録 D 参照）。ここではヒーターで  $4\text{ }\mu\text{W}$  発熱させた。

まず、1K ステージに LNA を置かないで、LTS にも共振器を置かず同軸配線も通さない場合に冷却を行った際の流入熱は  $5\text{ }\mu\text{W}$  であり、次に 1K 熱ステージに LNA を、LTS に共振器を置き、さらに同軸配線を LTS ま

で通した場合では流入熱は  $10 \mu\text{W}$  であった (表 5.5)。

表 5.5: LTS への流入熱

LTS の状況	流入熱 [ $\mu\text{W}$ ]
何も置かず	5
共振器あり	10

この約  $5 \mu\text{W}$  の流入熱の差となる要因は幾つか考えられ、熱放射、熱伝導、温度計の自己発熱がある。この中でも主なものは 1K ステージと LTS を繋ぐ同軸配線及び Nb-Ti 配線からの熱流入ではないかと考えた。温度  $T_1$  と  $T_2$  の間を断面積  $A$ 、長さ  $L$  の物体で繋いでいるとしたときの熱流入  $\dot{Q}$  は、

$$\dot{Q} = \frac{A}{L} \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT \quad (5.1)$$

となる。ここで  $k(T)$  は物質の熱伝導率である。[23] よりキュプロニッケルの同軸配線は  $k(T) = 650T^{1.1} [\mu\text{W}/\text{cm} \cdot \text{K}]$ 、Nb-Ti 配線は  $k(T) = 150T^{2.0} [\mu\text{W}/\text{cm} \cdot \text{K}]$  と表すことができる。 $T_1 = 0.1 \text{K}$  (LTS の温度)、 $T_2 = 1.5 \text{K}$  (1K 熱浴の温度) として実際の配線の長さと同断面積 (表 5.6 参照) を当てはめて計算すると、同軸配線については  $0.2 \mu\text{W}$ 、Nb-Ti 配線は  $0.1 \mu\text{W}$ 、計  $0.3 \mu\text{W}$  程度で、 $5 \mu\text{W}$  とはならない。しかし、同軸配線の熱アンカー (図 5.6 参考) が 1K ステージで上手く取れていなかった場合、同軸配線が液体ヘリウムの温度  $T_2 = 4.2 \text{K}$  となっていたと考えることができる。この場合、 $\dot{Q} = 2 \mu\text{W}$  となるが、これだけでは  $5 \mu\text{W}$  の熱を説明できない。

熱放射としては LTSU から LTS への熱が考えられるが、共振器を置いていないときと置いているときで LTSU に温度差は見られなかったことから流入熱に差をつけることはないと思っている。

温度計の自己発熱は  $P = V^2/R$  で求められる。共振器上の温度計には  $0.3 \mu\text{V}$  の定電圧をかけてモニターしていた。430 mK での酸化ルテニウムの抵抗値は  $4.15 \text{k}\Omega$  であるから、nW 程度の発熱であり、無視できる。

今、LTS の共振器の温度計配線やヒーター配線を保護する目的でカプトンテープを使用していた (図 5.18 参考)。触れないよう気をつけていたが、1K シールドと接触しそうなる場所もあった。もしカプトンテープが 1K シールドに接触していたとすると、仮定にもよるが  $T^2$  に比例するとして数  $100 \text{nW}$  ~ 数  $\mu\text{W}$  程度になってしまう。カプトンテープからの熱流入があるとしたら、おおよその説明がつく。



図 5.18: 1K シールドに触れてしまっていた可能性のあるカプトンテープ

表 5.6: キュプロニッケル同軸配、Nb-Ti 配線、ケブラーの情報

材質	長さ [cm]	断面積 [ $\times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ]	本数
キュプロニッケル	24	3.4	2
Nb-Ti	~25	1.85	8

表 5.7: 熱流入の原因

要因	熱量 [ $\mu\text{W}$ ]
Nb-Ti	0.1
同軸配線	$\lesssim 2$
カプトンテープ	数 100 nW ~ 数 $\mu\text{W}$

また消磁後 LTS が 200 mK や 300 mK と冷えているにも関わらず、共振器上の温度が最も冷えたときで 430 mK 程度までしか冷えなかったことについてもこの熱流入によるものではないかと考えられる。熱流入の差  $P$  と LTS と基板の温度差  $\Delta T$ 、熱伝導率  $G$  を用いて、

$$G = \frac{P}{\Delta T} \quad (5.2)$$

とかける。表 5.3 の設定温度を 200 mK としたときの場合を考えると、 $P = 5 \mu\text{W}$ 、 $\Delta T = 230 \text{ mK}$  であるから  $G = 2 \times 10^{-5} \text{ W/K}$  となる。ここで熱伝導率を担う物質として誘電体基板であったと考える。用いた基板の低温での熱伝導率は不明だが、仮に G10 のようなエポキシ樹脂を仮定すると、200 mK での熱伝導率<sup>1</sup> をおよそ  $0.05 \text{ W/m} \cdot \text{K}$  と推測し、使用している基板の厚みが 0.6 mm であることから  $G \sim 3 \times 10^{-5} \text{ W/K}$  と概算できる。荒い見積もりではあるがオーダーで一致しているので、G10 のような樹脂によって LTS と基板の温度差がついてしまっていることが示唆される。一方で、設定温度を 300 mK にしたときは  $G \sim 8 \times 10^{-6} \text{ W/K}$  となり、G10 の熱伝導率に近い値にはなるが 200 mK よりも熱伝導率が悪いという結果になる。基板と治具の熱接触が多少弱くなっていたことも可能性として考えられる。

#### 5.2.4 ADR に関するまとめ

キュプロニッケル同軸配線を LTS まで通し想定している X 線検出試験と同様の環境で、LTS を 100 mK まで冷却することには成功した。しかしながら、共振器は約 400 mK までしか冷却されなかった。この原因は同軸配線などからの熱流入が考えられる。

また温度ゆらぎは LTS が約 0.1 mK、共振器が約 2 mK という結果になった。mK という揺らぎは X 線による温度上昇量と同程度になり検出を妨げる可能性があるが、素子サイズを小さくすることなどしてこの揺らぎよりも大きな温度上昇量とすれば検出は可能になると考えている。

一方で、LNA を動作させると LTS まで熱が伝わってしまい極低温を維持できなかった。より低発熱なアンブを用いて発熱を減らすか、熱がより逃げるような構造にする必要がある。今のセットアップでは LNA は 1 K 熱浴に逃げるようになっているが、1 K 熱浴は液体ヘリウムの減圧によって作り出しているためクーリングパワー

<sup>1</sup>NIST Material Measurement Laboratory で公開されているデータを 200 mK まで外挿した値

[http://cryogenics.nist.gov/MPropsMAY/G-10%20CR%20Fiberglass%20Epoxy/G10CRFiberglassEpoxy\\_rev.htm#le](http://cryogenics.nist.gov/MPropsMAY/G-10%20CR%20Fiberglass%20Epoxy/G10CRFiberglassEpoxy_rev.htm#le)

はそこまで大きくない。4 K 熱浴に熱を逃がすような構造にすることができれば、液体ヘリウムによるクーリングパワーは 1 K 熱浴のそれと比べ十分に大きいので上手く熱を逃がすことができると考えられる。ただしこの場合、熱アンカーをうまく取らないと 4.2 K からの熱  $2 \mu\text{W}$  が同軸配線を伝わってしまい、LTS が 100 mK のとき共振器は 70 mK ほど高くなってしまう可能性がある。

### 5.3 共振の取得

上述のように CMR-ADR の LTS を 100 mK まで冷却することはできたが、共振器は 100 mK までは冷えなかった。これを受けて、X 線や  $\alpha$  線の照射実験は行わず、4 K 以下での共振を調べることにする。

VNA (ここでは Anritsu 社製 MS2024B) の出力ポートから電力を出力し、DC ブロックを経由した信号は共振器を通ったあと、1 K ステージ上の LNA と VNA の入力ポート手前に置いた常温のアンプ (Wenteq Microwave 社製 ABL0300-00-2530) によって増幅された信号を VNA の入力ポートで取得する (図 5.19 参考)。まず共振器部分を thru に置き換え、常温の温度で配線による往復分の減衰を測定すると図 5.20 のようになり、0.5 GHz では 44 dB、1.0 GHz では 60 dB の減衰がある。Coax 社のホームページ<sup>2</sup> によると使用している配線の減衰率は 13.7 dB/m @0.5 GHz、19.3 dB/m @1.0 GHz であるので、これを元に計算すると 44 dBm (@0.5 GHz)、62 dBm (@1.0 GHz) の減衰となり、実験結果とはよく一致している (配線長さを 3.2 m として計算)。

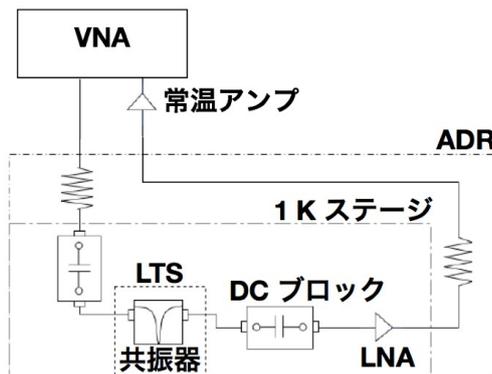


図 5.19: VNA による共振器の測定

<sup>2</sup><http://www.coax.co.jp/page/display=cryogenic>

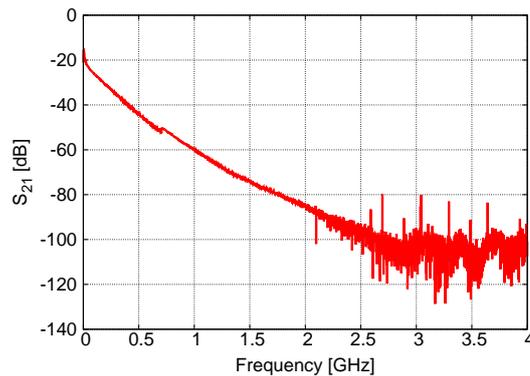


図 5.20: LTS まで配線をのばしたときの配線のみによる減衰  
LTS までセミリジッド配線をのばし、共振器のところを thru に変えて常温で測定を行った

表 5.8: 配線による減衰の測定結果と計算結果

周波数 [GHz]	測定値 [dB]	計算値 [dB]
0.5	-43.7	-43.8
1.0	-60.0	61.8

ここで使用した VNA は減衰量が 30 ~ 40 dB より大きいとキャリブレーションを正しくとることができないため、この実験ではキャリブレーションをとらずに測定をした。なお常温に置いているアンプの増幅率は 25 dB で、バイアスとして 12 V、80 mA をかけている。

