修士論文

超伝導トンネル接合検出器の X線撮像性能の研究

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 久志野彰寛

Contents

1	X 緕	検出器	7
	1.1	X 線分光器に求められる性能	7
		1.1.1 エネルギー分解能	7
	1.2	比例計数管....................................	8
	1.3	半導体検出器....................................	8
		1.3.1 半導体検出器と CCD	9
	1.4	フォノンを媒介とした検出器・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	9
		1.4.1 カロリーメータ	9
		1.4.2 超伝導トンネル接合検出器 1	.0
2	超伝	導トンネル接合検出器の原理 1	.3
	2.1	STJの構造	4
	2.2	トンネル障壁の特性	4
		2.2.1 STJ の電流電圧特性	4
		2.2.2 準粒子緩和過程	18
	2.3	信号検出の障害	18
		2.3.1 dc ジョセフソン電流1	9
		2.3.2 dc ジョセフソン電流の抑制	20
		2.3.3 熱励起準粒子のトンネル電流 2	20
	2.4	研究の現状	21
3	位置	検出型超伝導トンネル接合検出器 2	25
	3.1	直列接合型 STJ 検出器	25
		3.1.1 広いエネルギー帯域	26
		3.1.2 位置分解能	26
		3.1.3 実効静電容量	26
	3.2	直列接合を用いた位置検出 2	27
4	招伝	導トンネル接合検出器の構成 3	2
	4.1	- 冷却システム	32
	4.2	信号処理システム・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	34
		4.2.1 電荷有感型前置増幅器	34
		4.2.2 STJ 信号測定系の等価雑音電荷	35

		4.2.3	2 チャンネル読みだし	 •	•				37
		4.2.4	メインアンプ (シェーピングアンプ)	 •	•				37
		4.2.5	MCA:Multi Cannel Analizer		•				38
		4.2.6	波形デジタイザ		•				38
	4.3	その他	3		•				38
		4.3.1	I-V 特性測定装置	 	•				38
		4.3.2	磁場印加コイル		•				39
		4.3.3	照射 X 線源		•				39
		4.3.4	コリメータ	 •	•		•		40
5	超伝	導トンネ	ネル接合素子の X 線分光特性						47
	5.1	測定を	行った素子	 	•				48
	5.2	エネル	/ギースペクトルの考察		•				48
	5.3	$arepsilon_{ ext{eff}}$ Ø	考察	 	•				49
	5.4	エネル	/ギー分解能	 	•				50
	5.5	電子回]路系のノイズの考察	 •	•	•			50
6	STJ	検出器	の X 線撮像特性						56
	6.1	位置分	↑解能の決め方	 	•				56
	6.2	検出器	6の選択	 	•				60
		6.2.1	直列接合検出器 I		•				60
		6.2.2	直列接合検出器 II 	 •	•				60
	6.3	X 線照	3.	 •	•				62
		6.3.1	信号測定時の設定...........................	 •	•				70
		6.3.2	X 線の2チャンネル検出	 •	•				73
		6.3.3	サファイヤ基板中のフォノンの伝搬速度の考察	 •	•				75
		6.3.4	$\varepsilon_{\mathrm{eff}}$ の考察	 •	•				81
	6.4	波形デ	「ジタイザーの波形解析	 •	•				81
	6.5	上の実	ミ験から求めた位置分解能	 •	•		•	•	81
7	まと	め							86
\mathbf{A}	ライ	ズタイム	ムと X 線入射位置の相関						87
в	ジョ	セフソン	ン電流の抑制						88
		B.0.1	dc ジョセフソン電流の抑制	 •	•		•		88
\mathbf{C}	${}^{3}\mathbf{He}$	e クライ	イオスタット冷却手順						90

List of Figures

1.1	カロリーメータ概観図	10
1.2	STJ 概観図	11
0.1		10
2.1	STJ 素子	13
2.2	トンネル接合素子	14
2.3	NIN 接合のの半導体モデル · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	16
2.4	SIN 接合の半導体モデル....................................	17
2.5	NIS 接合の電流電圧特性...................................	18
2.6	SIS 接合の半導体モデル....................................	19
2.7	ヘテロ SIS 接合の電流電圧特性	20
2.8	ホモ SIS 接合の電流電圧特性	21
2.9	入射 X 線のエネルギー緩和過程	22
2.10	ジョセフソン電流の磁場依存性	23
0.1	专利拉入检测明	05
3.1		25
3.2	吸収体による X 線透過率の違い	27
3.3		28
3.4	直列接合数と実効静電容量の関係	29
3.5	直列接合型入射位置検出器	29
3.6	位置検出実験....................................	30
3.7	位置検出実験....................................	31
11	3 He クライオフタット内部	22
4.1		34
4.2		25
4.0		30 41
4.4		41
4.5		42
4.6		42
4.7		43
4.8	コイルとSTJ 素子の配置	43
4.9	照射した線源の形状 	44
4.10	Al 及び Be に対する X 線透過率	45
4.11	線源と検出器の配置	45
4.12	コリメータ形状	46

4.13	コリメータの X 線透過率 4	6
5.1	STJ 単接合素子	7
5.2	トラッピングレイヤー	8
5.3	単接合 STJ 素子の電流電圧特性5	2
5.4	エネルギースペクトル	3
5.5	fit 結果	3
5.6	二つのトンネリングプロセス	4
5.7	プリアンプ出力波形	4
5.8	5.89keV ピーク位置の時間変動 5.	5
5.9	ガウシアンを fit させた結果5	5
6.1	直列接合スペクトル概念図 5	6
6.2	コリメータ穴と検出器の配置 5	7
6.3	入射位置による波形の違い 5	7
6.4	→ 3 注意について、 3 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	8
6.5	パルスハイト及びライズタイムの定義 5.	8
6.6	サファイヤ基板 ト での X 線入射位置の広がり 6.	3
6.7	X 線入射位置と素子に入るフォノンの関係 6	4
6.8		5
6.9	直列接合検出器Ⅰの雷流雷圧特性 6	6
6.10		6
6.11	直列接合検出器 II	7
6.12	 直列接合検出器 II の原点付近における電流電圧特性	8
6.13	Nb 接合の電圧特性	9
6.14	X 線出力波高の見積もり	0
6.15	カウントレートの見積もり	1
6.16	サファイヤ基板 (厚さ 0.2mm)の X 線透過率	2
6.17	上例計数管	3
6.18	アルゴン 32mm の X 線透過率	4
6.19	比例計数管で得られたエネルギースペクトル	4
6.20	素子周辺部の配置	5
6.21	両素子からの X 線信号	6
6.22	両素子からの X 線信号	7
6.23	両素子からの X 線信号	7
6.24	直列接合素子のエネルギースペクトル	8
6.25	直列接合検出器からの出力波形	9
6.96		
0.20	直列接合素子の信号波形8	0
6.20 6.27	直列接合素子の信号波形8各イベントに対する2素子から得られた波高の相関8	0 2
6.266.276.28	直列接合素子の信号波形8各イベントに対する2素子から得られた波高の相関8波形8	0 2 3
6.266.276.286.29	直列接合素子の信号波形 80 各イベントに対する2素子から得られた波高の相関 81 波形 81 波形 81 81 82 82 83 84 84 85 84 86 84 87 84 88 84 88 84 84 84 85 84 86 84 86 84 87 84 88 84 88 84 89 84 84 84 85 84 86 84 86 84 87 84 88 84 84 84 85 84 86 84 86 84 87 84 88 84 84 84 85 84 86 84 86 84 86<	$0\\2\\3\\4$
 6.26 6.27 6.28 6.29 6.30 	直列接合素子の信号波形 8 各イベントに対する2素子から得られた波高の相関 8 波形 8 波形 8 ライズタイム分布 8	0 2 3 4 5

B.1	接合面に垂直な磁場をかけた STJ 素子	•	•	•	•	•	•	 •	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	88
C.1	クライオスタット										•			•			•			90
C.2	クライオスタット内各ステージの温度変化																			92

List of Tables

1.1	GIS と SIS の性能	8
1.2	カロリーメータ及び STJ 検出器の比較	12
2.1	代表的な超伝導体・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	24
4.1	温度計の性質	33
4.2	FET の性質	37
4.3	プリアンプのスペック	37
4.4	プリアンプ CANBERRA 2002C のノイズ特性	38
4.5	プリアンプ ORTEC 142C のノイズ特性	38
4.6	波形デジタイザ RTD710A の仕様	39
4.7	実験で使用した放射線源..................................	39
5.1	エネルギースペクトル測定条件	49
6.1	コリメータ径と入射位置の広がり.............................	59
6.2	直列接合型 STJ 検出器 I の特性	61
6.3	直列接合型 STJ 検出器 II の特性	61
6.4	波形取得時設定	71
6.5	比例計数管の仕様	72
6.6	比例計数管の設定	73
6.7	波形デジイタザーの設定................................	75
A.1	X 線入射位置によるライズタイムの違い	87

Chapter 1

X 線検出器

1962年のGiacconiらによるScoX-1の発見以来、X線天文学は飛躍的な発展を見せた。その中でも1993年の打ち上げ以来活躍している日本のX線天文衛星「あすか」は広いX線波長領域における分光観測を可能にし、その重要性を実証したミッションであると言える。例えば天体からやってくるX線の輝線のエネルギーを決め、宇宙に存在する元素の種類とそのイオン化の状態を、強度比からはその存在比や温度を推定した。その結果「あすか」は宇宙の至るところに数100万度から1億度にも達する高温プラズマが存在しており、それらは大量の重元素を含んでいることを明らかにした。

このような発見は X 線検出器の進歩そのものを如実に表すと同時に新しい検出器がもたらす 可能性を我々に見せ付けるものでもあった。「あすか」には GIS(撮像型ガス蛍光比例計数管) と SIS(X 線 CCD) という 2 種類の優れた検出器が搭載されており、それぞれ相補的な能力を有し ている。 Table 1.1に「あすか」に搭載されている検出器の性能を載せる。

1.1 X線分光器に求められる性能

X線天文学ではX線の輝線を細かく分離する能力、すなわちエネルギー分解能の優れた検出器 が重要な役割を果してきた。ここでは幾つかのX線検出器を取り上げそのエネルギー分解能を 比較するため、はじめにその定式化を行う。

1.1.1 エネルギー分解能

ー般に放射線検出器中にエネルギー *E* の放射線が入射した場合、光電吸収によって生成される 電荷キャリア (電子、正孔、イオン)の数 *N* は次のように表せる。

$$N = \frac{E}{\varepsilon} \tag{1.1}$$

ここに ε は 1 つのキャリアを生成するのに必要なエネルギー (平均電離エネルギー) である。一方観測される電荷キャリア数の分散 $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$ は Poisson 分布を仮定した場合の分散 (=N)

	GIS(撮像型ガス蛍光比例計数管)	SIS(X & CCD)
エネルギー帯域	$0.7{\sim}15{ m keV}$	$0.5{\sim}10{\rm keV}$
エネルギー分解能	$8\% (@5.9 { m keV})$	$2\% (@5.9 \mathrm{keV})$
位置分解能	$0.5 \mathrm{mm}(@6 \mathrm{keV, FWHM})$	$27 \mu { m m}$
時間分解能	最高 60μ sec	4sec(1chip のみ使用)
		最高 $16msec(位置情報なし)$
視野	約 50 分角	22 分角 (4chip 合計)

Table 1.1: GIS と SIS の性能 (文献 [14] より)

よりも小さくなり 1 、物質ごとに異なるファノ因子 Fを用いて

$$\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = FN \tag{1.2}$$

で表される。このためエネルギー分解能の理論的限界は、

 $\Delta E_{\rm FWHM} = 2.35 \sqrt{F \varepsilon E}$

(1.3)

となる。この式から優れたエネルギー分解能を実現させるためには、検出器として *ε* のより小さい物質を使えば良いことがわかる。

しかし、実際に観測機器として用いるためには分光能力のほかにも撮像能力(位置分解能)、時間分解能、量子効率、あるいは広いエネルギー帯域などが求められる。さらに衛星に搭載することを考えれば宇宙空間での耐久性、軽量化なども当然求められる。そしてそれら全てにおいて満足のいく X 線検出器は現在までのところ得られていないのが現状である。

1.2 比例計数管: Proportional Counter(=PC)

比例計数管は放射線の吸収体としてガス (主として Ar、 Xe などの不活性ガス)を用いた検出器 である。すなわちその原理は、放射線によってガスを電離し生成された一次電子とイオンをガス セル中にかけた電場によって加速し、それにより一次電子に電子なだれを起こさせることでねず み算的に発生した電荷を Anode で検出するというものである。

比例計数管は軽量で大面積化が可能な検出器のため、過去の多くの X 線天文衛星に搭載され たという実績を持つ。

1.3 半導体検出器: Solid State Detector(=SSD)

現在 X 線天文学にかかわらず様々な分野において重要な役割を演じている検出器は CCD に代 表される半導体検出器である。半導体検出器は 1960 年代に実用化されて以来研究が進められ、 それまでの比例計数管やシンチレーション検出器を大幅に上回るエネルギー分解能を持つに至っ た。しかし、 X 線天文学に限ってみただけでも X 線の輝線を共鳴線、禁制線、衛星線など原子 の微細構造のレベルにまで分離するために、今では 6keV の X 線に対して 10eV オーダーのエネ

¹個々の電荷キャリアの生成過程が独立でないため

ルギー分解能が求められるようになってきている。だが半導体検出器のエネルギー分解能は既に その材料で決まる理論的限界にほぼ到達してしまっており (~ 100eV@6keV)、その大幅な向上 はこれ以上望めない。このため今では CCD の持つ $10\mu m \sim 20\mu m$ 程度の優れた位置分解能とそ のエネルギー分解能をもう一桁上回る検出器の登場が待ち望まれている。

1.3.1 半導体検出器とCCD

半導体検出器の本質は p-n 接合である。 p-n 接合に逆バイアスをかけると正孔および電子はそれぞれの電極に引かれ、電荷キャリアの存在しない領域 (空乏層) が広がる。この空乏層にエネルギー E の X 線が入射すると、式 (1.1) に従い、そのエネルギーは E/ε 組の電子 - 正孔対を作るのに使われる。 ε は先程でてきた平均電離エネルギーである。この電子 - 正孔を逆バイアスによって集めて電気信号として読みだすというのが半導体検出器の原理である。 Si ($\varepsilon \sim 3.62, F = 0.115$)の場合に式 (1.3)を計算すると、エネルギー分解能として 116eV@5.9keV が得られる。

 $CCD(電荷結合素子:Chrge Coupled Device) は 1 個あたりの大きさが小さい半導体検出器 (MOS ダイオード) を多数敷き詰めた構造をしている。このため半導体検出器程度のエネルギー分解能 及び 1 つの画素 (ピクセル)の大きさで決まる位置分解能 (<math>10\sim20\mu$ m) を有する。全ての画素の 信号電荷を同一の増幅器で読みだすため CCD の信号の読みだしは一般に遅く、データの量も膨大になるという欠点をもつ。

