

# 修士論文

## 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 大学院  
理学研究科 物理学専攻  
宇宙物理実験研究室

広池 哲平

# もくじ

<b>1</b>	<b>X 線天文学と分光観測</b>	<b>11</b>
1.1	X 線天文学	11
1.1.1	X 線天文学の展開	11
1.1.2	X 線で宇宙をみると	11
1.1.3	高性能 X 線分光による物理	12
1.2	放射線検出器	13
1.3	X 線検出器	15
1.3.1	ガス検出器	15
1.3.2	半導体検出器	17
1.3.3	X 線 CCD	18
1.3.4	超伝導トンネル接合検出器	18
1.3.5	カロリメータ	18
1.3.6	本論文の目的	20
<b>2</b>	<b>TES 型マイクロカロリメータの動作</b>	<b>21</b>
2.1	X 線マイクロカロリメータ	21
2.1.1	カロリメータの構造	21
2.1.2	代表的なパラメータ	21
2.1.3	吸収体	26
2.1.4	温度計	26
2.2	TES 型カロリメータの動作原理	27
2.2.1	TES: Transition Edge Sensor	27
2.2.2	ETF: Electro-Thermal Feedback の原理	28
2.2.3	ETF 下での有効時定数 $\tau_{\text{eff}}$	28
2.2.4	ETF 下での TES の電流変化	30
2.2.5	ETF の利点	30
2.3	ETF 下での応答	31
2.3.1	フィードバックの一般論	31
2.3.2	フィードバックとしての ETF の評価	32
2.3.3	Power Flow Equation	32
2.3.4	電流応答性	34
2.4	カロリメータ固有のノイズ	35

2.5	デジタルフィルタ処理	37
2.5.1	最適フィルタ	38
2.5.2	intrinsic なエネルギー分解能	39
2.6	最適な動作点	40
2.7	疑似的な定電圧を考慮した補正	40
2.8	熱化と散逸	42
2.8.1	熱化時間	42
2.8.2	散逸時間	42
2.9	電気安定性	43
2.10	吸収体による熱化時間の影響	45
2.10.1	吸収場所による熱伝播の違い	45
2.10.2	出力パルスの応答	47
<b>3</b>	<b>SQUID の動作原理</b>	<b>48</b>
3.1	dc-SQUID の原理	48
3.2	FLL: Flux Locked Loop	50
3.3	dc-SQUID のノイズ	51
3.3.1	ジョンソンノイズ	51
3.3.2	ショットノイズ	52
3.3.3	ノイズ等価パワー	52
3.4	SQUID AMP	53
3.4.1	TSS: Two Stage SQUID AMP	54
3.4.2	SSA: Serial SQUID Array AMP	54
<b>4</b>	<b>実験装置</b>	<b>55</b>
4.1	希釈冷凍機	55
4.2	SQUID	56
4.2.1	磁気遮蔽	56
4.3	モニター	58
<b>5</b>	<b>WSD-type カロリメータの性能評価</b>	<b>59</b>
5.1	旧型素子	60
5.1.1	旧型素子の特徴	60
5.1.2	改良点	61
5.2	改良型素子	61
5.2.1	カロリメータの構造	61
5.2.2	熱特性の見積り	62
5.3	WSD #61	65
5.3.1	吸収体	65
5.3.2	R-T 特性評価	66
5.3.3	ETF 特性評価	71

5.3.4	X 線照射実験	75
5.3.5	X 線スペクトル取得	75
5.3.6	X 線分光性能評価	80
5.3.7	ノイズ解析	82
5.4	WSD #62 Sn メッキ吸収体	85
5.4.1	吸収体	85
5.4.2	R-T 特性	85
5.4.3	ETF 特性評価	89
5.4.4	X 線照射実験	90
5.4.5	X 線スペクトル取得	91
5.4.6	WSD#61b との比較	93
5.5	WSD-type のまとめ	93
5.5.1	結果	93
5.5.2	今後の方針	94
<b>6</b>	<b>SII-type カロリメータの性能評価</b>	<b>96</b>
6.1	SII-type の特徴	96
6.1.1	カロリメータの構造	96
6.2	SII #6 遷移温度 100 mK 素子	97
6.2.1	R-T 特性評価	97
6.2.2	ETF 特性評価	101
6.2.3	X 線スペクトル取得	102
6.2.4	分光性能評価	103
6.2.5	ノイズ解析	104
6.3	SII #10 非常に大きな $\alpha$ を持つ素子	107
6.3.1	パラメータ	107
6.3.2	R-T 特性	107
6.3.3	X 線照射実験	108
6.3.4	ETF 特性	109
6.3.5	X 線スペクトル取得	110
6.3.6	データ処理 (その 2)	113
6.3.7	分光性能評価	114
6.4	SII-type まとめと考察	115
<b>7</b>	<b>まとめと今後</b>	<b>117</b>
7.1	結果のまとめ	117
7.1.1	WSD#61	118
7.1.2	WSD#62	118
7.1.3	SII#6	118
7.1.4	SII#10	119
7.2	比較考察	119

7.3	残された問題点	120
7.3.1	波形のばらつき	120
7.3.2	超伝導遷移温度	120
7.3.3	測定系	120
7.3.4	ベースラインの揺らぎとエネルギー分解能	121
7.4	今後の指針	121
7.4.1	SII#13a	122
7.4.2	都立大スパッタ装置	122
7.4.3	今後の課題	122
<b>A</b>	<b>超伝導体</b>	<b>123</b>
A.1	超伝導	123
A.2	GL パラメータ	124
A.2.1	コヒーレンス長とロンドン侵入長	124
A.2.2	表面エネルギー	125
A.3	第 I 種超伝導体	126
A.4	第 II 種超伝導体	126
A.5	WSD#46&#48	127
<b>B</b>	<b>X 線パルスデータ処理</b>	<b>129</b>
B.1	データ取得	129
B.2	データ処理	130
B.2.1	最初に準備するもの	130
B.2.2	*.sh ファイルの内容	132
B.3	より詳細なデータ解析	135
B.3.1	パラメータ	135
B.3.2	プログラム	136
<b>C</b>	<b>謝辞</b>	<b>138</b>

## 図一覧

1.1	太陽コロナの X 線像 . . . . .	12
1.2	Syg X-1 の位置の光学写真 . . . . .	12
1.3	単色 X 線入射時に観測されるエネルギースペクトル . . . . .	15
1.4	比例計数管の模式図 . . . . .	16
1.5	フォトダイオード検出器の模式図 . . . . .	17
2.1	カロリメータの構造 . . . . .	21
2.2	TES の R-T 曲線 (模式図) . . . . .	27
2.3	定電圧バイアスによる TES 駆動回路 . . . . .	28
2.4	疑似的定電圧バイアスに於ける ETF 回路図 . . . . .	29
2.5	一般的なフィードバック回路図 . . . . .	31
2.6	ETF ダイアグラム . . . . .	33
2.7	ノイズの寄与を含む ETF ダイアグラム . . . . .	36
2.8	ETF 下での電流性ノイズ密度 . . . . .	38
2.9	$\xi$ と $\theta = T/T_s$ の関係 . . . . .	40
2.10	疑似的定電圧バイアスによる TES 駆動回路 . . . . .	41
2.11	疑似的定電圧バイアス下での ETF ダイアグラム . . . . .	41
2.12	複素平面上でのインピーダンス . . . . .	44
2.13	カロリメータの温度変化モデル . . . . .	46
3.1	dc-SQUID 素子の模式図 . . . . .	49
3.2	dc-SQUID 素子の等価回路 . . . . .	49
3.3	一般的なフィードバック回路図 . . . . .	50
3.4	Flux Locked Loop . . . . .	51
3.5	TSS AMP の回路図 . . . . .	54
3.6	SSA AMP の回路図 . . . . .	54
4.1	希釈冷凍機の内部模式図 . . . . .	56
4.2	IVC 内部の構造 . . . . .	56
4.3	TSS AMP FRP 実装基盤上の配線図 . . . . .	57
4.4	SSA AMP FRP 実装基盤上の配線図 . . . . .	57
5.1	WSD 旧型素子の写真 (#46) . . . . .	60
5.2	WSD 旧型素子の模式図 . . . . .	60

5.3	WSD #46 $R - T$ 特性 . . . . .	61
5.4	WSD #48 $R - T$ 特性 . . . . .	61
5.5	WSD #61 素子の写真 . . . . .	62
5.6	WSD #61 素子の模式図 . . . . .	62
5.7	WSD#61b 吸収体取り付け作業中の写真 . . . . .	66
5.8	$R - T$ 特性評価 サンプルホルダー模式図と写真 . . . . .	66
5.9	WSD 素子のボンディングの様子 . . . . .	66
5.10	$R - T$ 測定時の配線図 . . . . .	66
5.11	WSD #61a&b $R - T$ 特性 . . . . .	68
5.12	#61a $R - T$ 曲線とフィッティング . . . . .	68
5.13	#61b $R - T$ 曲線とフィッティング . . . . .	68
5.14	#61b $\alpha$ の温度依存性 . . . . .	70
5.15	#61b 熱容量の温度依存性 . . . . .	70
5.16	ETF 特性評価時セットアップ . . . . .	72
5.17	X 線照射実験時の回路図 . . . . .	72
5.18	グラウンド周りの模式図 . . . . .	72
5.19	電池ボックスからインプットコイルまでの回路図 . . . . .	73
5.20	WSD#61b ETF 特性 (補正前) . . . . .	74
5.21	WSD#61b ETF 特性 (補正後) . . . . .	74
5.22	TES 抵抗値のバイアス依存性 . . . . .	75
5.23	TES の発熱量 . . . . .	75
5.24	ノイズレベル . . . . .	76
5.25	パルスハイト . . . . .	76
5.26	S/N 比 . . . . .	76
5.27	ノイズ成分パラメータ . . . . .	77
5.28	X 線パルス成分パラメータ . . . . .	78
5.29	WSD#61b 平均パルス . . . . .	79
5.30	平均パルスのフィッティング . . . . .	79
5.31	パルス & ノイズ パワースペクトル . . . . .	79
5.32	最適フィルタのテンプレート . . . . .	79
5.33	ベースラインの揺らぎ . . . . .	80
5.34	観測されたエネルギーの時間変化 . . . . .	80
5.35	取得された X 線スペクトル . . . . .	81
5.36	Mn-K $\alpha$ 付近を拡大 . . . . .	81
5.37	SQUID ノイズの見積もり . . . . .	84
5.38	ノイズパワースペクトル . . . . .	84
5.39	WSD#61b ノイズレベルと抵抗値の関係 . . . . .	84
5.40	WSD#62d の写真 . . . . .	86
5.41	WSD#62d カロリメータ作製フロー . . . . .	87
5.42	WSD #62d $R - T$ 特性 . . . . .	88

5.43	#62d $R - T$ 曲線とフィッティング	88
5.44	WSD#62d $\alpha$ の温度依存性	88
5.45	#61b と #62d	88
5.46	#62d 熱容量の温度依存性	89
5.47	WSD#62d ETF 特性 (補正後)	90
5.48	TES 抵抗値のバイアス依存性	90
5.49	TES の発熱量	90
5.50	ノイズレベル	91
5.51	パルスハイト	91
5.52	S/N 比	91
5.53	平均パルス	92
5.54	ベースラインの揺らぎ	92
5.55	観測されたエネルギーの時間変化	92
5.56	取得された X 線スペクトル	92
6.1	SII-type カロリメータの模式図と写真	97
6.2	SII-type #6 素子の模式図と写真	98
6.3	SII#6 吸収体取り付け後の写真	98
6.4	SII-type サンプルホルダーの模式図と写真	98
6.5	SII-type ボンディング図	99
6.6	SII#6a $R - T$ 特性	99
6.7	温度計の感度 $\alpha$ の温度依存性	99
6.8	SII#6a ETF 特性 (補正後)	101
6.9	TES 抵抗値のバイアス依存性	101
6.10	TES の発熱量	101
6.11	ノイズレベル	102
6.12	パルスハイト	102
6.13	S/N 比	102
6.14	ベースラインの揺らぎ	103
6.15	観測されたエネルギーの時間変化	103
6.16	取得された X 線スペクトル	103
6.17	ピーク付近の拡大図	103
6.18	SII#6a にみられる残留物	104
6.19	SQUID ノイズの見積もり	105
6.20	ノイズパワースペクトル	105
6.21	ノイズ成分を 3 つに分割	106
6.22	SII-type #10 素子の模式図	108
6.23	SII#10a $R - T$ 特性	108
6.24	温度計の感度 $\alpha$ の温度依存性	108
6.25	グラウンド周りの模式図	110



6.26	SII#10a ETF 特性 (補正後)	110
6.27	TES 抵抗値のバイアス依存性	110
6.28	TES の発熱量	111
6.29	ノイズレベル	111
6.30	パルスハイト	111
6.31	S/N 比	111
6.32	平均パルス	112
6.33	ベースラインの揺らぎ	112
6.34	取得された X 線スペクトル	112
6.35	$r$ パラメータのヒストグラム	113
6.36	相関図	113
6.37	$\tau_1$ パラメータのヒストグラム	114
6.38	$\tau_2$ パラメータのヒストグラム	114
6.39	X 線スペクトル	115
7.1	駆動装置によるノイズレベルの比較	121
A.1	磁場 – 温度平面に於ける超伝導状態	123
A.2	磁場 – 温度平面に於ける超伝導状態	123
A.3	超伝導体の抵抗値の温度依存性	124
A.4	ロンドン侵入長の模式図	125
A.5	超伝導パラメータの空間変化	126
A.6	WSD#46 と #48 の $R - T$ 曲線	127
A.7	WSD#46 のベースラインのパワースペクトル	128

## 表一覧

1.1	能力による分類	14
1.2	検出器の性能比較	18
4.1	SQUID 素子パラメータ	57
5.1	WSD-type を構成する物質の熱容量	63
5.2	WSD-type に使用された物質の物理パラメータ	63
5.3	WSD-type を構成する物質の比熱	63
5.4	WSD-type 各部の熱容量	64
5.5	WSD-type を構成する物質の音速度	64
5.6	WSD#61 フィットした際のパラメータ	69
5.7	WSD#61b TES のパラメータ	69
5.8	WSD#61 熱伝導度	71
5.9	WSD#61b 各動作点に於けるパラメータ	76
5.10	ノイズ成分解析パラメータ	77
5.11	WSD#61b X 線照射実験結果	81
5.12	#62d フィッティングパラメータ	86
5.13	#62d TES のパラメータ	86
5.14	WSD#62d 各動作点に於けるパラメータ	91
5.15	WSD#62d X 線照射実験結果	92
5.16	WSD#62d X 線照射実験結果	94
6.1	SII-type に使用された物質の物理パラメータ	97
6.2	SII#6a フィッティングパラメータ	100
6.3	SII#6a TES のパラメータ	100
6.4	SII#6a 熱伝導度	100
6.5	SII#6a 各動作点に於けるパラメータ	102
6.6	SII#6a X 線照射実験結果	104
6.7	SII#10a フィッティングパラメータ	109
6.8	SII#10a TES のパラメータ	109
6.9	SII#10a 熱伝導度	109
6.10	SII#10a 各動作点に於けるパラメータ	111
7.1	実験で使用したカロリメータのパラメータ (上) と動作点 (中) と実験結果 (下)	117

B.1 データ解析パラメータ . . . . .	135
--------------------------	-----

# 第 1 章

## X 線天文学と分光観測

### 1.1 X 線天文学

#### 1.1.1 X 線天文学の展開

宇宙から X 線がやってくることは、1962 年にアメリカの Giacconi らによる観測ロケットにより、全天で最も明るい X 線源である Sco X-1 が偶然発見されたものである。この時代になって初めて観測された理由は、宇宙からの X 線は地球大気によって完全に吸収されるからである。これを受けて、1960 年代には小型の観測ロケットにより X 線天体について断片的な知識が集められ始めたが、1970 年に世界初の X 線天文衛星 *Uhuru*(米) が登場し、全天走査の結果約 400 個の X 線天体をリストアップすることで研究は大きく飛躍した。その後は各国のそれぞれ特徴を持った観測器が次々に打ち上げられ、それらの幅広い活躍により X 線という波長は宇宙物理学にとって不可欠な窓として確立されてきた。現在では、ブラックホール、中性子星、超新星残骸、活動銀河核、銀河団などを筆頭に、ほとんどすべての天体が大なり小なり X 線を出していることが知られており、カタログ化された X 線天体は 10 万個以上にもなっている。

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 年には ASRTO-E II 衛星の打ち上げも予定されている。

#### 1.1.2 X 線で宇宙をみると

X 線で宇宙をみることで、どのような物理をみるのが可能となってきたのか、以下に 3 つの代表的な例を挙げて述べる。

太陽を取り巻くコロナの存在は、皆既日食を通じて古来より知られており、その正体は電離気体であろうと考えられていた。しかし、コロナ自体はほとんど X 線しか放射しておらず、コロナが数百万度という高温であり、太陽磁場により閉じ込められ、磁力線の繋ぎかえで刻々と加熱されているという科学的な本質は、大気圏外からの X 線観測によりようやく明らかになってきたものである。図 1.1 に「ようこう」が X 線でとらえた太陽の画像を示す。温度 6000 K の太陽表面の上空に、なぜこの様な高温コロナが存在するのか、そこには重大な物理学が含まれていると考えさせられるものである。さらに 1980 年代始めの *Einstein* 天文台は、多くの星が X 線を出しており、従って星も太陽と同じようにコロナを有することを発見した。X 線の眼を利用することで、コロナが太陽特有のものではなく、広く恒星に共通するものであると分かった。恒星を学ぶにあたって地球から最も近い太陽

は、手近な実験フィールドの一つであると言える。

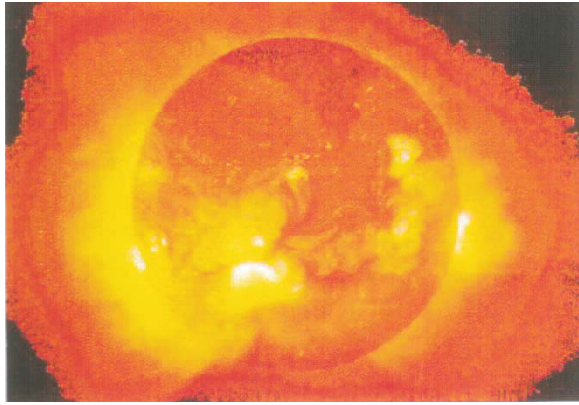


図 1.1: 太陽コロナの X 線像

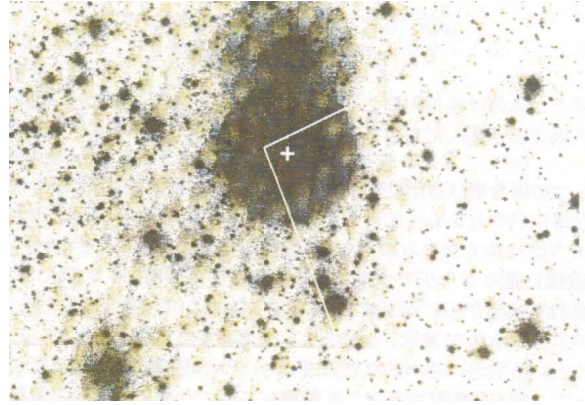


図 1.2: Syg X-1 の位置の光学写真 (+ 印が伴星)

現代では Syg X-1 など 20 個余りの天体が、ブラックホールと普通の星との近接連星であると知られている。図 1.2 は Syg X-1 の伴星を可視光で見たものを示している。この星は可視光では見えない天体により、5.6 日の周期で振り回されており、この見えない相手こそが太陽の 10 倍の質量を持つブラックホールであるとわかってきた。しかし、この伴星の方はどこにでもある何の変哲もない星であるので、この位置から強烈な X 線が放射されているという情報がなければ、この伴星に「見えない相手」が存在することなど永久に知られずに終わったと考えることもできる。すなわち、ブラックホールが観測的に発見できるのは、そこに吸い込まれる高温ガスが断末魔の悲鳴として X 線を放射するおかげであって、理論家の空想の域を出ていなかったらと考えることもできる。ブラックホールという概念は、Einstein の一般相対論の予言するところであり、もしこうしてブラックホールの実証が得られていなかったなら、一般相対論の信用もその分だけ割り引かれていた可能性もある。

宇宙で最も巨大な天体は「銀河団」であり、これまで 1 万個ほどが知られている。一つの銀河団は、数百個の銀河が重力で引き合っており、それらの銀河はどれも星々の大集合であるので、銀河団は結局のところ星から成っていると考えるのが自然である。ところが実際には、星の数倍の総量を持つ高温ガス（プラズマあるいはコロナ）が、銀河団の空間を満たしており、広がった X 線を放射している。まさにこの銀河団の高温ガスこそ、宇宙で最も優勢なバリオンの姿だったのである。しかしながら、銀河団の広大な空間にはこうした星やガスを集めたよりも 10 倍も多い正体不明の暗黒物質が分布している。その正体は恐らく未知の重い粒子であろうと考えられており、X 線の観測により暗黒物質があらゆる銀河団に付随することが確立されてきている。すなわち X 線観測が、銀河団とはまず第一義的には巨大な暗黒物質の塊であり、そこに重力で断熱圧縮された大量の高温ガスが閉じ込められており、その極一部が冷えて銀河や星になっているという描像を明らかにしてきたわけである。

このような 3 つの例を挙げるだけでも、X 線によって得られる宇宙の情報が、現代の自然観に根本的なインパクトを持っていることが分かる。また、宇宙ではいたるところで X 線が発生しており、それらの X 線は「熱いところはますます熱く、冷たいところはますます冷たくなる」という宇宙の基本的な性質を最も的確に映し出す鏡となっている。

### 1.1.3 高性能 X 線分光による物理

以下に高いエネルギー分解能を有する検出器によって、初めて可能となる X 線天文学について簡単に述べる。

### 微細構造線を用いた高温プラズマ診断

これまでの検出器のエネルギー分解能では輝線の分離が不十分であり、各元素がその種類と遷移前後の電子状態の違いを反映した共鳴線、禁制線、衛星線などといった各々エネルギーの異なる輝線を出す、これらの微細構造のブレンドとして認識せざるを得なかった。しかしながら、エネルギー分解能が～数 eV という能力を持つ検出器であれば、輝線を分離することが可能となり、これらのブレンドによる不定性が無くなり、観測対象の物理状態や運動状態についての正確な診断が可能となる。例えば、元素の存在比と同時に個々の元素の電離度の異なるイオンの存在比を知ることが可能であり、X 線源の温度を正確に求めることができる。また、微細構造線の広がりからイオンの熱運動の速度を測定でき、イオンの温度とあわせて、プラズマの進化を深く理解する上で重要な情報を得ることが可能となる。天体の例を挙げるとしたら、超新星残骸からのスペクトルを広く詳しく調べることで、超新星の分類や星の進化論に大きく貢献しうる。

### 輝線を用いた運動学

可視光や電波では高い精度で運動を測定できるが、高温プラズマのマクロな運動や X 線星自体の運動は、X 線でのみ可能である。輝線を分離できると、そこからドップラーシフトや輝線幅から天体の運動を直接測定することが可能となる。また、1 eV の精度で輝線エネルギーが測定できれば、固有運動で約 10 km/s、ハッブル (Hubble) の法則を適用して遠方銀河の距離を決める場合に 1 Mpc よりも良い精度が得られる。また、鉄の  $K\alpha_1$  と  $K\alpha_2$  とを分離可能なため、X 線連星系の伴星の視線速度まで決定できる。これにより、ブラックホール、中性子星、白色矮星などの連星系の公転速度を測定することで、高密度星の質量を詳しく求めることが可能となる。

### 低密度物質探査

低密度 X 線連星やクエーサーなどのスペクトルに特徴の少ない X 線源を背景として、X 線スペクトル中の吸収端構造から星間物質や銀河物質の重元素の組成や物理状態を探ることが可能である。吸収端のエネルギーの違いから、気体 / 固体の分離だけではなく、さらに分解能が高くなれば、吸収端から約 1 eV の範囲に渡って存在する EXAFS (Extended X-ray Absorption Fine Structure) による固体の状態診断が可能となり、宇宙の化学史に強い制限を設けることとなる。

## 1.2 放射線検出器

放射線の検出器には様々なものが存在する。そのどれもが、放射線により物質中に与えられたエネルギーが電子・原子・分子の相互作用の多数回の繰り返しを通じて、多くの原子・分子に分配されていく物理過程、または結果を利用して放射線を検出するものである。以下に検出原理ごとに分類をして一般的な例を挙げる。

- 熱的準安定状態からの外部刺激による相転移など
  - ・・・霧箱、泡箱、スパークチェンバー飛跡の検出に用いる。
- 化学反応
  - ・・・写真、原子核乾板

線量、飛跡の検出に用いる。

- 電子・イオン対 (電子・正孔対) の生成
  - ・・・ガス検出器 (電離箱、比例計数管、GM 計数管)
  - ・・・半導体検出器 (表面障壁型、拡散接合型、リチウムドリフト型)
  - ・・・ CCD: Charge Coupled Device
- シンチレーション (励起状態からの発光)
 

主に光電子増倍管 (photomultiplier) と組み合わせて用いられる。

  - ・・・無機シンチレータ、有機シンチレータ、液体シンチレータ
- チェレンコフ光
 

相対論的速度の荷電粒子検出

また、検出器の能力により表 1.1 のように分類される。

線量・線量率計測 *ダイナミックレンジ *線形性 *感度	←→	パルス計数 *時間分解能 *最大計数率 *検出効率
単純計数のみ *検出効率	←→	エネルギー有感 *エネルギー分解能
空間分布 イメージング	←→	不可能 可能 (位置有感検出器) *位置分解能 *画像線形性

表 1.1: 能力による分類

一般に 40 eV ~ 20 keV (30 ~ 0.05 nm) のエネルギー (波長) 領域における X 線の検出には光電効果が利用され、硬 X 線から  $\gamma$  線の領域ではコンプトン効果や電子対生成が有効となる。

上に挙げたような特徴を有する検出器の中から、X 線の検出に適したものを選択する必要がある。また、天体からの X 線を観測する際には地球大気による X 線の吸収があるために地上での観測は不可能である。そのため人工衛星に搭載しての観測が現在では主流であり、これらの検出器には、大きさ・寿命・耐久性などの制限が与えられることとなる。また、X 線以外の成分 (バックグラウンド)、例えば紫外線、荷電粒子、宇宙線にも感度を持っているため微弱な X 線を検出する場合には、これらの除去も重要な機能となる。

ここでエネルギー分解能について一般論を述べる。エネルギー  $E_0$  の単色の X 線が入射した際に得られるエネルギースペクトルを図 1.3 に示す。情報キャリアの揺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スペクトルは必ず有限の幅を有す

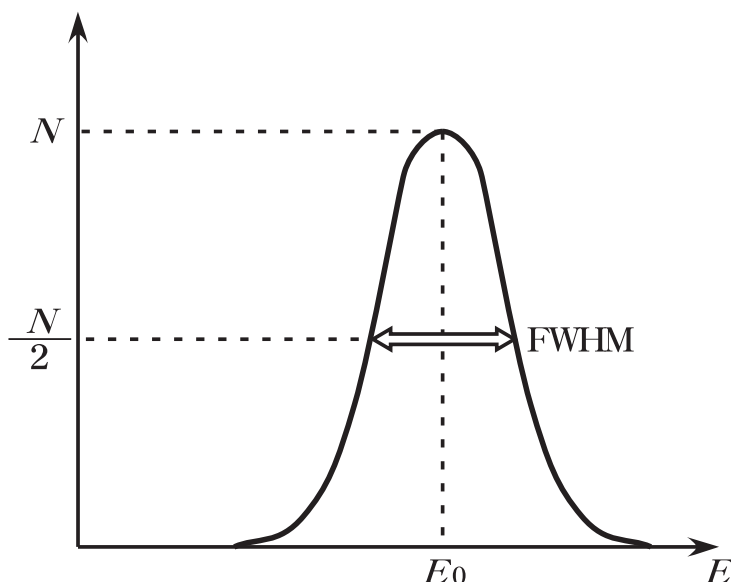


図 1.3: 単色 X 線入射時に観測されるエネルギースペクトル

る。この幅をエネルギー分解能と呼び、半値幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) で表す。一般に 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測定する。検出器に 1 つの光子が入射し、生成した情報キャリアが  $N$  個であったとする。ここで、情報キャリアの生成はポアソン (Poisson) 統計に従うとし、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には、図 1.3 に示す応答関数はガウス (Gauss) 分布となる。その標準偏差は  $\sigma = \sqrt{N}$  であり、半値幅は  $\text{FWHM} = 2.35\sqrt{N}$  で表されることとなる。これより、情報キャリア数の統計揺らぎによって決まるエネルギー分解能  $\Delta E$  は、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = \frac{2.35E_0}{\sqrt{N}} \quad (1.1)$$

と表される。しかし、実際には情報キャリアの生成はポアソン分布に完全には従わないので、実際のエネルギー分解能の限界は、

$$\Delta E_{\text{real}} = 2.35E_0 \sqrt{\frac{F}{N}} \quad (1.2)$$

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。

以下に、実際に人工衛星に搭載された例を挙げるなどし、検出原理について簡単に説明を行い、エネルギー分解能についても言及する。そして、従来の電子・イオン対 (電子・正孔対) の生成を利用した検出器では  $\Delta E < 10$  eV を到達することは不可能であることを述べ、超伝導トンネル接合検出器とカロリメータであれば理論的に  $\Delta E < 10$  eV を到達可能であることを示す。

### 1.3 X 線検出器

#### 1.3.1 ガス検出器



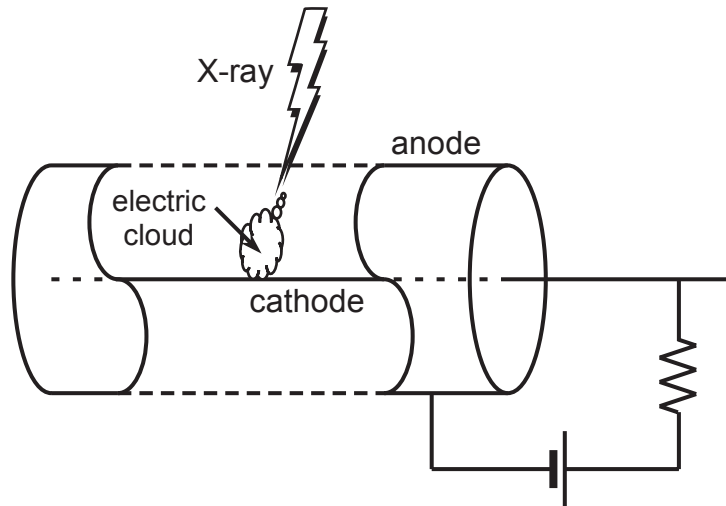


図 1.4: 比例計数管の模式図

比例係数管 (PC: Proportional Counter) は図 1.4 に示すように、円筒または角筒を陰極とし、細い芯線を陽極として高電圧を印加し前置増幅器を通してパルス信号を取り出す検出器である。

放射線がガス中を通過する際に、ガスを電離して一次電子とイオンを生成する。それぞれ電場により加速されるが、質量の違いから電子の方がより速く移動する。加速を受けた一次電子がガスのイオン化ポテンシャルを超えるエネルギーを得ると、一次電子によるガスのイオン化が生じ二次電子をイオンの対ができる。これを繰り返すことで入射エネルギーに比例した個数の電子が生成され、電極へ達することとなる。この電子増幅過程を電子なだれと呼ぶ。

筒の中には希ガスと有機ガスの混合ガスを流すか密封する。筒の一部を切り取り X 線透過率の高い薄膜を取り付けて X 線の入射窓にする。芯線には直径 20 ~ 100  $\mu\text{m}$  のタングステン線が主に用いられ、混合ガスとしては Ar 90% + CH<sub>4</sub> 10% の PR(P-10) ガスがよく使用される。X 線入射窓の膜には Be、Al、Ti の金属薄膜やポリプロピレン、マイラー、カプトン等のプラスチック薄膜が用いられる。印加する電圧はガスの種類や圧力にもよるが、1500 ~ 3000 V である。出力パルス電圧は 1 mV ~ 1 V、時間幅は 10 ~ 100  $\mu\text{s}$  程度である。検出効率は窓膜の透過率とガスの吸収率によって決まる。

エネルギー分解能は一次電子と二次電子の数の揺らぎで決まる。比例係数管では特に二次電子の数の揺らぎが大きく、一般にエネルギー分解能は悪い。入射 X 線エネルギーを  $E_0$ 、一つの中性ガスを電離しイオン対を生成するのに必要なエネルギーを  $W$  とし、二次電子の数の揺らぎの影響を加味し式 1.2 を書き換えると、エネルギー分解能  $\Delta E$  は、

$$\Delta E = 2.35 \sqrt{E_0 W (F + b)} \quad (1.3)$$

と表される。ここで  $b$  は電子なだれの理論的予想から導かれる定数であり、 $0.4 < b < 0.7$  程度の値を持つ。比例係数管での典型的な値としては、 $W = 35 \text{ eV}$ 、 $F = 0.20$ 、 $b = 0.6$  である。これを上の式に代入すると、6 keV に対するエネルギー分解能は 960 eV となる。

一方、ガス蛍光比例係数管 (GSPC: Gas Scintillation Proportional Counter) では一次電子で中性ガスを励起させ、これが基底状態に戻る際に放出する光子を利用したもので、電子なだれを生じることがないため比例係数管よりも高いエネルギー分解能を達成することが可能である。代表的なガス蛍光比例係数管での値  $W = 35 \text{ eV}$ 、 $F = 0.20$  を用いると、6 keV に対するエネルギー分解能は 480

eV となる。この値は X 線天文衛星 *ASCA* に搭載されていた GIS: Gas Imaging Spectrometer のエネルギー分解能にほぼ一致する。

### 1.3.2 半導体検出器

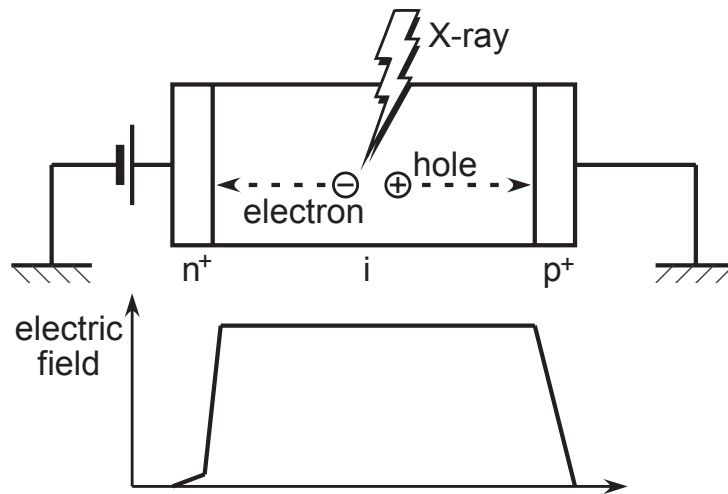


図 1.5: フォトダイオード検出器の模式図

半導体ダイオード検出器あるいは単に固体検出器 (SSD: Solid-State Detector) とも呼ばれる。この検出器の基本的情報キャリアは X 線から変換された一次電子であり、入射 X 線にそって電子・正孔対が生じる。これを検出器内部に印加した電圧によって収集して電気信号として読み出すのが基本的な検出原理である。次に述べる X 線 CCD も広義では半導体検出器であるが、ここでは放射線検出器として比較的歴史のあるリチウムドリフト型シリコン Si(Li) 検出器と、最近になって急速に発展してきたテルル化カドミウム亜鉛 CdZnTe 検出器について簡単に述べる。

半導体検出器の構造を図 1.5 に示す。pn 接合に逆バイアスをかけると空乏領域が形成され、この領域にて X 線が吸収され電子・正孔対がその行路に沿って生じる。例えば、 $1\ \mu\text{m}$  あたり 80 対 (最小電離状態にある荷電粒子の場合) の割合で生じる。電極に印加されたバイアス電圧によりこの有感領域に強い電場が生じており、電子・正孔対はこの電場により分離・収集される。図中 i で示されている領域は真性 (intrinsic) 領域となっており、高い絶縁性を示し電荷収集のための高いバイアスを安定してかけることが可能である。つまりこの領域が有感領域となっている。

Si の場合この領域の厚みは数 mm まで可能であり、通常ここに数 100 ~ 数 1000 V のバイアスをかけて用いる。半導体検出器の時間分解能は、有感領域を電子または正孔が移動する速さで決まり、2 mm 厚を例にとれば 10 ~ 100 ns 程度になる。一つの情報キャリアを生じるのに必要なエネルギー  $W$  は、半導体検出器では Si で平均 3.65 eV、Ge で平均 2.96 eV とガス検出器に比べ 1/10 であり高いエネルギー分解能が期待される。Si を用いた半導体検出器のファノ因子  $F$  の典型的な値は 0.1 である。従って式 1.3 を用いると 60 keV に対するエネルギー分解能は 1.1 keV という値を得る。しかしながら実際には、半導体検出器のエネルギー分解能は前置増幅器の雑音レベルで決まってしまう。

ASTRO-E II 搭載 HXD: Hard X-ray Detector による観測帯域のうち低エネルギー側を受け持つ PIN 型シリコン半導体検出器では、2 mm 厚のシリコン PIN フォトダイオード素子を 2 枚重ねにし、有効厚みを 4 mm として用いる。前置増幅器の雑音を抑えるため低温に冷却して用いる。 $-20\ ^\circ\text{C}$

で達成できる 10 ~ 80 keV に対するエネルギー分解能は Si 換算のエネルギー分解能で約 4 keV であり、エネルギーの下限で約 10 keV である。

### 1.3.3 X 線 CCD

ビデオカメラとして多用される CCD は X 線計測にも有用であり、位置およびエネルギー分解能ともに優れた撮像型検出器として用いられている。X 線 CCD カメラは、一つ一つの小さな半導体検出器をモザイク状に並べることにより、前置増幅器からみた静電容量を小さくし、増幅器の雑音レベルを下げることに成功した検出器である。ASCA に搭載された SIS: Solid-State Imaging Spectrometer では、6 keV に対して 120 eV のエネルギー分解能を達成しており、これは理論的な限界値に近いものである。

	エネルギー帯域	エネルギー分解能	位置分解能	時間分解能
比例計数管	40 eV ~ 40 keV	1.1 keV@6 keV	0.1 ~ 1 mm	10 $\mu$ s
蛍光比例計数管	0.2 ~ 40 keV	480 eV@6 keV	0.1 ~ 1 mm	100 $\mu$ s
半導体検出器	0.2 ~ 100 keV	150 eV@6 keV	—	10 $\mu$ s
X 線 CCD	40 eV ~ 20 keV	150 eV@6 keV	10 ~ 20 $\mu$ m	100 ms
半導体温度計カロリメータ	0.5 ~ 20 keV	12 eV@6 keV	1 mm	10 ms

表 1.2: 検出器の性能比較

### 1.3.4 超伝導トンネル接合検出器

超伝導トンネル接合検出器 (STJ: Superconducting Tunnel Junction) は、2 枚の超伝導対で薄い絶縁膜を挟んだ構造をしている。STJ 素子にて X 線が光電吸収される際に生成された光電子がクーパー (Cooper) 対を破壊して準粒子 (単独の電子) を作る。STJ ではトンネル効果で絶縁体を通過した準粒子を信号として検出する。超伝導現象を利用するため、~ 4 K の極低温にて動作させる必要がある。超伝導状態にある電子が常伝導状態となるのに必要なエネルギー、すなわちクーパー対を一つ破壊するのに必要なエネルギーは数 meV である。エネルギー分解能の限界は情報キャリア数の統計揺らぎによって決まるので、STJ の分解能は半導体検出器に比べ数十倍も良くなると考えられ、原理的には ~ 4 eV のエネルギー分解能を達成することが可能である。

### 1.3.5 カロリメータ

カロリメータ (ボロメータ) とは X 線のエネルギーを電子や光子に変換するのではなく、そのエネルギーを素子の微小な温度上昇 (~ 数 mK) として測定する検出器である。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、極低温に冷却することで飛躍的に向上する。また、この温度上昇を検出するのに用いる温度計の性能により、カロリメータのエネルギー分解能も左右される。次章にて詳しく述べるが、温度計の感度を  $\alpha$  とすると理想的なエネルギー分解能は  $\Delta E \propto 1/\sqrt{\alpha}$  という関係がある。従って、温度計の感度  $\alpha$  が大きいほ

ど理論的なエネルギー分解能の限界が小さくなる。以下に温度計の種類によるカロリメータの分類を行う。

### 半導体温度計カロリメータ

シリコンに不純物を  $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  程度ドーピングした半導体温度計を利用したカロリメータである。エネルギー分解能は、熱揺らぎであるフォノンノイズと熱雑音であるジョンソンノイズで決まり、それに読み出し系のノイズが加算される。

ASTRO-E II に搭載される XRS: X-Ray Spectrometer では動作温度 65 mK でエネルギー分解能  $\sim 10 \text{ eV}$  である。  $2 \times 16$  の合計 32 個の素子が並んでおり、全体として約  $2.5 \times 5.3 \text{ mm}^2$  の面積を有し簡単な撮像も可能である。XRS では X 線の吸収体として熱容量と熱化で特に優れている水銀テルル (HgTe) を用いている。半導体温度計の感度は  $\alpha < 6$  である。

### TES 型カロリメータ

半導体温度計よりもさらに感度の高い温度計として TES: Transition Edge Sensor がある。次節にて詳しくその原理などについて述べるが、温度計の感度  $\alpha > 1000$  も可能である。つまり、半導体温度計カロリメータの理論的限界を一桁以上上回ることが可能な検出器である。エネルギー分解能は半導体温度計カロリメータ同様、熱揺らぎであるフォノンノイズと熱雑音であるジョンソンノイズで決まり、それに読み出し系のノイズが加算される。

### マグネティックカロリメータ

上記カロリメータは素子の温度上昇を抵抗値の変化として読み出すものであるが、マグネティックカロリメータは温度上昇を強磁性体の磁化の変化として測定する検出器である。この温度  $T$  に対する磁化  $M$  の変化を、

$$\delta M = \frac{\partial M}{\partial T} \delta T \quad (1.4)$$

と表わせる。この磁化変化を高感度磁束計である SQUID で読み出す場合を考える。入射フォノンのエネルギーを  $E$ 、吸収体と強磁性体を合わせた熱容量を  $C_{\text{tot}}$ 、磁性体の体積を  $V = \pi r^2 h$ 、SQUID の入力コイルの直径を  $R$  とすると、SQUID の入力コイルを貫く磁束  $\phi$  は、

$$\delta \phi = \mathcal{G} \mu_0 \frac{V}{R} \frac{\partial M}{\partial T} \frac{\Delta E}{C_{\text{tot}}} \quad (1.5)$$

と表せる。ここで  $\mathcal{G}$  は無次元の場所による因子で  $\mathcal{G} \sim 1$  であり、 $\mu_0$  は真空中の透磁率である。

マグネティックカロリメータのエネルギー分解能は、素子のフォノンノイズと SQUID 読み出し系のノイズによって決まる。現状では後者の寄与が大きく、将来 SQUID の技術力が向上することで飛躍的に性能があがる可能性がある。現在の実績としては動作温度 33 mK でエネルギー分解能は 12 eV@6 keV、また、動作温度 25 mK で 340 eV@122 keV と X 線だけではなく  $\gamma$  線領域の観測に対応するものも開発されている。伝導効率から SQUID の近くに素子を配置するのが有効であるので、現状では、素子を多数並べて駆動することは難しく撮像には向いていない。

### 1.3.6 本論文の目的

上記のような様々な検出器は、それぞれ一長一短の特徴がある。TES 型カロリメータであれば、我々が求めているエネルギー分解能 ~ 数 eV を到達することが原理的に可能であり、高い検出効率を同時に合わせ持つ検出器でもある。そして、素子を多数並べることで撮像も可能であり幅広い活躍が期待される。また、XRS の調整などで培った技術を活かして開発を進めることが可能であることから、高エネルギー分解能、速い応答速度及び撮像能力を持った TES 型カロリメータの開発を、次世代 X 線天文衛星搭載を最終目的として行っている。

本論文では、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、マルチピクセル化への足掛りとなる試作を含め、様々なタイプのカロリメータの分光性能評価を行い、エネルギー分解能を制限している要因を評価する。

## 第 2 章

### TES 型マイクロカロリメータの動作

#### 2.1 X 線マイクロカロリメータ

##### 2.1.1 カロリメータの構造

X 線カロリメータは図 2.1 に示すような構造をしている。吸収体と温度計からなる構造で、それが適度に悪い熱伝導度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。入射して来る X 線光子は吸収体で光電吸収され、素早くその大部分が熱へと変わる。その微小な温度上昇は、入射 X 線のエネルギーを  $E$  とし、カロリメータの熱容量を  $C$  として、

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (2.1)$$

となる。この温度変化を検出することで入射 X 線エネルギーを測るのである。吸収体で生じた熱はサーマルリンクを介し、低温熱浴へと逃げて再び定常状態へと戻る。

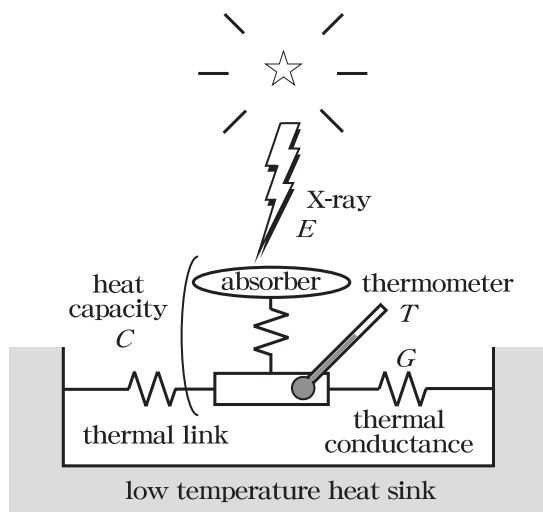


図 2.1: カロリメータの構造

##### 2.1.2 代表的なパラメータ

カロリメータを理解する上で重要なパラメータについて述べる。

>> 熱容量  $C$  <<

熱容量はカロリメータのエネルギー分解能及び時定数を決定付ける重要なパラメータである。熱容量  $C$  はモル比熱  $c$ 、密度  $\rho$ 、原子量 (分子量)  $M$ 、体積  $V$  を用いて、

$$C = c \frac{\rho V}{M} \quad (2.2)$$

と表すことができる。

フェルミ (Fermi) 温度とデバイ (Debye) 温度よりも遥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、

$$c = c_l + c_e \quad (2.3)$$

と書ける。

- 格子比熱  $c_l$

格子比熱  $c_l$  はデバイ温度  $\theta_D$  よりも十分に低温 ( $T \ll \theta_D$ ) に於いて、デバイの  $T^3$  近似より、1 モル当り、

$$c_l \simeq \frac{12\pi^4}{5} N_A k_B \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad (2.4)$$

$$= 1.94 \times 10^3 \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad [\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}] \quad (2.5)$$

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

短波長の音響モードはあまりにエネルギーが高すぎるので、極低温では励起されない。従って、弾性波である長波長のモードだけしか励起されないので、極低温でこの近似は極めて良い近似と言える。

- 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、

$$c_e \simeq \frac{\pi^2}{3} D(E_F) k_B^2 T \propto T \quad (2.6)$$

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

$$c_e = \gamma T \quad (2.7)$$

と表すことができる。 $\gamma$  はフェルミ面に於ける電子の状態密度の尺度を与えると言える。

- 超伝導状態 ( $T < 0.1T_c$ )

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

ギーギャップ  $\Delta E_g = 1.764k_B T_c$  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、

$$c_e \propto \exp\left(\frac{-\Delta E_g}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{-1.764T_c}{T}\right) \quad (2.8)$$

という温度依存性を示す。1 モル当りの電子比熱は、

$$c_e = \gamma \left( a T_c \exp\left(\frac{-b T_c}{T}\right) \right) \quad (2.9)$$

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。

すべての超伝導体に於いて、超伝導遷移温度  $T_c$  以下に冷却するとエントロピーが著しく減少する。超伝導遷移は二次相転移であり、無秩序状態 (常伝導状態) と秩序状態 (超伝導状態) との間を移行するので、電子比熱  $c_e = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)$  は、 $T = T_c$  に於いて不連続な飛びを示す。この現象は比熱異常と呼ばれ、この飛びは常伝導状態の比熱の 1.43 倍に相当する [20]。

### >> 熱伝導度 $G$ <<

固体の熱伝導率  $k$  は、

$$j_U = -k \text{ grad } T \quad (2.10)$$

として定義される。ここで  $j_U$  は熱エネルギー流束である。

気体運動論から熱伝導率  $k$  は、単位体積当りの比熱を  $c$ 、熱エネルギーを輸送する電子もしくはフォノンの平均の速度  $\bar{v}$ 、平均自由行程  $l$  を用いて、

$$k = \frac{1}{3} c \bar{v} l \quad (2.11)$$

と表すことができる。一般に、固体中の熱の輸送は非金属ではフォノン、金属ではフォノンと電子との寄与によってなされる。また一般に、純粋な金属であれば電子からの寄与が全ての温度に於いて支配的であるが、不純な金属または無秩序の合金などに於いては、電子の平均自由行程が不純物との衝突によって減少するので、フォノンからの寄与と電子からの寄与は同程度となる。

まず、フォノンの寄与について考える。フォノンの平均自由行程  $l$  は主としてフォノンによる散乱と幾何学的な散乱過程との 2 つの過程から定められる。低温に於いてのウムクラップ (umklapp<sup>†</sup>) 過程を生じさせるフォノン数は、 $\exp(-\theta_D/2T)$  程度である。従って、 $T \ll T_c$  の場合にはウムクラップ散乱の寄与はほとんど無視できる。幾何学的な効果としては、結晶の境界、同位元素の分布、化学的不純物、格子欠損および非結晶構造による散乱が考えられる。低温で平均自由行程  $l$  が試料の幅と同じ位になると境界面が存在することによって熱抵抗が生じたことになる。この熱抵抗を Kapitza 抵抗と呼ぶ。そのために平均自由行程  $l$  の値は幅によって制限を受け、熱伝導率は試料の大きさの関数となる (寸法効果)。低温ではウムクラップ過程が熱伝導率を決定する際に効かなくなるので、寸法効果が優越しフォノンの平均自由行程は一定になり試料の直径  $D$  程度になるので、

$$k \simeq c \bar{v} D \quad (2.12)$$

と書ける。極低温ではフォノンの速度 (音速) には温度依存性がないため、式 2.12 の温度に依存する項は比熱  $c$  だけとなる。式 2.5 より格子比熱  $c_l$  は  $T^3$  に比例するので、熱伝導率  $k$  も  $T^3$  に比例することがわかる。

<sup>†</sup>ドイツ語の「折り畳み」が語源。



次に電子の寄与について考える。電子の速度はほぼフェルミ速度で一定であるので、熱伝導率は比熱と同じく  $T$  に比例する。また、熱容量  $C$  のコラムでも述べた通り、熱を伝導できるのは超伝導エネルギーギャップ  $\Delta E = 1.764k_B T$  以上の電子のみであり、その数は指数関数的に表されるので、超伝導状態での熱伝導率は、

$$k \propto T \exp\left(\frac{-\Delta E_g}{k_B T}\right) \quad (2.13)$$

という温度依存性を持つことになる。従って、電子による熱伝導率は金属が超伝導状態になると減少し、フォノンによる熱伝導が支配的となり、 $T < 0.1T_c$  に於いては  $T^3$  に比例する。