### 5.3.1 使用した共振器について

今回は第 4 章での実験に用いた CPW の基板の STO18 と KTN を使用している。素子の大きさは STO18 が 1.5 mm × 1.5 mm × 0.1 mm、KTN が 2 mm × 1 mm × 0.2 mm である。しかし、素子は何度か貼り替えているので、素子の位置は第 4 章の実験のときとは正確に言えば異なっている。そのため表れる共振周波数などにも違いが出てくると考えられる。

### 5.3.2 STO18 を使用したとき

LTS が 4 K となったところで基板についているヒーターによって基板の温度を一度上げ、ヒーターをオフしそこから徐々に温度が下がっていくときに確認できた共振周波数の変化を示していく。1 K ステージの LNA と常温側のアンプで増幅している。図 5.21 では 14 K ~ 17 K までの特性を示す。矢印で示しているところが共振であり、高周波から低周波へとシフトしていることが分かる。このとき STO18 由来の共振は低周波側と高周波側と 2 つ確認できている。共振は 20 K 程度から VNA の測定範囲内となり見え始め、はじめは 5 dB 程度の深さが見られたが、共振周波数が低周波側に移動すると同時に共振の深さが徐々に小さくなっていった。10 K 程

度では高周波側の共振周波数は1.84 GHzで $\sim 0.5$  dBの深さであり、この温度より低温では共振の深さが小さくなり確認できなかった。低周波側の共振は14 K程度まで確認できたが、高周波側と同様にそより低温では陽には見えなくなってしまった。

その後100 mKへと消磁を行ったが、共振器上の温度は950 mKと冷えなかったために、残留磁場がなくなりLTSが少しずつ温度上昇しているところで測定を行った。すると再び共振構造と思われるものが矢印で示しているように確認できた(図5.22では950 mKのときのもの)。ここでは950 mKと3 Kのときの共振を示す(図5.22)。950 mKのときの共振周波数は約2.11 GHzであり、3 Kのときのそれは約2.05 GHzである。3 Kのときの共振が950 mKのときのものよりも低周波側にいるが、これはSTO18のキュリー点より低温側であるために誘電率の温度依存性が変わったために、共振周波数が温度が下がるにつれ高周波側へ向きが変化するためである。またこのとき、共振の深さが小さいために配線の影響を受けて共振構造の形が歪んで見えてしまっている。

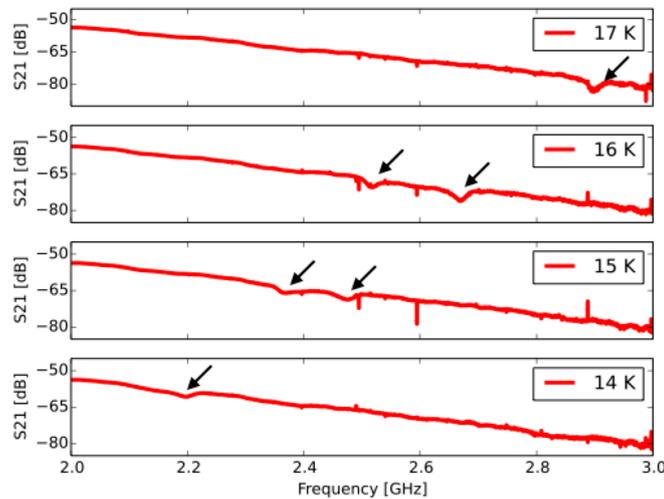


図 5.21: 14 K ~ 17 K における共振 (STO18)

14 ~ 17 K のSTO18による共振。矢印で示しているところが共振で2つ確認できる。17 Kのときの高周波側の共振は測定範囲外となってしまった。14 Kのときの高周波側の共振は深さが浅く見えなくなってしまっている。

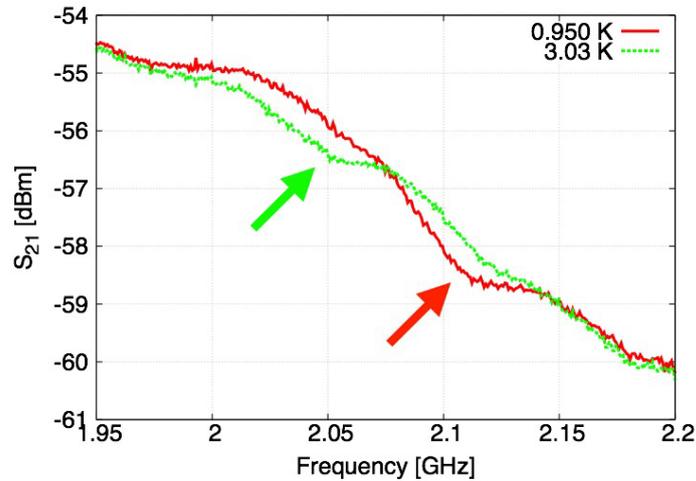


図 5.22: 950 mK (赤) と 3 K (緑) のときの共振 (STO18)  
 950mK (赤) と 3K (緑) の STO18 の共振。矢印で示した部分が共振構造であるが、共振の  $Q$  値が小さいために配線の影響を受け形がゆがんでいる。

### 5.3.3 KTN を使用したとき

STO18 のときと同様に 4 K になったところでヒーターで一度 35 K 程度にまで温め、そこから温度が下がっていくときの共振の変化を取得した。図 5.23 はそのときの 3 点の温度における共振の様子であり、この温度域では共振周波数が高周波側へと移動していた。また 3 K ~ 36 K における共振周波数と温度の関係を図にしたものが図 5.24 である。9 K で共振周波数が大きく高周波側へ移動し、再び低周波側へ移動するという結果になった。

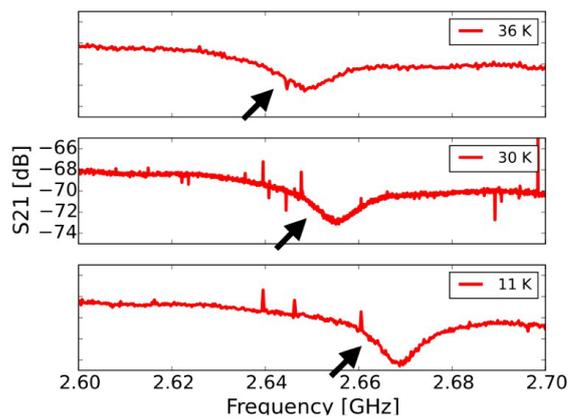


図 5.23: KTN を乗せたときに見られた共振

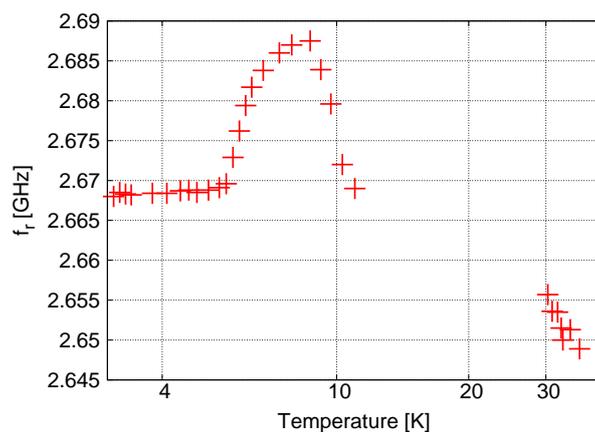


図 5.24: 3 K ~ 36 K における共振と温度の関係 (KTN)

## 5.4 考察と解析

### 5.4.1 STO18 を使用したときの共振について

まず温度が下がるにつれ、共振の深さが小さくなるために配線の影響が表れて歪んだ形になってしまい、本来の共振の概形ではなくなる。本来の形を見るために、3 K のときの特性を基準にし各温度の特性を引いて現れた共振で解析を行っていく。例えば図 5.22 のときの 3 K の  $S_{21}$  を基準に 950 mK、1.43 K、2.43 K との差をとってプロットすると図 5.25 のようになり、2.1 GHz と 2.25 GHz に共振があり、温度が下がると高周波側へ動いている。共振が 2 つ見えていることから、15 K 付近ではっきりと見えていた共振が移動してきたものと判断できる。このようにして他の結果でも差し引きを行っていく。950 mK ~ 17 K の範囲で見えた二つの共振周波数の周波数を縦軸に、温度を横軸にプロットをすると図 5.26 のようになる。

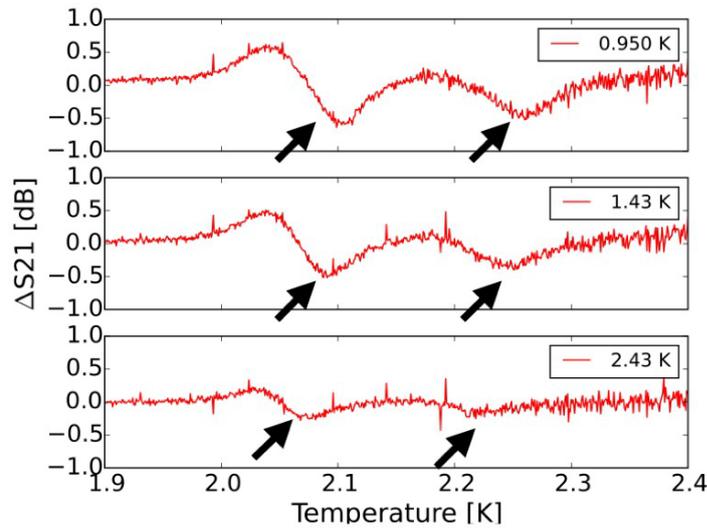


図 5.25: 950 mK と 3 K の差をとったもの  
共振が 2.1 GHz と 2.25 GHz 付近に見えている。2.04 GHz で正負逆の共振が見えているのは 3K の共振が見えているため。ここで  $\Delta S_{21} = S_{21}|_T - S_{21}|_{3K}$ 。

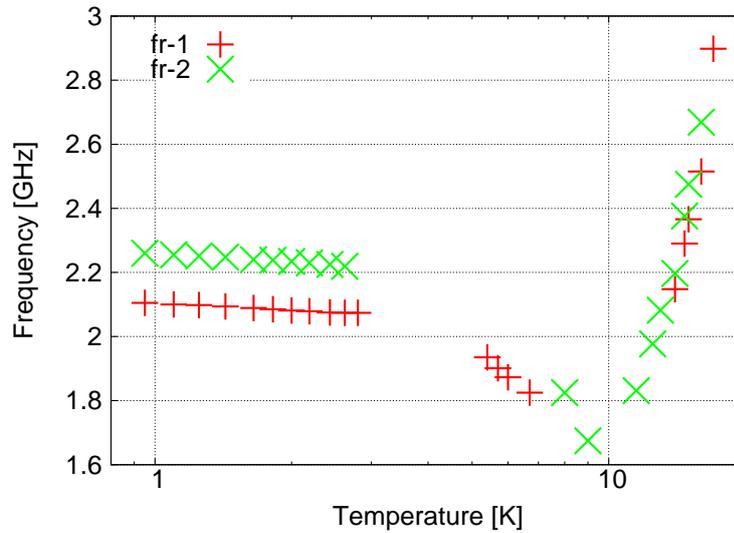


図 5.26: 共振周波数と温度の関係 (STO18)  
 $f_r - 1$  は低周波側の共振を、 $f_r - 2$  は高周波側の共振をそれぞれ表している。