1.4 フォノンを媒介とした検出器

エネルギー分解能~10eV を実現する検出器として開発されている代表的なものに以下の二つが 挙げられる。ここではそのそれぞれについて簡単に説明する。

1.4.1 カロリーメータ

カロリーメータは吸収体に X 線が入射したとき、 X 線の持っていたエネルギーが熱に変換され ることを利用して、吸収体の温度変化から 1 個 1 個の X 線のもつエネルギーを測定するという 検出器である (Fig.1.1)。

カロリメータのエネルギー分解能はフォノンのランダム運動に起因し、

$$\Delta E = \xi \sqrt{k_B T^2 C} \tag{1.4}$$

で与えられ、入射 X 線のエネルギーにはよらないことが一つの特徴となっている。 ξ は $1\sim 2$ の値をとる定数、 C は吸収体の熱容量、 k_B はボルツマン定数、 T は吸収体の温度である。 絶対零度近傍での物質の熱容量は格子振動に起因する項

$$C = \frac{12\pi^4}{5} N k_B \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 \tag{1.5}$$

のみで表される (デバイの3乗則)。このためカロリメータのエネルギー分解能は極低温において著しく向上する。ここで N は全原子数、 θ_D はデバイ温度である。

2000 年打ち上げ予定の我が国 5 番目²の X 線天文衛星、 ASTRO-Eに搭載されるカロリーメー タ XRS(X-Ray Spectrometer) は吸収体として HgTe、温度センサーとして Si に不純物をドー

²「はくちょう」、「てんま」、「ぎんが」、「あすか」に次ぐ



Figure 1.1: カロリーメータ概観図

プした半導体サーミスタを用い、動作温度 65 mK でエネルギー分解能 12eV@6keV を実現する。

このようにカロリーメータは優れたエネルギー分解能を持つ検出器であるが、原理的に吸収体 がもとの温度に戻るまでの時間³は入射フォトン数を制限しなければならず、また位置情報をも たせるためには複数をアレイ化しなければならないなど困難も残っている。

また温度センサーとしては現在、超伝導転移温度計 (Transition Edge Sensor:TES)の開発が 進んでいる。これは金属の常伝導 - 超伝導転移点近傍での電気抵抗の急峻な変化を温度計として 利用しようとするものであるが、温度を転移点付近に調節することが難しいなどの問題がある。

1.4.2 超伝導トンネル接合検出器

エネルギー分解能 $\sim 10 \text{eV}@6 \text{keV}$ を実現するもう一つの検出器が本論文で解説する超伝導トンネル接合 (以下本論文では STJ と略す) 検出器である (Fig.1.2)。

-つの STJ 素子は 2 枚の超伝導体で薄い絶縁層を挟んだジョセフソン接合素子の一種である。 超伝導状態にある金属内では、 2 つの電子が超伝導電子対と呼ばれる対 (クーパー対)をなして いる。この超伝導体に X 線が入射すると光電吸収により電子が生成され、その電子をきっかけ にクーパー対が破壊されて多数の準粒子 (quasiparticle)が励起される。この準粒子のうち絶縁 層をトンネリングしたものを信号として検出するのが STJ による X 線検出の基本原理である。

その際金属超伝導体のエネルギーギャップが数 meV と半導体のそれよりも 1/1000 程度であ

 $^{^{3}}$ 支持体の熱容量をGとすると時定数auはau = C/Gで決まる。



Figure 1.2: STJ 概観図

ることからフォノンによる準粒子の励起も効率的に行われる。したがって電荷キャリアーとなる 準粒子の数が膨大になる。これが優れたエネルギー分解能となる理由である。式 (1.3) によると 超伝導体として Nb($F = 0.19, \varepsilon = 2.5 \text{meV}$)を用いた場合、エネルギー分解能の理論的限界は 4 eV となる。

この検出器をカロリメータと比べた場合、

- 1. 信号の立上りが速く (数 100ns~ 1µs)、計数率が高い:入射 X 線のエネルギーが準粒子の エネルギーに変換されるまでに数 ns 程度しか要さないため。
- 2. エネルギー分解能が \sqrt{E} に比例するため、特に低エネルギー側 ($\leq 1 \text{keV}$) での観測に有利 である。
- 3. 超伝導体の材質よっては温度設定が容易である(材質については第2章で紹介する)。
- 4. 大面積化が可能なため、位置分解能を持たせられる(第3章)。

などが特長として挙げられる。このうち本研究では4 に着目し、現在この検出器がX 線に対し てどれくらいの値を示すのかを調べ、またさらに優れた位置分解能を持たせるにはどのような構 造にすれば良いのかを考察した。

Table 1.2にカロリーメータ及び STJ の特性をまとめる。

	カロリーメータ	STJ
エネルギー分解能 $\Delta E(at 6 keV)$	10eV(理論値 2eV)	12eV(理論値 4eV)
エネルギーバンド	$0.1\text{-}10\mathrm{keV}$	$0.1\text{-}50\mathrm{keV}$
撮像特性	アレイ化で可能	直列接合で可能
時間分解能	$100 \mathrm{ms}$	$1 \mu { m s}$
量子効率	最大で ~100%	最大で ~100%
低温で動作させる主な理由	抵抗の温度変化率を大きくするため	素子を超伝導状態にするため

Table 1.2: カロリーメータ及び STJ の比較 (文献 [7] より、一部加筆)

Chapter 2

超伝導トンネル接合検出器の原理

STJ 素子の一例として、実際に本研究で用いた(第5章)ものを Fig.2.1に示す。



Figure 2.1: STJ 素子 (超伝導体として Nb を使用) の一例

前章では STJ 検出器における X 線検出原理の簡単な説明をした。この章では実際の STJ 素 子の X 線検出器としての動作をより詳しく説明する。

2.1 STJ の構造 ~ トンネル接合

一般のトンネル接合とは超伝導体に限らず2枚の物質で絶縁障壁となる薄い絶縁層を挟んだ構造 をしており、絶縁層内においても有限の波動関数が存在することからトンネル効果が十分に働 き、トンネル電流が流れるというものである(Fig.2.2)。この時トンネル抵抗 *R*_T は絶縁体の厚



Figure 2.2: 一般のトンネル接合素子

さdに強く依存し、低電圧領域ではそのふるまいは指数関数的になる。ただし \hbar はプランク定数、mは通過する粒子の質量、 ϕ はポテンシャル障壁の高さである。

 $R_T \propto \exp\left(2\chi d\right) \qquad \chi = \sqrt{2m\phi}/\hbar$ (2.1)

つまり STJ の様に、より多くの励起準粒子をトンネリングさせるという意味からは絶縁層は薄 く、面積 S は広いことが望まれる。しかし STJ 素子はコンデンサの構造をしているため、これ が S/N 比の悪化にもつながる (第 4.2節)。また薄い層を均一に作ることは技術的にみても困難 となっている。したがって実際の STJ 素子では d は数 nm となっている。

2.2 トンネル障壁の特性

超伝導物体には電場が入ることができないため、X線の入射によって生成された電子を強制的 に集めるようなことはできない、そこで極板間に適当なバイアスをかけることで、2つの超伝導 体の Fermi レベルに勾配をつけ、一旦障壁を通過した信号電荷を戻りにくくして動作させる。

2.2.1 STJ の電流電圧特性

トンネル電流のバイアス依存性は、 Fig.2.2の L 及び R の物質が常伝導体か超伝導体かで大きく 異なる。そこに X 線検出器として超伝導トンネル接合が求められる本質的な理由があるため、 ここではその3つの場合について説明する。

LからRへながれる電流 $I_{L \to R}$ およびRからLにながれる電流 $I_{R \to L}$ をそれぞれ

$$I_{L\to R} = \frac{2\pi e}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} |G|^2 N_L(E) f_L(E) N_R(E) [1 - f_R(E)] dE$$
(2.2)

$$I_{\rm R\to L} = \frac{2\pi e}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} |G|^2 N_{\rm R}(E) f_{\rm R}(E) N_{\rm L}(E) [1 - f_{\rm L}(E)] dE$$
(2.3)

と表すと接合を流れる正味の電流は

$$I = \frac{2\pi e}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} |G|^2 N_{\rm L}(E) N_{\rm R}(E) [f_{\rm L}(E) - f_{\rm R}(E)] dE$$

$$\tag{2.4}$$

となる。ここで E はで電子の持つエネルギー、 G は L から R への遷移行列、 $f_L(E), f_R(E)$ は 電子の占有確率を表すフェルミ関数で、式 (2.5) で与えられる。 N_L, N_R は L 及び R での状態密 度である。

$$f(E) = \frac{1}{\exp(E/k_B T) + 1}$$
(2.5)

トンネル遷移は準粒子のエネルギーを変えることなく起こると考えることができるため、Gは Eによらず積分の外に出せる。いま、電極間にバイアス Vが印加されているとすると、 $L \ge R$ のエネルギー準位は相対的に eVだけずれるので、トンネル電流を表す式 (2.4) は

$$I = \frac{2\pi e |G|^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} N_{\rm L}(E) N_{\rm R}(E + eV) [f_{\rm L}(E) - f_{\rm R}(E + eV)] dE$$
(2.6)

と書ける。

1. L、R ともに常伝導体の場合

Fig.2.3の半導体モデルにおいて斜線部分は電子で満たされていることを表している。この 場合、状態密度はフェルミエネルギー *E*_Fの十分下で一定と考えられるからトンネル電流 は式 (2.6)より、

$$I_{NN} = \frac{2\pi e |G|^2}{\hbar} N_{\rm L}(0) N_{\rm R}(0) \int_{-\infty}^{\infty} [f_{\rm L}(E) - f_{\rm R}(E + eV)] dE$$
(2.7)

となる。これは低電圧領域で σ_{NN} を定数として

$$I_{NN} = \sigma_{NN} V \tag{2.8}$$

の様に書ける。つまり NIN(Normal-Insulator-Normal) 接合では電流電圧特性はオーミックになり、かけたバイアスに比例したトンネル電流が流れることになる。

2. L が常伝導体で R が超伝導体の場合

Fig.2.4で Δ はエネルギーギャップを表し、フェルミエネルギー $E_{\rm F}$ の上の斜線部分は熱的に励起された準粒子 (electron-like) を、 $E_{\rm F}$ の下の白い部分は準粒子 (hole-like) を表している。 BCS¹理論 (1957) によると超伝導状態の準粒子の状態密度は

$$N(E) = \begin{cases} \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} & (|E| > \Delta) \\ 0 & (0 < |E| < \Delta) \end{cases}$$
(2.9)

¹Bardeen,Cooper,Schriefferの3人の頭文字



Figure 2.3: NIN 接合のの半導体モデル 常伝導体 - 絶縁体 - 常伝導体

で与えられ、 $E = \Delta$ のところで状態密度は発散する。NIS(Normal-Insulator-Superconductor) 接合の場合、電極間に掛ける電圧が低く $|V| < \Delta/e$ では、トンネルする相手が超伝導体 の禁制帯に対応するので、熱的に励起された準粒子によるわずかな電流しかながれない。 NIS 接合にバイアス $V(|V| > \Delta/e)$ を掛けた場合のトンネル電流は式 (2.6) と式 (2.9) に より

$$I_{NS} = \frac{2\pi e |G|^2}{\hbar} N_{\rm R}(0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} [f_{\rm L}(E) - f_{\rm R}(E + eV)] dE$$
(2.10)

となり、これは T = 0 以外では解析的に解けないが、 T = 0 以外に関して数値積分を行うと Fig.2.5の様になる。 $|V| < \Delta/e$ の領域はサブギャップ領域 (subgap region) と呼ばれバイアスをかけても準粒子がほとんど流れない領域を表す。

NIS 接合の製作は若干複雑である。しかし検出器として用いる場合、次に述べる SIS (Superconductor-Insulator-Superconductor) 接合で発生する二つの超伝導体に起因した 2 重スペクトルの現象 (第5章) もなく、材料の選択の制限も比較的ゆるい。そして NIS 接合には 後述の dc ジョセフソン電流もながれないため、磁場を印加する必要がないなどの 利点もある。

L、Rともに超伝導体の場合
 SIS 接合の場合、 BCS 状態密度式 (2.9) がどちらの電極に対してもあてはまり、式 (2.6)



Figure 2.4: SIN 接合の半導体モデル 超伝導体 - 絶縁体 - 常伝導体

は

$$I_{SS} = \frac{2\pi e|G|^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta_{\rm L}^2}} \frac{|E + eV|}{\sqrt{(E + eV)^2 - \Delta_{\rm R}^2}} [f_{\rm L}(E) - f_{\rm R}(E + eV)] dE(2.11)$$

となる。これも解析的には解けないが、 $V = \pm |\Delta_{\rm L} - \Delta_{\rm R}|/e$ および $V = \pm |\Delta_{\rm L} + \Delta_{\rm R}|/e$ で特異点を持つことがわかっている。理想的な電流電圧特性は Fig.2.7 のようになる。

さらに理想的な STJ 素子では両側の金属を同じ (ホモの状態) にするため、 $\Delta_{\rm L} = \Delta_{\rm R} = \Delta$ とすると電流電圧特性は Fig.2.8のようになる。この図から理想的な STJ 素子において、 $0 < V < 2\Delta/e$ の領域 (サブギャップ領域) では熱的に励起された準粒子によるトンネル電流を除けば、放射線が入射して準粒子がトンネリングしない限り、トンネル電流は ながれないことがわかる。これが X 線検出器として STJ が必要とされる本質的な理由で ある。つまり STJ 素子を検出器として動作させるときには両極間のバイアスをサブギャップ領域に設定し、放射線の入射によって励起された準粒子のみがトンネル障壁を通過でき るようにする必要がある。したがってサブギャップ領域の存在は半導体検出器における空 乏層 (第 1.3節) と同じ役割をするものとしてとらえることができる。

Fig.2.8において原点付近における dV/dI のことを動抵抗 (Dynamic Resistance: $R_{\rm d}$)、 $|V| \gg 2\Delta/e \ \mbox{cond} V/dI$ を常伝導抵抗 (Normal Resistance: $R_{\rm n}$)、 $R_{\rm d}/R_{\rm n}$ を品質因子 (quality factor) と呼ぶ。 $R_{\rm d}$ は素子のリーク電流の目安となり、リークの少ない素子では およそ 100kΩ の値をとる。



Figure 2.5: NIS 接合の電流電圧特性

2.2.2 準粒子緩和過程

この節では準粒子トンネリングまでのエネルギー緩和過程についてまとめる (Fig.2.9)。ここで $E_{\rm D}$ はデバイエネルギー、 $E_{\rm E}$ は電子 (準粒子)のエネルギー、 Ω はフォノンのエネルギーである。