次に有限な温度差  $T - T_s$  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導く。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、

$$P(\Delta T_i) = k(T_{i+1})(T_{i+1} - T_i) \quad (2.14)$$

$$= -k(T_i)(T_{i+1} - T_i) \quad (2.15)$$

$$= k(T_{i+1})T_{i+1}k(T_i)T_i + O(\Delta T_i^2) \quad (2.16)$$

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、

$$P = K(T)T - K(T_s)T_s \quad (2.17)$$

となる。一般に  $K(T) = K_0 T^{n-1}$  と表すことができるので、

$$P = K_0 (T^n - T_s^n) \quad (2.18)$$

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

$$G = G_0 T^{n-1} \quad (G_0 \equiv nK_0) \quad (2.19)$$

と書ける。これを用いて、

$$P \equiv \int_{T_s}^T G dT \quad (2.20)$$

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

と表すことができる。

熱伝導度の温度依存性を表す  $n$  は素子と熱浴の熱抵抗の種類によって決まり、

$$n \equiv \frac{d \ln P}{d \ln T} \quad (2.22)$$

のように書ける無次元量である。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 [2]。本論文で用いる Si ピクセルに対しては  $n = 4$ 、金属薄膜 TES に対しては  $n = 5, 6$  を採用する。

>> 固有時定数  $\tau_0$  <<

熱の流入と流出の差は内部エネルギーに等しいので、X線による入射パワーを  $Q$ 、温度測定のための温度計によるジュール (Joule) 発熱を  $P_b$  とすると、power flow equation は、

$$P_b + Q = C \frac{dT}{dt} + K(T^n - T_s^n) \quad (2.23)$$

と書ける。ここで、X 線の入射による温度上昇は速やかに起き、温度計の発熱による温度変化が十分に小さいとすると、X 線の入射前の温度を  $T_0$ 、 $\Delta T \equiv T - T_0$  とすると、

$$C \frac{d\Delta T}{dt} = -G\Delta T \quad (2.24)$$

と表せる。この式を解くと、X 線入射後の温度変化は、X 線の入射による温度上昇  $\Delta T_0$  を用いて、

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \quad (2.25)$$

となる。ただし、

$$\tau_0 \equiv \frac{C}{G} \quad (2.26)$$

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。

実際には温度計の発熱によってジュール発熱  $P_b$  が温度  $T$  に依存していることから、負 (正) のフィードバックがかかり時定数が短く (長く) なる。

### >> エネルギー分解能 <<

カロリメータの熱容量を  $C$  とすると、その温度  $T$  と Boltzmann 定数  $k_B$  を用いて、フォノン 1 個当りの平均エネルギーは  $k_B T$  と書けるので、フォノン数  $N$  は、

$$N = \frac{CT}{k_B T} \quad (2.27)$$

となる。これより、フォノン数の統計揺らぎは、

$$\sqrt{N} = \sqrt{\frac{C}{k_B T}} \quad (2.28)$$

と書ける。また、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、その統計揺らぎは、

$$n = \frac{E}{k_B T} \quad (2.29)$$

$$\sqrt{n} = \sqrt{\frac{E}{k_B T}} \quad (2.30)$$

となる。

典型的な値として、 $E = 6 \text{ keV}$ 、 $C = 1 \text{ pJ/K}$ 、 $T = 0.1 \text{ K}$  とすると、

$$\frac{\sqrt{n}}{\sqrt{N}} = \frac{8.3 \times 10^2}{2.7 \times 10^5} \sim 3 \times 10^{-3} \quad (2.31)$$

となり、入射 X 線による揺らぎ増加の影響は小さく、素子のフォノン数の統計揺らぎが支配的である。従って、エネルギー分解能は入射 X 線エネルギーに第一近似では依らず、素子のフォノン数の統計揺らぎにのみ依存する。

以上から、エネルギー分解能は半値幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) で、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35 k_B T \sqrt{N} = 2.35 \sqrt{k_B T^2 C} \quad (2.32)$$

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などに依存する係数  $\xi$  を用いて、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35\xi\sqrt{k_{\text{B}}T^2C} \quad (2.33)$$

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、優れたエネルギー分解能を実現するためには、素子のフォノン数の統計揺らぎを抑えるために、極低温にて動作させることが重要となる。

### 2.1.3 吸収体

X 線光子は光電効果によって吸収されるので、吸収体には原子番号の大きい物質を用い、その面積と厚さを増すことで検出効率を高くすることが可能である。しかし、素子が大きくなるとその分熱容量が大きくなるので、エネルギー分解能が悪くなる。また、熱化にかかる時間が遅いと吸収した熱が逃げてしまうので、エネルギー分解能を悪くしてしまう。以上のことより、吸収体として用いる物質には高い吸収効率、小さい熱容量、速い熱化という条件を同時にクリア可能な物質が適している。以下に物質の種類に応じた特徴を挙げる。

- 絶縁体と半導体

絶縁体や半導体はバンドギャップの不純物準位に電子がトラップされ、準安定な状態を形成する。そのため熱化が不完全であったり、安定性に欠ける。

- 準金属

ビスマス、水銀テルルなどの準金属は熱化が比較的速いが、デバイ温度が低く格子比熱が大きい。ASTRO-E 衛星に搭載された XRS では水銀テルルが用いている。

- 常伝導体金属

純粋な常伝導金属は熱化が非常に速いが、電子比熱が大きいため検出器のサイズが限られる。

- 超伝導体

超伝導体は超伝導遷移温度よりも十分に低温に於いて、電子比熱が小さくなる。従って、原子番号が大きく、デバイ温度の高い超伝導体を用いれば比熱を抑えつつ高い検出効率を実現できる。しかし、超伝導遷移温度よりも十分な低温では準粒子を生成する。再結合をするまでの時間、つまり準粒子の寿命が長い影響で熱化が非常に遅くなる。

### 2.1.4 温度計

半導体や金属の温度に依存した抵抗変化を測定することで、X 線光子入射時の温度変化を調べることができる。温度計の感度を表すパラメータ  $\alpha$  を、

$$\alpha \equiv \frac{d \ln R}{d \ln T} = \frac{R}{T} \frac{dR}{dT} \quad (2.34)$$

として定義する。この値は無次元量であり、 $\alpha$  が大きい程温度計の感度が良く、エネルギー分解能が優れたものとなる。

半導体温度計を用いた XRS では、 $|\alpha| \leq 6$  であり、本論文で用いる超伝導遷移端を利用した温度計では、 $|\alpha| \sim 1000$  にもなる。

## 2.2 TES 型カロリメータの動作原理

### 2.2.1 TES: Transition Edge Sensor

TES とは Transition Edge Sensor の略で、図 2.2 に示す模式図のように、超伝導 - 常伝導遷移端に於ける数 mK という非常に狭い領域内の急激な温度変化を利用した温度計のことである。一般に、式 2.34 で表される温度計の感度  $\alpha$  は 1000 にも達する。第 2.5.2 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、従来の半導体温度計 ( $|\alpha| \leq 6$ ) を用いたカロリメータに比べて、原理的には 2 桁も改善することができる。また、 $\alpha$  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。TES 型

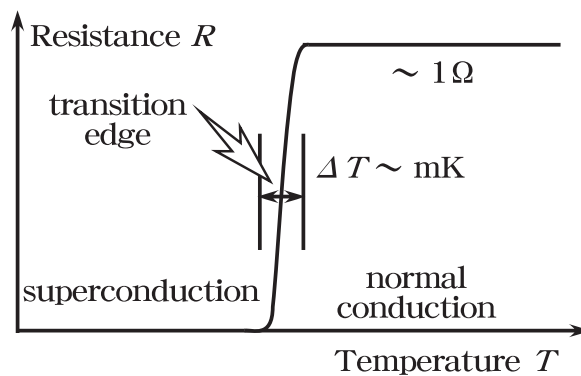


図 2.2: TES の R-T 曲線 (模式図)

カロリメータの動作温度は、TES を超伝導遷移端内に保たなくてはならないため、用いる TES の超伝導遷移温度で決まってしまう。しかし、TES を二層薄膜とすることで薄膜効果や近接効果 (proximity effect) によって、超伝導遷移温度をコントロールすることが可能である。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、定電圧バイアスにて強い負の電熱フィードバック (ETF: Electro-Thermal Feedback) をかけて動作させる方法がとられる [1]。以下に ETF の原理や利点について述べる。

### 2.2.2 ETF: Electro-Thermal Feedback の原理

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すると、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 2.3 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。

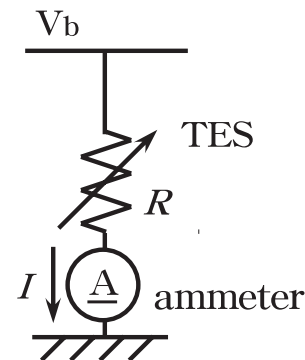


図 2.3: 定電圧バイアス

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。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、図 2.4 のように TES の抵抗値よりも十分に小さいシャント抵抗 (shunt<sup>†</sup> resistor) を並列に入れることで疑似的に定電圧を実現する。

### 2.2.3 ETF 下での有効時定数 $\tau_{\text{eff}}$

熱平衡状態に於いて 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  $C$  とすると、内部エネルギーの変化は熱量の出入りに等しいことから、エネルギー保存より、

$$C \frac{dT}{dt} = P_{\text{in}} - P_{\text{out}} \quad (2.35)$$

と書ける。ここで、流入する熱量  $P_{\text{in}}$  は定電圧バイアス  $V_b$  下の TES のジュール発熱  $V_b^2/R$  であり、流出する熱量  $P_{\text{out}}$  はサーマルリンクを伝わって熱浴へと逃げる熱量  $K(T^n - T_s^n)$  であるから、

$$C \frac{dT}{dt} = \frac{V_b^2}{R(T)} - K(T^n - T_s^n) \quad (2.36)$$

として表される。

次に、X 線入射後の応答を考える。X 線入射後、式 2.36 は TES の温度変化を  $\Delta T$  として、

$$C \frac{d(T + \Delta T)}{dt} = \frac{V_b^2}{R(T + \Delta T)} - K((T + \Delta T)^n - T_s^n) \quad (2.37)$$

<sup>†</sup>shunt: 逸す、回避するの意。

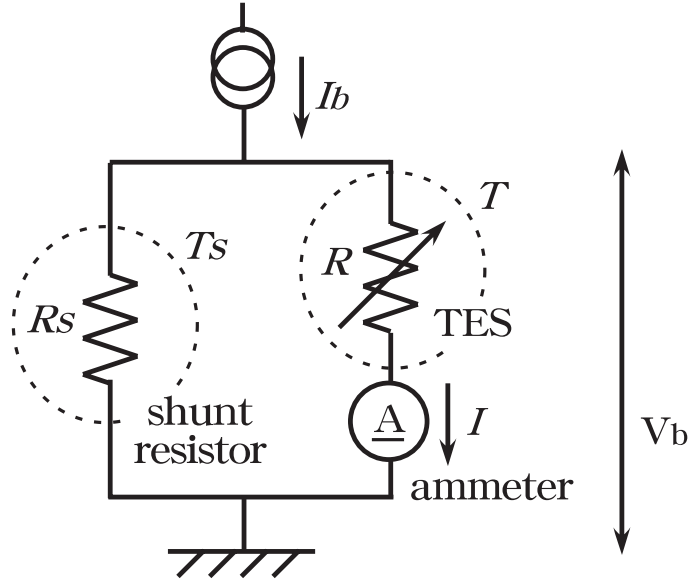


図 2.4: 疑似的定電圧バイアスに於ける ETF 回路図

と書ける。  $\Delta T$  は十分に小さく、0 次の項は打ち消し合い、1 次の近似で  $G \equiv dP/dT = nKT^{n-1}$ 、 $\alpha \sim (T/R)(\Delta R/\Delta T)$  という関係を用いて、

$$C \frac{d\Delta T}{dt} = -\frac{V_b^2}{R(T)} \frac{\Delta R}{R(T)} - nKT^{n-1} \Delta T \quad (2.38)$$

$$= -\frac{P_b \alpha}{T} \Delta T - G \Delta T \quad (2.39)$$

となる。ここで用いた  $R$ 、 $P_b \equiv V_b^2/R$  はそれぞれ熱平衡状態での TES の抵抗値、ジュール発熱量を表している。この微分方程式を解くと、

$$\Delta T(t) = \Delta T_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.40)$$

となる。ここで  $\tau_{\text{eff}}$  は ETF による有効時定数であり、固有時定数  $\tau_0$  を用いると、

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{1}{1 + \frac{P_b \alpha}{GT}} \frac{C}{G} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{P_b \alpha}{GT}} \quad (2.41)$$

と書くことができ、ETF により固有時定数  $\tau_0$  よりも短くなるので、より速く熱平衡状態へと戻すことができる。また、熱平衡状態なので  $P_b = K(T^n - T_s^n)$  と書け、これと  $G = nKT^{n-1}$  とをそれぞれ代入すると、

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n} \left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right)} \quad (2.42)$$

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、

$$\tau_{\text{eff}} \simeq \frac{\tau_0}{1 + \frac{\alpha}{n}} \quad (2.43)$$

$$\simeq \frac{n}{\alpha} \tau_0 \quad (2.44)$$

と近似できる。従って、 $\alpha \sim 1000$  とすると ETF によって X 線入射に対する応答速度が 2 桁も良くなることになる。これは ETF の大きな利点の一つである。

応答速度が速くなることには、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が、ETF をかけた場合には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割合が大きいことが寄与している。

#### 2.2.4 ETF 下での TES の電流変化

図 2.4 のようにバイアス電流を  $I_b$ 、シャント抵抗を  $R_s$ 、動作点に於ける TES の温度を  $T$ 、その抵抗値を  $R$  とすると、TES に流れる電流  $I$  は、

$$I = \frac{R_s}{R + R_s} I_b = \frac{I_b}{1 + \frac{R}{R_s}} \quad (2.45)$$

と表される。X 線の入射による温度変化が十分に小さく、TES の抵抗値が線形に  $\Delta R$  だけ変化すると仮定した際 TES の電流変化は、

$$\Delta I = -\frac{R_s}{(R + R_s)^2} I_b \Delta R \quad (2.46)$$

となる。また、エネルギー  $E$  の X 線の入射による温度変化が十分に小さく、TES の応答が線形であるとするならば、

$$\Delta R \simeq \frac{\alpha R}{T} \Delta T = \alpha \frac{E}{CT} R \quad (2.47)$$

となるので、TES を流れる電流変化は、

$$\Delta I = -\alpha \frac{R}{(R + R_s)^2} \frac{E}{CT} I_b \quad (2.48)$$

と求めることができる。

ただし、実際には  $R$ 、 $\alpha$ 、 $C$  は温度  $T$  の関数となっているためより複雑な応答がなされる。

#### 2.2.5 ETF の利点

ETF をかけることによって、どのような利点があるのか以下にまとめる。

##### >> 線形性 <<

パルスの有効時定数  $\tau_{\text{eff}}$  が固有時定数  $\tau_0$  よりも十分に短い場合には、カロリメータに入った熱量はサーマルリンクを介して熱浴へ逃げるのではなく、TES 自身のジュール熱  $\Delta P$  の減少によって補償される。従って、入射 X 線フォノンのエネルギー  $E$  に依存せず、

$$E = \int \Delta P dt = V_b \int \Delta I dt \quad (2.49)$$

と書ける。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。

##### >> エネルギー帯域 <<

TES が動作点から超伝導遷移端を超えて常伝導になってしまうような大きさのエネルギーを持った X 線が入射した場合に於いても、有効時定数  $\tau_{\text{eff}}$  が固有時定数  $\tau_0$  よりも十分に短いとすると、散逸してしまうエネルギーは小さいのでエネルギー帯域も改善される。

## &gt;&gt; 周波数帯域 &lt;&lt;

時定数が短くなれば不感時間 (dead time) を短縮でき、カウントレートを上げることが可能である。また、ETF 下の TES の応答のほとんどは  $\omega = 1/\tau_{\text{eff}}$  以下に含まれる。つまり、周波数帯域を広げることができ、取り出し得る信号が大きくなるので、S/N 比を改善できエネルギー分解能の改善に繋げることができる。

## &gt;&gt; 低ノイズ &lt;&lt;

TES の動作点を熱浴の温度をコントロールすることで超伝導遷移端内に保つ必要がなく、熱浴の温度を冷凍機の最低到達温度に設定して動作させることが可能となる。従って、温度コントロールの必要がなくなり、温度コントロールに最して生じる EMI<sup>†</sup> ノイズを除去することができる。また、インピーダンスが小さいため、低ノイズかつ低消費電力で使用可能な SQUID を用いることができる。そのため冷凍機にかかる負担も小さくできるという利点もでてくる。

## 2.3 ETF 下での応答

ここでは、カロリメータを定電圧バイアスにて動作させる際、 $\delta P e^{i\omega t}$  のように時間依存する微小な熱量が TES に入力された場合の応答について考える。

最初に、一般的なフィードバックについて述べ、次にそれを ETF に適応させて考える。それから、定電圧バイアス下に於いて微分方程式をたて、それを解くことで TES の応答がどのようなものかを述べる。次に、あるモデル化を行い、そのモデルからも同様の応答がなされることを確認する。

さらに第 2.4 節では、そのモデルを用いてノイズの寄与について議論する。また第 2.7 節に於いては、同様のモデルにて、疑似的定電圧バイアス下では応答がどのようなものかを議論する。

## 2.3.1 フィードバックの一般論

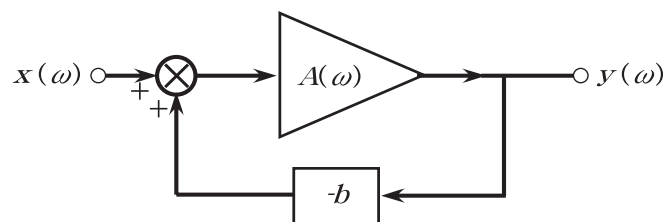


図 2.5: 一般的なフィードバック回路図

図 2.5 のように線形性は良くないが、増幅率は極めて大きな増幅器を考える。微小入力に対するこの増幅器の応答関数を  $A(\omega) = A/(1+i\omega\tau)$  とする。A は直流増幅率、 $1/2\pi\tau$  は遮断周波数である。出力の一部を図 2.5 のように入力にフィードバックするとき、入力  $x$  と出力  $y$  との間には、

$$y(\omega) = A(\omega) (x(\omega) - by(\omega)) \quad (2.50)$$

の関係が成り立つ。この式を解くと、

$$y(\omega) = \frac{A(\omega)}{1 + bA(\omega)} x(\omega) \quad (2.51)$$

---

<sup>†</sup>EMI: ElectroMagnetic Interference



$$= \frac{x(\omega)}{b + \frac{1}{A(\omega)}} \quad (2.52)$$

$$\simeq \frac{1}{b} \frac{x(\omega)}{1 + i\frac{\tau}{bA}\omega} \quad (2.53)$$

$$\simeq \frac{1}{b}x(\omega) \quad (bA \gg 1) \quad (2.54)$$

となる。つまり、ループゲイン  $bA$  が 1 より充分大きい限り、システムの増幅度はフィードバック量  $b$  で決定され、 $A$  が変わってもほとんど影響を受けない。また遮断周波数も  $bA$  倍大きくなり周波数特性が改善されることになる。このとき増幅器への実質入力量は、

$$x(\omega) - by(\omega) = \frac{y(\omega)}{A(\omega)} \quad (2.55)$$

$$\simeq \frac{x(\omega)}{bA} \ll x(\omega) \quad (2.56)$$

となり、 $bA \gg 1$  である限りこれは極めて小さい。言い換えれば、フィードバックをかけないときに比べ  $bA$  倍広い入力範囲での線形性が保証されることになる。

### 2.3.2 フィードバックとしての ETF の評価

ETF を第 2.3.1 節で述べたように、一般的なフィードバックの理論に当てはめて考える。ETF の系は図 2.6 のダイアグラムのようにして表せ、電気的なフィードバック回路と同等に扱うことができる。系のループゲイン  $\mathcal{L}(\omega)$  は、フィードバック量  $b = -V_b$  を用いて

$$\mathcal{L}(\omega) = A(\omega) \times b = \frac{1}{G(1 + i\omega\tau_0)} \times \alpha \frac{R}{T} \times \left(-\frac{I}{R}\right) \times (-V_b) \quad (2.57)$$

$$= \frac{P_b \alpha}{GT} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \equiv \frac{\mathcal{L}_0}{1 + i\omega\tau_0} \quad (2.58)$$

と書ける。ここで、

$$\mathcal{L}_0 = \frac{P_b \alpha}{GT} \quad (2.59)$$

であり、周波数 0 でのループゲインを示している。式 2.58 を見ると、 $\omega > 1/\tau_0 = G/C$  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 2.72 から  $\tau_{\text{eff}}$  は、

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \quad (2.60)$$

となる。式 2.42 と比較すると  $\mathcal{L}_0$  は  $\alpha$ 、 $n$ 、 $T$ 、 $T_s$  を用いて表すと、

$$\mathcal{L}_0 = \frac{\alpha}{n} \left(1 - \left(\frac{T_s}{T}\right)^n\right) \quad (2.61)$$

と表すことができる。

### 2.3.3 Power Flow Equation

TES カロリメータはバックグラウンドパワー  $P_{\text{BG}}$  と TES 自身のジュール発熱  $P_b = V_b^2/R$  によって温度  $T$  に保たれている。熱浴とカロリメータとの間の平均熱伝導度を  $\bar{G}$  とすると、ETF のかかっていない場合には、power flow equation は、

$$P_{\text{BG}} + \delta P e^{i\omega t} = \bar{G}(T - T_s) + G\delta T e^{i\omega t} + i\omega C\delta T e^{i\omega t} \quad (2.62)$$

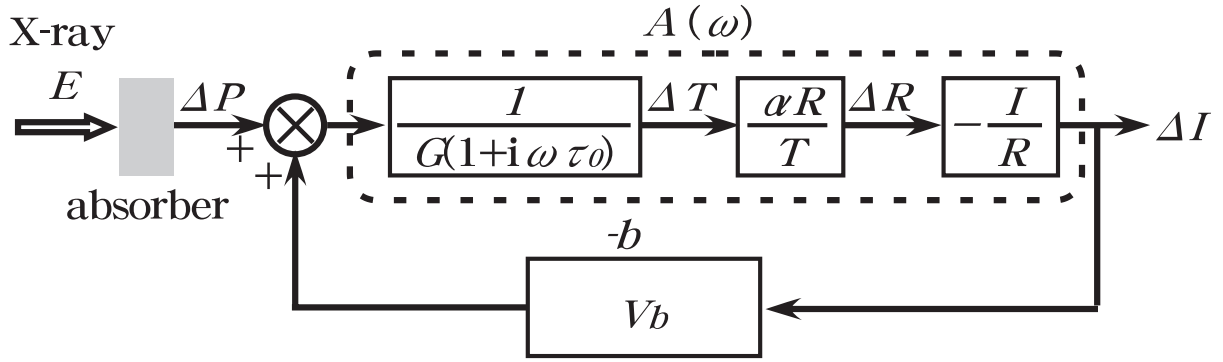


図 2.6: ETF ダイアグラム

として書ける。この式の時間に依存しない項から、熱平衡状態に於いては、

$$P_{BG} = \bar{G}(T - T_s) \quad (2.63)$$

となる。また、時間に依存する項からは、 $\tau_0 \equiv C/G$ として、

$$\delta T = \frac{1}{G} \frac{1}{1 + i\omega\tau_0} \delta P \quad (2.64)$$

という関係があることがわかる。

一方、ETF がかった状況下での power flow equation は、

$$P_{BG} + \delta P e^{i\omega t} + P_b + \delta P_b e^{i\omega t} = \bar{G}(T - T_s) + G\delta T e^{i\omega t} + i\omega C\delta T e^{i\omega t} \quad (2.65)$$

のようになる。ここで、図 2.4 の TES とその周りの回路図より、

$$\delta P_b e^{i\omega t} = \frac{dP_b}{dR} \delta R e^{i\omega t} = \frac{d}{dR} \left( \frac{V_b^2}{R} \right) \delta R e^{i\omega t} = -\frac{V_b^2}{R^2} \delta R e^{i\omega t} \quad (2.66)$$

$$= -\frac{V_b^2}{R^2} \frac{dR}{dT} \delta T e^{i\omega t} = -\frac{P_b}{R} \alpha \frac{R}{T} \delta T e^{i\omega t} = -\frac{P_b \alpha}{T} \delta T e^{i\omega t} \quad (2.67)$$

という関係が得られる。これらを式 2.65 に代入することでエネルギー保存則は、

$$P_{BG} + \delta P e^{i\omega t} + \frac{V_b}{R^2} - \frac{P_b \alpha}{T} \delta T e^{i\omega t} = \bar{G}(T - T_s) + G\delta T e^{i\omega t} + i\omega C\delta T e^{i\omega t} \quad (2.68)$$

と表すことができる。この時間に依存する項からは、

$$\delta T = \frac{1}{G} \frac{1}{\frac{P_b \alpha}{GT} + 1 + i\omega \frac{C}{G}} \delta P = \frac{1}{G} \frac{1}{\frac{P_b \alpha}{GT} + 1 + i\omega\tau_0} \delta P \quad (2.69)$$

$$= \frac{1}{G} \frac{1}{\frac{P_b \alpha}{GT} + 1 + i\omega \left( \frac{P_b \alpha}{GT} + 1 \right) \tau_{\text{eff}}} \delta P \quad (2.70)$$

$$= \frac{1}{G} \frac{1}{\frac{P_b \alpha}{GT} + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \delta P \quad (2.71)$$

が解として求まる。ここで、

$$\tau_{\text{eff}} \equiv \frac{\tau_0}{\frac{P_b \alpha}{GT} + 1} \quad (2.72)$$

は、式 2.41 と同じ定義の有効時定数を表している。

## 2.3.4 電流応答性

ETF をかけてカロリメータを動作させる際、入力された熱量は電流変化として出力される。そこで入射パワーに対する電流変化を表す電流応答性 (current responsivity)  $S_I$  を、

$$S_I(\omega) \equiv \frac{\delta I}{\delta P} \quad (2.73)$$

と定義すると、電流変化が小さい場合には、

$$\delta I = \delta \left( \frac{V_b}{R} \right) = -\frac{V_b}{R^2} \delta R \quad (2.74)$$

$$= -\frac{V_b \alpha}{RT} \delta T \quad (2.75)$$

と書ける。式 2.69、式 2.58、式 2.60、式 2.73 を用いて、

$$S_I(\omega) = \frac{\delta I}{\delta P} = -\frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{1 + \mathcal{L}(\omega)} \quad (2.76)$$

$$= -\frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1 + i\omega\tau_0} \quad (2.77)$$

$$= -\frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \quad (2.78)$$

と表すことが可能である。

フィードバックが強い場合 ( $\mathcal{L}_0 \gg 1$ ) では、式 2.78 より、

$$S_I(\omega) = -\frac{1}{V_b} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \quad (2.79)$$

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、

$$S_I \simeq -\frac{1}{V_b} \quad (2.80)$$

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。

エネルギー  $E$  の X 線が入射した際の応答を具体的に考える。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。 $P(t) = E\delta(t)$  が入力された際、周波数空間でのパワーの入力  $P(\omega)$  はフーリエ (Fourier) 変換を用いることで、

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E\delta(t)e^{-i\omega t} dt = \frac{E}{2\pi} \quad (2.81)$$

と書ける。周波数空間に於いての出力電流  $I(\omega)$  は、式 2.81 に電流応答性  $S_I(\omega)$  をかけて、

$$I(\omega) = P(\omega)S_I(\omega) \quad (2.82)$$

$$= -\frac{E}{2\pi} \frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \quad (2.83)$$

と書けるので、逆フーリエ変換をして実空間に戻すと、

$$I(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (2.84)$$

$$= -\frac{E}{2\pi} \frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t}}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} d\omega \quad (2.85)$$

$$= -\frac{E}{V_b\tau_{\text{eff}}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.86)$$

として出力電流  $I(t)$  を記述することができる。

この電流変化をゲイン (電流電圧変換係数)  $\Xi$  の SQUID AMP を用いて読み出すとすると、ループゲイン  $\mathcal{L}_0$  が十分に大きいときのその出力電圧  $V(t)$  は、

$$V(t) = -\frac{\Xi E}{V_b \tau_{\text{eff}}} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.87)$$

$$\simeq -\frac{\Xi E}{V_b \tau_{\text{eff}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.88)$$

が得られることとなる。

この式から強い ETF 下での入射 X 線光子のエネルギー  $E$  は、

$$E = -\frac{V_b}{\Xi} \int V(t) dt \quad (2.89)$$

として出力信号を積分することで求めることが可能である。

一方、 $P(\omega) = E\delta(\omega)$  の熱入力に対する温度上昇は式 2.71 より、

$$\delta T(\omega) = \frac{1}{G} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \delta P(\omega) \quad (2.90)$$

として表され、これを逆フーリエ変換して実空間に戻すと、

$$\Delta T(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta T(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.91)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{E}{G} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t}}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} d\omega \quad (2.92)$$

$$= \frac{E}{C} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (2.93)$$

となることがわかる。

## 2.4 カロリメータ固有のノイズ

ノイズの起源としては、外部磁場、熱浴温度の揺らぎ、バックグラウンドの輻射、 $1/f$  ノイズなどがある。特に重要となってくるのは、ジョンソン (Johnson) ノイズとフォノンノイズである。これらは除去不可能なノイズであるので、このノイズが原理的に到達可能なエネルギー分解能を制限することになる。

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。図 2.7 はこれらノイズの寄与を含めた ETF のダイアグラムである。フォノンノイズは熱起源であるため、TES へは X 線信号と同じように熱入力されることになる。一方、ジョンソンノイズは TES の電気的応答の部分にも寄与することになる。

微小な熱揺らぎ  $\delta P_{\text{ph}}$  (フォノンノイズ) がもたらす電流性揺らぎ  $\delta I_{\text{ph}}$  は、 $S_I$  の定義式である式 2.73 より、

$$\delta I_{\text{ph}} = S_I \delta P_{\text{ph}} \quad (2.94)$$

$$= -\frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}(\omega)}{\mathcal{L}(\omega) + 1} \delta P_{\text{ph}} = -\frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \delta P_{\text{ph}} \quad (2.95)$$

と表される。これよりフォノンノイズによる電流性ノイズ密度は、

$$\delta I_{\text{ph}}^2 = |S_I|^2 \delta P_{\text{ph}}^2 \quad (2.96)$$

$$= \frac{1}{V_b^2} \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1}\right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2} \delta P_{\text{ph}}^2 \quad (2.97)$$

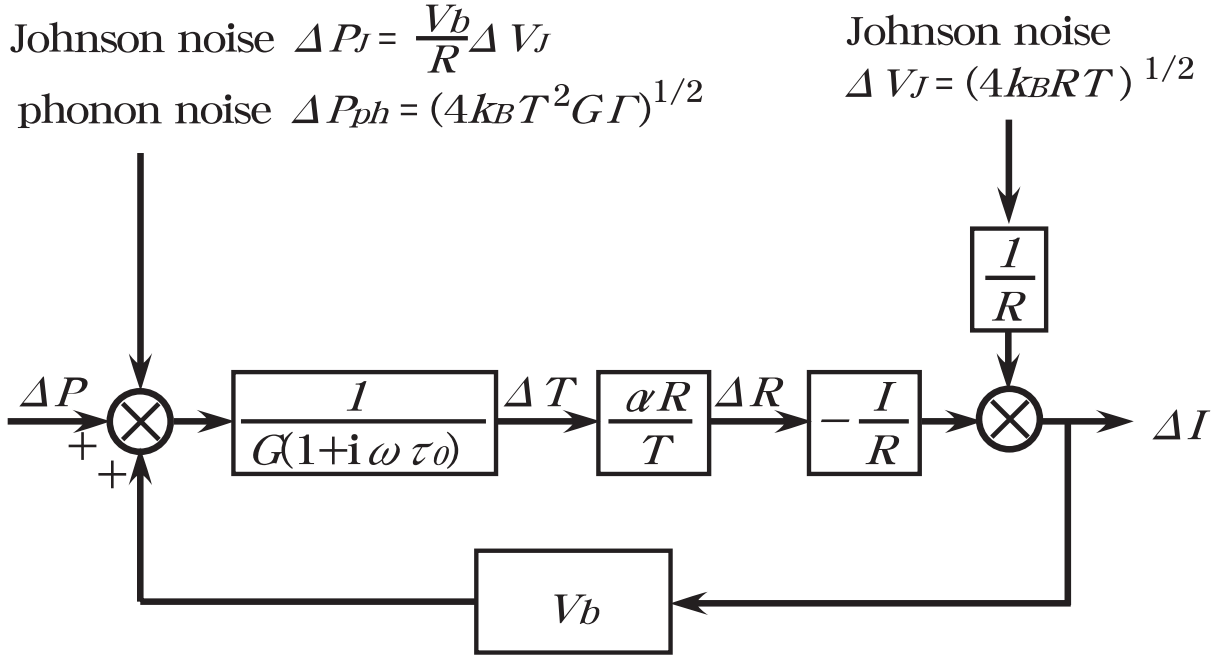


図 2.7: ノイズの寄与を含む ETF ダイアグラム

となる。フォノンノイズのスペクトル密度 (spectral density) は熱伝導率  $k(T)$  を用いて、

$$\delta P_{ph}^2 = 4k_B G T^2 \frac{\int_{T_s}^T \left( \frac{T' k(T')}{T k(T)} \right)^2 dT'}{\int_{T_s}^T \left( \frac{k(T')}{k(T)} \right) dT'} \quad (2.98)$$

$$\equiv 4k_B G T^2 \Gamma \quad (2.99)$$

$$\Gamma = \frac{\int_{T_s}^T \left( \frac{T' k(T')}{T k(T)} \right)^2 dT'}{\int_{T_s}^T \left( \frac{k(T')}{k(T)} \right) dT'} \quad (2.100)$$

と記述できる [7]。  $\theta \equiv T/T_s$  と置いて、

$$k(T) = k(T_s) \left( \frac{T}{T_s} \right)^{n-1} = k(T_s) \theta^{n-1} \quad (2.101)$$

と仮定すると、

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1 - \theta^{-(2n+1)}}{1 - \theta^{-n}} \quad (2.102)$$

となる。従って、式 2.97 と式 2.99 より、

$$\delta I_{ph}^2(\omega) = 4k_B G T^2 \Gamma |S_i|^2 \quad (2.103)$$

$$= \frac{4k_B G T^2 \Gamma}{V_b^2} \left( \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{eff}^2} \quad (2.104)$$

としてフォノンノイズの電流性ノイズ密度が求まる。

一方、ジョンソンノイズ  $\delta V_J$  についての応答を考える。ジョンソンノイズによる自己発熱量  $\delta P_J^0$  は、

$$\delta P_J^0 = \frac{V_b}{R} \delta V_J \quad (2.105)$$

と書ける。また、ジョンソンノイズ  $\delta V_J$  がもたらす電流性ノイズ密度  $\delta I_J(\omega)$  は式 2.73、式 2.78 を用いて、

$$\delta I_J(\omega) = \frac{\delta V_J}{R} + S_I \delta P_J^0 \quad (2.106)$$

$$= \frac{\delta V_J}{R} (1 + V_b S_I) \quad (2.107)$$

$$= \frac{\delta V_J}{R} \left( 1 - \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \right) \quad (2.108)$$

$$= \frac{\delta V_J}{R} \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \quad (2.109)$$

と求めることができる。また、Nyquist によれば

$$\delta V_J^2 = 4k_B R T \quad (2.110)$$

と与えられるので、

$$\delta I_J^2(\omega) = \frac{\delta V_J^2}{R^2} |1 + V_b S_I|^2 \quad (2.111)$$

$$= \frac{\delta V_J^2}{R^2} \left( \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \left| \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \right|^2 \quad (2.112)$$

$$= \frac{4k_B T}{R} \left( \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1 + \omega^2\tau_0^2}{1 + \omega^2\tau_{\text{eff}}^2} \quad (2.113)$$

となる。

従って、全ての電流性ノイズ密度  $\delta I_n$  は、フォノンノイズとジョンソンノイズの二乗和で書き表すことができ、

$$\delta I_n^2(\omega) = \delta I_{\text{ph}}^2 + \delta I_J^2 \quad (2.114)$$

$$= \frac{4k_B G T^2 \Gamma}{V_b^2} \left( \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2\tau_{\text{eff}}^2} + \frac{4k_B T}{R} \left( \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1 + \omega^2\tau_0^2}{1 + \omega^2\tau_{\text{eff}}^2} \quad (2.115)$$

$$= \frac{4k_B T}{R} \left( G R T \Gamma + \frac{V_b^2}{\mathcal{L}_0^2} (1 + \omega^2\tau_0^2) \right) \frac{1}{V_b^2} \left( \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega^2\tau_{\text{eff}}^2} \quad (2.116)$$

となる。

この結果から  $\alpha = 100$ 、 $\alpha = 1000$  の場合についてプロットした例を図 2.8 に示す。ジョンソンノイズ、フォノンノイズの電流性ノイズ密度と信号の周波数特性を示している。 $\mathcal{L}_0 \propto \alpha$  であることから、 $\alpha$  が大きい程、即ち強い ETF がかった状態である程ジョンソンノイズが抑制されることがわかる。

さらに電流応答性の式 2.73 から入力換算ノイズ NEP: Noise Equivalent Power が、

$$\text{NEP}^2(\omega) = \left| \frac{\delta I_n}{S_I} \right|^2 = \frac{4k_B T}{R} \left( G R T \Gamma + \frac{V_b^2}{\mathcal{L}_0^2} (1 + \omega^2\tau_0^2) \right) \quad (2.117)$$

$$\text{NEP}^2(f) = \left| \frac{\delta I_n}{S_I} \right|^2 = \frac{4k_B T}{R} \left( G R T \Gamma + \frac{V_b^2}{\mathcal{L}_0^2} (1 + (2\pi f)^2\tau_0^2) \right) \quad (2.118)$$

のように求まる。

## 2.5 デジタルフィルタ処理

X 線マイクロカロリメータは原理的には非常に高いエネルギー分解能を有する検出器である。しかしながら実際にはノイズの混入により、積分した時間内のノイズがそのまま加算されてしまうなどの

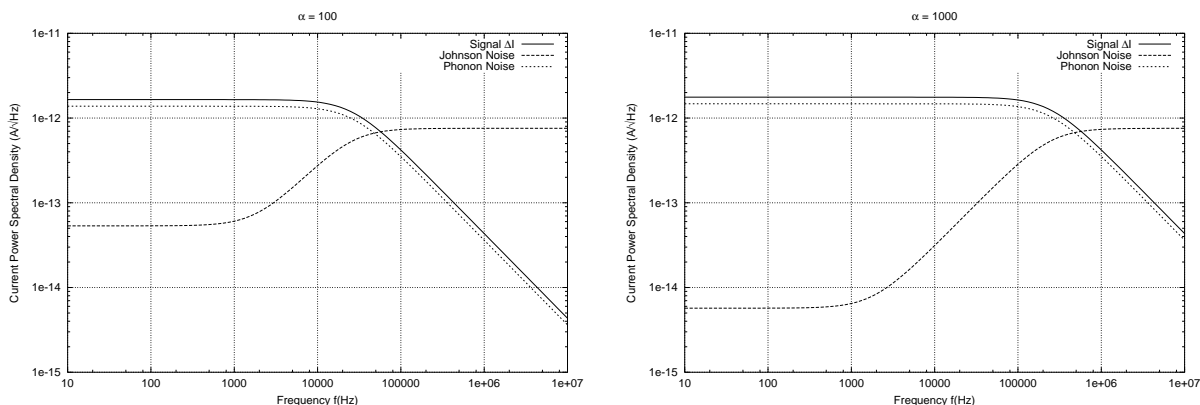


図 2.8: 電流性ノイズ密度 (左:  $\alpha = 100$  右:  $\alpha = 1000$ )

低周波側では ETF によってジョンソンノイズが抑制される。

問題があり、単純に得られた生データをそのまま使用してスペクトルを書かせたとしても理想とするエネルギー分解能を得ることはできない。そこでデジタルフィルタ処理を加えることで最適な信号処理を行う。この節では最適フィルタとその結果得られるエネルギー分解能について述べる。

### 2.5.1 最適フィルタ

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、

$$D(f) = A \times M(f) + N(f) \tag{2.119}$$

のように書ける。 $M(f)$  は電流応答性  $S_1$  と同等のものであるが、ここではモデルパルスと呼ぶことにする。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  $\chi$  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。

$$\chi^2 \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|D(f) - A \times M(f)|^2}{|N(f)|} df \tag{2.120}$$

と書けるので、 $\chi^2$  の微分が 0 になるような  $A$  は、

$$A = \frac{\int \frac{DM^* + D^*M}{2|N|^2} df}{\int \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \tag{2.121}$$

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、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)M(f)^*}{2|N(f)|^2} df = - \int_{\infty}^{-\infty} \frac{D(-f)M(-f)^*}{2|N(f)|^2} df = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(f)^*M(f)}{2|N(f)|^2} df \tag{2.122}$$

が成立することから、

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{DM^*}{|N(f)|^2} df}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|M|^2}{|N|^2} df} \tag{2.123}$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{M} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{M}{N} \right|^2 df} \tag{2.124}$$

と記述できる。この式から  $A$  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 2.124 は  $\mathcal{F}^{-1}$  を逆フーリエ変換として、

$$\mathcal{T}(t) \equiv \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{M(f)}{|N(f)|^2} \right) \quad (2.125)$$

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} D(t) \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{M(f)}{|N(f)|^2} \right) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{M(f)}{N(f)} \right|^2 df} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} D(t) \mathcal{T}(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{M(f)}{N(f)} \right|^2 df} \quad (2.126)$$

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、

$$S = S \int D(t) \mathcal{T}(t) dt \quad (2.127)$$

あるいは、離散的なデータに対して、

$$S = S \sum_I D_I(t) \mathcal{T}_I(t) \quad (2.128)$$

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。

従って、最適フィルタを用いるためには、モデルパルス  $M(f)$  として実際に得られた X 線パルスを平均化した周波数空間での平均パルスと、周波数空間でのノイズパワースペクトル  $|N(f)|^2$  を求めて、テンプレートを形成してやれば良いことがわかる。

### 2.5.2 intrinsic なエネルギー分解能

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 から求まるエネルギー分解能は、

$$\Delta E_{\text{rms}} = \left( \int_0^{\infty} \frac{4}{NEP^2(f)} df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.129)$$

と表される [6]。式 2.118 を代入することで、

$$\Delta E_{\text{rms}} = \left( \int_0^{\infty} \frac{4}{\frac{4k_B T}{R} \left( GRT\Gamma + \frac{V_b^2}{\mathcal{L}_0^2} (1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2) \right)} df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.130)$$

$$= \sqrt{\frac{4k_B T}{R} \tau_0 \frac{V_b^2}{\mathcal{L}_0^2} \sqrt{1 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{V_b^2} GRT\Gamma}} \quad (2.131)$$

$$= \sqrt{k_B T^2 C \frac{4V_b^2}{GTR\Gamma} \sqrt{1 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{V_b^2} GRT\Gamma}} \quad (2.132)$$

と表せる。ここで、

$$\xi \equiv 2 \sqrt{\frac{V_b^2}{GRT\mathcal{L}_0^2} \sqrt{1 + \frac{\mathcal{L}_0^2}{V_b^2} GRT\Gamma}} \quad (2.133)$$

と置いて、エネルギー分解能を半値幅 (FWHM: Full Width at Half Maximum) で表すと、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35 \Delta E_{\text{rms}} = 2.35 \xi \sqrt{k_B T^2 C(T)} \quad (2.134)$$



となる。また、 $\xi$  は式 2.58 から、

$$\xi = 2\sqrt{\frac{\sqrt{1 + \alpha\Gamma\mathcal{L}_0}}{\alpha\mathcal{L}_0}} \quad (2.135)$$

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

$$\xi \sim \sqrt{\frac{1}{\alpha}} \sqrt{\frac{n}{2}} \quad (2.136)$$

と表すことができる。さらに  $\alpha$  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のがわかり、 $\alpha = 1000$  とすると、 $\xi < 0.1$  にもなる。

## 2.6 最適な動作点

intrinsic なエネルギー分解能が最良になる動作点を考える。超伝導転移温度  $T_c$  が測定から求まっている場合、遷移端が鋭い場合には  $\sim T_c$  が動作温度となる。カロリメータの熱容量  $C$ 、熱伝導度  $G$  の温度依存性がそれぞれ  $C = C_0T^\beta$ 、 $G = G_0T^{n-1}$  であるとすると intrinsic なエネルギー分解能は、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35\xi_c\sqrt{k_B T^2 C(T_c)} \quad (2.137)$$

$$\xi_c(\theta : \alpha, \beta, n) \equiv \left( \frac{4(\beta + 1)}{\alpha^2(1 - \theta^{-n})} \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \theta^{-(2n+1)})}{2n + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.138)$$

と表せる。ここで  $\theta \equiv T/T_s$  を用いた。この場合  $\xi$  は図 2.9 の点線で示すように、熱浴温度  $T_s$  が低い程小さい値となる。従って、熱浴温度を可能な限り低くするのが最適な動作条件だと言える。実際には、用いる冷凍機の最低到達温度によって制限される。

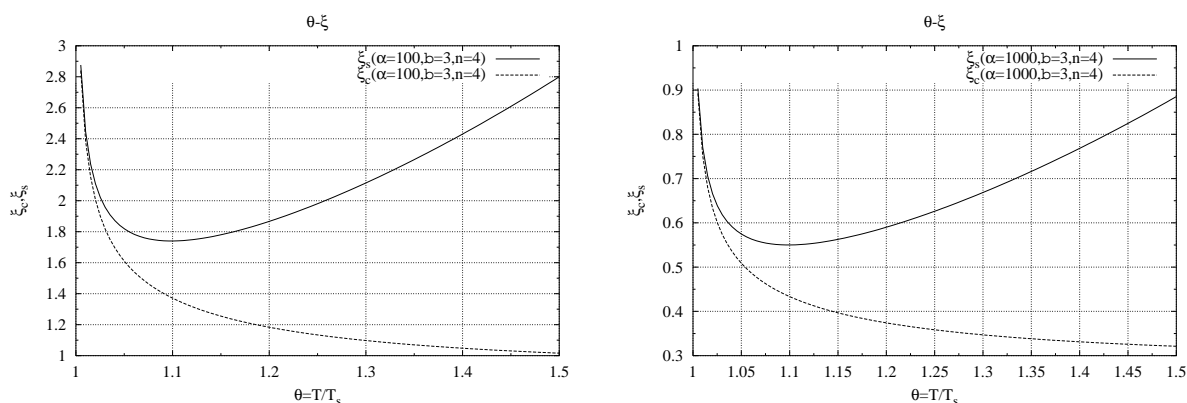


図 2.9:  $\xi$  と  $\theta = T/T_s$  の関係 ( $\beta = 3$ 、 $n = 4$ ) 左: $\alpha = 100$ 、右: $\alpha = 1000$

## 2.7 疑似的な定電圧を考慮した補正

図 2.10 のような回路で駆動させる場合、TES に流れる電流  $I$  は、

$$I = \frac{R_s}{R + R_s} I_b \quad (2.139)$$

$$\frac{\delta I}{\delta R} = -\frac{R_s}{(R + R_s)^2} I_b = -\frac{1}{1 + \frac{R_s}{R}} \frac{I}{R} \quad (2.140)$$

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。そこで図 2.10 のように 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できる。

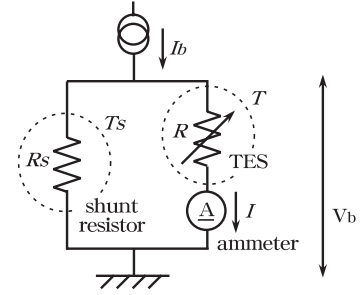


図 2.10: 疑似的定電圧バイアス

しかし、これは厳密には定電圧とは言えないので、この節では疑似的な定電圧バイアスに対する補正を考える。

と書ける。また、TES でのジュール発熱  $P$  は、

$$P(I) = I^2 R(I) \tag{2.141}$$

$$\frac{\delta P}{\delta I} = 2IR(I) + I^2 \frac{\delta R}{\delta I} = I(R(I) - R_s) = V_b \left(1 - \frac{R_s}{R}\right) \tag{2.142}$$

のように書ける。このとき、ETF のダイアグラムは図 2.11 のように書き換えられる。この図から、

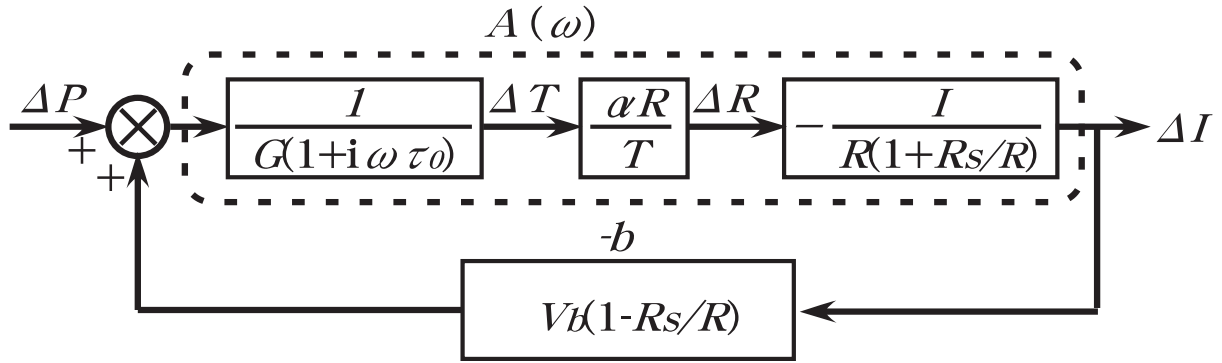


図 2.11: 疑似的定電圧バイアス下での ETF ダイアグラム

完全な定電圧で考慮したループゲイン  $\mathcal{L}_0$  と、フィードバック量  $b$  を

$$\mathcal{L}_1 \equiv \mathcal{L}_0 \frac{1 - \frac{R_s}{R}}{1 + \frac{R_s}{R}} = \mathcal{L}_0 \frac{R - R_s}{R + R_s} \tag{2.143}$$

$$b' \equiv -V_b \left(1 - \frac{R_s}{R}\right) = b \left(1 - \frac{R_s}{R}\right) \tag{2.144}$$

として新たに置き換えてやれば良いことになる。

また、

$$\mathcal{L}_2 \equiv \frac{b}{b'} \mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_0 \frac{R_s}{R + R_s} \tag{2.145}$$

と  $\mathcal{L}_2$  を定義すると、このときの電流変化  $\delta I$  は式 2.75 を用いて、

$$\delta I = -\frac{V_b \alpha}{RT} \frac{R}{R + R_s} \delta T \tag{2.146}$$

$$= -\frac{G}{V_b} \mathcal{L}_0 \frac{R_s}{R + R_s} \delta T = -\frac{G}{V_b} \mathcal{L}_2 \delta T \tag{2.147}$$

のように表される。

実効的な時定数  $\tau'_{\text{eff}}$  は、 $\mathcal{L}_0$  を  $\mathcal{L}_1$  に置き換えて、

$$\tau'_{\text{eff}} \equiv \frac{\tau_0}{\mathcal{L}_1 + 1} \quad (2.148)$$

と書くことができる。

従って、式 2.78 を用いることで、より厳密に求めた電流応答性  $S'_1$  は、

$$S_1 = \frac{1}{b'} \frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_1 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau'_{\text{eff}}} \quad (2.149)$$

$$= -\frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_2}{\mathcal{L}_1 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau'_{\text{eff}}} \quad (2.150)$$

として求めることができる。電流応答性がこのようになることから式 2.135 で表される  $\xi$  は、

$$\xi' = 2\sqrt{\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_2} \frac{\sqrt{1 + \alpha\Gamma\mathcal{L}_1}}{\alpha\mathcal{L}_1}} \quad (2.151)$$

と置き換えて、

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2.35\xi' \sqrt{k_B T^2 C(T)} \quad (2.152)$$