式 (4.2) より共振周波数  $f_r$  は誘電率  $\epsilon_r$  とは

$$f_r \propto \epsilon_{r,eff}^{-0.5} \tag{5.3}$$

という関係にあるので、ある温度  $T_1$  と  $T_2$  における共振周波数と誘電率の間には、

$$\frac{f_r(T_1)}{f_r(T_2)} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{r,eff}(T_2)}{\varepsilon_{r,eff}(T_1)}} \quad (5.4)$$

が成り立つ。ここで、 $\varepsilon_r \sim \varepsilon_{r,eff}$  という近似をすれば、式 (5.4) は、

$$\frac{f_r(T_1)}{f_r(T_2)} \sim \sqrt{\frac{\varepsilon_r(T_2)}{\varepsilon_r(T_1)}} \quad (5.5)$$

と書け、おおよそ一致するはずである。 $T_2 = 0.950 \text{ K}$  として、このときの共振周波数の値及びSTO18の比誘電率を用いて  $f_r(T_1)/f_r(0.950 \text{ K})$  と  $\sqrt{\varepsilon_r(0.950 \text{ K})/\varepsilon_r(T_1)}$  をそれぞれプロットすると図 5.27 のようになる。3 K 以下の低温では共振周波数と比誘電率の計算はよく一致しているが、それより上ではSTO18とはずれてしまっている。ずれてしまっている原因としては、誘電率の変化が大きいため共振を追えていなかったことやヒーターによる温度制御で温度があまり安定していなかった可能性があげられる。

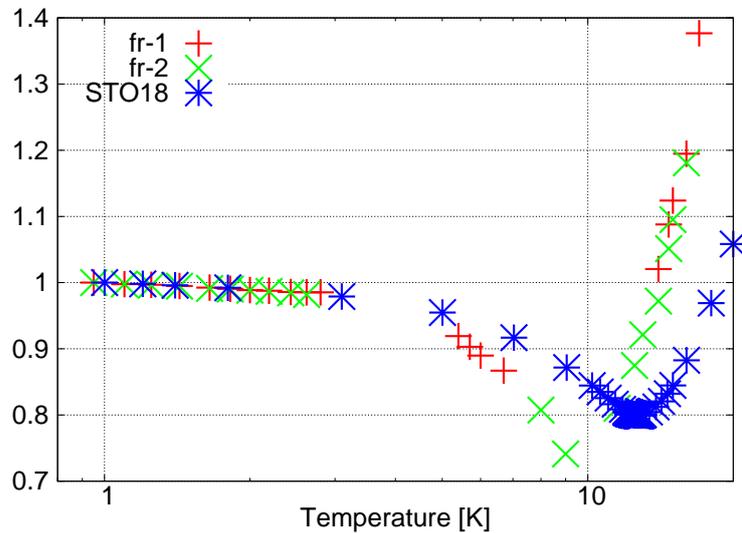


図 5.27: 共振周波数とSTO18の比誘電率の比較

0.950 K のときの測定結果を基準にして、 $f_r(T_1)/f_r(T_2)$  と  $\sqrt{\varepsilon_r(T_2)/\varepsilon_r(T_1)}$  をプロットしたもの。 $f_r - 1$  は 1 次の共振、 $f_r - 2$  は 2 次の共振について計算している。

また、3 K 以下において共振周波数を式 (3.58) を用いてフィッティングしてその  $Q$  値と  $|S_{21}^{\min}|$  を求めると、図 5.28、5.29 のようになる。温度が低くなるにつれて共振は深くなっていくが  $Q$  値は小さくなっている。比誘電率が小さくなると経験的に共振が深くなることが知られているが、3 K 以下では比誘電率は温度が低くなると小さくなる方向なので一致している。

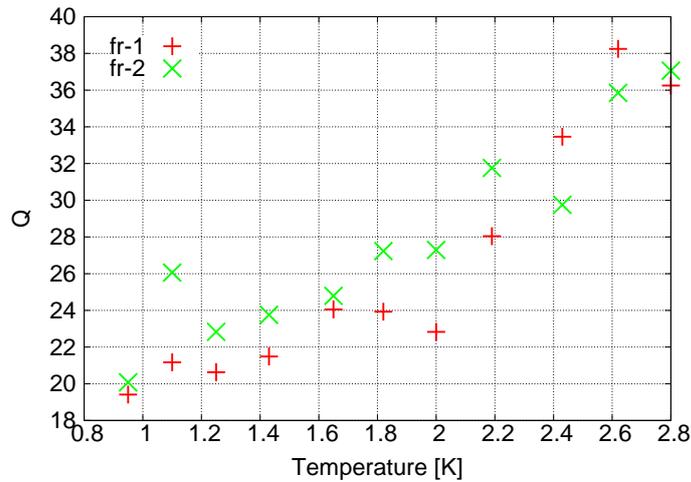
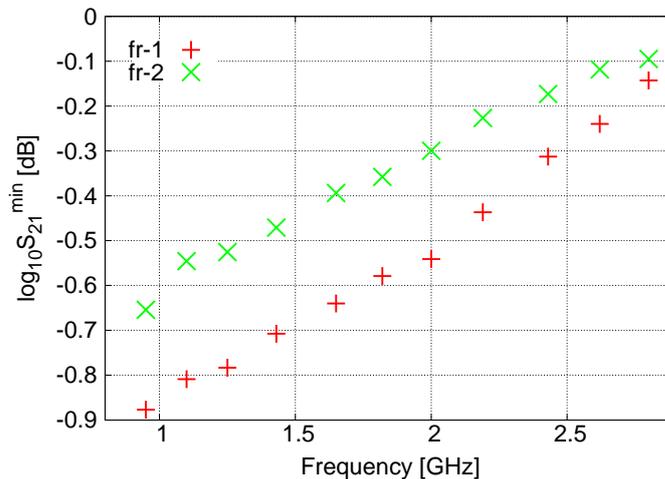
図 5.28: 温度による  $Q$  値の変化

図 5.29: 温度による共振の深さの変化

ここで100 mKでの $\alpha$ 線及びX線可能性について考える。まず図5.28、5.29より $Q$ 値と $\log_{10} |S_{21}^{\min}|$ がともに温度によって変化していることがわかる。 $Q$ 値については1 Kあたりで9.7、 $\log_{10} |S_{21}^{\min}|$ については1 Kで0.40とそれぞれ小さくなっている。この関係が100 mKまで続くと仮定すれば、100 mKでは $Q = 11$ 、 $\log_{10} |S_{21}^{\min}| = -1.2$ となる。素子の大きさは前章の実験のときと変わらないため、温度上昇や共振周波数の相対変化は4.5.2での見積もりと同じになる。これを式(3.61)に代入すれば $|S_{21}|$ の相対変化は $\delta |S_{21}| / |S_{21}| \sim 2.7 \times 10^{-2}$ となるので5.5 MeVの $\alpha$ 線検出は可能だと考えられる。X線の場合では、 $\delta |S_{21}| / |S_{21}| \sim 2.6 \times 10^{-4} < 10^{-3}$ となり、5.9 keVのX線を検出できる可能性は低い。しかし、素子サイズを $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm} \times 0.1 \text{ mm}$ まで小さくすれば $\delta |S_{21}| / |S_{21}| \sim 2 \times 10^{-3}$ となり検出できる可能性がある。

また、共振器の温度が400 mK程度までしか冷えなかった場合を検討する。このとき、 $\alpha$ 線入射による温度上昇は16 mKが見込まれる。図3.2bから400 mKにおける絶対感度は $\alpha \sim 10^{-2}$ である。この温度上昇に対応

する共振周波数の相対変化は、 $|\delta\omega_r/\omega_r| \sim 2.0 \times 10^{-4}$ となる。また図 5.28、5.29 から 400 mK における  $Q$  値と  $\log_{10} S_{21}^{\min}$  を推測すると、 $Q \sim 14$ 、 $\log_{10} S_{21}^{\min} \sim -1.1$  となり、 $\delta|S_{21}|/|S_{21}| \sim 7 \times 10^{-3}$  であるので、共振器の温度が冷えず 400 mK 程度となってしまった場合でも  $\alpha$  線は検出できる可能性がある。しかし X 線の場合は、素子を小さくしても  $\delta|S_{21}|/|S_{21}| \sim 1 \times 10^{-4}$  となってしまう、X 線の検出は望めない。

以上から  $\alpha$  線の検出は 400 mK 程度の温度になってしまっても可能と考えられるが、X 線を検出するには 100 mK 程度まで共振器を冷却する必要がある。

表 5.9: STO18 を用いたときの  $\alpha$  線の検出可能性

温度 [mK]	検出の見込み
100	○
400	○

表 5.10: STO18 を用いたときの X 線の検出可能性

温度 [mK]	検出の見込み
100	△ 素子サイズを小さくすれば
400	×

### 5.4.2 KTN を使用した共振について

KTN のときに見えていた共振であるが、ここで得られた共振は 9 K で共振周波数の動きが変わるという結果になった。ここで使用した KTN ( $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ ) の組成に  $x = 0.010 \sim 0.015$  と幅があることから、式 (3.3) より KTN のキュリー温度は 12 ~ 23 K の範囲内となる。9 K がこの素子のキュリー点と考えるとやや低いが  $x = 0.009$  としたときには  $T_c = 8.7 \text{ K}$  となり、妥当な値となる。組成にバラツキがあるため  $x = 0.009$  程度になってしまっているという可能性は十分考えられる。

ところが、当初想定していた共振周波数の動きは、キュリー温度より上では温度が下がるにつれ共振周波数は低周波側へ移動し、キュリー温度より下では温度が下がるにつれ共振周波数は高周波側へと移動する、というものであった。今回の実験で得られた共振の動きはちょうど逆の動きとなってしまった。KTN を使った共振に関しては 4 章のときと本実験でも想定とは異なる振る舞いを見せていた。この原因が何によるものかはまだつかめていない。

## 5.5 まとめ

共振器を 100 mK まで冷却することはできなかったため、放射線照射実験はせず共振構造を取得することのみを行った。STO18 を誘電体素子として用いた共振器で 1 K 程度までの共振構造の取得することができた。ただし STO18 を用いた場合は、10 K 程度になると共振が浅くなるために一旦消えてしまうが、数 K になると再び共振を確認できる。得られた共振から 100 mK までも共振器を冷却できれば、素子サイズによっては X 線検出まで行うことが可能であると見積もった。

