

TES型X線マイクロカロリメータの磁場に
対する応答特性と
自作素子の性能向上を目指した研究

首都大学東京 理学研究科 物理学専攻 博士前期課程
宇宙物理実験研究室

指導教官 大橋 隆哉

倉林 元

2007年2月20日

概要

我々の研究グループでは次世代 X 線天文衛星への搭載を目標に、TES (Transition Edge Sensor) 型 X 線マイクロカロリメータの開発を行っている。

TES カロリメータは超伝導転移端を温度計として使用し、100 mK 以下の極低温にて動作する事で、理論的には 1 eV @ 6 keV という極めて高いエネルギー分解能を実現する事が可能である。将来の X 線天文学分野での検出器は、高いエネルギー分解能を有する事が要求されるので、TES カロリメータは次世代の X 線分光観測にとって重要な検出器である。

TES のエネルギー分解能を決定する要素として感度 α がある。感度 α は抵抗-温度曲線において常伝導から超伝導へ転移するときの曲線の傾きにより定義される。この感度 α は例えば環境磁場の影響により感度が 2 倍程度劣化することが分かっている。そこで I 型超伝導体である Al を用い、TES と磁気シールドの間隔を従来の $1 \mu\text{m}$ から $0.15 \mu\text{m}$ まで薄くした構造の素子を用い、外部磁場に対する TES の特性への影響を調べた。それについて報告する。

また我々はこれまでに、自作による吸収体なしカロリメータの開発や、吸収体の評価を行ってきた。これらにより蓄積された経験を用い TES カロリメータを in-house で作る事で製作・評価の流れの効率を向上させ、また実際の観測に適した素子の開発への貢献を狙っている。

TES カロリメータの性能は超伝導転移温度に因っている。この為、転移温度をコントロールする事が TES カロリメータの性能向上には必須である。このコントロールはスパッタリングによって成膜される Ti/Au の膜厚で決まってくる。一方で、製作のプロセスは Ti/Au のスパッタからカロリメー

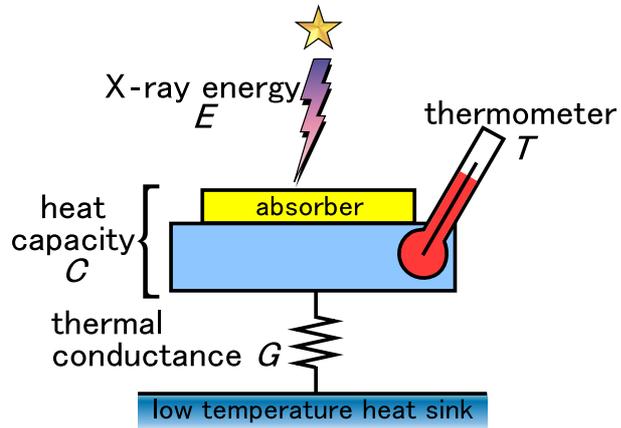


図 1: TES カロリメータの構造。熱容量 C の吸収体と温度計からなり、熱伝導度 G を持つサーマルリンクで低温熱浴と接続され、定常状態に保たれている。

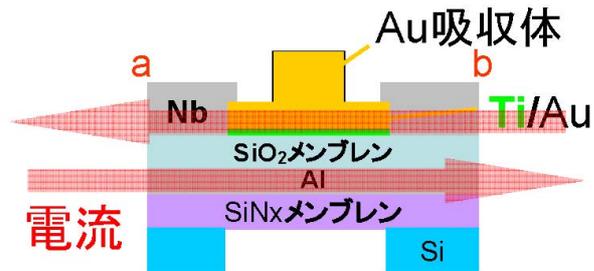


図 2: 新構造磁気シールドの TES カロリメータの断面図

タとしての完成までに1週間程度を要し、さらに製作中、素子をエッチングなどの行程によってダメにしてしまうリスクがある。従って出来上がった素子の転移温度の測定結果を製作側にフィードバックするのに時間を要する。そこで Ti/Au をスパッタした Si 基板をそのまま転移温度の測定にかけられるようにプロセスを工夫し、製作プロセスの能率を向上させた。さらにこの新たなプロセスに沿ってこれまでの素子よりも転移温度を下げる事を狙い Au 吸収体付きの TES カロリメータを製作した。本論文では、この素子について性能評価した結果を報告し、今後の課題について考察する。

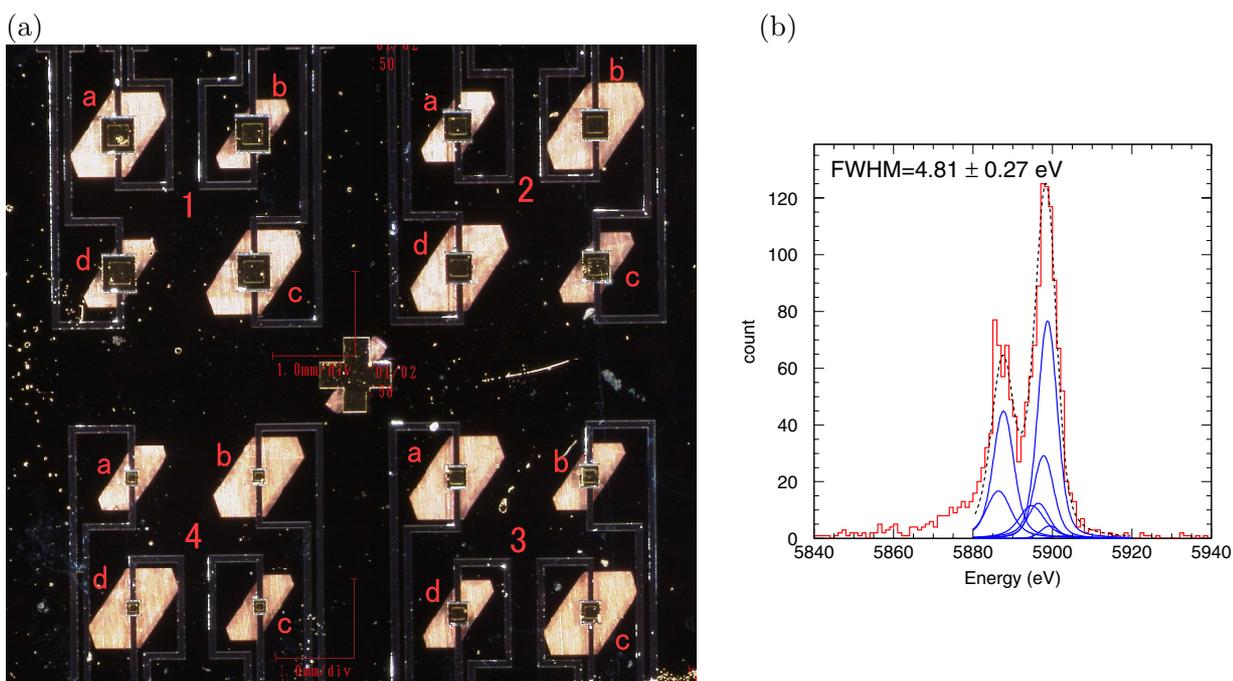


図 3: (a) 今回製作した TMU-146 の顕微鏡写真。左上のブロックから時計回り(1 2...)に 500、400、300、200 μm 角の TES が各ブロック 4 つずつ配置されている。中央部の十字はアライメントマーク。(b) Mn-K α (5.9 keV の X 線) に対するエネルギースペクトル。

目次

第1章	はじめに	1
1.1	本論文の目的	1
1.2	TES型マイクロカロリメータ	2
1.2.1	エネルギー分解能	2
1.2.2	X線マイクロカロリメータ	3
1.2.3	TES : Transition-Edge Sencsor	5
第2章	TES型マイクロカロリメータの原理	7
2.1	超伝導	7
2.2	基本パラメータ	8
2.2.1	熱容量 C	8
2.2.2	熱伝導度 G	10
2.3	TES型マイクロカロリメータの動作	12
2.3.1	ETF: Electro-Thermal Feedback	12
2.3.2	ETF 下での有効時定数 τ_{eff}	13
2.3.3	ETF diagram	15
2.3.4	フィードバックとしてのETFの評価	16
2.3.5	電流応答性	17
2.3.6	実際の応答	18
2.4	カロリメータ固有のノイズ	21
2.4.1	フォノンノイズ	21
2.4.2	ジョンソンノイズ	22
2.5	実際の駆動回路での出力	23
2.5.1	電流応答性	24
2.5.2	パルススペクトル	26
2.5.3	ノイズスペクトル	26
2.6	デジタルフィルタ処理	29
2.6.1	最適フィルタ処理	30
2.7	エネルギー分解能	31
2.7.1	固有なエネルギー分解能	32
2.7.2	読みだし系ノイズのエネルギー分解能への寄与	33

2.7.3	熱浴の温度ゆらぎのエネルギー分解能への寄与	34
2.8	TES と吸収体が有限の熱伝導度でつながれている場合	36
2.8.1	吸収体で X 線を吸収した場合	37
2.8.2	TES で X 線を吸収した場合	38
2.8.3	特別な場合	38
第 3 章	実験装置	41
3.1	都立大希釈冷凍機	41
3.2	超伝量子干渉計 (SQUID)	44
3.3	放射線源	46
3.4	Pb 超伝導磁気シールド	46
3.5	ローパスフィルタ	47
3.6	カロリメータの組み込み	52
3.7	測定方法	53
3.7.1	$R-T$ 測定	53
3.7.2	$I-V$ 測定	54
3.7.3	臨界電流測定	55
3.7.4	パルスとノイズデータ取得	56
第 4 章	磁場に対する応答特性の評価	57
4.1	セットアップ	57
4.2	素子	57
4.2.1	SII-14b	58
4.2.2	SII-182	58
4.3	測定・結果	61
4.3.1	磁場なし測定	61
4.3.2	磁場かけ測定	64
第 5 章	インハウスプロセスによる素子の製作	71
5.1	プロセスの流れ	71
5.2	各行程の詳細	74
5.2.1	窒化膜付け・ダイシング	74
5.2.2	TES 形成	75
5.2.3	Al 配線形成	83
5.2.4	Au 吸収体形成	84
5.2.5	メンブレン構造形成	86
5.3	TMU-134	91
5.4	TMU-146	93

5.4.1	基板のパラメータ	93
5.4.2	<i>RT</i> 測定	94
5.4.3	製作	97
第 6 章	インハウス素子の性能評価	99
6.1	TMU-134	99
6.1.1	写真	99
6.1.2	測定	101
6.2	TMU-146	110
6.2.1	写真	110
6.2.2	測定	112
第 7 章	考察・今後の課題	122
7.1	磁場に対する応答特性について	122
7.2	インハウスプロセスについて	122
7.2.1	Ti/Au 膜厚と転移温度	122
7.2.2	レジスト	123
7.2.3	性能評価	124
7.2.4	今後の課題	125
付 録 A	Ti/Au 膜厚決定	126
A.1	基板について	126
A.1.1	パラメータ	126
A.1.2	<i>RT</i> 測定	126
A.2	膜厚測定	128
A.2.1	測定の手順	128
A.2.2	測定結果	129
A.3	<i>RT</i> 測定と転移温度の確認	134
付 録 B	希釈冷凍機用素子ホルダの設計図	135
付 録 C	KOH エッチング用治具の設計図	137

目次

1	TES カロリメータの構造	1
2	新構造磁気シールドの TES カロリメータの断面図	1
3	自作素子の写真とエネルギースペクトル	2
1.1	The Astro-E2 衛星「すざく」	1
1.2	TES カロリメータの構造	4
1.3	TES の R-T 曲線 (模式図)	6
2.1	超伝導状態と常伝導状態での電子比熱の比較	10
2.2	定電圧バイアスによる TES 駆動回路	12
2.3	ETF ダイアグラム	15
2.4	フィードバック回路図 1	16
2.5	フィードバック回路図 2	16
2.6	ノイズの寄与を入れた ETF ダイアグラム	21
2.7	ETF のもとでの電流性ノイズ密度	23
2.8	TMU での TES 駆動回路	24
2.9	パラシティック抵抗を含む場合	24
2.10	その場合の ETF ダイアグラム	24
2.11	ノイズの寄与を含めた ETF ダイアグラム	27
2.12	dV_b が入力される場合のフィードバック回路	29
2.13	熱伝導のモデル	36
3.1	希釈冷凍機の内部模式図	42
3.2	IVC 内部の構造	42
3.3	希釈冷凍機と組み込み写真	43
3.4	SQUID 顕微鏡写真	45
3.5	FRP 実装基盤上の配線図	45
3.6	超伝導磁気シールド	47
3.7	バイアス電源からの回路図	48
3.8	1K ステージにはんだ付けした $1.0 \mu\text{F}$ のコンデンサ	48
3.9	コモンモードフィルタ BOX 内部	48
3.10	カットオフ周波数の計算回路図	49

3.11	周波数スキャン結果	51
3.12	ボンディングマシーン 1	52
3.13	ボンディングマシーン 2	52
3.14	動作時のバイアス電源回路	53
3.15	I_b - I 関係の例	55
4.1	磁場かけ測定のセットアップ	57
4.2	コイルの電源装置	57
4.3	SII-14b の顕微鏡写真	58
4.4	SII-14b の断面	58
4.5	SII-182 の顕微鏡写真	59
4.6	SII-182 の断面図	59
4.7	SII-182 にコリメータを付けたところ	59
4.8	SII-14b,182 の磁場をかけない時の R - T カーブ	61
4.9	SII-14b,182 の各動作点でのベースライン幅	62
4.10	同じく平均パルス	62
4.11	同じく Mn - $K\alpha$ のエネルギースペクトル	63
4.12	同 (ローレンツィアンフィット)	63
4.13	磁場かけ測定の RT カーブ	64
4.14	SII-14b の I - V 測定の結果	65
4.15	SII-182 の I - V 測定の結果	66
4.16	臨界電流測定の結果	67
4.17	SII-14b の磁場スキャン結果	68
4.18	SII-182 の磁場スキャン結果	68
4.19	SII-182 の動作点でのベースライン幅	69
4.20	SII-182 の動作点での Mn - $K\alpha$ のスペクトル	70
5.1	TES 形成のプロセスフロー	72
5.2	Al 配線形成のプロセスフロー	73
5.3	Au 吸収体形成のプロセスフロー	73
5.4	KOH エッチングのプロセスフロー	74
5.5	LPCVD 装置	74
5.6	ダイシング ソー	74
5.7	Ti/Au スパッタ装置	75
5.8	DRIE 装置	76
5.9	レジスト (S1818) とプライマー (HMDS)	77
5.10	スピナー	77
5.11	スピナーの回転塗布条件とレジストの膜厚の関係	78

5.12	ADVANTEST 社製マスク製作装置	80
5.13	各行程のレジストパターニングに用いたマスクの設計図	80
5.14	産総研両面マスクアライナー	81
5.15	宇宙研マスクアライナー	81
5.16	オーバーエッチングの様子	82
5.17	アルミスパッタ装置	83
5.18	EB 蒸着装置	85
5.19	装置の内部	85
5.20	基板を置くプレート	85
5.21	KOH エッチング用のドラフト	87
5.22	KOH エッチング用治具の拡大写真	87
5.23	KOH エッチング用治具を組み立てたところ	87
5.24	KOH エッチングの様子	88
5.25	KOH 用治具の台	88
5.26	KOH エッチング完了時の治具の取り出し方	88
5.27	エリプソメーター	89
5.28	アッシャー	90
5.29	触針段差計	90
5.30	窒化膜の膜厚測定の結果	92
5.31	窒化膜の膜厚測定の結果	94
5.32	今回使用した 4inch 基板	94
5.33	TMU-143,144,145 の RT カーブ	95
5.34	TMU-146,147,148 の RT カーブ	96
6.1	TMU-134 の各素子	99
6.2	TMU-134 を治具に乗せたところ	100
6.3	コリメータを合わせた後	100
6.4	^{55}Fe 線源に乗せたところ	100
6.5	コリメータの写真	101
6.6	TMU-134 のピクセル 1a,2b,3d,4b の $R-T$ カーブ	102
6.7	ピクセル 2b の臨界電流	103
6.8	ピクセル 2b の $I-V$ 測定	104
6.9	ピクセル 2b の平均パルス	105
6.10	ベースライン幅とエネルギースペクトル	105
6.11	エネルギースペクトル (ローレンツィアンフィット)	105
6.12	ピクセル 4b の $R-T$ カーブ	106
6.13	TMU-134(4b) の臨界電流	106

6.14	ピクセル 4b の I - V 測定	107
6.15	ピクセル 4b の平均パルス	108
6.16	ベースライン幅とエネルギースペクトル	108
6.17	エネルギースペクトル (ローレンツィアンフィット)	108
6.18	TMU-146 の各素子	110
6.19	ϕ 0.2 mm のコリメータの写真	111
6.20	TMU-146 の組み込み	111
6.21	ピクセル 1b,2b,3b,4d の R - T カーブ	112
6.22	ピクセル 4d の臨界電流	113
6.23	ピクセル 4d の I - V 測定	114
6.24	ピクセル 4d の平均パルス	115
6.25	動作点でのベースライン幅	115
6.26	エネルギースペクトル	115
6.27	エネルギースペクトル (ローレンツィアンフィット)	116
6.28	リニアリティ補正	117
6.29	リニアリティ補正後のエネルギースペクトル	117
6.30	熱浴温度の時間変動	118
6.31	ピクセル 4d の平均パルス	118
6.32	動作点でのベースライン幅	119
6.33	エネルギースペクトル	119
6.34	リニアリティ補正	120
6.35	リニアリティ補正後のエネルギースペクトル	120
7.1	過酸化水素水に漬けて 1 時間後	123
7.2	過酸化水素水に漬けて 3 時間後	123
7.3	新しいレジストで取った Al 配線パターン	124
A.1	TMU-140,141,142 を治具に乗せた写真	126
A.2	TMU-140,141 の RT カーブ	127
A.3	TMU-142 の RT カーブ	127
A.4	アセトン漬け後のレジスト溶け残りの様子	128
A.5	TMU-140 の測定ポイント	129
A.6	縁付近の測定結果	130
A.7	縁より少し内側の測定結果	130
A.8	500 μ m ピクセルの測定結果	130
A.9	TMU-141 の測定ポイント	131
A.10	縁付近の測定結果	131
A.11	中央部の測定結果	131

A.12 TMU-142 の 400um に残ったレジスト	132
A.13 レジストを取り除く前後の様子	132
A.14 中央部と縁付近の測定結果	133
A.15 TMU-140,141,142 の <i>RT</i> カーブ	134
B.1 2cm 基板用組み込みホルダの設計図	135
B.2 TMU 素子用カロリメータホルダの設計図	136
C.1 KOH エッチング用治具の設計図その 1	137
C.2 KOH エッチング用治具の設計図その 2	138
C.3 KOH エッチング用治具の設計図その 3	139
C.4 KOH エッチング用治具の設計図その 4	140

表 目 次

2.1	転移温度 T_c と臨界磁場 I_c の関係	8
3.1	400-SSA SQUID 素子パラメータ	44
3.2	Mn $K\alpha$ 輝線の微細構造	46
3.3	周波数スキンのデータ取得条件	51
4.1	SII-14b のパラメータ	58
4.2	SII-182 のパラメータ	60
4.3	2 素子の各動作点におけるパラメータ	61
4.4	SII-182 の動作点におけるパラメータ	69
5.1	超伝導薄膜成膜装置の仕様	76
5.2	Al スパッタ装置の仕様	84
5.3	Au 蒸着装置の仕様	85
5.4	DEKTAK 6M の仕様	90
5.5	TMU-143~148 の窒化膜の成膜条件	93
5.6	各基板のパラメータ	93
5.7	各基板の転移温度	94
6.1	TMU-134 の RT 測定の結果	103
6.2	ピクセル 2b の動作点におけるパラメータ	103
6.3	ピクセル 4b の動作点におけるパラメータ	106
6.4	TMU-134 の測定結果のまとめ	109
6.5	TMU-146 の RT 測定の結果	112
6.6	ピクセル 4d の動作点におけるパラメータ	113
6.7	TMU-146 の測定結果のまとめ	121
7.1	X 線照射実験の結果のまとめ	122
7.2	これまでに製作した素子の性能 その 1	124
7.3	これまでに製作した素子の性能 その 2	125
A.1	TMU-140,141,142 のパラメータ	126
A.2	TMU-140,141,142 の転移温度と膜厚比	128

第1章 はじめに

1.1 本論文の目的

X線天文学は、1962年のアメリカの Giacconi らによる月面で反射した太陽 X 線を観測しようというロケット実験で、いままで知られていなかった X 線源 (Sco X-1) を偶然発見したことから始まる。宇宙から地球にやって来る X 線は、地球大気に吸収され地上に届くことはなく、検出器を大気圏外に出すことではじめて観測が可能となる。以後、40年ほどの間に世界各国から 20機以上の X 線天文衛星が打ち上げられた。日本も 5 台の衛星を打ち上げ、これにより X 線天文学のみならず宇宙物理学全体にわたって大きな発展をもたらした。この間に、打ち上げられる X 線検出器の改良が続けられてきたことはいうまでもなく、X 線天文学は検出器の性能の向上とともに進歩してきたとも言える。

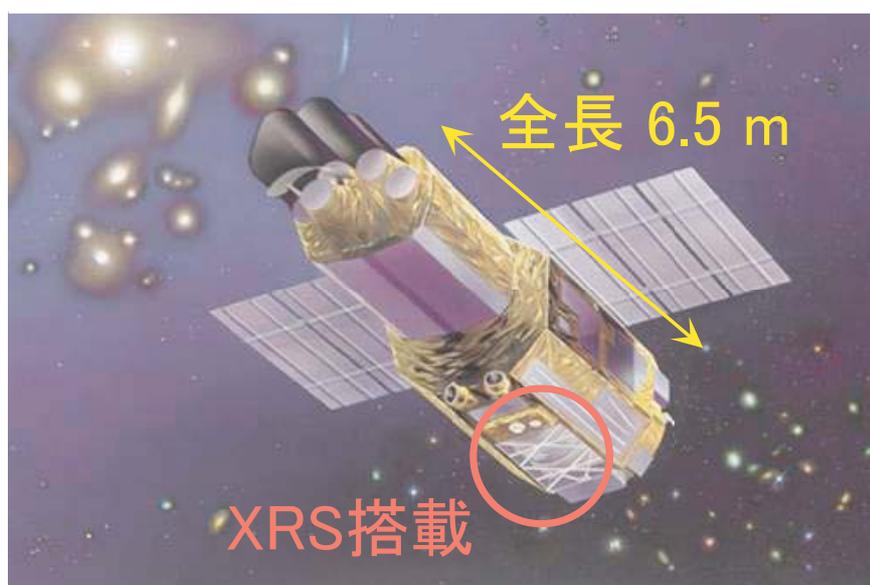


図 1.1: The Astro-E2 衛星「すざく」

日本では、1979年に日本初の X 線天文衛星「はくちょう」が打ち上げられ、その後「てんま」、「ぎんが」、「あすか (ASCA)」と 4 つの衛星が打ち上げられ、多くの成果を挙げてきている。また、2005年 7 月には Astro-E2 衛星「すざく (Suzaku)」の打ち上げも行われた。この X 線天文衛星すざくに搭載された半導体カロリメータ (6×6 ピクセル) は、5.9 keV の X 線に対し ~ 6 eV のエネルギー分解能を持つものの、視野が約 $3'$ と狭く今後広い視野をもつ X 線分光検出器の開発が必須である。TES 型 X 線カロリメータは、理論的には ~ 1 eV の分解能が達成可能であり、世界的には NIST で 5.9 keV に対して 2.4 eV のエネルギー分解能が報告されている [1]。また電熱フィードバック機構によりパルス

の時定数が短縮され、理想的には ~ 1000 c/s の高計数率にも耐えられる。従って産業計測・医療等への応用も期待され、天文学以外の広い分野からも注目を集めている。本研究では、次世代 X 線天文衛星搭載を目指し (e.g. DIOS, NeXT)、「すざく」を越える高エネルギー分解能と高検出効率を合わせ持ち、さらに 32×32 ピクセルを目標としてイメージングセンサーとなりうる高分解能撮像分光器開発を進める [2]、[3]。これは、TES 型マイクロカロリメータによって実現可能である。現在、Ti/Au 二層薄膜の TES を用いたカロリメータのエネルギー分解能の向上を第一目標として研究を行っている。

また、TES 型マイクロカロリメータでは吸収体の熱容量を大きくすることによって ~ 100 keV のエネルギー帯域での利用も可能となる。我々の研究グループでは昨年、Zn 吸収体を乗せた TES カロリメータに対する ^{241}Am 線源からの 60 keV の γ 線照射実験で 38 eV という世界的にも高いレベルの分解能を達成した [36]。このエネルギー帯域には超新星残骸から発生する ^{44}Ti の 68, 78 keV の核 γ 線が存在する。TES 型マイクロカロリメータで観測することによって宇宙の化学進化を解明する大きな手掛かりが得られることが期待される。

本論文は更なる X 線検出器の性能向上を目指し、セイコーインスツル株式会社 (SII: Seiko Instruments Inc.) と共同開発を進めているカロリメータについて、磁場に対する応答特性を評価した。第 4 章ではそれについてまとめ、考察する。また、共同開発と同時に進めているインハウス製作によるカロリメータについて、その製作プロセスと出来上がったカロリメータそれぞれの測定・評価を行った。第 5、6 章ではそれらをまとめる。

1.2 TES 型マイクロカロリメータ

ここでは、TES 型マイクロカロリメータについて簡単な紹介を行うためにエネルギー分解能、カロリメータなどの基本的な説明を行う。TES 型マイクロカロリメータの原理は、2 章で詳しく行う。

1.2.1 エネルギー分解能

いま、単色 X 線に対して検出器から得られたエネルギースペクトルを考える。情報キャリアのゆらぎや読み出しシステムによるノイズなどの影響により、単色 X 線を入射した場合であっても得られるエネルギースペクトルは必ず有限の幅を有する。エネルギー E_0 のまわりのこの幅は、検出器に入射するエネルギーが同じものであっても、そこで得られるパルス間には大きな変動があることを示している。このような変動を小さくできれば分布の幅は狭くなり、数学的にはデルタ関数に近づく。入射 X 線のエネルギーを詳細に解析するための測定能力は、この幅が狭ければ狭いほど向上する。

エネルギー分解能は、分布の半値全幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) で一般に定義される。X 線検出器では、X 線入射時の検出器との相互作用によって生じる電子、イオン、正孔、フォノンなどのキャリアを収集して入射エネルギーを一般に測定する。ここで、情報キャリアの生成はポアソン統計に従うと仮定すると、検出器に 1 つの光子が入射して生成した情報キャリアが N 個の場合、標準偏差は $\sigma = \sqrt{N}$ である。ポアソン分布は、分布の平均値が大きい場合 (20 以上)、簡略化してガ

ウス分布となる。すなわち、情報キャリア生成に必要なエネルギーは入射 X 線光子のエネルギー E_0 に比べて十分に小さく、情報キャリア数 N が十分に大きい場合の分布は

$$G(E) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.1)$$

と表せる。ここで、 E_0 は中心エネルギー、 A は面積を表している。したがって半値全幅は

$$\text{FWHM} = 2.35\sqrt{N} \quad (1.2)$$

と表されることとなる。

エネルギー分解能の限界は、実際には情報キャリアの生成は完全な独立過程ではなくポアソン分布に完全には従わない事を考えると、 W をキャリア生成の平均エネルギーとして

$$\Delta E_{\text{real}} = 2.35W\sqrt{FN} \quad (1.3)$$

と表される。ここで F は Fano 因子と呼ばれるポアソン統計からのずれを定量化するために導入された係数であり一般に $F \leq 1$ である。

1.2.2 X 線マイクロカロリメータ

X 線マイクロカロリメータは、入射 X 線光子の 1 つ 1 つのエネルギーを素子の微小な温度上昇 (\sim 数 mK) として検出する検出器である。そのエネルギー分解能は入射エネルギーに依存することなく素子内のフォノン数の揺らぎ等によって決まり、100 mK 以下の極低温で動作させることで優れたエネルギー分解能を発揮する。しかも、同時に高い検出効率をも併せもつ。

X 線カロリメータは図 1.2 に示すように、熱容量 C の吸収体と温度計からなる構造をしており、それが適度に悪い熱伝導度 G を持つサーマルリンクで低温熱浴と接続され、定常状態に保たれている。エネルギー E の X 線光子を光電吸収した際に生じる温度上昇 ΔT は

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (1.4)$$

となる。厳密には入射 X 線による素子の温度上昇で C もかわるので、エネルギーと温度上昇の関係には非線形性がある。吸収体で生じた熱はサーマルリンクを介して低温熱浴へとゆっくりと流れ、再び定常状態へと戻る。

2.3.2 節で詳しく述べるが、素子が定常状態に戻るまでの時定数 τ は、 C と G で決まり

$$\tau = \frac{C}{G} \quad (1.5)$$

である。実際には、温度計の発熱の変化によって熱的なフィードバックがかかり時定数はこれより短くなる。

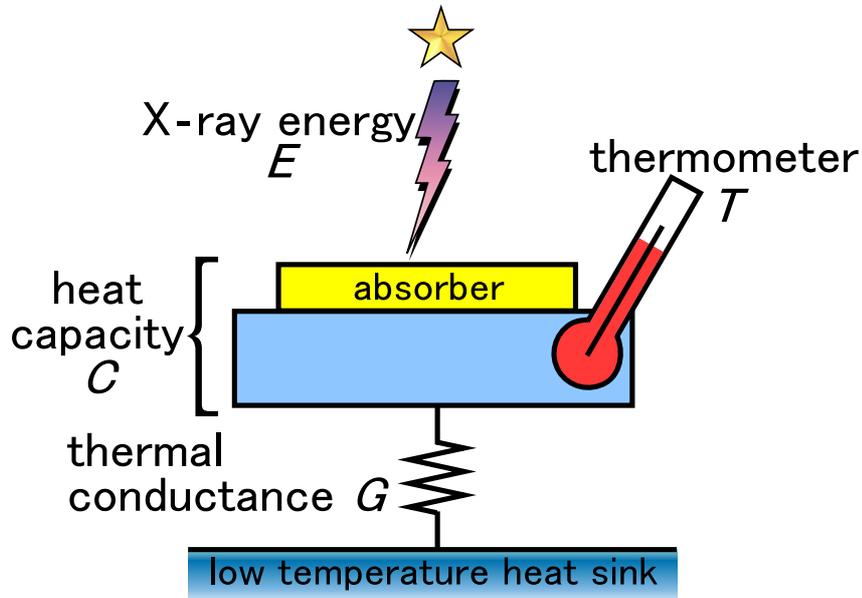


図 1.2: TES カロリメータの構造。熱容量 C の吸収体と温度計からなり、熱伝導度 G を持つサーマルリンクで低温熱浴と接続され、定常状態に保たれている。

エネルギー分解能

図 1.2 のようなカロリメータを考えたとき、素子全体の熱エネルギーは CT である。また、フォノン 1 個あたりの平均エネルギーは $k_B T$ であるので、フォノン数 N は

$$N = \frac{CT}{k_B T} \quad (1.6)$$

となる。ここで、 k_B は Boltzmann 定数である。これより、フォノン数の統計ゆらぎは、

$$\sqrt{N} = \sqrt{\frac{CT}{k_B T}} \quad (1.7)$$

と書け、このフォノン数のゆらぎによる素子のエネルギーゆらぎは

$$\Delta E = \sqrt{\frac{CT}{k_B T}} k_B T = \sqrt{k_B T^2 C} \quad (1.8)$$

となる。入射 X 線によるゆらぎの増加の影響は小さく、素子のフォノン数の統計ゆらぎが支配的であるので、これがそのままエネルギー分解能となる。従って、エネルギー分解能は第一近似では入射 X 線エネルギーに依らず、素子のフォノン数の統計ゆらぎにのみ依存する。いま、このことを確かめるため、エネルギー E の X 線が入射することで励起されるフォノン数とその統計ゆらぎを考えると

$$n = \frac{E}{k_B T} \quad (1.9)$$

$$\sqrt{n} = \sqrt{\frac{E}{k_B T}} \quad (1.10)$$

となる。ここで、典型的な値として $E = 6 \text{ keV}$ 、 $C = 1 \text{ pJ/K}$ 、 $T = 0.1 \text{ K}$ を代入すると

$$\frac{\sqrt{n}}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{E}{CT}} \sim 0.1 \quad (1.11)$$

となり、励起されるフォノン数の統計ゆらぎの影響は小さいことがわかる。

エネルギー分解能は半値全幅では、式 1.2 より

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35 k_B T \sqrt{N} = 2.35 \sqrt{k_B T^2 C} \quad (1.12)$$

と表される。一般には、後で議論するように、カロリメータの動作条件や温度計の感度 α などに依存する係数 $\xi \propto \sqrt{1/\alpha}$ を用いると

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35 \xi \sqrt{k_B T^2 C} \quad (1.13)$$

と表される。熱容量 C は温度を下げるほど小さくなるので、この式は温度 T に強く依存することになる。従って、動作温度 T を極低温 ($\sim 100 \text{ mK}$) にとり、感度 α を大きくすることが優れた分光性能を発揮するために本質的である。

1.2.3 TES : Transition-Edge Sensor

TES(Transition Edge Sensor) は、超伝導常伝導遷移端における数 mK という非常に狭い領域内での急激な抵抗変化を利用した温度計である [4]。温度計の感度を表すパラメータ α を、

$$\alpha \equiv \frac{d \ln R}{d \ln T} = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (1.14)$$

として定義する。半導体温度計を用いた XRS では、 $|\alpha| \leq 6$ であり、TES ではこの 100 倍程度の感度をもつ。第 2.7.1 節で詳しく述べるが、エネルギー分解能は $\sqrt{1/\alpha}$ に比例するので、原理的には従来型の半導体温度計を用いたカロリメータに比べて、2 桁も高いエネルギー分解能を実現できると期待できる。また、 α が大きいと熱容量の大きな吸収体を用いることができ、熱化の速い常伝導金属の使用や大きなサイズで有効面積を上げることが可能となる。

ここで、カロリメータの動作温度は TES 温度計の転移温度で決まってしまうので、その転移温度をコントロールする必要がある。そこで、TES を超伝導体と常伝導体の二層薄膜とすることで薄膜

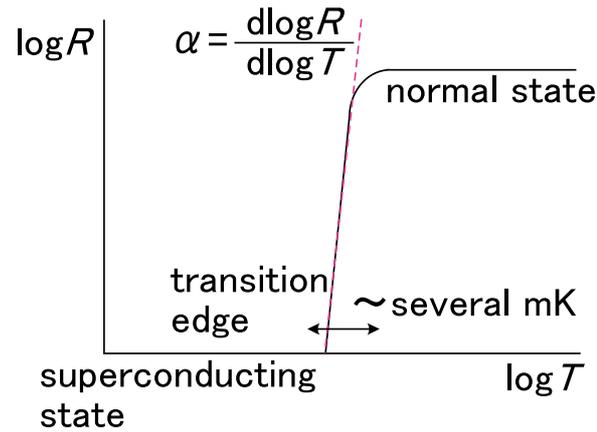


図 1.3: TES の R-T 曲線 (模式図)

効果や近接効果 (proximity effect) を用いて、超伝導遷移温度を最適化している。薄膜効果とは、超伝導体をコヒーレンス長や侵入長以下に薄くすると、電子間引力相互作用の強弱に応じて遷移温度が下がったり上がったりする効果である。近接効果とは、超伝導体に常伝導体を接触させるとクーパ対が常伝導体に洩れだし、膜厚の比に依存して超伝導体の遷移温度が下がる効果である。

TES は温度計として非常に高い感度を有するのだが、遷移端が数 mK と狭いため遷移端内に動作点を保つことが困難である。そこで、動作点を自動的に遷移端内に保つために、定電圧バイアスで動作させることで強い負の電熱フィードバックをかけて動作点を安定させている [5]。

第2章 TES型マイクロカロリメータの原理

超伝導遷移端の急激な抵抗変化を利用する TES 型マイクロカロリメータを開発するにあたっては、その超伝導の性質を理解することが重要である。はじめに超伝導体の基本的な性質を述べたあと、2.2 節で TES 型マイクロカロリメータの評価を行う際に必要となる代表的なパラメータを説明する。TES 型マイクロカロリメータの実際の動作については、2.3 節以降で述べる。

2.1 超伝導

超伝導状態ではフォノンを媒介とした引力相互作用により、運動量の大きさが等しく符合が反対で、かつスピンの方向が互いに逆向きの 2 個の電子の対で存在した方が安定になる。この電子の対をクーパー対と呼び、常伝導状態の電子と同様に金属内部を動きまわっている。超伝導状態では、このクーパー対が超伝導電流を担う。

超伝導を担うことのできる電子はフェルミ準位 ε_F 近傍の領域 $\varepsilon_F \pm \frac{1}{2}\Delta$ 内の電子のみであり、これらがクーパー対をつくると状態密度 $N(\varepsilon)$ には、フェルミ準位 ε_F を中心としてエネルギー Δ の範囲でエネルギーが $\varepsilon = 0$ となるような領域ができる。この Δ のエネルギーをエネルギーギャップとよんでいる。超伝導体の温度が上昇すると、一部のクーパー対は熱振動によって破壊され、常伝導電子になって $\varepsilon_F + \frac{1}{2}\Delta$ 以上のエネルギーレベルに励起される。このように電子を上の状態に励起するには、少なくとも Δ のエネルギーをクーパー対に与える必要がある。エネルギーギャップ Δ は、温度の上昇とともに減少する。温度を上昇させ、 $\Delta = 0$ となるとすべての電子はクーパー対として存在せず常伝導電子となる。このとき、超伝導金属は超伝導状態から常伝導状態に遷移し、この温度を遷移温度 T_c という。

しかし、超伝導体の常伝導状態への移行は温度の上昇によるものだけではなく、ある一定以上の電流が流れるときにも超伝導性は失われる。超伝導体を流れる電流のこの限界量を臨界電流 I_c と呼ぶ。超伝導体の中のすべての電流は侵入深さ内の表面を流れ、電流密度は表面の値から次第に減少する。臨界電流は、外部の電源から超伝導体に流される電流にも、印加されている磁界からの遮蔽電流のいずれにもあてはまり、この和の全電流量が臨界電流を越えるときに超伝導状態から常伝導状態に遷移する。臨界電流による超伝導性の消失は、表面での磁場に対応させることができる。すなわち、輸送電流と印加磁場による全体の磁場の強さが臨界磁場を越えるときに超伝導性が失われるということもできる。ここで臨界磁場の強さは、2つの状態のギブスの自由エネルギーの差に依存し、臨界磁場とは、超伝導状態の自由エネルギーを常伝導状態の自由エネルギー以上にするのに必要な磁場の強さである。

臨界電流の大きさは温度に依存し、温度が高くなるにつれて減少する。逆に超伝導体が電流を運

	T_c [K]	H_c [Oe]
Ti	0.39	100
Nb	9.23	1980
Pb	7.913	803
Sn	3.722	305.5
Al	1.196	99

表 2.1: 転移温度 T_c と臨界磁場 H_c の関係

んでいるならば、その転移温度は低下する。すなわち臨界電流 I_c は、印加磁場 B と温度 T の関数 $I(B, T)$ といえる。したがって、転移温度 T_c は、温度 T と流れる電流 $I(B)$ に依存する。表 2.1 に主な物質の転移温度 T_c と臨界磁場 H_c を示す。

ここで、温度 T における臨界電流 $I_c(T)$ は Ginzberg-Landau 理論によれば、 $T \sim T_c$ の場合

$$I_c(T) \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \quad (2.1)$$

の式が成り立つ。これが $T = 0$ まで成り立つならば $T = 0$ での臨界電流 $I_c(0)$ を用いて

$$I_c(T) = I_c(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \quad (2.2)$$

と表せる。

2.2 基本パラメータ

2.2.1 熱容量 C

熱容量はカロリメータのエネルギー分解能および時定数を決める重要なパラメータである。熱容量 C はモル比熱 c 、密度 ρ 、原子量(分子量) M 、体積 V を用いて、

$$C = c \frac{\rho V}{M} \quad (2.3)$$

と表すことができる。

フェルミ (Fermi) 温度とデバイ (Debye) 温度よりもはるかに低い温度に於いては、金属の定積比熱 c はフォノンに起因する格子比熱 c_l と伝導電子に起因する電子比熱 c_e との和として、

$$c = c_l + c_e \quad (2.4)$$

と書ける。

格子比熱 c_l

格子比熱 c_l は、デバイ温度 θ_D よりも十分に低温 ($T \ll \theta_D$) において、デバイの T^3 近似より、1 モルあたり

$$c_l \simeq \frac{12\pi^4}{5} N_A k_B \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad (2.5)$$

$$= 1.94 \times 10^3 \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad [\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}] \quad (2.6)$$

となる [41]。ここで、 N_A は Avogadro 数であり、 k_B は Boltzmann 定数である。

電子比熱 c_e

電子比熱にはフェルミ準位近傍の電子のみが寄与し、その物質が常伝導状態か超伝導状態かによって異なる。超伝導遷移温度を T_c とすると、それぞれの状態での 1 モル当りの比熱は以下のように表される。

常伝導状態 ($T > T_c$)

フェルミ関数が変化する領域はフェルミ準位 E_F 付近で $k_B T$ 程度の幅を持つ。Pauli の原理から全ての自由電子のうちおよそ $k_B T / E_F$ の割合だけが熱エネルギーを吸収できることとなる。状態密度を $D(E)$ とすると、

$$c_e \simeq \frac{\pi^2}{3} D(E_F) k_B^2 T \propto T \quad (2.7)$$

として表され、物質固有の値である Sommerfeld パラメータ γ を用いて、

$$c_e = \gamma T \quad (2.8)$$

と表すことができる。 γ はフェルミ面に於ける電子の状態密度の尺度を与えらえる。

超伝導状態 ($T < T_c$)

遷移温度よりも充分低温の超伝導状態の場合、フェルミ面付近の電子の大部分がクーパー (Cooper) 対で存在する。しかし、クーパー対は超伝導のエネルギーギャップのために基底状態から抜け出せず熱の輸送に関与しない。従って、比熱に寄与するのは超伝導エネルギーギャップ $\Delta E_g = 1.764 k_B T_c$ を超え、クーパー対を形成していない電子のみである。その数は指数関数的に表されるので電子比熱は、

$$c_e \propto \exp\left(\frac{-\Delta E_g}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{-1.764 T_c}{T}\right) \quad (2.9)$$

という温度依存性を示す。1モル当りの電子比熱は、

$$c_e = \gamma \left(aT_c \exp\left(\frac{-bT_c}{T}\right) \right) \quad (2.10)$$

というように表すことができる。ここで、 a 、 b は物質に依らない定数で、 $a \sim 8.5$ 、 $b \sim 1.44$ である。

以上は、 T_c より十分低い温度でのみ成り立つものであるので、転移端を用いる TES の転移温度近傍の熱容量の計算には適用できないことに注意する。 T_c のごく近傍ではエネルギーギャップ $\Delta(T) \rightarrow 0$ であるが、この $\Delta(T)$ がエネルギー準位そのものを変化させる効果が効くようになる。BCS 理論によればこれは $d\Delta^2/dT$ の形で関与してくるのだが、 T_c 以下ではこれが大きく $T_c = 0$ では 0 となるので、電子比熱は T_c で不連続さを生じることになる [42]。この飛びは常伝導状態の比熱の 1.43 倍に相当し、超伝導状態と常伝導状態の電子比熱をそれぞれ c_{es} 、 c_{en} とすると

$$c_{es} = 2.43c_{en} \quad (2.11)$$

と表せる。

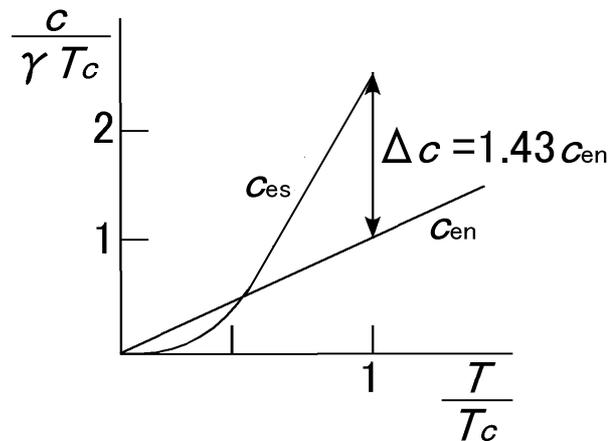


図 2.1: 超伝導状態と常伝導状態での電子比熱の比較

2.2.2 熱伝導度 G

有限な温度差 $T - T_s$ があるときの熱伝導を考える。微小な温度差 $\Delta T_i = T_{i+1} - T_i$ ($i = 1 \sim N$) を持ち、熱伝導率が $k = K/N$ の N 個の領域に等分して考える。ただし、 $\Delta T_i \gg T_i$ である。この領域の両端から見た熱量 P は微視的に等価で、

$$P(\Delta T_i) = k(T_{i+1})(T_{i+1} - T_i) \quad (2.12)$$

$$= -k(T_i)(T_{i+1} - T_i) \quad (2.13)$$

$$= k(T_{i+1})T_{i+1}k(T_i)T_i + O(\Delta T_i^2) \quad (2.14)$$

と表すことができる。これらを $N \rightarrow \infty$ まで足し合わせた極限では、

$$P = K(T)T - K(T_s)T_s \quad (2.15)$$

となる。一般に熱伝導率を熱抵抗の種類によって決まる無次元量 n を用いて $K(T) = K_0 T^{n-1}$ と表すことができるので、

$$P = K_0 (T^n - T_s^n) \quad (2.16)$$

と表わせる。熱伝導度 G を $G \equiv dP/dT$ と定義すると、

$$G = G_0 T^{n-1} \quad (G_0 \equiv nK_0) \quad (2.17)$$

と書ける。これを用いて、

$$P \equiv \int_{T_s}^T G dT \quad (2.18)$$

$$= \frac{G_0}{n} (T^n - T_s^n) \quad (2.19)$$

と表すことができる。

ここで、熱伝導度の温度依存性を表す n は

$$n \equiv \frac{d \ln P}{d \ln T} \quad (2.20)$$

のように書ける。Kapitza 抵抗が支配的であれば媒体はフォノンであり $n = 4$ 、電子-フォノン相互作用が弱い低温の金属薄膜であれば寸法効果により $n = 5, 6$ である [4]。金属薄膜 TES に対しては $n = 5, 6$ を用いるのが一般的だが [6]、実際の測定から $n \sim 3$ と見積もられている。本論文では $n = 2, 3$ を用いる事にする。

2.3 TES型マイクロカロリメータの動作

2.3.1 ETF: Electro-Thermal Feedback

ここでは TES 型カロリメータを動作させる際の機構について簡単に説明し、より詳細な定式化は次節にて行う。

TES はその超伝導遷移端の範囲内で用いなければならない。従来の半導体温度計のように定電流バイアスで動作させると、動作点が超伝導遷移端にあるので、わずかな温度上昇に対して TES の抵抗値が急激に上昇し、発熱量がさらに増加するという正のフィードバックがかかってしまい動作点にて安定に保つことが大変困難である。

そこで、図 2.2 の様に定電圧バイアスで動作させることによって非常に強力な負のフィードバックをかけることで、 $\Delta T \sim$ 数 mK という狭い超伝導遷移端での動作が可能となる。

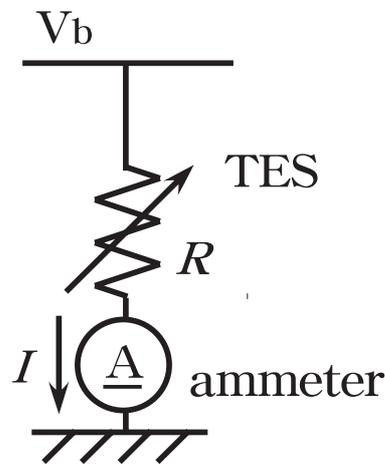


図 2.2: 定電圧バイアスによる TES 駆動回路

入射 X 線に限らず、熱量の流入で吸収体もしくは TES の温度が上昇すると、TES の抵抗値も急上昇する。しかし、定電圧バイアス下にあるので TES 自身のジュール発熱量は減少するので、温度変化を妨げる方向にフィードバックがかかる。また、冷凍機の冷却能力の突発的な変化などによって吸収体 や TES の温度が減少した場合を考えると、TES の抵抗値が減少することでジュール発熱量が増加し、フィードバックがかかることで再び動作点へと戻る。この機構を負の電熱フィードバック (ETF: Electro-Thermal Feedback) と呼ぶ [5]。電気的な効果については後に述べる。

実際には冷凍機の配線抵抗などの影響により定電圧バイアスは難しく、TES の抵抗値よりも十分に小さいシャント抵抗を並列に入れることで疑似的に定電圧を実現する。

2.3.2 ETF 下での有効時定数 τ_{eff}

まず、図 1.2 のような TES の温度 T 、熱浴温度を $T_s (T_s \ll T)$ 、吸収体と TES の総熱容量を C としたカロリメータを考える。熱平衡状態において、このときのカロリメータの熱のつりあいの式は、

$$C \frac{dT}{dt} = -\frac{G_0}{n} (T^n - T_s^n) \quad (2.21)$$

であり、右辺はサーマルリンクを伝わって熱浴へと流れる熱量をあらわしている。この状態で X 線が入射し ΔT 温度が変化すると、式 (2.21) は

$$C \frac{d(T + \Delta T)}{dt} = -\frac{G_0}{n} ((T + \Delta T)^n - T_s^n) \quad (2.22)$$

となる。いま ΔT は十分に小さく、 $\Delta T \ll 1$ として展開すると、0 次の項は打ち消し合い、1 次の近似では

$$C \frac{d\Delta T}{dt} = -G_0 T^{n-1} \Delta T \quad (2.23)$$

が得られる。 ΔT_0 を X 線入射前の温度としてこの式を解くと、X 線入射後の温度変化は、

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \quad (2.24)$$

となる。ここで

$$\tau_0 \equiv \frac{C}{G} \quad (2.25)$$

は、熱の流れのタイムスケールを表す素子に固有な時定数である。

次に、TES 型マイクロカロリメータを定電圧バイアス V_b の下で動作させることを考える。このときの TES の抵抗を R とすると、熱のつりあいの式は

$$C \frac{dT}{dt} = \frac{V_b^2}{R(T)} - \frac{G_0}{n} (T^n - T_s^n) \quad (2.26)$$

である。ここで V_b^2/R は、定電圧バイアス V_b の下での TES のジュール発熱量、 $G_0/n(T^n - T_s^n)$ は、サーマルリンクを伝わって熱浴へと逃げる熱量である。さきほどと同様に X 線が入射し ΔT 温度が変化すると、式 (2.26) は

$$C \frac{d(T + \Delta T)}{dt} = \frac{V_b^2}{R(T + \Delta T)} - \frac{G_0}{n} ((T + \Delta T)^n - T_s^n) \quad (2.27)$$

となり、同様の計算により

$$C \frac{d\Delta T}{dt} = -\frac{V_b^2}{R^2(T)} \Delta R - G \Delta T \quad (2.28)$$