としてカロリメータの intrinsic なエネルギー分解能を記述できる。

## 2.8 熱化と散逸

この章ではカロリメータの吸収体の熱化と、散逸する熱との割合によって制限を受けるカロリメータの応答時間について述べる。熱化時間 (thermalization time) はエネルギーが吸収体内を、電子系の Fermi-Dirac 分布に従って緩和される時間のことである。散逸時間 (diffusion time) は電子系の熱が空間的に散逸される時間のことである。吸収体と TES とでは、散逸時間は異なる制限になるとして扱う。

### 2.8.1 熱化時間

まず熱化時間がカロリメータの応答時間に与える影響について考える。通常の金属でできた吸収体内では、高いエネルギーを持った光子は内殻の電子をたたき出す。そこは、電子-電子または電子-フォノン相互作用によって、局所的にホットスポットを形成する。低温に於いては、熱化には非弾性的な電子-電子相互作用が支配的であると考えられる。残念ながら、 $T \sim 0.1$  K の低温で  $R < 1 \Omega$  という薄膜の抵抗値が低い、多結晶金属フィルムの弾性率は完全には理解されていない。経験的にはこの条件下での熱化に要する時間は  $10^{-9}$  秒のオーダーである。これは、TES の熱散逸時間や固有時定数  $\tau_0 = C/G$  に比べて、十分に速いため無視できる。

### 2.8.2 散逸時間

TES の熱の散逸時間はカロリメータの応答時間に制限を与える。吸収体と TES の両方の散逸時間が重要となってくる。

まず、吸収体の吸収体内での熱の散逸時間を考える。吸収体の散逸時間があまりにも遅いとすると、光子を吸収した場所によって読み出すパルスの形状が変化してしまうのだが、吸収体を散逸

時間がとても短いように作ることが可能である。散逸時間は用いる物質とその形状とに依存する。一般的に数値的に計算することができる。簡単な形状の場合、その物質中の Fermi 速度を  $v_f$ 、電子の平均自由行程を  $\bar{l}$  とすると、拡散率  $D$  は、

$$D = v_f \bar{l} \quad (2.153)$$

として表される。このとき、ある長さ  $L$  へと散逸する特徴的な時間は、

$$\tau_{\text{diff}} = \frac{L^2}{D} \quad (2.154)$$

と表される。例えば、サイズが  $250 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$  の金でできた吸収体であれば、質の高い膜であるならば平均自由行程は  $2 \mu\text{m}$  程度であるので、散逸時間は約  $22 \text{ ns}$  と求まる。

もしフォトンの入射位置によってパルスの形状が変化するとしても、パルスの立上り時間でセレクションをかけることでエネルギー分解能を犠牲にせずにデータ処理することができる。

次に、TES の熱の散逸時間について考える。TES の散逸時間を吸収体と同程度に速く作るとは、TES の抵抗値が技術的な抑制をかけるので不可能であり、散逸時間が遅い場合には、パルスの形状に変化はもたらさないものの、エネルギー分解能を劣化させてしまう。しかしながら TES のデザインを面積を小さくし、薄膜の平均自由行程を充分長くすることで、TES の熱の散逸時間を  $1 \mu\text{s}$  よりも速くすることが可能である。例えば、適当な検出器のパラメータを  $v_f = 10^6 \text{ m/s}$ 、 $\bar{l} = 100 \text{ nm}$ 、 $L = 100 \mu\text{m}$  として計算すると、TES の散逸時間は  $\tau_{\text{diff}} \sim 0.1 \mu\text{s}$  となる。従って、エネルギー分解能を犠牲しない範囲で、検出器の応答時間は  $1 \mu\text{s}$  のオーダーまで可能である。このような単位面積当たり約  $30 \text{ m}\Omega$  の抵抗値を持つセンサーでは、速い応答に用いる場合、次節で述べるように小さいインダクタンスが要求される。

## 2.9 電気安定性

TES 型マイクロカロリメータの応答時間は、電氣的バイアス回路からも制限を受けることになる。バイアス回路のインダクタンスがあまりにも大きいと、電流は熱平衡状態に達した後も抑制されたままであり、温度が熱平衡状態よりも小さくなり、今度は熱平衡状態に戻そうと温度を上げるために電流が大きくなる必要がある。つまり、この過程の繰り返しによって発振が起きてしまうのである。この節ではバイアス回路について述べ、有効的な TES のインピーダンスを計算し、それを用いて電気安定性の条件を決定する。また、与えられた回路のインピーダンスから TES の応答時間についても議論する。

式 2.36 から TES を流れる電流を  $I$ 、TES にかかる電圧を  $V$  とすると、

$$C \frac{dT}{dt} = IV - K(T^n - T_s^n) \quad (2.155)$$

と書ける。また、 $\Delta T \equiv T - T_s$ 、 $G \equiv dP/dT = nKT^{n-1}$  を用いて、式 2.39 と同様に考えると、1 次の近似でフーリエ成分について、

$$i\omega CT(\omega) = I_0 V(\omega) + V_0 I(\omega) - GT(\omega) \quad (2.156)$$

と表せる。ここで、 $I_0$  と  $V_0$  はそれぞれ熱平衡時の電流と電圧である。TES の抵抗値は  $R \equiv V/I$  であるが、一般に適用される電流、磁場によってヒステリシスを持つ関数となる。簡単のために、低電

流、低磁場を仮定してヒステリシスがなく、 $R = R(T)$  と温度のみに依存するとして扱う。すると、

$$V(\omega) = I_0 R(\omega) + R_0 I(\omega) = \frac{\alpha V_0 T(\omega)}{T_0} + R_0 I(\omega) \quad (2.157)$$

と表せる。熱平衡状態での TES の温度を  $T_0$  とし、 $\phi \equiv 1 - (T_s/T_0)^n$  とすると、式 2.156 と式 2.157 から周波数 0 でのインピーダンスは、

$$Z_0 \equiv Z(0) = \frac{V(0)}{I(0)} = -R_0 \frac{\phi + \frac{n}{\alpha}}{\phi - \frac{n}{\alpha}} \quad (2.158)$$

となる。ただし、 $R_0 = V_0/I_0$  としている。

TES のインピーダンスの周波数依存性は、

$$Z(\omega) = Z_0 \frac{1 + i\omega\tau_0 \frac{Z_0 + R_0}{2Z_0}}{1 + i\omega\tau_0 \frac{Z_0 + R_0}{2R_0}} \quad (2.159)$$

として表される。この関数は、 $Z(0) = Z_0$ 、 $Z(\infty) = R_0$  となる。また、式を変形して、

$$Z(\omega) = \frac{Z_0 + R_0}{2} + \frac{Z_0 - R_0}{2} \frac{1 - i\omega\tau_0 \frac{Z_0 + R_0}{2R_0}}{1 + i\omega\tau_0 \frac{Z_0 + R_0}{2R_0}} \quad (2.160)$$

としてやると、図 2.12 のように複素平面上で  $(Z_0 + R_0)/2$  を中心とした半円を描くことがわかる。合

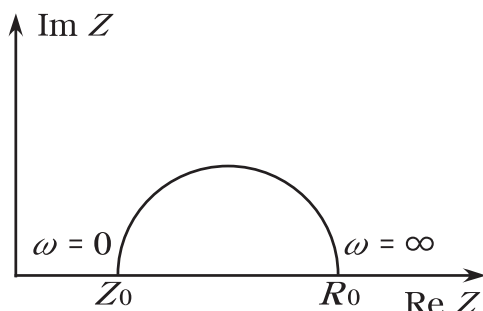


図 2.12: 複素平面上でのインピーダンス

計のインピーダンスを考える際には読み出しに用いる SQUID のインプットコイルの寄与も重要になってくる。SQUID のインプットコイルのインピーダンスを  $L_{\text{SQUID}}$ 、迷インピーダンス<sup>†</sup>を  $L_{\text{stray}}$  として  $L = L_{\text{SQUID}} + L_{\text{stray}}$  を用いると、

$$Z_{\text{tot}}(\omega) = Z_0 \frac{1 + i\omega\tau_0 \frac{Z_0 + R_0}{2Z_0}}{1 + i\omega\tau_0 \frac{Z_0 + R_0}{2R_0}} + i\omega L \quad (2.161)$$

となる。

$Z_{\text{tot}}$  の零点の値が複素数となる時、発振が生じることとなる<sup>‡</sup>。その零点が複素平面上で第 1・4 象限にあるときには振動は成長し、第 2・3 象限にあるときには減衰する。また、零点が共に実軸上に来るときは急激に減衰する。このときの解は、 $\tau_{\text{ele}} \equiv L/R$  とすると、

$$\frac{\tau_0}{\tau_{\text{ele}}} = \frac{C/G}{L/R} = \frac{4Z_0 - 2R_0 - 4\sqrt{Z_0(Z_0 - R_0)}}{Z_0 + R_0} \quad (2.162)$$

<sup>†</sup>stray impedance のことである。

<sup>‡</sup>零点とは  $Z_{\text{tot}} = 0$  となるときの意味している。

と表される。また、式 2.158 を式 2.162 に代入すると、

$$\frac{\tau_0}{\tau_{\text{ele}}} = 3\phi \frac{\alpha}{n} + 1 + 2\sqrt{2} \sqrt{\left(\phi \frac{\alpha}{n} + 1\right) \phi \frac{\alpha}{n}} \quad (2.163)$$

となる。この条件が応答速度 (有効時定数) に制限を与えることとなる。

強いフィードバックの下では  $\phi \sim 1$  であり、一般に  $\alpha \gg n$  であることから、 $\tau_{\text{eff}} \simeq \tau_0 n / \alpha$  を用いて、

$$\frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_{\text{ele}}} \simeq \frac{\tau_0 n / \alpha}{\tau_{\text{ele}}} \simeq 3 + 2\sqrt{2} \sim 5.8 \quad (2.164)$$

と表される。

従って、振動を急激に減衰させるには有効時定数  $\tau_{\text{eff}}$  は、電気的な時定数  $\tau_{\text{ele}} = L/R$  よりも少くとも 5.8 倍は大きくなくてはならないことになる。 $\tau_{\text{eff}}$  は  $\alpha$ 、 $n$  で決定付けられているので、条件を満たす環境とするには  $\tau_{\text{ele}}$  を小さくさせることが重要となる。すなわち、電気回路のインダクタンス  $L$  を十分に小さな値にする必要がある。

また、応答時間は電気回路のインダクタンスと抵抗に依存することもわかる。

## 2.10 吸収体による熱化時間の影響

吸収体と TES との間の熱伝導度が有限である場合には、X 線入射後のある時間までは、それらの間には温度差が生じることとなる。また、吸収体の X 線吸収効率が完全に 100% でない場合には、吸収体を透過して TES またはピクセルに於いて X 線が吸収される可能性がある。この節では、簡単なモデル化を行って熱の伝播を追うこととする。

### 2.10.1 吸収場所による熱伝播の違い

図 2.13 のように低温熱浴の温度を  $T_0$ 、ピクセル (TES を含む) の熱容量を  $C_1$ 、温度を  $T_1$  とし、ピクセルと低温熱浴間の熱伝導度を  $G_1$  とする。また、吸収体の熱容量を  $C_2$ 、温度を  $T_2$  とし、吸収体とピクセル間の熱伝導度を  $G_2$  とする。

この系での熱の伝播を示す微分方程式は、

$$\frac{d\Delta T_2}{dt} = -\frac{G_2}{C_2}(\Delta T_2 - \Delta T_1) \quad (2.165)$$

$$\frac{d\Delta T_1}{dt} = -\frac{G_1}{C_1}\Delta T_1 + \frac{G_2}{C_1}(\Delta T_2 - \Delta T_1) \quad (2.166)$$

となる。この 2 式より、

$$\frac{d}{dt}(\Delta T_2 - \Delta T_1) = -\left(\frac{G_2}{C_2} + \frac{G_2}{C_1}\right)(\Delta T_2 - \Delta T_1) + \frac{G_1}{C_1}\Delta T_1 \quad (2.167)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\Delta T_1 + \frac{C_2}{C_1}\Delta T_2\right) = -\frac{G_1}{C_1}\Delta T_1 \quad (2.168)$$

となる。 $G_2 \gg G_1$  であるとする、式 2.167 の右辺第 2 項は無視でき、

$$\frac{d}{dt}(\Delta T_2 - \Delta T_1) = -\left(\frac{G_2}{C_2} + \frac{G_2}{C_1}\right)(\Delta T_2 - \Delta T_1) \quad (2.169)$$

となる。この式は簡単に解け、

$$(\Delta T_2 - \Delta T_1) \propto \exp\left(-\left(\frac{G_2}{C_2} + \frac{G_1}{C_1}\right)t\right) \quad (2.170)$$

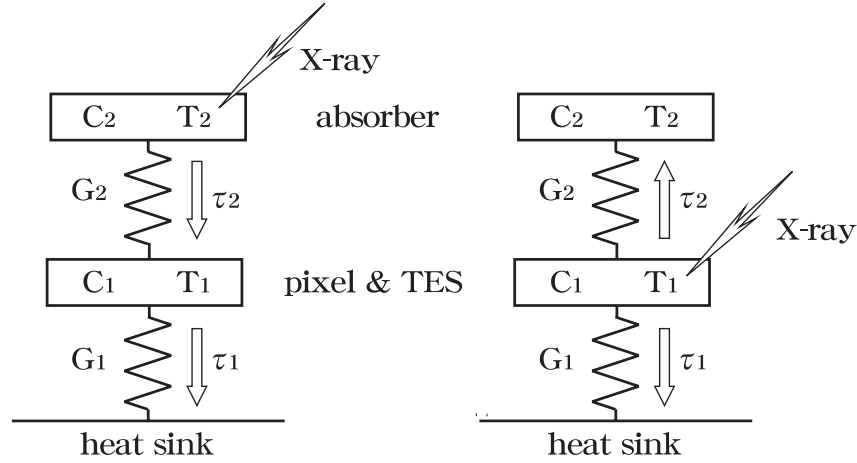


図 2.13: カロリメータの温度変化モデル。

左図: 吸収体にて吸収。右図: ピクセル (TES) にて吸収。

となるので、時定数  $\tau_2$  は、

$$\tau_2 = \frac{1}{\frac{G_2}{C_2} + \frac{G_1}{C_1}} = \frac{C_1 C_2}{(C_1 + C_2) G_2} \quad (2.171)$$

と表される。時刻  $\tau_2$  を経過後は  $\Delta T_2 \rightarrow \Delta T_1$  となるので式 2.168 より、

$$\left(1 + \frac{C_2}{C_1}\right) \frac{d\Delta T_1}{dt} = -\frac{G_1}{C_1} \Delta T_1 \quad (2.172)$$

$$\frac{d\Delta T_1}{dt} = -\frac{G_1}{C_1 + C_2} \Delta T_1 \quad (2.173)$$

$$\Delta T_1 \propto \exp\left(-\frac{G_1}{C_1 + C_2} t\right) \quad (2.174)$$

となる。従って、時定数  $\tau_1$  は、

$$\tau_1 = \frac{C_1 + C_2}{G_1} \quad (2.175)$$

と表される。つまり、ピクセル (TES) と吸収体の温度は時定数  $\tau_2$  ののち一致することとなり、その後は時定数  $\tau_1$  で低温熱浴の温度に戻って行くこととなる。この  $\tau_1$  はカロリメータと熱浴とのサーマルリンクで決まるので、先に述べた  $\tau_{\text{eff}}$  に一致する。

まず、X 線が吸収体にて吸収された場合を考える。X 線が吸収された直後では  $T_2 > T_1$  であるので、図 2.13 左図のように TES の温度  $T_1$  は時定数  $\tau_2$  で温度上昇して行き、また時定数  $\tau_1$  で熱浴温度へと戻るので、X 線を吸収した時刻を  $t = 0$  とすると、

$$T_{1(\text{abs})} = A \left( \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - r \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right) + T_0 \quad (2.176)$$

と表すことができる。ここで  $A$  は比例係数である。また、 $r$  は正の定数であり、 $G_2 \gg G_1$  であれば  $r \sim 1$  である。

次に、X 線がピクセル (TES) にて吸収された場合を考える。X 線が吸収された直後  $T_1 > T_2$  であり、図 2.13 右図のように低温熱浴だけでなく時定数  $\tau_2$  で吸収体の方にも熱が伝播する。また時定数  $\tau_1$  で熱浴温度へと戻るので、TES の温度  $T_1$  は、

$$T_{1(\text{TES})} = A \left( \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + r \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right) + T_0 \quad (2.177)$$

と表すことができる。

## 2.10.2 出力パルスの応答

ここでは吸収体によって X 線吸収が起きた際、TES の熱化が急激には起きない状況下で出力電圧の応答がどのようになるのかを議論する。

第 2.3.4 節では TES への熱入力  $P(t)$  はデルタ関数的に取り扱い、入射 X 線エネルギーを  $E$  として  $P(t) = E\delta(t)$  としていた。しかし、上に述べたように吸収体と TES との間に有限の熱伝導度が存在する場合には、デルタ関数的には扱えない。そこで、吸収体に X 線が入射した時刻を  $t = 0$  として、

$$P(t) = \frac{E}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (t \geq 0) \quad (2.178)$$

という熱入力に対する TES の応答を考えれば良い。第 2.3.4 節と同様の計算をすることで周波数空間での熱入力  $P(\omega)$  は、

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{E}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) e^{-i\omega t} dt = \frac{E}{2\pi} \frac{1}{1 + i\omega\tau_2} \quad (2.179)$$

$$(2.180)$$

となり、周波数空間での出力電流  $I(\omega)$  は、

$$I(\omega) = P(\omega)S_I(\omega) \quad (2.181)$$

$$= -\frac{E}{2\pi} \frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_2} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} \quad (2.182)$$

と表される。これを逆フーリエ変換をして実空間に戻すと、

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.183)$$

$$= -\frac{E}{2\pi} \frac{1}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + i\omega\tau_2} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{\text{eff}}} e^{i\omega t} d\omega \quad (2.184)$$

$$= \frac{E}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{\tau_{\text{eff}} - \tau_2} \left( \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right) \quad (2.185)$$

と表させる。従って、電流電圧変換係数  $X_i$  を用いてその出力電圧  $V(t)$  は、

$$V(t) = \frac{\Xi E}{V_b} \frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_0 + 1} \frac{1}{\tau_{\text{eff}} - \tau_2} \left( \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right) \quad (2.186)$$

と表すことができ、時刻  $t = 0$  では最大値をとらなくなる。 $t = t_{\text{peak}}$  にて最大値をとるとすると、

$$t_{\text{peak}} = \ln \frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_2} \left( \frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} \right)^{-1} \quad (2.187)$$

と表せる。また、この式を積分することで入射 X 線エネルギーを求めると、

$$E = -\frac{E}{V_b} \int V(t) dt \quad (2.188)$$

となり、これは TES の熱化時間を無視できる際の式 2.89 に一致する。つまり、エネルギーの散逸がない限りは、検出されるエネルギーには熱化が遅いことによる影響がないことを示している。また、X 線の吸収がピクセル (TES) で起きた際にも、同様の議論な成立つのでエネルギー散逸がない限りは式 2.89 の積分値は一致する。



## 第 3 章

### SQUID の動作原理

前章でも述べたが、TES 型カロリメータに ETF をかけて動作させる際、微小な電流変化を測定するには、低インピーダンスかつ低ノイズの電流計が必要である。この章では、本論文にて読みだし系として用いる dc-SQUID とそれを応用した SQUID AMP の動作原理について述べる。

SQUID とは、超伝導量子干渉計(Super QUantum Interference Device) の略である。名が示す通り超伝導の量子性を利用した装置である。

SQUID には大きく分けて dc-SQUID と rf-SQUID とに分類される。それぞれ dc 域あるいは rf 帯の信号を扱う SQUID というような印象を受ける名ではあるが、これはバイアス方式の違いに由来した命名であり、扱う信号の周波数とは無関係である。

rf-SQUID はジョセフソン (Josephson) 接合を 1ヶ所持つ超伝導リングを利用しており、そのリングには通常 rf 帯 (20 ~ 30 MHz) の循環交流電流を流して動作させる。

これに対し dc-SQUID は 2つのジョセフソン接合を直流電流でバイアスして用い、接合を揃えるのは難しいが感度が高いという特徴を持つ。本論文では、エネルギー分解能を追求するために、より低ノイズである dc-SQUID を用いる。

#### 3.1 dc-SQUID の原理

dc-SQUID 素子は図 3.1 のように並列した 2つのジョセフソン接合からなる構造を持つ。接合を流れるジョセフソン電流は接合両端の位相差によって決まるが、2つの接合の位相差は独立ではなく、ループを貫く磁束によって制限を受ける。図 3.1 の添字  $i$  ( $i = 1, 2$ ) の接合面での位相を  $\theta_{ia}$ 、 $\theta_{ib}$  としてそれぞれの接合面での電流を求めると、

$$I_i = I_0 \sin(\theta_{ia} - \theta_{ib}) = I_0 \sin \Delta\theta_i \quad (3.1)$$

のように位相差に依存した電流が流れる (直流ジョセフソン効果)。ループにかかるバイアス電流を  $I_B$  とすると、

$$I_B = I_1 + I_2 \quad (3.2)$$

となる。超伝導ループ内を貫く磁束は時間的に一定に保たれ、その磁束は超伝導量子磁束  $\Phi_0$  の整数倍しか許されない。電荷  $e$  と Planck 定数  $h$  を用いて、

$$\Phi_0 \equiv \frac{h}{2e} = 2.0678 \times 10^{-15} \quad [\text{Wb}] \quad (3.3)$$

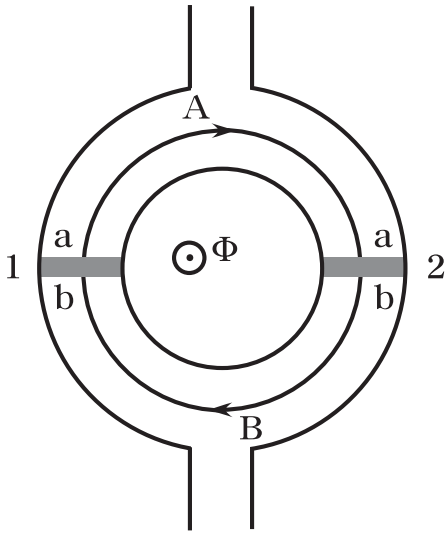


図 3.1: dc-SQUID 素子の模式図

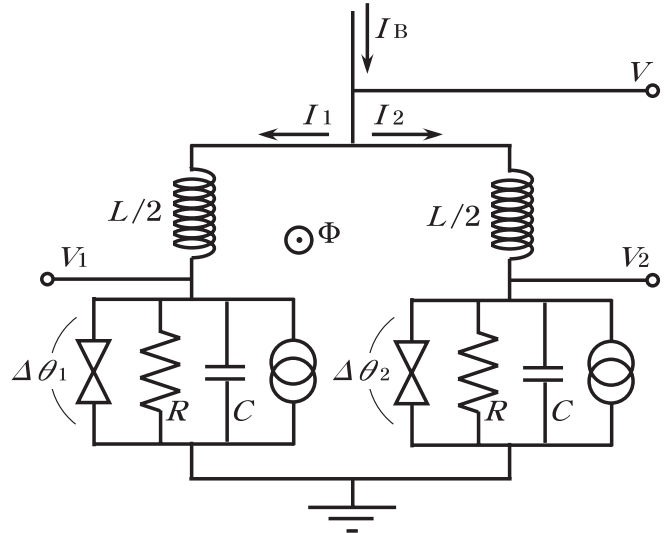


図 3.2: dc-SQUID 素子の等価回路

である。これを用いて、図 3.1 のように積分路 A、B を取ると、

$$(\theta_{1a} - \theta_{1b}) - (\theta_{2a} - \theta_{2b}) = \Delta\theta_2 - \Delta\theta_1 = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (3.4)$$

の制限がかかる。ループを貫く磁束  $\Phi$  は、外部磁束  $\Phi_{\text{ext}}$  とループの自己インダクタンス  $L$ 、ループの循環電流  $J = (I_1 - I_2)/2$  を用いて、

$$\Phi = \Phi_{\text{ext}} + LJ \quad (3.5)$$

と表すことができる。

簡単のため、 $L = 0$  のときをまず考える。式 3.1 ~ 3.5 より、

$$I_B = 2I_0 \cos\left(\pi \frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0}\right) \sin\left(\Delta\theta_i - \pi \frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0}\right) \quad (3.6)$$

となり、外部磁束  $\Phi_{\text{ext}}$  に対し上式を満たす  $I_B$  の最大値は、

$$I_{\text{max}} = 2I_0 \left| \cos\left(\pi \frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0}\right) \right| \quad (3.7)$$

で与えられる。つまりこの並列接合の超伝導臨界電流はリングを貫く外部磁束により周期的に変動する。

式 3.7 では外部磁束により臨界電流は 0 から  $2I_0$  まで変化するが、自己インダクタンス  $L$  を考慮すると一般には 100% の変調は受けない。式 3.1 の  $\sin$  項を、 $-\pi/2 < \theta < \pi/2$  の領域で、

$$I_i = I_0 \sin \Delta\theta_i \sim \frac{2}{\pi} I_0 \Delta\theta_i \quad (3.8)$$

と近似すると、式 3.1 ~ 3.5 より、

$$I_i = \frac{1}{2} I_B \pm \frac{\Phi_{\text{ext}}}{L + \frac{\Phi_0}{2I_0}} \quad (3.9)$$

となる。ここで復号は  $i$  によって異符号をとる。 $\beta$  を、

$$\beta I_{\text{max}} \equiv \frac{2LI_0}{\Phi_0} \quad (3.10)$$

と定義すると、 $\Phi_{\text{ext}} = \Phi_0/2$  での臨界電流の減少は、

$$\delta I_{\text{max}} = \frac{2I_0}{1 + \beta} \tag{3.11}$$

となる。このほか、素子の対称性、2つの接合の臨界電流の揃い具合なども変調の様子に影響を与える。

$I_B > 2I_0$  の直流電流でバイアスするとき、臨界電流が変化することによって、外部磁束の変化に対して出力が変化することになる。従って、磁束 / 電圧変換器として利用することができるのである。これが dc-SQUID の原理である。

素子の近くにコイルを巻けば、そのコイルを流れる電流によって、素子を貫く磁束を変えることができるので、電流 / 電圧変換器として用いることも可能である。SQUID 素子を電流 / 電圧変換器として用いる際、最大の利点となるのは超伝導コイルを用いて SQUID 素子へ入力してやることで、入力はフローティングとなり測定する電流を全く乱さない点である。

磁束 / 電圧変換係数 ( $dV/d\Phi$ ) は次のようにして大まかに評価できる。変換率が大きいのは  $I_B \sim 2I_0$  としたときであり、このとき  $\Phi = 0$  に比べ  $\Phi = \Phi_0/2$  では、式 3.10 に相当するだけの電流が常伝導電流として接合を流れることになる。素子のインピーダンスを  $R/2$  と近似すれば、両者での電圧差は  $(R/2)\delta I_{\text{max}}$  である。従って、

$$\frac{dV}{d\Phi} \sim \frac{R}{\left(1 + \frac{1}{\beta}\right)L} = \frac{2I_0 R}{(1 + \beta)\Phi_0} \tag{3.12}$$

となる。例えば、 $R = 1 [\Omega]$ 、 $L = 1 [\text{nH}]$ 、 $I_0 = 1 [\mu\text{A}]$  とすると、式 3.12

$$\frac{dV}{d\Phi} \sim 5 \times 10^8 \quad [\text{V/Wb}] \tag{3.13}$$

$$= 2 \quad [\mu\text{V}/\Phi_0] \tag{3.14}$$

という値になる。

### 3.2 FLL: Flux Locked Loop

SQUID 素子は外部磁束に対して周期的な特性を持つため、動作点が少しずれただけで増幅率が大きく変動する。また、入力信号が大きくなると出力は入力に比例しなくなり、ついには折り返しが起きてしまう。そこで線形性を持たせるために図 3.3 のようなフィードバックモードで用いるのが一般的である。

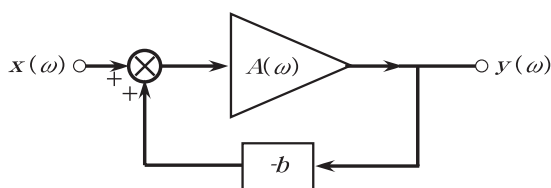


図 3.3: フィードバック回路図

第 2.3.1 節から、システムの増幅率はフィードバック量  $b$  で決まり、直流増幅率  $A$  が変わってもほとんど影響を受けないことがわかる。また、遮断周波数も  $bA$  倍高くなり周波数特性が改善され、フィードバックをかけないときに比べ  $bA$  倍広い入力範囲で線形性が保証されることになる。

dc-SQUID の一般的な構成を図 3.4 に示す。SQUID 素子は入力コイル及びフィードバックコイルに磁氣的に結合している。フィードバックコイルにはフィードバック電流と共に一定振幅の  $f_m =$  数百 kHz の変調電流が流される。素子の出力インピーダンスは低いので、トランスあるいは変調周波数

に共鳴する直列共振回路で昇圧しインピーダンス整合を取ったうえで前置増幅器と結合させる。前置増幅器の出力は電流を参照信号としたロックイン増幅が行われ、さらにその出力は抵抗  $R_{FB}$  とフィードバックコイルにより SQUID 素子にフィードバックされる。

SQUID を貫く磁束が一定に保たれるようにフィードバックをかけることから、磁束固定ループ (FLL: Flux Locked Loop) と呼ばれる。

このとき、フィードバック量  $b$  は、フィードバックコイルと SQUID との相互インダクタンスを  $M_{FB}$  として、

$$b = \frac{\Phi_{FB}}{V_{out}} = \frac{M_{FB}}{R_{FB}} \tag{3.15}$$

と表すことができる。

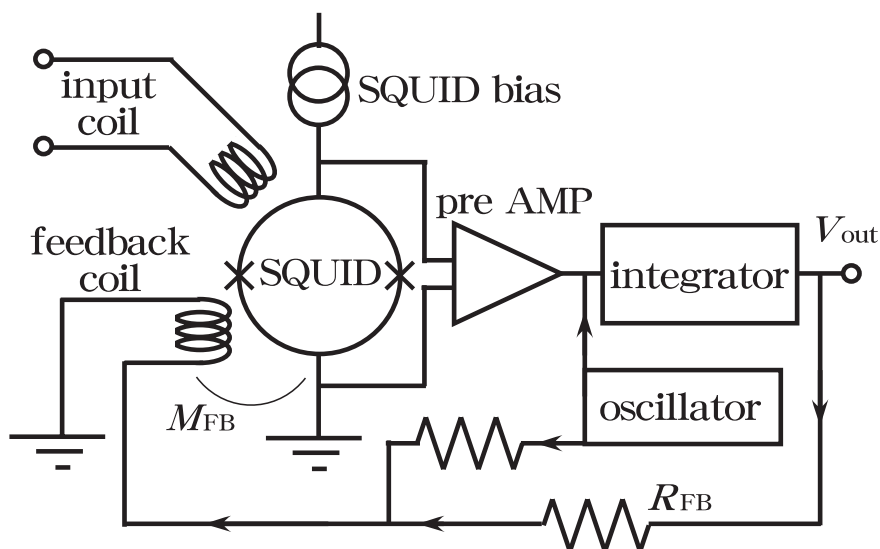


図 3.4: FLL のフィードバック機構

SQUID の FLL が通常のフィードバックと大きく異なる点は、増幅度  $A$  が入力に対して周期的に変わることである。従って、フィードバックの安定点が無数に存在することである。もし、フィードバック制御がきかない程早くてしかも大きなノイズが SQUID にかかると、その前後で  $\Phi_0$  の整数倍だけ異なった安定点に対してフィードバックがかかってしまうことがある。この異なった動作点で安定してしまうことをフラックスジャンプと呼び、一般にはフラックスジャンプ量は知り得ないので、その前後で測定が連続ではなくなる。

このように外来ノイズに対して、単にノイズが増えるだけではなく、本質的に正常の動作をしなくなってしまうという性質があるので、SQUID の使う上でノイズの除去には細心の注意が必要となってくる。

### 3.3 dc-SQUID のノイズ

#### 3.3.1 ジョンソンノイズ

dc-SQUID にはシャント抵抗の熱雑音に由来する固有雑音がある。熱雑音はリングの両端の電圧  $V$  と循環電流  $J$  に揺らぎを与える。  $I_0$ 、つまり常伝導金属リングであれば両者の間に相関はなく、

電圧性  $S_V^0$  はシャント抵抗が並列に入っており、電流性  $S_J^0$  は直列に入っていることから、それぞれのスペクトルは、

$$S_V^0 = 4k_B \frac{R}{2} T = 2k_B RT \quad (3.16)$$

$$S_J^0 = \frac{4k_B T}{2R} = \frac{2k_B T}{R} \quad (3.17)$$

となる。SQUID では循環電流  $J$  の揺らぎは  $\delta J$  が磁束の揺らぎを与えることとなる。また、 $V$  が磁束の関数であることから両者には相関があり、簡単のため、

$$\delta V = \delta V^0 + \frac{dV}{d\Phi} L \delta J \quad (3.18)$$

とすると、 $\delta V$ 、 $\delta J$  のスペクトルを式 3.16、3.17 で近似することで、

$$S_V \sim 2k_B RT \left( 1 + \left( 1 + \frac{1}{\beta} \right)^{-2} \right) \quad (3.19)$$

と表される。

### 3.3.2 ショットノイズ

低温にて動作させることでジョンソンノイズは限りなく小さくなるが、そのような極限では通常無視されている量子力学的な揺らぎに基づくノイズが顔を出し始める。温度が  $k_B T < eV$  となるような状況では主要なノイズはジョンソンノイズではなく、トンネル接合部のショットノイズになると考えられる。

ショットノイズは周波数依存性を持たないホワイトノイズであり、ノイズスペクトルとして表すならば、

$$S_V = eI_0 R^2 \quad (3.20)$$

と書くことができる。

### 3.3.3 ノイズ等価パワー

以上のことから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  $\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$  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ノイズ等価電流  $i_n$  を用いて、

$$\text{NEP}_{\text{readout}}^2 = \left| \frac{i_n}{S_i} \right|^2 \quad (3.21)$$

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、この式の電流応答性  $S_i$  に式 2.78 を代入して、

$$\Delta E_{\text{SQUID}} = 2.35 \left( \int_0^\infty \frac{4df}{\text{NEP}_{\text{readout}}^2(f)} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.22)$$

$$= 2.35 \frac{\mathcal{L}_0 + 1}{\mathcal{L}_0} i_n \sqrt{b^2 \tau_{eff}} \quad (3.23)$$

$$= 2.35 \frac{\mathcal{L}_0 + 1}{\mathcal{L}_0} i_n V_B \sqrt{\tau_{eff}} \quad (3.24)$$

と表せる。また、強いフィードバックの下では、

$$\Delta E_{\text{SQUID}} \sim 2.35 i_n V_B \sqrt{\tau_{\text{eff}}} \quad (3.25)$$

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、第 2.7 節で行ったように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、

$$\Delta E_{\text{SQUID}} = 2.35 \frac{\left(1 - \frac{R_s}{R}\right) \mathcal{L}_0 + \left(1 + \frac{R_s}{R}\right)}{\mathcal{L}_0} i_n V_B \sqrt{\tau_{\text{eff}}} \quad (3.26)$$

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、

$$\Delta E_{\text{SQUID}} = 2.35 \left(1 - \frac{R_s}{R}\right) i_n V_B \sqrt{\tau_{\text{eff}}} \quad (3.27)$$

となる。

### 3.4 SQUID AMP

SQUID 素子自体の利用可能な周波数帯域は dc ~ GHz と非常に広いが、FLL 回路などでインピーダンス整合をとるためにのロックイン増幅などの複雑な回路系によって、周波数帯域が制限されてしまう。そこで最近実現されてきたのが SQUID アンプである。

SQUID アンプは図 3.5、図 3.6 のように、信号を複数のコイルを用いて数十～数百の直列に並べた SQUID へと入力し、それらの出力電圧の和をとることで信号を増幅する。多数の SQUID が直列に並んでいるため、単体の SQUID に比べてインピーダンスが数十～数百倍に大きくなっており、インピーダンス整合がとり易くなっている。このため SQUID アンプの周波数帯域は単体 SQUID よりも遥かに向上する。さらに低温環境で信号を増幅できるので、室温に置かれた増幅器によるノイズの影響が小さくなる。

本論文では、TSS: Two Stage SQUID AMP と、SSA: Serial SQUID Array AMP の 2 種類の SQUID AMP を用いているのでそれらについて説明する。

3.4.1 TSS: Two Stage SQUID AMP

図 3.5 のように初段のインプット SQUID と、後段の SQUID アレイという構造になっている。

インプット SQUID からの出力をさらに複数のコイルを用いて、後段の SQUID アレイへと入力し、それらの出力電圧の和を取り信号を増幅させる。スイッチの切り替えにより、初段または後段のフィードバックコイルへと参照信号を入力することができるので、それぞれの動作点を調整することができるようになっている。

また、初段の SQUID で増幅後の信号が後段の SQUID アレイに入力されるので、初段のインプットにノイズが混入するとそれも増幅されて後段 SQUID アレイに入力されることとなる。従って、単独の SQUID 読みだし系に比べて、さらにノイズに敏感になり、後段 SQUID でのフラックスジャンプが起き易くなっている。

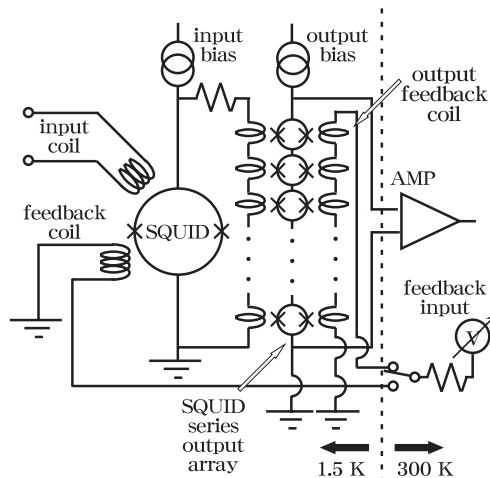


図 3.5: TSS AMP の回路図

3.4.2 SSA: Serial SQUID Array AMP

図 3.6 のように入力電流を複数のインプットコイルを用いて、SQUID アレイに入力し、直列に並んだ SQUID の出力電圧を足し合わせる構造をしている。

TSS のように初段・後段の 2 段階の増幅ではなく、知りたい情報 (信号) の最も近いところで、磁束 / 電圧変換と増幅を行うのでノイズの寄与が小さくなる。

ただし、信号の増幅としては SQUID アレイの電圧の足し合わせになるので、増幅度は TSS よりも小さくなる。増幅度を大きくしようと SQUID アレイの数を多くすると、その分 SQUID の特性が揃い難くなり、接合の弱い部分があったりするとその周りで磁束のトラップが起こるなどの問題もある。

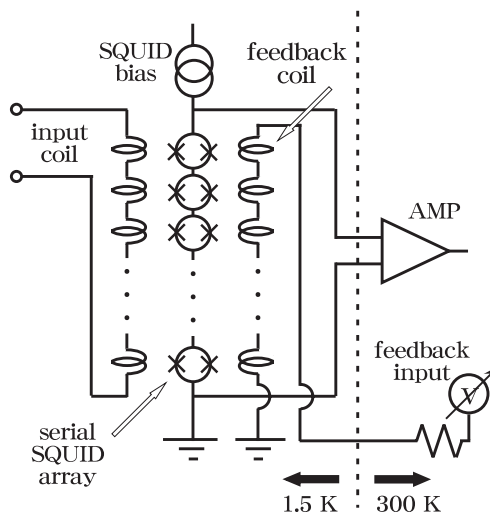


図 3.6: SSA AMP の回路図

## 第 4 章

### 実験装置

#### 4.1 希釈冷凍機

TES カロリメータ及び SQUID の冷却には、東京都立大学 (TMU: Tokyo Metropolitan University) にて、OXFORD Kelvinox25 希釈冷凍機を用いた。模式図を図 4.1 に示す。この冷凍機は、高さ 124 cm、直径 39.4 cm の円柱形をしており、冷却は液体  $^3\text{He}$  と液体  $^4\text{He}$  との混合希釈によってなされる。

冷却原理を非常に簡単に説明すると、出入りする熱量を  $Q$ 、温度を  $T$ 、エントロピーを  $S$  とすると、

$$\partial S = \frac{\partial Q}{T} \quad (4.1)$$

であるので、断熱された系ではエントロピーが増大すると、温度が減少することとなる。液体  $^3\text{He}$  と液体  $^4\text{He}$  との混合液は、臨界温度 0.87 K 以下に於いて  $^3\text{He}$  濃厚層と希薄層とに分離し、これらの混合によってエントロピーが増大するので、液体  $^3\text{He}$  と液体  $^4\text{He}$  との割合によって希釈冷凍機の最低到達温度が変化する。

スペックによると冷凍能力は 25  $\mu\text{W}$  であり、現在のセットアップに於いては、最低到達温度は  $\sim 20$  mK である。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。

図 4.2 に IVC: Inner Vacuum Chamber の内部構造の概略図を示す。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。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 1.6 K である。

M/C: Mixing Chamber と 1K pot、E/P: Experimental Plate には、酸化ルテニウム ( $\text{RuO}_2$ ) 温度計が取り付けられている。E/P の温度制御には Picowatto AVS47/TS-530 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、 $\sim 0.1$  mK の精度で制御することが可能である。

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小さいマンガニン<sup>†</sup>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。ポート 1 には上記の温度計とヒーターの配線を、ポート 3 にはカロリメータのバイアス、SQUID 駆動と出力の配線を、ポート 4 にはカロリメータに最も近い位置での温度計とヒーター、それから TES の  $I - R$  特性取得のための配線を引出している。現在、ポート 2 は使用していない。それぞれの配線の往復での抵抗値は常温で  $\sim 230 \Omega$  であり、冷却実験中においては温度  $\leq 4$  K で  $\sim 180 \Omega$  である。

<sup>†</sup>Cu 0.84, Ni 0.04, Mn 0.12 の割合でできた合金



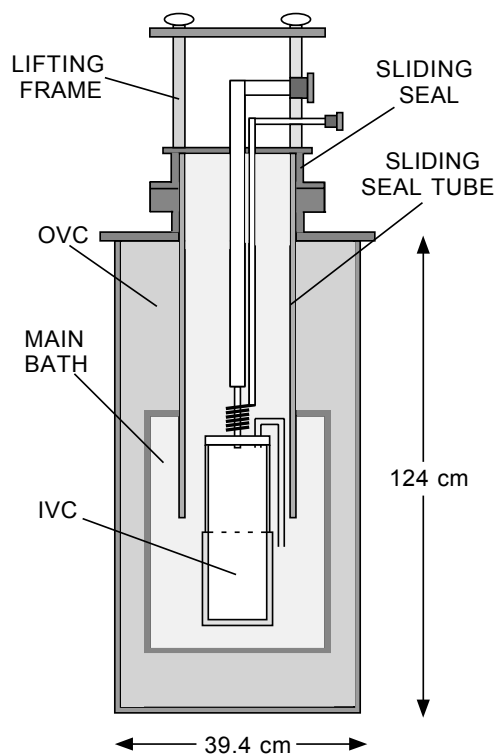


図 4.1: 希釈冷凍機の内部模式図

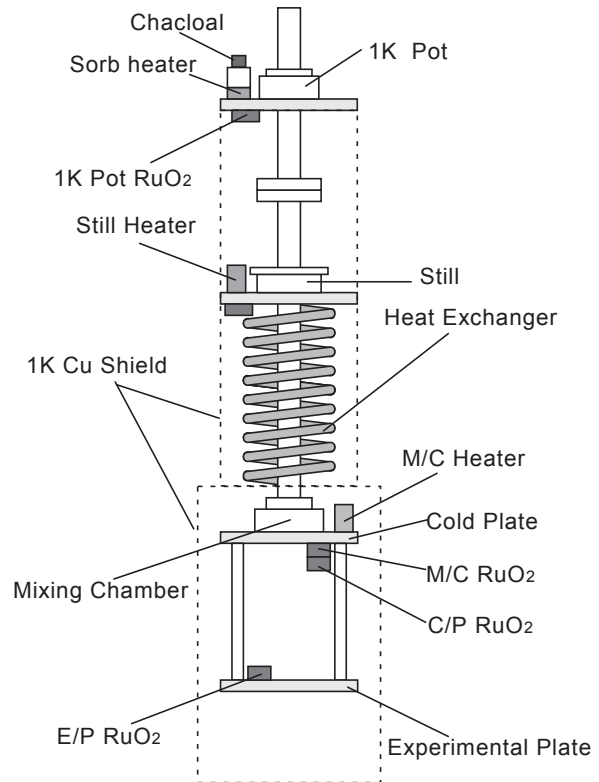


図 4.2: IVC 内部の構造

## 4.2 SQUID

本論文にて使用した SQUID AMP 素子は液体 He を使用した低温環境下での使用を前提として開発された、セイコーインスツルメンツ株式会社 (SII: Seiko Instruments Inc.) TTS(Two Stage SQUID) アンプと SSA(200-Serial SQUID Array) アンプを用いた。

TTS アンプは初段の SQUID と後段 SQUID アレイが一つの FRP<sup>†</sup>基板上に実装されたものであり、初段は 38 ターンコイル付き入力 dc-SQUID となっており、後段 SQUID アレイには 50 個の dc-SQUID が直列に並んでいる。SSA アンプは 200 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。

両者とも共通している特徴として、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 Nb 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り、そのシャント抵抗として Al を使用している。そのため、SQUID の動作温度は Nb が超伝導であり Al が常伝導という環境、つまり 1.2 ~ 9.23 K の温度の下で用いる必要がある。これらの SQUID アンプのスペックを表 4.1 に示し、図 4.3 と図 4.4 にそれぞれの配線図を示す。

### 4.2.1 磁気遮蔽

SQUID は磁場に非常に敏感であるので、精密な測定をする際にはバックグラウンドの磁場が測定磁場よりも十分に小さくする必要がある。

<sup>†</sup>FRP: Fiber(Fiberglass) Reinforced Plastic; 繊維強化プラスチック

パラメータ	TSS	SSA
入力コイル		
自己インダクタンス $L_{in}$	100 nH	40 nH
相互インダクタンス $M_{in}$	3 nH	90 pH
フィードバックコイル		
相互インダクタンス $M_f$	94 pH	90 pH
$\Delta V$	約 500 $\mu$ V	2.5 ~ 3 mV
$(\frac{\partial V}{\partial \Phi})$	1.6 mV/ $\Phi_0$	9.4 mV/ $\Phi_0$
ゲイン $G(= M_{in} \frac{\partial V}{\partial \Phi})$	2500 V/A	400 V/A
電流分解能 (FLL 作動時)	2 ~ 3 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$	10 ~ 20 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$

表 4.1: SQUID 素子パラメータ

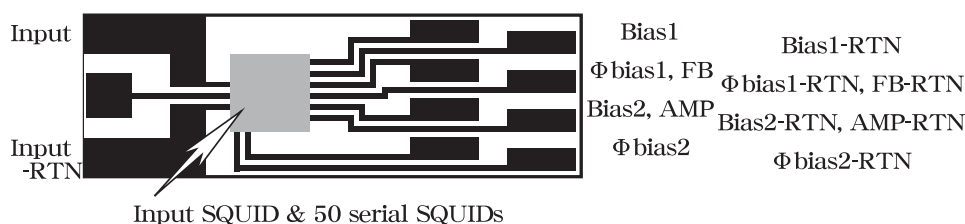


図 4.3: TSS AMP FRP 実装基盤上の配線図

一様な磁場中に透磁率  $\mu$  の高い物質でできた球殻を置くと、磁力線は磁気インピーダンスの低い球殻部分に集まり、球殻内部に磁場の弱い空間が形成される。この空間には  $\mu$  が大きいほど、球殻が厚いほど外部磁場が侵入しにくい。さらに遮断材を多層に組み合わせることも効果的である。しかし、 $\mu$  が有限の値を取る限り、内部の磁場を完全に 0 にすることはできない。これに対して、超伝導状態にある物質はマイスナー (Meissner) 効果によって  $\mu = 0$  の完全反磁性を示すので完全な磁気遮断が可能である。

ところが SQUID を動作させるための配線等を通すため、完全な密閉は不可能である。また、超伝導に遷移する際に遮断材の内部に存在していた磁束は逆に閉じ込められてしまう (以降、これを磁束



図 4.4: SSA AMP FRP 実装基盤上の配線図

のトラップと呼ぶ)。従って、特に超伝導体が完全に遷移するまでは高透磁率を有する物質で磁気遮断する必要がある。それゆえ本論文では高透磁率材料であるパーマロイ<sup>†</sup>と超伝導体 Nb との二重シールドを用いることで効果的な磁気遮断を実現させる。

### 4.3 モニター

波形のモニターには、*Tektronix* TDS3012 オシロスコープと、*YOKOGAWA* DL708D オシロスコープを用いた。また、*HEWLETT PACKARD* 35670A FFT アナライザを用いてノイズ測定を行った。

*Tektronix* TDS3012 オシロスコープは信号入力はグラウンドに落ちており、*YOKOGAWA* DL708D オシロスコープ と *HEWLETT PACKARD* 35670A FFT アナライザでは選択が可能で、本論文に於いては float の状態にて用いた。

---

<sup>†</sup>Permalloy: Fe と Ni の合金 (Ni 40~80%)。場合によっては少量のまたは適量他元素が添加される。

## 第 5 章

### WSD-type カロリメータの性能評価

東京都立大学 (TMU: Tokyo Metropolitan Univ.)、文部科学省 宇宙科学研究所 高エネルギー天体物理学第 1 部門 (ISAS: The Institute of Space and Astronautical Science)、早稲田大学 大学院 理工学研究科 電子・情報通信学専攻 庄子研究室、応用化学専攻 応用物理化学研究室 (WSD: Waseda Univ.)、三菱重工業株式会社 (MHI: Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.) 九州松下電器株式会社 (KME: Kyusyu Matsushita Electric Co., Ltd.)、との共同開発による TES 型マイクロカロリメータ素子を WSD-type と呼ぶこととする。

この章では、WSD-type の TES 型カロリメータ WSD#61 と #62 の 2 つのタイプについて性能評価を行う。両者の違いは吸収体が手作業で Sn 箔を付けたものか、Sn メッキを用いたものかという点だけであり、その他のサイズなどは全く同じ設計である。

カロリメータの性能評価の流れを以下にまとめる。

- カロリメータの構造  
形状、大きさ、素子の特徴などについて詳しく述べる。
- TES 温度計の性能評価実験  
TES の抵抗値  $R$  の温度  $T$  による依存性を調べる。超伝導遷移温度、遷移幅などが温度計の性能を知る上で重要なパラメータとなる。
- ETF 特性評価実験  
TES にかけるバイアスを変化させながら、その動特性を調べる。同時にパルスハイトやノイズレベルのバイアス依存性も調べる。
- X 線照射実験  
カロリメータに X 線を照射し、X 線パルスカウントを溜める。
- データ解析  
X 線イベント以外の情報が紛れている場合にはそれを除去する。また、パイルアップイベントなどの棄却を行い、最適フィルタを用いて X 線スペクトルを作製する。
- エネルギー分解能を制限している原因究明  
ノイズ解析などを詳しく行い、エネルギー分解能の制限している原因を調べ、より優れたカロリメータを作製するために実験的にわかったことを提言する。

## 5.1 旧型素子

### 5.1.1 旧型素子の特徴

まずは、昨年度に作成したカロリメータ (#46、 #48) について簡単に紹介する [10][12]。ISAS、WSD 庄子研究室との共同製作したものであり、カロリメータを作成するプロセスは庄子研究室が行った。