X 線が吸収体に入射すると光電吸収による一次電子の発生の後、 $E_{\rm e} \ge (E_{\rm D}E_{\rm F})^{1/2} \sim 100 {\rm meV}$ の間、さらに電子 (準粒子)が発生しこれが繰り返される。その結果、

- $E_{\rm e} \leq (E_{\rm D} E_{\rm F})^{1/2}$ になった電子は主にフォノンを発生する。
 - 1. このフォノンのうち $\Omega \geq 2\Delta$ のものは超伝導体中でクーパー対を破壊し準粒子を 生成することができる。 ($\Omega \leq 2\Delta$ となったフォノンのみ周囲に散逸する (Phonon loss))。
 - 2. 準粒子のうち $E_{\rm e} \geq 3\Delta$ のものは $\Omega \geq 2\Delta$ のフォノンを生成することができる (通常 $\Omega \leq 10 {\rm meV}$ のため)。そして再び 1へ。

最終的に準粒子のうちギャップエネルギー程度まで緩和したものが障壁をトンネリングする。 このエネルギー緩和過程の中でも STJ に特徴的なのは金属超伝導体のエネルギーギャップが ~ 100meV と小さいために 1~2が何度も繰り返して行われることである。

2.3 信号検出の障害

前節でみたように温度を転移温度の10分の1以下にし、バイアスをサブギャップ領域に設定す ればSTJは放射線検出器として動作する。しかし実際には先に述べた熱励起準粒子による暗電



 Figure 2.6: SIS 接合の半導体モデル

 超伝導体 - 絶縁体 - 超伝導体

流や、バイアスを0電圧にしても障壁を通過するdcジョセフソン電流が存在し、放射線検出の 妨げとなる。これらは当然低減しなければならない。

2.3.1 dc ジョセフソン電流 ~ クーパー対トンネリング

超伝導体 $S_{\rm L}$ 、 $S_{\rm R}$ において各々の領域でのクーパー対の波動関数をそれぞれ

$$\psi_{\rm L} = \sqrt{\rho} \exp\left(i\varphi_{\rm L}\right) \quad \psi_{\rm R} = \sqrt{\rho} \exp\left(i\varphi_{\rm R}\right)$$

$$(2.12)$$

とすると (ただし φ_L, φ_R は S_L, S_R それぞれの位相因子。 ρ は S_L, S_R での実際のクーパー対の 密度を表す。両超伝導体間に電位差 V が掛かっているときにこれらは

$$J = \frac{2K\rho}{\hbar}\sin\left(\varphi_L - \varphi_R\right) \tag{2.13}$$

を与える (ただし K は L, R の状態間の結合強さを表す)。 $\frac{2K\rho}{\hbar} = J_0$ 、 $\varphi_L - \varphi_R = \varphi$ として、 式 (2.13) から

$$J = J_0 \sin \varphi \tag{2.14}$$

さらに

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar} \tag{2.15}$$

が得られる。もし式 (2.15) において V = 0 ならば φ は一定値をとり、それは式 (2.14) により、 ある超伝導電流 J を与えることになる。これが V = 0 でも障壁をながれる dc ジョセフソン電 流 (超伝導電流) であり、信号検出の障害の一つである。



Figure 2.7: ヘテロ SIS 接合の電流電圧特性

2.3.2 dc ジョセフソン電流の抑制

dc ジョセフソン電流は磁場を接合面に平行にかけることで抑制する。これは dc ジョセフソン電流が STJ の様な方形の接合では

$$I = I_0 \left| \frac{\sin\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right|$$
(2.16)

で表されるように磁場の依存性を持ち、磁束量子の整数倍の磁場を掛けることで、その大きさが 0 になるという性質をもつからである。ここで $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{mc}$ は磁束量子、 I_0 は最大ジョセフソン電 流である。これを図示したものが Fig.2.10である。式 (2.16) の導出は Appendix Bで行う。

2.3.3 熱励起準粒子のトンネル電流

1 /0

エネルギーギャップ Δ 以上のエネルギーに熱的に励起された準粒子によるトンネル電流 $I_{
m th}$ は

$$I_{\rm th} = \frac{N(T) |eV + \Delta|}{2N_0 e R_n \left[(eV + \Delta)^2 - \Delta^2 \right]^{1/2}}$$
(2.17)

で与えられる。ただし $N(T)/4N_0$ は熱励起準粒子と常伝導状態における電子、正孔対の状態密度の比率である。ここでN(T)は十分低温 $(T<0.5T_{\rm c})$ では

$$N(T) \simeq 2N_0 (2\pi\Delta k_{\rm B}T)^{1/2} \exp\left(-\Delta/k_{\rm B}T\right)$$
(2.18)



Figure 2.8: ホモ SIS 接合の電流電圧特性

のように変化する。したがって *I*th も温度とともに

 $I_{\rm th} \propto T^{1/2} \exp\left(-\Delta/k_{\rm B}T\right)$

(2.19)

のように振舞う。実際には1K以下においてこの値は無視できる位になり、むしろ素子の障壁の 欠陥によるリーク電流の方が支配的になる[7]。

2.4 研究の現状

前章で見た式 (1.3) から、優れたエネルギー分解能の実現という面で捉えると、必要な超伝導体 としては Δ の小さい物質をとれば良いことになる。一方、 BCS 超伝導体の臨界温度 T_c とエネ ルギーギャップの間には、

$$2\Delta = 3.52k_BT_c$$

(2.20)

なる関係があり²、小さいエネルギーギャップを持つ超伝導体は低い臨界温度を持つことを意味 する。さらに STJ の動作温度を転移温度 *T_c* の 1/10 以下にしないと熱的に励起された準粒子も トンネル障壁を通過してしまい、 X 線からの信号検出の妨げとなってしまうこともわかってい る [3]。それらを考慮して実際に STJ 素子として用いられている接合の種類は以下のとおりであ る。

 $^{^{2}}$ クーパー対一つ壊すと 2 つの準粒子ができるのでエネルギーギャップ $E_{g}=2\Delta$ となる



Figure 2.9: 入射 X 線のエネルギー緩和過程 (文献 [22] より)

 $1. \ \mathrm{Sn}$

Sn 接合 (Sn/SnOx/Sn) は抵抗加熱式真空蒸着装置で比較的容易に特性の良い接合が得ら れるため、初期は盛んに用いられた。 1969 年にカナダのプリティッシュコロンビア大の チームによって初めて STJ で放射線検出がなされたのもこの接合である。 5.9keV の X 線 に対しては 48eV という優れたエネルギー分解能が得られており、 Sn 膜の質の向上など によりこの値は十分向上すると考えられる。しかし Sn 接合は熱サイクルに弱く、窒素温 度で保存しなければならないなどの欠点があるため、最近では Sn 接合の研究はあまり行 われていないのが現状である。

2. Al

Al 接合 (Al/AlOx/Al) は、Al のエネルギーギャップが 0.34 meV と小さいために Sn 接合 よりもエネルギー分解能の限界が低い。実際、Al 接合ではドイツのミュンヘン工科大の



Figure 2.10: ジョセフソン電流の磁場依存性 (文献 [4] より)

チームが STJ 素子としては最高の 12eV という分解能を実現している [15]。しかしエネ ルギーギャップが小さい反面、式 (2.20) により転移温度が低いため、 Al 接合を動作させ るには ${}^{3}\text{He}{}^{4}\text{He}$ 希釈冷凍器や断熱消磁冷凍器で 0.1K 以下に冷却してやらねばならず、ま た X 線に対する検出効率も低いなど欠点もある (Fig.3.2参照)。

3. Nb

Nb 系接合はジョセフソンコンピュータあるいは SQUID 用素子として最も実績がある接合である。放射線検出器としての研究の開始時にはまだ十分な特性を持っていなかったが、その後リーク電流の低減や励起準粒子散逸の抑制の研究がなされ、X線が十分検出できるようになった。エネルギー分解能の最高記録は Nb/Al/AlOx/Al/Nb を接合を用いて 5.9keVの X線に対して 66eV である。また Nb 系接合は転移温度が高いために冷却も比較的簡単な ³He クライオスタットで可能である。大久保 (電総研)によると、宇宙空間を想定してNb/Al-AlOx/Nb 接合を高エネルギー陽子 (16MeV) に曝した結果、リーク電流の増加、エネルギー分解能の悪化が確認されている [13]。

4. Ta

Ta の転移温度は 4.48K、エネルギーギャップは 1.4meV で ³He クライオスタットでの冷 却が可能である。また Ta の原子番号は 73 と比較的大きく密度も高いため検出効率が上が る。準粒子の lifetime も長い。堅くて機械的な力にも強く Ta 接合は最近研究され始めて いる。 5.9keV の X 線に対してのエネルギー分解能はアメリカイエール大のチームによっ て Ta/Al/AlOx/Al/Nb 接合で 82eV が得られている。

なお我々が用いた接合は簡便な ${}^{3}\text{He}$ クライオスタットでの冷却が可能である Nb 系接合及び Ta 系接合である (詳細は第 5章、第 6章)。

超伝導体	原子番号 Z	転移温度 $T_{ m c}[{ m K}]$	エネルギーギャップ $E_g[\mathrm{meV}]$	臨界磁場 $H_{c}[Gauss]$
Al	13	1.196	0.34	105
Ti	22	0.39	0.12	100
V	23	5.30	1.6	1420
Nb	41	9.23	3.1	1980
Mo	42	0.92	0.28	95
Cd	48	0.56	0.17	30
Sn	50	3.722	1.1	309
$\mathbf{H}\mathbf{f}$	72	0.13	0.04	13
Ta	73	4.39	1.4	830

Table 9.1.	代主的た契仁道体
Table 2.1 :	代衣的な超伝导体

Chapter 3

位置検出型超伝導トンネル接合検出器



Figure 3.1: 直列接合検出器を X 線照射面の裏側から見た図 (一つの は一 つのトンネル接合に相当し、 100µm 程度の大きさである)

3.1 直列接合型 STJ 検出器: Series-Connected STJs

直列接合型 STJ 検出器とは Fig.3.1に示すように基板となるサファイヤの一部に前章でみた STJ 素子を直列に数個から数十個並べたものである。 X 線をサファイヤ基板側から当てることによ リフォノンを作り出し、そのフォノンが STJ 素子に達して作り出した信号を読むというのが検 出原理である。 ここでは直列接合検出器の特長を中心に、現在までに行われて来た実験について説明する。 STJ はいままで見たように、

- 1. 素子自体が持つ浮遊容量の増大 あるいは
- 2. 層の不均一化

といった技術的問題により、高いエネルギー分解能を維持するためにはせいぜい 0.2mm 角程度 までしかサイズを大きくできないという問題があった。一つの基板上に多数の接合を並列に配置 するという方法も考えられるが、一つ一つの素子の特性をそろえることが困難であるという技術 的な問題がある ([21] など)。そこで倉門 (新日本製鐵) らの考案により STJ 素子の直列接合を用 いた大面積化の方法が提唱された。

3.1.1 広いエネルギー帯域

直列接合型 STJ 検出器で X 線を検出する場合、 X 線はサファイヤ基板側から入射させる。つま り置かれている基板そのものを放射線の吸収体として使うことにより、エネルギーの高い (~10keV)X 線に感度を延ばすことができるという利点がある (Fig.3.2)。一方サファイヤ基板を用いること により、不感層 (dead layer) が数 nm と小さく、低エネルギー (~ 1keV) 側の検出にも良い。

3.1.2 位置分解能

直列接合型 STJ 検出器を用い、フォノンの伝搬速度を利用して位置分解能を測るという試み がなされてきた (Fig.3.5)。この詳しい方法は第6章に譲る。

3.1.3 実効静電容量

直列接合はその名の通り STJ を直列につなげたものであり、一つ一つのサイズは小さいままで も直列につなぐ STJ 素子の数を工夫することにより実効的に浮遊容量を小さくすることができ る。 Fig.3.3は直列接合型 STJ 検出器の等価回路である。 STJ 素子を1つのコンデンサと考え た場合の静電容量を C、直列接合数を n、それに並列につながれている前置増幅器の入力静電容 量を C'とする。また素子にはバイアス電圧 V が抵抗 $R_{\rm B}$ を介して加えられる。

最初、素子の一つ一つとC'にQ'だけの電荷が存在していたとする。放射線が入射することによって、図のようにk番目の素子に Q_k の電荷が生じたとすると、 V_S は次のように表すことができる。

$$V_{S} = (Q_{1} + Q_{2} \dots + Q_{n})/C - nQ'/C = Q'/C'$$
(3.1)

よって $Q = Q_1 + Q_2 + \cdots + Q_k + \cdots + Q_n$ とすれば

$$V_S = Q/(C + nC') \tag{3.2}$$

となる。直列接合と浮遊容量 C' とを並行につなげることによるトータルの容量は C/n + C' であるが、式 (3.2) に現われる実効的な容量

$$C_{\rm eff} \equiv C + nC' \tag{3.3}$$



Figure 3.2: X 線透過率の違い (左上: 吸収体としてサファイア 400μm 厚を 用いた場合,他は電極のみの 0.2μm 厚 (右上:Nb, 左下:Ta, 右 下:Al))

を用いてこの検出器の S/N について論じることができる。ここで一つの素子の単位面積当たり の容量を C_0 、 n 個の素子の総面積を S とすると、

$$C_{\rm eff} = SC_0/n + nC' \tag{3.4}$$

と書き表すことができる。したがって $C_{\rm eff}$ を
 nの関数として見れば、 $C_{\rm eff}$ を最小にする n が存在し、

$$C_{\text{eff,min}} = 2(SC_0C')^{1/2} \text{at } n = (SC_0/C')^{1/2}$$
(3.5)

となる。その関係を表したものが Fig.3.4である。現実的には、素子の構造上、たとえば層が不均一になるのであまり大きな接合は作れないなどの制限があり、 n と S とは独立な変数ではない。

Nb 系の素子を用いた場合、典型的なサイズは 100 μ m 角、 C_0 は数 μ F/cm² くらい、したがっ て一つの素子の容量は数百 pF 程度である。また C' は用いるプリアンプによるが数十 pF であ ると考えると、 100×100 μ m² の素子を 100 個連ねた場合、 C_{eff} は数千 pF 程度になる。

3.2 直列接合を用いた位置検出

倉門らは Fig.3.6に示すように、2つの直列接合素子の載ったサファイヤ基板に 5.5 MeV の α 線を照射し、それぞれの信号到達時間の差をとった。その結果3つのコリメータ穴に対応する



Figure 3.3: 直列接合素子の等価回路 (文献 [5] より)

3本の時間差のピークを得、 STJ 検出器が 1mm よりも良い位置分解能を有することを示した [1]。

六反田 (都立大) は Fig.3.7に示すような配置の検出器に 5.5MeV の α 線を照射して同様の測定 を行った。波形の立上り時間の差をとったところ同様なピークが得られ、位置分解能は 0.5 mm 以下と見積もられた。このとき X 線で同様の実験を試みたが二つの検出器で同時に検出するこ とは出来なかった。これは入射位置によりパルスハイトが低く出るためと解釈された。