が得られる。ここで、ジュール発熱 P_b は温度 T に依存することに注意する。また、抵抗は急激に変化しその発熱量が変化することで ETF の機構によって負のフィードバックがかかることになる。このときの TES の抵抗変化は、式 (1.14) より $\Delta R = \alpha R \Delta T / T$ であるので

$$C \frac{d\Delta T}{dt} = -\frac{P_b \alpha}{T} \Delta T - G \Delta T \quad (2.29)$$

となる。ここで、 $G = G_0 T^{n-1}$ を用いた。この微分方程式を解くと、

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.30)$$

が得られる。ここで τ_{eff} は ETF による有効時定数であり、固有時定数 τ_0 を用いると、

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{1}{1 + \frac{P_b \alpha}{GT}} \frac{C}{G} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{P_b \alpha}{GT}} \quad (2.31)$$

と表せる。これは ETF によって時定数が固有時定数 τ_0 よりも短くなり、より速く熱平衡状態へと戻ることができることを意味する。また、熱平衡状態より $P_b = G_0/n(T^n - T_s^n)$ であるので、

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n} \left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right)} \quad (2.32)$$

と求まる。TES の温度に比べて熱浴の温度が非常に小さい場合 ($T_s \ll T$)、また典型的に $\alpha/n \gg 1$ であるので、

$$\tau_{\text{eff}} \simeq \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n}} \quad (2.33)$$

$$\simeq \frac{n}{\alpha} \tau_0 \quad (2.34)$$

と近似できる。 n は通常 3 ~ 4 程度の値をとるので、 $\alpha \sim 1000$ とすると ETF によって X 線入射に対する応答速度が 2 桁以上も速くなることがわかる。これは ETF の大きな利点の一つであり、ETF によって TES の温度変化による熱が、サーマルリンクを介して逃げるよりも TES のジュール発熱を減少させることで補償される結果である。ETF のかからない場合では、X 線入射による温度変化の際には熱がサーマルリンクを介して低温熱浴へと逃げることとなる。従って、入射 X 線フォノンのエネルギーは、入射 X 線のエネルギーによらずに

$$E = \int \Delta P dt = V_b \int \Delta I dt \quad (2.35)$$

と、全ジュール熱の変化の時間積分、つまり定電圧と SQUID の全電流変化の積分との積で表すことができる。

2.3.3 ETF diagram

前節で、熱の流れが ETF によってどのようにかわるかがわかったので、次に ETF のもとで実際にどのような応答を示すかを議論する。

まず、外部から熱入力のない場合を考える。このとき TES カロリメータは、ジュール発熱 P_b を低温熱浴へすてることで熱平衡状態を保っている。この場合、式 (2.21) より

$$C \frac{dT}{dt} = P_b - \frac{G_0}{n} (T^n - T_s^n) = 0 \quad (2.36)$$

なので

$$P_b = \frac{G_0}{n} (T^n - T_s^n) \quad (2.37)$$

となる。次に、 $\delta P e^{i\omega t}$ のように時間依存する微小な熱量が TES に入力され、これによって温度が $T = T + \delta T e^{i\omega t}$ のように変化するとすると、

$$C \frac{d}{dt} (\delta T e^{i\omega t}) = P_b + \delta P e^{i\omega t} - \frac{G_0}{n} ((T + \delta T e^{i\omega t})^n - T_s^n) \quad (2.38)$$

と得られる。この式の時間に依存する項からは、 $\tau_0 \equiv C/G$ を用いれば

$$\delta T = \frac{1}{G} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \delta P \quad (2.39)$$

という関係があることがわかる。

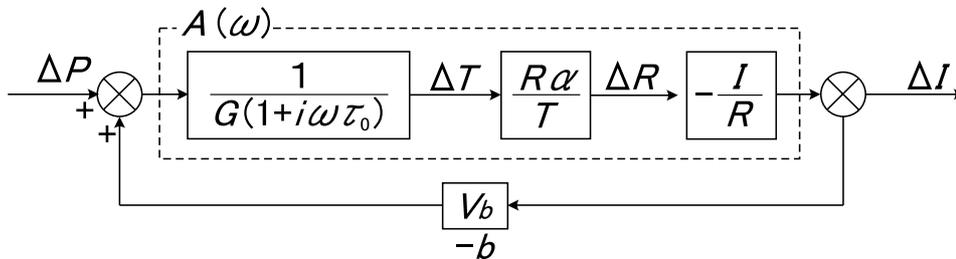


図 2.3: ETF ダイアグラム

いまここで図 2.3 のように電流変化 ΔI を定電圧バイアス V_b でジュール発熱量として戻してあげるようなフィードバック回路を考える。すると式 (2.39) は

$$\delta T = \frac{1}{G} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} (\delta P + \delta P_b) \quad (2.40)$$

となることがわかる。また、

$$\delta R = \alpha \frac{R}{T} \delta T \quad (2.41)$$

$$\delta I = -\frac{I}{R}\delta R \quad (2.42)$$

$$\delta P_b = V_b \delta I \quad (2.43)$$

であるので、これらを用いると

$$\delta T = \frac{1}{G} \frac{1}{\frac{P_b \alpha}{GT} + 1} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\text{eff}}} \delta P \quad (2.44)$$

が得られる。ここで、

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{\tau_0}{\frac{P_b \alpha}{GT} + 1} \quad (2.45)$$

は、式 (2.31) と同じ定義の有効時定数を表している。

2.3.4 フィードバックとしてのETFの評価

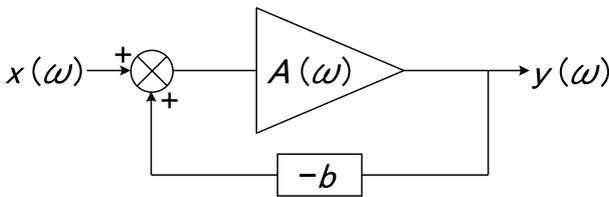


図 2.4: フィードバック回路図 1

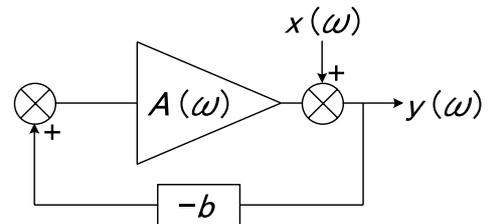


図 2.5: フィードバック回路図 2

まず、図 2.4 のような直流増幅率を A 、フィードバック量を b とする増幅器を考える。出力 y の b 倍が入力 x にフィードバックされるとき

$$y(\omega) = A(\omega)[x(\omega) - by(\omega)] \quad (2.46)$$

の関係が成り立つ。これを y について解くと

$$\begin{aligned} y(\omega) &= \frac{A(\omega)}{1 + bA(\omega)} x(\omega) \\ &= \frac{1}{b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} x(\omega) \end{aligned} \quad (2.47)$$

となる。ここで $\mathcal{L} = bA$ をループゲインという。ここで $\mathcal{L} \gg 1$ のとき

$$y(\omega) \simeq \frac{1}{b} x(\omega)$$

となり、増幅率は b によって決まることがわかる。

ETF のダイアグラム 図 2.3 は、この図 2.4 の電氣的なフィードバック回路と同等に扱うことができる。そこで系のループゲイン $\mathcal{L}(\omega)$ を、フィードバック量 $b = -V_b$ を用いて

$$\mathcal{L}(\omega) = A(\omega) \times b = \frac{1}{G(1 + i\omega\tau_0)} \times \alpha \frac{R}{T} \times \left(-\frac{I}{R}\right) \times (-V_b) \quad (2.48)$$

$$= \frac{P_b \alpha}{GT} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \equiv \frac{\mathcal{L}_0}{1 + i\omega\tau_0} \quad (2.49)$$

とかける。ここで

$$\mathcal{L}_0 = \frac{P_b \alpha}{GT} \quad (2.50)$$

であり、 \mathcal{L}_0 は周波数 0 でのループゲインを示しており、式 (2.49) より $\omega > 1/\tau_0 = G/C$ の周波数依存性を持って減衰することがわかる。

\mathcal{L}_0 を用いると、式 (2.45) から τ_{eff} は、

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \quad (2.51)$$

となる。式 (2.32) と比較すると \mathcal{L}_0 は α 、 n 、 T 、 T_s を用いて表すと、

$$\mathcal{L}_0 = \frac{\alpha}{n} \left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right) \quad (2.52)$$

と表すことができる。

次に、図 2.5 のような場合を考える。このように A の後に入力される場合の関係は

$$y(\omega) = A(\omega)(-b)y(\omega) + x(\omega) \quad (2.53)$$

となることがわかる。これより出力 $y(\omega)$ は

$$y(\omega) = \frac{1}{1 + \mathcal{L}} x(\omega) \quad (2.54)$$

となる [51]。図 2.5 のような場合については、2.4 節、2.5 節のジョンソンノイズの計算の際に用いる。

2.3.5 電流応答性

ETF をかけてカロリメータを動作させる際、入力された熱量 δP は電流変化 δI として出力される。ここで

$$S_I(\omega) \equiv \frac{\delta I}{\delta P} \quad (2.55)$$

と定義すると、式 (2.47) よりこれは

$$S_I(\omega) = \frac{1}{b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \quad (2.56)$$

であることがわかる。入射パワーに対する電流変化を表す S_I は、電流応答性 (current responsivity) という。式 (2.56) は、式 (2.49)、式 (2.51) を用いると

$$S_I(\omega) = -\frac{1}{V} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{1}{V} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1 + i\omega\tau_0} \\ &= -\frac{1}{V} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \end{aligned} \quad (2.58)$$

とかける。ここで

$$|S_I(\omega)|^2 = \frac{1}{V_b^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2} \quad (2.59)$$

である。

フィードバックが強い場合 ($\mathcal{L}_0 \gg 1$) では、式 (2.59) より、

$$|S_I(\omega)| = \frac{1}{V_b} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2}} \quad (2.60)$$

となる。従って、 $\omega \ll 1/\tau_{\text{eff}}$ のときにはさらに簡略に書け、

$$S_I \simeq \frac{1}{V_b} \quad (2.61)$$

となり、電流応答性はバイアス電圧に逆比例することがわかる [29]。

2.3.6 実際の応答

次にエネルギー E の X 線が入射した際の入力 $P(t) = E\delta(t)$ に対する応答を考える。ここで、時間の関数 $x(t)$ のフーリエ変換 $X(\omega)$ を

$$X(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i\omega t} dt \quad x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (2.62)$$

と定義する。X 線を吸収したことで素子が温度上昇する速さがカロリメータの応答速度に比べて十分に速い場合、TES への熱入力 $P(t)$ はデルタ関数的に扱える。したがって角周波数空間 ($-\infty < \omega < +\infty$) でのパワーの入力 $P(\omega)$ は

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E\delta(t)e^{-i\omega t} dt = \frac{E}{2\pi} \quad (2.63)$$

とかける。そこで周波数空間における出力電流 $I(\omega)$ は、上式 (2.63) に電流応答性 $S_I(\omega)$ をかけた

$$\begin{aligned} I(\omega) &= P(\omega)S_I(\omega) \\ &= -\frac{E}{2\pi} \frac{1}{V} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \end{aligned} \quad (2.64)$$

である。ここで

$$|I(\omega)|^2 = |P(\omega)|^2 |S_I(\omega)|^2 \quad (2.65)$$

$$= \left(\frac{E}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{V_b^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2} \quad (2.66)$$

である。

式 (2.62) は、 $|X(\omega)|^2$ が角周波数 ω の波の強さ、すなわちエネルギーを表しているともみなせる。よって、 $|X(\omega)|^2 d\omega$ は周波数 $\omega \sim \omega + d\omega$ のエネルギーに相当する。ここで、 $|X(\omega)|^2$ をエネルギースペクトル密度、 $|X(\omega)|^2$ によって表されるスペクトルをエネルギースペクトルと呼ぶことにする [7]。また、 $|E(f)|^2$ の時間積分が有限の場合には Parseval の公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |X(\omega)|^2 d\omega \quad (2.67)$$

が成り立つ。いま、さきほど求めた ω 空間 ($-\infty < \omega < \infty$) における出力電流 $|I(\omega)|^2$ を、実際の測定で得られる f 空間 ($0 < f < \infty$) における片側エネルギースペクトル密度 $|E(f)|^2$ に変換することを考える。まず、 $I(\omega)$ についてのノーマリゼーションを A として

$$E(f) = AI(\omega) \quad (2.68)$$

と表されるとする。実際には、解析プログラムパッケージ digfilt において、パルス $i(t)$ に対するエネルギースペクトル密度 $|E(f)|^2$ は

$$\int_{-\infty}^{\infty} |i(t)|^2 dt = \int_0^{\infty} |E(f)|^2 df \quad (2.69)$$

と出力される。ここで、フーリエ変換の式は、式 (2.62) によって与えられ、式 (2.67) の公式より

$$\int_{-\infty}^{\infty} |i(t)|^2 dt = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |I(\omega)|^2 d\omega \quad (2.70)$$

が成り立つ。これより式 (2.69) は

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} |i(t)|^2 dt &= \int_0^{\infty} |E(f)|^2 df \\ &= \int_0^{\infty} A^2 |I(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi} \\ &= A^2 \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |I(\omega)|^2 d\omega \end{aligned} \quad (2.71)$$

となる。ここで、 $\omega = 2\pi f$ と $|E(\omega)| = |E(-\omega)|$ を用いた。よって、上式 (2.71) が式 (2.70) を満たすためには

$$A = \sqrt{2} \cdot 2\pi \quad (2.72)$$

となる [8]。したがって式 (2.66)、(2.72) よりパルスの片側エネルギースペクトル、すなわちパルススペクトルは

$$|E(f)| = \sqrt{2}(2\pi) \left(\frac{E}{2\pi} \right) |S_I(f)| \quad (2.73)$$

$$= \frac{\sqrt{2}E}{V_b} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right) \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2}} \quad (2.74)$$

となる。

今度は、式 (2.64) を逆フーリエ変換して実空間に戻し、式 (2.50)、式 (2.25) を用いると

$$i(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.75)$$

$$= -\frac{E}{2\pi} \frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t}}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} d\omega$$

$$= -\frac{E}{V_b\tau_{\text{eff}}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.76)$$

$$= -\frac{\alpha E}{CT} I \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.77)$$

として時間空間での出力電流 $i(t)$ を求められる。ただし、 I は平衡状態で TES を流れる電流である。この電流変化をゲイン (電流電圧変換係数) Ξ の SQUID amp を用いて読み出すとすると、出力電圧 $V(t)$ は

$$V(t) = -\frac{\Xi E}{V_b\tau_{\text{eff}}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.78)$$

$$= -\Xi \frac{\alpha E}{CT} I \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.79)$$

が得られることとなる。これが測定されるパルスハイトの時間変化となる。ループゲインが十分に大きい $\mathcal{L}_0 \gg 1$ のとき $V(t)$ は、

$$V(t) \simeq -\frac{\Xi E}{V\tau_{\text{eff}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.80)$$

となり、この式から強い ETF のもとでの入射 X 線光子のエネルギー E は

$$E = -\frac{V}{\Xi} \int V(t) dt \quad (2.81)$$

として出力信号を積分することで求めることができる。すなわち $\mathcal{L}_0 \gg 1$ の場合は、X 線入射に伴うジュール発熱の変化の積分量は入射エネルギーに一致する。

一方、 $P(\omega) = E\delta(\omega)$ の熱入力に対する温度上昇は式 (2.45) より、

$$\delta T(\omega) = \frac{1}{G} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \delta P(\omega) \quad (2.82)$$

となるので、これを逆フーリエ変換して実空間に戻すと

$$\Delta T(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta T(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{E}{G} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t}}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} d\omega$$

$$= \frac{E}{G\tau_{\text{eff}}} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right)$$

$$= \frac{E}{C} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.83)$$

となることがわかる。

2.4 カロリメータ固有のノイズ

原理的にエネルギー分解能を制限する除去不可能なノイズとして、ジョンソン (Johnson) ノイズとフォノンノイズがある [9]。ジョンソンノイズとは、電子の流れが熱によって乱され不均一になることによって発生し、電気抵抗を持った電子回路では必ず発生する。フォノンノイズとは、サーマルリンクの熱抵抗に起因しているために発生する熱揺らぎである。他のノイズとしては、外部磁場、熱浴温度の揺らぎ、バックグラウンドの輻射、 $1/f$ ノイズなどがあげられるが、この 2.4 節ではこのジョンソンノイズとフォノンノイズについて前節までの結果をふまえて説明する。ノイズの寄与を含めた ETF のダイヤグラムを 図 2.6 に示す。

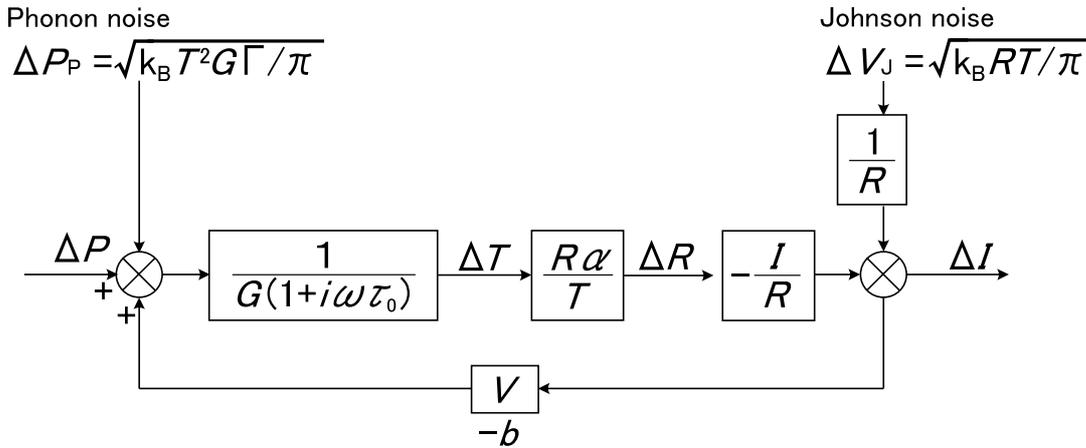


図 2.6: ノイズの寄与を入れた ETF ダイアグラム

2.4.1 フォノンノイズ

ω 空間 ($-\infty < \omega < \infty$) でのフォノンノイズのパワースペクトル密度 δI_P は

$$|\delta I_P(\omega)|^2 = \frac{k_B G T^2 \Gamma}{\pi} |S_I(\omega)|^2 \quad (2.84)$$

である [9]。ここで

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1 - \theta^{-(2n+1)}}{1 - \theta^{-n}}, \quad \text{ただし } \theta \equiv T/T_s$$

である。いま、ノイズのパワースペクトル密度を $I(\omega)$ とすると、 f 空間 ($0 < f < \infty$) における片側パワースペクトル $E(f)$ との間には、次の関係が成り立つ。

$$\int_0^\infty E^2(f) df = \int_{-\infty}^\infty I^2(\omega) d\omega = 2 \cdot 2\pi \int_0^\infty I^2(2\pi f) df \quad (2.85)$$

これより、フォノンノイズの片側パワースペクトル $E_P(f)$ は

$$\begin{aligned} |E_P(f)| &= \sqrt{4\pi} |\delta I_P(2\pi f)| \\ &= \sqrt{4k_B G T^2 \Gamma} |S_I(2\pi f)| \end{aligned} \quad (2.86)$$

となる。

2.4.2 ジョンソンノイズ

次にジョンソンノイズ I_J についての応答を考える。抵抗 R の両端に現われる熱雑音電圧をジョンソンノイズといい、ジョンソンノイズの電圧密度 δV_J は $-\infty < \omega < \infty$ 空間で

$$\delta V_J^2 = \frac{k_B R T}{\pi} \quad (2.87)$$

と与えられる。ジョンソンノイズ δV_J がもたらす電流のゆらぎ δI_J は

$$\delta I_J = \frac{\delta V_J}{R} \quad (2.88)$$

とかける。このジョンソンノイズが系に入力される時の出力は図 2.6 より、図 2.5 のフィードバック回路と同じように考えることができる。すなわち、式 (2.54) を用いることができ

$$\delta I_J(\omega) = \frac{1}{1 + \mathcal{L}} \delta I_J \quad (2.89)$$

となることわかる。これより式 (2.49)、式 (2.51)、式 (2.87)、式 (2.88) を用いて

$$\begin{aligned} \delta I_J(\omega) &= \frac{1}{1 + \mathcal{L}} \frac{\delta V_J}{R} \\ &= \frac{\sqrt{k_B R T}}{\pi R} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{eff}} \end{aligned} \quad (2.90)$$

と計算できる。これより出力電流密度は

$$\begin{aligned} \delta I_J^2(\omega) &= \frac{k_B R T}{\pi R^2} \left| \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right|^2 \left| \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{eff}} \right|^2 \\ &= \frac{k_B R T}{\pi R^2} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1 + \omega^2\tau_0^2}{1 + \omega^2\tau_{eff}^2} \end{aligned} \quad (2.91)$$

$$= \begin{cases} \frac{k_B R T}{\pi R^2} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 & \text{if } \omega \ll \tau_0^{-1} \\ \frac{k_B R T}{\pi R^2} & \text{if } \omega \gg \tau_{eff}^{-1} \end{cases} \quad (2.92)$$

と求めることができる。これより $\omega \ll \tau_0^{-1}$ の周波数範囲ではジョンソンノイズは ETF によって抑制されることがわかる。ジョンソンノイズについても式 (2.85) が成り立ち、したがってジョンソンノイズの片側パワースペクトル $\delta E_J(f)$ は

$$\begin{aligned} |\delta E_J(f)| &= \sqrt{4\pi} |\delta I_J(2\pi f)|^2 \\ &= \frac{\sqrt{4k_B R T}}{R} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \sqrt{\frac{1 + (2\pi f)^2\tau_0^2}{1 + (2\pi f)^2\tau_{eff}^2}} \end{aligned} \quad (2.93)$$

と求められる。

図 2.4.2 にそれぞれのノイズ電流密度と信号の周波数特性を示す。フォノンノイズとジョンソンノイズの関係を調べるために両者の比をとると

$$\frac{\delta I_P^2(\omega)}{\delta I_J^2(\omega)} = \frac{\alpha \mathcal{L}_0 \Gamma}{1 + \omega^2\tau_0^2} \quad (2.94)$$

となる。これより、低周波数側ではジョンソンノイズが抑制され、フォノンノイズが $\alpha\mathcal{L}_0\Gamma$ 倍大きい
が、 $\omega > \tau_0^{-1}$ ではジョンソンノイズの寄与が大きくなりはじめ、 $\omega \gg \tau_{eff}^{-1}$ ではジョンソンノイズが
支配的になる。ジョンソンノイズの抑制については、 $\mathcal{L}_0 \propto \alpha$ であるので、 α が大きい程、すなわち
強い ETF がかった状態であるほどジョンソンノイズが抑制されることとなる。

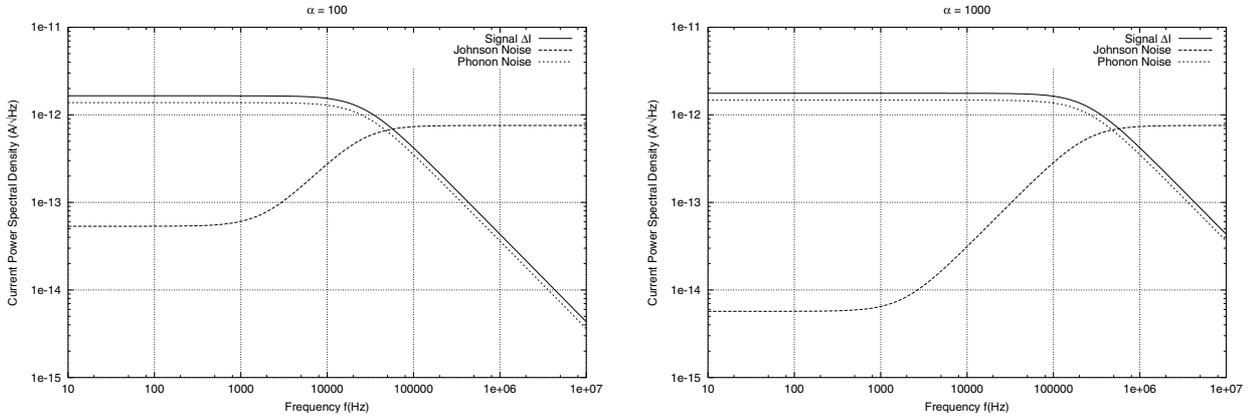


図 2.7: ETF のもとでの電流性ノイズ密度 (左: $\alpha = 100$ 右: $\alpha = 1000$) 低周波側では ETF によつてジョンソンノイズが抑制される。

これら全ての電流性ノイズ密度 δI_n は、二乗和によって与えられる。すなわち

$$\begin{aligned}
 \delta I_n^2(\omega) &= \delta I_{ph}^2 + \delta I_J^2 \\
 &= \frac{k_B G T^2 \Gamma}{\pi V^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} + \frac{k_B T}{\pi R} \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} \\
 &= \frac{k_B T}{\pi R} \left(G R T \Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2} (1 + \omega^2 \tau_0^2) \right) \frac{1}{V^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} \quad (2.95)
 \end{aligned}$$

となり、ノイズスペクトルは

$$\delta E_n^2(f) = \frac{4k_B T}{R} \left(G R T \Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2} (1 + \omega^2 \tau_0^2) \right) \frac{1}{V^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} \quad (2.96)$$

となる。

2.5 実際の駆動回路での出力

前節までの議論は完全な定電圧バイアスを前提としているが、実際には冷凍機の配線抵抗があるために定電圧バイアスでカロリメータを動作させることは困難である。そこで TES の残留抵抗よりも十分に小さいシャント抵抗を TES と並列につけて、定電流バイアスとして動作させることで疑似的に定電圧バイアスを実現する。また、読みだしには SQUID を用いており、そのための入力コイルのインダクタンス L_{in} も考慮にいれる必要がある。このときの読みだし回路は図 2.8 のようになる。

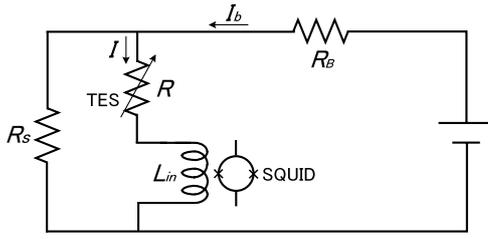


図 2.8: TMU での TES 駆動回路

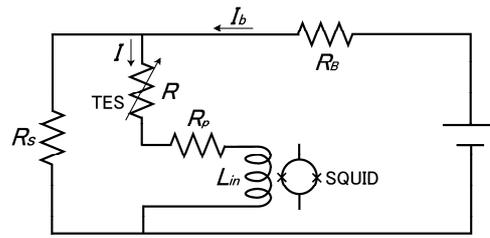
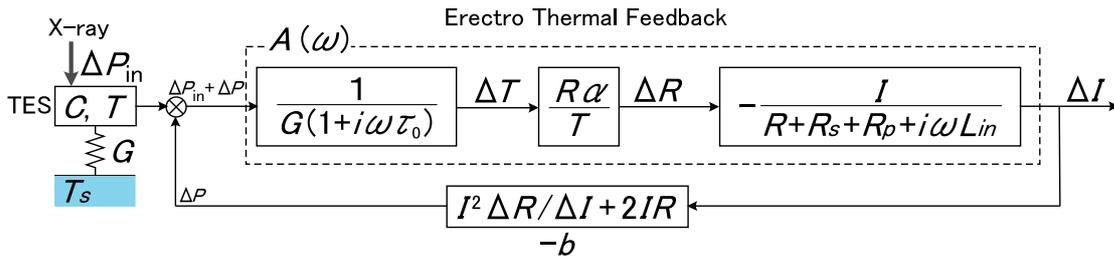


図 2.9: パラシティック抵抗を含む場合

図 2.10: パラシティック抵抗 R_p の寄与がある場合の ETF ダイアグラム

2.5.1 電流応答性

図 2.9 のような回路で駆動させる場合、TES に流れる電流 I は

$$I(\omega) = \frac{R_s}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} I_b \quad (2.97)$$

であり、電流変化は

$$\Delta I(\omega) = -\frac{I}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \Delta R(\omega) \quad (2.98)$$

となる。ここで I は定常状態の TES に流れる電流である。このときの電流変化 $\Delta I(\omega)$ は

$$\Delta I(\omega) = -\frac{I}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{R\alpha}{T} \frac{1}{G(1 + i\omega\tau_0)} \Delta P(\omega) \quad (2.99)$$

となり、応答関数が

$$A(\omega) = -\frac{IR\alpha}{GT} \frac{1}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \quad (2.100)$$

となることがわかる。フィードバックがかからない場合、式 (2.99) の $\Delta I(\omega)$ がそのまま出力されることになる。ここで、TES でのジュール発熱 P は

$$P(I) = I^2 R(I) \quad (2.101)$$

であるので、

$$\Delta P(\omega) = 2IR(I)\Delta I(\omega) + I^2 \Delta R(\omega) \quad (2.102)$$

$$= I(R - R_s - R_p - i\omega L_{in})\Delta I \quad (2.103)$$

のようになり、フィードバック量

$$b = -I(R - R_s - R_p - i\omega L_{in}) \quad (2.104)$$

で入力 $\Delta P(\omega)$ にフィードバックされることになることがわかる。これらを用いると系のフィードバックダイアグラムは図 2.10 のようになる [10]。これより系のループゲイン $\mathcal{L}(\omega)$ は

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\omega) &= b \times A(\omega) \\ &= -I(R - R_s - R_p - i\omega L_{in}) \times \frac{1}{G(1 + i\omega\tau_0)} \times \frac{R\alpha}{T} \times \left(-\frac{I}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \right) \\ &= \frac{P\alpha}{GT} \frac{R - R_s - R_p - i\omega L_{in}}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \\ &= \mathcal{L}_0 \frac{R - R_s - R_p - i\omega L_{in}}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \end{aligned} \quad (2.105)$$

と求められる。ここで、定常状態時の TES の発熱量 $P = I^2 R$ と、式 (2.50) を用いた。また、

$$\mathcal{L}_3 \equiv \mathcal{L}_0 \frac{R - R_s - R_p - i\omega L_{in}}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \quad (2.106)$$

とおくと、

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{\mathcal{L}_3}{1 + i\omega\tau_0} \quad (2.107)$$

とかけ、式 (2.49) で \mathcal{L}_0 を \mathcal{L}_3 におきかえた式と同じになる。ここで、 $L_{in} = 0$ のとき 式 (2.106) は

$$\mathcal{L}_3(L_{in} = 0) = \mathcal{L}_0 \frac{R - R_s - R_p}{R + R_s + R_p} \quad (2.108)$$

である。

電流応答性 S_I は、式 (2.58) を用いて

$$S_I = \frac{1}{b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \quad (2.109)$$

$$= -\frac{1}{I(R - R_s - R_p - i\omega L_{in})} \frac{\mathcal{L}_3}{\mathcal{L}_3 + 1} \frac{1}{1 + \frac{i\omega\tau_0}{\mathcal{L}_3 + 1}} \quad (2.110)$$

となる。ここで

$$I = I(\omega = 0) = \frac{R_s I_b}{R + R_s + R_p} \quad (2.111)$$

であるので

$$S_I = -\frac{1}{I_b R_s} \frac{R + R_s + R_p}{R - R_s - R_p - i\omega L_{in}} \frac{\mathcal{L}_3}{\mathcal{L}_3 + 1} \frac{1}{1 + \frac{i\omega\tau_0}{\mathcal{L}_3 + 1}} \quad (2.112)$$

$$= -\frac{1}{I_b R_s} \frac{R + R_s + R_p}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_3 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \quad (2.113)$$

と計算できる。 $L_{in} = 0$ のとき

$$S_I(L_{in} = 0) = -\frac{1}{I_b R_s} \frac{R + R_s + R_p}{R + R_s + R_p} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_3 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \quad (2.114)$$

である。ここで

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_3 + 1} \quad (2.115)$$

とおいた。これは式 (2.51) の \mathcal{L}_0 を \mathcal{L}_3 におきかえたものと同じである。したがって

$$\begin{aligned} |S_I(\omega)|^2 &= \left| -\frac{\mathcal{L}_0}{I_b R_s} \frac{R + R_s + R_p}{R + R_s + R_p + i\omega L_{\text{in}}} \frac{1}{\mathcal{L}_3 + 1} \frac{1}{1 + i\omega \tau_{\text{eff}}} \right|^2 \\ &= \frac{\mathcal{L}_0^2}{I_b^2 R_s^2} \times \end{aligned} \quad (2.116)$$

$$\frac{(R + R_s + R_p)^2}{[R + R_s + R_p + \mathcal{L}_0(R - R_s - R_p) - \omega^2 \tau_0 L_{\text{in}}]^2 + \omega^2 [L_{\text{in}} - L_{\text{in}} \mathcal{L}_0 + \tau_0(R + R_s + R_p)]^2} \quad (2.117)$$

が得られる。時間空間での出力電流 $i(t)$ は式 (2.77) と同様な計算から

$$i(t) = \frac{E}{\tau_{\text{eff}}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_3 + 1} \frac{1}{I(R + R_s + R_p)} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.118)$$

$$= -\frac{\alpha E}{CT} I \frac{R}{R + R_s + R_p} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.119)$$

と計算できる。

2.5.2 パルススペクトル

式 (2.72) より $I(\omega)$ を片側エネルギースペクトル $E(f)$ に変換する際のノーマリゼーションは、 $2\sqrt{2}\pi$ と与えられるので、パルスのエネルギースペクトルは

$$|E(f)| = \sqrt{2} 2\pi \left(\frac{E}{2\pi}\right) |S_I(2\pi f)| \quad (2.120)$$

$$= \frac{\sqrt{2} E \mathcal{L}_0}{I_b R_s} \times \frac{R + R_s + R_p}{\sqrt{[R + R_s + R_p + \mathcal{L}_0(R - R_s - R_p) - (2\pi f)^2 \tau_0 L_{\text{in}}]^2 + (2\pi f)^2 [L_{\text{in}} - L_{\text{in}} \mathcal{L}_0 + \tau_0(R + R_s + R_p)]^2}} \quad (2.121)$$

となる。

また、

$$\tau_{\text{eff}}(\mathcal{L}_3 + 1) |_{\omega=0} = \tau_0 \equiv \frac{C}{G} \quad (2.122)$$

より C を推測することもできる。

2.5.3 ノイズスペクトル

以上の結果を用いて今度はノイズスペクトルを計算する。ノイズの寄与を含めた ETF のダイヤグラムを 図 2.11 に示す。

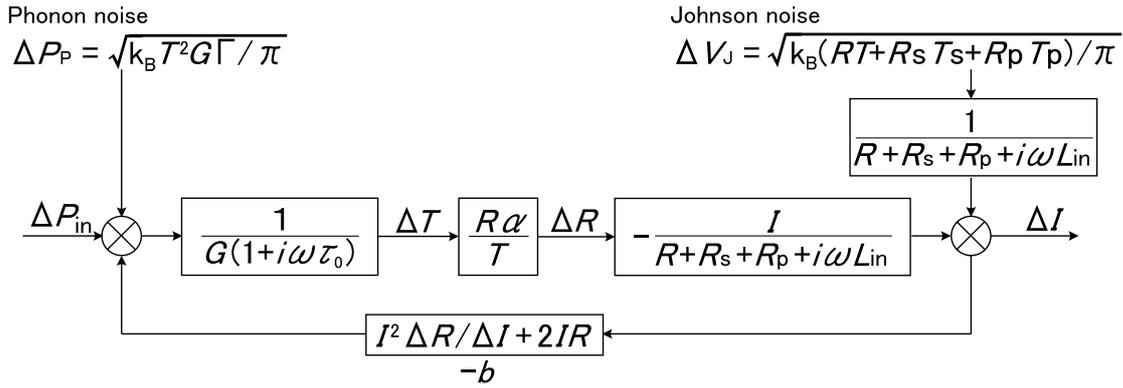


図 2.11: ノイズの寄与を含めた ETF ダイアグラム

フォノンノイズ

ω 空間 ($-\infty < \omega < \infty$) でのフォノンノイズのパワースペクトル密度 δI_P は、式 (2.84) で与えられる。また、パワースペクトル密度 $S(\omega)$ と片側パワースペクトル密度 $E(\omega)$ との関係は、式 (2.85) で与えられるので、これよりフォノンノイズの片側パワースペクトル密度は

$$\begin{aligned} |\delta E_P(f)| &= \sqrt{4\pi} |\delta I_P(2\pi f)| \\ &= \sqrt{4k_B G T^2 \Gamma} |S_I(2\pi f)| \end{aligned} \quad (2.123)$$

となる。

ジョンソンノイズ

次に、ジョンソンノイズ I_J について考える。図 2.11 のジョンソンノイズの場合も、2.4 節と同様に、図 2.5 のフィードバック回路と同じように考える。図 2.9 の駆動回路の場合、ジョンソンノイズの電圧密度は式 (2.87) より

$$\delta V_J^2(\omega) = \frac{k_B (RT + R_s T_s + R_p T_p)}{\pi} \quad (2.124)$$

となる。これより

$$\begin{aligned} \delta I_J(\omega) &= \frac{1}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \frac{\delta V_J(f)}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \\ &= \frac{\sqrt{k_B (TR + T_s R_s + T_p R_p)}}{\sqrt{\pi} [R + R_s + R_p + i\omega L_{in}]} \frac{1}{1 + \mathcal{L}_0 \frac{R - R_s - R_p - i\omega L_{in}}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{1}{1 + i\omega \tau_0}} \\ &= \frac{\sqrt{k_B (TR + T_s R_s + T_p R_p)}}{\sqrt{\pi} [R + R_s + R_p + i\omega L_{in}]} \times \end{aligned} \quad (2.125)$$

$$\frac{(R + R_s + R_p) - \omega^2 \tau_0 L_{in} + i\omega [(R + R_s + R_p) \tau_0 + L_{in}]}{(R + R_s + R_p) + \mathcal{L}_0 (R - R_s - R_p) - \omega^2 \tau_0 L_{in} + i\omega [(R + R_s + R_p) \tau_0 + L_{in} - \mathcal{L}_0 L_{in}]} \quad (2.126)$$

と計算できる。したがって

$$|\delta I_J(\omega)|^2 = \frac{k_B(T_R + T_s R_s + T_p R_p)}{\pi[(R + R_s + R_p)^2 + \omega^2 L_{in}^2]} \times \frac{[(R + R_s + R_p) - \omega^2 L_{in} \tau_0]^2 + \omega^2 [(R + R_s + R_p) \tau_0 + L_{in}]^2}{[(R + R_s + R_p) + \mathcal{L}_0(R - R_s - R_p) - \omega^2 \tau_0 L_{in}]^2 + \omega^2 [\tau_0(R + R_s + R_p) + L_{in} - L_{in} \mathcal{L}_0]^2} \quad (2.127)$$

となる。ジョンソンノイズについても式(2.85)が成り立ち、したがってジョンソンノイズの片側パワースペクトル密度は

$$\begin{aligned} |\delta E_J(f)| &= \sqrt{4\pi} |\delta I_J(2\pi f)|^2 \\ &= \sqrt{\frac{4k_B(T_R + T_s R_s + T_p R_p)}{(R + R_s + R_p)^2 + (2\pi f)^2 L_{in}^2}} \times \\ &\quad \sqrt{\frac{[(R + R_s + R_p) - (2\pi f)^2 L_{in} \tau_0]^2 + (2\pi f)^2 [(R + R_s + R_p) \tau_0 + L_{in}]^2}{[(R + R_s + R_p) + \mathcal{L}_0(R - R_s - R_p) - (2\pi f)^2 \tau_0 L_{in}]^2 + (2\pi f)^2 [\tau_0(R + R_s + R_p) + L_{in} - L_{in} \mathcal{L}_0]^2}} \end{aligned} \quad (2.128)$$

と求められる。フォノンノイズスペクトルとジョンソンノイズスペクトルの2乗和 E_n^2 は

$$\begin{aligned} E_n^2(f) &= E_p^2(f) + E_J^2(f) \\ &= \frac{4k_B}{[R + R_s + R_p + \mathcal{L}_0(R - R_s - R_p) - (2\pi f)^2 \tau_0 L_{in}]^2 + (2\pi f)^2 [L_{in} + \tau_0(R + R_s + R_p) - L_{in} \mathcal{L}_0]^2} \\ &\quad \times \left[\left(\frac{\mathcal{L}_0}{I_b R_s} (R + R_s + R_p) \right)^2 G T^2 \Gamma + \frac{R T + R_s T_s + R_p T_p}{(R + R_s + R_p)^2 + (2\pi f)^2} \right] \end{aligned} \quad (2.129)$$

都立大での測定結果の評価については、これらの式において単に $R_p = 0$ とするだけでよい。

入力電圧のゆらぎによるノイズ

次にバイアス電圧 V_b が ΔV_b ゆらいでいるとき、どのようなノイズとして応答されるかを考える。これは電圧性ノイズであり、ジョンソンノイズと同じような周波数依存性をもつことが予想される。このときのフィードバック回路は、図2.12のようになり、したがってこの回路より出力される応答 δI を求めればよい。

まず、バイアス電圧 V_b は

$$V_b = R_b I_b \quad (2.130)$$

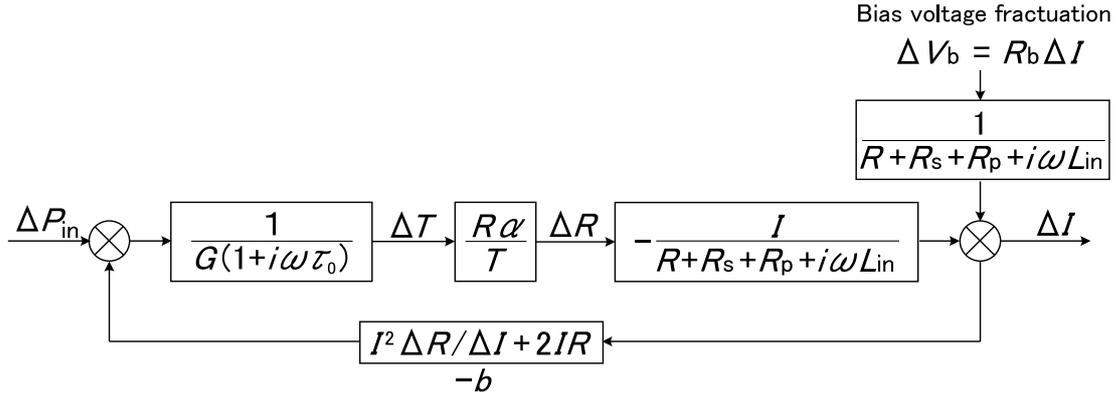
であり、このゆらぎ ΔV_b は

$$\Delta V_b = R_b \Delta I_b \quad (2.131)$$

である。このバイアス電流のゆらぎによって、TESをながれる電流は式(2.97)より

$$\Delta I(\omega) = \frac{R_s}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \Delta I_b \quad (2.132)$$

$$= \frac{R_s}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{\Delta V_b}{R_b} \quad (2.133)$$

図 2.12: dV_b が入力される場合のフィードバック回路

となる。これを用いて 図 2.12 のフィードバック回路にあてはめて考えると、このときの TES の応答 $\delta I_{dV_b}(\omega)$ は

$$\begin{aligned}
 \delta I_{dV_b}(\omega) &= \frac{1}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \delta I \\
 &= \frac{1}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \frac{R_s}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{\delta V_b(f)}{R_b} \\
 &= \frac{1}{1 + \mathcal{L}_0 \frac{R - R_s - R_p - i\omega L_{in}}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0}} \frac{1}{R + R_s + R_p + i\omega L_{in}} \frac{R_s}{R_b} \delta V_b(f) \\
 &= \frac{1 + i\omega\tau_0}{(R + R_s + R_p) + \mathcal{L}_0(R - R_s - R_p) - \omega^2\tau_0 L_{in} + i\omega[(R + R_s + R_p)\tau_0 + L_{in} - \mathcal{L}_0 L_{in}]} \frac{R_s}{R_b} \delta V_b(f)
 \end{aligned} \tag{2.134}$$

と計算できる。よって

$$\begin{aligned}
 \delta I_{dV_b}^2(\omega) &= \frac{1 + \omega^2\tau_0^2}{[(R + R_s + R_p) + \mathcal{L}_0(R - R_s - R_p) - \omega^2\tau_0 L_{in}]^2 + \omega^2[(R + R_s + R_p)\tau_0 + L_{in} - \mathcal{L}_0 L_{in}]^2} \\
 &\quad \times \left(\frac{R_s}{R_b}\right)^2 |\delta V_b(f)|^2
 \end{aligned} \tag{2.135}$$

が成り立ち、バイアス電圧のゆらぎによるノイズの片側パワースペクトル密度は

$$\begin{aligned}
 |\delta E_{dV_b}(f)| &= \sqrt{\frac{1 + (2\pi f)^2\tau_0^2}{[(R + R_s + R_p) + \mathcal{L}_0(R - R_s - R_p) - (2\pi f)^2\tau_0 L_{in}]^2 + (2\pi f)^2[(R + R_s + R_p)\tau_0 + L_{in} - \mathcal{L}_0 L_{in}]^2}} \\
 &\quad \times \left(\frac{R_s}{R_b}\right) |\delta V_b(f)|
 \end{aligned} \tag{2.136}$$

となる。

2.6 デジタルフィルタ処理

TES 型マイクロカロリメータが、原理的に非常に優れた性能をもつことは述べてきたとおりである。しかしながら実際にはパルスに混入したノイズがそのまま加算されてしまうので、単純にパルスのピーク値をとっただけでは、理想とするエネルギー分解能を得ることはできない。そこで、その性

能を最大限に引き出すために、X線パルスの大きさを S/N を最大になるように定める最適フィルタ処理を行う。すべてのサンプルを用いて、平均化によってノイズを減らしてパルスハイトを求めると、この手法によって、ファクター数倍の S/N の改善が行うことができる。この手法は、Astro-E2衛星のXRS検出器の信号処理でも用いられている。この節ではこの最適フィルタ処理とその結果得られるエネルギー分解能について述べる。

2.6.1 最適フィルタ処理

はじめにデジタルフィルタ処理について簡単に説明する。まず、取得したX線パルス $D(t)$ の平均パルスを作成し、周波数空間にフーリエ変換を行う。この平均パルスを AvgPulse、スペクトルを PulseSpec と呼ぶ。次に周波数空間において、パルススペクトルにノイズスペクトル $N(f)$ で重みをつけテンプレート $T(t)$ を作成する。このテンプレートを個々のパルスとクロスコレーションをとり、最大になる時の値をパルスハイトとする。これを入射X線のエネルギーに相当するように規格化を行うとエネルギースペクトルが作成できる。しかし、この最適フィルタ処理はX線パルス波形が常に同じであり、パルスとノイズが完全に独立であるという仮定を含んでいることを念頭においておく必要がある。

測定から得られたパルスを $D(f)$ とする。これは周波数空間では、規格化されたモデルパルス $M(f)$ にパルスハイト A をかけたものにノイズ成分 $N(f)$ が含まれたものであり、

$$D(f) = A \times M(f) + N(f) \quad (2.137)$$

のようにかける。これをモデルパルスと呼ぶ。

パルスハイト A はノイズを含む生データとパルス波形のモデルとの差を最小にするものである。つまり、実際に得られたパルスとモデルの残差 χ を最小にするような A を最小二乗法で求めてやれば良い。

$$\chi^2 \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|D(f) - A \times M(f)|^2}{|N(f)|^2} df \quad (2.138)$$

と書けるので、 χ^2 の微分が0になるような A は、

$$A = \frac{\int \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} df}{\int \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \quad (2.139)$$

で与えられる。 $D(f)$ 、 $M(f)$ は実関数のフーリエ成分なので $D(-f) = D(f)^*$ 、 $M(-f) = M(f)^*$ となるので、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M(f)^*}{2|N(f)|^2} df = - \int_{\infty}^{-\infty} \frac{D(-f)M(-f)^*}{2|N(f)|^2} df = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)^*M(f)}{2|N(f)|^2} df \quad (2.140)$$

が成立することから、

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^*}{|N(f)|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \quad (2.141)$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{M} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df} \quad (2.142)$$

と記述できる。この式から \mathcal{A} は $|M(f)/N(f)|^2$ を重みとした場合の周波数空間での S/N 比 $D(f)/M(f)$ の平均値を表していることがわかる。また、式 (2.142) は \mathcal{F}^{-1} を逆フーリエ変換として、

$$\mathcal{T}(t) \equiv \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{M(f)}{|N(f)|^2} \right) \quad (2.143)$$

$$\mathcal{A} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} D(t) \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{M(f)}{|N(f)|^2} \right) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{M(f)}{N(f)} \right|^2 df} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} D(t) \mathcal{T}(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{M(f)}{N(f)} \right|^2 df} \quad (2.144)$$

と変形できる。ここで用いた $\mathcal{T}(t)$ を最適フィルタのテンプレートと呼ぶ。

従って、例えば X 線の入射によってあるパルス $D(t)$ が得られたとすると、そのパルスの時間積分値 S はテンプレートを用いることで、 S を適当な規格定数として、

$$S = S \int D(t) \mathcal{T}(t) dt \quad (2.145)$$

あるいは、離散的なデータに対して、

$$S = S \sum_I D_I(t) \mathcal{T}_I(t) \quad (2.146)$$

となる。ここで $D_I(t)$ 、 $\mathcal{T}_I(t)$ はデジタル化されたパルスデータとテンプレートである。ノイズが完全に白色である時、すなわち周波数空間でフラットな場合は、テンプレートはもとの平均パルスと一致する。よって、この方法で得たテンプレートを用いて個々のパルスに適用させてスペクトルを書けば良い。

2.7 エネルギー分解能

周波数空間でのノイズ等価パワー $NEP(f)$ (Noise Equivalent Power) を、周波数空間での電流応答性 $S_I(f)$ とノイズの片側パワースペクトルすなわちノイズスペクトル $E_n(f)$ を用いて

$$NEP(f) \equiv \left| \frac{E_n(f)}{S_I(f)} \right| \quad [\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (2.147)$$

と定義する。カロリメータの応答が $\propto \exp(-t/\tau)$ と仮定した際、最適フィルタを用いて処理を行うことで、 $NEP(f)$ から求まるエネルギー分解能は、

$$\Delta E_{\text{rms}} = \left(\int_0^{\infty} \frac{4}{NEP^2(f)} df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.148)$$

と表される [11]。

また、パルススペクトル $E_s(f)$ とノイズスペクトル $E_n(f)$ の比を S/N 比スペクトルと定義し

$$SN(f) \equiv \sqrt{2} \frac{E_s(f)}{E_n(f)} \quad (2.149)$$

とあらわすとする。ここで入射 X 線のエネルギーを E とすると、式 (2.73) より

$$|S_I(f)| = \frac{E_s(f)}{\sqrt{2E}} \quad (2.150)$$

とかけるので、これより $NEP(f)$ と $SN(f)$ との間には

$$NEP(f) = \frac{E_n(f)}{E_s(f)/\sqrt{2}E} = \frac{2E}{SN(f)} \quad (2.151)$$

という関係が成り立つ。したがって、エネルギー分解能は

$$\Delta E_{FWHM} = 2.35 \left(\int_0^\infty \frac{4}{NEP^2(f)} df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.152)$$

$$= 2.35E \left(\int_0^\infty SN^2(f) df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.153)$$

$$= 2.35E \left(\int_0^\infty 2 \left| \frac{E_s(f)}{E_n(f)} \right|^2 df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.154)$$