その構造は、図 5.1、5.2 の写真と模式図に示すようになっており、#46 と #48 との設計上の違いは TES を構成する Au の膜厚のみである。厚さ  $20\ \mu\text{m}$ 、 $1\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$  の正方形の Si ピクセル上

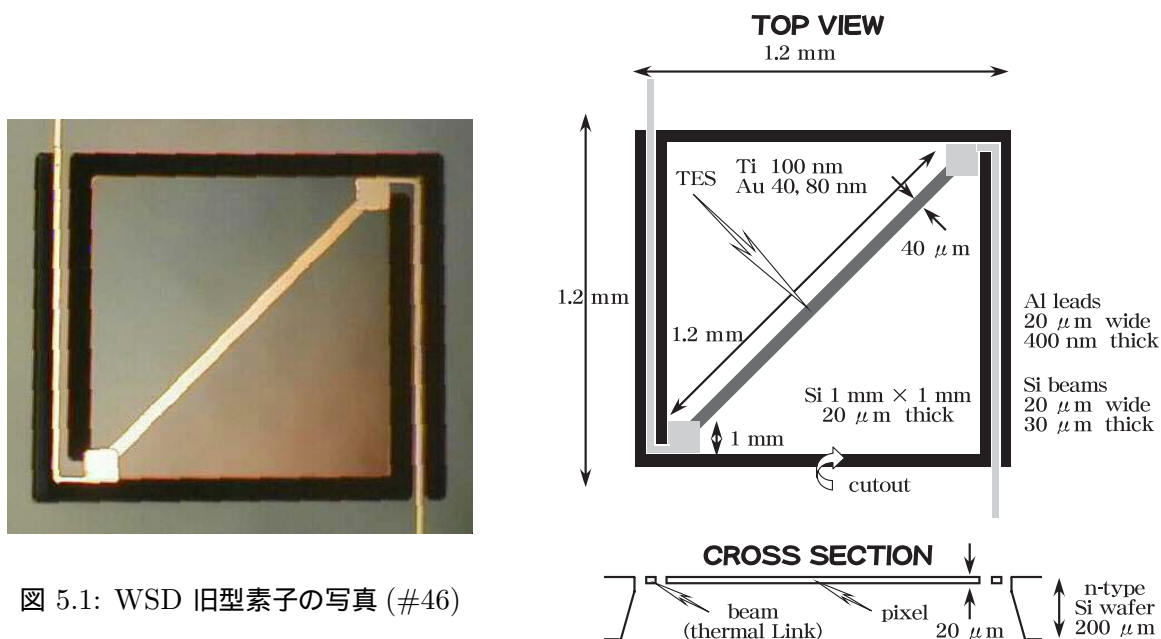


図 5.1: WSD 旧型素子の写真 (#46)

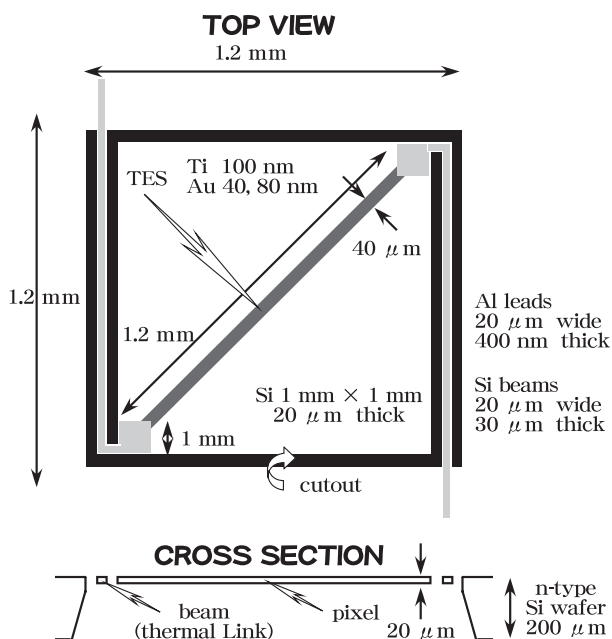


図 5.2: WSD 旧型素子の模式図

に幅  $40\ \mu\text{m}$ 、長さ  $1.2\ \text{mm}$  の TES が取り付けられている。TES には Ti/Au の二層薄膜を用いており近接効果を利用することで、膜厚比を変えることで超伝導遷移温度をコントロールすることが可能である。また、単一超伝導体である Ir などに比べ、常伝導金属である Au を用いることで熱伝導度を良くするという狙いもある。その上、Ti の酸化を防ぐ働きもするので Ti、Au の順に電子ビーム蒸着にて作成された。この Si ピクセルは  $1.2\ \text{mm} \times 30\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$  の 2 本のビーム (beam<sup>†</sup>) によってのみ支えられている。NIST(National Institute of Standards and Technology) や、SRON(Space Research Organization Netherlands) などの他の研究グループでは  $\text{Si}_3\text{N}_4$  を利用した構造を採用しているが、我々は将来のマルチピクセル化のため SOI(Silicon On Insulator) 基板によるプロセスを行うことを念頭においているためである。この 2 本のビームで支えるという構造は、XRS のプロトタイプでも実績のある構造である。

最も良い結果として、 $5.9\ \text{keV}$  の X 線に対して  $98.5\ \text{eV}$  のエネルギー分解能が得られた。カロリメータとしてのデザインは良いと考えられるが、TES が細長い形状をしていることで、フォノンの走る経路に異方性が生じ、そのためエネルギー分解能が劣化するということが考えられる。

また、図 5.3 に示すように同一基板上に同時に蒸着した素子にも関わらず、 $R-T$  曲線がそれぞれの素子で個性を有したものとなっており、同じパラメータにて再度作製しても再現性がないなどの問

<sup>†</sup>beam: 梁の意。

題がある。

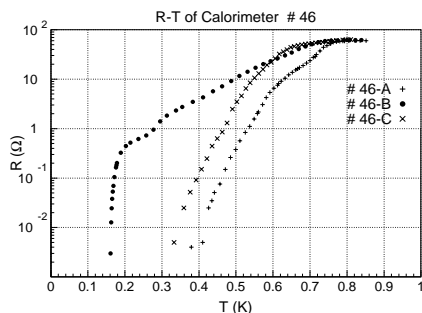


図 5.3: WSD #46  $R - T$  特性

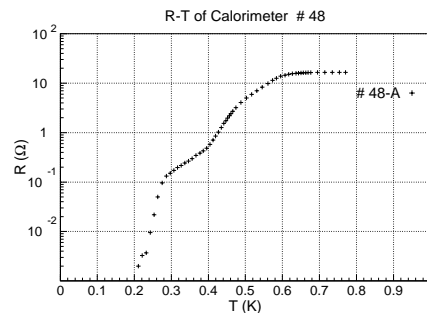


図 5.4: WSD #48  $R - T$  特性

### 5.1.2 改良点

より良いエネルギー分解能を有する TES 型マイクロカロリメータを作成するにあたり、製作条件を大きく分けて 2ヶ所、以下のように変更することとした。

- 製膜条件

WSD 庄子研究室では、TES(Ti/Au) の電子ビーム蒸着を真空度  $\sim 10^{-5}$  Torr にて行っていたが、図 5.3、5.4 から分かる通り超伝導遷移端の鋭いものが得られない、再現性が悪いなどの問題があるために外部に依頼することにした。MHI/KME にて  $\sim 10^{-7}$  Torr の真空度という好環境での蒸着が可能ということから、カロリメータ製作行程の一部を MHI/KME にて行う。

また、Ti 蒸着の際に Si 基板を 250 °C に加熱することで、格子不整の密度を小さくし結晶構造の改善を狙う。

- TES の形状

細長い構造では、フォノンの走る経路に大きな異方性が生じるために、TES の熱化の様子が揃わずにエネルギー分解能を劣化させると考えられる。そこで、TES の形状を正方形に近い形に変更する。

## 5.2 改良型素子

上記の改良点を踏まえた上で、WSD/MHI/KME にてカロリメータに吸収体を取り付ける前段階までの製作プロセスを行った。

本論文では、#61 と #62 の 2 種類のカロリメータについて述べる。両者の違いは、吸収体の付け方にある。前者では昨年度実績を残した方法を用いて手作業にて行い、後者は WSD 応用物理化学研究室も含めた共同研究にて Sn メッキを吸収体として用いた。

吸収体についてはそれぞれの節で述べるとし、まずは共通する吸収体を除いたカロリメータの構造について以下に述べる。

### 5.2.1 カロリメータの構造

WSD-type のカロリメータは図 5.5、図 5.6 の写真と模式図に示すような構造をしている。厚さ

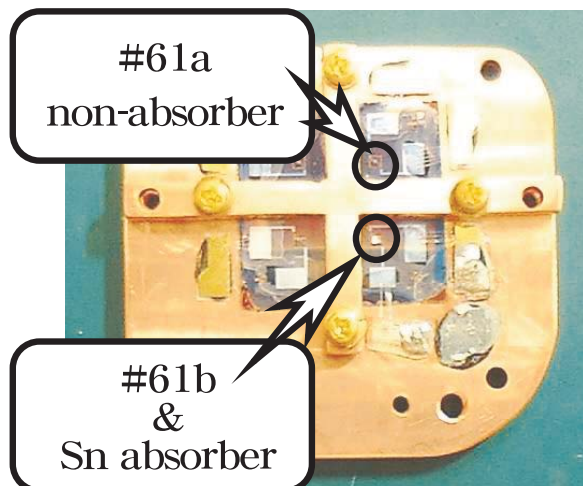


図 5.5: WSD #61 素子の写真

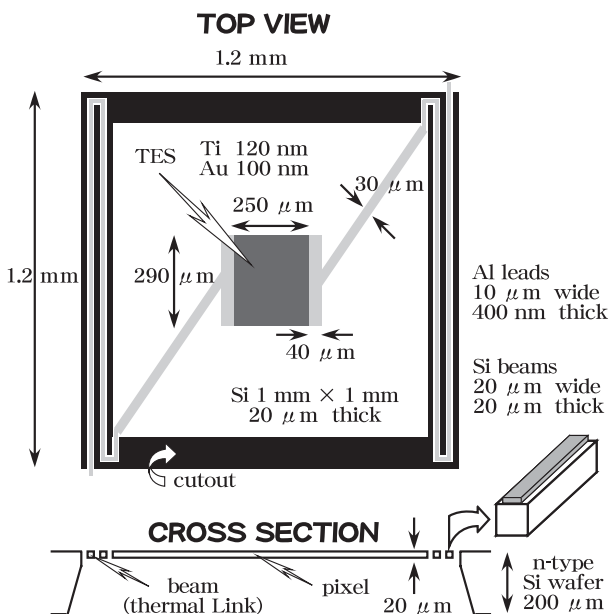


図 5.6: WSD #61 素子の模式図

20  $\mu\text{m}$ 、1 mm $\times$ 1 mm の正方形の Si ピクセル上に幅 290  $\mu\text{m}$ 、長さ 250  $\mu\text{m}$  の TES が取り付けられている。昨年度に作製した TES に比べ、正方形に近い形状となっている。

TES には昨年同様 Ti/Au の二層薄膜を用いており、Ti、Au の順に電子ビーム蒸着にて作成された。膜厚は試行錯誤を繰り返した結果、Ti 120  $\mu\text{m}$ /Au 100  $\mu\text{m}$  である TES が現在の WSD-type の製作過程に於いて、最も低い超伝導遷移温度を有する素子となることが分かったので、その膜厚の TES 温度計をカロリメータに用いることとした。

この Si ピクセルは 2.4 mm  $\times$  20  $\mu\text{m}$   $\times$  20  $\mu\text{m}$  の 2 本のビームによってのみ支えられおり、2 度の折り返しを行うことで内部応力の軽減を図った。断面図から分かるように Si ピクセルが中に浮いた構造により、ビームを通してのみ熱のやり取りが行われるようになっており、熱浴となる周りの Si 基板とカロリメータの間に適度な熱伝導度を有し、なおかつ素子の重みや内部応力に耐え得るという機械的要求も満たす。この構造のカロリメータは厚さ 200  $\mu\text{m}$ 、一辺が 2 cm の正方形の Si 基板に 4 つのカロリメータ素子が載るようになっている。

表 5.1 に WSD-type のカロリメータに用いた物質ごとのサイズを示し、表 5.2 には WSD-type のカロリメータに使用された物質の物理パラメータを示す。Sn は両素子で吸収体として用いたのだが、詳しいことはそれぞれの章にて述べることにし、ここでは物理パラメータのみ示しておく。

### 5.2.2 熱特性の見積り

両方の素子に共通している、吸収体を除いた部分のカロリメータ各部の熱特性を知るために、第 2.1.2 節に従って熱容量と熱伝導度を見積もる。

#### 熱容量

式 2.2~式 2.9 と表 5.1、表 5.2 を用いて温度  $T$  [K] に於けるカロリメータ各部の熱容量を見積もる。まず、各元素の比熱を求め、格子比熱・電子比熱についてそれぞれ表したのが表 5.3 である。

また、これを用いてカロリメータ各部の比熱を見積もった結果を表 5.4 に示す。ビームの部分につ

	元素	面積	厚さ
ピクセル部分	Si	1 mm × 1 mm	20 μm
	Ti	250 μm × 290 μm	120 nm
	Au	250 μm × 290 μm	100 nm
ビーム部分	Si	2.4 mm × 20 μm(×2 本)	20 μm
	Al	2.4 mm × 10 μm(×2 本)	400 nm

表 5.1: WSD-type を構成する物質の熱容量

元素	原子量 $M/g \cdot mol^{-1}$	Sommerfeld 係数 $\gamma/mJ \cdot mol^{-1} \cdot K^{-2}$	密度 $\rho/g \cdot cm^{-3}$	デ바이温度 $\theta_D/K$	超伝導遷移温度 $T_c/K$
Si	28	0	2.33	6.45	–
Ti	48	3.35	4.51	420	0.39
Au	197	0.689	19.28	165	–
Al	27	1.35	2.70	428	1.20
Sn	118.7	1.78	7.28	199	3.72

表 5.2: WSD-type に使用された物質の物理パラメータ

いては 2 本分足し合わせた値となっており、Al については超伝導となる低温 ( $T < 1.20$  K) にて動作させるため、超伝導状態のみを計算した。ただし、これらの値はそれぞれの物質単体での熱容量であり、接合部での影響などを全く無視して求めている。

物質	格子比熱 $c_l/J \cdot cm^{-3} \cdot K^{-1}$	電子比熱 $c_e/J \cdot cm^{-3} \cdot K^{-1}$
Si	$6.03 \times 10^{-7} \times T^3$	–
Ti (常伝導時)	$2.47 \times 10^{-6} \times T^3$	$3.15 \times 10^{-4} \times T$
Ti (超伝導時)		$1.12 \times \exp(-0.562/T)$
Au	$4.23 \times 10^{-5} \times T^3$	$6.74 \times 10^{-5} \times T$
Al (常伝導時)	$2.48 \times 10^{-6} \times T^3$	$1.35 \times 10^{-4} \times T$
Al (超伝導時)		$0.491 \times \exp(-1.73/T)$
Sn (常伝導時)	$1.51 \times 10^{-5} \times T^3$	$1.09 \times 10^{-4} \times T$
Sn (超伝導時)		$0.185 \times \exp(-5.36/T)$

表 5.3: WSD-type を構成する物質の比熱



	物質	熱容量 $C/J \cdot K^{-1}$
ピクセル部分	Si	$1.21 \times 10^{-11} \times T^3$
	Ti (常伝導時)	$2.15 \times 10^{-14} \times T^3 + 2.74 \times 10^{-12} \times T$
	Ti (超伝導時)	$2.15 \times 10^{-14} \times T^3 + 9.74 \times 10^{-9} \times \exp(-0.562/T)$
	Au	$3.07 \times 10^{-13} \times T^3 + 4.89 \times 10^{-13} \times T$
ビーム部分	Si	$1.16 \times 10^{-12} \times T^3$
	Al (超伝導時)	$9.52 \times 10^{-14} \times T^3 + 1.89 \times 10^{-8} \times \exp(-1.73/T)$

表 5.4: WSD-type 各部の熱容量

熱伝導度

次に、カロリメータ各部の熱伝導度を見積もる。初めに、各物質に於ける固体中の常温での音速度を表 5.5 に示す。自由固体の縦波の速度  $c_1$ 、自由固体の横波の速度  $c_2$ 、棒の縦振動の速度  $c_3$  は密度  $\rho$  と体積弾性率  $V$ 、ずれ弾性率  $S$ 、ヤング (Young) 弾性率  $Y$  を用いてそれぞれ、

$$c_1 = \sqrt{\frac{V + \frac{4}{3}S}{\rho}} \tag{5.1}$$

$$c_2 = \sqrt{\frac{S}{\rho}} \tag{5.2}$$

$$c_3 = \sqrt{\frac{Y}{\rho}} \tag{5.3}$$

で表される。自由固体とは波長に比して充分大きい固体、棒とは波長に比して充分細い固体のことである。

物質	$c_1/m \cdot s^{-1}$	$c_2/m \cdot s^{-1}$	$c_3/m \cdot s^{-1}$
Si	8433	5843	–
Ti	5990	2960	–
Au	3240	1220	2030
Al	6420	3040	5000
Sn	3320	1670	2730

表 5.5: WSD-type を構成する物質の音速度

式 2.12 と表 5.3、表 5.5 を用いてカロリメータと低温熱浴とのサーマルリンクを取っているビーム部 2 本分の熱伝導率  $K(T)$  を求める。Si の部分は、ビームの長さ  $l = 2.4 \text{ mm}$ 、幅  $w = 20 \text{ }\mu\text{m}$ 、厚さ  $t = 20 \text{ }\mu\text{m}$  が 2 本分ある。式 2.12 に於いて  $D \sim 20 \text{ }\mu\text{m}$  として、

$$K_{\text{Si}}(T) = (7.05 - 10.2) \times 10^{-2} \times T^3 \times \left( \frac{c}{6.03 \times 10^{-7} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}} \right) \times \left( \frac{v}{5843 - 8433 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}} \right) \left( \frac{D}{20 \text{ }\mu\text{m}} \right) \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}] \tag{5.4}$$

と表せる。数値の幅は音速度  $c_1$ 、 $c_2$ 、 $c_3$  の幅を表している。この時、熱伝導度  $G(T)$  は、

$$G_{\text{Si}}(T) = (2.35 - 3.39) \times 10^{-8} \times T^3 \times \left(\frac{l}{2.4 \text{ mm}}\right)^{-1} \\ \times \left(\frac{w}{2 \times 20 \text{ }\mu\text{m}}\right) \left(\frac{t}{20 \text{ }\mu\text{m}}\right) \quad [\text{W} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (5.5)$$

と見積もることができる。

同様に Al についても求める。Al 配線は超伝導超伝導遷移温度下 ( $T < 1.20 \text{ K}$ ) で使用することになるので、計算には超伝導状態での比熱を用いる。Al 配線は長さ  $l = 2.4 \text{ mm}$ 、幅  $w = 10 \text{ }\mu\text{m}$ 、厚さ  $t = 400 \text{ nm}$  であるので、 $D \sim 400 \text{ nm}$  として同様に計算してやると、

$$K_{\text{Al}}(T) = (3.02 - 6.37) \times 10^{-3} \times T^3 \\ + (597 - 1261) \times T \times \exp\left(-\frac{1.73}{T}\right) \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (5.6)$$

$$G_{\text{Al}}(T) = (1.01 - 2.12) \times 10^{-11} \times T^3 \\ + (1.99 - 4.20) \times 10^{-6} \times T \times \exp\left(-\frac{1.73}{T}\right) \quad [\text{W} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (5.7)$$

と見積もることができる。

従って、Al の熱伝導度は Si に比べて充分小さいので無視することができる。つまり、カロリメータからの熱伝導は主に Si ビームを伝わって行われると考えることができる。

### 5.3 WSD #61

#### 5.3.1 吸収体

昨年度実績を残した手作業で Sn 箔を吸収体として付ける方法を取り、WSD#61b の素子にのみ吸収体を付けた [10][12]。

Sn 箔吸収体にて光電吸収された X 線は熱へと変換される。吸収体から TES への熱化の様子が一樣となるように、一点接着を心がけて、熱膨張率の低いエポキシ系硬化接着剤スタイキャスト 2850 FT を用いて接着した。図 5.7 にその作業中の様子を示す。まず始めに  $\phi 0.1 \text{ mm}$  の NbTi 線を折り曲げて写真のような輪を作り、その先端にのみ微量のスタイキャストを付け、TES の上に静かに乗せる。これにより TES の上の半径  $40 \text{ }\mu\text{m}$  程度の範囲にのみスタイキャストを乗せることが可能となる。スタイキャストが多少固まり出してからこの作業を行い、続いて空気ピンセットを使用し、 $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm} \times 15 \text{ }\mu\text{m}$  の Sn 箔をゆっくりと持ち上げて TES の上に持って行き、位置調整を充分に行ってから Sn 箔を静かにスタイキャストに付ける。これで吸収体の接着は完了である。厚さ  $15 \text{ }\mu\text{m}$  の Sn は  $5.9 \text{ keV}$  の X 線に対して  $98.9\%$  の阻止能を有するので X 線の吸収はほとんどがこの Sn 箔にて行われることとなる。

スタイキャストは絶縁体であるので、この吸収体と TES とは電気的には繋がっておらず、熱的な接触のみという構造となっている。

また、この吸収体の熱容量を求める。Sn の超伝導遷移温度は  $3.72 \text{ K}$  であり、このカロリメータは  $1 \text{ K}$  以下での動作温度を目標としているので、吸収体である Sn は超伝導状態にて動作すると考えられる。Sn 箔の大きさは、 $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm} \times 15 \text{ }\mu\text{m}$  であることから、温度  $T \text{ K}$  での熱容量を見積もると、

$$C_{(\text{Sn})} = 5.66 \times 10^{-11} \times T^3 + 6.94 \times 10^{-9} \times \exp\left(-\frac{5.357}{T}\right) \quad [\text{J} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (5.8)$$

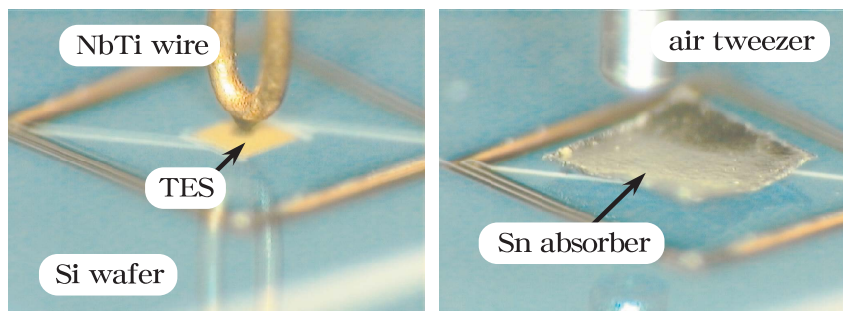


図 5.7: WSD#61b 吸収体取り付け作業中の写真

となる。この値は 0.1 ~ 0.3 K において、TES の熱容量とほぼ同じ程度の値である。

### 5.3.2 R-T 特性評価

#### セットアップ

図 5.8 のようなホルダーを用いてカロリメータを希釈冷凍機の E/P:Experimental Plate に組み込んだ。図に示されているように同時に 4 つの素子を組み込むことが可能である。素子のそれぞれ名前を図のように a、b、c、d と付けることにする。

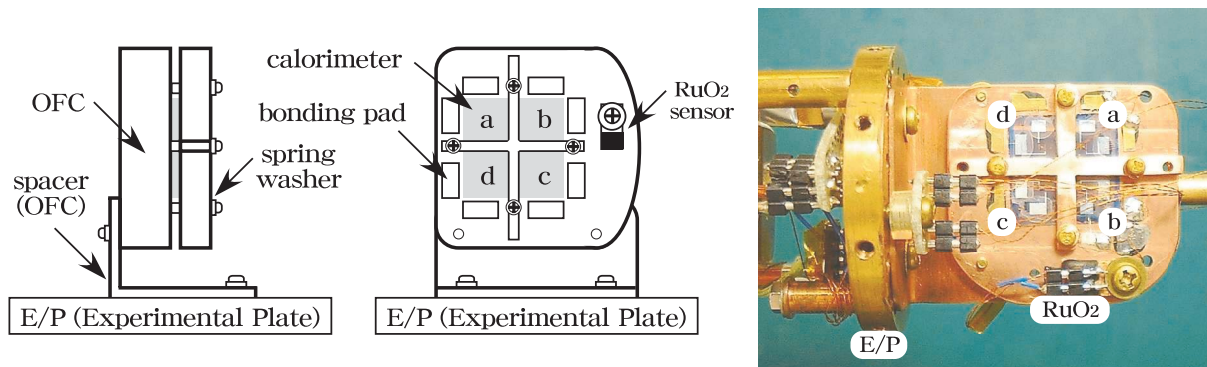


図 5.8: R - T 特性評価 サンプルホルダー 模式図と写真

このホルダーの材質には E/P 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。配線はボンディングで行っており、図 5.9 のようにカロ

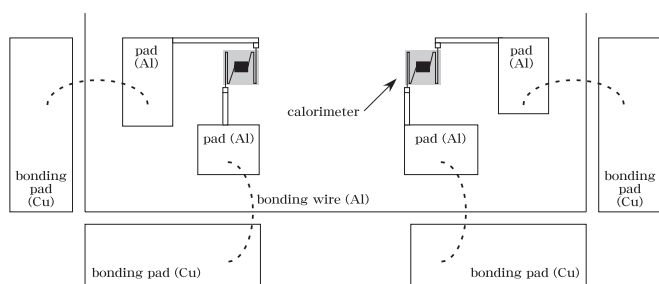


図 5.9: WSD 素子のボンディングの様子

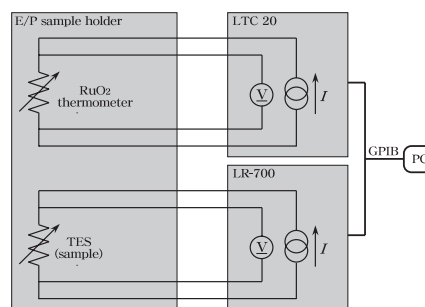


図 5.10: R - T 測定時の配線図

リメータとボンディングパッドを Al ワイヤで繋いでいる。ボンディングパッドは、ホルダーに熱膨張率の低いエポキシ系硬化接着剤スタイキャスト 2850 FT または特殊シリコン系の瞬間弾性接着

材ベグ  $\alpha$  を用いて接着されており、ホルダーとの電氣的な接触はない状態とした。ボンディングパッドから希釈冷凍機への配線は、銅皮膜付き  $\phi$  10 $\mu$ m の NbTi 線<sup>†</sup>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。

サンプルの温度測定には RuO<sub>2</sub> 温度計を用いており、温度コントロールには Picowatto AVS 47/TS-530 を使用している。

測定系の配線は図 5.10 の回路図のようになっており、サンプルの抵抗値は Linear Research LR-700 を使用して測定を行った。このブリッジは 4 端子法を用いて約 16Hz の交流電流をサンプルに流して抵抗値を測定する。測定の際の抵抗のレンジ  $R_{\text{range}}$  と Excitation レンジ  $V_{\text{range}}$  によってサンプルに流れる実行的な電流  $I_{\text{rms}}$ 、

$$I_{\text{rms}} = \frac{V_{\text{range}}}{R_{\text{range}}} \quad (5.9)$$

が流れることとなる。従って、サンプルの抵抗が  $R$  の際には、サンプルの自己ジュール発熱  $P$  は

$$P = RI_{\text{rms}}^2 = R \left( \frac{V_{\text{range}}}{R_{\text{range}}} \right)^2 \quad (5.10)$$

と表すことができる。

## 測定結果

吸収体の取り付けを行っていない WSD #61a と、Sn 箔吸収体を手作業で接着した WSD #61b の両方を希釈冷凍機に組み込み 4 端子法を用いて、これら 2 素子の  $R - T$  特性を測定した。

結果を図 5.11 に示す。測定レンジを、20 $\Omega$ -20 $\mu$ V、20 $\Omega$ -60 $\mu$ V とした際の #61a と b の両方の測定結果を示している。#61a は三角印を用いており #61b は丸印を用いてプロットしている。また、測定レンジ 20 $\Omega$ -20 $\mu$ V については fill の印で示し、20 $\Omega$ -60 $\mu$ V については open の印を用いて示している。

これを見ると、数 mK という超伝導遷移幅を達成することができ、第 I 種超伝導体として振る舞う Ti/Au 二層薄膜の作成に成功したように思える。また、WSD#61 という同時に作製された素子に於いて、非常に良く似た  $R - T$  特性を示している。これらは、図 5.3 のような昨年度までの素子では見られなかった傾向であり、製膜条件を改善することで TES 温度計としての性能と再現性を向上させることが可能になったと言える。

そして、もう一つ重要であることは、吸収体を手作業で付けることによる超伝導遷移への大きな影響はないという点である。

## フィッティング

この  $R - T$  特性曲線を、『フェルミ分布関数  $\times$  一次関数 + オフセット』という関数にて抵抗値  $R$  を温度  $T$  の関数としてフィッティングをする。式で表すと、

$$R = \frac{1}{e^{b(a-T)} + 1} \left( \frac{T}{c} + d \right) + e \quad (5.11)$$

<sup>†</sup>NbTi 線: Nb<sub>0.4</sub>Ti<sub>0.6</sub> であれば  $T_c = 9.3$  K。Nb<sub>0.6</sub>Ti<sub>0.4</sub> であれば  $T_c = 6.9$  K。超伝導配線として利用される。

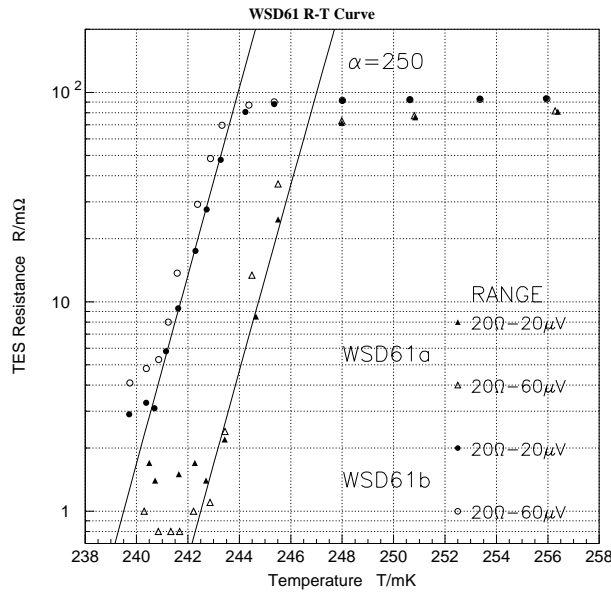


図 5.11: WSD #61a&b  $R - T$  特性

となる。本論文に於いては、定数  $a$  を超伝導遷移温度  $T_c$  として定義することにする。また、 $e$  はオフセット抵抗  $R_0$  を表している。

図 5.12、図 5.13 に測定レンジ 20 Ω – 20 μV の場合の値についてそれぞれフィットしたものを示す。また、表 5.6 にそれぞれフィットした際のパラメータを示す。

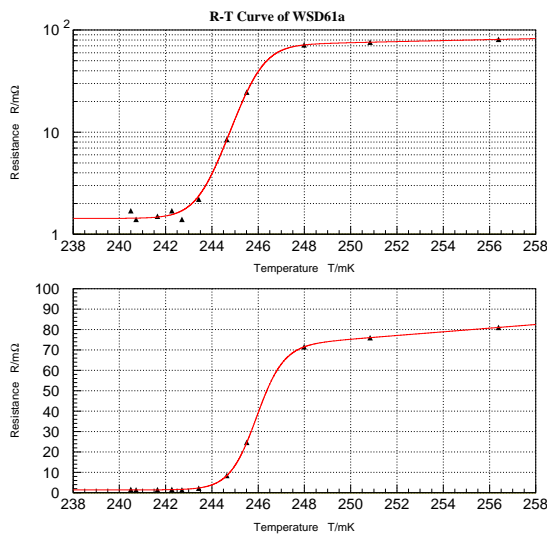


図 5.12: #61a  $R - T$  曲線とフィッティング

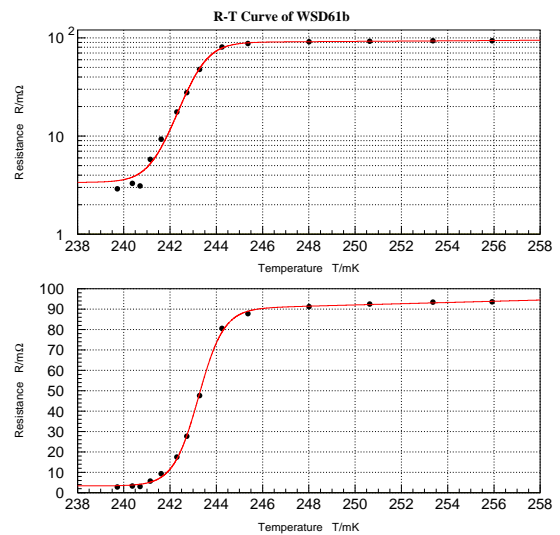


図 5.13: #61b  $R - T$  曲線とフィッティング

WSD#61 素子の TES について、超伝導体の特徴を表す各種パラメータを表 5.7 に示す。超伝導遷移幅  $\Delta T_c$  は、超伝導体の抵抗値が残留抵抗の 10% ~ 90% へと変化する温度幅としている。

素子の名称	WSD #61a		WSD #61b	
	20 Ω - 20 μV	20 Ω - 60 μV	20 Ω - 20 μV	20 Ω - 60 μV
<i>a</i>	245.91 ±0.014	245.51 ±0.019	243.23 ±0.030	242.82 ±0.028
<i>b</i>	1.718 ±0.036	1.538 ±0.048	1.835 ±0.090	1.97 ±0.11
<i>c</i>	1.115 ±0.048	1.229 ±0.020	3.3 ±1.6	5.4 ±4.2
<i>d</i>	-150.4 ±9.7	-127.3 ±3.3	13 ±32	42 ±34
<i>e</i>	1.429 ±0.088	0.59 ±0.18	3.37 ±0.67	4.41 ±0.82

表 5.6: WSD#61 フィットした際のパラメータ

素子の名称	WSD #61a	WSD #61b
超伝導遷移温度 $T_c$ /mK	246	243
超伝導遷移幅 $\Delta T_c$ /mK	2.4	3.2
残留抵抗 $R_r$ /mΩ	72	93
オフセット抵抗 $R_0$ /mΩ	1.4	3.4
温度計感度 $\alpha$	~ 250	~ 250

表 5.7: WSD#61b TES のパラメータ

$\alpha$  パラメータ

これらの結果を用いて、温度計の感度  $\alpha$  を求める。素子 WSD#61b について  $R - T$  曲線と合わせて示したものが図 5.14 である。

測定結果よりある測定点と、その前後の温度での測定値の合計 3 点を通る 2 次曲線を求め、その真ん中の測定点での接線の傾き  $dR/dT$  を求め、

$$\alpha \equiv \frac{d \ln R}{d \ln T} = \frac{T dR}{R dT} \tag{5.12}$$

として  $\alpha$  をそれぞれの測定点で求めた値をプロットしてある。

破線は  $R - T$  曲線を式 5.11 でフィットしたものであり、実線はその式と  $\alpha$  の定義式を用いて温度の関数として  $\alpha(T)$  を求めたものである。

縦軸は抵抗値  $R$  と温度計感度  $\alpha$  を共通に表している。

熱容量

表 5.7 に表すように超伝導遷移温度  $T_c$  が測定よりわかったので、これを用いてカロリメータの熱容量を温度の関数として求める。

TES を構成している Ti の部分の電子比熱  $c_e$  は、常伝導時の比熱  $c_{en}$  と超伝導時の比熱  $c_{es}$ 、それから残留抵抗  $R_r$ 、温度  $T$  に於ける TES の抵抗値  $R$  を用いて、

$$c_{e(Ti)} = \frac{R}{R_r} c_{en} + \left(1 - \frac{R}{R_r}\right) c_{es} \tag{5.13}$$

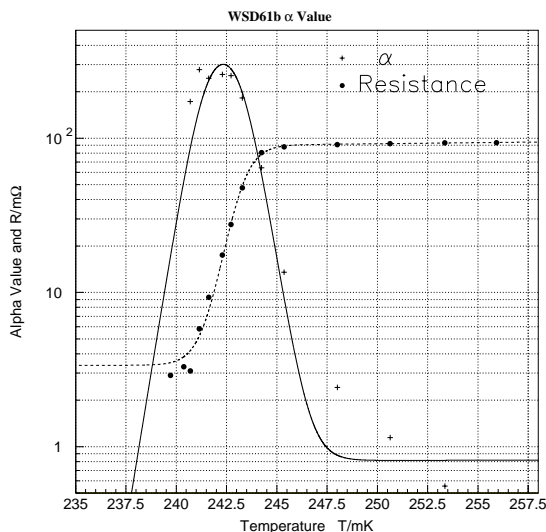


図 5.14: #61b  $\alpha$  の温度依存性

と表すことができる。従って、数値を代入することで、

$$\begin{aligned}
 C_{(Ti)} = & 2.15 \times 10^{-11} \times \left(\frac{T}{1 \text{ K}}\right)^3 + 2.47 \times 10^{-9} \times \left(\frac{T}{1 \text{ K}}\right) \left(\frac{R}{93.6 \text{ m}\Omega}\right) \\
 & + 9.74 \times 10^{-9} \times \exp\left(-\frac{1.44T_c}{T}\right) \left(1 - \frac{R}{93.6 \text{ m}\Omega}\right) \quad [\text{J} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (5.14)
 \end{aligned}$$

となる。これを踏まえ、吸収体を含むカロリメータの熱容量  $C$  を温度  $T$  の関数として表したものが図 5.15 である。縦軸は抵抗値  $R$  と熱容量  $C$  で共通して表している。カロリメータの熱容量は、この温度では格子比熱と電子比熱とがほぼ同程度効いており、 $1.5 - 3.5 \text{ pJ/K}$  であると見積もることができる。

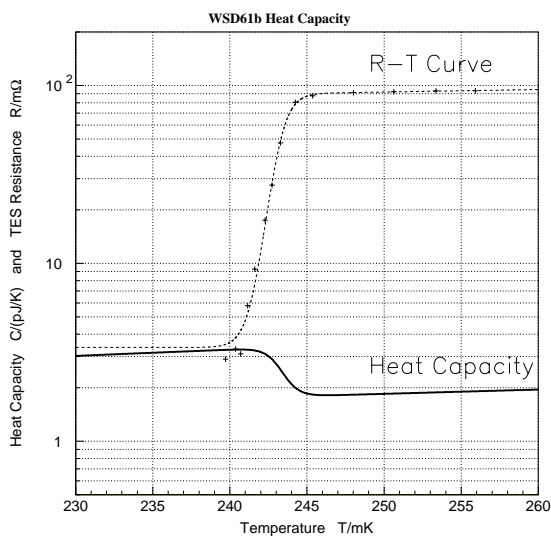


図 5.15: #61b 熱容量の温度依存性

## 熱伝導度

カロリメータ素子 #61a と #61b について熱伝導度を求める。熱伝導度  $G$  には様々な関係式があるが、もともとの定義としては、温度  $T$  と発熱量  $P$  とを用いて、

$$G \equiv \frac{dP}{dT} \quad (5.15)$$

として表される。ここでは、この式に即して最も単純だと思われる方法で熱伝導度  $G$  を求めてみる。

測定レンジを変化させることで、TES に流れる電流値を変更することができる。まず、 $T = T_c/2$  に於ける TES の抵抗値を求め、そのときの TES の発熱量をそれぞれのレンジで求める。測定レンジを変化させることで TES を流れる電流値  $I_{\text{TES}}$  も変化することになるので、その発熱量の変化量  $\Delta P$  を超伝導遷移温度の変化量  $\Delta T$  で割ることで  $G$  を求める。計算には表 5.6 にある、フィットさせた  $R - T$  曲線の値を用いている。計算に用いた値と求められた熱伝導度  $G$  の値を表 5.8 に示す。

素子の名称	WSD #61a		WSD #61b	
	20 $\Omega$ - 20 $\mu\text{V}$	20 $\Omega$ - 60 $\mu\text{V}$	20 $\Omega$ - 20 $\mu\text{V}$	20 $\Omega$ - 60 $\mu\text{V}$
超伝導遷移温度 $T_c/\text{mK}$	245.91	245.51	243.23	242.82
抵抗値 $R(T_c)/\text{m}\Omega$	36.51	36.71	46.68	47.57
TES に流れる電流値 $I_{\text{TES}}/\mu\text{A}$	1.0	3.0	1.0	3.0
TES の発熱量 $P/\text{pW}$	0.0365	0.330	0.0467	0.428
発熱量の変化量 $\Delta P/\text{pW}$	0.294		0.381	
温度の変化量 $\Delta T/\text{mK}$	0.40		0.41	
熱伝導度 $G/(\text{nW} \cdot \text{K}^{-1})$	0.74		0.93	

表 5.8: WSD#61 熱伝導度

式 5.7 を用いて見積もられる値を求めると、超伝導遷移温度  $T_c = 243 \text{ mK}$  にて TES を動作させるとすると、

$$G_{\text{Si}}(T) = (0.35 - 0.50) \times \left( \frac{T}{0.243 \text{ K}} \right)^3 \quad [\text{nW} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (5.16)$$

となる。従って、測定から求めた数値は見積もりに比べて約 2 倍の値を示している。このことは、恐らく Si ビームの部分が設計よりも多少太い構造を有しているのではないかと考えることができる。しかし、オーダーでは一致しており、見積もり通りの熱伝導度を持つカロリメータの作製に成功したと言える。

## 5.3.3 ETF 特性評価

## セットアップ

ETF 特性評価実験と、X 線照射実験のセットアップは同じであるので、ここでまとめて述べる。

図 5.16 のように  $R - T$  特性評価時のセットアップと同じサンプルホルダーを用いて E/P にカロリメータを固定している。配線は  $R - T$  測定時とは異なり図 5.17 に示すような配線になっており、余計な配線はノイズの原因となり得るので  $\text{RuO}_2$  温度計は外した。グラウンド周りの模式図は、配電盤を



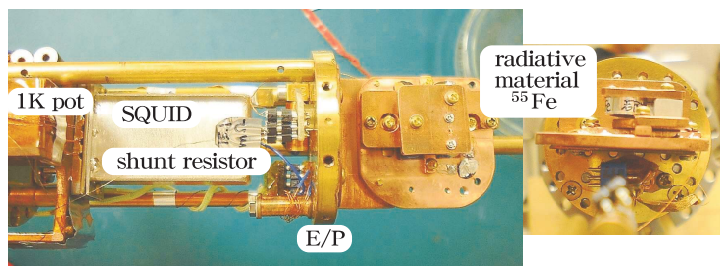


図 5.16: ETF 特性評価時セットアップ

グラウンドとして図 5.18 のようになっている。図にあるように TES にかかるバイアス電圧は電池ボックスで調整する。電池ボックスは 9V の角型アルカリ電池を内蔵しており、可変抵抗を使用することでバイアス電圧を自在に決定できる。また、TES とシャント抵抗  $R_s$  を並列に配置することで疑似的定電圧を実現している。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 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<sup>†</sup> に配置してある。さらにバイアス抵抗と TES とは E/P 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 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。E/P からカロリメータまでの間は  $R - T$  測定時と同じ配線を利用しており、同様に Al テープでツイスト線をシールドし、振動を抑えると同時にサーマルアンカーの役割も担っている。

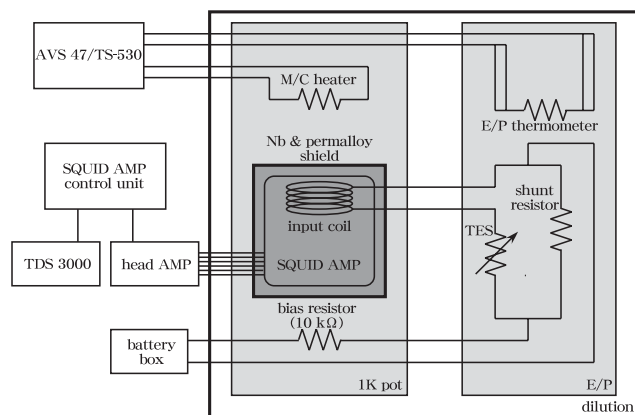


図 5.17: X 線照射実験時の回路図

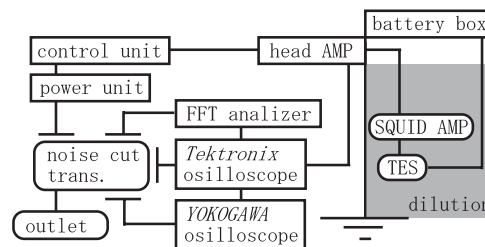


図 5.18: グラウンド周りの模式図

TES からの出力は 1 K pot に置かれている SQUID アンブへと繋がっている。WSD-type のカロリメータの読み出しには TSS AMP を用いた。SQUID アンブは Nb とパーマロイの 2 重シールドの中にあり、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。

カロリメータに X 線を照射する際には、低温実験用の特殊パッケージに入った  $^{55}\text{Fe}$ <sup>†</sup> (Mn-K $\alpha$ : 5.9 keV) の密封線源を使用した。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 $\alpha_1$  5.899 keV : K $\alpha_2$  5.888 keV : K $\beta$  6.486 keV = 20 : 10 : 3 である。本実験に用いた線源の放

<sup>†</sup>液体 He の減圧によって冷却され、本実験に於いては実際には 1 K まで到達せず典型的な値としては 1.6 K である。

<sup>†</sup> $^{55}\text{Fe}$ : EC(Electron Capture) 壊変。半減期 2.73 年。

射能はおよそ 300 kBq である。 $\phi$  0.2 のコリメータをカロリメータの直前に入れ、X 線が吸収体に覆われた部分にのみ入射するように配置してあるので、カロリメータで観測されるカウントレートは  $\sim 0.5$  count/s である。

X 線源とカロリメータの間に、シャッターを入れるなどの構造にはなっていないため、カロリメータには常に X 線が照射されている環境となっている。

### 測定結果

インプットへの回路図は、シャント抵抗  $R_s = 3.088$  m $\Omega$ (液体 He 温度)、バイアス抵抗  $R_b = 10$  k $\Omega$ 、最大  $R_v = 5$  k $\Omega$  の可変抵抗を用いて図 5.19 のようになっている。

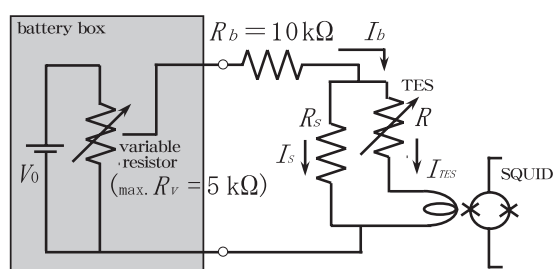


図 5.19: 電池ボックスからインプットコイルまでの回路図

電池ボックスに内蔵されている電池の電圧は、実験の度に ADVANTESTR6341B DIGITAL MULTIMETER を用いて測っておき、その値を  $V_0$  とする。また、電池ボックスの可変抵抗の調節目盛を  $D$ (最大で 1000) とし、電池電圧  $V_0$ 、 $R_D = D/1000 \times R_v$  とする。 $R, R_s \ll R_b$  なので無視できて、バイアス電流  $I_b$  は、

$$I_b = \frac{V_0}{\frac{1000-D}{D} R_v + \frac{D}{1000} R_b} \quad (5.17)$$

と表すことができ、電池ボックスの目盛  $D$  から求めることができる。

TES に流れる電流  $I_{TES}$  は、すなわち SQUID アンプへと入力される電流であるので、オシロスコープを用いてモニターすることが可能である。SQUID の出力  $V_{out}$  と TES を流れる電流  $I_{TES}$  の間には、SQUID アンプの電流電圧換算係数  $\Xi$  を用いて、

$$I_{TES} = \frac{V_{out}}{\Xi} \quad (5.18)$$

という関係がある。電池ボックスの目盛を小さくしながら、SQUID から出力される DC レベルの変化を Tektronix TDS3012 オシロスコープを用いて読みとることで  $I_b - I_{TES}$  の関係を求めた。

熱浴の温度  $T_s$  を 230 mK、220 mK、180 mK と変化させ、それぞれの熱浴温度において熱浴の温度が一定になるようにして測定を行った。

得られた  $I_b$  vs.  $I_{TES}$  のプロットを図 5.20 に示す。ただし、SQUID を用いて測定したため電流の変化量は測定することが可能であるが、その絶対量を知ることはできない。そこで、TES が常伝導となる領域(高いバイアス電流  $I_b$ ) に於いて  $I_b$  vs.  $I_{TES}$  が原点を通り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することができる。補正後の  $I_b$  vs.  $I_{TES}$  のプロットを図 5.21 に示す。

この図から、バイアス電流が小さい場合 ( $< 100 \mu A$ ) と、大きい場合 ( $> 600 \mu A$ ) では、TES を流れる電流  $I_{TES}$  はバイアス電流  $I_b$  に比例することがわかる。この比例する領域では、TES の抵抗値は一定であることがわかる。つまり、バイアス電流が小さい領域では TES は超伝導状態にあり、バイアス電流の大きい領域では完全に常伝導状態になっている。この中間の領域では TES は超伝導 - 常伝導遷移の中間状態にあり、この超伝導遷移端をカロリメータの動作点として用いるのである。ただし、 $T_s = 180 \text{ mK}$  においては、バイアス電流を上げていくと TES 自身のジュール発熱により熱浴の温度をも上昇させてしまうのでバイアス電流は  $I_b = 550 \mu A$  が上限となっている。また、このバイアス電流でも TES は常伝導状態まで持っていくことができなかつたので、 $T_s = 180 \text{ mK}$  の値については上記の補正していない。代わりに、超伝導領域において  $I_b$  vs.  $I_{TES}$  が原点を通り正比例するように補正をしている。

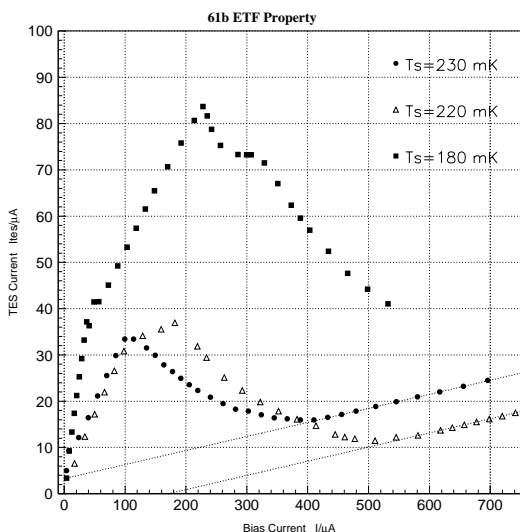


図 5.20: WSD#61b ETF 特性 (補正前)

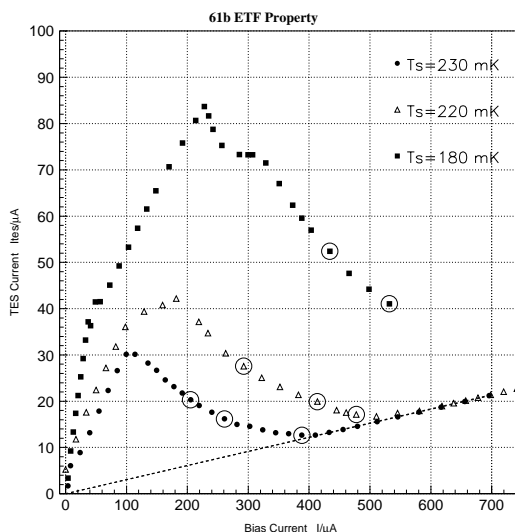


図 5.21: WSD#61b ETF 特性 (補正後)