KTN の共振器については、その振る舞いがまだつかめていないため、放射線照射試験には STO18 を用いることにする。

ADR を用いても 400 mK 程度までしか現状では冷却できていないため、X 線の照射試験まで行うのは難しい。 $\alpha$  線照射試験ならば、3He ソープションクーラーを使うことで 300 mK まで到達することができるので、検出

できる可能性がある。この冷凍機は [20, 21] の LED 光照射実験でも用いており、すでに冷却できる環境も整っている。放射線検出器として誘電体マイクロカロリメータがうまく動作するかどうか実験を行っていく。

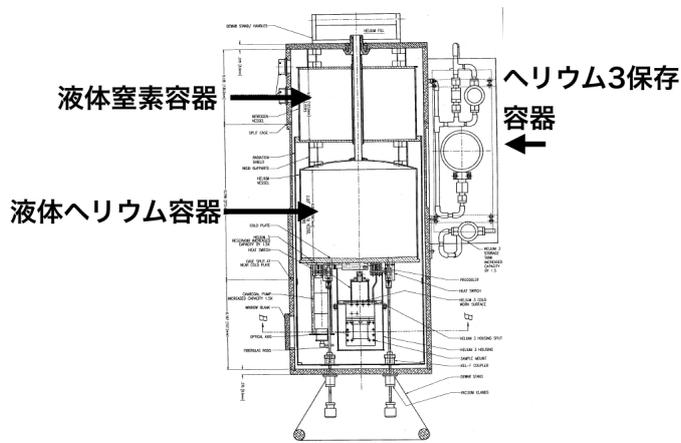
## 第6章 3He ソープションクーラーを用いたの $\alpha$ 線照射実験

第5章では1 Kの温度でSTO18を用いた共振器での共振を確認することができた。そして、5.5 MeVの $\alpha$ 線ならばSTO18を用いた共振器で400 mKでも検出できると見積もった。ここでは3He ソープションクーラーを使って $\alpha$ 線の検出実験を行う。3He ソープションクーラーの最低到達温度は300 mKとCMR-ADRより最低到達温度は高いが、前章での見積もりから $\alpha$ 線の検出ならば可能であると考えている。しかしSTO18共振器を使った $\alpha$ 線照射実験を行ったが検出にまでは至らなかったために、この章では行った実験とその考察について述べる。

### 6.1 実験セットアップ

#### 6.1.1 3He ソープションクーラー

この実験では冷却に3Heのソープションを利用する3He ソープションクーラー(INFRARED LABORATORIES社製)を用いる(図6.1)。冷凍機内に取り付けられたチャコールの温度を調整し、液体の3Heをチャコールの吸着現象を利用し300 mKの環境を実現することができる。冷凍機には2つのステージがあり、液体ヘリウムによって冷やされる4 Kステージと3Heによって300 mKまで冷却できる極低温ステージ(図6.2)がある。4 Kステージはヘリウムを減圧することで約1.5 K程度まで冷える。また、この冷凍機には高周波の信号を扱うための同軸配線が常温から4本4 Kステージまで配線されている。ここから極低温ステージまでさらに延長して測定を行う。



(a) 設計図



(b) 概観

図 6.1: 3He ソープションクーラー

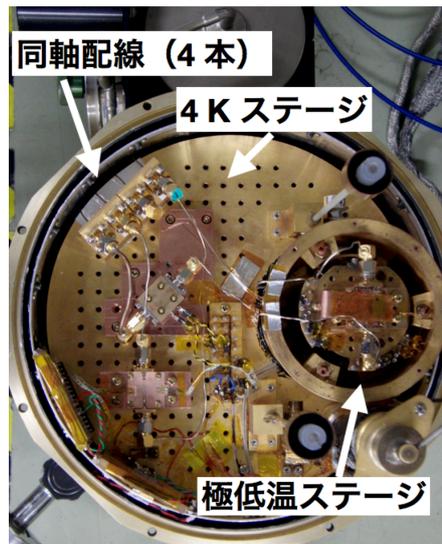


図 6.2: 3He クライオスタット

#### 6.1.1.1 4 K ステージのセットアップ

4 K ステージ上には移動可能なシリコン温度計が付けられており、これによりステージの温度をモニターできる。また第 5 章で用いた LNA も 4 K ステージに置いている (図 6.3)。3He ソープションクーラーのクーリ

ングパワーは十分にあるので表 5.1 の通りのバイアス電流で駆動させられる。4 K ステージに据え付けられている同軸ポートから極低温ステージへと向かう同軸配線は、4 K ステージで熱アンカーをとるようにしている。この配線には Coax 社の  $\phi 0.86$  キュプロニッケル同軸配線を用いている。

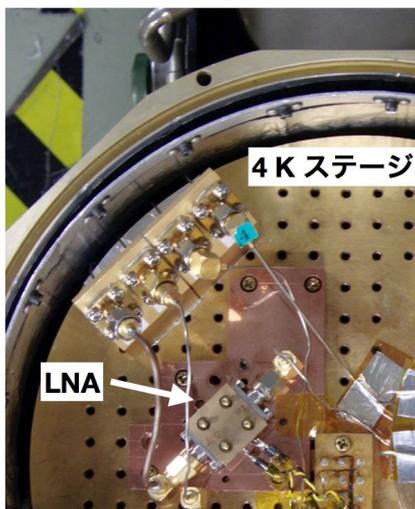


図 6.3: 4 K ステージ上の LNA

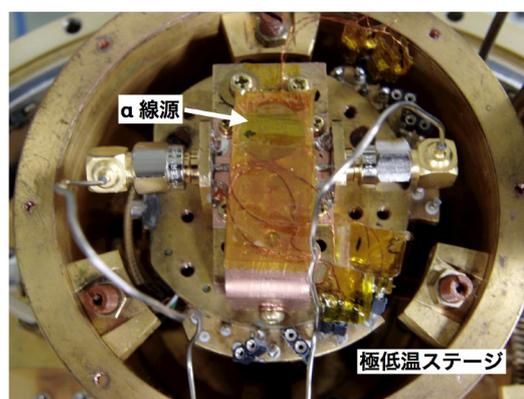


図 6.4: 極低温ステージ  
 $\alpha$  線源の置いてある治具の下に共振器が置かれている。

#### 6.1.1.2 用いた共振器

ここで用いている共振器は STO18 を使った共振器である (図 6.5a)。ただし、誘電体素子は一度剥がして接着をしているため第 5 章のときと同じように置いてはいるが、完全な再現ができていないわけではない。そのため得られる共振周波数が少し異なってくると考えられる。

#### 6.1.1.3 放射線検出可能性の見積もり

$^{241}\text{Am}$  からは主に約 5.5 MeV の  $\alpha$  線が放射される。5.4.1 から、300 mK の温度まで冷却することができれば 5.5 MeV の  $\alpha$  線の検出は可能であると考えられる。

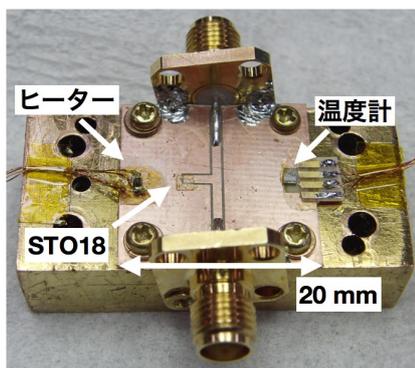
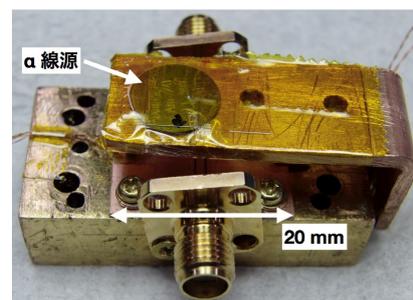
#### 6.1.1.4 極低温ステージのセットアップ

極低温ステージの裏面にはゲルマニウム温度計があらかじめ取り付けられており、極低温ステージの温度をこれによりモニターすることができる。共振器については、共振器上に第 5 章の実験時と同様に酸化ルテニウム温度計をワニスで固定し、共振器の温度をモニターできるようにしている。ヒーターも同じようにワニスで固定した。ただし  $50\ \Omega$  から  $200\ \Omega$  へと変更した。

$\alpha$  線源には 3 kBq の  $^{241}\text{Am}$  を用いており、STO18 の共振器と  $\alpha$  線源は極低温ステージ上に図 6.4 のように置いている。半田で共振器の伝送線路と接続した SMA コネクタには 4 K ステージからの同軸配線が来ている。

6.1.1.5  $\alpha$ 線源のアライメント

共振器には図 6.5 のように  $^{241}\text{Am}$  線源を治具で取り付け、STO18 の真上にくるようにアライメントを合わせている。線源の治具には直径 2.5 mm の穴が開いており、その穴に  $\alpha$  線源を合わせることで STO18 に当たるとい設計になっている。このとき線源を置くところの穴からレーザーポインタを共振器に向かって当て、STO18 に光が当たっていることを以って STO18 の真上に線源が来ていると判断した。また、線源はカプトンテープにより固定した。

(a)  $\alpha$ 線源を取り付ける前のSTO18共振器(b) 共振器に $\alpha$ 線源を取り付けたところ図 6.5: 共振器に $\alpha$ 線源を取り付ける前と後の様子

## 6.1.2 読み出し系

$|S_{21}|$  の変化を読み出すために図 6.7 のような読み出し系を用いた。常温に置かれたシグナルジェネレータから出力される周波数一定の信号は分配器により 2 つに分けられ、片方が冷凍機にもう片方は直接 IQ 変調器の L.O. へと入っていく。冷凍機に入る信号は常温の減衰器 (LNA に入る信号の大きさを P1dB 以下にするため) を通って共振器、LNA の順に通過し、冷凍機を出た後は IQ 変調器の R.F. に入る。IQ 変調器で復調された信号は最終的にオシロスコープへと入力される。用いた各機器の型番等は表 6.1 の通りである。なお、共振の取得には VNA を冷凍機の常温ポートに直接接続する。