となる。

2.7.1 固有なエネルギー分解能

TES のみの場合

はじめに、簡単のため TES のみを考慮した回路での理想的なエネルギー分解能を考える。ノイズスペクトル E_n の式 (2.96) と電流応答性 S_n の式 (2.59) から ノイズ等価パワー NEP は

$$NEP^2(\omega) = \left| \frac{\delta I_n}{S_1} \right|^2 = \frac{k_B T}{\pi R} \left(GRT\Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2} (1 + \omega^2 \tau_0^2) \right) \quad (2.155)$$

$$NEP^2(f) = \left| \frac{\delta I_n}{S_1} \right|^2 = \frac{4k_B T}{R} \left(GRT\Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2} (1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2) \right) \quad (2.156)$$

のように求まる。これより、式 2.156 を代入することで

$$\Delta E_{rms} = \left(\int_0^\infty \frac{4}{\frac{4k_B T}{R} \left(GRT\Gamma + \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2} (1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2) \right)} df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.157)$$

$$= \sqrt{\frac{4k_B T}{R} \frac{V^2}{\mathcal{L}_0^2} \sqrt{1 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{V^2} GRT\Gamma}} \quad (2.158)$$

$$= \sqrt{k_B T^2 C \frac{4V^2}{GTR\Gamma} \sqrt{1 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{V^2} GRT\Gamma}} \quad (2.159)$$

と表すことができる。ここで

$$\xi \equiv 2 \sqrt{\frac{V^2}{GRT\mathcal{L}_0^2} \sqrt{1 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{V^2} GRT\Gamma}} \quad (2.160)$$

とにおいて [11]、エネルギー分解能を半値全幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) で表すと、

$$\Delta E_{FWHM} = 2.35 \Delta E_{rms} = 2.35 \xi \sqrt{k_B T^2 C(T)} \quad (2.161)$$

となる。また、 ξ は式 (2.50) から、

$$\xi = 2\sqrt{\frac{\sqrt{1 + \alpha\Gamma\mathcal{L}_0}}{\alpha\mathcal{L}_0}} \quad (2.162)$$

と書くことができる。 $T_s \ll T$ においては、 $\Gamma \sim 1/2$ 、 $P_b \sim GT/n$ 、 $\mathcal{L}_0 \sim \alpha/n$ となるので、

$$\xi \sim \sqrt{\frac{1}{\alpha}\sqrt{\frac{n}{2}}} \quad (2.163)$$

と表すことができる。さらに α が十分に大きい場合には intrinsic なエネルギー分解能は $1/\sqrt{\alpha}$ に比例して良くなることがわかり、 $\alpha = 1000$ とすると、 $\xi < 0.1$ にもなる。

疑似的定電圧の場合

実際の駆動回路の場合、シャント抵抗 R_s とパラシティック (寄生) 抵抗 R_p の寄与を考える必要がある。これを考慮した式を用いて、前節と同様に E_n の式 (2.129) と S_n の式 (2.117) からノイズ等価パワー NEP は

$$\begin{aligned} \text{NEP}^2(f) &= \left| \frac{E_n(f)}{S_I(f)} \right|^2 \\ &= 4k_B \left[GT^2\Gamma + \left(\frac{I_b R_s}{\mathcal{L}_0} \right)^2 \frac{RT + R_s T_s + R_p T_p}{(R + R_s + R_p)^2 + (2\pi f)^2} \times \right. \\ &\quad \left. \frac{[R + R_s + R_p - (2\pi f)^2 \tau_0 L_{in}]^2 + (2\pi f)^2 [\tau_0 (R + R_s + R_p) + L_{in}]^2}{R + R_s + R_p} \right] \end{aligned} \quad (2.164)$$

と求まる。エネルギー分解能は、上式を式 (2.153) に代入すれば求まる。実際の見積もりにおいては、式 (2.159) より、実際に測定で得られたパルススペクトルと見積もりのノイズスペクトル $E_n(f)$ の比である SN 比スペクトルを用いて計算を行っている。入力電圧のゆらぎによるノイズについても、同様の方法を用いてエネルギー分解能を見積もることが可能である。

2.7.2 読みだし系ノイズのエネルギー分解能への寄与

読みだし系のノイズのエネルギー分解能への寄与を導く場合は、基本的にはベースラインノイズを計算する時と同じで、カロリメータが常伝導の時にとったノイズデータにテンプレートを適用させて分解能を求めるという方法を用いる。したがって

$$\Delta E_0 = 2.35 \times E \left(\int_0^\infty \frac{|M(f)|^2}{|N(f)||N_{\text{nomal}}(f)|} df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad [\text{eV}] \quad (2.165)$$

となる。このとき実際には、常伝導の時のノイズには、ジョンソンノイズも含んでいるはずであるので、正確にはジョンソンノイズの寄与を除くことが望ましい。

2.7.3 熱浴の温度ゆらぎのエネルギー分解能への寄与

熱浴の温度ゆらぎ ΔT_s がエネルギー分解能 ΔE にどのような影響を及ぼすかを考える。ここで、この温度ゆらぎ ΔT_s のタイムスケールは、有効時定数 τ_{eff} よりも十分に長いとする。まず、 T_s が $T_s \rightarrow T_s + \Delta T_s$ と変化したとき、TES の温度 T 、抵抗 R 、流れる電流 I が、 $T \rightarrow T + \Delta T$ 、 $R \rightarrow R + \Delta R$ 、 $I \rightarrow I + \Delta I$ と変化するとする。このとき、熱浴と温度との関係は熱平衡方程式

$$RI^2 = \frac{G_0}{n}(T^n - T_s^n) \quad (2.166)$$

より

$$\begin{aligned} (R + \Delta R)(I + \Delta I)^2 &= \frac{G_0}{n}((T + \Delta T)^n - (T_s + \Delta T_s)^n) \\ 2RI\Delta I + I^2\Delta R &= G_0(\Delta TT^{n-1} - \Delta T_s T_s^{n-1}) \end{aligned} \quad (2.167)$$

である。ここで、TES の温度が ΔT 変化したときの抵抗変化 ΔR は、式 (1.14) より

$$\Delta R = \frac{\alpha R}{T} \Delta T \quad (2.168)$$

となる。また、TES を流れる電流変化 ΔI は、式 (2.98) で $\text{Lin} = 0$ のときの

$$\Delta I = -\frac{I}{R + R_s + R_p} \Delta R \quad (2.169)$$

を用いればよい。これより、式 (2.168)、式 (2.169) を式 (2.167) に代入して整理すると

$$\begin{aligned} G_0 T_s^{n-1} \Delta T_s &= \left(\frac{GT}{\alpha R} \Delta R + \frac{2RI^2}{R + R_s + R_p} \Delta R - I^2 \Delta R \right) \\ \Delta T_s &= \frac{1}{G \left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}} \left(\frac{GT}{\alpha R} + \frac{R - R_s - R_p}{R + R_s + R_p} I^2 \right) \Delta R \\ &= \frac{\alpha RI^2}{GT \left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}} \left(\frac{GT}{\alpha RI^2} + \frac{R - R_s - R_p}{R + R_s + R_p} \right) \Delta T \\ &= \mathcal{L}_0 \left(\frac{1}{\mathcal{L}_0} + \frac{R - R_s - R_p}{R + R_s + R_p} \right) \left(\frac{T}{T_s} \right)^{n-1} \Delta T \\ &= (1 + \mathcal{L}_3) \left(\frac{T}{T_s} \right)^{n-1} \Delta T \end{aligned} \quad (2.170)$$

となる。ここで、式 (2.50)、式 (2.108) を用いた。したがって

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{1 + \mathcal{L}_3} \left(\frac{T_s}{T} \right)^{n-1} \frac{\Delta T_s}{T} \quad (2.171)$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\alpha}{T} \frac{1}{1 + \mathcal{L}_3} \left(\frac{T_s}{T} \right)^{n-1} \Delta T_s \quad (2.172)$$

$$= \frac{\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}}{1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n} \frac{\mathcal{L}_0}{1 + \mathcal{L}_3} \frac{\Delta T_s}{T} \quad (2.173)$$

$$\frac{\Delta I}{I} = -\frac{1}{R + R_s + R_p} \frac{\alpha R}{T} \frac{1}{1 + \mathcal{L}_3} \left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1} \Delta T_s \quad (2.174)$$

$$= -n \frac{\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}}{1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n} \frac{R}{R + R_s + R_p} \frac{\mathcal{L}_0}{1 + \mathcal{L}_3} \frac{\Delta T_s}{T} \quad (2.175)$$

$$= -n \frac{\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}}{1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n} \frac{R}{R - R_s - R_p} \frac{\mathcal{L}_3}{1 + \mathcal{L}_3} \frac{\Delta T_s}{T} \quad (2.176)$$

と計算できる。ここで、式 (2.52) を用いた。

次に X 線パルスハイト PH は式 (2.119) より

$$\begin{aligned} PH &= \frac{E}{\tau_{\text{eff}}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_3 + 1} \frac{1}{I(R + R_s + R_p)} \\ &= -\frac{\alpha E}{CT} I \frac{R}{R + R_s + R_p} \end{aligned} \quad (2.177)$$

である。温度ゆらぎ ΔT_s によって変化させられたパルスハイト PH' は、熱容量 C と温度計の感度 α が一定であると仮定すると

$$PH' = -\frac{\alpha E}{C(T + \Delta T)} (I + \Delta I) \frac{(R + \Delta R)}{(R + \Delta R) + R_s + R_p} \quad (2.178)$$

となる。ここで、デジタルフィルタ処理を行って得た S/N 比が最大となるように定めたパルスハイト PHA が $PHA \sim PH$ であると仮定すると、温度ゆらぎ ΔT_s がもたらすエネルギー分解能への寄与 ΔE_{dT_s} は

$$\Delta E_{dT_s \text{ FWHM}} = 2.36 \frac{PH' - PH}{PH} E \quad (2.179)$$

である。以上の結果を用いれば、温度ゆらぎに対するエネルギー分解能の寄与が求められる。

第一近似では、

$$\begin{aligned} PH' - PH &= \frac{\partial PH}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial PH}{\partial R} \Delta R + \frac{\partial PH}{\partial I} \Delta I \\ &= -PH \frac{\Delta T}{T} + PH \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R + R_s + R_p} \right) \Delta R + PH \frac{\Delta I}{I} \end{aligned} \quad (2.180)$$

であるので、式 (2.179) は

$$\Delta E_{dT_s \text{ FWHM}} = 2.36 \left(-\frac{\Delta T}{T} + \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R + R_s + R_p} \right) \Delta R + \frac{\Delta I}{I} \right) E \quad (2.181)$$

となる。式 (2.171)、式 (2.172)、式 (2.175) よりエネルギー分解能は $\Delta I/I$ に大きく依存する。また、式 (2.176) より

$$\frac{\Delta I}{I} \sim -n \frac{\left(\frac{T_s}{T}\right)^{n-1}}{1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n} \frac{\Delta T_s}{T}$$

となるので、 ΔT_s に対する応答は T_s/T によって決まることがわかる。したがって、 T_s/T をできるだけ小さくすることによって温度ゆらぎに対する影響を少なくできる。しかし、 T_s を下げすぎると今度は冷凍器の温度ゆらぎが大きくなってしまうという恐れもあるので気を付ける。

2.8 TESと吸収体が有限の熱伝導度でつながれている場合

吸収体を接着剤貼り付けた場合のように、TESと吸収体の熱伝導度が有限である場合のTESの熱化についてETFも含めた熱伝導のモデルを考える。TESと吸収体間の熱伝導度 G_a を考慮したカロリメータの模式図は、図 2.13 のようになる。ここで、TESと吸収体の熱容量をそれぞれ C 、 C_a 、温度をそれぞれ T 、 T_a とする。また、熱浴の温度を T_s とし、TESと熱浴間の熱伝導度を G とする。TESと吸収体の平衡状態からの温度変化をそれぞれ、 $\Delta T(t)$ 、 $\Delta T_a(t)$ 、TESの定電圧バイアスを V_b

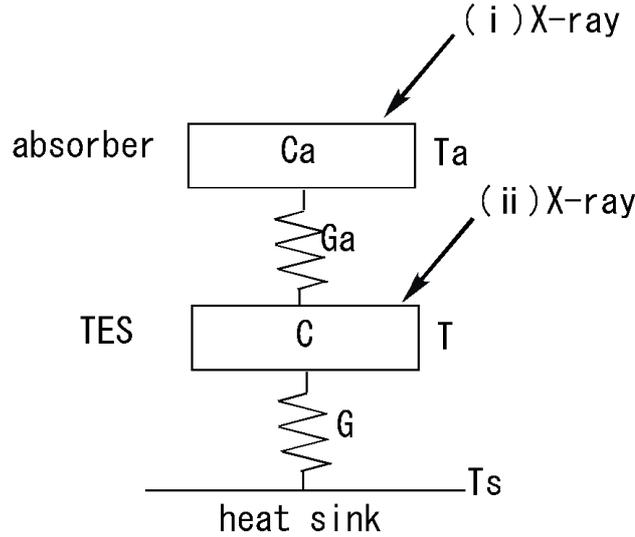


図 2.13: 熱伝導のモデル。

とすると熱伝導方程式は、

$$\frac{d\Delta T_a}{dt} = -\frac{G_a}{C_a}(\Delta T_a - \Delta T) \quad (2.182)$$

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{G_a}{C}(\Delta T_a - \Delta T) - \frac{G}{C}\Delta T - \frac{V_b^2}{R^2 C}\Delta R \quad (2.183)$$

となる。ここで、 $\alpha \sim (T/R)(\Delta R/\Delta T)$ 、 $P = V_b^2/R$ という関係を用いると、(2.183) 式は、

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{G_a}{C}(\Delta T_a - \Delta T) - \frac{G}{C}\Delta T - \frac{P\alpha}{CT}\Delta T \quad (2.184)$$

と表すことができる。ここで用いた R 、 P はそれぞれ熱平衡状態での TES の抵抗値、ジュール発熱を表している。また、 $\tau_a \equiv C_a/G_a$ 、 $\tau_0 \equiv C/G$ 、 $\gamma \equiv C_a/C$ 、 $\mathcal{L}_0 \equiv P\alpha/GT$ とおき、(2.183) 式を (2.184) 式に代入し ΔT を消去すると、

$$\tau_0\tau_a\Delta\ddot{T}_a + \{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}\Delta\dot{T}_a + (\mathcal{L}_0+1)\Delta T_a = 0 \quad (2.185)$$

となり、これは ΔT_a に関する二階の微分方程式である。 $\Delta T_a = \exp(\lambda t)$ とおいて代入すると λ の二次方程式が得られ、この解は、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\pm\sqrt{\{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a\}^2 - 4\tau_0\tau_a(\mathcal{L}_0+1)} - \{(1+\gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0+1)\tau_a}}{2\tau_0\tau_a} \quad (2.186)$$

となる。この解の判別式 D は、

$$\begin{aligned} D &= \{(1 + \gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0 + 1)\tau_a\}^2 - 4\tau_0\tau_a(\mathcal{L}_0 + 1) \\ &= \{\tau_0(\gamma - 1) + \tau_a(\mathcal{L}_0 + 1)\}^2 + 4\gamma\tau_0^2 > 0 \end{aligned}$$

となり、 λ は二つの実数解をもつ。また、二次方程式の係数が全て正なので大小関係は $\lambda_- < \lambda_+ < 0$ となる。

$$\begin{aligned} \tau_S &= -\frac{1}{\lambda_-} \\ &= \frac{2\tau_0\tau_a}{\sqrt{\{(1 + \gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0 + 1)\tau_a\}^2 - 4\tau_0\tau_a(\mathcal{L}_0 + 1)} + \{(1 + \gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0 + 1)\tau_a\}} \end{aligned} \quad (2.187)$$

$$\begin{aligned} \tau_L &= -\frac{1}{\lambda_+} \\ &= \frac{2\tau_0\tau_a}{-\sqrt{\{(1 + \gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0 + 1)\tau_a\}^2 - 4\tau_0\tau_a(\mathcal{L}_0 + 1)} + \{(1 + \gamma)\tau_0 + (\mathcal{L}_0 + 1)\tau_a\}} \end{aligned} \quad (2.188)$$

とおくと (2.185) 式の解 ΔT_a は積分定数 A_S 、 A_L を用いて、

$$\Delta T_a = A_S \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) + A_L \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \quad (2.189)$$

となる。また、(2.183) 式より ΔT の解は、

$$\Delta T = A_S \left(1 - \frac{\tau_a}{\tau_S}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) + A_L \left(1 - \frac{\tau_a}{\tau_L}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \quad (2.190)$$

となる。

ここで、電流変化 ΔI は、定常状態時の TES に流れる電流を I 、TES の抵抗を R 、シャント抵抗を R_s とすると、 $\Delta I = \frac{I}{R+R_s} \frac{\alpha R}{T} \Delta T$ であるので、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha R}{T} \left\{ A_S \left(1 - \frac{\tau_a}{\tau_S}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) + A_L \left(1 - \frac{\tau_a}{\tau_L}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \right\} \quad (2.191)$$

となる。よって、適当な初期条件を用いて A_S 、 A_L を求めてやれば、測定するパルスの波形が得られることになる。ここでは、X 線を (i) 吸収体で吸収した場合、(ii) TES で吸収した場合の二通りについて考える。

2.8.1 吸収体で X 線を吸収した場合

この場合は、初期条件 $t=0$ で $\Delta T_a(t=0) = E/C_a \equiv \Delta T_{a,0}$ 、 $\Delta T(t=0) = 0$ である。これを、(2.189)、(2.190) 式に代入し A_S 、 A_L を求めると、

$$A_S = \frac{\Delta T_{a,0}}{\frac{\tau_a}{\tau_S} - \frac{\tau_a}{\tau_L}} \left(1 - \frac{\tau_a}{\tau_L}\right) \quad (2.192)$$

$$A_L = -\frac{\Delta T_{a,0}}{\frac{\tau_a}{\tau_S} - \frac{\tau_a}{\tau_L}} \left(1 - \frac{\tau_a}{\tau_S}\right) \quad (2.193)$$

となり、この場合に検出される TES の電流変化は、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha R}{T} \frac{\Delta T_{a,0}}{\tau_a(\tau_L - \tau_S)} (\tau_a - \tau_S)(\tau_L - \tau_a) \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \right\} \quad (2.194)$$

となる。

2.8.2 TES で X 線を吸収した場合

この場合は、初期条件 $t=0$ で $\Delta T_a(t=0) = 0$ 、 $\Delta T(t=0) = E/C \equiv \Delta T_0$ である。これを (2.189)、(2.190) 式に代入し 上と同様にして A_S 、 A_L を求めると、

$$A_S = -\frac{\Delta T_0}{\frac{\tau_a}{\tau_S} - \frac{\tau_a}{\tau_L}} \quad (2.195)$$

$$A_L = \frac{\Delta T_0}{\frac{\tau_a}{\tau_S} - \frac{\tau_a}{\tau_L}} \quad (2.196)$$

となり、TES の電流変化は、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha R}{T} \frac{\Delta T_0}{\tau_a(\tau_L - \tau_S)} \left\{ \tau_S(\tau_L - \tau_a) \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) + \tau_L(\tau_a - \tau_S) \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \right\} \quad (2.197)$$

となる。

2.8.3 特別な場合

2、3 節の結果を用いて次の三通りの場合について考える。

$\gamma \sim 0$ の場合

$\gamma \sim 0$ 、つまり $C_a \ll C$ の時、これは TES の熱容量に比べ吸収体の熱容量が十分に小さい場合である。この時 (2.186) 式は、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\pm(\tau_0 - (\mathcal{L}_0 + 1)\tau_a) - \tau_0 - (\mathcal{L}_0 + 1)\tau_a}{2\tau_0\tau_a} \quad (2.198)$$

と簡単になり、

$$\lambda_+ = -\frac{\mathcal{L}_0 + 1}{\tau_0} \quad (2.199)$$

$$\lambda_- = -\frac{1}{\tau_a} \quad (2.200)$$

となる。

$$\tau_L = -\frac{1}{\lambda_+} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \quad (2.201)$$

$$\tau_S = -\frac{1}{\lambda_-} = \tau_a \quad (2.202)$$

とすると、吸収体で X 線を吸収した時の TES の電流変化 ΔI は、(2.194) 式より、

$$\Delta I = 0 \quad (2.203)$$

となり、TES で X 線を吸収した時の TES の電流変化 ΔI は、(2.197) 式より、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha R}{T} \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \quad (2.204)$$

となる。この結果は、吸収体を考えない場合の熱伝導方程式から得られる解と一致する。TES の熱容量に比べ吸収体の熱容量が十分に小さい時は、吸収体の寄与は考えなくて良い。

$\tau_a = \tau_0$ の場合

$\tau_a = \tau_0$ の時、この時 (2.186) 式は、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\pm\sqrt{(\mathcal{L}_0 + \gamma)^2 + 4\gamma} - (2 + \gamma + \mathcal{L}_0)}{2\tau_0} \quad (2.205)$$

のように表すことができる。ここで、 $\mathcal{L}_0 + \gamma \gg 4\gamma$ とすると

$$\lambda_+ = -\frac{-\frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma} + 1}{\tau_0} \quad (2.206)$$

$$\lambda_- = -\frac{1 + \gamma + \mathcal{L}_0 + \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma}}{\tau_0} \quad (2.207)$$

となる。

$$\tau_L = -\frac{1}{\lambda_+} = \frac{\tau_0}{1 - \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma}} \sim \tau_0 \left(1 + \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma}\right) \quad (2.208)$$

$$\tau_S = -\frac{1}{\lambda_-} = \frac{\tau_0}{1 + \gamma + \mathcal{L}_0 - \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma}} \sim \tau_0 \left(1 + \gamma + \mathcal{L}_0 + \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma}\right) \quad (2.209)$$

とすると、吸収体で X 線を吸収した時の TES の電流変化 ΔI は、(2.194) 式より、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha R \Delta T_0}{T} \frac{\gamma}{(\mathcal{L}_0 + \gamma)^2} \left(\gamma + \mathcal{L}_0 + \frac{\gamma}{\mathcal{L}_0 + \gamma}\right) \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right)\right) \quad (2.210)$$

となり、TES で X 線を吸収した時の TES の電流変化 ΔI は、(2.197) 式より、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha T \Delta T_0}{T} \frac{1}{(\mathcal{L}_0 + \gamma)^3} \left(\{(\mathcal{L}_0 + \gamma)(\mathcal{L}_0 + \gamma + 1) + \gamma\} \gamma \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) - (\mathcal{L}_0 + 2\gamma) \{(\mathcal{L}_0 + \gamma)^2 + \gamma\} \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \right) \quad (2.211)$$

となる。

$\tau_{\text{eff}} \ll \tau_a$ もしくは $\tau_{\text{eff}} \gg \tau_a$ の場合

$\tau_{\text{eff}} \equiv (1 + \gamma)/(\mathcal{L}_0 + 1)\tau_0$ とおくと、(2.186) 式は

$$\lambda_{\pm} = \frac{\pm\sqrt{(1 + \mathcal{L}_0)^2 (\tau_{\text{eff}} + \tau_a)^2 \left\{1 - \frac{4\tau_a \tau_{\text{eff}}}{(1 + \gamma)(\tau_{\text{eff}} + \tau_a)^2}\right\}} - (1 + \mathcal{L}_0)(\tau_{\text{eff}} + \tau_a)}{2\tau_0 \tau_a} \quad (2.212)$$

と表すことができる。 $\tau_{\text{eff}} \ll \tau_a$ もしくは $\tau_{\text{eff}} \gg \tau_a$ の場合はさらに、

$$\lambda_{\pm} = \frac{\pm(1 + \mathcal{L}_0)(\tau_{\text{eff}} + \tau_a) \left\{ 1 - \frac{2\tau_a\tau_{\text{eff}}}{(1+\gamma)(\tau_{\text{eff}}+\tau_a)^2} \right\} - (1 + \mathcal{L}_0)(\tau_{\text{eff}} + \tau_a)}{2\tau_0\tau_a} \quad (2.213)$$

と平方根の中を展開できる。よって、

$$\lambda_+ = -\frac{1}{\tau_{\text{eff}} + \tau_a} \quad (2.214)$$

$$\lambda_- = -(1 + \gamma) \left(\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} + \frac{1}{\tau_a} \right) \quad (2.215)$$

となる。

$\tau_{\text{eff}} \ll \tau_a$ の場合は、

$$\tau_S = \frac{\tau_{\text{eff}}}{1 + \gamma} \quad (2.216)$$

$$\tau_L = \tau_a + \tau_{\text{eff}} \quad (2.217)$$

となる。この時、吸収体で X 線を吸収した時の電流変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha R \Delta T_{a,0}}{T} \frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_a} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \right\} \quad (2.218)$$

となり、TES で X 線を吸収した時の電流変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha R \Delta T_0}{T} \left\{ \frac{1}{1 + \gamma} \left(\frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_a} \right)^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) + \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \right\} \quad (2.219)$$

となる。

また、 $\tau_{\text{eff}} \gg \tau_a$ の場合は、

$$\tau_S = \frac{\tau_a}{1 + \gamma} \quad (2.220)$$

$$\tau_L = \tau_a + \tau_{\text{eff}} \quad (2.221)$$

となる。この時、吸収体で X 線を吸収した時の電流変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha R \Delta T_{a,0}}{T} \frac{\gamma}{(1 + \gamma)} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \right\} \quad (2.222)$$

となり、TES で X 線を吸収した時の電流変化 ΔI は、

$$\Delta I = \frac{I}{R + R_s} \frac{\alpha R \Delta T_0}{T} \frac{1}{1 + \gamma} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) + \gamma \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \right\} \quad (2.223)$$

となる。

第3章 実験装置

TES 型マイクロカロリメータの製作は宇宙科学研究本部 (以下、宇宙研)、産業技術総合研究所 (以下、産総研)、及び東京大学生産技術研究所 (以下、生産研)、東京大学 VDEC (以下、VDEC) で行った。また製作の一部及び X 線照射実験・磁場特性の評価は、東京都立大学 (TMU: Tokyo Metropolitan University) で行った。

TES 型カロリメータの微小な電流変化の読み出しには、SQUID (超伝導量子干渉計) を用いている。SQUID を使用する理由として、低インピーダンス、低ノイズという 2 つの条件を満たしていることがあげられ、また極低温で動作できるということも大きな利点である。

この 3 章 では、素子の性能評価に用いた実験装置と測定方法について簡単にふれ [30]、[31]、[32]、製作プロセスで用いた実験装置、具体的な製作や測定の条件・セットアップについては次章以降個別にふれる事にする。

3.1 都立大希釈冷凍機

カロリメータの性能を引き出すには、極低温で動作させることが必須であり、 ~ 100 mK 以下の冷凍能力をもつ冷凍機が必要である。この冷凍機として、希釈冷凍機を使用した。希釈冷凍機は、冷却能力が大きく、液体 He が無くなならない限り一定の温度を保ち続けることが可能である。 ^3He - ^4He 希釈冷凍機の冷却は、液体 ^3He と液体 ^4He との混合希釈によってなされる。 ^3He - ^4He 混合液 (mixture) は、 0.87 K 以下で超流動性を示さない ^3He 含量の多い ^3He -濃厚層 (concentrated phase) と超流動性を示す ^3He 含量の少ない ^3He -希薄層 (dilution phase) とに分離する。冷却は、 ^3He -濃厚相と ^3He -希薄相中の ^3He のエントロピーの違いを利用するもので、 ^3He -濃厚相から ^3He -希薄相へ ^3He が混入するときに吸熱がおこる [45]。

使用した希釈冷凍機は、OXFORD Kelvinox25 型希釈冷凍機であり、高さ 124 cm、直径 39.4 cm の円柱形をしている。この希釈冷凍機の模式図を図 3.1 に示す。液体 He を 50 l 使用することにより約 50 時間連続で循環運転が可能である。冷却能力は $\sim 25\mu\text{W}$ 、最低到達温度は、 ~ 60 mK である。

図 3.2 に IVC (Inner Vacuum Chamber) の内部構造の概略図を示す。IVC 内部は $\sim 10^{-5}$ Torr まで真空引きされ、カロリメータと SQUID はこの中に組み込まれる。 ^3He を液化する 1K pot と呼んでいる箇所は液体 He の減圧によって冷却されるが、本実験においては実際には 1 K まで到達はせず、典型的な温度として 1.5 K である。SQUID はこの 1K pot により冷却された 1K ステージに接着させている。 ^3He -濃厚相から ^3He -希薄相 への希釈混合は M/C (Mixing Chamber) 内でなされ、M/C は最終的にこの冷凍機の最低到達温度 (~ 30 mK) に達する。TES カロリメータは、この M/C に真鍮で熱リンクをとった E/P (Experimental Plate) の台座として渡した真鍮の板にねじ止めされ

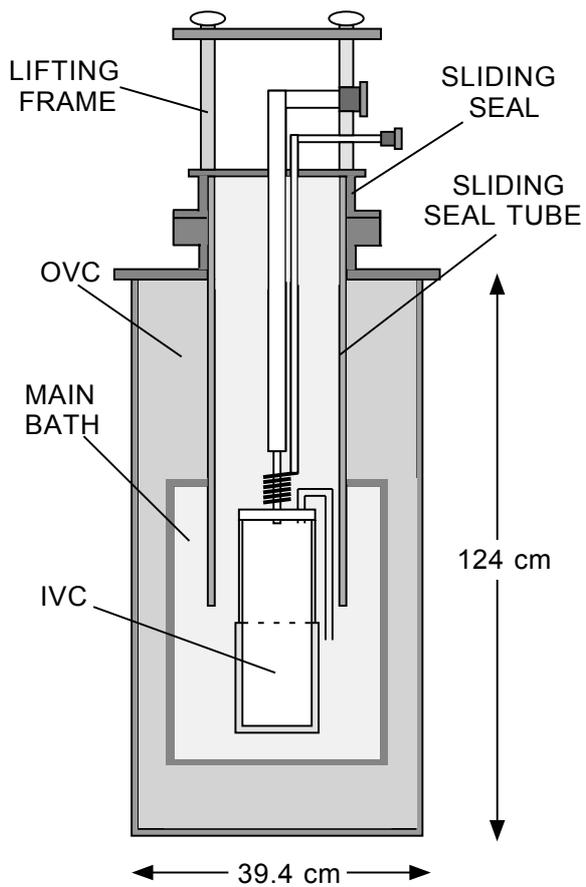


図 3.1: 希釈冷凍機の内部模式図

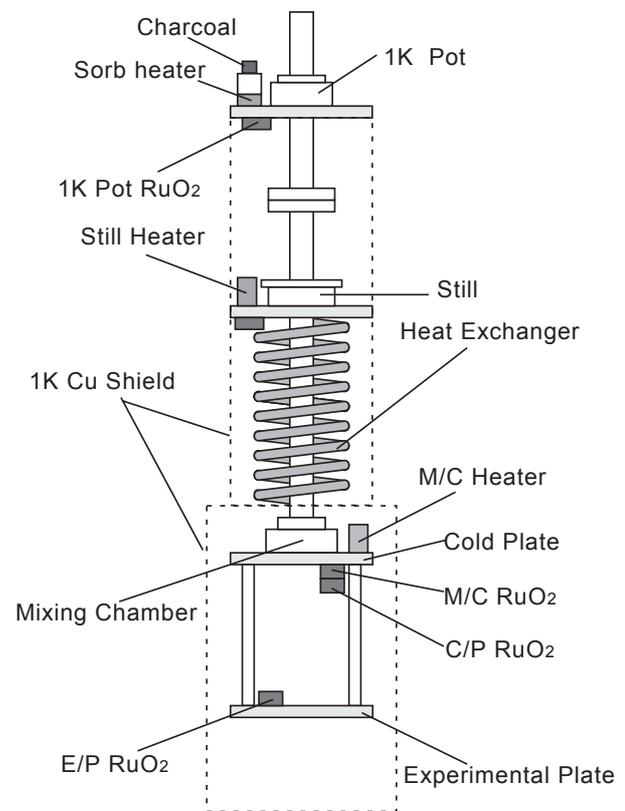


図 3.2: IVC 内部の構造

る。台座には E/P の温度ゆらぎがカロリメータに直接伝わらないように、熱伝導度が銅より悪い真鍮を選んだ。M/C と 1 K pot、E/P には、酸化ルテニウム (RuO_2) 温度計が取り付けられている。E/P の温度制御には Picowatto 社 AVS47 Resistance Bridge/TS-530 Temperature Controller を用いて M/C のヒーターに流す電流値を制御することで行っており、 $\sim 0.1 \text{ mK}$ の精度で制御することが可能である。自作したカロリメータを希釈冷凍機に組み込んだときの写真を図 3.3 に示す。

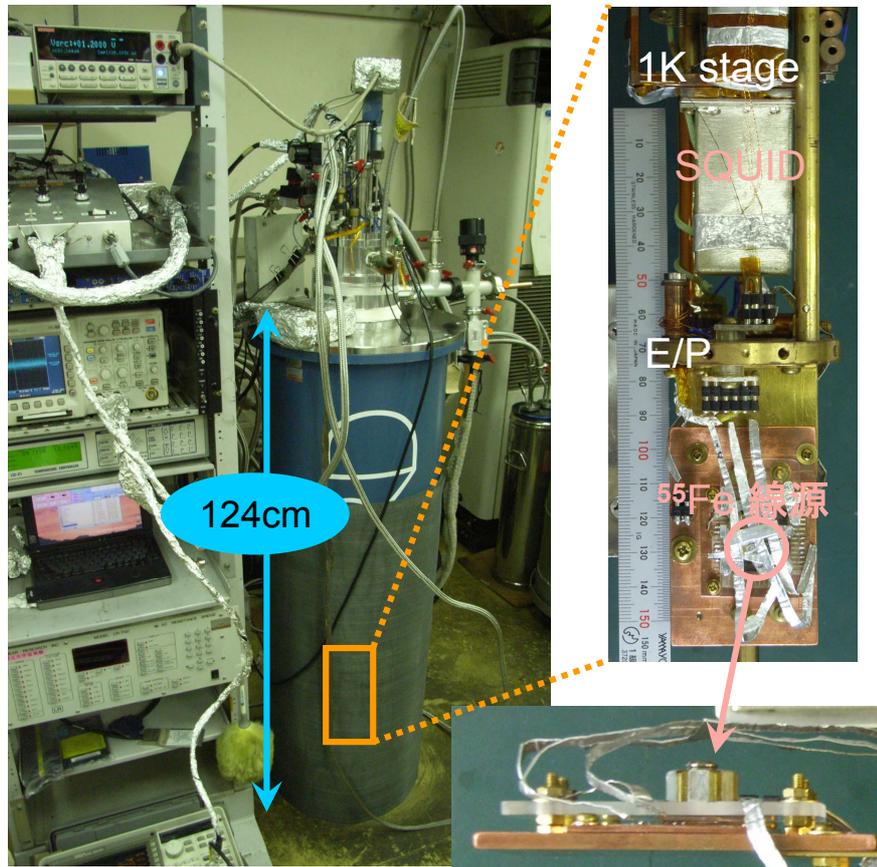


図 3.3: 左：希釈冷凍機全体像。右：カロリメータ組み込み写真。中央に見えるのが、SQUID のパーマロイ磁気シールドで、1 K ステージにねじ止めされている。この E/P に バイアス並列回路の基板をねじ止めしており、中央にはマンガン線で製作したシャント抵抗がついている。カロリメータは、E/P にねじ止めした真鍮板に固定する。右下：カロリメータホルダと ^{55}Fe 線源。カロリメータの真上に線源が位置するように固定している。

希釈冷凍機内部の配線は外部との熱接触を抑えるために、熱伝導度が悪く径の細いマンガン線を用いている。これらの配線はノイズ対策として信号往復のペア同士 2 本づつツイストしており、4 ポート各 12 対の配線が使用可能となっている。それぞれの配線の往復での抵抗値は、希釈冷凍機の大きさの都合上、配線を長く取らなければならないために、常温で $\sim 230 \Omega$ 、冷却実験中においては温度 $\leq 4 \text{ K}$ で $\sim 180 \Omega$ と大きいものである。

3.2 超伝量子干渉計 (SQUID)

SQUID (Superconducting QUantum Interference Device : 超伝導量子干渉計) とは、超伝導の量子性を利用した装置であり、使用する dc-SQUID は2つのジョセフソン (Josephson) 接合部から成る超伝導リングを利用している。簡単に説明すると、2つのジョセフソン接合部で磁束が量子化され、その両端に周期的な電圧が現われる。この電圧差を SQUID の横にインプットコイルを置くことで、電流変化としてよみだすことになる。SQUID は、超伝導リングを使用しているために極低温下で使用することができ、カロリメータのすぐ近くに置けるので、他の読みだし装置よりも配線からの余分な熱流入やノイズを減らすことができる。本章の始めに述べた利点も含めて、TES カロリメータの信号読みだしに SQUID を用いることは、分解能を追求するために極めて有効な手段であることがわかる。

使用した SQUID AMP 素子は液体 He を使用した低温度環境下での使用を前提として開発された、SII の SSA (420-Serial SQUID Array) アンプ [37] であり、420 個の dc-SQUID がアレイ状に並んでいるという構造をしている。SQUID 基盤は FRP でできており、SQUID AMP 素子及び主要な配線は基盤上の 0.5 mm×0.5 mm の Si ウェハ上に蒸着されている。一つ一つの SQUID 素子は、SQUID ワッシャー、フィードバックコイル、インプットコイルからなっておりコイルを含めた配線は全て 0.1 mmφ NbTi 配線となっている。SQUID ワッシャーは2つのジョセフソン接合を持つリングである。これらの SQUID アンプのスペックを表 3.1 に示し、図 3.5 にそれぞれの配線図を示す。ここで、配線を含めたインプットコイルインダクタンス $L_{in} = 190$ nH は、TES のフィードバック回路のループ部分の配線を含んでいるときの値である。

表 3.1: 400-SSA SQUID 素子パラメータ

入力コイル		
自己インダクタンス	L_{in}	90 pH (contain wire 190 nH)
相互インダクタンス	M_{in}	58 pH
フィードバックコイル		
相互インダクタンス	M_f	58 pH
ゲイン $G (= M_{in} \frac{\partial V}{\partial \Phi})$		1400 V/A
電流分解能 @ 10 kHz		6.8 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$

SQUID noise

SQUID ノイズには、SQUID のシャント抵抗で発生するジョンソンノイズと、トンネル接合のショットノイズがある。そのノイズスペクトルは、読み出し系の回路で決まる遮断周波数よりも低い周波数領域ではほぼ一定であり、ノイズ等価電流 i_n は典型的に数 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ である。定電圧バイアス下でカロリメータを動作させる際、SQUID ノイズのノイズ等価パワーは、電気応答性 S_f とノイズ等価電流 i_n を用いて

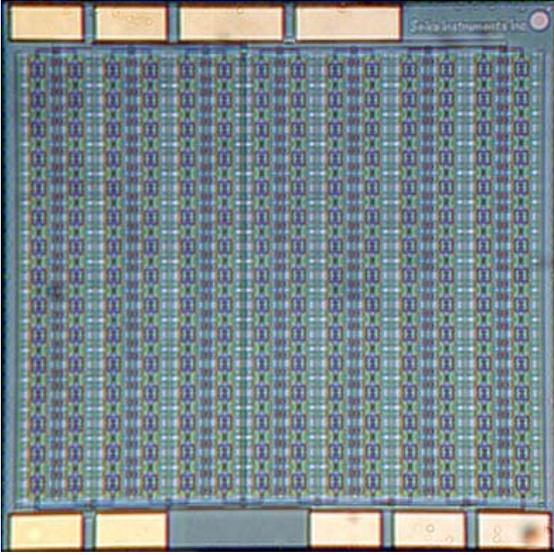


図 3.4: 420-SSA の顕微鏡写真。左は全体像で写真1辺が 3 mm × 3 mm。右は DC-SQUID 素子の拡大写真で、写真の大きさが 200 μm。

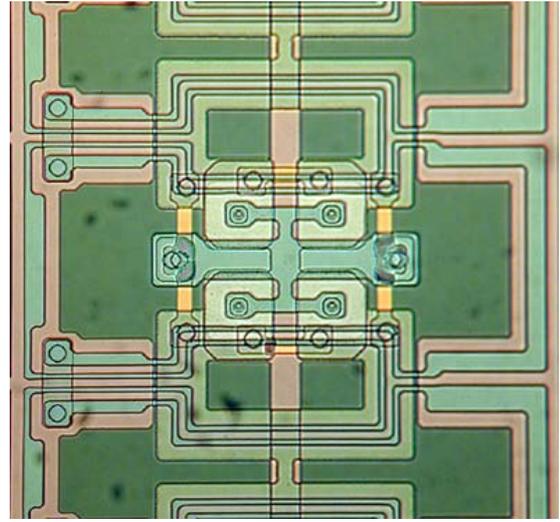


図 3.5: FRP 実装基盤上の配線図

$$\text{NEP}_{\text{readout}}^2 = \left| \frac{i_n}{S_I} \right|^2 \quad (3.1)$$

として与えられる。

SQUID ノイズのエネルギー分解能への寄与は、式 (2.148) より、式 (2.58) を代入して

$$\Delta E_{\text{SQUID}} = 2.35 \left(\int_0^\infty \frac{4df}{\text{NEP}_{\text{readout}}^2(f)} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

$$= 2.35 \frac{\mathcal{L}_0 + 1}{\mathcal{L}_0} i_n \sqrt{b^2 \tau_{\text{eff}}} \quad (3.3)$$

$$= 2.35 \frac{\mathcal{L}_0 + 1}{\mathcal{L}_0} i_n V_B \sqrt{\tau_{\text{eff}}} \quad (3.4)$$

と表せる。また、強いフィードバックの下では、

$$\Delta E_{\text{SQUID}} \sim 2.35 i_n V_B \sqrt{\tau_{\text{eff}}} \quad (3.5)$$

と表すことができる。

これに疑似的定電圧バイアスを考慮し、フィードバック量とループゲインを置き換えることにより、

$$\Delta E_{\text{SQUID}} = 2.35 \frac{\left(1 - \frac{R_s}{R}\right) \mathcal{L}_0 + \left(1 + \frac{R_s}{R}\right)}{\mathcal{L}_0} i_n V_B \sqrt{\tau_{\text{eff}}} \quad (3.6)$$

として疑似的定電圧バイアス下での寄与を表すことができる。強いフィードバックの下では、

$$\Delta E_{\text{SQUID}} = 2.35 \left(1 - \frac{R_s}{R}\right) i_n V_B \sqrt{\tau_{\text{eff}}} \quad (3.7)$$

となる。

3.3 放射線源

都立大の X 線照射実験で使用する線源は、低温用の特殊パッケージに入った ^{55}Fe (Mn-K α : 5.9 keV) の密封放射線源である。本研究で用いたのは「すぎく」XRS-FW(フィルターホイール)のスペアとして購入したものの1つで、半減期は 2.73 年、購入時は '02.8.9 で強度は 3.7 MBq であった。線源はカロリメータ治具に押さえでねじ止め、またはアルミテープで固定した状態で希釈冷凍器に組み込むので、動作中は常にカロリメータに X 線が照射された状態である。

この線源から放射される X 線のエネルギーとその近似的強度比は Mn-K α_1 5.89875 keV : K α_2 5.88765 keV : K β 6.486 keV = 20 : 10 : 3 であり、K α_1 のほうがエネルギーが高い。 ^{55}Fe の放射線源からの K α 線は、5.9 keV の Mn の主量子数 $n = 2$ から $n = 1$ への遷移であり、 $^2P_{\frac{3}{2}}$ からの遷移が K α_1 で、 $^2P_{\frac{1}{2}}$ からの遷移が K α_2 である。さらに、これは現象論的に K α_1 では 5 本、K α_2 では 2 本の計 7 本の自然幅をもつ Lorentzian の重ね合わせで表すことができる。これらのエネルギーと幅を表 3.2 に示す [12]。

表 3.2: Mn K α 輝線の微細構造

ピーク	エネルギー (keV)	自然幅 (FWHM,eV)	積分強度
α_{11}	5.8989	1.715	0.353
α_{12}	5.8979	2.043	0.141
α_{13}	5.8948	4.499	0.079
α_{14}	5.8965	2.663	0.066
α_{15}	5.8994	0.969	0.005
α_{21}	5.8877	2.361	0.229
α_{22}	5.8865	4.216	0.110

3.4 Pb 超伝導磁気シールド

超伝導転移温度が、超伝導体の表面磁場によって変化することは 2.1 節で述べた。臨界磁場は温度に依存するため、磁場があると温度によって転移温度は低いほうへシフトし、その結果転移カーブはなだらかになってしまい、これは外部磁場が強ければ強いほど顕著になる。TES カロリメータは超伝導転移端を利用するため、このような影響は避けなければならない。超伝導状態にある物質はマイス

ナー (Meissner) 効果によって透磁率 $\mu = 0$ の完全反磁性を示すので完全な磁気遮断が可能である。このため、超伝導シールドを強化するために、1 mm 厚の Pb ($T_c = 7.20$ K) を磁気シールドとして、希釈冷凍器の IVC 筒の周りに巻くという方法をとった。磁場かけ測定時にはこの Pb を取り外して測定を行った。Pb の着脱の写真を図 3.6 に示す。

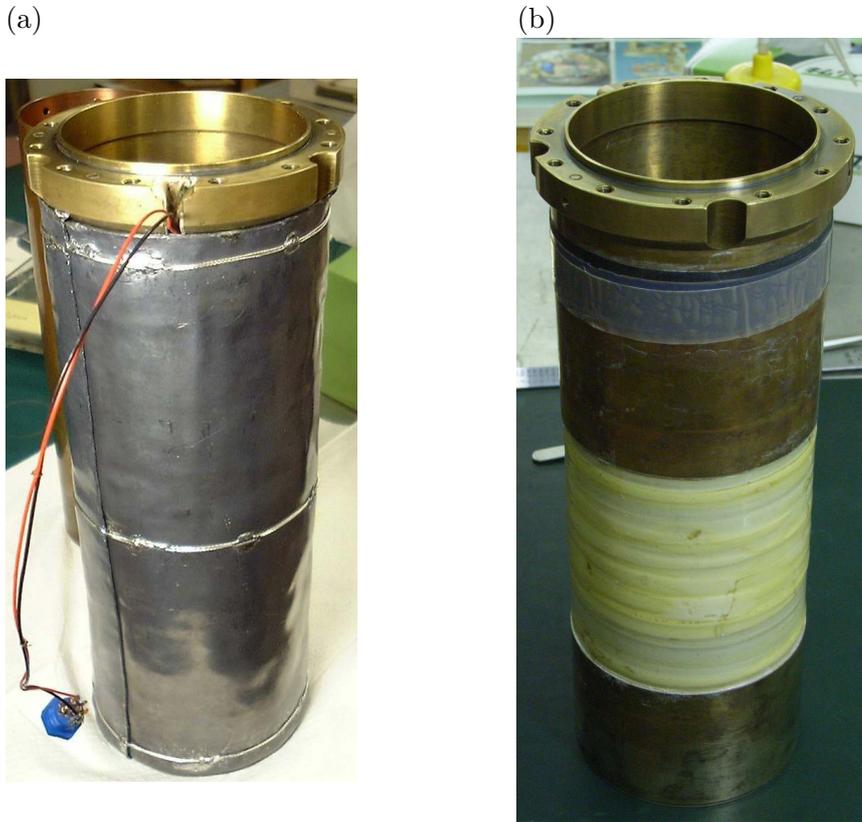


図 3.6: (a) 超伝導磁気シールドと、(b)Pb を外したところ。

3.5 ローパスフィルタ

バイアス電源 (K2400) からのノイズを削減するために、バイアス回路にコンデンサを並列にいれた。このときのバイアス電源を含むカロリメータ動作回路図を 図 3.7 に示す。

バイアス電源からカロリメータまでの希釈冷凍器に入る配線間には、ノイズカットの役割となるインダクタンス L のコモンモードフィルタ BOX をはさんでおり、希釈冷凍器内部にはカロリメータ直前のバイアス電流 I_b が微小となるように、1 K ステージにバイアス抵抗 R_b を直列にいれている。ローパスフィルタの役割となるコンデンサは、コモンモードフィルタ BOX 内部に図 3.9 のように Triax の希釈冷凍器側の内側の出口のところに 1.0、0.1、0.01 μF の積層セラミックコンデンサを並列に入れ、また、カロリメータにより近くなるように R_b 直前の 1 K ステージに図 3.7 のように 1.0 μF のコンデンサをはんだ付けした。

このときカットされる周波数帯域を求めるため、簡単のため、シャント抵抗は微小であるため $R_s = 0$

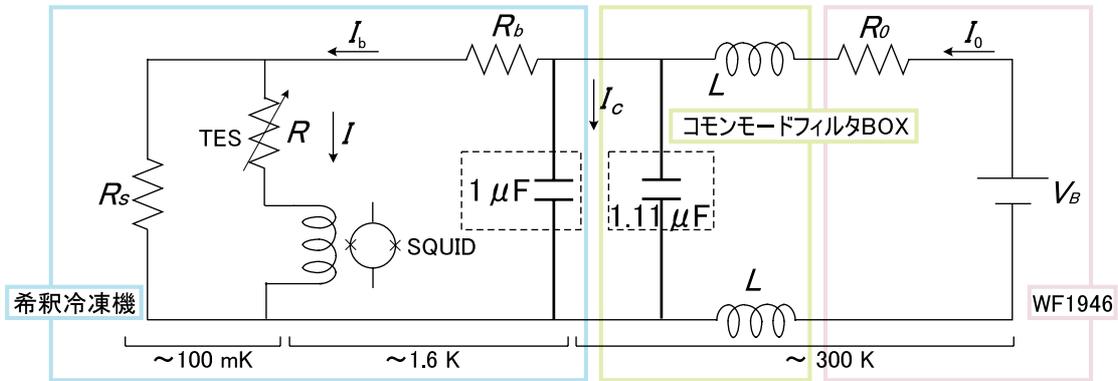


図 3.7: バイアス電源からの回路図

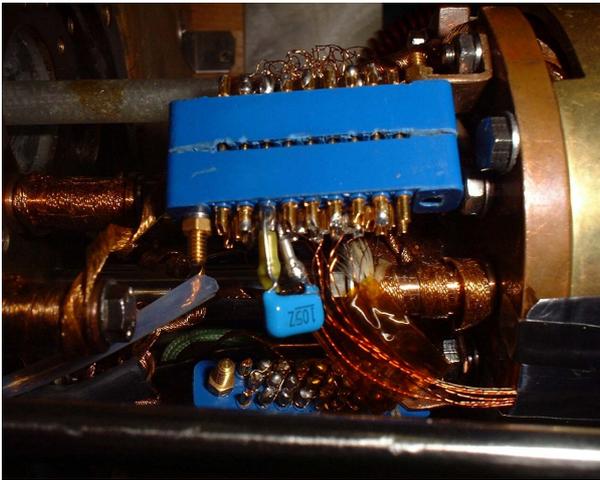


図 3.8: 1K ステージにはんだ付けした $1.0 \mu\text{F}$ のコンデンサ



図 3.9: コモンモードフィルタ BOX 内部

とし、 L は無視して図 3.10 のような回路を考える。

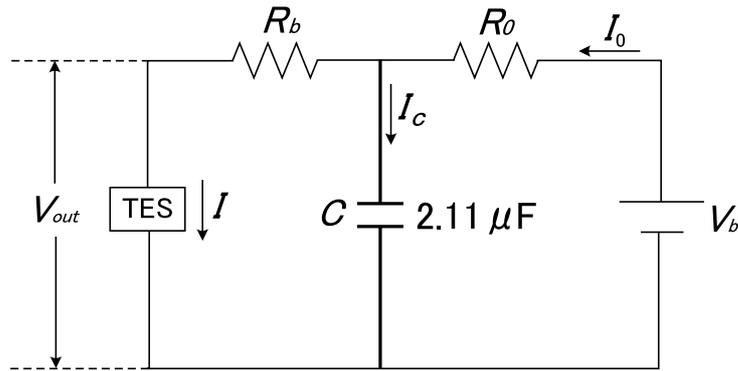


図 3.10: カットオフ周波数の計算回路図

このときながれる電流は

$$\begin{aligned} I_0 &= I_c + I \\ &= i\omega C R_b I + I \end{aligned} \quad (3.8)$$