また、 $I_{TES}$  は、TES の抵抗  $R$  とシャント抵抗  $R_s$  を用いると、

$$I_{TES} = \frac{R}{R + R_s} I_b \tag{5.19}$$

と表すことができる。上記の関係式を用いることで  $I_b$  vs.  $I_{TES}$  のプロットからカロリメータの抵抗値  $R$  を求めることができる。バイアス電流  $T_b$  に対する TES 抵抗値  $R$  の変化をプロットしたのが図 5.22 である。

図 5.23 は TES のジュール発熱量を示している。それぞれの熱浴温度にて、プラトー域が形成されているのがわかる。この領域内で TES の発熱量は、超伝導遷移温度にあるカロリメータのビームを通過して低温熱浴へと逃げる熱量に相当しており、TES の温度は狭い超伝導遷移端内に制御されていることがわかる。この領域内のある一定のバイアス電流において動作させると、X 線の入射エネルギーに応じた熱量の入力が起きた際には、ビームを通過して低温熱浴へと逃げる熱量に変化は起きず、TES の発熱量を抑制することで元の動作温度へと戻ることになる。よって発熱量の変化を X 線信号として取り出すことが可能である。

これは ETF が正常にかかっており、動作点を超伝導遷移端内に安定させていることを意味している。このプラトー域で動作させることで TES の性能を引き出すことが可能であるといえる。

また  $T_s = 230 \text{ mK}$ 、 $220 \text{ mK}$  については、バイアス電流の高い領域で発熱量が二次曲線的になる

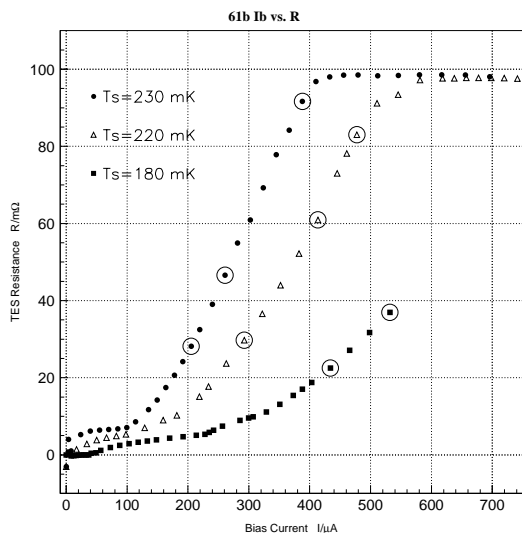


図 5.22: TES 抵抗値のバイアス依存性

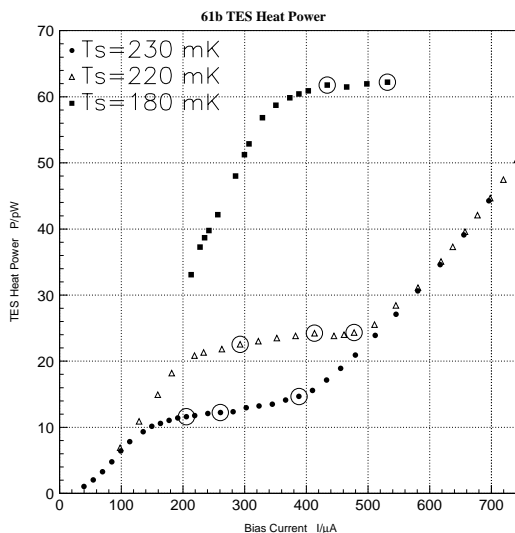


図 5.23: TES の発熱量

ことから TES が常伝導状態になっており残留抵抗値を示していることがわかる。一方、 $T_s = 180$  mK では常伝導状態になるのに十分なバイアス電流は流せていないことがわかる。

### 5.3.4 X 線照射実験

吸収体を手作業で取り付けした改良型カロリメータ WSD#61b を用いて、X 線の検出に成功した。以下にその実験内容と結果について詳しく述べる。

#### セットアップ

セットアップは、ETF 特性評価と全く同じである。

#### 測定結果

各熱浴温度に於いてバイアス電流を変化させながら、HEWLETT PACKARD 35670A FFT アナライザを用いてノイズレベルの測定も行った。ほぼフラットになっている周波数のノイズパワーを読みとることとし、この場合 10.24 kHz に於ける値を読みとった。

また、X 線パルスの観測されたものについては YOKOGAWA DL708D オシロスコープを用いて、典型的なパルスハイトを読みとった。

図 5.24、図 5.25 にこれらのバイアス依存性を示す。また、図 5.26 は各バイアス電流に於いて、S/N 比がどのようになるかを示している。ここで表している S/N の値とは、典型的なパルスハイト  $PH$  [mV] をノイズレベル  $NL$  [ $\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ ] で割ったものとしている。

### 5.3.5 X 線スペクトル取得

#### 動作パラメータ

図中の丸印で表されているそれぞれの動作点に於いて X 線照射を行い、X 線スペクトルを取得した。各動作点について動作パラメータを表 5.9 にまとめる。

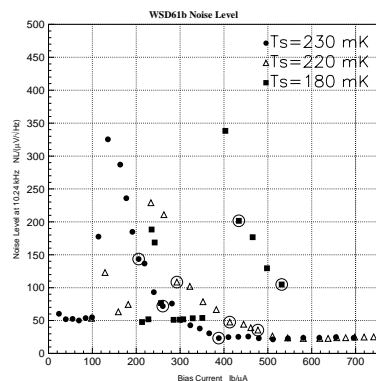


図 5.24: ノイズレベル

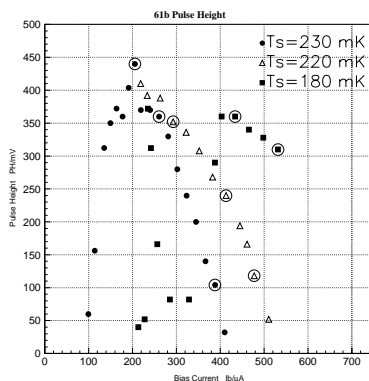


図 5.25: パルスハイト

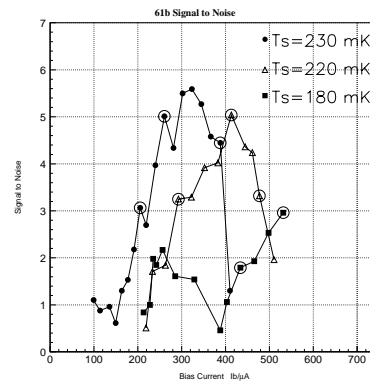


図 5.26: S/N 比

上記の各々の図中の丸印は、X線パルスカウントを溜めた際のカロリメータの動作点を示している。

熱浴温度 $T_s/mK$	バイアス 目盛 $D$	バイアス電流 $I_b/\mu A$	TES 電流 $I_{TES}/\mu A$	抵抗値 $R/m\Omega$	発熱量 $P/pW$	TES 温度 $T/mK$	$\alpha$	パルス サンプル数
230	280	206	20.3	28.19	11.6	242.73	277	340
	360	261	16.2	46.61	12.2	243.22	206	1020
	540	388	12.7	91.64	14.8	248.72	0.8	1020
220	320	—	—	—	—	—	—	340
	380	293	27.6	29.70	22.6	242.77	273	1020
	540	413	19.9	60.93	24.1	243.60	140	1020
	620	477	17.1	83.04	24.3	244.52	36.7	340
180	580	434	52.4	22.48	61.7	242.54	292	1020
	700	532	41.0	36.92	62.1	242.98	245	680

表 5.9: WSD#61b 各動作点に於けるパラメータ

X線パルス取得

測定には YOKOGAWA DL708D オシロスコープを用いてカットオフ周波数 5 kHz とし、入力信号を AC カップリングとしてパルスカウントを溜めた。ノイズスペクトルについては、トリガーレベルをゼロの状態にしてそれぞれの動作点で 1 セット 340 サンプルのデータを 3 セット取得した。パルス成分については、適当な大きさのトリガーをかけて表 5.9 にあるサンプル数を取得した。また、表 5.9 は各動作点の動作パラメータを示している。表中の TES の温度については、式 5.11 を用いてフィットした関数を利用して TES の抵抗値から求めている。熱浴温度  $T_s = 220$  mK、バイアス目盛 320 の動作点に於いては、ETF 特性を測定していなかったため値が抜けている。

X 線パルスデータ解析

前節で述べた通り、この改良型のカロリメータ WSD#61b に X 線を照射させて X 線スペクトルを取得することに成功した。

X 線パルス取得から、その X 線スペクトルを書かせるまでの一連の流れを一通り説明する。この素子を用いた測定で最も良いエネルギー分解能を示した、熱浴温度  $T_s = 220$  mK、バイアス目盛 540 に於いて測定した結果を例に挙げることにする。

トリガーレベルを 0 として合計 1020 サンプル得られたノイズ成分のデータからノイズスペクトルを作製する。初めに、解析をするのに用いる様々なパラメータの定義を行う。ノイズスペクトル作製時に用いる各種パラメータを表 5.10 にまとめる。SUM は出力信号を時間の  $f(t)$  のように表し、それを時間積分したものであり正負どちらの値も取り得る。

SUM	[mV · ms]	出力信号の積分値
MIN	[mV]	出力信号の最小値
MAX	[mV]	出力信号の最大値

表 5.10: ノイズ成分解析パラメータ

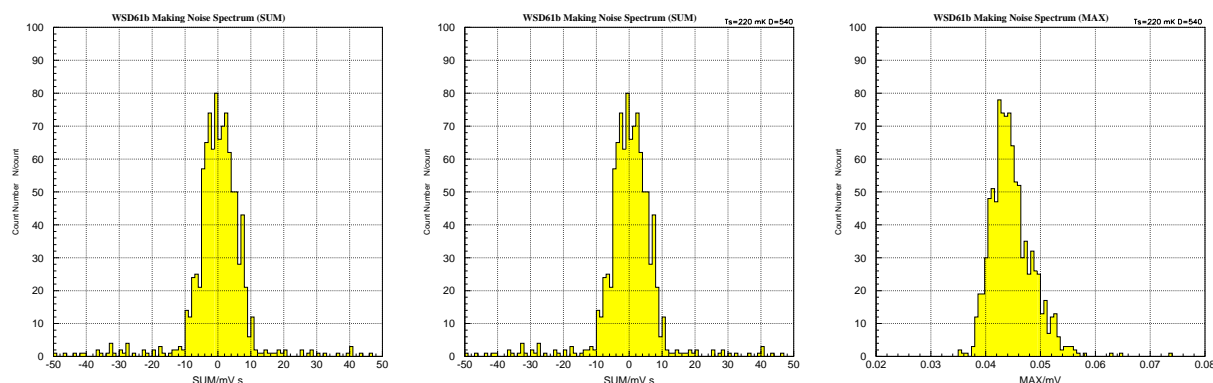


図 5.27: ノイズ成分パラメータ (左: SUM、中: MIN、右: MAX)

ノイズ成分のデータに関して、これら 3 つのパラメータをヒストグラムにして表したものが図 5.27 である。それぞれの分布を、

$$N(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) \tag{5.20}$$

のようにガウス (Gauss) 分布関数を用いてフィットさせる。ここで、 $\bar{x}$  は平均値であり、 $\sigma$  は標準偏差である。それぞれピークから  $\pm 1\sigma$  の範囲にあるデータのみを使用することで、X 線パルス成分を含んだデータを棄却することが可能である。このようにデータの選択を行ってノイズパワースペクトル  $N(f)$  を作製することができる。また、この選択されたデータを用いて、X 線パルス成分に含まれるノイズ成分の寄与、つまりベースラインの揺らぎを求めることも可能である。

次に、X 線パルス成分に於いてデータの選択を行う。この際に用いたパラメータについては表 5.10 と同様であり、X 線パルス成分についての各種パラメータを図 5.28 に示す。右下のは縦軸に MAX、

横軸に SUM を取ったものである。ノイズスペクトルを作製した時と同じようにデータの選択を行う。

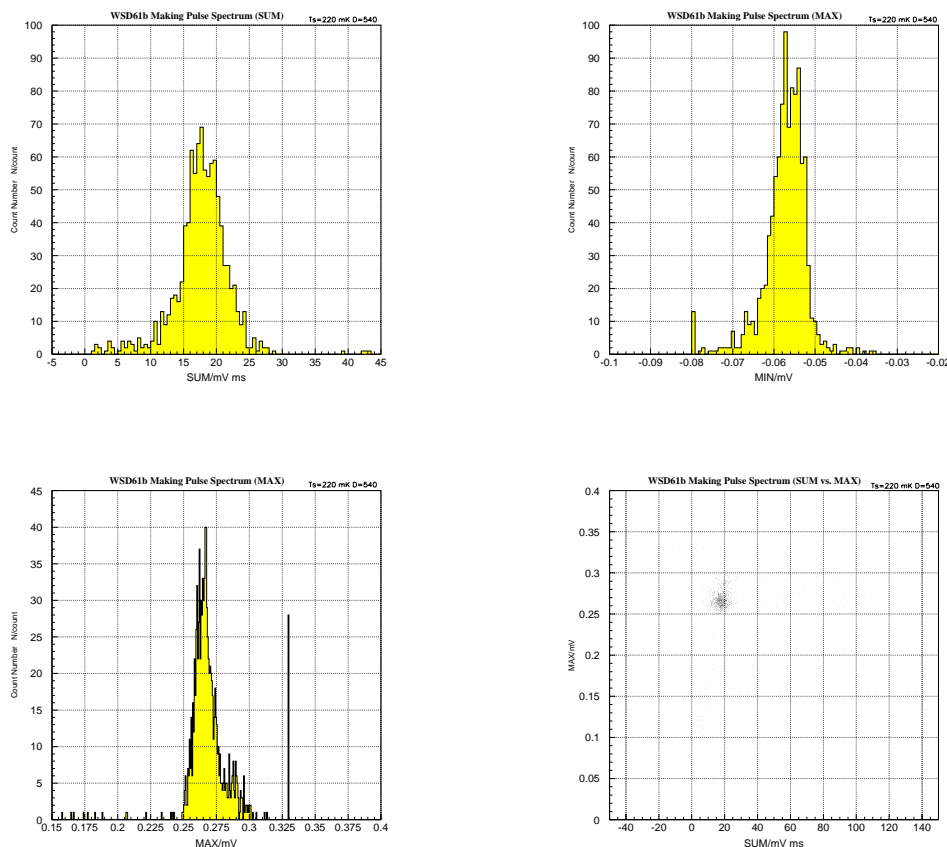


図 5.28: X 線パルス成分パラメータ

(左上: SUM、右上: MIN、左下: MAX、右下: SUM-MAX)

第 2.10 節で述べたように、X 線が吸収体によって吸収される場合とピクセル (TES) によって吸収される場合とで X 線パルス波形が異なるのだが、ピクセル (TES) イベントについては MAX に制限を設けることで棄却することができる。また、MAX を見ると広がったピークの右側に非常に鋭いピークが存在している。これは、測定中に SQUID アンプのフラックスジャンプが起き、出力が最高値で張り付いているものである。フラックスジャンプの生じているものは SUM に関してはそれぞれで異なった非常に高い値を持つのだが、図 5.28 中には同時に示すとわかり難くなるので、ここではピーク周辺のみピックアップしてある。また、この SUM に対して制限を与えることでパイルアップが生じているデータに関しても棄却することが可能となる。

このようにして選んだ X 線パルス成分のデータから平均パルスを作製する。X 線入射時刻を  $t = 0$  として平均パルスを示したものが図 5.29 である。第 2.10 節で述べたように吸収体によって X 線の吸収が起きた際の応答は、比例定数  $a$  を用いて、

$$V(t) = a \left( \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - r \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right) \tag{5.21}$$

と表すことができる。

平均パルスをこの関数でフィッティングを行った結果が図 5.30 であり、各係数も図中に示している。  $r \sim 1$  であることから TES と熱浴、つまりビーム部分の熱伝導度が適度に悪く、吸収体と TES の温度がほとんど一致する状態になった後に、TES は熱浴温度へと戻っていくことがわかる。

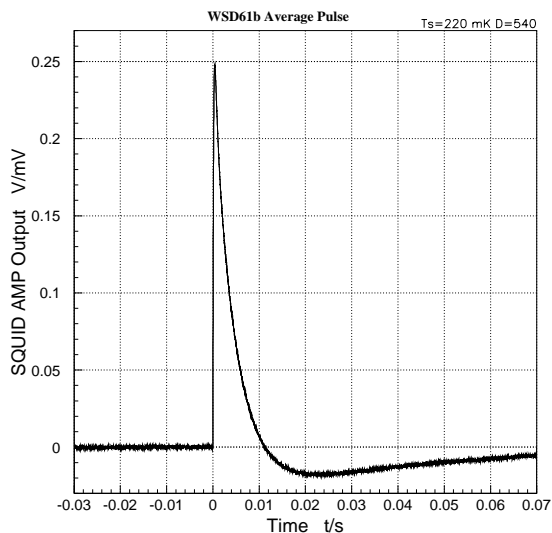


図 5.29: WSD#61b 平均パルス

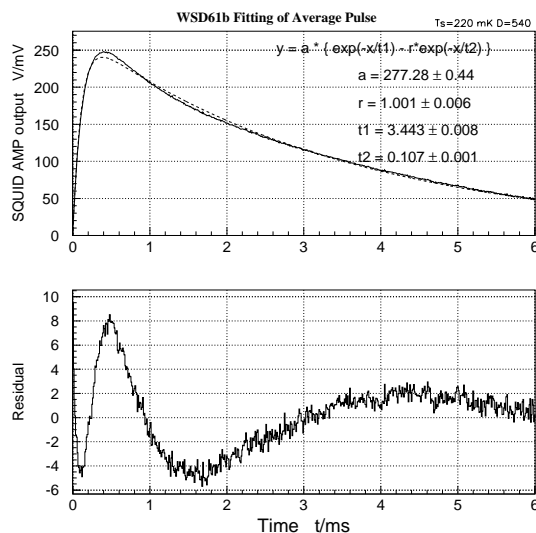


図 5.30: 平均パルスのフィッティング

第 2.5.1 節で最適フィルタについて述べたが、この平均パルスをモデルパルス  $M(t)$  とする。選択された同じデータからパルスパワースペクトル  $M(f)$  を作製することができる。パルスパワースペクトル  $M(f)$  と、ノイズパワースペクトル  $N(f)$  と合わせて図 5.31 に示す。最適フィルタ処理を行うために必要な、ノイズパワースペクトル  $N(f)$  とパルスパワースペクトル  $M(f)$  とが求めたので、次に最適フィルタのテンプレートの作製を行う。式 2.125 よりテンプレート  $T(t)$  は、

$$T(t) \equiv \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{M(f)}{|N(f)|^2} \right) \tag{5.22}$$

と表せる。これを求めたものが図 5.32 である。

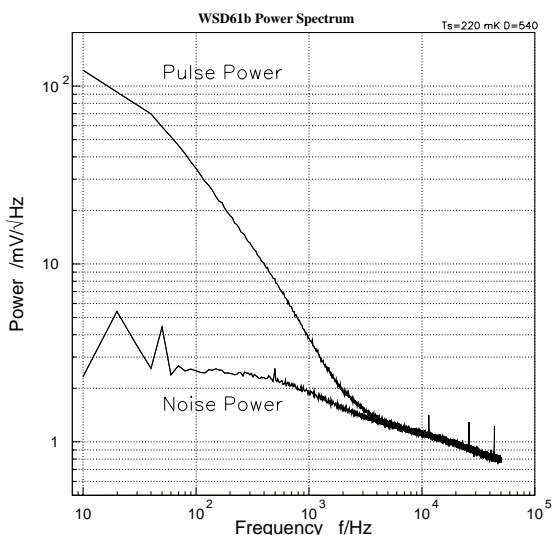


図 5.31: パルス & ノイズ パワースペクトル

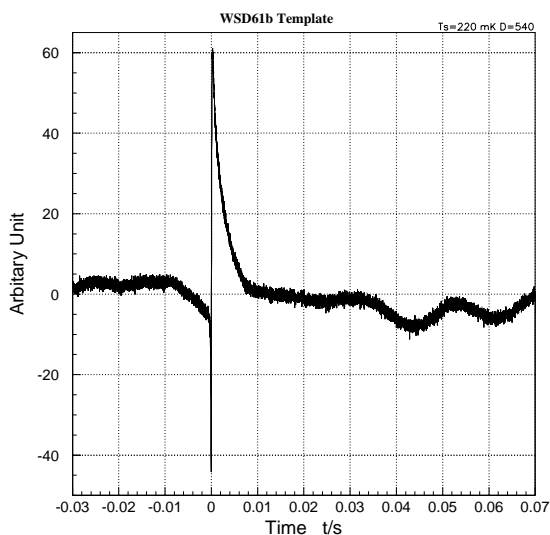


図 5.32: 最適フィルタのテンプレート

以上のようにして得られた最適フィルタのテンプレートを用いて X 線スペクトルを作製する。上で得られた平均パルス  $M(t)$  に、このテンプレートを適用させて時間積分値を求めた際に、Mn-K $\alpha$  のエネルギー 5894.2 eV に相当するように規格化を行う。規格化後のテンプレートを X 線パルスに適用させることで、X 線のエネルギーとして求めることができる。



測定結果

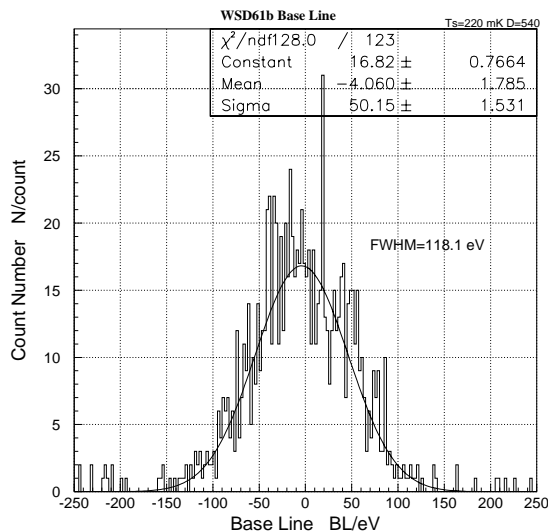


図 5.33: ベースラインの揺らぎ

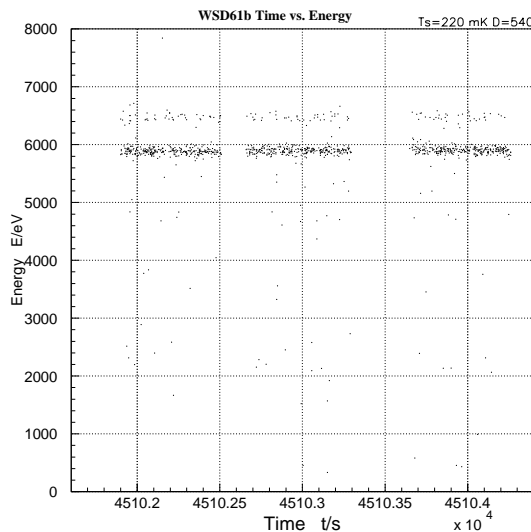


図 5.34: 観測されたエネルギーの時間変化

データ処理を行い、選択されたノイズ成分に関して規格化後のテンプレートを適用することでベースラインの揺らぎを Mn K $\alpha$ (5.9 keV) に対する値として求めることが可能である。図 5.33 にベースラインの揺らぎを示す。ガウス分布関数でフィットすることで半値幅で表したベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$  を求めることが可能である。

図 5.34 は得られたパルスから求めた X 線エネルギーの時間変化である。所々途切れているのは、ノイズ成分とパルス成分のデータ取得を交互に行ったためである。また、SQUID アンプのフラックスジャンプが生じる度に、手で SQUID の動作点を元に戻すために測定が連続的にできていない部分もある。

また、横軸にパルスから求めたエネルギーを取り、ヒストグラムを作ることで X 線スペクトルを作製することが可能となる。図 5.35 に X 線スペクトルを示す。Mn-K $\alpha$ (5.89 keV) と K $\beta$ (6.49 keV) を完全に分離できていることがわかる。

Mn-K $\alpha$  付近を拡大したものが図 5.36 である。これをガウス分布関数でフィットすることで 5.9 keV に対する、半値幅で表したエネルギー分解能  $\Delta E$  が求まる。

熱浴温度  $T_s = 230$  mK、電池ボックス目盛  $D = 540$  という動作条件での測定から得られた X 線スペクトルより、ベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$  とエネルギー分解能  $\Delta E$  は、

$$\Delta E_0 = 118.1 \pm 3.6 \quad [\text{eV}] \tag{5.23}$$

$$\Delta E = 116.6 \pm 3.5 \quad [\text{eV}] \tag{5.24}$$

と、5.9 keV に対する値を求めることができた。

各々の動作点に於ける、X 線照射実験の結果を表 5.11 にまとめる。

5.3.6 X 線分光性能評価

カロリメータ素子 WSD#61b を用いた最も良いエネルギー分解能を示した動作点である、熱浴温度  $T_s = 220$  mK、電池ボックス目盛  $D = 540$  に於いて分光性能評価を行う。

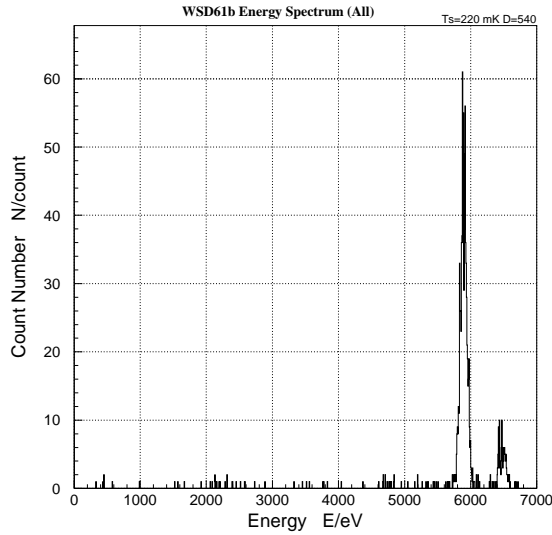


図 5.35: 取得された X 線スペクトル

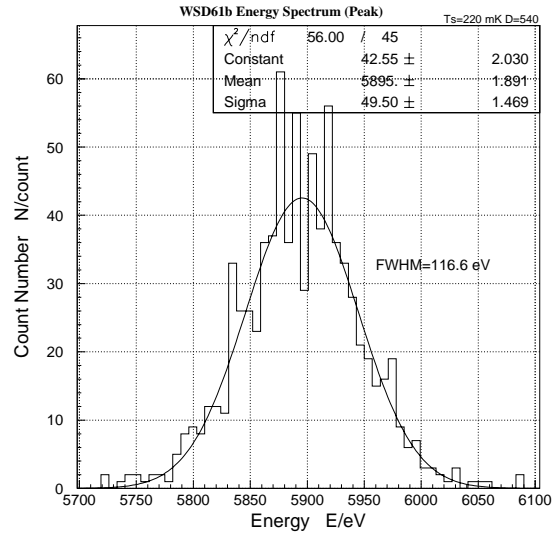


図 5.36: Mn-K $\alpha$  付近を拡大

$T_s$ /mK	$D$	$PH$ /mV	$NL/(\mu V/\sqrt{\text{Hz}})$	$a$	$r$	$\tau_1$ /ms	$\tau_2$ /ms	$\Delta E_0$ /eV	$\Delta E$ /eV
230	280	440	143.6	445.41	0.296	4.244	0.152	119.3	117.9
	360	360	71.80	367.74	0.361	3.888	0.116	109.8	122.6
	540	104	23.38	107.74	0.385	5.666	0.296	128.8	168.2
220	320	—	221.2	421.09	0.269	4.107	0.130	130.8	134.4
	380	352	108.4	401.23	0.714	3.639	0.116	230.0	231.6
	540	240	47.65	277.28	1.001	3.443	0.107	116.6	118.1
	620	118	35.54	152.42	0.922	4.594	0.167	247.8	244.1
180	580	360	210.6	355.18	0.304	3.073	0.050	157.0	154.8
	700	310	104.7	301.27	0.406	2.773	0.041	122.9	126.6

表 5.11: WSD#61b X 線照射実験結果

この動作パラメータに於いて、カロリメータ素子自身で決まる intrinsic なエネルギー分解能  $\Delta E_{\text{int}}$  は、式 5.25 より、

$$\Delta E_{\text{int}} = 1.68 \left( \frac{C}{1.68 \text{ pJ/K}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\alpha}{140} \right)^{-\frac{1}{2}} \left( \frac{T}{243 \text{ mK}} \right) \quad [\text{eV}] \quad (5.25)$$

と見積もることができる。

また、SQUID ノイズを求める。この動作点に於けるループゲイン  $\mathcal{L}_0$  は式 2.61 を用いて、

$$\mathcal{L}_0 = \frac{\alpha}{n} \left( 1 - \left( \frac{T_s}{T} \right)^n \right) \quad (5.26)$$

$$= 3.4 \left( \frac{\alpha}{140} \right) \left( 1 - \left( \frac{T_s}{220 \text{ mK}} \right)^4 \left( \frac{T}{243.6 \text{ mK}} \right)^{-4} \right) \quad (5.27)$$

となる。ただし  $n = 4$  を用いた。

SQUID ノイズは SQUID 特性評価実験より  $i_n \sim 10 \text{ pA}$  を用いることで式 3.26 より、

$$\Delta E_{\text{SQUID}} = 13 \left( \frac{i_n}{10 \text{ pA}} \right) \left( \frac{V_b}{1.2 \text{ }\mu\text{V}} \right) \left( \frac{\tau_{\text{eff}}}{3.443 \text{ ms}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [\text{eV}] \quad (5.28)$$

と見積もることができる。

以上より、この動作点に於ける読み出しも含めたカロリメータのエネルギー分解能  $\Delta E_{\text{estimate}}$  は、

$$\Delta E_{\text{estimate}} = \sqrt{\Delta E_{\text{int}}^2 + \Delta E_{\text{SQUID}}^2} \quad (5.29)$$

$$= \sqrt{1.68^2 + 13^2} \simeq 13 \quad [\text{eV}] \quad (5.30)$$

のように見積もることが可能である。

しかし、X 線照射実験から得られたエネルギー分解能は  $\Delta E = 117 \text{ eV}$  であり、見積もりに比べて遥かに性能が劣る結果となった。その原因について以下に考察をする。

実験より得られたエネルギー分解能  $\Delta E$  とベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$  を比較すると、式 5.24 と式 5.23 から、

$$\Delta E \simeq \Delta E_0 \quad (5.31)$$

である。もし、入射 X 線エネルギーが熱に変換される際、熱化の過程が一様でないとすると TES で観測する温度上昇にばらつきが生じることとなる。そのため、このときに得られるスペクトルの幅はベースラインの揺らぎ幅よりも大きくなるので、 $\Delta E > \Delta E_0$  となるはずである。しかし、得られた結果は  $\Delta E \simeq \Delta E_0$  であるので、入射 X 線の熱化過程のばらつきではなく、ベースラインの揺らぎそのものがエネルギー分解能に制限を与えているとすることができる。

ベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$  は式で表すと、パルスパワースペクトル  $M(f)$  とノイズパワースペクトル  $N(f)$  を用いて、

$$\Delta E_0 = 2.35 \times \left( \int \frac{|M(f)|^2}{|N(f)|^2} df \right)^{-\frac{1}{2}} \times 5894.2 \quad [\text{eV}] \quad (5.32)$$

となる。つまりこの式を用いて求めたベースラインの揺らぎは S/N によって決定付けられることを表している。実験から得られた図 5.31 を用いて式 5.32 を計算すると、

$$\Delta E_0 = 117.4 \quad [\text{eV}] \quad (5.33)$$

と求められる。

この値は実験から最適フィルタを用いてベースラインの揺らぎを求めた式 5.23 に一致していることから、ベースラインの揺らぎはノイズによって制限されていることがわかる。以上のことから、エネルギー分解能が見積もりに比べて遥かに劣る原因は過剰なノイズが原因であると言える。より良いエネルギー分解能を有する素子を作製するためにも、次節にてこのノイズについて詳しく述べる。

### 5.3.7 ノイズ解析

ノイズの要素としては、フォノンノイズ、ジョンソンノイズ、SQUID ノイズの 3 つがある。実験から得られたノイズパワースペクトルと見積もりから得られるフォノンノイズとジョンソンノイズを比較する。

まず、フォノンノイズについて考える。式 2.104 より、SQUID アンプからの出力として得られるフォノンノイズ成分のパワースペクトル  $S_{\text{ph}}(f)$  は、疑似的定電圧バイアスの補正を考慮して、

$$S_{\text{ph}}(f) = \sqrt{\frac{4k_{\text{b}}GT^2\Gamma}{V_{\text{b}}^2}} \left( \frac{\mathcal{L}_2}{\mathcal{L}_1 + 1} \right) \sqrt{\frac{1}{1 + (2\pi f)^2\tau_{\text{eff}}}} \quad (5.34)$$

と表すことができる。ここで、 $\tau_{\text{eff}} = \tau_1$  として X 線パルスのフィットから得た値を用いる。この式の中の  $G$ 、 $\Gamma$ 、 $\mathcal{L}_1$ 、 $\mathcal{L}_2$ 、 $\tau_0$  に関しては、

$$\beta = \frac{2R_s I_b^2}{T^n - T_s^n} \quad (5.35)$$

$$G = 2\beta \frac{RR_s}{(R + R_s)^2} T^{n-1} \quad (5.36)$$

$$\theta = \frac{T}{T_s} \quad (5.37)$$

$$\Gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1 - \theta^{-(2n+1)}}{1 - \theta^{-n}} \quad (5.38)$$

$$\mathcal{L}_0 = \frac{\alpha}{n} \left( 1 - \left( \frac{T_s}{T} \right)^n \right) \quad (5.39)$$

$$\mathcal{L}_1 = \frac{R - R_s}{R + R_s} \mathcal{L}_0 \quad (5.40)$$

$$\mathcal{L}_2 = \frac{R}{R + R_s} \mathcal{L}_0 \quad (5.41)$$

$$\tau_0 = (1 + \mathcal{L}_0) \tau_{\text{eff}} \quad (5.42)$$

と表すことができ、動作パラメータから求めることが可能である。

次に、ジョンソンノイズについて考える。SQUID アンプのインプットコイルの両端から見た回路では、TES とシャント抵抗は直列に並んでいるように見える。従って、熱浴温度  $T_s = 220$  mK の低温熱浴に設置してあるシャント抵抗  $R_s$  の寄与をも含めると式 2.113 を、

$$\delta I_J^2(\omega) = \frac{4k_b RT + 4k_b R_s T_s}{R + R_s} \left( \frac{1}{\mathcal{L}_0 + 1} \right)^2 \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_{\text{eff}}^2} \quad (5.43)$$

と置き換えてれば良いことになる。従って、疑似的定電圧バイアスの補正を考慮したジョンソンノイズ成分のパワースペクトル  $S_J(f)$  は、

$$S_J(f) = \sqrt{\frac{4k_b RT + 4k_b R_s T_s}{R + R_s}} \frac{1}{\mathcal{L}_1 + 1} \sqrt{\frac{1 + (2\pi f)^2 \tau_0^2}{1 + (2\pi f)^2 \tau_{\text{eff}}^2}} \quad (5.44)$$

と表すことができる。

また、TSS AMP からのノイズの寄与、SQUID ノイズについても実験より求める。バイアス電流を十分に流した状態、つまり TES が常伝導状態にあるときのノイズスペクトルのデータと、上記のノイズの見積もりとの差を SQUID ノイズと呼ぶこととする。TES が常伝導状態のときには ETF によるノイズの抑制が働かず、ジョンソンノイズが支配的になる。図 5.37 より見積もりから得られるジョンソンノイズ  $N_J$  を 1.2 倍すると、実測データにほぼ合うと言える。従って、SQUID ノイズ  $N_{\text{SQUID}}$  は、

$$N_J = 18.8 \quad [\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (5.45)$$

$$N_{\text{SQUID}} = \sqrt{(1.2N_J)^2 - N_J^2} = 12.5 \quad [\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (5.46)$$

と求めることができる。

実験から得られたノイズパワースペクトルと、上記の計算から求めたフォノンノイズとジョンソンノイズ、そして式 5.46 から求めた SQUID ノイズのパワースペクトルを図 5.38 に示す。実験データには、YOKOGAWA オシロスコープで取得したノイズスペクトル (太線) と、同じ動作点で HEWLETT PACKARD FFT アナライザにて測定した結果 (細線) との両方のデータをプロットしている。測

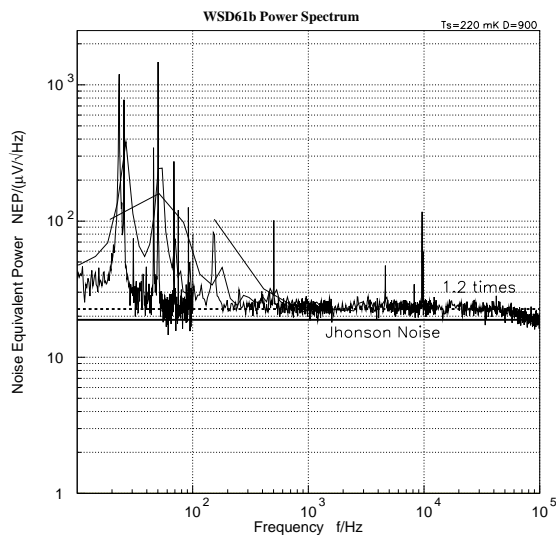


図 5.37: SQUID ノイズの見積もり

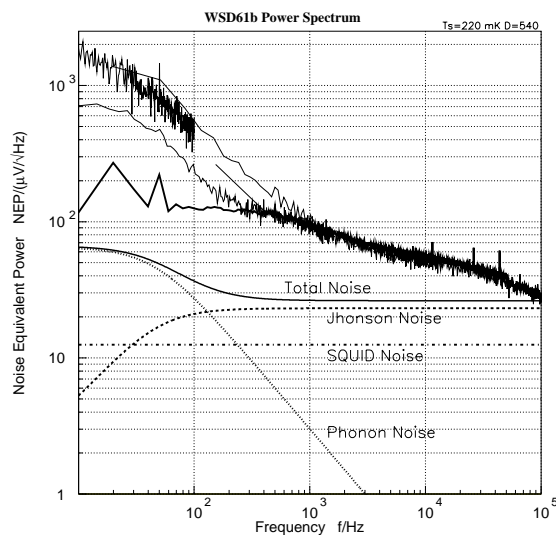


図 5.38: ノイズパワースペクトル

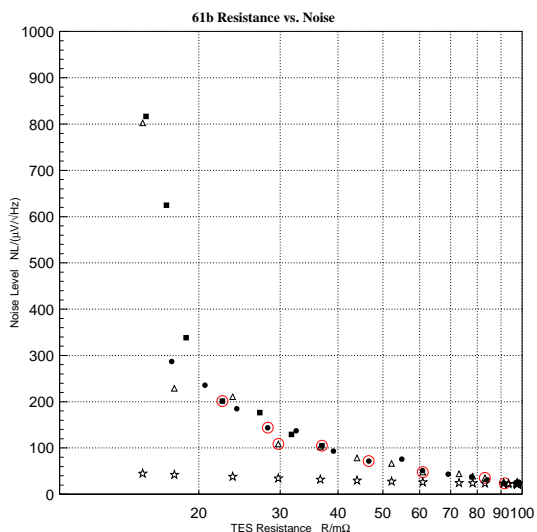
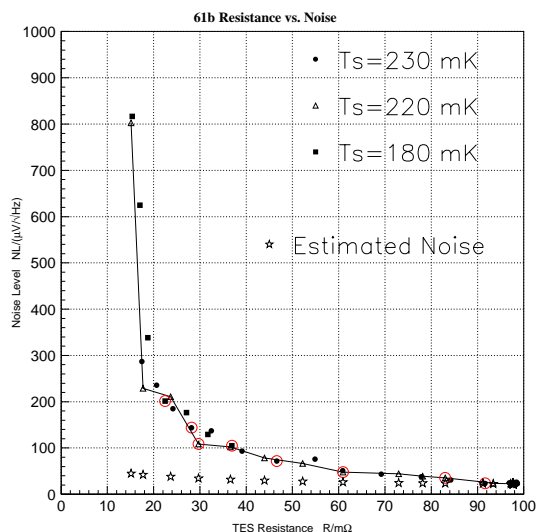


図 5.39: WSD#61b ノイズレベルと抵抗値の関係

定から得られたノイズスペクトルは、見積もりの値を  $10^3$  Hz 以下の領域で 10 倍以上も上回っている。この超過ノイズの存在がエネルギー分解能に悪影響を及ぼしているものと思われる。

図 5.24 はノイズレベルのバイアス依存性を表しているが、これを横軸に TES の抵抗値をとり、縦軸にノイズレベルをとって書き直したものが図 5.39 である。また、図 5.39 には熱浴温度  $T_s = 220$  mK の場合に、各測定点に於いて見積もられるノイズパワーについて、測定に合わせて 10.24 kHz に於ける値を印で示している。右図は横軸を対数で表したものである。これらの図をみると、TES の抵抗値がある決まった値のときにノイズレベルが非常に大きくなることがわかる。横軸の TES の抵抗値は、TES の温度を示すものであるので、ある決まった温度を下回るとノイズレベルが非常に大きくなると言い換えることもできる。

この超伝導遷移端に於いて現れてくる超過ノイズとして考えられる原因は大きく分けて 3 つ挙げられる。

- 電池出力の揺らぎ

TES にバイアスがかかる際に電池を用いていることによる影響が考えられる。電池の出力が安定しないため動作点が揺らぎ、その影響で検出される出力にも揺らぎが生じることとなる可能性ある。

- 低温熱浴の温度揺らぎ

ノイズスペクトルを見ると低周波側ではフォノンノイズ的な周波数特性を持つノイズが存在していることがわかる。これは、フォノンノイズ的な成分、つまり熱の入力に対する応答が見えていることから、余計な熱入力があると考えられる。この余分な熱入力の原因として、低温熱浴の温度揺らぎが挙げられる。

- 超伝導遷移に関するノイズ

図 5.22 をみると TES の抵抗が超伝導状態から超伝導遷移端へと遷移していく様子を見ると、この遷移はあまり鋭い遷移ではないことがわかる。そのため、TES が局所的接合が弱く、超伝導が壊れやすい部分を有していると考えられる。その接合の弱い部分が第 II 種超伝導体のように振る舞うことで渦電流を生じることとなり、非常に大きなノイズ源になり得ると考えられる。また、ある程度のバイアス電流を流すことで、完全な常伝導状態になることで、渦電流の存在も消えて大きな超過ノイズがなくなると考えることができる。

## 5.4 WSD #62 Sn メッキ吸収体

### 5.4.1 吸収体

従来までの素子は TMU/ISAS/WSD(庄子研究室)/KHE/MHI の共同研究であった。新たに、早稲田大学 大学院 理工学研究科 応用化学専攻 応用物理化学研究室も加わり、カロリメータの吸収体をメッキを利用して取り付けるといった方法が検討されてきた。これは将来のマルチピクセル化を睨んだ研究であり、吸収体にメッキ法を用いるというのは世界で初の試みである。

吸収体にメッキを用いる影響で、今までと物理的に最も異なる点は、吸収体と TES とが絶縁されているのではなく、電気的にも接触する点である。これにより、吸収体と TES 間の熱伝導に電子の寄与も大きくなることが期待される。そのため、吸収体と TES が同じ温度になるまでにかかる時間が短縮され、その分パルスハイトが大きくなるので S/N が改善され、エネルギー分解能の向上に繋がると考えられる。

WSD#62 素子は、その最初の試作品であり Sn メッキを吸収体として用いている。図 5.40 にその写真を示す。また、カロリメータ作製フローを図 5.41 に示す。

### 5.4.2 R-T 特性

#### セットアップ

第 5.3.2 節と同様のセットアップで測定を行った。ただし、素子 #62a、b、c の TES については Si 基板上で断線していた、またはグランドに接触していたため測定不能であった。従って、#62d についてのみ実験を行った。

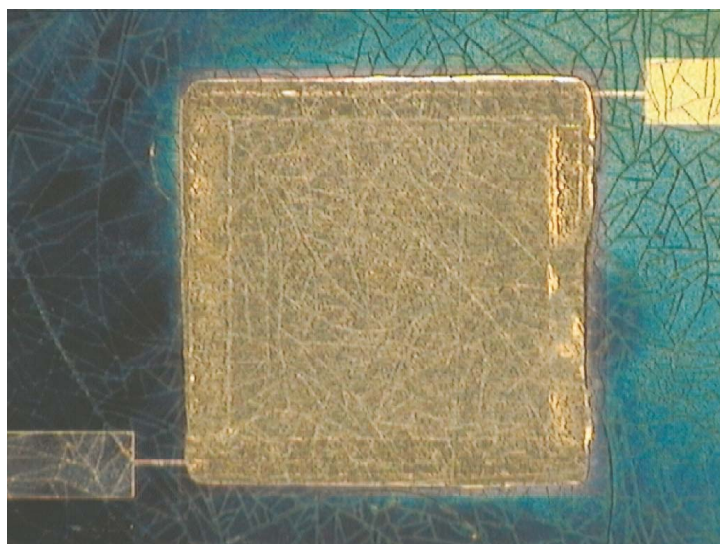


図 5.40: WSD#62d の写真

測定結果

測定レンジは  $2\Omega-20\mu V$ 、 $2\Omega-60\mu V$  とした。WSD#62d の  $R-T$  特性測定結果を図 5.42 に示す。

得られた  $R-T$  特性にフェルミ分布関数を用いたフィッティングの結果を図 5.43 に示す。また、フィッティングパラメータを表 5.12 に示す。

素子の名称	WSD #62d	
	$2\Omega - 20\mu V$	$2\Omega - 60\mu V$
$a$	220.02 $\pm$ 0.11	218.87 $\pm$ 0.065
$b$	1.28 $\pm$ 0.16	1.42 $\pm$ 0.11
$c$	2.93 $\pm$ 0.52	4.80 $\pm$ 0.78
$d$	-30 $\pm$ 14	3.6 $\pm$ 8.0
$e$	0.21 $\pm$ 0.99	0.30 $\pm$ 0.60

表 5.12: #62d フィッティングパラメータ

素子の名称	WSD #62d
超伝導遷移温度 $T_c/mK$	220
超伝導遷移幅 $\Delta T_c/mK$	4
残留抵抗 $R_r/m\Omega$	50
オフセット抵抗 $R_0/m\Omega$	0.2
温度計感度 $\alpha$	$\sim 250$

表 5.13: #62d TES のパラメータ

$\alpha$  パラメータ

WSD#61 素子について求めたのと同様にして、 $R-T$  曲線から温度計の感度を表す  $\alpha$  を求めたのが図 5.44 である。

また、図 5.45 には吸収体のついているカロリメータ WSD#61b、#62d の両方について、 $R-T$  曲線と  $\alpha$  について示したものである。これを見ると、同じ環境で作製された TES は吸収体の付け方に関わらず、遷移温度に多少の違いがあるものの、良く似た  $R-T$  特性を示しており、温度計の感度を表す  $\alpha$  の値もほぼ同じ性質を示すことがわかる。

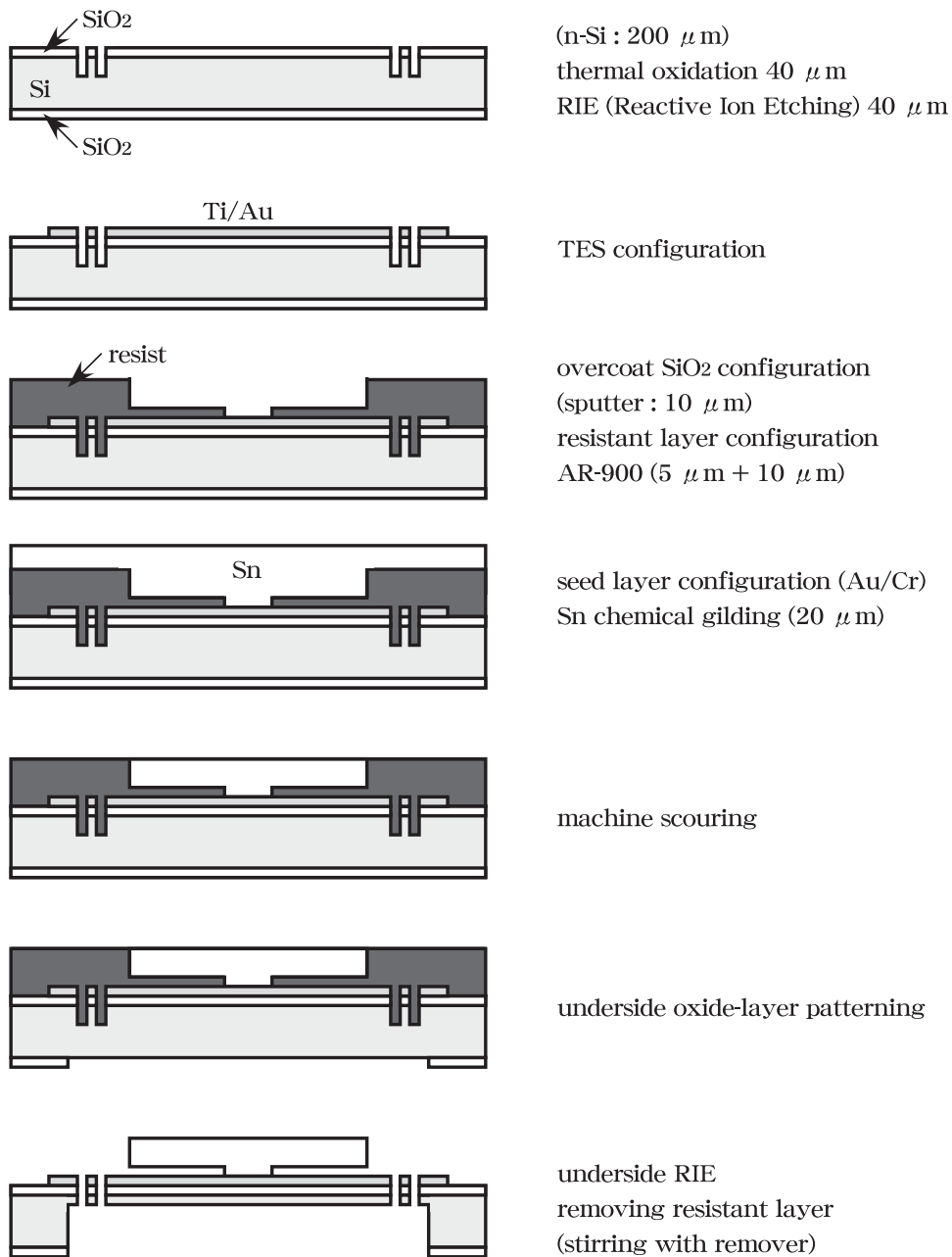


図 5.41: WSD#62d カロリメータ作製フロー

### 熱容量

WSD#61b と同様にカロリメータの熱容量を温度の関数として表したのが、図 5.46 である。吸収体の厚みが #61b に比べておよそ 1/3 の  $\sim 5\mu\text{m}$  になっているため熱容量もおよそ 1/3 になっている。