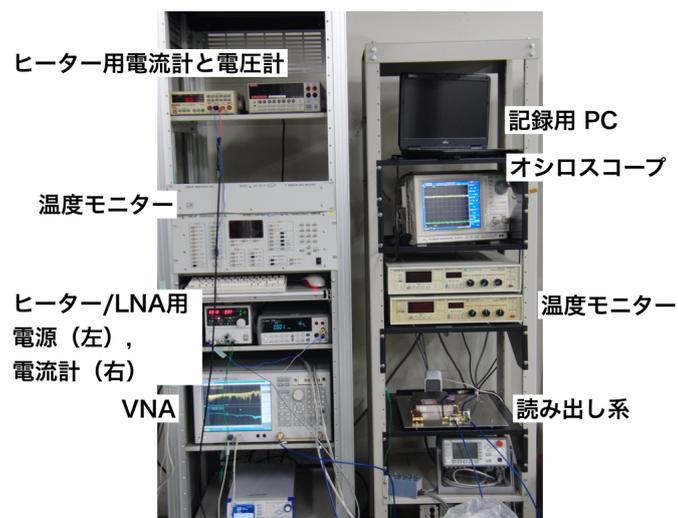
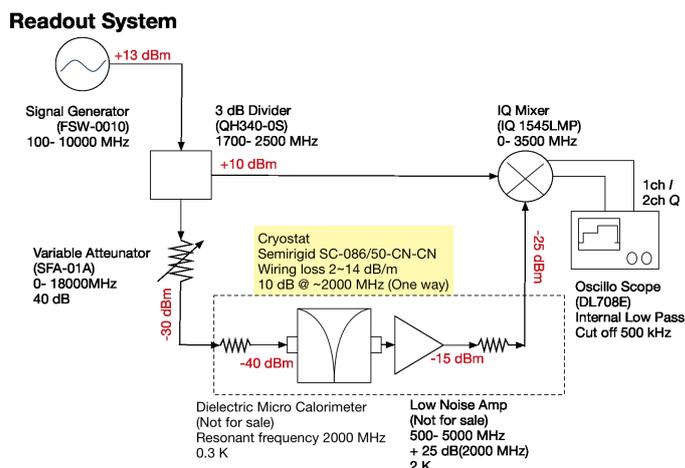
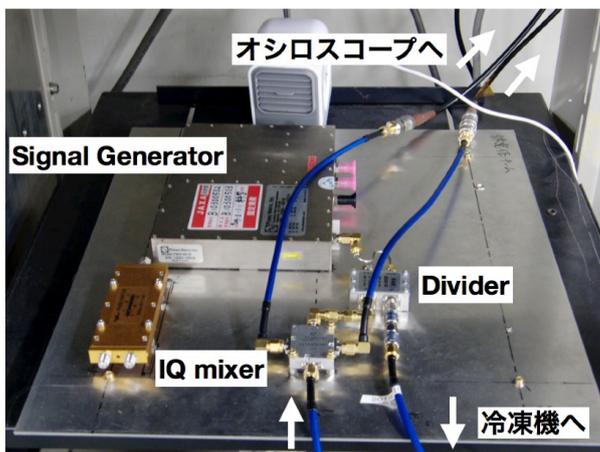


図 6.6: 測定機器類



(a) 読み出し系のセットアップ

点線で囲った部分は冷凍機内部に相当し、誘電体共振器は極低温ステージに置いている。その他のコンポーネントは全て常温に置いている。



(b) 読み出し系の写真

図 6.7: 読み出し系

表 6.1: 用いた機器の型番

機器	型番
シグナルジェネレータ	FSW-0010
分配器	QH340-0S
IQ 変調器	IQ-1545
減衰器	SFA-10

## 6.2 実験結果

300 mK へのオペレーションを3回実施し、初めの2回でヒーターによる温度制御で共振周波数の取得を行い、最後に一定の動作周波数を出し $\alpha$ 線の検出を試みた。本実験では共振器上の温度計で515 mKまで冷却することができた。

### 6.2.1 共振周波数の取得

現在の読み出し系で $\alpha$ 線を検出するには動作周波数を共振周波数付近に合わせる必要がある。そのため最初にVNAで共振の特性を取得し、共振周波数を調べる必要がある。まず4 Kになったところで、共振器上のヒーターを焚いて温度を変えていった。そのときの共振の様子を図6.8に示す。5.3での共振と同様に2つの共振が確認できた。その後、2 K、500 mKと冷却したときにもそれぞれの温度でヒーターを焚いて、共振周波数を取得した。一番冷却できた515 mKでの共振を図6.9に示す。横軸に温度、縦軸に共振周波数にとり、その結果をまとめると図6.10のようになる。今回得られた共振は第5章での冷却実験のときと0.4 GHzほど高くなってしまっているが、これはSTO18の位置が変わってしまったからだと考えられる。

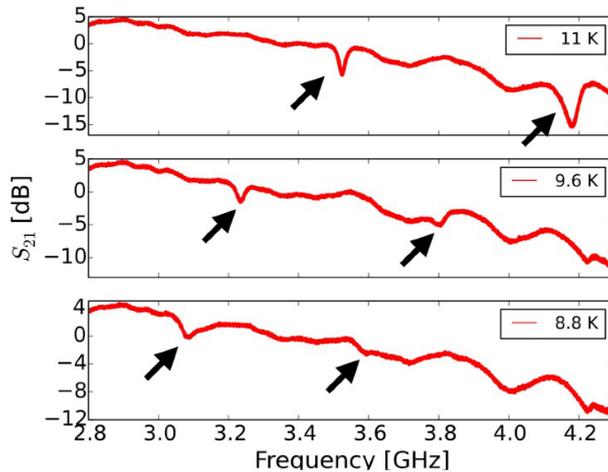


図 6.8: 共振の温度変化

8.8 ~ 11 K までの共振の様子。矢印で示しているところがSTO18由来の共振。

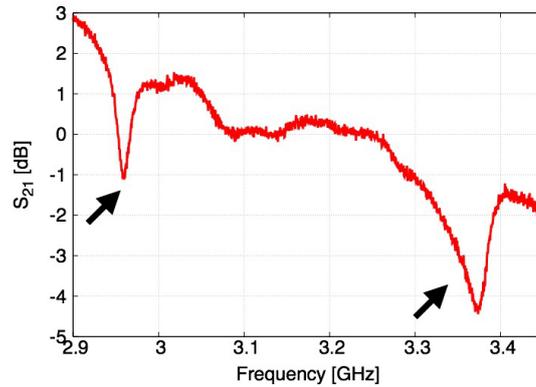


図 6.9: 515 mK における共振

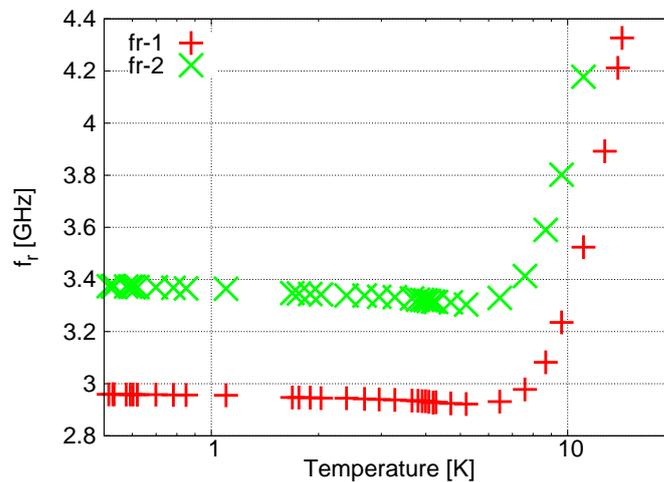


図 6.10: 0.5 K から 14 K までの共振

$f_r - 1$  (赤) は 1 次の共振、 $f_r - 2$  (緑) は 2 次の共振。

### 6.2.2 $\alpha$ 線照射実験

共振周波数の温度変化を取得した後、共振器が 590 mK に保たれているときに  $\alpha$  線検出を試みた。このときの共振周波数は 2958 MHz で、 $Q \sim 37$ 、 $S_{21}^{\min} \sim 0.13$  となった (表 6.2)。 $S_{21}$  の変化を読み出すために 1 次の共振周波数付近の 2958.5 MHz に動作周波数を固定し、図 6.7 の読み出し系で  $\sqrt{I^2 + Q^2}$  の変化をモニターした。590 mK における得られる温度上昇量は  $\Delta T = 7$  mK で、 $\delta|S_{21}|/|S_{21}| \sim 6 \times 10^{-3} > 10^{-3}$  なので、検出可能と考えていた。しかし  $\alpha$  線由来と思われるような有意な変化は測定できなかった。

表 6.2: 590 mK における共振のパラメータ

共振周波数 [MHz]	$Q$	$S_{21}^{\min}$
2958	37	0.13

このときの実験状況を以下に記述する。オシロスコープでモニターしていたIとQのrmsノイズはそれぞれ、 $I_{\text{noise}} = 0.04 \text{ mV}$ 、 $Q_{\text{noise}} = 0.07 \text{ mV}$ である。トリガーレベルは使用したオシロスコープの最小値の0.5 mVにしていた。continueモードでも変化を検出しようとしたが、わからなかった。このとき、動作周波数は式(3.60)で、 $b = 0.05$ 前後に設定をし、低周波側の共振と高周波側の共振の2つの共振でそれぞれ検出を試みていた。また温度計感度がよい9 Kに温度を上げたとき、ファンクションジェネレータからヒーターにパルス状の入力をしたとき、その変化がオシロスコープのI、Qで確認できた。これについては6.3で検討する。

### 6.3 $\alpha$ 線を検出できなかった要因についての考察

今回の冷却試験では $\alpha$ 線と思しき信号の取得には至らなかった。その要因として起こり得る可能性のあるものを以下に列挙し、その可能性の程度を検討していく。

1.  $\alpha$ 線が当たっていない
  - (a)  $\alpha$ 線が出ていない
  - (b) アライメントがあっていない
  - (c) 遮るものがあった
2. 読み出し系が働いていない
  - (a) シグナルジェネレータが出力されていない
  - (b) LNAが機能していない
  - (c) セミリジの断線
  - (d) その他のコンポーネント
3. 見ていた共振がSTO18由来ではない
4. 共振に $\alpha$ 線によるずれ $\Delta f$ はあったがそれを検出していない
  - (a) 想定よりも $\Delta f$ が小さい
  - (b) 読み出し系の限界で読めていない
  - (c) シグナルジェネレータからの入力や自然な温度変化で動作周波数が共振から外れてしまっていた

上に挙げたもののうち可能性を否定できる項目をまずは検討する。

## 1 について

1-a の  $\alpha$  線が出ていなかったことであるが、これは事前に自作の霧箱で  $\alpha$  線を放射していることを確認した。1-c についても実験後、極低温ステージのセットアップを確認したが、線源を遮るような状況にはなっていないかった。したがって、1-a と 1-c は否定できる。1-b のアライメントが合っていない可能性について検討する。

ステージに取り付ける前に  $\alpha$  線が共振器の素子の真上に来るように調整をし、6.1.1.5 のように確認はした。その際には再び同じように取り付けられるよう治具に印をつけた。しかし、極低温ステージへの治具の取り付けるときは、セットアップの都合上正確な確認がしづらくなっている。もし線源の治具を取り付けるときに mm 単位でずれてしまったとしたら素子の大きさを考えると、 $\alpha$  線が当たっていない可能性を否定できないため、可能性のあるものとしてこれを挙げた。