という関係が成り立ち、また電圧は

$$\begin{aligned} V_b &= R_0 I_0 + R_b I \\ &= [R_0(1 + i\omega C R_b) + R_b] I \end{aligned} \quad (3.9)$$

という関係が成り立つ。これより、カロリメータにながれる電流は

$$\begin{aligned} I &= \frac{V_b}{R_0 + R_b + i\omega C R_0 R_b} \\ &= \frac{V_b}{R_0 + R_b} \frac{1}{1 + i\omega C \frac{R_0 R_b}{R_0 + R_b}} \end{aligned} \quad (3.10)$$

となる。ここで

$$\tau_V = C \frac{R_0 R_b}{R_0 + R_b} \quad (3.11)$$

とおくと、式 3.10 は

$$I = \frac{V_b}{R_0 + R_b} \frac{1}{1 + i\omega \tau_V} \quad (3.12)$$

となり、 V_b が一定の場合、 I の周波数特性は τ_V の時定数で減少することがわかる。ここで、 $R_0 = 50 \Omega$ 、 $R_b = 10 \text{ k}\Omega$ であるので、これを代入すると、 $C = 2.11 \mu\text{F}$ の場合のカットオフ周波数 f_{cV} は、式 3.11 より

$$\begin{aligned} f_{cV} &= \frac{1}{2\pi\tau_V} \\ &= \frac{1}{2\pi C} \frac{1}{R_0 + R_b} = 1516 \text{ Hz} \end{aligned} \quad (3.13)$$

と計算できる。これより、1516 Hz 以上の高周波側のノイズや発振を落とすことが期待できる。
また

$$\begin{aligned} I &= I_0 - I_c \\ &= I_0 - i\omega C R_b I \end{aligned} \quad (3.14)$$

より、

$$I = \frac{I_0}{1 + i\omega C R_b I} \quad (3.15)$$

$$\equiv \frac{I_0}{1 + i\omega\tau_I} \quad (3.16)$$

となり、電流固定の場合の時定数が

$$f_{cI} = \frac{1}{2\pi} C R_b = 7.5 \text{ Hz} \quad (3.17)$$

求められる。これより電流性ノイズのカットオフ周波数は、 $f_{cI} = 7.5 \text{ Hz}$ のローパスフィルタとして働くが、電圧性ノイズをカットする場合 $f_{cV} = 1516 \text{ Hz}$ となるので、ジョンソンノイズなどの電圧性ノイズをカットしたい場合は、低い周波数ではあまり効果がないようである。

以上の結果を確かめるために、SQUID 出力の周波数特性を評価する。これは、バイアス電源の DC バイアスを固定して、AC 成分の周波数を変化させたときの SQUID 出力を測定すればよい。この測定を周波数スキャンとよぶことにする。周波数スキャンのデータ取得条件を表 3.3 に示し、結果を図 3.11 に示す。測定において、カロリメータは超伝導の状態とし、DC バイアスのオフセット電圧は 0 V とした。

ここで、式 3.12 より

$$\begin{aligned} |I| &= \frac{V_b}{R_0 + R_b} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau_V)^2}} \\ &= \frac{V_b}{R_0 + R_b} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau_V)^2}} \end{aligned} \quad (3.18)$$

表 3.3: 周波数スキャンのデータ取得条件

measurement range	AC bias	bath temperature	DC bias
f [Hz]	V_{p-p} [mV]	T_s [mK]	V_{offset} [mV]
0.1-100 k	100	115.2	0

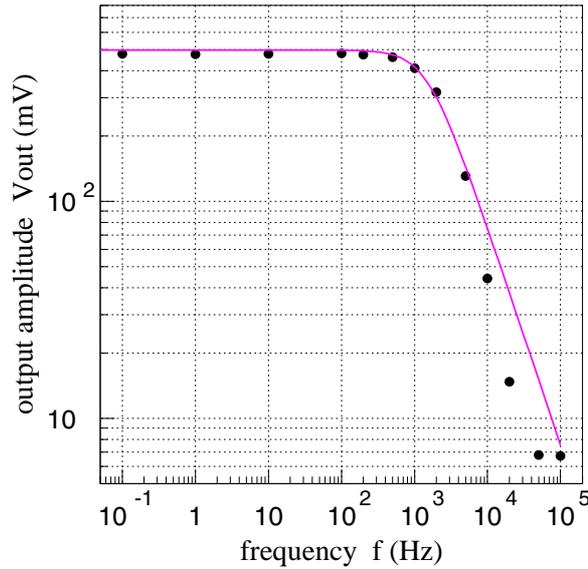


図 3.11: 周波数スキャン結果。黒点がデータ、マゼンタが見積もり。 $f_{cV} \sim 1516$ Hz 付近から周波数特性が落ちているのがわかる。

となる。ここで、SQUID の出力 V_{out} は、SQUID アンプの電流電圧換算係数を Ξ とすると

$$I = \frac{V_{out}}{\Xi} \quad (3.19)$$

という関係があるので、これより

$$|V_{out}| = \Xi \frac{V_b}{R_0 + R_b} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_V)^2}} \quad (3.20)$$

となる。ここで、図 3.11 での見積もりには $\Xi = 50$ kV/A, $V_b = V_{p-p} = 0.1$ V を用いた。図 3.11 において、マゼンタの線が見積もりであるが、見積もりと同様に $f_{cV} \sim 1516$ Hz 付近から周波数特性が落ちているのがわかり、 f_{cV} 以上の電圧性ノイズをおとすことができると期待できる。

3.6 カロリメータの組み込み

次に、カロリメータの固定方法を述べる。カロリメータホルダの材質には、ホルダそのものと、ホルダとカロリメータとの間の温度勾配がほとんど無くなるように熱伝導度の良い OFC(無酸素銅)を使用している。また、ホルダとカロリメータの熱伝導をよくするために、真空グリス APIEZON-N をうすく塗る場合もある。2cm 基板用組み込みホルダの設計図を図 B.1 に、TMU 素子用カロリメータホルダ設計図を図 B.2 に示す。



図 3.12: ボンディングマシン 1



図 3.13: ボンディングマシン 2

カロリメータと Au のボンディングパッド間は、Al のボンディングワイヤーで繋いでいる。ボンディングは宇宙研のボンディングマシンを用いて行った。図 3.12、3.13 に写真を示す。1の方は手でボンディングを行うもので、2の方はボンディングする場所の段差や距離を指定して自動でボンディングを行えるものである。ボンディングワイヤーには $\phi 25\mu\text{m}$ 、Al 99%、Si 1%のものを使用している。ボンディングパッドは、ホルダーに熱膨張率の低い特殊シリコン系の瞬間弾性接着材ペグ α を用いて接着し、ホルダーとの電気的な接触はない。ボンディングパッドからの配線は、超伝導配線である銅皮膜付き $\phi 97\mu\text{m}$ の NbTi 線を信号ペアごとにツイストして配線している。このツイスト線の上に Al テープを巻くことで振動によって生じるノイズの軽減を行い、超伝導シールドによる磁気シールドにもなっている。また、サンプルステージ上でしっかりとサーマルアンカーをとることで、カロリメータへの直接の熱流入を防いでいる。この配線は、抵抗測定 ($R-T$ 測定) の際には、ポート 4 の 26 way コネクタにつながる配線にスズメッキ IC ソケット で接続される。ホルダの温度測定には RuO_2 温度計を用いており、温度計測には Neocera 社 LTC-21 Temperature Controller を使用している。ここで測定される温度は実際には熱浴の温度であるが、 $R-T$ 測定など TES カロリメータに流れる電流が微小な場合には、カロリメータの発熱の影響は小さいとして、ここの温度を TES の温度とみなして測定を行う。

実際のカロリメータの動作の際には、ボンディングパッドからの NbTi 配線は、E/P に設置した IC ソケットによるシャント抵抗との並列回路につながる。このため、シャント抵抗の温度 T_s は、E/P の温度となる。このときの回路図を図 3.14 に示す。並列回路の入力はバイアス電源につながって

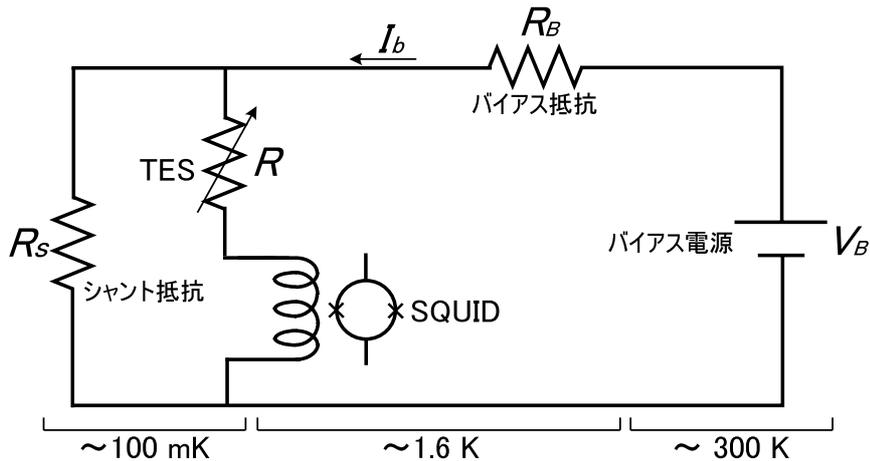


図 3.14: 動作時のバイアス電源回路。 $R_b = 10 \text{ k}\Omega$ である。

り、バイアスの配線の途中には並列回路に流れる電流を適度に抑えるために、バイアス抵抗 R_b として $10 \text{ k}\Omega$ の金属皮膜抵抗を入れている。このバイアス抵抗はバイアス電流を流した際の発熱による熱浴の温度上昇を考慮して 1 K pot に配置してある。バイアス抵抗と並列回路までの間の配線には熱伝導度の悪い銅皮膜無しのホルマル皮膜のみの $\phi 0.1 \text{ mm}$ の NbTi 線を用いており、この配線は 1 K pot に於いてもしっかりとサーマルアンカーをとっている。TES からの出力は 1 K pot に置かれている SQUID アンプへと繋がっている。SQUID アンプは Nb とパーマロイの 2 重シールドの中であり、しっかりと磁気シールドされている。SQUID のインプット端子と TES との配線にも上記の理由からホルマル皮膜のみの NbTi 線を使用している。ここで、TES に流れる電流 I は、すなわち SQUID へと入力される電流である。SQUID の出力には、Tektronix 社 TDS3012 オシロスコープを用いて読み取っている。

3.7 測定方法

以下では素子の性能評価のために行った測定について説明する。

3.7.1 $R-T$ 測定

カロリメータの性能評価を行うにあたって、まず初めに素子の温度 T と電気抵抗 R の関係 ($R-T$ 特性) を測定し、素子の転移温度 T_c 、転移幅、転移の様子などからカロリメータとして動作させることが可能かどうか調べることが必要である。 $R-T$ 特性を測定する方法として、定電流の下で抵抗を直接測定する方法と定電圧バイアスの下で TES に流れる電流変化から抵抗に換算する方法の 2 つがある。どちらの方法に対しても温度コントロールには、Picowatto 社 AVS 47/TS-530 を使っている。また、測定される温度は、熱浴の温度となるので TES と熱浴との間で温度差ができないように流す電流は極微小でなければならない。

定電流を流す方法では、サンプルの温度測定にはホルダ上に固定した RuO₂ 温度計を使用し、LTC-21 で読み出している。抵抗値の測定には Linear Research 社 LR-700 を使用し、4 端子法を用いて約 16 Hz の交流電流をサンプルに流して抵抗値を測定している。ここでは、20 μV-20 Ω (1 μA)、20 μV-2 Ω (10 μA) のレンジで測定を行っている。定電圧の方法では、SQUID の出力レベルの変化を測定する。SQUID 出力 V_{out} と TES に流れる電流 I の間には、SQUID アンプの電流電圧換算係数 Ξ を用いて、

$$I = \frac{V_{\text{out}}}{\Xi} \quad (3.21)$$

という関係がある。また、 I には TES の抵抗 R 、シャント抵抗 R_s 、パラシティック抵抗 R_p を用いて、

$$I = \frac{R_s}{R + R_s + R_p} I_b \quad (3.22)$$

ここで、 I_b は、バイアス電流である。この式より、素子の抵抗値を計算することが出来る。素子の転移温度は、

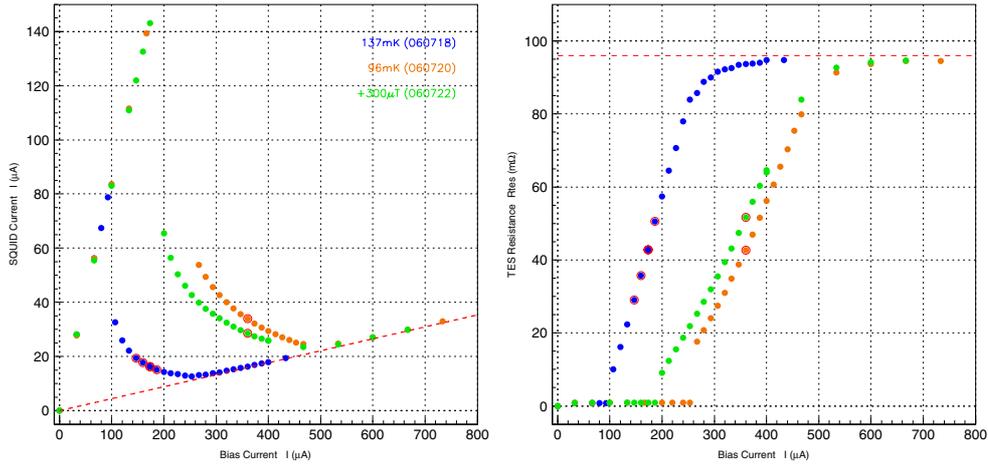
$$f(R_0, T_c, T_1, T_2, R_c) = \frac{R_0}{(1 + \exp(-(T - T_c)/T_1))(1 + \exp(-(T - T_c)/T_2))} + R_c \quad (3.23)$$

という関数でフィットした時の T_c で定義している。

3.7.2 I - V 測定

ある程度のバイアス電圧 V_b を TES にかける、TES を常伝導の状態にし、その状態から熱浴温度 T_s を一定になるように温度コントロールをかけ、 V_b を下げていき TES に流れる電流 I を測定する。このときの TES にかかる電圧 V と I の関係を一般に I - V 特性と呼んでいる。ここで、 V_b を変化させ、SQUID から出力される DC レベルの変化を調べ I_b - I の関係を求めると、図 3.15 の左のグラフのようになる。これをみると、 I が I_b に比例する領域と R に依存して減少する 2 つの領域があることがわかる。この I_b が小さい場合 (< 200 μA) と大きい場合 (> 600 μA) の比例する領域では、 R は一定でありそれぞれ TES が超伝導、常伝導になっている状態である。中間の領域では TES が超伝導-常伝導遷移の途中の状態にあり、よってこの領域をカロリメータの動作点として用いている。カロリメータの抵抗値 R は式 (3.21)、(3.22) の関係を用いることで I_b - I のプロットから求めることができ、図 3.15 の右のグラフのようになる。このような測定は、毎回の性能評価で行っている。ここで、TES を流れる電流 I は、SQUID を用いて測定するため変化量を測定することのみ可能となる。そこで、TES が常伝導となる領域において I_b vs I が正比例するように補正をかけることで、電流値の絶対量を明らかにできる。

TES を流れる電流 I と T_s の関係は、熱のつりあいの式

図 3.15: I_b - I 関係の例

$$RI^2 = \frac{G_0}{n}(T^n - T_s^n) \quad (3.24)$$

より

$$I = \sqrt{\frac{G_0 T^n}{nR} \left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right)} \quad (3.25)$$

$$= \frac{G_0 T^n}{nI_b} \frac{R + R_s}{RR_s} \left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right) \quad (3.26)$$

となる。これより、ある抵抗 R における温度 T 、 G_0 、 n の値が個々の測定においてほぼ同じであると仮定すると

$$I \propto \left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right) \frac{1}{I_b} \quad (3.27)$$

となり、 I_b に対する I は T_s のみに依存することになり、 T_s がそれぞれの測定で同じならば、それぞれの測定での I は同じ値を示すことになる。これは磁気シールドなどの測定環境にはよらない。

また、この測定の際には、他に X 線パルス、TES のノイズレベルを記録している。この 2 つから個々のバイアス電圧についての S/N 比を計算することができ、X 線パルス取得時の動作点決定の目安としている。

3.7.3 臨界電流測定

上で述べた測定の外に素子の重要な特性に臨界電流がある。超伝導状態にある物質に一定量の電流を流すと超伝導状態から常伝導状態へ移行する。この電流の最大値が臨界電流である。この測定では、超伝導状態にある素子にすばやくバイアス電圧を掛け、超伝導状態が壊れるときの電圧を記録する事で臨界電流を測る。

3.7.4 パルスとノイズデータ取得

$I-V$ 測定時の X 線パルス、ノイズレベルから、データ取得するバイアス電圧を決定する。パルス、ノイズデータは YOKOGAWA DL708 を使用し、プログラムによりパルスとノイズは同時取得が可能で、前半をノイズ、後半をパルスとしている。またノイズデータは FFT アナライザでも取得している。

第4章 磁場に対する応答特性の評価

ここでは TES の磁場に対する耐性を調べた実験の結果をまとめる。

我々の研究チームではこれまでに SII-14b という素子で 5.9 keV の X 線に対して 6 eV という優れたエネルギー分解能を記録している。しかしながら、この結果は鉛シールドで地磁気を十分に遮断した測定条件の下での結果であった。そこで今回、磁場に耐性を持つような新たな構造を持つ TES カロリメータ、SII-182 を SII と共同開発しこれに対する冷却試験を行い、従来の構造の TES との磁場耐性の違いを評価した。

4.1 セットアップ

基本的なセットアップは 第 3 章を参照の事。磁場の印加は、希釈冷凍器 IVC の外筒の外側 (Pb シールドの内側部分に当たる) に巻いたコイルに電流を流して磁場を発生させるという方法をとった。このコイルに電流を流すことによって発生する磁場の大きさは 15 mT/1.52 A である。電源には、KEITHLEY 236 SOURCE MEASURE UNIT を使用した。液体 He 温度でのコイル抵抗は、 ~ 0.7 m Ω である。セットアップの様子を図 4.1、4.2 に示す。



図 4.1: 磁場かけ測定のセットアップ



図 4.2: コイルの電源装置

4.2 素子

ここでは今回比較測定を行った 3 つの TES カロリメータについてふれておく。

4.2.1 SII-14b

まず従来の構造を持つ TES についてみていく。

この素子は図 4.2.1 のように TES と Nb(Ti 層を含む) の配線部を電流が流れる仕組みになっている。その下には SiN_x でできたメンブレンと呼ばれる薄い膜が張られていて、その下に Si 基板がある。表 4.1 に SII-14b の各パラメータを示す。

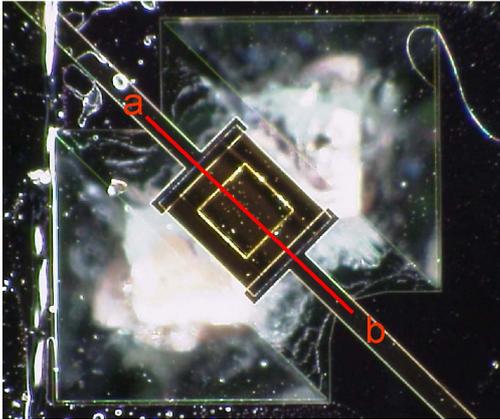


図 4.3: SII-14b の顕微鏡写真 (100 倍)

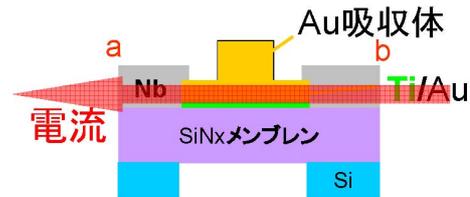


図 4.4: SII-14b の断面

表 4.1: SII-14b のパラメータ

TES サイズ	500 × 500 (μm)
Ti/Au の厚さ	40/110 (nm)
吸収体のサイズ	300 × 300 (μm)
吸収体の厚さ	300 (nm)
配線	一方通行型
配線の厚さ	Nb: 0.2 / (Ti: 0.04) (μm)
メンブレン	ブリッジタイプ
メンブレンの厚さ	1 (μm)

4.2.2 SII-182

次に今回新たに開発した新構造の素子 SII-182 についてみていく。この素子の断面 (図 4.5 の a~b で切る) は図 4.6 のようになっていて TES や Nb 配線部は同様の構造となっているが、その下に SiO₂ のメンブレン、Al 配線、SiN_x のメンブレン、そして Si 基板という構造になっている。電流は行き (TES と Nb 配線部) と帰り (Al 配線部) で異なる経路を通る。表 4.2 に SII-182 の各パラメータを示す。SII-182 にはコリメータ (~ 230 μm) を 2 枚重ね、~ 100 μm としたものを付けた (図 4.7)。

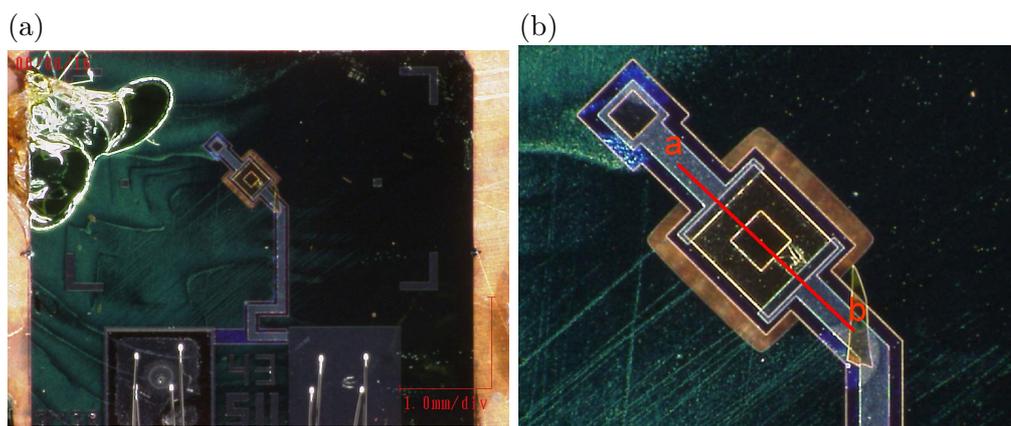


図 4.5: (a)SII-182 の顕微鏡写真 (50 倍)、(b) 同 (150 倍)

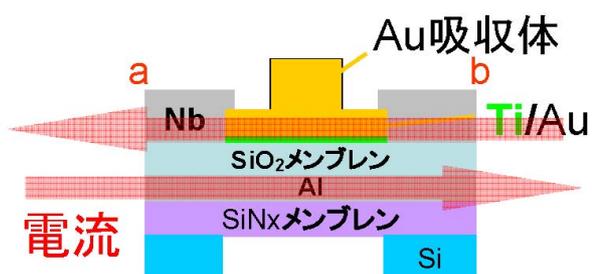


図 4.6: SII-182 の断面図

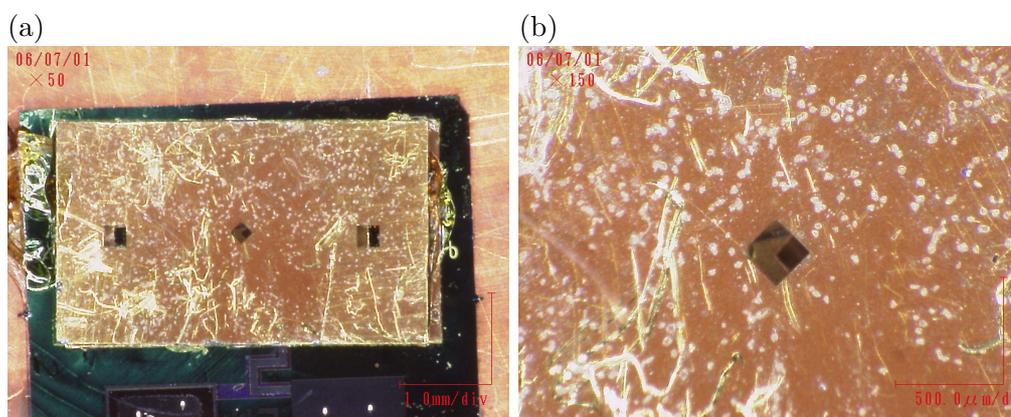


図 4.7: (a) コリメータ付きの写真 (50 倍)、(b) 同 (150 倍)

表 4.2: SII-182 のパラメータ

TES サイズ	350 × 350 (μm)
Ti/Au の厚さ	40/120 (nm)
吸収体のサイズ	150 × 150 (μm)
吸収体の厚さ	500 (nm)
配線	折り返し型
配線の厚さ	Nb: 0.25 / Al: 0.1 (μm)
メンブレン	全面タイプ
メンブレンの厚さ	SiO ₂ : 0.15 / SiNx: 1 (μm)

4.3 測定・結果

4.3.1 磁場なし測定

まず磁場なしで測定した結果を SII-14b・SII-182 を比較しながらまとめる。測定は SII-14b については '02.08 に行った。また SII-182 については '06.07 に行った。

始めに SII-182 の R - T カーブを図 4.8 に示す。赤・青は LR700 による測定結果でピンクが SQUID を用いた R - T 測定の結果である。

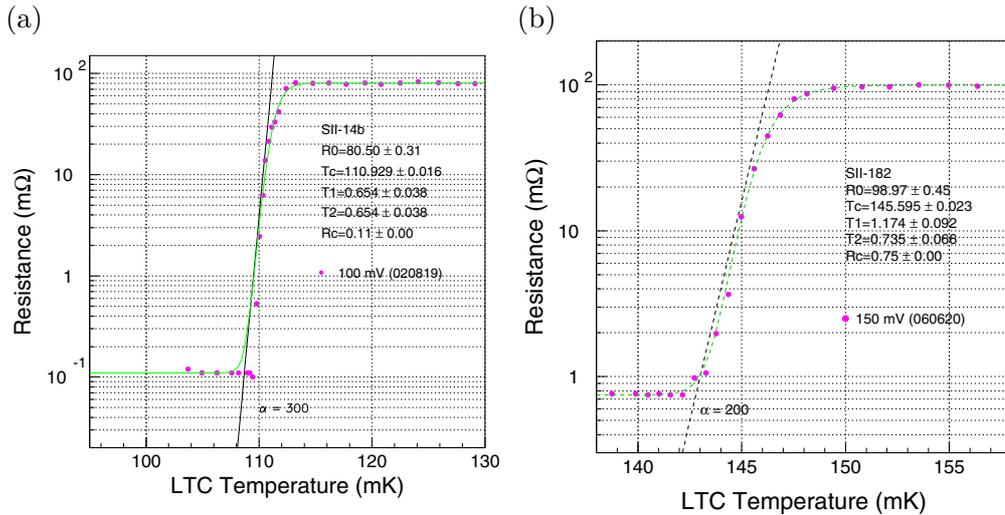


図 4.8: 磁場をかけない時の R - T カーブ

磁場なし測定の動作点のパラメータを表 4.3 に示す。

表 4.3: 2 素子の各動作点におけるパラメータ

	SII-14b	SII-182		SII-14b	SII-182
熱浴温度 (mK)	37.5	96.2	TES 抵抗 (mΩ)	37.9	42.7
バイアス抵抗 (kΩ)	15	同	TES 温度 (mK)	104.8	146.2
シャント抵抗 (mΩ)	3.088	4.440	熱伝導度 (nW/K)	1.18	1.40
バイアス電圧 (V)	4.4	5.4	熱容量 (pJ/K)	2.09	1.17
TES カレント (μA)	32.19	33.90	感度 α	71.9	64.0

以下に X 線照射実験の結果を示す。

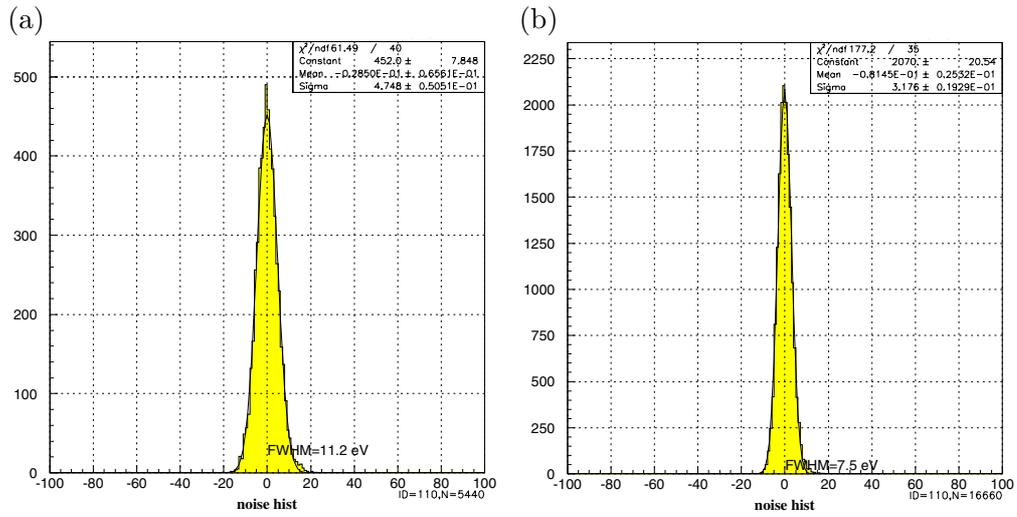


図 4.9: 各動作点でのベースライン幅。(a)14b (b)182

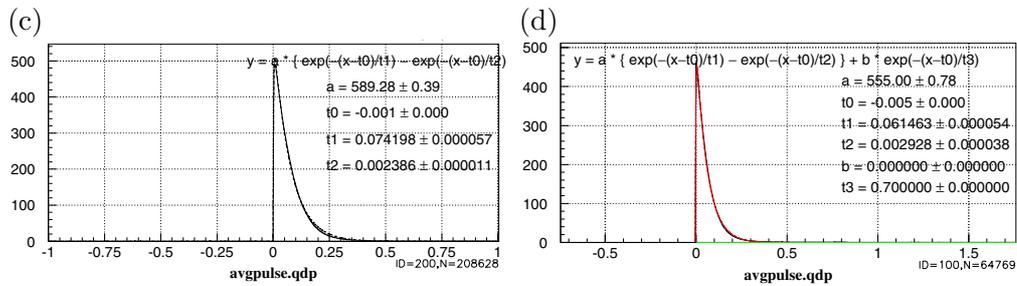


図 4.10: 各動作点での平均パルス。(c)14b (d)182

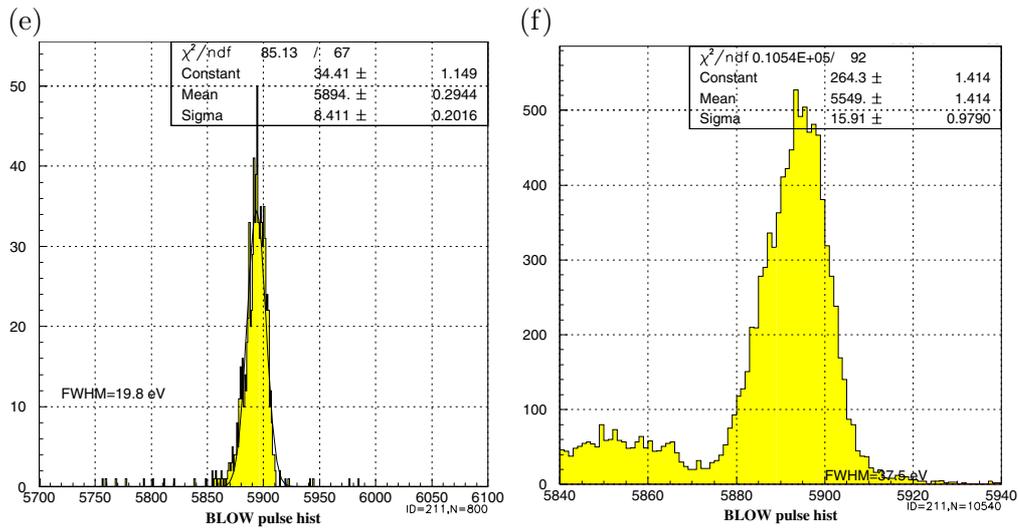


図 4.11: 各動作点での Mn-K α のエネルギースペクトル。(e)14b (f)182

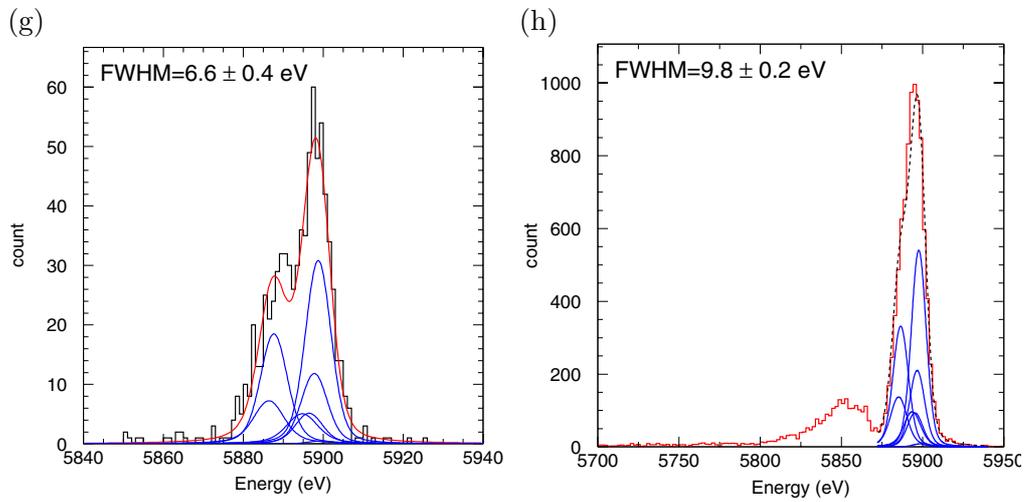


図 4.12: 各動作点での Mn-K α のスペクトル (ローレンツィアンフィット)。(g)14b (h)182

4.3.2 磁場かけ測定

磁場のかかった状態での測定は過去(2004年2月)にSII-14bでも行われた。ここではSII-14bと今回のSII-182の測定結果を比較する。

まず、以下にそれぞれの $R-T$ カーブを示す。

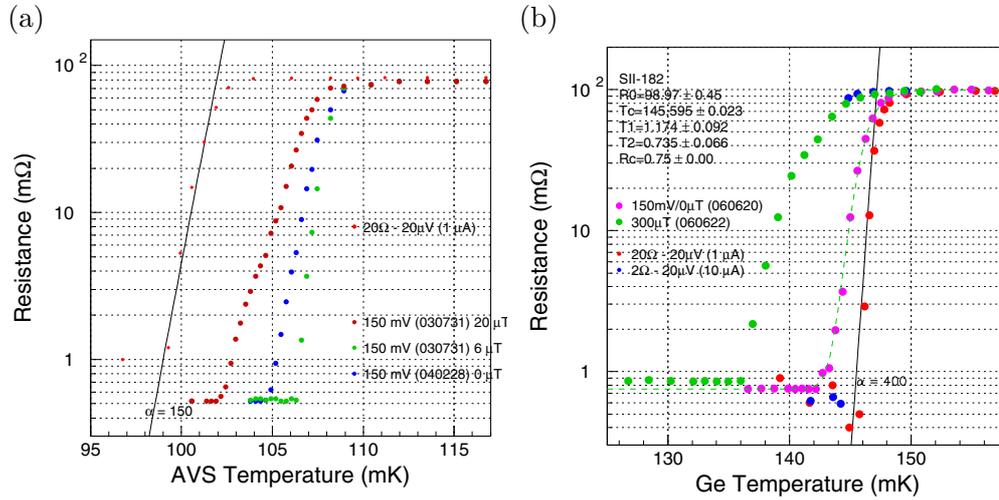


図 4.13: 磁場かけ測定の RT カーブ。(a)SII-14bの $R-T$ カーブで濃い赤のプロットが20 μ Tかけた時。(b)SII-182の $R-T$ カーブで緑が300 μ Tかけた時。

続いて図 4.14 に SII-14b の $I-V$ 測定の結果を示す。図中の赤色が $0\mu\text{T}$ でピンク色が $300\mu\text{T}$ におけるデータである。

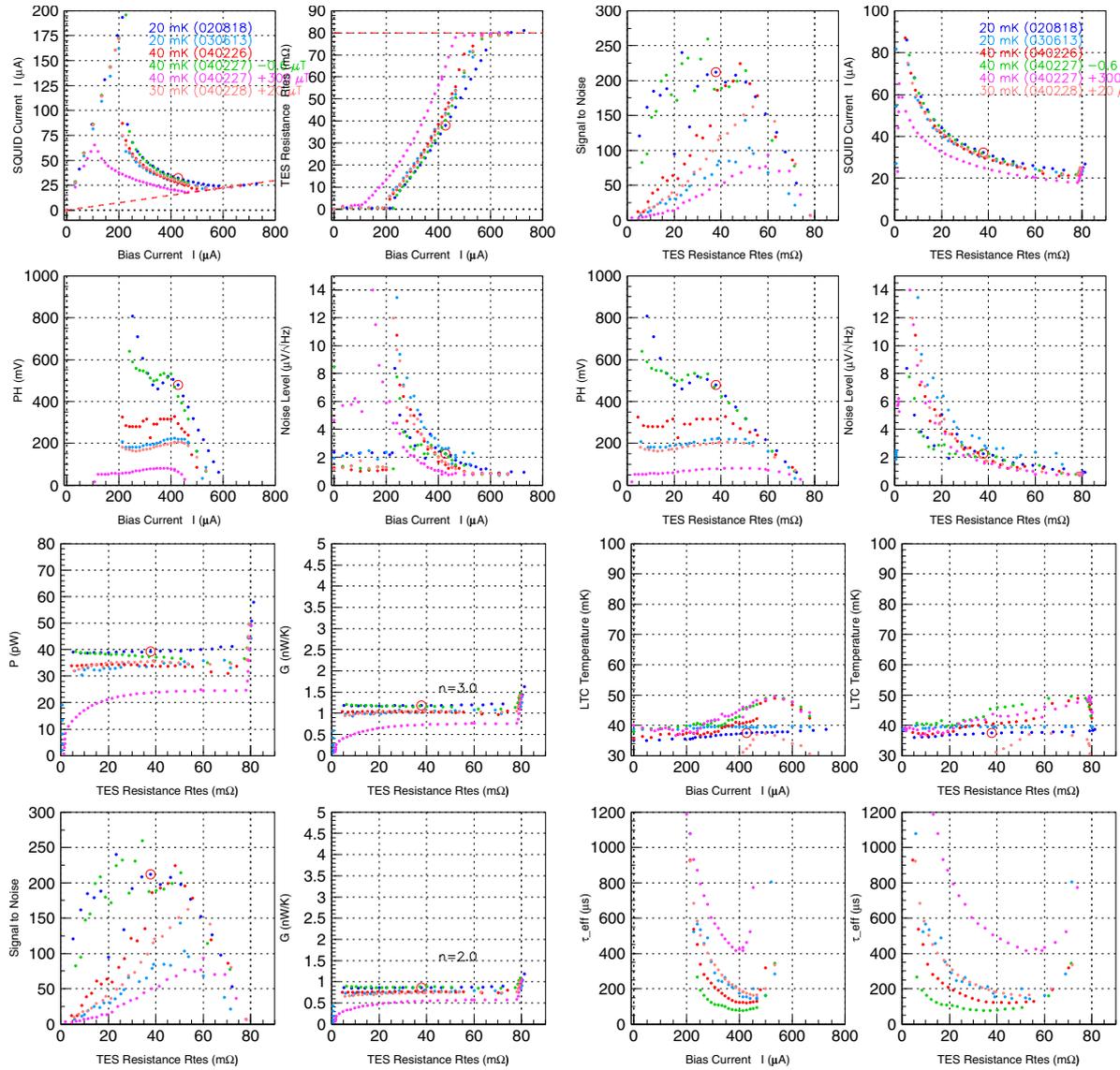


図 4.14: SII-14b の $I-V$ 測定の結果

同様に図 4.15 に SII-182 の $I-V$ 測定の結果を示す。図中の黄色が $0\mu\text{T}$ で緑が $300\mu\text{T}$ におけるデータである。

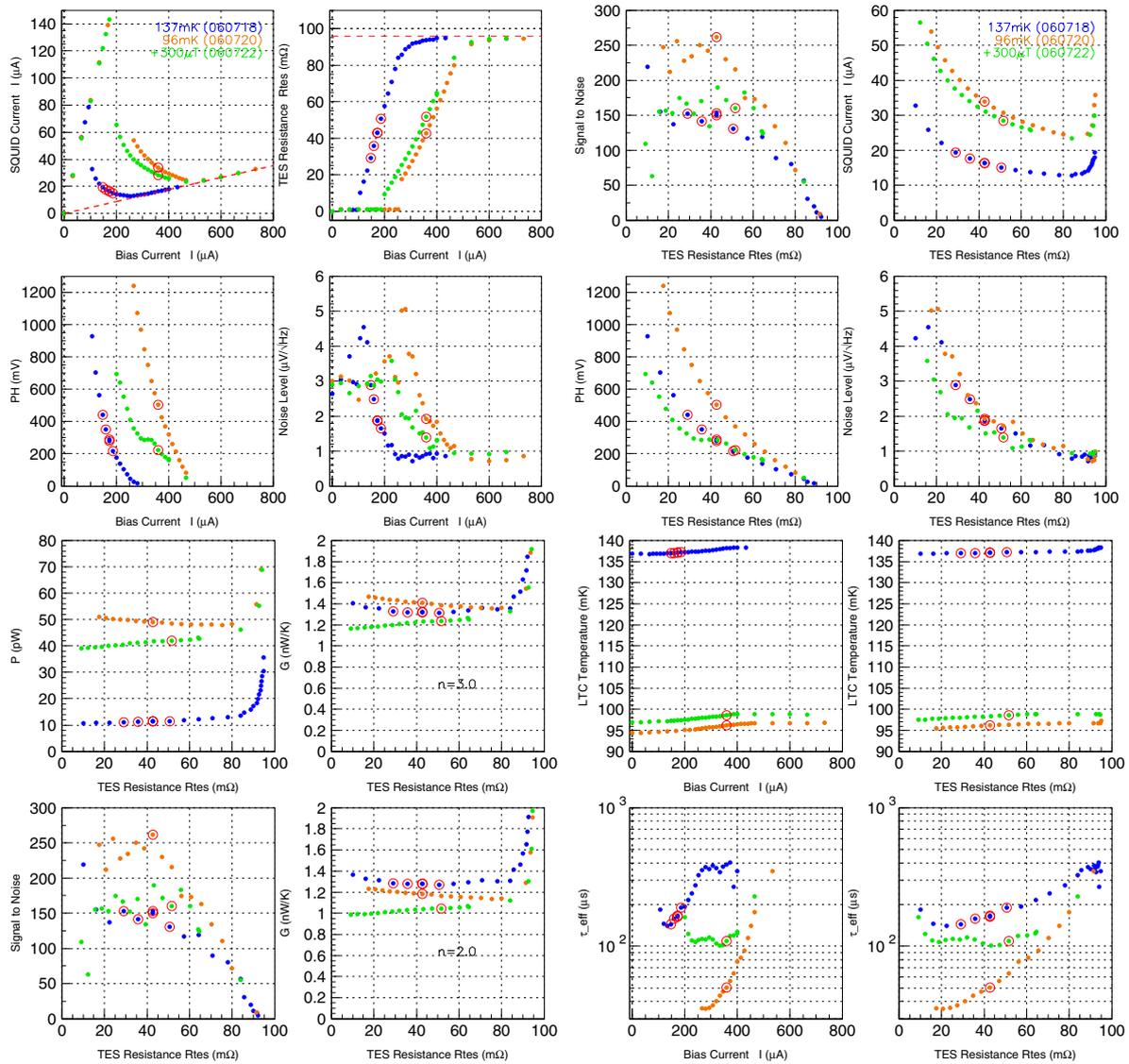


図 4.15: SII-182 の $I-V$ 測定の結果

次に SII-14b と SII-182 の臨界電流の比較を図 4.16 に示す。赤色のプロットが SII-14b に 300 μ T かけた時の結果、黄緑が SII-182 に 300 μ T かけた時の結果である。SII-14b の転移温度は電流をかけるると大幅に低くなるのに対して、SII-182 の方は大きな電流をかけてもあまり変化しないのが分かる。

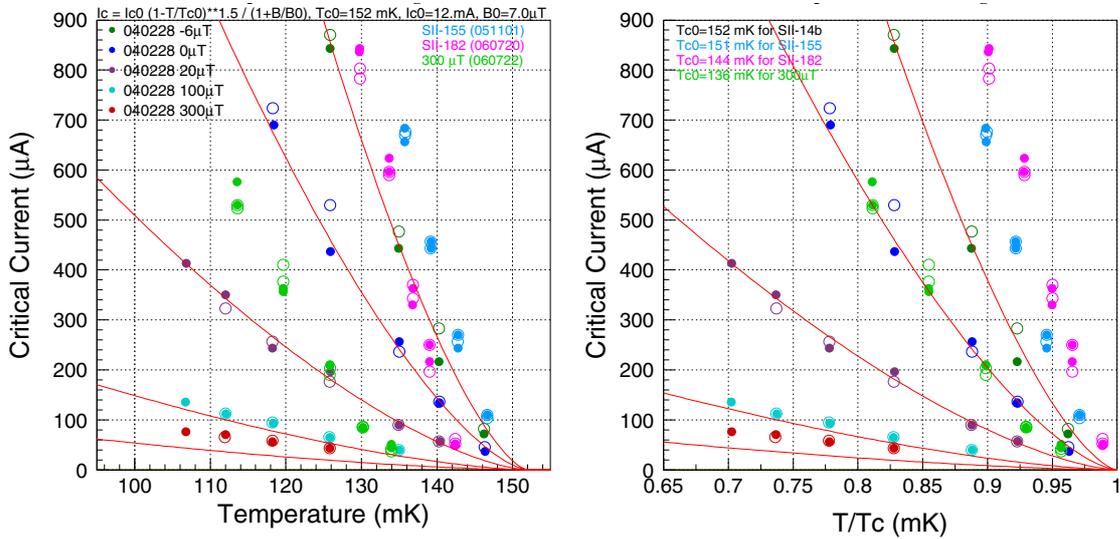


図 4.16: 臨界電流測定の結果

続いて磁場スキャン結果を示す。まず SII-14b は図 4.17 の様な結果となった。SII-14b はパルスハイトの半減するのが $\sim \pm 15 \mu\text{T}$ 程度であった。次に SII-182 の結果を図 4.18 に示す。こちらの素子は 2 回の磁場スキャンを行い、1 回目が赤のプロット、2 回目が青のプロットである。2 回目の方は、1 回目よりもより広いレンジで磁場を変化させた。緑の線が磁場の変化を追ったものである。SII-182 の方はパルスハイトの半減するのが $\sim \pm 200 \mu\text{T}$ 程度になっている。