また大面積化は行わず、距離をおいた二つの Al/AlxOy/Al の単接合素子間に X 線を入射さ せ、位置分解能を求めるという試みも最近なされている [24] [25]。

しかし STJ 検出器を X 線天文学に応用し、大面積化によってより多くの X 線を捉えることを 考えた場合、一つのトンネル接合が数百 µm であるのに対し、この数 mm をカバーする直列接 合型 STJ 検出器を用いて X 線に対する位置分解能を知ることはより大切であると考えられる。 そこで以降の章に示す通り、我々は六反田と同様の方法を用いて STJ 検出器が X 線に対しどの くらいの位置分解能を持つのかを確かめる実験を行った。

なお本研究で用いた検出器は全て新日鐵先端技術研究所で製作されたものである。



Figure 3.4: STJ 素子の直列接合数と実効静電容量の関係 ([22] より)



Figure 3.5: 直列接合入射位置検出器: 各々の直列接合におけるフォノン到達 時刻の差が入射位置情報を与える。



Figure 3.6: 位置検出実験 (文献 [1] より)



Figure 3.7: 位置検出実験 (文献 [2] より)

Chapter 4

超伝導トンネル接合検出器の構成

本研究で用いた STJ 検出器は超伝導体であるがゆえ極低温でないと動作しない。そこで冷凍器 を用い検出器全体を冷却する必要がある。また、検出器からの信号は低雑音アンプで読みだし、 得られたデータは素子や線源に応じ適切に処理する必要もある。この章では STJ 素子を含めた 実験装置全般の説明をする。

4.1 冷却システム

STJの冷却は米国 Infrared Laboratory 社製の³He クライオスタット (Fig.4.1) を用いて行った。これを用いると約6時間の冷却操作で約0.35Kの環境を30時間程度持続することができた。 ³He クライオスタット中の³He ステージと⁴He ステージには熱伝導の良い無酸素銅 (OFHC) が使われており [16]、総重量は約29kg である。より詳しい冷却手順は Appendix C に譲るが、ここでは ³He クライオスタットの冷却原理を示す。

- 1. クライオスタット内を真空にし、残存粒子による熱伝導を断つ。十分真空 (~ 10^{-6} torr) になったら、 N_2 ベッセル、He ベッセルに液体 N_2 をいれ、液体窒素温度 (77K) に予冷 する。 ³He storage tank のバルブを開けておくことにより ³He がクライオスタット内に 流れ込むことができる。
- 2. He ベッセルの液体 N₂ を追い出し、その後液体 ⁴He を注入する (注入作業の様子は Fig.C.1)。 これにより ⁴He ステージ、チャコールポンプ (活性炭)、 ³He ステージ全てが 4.2K 付近ま で下がる。この時チャコールポンプは ³He を吸着する。
- 3. ³He storage tank のバルブを閉じ、チャコールポンプを 4.2K の部分から切り離す。これ と同時にチャコールヒーターを温める。一方 He ベッセルを減圧し ⁴He の沸点を下げる。 これにより ³He ステージ、 ⁴He ステージの温度は $1.8 \sim 1.9$ K 程度まで下がり、チャコー ルポンプの温度は 35K 程度まで上がる。この過程の中でチャコールポンプ内に吸着された ³He は追い出され ³He ステージの裏で液化する。



Figure 4.1: ³He **クライオスタット**内部 (左は側面、右が前面)

4. ポンピング終了後 ³He ステージと ⁴He ステージの熱接触を断ち、チャコールポンプと ⁴He ステージを再び着ける。これにより ³He は再びチャコールポンプに吸着され ³He ス テージは約 0.35K まで冷却される。

この冷却過程を含め、温度はクライオスタット内に設置された4つの温度計で随時モニターしている。⁴He ステージとチャコールポンプにはそれぞれシリコンダイオードが一つずつ、また³He ステージにはゲルマニウム温度計が2つついている。温度計及びチャコールヒーターは26 ピンのキャノンコネクタより取り出している (Fig.4.1)。 Table 4.1に温度計の設置場所と測定可能な温度範囲をまとめておく。

温度計の形式	場所	測定範囲	精度
シリコンダイオード	⁴ He ステージ	1.4K 以上	$\pm 0.05 \text{K}(T \ge 30 \text{K}), \pm 0.01 \text{K}(T \le 30 \text{K})$
シリコンダイオード	チャコールポンプ	1.4K 以上	上に同じ
ゲルマニウム抵抗	³ He(parmanent) ステージ	6K 以下	$\pm 0.01 \mathrm{K}$
ゲルマニウム抵抗	³ He(movable) ステージ	6K 以下	上に同じ

Table 4.1: 温度計の設置場所、測定範囲、精度

これからもわかる通り、外界とクライオスタット内は数多くの配線でつながっている。さらに あとで述べる信号読みだしのための配線、磁場印加コイルの配線なども熱流入の原因となってい る。熱流入は長時間の測定を不可能にする。特に 77K, あるいは ⁴He ステージへの熱流入は液体 N₂、液体 He の補充である程度克服できるが、 ³He ステージ裏の ³He は最早補充することがで きないため、 ³He ステージへの熱流入が最も致命的であるといえる。そこでこのステージに出 入りする導線にはできるだけ熱伝導の悪い (熱伝導率 ~ 10^{-3} W/cm/K)、 0.1ϕ マンガニン線を 用いた。実際、マンガニン線を銅線にしたところ ³He ステージの温度が下がり切らない、ある いは下がっても冷却の持続時間が極端に短い (数 10 分) などということが何度かあった。なお、 温度の取得には温度コントローラー (米国 LakeShore 社製 Model DRC-91CA) を用いた。

4.2 信号処理システム

信号を取り出したり、素子にバイアスを掛けたり、あるいは素子の電流電圧特性を取得するための記線はFig.4.1の計8ヶ所のトリアクスを用いて施した。信号取得時の配線をFig.4.2とFig.4.3にのせる。配線はエネルギースペクトル取得時と波形取得時で若干異なっている。



 Figure 4.2: エネルギー分解能測定時の配線

 (図左側は温度モニター用及び I-V カーブ取得用の配線である)

全ての測定において我々が用いた前置増幅器 (プリアンプ) は電荷有感型のものである。次に その説明をする。

4.2.1 電荷有感型増幅器: Charge Sensitive Amplifer

Charge Sensitive Amplifer (以下 CSA) は検出器内部で発生した電荷を積分し、その収集電荷 量 (Q_0) に比例した大きさの電圧パルス (V_{out}) を出力するものである。 CSA の出力パルス波高



Figure 4.3: 位置検出実験時の配線 (第6章)

は以下の式で表される。

$$V_{\text{out}} = \frac{G}{C_f + \frac{C_t}{A_0}} Q_0 \tag{4.1}$$

ここで *G* は CSA 全体での増幅率、 C_f はフィードバックコンデンサの静電容量、 A_0 は電荷増 幅段での増幅率。 C_t は全入力容量 (検出器の静電容量 + 初段 FET(電界効果トランジスタ)の静 電容量 + CSA 基板、ケーブルの浮遊容量など)である。 CSA の特徴として $A_0 >> C_t/C_f$ の ときにはバイアス電圧や入力電荷の量に依存せず、式 (4.2) で近似される Q_0 にのみ比例した出 力が得られることになる。

$$V_{\rm out} \simeq \frac{G}{C_f} Q_0 \tag{4.2}$$

しかし式 (4.1) からもわかるように CSA では C_t が特に STJ の場合 (~ 2000pF) のように大き くなると V_{out} が小さくなるので S/N 比が悪化し、これがエネルギー分解能の低下につながる。 そこで我々は C_t を小さくし V_{out} を大きくするため、ケーブル (0.1ϕ マンガニン線) は極力短く し、FET も幾つか低容量のものの中から、実際にテストパルスの幅 / 波高が最も良くなるもの を選ぶなどの対策を行った。これは次の節に述べるように S/N 比の N の低減にはゲイン (g_m) の大きい FET を使う必要もあるため、波高値 (V_{out}) からだけでは決められないからである。

また検出器と初段 FET の接続方式には、検出器と前置増幅器を直接結合する直流結合方式と、 結合コンデンサー C_c を介して結合する交流結合方式がある。このうち交流結合方式にすると 検出器の漏れ電流が比較的大きくても前置増幅器の増幅段と検出器は直流的には断絶されてい るために、その漏れ電流が直接フィードバックループ抵抗 R_f に流入することはなく、信号増 幅は安定して行える [17]。 STJ の持つ動抵抗 (R_d) は数 $10k\Omega$ と一般的な半導体検出器の抵抗値 $(\sim 10^{13}\Omega)$ に比べ小さく洩れ電流は大きいので、我々は交流結合方式をもちいた (4.6)。

4.2.2 STJ 信号測定系の等価雑音電荷: Equivalent Noise Charge

従来からの CSA の Equivalent Noise Charge (ENC) に関する一般式は主に半導体検出器 (数 $pF \sim$ 数百 pF) に使用されるものであるため、 STJ 素子のように大容量の検出器に関しての実験
と良く一致する ENC は未だ得られていないのが現状である。

現在までのところ、浮辺 [9] らの作成した冷却 FET の場合にのみ適用できる模擬式があり、 それは式 (4.3) のように表される。

ENC =
$$[4k_B T_f \alpha A_m C_d (C_{gs}/g_m)/\tau_p + 1/3(2eI_d + 4k_B T_d/R_d)\tau_p + 2A_{1/f} C_{gs} A_m C_d + A_t A_{gr} C_{gs} A_m C_d]^{1/2}$$
 (4.3)
 $A_m = ((C_{gs}/C_d)^{1/2} + (C_d/C_{gs})^{1/2})^2 A_{gr} = 1/(\tau_p/2\tau_t + 2\tau_t/\tau_p)$

ここで、

$$A_{\rm m}$$
 : マッチングパラメータ

- $T_{\rm f}, T_{\rm d}$: FET及びSTJの温度
 - α : 形状因子
- C_{gs}, C_{d} : FETのゲート ソース間及びSTJの静電容量
 - $g_{\rm m}$: FETの相互コンダクタンス
 - *τ*_D : 波形の立上りからピークに達するまでの時間
 - *I*_d : バイアス洩れ電流
 - R_d : STJの動抵抗

$A_{1/f}, A_{ m gr}, \tau_{ m t}$: 生成再結合雑音の強度、生成再結合係数、固有の捕獲準位の捕獲時定数 である。式 (4.3) のそれぞれの項に注目してみる。

- 1. 一項目: FET 内部の熱雑音 (= 電荷キャリアの速度の揺らぎにより発生するノイズ) $\propto T_{\rm f}$ 、 $\propto (C_{\rm d} + C_{\rm gs})^2$ 、 $\propto 1/g_{\rm m}$ 、 $\propto 1/\tau_{\rm p}$
- 2. 二項目: STJ 素子のショット雑音 (= 電荷キャリアの数が統計的にゆらぐことにより発生 する雑音) [18]

 $\propto I_{\rm d} \tau_{\rm t}$

- 3. 三項目: STJ 素子の熱雑音 $\propto 1/R_{
 m d}$
- 4. 四項目: 1/f 雑音 (=FET の抵抗の揺らぎつまり電気伝導度が緩やかに揺らぐことにより発 生する雑音) $\propto (C_{\rm d} + C_{\rm es})^2$
- 5. 五項目: 生成結合ノイズ (=FET の空乏層中の電子、正孔の捕獲準位に電子、正孔が捕獲 されることで発生する雑音) $\propto (C_{\rm d} + C_{\rm gs})^2$

1~5に示されるノイズの中で、STJ素子で発生するノイズは素子の作成段階の問題であるため、 もはや我々の手にはおえない。そこで我々は交換可能であるFETに注目し、幾つか特性の良さ そうなFETから実際にテストパルスを入力して最適なものを選んだ。またその際、FETの存 在する部分の温度も変化させ、実際にFETが低温で良いノイズ特性を示すことを確認した(Fig.4.4)。 その結果FETとして2SK190を採用した。

FET	2SK190	2SK162	2SK147	2SK152
$g_{\rm m}({ m mS})$	45	45	40	30
$C_{\rm gs}({\rm pF})$	75	55	75	8

Table 4.2: FET の性質 (文献 [8] より)

4.2.3 2 チャンネル読みだし

第6章で詳しく見るように、我々はSTJ検出器を用いて位置の検出を行うために、読みだしチャンネルを二系統必要とした。用いるプリアンプとしては以下 Table 4.3にある二つの市販のプリアンプを検討した。

テストパルスを入力してスペクトルの幅を見たところそれほど顕著な違いはなかったが、最終的に米国 CANBERRA 社製の 2002C を採用した。FET は低温で動作させるのだが、このアン プは既に初段部分を取り出して、冷却できるような構造になっており、もともとは Ge 検出器の γ 線計測用の低雑音・高係数率のアンプとして定評がある。またバイアスオフセットの修正も容 易であり、 Charge Sensitivity の値も 2 つから選択できるようになっているなど使い勝手も良 い。

	CANBERRA 2002C	ORTEC 142C
Decay Time	$50\mu { m sec}$	$1000 \mu sec$
Charge Sensitivity	$100 \mathrm{mV/MeV}(\mathrm{Ge~equivalent})$	$20 \mathrm{mV/MeV}(\mathrm{Si~equivalent})$
	(=2V/pC)	(=0.5V/pC)
	$500 \mathrm{mV/MeV}(\mathrm{Ge\ equivalent})$	
	(=10V/pC)	
Noise	Tab.4.4 を参照。	Tab.4.5 を参照。

 Table 4.3: プリアンプのスペック: CANBERRA 2002C の Charge Sensitivity は 2V/pC と 10V/pC のどちらかを選べる。また V/pC への換算は、電子 – 正孔対を一つ作るのに必要なエネルギーを Ge の場合 2.98eV、 Si の場合 3.62eV として計算してある。 (文献 [10][11] より。)

このアンプの後段部分の雑音スペクトルは、Fig.4.5である。

実際冷却した部分の回路図を Fig.4.6に示す。回路図中で FET のソース - ドレイン間のコンデンサは発振防止のために入れたものである。以後 2 つのプリアンプは A 及び B をつけて呼ぶことにする。

4.2.4 メインアンプ (シェーピングアンプ)

前置増幅器からの出力を増幅し、コンデンサと抵抗を組み合わせた回路で微分と積分を複数回 行い、パルスを波形整形する。我々はSTJからの信号の立ち上がり時間が1µsec程度であるこ

Detector Capacitance		Noise in eV (FWHM) (Ge)
$0 \mathrm{\ pF}$	typical	570
	maximum	600
100 pF	typical	2200
	maximum	2300