## 2 について

2-a のシグナルジェネレータについては、実験前に出力がきちんとされていることを確認したために否定できる。2-b、2-c についても VNA による測定が行っていることから否定される。2-d その他のコンポーネントに関しても事前にテストを行い、正常な動作をしていたことを確認しているため否定される。よって項目 2 による可能性はないと考えられる。

## 3 について

4K においてヒーターで 10K 以上まで温め、共振がはっきりと確認できるところから共振周波数を追っていった。図 6.10 から分かるように共振周波数は 500 mK まで連続的に変化している様子が見てとれているために、STO18 由来の共振を捉えられていたと考えている。よってこの可能性もないと考えられる。

## 4 について

4-a の共振周波数のずれが小さくなってしまっていた可能性について考える。まずカロリメータとして動作をするという前提には、素子の熱化・熱拡散の速さは熱が熱浴に逃げる速さより十分速いという仮定がある。この仮定が成り立っていない場合は、素子に入射したエネルギーが素子の温度上昇に使われないために  $\Delta f$  は小さくなってしまふ。しかし LED 光照射実験 [21, 20] でポロメータではあるが動作を確認できたことを考えれば、その際にはこの仮定は成り立っていたと考えられる。本実験では、誘電体素子を STO16 から STO18 へと変更した点が大きな変更点であるが、これにより今の仮定が崩れるとはやや考え難い。

この仮定が成り立っていたとすれば、 $\alpha$  線入射による温度上昇量は  $\Delta T = E/C_{th}$  と書ける (素子の温度は 590 mK とする)。線源から出されるエネルギーは一定の 5.5 MeV であるので、STO18 の熱容量が仮定よりも大きい場合  $\Delta f$  は小さくなる。 $C_{th}$  を求めるときには [6] での 2K までの STO16 の値から極低温における比熱を  $T^3$  則から推測し、さらに STO16 と STO18 の比熱が同程度となるという仮定を置いている。そのため 1.5 mm 角の STO18 の熱容量は  $C_{th} = 126 \text{ pJ/K}$  と推定していた (@590 mK)。このとき  $\Delta T = 7 \text{ mK}$  の温度上昇となる。ここで、3.3 での議論から、

$$|\delta\omega| \sim \frac{1}{2} \alpha_c \omega_r \frac{1}{T_p} \delta T \quad (6.1)$$

と書ける。これに 590 mK でのそれぞれのパラメータを代入すると、1 次の共振では、

$$|\delta\omega| \sim 29 \delta T \text{ MHz/K} \quad (6.2)$$

で、2次の共振では、

$$|\delta\omega| \sim 32\delta T \text{ MHz/K} \quad (6.3)$$

となる。一方で、実際の測定結果は図 6.11 のように表せ、傾きから  $|\delta\omega| \sim 7 \text{ MHz/K}$  (1次)、 $|\delta\omega| \sim 19 \text{ MHz/K}$  (2次) という結果を得た。実際の共振周波数の変化は式 (6.1) より小さく、熱容量が推測より大きかった可能性が示唆される。熱容量が3倍程度大きかったとすれば  $\delta|S_{21}|/|S_{21}| \sim 3 \times 10^{-3}$  となり、読める可能性はある。しかし、熱容量が1桁ほど大きかった場合は読み出すことができないと考えられる。熱容量が推測より大きくなっていった場合、検出できない可能性もある。

STO18はSTO16と違い、量子強誘電体であるため比誘電率に極値をもつ。そのため、比熱がSTO16とは異なる振る舞いを見せていたことも考えられる。比熱の測定にはPPMS (Quantum Design 社) を用いた測定などが存在する。

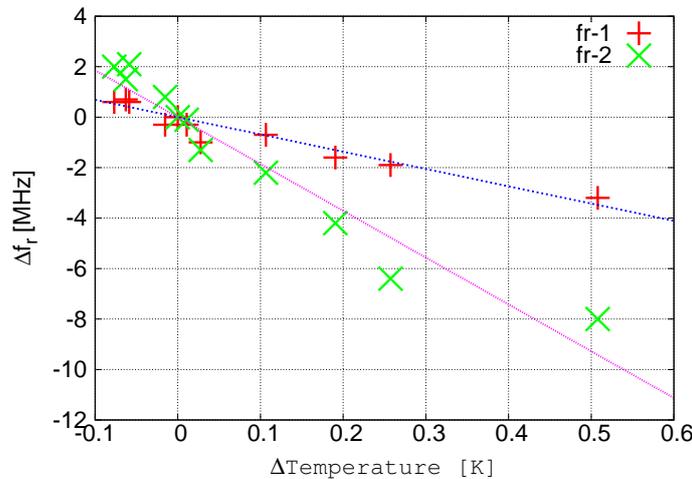


図 6.11: 590 mK を基準とした温度差と共振周波数の差

590 mK からの温度差  $\Delta T$  と 590 mK での共振周波数と  $\Delta T$  だけ温度が上がったときの共振周波数との差  $\Delta f_r$  の関係。

青は1次の共振のとき、赤は2次の共振のときの結果をフィッティングしたもの。

4-bについて。本実験では、図 6.7 の読み出し回路系で信号を検出しようとしていた。この回路系は 3.4 で LED 光の変化を読み出していたときと基本的には変わらない。LED 光による実験時は冷凍機から出てきた信号を常温のアンプで増幅をしてから IQ 変調器の R. F. 側に入力していた。しかし本実験では常温側にもう1台高周波用アンプを置いていなかったため IQ 変調器の R. F. に入る電力が小さくなってしまっていた。このことが信号復調後の出力に影響を与えていたことは考えられ、当初想定した限界  $\delta|S_{21}|/|S_{21}| \sim 10^{-3}$  を大きくしてしまっていた可能性はある。今後、常温側のアンプのあり、なしでどの程度までの変化を読み出すことができるかを測定しておく必要がある。

ここで、6.2.2 でヒーターの入力により I、Q の変化が見て取れたときの考察を行う。ファンクションジェネレータの設定を矩形波を周期 1.0 Hz、3.5 V<sub>pp</sub>、オフセット 7.3 V、duty 10% にして動かしていた。ヒーターにオフセットをかけることによって STO18 の共振が VNA である程度確認できる大きくなるような 9 K まで上げていた。このときの STO18 の温度計感度は  $\alpha = 0.4$  である。ヒーターに矩形波を入力することで、オシロス

コープでモニターしていたI、Qには図 6.12 のような変化が見られた。矩形波は100回入力した。また、最初の矩形波と最後の矩形波ではオフセットにも変動が見られた。

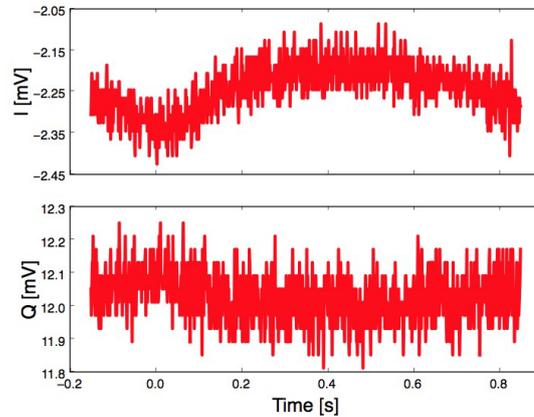


図 6.12: ヒーターに矩形波を入力したときのIとQの変化

ファンクションジェネレータからヒーターに矩形波を入力したときのオシロスコープ上でのIとQの変化。0から0.1sにかけてヒーターには矩形波が入力されていた。

ヒーターに入力したときのI、Qの変化と温度計の変化の関係から $\alpha$ 線が入射したときの温度変化(7mK)がIとQでどの程度の変化になるか計算できる。しかし、STO18共振器上の温度計をモニターしていたLR700の測定周期が2s間隔であったことから温度変化を読み取ることは難しい。そのため、最初のヒーターへの入力と最後の入力の際のそれぞれのオフセットの変化から求めることにした。 $-0.05 \sim 0.05$ sにおける値の平均をオフセットの値として使用した。その結果は表 6.3 のような値となった。

表 6.3: ヒーター入力によるオフセットの変化

	$I_{\text{OFFSET}}$ [mV]	$Q_{\text{OFFSET}}$ [mV]
1回目	-2.31	12.1
100回目	-2.50	12.2

これから、Iについては0.19mVの変化、Qについては0.1mVの変化であることがわかる。このときの温度計の抵抗値は $1182.7\Omega \rightarrow 1182.9\Omega$ という変化であり、これに対応する温度は $9.05\text{K} \rightarrow 9.04\text{K}$ であり、10mKの温度変化であった。 $\alpha$ 線検出を行った590mKではSTO18の絶対感度が $\alpha = 0.02$ と変化することを考慮して、単純にIとQの変化も0.02/0.4倍になると考えれば、 $\alpha$ 線入射によるI、Qの変化 $\Delta I$ 、 $\Delta Q$ は、

$$\Delta I = \frac{0.02}{0.4} \times \frac{7}{10} \times 0.2 = 7 \mu\text{V}$$

$$\Delta Q = \frac{0.02}{0.4} \times \frac{7}{10} \times 0.1 = 3.5 \mu\text{V}$$

となる。rmsノイズは $I_{\text{noise}} = 40 \mu\text{V}$ 、 $Q_{\text{noise}} = 70 \mu\text{V}$ とこれより1桁小さい変化であることから、 $\alpha$ 線入射による変化は分からなかったものと示唆される。またここでは共振のQ値をとくに考慮していないが、実際に

は9 Kでは $Q \sim 82$ 、590 mKで $Q \sim 32$ であるため、 $\alpha$ 線による実際の変化はこれよりも小さくなると考えられる。IQ復調器前にアンプを置いて、共振器を通った信号を増幅することや根本的に共振器の $Q$ 値を改善する必要があると考えられる。

4-cについて、一定の動作周波数を出しオシロスコープで変化の検出を試みていたとき、共振器の温度のばらつきは1 mK以内であった。この程度ならば動作周波数は共振から外れはしないと考えられる。

以上の検討より、可能性の残ったものとして、アライメントのずれ、熱容量が推測よりも大きい、読み出し系の限界、 $Q$ 値が小さいこととなり、 $Q$ 値を改善させることで放射線を検出できるようになる可能性は十分ある。

## 6.4 まとめ

$\alpha$ 線の検出実験を行うために、3He ソープションクーラーを使って冷却実験を行った。共振は500 mKで確認することができたが、 $\alpha$ 線由来の信号は検出できなかった。その要因として考察を行い、考えられる可能性として次のものが残った。線源のアライメントがずれていたこと、熱容量が推測値よりも大きく、共振周波数のずれが小さかったために検出できなかったこと、読み出し系の検出限界が想定よりもよくなかったこと、である。今後 $\alpha$ 線や将来X線を検出するときにこれらの対策をする必要がある。