この結果から磁気シールド構造のない SII-14b に比べ、構造を持っている SII-182 は明らかに磁場に対する耐性が強くなっていると言える。

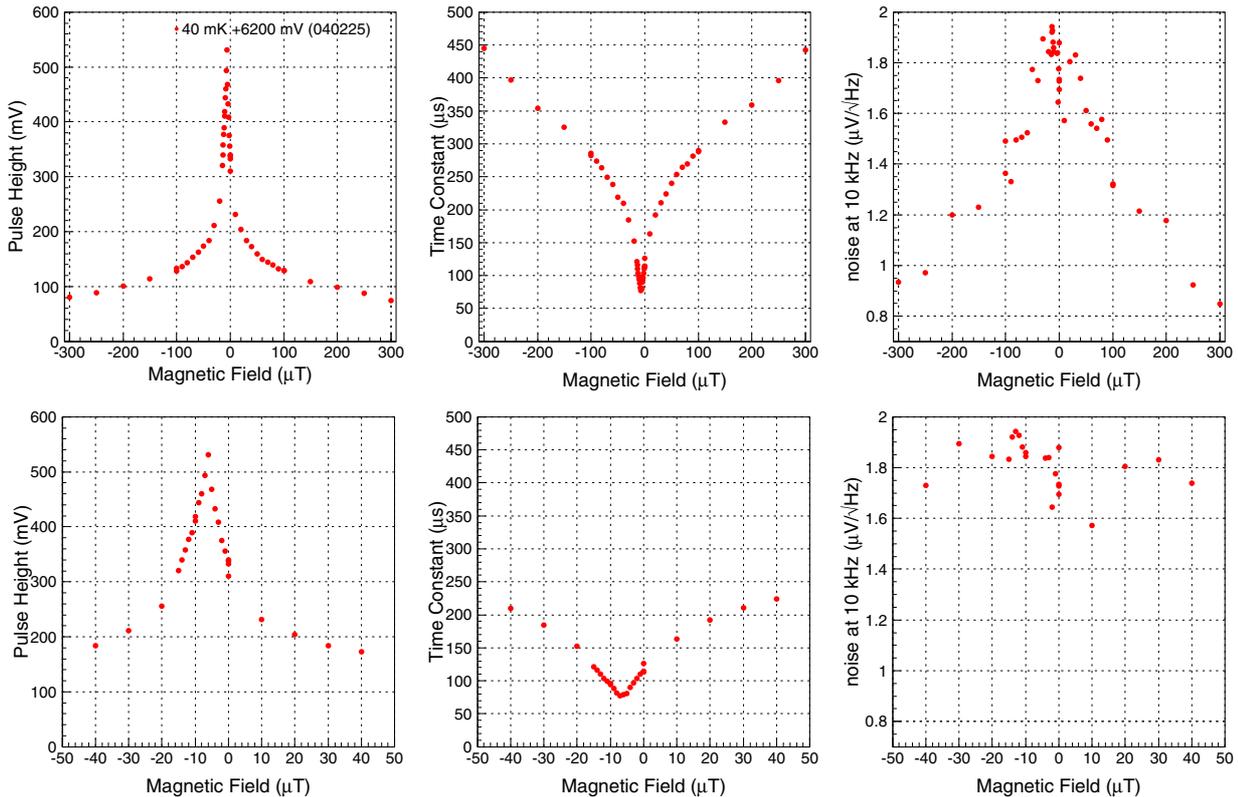


図 4.17: SII-14b の磁場スキャン結果。下段は上段のピーク部分を拡大したもの。

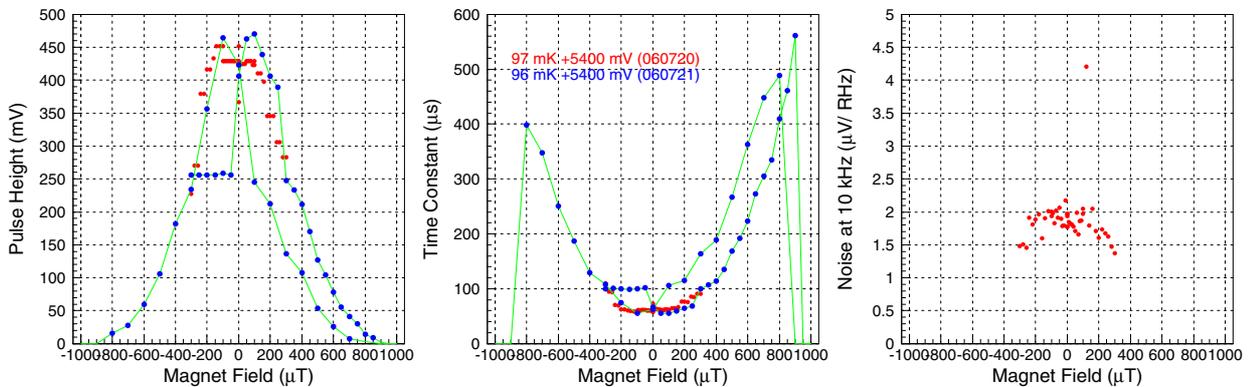


図 4.18: SII-182 の磁場スキャン結果。2 日目にはノイズの測定を行っていない。

磁場かけ状態での X 線照射

磁場 $300\mu\text{T}$ をかけた状態での SII-182 に対する X 線照射の結果を以下に示す。

まず動作点のパラメータを表 4.4 に示す。

表 4.4: SII-182 の動作点におけるパラメータ

熱浴温度 (mK)	98.6	TES 抵抗 (m Ω)	51.6
バイアス抵抗 (k Ω)	15	TES 温度 (mK)	146.5
シャント抵抗 (m Ω)	4.440	熱伝導度 (nW/K)	1.24
バイアス電圧 (V)	5.4	熱容量 (pJ/K)	1.35
TES カレント (μA)	28.5	感度 α	~ 40

次にベースライン (X 線が入ってきていない時のゆらぎの大きさ) と平均のパルス波形を示す。

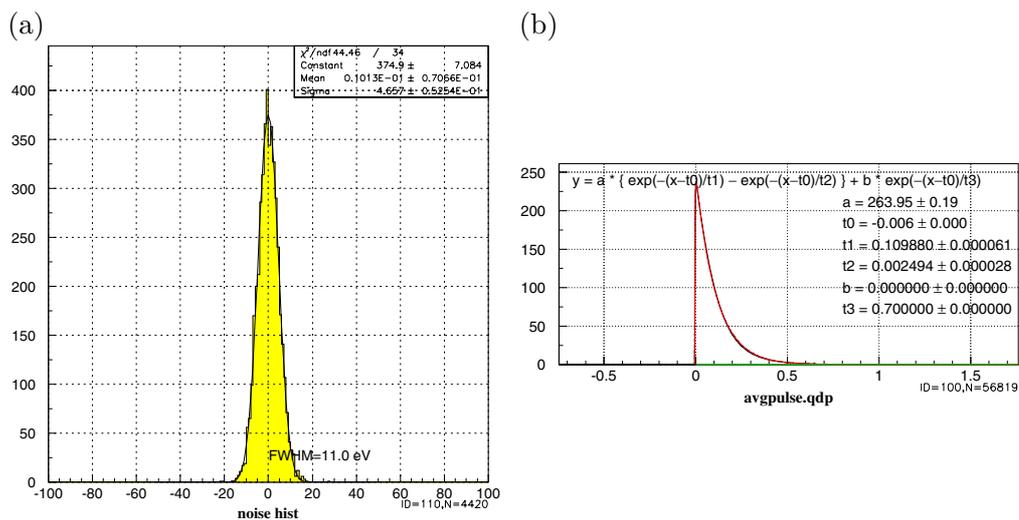


図 4.19: (a) 動作点におけるベースラインと、(b) 平均パルス。

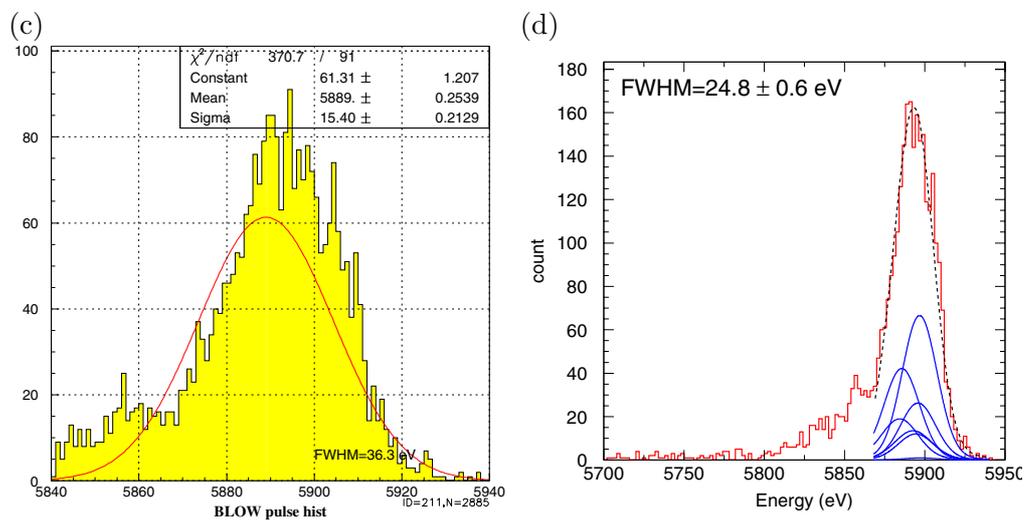


図 4.20: (c) 動作点での Mn-K α のスペクトル (ガウシアン) と、(d) ローレンツィアン。

第5章 インハウスプロセスによる素子の製作

我々の研究チームではこれまで企業・他研究機関との共同開発でカロリメータを製作してきた。しかし、この手順では製作から測定・性能評価までの一連の流れに時間がかかり、評価の結果を製作サイドにフィードバックするのに手間がかかってしまっていた。そこで我々は素子を自作するプロセスをチーム内で立ち上げ、その素子の性能向上を目指している。

この章ではこれまで行ってきた企業との共同開発の TES カロリメータではなく、インハウスプロセスで自作した TES カロリメータについて、その製作の過程を述べる。以下では自作した素子 (Ti/Au をスパッタしただけのものを含む) を TMU 素子と呼ぶ事にする。

5.1 プロセスの流れ

最初に製作の行程を簡単にまとめておく。各行程の詳細は後で述べる。

— Si 基板への窒化膜 (Si_3N_4) 成膜

1. 4inch の Si 基板に窒化膜を成膜し、2cm 角にダイシングする。

— TES 形成

1. Si 基板に Ti/Au をスパッタする。
2. 表面に保護膜レジストを塗布し、裏面には DRIE 用のレジストパターンングを作り窒化膜を DRIE する。
3. レジストをアセトン・IPA(イソプロピルアルコール)・純水洗浄で除去する。
4. 表面に TES 用のレジストパターンングを作り Au・Ti をエッチングする。
5. レジストを除去する。

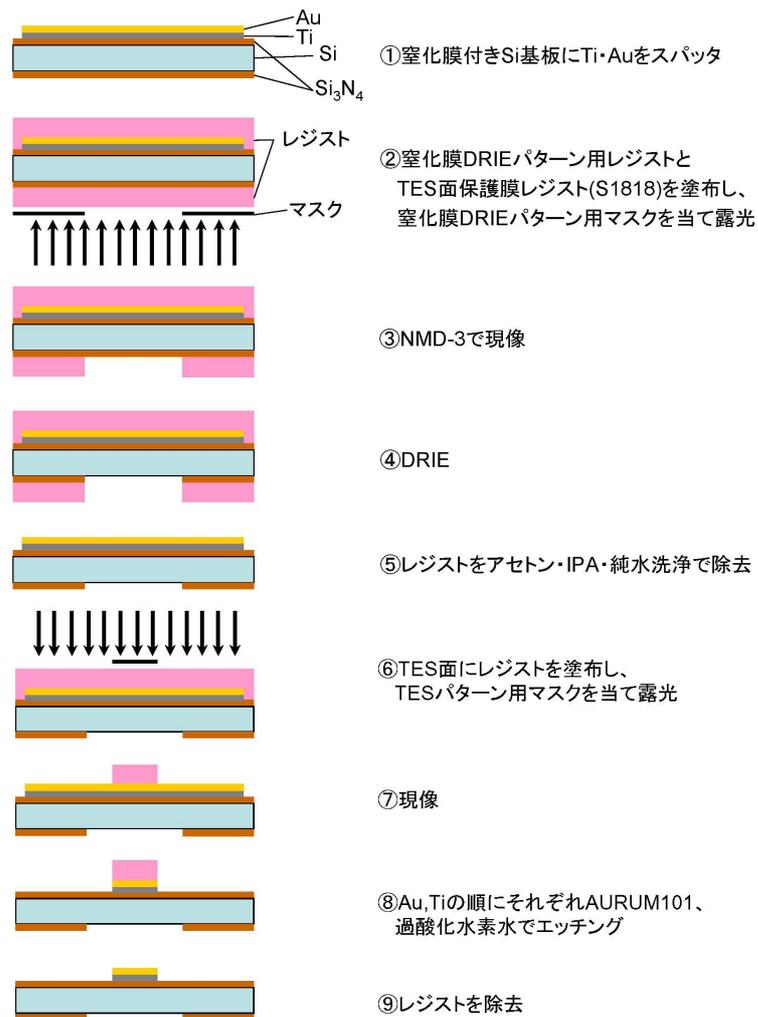


図 5.1: TES 形成のプロセスフロー

— Al 形成

1. 表面に Al 配線用のレジストパターンニングを作り Al をスパッタする。
2. レジストを除去する。

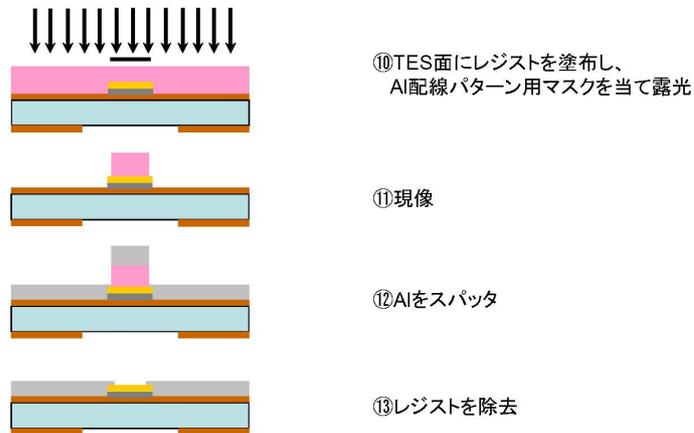


図 5.2: Al 配線形成のプロセスフロー

— 吸収体形成

1. 表面に Au 吸収体用のレジストパターンニングを作り Au を EB 蒸着する。
2. レジストを除去する。

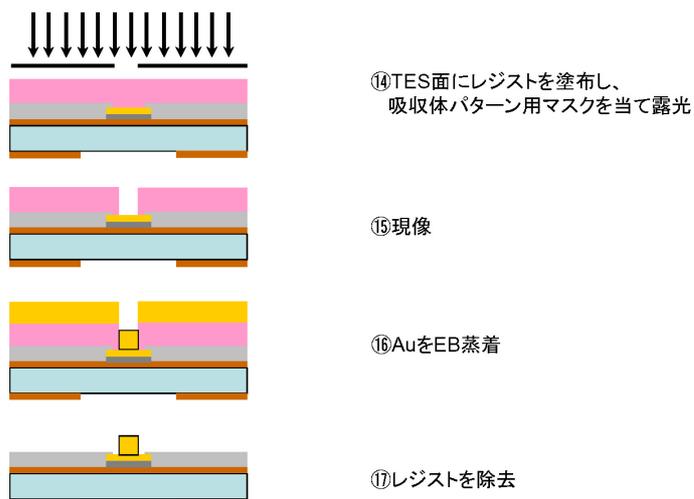


図 5.3: Au 吸収体形成のプロセスフロー

— メンブレン構造形成

1. 表面に保護膜レジストを塗布し、KOHでSiをエッチングする。
2. レジストを除去して完成。



図 5.4: KOH エッチングのプロセスフロー

5.2 各行程の詳細

5.2.1 窒化膜付け・ダイシング

TES 製作のプロセスはまず Si 基板へ窒化膜を付ける事から始められる。窒化膜付けは生産研にある SAMCO 社製の LPCVD 装置で行う。写真を図 5.5 に示す。4inch の Si 基板に窒化膜を付けた後は、2cm 角にカットする。この行程は産総研にある DISCO 社製 DAD522 で行う。写真を図 5.6 に示す。



図 5.5: LPCVD 装置



図 5.6: ダイシングソー

5.2.2 TES 形成

Si 基板を 2cm 角の基板 (以下、単に 2cm 基板と呼ぶ) にカットしたら、TES 部分となる Ti/Au を Ti、Au の順にスパッタリングによって成膜する。その際、事前に Si 基板に逆スパッタして表面をきれいにする。スパッタリングは都立大 Ti/Au スパッタ装置で行う。

都立大 Ti/Au スパッタ装置

まずスパッタリングの原理を述べる。0.1 Pa 程度の Ar 気体中で電極間に数百 V の電圧を掛けてやると、電極間にグロー放電が発生する。このグロー放電により、放電空間に Ar のプラズマが形成され、そのイオンが加速されターゲット表面に衝突する。すると、ターゲット表面がスパッタされ、そのスパッタ粒子が予め配置しておいた基板上に沈着してターゲット材料からなる薄膜が形成される仕組みである。

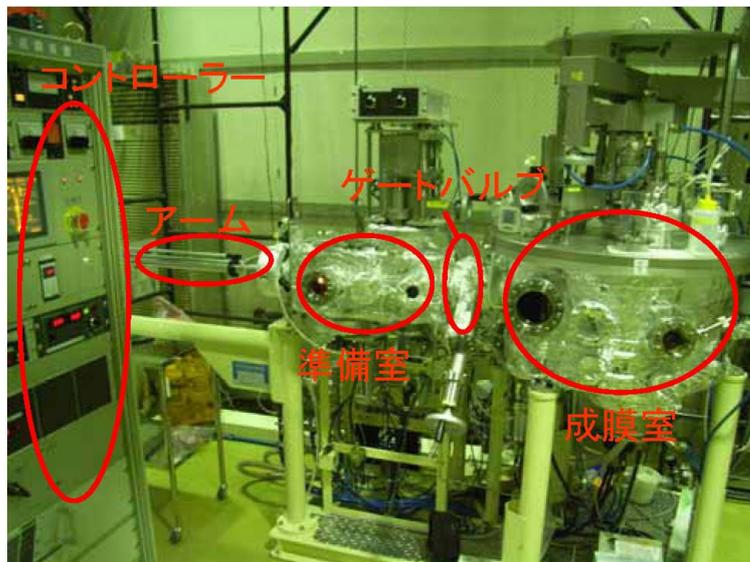


図 5.7: Ti/Au スパッタ装置

装置の写真を図 5.7 に示す。この装置は DC マグネトロンスパッタによって Ti と Au の薄膜を成膜することが出来、準備室と成膜室の 2 つに分かれている。図 5.7 の左部分が準備室で基板を交換したり、逆スパッタを行い、右部分が成膜室で Ti と Au をスパッタする。準備室と成膜室はゲートバルブを挟んでつながっており、成膜室を大気にさらすことなく準備室を開けて基板の交換を行う事が出来る。この為、成膜室は高真空対応となっており $\sim 1 \times 10^{-7}$ Pa まで到達し、不純物の少ないクリーンな環境で成膜する事が出来る。なお、このスパッタ装置はクリーンブースの中に置かれ、基板交換で準備室を開ける時に入るダストの量を最小限に抑えてある。仕様を表 5.1 に示す。

表 5.1: 超伝導薄膜成膜装置の仕様

準備室 到達真空度	$\sim 1 \times 10^{-5}$ Pa
準備室 基板収容枚数	$\phi 2$ インチが 3 枚
準備室 逆スパッタ性能	放電がたち逆スパッタできる
成膜室 到達真空度	$\sim 1 \times 10^{-7}$ Pa
成膜室 基板収容枚数	$\phi 2$ インチが 1 枚
ターゲット-基板距離	60 mm
シャッター	自動制御
成膜室 基板加熱	800 以上
スパッタ時の Ar 圧力	11.7 sccm
成膜速度	Ti 59.5 nm/min Au 154.7 nm/min
膜厚分布	± 5 %以内

次に TES の形成を行う。まず裏面の窒化膜を DRIE (Deep Reactive Ion Etching) という方法でドライエッチングする。これは後でメンブレン構造形成の為に裏面から Si をエッチングするからである。この際、TES をエッチングから保護する為に TES 側にはレジスト S1818 を塗布しておく。この行程は産総研にある Alcatel Vacuum Technology 社製 Alcatel 601E System で行う。写真を図 5.8 に示す。



図 5.8: DRIE 装置

レジスト・スピンのコーター

レジストは酸やアルカリに耐えて金属(今回のような薄膜など)の化学的加工に有用な有機塗料である。感光性を持ったレジストには(図 5.9 のように茶色の瓶に入れられ、太陽光に直接当たる事のないようにイエローブース内で管理されている)、光が当たったところのみアルカリで除去できるようなポジ型と、光の当たったところのみ硬化して化学処理に強くなるネガ型がある。本研究では薄く塗ることができるローム&ハース社のポジ型レジスト S1818 を採用した。TES の膜厚が ~100 nm なので、それ以上の厚さのレジストならどれでも使えるが、厚塗りレジストを使うとレジスト塗布やプリベークなどの作業において扱いが難しく、条件出しが大変となる。レジストは厚みを均一につけることが重要で、薄塗りレジストは粘性が低いので簡単にムラなく塗ることができる。塗布には、遠心力を利用した回転法やかけ流し法、浸漬法と色々あるが、本研究ではスピンのコーターを用いて回転によってレジストを塗る方法を取った。スピンのコーター、ミカサ社製 1H-DX の写真を図 5.10 に示す。レジストの膜厚はスピンのコーターの回転数および回転数を上げるピッチ、レジストの粘性度によって決まる。同じレジストでも回転数やピッチによっても膜厚が異なり、薄く塗る為には高速回転及びピッチを上げる必要がある。



図 5.9: レジスト (S1818) とプライマー (HMDS)



図 5.10: スピンのコーター

初めに、レジストを塗る前に基板とレジストとの密着性を高めるためにプライマーと呼ばれる親和剤 HMDS を塗る。そして、スピンのコーターに図 5.11 のような回転数制御をプログラムしてプライマーを塗布した。プライマーは基板に均一に塗ることができれば良いので、回転数プログラムはレジストを塗る時と同じものを用いた。

次に、プライマーと同様に基板にレジストをピペットでたらしスピンのコーターでレジストを均一に塗る。ここで、レジストを均一に塗るコツはスピンのコーターの回転台の中心と基板の中心をできるだけ一致させることと、レジストを基板全体にレジストが乗るようにたらすことである。また、レジストを塗る上で注意することは、1 つめは基板にレジストをピペットでたらす時に気泡を作らないことである。気泡がレジストに存在する状態で回転させると、気泡による塗りムラができるからである。2 つめはレジストを塗る時は、基盤や、ピペットに塵や埃などの不純物の付着を避けることである。埃

や埃などの不純物がレジスト中に入ると、露光現像したときにそれが原因でレジストカスとなって残り、そしてエッチングされずに残り、後々のアルミ配線を施した時にショートの原因となる。よって、なるべくクリーンルームの中では埃や塵などの影響を受けないように清掃を心がける必要がある。

また、本研究ではレジストの入っている容器から一度小さな小瓶に移し変え、小瓶からレジストをピペットで取り出して使用した。こうすることで、毎回蓋を開け閉めすることによるレジストの劣化が抑えられ、品質の保たれたレジストをいつも使うことができる。なお、ピペットはピペットに付着している塵などの不純物や劣化したレジストとの混合を避けるために毎回新しい物を使用し、品質保持に努めなくてはならない。

1. スタート
2. 5秒で500回転/minまで上げ、500回転/minを10秒間保持
3. 5秒で4000回転/minまで上げ、4000回転/minを30秒間保持
4. 5秒で0回転/minまで下げる
5. 終了

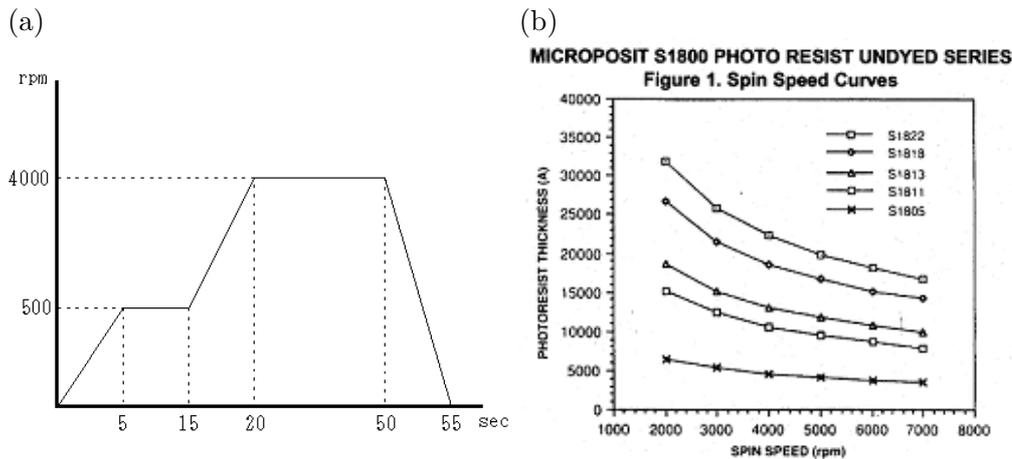


図 5.11: (a) スピンコーターの回転塗布条件。横軸が時間、縦軸が一秒当たりの回転数。(b) レジスト S シリーズの回転数と膜厚の関係。

レジストを塗った後に自然乾燥では取りきれないレジスト中の余分な水分や気泡を、残留溶剤を熱で取り除くためにプリベークを行う。本研究ではホットプレートを用いて 115 に設定をして 150 sec 行った。このプリベークは温度を高くしすぎたり、長時間やりすぎると熱かぶれを起こし、現像したときに、本来露光して現像液に溶けるレジストの部分が熱によって反応が進み、硬化して現像液に溶けずにレジストが残る事があるので注意する必要がある。

DRIE が終わったら続けて TES のレジストパターンニングを行う。アラインメントマークを用いて

マスクをウェハにあわせ、紫外線を露光してマスクパターンをレジストに転写する方法をフォトリソグラフィ (photolithography) という。

露光

あらかじめ作成しておいたマスクと露光する基板をマスクアライナーにセットして、マスクアライナーの顕微鏡で見ながら位置合わせを行い、基板とマスクを十分密着させて露光する。また、マスクには表裏があり、銀色の面が上になるようにしてマスクアライナーにセットする。マスクの表裏を間違えると、マスクに描かれたパターンと基板とが密着しないで露光されるので水銀灯からでる紫外線が垂直に当たらず、現像後のレジストのパターンが歪んだり、正確な大きさにならなかったりするので注意する必要がある。水銀灯はスイッチを入れてから安定した紫外線を出すまでに時間がかかるので、本研究では毎回スイッチを入れてから 30 分以上置いてから露光を開始する事にした。

また、マスクに埃や塵などの余分なものが付着したまま露光すると、塵や埃がそのまま現像され形になって残るので、露光前はマスクアライナーの周りを十分に乾燥空気で塵や埃を飛ばして、クリーンな環境で露光する事を心掛けなくてはならない

露光時間はテストの結果から現像後の形状が最も良かった 10 秒を採用した。それ以下の時間だと露光が足りず現像でレジストが残ったり、パターンの大きさが大きくなったりして、それ以上では露光時間が長くなるほど形状が崩れてしまう事がある。本研究では TES の大きさを 200 ~ 500 μm まで 4 種類作製する為に、マスクの大きさも 200 ~ 500 μm まで 4 種類用意した。図 5.12 には VDEC にある ADVANTEST 社製のマスク製作装置、図 5.13 に TES のレジストパターニングで使用したマスクの設計図を示す。

TES のパターンは今行った裏面のパターンとズレのないように付ける必要がある。この行程は産総研にあるユニオン光学社製 PEM-800 で行う。写真を図 5.14 に示す。

ここまでのパターニングは産総研で行う。ちなみに宇宙研での露光にはミカサ社製 MA-10 を用いた。写真を 5.15 に示す。

露光後は速やかに現像液に浸し現像を行う。



図 5.12: ADVANTEST 社製マスク製作装置

メンブレン (KOH) メンブレン (DRIE) アルミ配線

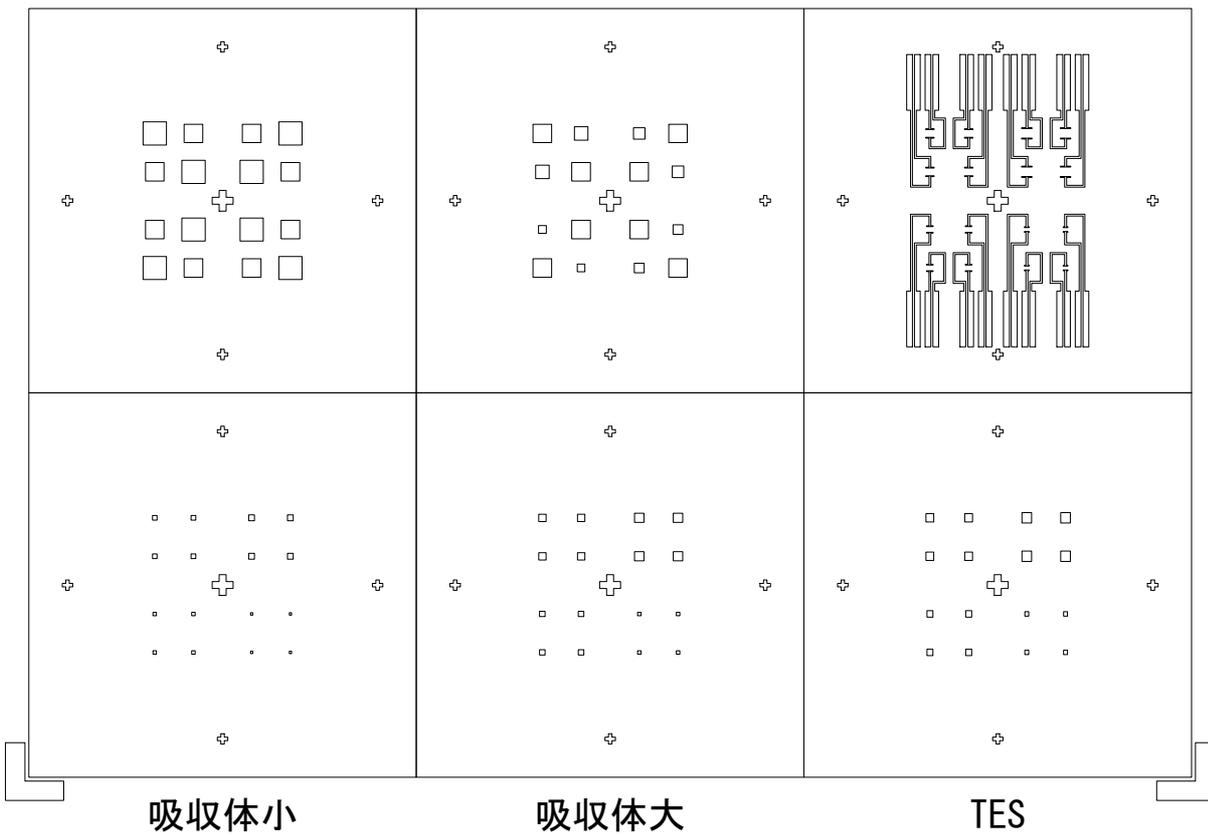


図 5.13: 各行程のレジストパターニングに用いたマスクの設計図。例えば TES は大きさは右下のブロックから時計周りに 200×240 、 300×340 、 400×440 、 $500 \times 540 \mu\text{m}$ の長方形。中央部の十字架はアライメントマーク。



図 5.14: 産総研両面マスクアライナー



図 5.15: 宇宙研マスクアライナー

現像

現像液には現像力が強い物や弱い物があるので、露光現像の条件出しを行い現像したパターンの形(レジスト側面の傾斜)を見ながら適宜現像液や濃度を調節して使用する。本研究ではポジ型レジスト S1818 の現像液にローム&ハース社の NMD-3 を使用した。現像方法は、現像液をビーカーに入れ、その中に露光した基板を入れ現像時間を測定する。しばらくすると、感光していないレジストが現像液に溶け出して赤く濁ってくるので、適宜ビーカーを軽く揺らして新しい現像液が絶えずレジスト面に行き渡るようにする。そして、ビーカーを揺らしても赤い濁り出なくなったら現像が終わったというサインなので素早く現像液から取り出して純水にしばらく漬ける。純水に漬ける時間は約2分くらいで、その後乾燥空気を吹きかけて乾燥させパターンの出来具合を顕微鏡で確認する。露光や現像に失敗するとパターンが鈍く見えたり、パターンが出ていなかったりするので分かる。

最後に Au・Ti の順にエッチングを行う。Au のエッチングは関東化学の AURUM101、Ti のエッチングは H_2O_2 の 35 % 水溶液で行う。

Au・Ti エッチング

AURUM-101 のエッチングレートは常温で 550 nm/min と速いが、組成がヨウ素 I とヨウ化カリウム KI と単純なので水で希釈することが可能である。しかし、本研究では再現性を考慮して AURUM-101 を希釈しないで原液のまま常温 (25 度) で使用した。AURUM-101 に 10 sec 程度漬け、そしてすぐに純水洗浄する。

一方、Ti のエッチングではしばしばフッ酸が使用されているが、取扱いが極めて難しいのと、なによりも大変危険な薬品であるので、安全面から過酸化水素水を選択した。再現性を考慮して温度を 60 度に保ち、3 時間程度漬け込んで Ti のエッチングを行った。実験中は温度が安定するように温度計を見ながらヒーターの調節をこまめに行った。

また、図 5.16 のようにをオーバーエッチングして TES の常伝導から超伝導繊維遷移端の α が大きくなるようにした。60 度で 35 % の H_2O_2 を用いて Ti のエッチングを行うとエッチングレートが $\sim 13 \text{ nm/min}$ となることがわかっており、Ti のサイズを金をよりも $1\sim 2 \mu\text{m}$ 小さくする必要があるので、エッチングの時間を 3 時間とした。

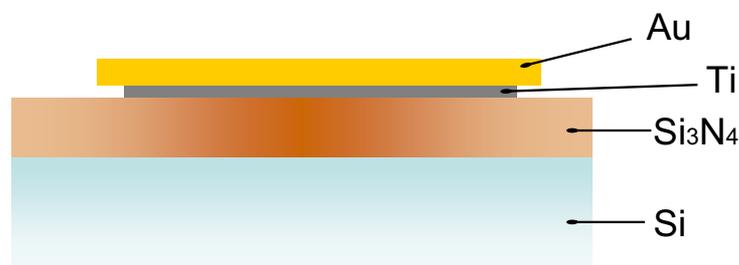


図 5.16: オーバーエッチングの様子

5.2.3 Al 配線形成

TES の形成が終わったら、Al の配線形成を行う。

宇宙研 Al スパッタ装置



図 5.17: アルミスパッタ装置

TES カロリメータにおいては、TES と SQUID の間の配線は超伝導になって電気抵抗がゼロになることが必要である。そのために、Al や Nb 等の超伝導金属が使用される。本研究においては Al を配線の材料として選択し、宇宙研にあるアネルバ製の「L-210S-FH Al スパッタ装置」を使用した。Al を選択したのは上記のように超伝導金属である事、そして TES 開発の中で実績がある事が理由である。装置の外観を図 5.17 に示す。この装置の特徴は、逆スパッタが出来る事と、クライオポンプを使用してスパッタ開始前の真空度として $\sim 3 \times 10^{-5}$ Pa を実現出来る事である。現状では TES の成膜と Al の成膜の間で大気中にさらされるので、TES と Al 配線のための完全な導通を実現するには逆スパッタが不可欠である。また、水分などの不純物が含まれると、成膜した Al が白濁したり、超伝導に転移しなかったりすることがある。本装置では、クライオポンプを使用して高真空を実現し、不純物を極力抑えると共に、装置全体をクリーンブースの中に設置する事により基板交換でベントした時に発生する埃や塵などの不純物の流入も抑える。表 5.2 に Al スパッタ装置の仕様を示す。

Al 配線の形成は、まず TES の時と同じく配線のレジストパターンニングを行い、次にられている基板に厚さ ~ 200 nm でスパッタする。その後アセトン・IPA・純水によるレジスト洗浄で配線部以外の Al を取り除く。200 nm という厚さの影響で、洗浄時に配線以外の部分の Al はすぐに剥がれ落ち

表 5.2: Al スパッタ装置の仕様

基板収容枚数	φ 4 インチが 1 枚または 2 cm 角基板が 4 枚
逆スパッタ性能	放電がたち逆スパッタできる
到達圧力	1×10^{-5} Pa
ターゲット-基板距離	60 mm
シャッター	手動制御
スパッタ時の Ar 圧力	0.16-0.17 Pa
成膜速度	200 nm/min

るが、配線部分などパターンが細かい部分は、アセトンの染み込みが悪くなかなか Al が剥がれない。よって 1 日程度アセトンに漬けて置く事が必要になる。この行程は宇宙研で行う。

5.2.4 Au 吸収体形成

Al 配線が形成されたら次に Au 吸収体の成膜を行う。Au 吸収体は EB(electron beam) 蒸着を使って形成する。この行程も宇宙研で行う。

EB 蒸着装置

まず EB 蒸着の原理を簡単に述べる。高真空 ($\sim 10^{-4}$ Pa) の下で金属でできたフィラメントを高温に熱する事で電子を発生させる。これをビームとして成膜物質の入ったるつぼに照射する。すると成膜物質が蒸発し近くに置かれた基板上に薄膜を形成する、というものである。

宇宙研の EB 蒸着装置の外観は図 5.18 のようになっている。また成膜室内部は図 5.19 のようになっており、その上部に取り付けられているプレート (図 5.20) に基板をセットして膜付けを行う。

膜付けの操作としてはフィラメントを加熱するフィラメント電流 (FC)、電子を飛ばす為の高電圧 (HV:High Voltage)、そしてシャッター open 時間 (shutter) の 3 つをコントロールしている。

Au は Al 配線と同様にまずレジストで吸収体のパターンを作り、そこに EB 蒸着を行って数 100 nm 積層する。その後レジスト部分を洗浄で取り除く。表に Au 蒸着装置の仕様を示す。



図 5.18: EB 蒸着装置

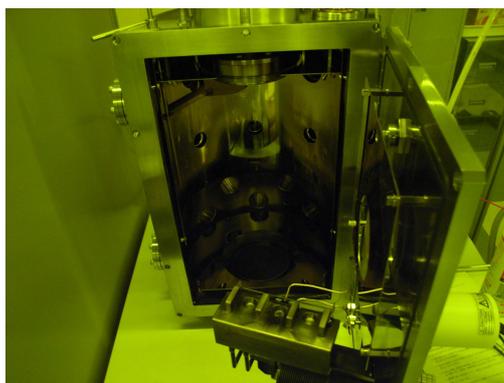


図 5.19: 装置の内部

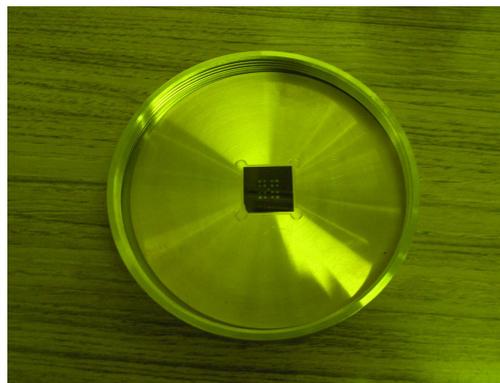


図 5.20: 基板を置くプレート

表 5.3: Au 蒸着装置の仕様

基板収容枚数	2 cm 角基板が 1 枚
逆スパッタ性能	放電がたち逆スパッタできる
到達圧力	1×10^{-5} Pa
シャッター	手動制御
成膜速度	数 10 ~ 数 100 nm/min

5.2.5 メンブレン構造形成

プロセスの最後は TES 部分の裏側の Si 基板を溶かして窒化膜のみを残す事で TES をメンブレン構造にする。この為に KOH エッチングを行う。KOH エッチングは宇宙研のイエローブース内にあるドラフトの中で行う。ドラフトと KOH 用の治具の写真を図 5.21 に示す。

KOH エッチング

単結晶 Si をアルカリ水溶液でエッチングすると常に一定の形状が得られる事が知られており、Si の異方性エッチングと呼ばれている。異方性エッチングは、結晶面の原子密度の違いや、各面方位における Si 原子が有している不対電子の数の違いによって結晶面のエッチングの速度の違いを利用した技術である。Si の場合は、(100) 面と (110) 面のエッチング速度が (111) 面のエッチング速度に比べて ~100 倍以上速くエッチングが進行するので、(111) 面があたかもエッチングが止まったように振る舞う。この性質を利用して本研究では、(110) Si 基板を用いて 33 % の KOH 水溶液を 80 °C に温めてエッチングを行う。

KOH は強アルカリでほとんどの金属とフォトリソで使用したレジストなど溶かしてしまうので、エッチングする際は基板の TES やアルミ配線が付いている表面を KOH から守る必要がある。そこで図 5.21 のような特殊な形をした治具を用いて KOH エッチングを行う。この治具は 2 センチ角の基板を O リングで押さえ KOH の侵入を防いでいる (図 5.23)。

また、メンブレン構造にすると窒化膜だけで TES と TES を覆っている Al 配線を支えているので、ちょっとした内部圧力でも窒化膜を破損する恐れがあり、治具の横から内部と外部の圧力を等しくするための空気穴のパイプをつけた。これにより治具内部の空気が熱膨張する事にも対応している。

5 時間強経ったらエッチングは完了し、治具の取り出しに入る。治具の取り出し方は、まずスポイトで液面が治具よりも下がるまで取り除く。次に治具を KOH の入ったビーカーに当たるまでゆっくりと傾け、ビーカーに当たったら、当たった場所を支点として治具を傾けてゆっくりと溜っている KOH を排出する (図 5.26)。そして、180 ° 返した状態で流水洗浄を 2~3 分間行う。洗浄を始めるまでの間にも KOH によるエッチングが進んでいる事に注意して時間を測るように気をつける。

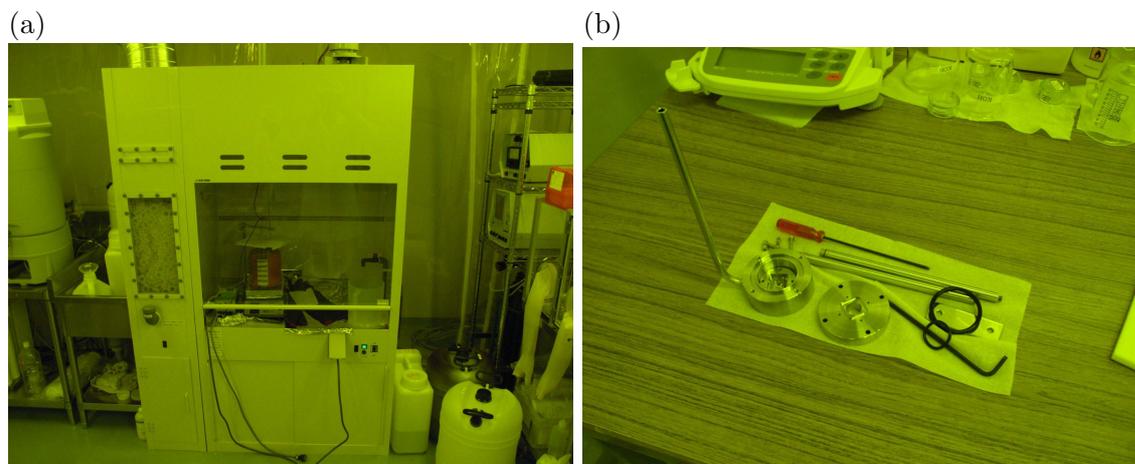


図 5.21: (a)KOH エッチングを行うドラフト (b)KOH エッチング用の治具

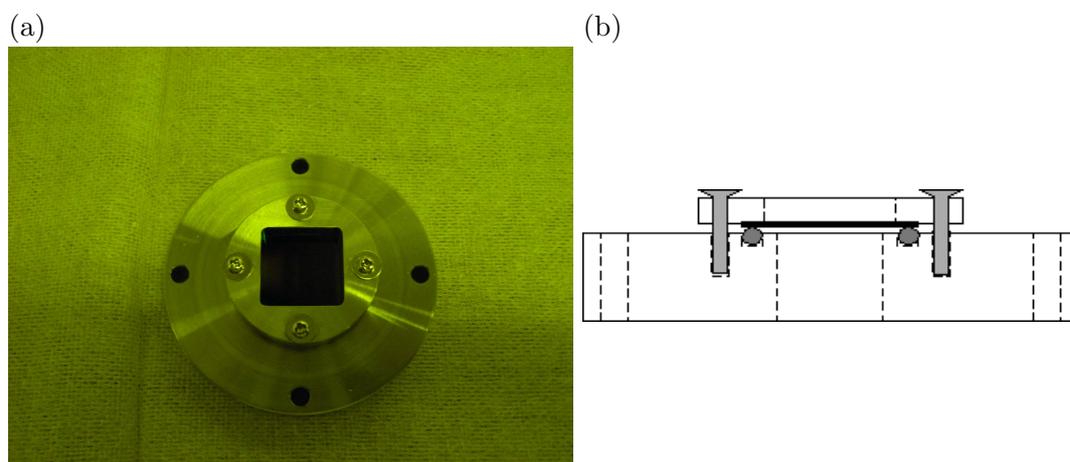


図 5.22: (a)Si 基板をセットする治具の拡大 (b) その断面図。O リングで押さえられて KOH が入らないようになっている。



図 5.23: KOH エッチング用治具を組み立てたところ

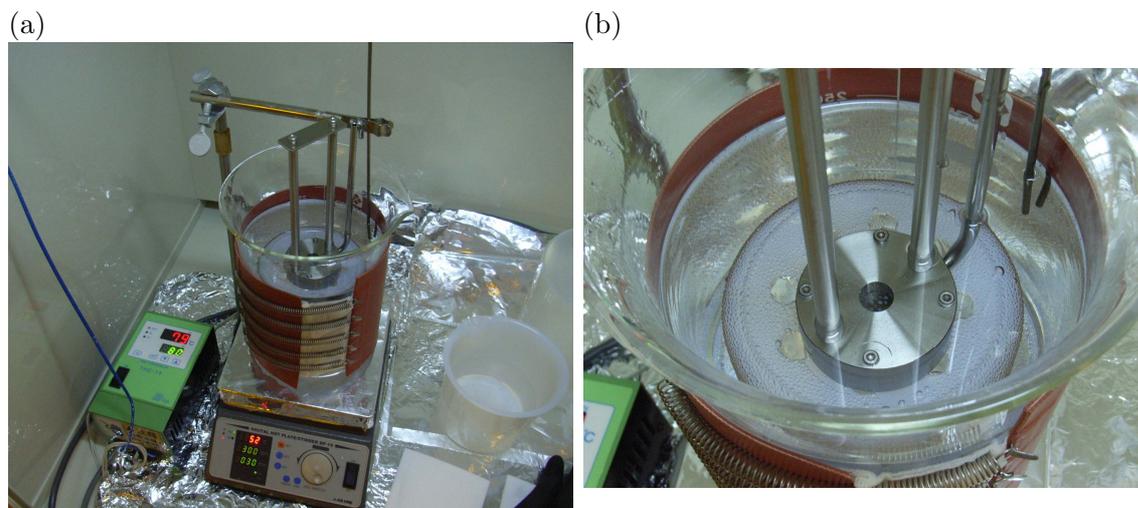


図 5.24: (a)KOH エッチングの様子と (b) その拡大図。



図 5.25: KOH 用治具の台

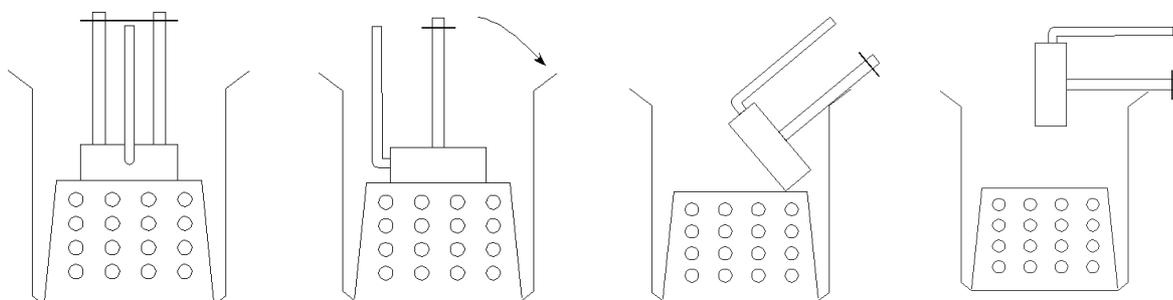


図 5.26: KOH エッチング完了時の治具の取り出し方

製作の途中に用いた実験装置 (これまでに挙げていない物) をここで簡単に紹介する。

エリプソメーター

エリプソメーター (ellipsometer、図 5.27) は複数の層からなる物体に斜めから光線を入射させ、異なる層ではね返った光線の位相差から各層の厚みなど光学定数を測定するものである。産総研のこの測定器は Gaertner 社製である。これを用いて行ったのは窒化膜の膜厚測定である。



図 5.27: エリプソメーター

アッシャー

アッシャー (asher、図 5.28) は高真空の下で O_2 や Ar に高電圧を掛け、プラズマとして、対象物を叩きその表面を削るものである。今回は O_2 アッシングのみ使用した。これを用いるのはフォトリソグラフィー時のレジスト除去が通常の洗浄 (アセトン・IPA・純水) でうまくいかなかった時である。

触針段差計

TES 製作において表面形状・膜厚を調べるのには、 $\sim 10\text{nm}$ の精度の凹凸を調べる事の出来る触針段差計 DEKTAK 6M を使用した。測定は先端がダイヤモンドの触針の下に置かれているサンプルを動かすことにより電気機械的に測定する。図 5.29 に DEKTAK 6M の外観を、表 5.4 に仕様を示す。



図 5.28: アッシャー。上段がコントローラーで下段に真空槽が置かれている。



図 5.29: 触針段差計

表 5.4: DEKTAK 6M の仕様

垂直範囲	50 ~ 2620
走査距離範囲	50 μ m ~ 30 mm
走査速度範囲	3 ~ 100 sec
触針半径, 材質	12.5 μ m, ダイヤモンド
最大サンプル厚み	31.75 mm
サンプルステージ直径	150 mm
最大サンプル重量	0.675 kg

5.3 TMU-134

今回インハウスプロセスで製作・性能評価した TMU 素子、TMU-146 と比較を行う為に、まず昨年秋に製作した TMU-134 について製作の状況をまとめておく。

TMU-134 の各プロセスの製作ログを以下に示す。

— 窒化膜成膜 ('06.7.18)

1. 窒化膜の成膜条件は 800 °C、20 Pa、SiH₄ 40 sccm、NH₃ 150 sccm、62 min。
2. エリプソメーターによる膜厚測定では窒化膜は 260nm 程度付いていた (図 5.30 の通り)。

— TES 形成 ('06.8.28)

1. 逆スパッタ時にポンプへのシャッターを閉めていなかった。逆スパッタ中の真空度は 0.60 Pa。
2. Ti のスパッタ前と最中の成膜室の真空度はそれぞれ 2.60×10^{-7} 、0.153 Pa。
3. Au のスパッタ前と最中の成膜室の真空度はそれぞれ 3.3×10^{-6} 、0.147 Pa。
4. Au/Ti のエッチング時には AURUM に漬けた後、そのまま H₂O₂ に漬け、最後にレジストを除去。

— Al 配線形成 ('06.9.2)

1. Al のスパッタ前の成膜室の真空度は 4.6×10^{-5} Pa。
2. スパッタ中の成膜室の真空度は 0.17 Pa。
3. レジストを除去する際、パターンの一部 (パッド間) が取れ残り、ピーカー内でアセトンを吹き付け (アセトンガンと呼ぶ) ても取れなかったので綿棒で擦って取った。
4. IPA 純水 の洗浄は各 3 分。
5. レジストが基板上に解け残ったので O₂ アッシングを 60 sec。

— 吸収体形成 ('06.9.3-5)

1. 事前のテストでは 300 sec で 300 nm 付いた。
2. レジスト塗布 (プライマーなし、スピンコーターで 4000 rpm/30 sec、バーク 115 °C 150 sec)
3. 露光 10 sec、現像 70 sec、リンス 2 min。
4. アライメントがずれ、やり直す (アセトン IPA 純水 の各洗浄 3 分)、バーク 115 °C 150 sec。
5. 逆スパッタ時の真空度は ~1 Pa、入射波/反射波 =20W/5W × 2min。

6. 蒸着時の FC=45 mA、HV=3.85 kV、shutter=300 sec。
7. 1回目の蒸着の結果、～50 nm 程度しか付かず～500 nm 程度のバリも確認された。アセトンガンでも取れず。
8. レジストを一旦除去した後、再びレジストを塗って(プライマーなし、塗布条件同じ)蒸着し、～120 nm 程度付いた。条件は FC=40 mA、HV=3.9 kV、shutter=300 sec。
9. レジストを除去。バリは最後まで残った。

— メンブレン構造形成 ('06.9.7)

1. 保護膜レジストを塗布(プライマー使用)。
2. KOHでSiをエッチングする。5時間15経ったところでKOHをスポイトで除去し始める。5時間30分で引き上げ完了。
3. アセトン IPA 純水の洗浄を各3分。
4. 全ピクセルが穴など開かずエッチング成功。