Table 4.4: プリアンプ CANBERRA 2002C のノイズ特性

Detector Capacitance		Noise in eV (FWHM) (Si)
$400 \mathrm{pF}$	maximum	7200
$1000 \mathrm{pF}$	maximum	14500
2000pF	maximum	27000

Table 4.5: プリアンプ ORTEC 142C のノイズ特性

となどから整形時間を 2µsec としている。しかしノイズの周波数依存性などを考えて今後は十分 な検討が必要である。しかし本研究では二つのプリアンプからの出力波形をそのまま取り出し信 号のライズタイムを精密に測定したり、二つのアンプからの信号の到達時間の差を取るなどより 細かい解析を行うため、エネルギースペクトルを取得するとき以外は用いなかった。用いたのは ORTEC571 である。

4.2.5 MCA:Multi Cannel Analizer

メインアンプからの出力波高を フルスケール 8V、12 ビットで ADC 変換して計数する。この 出力がすなわちエネルギースペクトルになる。用いたのは Laboratory Equipment 社の MCA/PC98B である。

4.2.6 波形デジタイザ

GPIB バスが備わっており、前置増幅器からの出力波形をそのままデジタル変換して、 CPU に 転送する。信号の立上り時間、減衰時間、波高など、後からのきめ細かな解析を可能にする。入 カチャンネルは2つあり、我々は主に第6章で解説する STJ 検出器による位置検出を行う際に 用いた。用いたのは SONY Tektronix 社製の RTD710A。 Table 4.6にその仕様を示す。

4.3 その他

4.3.1 I-V 特性測定装置

STJ 素子の電流電圧特性を取得する際に従来から用いてきた差動アンプの回路図は Fig.4.7である。しかしこのアンプは原点付近のみしか取得できないという欠点を持っていた (これで取得した IV カーブが Fig5.3である)。これでは STJ 素子のサブギャップ領域の外側に存在する常伝導抵抗 (*R*_n) が正確に得られないため、検出器の特性を正確に把握することができなかった。そこ

垂直分解能	10 ビット
有効ビット	8.2 ビット
最高サンプリングレート	
(1 チャンネルモード使用)	200M サンプル /sec
最大データ転送速度	250K バイト /sec 以上
入力レンジ	$\pm 100 \mathrm{mV} \sim \pm 50 \mathrm{V}$

Table 4.6: 波形デジタイザ RTD710A の仕様 ([19] より)

で以後は KEITHLEY 社のソースメジャーユニット (Model236) を用いて直接素子の両端に微 小な電圧をかけて電流を測定している [27]。これらはクライオスタットのトリアクス (4 または 8) を介して用いる (Fig.4.2)。

4.3.2 磁場印加コイル

磁場の役割は第2.3節で述べたとおり信号検出の妨げとなる dc ジョセフソン電流を抑制すること である。その際に必要な磁場は100Gauss 程度である。我々は超伝導コイルをクライオスタット 内の 4.2K ステージに設置し、外部から電流をながすことで磁場を印加した。この形式はクラ イオスタット外部から磁場を印加する場合に比べて、消費電力が小さくて済むという利点もある が、磁場の向きを微妙に変化させることができないなど問題もあった。

コイルとして我々が用いた超伝導線は 直径 0.1mm の NbTi($T_c = 9.4$ K)線で、これを Fig.4.8の ように上下に約 2000 回ずつ巻いた。コイルの形状から I[A]で約 650IGauss の磁場がかかるた め、 0.5A 程度の電流でジョセフソン電流を抑制している。一度、超伝導線の被覆が剥げ磁場が 印加できなくなることがあったため、以降は NbTi 線の下にカプトンテープ (0.1mm 厚)を巻い ている。その際、巻いた超伝導線が動くことにより温度が上がり超伝導状態を破壊してしまうと いうトレーニング効果 (training 効果) [12] を防ぐため、線はエポキシ樹脂 (セメダインペグ α) を絡ませながら巻いた。

4.3.3 照射 X 線源

実験で用いた X 線源は ⁵⁵Fe、及び ¹⁰⁹ Cd である。

放射線源	半減期	エネルギー	放射能
55 Fe	2.73 年	${\rm K}_{\alpha}$ 5.896 keV	$0.68 \mathrm{MBq}$
		${\rm K}_\beta$ 6.492keV	
$^{109}\mathrm{Cd}$	463 日	${\rm K}_{\alpha}$ 22.103keV	$0.40 \mathrm{MBq}$

Table 4.7: 実験で使用した放射線源

特性 X 線を発生するためには原子を励起状態にする必要があるが、一般の実験室で用いる線 源には以下の方法が主に用いられている。 1. 放射性崩壊による励起

これには基底状態あるいは励起状態にある原子核が軌道電子を捕獲して軌道に一個の空孔 を生じる電子捕獲(Electron Capture)過程と、原子核の励起エネルギーが軌道電子の一つ に直接伝達され、エネルギーを持った軌道電子が原子から放出されて空孔を残す、内部転 換過程がある。

2. 外部放射線よる励起

X線、電子、 α 線などの外部放射線をターゲットに当てることにより、ターゲット内に励 起原子または電離原子をつくり出し、それが基底状態に遷移することにより、特性 X線が 発生する。この時放出される X線のエネルギーはターゲット物質に依存する。このとき入 射放射線のエネルギーは発生させる X線の最大エネルギーよりも大きい必要がある。

このうち我々の実験では外部放射線による X 線発生装置は大掛かりである上に余計なノイズ 源となる可能性がある一方、コンパクトかつ測定に十分なカウントレートを得られるなどの理由 から前者を採用した。

⁵⁵Fe、¹⁰⁹Cd 線源ともに冷却用に作られており、クライオスタット内に配置し STJ 素子の間 近で X 線を照射することができた (Fig.4.11)。これは主に、放射線源及びアルミニウムの外壁 (遮蔽) と、入射部分のベリリウム箔から作られている (Fig.4.9、 Fig.4.10)。

4.3.4 コリメータ

直列接合型 STJ 検出器に X 線を照射する際に、 X 線の入射位置を制限するため、銅製のコリメー タ用いた。これは 9 つの穴の空いた厚さ 0.5mm の銅板と 2 つの穴の空いた厚さ 0.5mm の銅板 を重ねることによって、検出器上の比較的狭い領域に X 線を照射するための厚さ 1.0mm のコリ メータとして用いることができるものである (Fig.4.12)。また Fig.4.13に 0.5mm の銅板の透過 率を示す。¹

¹つまりコリメータのほとんどの部分は実質的に厚さ1.0mmの銅板として働く。



Figure 4.4: FET の温度特性: (a) 信号波高の温度依存性 (b) 標準偏差の温 度依存性 (c) 分解能の温度依存性 (文献 [26] より)



Figure 4.5: プリアンプ (A) の雑音スペクトル (Triax1-3 はグランドに落ちている)



 Figure 4.6: 冷却した初段 FET 部分 (triax の後の数字は Fig.4.1に対応、

 " / "の前の数字はプリアンプ A で使用した Triax の番号、後は

 B で使用したもの、また右下の枠内は Triax の断面を表す)



Figure 4.7: IV 特性取得用アンプ回路図 [7] より



Figure 4.8: コイルと STJ 素子の配置 (H は磁場を表す)



Figure 4.9: 照射した線源の形状 (単位は mm)



Figure 4.10: 線源に用いられている Al 及び Be に対する X 線透過率



Figure 4.11: 線源と検出器の配置



 Figure 4.12: コリメータ (右の2枚のうち片方を左の板に重ね、厚さ1mmの コリメータとして使用、左の板としては穴の直径が0.1mm、 0.2mm、0.3mmの三枚がある) Fig.4.13の通り、22keVのX 線はほぼ完全に止めることができる。



Figure 4.13: 厚さ 0.5mm の銅の X 線透過率

Chapter 5

超伝導トンネル接合素子の X 線分光特性



Figure 5.1: 上部正方形が STJ 単接合素子 (一辺 178µm、下部四つの方形は 電極、背後はサファイヤ基板)

まず⁵⁵FeのX線に対するSTJ素子のエネルギー分解能を求めた。これはSTJが優れたエネ ルギー分解能を持つことを示すだけでなく、この後に位置分解能の測定を行っていくうえで、研 究室内でどのくらいのノイズレベルが達成できており、STJ素子の持つポテンシャルが十分に 引き出せているのかをを知るためにも重要だからである。

5.1 測定を行った素子

用いた素子は Fig.2.1に示した Nb/Al/AlOx/Al/Nb のトンネル接合である。 X 線は図の上部電 極側から照射した。ここに用いられている Al 層はトラッピングレイヤーといい、 Nb と障壁の 間に Nb よりもエネルギーギャップの小さい Al を挟むことで、 Nb で生成された電子をトラッ プして効率良く障壁を通過させようという工夫である (Fig.5.2)。



Figure 5.2: トラッピングレイヤー模式図

この素子の電流電圧特性は Fig.5.3のようであった。V=0 近傍 ($-0.2mV \sim 0.2mV$) での動抵抗 は $23k\Omega$ であり、この素子の動抵抗値は STJ 素子としては比較的大きいと言える。

5.2 エネルギースペクトルの考察

この STJ 素子に X 線を当てたときのエネルギースペクトルは Fig.5.4のようになった。この時の 測定条件は Table 5.1の通りである。

5.9keV と 6.4keV の X 線を当てたのであるが、 STJ の構造を反映する幾つかのピークが現われている。これらのピークの原因はそれぞれ

- 2500ch 付近: 上部超伝導体内で吸収された MnKα(5.89keV) が準粒子を発生させたことで 形成されるピーク
- 2. 2700ch 付近: 同じく MnKβ (6.49keV) によるピーク
- 3. 1700ch 付近:Nb の L シェル X 線のエスケープによるピーク (5.9-2.2=3.7keV)。
- 4. 700ch 付近: 下部超伝導体で吸収された X 線によるピーク
- 5. 150ch 以下: サファイヤ基板や SiO₂ 膜で吸収された X 線により発生したフォノンによるピーク。

	STJ 素子温度	$0.38\mathrm{K}$
	バイアス電流	11.8nA
	印加磁場	約 240Gauss
プリアンプ	charge sensitivity	10 V/pC
	FET	2SK190
	FET ドレイン電流	$17 \mathrm{mA}$
メインアンプ	ゲイン	40 倍
	整形時間	$2\mu \text{sec}$
	全測定時間	39.6ksec

Table 5.1: エネルギースペクトル測定条件

テール部分はX線が超伝導体の端に入ったために準粒子の一部が超伝導体からでていってしまい固有ピークよりも低い部分に連続的に広がったことによるピーク。

このように上部下部極板による2重ピークが生じるのが単接合素子を用いた時の特徴である。こ れに対してはそれぞれ、

- X 線がポテンシャルの高い電極 (今の場合下部の超伝導体) で吸収された場合、クーパー対が破壊されギャップの上に2個の準粒子が生成し、これが絶縁障壁を通過することで電荷 信号として検出されたことによるピーク。
- X線がポテンシャルの低い電極(今の場合上部の超伝導体)で吸収された場合、2つの超伝 導層の間で波動関数が重なりあっているためにポテンシャルの高い(下部)超伝導層から準 粒子が低い(上部)超伝導層に通り抜けたことで形成されたピーク。

と解釈できる (Fig.5.6)。

またこのピークはバイアス電圧と磁束のトラップに依存していることが明らかになっている [23]。

次に 1700ch 付近にある Nb のエスケープピークに注目する。もしエネルギーとパルスハイト の関係がリニアであれば、このピークは ~ 1570ch 付近にくるはずである。しかし実際には明ら かにずれが生じている。これについては高エネルギーになればなる程、超伝導体内で生成される 準粒子の数は増えるのだが、同時にクーパー対に再結合する確率もその密度の 2 乗に比例して増 加するためだと解釈されている ([7] など)。これも STJ の信号検出原理を反映した一つの特徴で あると言える。

5.3 *ε*_{eff}の考察

Fig.5.7に示すように、このときのプリアンプ出力は約 140 mV であった。信号測定時のプリアン プの charge sensitivity が 10 V/pC であったため、 1 個の X 線フォトンの入射により、

$$\frac{0.140[V]}{10[V/pC] \times 1.6 \times 10^{-19}[C/@]} = 8.75 \times 10^{4}[@]$$
(5.1)

もの数の準粒子が信号として検出されたことになる。したがって 5.9keV の X 線に対する ε_{eff} の 値は約 67meV となる。 Nb、 Al のエネルギーギャップがそれぞれ 3meV、 0.3meV なのに対し て、それらよりも 1 桁大きい値となったことの理由として、準粒子を信号として取り出す前に クーパー対に再結合してしまった、あるいはフォノンロスの影響などが考えられる。

5.4 エネルギー分解能

測定は 11 時間にわたり行った。その間 Fig.5.8のようにピークの位置に変動が見られたため比較 的変動の少なかった 9000 秒のデータを用いた。

5.89keV のピークにガウシアンをフィットさせた時の FWHM は 106eV だった (Fig.5.9)。 一方前節でもとめた ε_{eff} からは、ポアソン分布を仮定しても (すなわち式 (1.3) で F = 1 とおいても) エネルギー分解能は 47eV となるはずである (Nb の場合の F=0.2 を用いた場合には 20eV となる)。スペクトルから求めた分解能が良くなかった理由は、アンプ系のノイズ (パルサーの幅から求めたノイズレベルはおよそ 95eV) が主に考えられる。

5.5 電子回路系のノイズの考察

パルサーから求めたプリアンプ直後のノイズは約 2.13mV であった。これを STJ 素子直後での ノイズに入力換算すると、

$$\frac{2.13[\text{mV}]}{10[\text{V/pC}] \times C_{\text{in}}} \sim 0.1[\mu\text{V}]$$
(5.2)

である。ここで $C_{\rm in}$ はSTJ素子の静電容量で、 $\sim 2000 {\rm pF}$ である。

0 5

今、式 (5.3) のようにチャージアンプにおけるノイズの二乗平均を電流性ノイズによる項 (一項目) と熱雑音による項 (二項目) に分けて書く。ここで I_0 は素子のリーク電流、 g_m は FET の ゲインを表す。すなわち I_0 には電流電圧特性より求めた 0.5μ A を、 g_m には 2SK190 の値 45mS を代入する。

$$V_{\rm rms}^2 \simeq 2eI_0/C_{\rm in}^2 + 4k_B T(\frac{0.5}{g_m})$$

(+1/fノイズ等) (5.3)

すると、

1. 電流性ノイズ (Shot noise) は

$$\sqrt{2eI_0}/C_{\rm in} \sim 0.2[\mu \rm V]$$

2. 熱雑音は

$$\sqrt{4k_BT\left(\frac{0.5}{g_{\rm m}}\right)} \sim 0.28[{\rm nV}]$$

- となる。この計算からノイズの主要因となっているものはリーク電流 *I*₀ であることがわかる。 そこで *I*₀ を減らす対策としては、
 - 磁場の最適化 (ジョセフソン電流の抑制)