### 熱伝導度

WSD#61b と同様に、 $R-T$  特性測定の結果を用いてカロリメータ WSD#62d の熱伝導度を求める。計算過程とその結果を表 5.4.2 に示す。



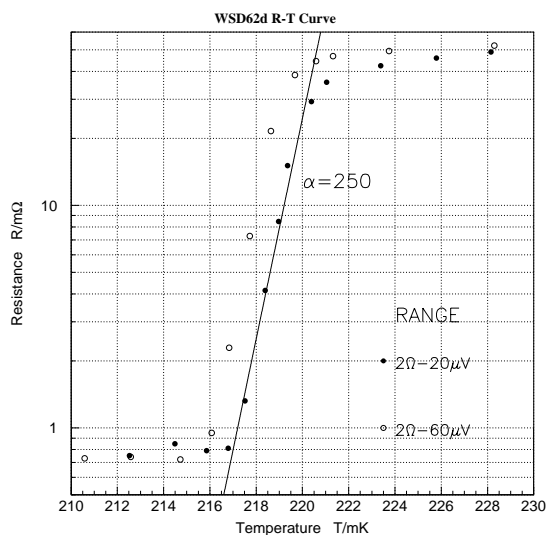


図 5.42: WSD #62d  $R - T$  特性

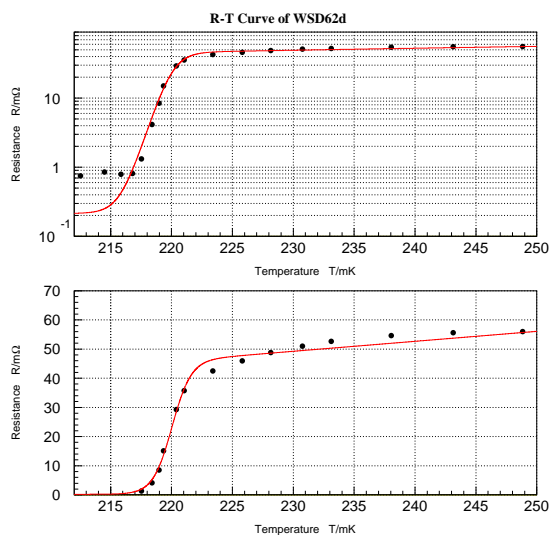


図 5.43: #62d  $R - T$  曲線とフィッティング

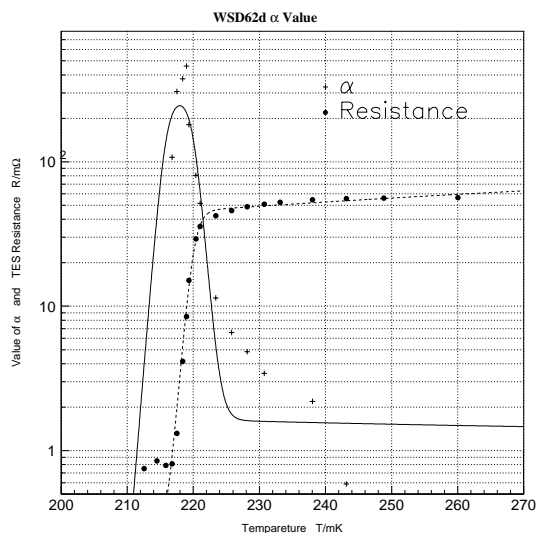


図 5.44: WSD#62d  $\alpha$  の温度依存性

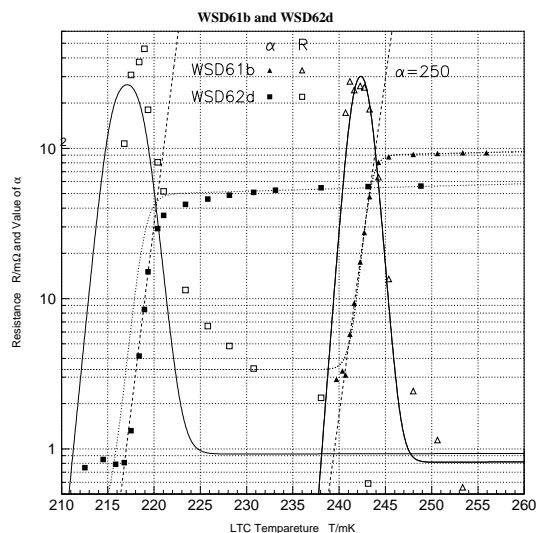


図 5.45: #61b と #62d

素子の名称		WSD #62d	
		$2\ \Omega - 20\ \mu\text{V}$	$2\ \Omega - 60\ \mu\text{V}$
超伝導遷移温度	$T_c/\text{mK}$	220.02	218.87
抵抗値	$R(T_c)/\text{m}\Omega$	23.02	24.89
TES に流れる電流値	$I_{\text{TES}}/\mu\text{A}$	10	30
TES の発熱量	$P/\text{pW}$	2.30	22.4
発熱量の変化量	$\Delta P/\text{pW}$	20.1	
温度の変化量	$\Delta T/\text{mK}$	1.15	
熱伝導度	$G/(\text{nW} \cdot \text{K}^{-1})$	17	

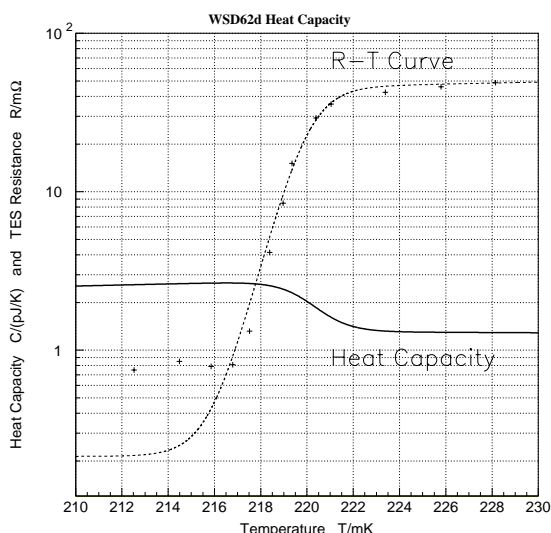


図 5.46: #62d 熱容量の温度依存性

TES の動作温度を  $T_s = 220 \text{ mK}$  として、式 5.16 と同様に Si ビームの熱伝導度を見積もると、

$$G_{\text{Si}}(T) = (0.25 - 0.36) \times \left( \frac{T}{0.245 \text{ K}} \right)^3 \quad [\text{nW} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (5.47)$$

と表される。

これを表 5.4.2 の値と比較すると、測定から得られた値は見積もりよりも 50 倍近くも大きくなっている。このことは、ビーム部分が設計よりも多少太いということだけでは説明することができない。本来ならば、熱のやり取りはビームのみを通して行われるべきだが、予定外の個所で熱接触が起きているのだと考えられる。

原因として考えられるのは、大きく挙げて 2 つである。

- ピクセルを覆う吸収体である Sn 箔が低温熱浴となっている Si 基盤に接触している。
- Si ビームが十分に抜けておらず、レジストが残留しておりビーム構造自体が形成されていない。

上で述べたように、余計な熱接触があると考えられるがこの素子を用いて X 線照射実験を行ってみることにした。WSD#61b 素子と同じように ETF 特性評価を行い、続いて X 線照射実験を行った。以下にその結果について述べる。

### 5.4.3 ETF 特性評価

#### セットアップ

セットアップは WSD#61b の ETF 特性評価と同じである。シャント抵抗  $R_s = 3.088 \text{ m}\Omega$  を用いている。

#### 測定結果

WSD#61b の測定結果と同様に、SQUID を用いた測定では電流の絶対値を知ることはできない。そこで、超伝導状態に於ける電流、つまり低バイアス電流での  $I_b \text{ vs. } I_{\text{TES}}$  が原点を通るように補正を

したものを図 5.47 に示す。また、この図からわかる通り、バイアス電流を大きくしても TES を常伝導状態まで持って行くことはできていない。これは、用いたシャント抵抗が小さ過ぎたということもあるが、カロリメータと低温熱浴の間の熱伝導度が高いことも起因している。図 5.48 に TES の抵

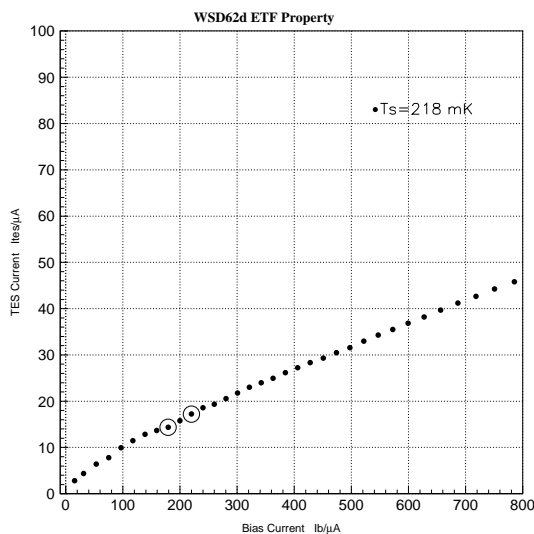


図 5.47: WSD#62d ETF 特性 (補正後)

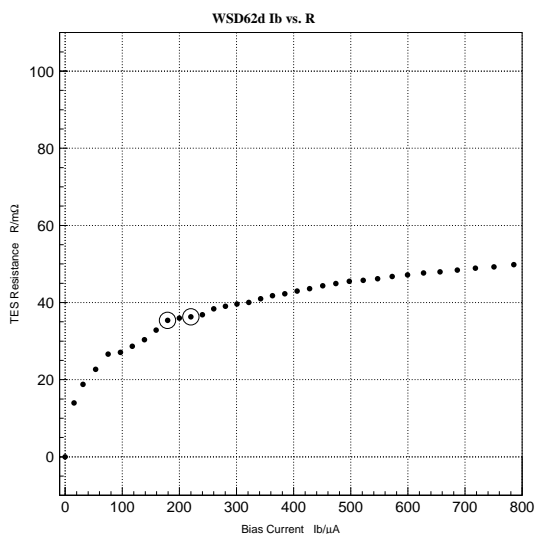


図 5.48: TES 抵抗値のバイアス依存性

抗値  $R$  のバイアス電流  $I_b$  に対する依存性を示す。また、図 5.49 には TES の発熱量を示している。WSD#61b の場合とは異なり、TES の発熱量は二次関数的な振る舞いを示している。このことは十分な ETF をかけることができていないことを表している。

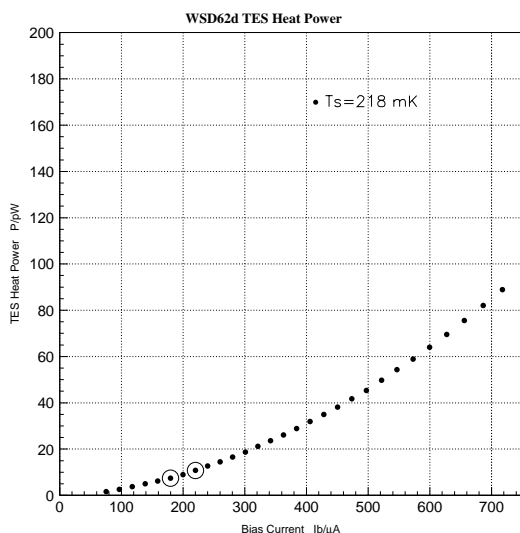


図 5.49: TES の発熱量

#### 5.4.4 X 線照射実験

WSD#61b と同様の実験を行った。その結果を図 5.50 ~ 図 5.52 にまとめる。カロリメータ WSD#62d を用いて、メッキ吸収体という世界初の試みで X 線の検出に成功した。

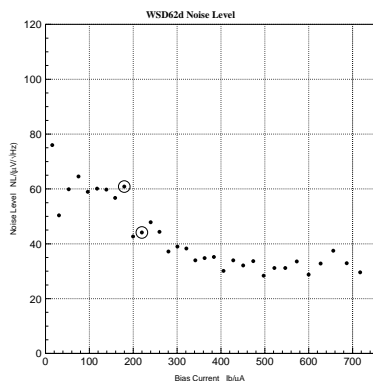


図 5.50: ノイズレベル

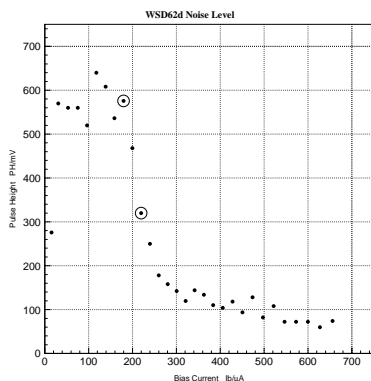


図 5.51: パルスハイト

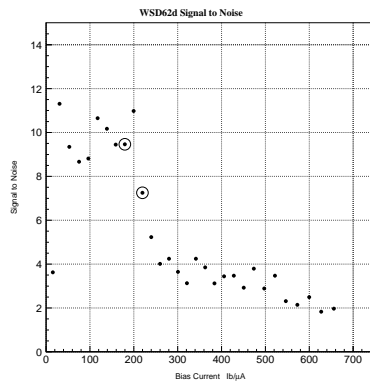


図 5.52: S/N 比

### 5.4.5 X 線スペクトル取得

#### 動作パラメータ

WSD#61b で行った実験と同様に、上記の図中で丸印を用いて表しているそれぞれの動作点において X 線照射実験を行い、X 線パルスカウントをそれぞれ 1020 カウント溜めた。

また、熱浴温度を  $T_s = 210$  mK とし、電池ボックスの目盛を最大の  $D = 1000$  とし、TES に流せる電流値を最大として同様の実験を行ったので、合わせて表 5.15 に動作パラメータを示す。ただし、この熱浴温度に対して ETF 特性の取得は行っていないので、詳しい動作パラメータを求めることは不可能である。

熱浴温度 $T_s$ /mK	バイアス 目盛	バイアス電流 $I_b/\mu A$	TES 電流 $I_{TES}/\mu A$	抵抗値 $R/m\Omega$	発熱量 $P/pW$	温度 $T/mK$	$\alpha$	パルス サンプル数
218	250	179	26.0	18.26	12.3	219.69	185	1020
	310	220	28.8	20.48	17.0	219.85	170	1020
210	1000	—	—	—	—	—	—	1020

表 5.14: WSD#62d 各動作点に於けるパラメータ

#### 測定結果

最適フィルタを用いて X 線スペクトルを作製した。手順については WSD#61b と同様なので割愛する。平均パルスを図 5.51 に示す。

図 5.54 にベースラインの揺らぎを示す。これは WSD#61b と同定度であり、ノイズが支配していると考えられることができる。

観測されたエネルギーの時間変化を図 5.55 に示す。5.9 keV よりも高い値を多数示しているが、これは平均パルスに最適フィルタを適用した際に 5.9 keV を示すように規格化されているためである。この図を見ると観測されたエネルギーには大きなばらつきがあり、それは時間には依存しないことがわかる。これを横軸にエネルギーをとり、ヒストグラムにして表したのが図 5.56 である。得られた X 線スペクトルにはピークと呼べるような形状は見受けられず分光はほとんどできていないこと

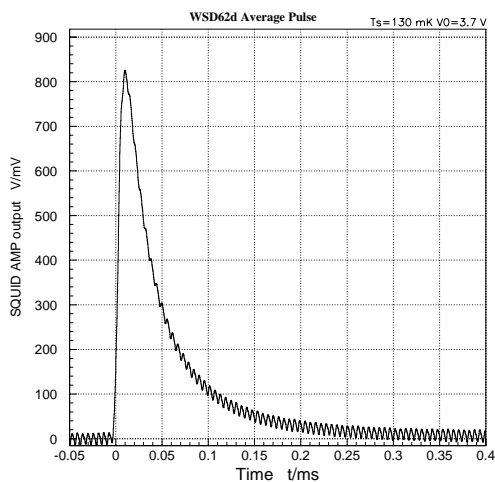


図 5.53: 平均パルス

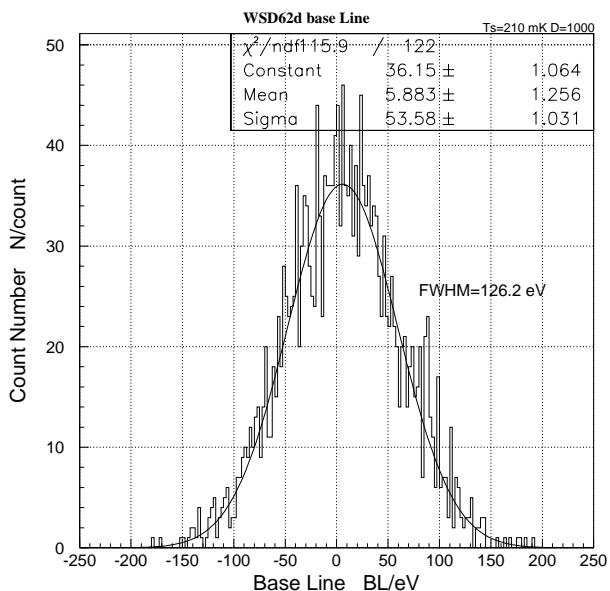


図 5.54: ベースラインの揺らぎ

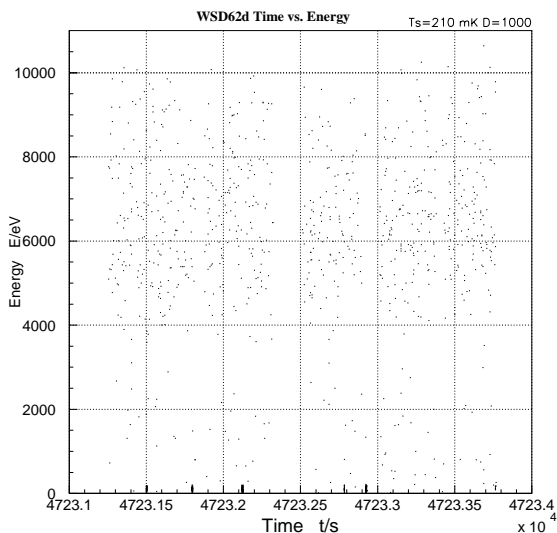


図 5.55: 観測されたエネルギーの時間変化

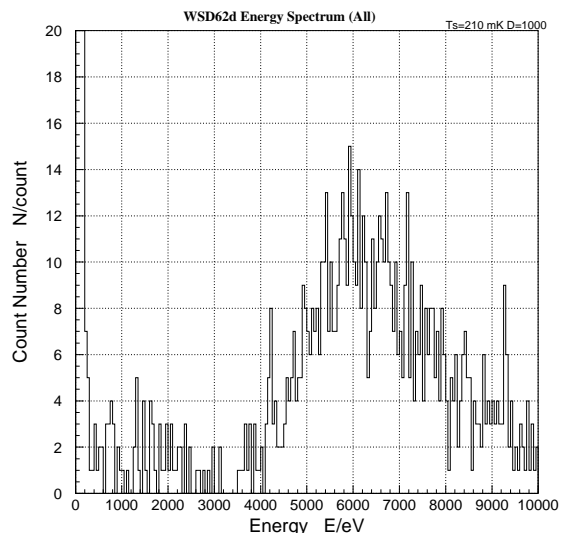


図 5.56: 取得された X 線スペクトル

がわかる。しかし、 $\Delta E \gg \Delta E_0$  は確かである。

測定結果を表 5.15 にまとめ、平均パルスのパラメータ、ベースラインの揺らぎを合わせて示す。エネルギー分解能は求めたところで意味を持たないので表中では空白にしてある。

$T_s$ /mK	$D$	$PH$ /mV	$NL/(\mu V/\sqrt{Hz})$	$\tau_1/\mu s$	$\tau_2/\mu s$	$\Delta E_0$ /eV	$\Delta E$ /eV
218	250	576	60.92	45.25	2.981	190.2	$\gg \Delta E_0$
	310	320	44.13	42.62	4.209	180.4	$\gg \Delta E_0$
210	1000	823	—	42.02	8.529	126.2	$\gg \Delta E_0$

表 5.15: WSD#62d X 線照射実験結果

WSD#62d を用いた実験では、X 線の検出に成功はしたものの、残念ながらその分光性能は X 線

カロリメータとしては非常に劣る結果となった。

#### 5.4.6 WSD#61b との比較

##### エネルギー分解能

カロリメータ素子 WSD#62d は、WSD#61 とほぼ同じ設計で作られており、TES の性能はほとんど同じであると言えるので、同程度のエネルギー分解能が期待される。しかしながら、WSD#62d の X 線照射実験から得られたエネルギー分解能は大きく劣る結果となった。

エネルギー分解能が WSD#61b に比べて良くない原因について考察をする。1) Sn 箔が Si 基板に接触している、2) レジストの残留があるなどの影響による余計な熱接触が非常に大きいことが原因であると考えられる。表 5.15 から、どの動作パラメータに於いても  $\Delta E_0 < \Delta E$  であることから、このエネルギー分解能を制限しているのはベースラインの揺らぎだけではなく、他の要因があることがわかる。 $\Delta E_0 < \Delta E$  ということは、TES で測定している熱量というのが、入射 X 線によって生じたエネルギーそのものではなく、損失が生じていると考えることができる。この熱量の伝播過程に於ける損失には、大きく分けて 2 種類ある。上記の 1)、2) に合わせて熱の伝播についてその過程を以下に述べる。1) Sn 箔が Si 基板に接触している場合には、Sn 吸収体にて生じた熱量が TES へと全て伝わらず、Sn 箔から直接熱浴である Si 基板へと熱が流れる。2) レジストの残留がある場合、TES が十分に熱化する前にカロリメータから低温熱浴へと逃げて行く。これらのために、WSD#62d の TES で測定するエネルギーに鋭いピークができないものと考えることが可能である。

##### ベースラインの揺らぎ

WSD#61b、#62d の両者ともにベースラインの揺らぎが  $\Delta E_0 \sim 120$  eV もある。我々が目指しているのは、エネルギー分解能  $\Delta E =$  数 eV であるのでこのベースラインの揺らぎを軽減していくことが重要である。WSD#61b 結果のところでも述べたが、ベースラインの揺らぎは S/N 比で決定付けられるので、この S/N 比の改善がエネルギー分解能の向上へと繋がる。

##### 吸収体と TES のサーマルリンク

WSD#61 と比較してエネルギー分解能は劣るものの、優れている点も存在する。それは、パルスの立上り時間が非常に早いことである。つまり Sn 箔と TES の温度が同じになるまでの時間が WSD#61b で  $\tau_2 \sim 100 \mu\text{s}$  であったのに対し、WSD#62d では  $\tau_2 \sim 40 \mu\text{s}$  と早くなっているのである。これは、吸収体と TES との間を電氣的にも接触させることで、電子の担う熱伝導の寄与により熱伝導度が良くなったと理解できる。

## 5.5 WSD-type のまとめ

### 5.5.1 結果

改良型素子 WSD#61b、#62d を用いて X 線の検出に成功した。それぞれの素子で最も良かった動作パラメータとその結果を表 5.16 に示す。

これら WSD-type のカロリメータ素子を用いた実験から得られた結果について以下にまとめる。

素子の名前		WSD#61b	WSD#62d
超伝導遷移温度	$T_c/\text{mK}$	243	220
温度計感度	$\alpha$	140	–
熱浴温度	$T_s/\text{mK}$	220	210
電池ボックス目盛	$D$	540	1000
パルスハイト	$PH/\text{mV}$	240	823
ノイズレベル	$NL/(\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}})$	47.65	–
ベースラインの揺らぎ	$\Delta E_0/\text{eV}$	116	126
エネルギー分解能	$\Delta E/\text{eV}$	118	855

表 5.16: WSD#62d X 線照射実験結果

- TES の性能

WSD-type の改良型として、製膜過程・形状の変更によって Ti/Au の二層薄膜で超伝導遷移温度  $T_c \sim 220$  mK、温度計の感度  $\alpha \sim 150$  であり、数 mK という狭い超伝導遷移端を持つ TES の作製に成功した。

また、課題であった再現性の問題も解決することができた。

- X 線の検出

Sn を吸収体としたカロリメータで、TSS AMP を読み出しとして X 線の検出に成功した。

- 分光性能

WSD#61b のエネルギー分解能はベースラインの揺らぎによって制限され、120 eV 程度であった。

WSD#62d では、TES と熱浴間に必要以上の熱接触があり、それによりエネルギー損失が生じているためその性能は遥かに劣るものであった。

### 5.5.2 今後の方針

WSD-type を用いた実験から、より優れたカロリメータを作製するための今後の方針を以下にまとめる。

- Sn メッキ吸収体

吸収体がメッキであるカロリメータ製作行程において、レジストの除去方法を現在のドライ方式からウェット方式に変更をする。また、除去時に超音波をかける、剥離液が浸透しやすいようにビーム部分周辺などの開口面積を増やすなどの対処を行うことでレジストの残留を完全になくす。

- S/N 比

ベースラインの揺らぎを決定付けている S/N 比の改善を目指す。

– 超過ノイズ

超過ノイズの原因は完全には特定できていないが TES の超伝導遷移に関するものが支配的であり、素子特有のノイズであると考えられる。現在よりもさらに良い製膜環境において TES を作製することで、この超伝導に関するノイズを抑えることが可能と考えられる。

– S/N 比

S/N を良くするためにはより熱容量の小さいカロリメータが要求される。そこで、さらにサイズの小さい素子の開発を進めていく。

また、より低温で動作させることで熱容量は小さくなるので、超伝導遷移温度  $T_c$  が小さく、温度計の感度  $\alpha$  が大きい TES を用いることも不可欠である。

現在 TMU において高性能の TES を作製するために新しいスパッタ装置の立ち上げを行っている。

● 吸収体の接着

TES と吸収体の間は電氣的にも接触させることで、パルスの立上り時間を早くさせることができる。従って、スタイキャストで絶縁状態で接着させるよりも、メッキ法やスパッタ法を用いて導通のある吸収体を作製する。

● 吸収体の種類

超伝導体よりも常伝導状態にある金属であればフォノンだけではなく電子も熱伝導に関与できるので、吸収体内の熱伝導が良く、X 線の入射場所による熱伝導の依存性を小さくすることができる。原子番号が大きく、比熱の小さい常伝導金属として Au を用いた吸収体の作製も考えている。



## 第 6 章

### SII-type カロリメータの性能評価

ISAS、セイコーインスツルメンツ株式会社 (SII: Seiko Instruments Inc.) との共同開発による TES 型マイクロカロリメータ素子を SII-type と呼ぶこととする。TES には WSD-type と同じく、Ti/Au の二層薄膜を用いている。WSD-type との設計上での最大の違いは、SII-type では TES の部分をビーム構造で支えるのではなく、 $\text{Si}_3\text{N}_4$  メンブレン<sup>†</sup>を用いて支える点である。

この章では、SII-type の TES 型カロリメータについて性能評価を行う。本論文で述べるのは  $T_c \sim 100$  mK という素子 SII#6a と、非常に大きな温度計感度  $\alpha$  を持つ素子 SII#10a について述べる。前章と同様に、それぞれの素子に関して構造について述べ、次に TES の性能評価を行う。また、ETF 特性から動作パラメータを決め X 線照射実験を行い、これらの実験結果について述べるとともに、理論的な見積りと比較しカロリメータとしての性能を評価する。WSD-type に比べ、パルスハイトが高く TSS AMP ではゲインが大きすぎるために SQUID からの出力に折り返しが生じ、測定にならないため比較的ゲインの小さい SSA AMP を用いた。

#### 6.1 SII-type の特徴

SII にてカロリメータに吸収体を取り付ける前段階までの製作プロセスを行った。

本論文で取り上げる SII#6a には WSD#61b で行ったのと同じ方法を用いて Sn 吸収体を取り付け、SII#10a には吸収体は取り付けしていない。

##### 6.1.1 カロリメータの構造

カロリメータ SII#6、#10 に共通する SII-type の特徴を述べる。SII-type の素子は図 6.1 に示すように a、b2 つの素子が同一基板上にあり、両者の違いはメンブレン部の幅のみで TES の膜厚は同じとなっている。a のメンブレンの細い形状の方が熱容量が小さいので、本論文では a の形状をしているカロリメータを実験に用いた。

TES は Ti、Au の順に電子ビーム蒸着してあり、配線には Nb を用いている。

$\text{Si}_3\text{N}_4$  メンブレンで TES を支え、このメンブレンが TES と低温熱浴間のサーマルリンクとなる構造をしている。これは NIST、SRON といった海外のグループでも利用されており、実績もある構造である。

---

<sup>†</sup>membrane: 膜の意。

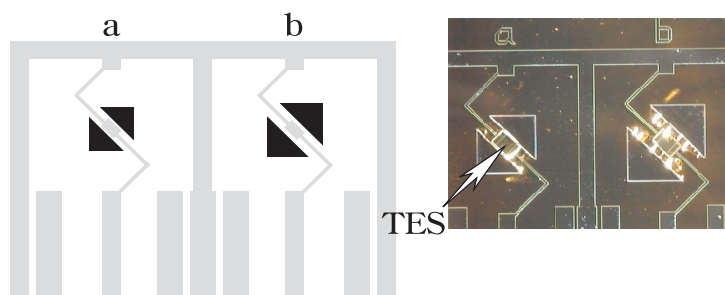


図 6.1: SII-type カロリメータの模式図と写真

SII#6a、#10a について各部のサイズについては、それぞれの節で詳しく述べることにする。また、この SII-type のカロリメータに使用された物質の物理パラメータを表 6.1 に示す。

熱特性の見積もり、実験結果などはそれぞれの素子ごとに以下に述べる。  $c_e$  [J/cm<sup>3</sup>/K]

元素	原子量 $M$ [g/mol]	Sommerfeld 係数 $\gamma$ [mJ/mol/K <sup>2</sup> ]	密度 $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	デバイ温度 $\theta_D$ [K]	超伝導遷移温度 $T_c$ [K]
Si	28	0	2.33	6.45	–
Ti	48	3.35	4.51	420	0.39
Au	197	0.689	19.28	165	–
Al	27	1.35	2.70	428	1.20

表 6.1: SII-type に使用された物質の物理パラメータ

## 6.2 SII #6 遷移温度 100 mK 素子

カロリメータ素子 SII#6a についてその特徴と様々な実験結果について述べる。

図 6.2 に吸収体を接着する前のカロリメータの模式図と写真を示す。TES には Ti 40  $\mu\text{m}$ /Au 120  $\mu\text{m}$  の二層薄膜を用いている。WSD#61b に Sn 吸収体を取り付けたのと同じ作業を行い、手作業にて Sn 箔をスタイキャスト 2850FT を用いて接着した。吸収体取り付け後の写真を図 6.3 に示す。

### 6.2.1 R-T 特性評価

#### セットアップ

図 6.4 のようなホルダーを用いてカロリメータを希釈冷凍機の E/P に組み込んだ。

WSD-type の測定時と良く似ているが、決定的に違うのはこのスペーサーは真鍮製であるという点である。OFC に比べ熱伝導度の悪い真鍮を使用することで、E/P の温度揺らぎの影響がカロリメータの温度に影響をもたらさないように配慮したためである。

E/P の温度制御とは別に、ホルダーのみの温度制御が可能となるように 390  $\Omega$  の金属皮膜抵抗がヒーターとして取り付けられている。

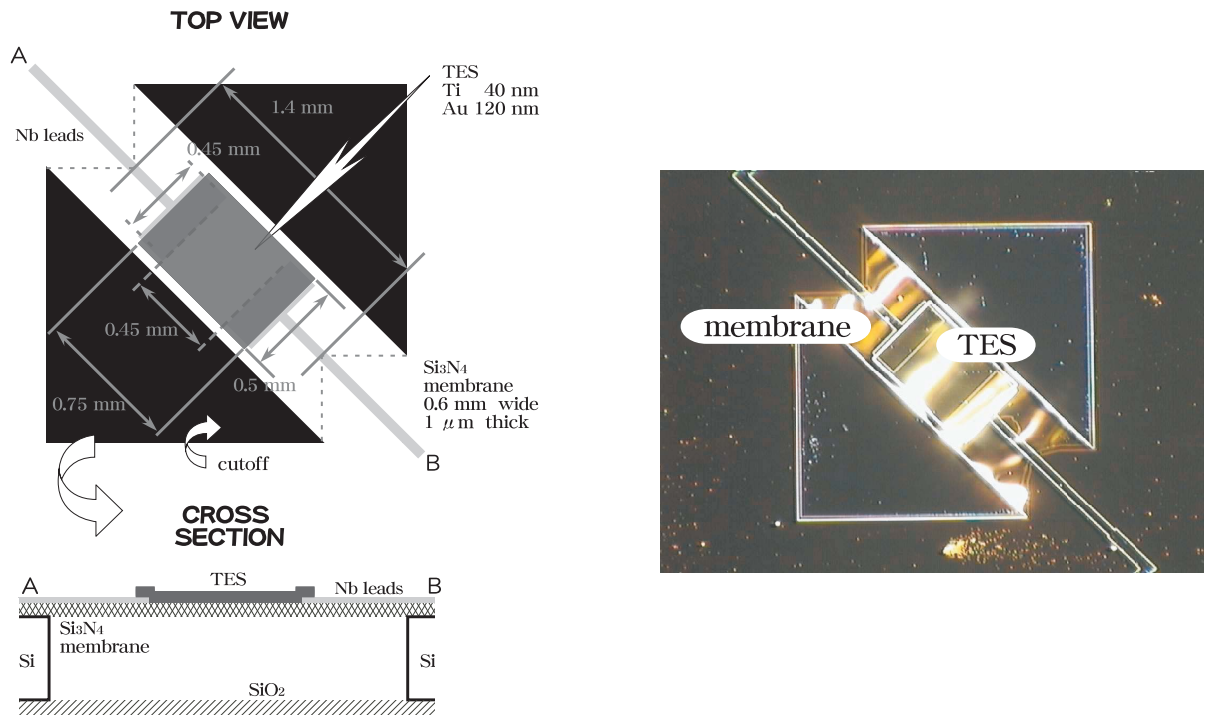


図 6.2: SII-type #6 素子の模式図と写真



図 6.3: SII#6 吸収体取り付け後の写真

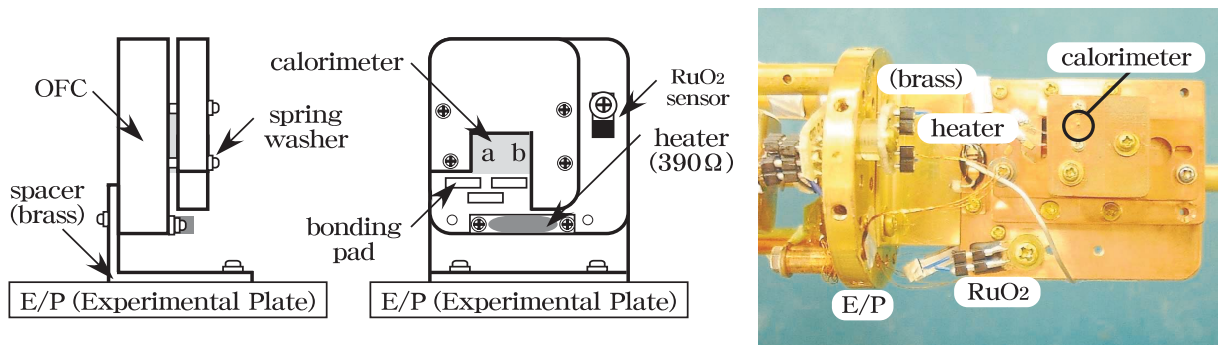


図 6.4: SII-type サンプルホルダーの模式図と写真

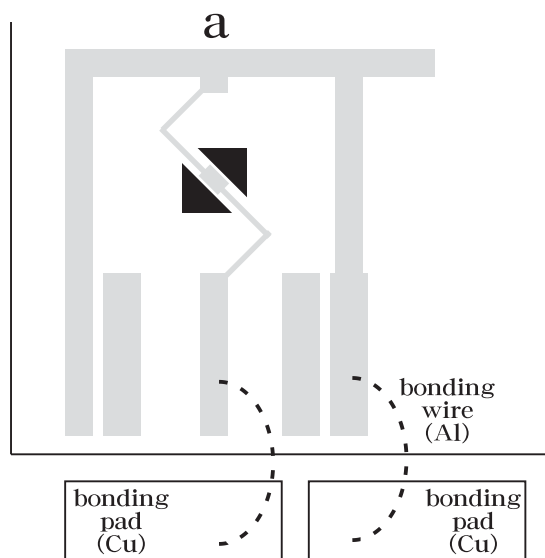


図 6.5: SII-type ボンディング図

カロリメータへの配線はボンディングで行っており、図 6.5 のようにカロリメータとボンディングパッドを Al ワイヤで繋いでいる。ボンディングパッドは熱膨張率の低いエポキシ系硬化接着剤スタイキャスト 2850FT または特殊シリコン系の瞬間弾性接着材ペグ  $\alpha$  を用いてホルダーに接着されており、ホルダーとパッド間に導通はない。

配線等は WSD-type の測定時と同じセットアップとなっているので割愛する。

測定結果

ホルダーにヒーターを取り付けているが、AVS 47/TS-530 を用いて E/P の温度コントロールをし、ヒーターは使用しない方が温度が安定していたので今後の測定においてもヒーターは使用しなかった。測定は WSD-type の実験時と同じ方法で SII#6a の  $R - T$  測定を行った。

測定レンジを  $2 \Omega - 20 \mu V$ 、 $20 \Omega - 20 \mu V$  とした際の測定結果を図 6.6 に示す。

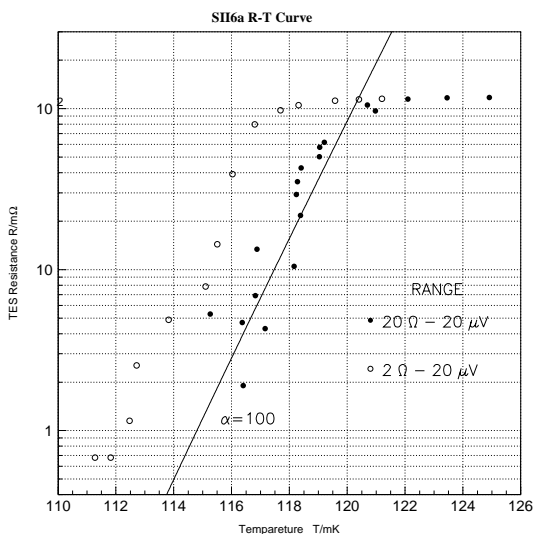


図 6.6: SII#6a  $R - T$  特性

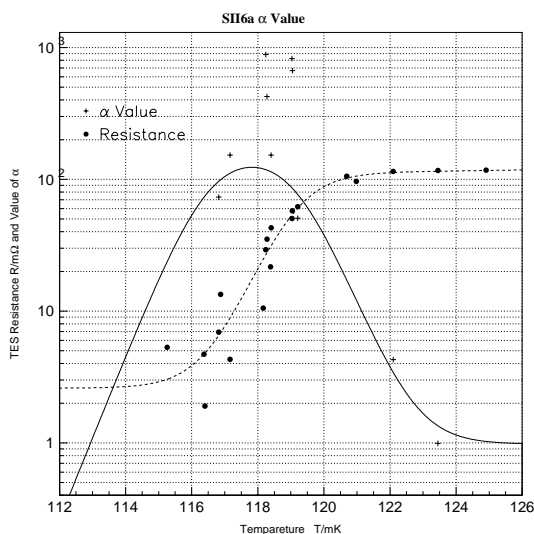


図 6.7: 温度計の感度  $\alpha$  の温度依存性

## フィッティング

図 6.7 には式 5.11 で表されるフェルミ分布関数を利用した関数でフィッティングした曲線も示してある。また、フィッティングパラメータを表 6.2 に示す。

素子の名称	SII #6a	
	測定レンジ	2 $\Omega$ – 20 $\mu$ V
$a$	116.217 $\pm$ 0.030	119.02 $\pm$ 0.12
$b$	2.40 $\pm$ 0.13	1.55 $\pm$ 0.31
$c$	0.242 $\pm$ 0.020	0.405 $\pm$ 0.044
$d$	-386 $\pm$ 42	-193 $\pm$ 33
$e$	1.63 $\pm$ 0.64	3.5 $\pm$ 3.8

表 6.2: SII#6a フィッティングパラメータ

素子の名称	SII#6a
超伝導遷移温度 $T_c$ /mK	119
超伝導遷移幅 $\Delta T_c$ /mK	3.1
残留抵抗 $R_r$ /m $\Omega$	108
オフセット抵抗 $R_0$ /m $\Omega$	3.5
温度計感度 $\alpha$	$\sim$ 100

表 6.3: SII#6a TES のパラメータ

$R - T$  特性から得られた SII#6a の超伝導体パラメータを表 6.3 に示す。超伝導遷移温度  $T_c = 119$  という、これまでにない低い遷移温度を達成することに成功した。

 $\alpha$  パラメータ

この  $R_T$  特性フィッティング曲線を用いて、WSD-type で求めたのと同じ方法で  $\alpha$  を求める。図 6.7 にその結果を示す。またフィッティングを行った曲線についても合わせて示す。

SII-type の素子でも数 mK という狭い超伝導遷移幅の TES の作製に成功したといえる。さらに、超伝導遷移温度  $T_c$  が今までの素子の中で最も理想に近い値となった。しかし、温度計の感度  $\alpha$  は我々が目指している  $\alpha \sim 1000$  には到達できていない。

## 熱伝導度

$R - T$  測定の結果より TES と低温熱浴間の熱伝導度  $G$  を求める。計算過程とその結果を表 6.4 に示す。

素子の名称	SII #6a	
	測定レンジ	2 $\Omega$ – 20 $\mu$ V
超伝導遷移温度 $T_c$ /mK	116.22	119.02
抵抗値 $R(T_c)$ /m $\Omega$	49.13	53.98
TES に流れる電流値 $I_{TES}$ / $\mu$ A	10	1.0
TES の発熱量 $P$ /pW	4.913	0.05398
発熱量の変化量 $\Delta P$ /pW	4.86	
温度の変化量 $\Delta T$ /mK	2.80	
熱伝導度 $G$ /(nW $\cdot$ K $^{-1}$ )	1.7	

表 6.4: SII#6a 熱伝導度

## 6.2.2 ETF 特性評価

## セットアップ

シャント抵抗には抵抗値  $R_s = 9.856 \text{ m}\Omega$  (液体 He 温度) のものを用いた。その他のセットアップは WSD-type の測定と同じである。

熱浴温度  $T_s$  は 100 mK、80 mK、50 mK として測定した。

## 測定結果

補正後の ETF 特性を図 6.8 に示す。また、図 6.9 には TES の抵抗値のバイアス依存性を示す。

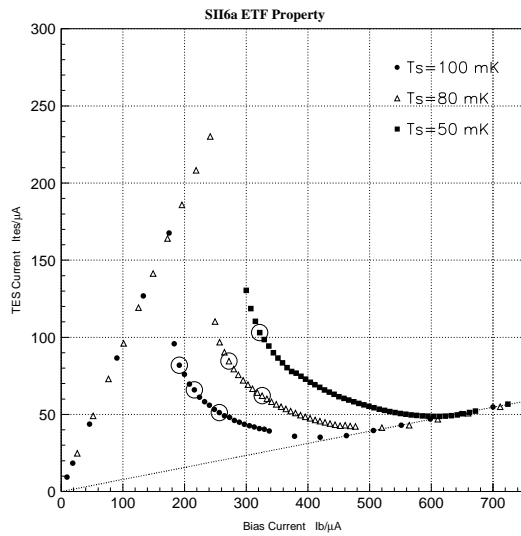


図 6.8: SII#6a ETF 特性 (補正後)

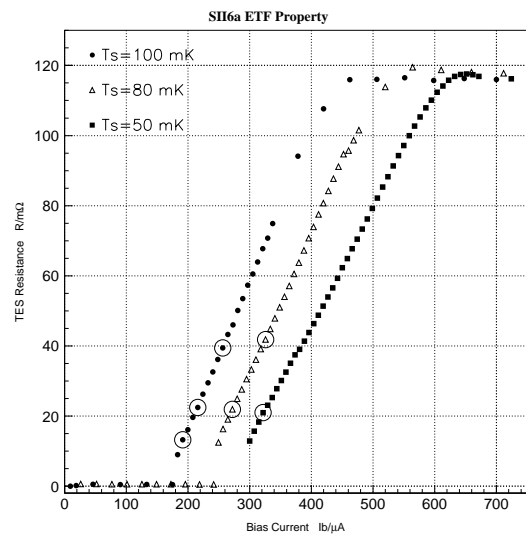


図 6.9: TES 抵抗値のバイアス依存性

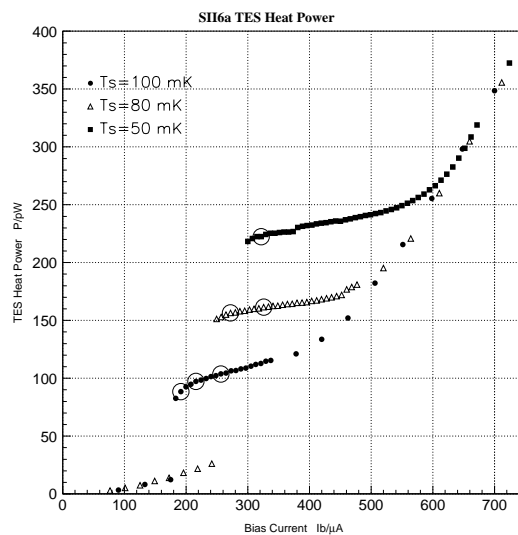


図 6.10: TES の発熱量

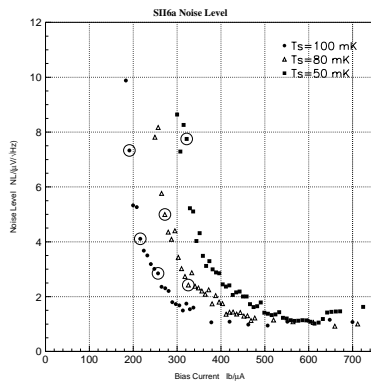


図 6.11: ノイズレベル

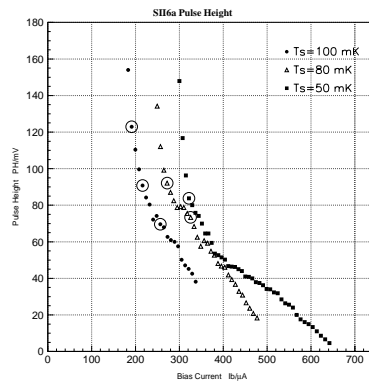


図 6.12: パルスハイト

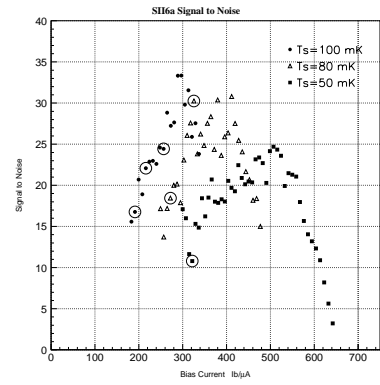


図 6.13: S/N 比

### 6.2.3 X 線スペクトル取得

#### 動作パラメータ

WSD-type で行った実験と同様に、上記の図中で丸印を用いて表しているそれぞれの動作点において X 線照射実験を行い、X 線パルスカウントをそれぞれ表 6.5 にあるように取得した。表 6.5 には各動作点に於ける動作パラメータを示す。

熱浴温度 $T_s$ /mK	バイアス 目盛 $D$	バイアス電流 $I_b/\mu\text{A}$	TES 電流 $I_{\text{TES}}/\mu\text{A}$	抵抗値 $R/\text{m}\Omega$	発熱量 $P/\text{pW}$	TES 温度 $T/\text{mK}$	$\alpha$	パルス サンプル数
100	220	191	81.9	13.19	88.44	117.61	123	1020
	250	216	65.8	22.48	97.44	118.23	125	1020
	300	256.6	51.28	39.45	103.8	119.02	89.2	1020
80	340	272.3	84.52	21.89	156.4	118.20	126	1020
	410	325.8	62.10	41.84	161.4	119.11	83.6	1020
50	430	322.1	103.0	20.96	222.4	118.15	127	2040

表 6.5: SII#6a 各動作点に於けるパラメータ

#### 測定結果

最適フィルタを用いて X 線スペクトルを作製した。手順については WSD-type と同様なので割愛する。最も良いエネルギー分解能を示した動作点である、熱浴温度  $T_s = 80$  mK、バイアス目盛  $D = 340$  における結果を以下に示す。

図 6.14 にベースラインの揺らぎを示す。ガウス分布関数をフィットすることで、半値幅としてベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$  は、

$$\Delta E_0 = 51.4 \pm 1.5 \quad [\text{eV}] \quad (6.1)$$

であり、初めて  $\Delta E_0 \sim 50$  eV を達成した。

観測されたエネルギーの時間変化を図 6.15 に示す。これを見ると観測されるエネルギーには時間依存しない、ある程度のばらつきが存在していることがわかる。

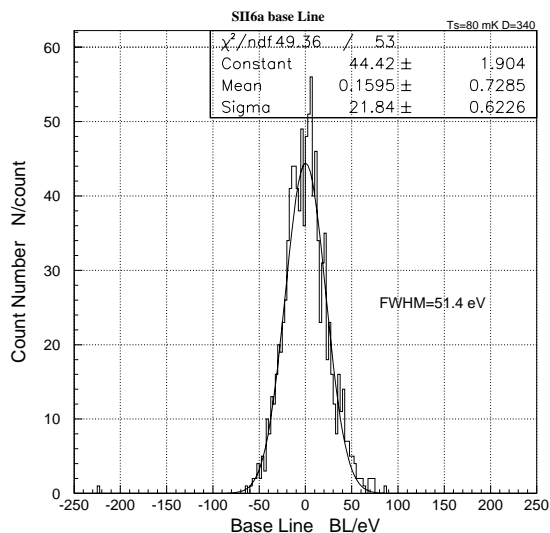


図 6.14: ベースラインの揺らぎ

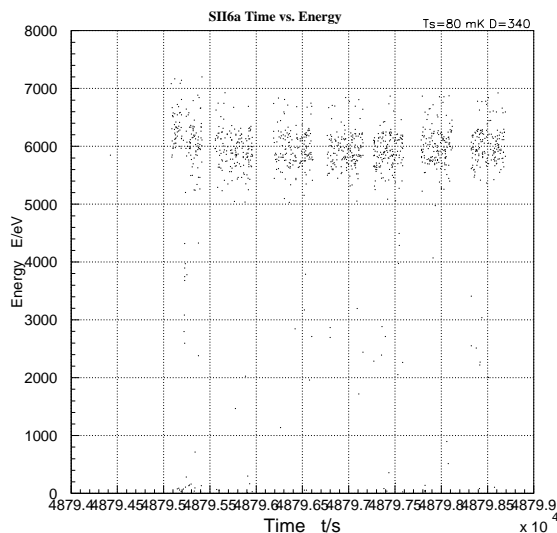


図 6.15: 観測されたエネルギーの時間変化

横軸にエネルギーをとり、ヒストグラムにして表したのが図 6.16 である。また、ピーク付近を拡大して表したのが図 6.17 である。ガウス分布関数をフィットすることで、半値幅としてエネルギー分解能  $\Delta E$  は、

$$\Delta E = 666.2 \pm 25.6 \quad [\text{eV}] \tag{6.2}$$

となる。

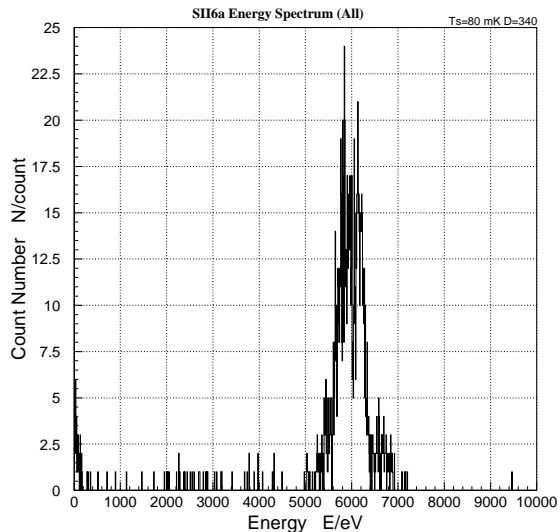


図 6.16: 取得された X 線スペクトル

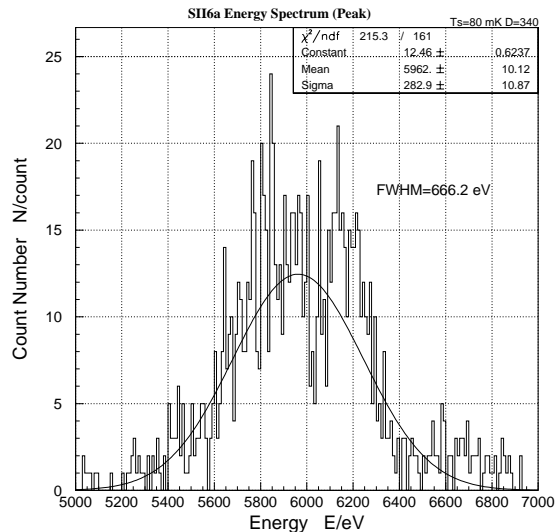


図 6.17: ピーク付近の拡大図

各々の動作点で得られた平均パルスのパラメータと、X 線スペクトルの結果を表 6.6 にまとめる。

### 6.2.4 分光性能評価

カロリメータ SII#6a を用いて、熱浴温度  $T_s = 80 \text{ mK}$ 、バイアス目盛  $D = 340$  という最も良い結果を得られた動作点において、ベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$ 、エネルギー分解能  $\Delta E$  は、

$$\Delta E_0 = 51.4 \pm 1.5 \quad [\text{eV}] \tag{6.3}$$



$T_s/\text{mK}$	$D$	$a$	$r$	$\tau_1/\text{ms}$	$\tau_2/\text{ms}$	$\Delta E_0/\text{eV}$	$\Delta E/\text{eV}$
100	220	$230.2 \pm 0.2$	$0.867 \pm 0.000$	$0.5200 \pm 0.0003$	$0.0824 \pm 0.0001$	99.4	1697
	250	$183.5 \pm 0.5$	$1.056 \pm 0.001$	$0.2907 \pm 0.0006$	$0.0608 \pm 0.0002$	54.4	450.7
	300	$124.9 \pm 0.4$	$0.934 \pm 0.002$	$0.2407 \pm 0.0006$	$0.0427 \pm 0.0002$	46.3	370.6
80	410	$103.6 \pm 0.7$	$0.921 \pm 0.006$	$0.230 \pm 0.001$	$0.0319 \pm 0.0005$	56.3	315.9
	340	$177.1 \pm 0.9$	$1.039 \pm 0.003$	$0.266 \pm 0.001$	$0.0518 \pm 0.0004$	44.4	215.1
50	430	$198.5 \pm 0.4$	$0.656 \pm 0.001$	$0.2882 \pm 0.0004$	$0.0464 \pm 0.0002$	48.9	437.4