出来た窒化膜付き Si 基板のエリプソメーターによる窒化膜の膜厚測定の結果を以下に示す(図 5.30)。裏面についてはバラつきが見られるが、オモテ面はほぼ一定値を取っているように見える。

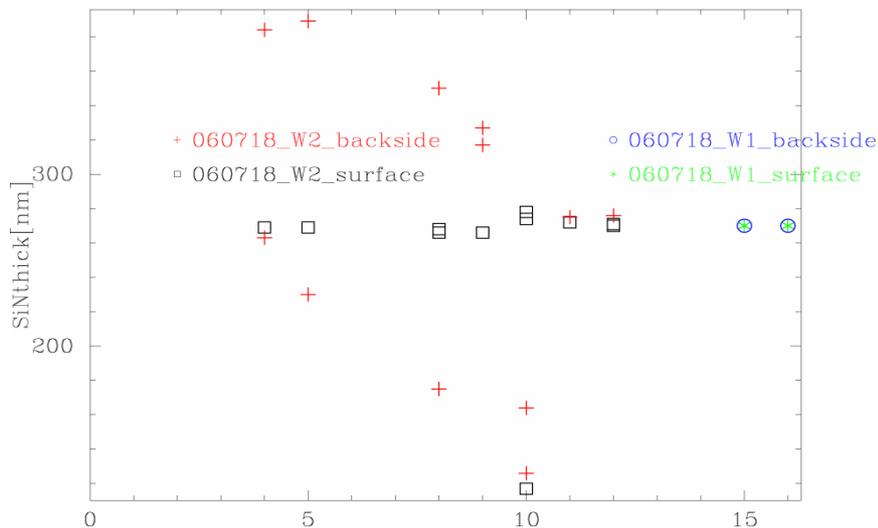


図 5.30: 窒化膜厚の測定結果。使用した 4inch 基板 (表: □、裏: +) と同時に成膜した別の基板 (○、*)

5.4 TMU-146

ここからは今回製作した素子、TMU-146の方に話を進める。

5.4.1 基板のパラメータ

まず転移温度のコントロールを試みて Ti/Au をスパッタした 2cm 基板をそのまま *RT* 測定に組み込めるよう、治具を製作した (図 B.1)。これにより ~1 週間掛かるプロセスの全行程において、せっかく作ったカロリメータが超伝導転移しない、とか転移温度が高すぎて性能が発揮されない、といった歩留まりが解消され、製作・評価の循環がよくなってより良い素子作りの環境を生み出す。

転移温度のコントロールについては付録 A で述べる。この結果より Ti/Au の膜厚を 40/100 (nm) ないしは 35/100 (nm) と決定し、プロセスを進めた。以下に今回用いた Si 基板における窒化膜の成膜条件を示す (表 5.5)。

表 5.5: TMU-143~148 の窒化膜の成膜条件

環境	成膜レート	ガス流量	膜付け時間
800 , 20 Pa	~3 nm/min	SiH ₄ : 40 sccm , NH ₃ : 150 sccm	70 min

また出来た窒化膜付き Si 基板の写真とエリプソメータによる窒化膜の膜厚測定の結果を以下に示す (図 5.31)。であり、W1、W3~W5 は一緒に膜付けを行った他の基板の測定結果である。ID については、各々下 1 桁が 1~5 がオモテ面、6~0 がウラ面である。

図 5.32 中の数字は表 5.6 の通り対応している。

次に窒化膜付き基板のスパッタのパラメータを表 5.6 に示す。

表 5.6: 各基板のパラメータ

TMU-ID	成膜日	4inch 基板 ID	成膜室真空度 (Pa)	Ti/Au 膜厚 (nm)
#143	'06/12/10	2	1.28×10^{-7}	40/100
#144	'06/12/12	5	1.29×10^{-7}	40/100
#145	'06/12/13	4	1.30×10^{-7}	40/100
#146	'06/12/18	6	1.19×10^{-7}	35/100
#147	'06/12/19	8	1.17×10^{-7}	35/100
#148	'06/12/19	7	1.24×10^{-7}	40/100

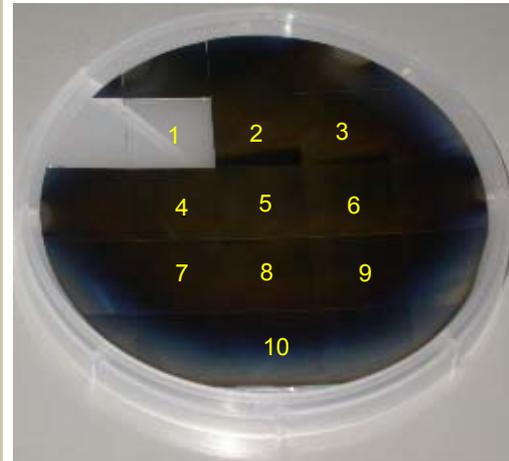
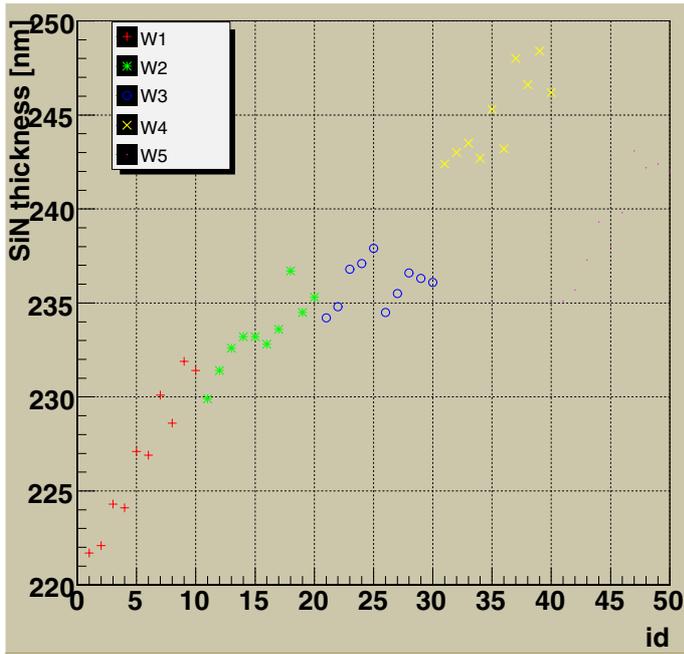


図 5.32: 今回使用した 4inch 基板 (W2)

図 5.31: 窒化膜厚の測定結果。W2(黄緑):今回使用した基板の結果

5.4.2 RT 測定

表 5.7 と図 5.33、5.34 に 2cm 基板の状態での RT 測定の結果を示す。

表 5.7: 各基板の転移温度

TMU-ID	#143	#144	#145	#146	#147	#148
1 段目の転移温度 (mK)	247	232	220	140	140	115
2 段目の転移温度 (mK)	—	—	184	120	97	109
3 段目の転移温度 (mK)	—	—	157	116	92.5	—
α	~ 600	~ 1000	~ 500	~ 600	~ 600	—

TMU-148 は最終的に超伝導 ($\leq 1 \text{ m}\Omega$) に達しなかったが RT カーブを見てみると 50mK 以下で超伝導転移しそうにも思われる。

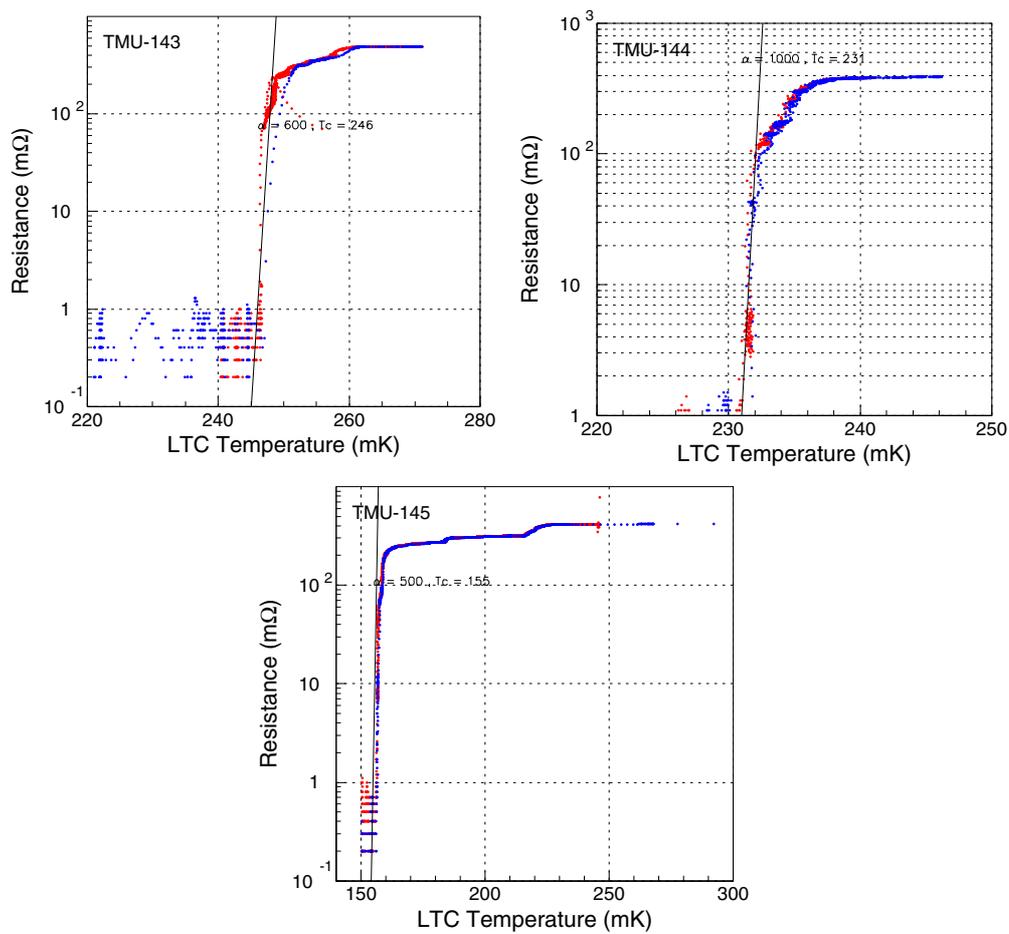
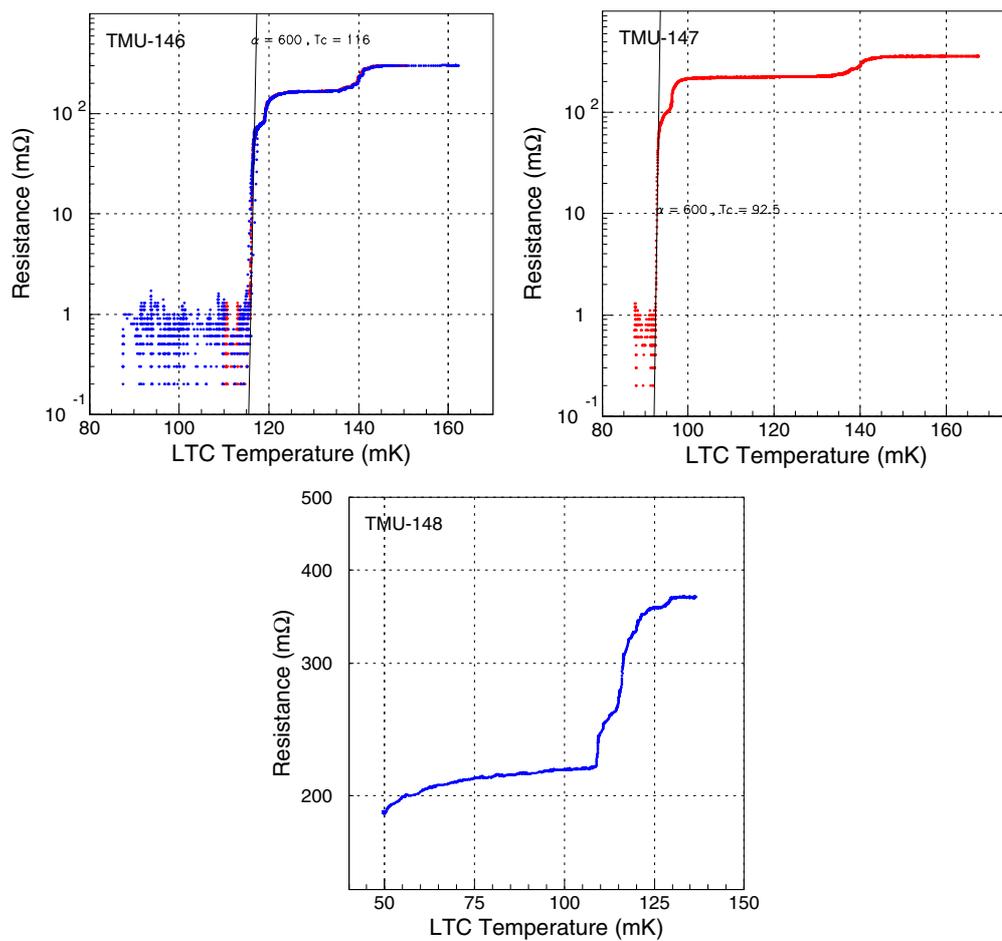


図 5.33: TMU-143,144,145 の RT カーブ

図 5.34: TMU-146,147,148 の RT カーブ

5.4.3 製作

上記の結果を受けて TMU-145,146 の順に転移温度が良さそうである。そこで #145 を製作プロセスに流したところ、KOH エッチングの際にメンブレンが破れ、失敗に終わってしまった。よって以下では TMU-146 について製作ログと性能評価についてまとめる。

— 窒化膜成膜 ('06.11.7)

1. 窒化膜の成膜条件は 800 °C、20 Pa、SiH₄ 40 sccm、NH₃ 150 sccm、70 min(膜付け時間以外は TMU-134 と同じ)。
2. エリプソメーターによる膜厚測定では窒化膜は 240nm 程度付いていた (図 5.31 の通り)。

— TES 形成 ('06.12.27)

1. 逆スパッタ中の真空度は 2.4 Pa。
2. Ti のスパッタ前と最中の成膜室の真空度はそれぞれ 1.24×10^{-7} 、0.149 Pa。
3. Au のスパッタ前と最中の成膜室の真空度はそれぞれ 1.2×10^{-6} 、0.153 Pa。
4. Au のエッチングは AURUM 12 sec、リンスは流水で 120 sec、レジストはそのまま H₂O₂ に漬け、最後にレジストを除去。

— Al 配線形成 ('06.12.28)

1. レジスト塗布時プライマーなし。スピナーで 4000 rpm/30 sec、5 min 待ってからベーク 115 °C 150 sec、露光 12 sec、現像 70 sec、流水リンス 2 min
2. レジストを除去したところ、Al のパターンが形成されなかった。現像時の現像液への漬け方がまずかった可能性あり。
3. 上と同じ条件でもう 1 度レジスト塗布・露光・現像。
4. Al のスパッタ前の成膜室の真空度は 3.3×10^{-5} Pa。
5. スパッタ中の成膜室の真空度は 0.17 Pa。
6. レジスト除去後、配線の一部がショートしていた。

— 吸収体形成 ('06.12.29)

1. レジスト塗布 (プライマーなし、スピナーで 4000 rpm/30 sec、5 min 待ってベーク 115 °C 150 sec)
2. 露光 12 sec、現像 80 sec、流水リンス 2 min。

3. 逆スパッタ時の真空度は ~ 1 Pa、入射波/反射波 = $20\text{W}/7\text{W} \times 2\text{min}$ 。
4. 蒸着前の真空度 1.7×10^{-4} Pa。
5. 蒸着時の真空度 $5.6 - 6.0 \times 10^{-4}$ Pa、FC=60 mA、HV=3.7 kV、shutter=270 sec。
- 6 蒸着した Au の厚さは $\sim 1500\mu\text{m}$ ととても厚いものになった。

— メンブレン構造形成 ('06.12.30)

1. 保護膜レジストを塗布 (プライマー使用)。
2. KOH で Si をエッチングする。4時間40経ったところで KOH をスポイトで除去し始める。4時間45分で引き上げ完了。
3. アセトン IPA 純水の洗浄を各3分。
4. 全ピクセルが穴など開かずエッチング成功。

第6章 インハウス素子の性能評価

この章では第5章で製作した素子の性能の評価を行った結果をまとめる。

6.1 TMU-134

まず昨年秋に製作した TMU-134 について性能評価の結果をまとめる。

6.1.1 写真

TMU-134 の各ピクセルの写真を図 6.1 に示す

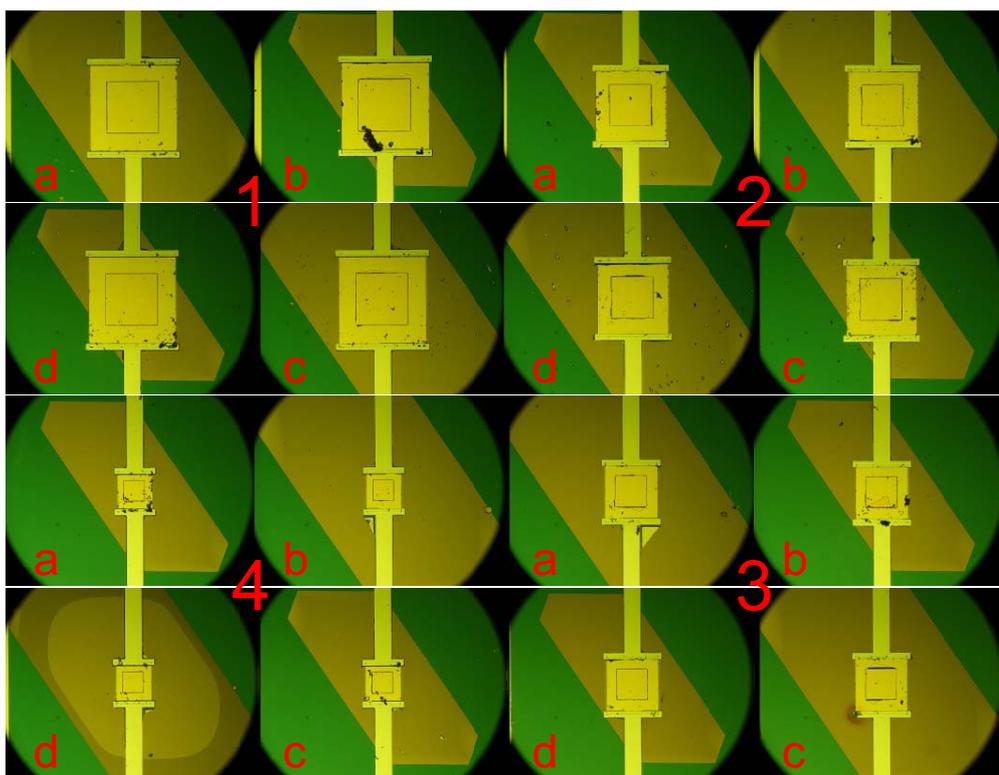


図 6.1: TMU-134 の各素子

次に組み込みの写真を図 6.2、6.3、6.4 に示す (治具については図 B.2 を参照)。コリメータには 2mm 厚のアクリル板に ϕ 0.5mm の穴を開けたものを使用した。

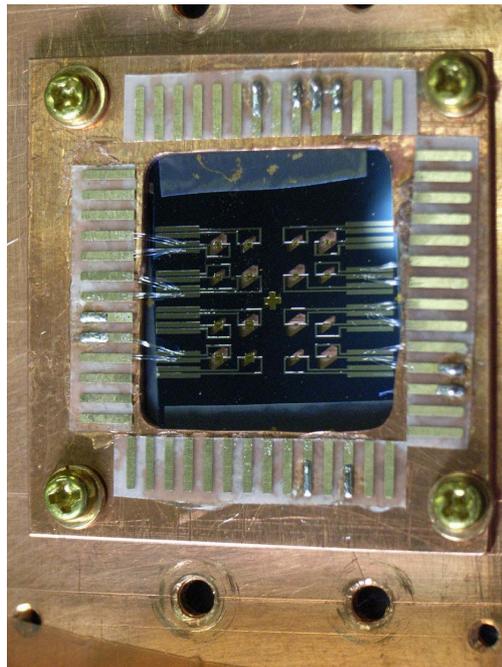


図 6.2: TMU-134 を治具に乗せたところ

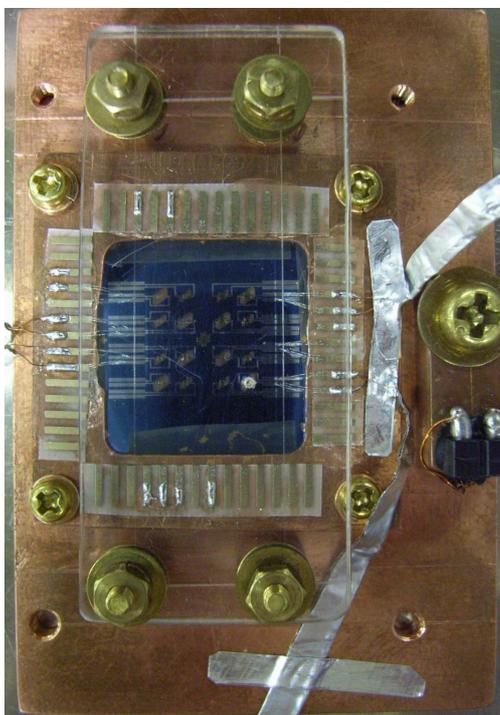
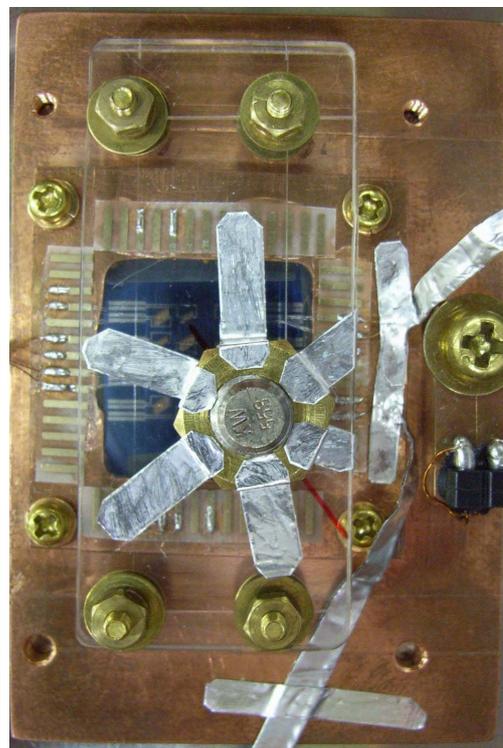


図 6.3: コリメータを合わせた後

図 6.4: ^{55}Fe 線源に乗せたところ

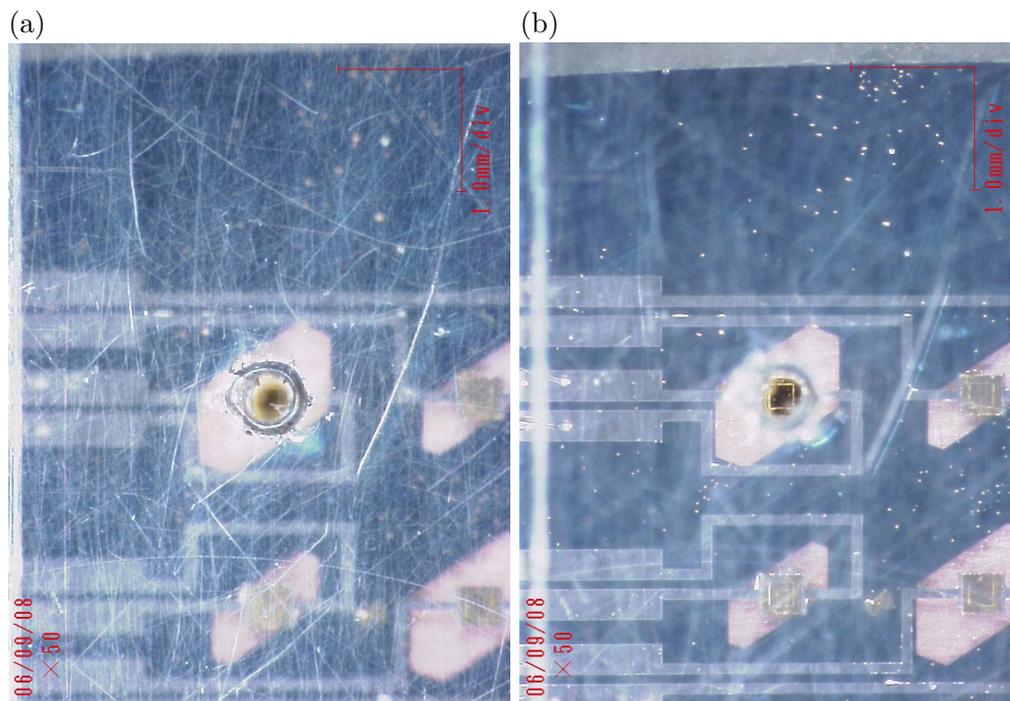


図 6.5: (a) コリメータに焦点を合わせて撮った写真 (b) TES に焦点を合わせて撮った写真

6.1.2 測定

以下には測定結果を示す。測定は1ヵ月程度の間隔を置いて2回行った。まず1回目の結果から示す。1回目には3つのピクセル (1a,3d,4b) に対する RT 測定と 2b に対する X 線照射実験を行った。セットアップの特徴として、Pbのシールドが取り外されている事を挙げておく。

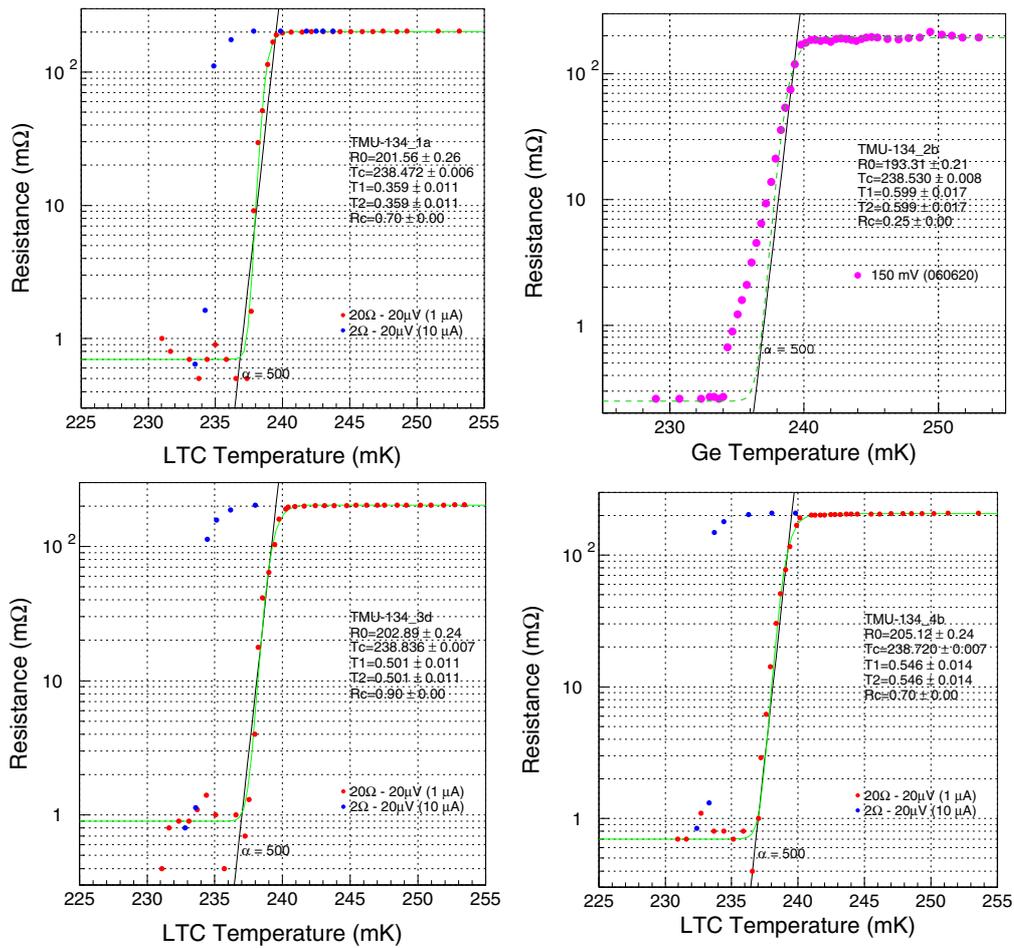


図 6.6: TMU-134 のピクセル 1a,2b,3d,4b の $R-T$ カーブ

1a,3d,4b の RT 測定は LR-700 を、2b の方は SQUID を用いて測定した。転移温度はそれぞれ以下
 のようであった。

表 6.1: TMU-134 の RT 測定の結果

ピクセル	1a	2b	3d	4b
転移温度 (mK)	238.5	238.5	238.8	238.7
転移前の抵抗値 (m Ω)	202	193	203	205
α	~ 500	数 100	~ 500	~ 500

転移温度がとても近い値に揃っている。2bのみ転移前の抵抗値・ α がずれているのは LR-700 での
 測定が電流固定なのに対し、SQUID の方は電圧固定で行っている為、抵抗の小さいところでピクセル
 に大きな電流が流れているからだと考えられる。

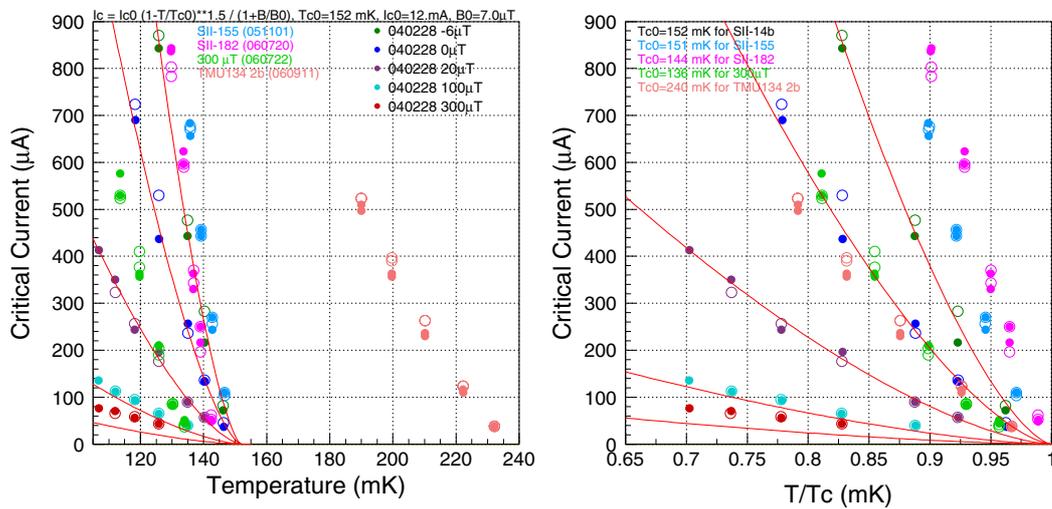


図 6.7: ピクセル 2b の臨界電流

表 6.2: ピクセル 2b の動作点におけるパラメータ

熱浴温度 (mK)	158.5	TES 抵抗 (m Ω)	42.7
バイアス抵抗 (k Ω)	15	TES 温度 (mK)	238.5
シャント抵抗 (m Ω)	4.440	熱伝導度 (nW/K)	1.39
バイアス電圧 (V)	6.8	熱容量 (pJ/K)	2.92
TES カレント (μ A)	42.67	感度 α	~ 85

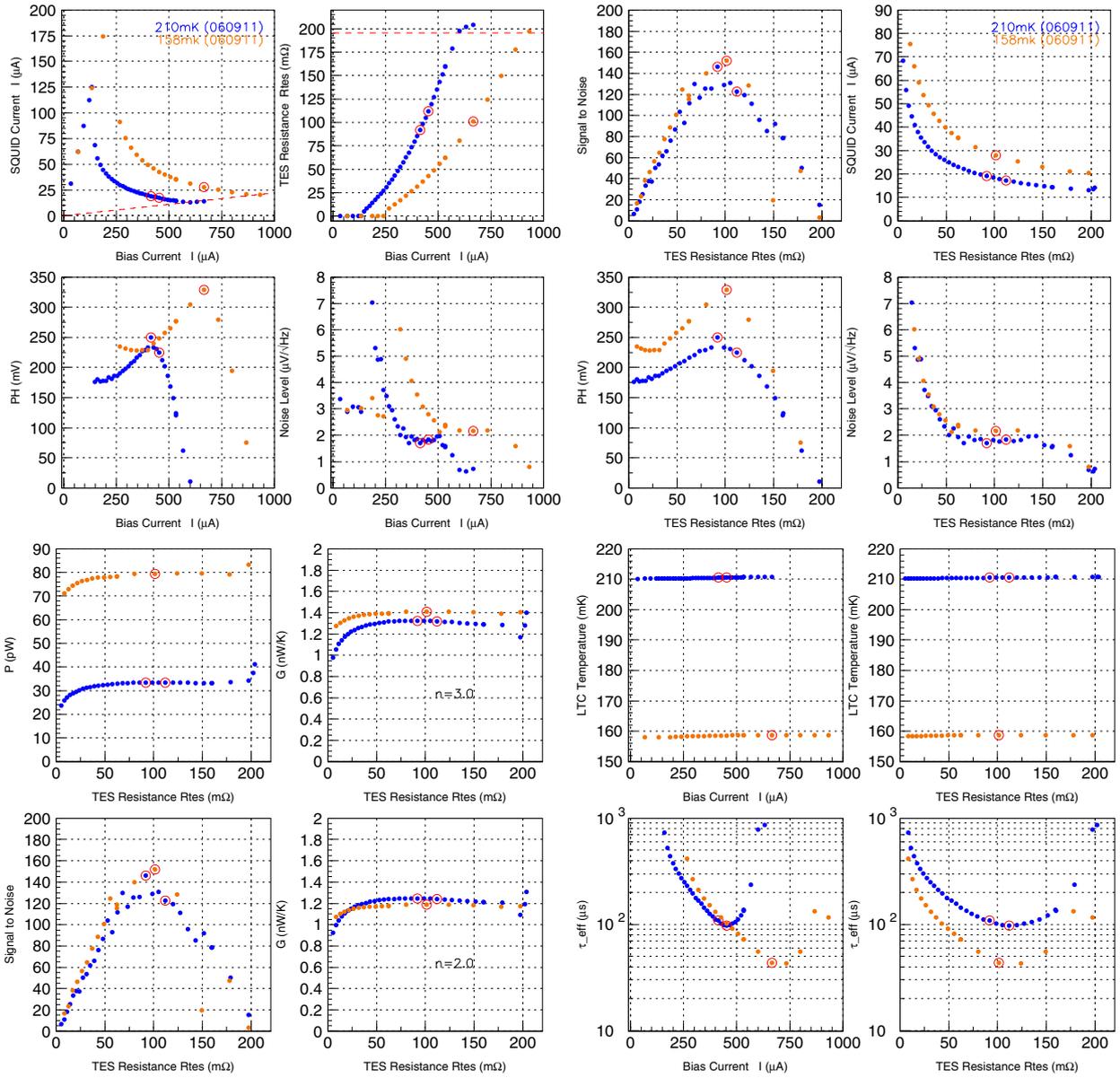


図 6.8: ピクセル 2b の $I-V$ 測定

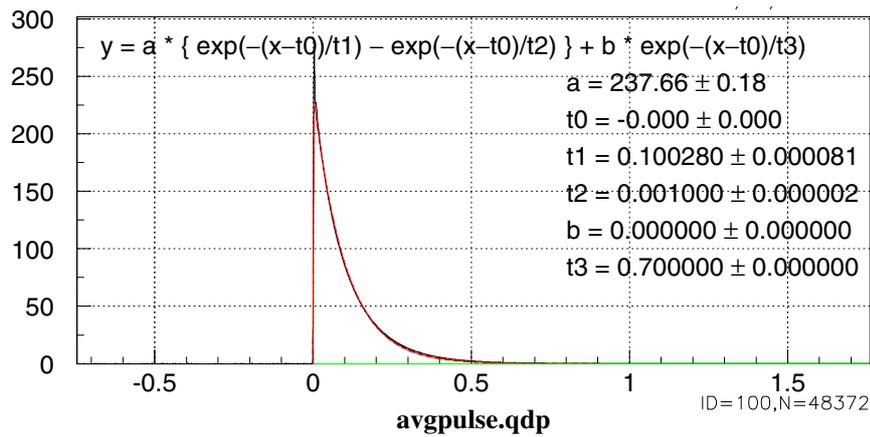
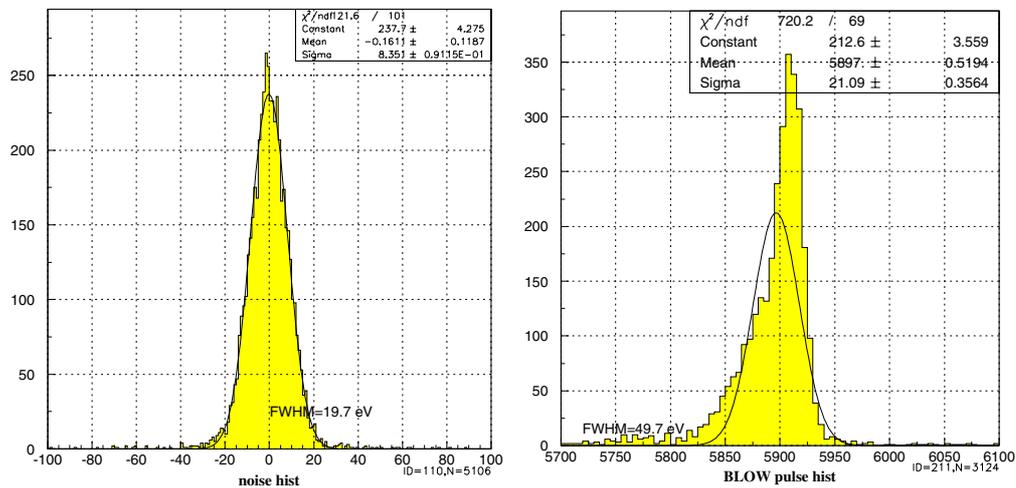
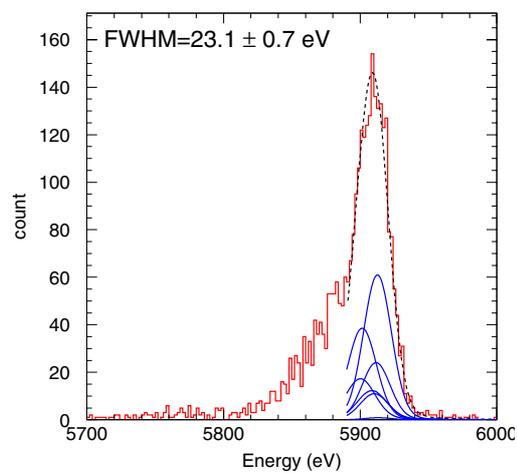


図 6.9: ピクセル 2b の平均パルス

図 6.10: (a) ピクセル 2b の動作点でのベースライン幅と (b) Mn-K α のエネルギースペクトル (シングルガウシアン)図 6.11: ピクセル 2b の Mn-K α のエネルギースペクトル (ローレンツィアンフィット)

続いて2回目の方をみていく。今度は4bのX線照射実験のみを行い、他のピクセルに対する測定は行わなかった。またPbシールドが取り付けられている。

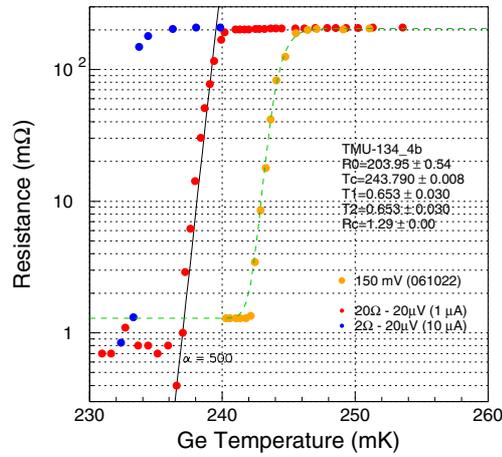


図 6.12: ピクセル 4b の $R-T$ カーブ

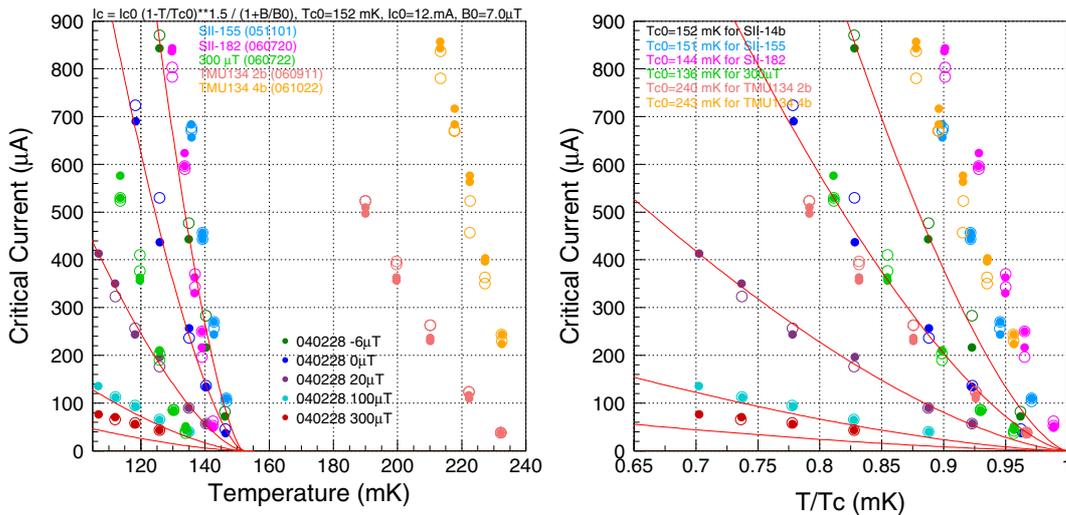


図 6.13: TMU-134(4b) の臨界電流

表 6.3: ピクセル 4b の動作点におけるパラメータ

熱浴温度 (mK)	158.4	TES 抵抗 (mΩ)	61.89
バイアス抵抗 (kΩ)	15	TES 温度 (mK)	243.9
シャント抵抗 (mΩ)	4.440	熱伝導度 (nW/K)	0.70
バイアス電圧 (V)	5.8	熱容量 (pJ/K)	0.81
TES カレント (μA)	25.88	感度 α	~ 140

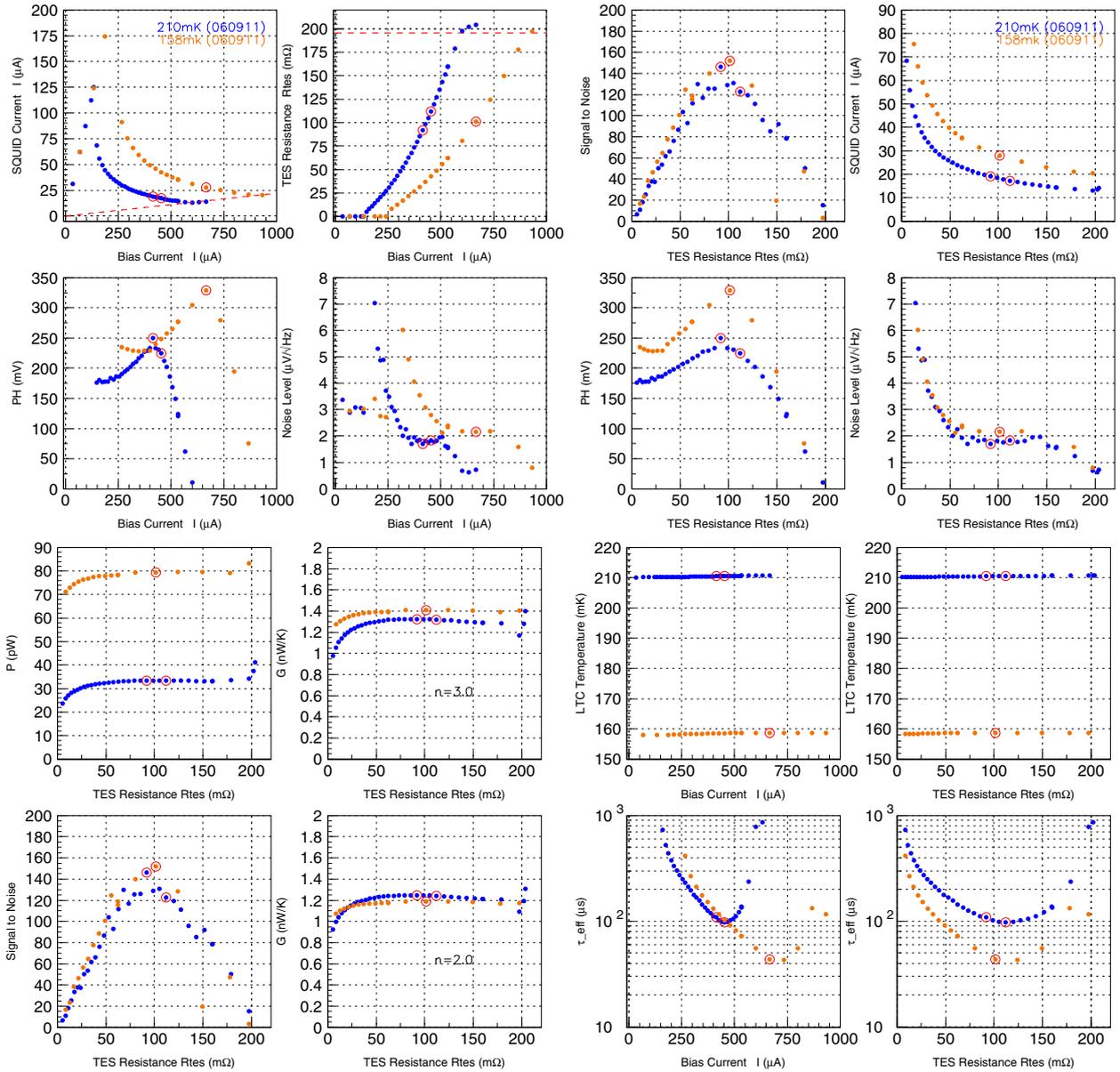


図 6.14: ピクセル 4b の I - V 測定

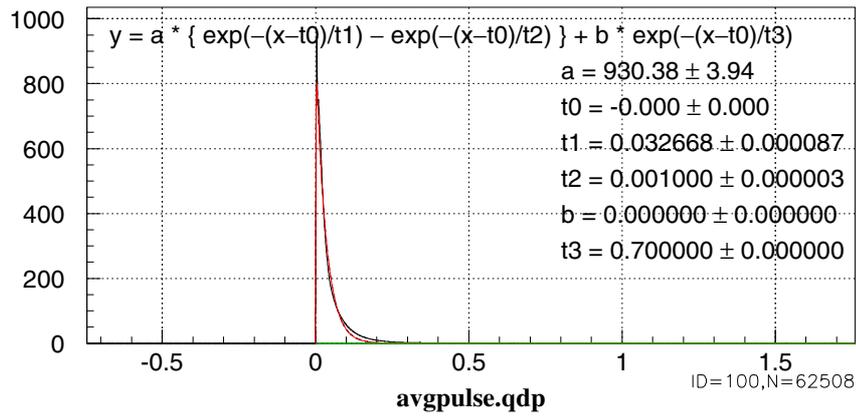
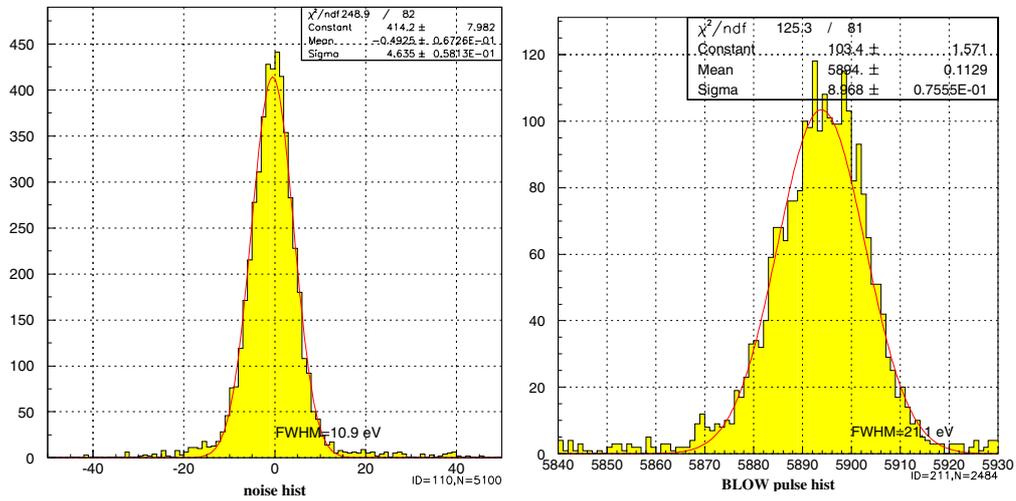
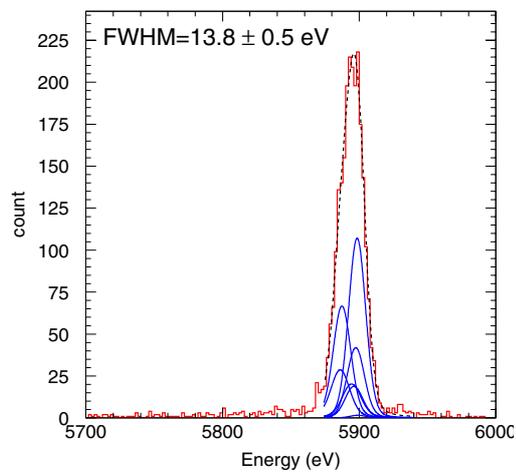


図 6.15: ピクセル 4b の平均パルス

図 6.16: (a) ピクセル 4b の動作点でのベースライン幅と (b) Mn-K α のエネルギースペクトル (シングルガウシアン)図 6.17: ピクセル 4b の Mn-K α のエネルギースペクトル (ローレンツィアンフィット)

TMU-134 の X 線照射実験の測定結果をまとめる。

表 6.4: TMU-134 の測定結果のまとめ

	2b	4b
パルス時定数 (μs)	100.3	32.7
ベースライン幅 (FWHM, eV)	19.7	10.9
Mn-K α の分解能 (FWHM, eV)	49.7	21.1
同ローレンツィアンフィット (FWHM, eV)	23.1	13.8

次に今回製作した素子、TMU-146 の方の評価に移る。

6.2 TMU-146

6.2.1 写真

TMU-146 の各ピクセルの写真を図 6.18 に示す



図 6.18: TMU-146 の各素子

次に組み込みの写真を図 6.20 に示す (治具については図 B.2 を参照)。コリメータには 2mm 厚の亚克力板に $\phi 0.5\text{mm}$ の穴を開け、さらにそこへ $\phi 0.2\text{mm}$ のサファイアコリメータをのり付けしたものを使用した。