- バイアス電流の最適化
- チャージアンプ以外の読みだし (SQUID 等)

あるいは素子の製作段階における

• リークの少ない素子の作成

などが必要であると考えられる。これらについては今後の課題とする。

ここで得られた 106eV という値は STJ のエネルギー分解能の理論的限界を考えると決して満 足出来る値ではない。しかし半導体検出器をしのぐ分解能が確認できた意味は大きい。また高エ ネルギー分解能の追求は本研究の中心目的とも逸れるため、引き続き直列接合型 STJ 検出器を 用いた位置検出の実験に入った。



Figure 5.3: 単接合 STJ 素子の電流電圧特性 (直線は fit に用いた関数)



Figure 5.4: 単接合に ⁵⁵Fe を当てて得られたエネルギースペクトル



Figure 5.5: Fig.5.4の 5.89keV のピークにガウシアンをフィットさせた結果







Figure 5.7: プリアンプ出力波形 (波形デジタイザー) で取得



Figure 5.8: 5.89keV ピーク位置の時間変動



Figure 5.9: 時間でスペクトルを選択後、 Fig.5.4の 5.89keV のピークにガウ シアンを fit させた結果

Chapter 6

STJ 検出器の X 線撮像特性

この章では直列接合型 STJ 検出器の位置分解能を求めるために行った実験についてまとめる。

6.1 位置分解能の決め方

Fig.3.1のような直列接合素子からなる STJ 検出器全面に単色 X 線を当てると Fig.6.1のように なまったエネルギースペクトルが得られる。これは一つの X 線が入射したことによりできるフォ ノン数がサファイヤ基板上の各点でまちまちであることによる。



Figure 6.1: スペクトル概念図

今コリメータを2つの接合の間の二ヶ所に設置し、それぞれをa,bと呼ぶことにする (Fig.6.2)。そ



Figure 6.2: コリメータ穴と検出器の配置 (上は照射面を裏側から見た図、下は側面図)

して X 線をこの穴越しに当てるとプリアンプ A、 B からは X 線が a に入ったか b に入ったか で、異なった波形が出ると考えられる。



Figure 6.3: 通ったコリメータによる波形の違い左: 穴 a を通った場合の波形、右: 穴 b を通った場合の波形

1. X線がaに入った場合、

仮にコリメータの一方 a が2つの素子のちょうど中心に設置されていれば、フォノンの到 達時間ほぼ同時刻であると考えられるから、波形を取得すると、Fig.6.3(左)のようにな る。 2. X線がbに入った場合、

フォノンの到達時刻は穴に近いA素子の方が早いから、波形はFig.6.3(右)のようになる。

ここで信号到達時刻の差 Δt を導入する。いまの場合、到達時間差分布は Fig.6.4のように時間差 0 と時間差 Δt の周りに幅 $\sigma_{\Delta t}$ をもって表されることになる。 本章の実験では信号到達時



Figure 6.4: 到達時間差の分布

刻の差を、

ピークの 10% に達したときの時刻の差

で定義した (Fig.6.5)。



Figure 6.5: 一波形のパルスハイト・ライズタイムの定義

この時、コリメータ穴の間隔が L で、 Fig.6.4で表されるスペクトルのピーク間隔が D で あったならば、 $\sigma_{\Delta t} \times L/D$ が位置分解能の目安を与えると考えられる。ただし一つのコリメー タ内のどこに入射するかでも信号到達時刻は変ってしまう。後述の直列接合型検出器 I の場合に それを表すのが Fig.6.6である。 Fig.6.6において点 P 及び Q は同じコリメータ穴を通った X 線 がサファイヤ基板上に入射する点のうち、それぞれ最も素子 A に近い点、素子 B に近い点を表 す (つまり P,Q 間の距離はサファイヤ上に X 線が入射する範囲を表す円の直径 d である)。式 (6.2) は Fig.6.6を数式に表したものである。この式の中で

- Δt_A: P に入射した X 線による信号が素子 A と素子 B で検出される時間の差
- △*t*_B: Q に入射した X 線による信号が素子 A と素子 B で検出される時間の差
- *L_A*: P から素子 A までの距離
- *L_B*: P から素子 B までの距離
- *M_A*: Q から素子 A までの距離
- *M_B*: Q から素子 B までの距離

である。

Table 6.1に示すようにコリメータの穴のサイズとともに d の値も大きくなるので、フォノン のサファイヤ基板中の伝搬速度を仮に 10^3 m/sec とすれば、 $|\Delta t_{\rm B} - \Delta t_{\rm A}|$ はコリメータとして直 径 0.3mm のものを用いた場合に最大で、 ~ 0.9 μ sec となる。そのため Fig.6.4のピークの幅に は、コリメータの径による部分も含まれている。

コリメータ直径 (mm)	サファイヤ基板上での広がり d(mm)	
0.3	0.44	
0.2	0.32	
0.1	0.20	

Table 6.1: コリメータ径と入射位置の広がり

$$\begin{cases} \Delta t_{\rm A} = \frac{L_{\rm B} - L_{\rm A}}{v_p} \\ \Delta t_{\rm B} = \frac{M_{\rm B} - M_{\rm A}}{v_p} \end{cases}$$
(6.1)

これから

$$\begin{aligned} |\Delta t_{\rm B} - \Delta t_{\rm A}| &= \frac{|(L_{\rm B} - L_{\rm A}) + (M_{\rm b} - M_{\rm A})|}{v_p} \\ &= \frac{|(L_{\rm B} - M_{\rm B}) + (M_{\rm a} - L_{\rm A})|}{v_p} \\ &= \frac{2d}{v_p} \end{aligned}$$
(6.2)

したがって幾つかのサイズのコリメータで位置分解能を暫定的に出し、直径0 での位置分解能 を求めることが必要になる。本修論では直径0.3mmのものでしか行っていないが、他の0.1mm、 0.2mmについては、今後行うつもりである。

6.2 検出器の選択

前節で述べたように、我々が位置検出を行うためにはまず二つ以上の STJ 直列接合素子で別々 に X 線の信号を検出しなければいけない。しかし六反田の実験 (Fig.3.7) において、 2 つの STJ 直列接合からなる X 線検出器に ¹⁰⁹Cd の X 線を照射しても両方の素子からの信号は同時に検出 できなかった [2]。これは信号レベルが低くノイズに埋もれてしまったためだと考えられている。

そこで *S*/*N* 比の向上をはからなければならない。 *N* を低減する試みは第4章で取り上げた。 一方 *S* を大きくする手段の一つとしては、一個の X 線の入射によってできるチャージ、つまり 準粒子の数を更に増やすことがあげられる。その対策としては我々は以下の2つを考えた。

1. X線の吸収体としてよりエネルギーギャップの小さい超伝導体を使う。

六反田の用いたトンネル接合は Nb 系の接合 (Nb/Al/AlOx/Al/Nb) であった。したがっ てもし Nb(2 Δ =3.1meV) よりもエネルギーギャップの小さい超伝導体を吸収体として用 いれば式 (1.1) により、電荷キャリアーとなる準粒子が更にたくさんできるため、出力パ ルスも大きく、ノイズに埋もれなくなることが期待できる。そこで注目したのが Ta 系接 合である。 Ta のエネルギーギャップ (2 Δ) は 1.4meV と Nb のそれの半分以下であるため (Table 2.1)、もし同じ配置の検出器を使うのならば、2 倍以上の準粒子が障壁を通過し、 信号波高も2 倍以上が望めると考えた。

それとともにもう一つ注目したのが

2. 直列接合の配置である。

直列接合型の検出器ではサファイヤ基板で発生したフォノンが効率良く超伝導体に受け取 られなければ、つまり phonon loss が大きければ、1. と同様にトンネルすべき準粒子も 少なくなってしまうと考えられる。この影響を避けるには X 線の入射位置から STJ 素子 を見込む角度が大きくなる配置が望まれる (Fig.6.7)。

そこでまず使用可能な検出器を選択しなければならない。研究室において使用可能な Ta 系接 合は幾つかあったが、上の条件を満たし、一つのサファイヤ基板上に複数の直列接合素子の構築 されているものはそのうち2つであった。初めにこれらの電流電圧特性を調べ、どちらを位置検 出実験に用いるかを決定した。

6.2.1 直列接合検出器 I

Fig.6.8に Ta 系接合のうちの一つ (実際にはグレーで塗りつぶした 2 つの直列接合を測定した)を 示す。それぞれグレーの部分は 14 個のトンネル接合からなっている。コンタクトパッドから検 出器外部の配線へは ϕ 0.1mm のボンディングワイヤー (Al) を用いて取り出している。また、便 宜上 Fig.6.8の左側を直列接合素子 A、右側を B と呼ぶことにする。

この素子の電流電圧特性として Fig.6.9およびその原点付近の拡大である Fig.6.10が得られた。 またここから得られた直列接合検出器 I の特性を表すパラメータは Table 6.2のようになった。

6.2.2 直列接合検出器 II

もう一方の Ta 接合検出器は Fig.6.11に示す検出器 II である。 I と同様に基板からの配線はコン タクトパッドからのボンディングワイヤーによって取り出す。この検出器の特徴はサファイヤ基

直列接合素子 1	А	В
V=0 近傍での動抵抗 (kΩ)	3.0	6.2
$ V {>}20$ V での常伝導抵抗 (Ω)	11.2	17.0
トンネル接合 1 つあたりの動抵抗 $(k\Omega)$	0.21	0.44
品質因子	268	365
エネルギーギャップ (meV)	~ 1.5	~ 1.5
$V{=}4({ m mV})$ でのトンネル電流 $(\mu{ m A})$	3.4	0.7

Table 6.2: I-V カーブから得られた直列接合型検出器 I のパラメータ

板上に 4 つの直列接合 (a, b, c, d) が独立に載っていることである。この直列接合型 STJ 検出器 II の電流電圧測定の結果は Fig.6.12のようになった。

直列接合素子	a	b	с	d
V=0 近傍での動抵抗 (kΩ)	30	20	20	24
トンネル接合 1 つあたりの動抵抗 $(k\Omega)$	1.20	0.75	0.83	1.00
$V=4(mV)$ でのトンネル電流 (μA)	0.12	0.20	0.19	0.16

Table 6.3: I-V カーブから得られた直列接合検出器 II のパラメータ

直列接合検出器 II 上の1つの直列接合素子は24個のトンネル接合よりなっている。また、向かい合う2組の直列接合を使うことにより2次元の位置検出を行うことも可能である。

これらの2つの検出器のトンネル接合はともに、サファイヤ基板、 Nb/Ta/Al/AlOx/Al/Nb/Ta である。この構造は前章で出てきた準粒子のトラッピングを二段階に分けて行うものである (Multitrapping)。またトンネリング後の各金属のエネルギーギャップは $\Delta_{Al} < \Delta_{Nb} > \Delta_{Ta}$ であるた め、一度 Ta まで通過した準粒子が戻ってしまう効果を減少させ、電荷の収集効率を上げるとい う工夫がなされている。両方の直列接合に共通していえることは Table 6.3および Table 6.2中の トンネル接合一つあたりの動抵抗値と、第5章で用いた (直列につながない)単独の STJ 素子の 動抵抗を比べた場合に、直列接合素子の抵抗値の方が低く、リーク電流が多いことである。これ は素子の作成段階で満足のいく直列接合検出器が作れていないことを表している。またそれは単 接合素子において $10^3 \sim 10^6$ である品質因子が直列接合にすると $\sim 10^2$ と小さい値となってい ることからも伺える。さらに同じサファイヤ基板にある直列接合素子の特性が違っているのも望 ましいことではない。

我々は直列接合型検出器 II は 4 辺の素子を用いて二次元の位置情報が得られると考え、さら に動抵抗の値も大きかったので¹⁰⁹Cd を照射する直前までこちらを用いるつもりであった。しか しボンディングワイヤーが外れるなどしたため、一次元の位置分解能であれば検出器 I でも得ら れると考え、最終的にこれを用いることにした。 ここで六反田の用いた Nb 系接合の STJ 検出器の電流電圧特性を Fig.6.13に載せておく。この図の折れ曲がりの点、すなわちエネルギーギャップ $2\Delta/e$ は決めづらいが $2.0\sim 2.5$ meV と見積もれる。一方我々の用いる直列接合 I についてその値は 1.5meV から 2.0meV 以下だとみられる。この比較からはこの検出器 I の方が同数のフォノンが入った場合に作る準粒子の数が多いことが示唆される。一方配置についてそれぞれ Fig.3.7で用いられた検出器と Fig.6.8の検出器中心から一つの直列接合素子を見込む角を比べる。 Fig.3.7の検出器の場合は 90°未満、検出器 I で 95.4°となり、若干であるが検出器 I の方が大きい。これからもより多い準粒子の生成つまり高いパルスハイトが期待できる。

最終的に X 線を入射させて得られたパルスハイトで比べればはっきりするのであるが、 Fig.3.7の 実験における信号波形を取得することはできなかった。

6.3 X 線照射実験

まず検出器 I 上の 2 つの直列接合素子で ^{109}Cd の X 線が検出できるのかを調べる実験を行った。





サファイヤ基板上でX線が入射する範囲を表す円

Figure 6.6: サファイヤ基板上での入射位置の広がり (上図はサファイヤ基板 を横から見た図、下図は入射位置と素子までの距離を表す)



Figure 6.7: X 線入射位置と素子に入るフォノンの関係、左: 見込む角 θ 大、右: θ 小



Figure 6.8: 直列接合検出器 I



Figure 6.9: 直列接合検出器 I の電流電圧特性 ($\pm:$ 直列接合素子 A, $\pm:$ 直列接合素子:B)



Figure 6.10: 直列接合検出器 I の原点付近における電流電圧特性



Figure 6.11: 直列接合検出器 II



Figure 6.12: 直列接合検出器 II の原点付近における電流電圧特性



Figure 6.13: Nb 接合の電圧特性 [2] より

6.3.1 信号測定時の設定

信号測定のための配線は Fig.4.3に示した通りである。照射する X 線として ⁵⁵Fe(5.9keV) を用 いなかったのは、信号がノイズに埋もれてしまうことを懸念してのことである。なおアンプ初 段を含め、設定は Table 6.4に示す。また、 22keV の X 線に対して予想されるパルスハイト PH は、 Fig.6.14のように、 ¹⁰⁹Cd の 22keV の X 線入射位置から素子を見込む角度がおよそ $\pi/2$ (rad) なので、

$$\begin{array}{lll} \mathrm{PH} &=& 22000 [\mathrm{eV}] \times \frac{\frac{\pi}{2}}{2\pi} \times \frac{1}{1.5 \times 10^{-3} [\mathrm{eV}]} \times 1.6 \times 10^{-7} [\mathrm{pC}] \times \frac{1}{10 [\mathrm{V/pC}]} \\ &\sim& 60 [\mathrm{mV}] \end{array}$$