表 6.6: SII#6a X 線照射実験結果

$$\Delta E = 666.2 \pm 25.6 \quad [\text{eV}] \quad (6.4)$$

となった。

ベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0 \sim 50 \text{ eV}$  となり、WSD-type ではまだ到達できていないレベルを達成することに成功した。

しかしながら、エネルギー分解能  $\Delta E$  に関しては  $50 \text{ eV}$  に比べて遥かに大きな値を示しており、ベースラインの揺らぎで制限されるレベルまで素子の性能を引き出せていないことがわかる。

観測されるエネルギーにばらつきがみられる原因として、2つの可能性が考えられる。

- 入射 X 線が熱化する過程でエネルギーの損失がある。
- TES が十分に熱化する前に熱の逃げがある。

この素子の場合、後者が支配的であると考えられる。なぜならば、図 6.18 に示すように素子を横向きから撮った写真をみるとメンブレンの下に、何か残留物があるように思われるからである。この残留物が TES のすぐ近くに存在しており、TES の熱化が一様となることを妨げていると考

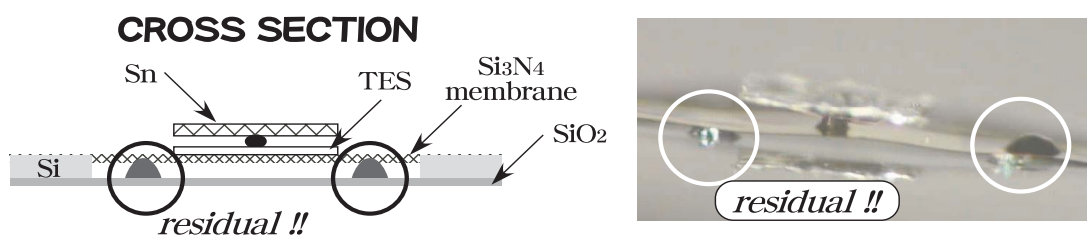


図 6.18: SII#6a にみられる残留物

えることが可能である。

まずは、同一の形状のカロリメータを作製し、この残留物がプロセス上必ず残るものであるのか、またはこの素子特有のものであるのか検証する必要がある。

### 6.2.5 ノイズ解析

カロリメータ SII#6a を用いてベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0 \sim 50 \text{ eV}$  を達成した。しかし、我々の目標はもう一桁上の分光性能であるので、このベースラインの揺らぎ自体をもっと下げていく必要が

ある。そこで、本論文において最も低い、 $\sim 100$  mK という動作温度を達成することが可能である、この素子におけるベースラインの揺らぎについて詳しく調べることにする。

ベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$  は、

$$\Delta E_0 = 2.35 \times 5.9 \text{ keV} \times \left( \int \frac{|M(f)|^2}{|N(f)|^2} df \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (6.5)$$

で表される。WSD-type の解析の際にも述べたが、ベースラインの揺らぎは S/N 比によって制限を受けることとなる。パルスハイトはこの素子では大きく変更することはできない。つまり、より優れた性能を発揮するにはノイズを抑えることが重要となってくるのである。そこで、カロリメータ SII#6a に関してノイズを詳しく解析することにする。

まず、SSA AMP の SQUID ノイズを評価する。WSD-type について行ったのと同様に、TES が常伝導状態にあるときの見積もられるジョンソンノイズ  $N_J$  と実測との差を SQUID ノイズ  $N_{\text{SQUID}}$  とみなす。図 6.19 より見積もりから得られるジョンソンノイズ  $N_J$  を 3 倍すると、実測データにほ

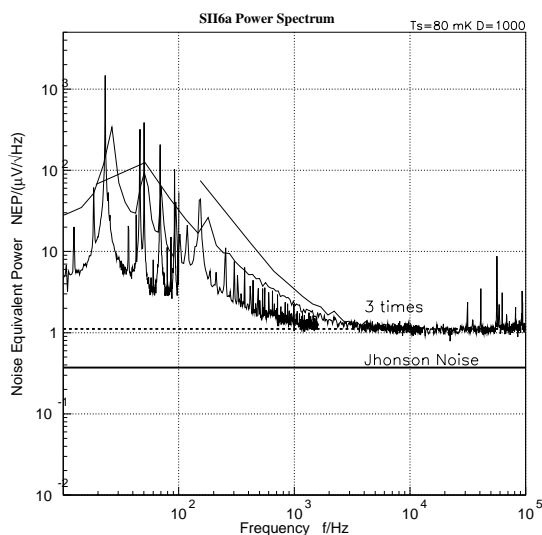


図 6.19: SQUID ノイズの見積もり

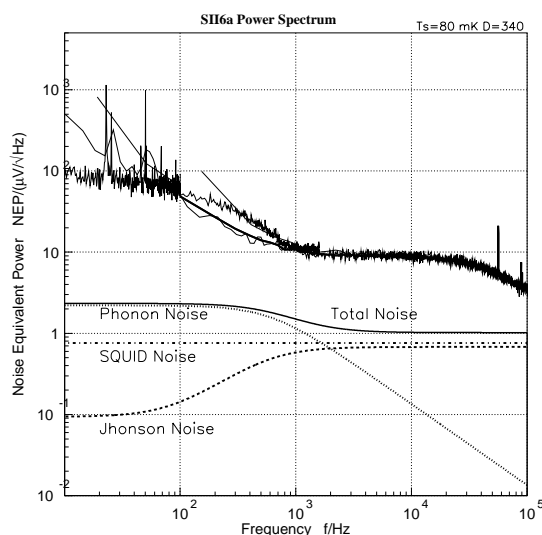


図 6.20: ノイズパワースペクトル

ぼ合うと言える。従って、SQUID ノイズ  $N_{\text{SQUID}}$  は、

$$N_J = 0.371 \quad [\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (6.6)$$

$$N_{\text{SQUID}} = \sqrt{(3N_J)^2 - N_J^2} = 1.0 \quad [\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (6.7)$$

と求めることができる。

実験から得られたノイズパワースペクトルと、上記の計算から求めたフォノンノイズとジョンソンノイズ、そして式 6.7 から求めた SQUID ノイズのパワースペクトルを図 6.20 に示す。実験データには、YOKOGAWA オシロスコープで取得したノイズスペクトル (太線) と、同じ動作点で HEWLETT PACKARD FFT アナライザにて測定した結果 (細線) との両方のデータをプロットしている。

ベースラインの揺らぎをさらに抑えるために、測定されたノイズを図 6.21 のように 3 種類に分別し、 $\Delta E_0 \sim 51.4$  eV に対する内訳を以下に示す。図 6.21 中の上部の線は YOKOGAWA オシロスコープで取得したノイズスペクトルを表しており、下部の線はジョンソンノイズとフォノンノイズを足した素子自身で決まるノイズの見積もりである。

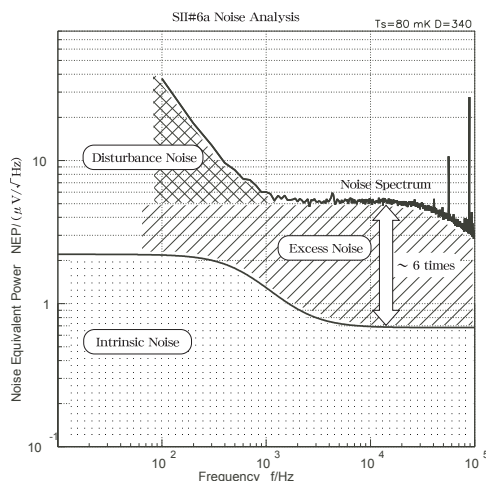


図 6.21: ノイズ成分を 3 つに分割

- Intrinsic Noise (点々領域)

個々のカロリメータ素子そのもので決まる見積もりが可能なノイズ成分。熱雑音と熱揺らぎに起因する本質的になくすことは不可能なノイズ。

5.9 keV に対して 10 eV 相当を占める。

- Disturbance Noise (網線領域)

50Hz ノイズなどの外部より侵入してくるノイズ成分。SQUID の動作点を決める際に使用する 22 Hz の参照信号も含まれている。新しい SQUID 駆動装置を用いることで軽減できることがわかったが、現状では新しい駆動装置にはまだ問題があり安定した動作ができないため本実験では使用していない。

35 eV を占めており、今後この外乱ノイズの除去は必要不可欠となってくる。

- Excess Noise (斜線領域)

WSD-type の時にも述べた、動作抵抗 (温度) に依存する未特定なノイズ成分。超伝導遷移に関する本質的に生じるノイズであると考えられる。NASA、NIST といった他の研究グループにおいても、Intrinsic ノイズの数倍の Excess ノイズが我々と同様に存在している。

~ 35 eV 相当である。

Disturbance Noise に関しては多少軽減することが可能ではあるが、ノイズレベル全体を大幅に下げるのは困難である。

### SII#6a まとめと課題

カロリメータ SII#6a は TES を  $\text{Si}_3\text{N}_4$  のメンブレンで支えるという新しい構造となっており、Sn 吸収体を手作業で取り付けられたものである。TES の超伝導遷移温度  $T_c$  は、我々が目標として掲げてきた 100 mK に近い  $T_c = 119$  mK を初めて達成することができた。しかしながら、そのエネルギー分解能はメンブレンに残留物が付着しており、その性能を十分に発揮できないものであった。ベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$  は 5.9 keV に対して  $\Delta E_0 = 51$  eV と改善がみられた。

今後の課題を以下にまとめる。

- エネルギー分解能

ベースラインレベルまで性能を引き出すには、

- 余分な熱接触のない素子
- 均一な金属膜を持つ素子

といった素子が完成することで、エネルギー分解能 50 eV は実現可能である。

- ベースラインの揺らぎ

さらに一桁下げするには、

- ノイズレベルの大幅改善は難しいものの、50Hz ノイズなどの影響を軽減させる。
- S/N を良くすることで解決する。式 6.5 は、

$$\left( \int \frac{|M(f)|^2}{|N(f)|^2} df \right)^{-\frac{1}{2}} \propto \sqrt{\frac{CT^2}{\alpha}} \quad (6.8)$$

と表すことができる。ここで、 $C$  は吸収体を含めたカロリメータの熱容量であり、 $T$  はその動作温度、 $\alpha$  は温度計感度である。この式より、

- \* 熱容量  $C$  を小さくするために、サイズの小さな素子
- \* 温度計感度  $\alpha$  の大きな素子
- \* 熱容量  $C$  は温度  $T$  に強く依存することからも、超伝導遷移温度  $T_c$  の小さな素子

これらを組み合わせることでベースラインの揺らぎをより小さくすることが可能である。

上記の要求を満たす新たな素子を製作することでエネルギー分解能の向上を目指す。

まずは、残留物の付着などのない素子を作製し、その性能評価を行うこととする。

しかし、SII のスパッタ装置のターゲットの交換などがあり、同一パラメータの素子を新たに作製するには時間がかかるため、ターゲット交換前に試作したカロリメータ SII#10 についての実験から比較考察をすることとした。

### 6.3 SII #10 非常に大きな $\alpha$ を持つ素子

カロリメータ素子 SII#10a についてその特徴と様々な実験結果について述べる。

図 6.22 の写真と模式図に示すような構造となっている。TES には Ti 50  $\mu\text{m}$ /Au 60  $\mu\text{m}$  の二層薄膜を用いている。

最大の特徴は、SII#6a にみられた残留物が生じないように、カロリメータ裏面の SiO<sub>2</sub> を除去している点である。

#### 6.3.1 パラメータ

#### 6.3.2 R-T 特性

熱伝導度

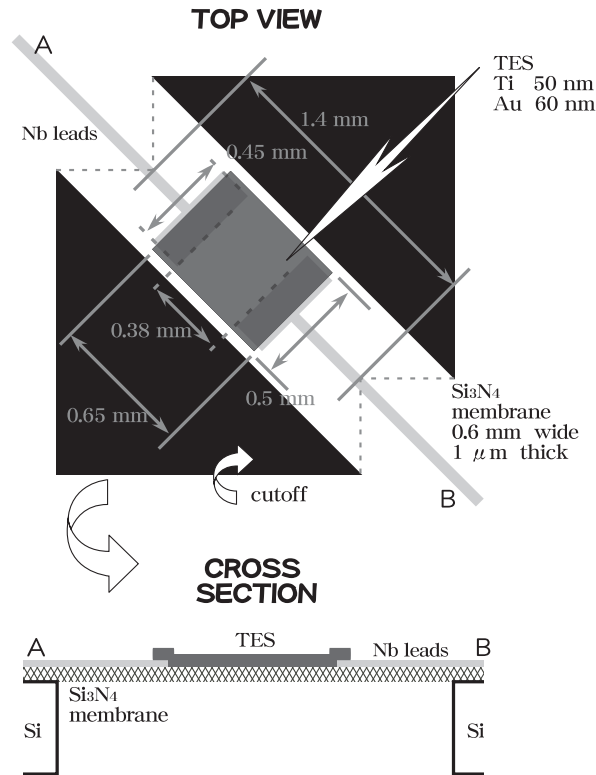


図 6.22: SII-type #10 素子の模式図

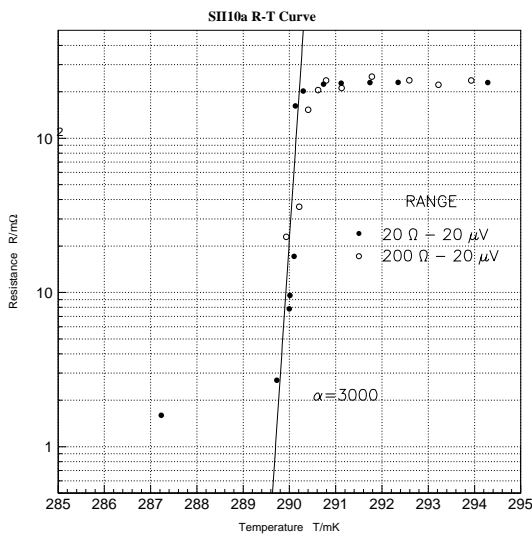


図 6.23: SII#10a  $R - T$  特性

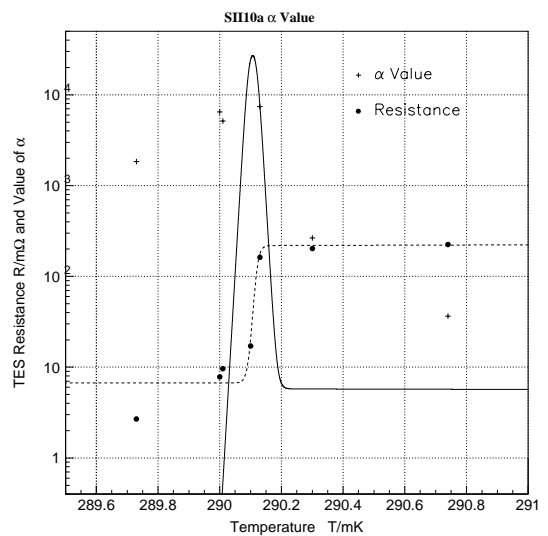


図 6.24: 温度計の感度  $\alpha$  の温度依存性

### 6.3.3 X 線照射実験

吸収体は特別に接着しておらず、TES そのものが吸収体の役割を果たすことになる。また、メンブレン部分での X 線の吸収もあり得る。

WSD#61b のように TES と吸収体との間に有限のサーマルリンクが存在するわけではないので、またパルスの立上り時間が鈍るという影響は小さく考えられる。また、吸収体の無い分熱容量は小さくなっており、温度計の感度  $\alpha$  も非常に大きいため大きなパルスハイトが観測されると予想で

素子の名称	SII #10a	
測定レンジ	20 $\Omega$ – 20 $\mu\text{V}$	200 $\Omega$ – 20 $\mu\text{V}$
$a$	290.122 $\pm$ 0.002	290.404 $\pm$ 0.005
$b$	133 $\pm$ 31	115 $\pm$ 85
$c$	0.230 $\pm$ 0.068	0.21 $\pm$ 0.10
$d$	$-1.0 \times 10^3 \pm 3.7 \times 10^2$	$-1.2 \times 10^3 \pm 6.6 \times 10^2$
$e$	6.7 $\pm$ 4.6	29 $\pm$ 12

表 6.7: SII#10a フィッティングパラメータ

素子の名称	SII#10a
超伝導遷移温度 $T_c/\text{mK}$	290.12
超伝導遷移幅 $\Delta T_c/\text{mK}$	0.04
残留抵抗 $R_r/\text{m}\Omega$	230
オフセット抵抗 $R_0/\text{m}\Omega$	6.7
温度計感度 $\alpha$	$\sim 2 \times 10^4$

表 6.8: SII#10a TES のパラメータ

きる。それゆえ S/N 比が改善されることでエネルギー分解能も向上するものと期待される。

### 6.3.4 ETF 特性

#### セットアップ

基本的には他の素子と同様であるが、今回の実験では電池ボックスの代わりに *Metronix* MODEL 526 REGULATED DC POWER SUPPLY を用いて TES へバイアスをかけた。この装置の出力電圧はダイヤルを回してアナログ的に調整することが可能である。その出力電圧は *ADVANTESTR6341B*

素子の名称	SII #10a	
測定レンジ	20 $\Omega$ – 20 $\mu\text{V}$	200 $\Omega$ – 20 $\mu\text{V}$
超伝導遷移温度 $T_c/\text{mK}$	290.12	290.40
抵抗値 $R(T_c)/\text{m}\Omega$	112	125
TES に流れる電流値 $I_{\text{TES}}/\mu\text{A}$	1.0	0.1
TES の発熱量 $P/\text{pW}$	0.112	0.0013
発熱量の変化量 $\Delta P/\text{pW}$	0.11	
温度の変化量 $\Delta T/\text{mK}$	0.28	
熱伝導度 $G/(\text{nW} \cdot \text{K}^{-1})$	0.39	

表 6.9: SII#10a 熱伝導度

DIAITAL MULTIMETER を用いてモニターした。

グラウンド周りの模式図を図 6.25 に示す。DC POWER SUPPLY の電源はノイズカットトランスからとっていない。これは、ノイズカットトランスからのコンセントが一杯になっていたためである。

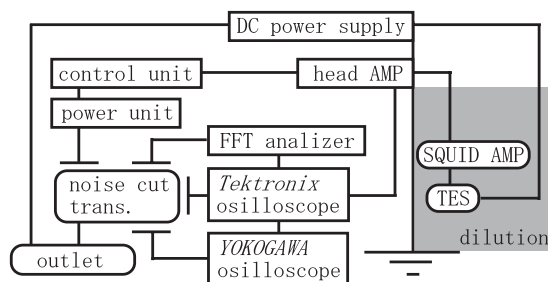


図 6.25: グラウンド周りの模式図

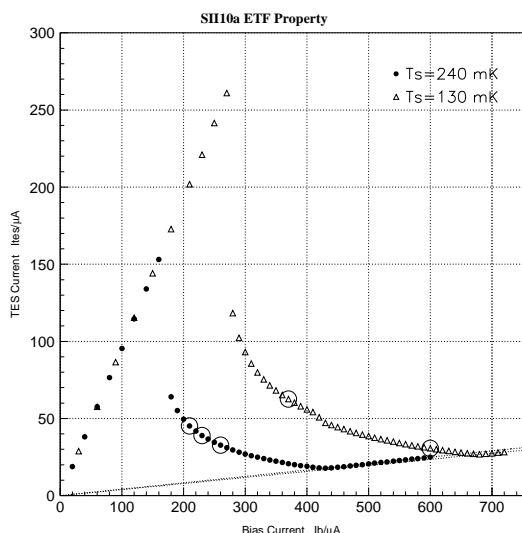


図 6.26: SII#10a ETF 特性 (補正後)

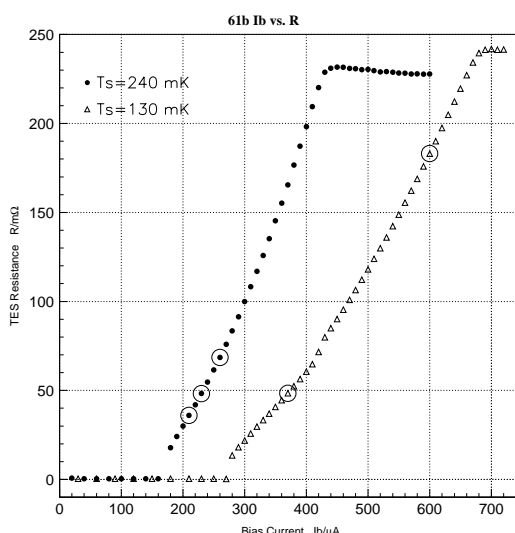


図 6.27: TES 抵抗値のバイアス依存性

### 6.3.5 X 線スペクトル取得

これまでと同様に上記の図中で丸印を用いて表しているそれぞれの動作点において X 線照射実験を行った。X 線パルスカウントをそれぞれ表 6.10 にあるように取得した。表 6.10 に各動作点に於ける動作パラメータを示す。

#### 測定結果

これまでと同様の手順で最適フィルタを用いて X 線スペクトルを作製した。最も良いエネルギー分解能を示した動作点である、熱浴温度  $T_s = 130$  mK、バイアス電圧  $V_0 = 3.7$  V における結果を以下に示す。

平均パルスを求めたものが図 6.32 である。SII#6a のパルスに比べ、パルスの立上り時間、減衰時間が非常に短くなっている。これは吸収体がないことが大きく影響している。吸収体がないため、

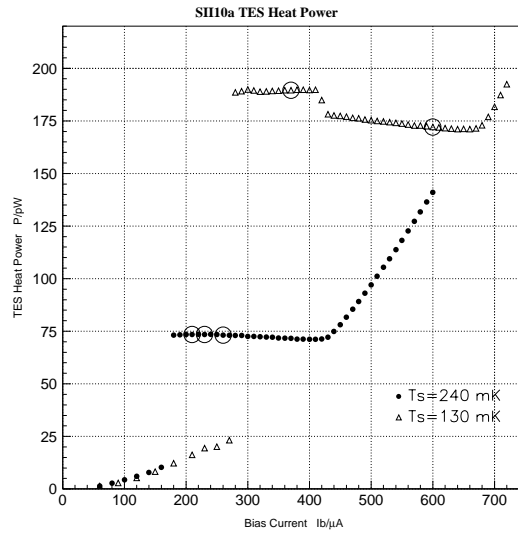


図 6.28: TES の発熱量

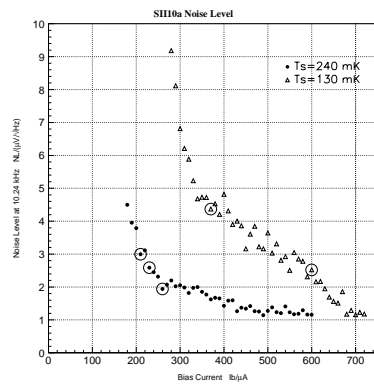


図 6.29: ノイズレベル

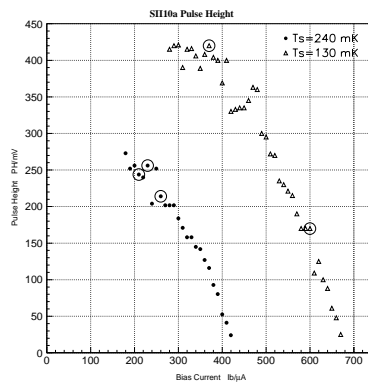


図 6.30: パルスハイト

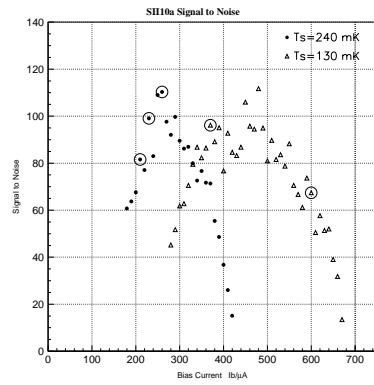


図 6.31: S/N 比

熱浴温度 $T_s$ /mK	バイアス電圧 $V_0$ /V	バイアス電流 $I_b$ /μA	TES 電流 $I_{TES}$ /μA	抵抗値 $R$ /mΩ	発熱量 $P$ /pW	TES 温度 $T$ /mK	$\alpha$ /10 <sup>3</sup>	パルス サンプル数
240	2.1	210	45.16	35.96	81.55	290.108	27	850
	2.3	230	38.98	48.30	99.07	290.112	27	1190
	2.6	260	32.68	68.56	110.3	290.116	24	1020
130	3.4	340	71.53	36.99	86.79	290.109	27	340
	3.7	370	62.55	48.44	96.15	290.112	27	1020
	4.0	400	55.95	60.61	76.67	290.114	26	680
	5.0	500	38.55	118.0	80.98	290.123	17	680
	6.0	600	30.67	183.0	67.38	290.134	6.4	1190

表 6.10: SII#10a 各動作点に於けるパラメータ



X 線を吸収すると同時に TES の温度が上がるため、パルスの立上り時間が  $59 \mu\text{s}$  と非常に短くなり、熱容量が小さいために TES の熱化が素早く行われた結果であると考えられる。図 6.33 にベースライ

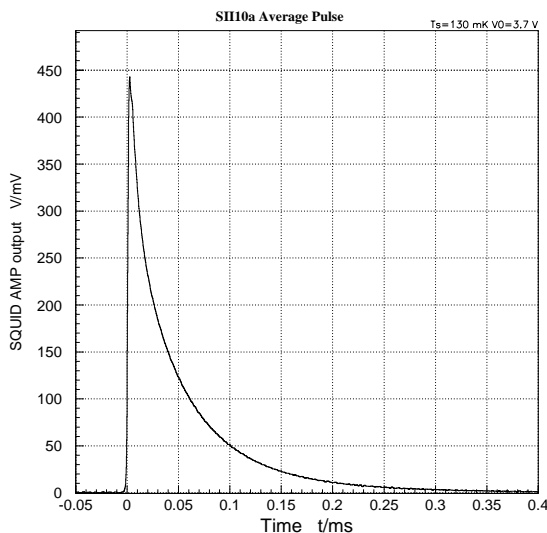


図 6.32: 平均パルス

ンの揺らぎを示す。ガウス分布関数をフィットすることで、半値幅としてベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$  は、

$$\Delta E_0 = 19.7 \pm 0.5 \quad [\text{eV}] \tag{6.9}$$

となった。ベースラインの揺らぎは更に改善され、20 eV 以下に抑えることが可能となった。

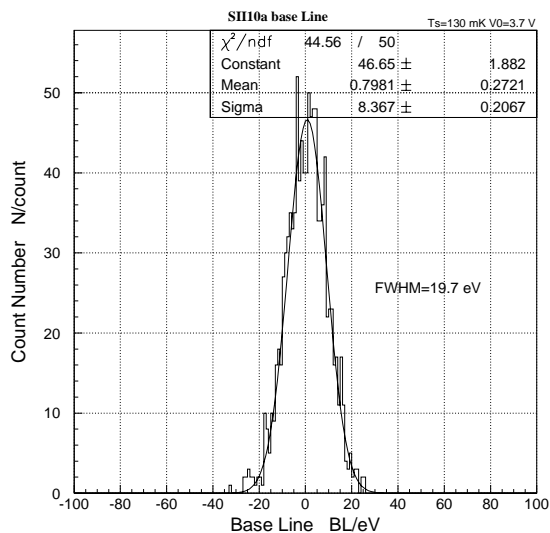


図 6.33: ベースラインの揺らぎ

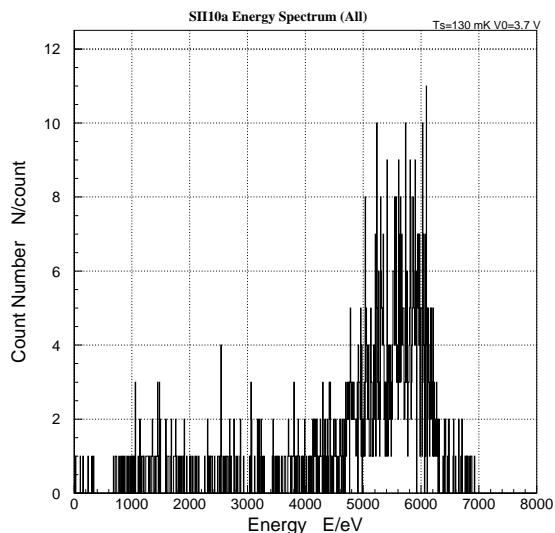


図 6.34: 取得された X 線スペクトル

これまでと同じようにしてデータ処理を行い、取られた X 線スペクトルが図 6.16 である。この図を見ると、鋭いピークが存在しておらずエネルギー分解能はあまり良くないように思える。

## 6.3.6 データ処理 (その 2)

SII#10a を用いた実験ではベースラインの揺らぎは  $\delta E_0 = 19.7$  とこれまでにない良い値を示した。また、SII#6a のような余分な熱接触なども考えられない。そこで、最適フィルタ処理時のテンプレートがこの素子の場合に不適切であった可能性があるのでデータ処理の仕方を見直すこととした。

最適フィルタ処理を行わず、得られたデータからそのままヒストグラムを作製したものが図?? である。最適フィルタ処理を用いたものよりも良いエネルギー分解能を示していることがわかる。このことは上で行った最適フィルタ処理に用いたテンプレートが不適切であったことを示唆している。

ここで、WDS-type のカロリメータで行ったデータ解析と同様に、取得したパルスデータ一つ一つに対して式 5.21 でフィットした際の  $r$  の値を横軸に取り、ヒストグラムにして表したものが図 6.35 である。これをみると、大きく分けて 2 つのピークが存在していることになる。

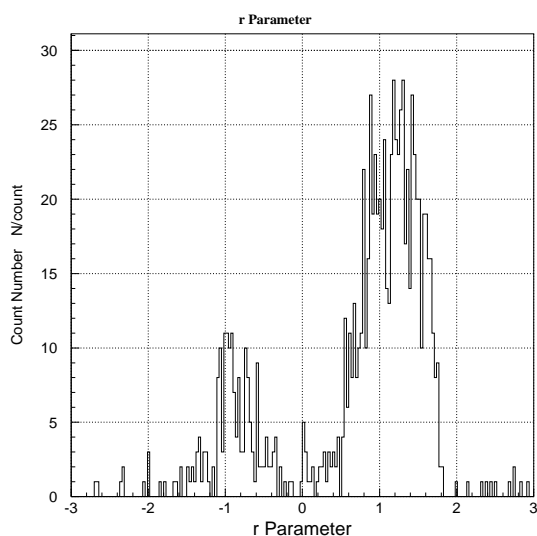
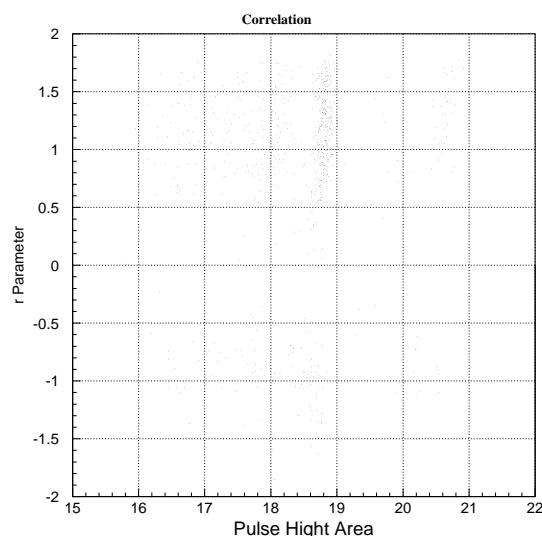
図 6.35:  $r$  パラメータのヒストグラム

図 6.36: 相関図

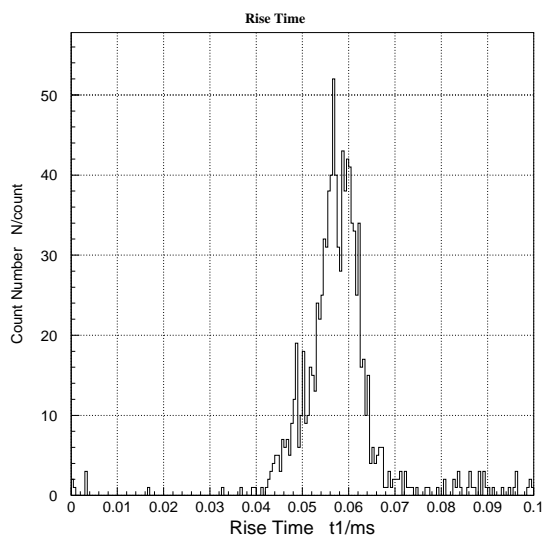
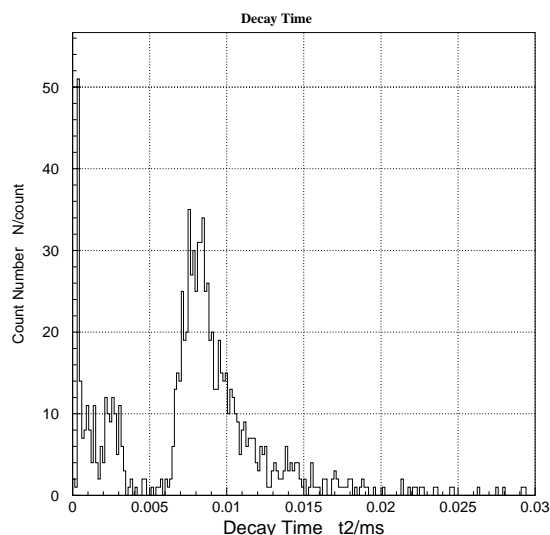
- 左側のピーク (メンブレンイベント)

図 6.36 はパルスの面積と  $r$  パラメータの相関図である。 $r$  の値が  $-1.5 \sim -0.2$  の領域のパルスに関しては、そのパルス面積が比較的小さいという傾向が掴める。パルス面積は測定したエネルギーに相当する。X 線の吸収の際メンブレンにて準粒子が生成され、エネルギーの散逸が生じることを考慮すると、この領域にある X 線パルスはメンブレンにて X 線の吸収が起きたイベントであると考えられることができる。

- 右側のピーク (TES イベント)

上記に対し、右側のピークは TES イベントを表していることとなる。この SII#10a には吸収体は取り付けられていないことから、X 線の吸収が超伝導領域か、もしくは常伝導領域にて行われることとなる。また、X 線は TES 全面に照射されているので、熱の伝播の仕方に X 線の吸収の生じた場所による依存性が生じることとなる。

最適フィルタ処理を行うにあたって、TES イベントのパルスデータを選別して用いることとする。また、TES イベントの中でも比較的熱化の過程が似通っているデータを使用することとし、以下のようにデータの選別を行った。

図 6.37:  $\tau_1$  パラメータのヒストグラム図 6.38:  $\tau_2$  パラメータのヒストグラム

式 5.21 を用いてフィッティングを行い、それぞれのパラメータによるデータの選別を行った。パルスの立上り時間  $\tau_1$ 、減衰時間  $\tau_2$  に関してヒストグラムを作製したものが図 6.37、図 6.38 である。

- 図 6.35 より  $r$  パラメータの選別により、メンブレンイベントのデータを棄却する。
- 図 6.37 よりパルスの立上り時間  $\tau_1$  に関してガウス分布関数でフィットし、 $\pm 1\sigma$  の範囲のデータを選別する。
- 図 6.38 よりパルスの減衰時間  $\tau_2$  に関してガウス分布関数でフィットし、 $\pm 1\sigma$  の範囲のデータを選別する。

以上のようにして得られたデータに対して、最適フィルタ処理を行うことで取得された X 線スペクトルが図 6.39 である。これらのデータ処理から得られたエネルギー分解能  $\Delta E$  は、

$$\Delta E_0 = 45.6 \pm 11.1 \quad [\text{eV}] \quad (6.10)$$

を得ることができた。

### 6.3.7 分光性能評価

カロリメータ SII#10a を用いて、熱浴温度  $T_s = 130 \text{ mK}$ 、バイアス電圧  $V_0 = 1.7 \text{ V}$  という動作点において、ベースラインの揺らぎ  $\Delta E_0$ 、エネルギー分解能  $\Delta E$  は Mn  $K\alpha$  (5.9 keV) に対し、

$$\Delta E_0 = 19.7 \pm 0.5 \quad [\text{eV}] \quad (6.11)$$

$$\Delta E = 45.6 \pm 11.1 \quad [\text{eV}] \quad (6.12)$$

となった。エネルギー分解能  $\Delta E$  がついに 50 eV 以下を得ることに成功した。

しかしながら、この素子は大きく挙げて 2 つ問題点が存在する。一つ目は、超伝導遷移温度が  $T_c = 290 \text{ mK}$  と比較的高いことである。二つ目は、吸収体が設けられていないという点である。

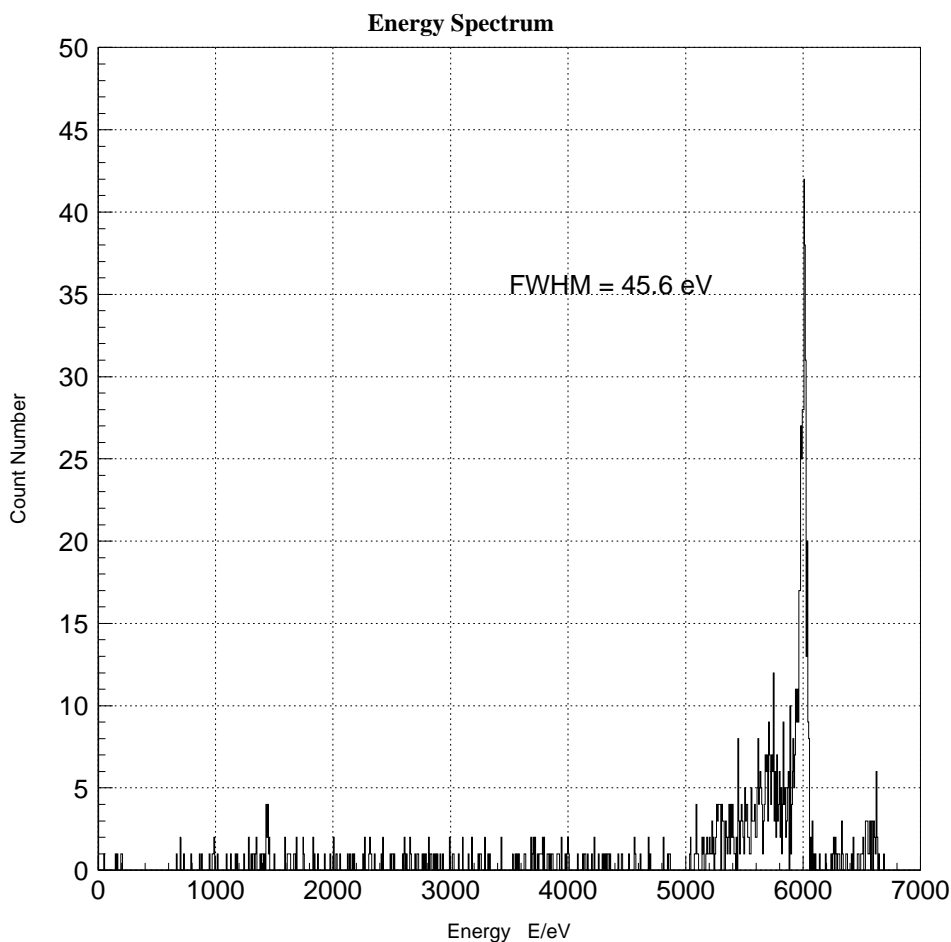


図 6.39: X 線スペクトル

#### 6.4 SII-type まとめと考察

今年度導入された SII-type の素子を用いて、エネルギー分解能  $\Delta E$  を Mn  $K\alpha$ (5.9 keV) に対して、 $\Delta E = 46$  eV と改善することに成功を修めた。

以下に SII-type のカロリメータ素子である SII#6a、SII#10a を用いて得られた実験結果をまとめる。

- SII#6a

手作業で Sn 箔を吸収体として接着。超伝導遷移温度  $T_c = 119$  mK という低温で遷移をする TES の作製に成功。しかし、カロリメータ作製過程で残留物が存在し、TES の熱化の過程に悪影響を与えエネルギー分解能を劣化。ベースラインの揺らぎは  $\Delta E_0 = 44$  eV であり、Excess ノイズが効いている。

- SII#10a

残留物の無いカロリメータの作製に成功。温度計感度  $\alpha > 1000$  という素子の作製に初成功。しかし、超伝導遷移温度は  $T_c = 290$  mK と比較的高め。吸収体がついておらず、熱容量は小さめであるため良い S/N 比を示し、ベースラインの揺らぎは  $\Delta E_0 = 19.7$  eV と新記録達成。逆に、吸収体が無いいため熱化が非一様となりパルス波形にばらつきが生じることがエネルギー

分解能を制限し、 $\Delta E = 46 \text{ eV}$  と性能を最大限にまで引き出すことは困難。

## 第 7 章

### まとめと今後

#### 7.1 結果のまとめ

始めに素子ごとの特徴を表 7.1 にまとめる。

素子の名前		WSD#61b	WSD#62d	SII#6a	SII#10a
TES の支持法		ビーム		メンブレン	
TES の 膜厚 /nm	Ti	120	120	40	50
	Au	100	100	120	60
スズ吸収体		有 (手作業)	有 (めっき)	有 (手作業)	無
超伝導遷移温度	$T_c/\text{mK}$	243.2	220.0	119.0	290.1
超伝導遷移幅	$\Delta T_c/\text{mK}$	3.2	4	3.1	0.04
遷移直前抵抗値	$R_r/\text{m}\Omega$	93	50	108	230
温度計感度	$\alpha$	250	250	100	$2 \times 10^4$
動作点熱容量	$C/\text{pJ} \cdot \text{K}^{-1}$	1.5	1.1	2.8	0.63
熱浴温度	$T_s/\text{mK}$	220	210	80	130
シャント抵抗	$R_s/\text{m}\Omega$	3.088	3.088	9.856	9.856
バイアス電流	$I_b/\mu\text{A}$	413	–	272	370
TES 抵抗値	$R/\text{m}\Omega$	60.9	–	21.9	290
SQUID AMP の種類		TSS AMP		SSA AMP	
熱伝導度	$G/\text{nW} \cdot \text{K}^{-1}$	0.93	17	1.7	0.39
パルス立上り時間	$\tau_1/\mu\text{s}$	$3.44 \times 10^3$	42.6	266	58.9
パルス減衰時間	$\tau_2/\mu\text{s}$	107	8.53	51.8	9.33
ベースラインの揺らぎ	$\Delta E_0/\text{eV}$	122.1	127.2	44.4	19.7
エネルギー分解能	$\Delta E/\text{eV}$	117.3	$\gg \Delta E_0$	215.1	45.6
特筆すべき事項			残留物あり	残留物あり	裏面くり抜き

表 7.1: 実験で使ったカロリメータのパラメータ (上) と動作点 (中) と実験結果 (下)

### 7.1.1 WSD#61

#### 特徴

#61a は吸収体無し。#61b は手作業にて Sn 箔を吸収体として接着。Sn 吸収体と TES とは絶縁。二度の折り返しをしたビームにて TES を支える構造。超伝導遷移幅は数 mK という鋭い遷移端を有する TES の作製に成功。また、TES の再現性の問題も解決。

#### 改良点

TES 製膜時の環境改善。～ $10^{-7}$  の真空度と基盤加熱によって結晶構造の改善を狙う。TES の形状を棒状から正方形形状に変更。熱化の過程のばらつきを抑える。

#### 問題点

Excess ノイズの存在。熱容量をより小さくし、S/N 比をより大きくする必要あり。

### 7.1.2 WSD#62

#### 特徴

WSD#61 と同時に作製され、この素子には吸収体に Sn メッキを用いている。ただし WSD#62d 以外の #62a、b、c の 3 素子は TES がグランドに落ちるなどの問題あり。吸収体と TES とは導通がある。

#### 改良点

吸収体を手作業ではなく、Sn メッキを形成するという世界初の試み。TES との導通あり。

#### 問題点

メッキ吸収体構造として世界初の X 線検出に成功。しかしながら、Sn メッキ作製時のレジストが完全には抜けておらず、ビーム構造がきちんと形成されていない。また、吸収体のマッシュルーム構造もきちんと作製できていない。TES と吸収体間が電気的にも接触することで熱伝導が良くなり、パルスの立上り時間が  $\tau_1 = 43 \mu\text{s}$  と大幅に短くなった。

### 7.1.3 SII#6

#### 特徴

メンブレンを用いて TES を支える構造のカロリメータで初めて X 線の検出に成功。TES の超伝導遷移温度は  $T_c = 119 \text{ mK}$  と目標としていた  $T_c \sim 100 \text{ mK}$  に最も近い素子の作製に成功。手作業にて Sn 箔を接着し、TES とは絶縁。ベースラインの揺らぎが初めて 50 eV を下回る。

#### 改良点

カロリメータ作製過程として、実績のあるスパッタ装置を導入。このため WSD とあわせて SII と共同で開発を進めることに。

#### 分解能向上の理由

超伝導遷移温度が低いことによる効果大。熱容量が小さい、Excess ノイズの減少など。

#### 問題点

余計な残留物が存在し、TESの熱化過程に悪影響。

#### 7.1.4 SII#10

##### 特徴

超伝導遷移温度は  $T_c = 290$  mK と比較的高いものの、超伝導遷移幅が  $\Delta T_c < 0.1$  mK、温度計感度  $\alpha > 1000$  と極めて鋭い遷移を示す素子の作製に成功。ベースラインの揺らぎは 20 eV を達成。エネルギー分解能はこれまでで最も良く、 $\Delta E = 46$  eV。吸収体は取り付けしていない。SII#6a にみられた残留物は存在しない。

##### 改良点

残留物の残らない構造に裏面を変更。熱容量を抑えるため吸収体は無い。

#### 分解能向上の理由

TES が比較的小さい、吸収体がないため熱容量が抑えられ、同時に温度計感度  $\alpha > 1000$  であるため、S/N 比が改善され分解能向上。

#### 問題点

吸収体がないため、TESの熱化過程にばらつきが生じる。超伝導遷移温度が比較的高い。

## 7.2 比較考察

上記の素子を用いた実験結果から、今後より優れた分解能を有するカロリメータを作製するために比較考察を行う。

WSD-type を用いた実験より、吸収体を接着することで TES の超伝導遷移温度が大きく変化しないことがわかった。これは、手作業でつけた吸収体、メッキで作製した吸収体のどちらにも当てはまる事項である。また、吸収体と TES との間は電気的にも接触をさせた方が、熱伝導に自由電子の寄与も含まれることとなるので、パルスの立上り時間が短縮することができることが実験的にわかった。導通を持たせることで、吸収体と TES が同じ温度になるまでの時間が短縮することができる。高計数率にも耐え得ることにもなる。超伝導遷移温度に近い SII#10a と比較してみると、WSD-type は熱容量が大きいことがわかる。ビームで支えているピクセル部分の Si の熱容量が大半を占めているため、今後はピクセルのさらなる小型化が必要不可欠である。超伝導遷移温度の低い素子作りと平行して開発を進める必要がある。

SII-type を用いた実験からは、SII#6a にはカロリメータ作製過程において残留物が存在し、それが余計な熱接触をもたらすという悪影響があった。そこで、SII#10a のような構造に変更することでその残留物を排除できた。



また、ノイズレベルを大幅に減少させることは困難となってきたことから、出力パルス信号を大きくすることで S/N 比の改善を目指すという方向付けがなされた。吸収体を取り付けない素子であれば、動作温度 290 mK と比較的高めであっても熱容量が抑えられ、S/N 比を大きくすることができる。その結果、ベースラインの揺らぎは  $\Delta E_0 < 20$  eV を達成できることがわかった。しかしながら、吸収体の無い素子では TES で X 線の吸収が起き、その後熱化の過程が一様ではないためパルス波形にばらつきが生じるため性能を十分に発揮することができない。WSD-type の実験からも吸収体は必要であり、上記の理由から TES と吸収体間は電気的な接触も持たせる構造が良い。

WSD-type の測定にはサンプルホルダーと E/P 間のスペーサーには OFC を用いていた。一方、SII-type には真鍮を用いて実験を行った。これにより、カロリメータが載っているサンプルホルダーの温度は、E/P の温度制御用のヒーターの影響をほとんど無視できるようになった。これにより、低温熱浴の温度を安定して制御することが可能となった。従って動作点の揺らぎの影響を小さくすることができるようになった。

さらに、SII#10a の実験においては、TES の定電圧バイアスに電池ではなく、DC SUPPLY を用いた。電池での駆動の際には、電池の消耗に伴いバイアス電圧が低下することで微妙に動作点がずれるということも考えられたが、その影響を小さくすることが可能となった。その反面、DC SUPPLY を用いたことによるノイズが  $\sim 500$  kHz にあり、改善の余地がある。

### 7.3 残された問題点

#### 7.3.1 波形のばらつき

最も良い分解能の示した SII#10a では、吸収体がないことで X 線パルス波形にばらつきがみられた。

これは、X 線の吸収が TES で行われていることが原因であると考えられる。TES の超伝導領域で X 線が吸収される場合と、常伝導領域で吸収される場合とでパルス波形が異なる可能性がある。また、X 線の吸収後、フォノンの経路に異方性が生じる可能性もある。