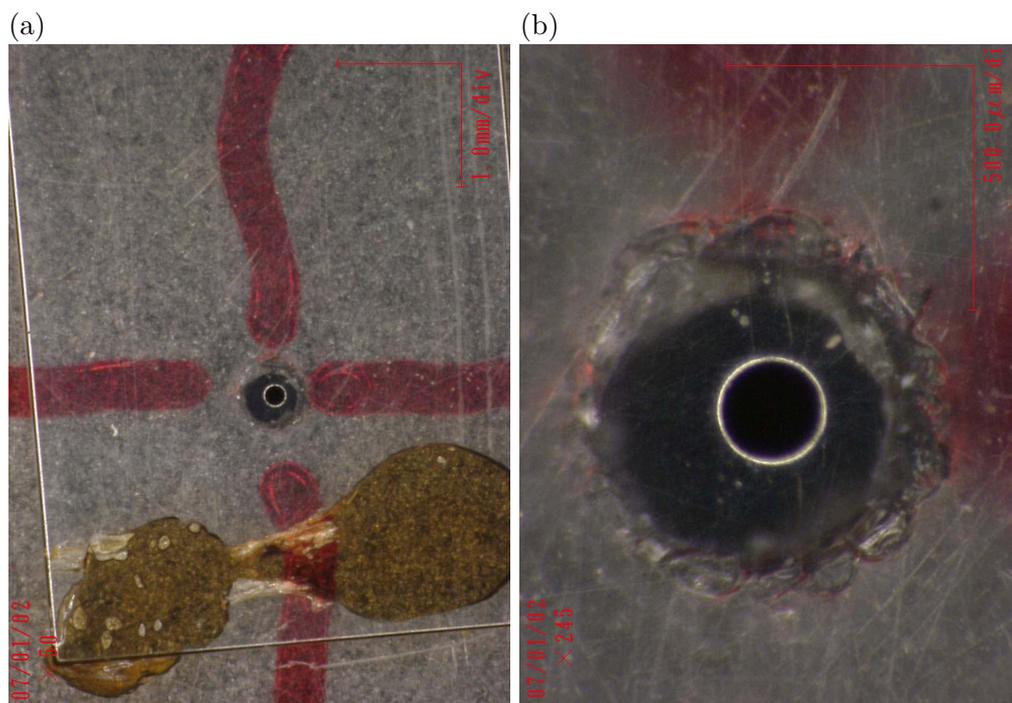


図 6.19: (a) $\phi 0.2$ mm のコリメータの写真 (50倍) と、(b)150倍。

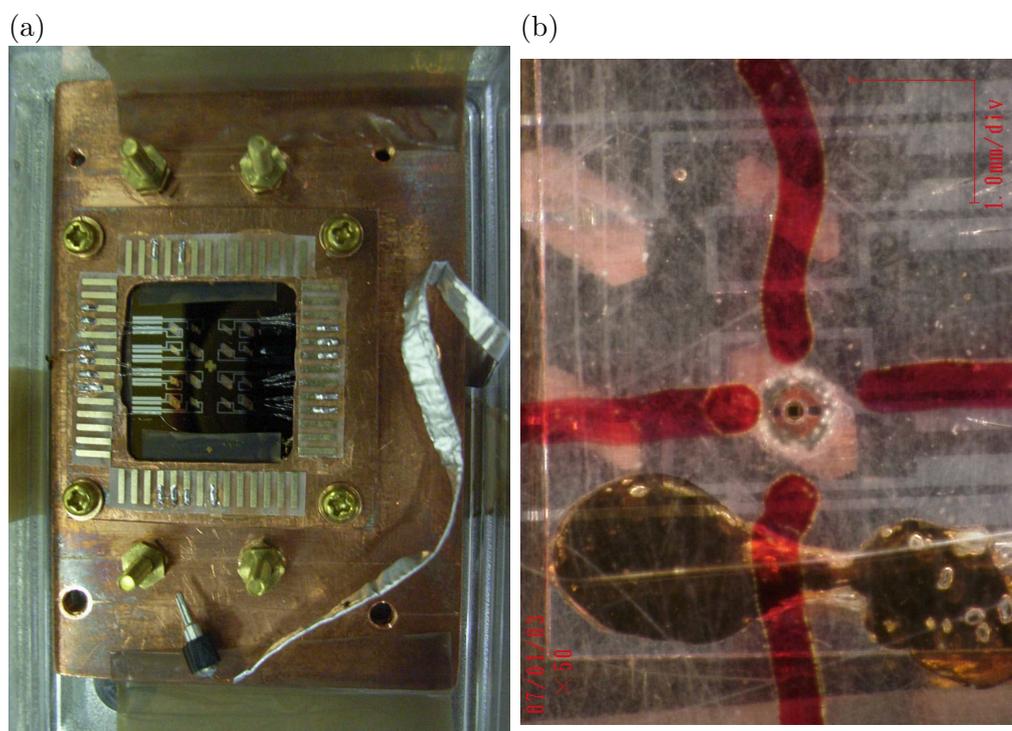


図 6.20: (a)TMU-146 を治具に乗せたところと (b) コリメート後

6.2.2 測定

ここからは性能評価の為にいった冷却実験の結果をまとめる。

では前節の通り製作した TES カロリメータ TMU-146 の性能評価を行う。測定自体は TMU-134 と同じである。今回は TMU-134 の 1 回目と同じく 3 つのピクセル (1b,2b,3b) に対する RT 測定と 4d に対する X 線照射実験を行った。セットアップの特徴として、Pb のシールドが取り付けられている事を挙げておく。

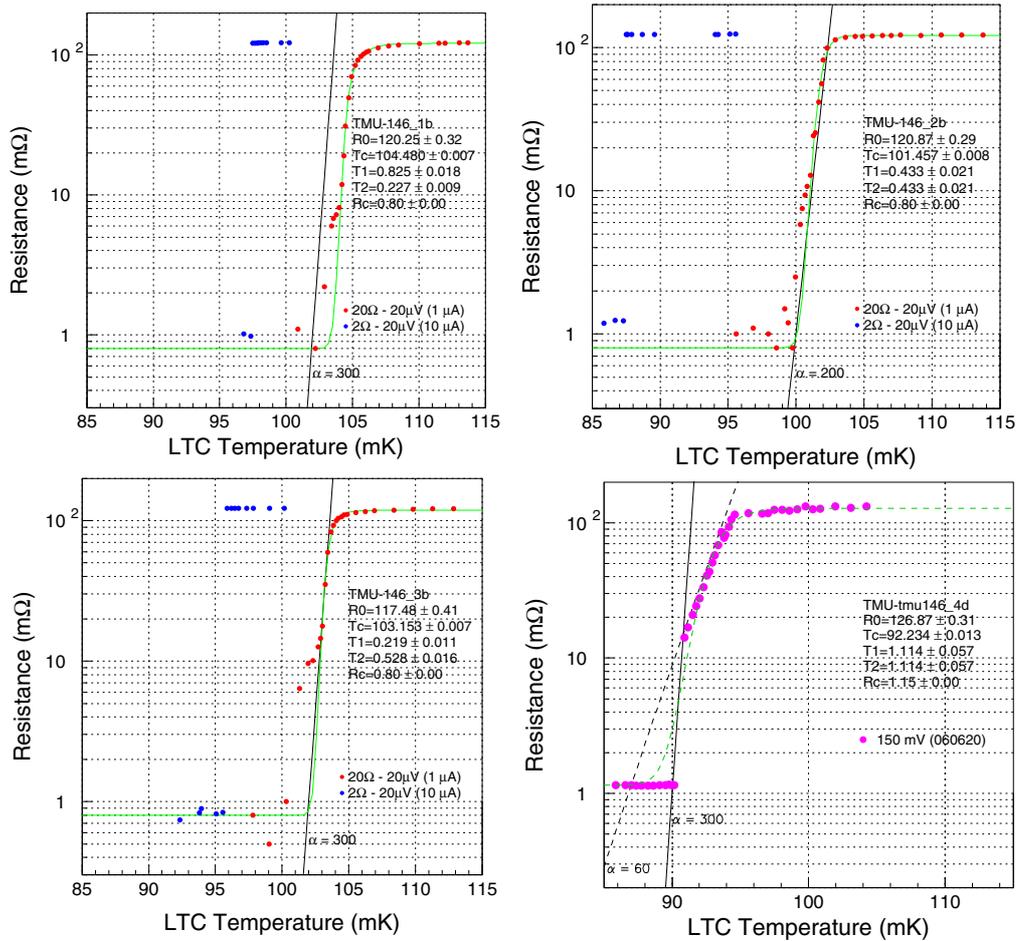


図 6.21: ピクセル 1b,2b,3b,4d の $R-T$ カーブ

RT 測定の結果をまとめる。

表 6.5: TMU-146 の RT 測定の結果

ピクセル	1b	2b	3b	4d
転移温度 (mK)	104	102	103	94
転移前の抵抗値 (mΩ)	122	115	112	122
α	~ 300	~ 200	~ 300	~ 60

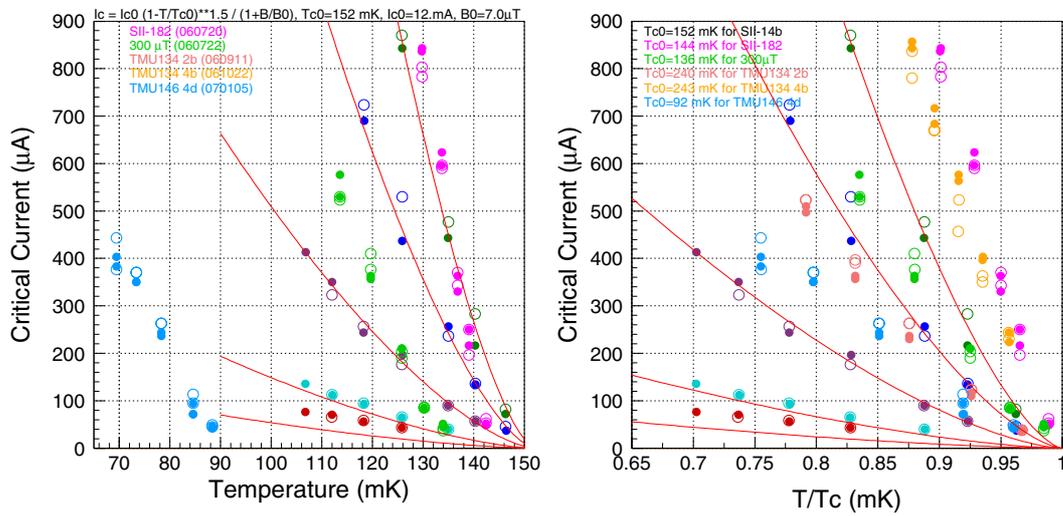


図 6.22: 水色のプロットがピクセル 4d の臨界電流

表 6.6: ピクセル 4d の動作点におけるパラメータ

熱浴温度 (mK)	65.9	TES 抵抗 (mΩ)	16.45
バイアス抵抗 (kΩ)	15	TES 温度 (mK)	91.6
シャント抵抗 (mΩ)	4.440	熱伝導度 (nW/K)	0.25
バイアス電圧 (V)	1.2	熱容量 (pJ/K)	0.57
TES カレント (µA)	17.00	感度 α	~ 24.5

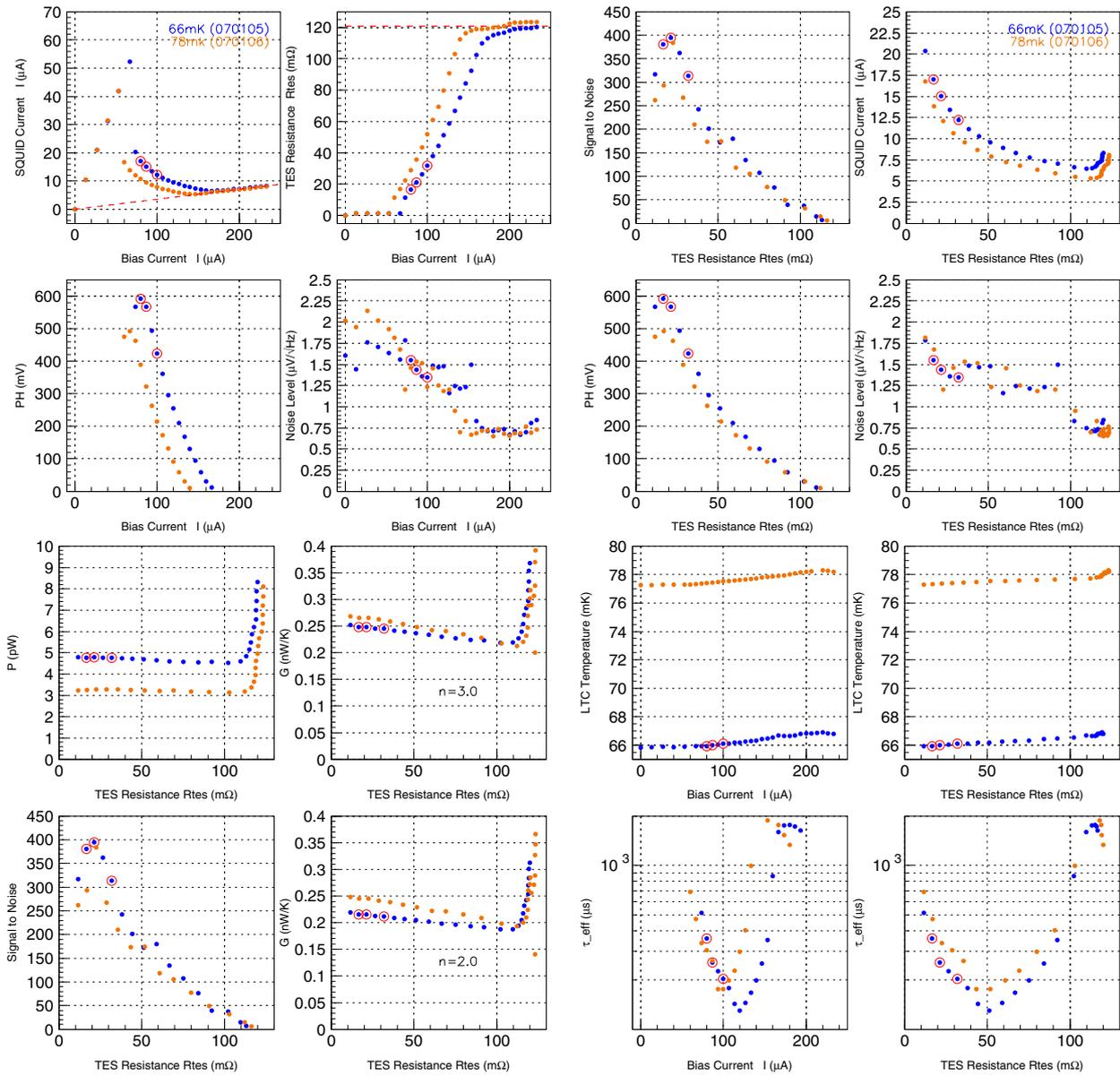


図 6.23: ピクセル 4d の I - V 測定

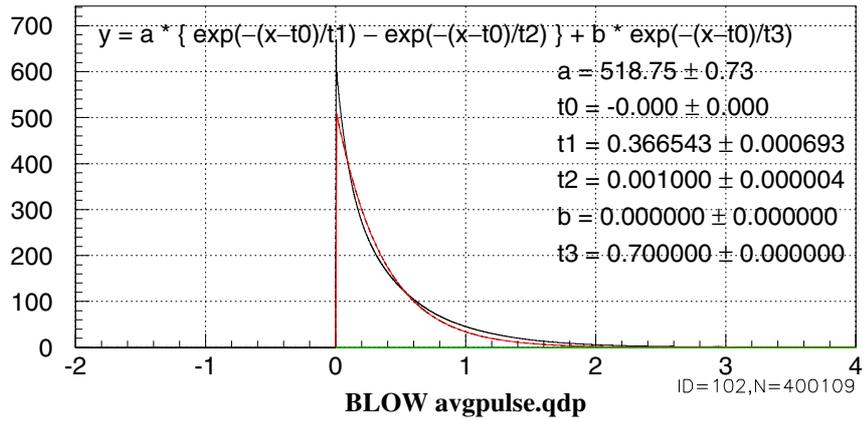


図 6.24: ピクセル 4d の平均パルス

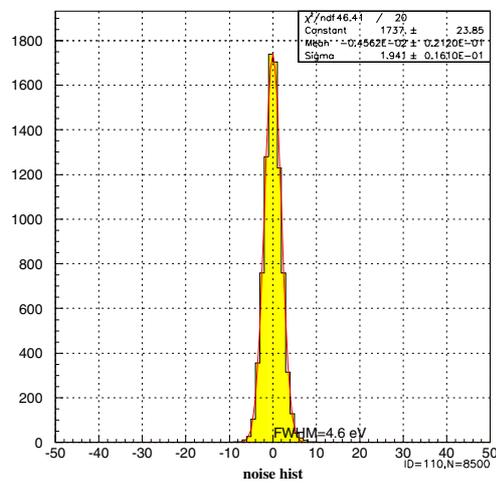


図 6.25: 動作点でのベースライン幅

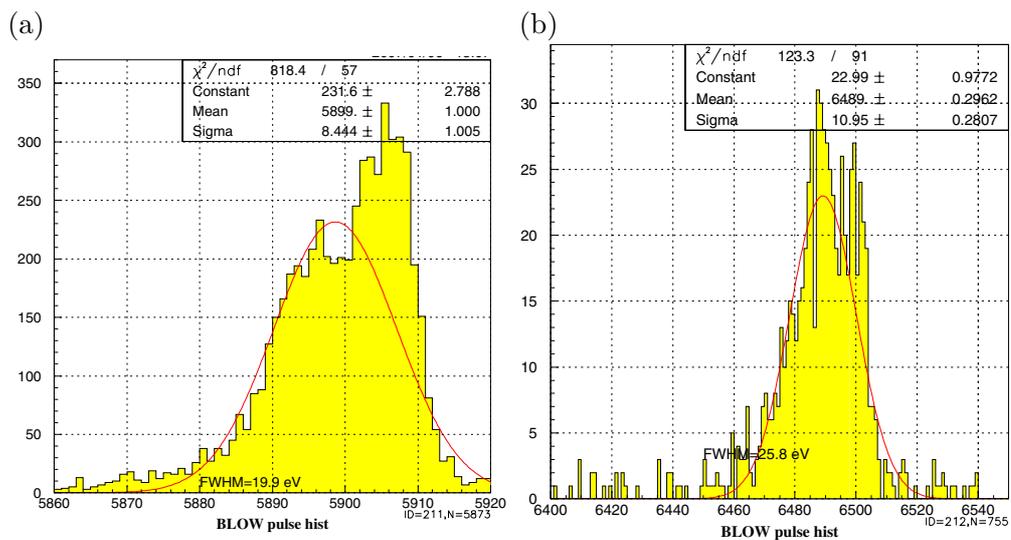


図 6.26: (a)Mn-K α と (b)Mn-K β のエネルギースペクトル (シングルガウシアン)

ここでノイズにカットオフ周波数を与える事で分解能をより精細に調べる。

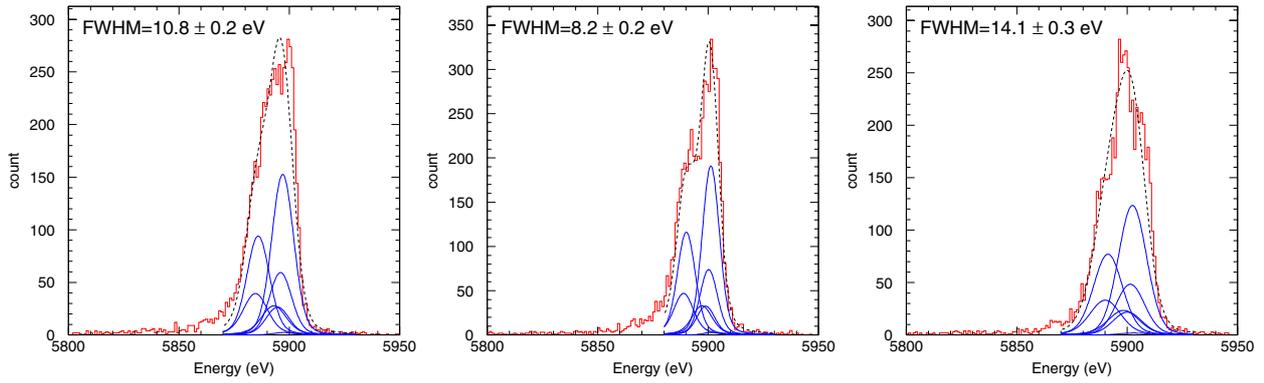


図 6.27: ピクセル 4d の Mn-K α のエネルギースペクトル (ローレンツィアンフィット)。左から 100kHz 以上・20kHz 以上・5kHz 以上をカットしている。

さらに取得したパルスの波高値と X 線のエネルギーの関係を補正 (リニアリティ補正) する (図 6.28) と以下の結果を得る。

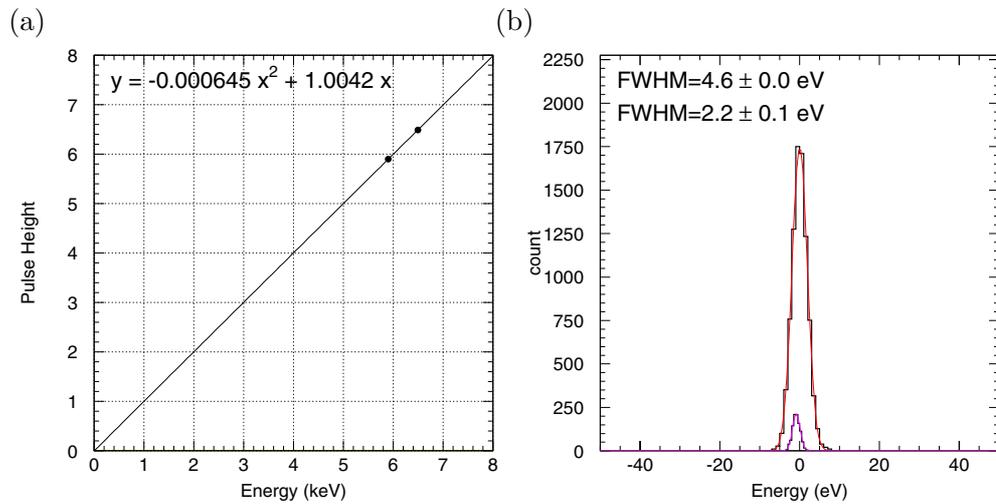


図 6.28: (a) リニアリティ補正の為に 2 次関数。 (b) 補正後のベースライン幅。小さい方が SQUID ノイズで大きい方がトータル。

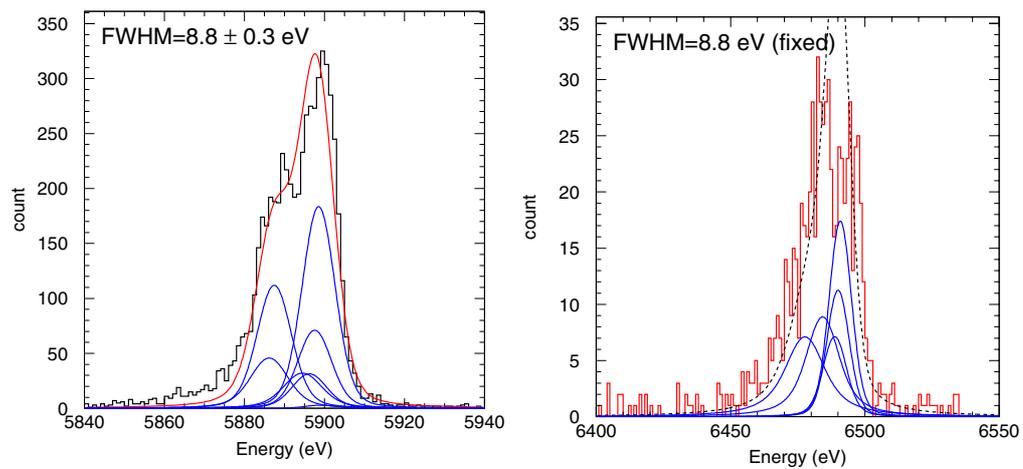


図 6.29: リニアリティ補正を行った (a) Mn-K α と (b) Mn-K β のエネルギースペクトル (ローレンツィアンフィット)

また、この時のパルス取得では熱浴の温度揺らぎが大きかった。そこで揺らぎの小さい部分を取り出してさらに解析を行う。

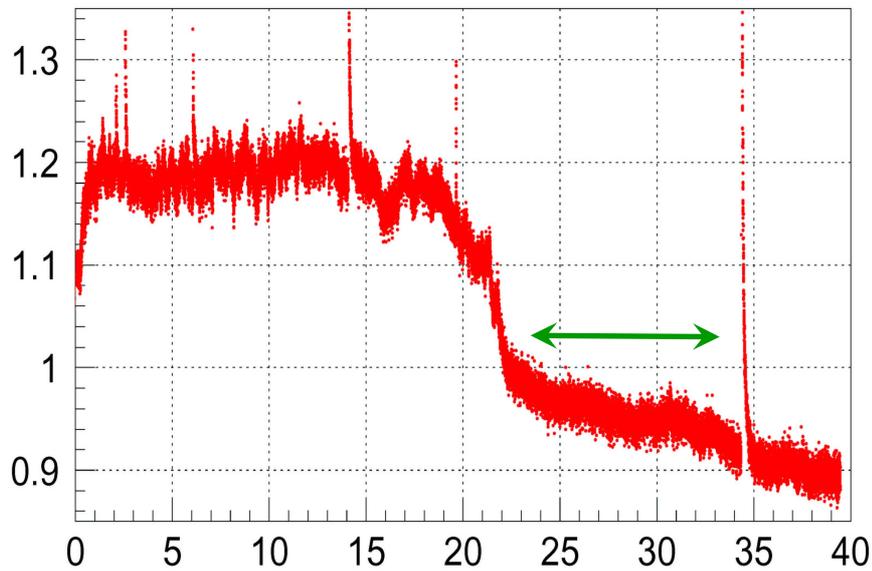


図 6.30: 熱浴温度の時間変動。横軸:時間 (ks)、縦軸:65 mK を基準とする温度 (mK) (緑矢印が選り出した部分)。

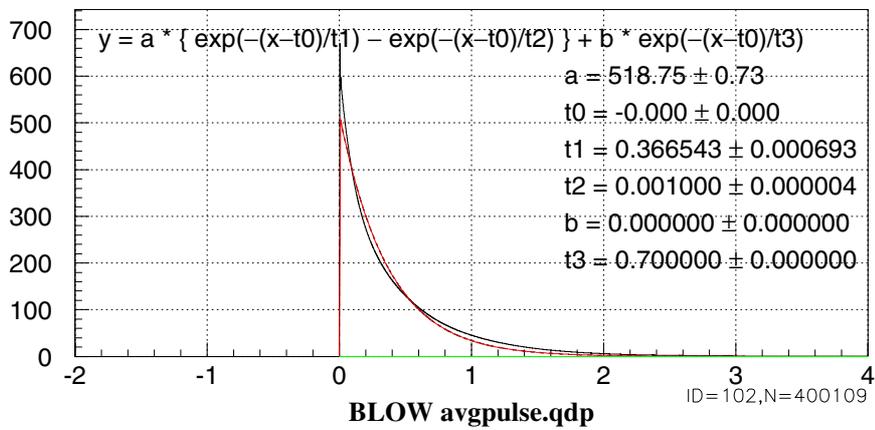


図 6.31: ピクセル 4d の平均パルス

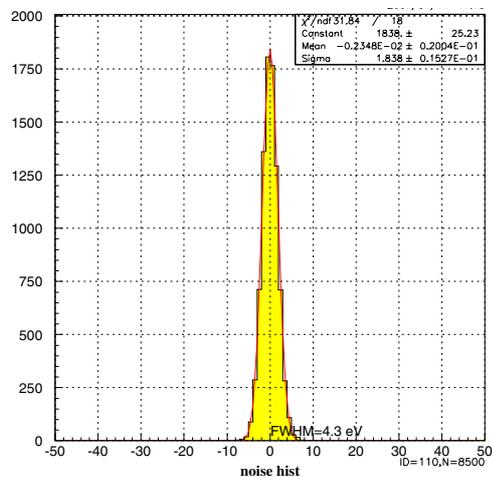
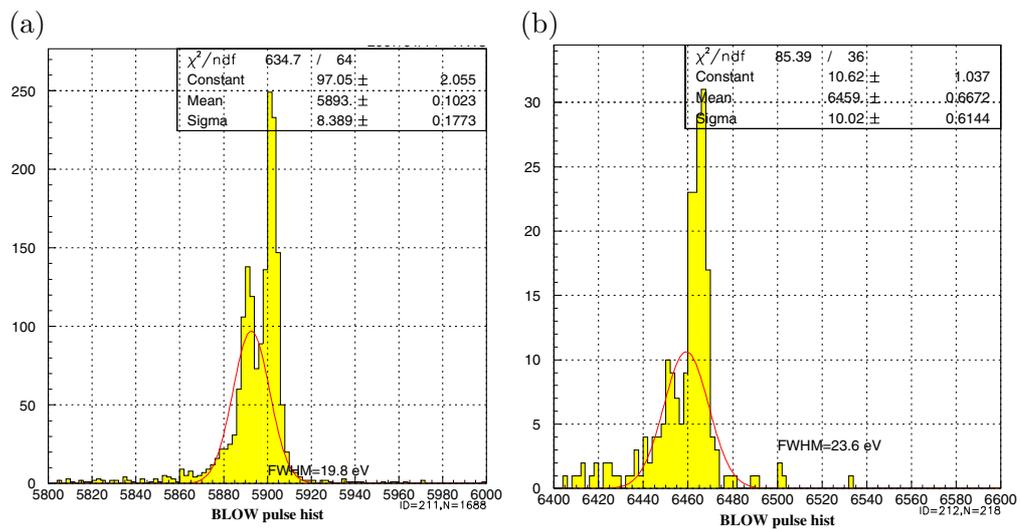


図 6.32: 動作点でのベースライン幅

図 6.33: (a)Mn-K α と (b)Mn-K β のエネルギースペクトル (シングルガウシアン)

さらに取得したパルスの波高値と X 線のエネルギーの関係を補正 (リニアリティ補正) する (図 6.34) と以下の結果を得る。

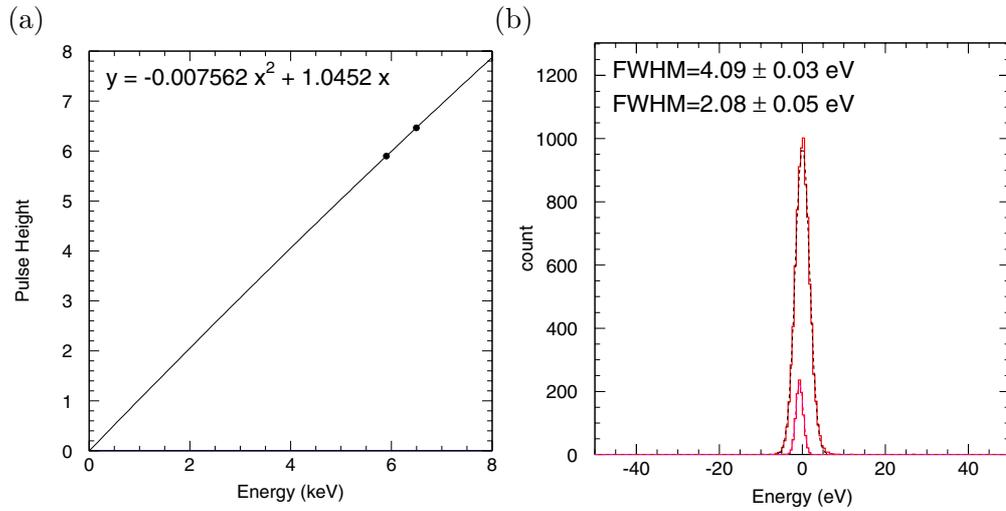


図 6.34: (a) リニアリティ補正の為に 2 次関数。 (b) 補正後のベースライン幅。小さい方が SQUID ノイズで大きい方がトータル。

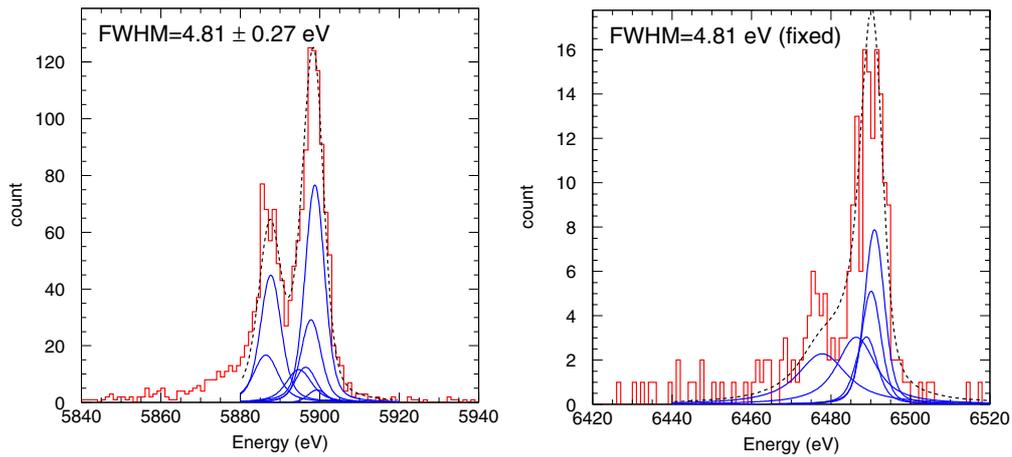


図 6.35: リニアリティ補正を行った (a) Mn-K α と (b) Mn-K β のエネルギースペクトル (ローレンツアンフィット)

TMU-146(ピクセル 4d) の測定結果をまとめる。

表 6.7: TMU-146 の測定結果のまとめ

解析に使ったパルス取得の時間	全体	一部
パルス時定数 (μs)	36.7	36.7
ベースライン幅 (eV)	4.6	4.3
Mn-K α の分解能 (eV)	19.9	19.8
Mn-K β の分解能 (eV)	25.8	23.6
リニアリティ補正後のベースライン幅 (eV)	4.6	4.1
Mn-K α の分解能 (eV)	8.8	4.8

第7章 考察・今後の課題

7.1 磁場に対する応答特性について

磁場 $300\mu\text{T}$ の結果及び磁場 $0\mu\text{T}$ 、 $200\mu\text{T}$ での測定結果もまとめると表 7.1 のようになる。

表 7.1: X 線照射実験の結果のまとめ

磁場の大きさ (μT)	0	200	300
ベースライン (eV)	7.5	7.9	11.0
平均パルスの時定数 (μs)	61.5	67.3	109.9
エネルギー分解能 (eV)	9.8	12.5	24.8

これに加えて磁場スキャンの結果から、 $300\mu\text{T}$ の磁場には影響が見られるものの、少なくとも $\sim 200\mu\text{T}$ の磁場に対し、新構造の TES カロリメータは十分な耐性を持っていると言える。

我々の研究グループでは他にもまだ超伝導磁気シールド構造を持つ TES カロリメータを保有しており、今後そちらの性能評価を行って今回の素子との比較を行っていきたいと考えている。

7.2 インハウスプロセスについて

7.2.1 Ti/Au 膜厚と転移温度

Ti/Au の膜厚と転移温度の関係について考察する。膜厚決定後に 2 cm 基板のまま RT 測定を行った 6 つの基板は Ti/Au=40/100 (nm) もしくは 35/100 (nm) でほぼ同じ膜厚を狙ってスパッタされたものであった。それが表 5.7 で明らかのように転移温度がバラつき、さらには転移しない(少なくとも測定した限りでは)というのは解釈がしづらい。これまでの我々の理解は成膜室真空度が一定であれば膜厚・転移温度・ α はほぼ同じになる、というもので、上記の 3 つについてはほぼ同じ結果を得るだろうと予想していた。しかし転移温度については大きな差が生じてしまった。 α はオーダーでの一致が見られる。

結果の転移温度と数段に渡る転移端だが、1 つ理由として考えられるのがボンディングの場所である。 2 cm 基板をそのまま RT 測定しようとする時、ボンディングの一方は Ti/Au がスパッタされているところに行くしかない。この為、ボンディング出来るスペースはボンディングマシンの針が届く限り、いくらでもある事になる。よって基板毎にボンディングされた場所と場所の距離が違ったりしてしまう。スパッタしたままの基板が電流をどう流すかはそう簡単に理解はできないであろう。とすれば、基板上で部分的に超伝導状態になっているような起きていて RT カーブが複数段の転移端を

示す事も考えられなくもない。評価が難しいが、今後はボンディングの場所にも十分気を払う事も必要であろう。

7.2.2 レジスト

エッチング時に起こったレジスト残りについて考察する。今回用いたレジスト S1818 は Au エッチング用溶剤 AURUM101 に含まれるヨウ素と反応し、本来溶けるはずのアセトンで取り除けないという事態になっていた (付録 A.2.1 参照)。これが今まで問題にならなかったのは Au エッチングの後に行う Ti エッチングの際に用いる溶剤、過酸化水素水で Ti と共に溶けるからだ、と考えられていた (図 7.1、7.2 参照)。しかし、今回は Ti エッチングの後に Au を再びエッチングする為に AURUM101 と反応したと思われるレジストが残って、膜厚を測る際に問題となった。さらに TMU-142 においては Ti エッチングの後にもレジストが残ってしまうという結果になった。そこで BEMCOT にアセトンを染み込ませてピクセルを拭く、という方法を取った (付録・図 A.12)。

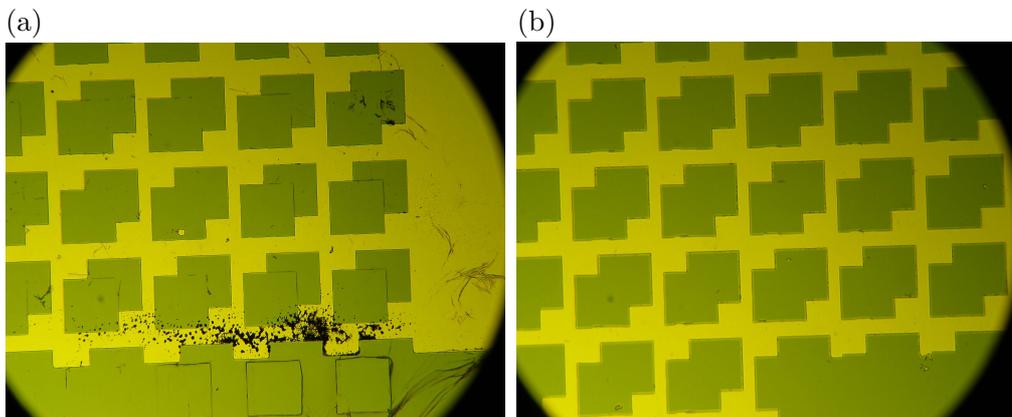


図 7.1: 過酸化水素水に漬けて 1 時間後。(a) 黒い物体の出た所。(b) 出なかった所。

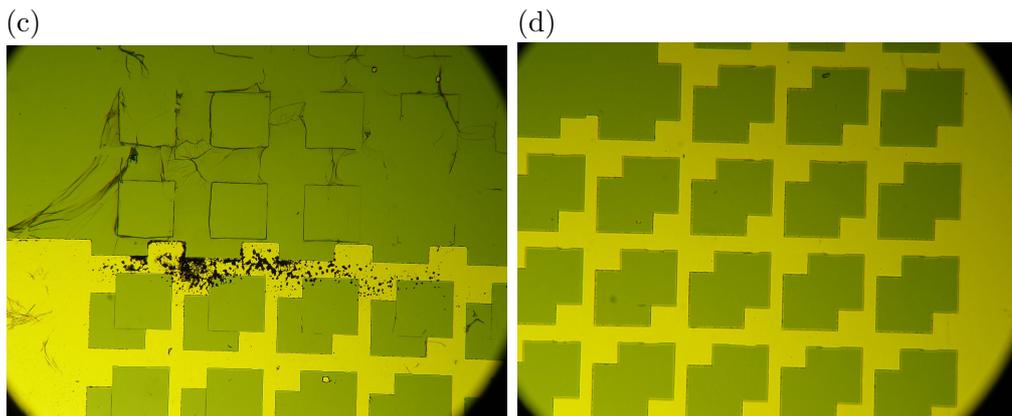


図 7.2: 過酸化水素水に漬けて 3 時間後。(c) 黒い物体の出た所。(d) 出なかった所。

またレジストが古い為にアセトンでも溶かし切れないのではないかと、という懸念もあったので新しいレジストを購入し AURUM101 との反応を確認した。

新しいレジストで Al 配線のパターンを施し、AURUM101 に漬けた写真を以下に示す。

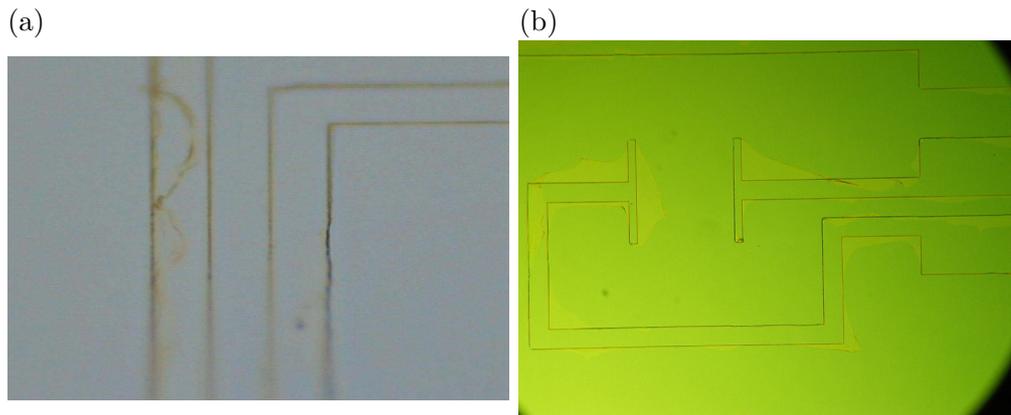


図 7.3: (a) 新しいレジストで取った Al 配線パターンその 1。 (b) その 2。

上記の Al 配線のパターンニングでは、どうやらレジストと AURUM101 が反応するらしい、という結果になったが、その後の調査から現像時のリンスの不足がレジスト (が反応したもの) を基板上に作っているのではないかという認識を持っている。リンス時に十分な洗浄 (溜められた純水での洗浄ではなく流水洗浄) を行うと残留物は現れないとの報告がある。

新しいレジストに関しては、これからも引き続き AURUM101 との反応の具合を見ながら使用していく予定である。またリンスの不足についてもそれが確実に影響しているのかどうか検証していく必要がある。

7.2.3 性能評価

今回製作した TES カロリメータ TMU-134,146 について、昨年度製作した素子 TMU-110 とも比較しながら性能評価の結果をまとめつつ考察を行う。

吸収体の成膜

今年度から新たに吸収体を成膜するようになった。これにより X 線の熱化が吸収体で行われるようになり、TES への熱の伝わりが改善された。よってパルスのばらつきが押さえられ、エネルギー分解能の向上につながった、と言える。

表 7.2: これまでに製作した素子の性能 その 1

TMU-ID	# 110	# 134	#146
吸収体の有無	なし	あり	あり
Mn-K α の分解能 (eV)	65	13.8	4.8
ベースライン (eV)	9.4	10.9	4.1
ばらつき (eV)	64	8.5	2.5

転移温度の調整と熱容量

134 から # 146 のプロセスの変化として、Ti/Au の膜厚から転移温度を予想し、また転移温度をプロセスフローに流す前の段階で予め測定した。これにより出来上がった素子の転移温度が低く押さえられ、吸収体が厚く付いていたにも関わらず、熱容量は同程度かそれ以下に押さえられている。

また転移温度が低くなる事で固有ノイズが減少し、結果としてベースラインの向上につながったと考えられる。

表 7.3: これまでに製作した素子の性能 その 2

TMU-ID	# 110	# 134	#146
転移温度 (mK)	170	244	92
熱容量 (pJ/K)	1.55	0.81	0.57
ベースライン (eV)	9.4	10.9	4.1

今回製作した TMU-146 は、これまで製作してきた in-house 素子はもちろんの事、SII 素子を含めた中で最も性能のよい素子で、単素子ではあるものの「すぎく」に搭載されたカロリメータに匹敵するエネルギー分解能を有している。しかしながら今回の測定では動作点に近いところでパルスがサチュレーション (飽和) を起こしてしまっているのが見られた。これは動作点から外れて超伝導遷移端を越えてしまっている事を意味している。よって次回以降の測定ではよりサイズの大きいピクセル (熱容量が大きいのでサチュレーションを起こさない) で X 線照射実験を行い、測定結果を詳細に解析し、最適パラメータの決定につなげたいと考えている。

7.2.4 今後の課題

今回 in-house プロセスで製作した素子は優れた性能を有するものとなったが、これはまだプロセス行程の現状を見直す限り、膜厚と転移温度の関係をはじめ、再現性があるとは断言できない。今後はプロセスの各行程の最適化を行わなくてはならない。

また、衛星搭載に向けてより実用的な素子作りを行う事が求められる。具体的には「開口面積の大きな素子」を作る事、そして「素子のアレイ化」である。開口面積の大きな素子を作る為に今段階で考えられているのは吸収体を TES のサイズよりも大きくする事である。いわゆるマッシュルーム構造と言われるものである。この為には新しいマスクの製作から行わなくてはならない。そして素子のアレイ化は配線の複雑化による読みだしの問題、周辺素子との熱的・磁氣的クロストークといった問題があり、これらの解決も必要となる。

付録 A Ti/Au 膜厚決定

Ti/Au の膜厚を TES にした時の転移温度が 120 ~ 150mK 程度となるように決める。この 120 ~ 150mK というのは 1 章で述べたように転移温度が ~ 100 mK の極低温である事他に希釈冷凍機においてもっとも温度コントロールがしやすいなど、測定を行う上で有利な事から選択された温度である。

この温度で転移するような膜厚を見出す為に、まずスパッタした Si の 2cm 基板をそのままの状態 (TES パターニングしない) で *RT* 測定を行い、次に膜厚測定をパターニングを行った後、再び *RT* 測定を行う、という手順で膜厚と転移温度の関係を調べた。

A.1 基板について

A.1.1 パラメータ

膜厚測定を行った各基板のパラメータを表 A.1 に示す。

表 A.1: 各基板のパラメータ

TMU-ID	#140	#141	#142
成膜日	'06/10/8	'06/10/11	'06/10/12
Ti/Au の厚さ (nm)	40/80	30/80	40/100
成膜室真空度 (Pa)	1.83×10^{-7}	1.33×10^{-7}	1.24×10^{-7}

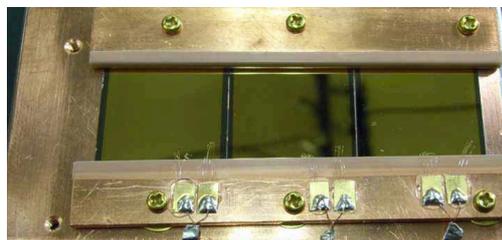


図 A.1: TMU-140,141,142 を治具に乗せた写真。左から 140,141,142。

A.1.2 *RT* 測定

図 A.2, A.3 に *RT* 測定の結果を示す。

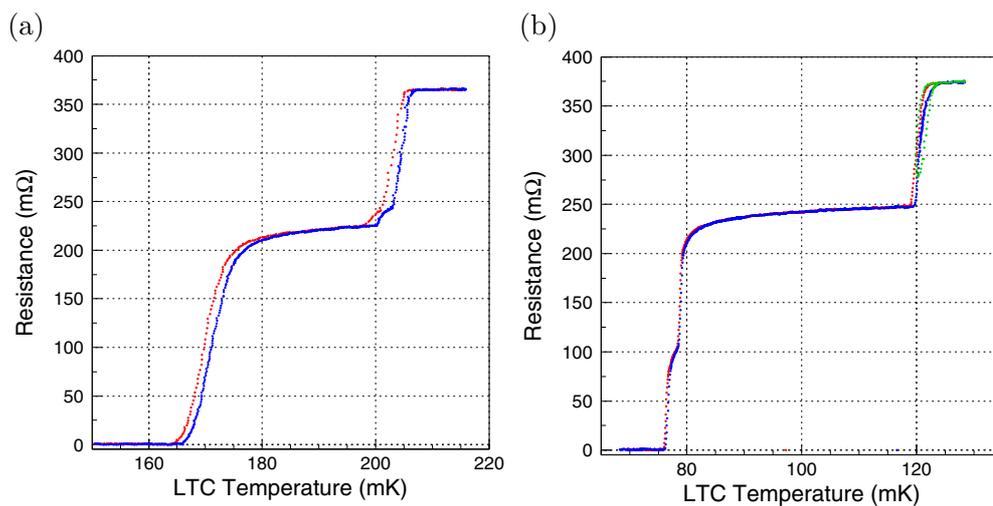


図 A.2: (a)TMU-140 の RT カーブ。 (b)TMU-141 の RT カーブ。

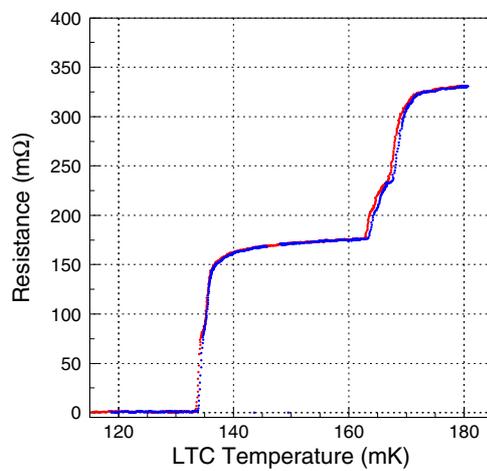


図 A.3: TMU-142 の RT カーブ

表 A.2: 各基板の転移温度と膜厚比

TMU-ID	#140	#141	#142
1 段目の転移温度 (mK)	205	120	165
2 段目の転移温度 (mK)	165	75	132
Au/Ti 膜厚比	2.00	2.67	2.50

膜厚比と転移温度に相関が見られる (表 A.2) 事が言えるが、また明らかに転移が 2 段になっている事も分かる。これは 2cm 基板の周辺部と中心付近での膜厚の違いが効いている為、と考える事も出来る。

A.2 膜厚測定

A.2.1 測定の手順

A.1.2 節の結果を受けて、基板の中心付近を周辺部で膜厚に差があるのかを調べる為、膜厚の測定を行った。膜厚は宇宙研クリーンルーム内の DEKTAK 6M で測定した。2cm 基板は、膜厚を測ったのち、TES パターンを作ってもう 1 度 *RT* 測定を行えるように

- 1/4 部分を MMC 用の 256 ピクセルマスクを使って Au/Ti/Au エッチングする
- 違う 1/4 部分をプロセス用の 16 ピクセルマスクを使って Au/Ti エッチングする

という事にした。

この手順では途中 (おそらく Au エッチングの時)、エッチングに用いるレジストが変質 (レジストとヨウ素の反応?) するらしくその後にアセトン漬けしてもレジストが取り除けない、という事が起こった (図 A.4)。