と見積もられる。ここで $1.5\times 10^{-3} {\rm eV}$ は電流電圧特性から求めた素子 A のエネルギーギャップである。



Figure 6.14: X 線出力波高の見積もり

上表中のカウントレートの見積もりは次の2通りの方法で行った。

1. 計算による見積もり

用いる¹⁰⁹Cd の X 線源の崩壊率は Table 4.7に示した通り 0.68MBq である。実際には Fig.4.9に

	STJ 素子温度	$0.37\mathrm{K}$
	バイアス電流	$0.55 \mu A$
	印加磁場	約 570Gauss
プリアンプ	charge sensitivity	10 V/pC
	FET	2SK190
	FET ドレイン電流	$17 \mathrm{mA}$
	直流デカップル	$1\mathrm{nF}$
照射 X 線	コリメータ直径 (mm)	0.3
	カウントレート (cnt/sec)	数 \sim 数十
メインアンプ	ゲイン	40 倍
	波形整形時間	$2\mu sec$

Table 6.4: 波形取得時設定



Figure 6.15: 点としてみた線源とコリメータとの位置関係

示したように線源は円盤状に存在しているのだが、おおよそのカウントレートを得るため、 点として近似した (Fig.6.15)。

この場合線源からは、 4π 方向に $6.8 \times 10^5 c/s$ の割合で X 線が放射されると考えられるか ら、コリメータの穴を通り抜ける X 線は、

 $\frac{\pi \times (0.3/2)^2 [\rm{mm}^2]}{4\pi \times (3+1)^2 [\rm{mm}^2]} \times 6.8 \times 10^5 \ [\rm{c/s}] = 239 \ [\rm{cnt/sec}]$

となる。次にこれが STJ でどれくらい止まるかを考える。厚さ $200\mu m$ のサファイヤ (Al_2O_3)
の 22keV の X 線透過率は Fig.6.16に示すようにおよそ 0.9 であるから、カウントレートと しては 24c/s となる。



Figure 6.16: サファイヤ基板 (厚さ 0.2mm)のX 線透過率

2. 比例計数管を用いての実測による見積もり

この測定は Fig.6.17に示す封じ切り型比例計数管の X 線入射窓に、本測定で用いるコリメー タ及び¹⁰⁹Cd の線源を置き、そのカウントレートから予想される STJ 検出器でのカウン トレートを算出したものである。比例計数管の仕様及び測定時の設定は Table 6.5、 Table 6.6の通りである。

入射窓	Be 膜 (厚み $10\mu m$, 面積 $30 \times 30 mm^2$)
芯線	タングステン線 [金めっき](直径 $30 \mu { m m})$
充填ガス	PR ガス (Ar:CH ₄ =9:1),1.2 atm
本体	ステンレス製 $(35 imes 50 imes 150 ext{mm}^2)$
エネルギー分解能 (1800V 印加時)	$17.64\%@6 \mathrm{keV}, 17.77@22 \mathrm{keV}$

Table 6.5: 比例計数管の仕様 [28]

この測定で得られたエネルギースペクトルを Fig.6.19に示す。バックグランドとしては、 コリメーター上に線源は置き、コリメータの穴は塞いだ時に得られるスペクトルを用い、 差し引いた。ここに見える 1350ch 付近のピークは ¹⁰⁹Cd からの 22keV X 線によるもので あるが、400ch 付近のピークは比例計数管自体に使われているステンレス中の Ni,Cr, 鉄 起源の X 線であると考えられる。この 1350ch 付近 (1000-1750ch) のカウント数は 2218 で



Figure 6.17: カウントレートの見積もりに用いた比例計数管 [28]

印加電圧	1900V		
コリメータ	銅 (厚さ 1.0mm) 穴直径 0.3 mm		
照射線源	$^{109}\mathrm{Cd}$		

Table 6.6: 比例計数管の設定

あった。従って比例計数管の検出効率 (この比例計数管の場合は 32mm の Ar で近似) を考 慮すると、コリメータを通った ¹⁰⁹Cd からの X 線は、

 $\frac{2218\,[c]}{600\,[sec]} \times \frac{1}{1 - 0.96} = 92\,[c/s]$

となる。ただし、 Ar 32mm の X 線透過率を 0.96 とした。これを示すのが、 Fig.6.18で ある。 ここから 1 と同様に STJ での検出効率を求めるとおよそ 9c/s と予想できる。

最後にコリメータを含め、素子周辺部の配置を Fig.6.20に示す。

6.3.2 X線の2チャンネル検出

以上の設定で二つの素子からの波形取得に成功した。まずはじめにオシロスコープで確認した波 形を Fig.6.21に示す。オシロスコープでは 20~30mV の波形を中心に信号が見えた。また、片方 の素子に限ってみると、 50mV 以上の信号も出ていた (Fig.6.22, Fig.6.23)。

次に MCA で取得したエネルギースペクトルを Fig.6.24に示す。これは先のオシロスコープで みた波形のうち、メインアンプ出力の波高を積分時間 1800 秒にわたり計数したのものである。 カウントレートとしては A 素子からの信号が 4.6c/s、 B 素子からの信号が 2.9c/s であった。こ の値は線源を点源とみて見積もった値 24c/s よりはむしろ実際に X 線を比例計数管に照射して 見積もった値 9c/s の方に近い。これは線源が点源ではないこと物語っていると考えられる。



Figure 6.18: アルゴン 32mm の X 線透過率 (圧力は 1.1atm とした)



 Figure 6.19:
 比例計数管で得られたエネルギースペクトル (積分時間 600 秒)

 バックグランドは差し引いてある

次に波形デジイタザーで取り込んだ2つの直列接合素子からの信号波形を Fig.6.25に示す。 Fig.5.7と比べて明らかなように STJ 直列接合を用いた場合の信号の立ち上がりは明らかに遅く なり、その形も鈍っていることがわかる。これはフォノンの到達時間が直列接合を作っている素 子毎に違うためだと考えられる。波形デジイタザーではこのような波形を数時間取り込んだ。そ の時の設定を Table 6.7に示す。



Figure 6.20: 素子周辺部の配置 (Fig.4.11の拡大)

トリガレベル	$5 \mathrm{mV}$
サンプル数	4096ch
サンプル間隔	10nsec
プリトリガ数	1200ch

Table 6.7: 波形デジイタザーの設定

6.3.3 サファイヤ基板中のフォノンの伝搬速度の考察

フォノンがサファイヤ基板中を伝搬する仕方として、

- 結晶内の不純物などによる散乱を考慮した "quasi diffusive" な伝搬と、
- これら散乱を考慮にいれない "ballistic" な伝搬

の二つが考えられる。 Kraus *et al* (1990) によると、 ballistic な伝搬の場合にはその伝搬する方向にサファイヤの結晶構造を反映した特殊性 (phonon focusing) が存在し、 quasi diffusive な伝搬の場合にはこの影響はないとされている。

もしこの phonon focusing が支配的であるならば、サファイヤ基板中を伝搬するフォノンの 到達時間差から入射位置を決めるときに影響を及ぼす。これに対して彼らは α 線を基板に入射さ せたときの信号検出時間が本来フォノンがもつ速度 ~ 5000m/sec にくらべ ~ 500m/sec と十分 遅く、複数の STJ 素子にそれを検出させたところ、特定の方向性を示さず、入射位置に依存し



Figure 6.21: 両素子からの X 線信号 (オシロスコープの画面): 上が A 素子からの信号、下が B 素子からの信号
 レンジは上下ともに縦軸:20mV/div, 横軸:10µsec/div

たパルスハイトが得られたとしてフォノンの伝搬を "quasi-diffusive" な伝搬と結論づけた。そこで我々も上の実験から得られた波形からフォノンの伝搬速度を求めた。

Fig.6.25に見られるように直列接合検出器 I からの波形が鈍った理由として、直列に繋がった 14 個の STJ 素子一つ一つからは Fig.5.7に見られるような立上り $\sim 1\mu$ sec の信号が得られるの だが、それが 14 個、時間がずれて到達するために重ね合わさったため、と解釈することができ る。それを図に表したものが Fig.6.26である。

Fig.6.26に示すように、直列接合素子 A からの X 線信号の立上り時間を t_{rise} とすれば X 線 入射位置から速度 v_p でサファイヤ基板中をフォノンが等方的に伝搬するとしたときの速度 v_p は $\sim 200 \text{m/s}$ となる。ここで、実際の信号の立上り時間を $2.5 \mu \text{sec}$ とした。この値は直列接合で得られた信号波形のどこをピークとするかで多少変ってしまうのだが、それでもこれからは quasi-diffusive なフォノンの存在を示唆する結果が得られた。







Figure 6.23: 素子 B からの X 線信号: 上がプリアンプ出力, 下がメインアンプ 出力

> レンジはプリアンプ出力が縦軸:20mV/div, メインアンプ出力が 500mV/div, 横軸ともに:10µsec/div



Figure 6.24: 両素子からの X 線スペクトル (MCA にて取得)



Figure 6.25: 波形デジイタザーで取得した直列接合検出器からの出力波形 (プリアンプ出力): 図中 A、 B はそれぞれプリアンプ A、 B からの出力波形を表す
 ガウシアン (σ=16 でスムージング)





Figure 6.26: 上: フォノンがサファイヤ基板中を伝搬するようす、下: 時間差を持つ波形の合成

いま典型的な波高が 20mV であったとすると、この直列接合素子は 22keV の X 線が入ると、

$$\frac{0.02 \text{ [V]}}{10 \text{ [V/pC]}} \times \frac{1}{1.6 \times 10^{-7} \text{ [pC]}} = 12500 \text{ [C]}$$

のチャージを生成し、 ε_{eff} 値としては

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{22 \text{ [keV]}}{12500 \text{ [@]}}$$
$$= 1760 \text{ [meV/(@)]}$$

を与える。ここで得られた直列接合検出器 I の ε_{eff} 値と前章で見た Nb 系の単接合の ε_{eff} 値 67 meV / 個を考えると、直列接合検出器を使うことで信号になるべきエネルギーの 1/26 をサファ イヤ基板からロスしていることになる。

6.4 波形デジタイザーの波形解析

前節の実験において波形デジタイザーによる波形の取得作業に誤りがあり、低波高の信号が取得 できなかったのだが、各イベントに対し2素子から得られた波高の相関はFig.6.27のようになっ た。このプロットを得る際には特に以下のことに注意した。

- ・ 波形毎にベースラインが異なって取り込まれるので、ベースラインを 0mV にそろえてから波高の高さを比べた(目でみて決めた)。ベースラインが異なるのは数 10mV の波高に対して 5mV 程度のノイズがのるためである。
- 図中、trig:A とあるのはトリガーをA素子からの波形でとったものを意味し、trig:B とあるのはトリガーをB素子で取ったものである。
- X線による信号ではないパルスと考えられるが受かっていたので、波形を目でみて除いた。

なお、この時にデジタイザーが捉えた波形を Fig.6.28、 Fig.6.29に載せておく。このうち Fig.6.28 はトリガーを A 素子からの信号で取った波形で、 Fig.6.29はトリガーを B 素子からの信号でとっ たものである。これらはそれぞれ Fig.6.27の trig:A と trig:B に現われている。どちらの図にお いても 1,2 のように立上りが早く、ピークが汚い信号が来ており、これは X 線起源でないと判断 し、これらの波形は Fig.6.27にはいれていない。この波形に関してはトリガーを取った方の信号 が高くでるということはなかった。

しかし Fig.6.21のようにオシロスコープでは二素子同時に波高 20mV 程度の信号が見えてお リ、 MCA でとった片方の信号からのそれぞれのエネルギースペクトル (つまり Fig.6.21を X 軸、 Y 軸に投影したもの) も Fig.6.24のように得られたので、 Fig.6.27に現われた二つの部分は (20mV, 20mV) 付近を対称に滑らかにつながると考えられる。

6.5 上の実験から求めた位置分解能

前節のデータから位置分解能を暫定的に導くことにする。



Figure 6.27: 各イベントに対する2素子から得られた波高の相関

得られたデータ (パルスハイトが 40mV 以上のもの) のライズタイムは 2.58 μ sec にピークを 持った (Fig.6.30)。

ここで、この 2.58μ sec が X 線入射位置と素子の間の距離 1.4mm に相当すると考えれば、こ のピークの幅からは 位置分解能が 0.3mm と得られる (Appendix A参照)。

また別の方法として Fig.6.27の分布の横軸にはりついている部分は A 素子では $40 \sim 60 \text{mV}$ の 信号を検出できたが B 素子では 5 mV 程度の波高しか得られていないことを意味する。つまりサ ファイヤ基板上直径 0.44 mm の円の中でもおおよそ Fig.6.6の P の位置に入射した X 線による信 号であると考えられる。同様に縦軸に貼りついている部分は Q に入射した X 線による信号であ ると考えられる。そこで X 線が P 部分に入射した時の波高分布だと考えられる横軸に貼りつい



 Figure 6.28: デジタイザーが捉えた波形 (トリガーを A 素子からの信号で とったもの)
 単位は横軸 μsec, 縦軸 mV,σ=16 でスムージング

た部分について、その時間差を横軸に、縦軸にカウント数を取ると Fig.6.31のピークのうち 2.3µsec 付近にピークを作る。同様に縦軸に貼りついた部分について (素子 B での信号検出時刻)- (素子 A での信号検出時刻)をとりその時間差を横軸に、縦軸にカウント数を取ると Fig.6.31の左側の ように -3.6µsec 付近にピークを持つことになった。

本章のはじめに述べたような方法を使うとこの二つのピークの差 6µsec はコリメータ直径 0.3mm によって生じたものである。 つまり右側のピークの幅 (3µsec) が位置分解能を与えるとすると、 位置分解能として 0.15mm が得られる。

六反田による *α* 線を照射した実験 (第 3.2節参照) から導かれた位置分解能は 0.5mm 以下で あった。これを考えると、これらの値は妥当な値を示していると考えられる。



Figure 6.29: デジタイザーが捉えた波形 (トリガーを B 素子からの信号で とったもの)
 単位は横軸 μsec, 縦軸 mV,σ=16 でスムージング

ともかくこの測定は二つの穴を用いて行いさらに精度良く値を決めていかなければいけない。



Figure 6.30: **ライズタイム分布**



Figure 6.31: コリメータの端に入射したイベントによると考えられるピーク

Chapter 7

まとめ

- 単接合 STJ で半導体検出器をしのぐエネルギー分解能 (106eV@6keV)を得、ノイズの起源についても考察した。
- クライオスタット内に特性の揃ったアンプを2チャンネル構成し、超伝導トンネル接合検 出器の位置分解能を測定するシステムを作り上げた。
- Nbよりもエネルギーギャップの小さい Taを用いることで、¹⁰⁹ Cd の X 線を別々のトンネル接合素子で捉えることに成功した。
- ライズタイム分布を用い、暫定的な位置分解能として 0.3mm を得た。
- サファイヤ基板中のフォノンの伝搬について考察を行った。