具体的な対策として、熱容量については素子サイズを小さくすることで可能である。また読み出し系に関してはアンプを常温に挟むことによって増強することができる可能性があり、常温側のアンプのあり、なしでどの程度の変化が検出可能かを測定する。これらのことを行った上でもう一度 $\alpha$ 線の検出に挑むことを考えている。

## 第7章 まとめと今後

### 7.1 本修士論文のまとめ

これまで、誘電体マイクロカロリメータではSTO16 ( $\text{SrTiO}_3$ ) を用いて GeV のエネルギーをボロメータとして検出することに成功していた。しかし keV オーダーの X 線を検出するには STO16 では極低温における温度計感度が小さいため難しく、極低温で温度計感度を有する素子で共振器を製作する必要があった。STO18 ( $\text{SrTi}({}^{18}\text{O}_{0.58}{}^{16}\text{O}_{0.42})_3$ ) はその候補の一つであるが、まだこれを用いた共振器の製作はなされていなかった。

本修士論文では 1.5 mm 角、厚さ 0.1 mm の STO18 を用いた誘電体共振器の製作を行い、まず 4 K で共振を得ることに成功した。次いで 500 mK で  $Q \sim 36$  という共振を得た。得られた共振と素子サイズから 500 mK で  $\alpha$  線の検出は可能だという見積もりを行い、 ${}^3\text{He}$  ソープションクーラーで  $\alpha$  線の検出実験を行った。結果としては  $\alpha$  線の検出には至らず、その要因を 6.3 で考察した。

また X 線照射試験に向け 100 mK の環境を構築するために、断熱消磁冷凍機を用いた冷却を行った。極低温ステージに共振器を置き、想定している X 線検出実験と同じ環境で冷却を行うことは初めてであった。極低温ステージは 100 mK まで冷えたものの、共振器は目標とする 100 mK まで冷えず、430 mK となってしまった。この原因としては同軸配線からの熱流入などが考えられ、今後これを解決し試験環境を整えていく必要がある。また低温側に置いているアンプの熱が極低温ステージにまで伝わってしまうということも問題となったため対策が必要である。

### 7.2 放射線検出に向けた取り組み

誘電体マイクロカロリメータで X 線を検出できるようにすることは一つの大きな課題である。しかしながら、X 線よりもエネルギーの高い  $\alpha$  線のエネルギーも今回は検出できなかった。そのためまずは  $\alpha$  線の検出を目指しつつ、X 線検出のために 100 mK まで冷却できる環境を整える必要がある。

$\alpha$  線を検出できるようになるための具体的な改善として、読み出し系の増強や素子の小型化といったことがある。読み出し系については常温にアンプをおくことで検出限界を改善できる可能性があり、どの程度の信号の変化を読み出せるのかを確かめておく必要もある。これらの対策を行い、 ${}^3\text{He}$  ソープションクーラーで  $\alpha$  線の検出に挑戦していく。また同時に素子の材料や共振器の設計などを含め、温度変化をより検出しやすくなるような検討も行っていく。

${}^3\text{He}$  ソープションクーラーでは最低到達温度は 300 mK であり、X 線の検出には断熱消磁冷凍機を使って共振器を 100 mK まで冷却をすることがまず目標となる。これを達成できたら X 線試験に移行し、X 線マイクロカロリメータとして動作試験を行う。

## 付録A Sパラメータ

高周波では電圧や電流の測定は非常に難しいため、それに代わる測定量が必要となる。電力は高周波でも測定は容易で、回路に入ってくる電力と回路から出てくる電力に注目したものがSパラメータである。

Nポート回路において各ポートから出入りする波を関係づけたものがSマトリックスである。各ポートの電圧 $V_n$ 、電流 $I_n$ は、回路に入っていく波(進行波) $V_{n+}$ 、 $I_{n+}$ と回路から出てくる波(後進波) $V_{n-}$ 、 $I_{n-}$ を使って

$$V_n = V_{n+} + V_{n-} \quad (\text{A.1})$$

$$I_n = I_{n+} - I_{n-} \quad (\text{A.2})$$

と表すことができる。電流は進行波と後進波の向きが逆になるので、電流 $I_n$ は進行波と後進波の差になる。ここで進行波に関する $a_n$ と後進波に関する $b_n$ を次のように定義をする。

$$a_n \equiv \frac{V_{n+}}{\sqrt{Z_0}} = I_{n+} \sqrt{Z_0} \quad (\text{A.3})$$

$$b_n \equiv \frac{V_{n-}}{\sqrt{Z_0}} = I_{n-} \sqrt{Z_0} \quad (\text{A.4})$$

$Z_0$ は基準インピーダンスで、高周波においては $Z_0 = 50 \Omega$ がよく用いられる。各ポートから回路内に流入する電力 $P_n$ は、

$$P_n = |a_n|^2 - |b_n|^2 \quad (\text{A.5})$$

で表される。 $a_n$ 、 $b_n$ は2乗すると電力を表す量で、電力波とも呼ばれる。 $a_n$ は入力波、 $b_n$ は出力波と呼ばれる。 $a_n$ 、 $b_n$ の関係は、

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1n} \\ S_{21} & S_{22} & \cdots & S_{2n} \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ S_{n1} & S_{n2} & \cdots & S_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

のようにSマトリックスによって表され、Sマトリックスの各要素がSパラメータである。

### A.1 2ポート回路のSパラメータ

式(A.6)から2ポート回路のSパラメータは、

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

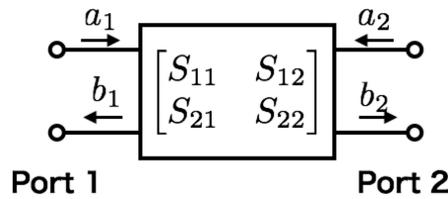


図 A.1: 2ポート回路

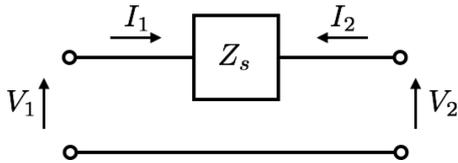


図 A.2: 直列素子

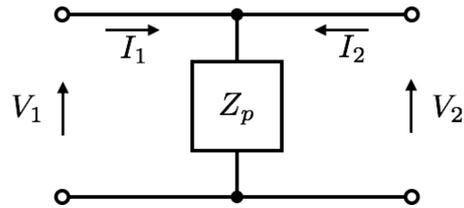


図 A.3: 並列素子

と表される。2ポート回路（図 A.1）のSマトリックスの各要素を求めるためには、 $a_1$  または  $a_2$  を0にすることで求められる。 $a_1 = 0$  にするということは、ポート1からの信号をなくすこと、つまりポート1を  $Z_0$  で終端することを意味する。同様に  $a_2 = 0$  にするということは、ポート2を  $Z_0$  で終端するということである。したがって、

$$\begin{cases} S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0} \\ S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0} \\ S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1=0} \\ S_{22} = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1=0} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

となる。これより、 $S_{11}$  はポート1の反射係数、 $S_{21}$  はポート1からポート2への伝達係数、 $S_{21}$  はポート2からポート1への伝達係数、 $S_{22}$  はポート2の反射係数をそれぞれ表していることがわかる。

図 A.2 のような直列素子のSパラメータは、

$$S = \frac{1}{Z_s + 2Z_0} \begin{pmatrix} Z_s & 2Z_0 \\ 2Z_0 & Z_s \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

となり、図 A.3 のような並列素子のSパラメータは、

$$S = \frac{1}{2Z_p + Z_0} \begin{pmatrix} -Z_0 & 2Z_p \\ 2Z_p & -Z_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

となる。

## 付録B マイクロストリップライン (MSL : Microstrip Line)

基板上に分布常数回路を作成する場合、最もよく使われるがマイクロストリップライン (MSL : Microstrip Line) である。MSL は図 B.1 のように厚さ  $h$  の誘電体基板の上面に幅  $w$  の伝送線路を形成し、下面の導体をグランドとしている。これらの値によって伝送線路の特性インピーダンスは決まる。一般的には、

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \left( \frac{8h}{w} + 0.25 \frac{W}{h} \right) \text{ for } w/h \leq 1 \quad (\text{B.1})$$

$$Z_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \left\{ \frac{w}{h} + 1.393 + 0.667 \ln \left( \frac{w}{h} + 1.444 \right) \right\}^{-1} \quad (\text{B.2})$$

といった近似式で表される。

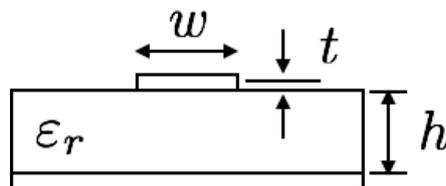


図 B.1: マイクロストリップラインの概念図

## 付録C コプレーナ導波路 (CPW: Coplanar Waveguide)

コプレーナ導波路 (CPW: Coplanar Waveguide) は、誘電体基板の片面に伝送路とグランドを同一面に設けたものである。伝送路とグランドが同一面にあるため、素子をグランドに接地しやすいという利点がある。図 C.1 のように伝送路幅  $2a$ 、ギャップ幅  $b - a$  を持つ CPW を考える。ここで、CPW の実効誘電率  $\epsilon_{eff}$  は第一種完全楕円積分を  $K(*)$  とし、 $k' = \sqrt{1 - k^2}$ 、 $K'(k) = K(k')$  とおくと、

$$\epsilon_{eff} = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{K(k_2)}{K'(k_2)} \frac{K'(k_1)}{K(k_1)} \quad (C.1)$$

と表すことができる。ここで、

$$k_1 = \frac{a}{b}, \quad k_2 = \frac{\sinh(\pi a/2h)}{\sinh(\pi b/2h)} \quad (C.2)$$

である。また、特性インピーダンス  $Z_0$  は、

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{K'(k_1)}{K(k_1)} \quad (C.3)$$

と表される。

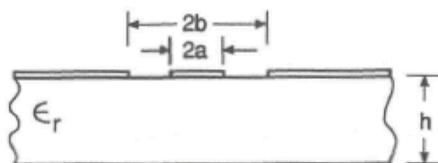


図 C.1: コプレーナ導波路の概念図 [10]

## 付録D ヒートパルス試験

CMR-ADR には LTS にヒーターが取り付けられ、そのヒーターを周期的に焚くことで、熱伝導度、熱容量、流入熱の診断ができる。ただし残留磁場が 0 になってから行う必要がある。図 D.1 はヒーターを 5 分間隔で周期的に焚いたときの LTS の温度変化を示したもの。

ここで図 D.2 のような熱モデルを考える。LTS とソルトピルを合わせた熱容量を  $C$ 、自然な熱流入を  $P_{\text{in}}$ 、ヒーターによる発熱を  $P_0$  とすると、ヒーターを焚く周期的な時間を  $t$  を用いて、熱伝導方程式は次のようにかける。

$$\begin{cases} P_{\text{in}}t &= C\Delta T \quad (\text{ヒーター OFF}) \\ (P_{\text{in}} + P_0)t &= C\Delta T' \quad (\text{ヒーター ON}) \end{cases} \quad (\text{D.1})$$