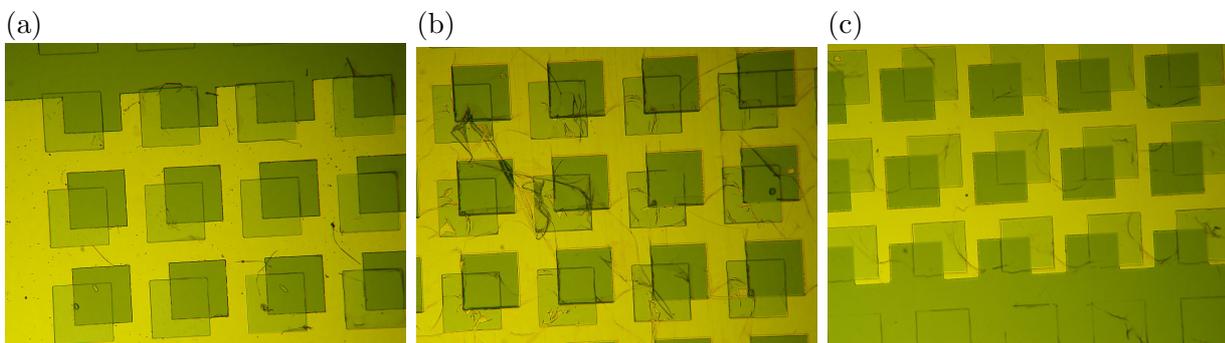


図 A.4: (a) 比較的キレイな所。(b) 汚い所。(c) 一晚現像液に漬けた後。

これは TMU-134 でも同じような事が起きていた。

このレジストの残りは、紫外線露光の時間を増やして現像したり、 O_2 アッシングを行っても取り除く事が出来なかった。

そこで今度は

- 1 Au/Ti エッチングが出来た時点で Au+Ti の厚みを測定し、
- 2 そのあと、Au を全面エッチングしてしまつて Ti のみの厚みを測定、
- 3 差から Au の厚みを知る、

という方法を採用した。

A.2.2 測定結果

初めに TMU-140 の DEKTAK 6M による段差測定の結果を示す。

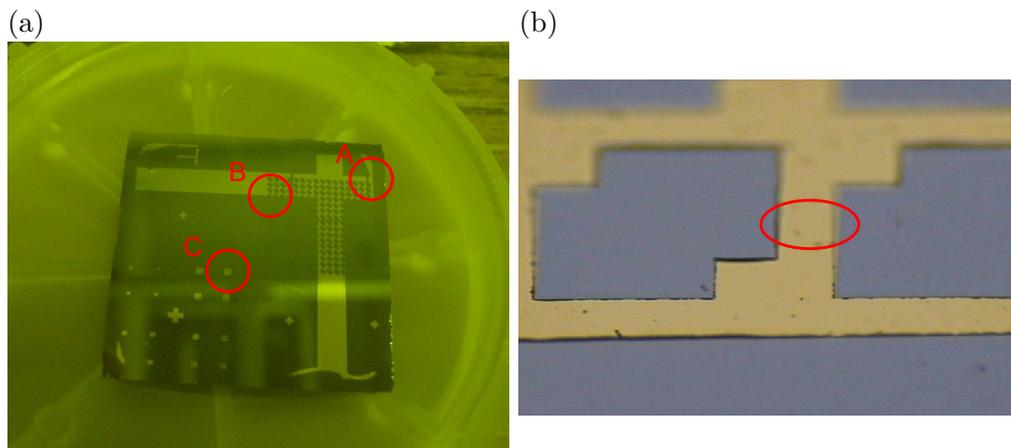


図 A.5: (a)TMU-140 の写真と測定したポイント。(b)ポイント A の顕微鏡写真。

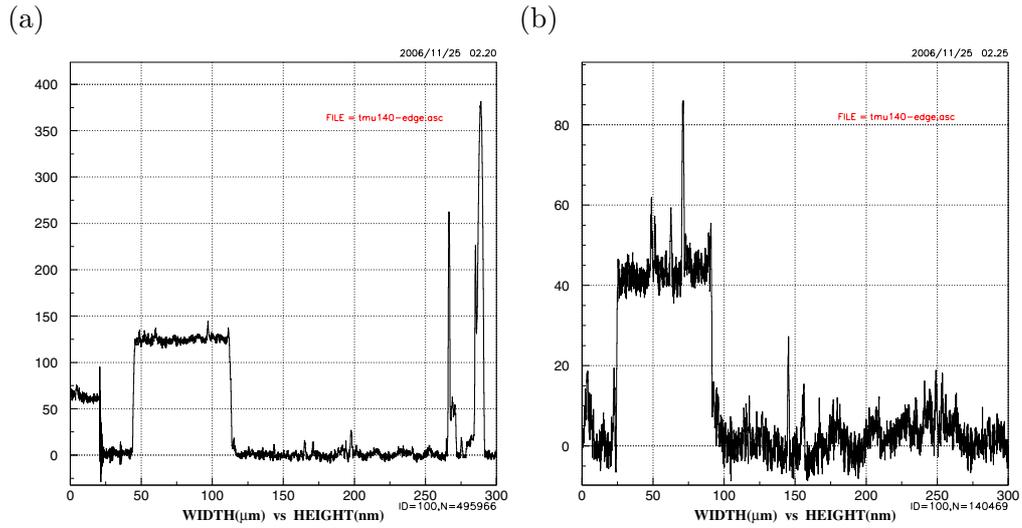


図 A.6: 縁付近 (ポイント A) の測定結果 (a)Au/Ti エッチング後。(b) さらに Au エッチング後。

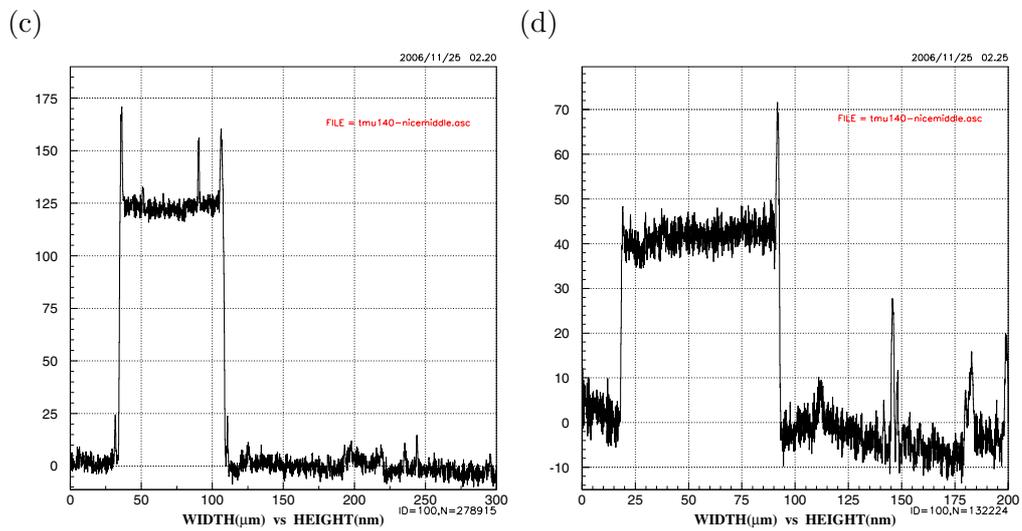


図 A.7: 縁より少し内側 (ポイント B)(c)Au/Ti エッチング後。(d) さらに Au エッチング後。

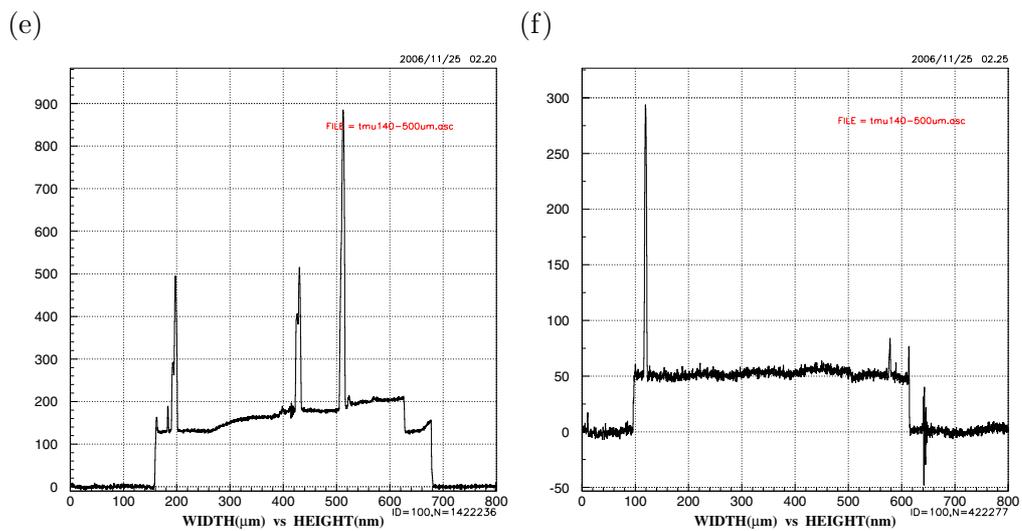


図 A.8: 500μm ピクセル (ポイント C)(e)Au/Ti エッチング後。(f) さらに Au エッチング後。

次に TMU-141 の測定結果を示す。

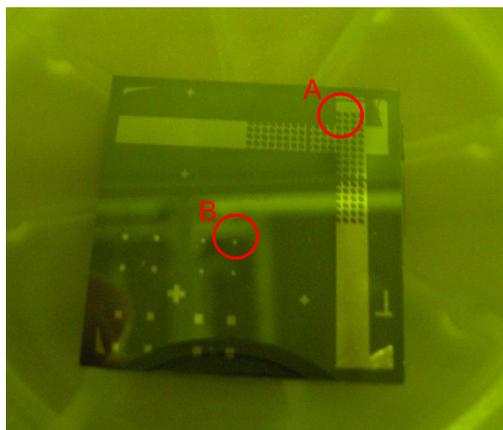


図 A.9: TMU-141 の測定ポイント

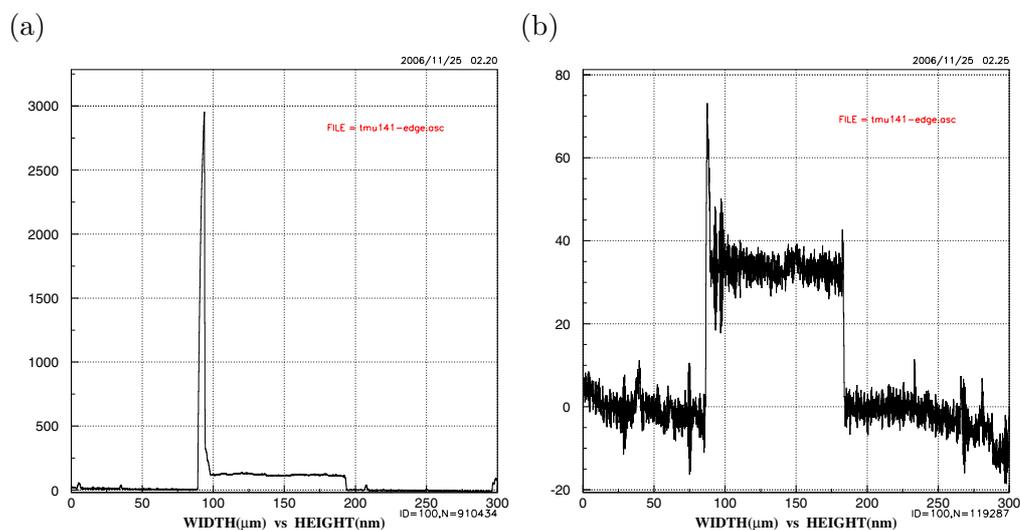


図 A.10: 縁付近 (ポイント A)(a)Au/Ti エッチング後。(b) さらに Au エッチング後。

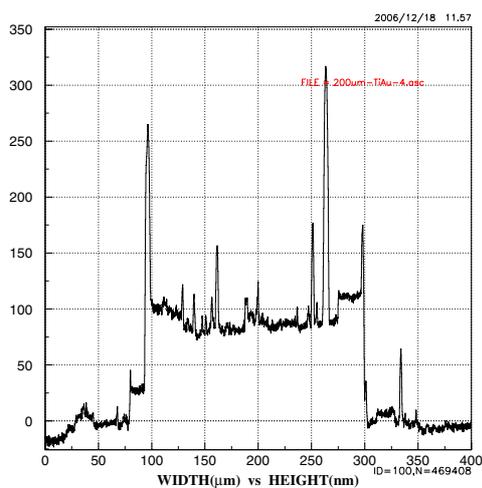


図 A.11: 中央部 (ポイント B) の Au/Ti エッチング後

ポイント B については Au エッチングがレジストによって明らかに阻害されており、Au がまるま

る残っていた為、DEKTAK 6M の測定結果は載せていない。

同様に TMU-142 にもレジストが溶け残っていた。そこで BEMCOT(繊維の細かい綿布) にアセトンを含ませ、レジストを拭き取る事を試みた。図 A.12、A.13 に拭き取りの結果を示す。また図 A.14 に中央部・縁付近の測定結果も示す。

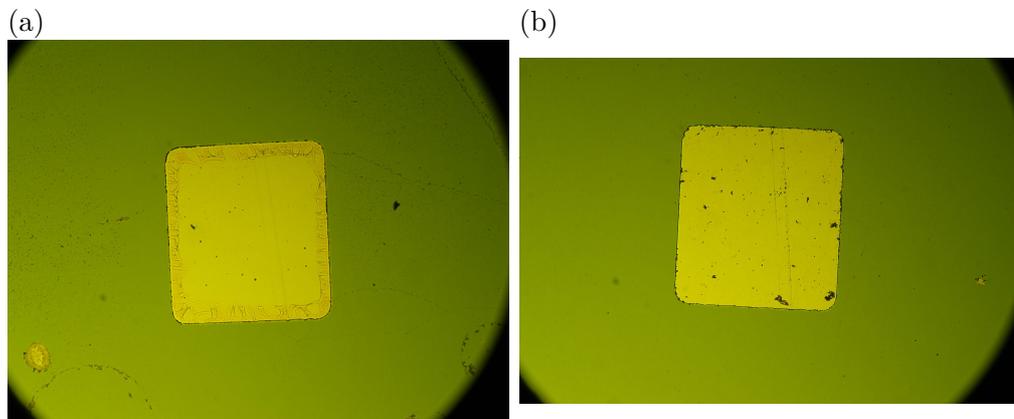


図 A.12: (a) TMU-142 の $400\mu\text{m}$ ピクセル上に残ったレジスト。(b) 拭き取った後。

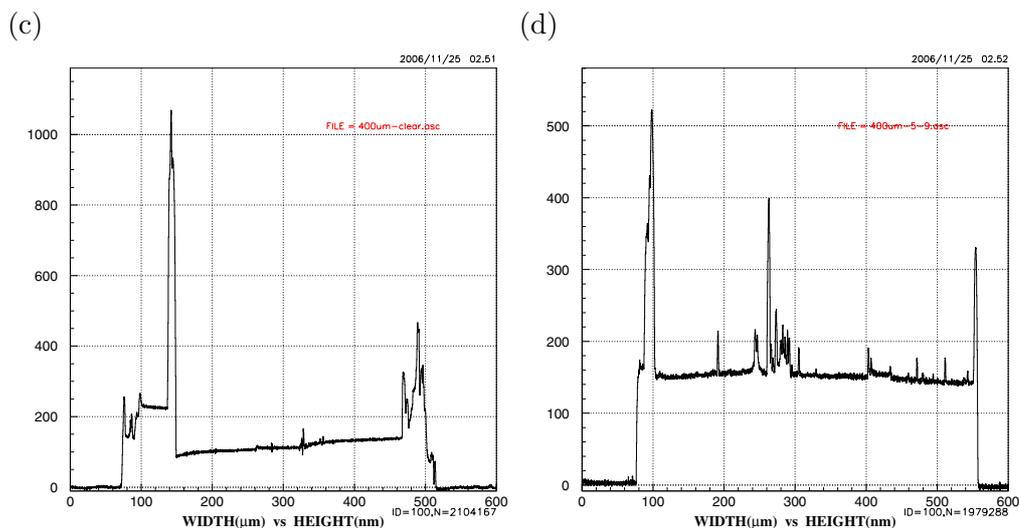


図 A.13: (c) レジストを取り除く前。(d) 拭き取った後。

以上よりレジスト残りの影響は少からずあるものの、以下の2つの事を見出した。

- 1, Ti+Au の膜厚の下限値は分からないが上限値として狙った膜厚 +30nm 以内にコントロール出来ている (Ti のみでは +10nm 以内)
- 2, 2cm 基板中の中央付近と縁付近で膜の付き具合に顕著な差は見られない

よってレジスト残りを考えない事にすると TES 形成後の RT 測定の結果から転移温度を見越した Ti/Au の膜厚を決定出来ると考えられる。

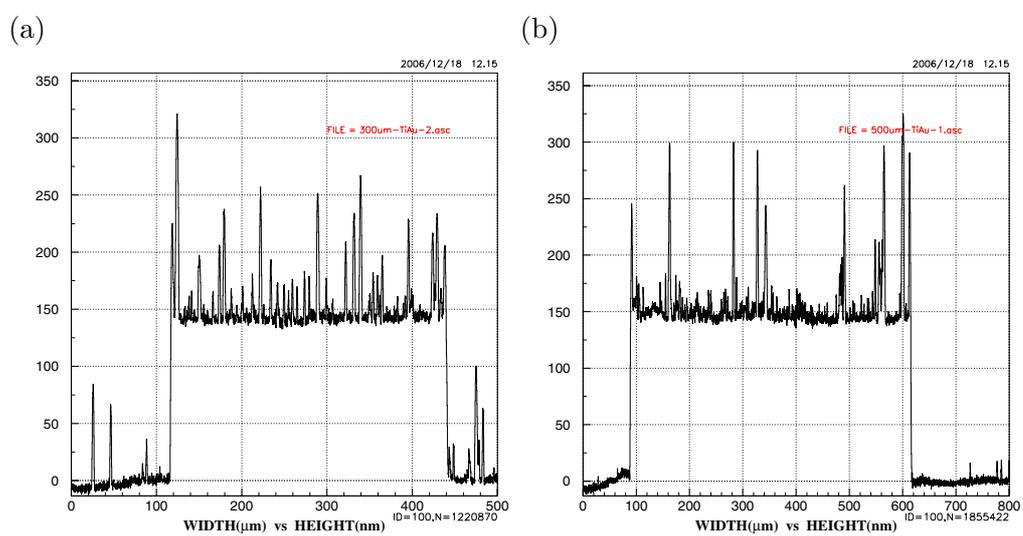


図 A.14: (a)TMU-142 の端と (b) 中央部

A.3 RT 測定と転移温度の確認

図 A.15 に RT 測定の結果 (TES 形成の前後で比較) を示す。

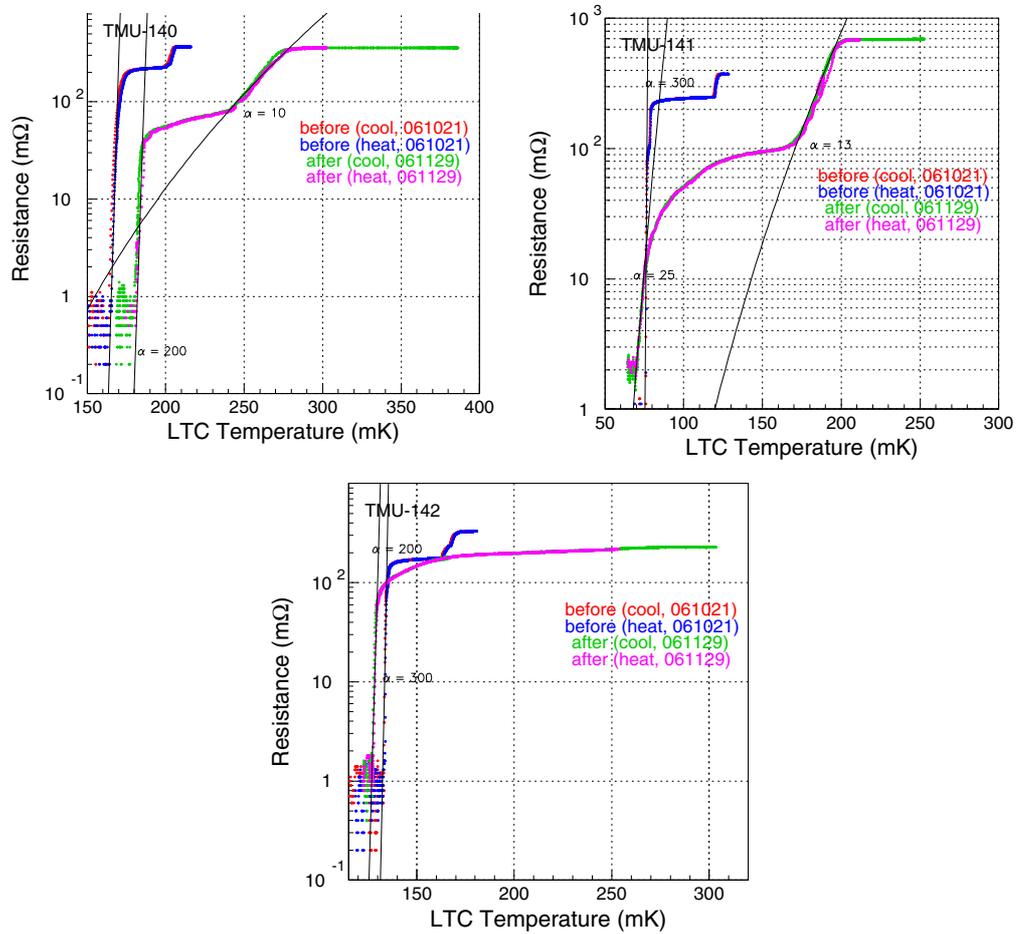


図 A.15: TMU-140,141,142 の RT カーブ。それぞれの青・赤がパターニング前で緑・ピンクがパターニング後。

この結果から TES 形成前後で転移温度が ~ 150 mK である、TMU-142 の膜厚 (Ti/Au = 40/100 (nm)) を選んだ。

付 録 B 希釈冷凍機用素子ホルダの設計図

希釈冷凍機へのマウント時に用いた、各素子ごとのホルダの設計図をまとめる。ホルダの製作は適宜自分で行った。

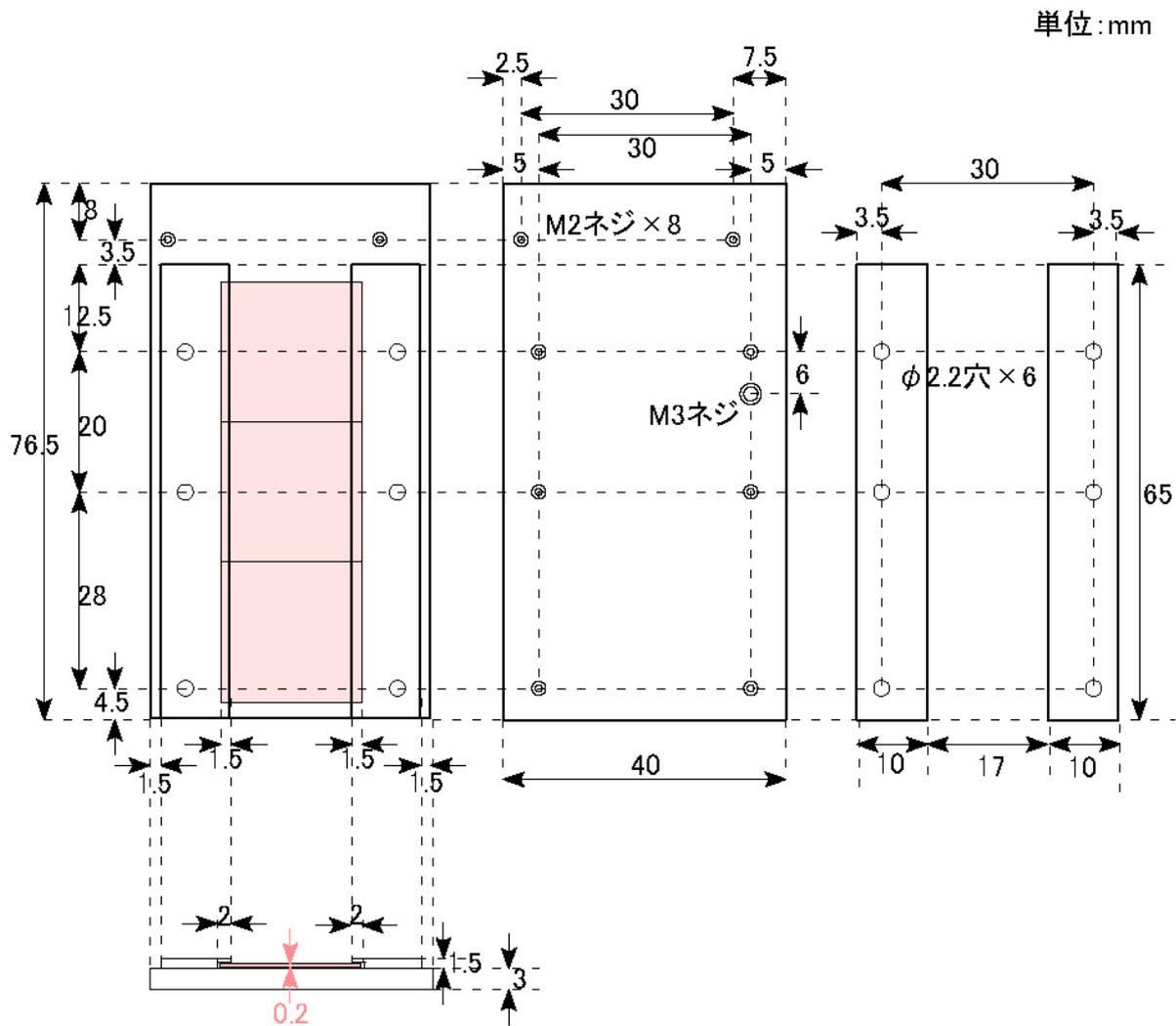


図 B.1: 2cm 基板用組み込みホルダの設計図

付録C KOHエッチング用治具の設計図

メンブレン構造形成の為の KOH エッチングに用いた治具の設計図をまとめる。

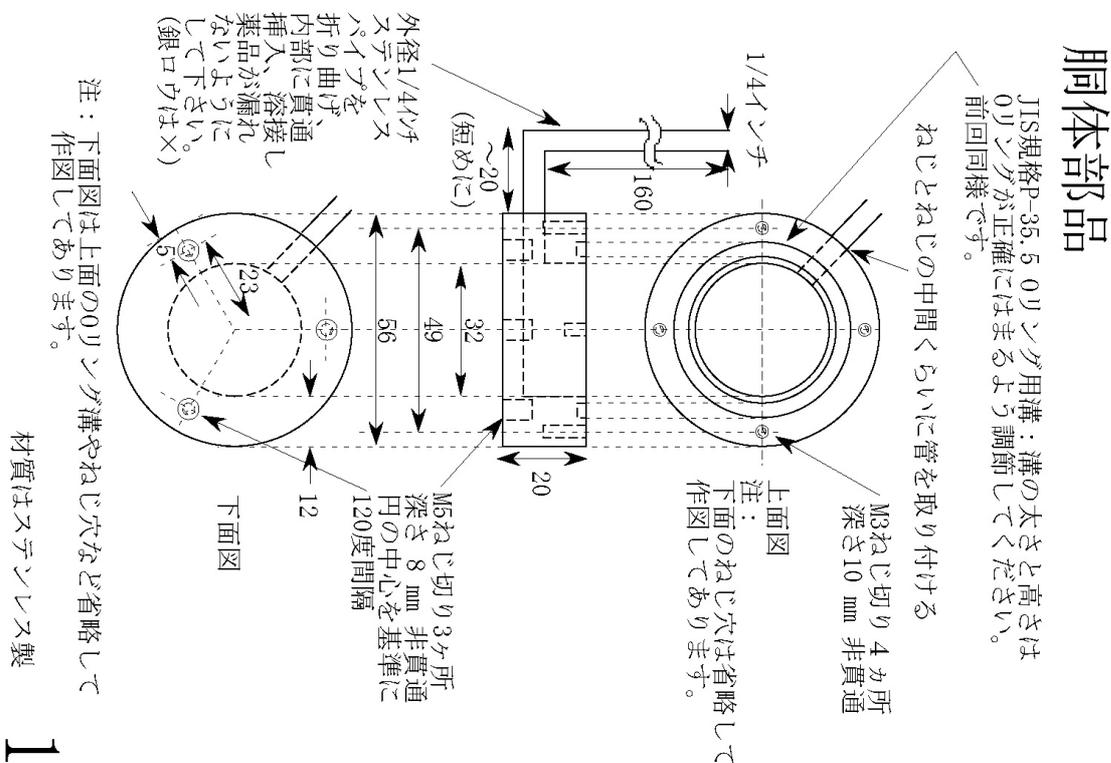
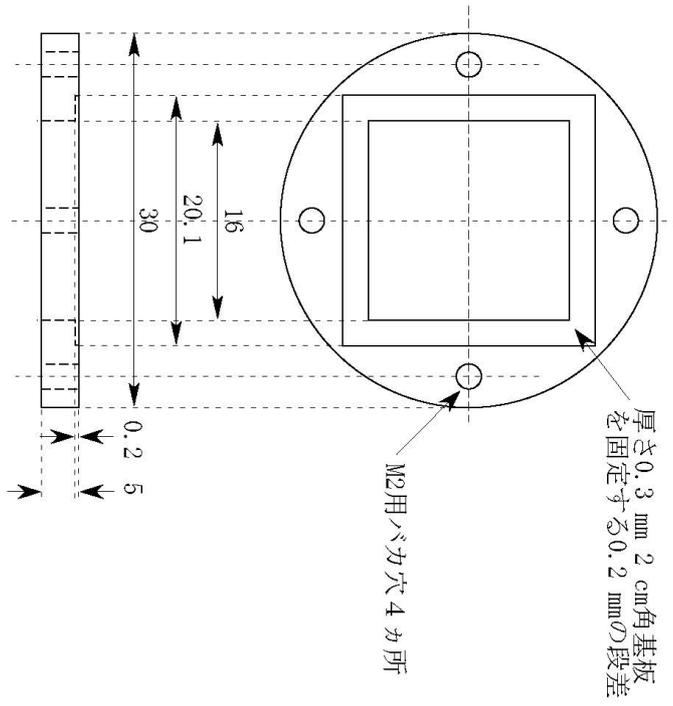
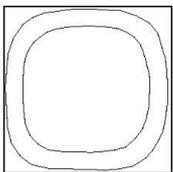
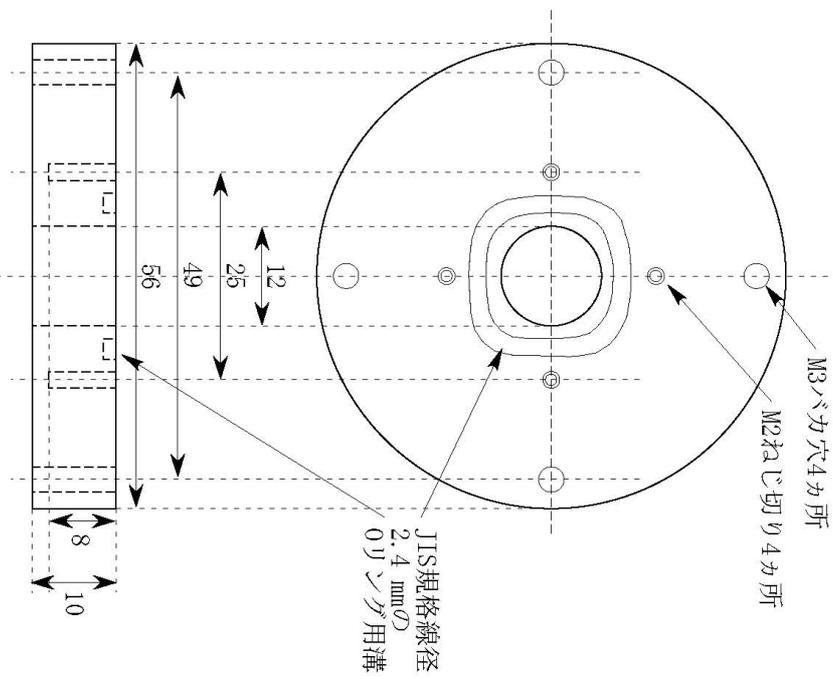


図 C.1: KOH エッチング用治具の設計図その 1



* ステンレス製で厚さ0.3 mmの2センチ角の基板も作ってください



2 cm基板

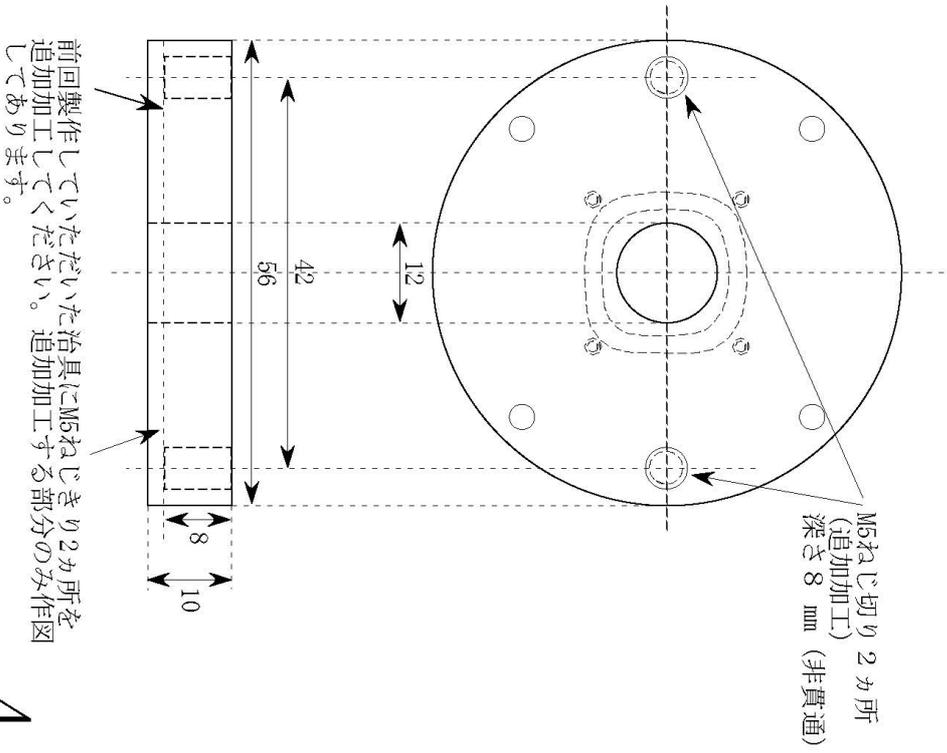
左図のように2 cm基板からはみ出ないようにな、出来るだけ多くの部分を囲うようにしてください。使用する0.1 mmの溝の深さはお任せします。

2

3

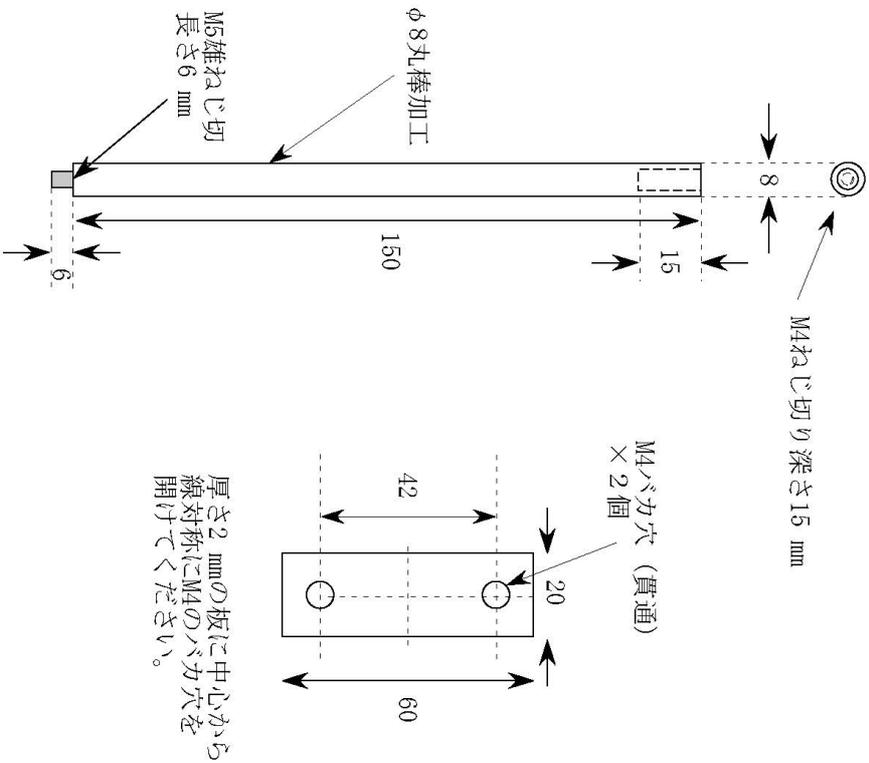
図 C.2: KOHエッチング用治具の設計図その2

追加加工



4

トツテ部品 (3点)



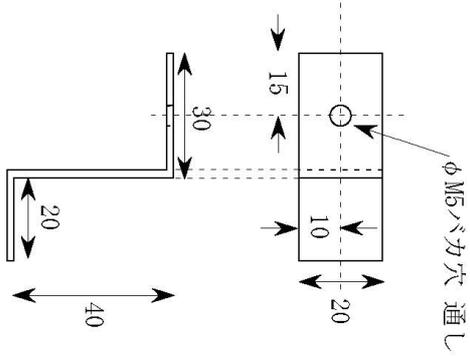
前のページのM5ねじ切り部分にねじ込む部品です。同じものを2つ製作してください。
材質はステンレス製

5

図 C.3: KOH エッチング用治具の設計図その 3

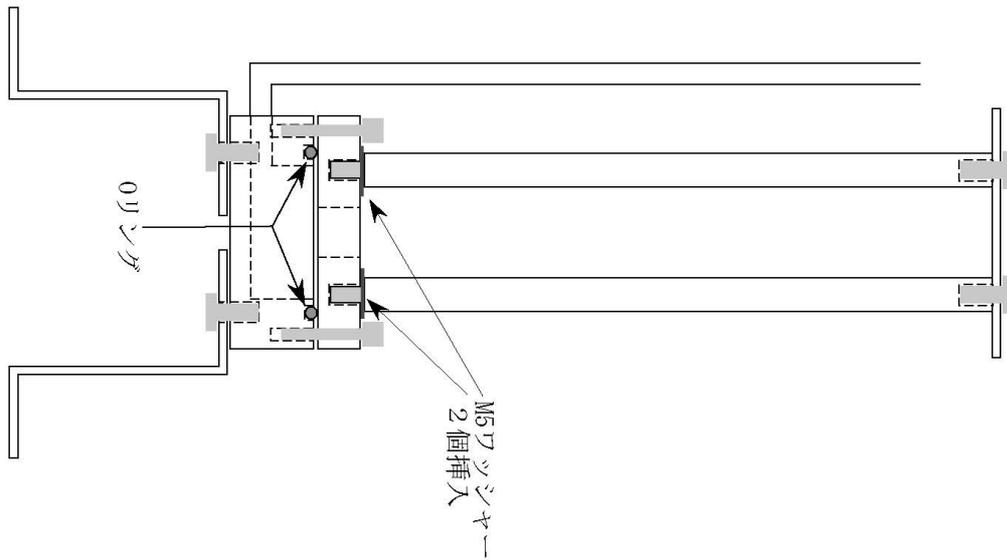
完成図

脚立部品 (3点)



厚さが2～3 mmの板を折り曲げ加工で3つ同じものを製作してください。

材質はステンレス製



6

7

図 C.4: KOH エッチング用治具の設計図その 4

謝辞

本研究は多くの方々に助けられ、また見守られてやり遂げる事が出来ました。

指導教官の大橋教授には天文学の事から実験の事まで様々な事を教えていただきました。その知識は大変深くて広く、それ自体が私にはまるで宇宙のように感じられる事がありました。一部であってもそれに接する機会があった事をとっても誇りに思います。石田助教授(現・宇宙研教授)には研究に対する姿勢を教えていただきました。現状を真摯に見極める観察眼、問題を提起し解決に導く為の物理的考察など研究者のなんたるかを見せられました。解析のお話をいただいたのに仕事が遅く、結局何も形に出来ずに終わってしまいました。石田さんのような方と一緒に仕事をする機会をみすみす逃してしまった事、残念でまた大変申し訳なく思っています。石崎助手には実験の事から計算機回りの事まで多岐に渡って面倒を見ていただきました。ご自身もご多忙な中、夜遅くまた朝早くから付き合ってください実験を円滑に進める事が出来ました。また、なるほどと唸るような鋭いアドバイスも数多くいただきました。もし石崎さんなしでこの研究・修論書きを進めていたら、と考えるとゾッとします。PD(現・国立天文台主任研究員)の大島さんには研究全般に関してたくさんのアドバイスをいただきました。研究の方針で悩んでいた私に的確なアドバイスを掛けてくれたから、今の私はあるように思います。秘書の高嶋さん、川上さんには旅費・書類手続きで色々とお世話になりました。

佐藤さんには普段のたわいもない事から計算機周りの質問まで色々お話をさせていただきました。研究室生活(お酒の席とかお酒の席とか・・・)が充実したものになったのは佐藤さんのおかげです。勤務地がお住いに近いという事なのでこれからもお世話になる事があるかも知れませんが、その時はよろしく願います。星野さんには実験その他に関してつまらない質問をたくさんしてしまいましたが、いつでも真面目に答えて下さいました。またお酒の席ではたくさん笑わせていただきました。楽しかったです。大澤君、鈴木君、床井さん、次はみんなの番です。充実した研究生生活が送れるよう祈っています。新井君、安保君、それぞれの道に進まれますがそこでも頑張ってください。白田君、林君、これからの大橋研を盛り上げて行って下さい。よろしく頼みます。窪田君、同期ながら実験室が異なり、接する時間もあまり多くはありませんでしたね。でも、他で頑張っている同期がいる、という事が励みになりました。これからはお互い社会人になりますが、たまにはお酒でも酌み交わしたいものです。

宇宙研の満田教授、山崎助教授はじめ、満田・山崎研の皆様にも実験の手助け・アドバイスをたくさんいただきました。特にD1の吉野さん、M1の向井君には本当に助けていただきました。2人の貢献なしではこの修論の完成はなかったでしょう。向井君、来年度は実験がますます忙しくなって大変でしょうが頑張ってください。陰ながら応援しています。

Rybicki ゼミメンバーのみんな、宇宙研でたまに会って話すといい気分転換・刺激になりました。みんなドクターに上がるようですね。今後のご活躍を祈っています。

篠崎さん、宇宙研に移られる前も移られてからも、いつでも周り(大橋研、カロリーメータチーム)への気遣いをされていました。篠崎さんのようにチーム全体を見渡している先輩の存在は、私のような後輩には大きいものでした。

最後に、これまで支えてきてくれた家族、友人に心から感謝したいと思います。

皆様、本当に本当にありがとうございました。

関連図書

- [1] J.N.Ullom, J.A.Beall, W.B.Dorise, W.D.Duncan, L.Ferreira, G.C.Hilton, K.D.Irwin, G.C.O'Neil, C.D.Reintsema, L.R.Vale, B.L.Zink, NIM A, 559 (2006), 422-425
- [2] R.Fujimoto and K.Mitsuda and N.Iyomoto and M.D.Audley and T.Miyazaki and T.Oshima and M.Yamazaki and K.Futamoto and Y.Takei and Y.Ishisaki and T.Kagei and T.Hiroike and U.Morita and T.Ohashi and N.Y.Yamasaki and A.Kushino and H.Kudo and H.Sato and T.Nakaura and E.Goto and S.Shoji and T.Homma and T.Osaka and Y.Kuroda and M.Onishi and M.Goto and K.Tanaka and T.Morooka and S.Nakayama and K.Chinone, AIP Conference Proceedings, Proc. Low Temperature Detectors, vol. 605, p231 (2002)
- [3] R.Fujimoto and K.Mitsuda and N.Iyomoto and T.Miyazaki and T.Oshima and K.Futamoto and Y.Takei and Y.Ishisaki and T.Hiroike and U.Morita and T.Ohashi and N.Y.Yamasaki and A.Kushino and H.Kudo and H.Sato and T.Nakaura and T.Arakawa and S.Shoji and H.Sato and H.Kobayashi and T.Homma and T.Osaka and Y.Kuroda and M.Onishi and K.Otake and K.Tanaka and T.Morooka and S.Nakayama and K.Chinone, RIKEN Review, vol. 47, p30 (2002)
- [4] K.D.Irwin, Ph. D thesis, Stanford Univ. (1995)
- [5] K.D.Irwin and S.W.Nam and B.Cabrera and B.Chugg and G.S.Park and R.P.Welty and J.M.Martinis, IEEE. Trans. Appl. Supercond., vol. 5, p2690 (1995)
- [6] K.D.Irwin, Appl.Phys.Lett., vol. 66, p1998 (1995)
- [7] R.Fujimoto, digfilt パッケージにおけるスペクトルの定義, report, 2002/12/25
- [8] Y.Ishisaki, digfilt のパルス/ノイズスペクトル出力の値について, report, 2002/12/25
- [9] J.C.Mather, Appl.Opt., vol. 21, p1125 (1982)
- [10] T.Miyazaki, Pulse analysis of SII-14b, Report, 2002/12/13
- [11] S.H.Moseley and J.C.Mather and D.McCammon, J. Appl. Phys., vol. 56, P1257 (1984)
- [12] G.Hölzer and M.Fritsch and M.Deutsch and J.Härtwig and E.Förster, Phys. Rev. A., vol. 56, 6, p4554 (1997)
- [13] S. R. Bandler, C. Enss, R. E. Lanou, H. J. Maris, T. More, F. S. Porter, G. M. Seidel, Journal of Low temperature Physics, vol. 93, p. 709 (1993)
- [14] M. Bühler & E. Umlauf, Europhys. Lett. vol 5, p297 (1988)
- [15] C. Enss, A. Fleischmann, T. Görlach, Y. H. Kim, G. M. Seidel, H. F. Braun, proceedings of LTD9 (AIP conference proceedings series 605) p.71 (2002)

- [16] C. Enss, A. Fleischmann, K. Host, J. Schönefeld, J. Sollner, Journal of Low Temperature Physics, vol.121, p.137 (2000)
- [17] A. Fleischmann, C. Enss, J. Schönefeld, J. Sollner, K. Horst, J. S. Adams, Y. H. Kim, G. M. Seidel, S. R. Bandler, NIM A, vol.444, p.100 (2000)
- [18] A. Fleischmann, J. Schönefeld, J. Sollner, C. Enss, J. S. Adams, S. R. Bandler, Y. H. Kim, G. M. Seidel, Journal of Low temperature Physics, vol. 118, p. 7 (2000)
- [19] A. Fleischmann, T. Daniyarov, H. Rotzinger, C. Enss, G. Seidel, will appear in LT23 proceedings (2003)
- [20] V. Zakosarenko, R. Stolz, L. Fritsch, H.G. Meyer, A. Fleischmann, and C. Enns, Supercond. Sci. Technol. 1404 (2003)
- [21] D. T. Gillespie, J. Appl. Phys. 83, 3118 (1998)
- [22] B. L. Zink, K. D. Irwin, D. P. Pappas, J. N. Ullom, M. E. Huber, LTD10 proceedings (2003)
- [23] K. D. Irwin, LTD10 proceedings (2003)
- [24] J. T. Harding and J. E. Zimmerman, Phys. Lett. A 27, 670 (1968)
- [25] Irwin, K.D., Appl. Phys. Lett. 66, 1998-2000 (1995)
- [26] Bergmann Tiest, W.M., Hoovers, H.F.C., Bruijn, M.P., Mels, W.A., Ridder, M.L., de Korte, P.A.J., and Huber, M.E., these proceedings. (LTD-9, 2001)
- [27] Irwin, K.D., Hilton, G.C., Martinis, J.M., Deiker, S., Bergren, N., Nam, S.W., Rudman, D.A., and Wollman, D.A. Nucl. Instr. Meth. A 444, 184-187 (2000)
- [28] K.Maegami, Ti 薄膜を用いた X 線マイクロカロリメータの開発研究, 東京大学 (1999)
- [29] 大島 泰, TES X 線マイクロカロリメータと SQUID アンブ読み出し系, 東京大学 (2000)
- [30] 影井 智宏, Ti-Au 薄膜を用いたマイクロカロリメータによる X 線検出, 東京都立大学 (2001)
- [31] 広池 哲平, Ti/Au 二層薄膜を用いた TES-ETF X 線マイクロカロリメータの研究開発, 東京都立大学 (2002)
- [32] 森田 ウメ代, TES 型 X 線マイクロカロリメータの応答特性の研究, 東京都立大学 (2003)
- [33] 竹井 洋, 超伝導遷移端 (TES 型)X 線マイクロカロリメータの熱的、電氣的応答とノイズ原因の物理的考察, 東京大学 (2003)
- [34] 吉田 清典, ビスマス吸収体を用いた TES 型 X 線マイクロカロリメータの製作と性能評価, 東京大学 (2005)
- [35] 藤森 玉行, TES 型 X 線マイクロカロリメータの製作プロセスの構築, 東京都立大学 (2006)
- [36] 山川 善之, TES 型マイクロカロリメータの X 線、 γ 線に対する応答特性の研究, 東京都立大学 (2006)
- [37] T.Morooka and K.Tanaka and K.Chinone,IEEE. Trans. Appl. Supercond. (2002)

- [38] Ashcroft&Mermin, Solid State Physics, Saunders College (1976)
- [39] 木村 逸郎・阪井 英次 訳 (Glenn F. Knoll), 「放射線計測ハンドブック」, 日刊工業新聞社 (1991)
- [40] 波岡 武・山下 広順 共編, 「X線結像光学」, 倍風館 (1999)
- [41] 宇野津 清・津屋 昇・森田 章・山下 次郎 共訳 (Charles Kittel), 「固体物理学入門 上、下」, 丸善 (1988)
- [42] 小林 俊一 訳 (M.Tinkham), 「超伝導現象」, 産業図書 (1981)
- [43] 久保 亮五, 「大学演習 熱学統計力学」, 裳華房 (1961)
- [44] 後藤 憲一・山崎 修一郎 共編, 「詳解 電磁気学演習」, 共立出版 (1970)
- [45] 田沼 静一, 「低温」, 共立出版 (1988)
- [46] 岡村 迪夫, 「解析ノイズメカニズム」, CQ 出版社 (1987)
- [47] 小林 俊一, 「物性測定の進歩 II -SQUID, SOR, 電子分光-」, 丸善 (1996)
- [48] 国立天文台 編, 「理科年表」, 丸善 (2001)
- [49] 黒田達美, 「物性論」, 裳華房 (2002)
- [50] 草野英二, 「はじめての薄膜作製技術」, 工業調査会 (2006)
- [51] M.Yamazaki, TES 型 X 線マイクロカロリメータの性能向上と撮像化を目指した研究, 東京大学 (2000)