今後の課題としてはこの位置検出システムを用いて、穴の数、径、位置の異なったコリメータを 通して X 線を入射させ、

- 位置分解能を決定する。
- ライズタイムなどの入射位置依存性を調べる。
- さらに電子回路系ノイズの低減を行う。

等があげられる。

Appendix A

ライズタイムと X 線入射位置の相関

第6章におけるフォノン速度の推定は直列接合素子からの信号の立ち上がり時間がX線の入射位置によって異なるという実験事実 (Table A.1)に基づいている。

	X 線入射位置と素子までの距離	信号のライズタイム	線源
	(括弧内はサファイヤ基板の厚み)		
N.Rando et al 1992	0mm $(0.5$ mm $)$	$0.7 \mu sec$	55 Fe
Kurakado et al 1997	$0.5 \mathrm{mm}(0.4 \mathrm{mm})$	$3\mu { m sec}$	$^{55}\mathrm{Fe}$
本研究	$1.4 \mathrm{mm}(0.2 \mathrm{mm})$	$2.6 \mu { m sec}$	$^{109}\mathrm{Cd}$

Table A.1: X 線入射位置によるライズタイムの違い

しかしながらサファイヤ基板中における平均的なフォノンの速度は、

- $v_l = 11 [mm/\mu s]$
- $v_t = 6.4 [\text{mm}/\mu\text{s}]$

程度であり [20]、 X 線入射位置 - 直列接合素子間の距離が ~ 1.4mm であることを考えると、こ れから ~ 2.5 μsec の立ち上がり時間 (~ 2.5 μ sec)を説明するのは難しい。ここで lは縦波、 tは 横波を表す。

そこでフォノンが散乱によって拡散方程式に従う状態になっていると仮定する。 固体中のフォノンの平均自由行程をℓ、熱伝導率K、格子比熱C、の間には、

$$K = \frac{1}{3}Cv\ell \tag{A.1}$$

なる関係がある。これにサファイヤにおける値 (C~ $10^{-6}T^{3}(J/g)K$ 、K~ × $10^{-7}T^{3}(W/cm\cdot K)$) を代入すると、平均自由行程として $\ell \sim 0.1mm$ が得られる。

つまり散乱が十分に効くと考えられる。そこで $D = \frac{1}{3}\ell v$ を求めると、 $D \sim 0.4 \text{mm}^2/\mu s$ となる。したがって t μ 秒後のフォノンの広がりは $\delta(t) = \sqrt{2Dt}$ より、 $0.85\sqrt{t}$ mm になる。ここで t として立ち上がり時間 2.5 μs を用いると、 $\delta(t)$ は 1.3mm となる。これは素子までの距離と同 定度である。したがって、ライズタイムと素子までの距離には相関があると考えられる。

Appendix B

ジョセフソン電流の抑制

B.0.1 dc ジョセフソン電流の抑制

dc ジョセフソン電流は磁場をトンネル障壁に平行にかけることで抑制する。今、磁場 H の向き を Fig.B.1のように y 軸にとる。 Ginzburg-Landau 方程式



Figure B.1: 接合面に垂直な磁場をかけた STJ 素子

$$\boldsymbol{J} = \frac{e^*}{m^*} \left[\frac{i\hbar}{2} \left(\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi \right) - \frac{e^*}{c} \boldsymbol{A} |\psi|^2 \right]$$
(B.1)

において超伝導状態にある全ての粒子の波動関数を $\psi = \sqrt{\rho} \exp{(i\varphi)}$ とし、粒子としては電子対 を考えるので、 $m^* = 2m$ 、 $e^* = 2e$ とすると、

$$\boldsymbol{J} = \rho \frac{e}{m} \left(\hbar \nabla \varphi - \frac{2e}{c} \boldsymbol{A} \right) \tag{B.2}$$

及び

$$\nabla \varphi = \frac{2e}{\hbar c} \left(\frac{mc}{2e^2 \rho} \boldsymbol{J} + \boldsymbol{A} \right) \tag{B.3}$$

が得られる。A は $\nabla \times A = B$ を満たすベクトルポテンシャル、Jは 電流密度、 φ は障壁中 の 2 点の位相差である。これを経路 C_L, C_R に渡って積分すると、超伝導体がロンドンの侵入長 (London penetration depth): λ よりもはるかに長いときには、積分経路をJが 0 の領域まで広 げ、絶縁層の近傍でJに垂直に選ぶことができ、

$$\varphi(x+dx) - \varphi(x) \simeq \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = H_y(\lambda_L + \lambda_R + t)dx$$
 (B.4)

が得られる。したがって、

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2e}{\hbar c} B_y (\lambda_L + \lambda_R + t) = \frac{2e}{\hbar c} \Phi$$
(B.5)

となりこれを積分して

$$\varphi = \frac{2e}{\hbar c} \Phi + \phi_0 \tag{B.6}$$

が得られる。これを式 (2.14) に代入すると、

$$J = J_0 \sin(\frac{2e}{\hbar c} \Phi + \phi_0) \tag{B.7}$$

となり、障壁をながれる全ジョセフソン電流は

$$I = \int \int dx dy J_0 \sin\left(\frac{2e}{\hbar c}\Phi + \phi_0\right) \tag{B.8}$$

と表されることになる。

方形の接合では磁束量子 $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{mc}$ を用いて

$$I = I_0 \left| \frac{\sin \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right| \tag{B.9}$$

となる。これを図示すると Fig.2.10が得られる。これは dc ジョセフソン電流が磁場の依存性を 持ち、磁束量子の整数倍の磁場を掛けることで、その大きさが 0 になることを示している。そこ で STJ を検出器として使うときにはトンネル障壁に平行に 磁束量子の整数倍の磁場を掛ければ 良い。あるいは極めて大きな磁場を掛けることで分母を大きくし、 dc ジョセフソン電流を抑え ることもできる。実際前者による変化は設定が微妙なため、我々は後者を用いている。

Appendix C

³He クライオスタット冷却手順

AppendixC として、 Infrared Laboratory 社 Model HDL-8 ³He クライオスタットの冷却手順 書及び各ステージの温度変化のプロットを載せる。



Figure C.1: クライオスタット (中央) に液体 ${}^{4}\text{He}$ をトランスファーしているところ

● 冷却手順

時刻	項目	ポイント	備考
	cryostat 真空ポンプ停止	冷却の直前まで真空に引く	
	N_2 vessel に液体 N_2 注入		
	N_2 vessel 溢れ		
	He vessel に液体 N ₂ 注入	溢れるまで入れる必要なし	
	注入 stop		
	He vessel から N ₂ を追い出	@Cha ${\sim}78.5{\rm K}$	
	す		
	液体 Ηρ注λ 围始	加圧風船で 20~ 30分	
			残量が少ないときはヘリウ
			ムガスで加圧
	·加圧開始	³ He 圧力約 10psi から ~10	
		分	
	He 溢れ	@ ⁴ He stage ~4.2K	
	³ He バルブ CLOSE	徐々にバルブを開いていく	
	液体 He ポンピング開始	蛇腹が霜らないように注意	
		(安全弁確認)	
	チャコール 熱 スイッチ		
	OPEN		
	チャコールヒータ 3V ON		
	真空引きバルブ全開		
	チャコールヒータ 4V ON	@Cha $\sim 21.6 \text{K}, {}^{3}\text{He} \sim 2.1 \text{K}$	
	チャコールヒータ 5V ON	@Cha ${\sim}25.0{\rm K}$	
	チャコールヒータ $5V \rightarrow 3V$	$@Cha \sim 35.5K$	
	チャコールヒータ OFF	@Cha ${\sim}36.0\mathrm{K},{}^{3}\mathrm{He} {\sim}2.0\mathrm{K}$	
	液体 He ポンピング終了	@Cha ${\sim}35.0\mathrm{K},{}^{3}\mathrm{He} {\sim}1.9\mathrm{K}$	真空引きバルブ閉じてから
	³ He 熱スイッチ OPEN	$@^4$ He ~ 1.7 K	
	チャコール 熱 スイッチ		
	CLOSE		
	He vessel を大気圧に戻す		
	³ He バルブ OPEN		
	N ₂ 補充		

液体ヘリウム使用量 ______ℓ(内、補充前 _____ℓ(補充後 _____ℓ)



Figure C.2: クライオスタット内各ステージの温度変化 [2]

Bibliography

- Kurakado, M., Ohsawa, D., Katano, R., Ito, S., Isozumi, Y., 1997, Rev. Sci. Instr., 68, 3865.
- [2] 六反田悦子,1998. 修士論文「超伝導トンネル接合素子のX線分光撮像特性の研究」,東京 都立大学
- [3] 菊池健一, 1996. 修士論文「超伝導トンネル接合を用いた X 線検出器の開発」,東京都立大 学
- [4] バローネ,A., パテルノ,G., 「ジョセフソン効果の物理と応用」, 近代科学社 (1988).
- [5] Kurakado, M., 1992, Nucl. Instr. Meth., A314, 252.
- [6] 浮辺雅宏,1998. 博士論文「超伝導トンネル接合素子を用いた高分解能 X 線検出器の研究」, 東京大学
- [7] 宮崎宏幸,1997. 修士論文「超伝導トンネル接合素子による X 線検出とその特性評価」,東 京都立大学
- [8] '93 FET(電界効果トランジスタ) 規格表, CQ 出版社
- [9] Ukibe, M., Kishimoto, M., Katagiri, M., Kurakado, M., Nakazawa, M., 1997, Nucl. Instr. Meth., A401, 299.
- [10] Models 142A, 142B, and 142C Preamplifiers Oerating and service Manual, EG&G ORTEC.
- [11] Model 2002 Spectroscopy Preamplifier User's Manual, Canberra Industries, Inc.
- [12] 「低温工学ハンドブック」, 1982, 内田老鶴圃新社.
- [13] Ohkubo, M., Sakamoto, I., Miura, T., Hayashi, N., 1997, Nucl. Instr. Meth., A399, 343.
- [14] 「平成4年度 (1993年) 第2次飛翔実験科学衛星 ASTRO-D 計画書」, 1993, 宇宙科学研究 所 SES データセンター.
- [15] Hettl,P., Angloher,G., Feilitzsch,F.v., Höhne,J., Jochum,J., Kraus,H., Mößbauer,R.L., Proc. European Conference on Energy Dispersive X-Ray Spectrometry 1998 (EDXRS-98).

- [16] 株式会社インフラレッド 森 哲夫氏, 個人的な e-mail, 1998.12.17.
- [17] 杉崎 睦, 1996. 修士論文「ASTRO0E 衛星搭載 PIN 型 Si 半導体検出器とその信号処理系の 開発」,東京大学
- [18] Knoll,G.F., 1979, Radiation Detection and Mesurement, Jhon Wiley & Sons, Inc., New York.
- [19] RTD710A 型波形デジタイザ,オペレーターズ·マニュアル第5版,1991. ソニーテクトロニ クス株式会社.
- [20] Rando, N., Peacock, A., Dordrecht, A.v., Foden, C., Engelhardt, R., Taylor, B.G., Gare, P., Lumley, J., Pereira, C., 1992, Nucl. Instr. Meth., A313,173.
- [21] Rando,N., Andersson,S., Collaudin,B., Gondoin,P., Verveer,J., Verhoeve,P., den Hartog,R., Venn,R., Salmi,J., Peacock,A., 1997, Proc. LTD-7., C3, 102.
- [22] 倉門雅彦, RADIOISOTOPES, 43, 31(1994).
- [23] 大久保雅隆, 1998, 第109回基礎科学セミナー, 日本原子力研究所.
- [24] Hettl,P., Angloher,G., Bruckmayer,M., Feilitzsch,F.v., Jochum,J., Kraus,H., Mößbauer,R.L., 1997, Proc. LTD-7., A11, 20.
- [25] Kraus, H., Jochum, J., Kemmather, B., Gutsche, M., 1993, SPIE, 2006, 211.
- [26] 代表者: 大橋隆哉. 1998. 「超伝導トンネル接合素子を用いた宇宙 X 線検出器の開発」, 文部 省科研費成果報告書.
- [27] KEITHLEY 高感度測定ハンドブック. 第4版. 1995. 東洋テクニカ.
- [28] 東谷千比呂, 増山充彦, 1998. 特別実験レポート 「比例計数管の製作」, 東京都立大学

Acknowledgments

本論文を書くにあたり、実に多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼申し上げま す。ここには書ききれないのですが、ちょこっと思い当たったことだけ書いておきます。

指導教官の大橋隆哉教授はいつも修論の進行状況を気にして下さいました。そもそもSTJという実に興味深い研究対照を修論のテーマにできたのは先生のおかげです。

新日鉄先端技術研究所(現大阪電通大客員教授)の倉門雅彦博士には大切な素子を分け与えて 頂きました。また製作者として配線から素子の洗浄に至るまで実に細かいところまで教えて頂き ました。

山崎典子助手には実験の進め方から修論のチェックまで幅広くお世話になりました。

石崎欣尚助手には計算機を使いやすくして頂きました。また研究以外でも山に星を見に連れて いってもらったり、週末になると「石崎搾り」をふるまっていただくなど大変過ごしやすい楽し い研究生活を送らせて頂きました。

学振の松下恭子さんは僕が研究室で寝ていたら、静かにキーボードを打っていました。 江沢元さんには常に励ましの言葉を頂きました (それは時に励まし以上のものでした)。 D3の菊池健一さんには同じ装置を経験した者として的確な指示を与えて頂きました。 D1の古庄多恵さんには修論の印刷を手伝って頂きました。

同じく先輩の六反田悦子さんには昨年一年間、実験全般にわたり指導して頂きました。クライ オスタットとSTJの区別がつくようになったのも六反田さんのおかげです。

M1の伊藤千枝さんと藤本弦君には冷却を手伝って頂きました。

学部4年生にも実験装置の面で大変御迷惑をおかけしました。

同期の寅松雄士君と道川幸男君には修論以外でもお世話になりました。二人が頑張っいる姿を みて僕も頑張らなければ、と思ったことは何度もありました。同期がいて色々な意味でとても良 かったです。

電子技術総合研究所の浮辺雅博さんにはお忙しい中、冷却作業につき合ってもらったりまた進路についても心配して頂きました。

インフラレッドの森哲夫さんにもわざわざ足を運ばせてしまいました。お蔭様でクライオス タットは十分冷えるようになりました。

都立大宇宙物理理論研究室の皆さんにもお世話になりっぱなしでした。

宇宙研の方々にもお世話になりました。

最後になりましたが、親戚や家族にも心配をかけました。特ににここまで育ててくれた母と M1の時に逝った天国の父には感謝してもしきれません。

平成11年2月19日久志野彰寛