$\Delta T$  はヒーターを焚いていないときの時間  $t$  の間の自然な温度上昇量、 $\Delta T'$  はヒーターを焚いているときの時間  $t$  の間の温度上昇量である。これより、

$$C = \frac{P_0}{\left. \frac{dT}{dt} \right|_{\text{on}} - \left. \frac{dT}{dt} \right|_{\text{off}}} \quad (\text{D.2})$$

$$P_{\text{in}} = \frac{P_0 \left. \frac{dT}{dt} \right|_{\text{off}}}{\left. \frac{dT}{dt} \right|_{\text{on}} - \left. \frac{dT}{dt} \right|_{\text{off}}} \quad (\text{D.3})$$

と表され、温度上昇の傾きの差から  $C$  と自然な熱流入がわかる。

一方、LTS の熱伝導度を  $G$ 、ヒーターを焚いていないときと焚いているときの温度差を  $\Delta T_0$ 、LTS のみの熱容量を  $C_0$  とすると、

$$P_0 = G\Delta T_0 \quad (\text{D.4})$$

となる。ヒーターを焚いたときの立ち上がりと切ったときの立ち下がりの時定数  $\tau$  から、

$$C_0 = G\tau = \frac{P_0\tau}{\Delta T_0} \quad (\text{D.5})$$

となり、 $G$  と  $C_0$  を求めることができる。

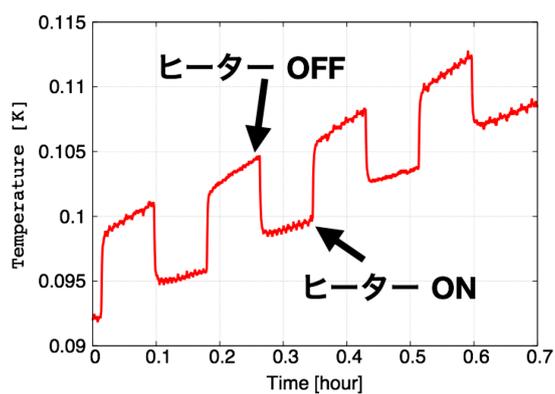


図 D.1: ヒーターの ON/OFF による LTS の温度変化の例

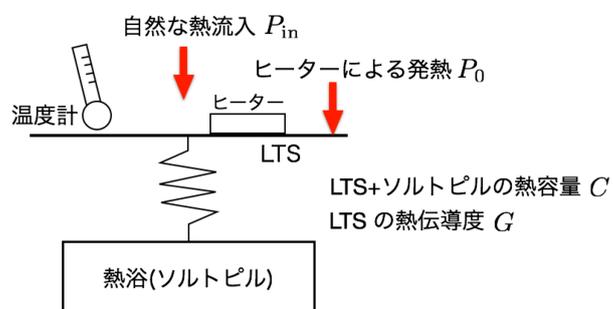


図 D.2: ヒートパルス試験での熱モデル

## 付録E IQ復調器

ベースバンド  $B(t)$  が周波数  $f$  の基準搬送波で変調された信号を  $S(t)$  とすれば、

$$S(t) = B(t) \sin(2\pi ft + \phi) \quad (\text{E.1})$$

と表せる。被変調信号  $S(t)$  に基準搬送波をかけたものを同相成分  $I(t)$  (In-phase)、基準搬送波の直交波をかけたものを  $Q(t)$  (Quadrature) と呼び、IQ変調器でこれらを生成する。 $I(t)$  と  $Q(t)$  は、

$$\begin{aligned} I(t) &= S(t) \sin(2\pi ft) \\ &= B(t) \sin(2\pi ft + \phi) \sin(2\pi ft) \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

$$\begin{aligned} Q(t) &= S(t) \cos(2\pi ft) \\ &= B(t) \sin(2\pi ft + \phi) \cos(2\pi ft) \end{aligned} \quad (\text{E.3})$$

と表せる。ここで三角関数の積和の公式を用いてそれぞれ展開すると、

$$I(t) = \frac{B(t)}{2} \{ \cos(\phi) - \cos(2 \cdot 2\pi ft + \phi) \} \quad (\text{E.4})$$

$$Q(t) = \frac{B(t)}{2} \{ \sin(\phi) + \sin(2 \cdot 2\pi ft + \phi) \} \quad (\text{E.5})$$

となり、基準搬送波の2倍の周波数をもつ高周波成分とDC成分に分解することができる。ここで、ローパスフィルタによって高周波の成分を落とした  $I(t)$  と  $Q(t)$  をそれぞれ  $I'(t)$ 、 $Q'(t)$  とすると、

$$I'(t) = \frac{B(t)}{2} \cos(\phi) \quad (\text{E.6})$$

$$Q'(t) = \frac{B(t)}{2} \sin(\phi) \quad (\text{E.7})$$

となる。これらの信号を復調するためには、振幅  $B(t)$  と位相  $\phi(t)$  の2つの方法があり、それぞれ、

$$B(t) = \sqrt{I'(t)^2 + Q'(t)^2} \quad (\text{E.8})$$

$$\phi(t) = \arctan \left( \frac{Q'(t)}{I'(t)} \right) \quad (\text{E.9})$$

となる。

## 参考文献

- [1] K. Koyama et al. X-Ray Imaging Spectrometer(XIS) on Board Suzaku. *Publication of the Astronomical Society of Japan*, 59:23, 2007.
- [2] R. L. Kelley et al. The Suzaku High Resolution X-Ray Spectrometer. *Publication of the Astronomical Society of Japan*, 59:77–112, 2007.
- [3] D. McCammon. *Topics of Applied Physics*, wolumen 99. 2005.
- [4] N. Sekiya. 誘電体 X 線マイクロカロリメータの概念検討と基礎実験. Praca magisterska, 東京大学, 2011.
- [5] Yasusada Yamada, Norikazu Todoroki, Seiji Miyashita. Theory of ferroelectric phase transition in  $\text{SrTiO}_3$  induced by isotope replacement. *Physical Review B*, 69:024103, 2004.
- [6] A. Duran, F. Morales, L. Fuentes, J. M. Siqueiros. Specific heat anomalies at 37, 105, and 455 K in  $\text{SrTiO}_3$ . *Pr. journal of Physics: Condensed Matter*, 20(8):085219, 2008.
- [7] D. Rytz, A. Chatelain, U. T. Hochli. Elastic properties in quantum ferroelectric  $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ . *Physical Review B*, 27:6830, 1983.
- [8] W. N. Lawless, R. W. Arenz, D. Rytz, P. A. Buffat. Specific Heat Measurements in  $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ : Quantum Ferroelectricity and Glasslike Properties. *Japanes Journal of Applied Physics*, 24:263–265, 1985.
- [9] J. Gao. *The Physics of Superconducting Microwave Resonators*. Praca doktorska, California Institute of Technology, 2008.
- [10] Ramesh Grag, Inder Bahl, Maurizio Bozzi. *Microstrip Lines and Slotlines Third Edition*. ARTECH HOUSE, 2013.
- [11] S. R. Bandler. *Journal of Low Temperature Physics*, 2008.
- [12] T. Takahashi et al. *SPIE*, 7732:27, 2010.
- [13] T. Ohashi et al. *SPIE*, 7732:54, 2010.
- [14] *The X-ray Integral Field Unit (X-IFU) for Athena*, 2014.
- [15] B. A. Mazin, M. E. Eckart, B. Bumble, S. Golwala, P. K. Day, J. Gao, J. Zmuidzinas. Optical/UV and X-Ray Microwave Kinetic Inductance Strip Detectors. *Journal of Low Temperature Physics*, 151:537–543, 2008.

- [16] F. S. Porter, R. L. Kelley, C. A. Kilbourne. High resolution X-ray microcalorimeters. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A*, 559:436–438, 2006.
- [17] Eric H. SILVER, Simon E. LABOV, F. GOULDING, N. MADDEN, D. LANDIS, J. BEEMAN. A New Microcalorimeter Concept for Photon Counting X-Ray Spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 277:657–663, 1989.
- [18] Tetsuya ARIYOSHI, Keisuke MAEHATA, Kenji ISHIBASHI, Nobuyuki WADA, Yukio SAKABE, Takahiro UMENO. Development of Dielectric Microcalorimeter. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 43:611–616, 2006.
- [19] N. Sekiya, N. Y. Yamasaki, K. Mitsuda, S.Kawasaki, Y. Takei, H. Yoshitake, K. Sakai, K. Sato, K. Maehata, H. Takashima. Development of Dielectric X-Ray Microcalorimeter. *Journal of Low Temperature Physics*, 167:435–441, 2012.
- [20] Takahiro KIKUCHI. 誘電体 X 線マイクロカロリメータの GHz 帯読み出しの研究. Praca magisterska, 東京大学, 2014.
- [21] N. Y. Yamasaki, N. Sekiya, K. Kikuchi, M. Hoshino, K. Mitsuda, K. Sato. Dielectric resonators as a radiation detector at low temperatures. *Journal of Low Temperature Physics*, 181:59–67, 2015.
- [22] F. Pobell. *Matter and Methods at Low Temperatures, chap. 3*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, wydanie 3, 2003.
- [23] J. R. Olson. Thermal conductivity of some common cryostat materials between 0.05 and 2 K. *Cryogenics*, 33:729–731, 1993.

## 謝辞

本修士論文の遂行にあたり、山崎典子先生を初めとする多くの方にご指導頂き、感謝の意を表します。

指導教官である山崎先生にはテーマの決定から実験の進め方や考察など様々な場面でご指導をいただきました。深く感謝しております。

副査の宇宙線研究所の中畑先生と物性研究所の山室先生には、本修士論文をご精読頂き、有用なコメントを頂いたことを感謝します。

満田先生には研究室ミーティングで毎回鋭い指摘をして頂きました。ありがとうございました。

菊地さんには実験についてまだ分かっていない自分に丁寧に指導していただきました。心より感謝いたします。

酒井さんと関谷さんには些細なことの相談にのってくださり解決して頂き、ありがとうございました。

山本さん、永吉さん、林さんには実験で自分の気づいていないところの指摘をして頂きました。ありがとうございました。

同期の村松さんには常にお互い励ましあい、修論を完成させることができました。感謝しています。

中山さん、中島さん、前久さんの3人には実験の手伝いや準備などをしていただきました。大変有り難かったです。

横山さんには予算の確保などをしていただき、おかげで実験をスムーズに進めることができました。ありがとうございました。

また九州大学工学府エネルギー量子工学専攻の前畑先生や高野さん方には1ヶ月以上の長期に渡るADR実験で大変お世話になりました。改めて感謝申し上げます。