これらは吸収体を取り付けることで、X 線吸収後のフォノンの経路に一様性を持たせることで解決可能であると考えられる。

#### 7.3.2 超伝導遷移温度

目標としていた  $T_c \sim 100$  mK の TES の作製に初めて成功を修めた。しかしながら、その素子は作製過程において残留物が残っており、カロリメータとしての性能は良くなかった。

超伝導遷移温度  $T_c \sim 100$  mK という TES を備え、カロリメータとしての構造が完全である素子の開発を進める必要がある。これは、SII#10a のような構造のカロリメータとすることで実現可能であると考えられる。

#### 7.3.3 測定系

TES の定電圧バイアスをかける際、電池を利用することから DC SUPPLY を用いる方法へと変更することでバイアスを安定化させることが可能となった。トランジスタなどを用いた低ノイズ回路を

間に加えることで、さらに安定してバイアス電圧を加えることが可能となるであろう。また、この回路にハイパスフィルタなどのフィルタ回路を含ませることでノイズ削減に役立つと思われる。

SQUID アンプの駆動装置を新しいものとすることで、ノイズレベルは多少抑えることが可能となる。本論文で実験に用いた駆動装置を用いた場合(濃)と、新しい駆動装置を用いた場合(淡)とのノイズレベルの比較を表したものが図 7.1 である。駆動装置によってゲインが異なるので、TES を流

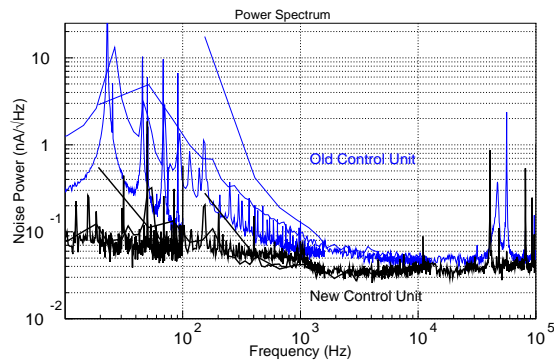


図 7.1: 駆動装置によるノイズレベルの比較

れる電流値に換算して比較してある。TES は超伝導状態となっている際のそれぞれの値を示している。残念ながら、新しい駆動装置には操作中に SQUID アンプに磁場のトラップが生じるなどのいくつかの問題点がある。現在、その問題点の洗い出しを行っているところである。

今年度から導入した SQUID アンプはその性能を十分に発揮している。しかし、さらなるエネルギー分解能を目指すのであれば、SQUID ノイズの寄与も無視できなくなってくる。今年度は超伝導シールドの影響などを詳しく調べてはいないが、最適な環境作りが必要となってくるであろう。

測定系において、実は大きな影響を与えているのではないかと考えられるのが真空ポンプの振動である。実験中は希釈冷却のため、ポンプは常に稼働しており、現在は振動の影響を抑えるなどの処置は全くしていない。真空ポンプを大きなゴムの上に設置し振動を抑える、希釈冷凍機の容器そのものをゴムの上に設置するなどの処置であれば比較的容易に可能であると考えられるので、まずは簡単な耐振機構を取り入れて比較実験を行うべきである。

#### 7.3.4 ベースラインの揺らぎとエネルギー分解能

波形のばらつきを抑制することで、エネルギー分解能はベースラインの揺らぎに一致するはずである。さらなる分解能を目指すためにはベースラインの揺らぎを下げる必要がある。

ベースラインの揺らぎは、S/N 比、Excess ノイズ、測定系の影響などで決定付けられる。カロリメータの性能を十分に発揮するためには、パルスハイトを大きくし、S/N 比を大きくすることが必要となってくる。そして上記の様に、測定系の影響を抑えることが本質的となってくる。同時に、Excess ノイズに関する理解をさらに深める必要がある。

#### 7.4 今後の指針

エネルギー分解能をさらに良くするために、現状では以下の様な計画が進行中である。

#### 7.4.1 SII#13a

最新の素子 SII#13a を用いた実験では、エネルギー分解能 26 eV を達成することに成功した。この素子は超伝導遷移温度  $T_c \sim 100$  mK で温度計感度  $\alpha \sim 100$ 、そして余計な残留物などない構造をしており、最も大きな変更点は Au の吸収体が蒸着されている点である。Au 吸収体を用いたことで TES の熱化はより均一に行われることとなり、パルス波形のばらつきを抑えることに成功を修めた。しかしながら残念なことに、この Au 吸収体完備の試作第一号では製作行程の都合上、熱伝導を十分に小さくできずエネルギー損失が多少あり、それがエネルギー分解能を制限している。

#### 7.4.2 都立大スパッタ装置

今年度末、真空度  $< 10^{-8}$  Torr での製膜が可能な高性能スパッタ装置が導入される。このスパッタ装置は Ti、Au の蒸着専用として用いることで、より優れた TES の作製が可能になると期待される。

#### 7.4.3 今後の課題

現在の実験のような、X 線を TES 全面に照射するのではなく、非常に絞った X 線を照射しての実験をすることで、決まった場所にて X 線を吸収させた際のエネルギー分解能を調べたいと考えている。その実験により、SII#10a が X 線の吸収が TES の超伝導 - 常伝導領域で生じるという違いが、カロリメータにどのような影響を与えているかを調べることが可能である。また、吸収体の構造を WSD#62d のようにマッシュルーム構造として一点接地を心がけるのが良いのか、それとも TES 全面に吸収体を設ける方が良いのか比較することが可能である。

また、WSD-type では Si ピクセル、SII-type では  $\text{Si}_3\text{N}_4$  メンブレンなどの TES の Ti との接触する物質の物理状態や Ti との接触することで生じる影響などについても理解を深めていく必要があるように思える。TES の熱容量を小さくするために、より薄い膜を作製するようになればこの影響は無視できなくなってくるであろう。

今回の実験では行わなかったが、X 線源を  $^{55}\text{Fe}$  以外のものを用いた際、エネルギー分解能がどうなるかも検討する必要がある。

そして、測定系のノイズを調べるために、エネルギー分解能が  $\delta E < 10$  eV という素子と都立大の測定系を組み合わせる実験を行う計画も挙がっており、SRON の協力の承諾を得ることができた。SRON にて作製を行った実績のあるカロリメータを組み込んで実験を行うことで都立大の測定系の性能評価を行う予定である。

## 付録 A

### 超伝導体

#### A.1 超伝導

絶対零度の近くで電気抵抗を失い、強い反磁性を示すという多くの金属、合金、化合物が有している性質。この著しい電磁氣的性質は伝導電子の運動の秩序化による熱力学的相転移の現れである。

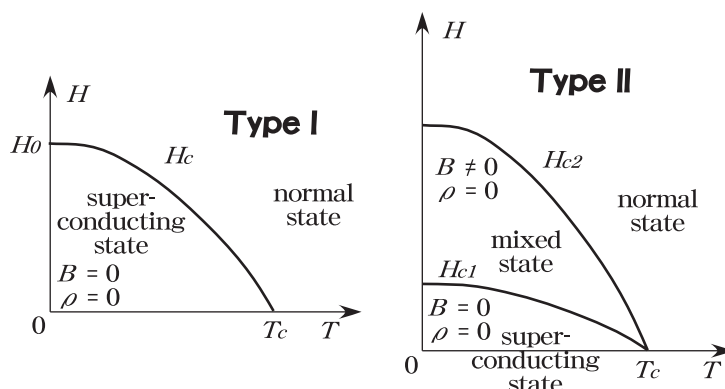


図 A.1: 磁場 - 温度平面に於ける超伝導状態

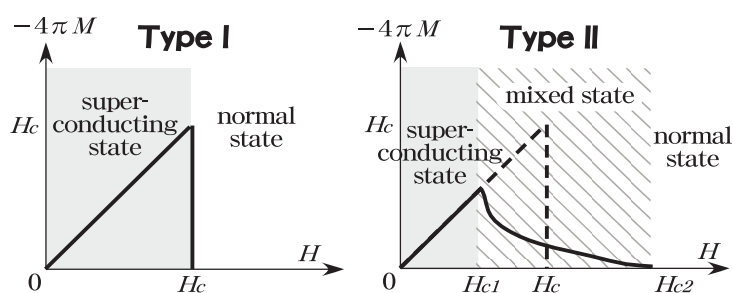


図 A.2: 磁化 - 磁場平面に於ける超伝導状態

常伝導相から超伝導相への遷移は主として (1) 温度、(2) 金属表面に於ける磁場によって支配される。金属は遷移温度  $T_c$  以下で、かつ磁場が臨界磁場よりも弱いときに超伝導状態にある。磁場の臨界値は温度が低くなるほど増加する。超伝導は第 I 種超伝導と第 II 種超伝導とに分類される。第 I 種超伝導は試料が適当な形にしたときに臨界磁場での遷移が完全な反磁性と正常な透磁率の間の急激な

変化を含む場合であり、第 II 種超伝導は試料をどのような形にしても透磁率の変化がゆるやかな場合である。第 I 種では急激な遷移が起きる臨界磁場を  $H_c$  と表す。第 II 種では 2 つの臨界磁場  $H_{c1}$  と  $H_{c2}$  とがあり、上臨界磁場  $H_{c2}$  は電気抵抗が急激に 0 から正常な値に変わり、それ以上では透磁率が完全に正常な値を持つ臨界磁場である。下臨界磁場  $H_{c1}$  は適当な試料形の場合にそれ以下では透磁率が 0 になる臨界磁場である。

図 A.1 は縦軸に印加磁場、横軸に温度を示したものであり、図 A.2 は縦軸に磁化、横軸に印加磁場を示している。図 A.2 の第 I 種超伝導体では、完全マイスナー (Meissner) 効果 (完全反磁性) を示すことが見てとれる。図 A.3 は超伝導体の抵抗値の温度特性を示したものである。第 I 種ではその遷移幅は狭く、鋭い曲線を描くこととなる。第 II 種では遷移幅が広くなることわかる。

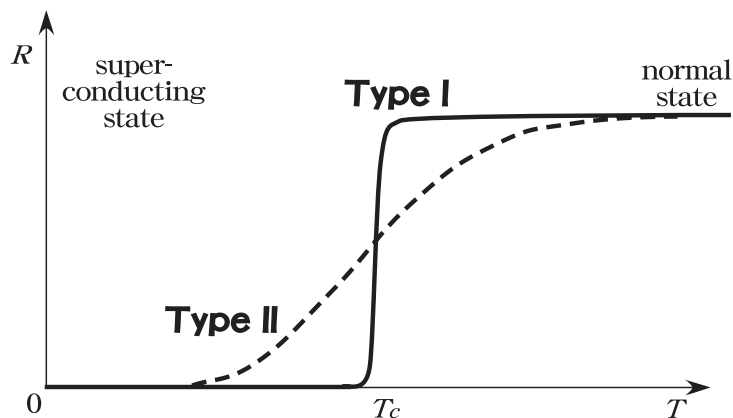


図 A.3: 超伝導体の抵抗値の温度依存性

## A.2 GL パラメータ

第 I 種と第 II 種とでは超伝導相と常伝導相との遷移の際の過程が明らかに異なっている。この違いは超伝導相と常伝導相との間の境界での表面エネルギーの正負の違いとして説明することができる。

### A.2.1 コヒーレンス長とロンドン侵入長

超伝導を考える上で、コヒーレンス長  $\xi$  とロンドン (London<sup>†</sup>) 侵入長  $\lambda$  とが基本的なスケールを表す指標となる。これらのパラメータは、BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer) 理論から自然の結果として導かれる。ここでは、これらの指標と超伝導と常伝導との境界面に生じる表面エネルギーについて述べる。

超伝導相と常伝導相とが接する境界を考える。この境界から超伝導内部へと進むとともにクーパー対密度がゼロから最大値に達するまでに要する距離がコヒーレンス長  $\xi$  である。この長さはクーパー対の広がりを見せているということもできる。コヒーレンス長は純粋な金属では  $\sim 1 \mu\text{m}$  であるが、不純物のある金属や合金では短くなっていく。完全に純粋な超伝導体の超伝導体のコヒーレンス長を  $\xi_0$  とすると、電子の平均自由行程を  $l_e$  としてその不純な試料では  $\sim \sqrt{\xi_0 l_e}$  と表すことができる。

<sup>†</sup>F.London & H.London

一方、超伝導体の充分内部では磁束密度はゼロであるが、表面付近ではある程度の侵入がある。表面から内部に行くに従って指数関数的に減衰し、場の強さの自然対数が 1 だけ減少する距離を  $\lambda$  と表しロンドン侵入長と呼ぶ。外部磁場  $B_{\text{ext}}$  中でのロンドン侵入長  $\lambda$  を半無限超伝導体と超伝導膜に於いてどのようになるか図示したのが図 A.4 である。ロンドン理論では  $\lambda = (m/4\pi n_s e^2)^{1/2}$  という大

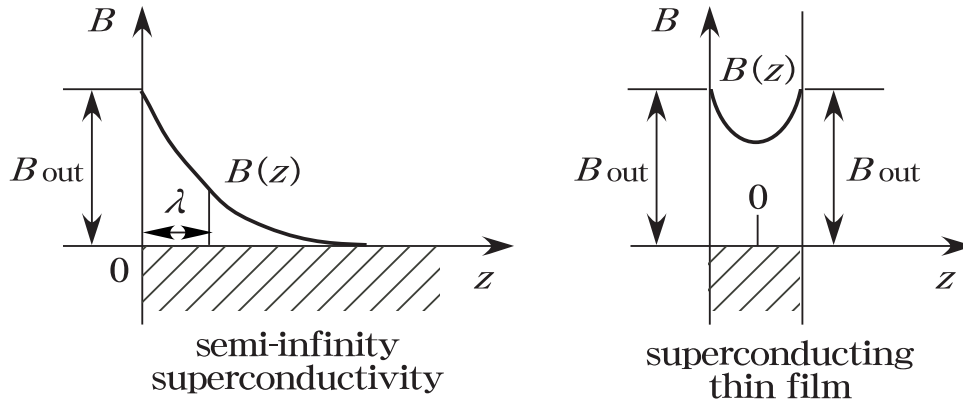


図 A.4: ロンドン侵入長の模式図

きさである。ここで  $m$ 、 $e$  はそれぞれ電子の質量と電荷を表しており、 $n_s$  は超伝導成分の電子密度である。適当な数値を代入すると  $\lambda \sim 2 \times 10^{-6}$  cm となるが、この値は準金属に於ける正しい大きさの程度であると実験的にわかっているものである。

### A.2.2 表面エネルギー

超伝導の充分内部では超伝導電子による自由エネルギー密度への寄与分と磁場からの寄与分とは、透磁率を  $\mu_0$ 、臨界磁場を  $H_c$  とすると、どちらも大きさが  $\frac{1}{2}\mu_0 H_c^2$  として表され、逆符号であるので相殺してゼロになる。しかし、超伝導と常伝導との境界に於いてはコヒーレンス長とロンドン侵入長によって、自由エネルギーが残ることになる。これを超伝導領域と常伝導領域との境界に於ける表面エネルギーと呼ぶ。

表面エネルギーの正負の違いによって、第 I 種と第 II 種とに分類される。一般に上記のコヒーレンス長  $\xi$  とロンドン侵入長  $\lambda$  との比を GL(Ginzburg-Landau) パラメータと呼び、

$$\chi \equiv \frac{\lambda}{\xi} \tag{A.1}$$

と定義される。Abrikosov によると、第 I 種と第 II 種との分かれ目は  $\chi = 1/\sqrt{2}$  である。すなわち、

$$\chi > \frac{1}{\sqrt{2}} \rightarrow \text{第I種超伝導体 (表面エネルギー: 正)} \tag{A.2}$$

$$\chi < \frac{1}{\sqrt{2}} \rightarrow \text{第II種超伝導体 (表面エネルギー: 負)} \tag{A.3}$$

と表すことができる。

図 A.5 に超伝導パラメータの空間変化を示す。上図では臨界磁場  $B_c$  が常伝導領域の境界面に平行に印加されると、超伝導体内では  $B(z)$  がロンドン侵入長  $\lambda$  にわたって指数関数的に減衰し、クーパ対密度  $n_e$  の立上りはコヒーレント長  $\xi$  によって決定されることを示している。下図では磁束排

除に伴うエネルギー  $\tilde{E}_B$  及びクーパー対凝縮に伴うエネルギー密度  $\tilde{E}_{con}$  の空間変化と、これらの差が常伝導相と超伝導相との間の表面エネルギーを決定することを示している。

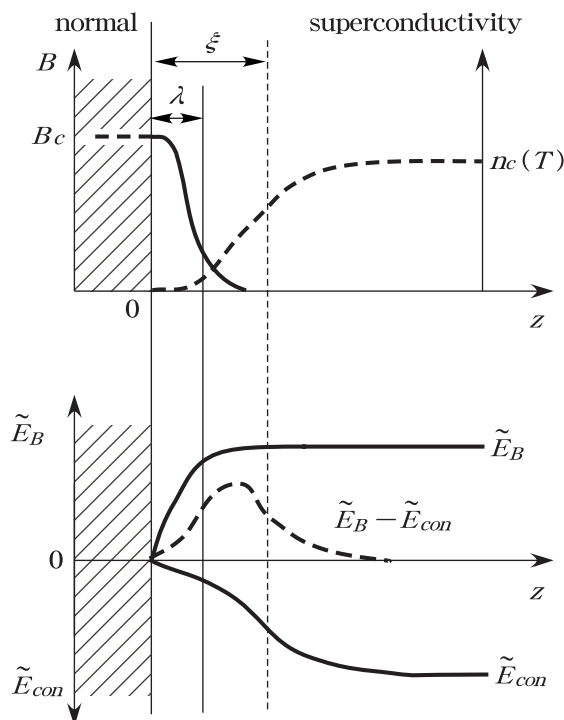


図 A.5: 超伝導パラメータの空間変化

### A.3 第 I 種超伝導体

元素から成る超伝導体は高純度で歪みのない状態にすると第 I 種となる。ただし、Nb は例外である。臨界磁場  $H_c$  を温度  $T$  に対して描くとその曲線は、2.3% 以内で、

$$H_c(T) = H_0 \left( 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \tag{A.4}$$

として表されることが知られている。ここで、 $H_0$  は絶対零度に於ける  $H_c$  の値である。

### A.4 第 II 種超伝導体

化学的不純物や結晶格子の物理欠損が存在するために、伝導電子の平均自由行程が充分短くなっている超伝導体は第 II 種となる。平均自由行程が短くなればなる程  $H_{c1}$  と  $H_{c2}$  との差が大きくなる。

超伝導領域と常伝導領域との間の領域の混合状態は、渦糸状態 (vortex state) あるいはシュブニコフ (Schubnikov) 相と呼ばれる。  $H_{c1}$  と  $H_{c2}$  との間の領域では磁束は層状の構造をとって侵入するのではなく、おのおのが磁束量子  $\Phi_0 \equiv h/2e$  を持った筒状の磁束が規則的に並んだ配列で侵入する。配列の単位格子の各々の中には、中心に磁束を集中させる超伝導電流の渦が存在することになる。

この状態で電流を運ぶ場合には、磁束線は磁場と電流密度ベクトルの両方に垂直な向きにローレンツ (Lorentz) 力を受ける。この結果による磁束線の移動はエネルギー散逸、すなわち電気的なエネルギーの熱への変換を招くこととなる。

## A.5 WSD#46&amp;#48

昨年度作成された WSD 素子 #46 と #48 について述べる。得られた  $R - T$  曲線をそれぞれ図 A.6 に示す。図 A.3 に従えば、これらの TES は第 II 種超伝導体的な振る舞いを見せていると言える

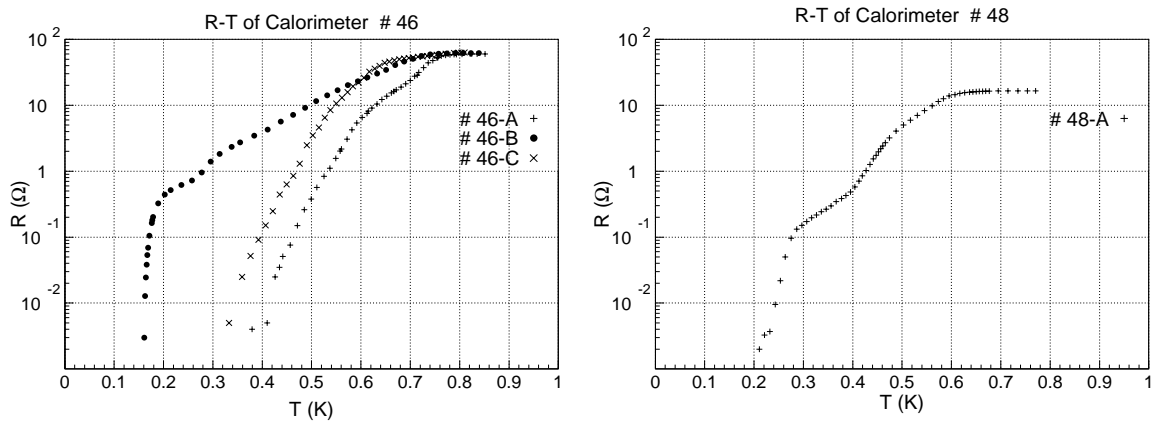


図 A.6: WSD#46 と #48 の  $R - T$  曲線

であろう。

上記のように、第 II 種超伝導体に於いては超伝導状態と常伝導状態との中間の状態であるシュブニコフ相では、超伝導渦電流が存在する。TES は超伝導遷移端を利用するという事は、第 II 種超伝導体ではシュブニコフ相で使用されるわけである。TES を駆動させる際には、疑似的定電圧バイアス下にて動作させることで ETF をかける。つまり、常に電流を流した状態で動作させることとなる。TES を流れる電流と、その影響で発生する磁場により、磁束線はローレンツ力を受け電氣的エネルギーの熱への変換が生じる。

このことは、すなわちノイズの発生を意味している。熱エネルギーへの変換が行われるということとは、この種のノイズはフォノンノイズ的な性質を示すと考えられる。

影井修士論文 (東京都立大学 2001[10])、山崎修士論文 (宇宙科学研究所 2001[12]) によれば、異なるセットアップ、異なる素子に於いてもフォノンノイズの見積りの寄与を数倍にすることで実測データを説明可能であるとしている。図 A.7 は WSD#46 の対して X 線照射実験を行った際のベースラインのパワースペクトルである。破線が見積りを表しており、実線が実測データとなっている。このフォノンノイズと同じ性質を表す超過ノイズには、第 II 種超伝導体特有の超伝導渦電流の寄与が含まれていると考えることができる。超伝導渦電流の動きによって TES 薄膜に生じるこのノイズは、ほとんどの第 II 種超伝導体に於いてジョンソンノイズよりも大きな値を示すこととなる [8][9]。

不純物を含む超伝導体に於いては、GL パラメータは超伝導電子の平均自由行程に逆比例する。TES に長い平均自由行程と、速い熱拡散時間を持たせるには第 I 種的な振る舞いのできる超伝導体が好ましい。

様々な点で第 II 種超伝導体よりも有用であるといえる第 I 種的な性質を示す TES 薄膜を製作するにあたり、第 5.1.2 節のように製膜条件を改良し新たな素子の作製を試みることにした。



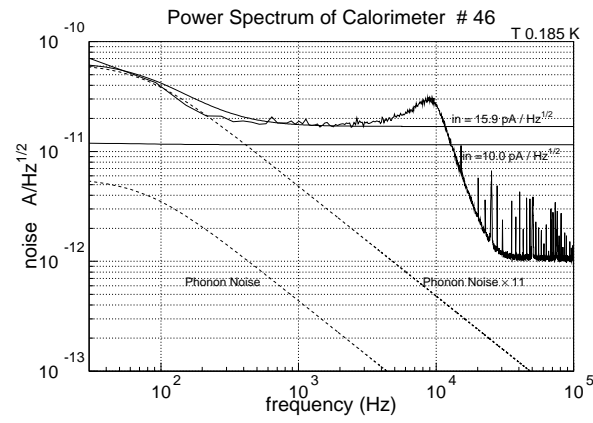


図 A.7: WSD#46 のベースラインのパワースペクトル

## 付録 B

### X 線パルスデータ処理

YOKOGAWA DL708D オシロスコープを用いて取得したデータの処理の仕方を以下に示す。

#### B.1 データ取得

X 線パルスデータ、ノイズデータの取得を行う。データを取り込む際のオシロスコープのステータスとして、以下のものを最適化してデータを取得する。トリガーを適当にかけた状態で調整するのが良い。カロリメータの X 線を吸収する場所によってパルス波形が異なる場合があるので、最もパルスハイトの大きいものも充分に入るように最適化するのが好ましい。以下では、典型的な値を挙げてデータ取得の流れを追うこととする。

- 縦軸・横軸の目盛  
縦軸 100 mV/div(milli-volts per division)、横軸 200  $\mu$ s/div(micro-seconds per division)、などの表記があるので、パルス波形が観察できるように最適化する。データ取得の際のサンプル数は決まっているので、そのピン幅をここで選択していることとなる。
- サンプルレート  
5 MS/s(mega-samples per second) などの表記で表されており、一秒間に取り込むデータ数を示している。つまり、FFT をかけた際の最大周波数を決定することに相当する。上に述べた、横軸の値を決めるのと同時にこの値も決まる。ただし、高周波側の周り込み (aliasing) の影響があるため、下記の Record Length との兼ね合いを考慮し決定するべきである。
- Band Width  
50 kHz、500 kHz、Full、などから選択し、データ取得時に周波数特性でのカットオフ周波数を決めることができる。取得されたデータを FFT にかけた際、この数値以上は 1/f で減衰することとなる。
- Record Length  
取得データの周波数空間での使用領域を決める。大きな値にすることで、より低周波側を詳しく調べることが可能。
- パルスデータカウント  
オシロスコープにメモリ可能な情報量は決まっているので、その範囲で上記の設定を行うと、

自然とこのパルスデータサンプル数は限定されることとなる。また、多チャンネル同時に取得する際にはさらにパルスデータサンプル数は減少せざるを得ない。

上記設定においては、単チャンネルでのデータ取得で 340 個のパルスデータカウントを取得することが可能。

以上、設定を行ったのち適当なトリガーをかけて X 線パルスデータを取得する。また、同一の設定でトリガーをゼロとしてノイズデータを取得する。当り前のことではあるが、統計を良くするために多量のデータ取得が望まれる。

## B.2 データ処理

パルスデータ、ノイズデータともに余計な信号データをも取り込んでいる可能性があるので、それを棄却する。X 線パルスデータであれば、パイルアップ成分はここで棄却されることとなる。また、SQUID アンプのフラックスジャンプが生じた際、それを直すときに余計な信号が生じてしまうのだが、このようなデータもここで棄却されることとなる。

データ処理の手順について以下に説明する。カロリメータ素子 WSD#61b について行った解析を例に挙げ説明することにする。

### B.2.1 最初に準備するもの

まず初めに、YOKOGAWA DL708D オシロスコープで取得したデータファイルと、以下の 6 つのファイルを用意する。

#### filelist-noise

YOKOGAWA DL708D オシロスコープに記録したファイル名。ノイズ成分。

```
61B086
61B087
61B088
```

#### filelist-pulse

YOKOGAWA DL708D オシロスコープに記録したファイル名。パルス成分。

```
61B083
61B084
61B085
```

key-noise データ取得時のステータス。ノイズ成分。

```
INSTRUME Calorimeter #61-B
READOUT SEIKO SQUID Amp #2
DIGITIZE YOKOGAWA DL708E+701855
CRYOSTAT MPU dilution
FILTER NONE
OBJECT NONE
```

```

ORIGIN MPU
OBSERVER T.Hiroike,Y.Ishisaki
COMMENT NOISE RECORD of SQUID Amp at 220 mK
COMMENT DENCHI-BOX MEMORI 540 (9V)
COMMENT Rs=3.088 mOhm

```

### key-pulse

データ取得時のステータス。ノイズ成分。

```

INSTRUME Calorimeter #61-B
READOUT SEIKO SQUID Amp #2
DIGITIZE YOKOGAWA DL708E+701855
CRYOSTAT MPU dilution
FILTER NONE
OBJECT NONE
ORIGIN MPU
OBSERVER T.Hiroike,Y.Ishisaki
COMMENT NOISE RECORD of SQUID Amp at 220 mK
COMMENT DENCHI-BOX MEMORI 540 (9V)
COMMENT Rs=3.088 mOhm

```

### make-noisespec.sh

このファイルには拡張子が .sh とついているが、k-term 上で一行ずつ作業を行う。ノイズ成分に関するもので、最終的に noisespec.fits を作成することとなる。また、\*.qdp ファイルの作成も行う。

```

#!/bin/csh -f

~oshima/bin/wvf2fits -n -f filelist-noise -k key-noise
~oshima/bin/redrec -i tes*n.fits -o noiserec.fits
~oshima/bin/statrec -i noiserec.fits
~oshima/bin/markrec -i noiserec.fits -s -10 10 -m -0.05 0.0 -M 0.0 0.05
~oshima/bin/colnoise -n noiserec.fits -o noisespec.fits
~oshima/bin/rec2ascii noisespec.fits >noisespec.qdp

```

make-pulsespec.sh 上記同様、このファイルには拡張子が .sh とついているが、k-term 上で一行ずつ作業を行う。こちらはパルス成分に関するもので、最終的に pulsespec.fits、avgpulse.fits、template.fits を作成することとなる。また、\*.qdp ファイルの作成も行う。

```

#!/bin/csh -f

~oshima/bin/wvf2fits -p -f filelist-pulse -k key-pulse
~oshima/bin/redrec -i tes*p.fits -o pulserec.fits
~oshima/bin/statrec -i pulserec.fits
~oshima/bin/colnoise -n pulserec.fits -o pulsespec.fits
~oshima/bin/rec2ascii pulsespec.fits >pulsespec.qdp

~oshima/bin/markrec -i pulserec.fits -s 15 20 -m -0.07 -0.05 -M 0.25 0.3
~oshima/bin/colavgpul -p pulserec.fits -o avgpulse.fits

```

```

~oshima/bin/rec2ascii avgpulse.fits > avgpulse.qdp

~oshima/bin/gentempl -p avgpulse.fits -n noisespec.fits -o template.fits
~oshima/bin/rec2ascii template.fits >! template.qdp
~oshima/bin/rec2ascii template.fits+2 >sn.qdp

~oshima/bin/optfilt -t template.fits -p pulserec.fits
~oshima/bin/optfilt -t template.fits -p noiserec.fits

multi -m 4 avgpulse.ps pulsespec.ps noisespec.ps sn.ps | gv-

```

## B.2.2 \*.sh ファイルの内容

一行ごとに簡単な説明を加える。詳細はそれぞれのプログラムのマニュアルを参照のこと。make-noisespec.sh

```
% ~oshima/bin/wvf2fits -n -f filelist-noise -k key-noise
```

YOKOGAWA DL708D オシロスコープで取り込んだデータを FITS ファイル形式に書き出す。tes\*n.fits という名のファイルを作成。拡張子直前の『n』は Noise の頭文字。

```
% ~oshima/bin/redrec -i tes*n.fits -o noiserec.fits
```

redrec を通すと空の PHA ACCEPT SUM MIN MAX PEAK のコラムが作られる (PEAK はパルス成分 tes\*p.fits のみ)。

オプションの説明

-i 入力ファイルを指定。

-o 出力ファイルを指定。

-s 開始ビン番号の指定。ex. -s 4000

-b 総ビン数とビンまとめ数を指定。ex. -b 2800 10 (10 ビンずつまとめて 2800 ビン分のレコードを作成)

-c 複数のチャンネルのデータが取り込まれている際には、オシロのチャンネル番号を指定してデータを取り出す。ex. -c 5

-d パルスハイトでデータの選択を行う。ex. -d 0.015 0.03

-v 途中経過を表示 (全てのツールに共通)。

-r このオプションの指定があると、パルスが下向きのレコードについては、これ以降のデータ処理において上向きのパルスとして扱うことが可能。

```
% ~oshima/bin/statrec -i noiserec.fits
```

statrec でパルスの SUM MIN MAX を計算し、これらのコラムを埋める。

```
% ~oshima/bin/markrec -i noiserec.fits -s -10 10 -m -0.05 0.0 -M 0.0 0.05
```

markrec では -s/-m/-M で指定された SUM/MIN/MAX の下限と上限に当てはまらないレコードについて、ACCEPT コラムを “FALSE” に書き換える。後述の colnoise コマンドではこの ACCEPT カラムが FALSE であるレコードは却下されることとなる。

ここで、SUM/MIN/MAX の範囲の選択は、dis45x を立ち上げて

```
DIS > fetfits "noiserec.fits[1,TIME,PHA,ACCEPT,SUM,MIN,MAX]"
```

として読み込み、SUM/MIN/MAX の各々のヒストグラムを作成し、その情報から適当な下限・上限を入力する。

```
% ~oshima/bin/markrec -i noiserec.fits -r
```

-r オプションを付けて上記のように走らせると、ACCEPT コラムを全て "TRUE" にリセット可能。

```
% ~oshima/bin/colnoise -n noiserec.fits -o noisespec.fits
```

テンプレート作成に必要なノイズパワースペクトルを作成。ACCEPT コラムが "TRUE" であるレコードのみ選出し FFT を行いパワースペクトルを形成。

-o で指定した名前で FITS ファイルを作成。

-b オプションでビンまとめも可能。ex. -b 4096 7 (7ビンずつビンまとめをし、4096ビンでFFTを行う)

```
% ~oshima/bin/rec2ascii noisespec.fits >noisespec.qdp
```

rec2ascii を用いることで、ASCII ファイルに変換。

### make-pulsespec.sh

```
% ~oshima/bin/wvf2fits -p -f filelist-pulse -k key-pulse
```

```
% ~oshima/bin/redrec -i tes*p.fits -o pulserec.fits
```

```
% ~oshima/bin/statrec -i pulserec.fits
```

```
% ~oshima/bin/colnoise -n pulserec.fits -o pulsespec.fits
```

```
% ~oshima/bin/rec2ascii pulsespec.fits >pulsespec.qdp
```

```
% ~oshima/bin/markrec -i pulserec.fits -s 15 20 -m -0.07 -0.05 -M 0.25 0.3
```

ここまで、は上記のノイズ成分と同じ内容であるので説明は省く。tes\*p.fits という名のファイルの拡張子直前の 『p』 は Pulse の頭文字である。

```
% ~oshima/bin/colavgpul -p pulserec.fits -o avgpulse.fits
```

テンプレート作成に必要な平均パルス进行計算。

オプションの説明

-p 入力ファイルを指定。

-o 出力ファイルを指定。

-s 開始ビン番号の指定。ex. -s 4000

-b 総ビン数とビンまとめ数を指定。ex. -b 2800 10 (10ビンずつまとめて2800ビン分のレコードを作成)

-c 複数のチャンネルのデータが取り込まれている際には、オシロのチャンネル番号を指定して

データを取り出す。 ex. -c 5

-d パルスハイトでデータの選択を行う。 ex. -d 0.015 0.03

なお、ACCEPT コラムが存在する場合には、ACCEPT が "TRUE" でピーク値が指定された範囲にあるレコードのみ収集。

```
% ~oshima/bin/rec2ascii avgpulse.fits > avgpulse.qdp
```

rec2ascii を用いることで、ASCII ファイルに変換。

```
% ~oshima/bin/gentempl -p avgpulse.fits -n noisespec.fits -o template.fits
```

avgpulse.fits と noisespec.fits からテンプレートを計算し、-o で指定された名前の FITS ファイルを作成。平均パルスとノイズスペクトル作成時に指定したビン数が異なる際にはエラーとなる。テンプレートは同じビンで計算される。

-c オプションはテンプレート作成過程での高周波カットオフを行う場合に指定。アナログ回路で高周波カットを行った場合には、その周波数に合わせてカットオフを行う必要がある。パラメータとしてカットオフを行う周波数を指定。

また、出力にはテンプレートの他に平均パルス、ノイズパワースペクトルが別の extension に保存される。

```
% ~oshima/bin/rec2ascii template.fits >! template.qdp ASCII ファイルに変換。
```

```
% ~oshima/bin/rec2ascii template.fits+2 >sn.qdp 最初の extension 以外のデータを出力。この場合、S/N スペクトルを作成。また、
```

```
% ~oshima/bin/rec2ascii avgpulse.fits+2 >pulsespec.qdp
```

とすることで、パルススペクトルを作成。

```
% ~oshima/bin/optfilt -t template.fits -p pulserec.fits
```

```
% ~oshima/bin/optfilt -t template.fits -p noiserec.fits
```

-p で解析するパルスレコード (ノイズレコード) の FITS ファイルを指定。出力は FITS ファイルの PHA コラムに書き込まれる。この PHA コラムの値を dis45x を用いてヒストグラムとして表せば X 線スペクトルの完成である。

```
% multi -m 4 avgpulse.ps pulsespec.ps noisespec.ps sn.ps | gv-
```

QDP ファイルを PS ファイルに変換した、平均パルス、パルススペクトル、ノイズスペクトル、S/N スペクトルの 4 つを 1 つにまとめる。下に、QDP 上での PS ファイルを作成する作業について簡単に説明する。

```
*.qdp → *.ps
```

```
% qdp filename.qdp
```

QDP ファイルを読み込む。以下は QDP 上での作業となる。

```
PLT> log x
```

PLT> r

横軸を対数表示する必要がある際には、上のコマンドを用いて表示させる。

PLT> hard *filename*.ps/ps

ハードコピーを PS ファイル形式で保存。

また、QDP ファイルは dis45x 上にて、

DIS> include "awk '(NR>5) print 1,2' noisespec.qdp |"

などで読み込むことが可能。

### B.3 より詳細なデータ解析

個々の X 線パルスについて、より詳細な情報を抜きだしてデータ解析を行う際の手順を以下に示す。

#### B.3.1 パラメータ

上に述べた SUM/MIN/MAX だけではなく、様々なパラメータを指定することが可能である。例えば、ダブルガウシアンでフィットした際の係数によるデータの選別と可能である。初めに、これら X 線パルス一つ一つに対して求めるパラメータの定義を表 B.1 に示す。後半部の  $ph_0$ 、 $phr$ 、 $t_0$ 、

SUM	信号の時間積分値
MIN	信号の最小値
MAX	信号の最大値
offset	信号の平均値
sigma	信号の分散の値
psum	$-0.025 < t < 0.5$ の範囲のパルス面積 (範囲は任意に指定可能)
phgau	
$ph_0$	$a$ (ダブルガウシアンの高さ)
$phr$	$r$ (ダブルガウシアンを表現)
$t_0$	$t_0$ (X線入射時刻)
$t_1$	$\tau_1$ (熱化時間)
$t_2$	$\tau_2$ (冷却時間)
const	$c$ (オフセット)
chisq	

表 B.1: データ解析パラメータ

$t_1$ 、 $t_2$ 、const、chisq はダブルガウシアンでフィッティングを行い値を求める。

$$f(x) = a \left( \exp\left(-\frac{x-t_0}{\tau_1}\right) - r \exp\left(-\frac{x-t_0}{\tau_2}\right) \right) + c \quad (\text{B.1})$$



で表される関数でフィットする。変数が多いため、場合によっては  $t_0 = 0$ 、 $c = 0$  などとしてフィットする。フィッティングには `dis45x` を用いた。

### B.3.2 プログラム

`dis45x` 上で走らせるプログラムについて例を挙げて簡単な説明を行う。

- `fit-pulse.com`

```
@i=0
@rec2ascii=/adsoft/tes/digfilt/5.1/${EXT}/rec2ascii
include "${rec2ascii} -n $(i) pulserec.fits | awk '(NR>4){ print 100*$1, 100*$2; }' |" xy 100 "$(i)"

h 100 blow -40 -1 n stat
@offset=$(stat.ymean)
@sigma=$(stat.ysigma)
h 100 blow -1 20 n
offset -$(offset)
pdef area -1 10
@psum='calc "${area.val)*$(pdef.xbs)''
imsmo gauss 4 n minmax
@phgau=$(minmax.yma)
h 100 blow -10 10 n rer n region 1 y $(sigma)
min95
model formula
"f(a,t0,t1,t2,c,x)=(x<t0)?c:((a*(exp(-(x-t0)/t1)-exp(-(x-t0)/t2)))+c)"
-
double exp
1 a $(ph1) 1.0
2 t0 0.0 0.01
3 t1 3.0 0.01 1e-3 1e3
4 t2 0.5 0.001 1e-3 1e3
5 c $(offset) 0.1
0

simp
mig
w 1 2
d

@ph0=$(min95.par.a)
@t0=$(min95.par.t0)
@t1=$(min95.par.t1)
@t2=$(min95.par.t2)
@const=$(min95.par.c)
@chisq='calc "${min95.chisq}/(${min95.num_choice}-5)''
```

```
exit
```

このようなプログラムを dis45x 上で走らせることで一つの X 線パルスに対して、”model formula“ で指定した関数のフィッティングを行うことが可能である。フィッティングパラメータに関してもここで自由に選ぶことができ、 $t_0=0$ 、 $c=0$ 、 $r=1$  などとして変数を減らすことも可能である。

- fit-pulserec.com

```
@file=pulserec.fits
@nmax='fkeyprint pulserec.fits+1 NAXIS2 | tail -1 | awk '{ print $3-1; }'
@rec2ascii=/adsoft/tes/digfilt/5.1/{EXT}/rec2ascii

@!nmax=5

book 3 1000 "$(file)" 11
i offset sigma psum phgau ph0 t0 t1 t2 const chisq

for i from 0 to $(nmax) do
    include "$(rec2ascii) -n $(i) pulserec.fits | awk '(NR>4){ print 1000*$1
, 1000*$2; }' |" xy 100 "$(i)"
    @ fit-pulse.com
    gdel 100 200
    h 1000
    fill $i $offset $sigma $psum $phgau $ph0 $t0 $t1 $t2 $const $chisq
end

fetfits "pulserec.fits[1,TIME,PHA,ACCEPT,SUM,MIN,MAX]" 100
h 100 ntpaste 0 0 1000 del dup 100 del

store fit-pulserec.hbk 0 0
```

先に紹介した fit-pulse.com を用いたサブルーチンが組み込まれている。このプログラムにより、取得された全ての X 線パルスに対してダブルガウシアンフィットを行い、それぞれのパラメータを fit-pulserec.hbk に保存する。

あとは、dis45x 上で自由にセレクションをかけて PHA のヒストグラムを書かせることで、X 線スペクトルを作製することが可能である。

## 付録 C

### 謝辞

本研究において指導教官である大橋教授には大変お世話になり、また多大な御迷惑をおかけ致しましたことをこの場を借りてお詫び申し上げます。学部四年生の頃から面倒をみて頂き、また、沢山の書籍を貸して頂き不自由なく勉学に励むことができました。学部の卒業研究とあわせた3年間、内容の大変充実した生活を過ごさせて頂きまして、誠にありがとうございました。

石田助教授には、学問 / 仕事に対する熱き姿勢を学ばせて頂きました。春からは X 線天文学とは全く違う分野に飛び込む私ですが、先生の姿勢を少しでも真似て頑張ろうと思います。都立大に来て、最初の『助教授』としての仕事(教授と二人でひっそりと行った仕事・・・)は是非とも語り継いでいって下さい。

山崎助手は、天文学への門を開いて頂きました。今では聞くもの恥ずかしいような、英語数文字で表す SNR や LMXB などが何の略かを尋ねた時に、一つ一つ丁寧に教えて頂くだけでなく、事細かにそれぞれが何を意味しており、どのような物理に関するかまで教えて頂いたことは今でも心に残っています。それから、必要に応じて適切な参考書を紹介して頂いたお蔭で、より深く学ぶことができました。また、学会発表の効果的な表現方法や、公の場に出す文章 / 資料などの作製方法に関して細部まで御指導して頂くことで、情報の伝達の難しさと認識させられると同時に、伝えるための技術力を研ぐことができました。お忙しい中割いて頂いた時間は、確実に私の成長へと繋がっており、心から感謝しております。

本研究は、石崎助手の存在無くしては成り立たなかったことをここで断っておきます。石崎さんには、実験装置の使い方から実験の進め方や、レポートの書き方など細部に渡り御指導して頂くなど、本当にお世話になり、心より感謝致しております。また、多大な御迷惑をおかけ致しましたことを、この場を借りてお詫び申し上げます。石崎さんの実験に対する姿勢から、成功ばかりでは無い本研究を通し、失敗した際であってもそこから可能な限りの情報を集めたり、すぐに無事な個所を用いてできることを判断し、新たな実験を行うなどの柔軟な思考 / 対処法など、様々ことを学ばせて頂きました。一つの失敗をどの様に捉えるかによって、その失敗の先に見えてくるものが変わってくるというのは、なにも物理実験だけに限ったことでは無いと思います。社会に出ても石崎さんの姿勢を見習って、常に可能な限りベストを尽くし、未来へと繋げていこうと思います。

川上秘書には、学会の旅費などで毎回お世話になるなど、大変ありがとうございました。領収書など必要な書類の提出が遅くなるなどし、非常に御迷惑をおかけ致しましたことを謝罪致します。今度とも大橋研究室を影から支えて下さい。

久志野さん、石川さんには、学部4年生の頃から、物理学 / 天文学 / パソコン / 実験 など様々な

事柄に関し、本当に初歩の初歩から教えて頂き、誠にありがとうございました。スタッフに尋ねるには、恥ずかしすぎるような質問でも、常に真剣に聞いて頂けるのにはとても助かりました。お二人とも、私の質問の度に、御自分の時間を割いて頂き、大変申し訳ありませんでした。

本研究を手伝って頂いた M1 の森田さんには、大変感謝しております。実験に対する姿勢は、先輩であるはずの私の方が学ぶべき点が存在するものでした。他にも、私には無い才能が見受けられました。その才能を研究に活かされると面白いと思います。頑張ってください。私の残せるものは、この修士論文だけですが、今後の研究に少しでも参考にして頂ければ幸いです。M1 の篠崎くん & 早川くんには、今後是非とも、真の意味で都立大を有名にしてくれることを切望しております。いつまでも二人でユニットを組んで、スタッフに負けにくいぐらいの数々の伝説を作り上げ、研究室を多いに盛り上げて下さい。

宇宙科学研究所の満田教授、藤本助手には御迷惑ばかりおかけ致しまして、本当に申し訳ありませんでした。同研究所の伊予本さん、大島さんには様々なことを学ばせて頂きました。特に大島さんには、SQUID アンプの駆動装置の使い方などの御指導をして頂いたり、研究に関しても様々な問題提起をして頂いたり、私の質問に対していつでも様々な角度から解答またはアドバイスを頂き、誠にありがとうございました。また物理だけではなく、研究に対する姿勢など、全ては吸収仕切れませんでした。私なりに成長させて頂きました。

私の力不足のためにやり残したことが多々あることとは思いますが、同研究所の M1 の竹井くんと都立大 M1 の森田さんに、本研究の続きを託したいと思っております。どうぞ頑張ってください。

ここには書き切れませんが、カロリーメータ作製行程に携わったみなさまに、小さな質問にも的確にお答え頂いたり、私自身の力不足から、会議に用いる資料に不備な点が存在したり致しましたことを、この場を借りて感謝・お詫びを申し上げます。

最後に、東京都立大学大学院 理学研究科 物理学専攻 ミクロ物性物理研究室 OB の熊沢さんにお礼を述べさせて頂きます。熊沢さんには本研究に必要な物性物理学を勉強するにあたり、参考書を何冊もお借り致しました。また、大学院入試の際には、院試の勉強に適切な参考書 / 問題集などを貸して頂き大変ありがとうございました。本研究室にて、こうして有意義な時間を過ごすことができたのも、熊沢さんのお力添えがあったからこそです。深く感謝しております。

その他、東京都立大学のスタッフ、同期の皆様などのお力添えがあったからこそ、現在の私があり、こうして修士論文の形にこぎ着けることが可能となりましたことを、この場を借りて深く感謝し、お礼を述べさせて頂きます。皆様、本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] K.D.Irwin, “PHONON-MEDIATED PARTICLE DETECTION USING SUPERCONDUCTING TRANSITION-EDGE SENSORS”, *Ph.D.thesis, Stanford University*, (1995)
- [2] K.D.Irwin, “An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection”, *Appl.Phys.Lett.***66**, 1998 (1995)
- [3] K.D.Irwin, G.C.Hilton, D.A.Wollman, and John M Martinis, “ X-ray detection using a superconducting transition-edge sensor microcalorimeter with electrothermal feedback”, *Appl.Phys.Lett.***69**, 1945 (1996)
- [4] K.D.Irwin, G.C.Hilton, D.A.Wollman, and John M Martinis, “Thermal-response time of superconducting transition-edge microcalorimeters”, *J.Appl.Phys.***83**, 3978 (1998)
- [5] A.T.Lee, P.L.Richards, S.W.Nam, B.Carera, and K.D.Irwin, “A superconducting bolometer with strong electrothermal feedback”, *Appl.Phys.Lett.***69**, 1801 (1996)
- [6] S.H.Moseley and J.C.Mather, “Thermal detectors as x-ray spectrometer”, *J.Appl.Phys.***56**, 1257 (1984)
- [7] J.C.Mather, “Bolometer noise: nonequilibrium theory”, *Appl.Opt.***21**, 1125 (1982)
- [8] John R.Clem, “FLUX-FLOW NOISE IN SUPERCONDUCTORS”, *Phys.Lett.***75**, 1 (1981)
- [9] D.J.van Ooijen and G.J.van Gorp, “MEASUREMENT OF NOISE IN THE RESISTIVE STATE OF TYPE II SUPERCONDUCTORS”, *Phys.Lett.***17**, 230 (1965)
- [10] 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)
- [11] 藤本 弦, SQUID を用いた X 線マイクロカロリメータの信号検出システムの開発, 東京都立大学, (2000)
- [12] 山崎 正裕, 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, (2001)
- [13] 大島 泰, TES X 線マイクロカロリメータと SQUID アンプ読み出し系, 東京大学, (2000)
- [14] 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)
- [15] 波岡 武・山下 広順 共編, 「X 線結像光学」, 倍風館, (1999)

- [16] 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」, 丸善, (1988)
- [17] 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 下」, 丸善, (1988)
- [18] 石井 力・木村 忠正 訳 (H.Ibach, H.Lüth), 「固体物理学 新世紀物質科学への基礎」, シュブリンガー・フェアラーク東京, (1998)
- [19] 松野 孝一郎 訳 (H.Eugene Stanley), 「相転移と臨界現象」, 東京図書, (1987)
- [20] 小林 俊一 訳 (M.Tinkham), 「超伝導現象」, 産業図書, (1981)
- [21] 恒藤 敏彦, 「超伝導・超流動」, 岩波書店, (2001)
- [22] 権藤 靖夫, 「薄膜」, 共立出版, (1992)
- [23] 田沼 静一, 「低温」, 共立出版, (1988)
- [24] 岡村 迪夫, 「解析ノイズメカニズム」, CQ 出版社, (1987)
- [25] 鈴木 雅臣, 「新・低周波 / 高周波回路設計マニュアル」, CQ 出版社, (1988)
- [26] 猪飼 國夫・本多 中二, 「定本 デジタルシステムの設計」, CQ 出版社, (1990)
- [27] 鈴木 雅臣, 「定本 トランジスタ回路の設計」, CQ 出版社, (1991)
- [28] 鈴木 雅臣, 「定本 続 トランジスタ回路の設計」, CQ 出版社, (1992)
- [29] 小林 俊一, 「物性測定の進歩 II -SQUID, SOR, 電子分光-」, 丸善, (1996)
- [30] 国際科学振興財団 編, 「科学大辞典」, 丸善, (1985)
- [31] 国立天文台 編, 「理科年表」, 丸善, (2001)
- [32] SES データセンター, 「科学衛星 ASTRO-E 中間報告書」, 宇宙科学研究所, (1998)
- [33] X 線マイクロカロリメータ開発グループのページ, <http://www.astro.isas.ac.jp/~tes/>