

博士論文

ミリ波・サブミリ波検出用アンテナ結合
伝送線路型超伝導トンネル接合素子の開発

平成25年3月

美馬 寛

岡山大学大学院
自然科学研究科

概 要

赤方偏移 z が 1 以上の超遠方銀河からの赤外放射は、地上ではサブミリ波帯の波長領域として観測される。また、宇宙背景放射 (CMB) は 150GHz にピークを持つミリ波として観測される。これらのミリ波・サブミリ波を観測する検出器として、アンテナが結合した伝送線路型超伝導トンネル接合素子 (STJ : Superconducting Tunnel Junction) を世界で初めて開発した。

STJ は超伝導体/絶縁体/超伝導体のサンドイッチ構造を持つ。本研究では、超伝導体にニオブ、絶縁体に酸化アルミニウムを用い、光助成トンネル効果を用いて 150 ~ 800 GHz の幅広い周波数範囲を単一技術で検出可能であることを示した。検出器作製方法を改善することにより、伝送線路型検出の作製方法を確立するとともに、ノイズの原因である漏れ電流を世界最高水準にまで下げることに成功した。試作した検出器の性能評価の結果、量子効率 $\eta = 0.5$ を仮定すると、414GHz で帯域が 2.4 %、検出器感度が NEP で $7.8 \times 10^{-17} \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ となり、サブミリ波帯の地上観測において十分な性能を持つことが確かめられた。特に、帯域幅の測定結果が常伝導抵抗 R_N から予測される帯域幅を大きく超えており、光助成トンネル過程において、マルチトンネル効果による電流増幅作用が起こっていることを発見した。本研究で得られた技術を将来発展させれば、CMB 偏光観測を高精度で行うことができると考えられる。

目次

第1章	ミリ波・サブミリ波受信用STJ開発の背景	1
1.1	ミリ波・サブミリ波天文観測	1
1.1.1	観測対象	3
1.1.2	初期宇宙の観測	4
1.1.3	検出器への要求	8
1.2	宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) とインフレーション	11
1.2.1	CMB 偏光観測と検出器に要求される仕様	12
1.3	地上実験と大気による吸収	14
1.4	検出器の候補	16
1.4.1	STJ (Superconducting Tunnel Junction)	16
1.4.2	MKIDs (Microwave Kinetic Inductance Detectors)	16
1.4.3	TES (Transition Edge Sensor) ボロメータ	17
第2章	超伝導トンネル接合素子の理論	18
2.1	超伝導	18
2.1.1	ジョセフソン素子	20
2.1.2	ジョセフソン接合の電流 - 電圧特性	21
2.1.3	磁場によるジョセフソン電流の抑制	22
2.2	STJを用いたミリ波・サブミリ波検出の原理	23
2.2.1	クーパー対解離 (Cooper pair breaking)	23
2.2.2	光助成トンネル (photon assisted tunneling)	23
2.3	STJの検出感度と漏れ電流	26
2.3.1	超伝導ギャップの虚数成分 σ_2	28
2.4	近接効果	29
2.5	マルチトンネル効果	29
第3章	伝送線路型STJのデザイン	31
3.1	一般的なSTJを使ったミリ波・サブミリ波検出器	31
3.1.1	PCTJ (Parallel Connected Twin Junction)	32
3.2	伝送線路型STJ	33
3.2.1	伝送線路の基礎	33
3.2.2	超伝導マイクロストリップライン	35
3.2.3	異常表皮効果 (Mattis Bardeen Theory)	37
3.2.4	インピーダンス整合線路	38
3.2.5	ログペリオディックアンテナ	38
3.3	伝送線路型STJデザイン	39

3.3.1	検出器の設計値	42
第4章	STJの作製方法	45
4.1	微細加工プロセス	45
4.1.1	DCマグネトロンスパッタ装置	45
4.1.2	フォトリソグラフィ	47
4.1.3	エッチング行程：Reactive Ion Etching	47
4.2	良質なSTJの作製	47
4.2.1	酸化圧力・時間と臨界電流密度	48
4.2.2	Nb 薄膜の残留応力の低減	48
4.2.3	陽極酸化処理	49
4.3	検出器試作条件の選定	51
4.3.1	国立天文台 SIS ミクサー用条件	51
4.3.2	KEK・理研 (X 線、テラヘルツ波検出器条件)	52
4.3.3	試作する検出器デザイン	53
第5章	伝送線路型STJの性能評価	56
5.1	冷凍機	56
5.2	電流電圧特性の評価装置	56
5.3	漏れ電流の測定・評価	57
5.3.1	漏れ電流の Nb ストレス依存性	59
5.4	周波数特性の評価	64
5.4.1	セットアップ	64
5.5	伝送線路型STJの周波数特性	66
5.5.1	共振帯域幅の導出	68
5.5.2	共振のピークから伝送パラメータの導出	71
5.5.3	NEP の導出	74
5.5.4	共振ピークの分裂についての考察	75
5.5.5	STJ の幅 W が細い線路で共振周波数が高くなることについての考察	75
第6章	結論	77
6.1	本研究で示した成果	77
6.2	今後の展望	77

第1章 ミリ波・サブミリ波受信用STJ開発 の背景

宇宙空間には星や銀河などの天体、ガスやダストなどの星間物質などが存在する。ミリ波・サブミリ波では、ダストに隠れて可視光や紫外線では見ることができない原始銀河の探索に適している。ダストの観測からは宇宙の進化や、惑星の形成、我々を構成する原子がどのように作られたのかなどを明らかにできる可能性がある。本研究では、ミリ波・サブミリ波天文観測を目的とした検出器を開発した。また、これらの要求を満たす検出器は、CMB 偏光観測や民生に対しても幅広い応用が期待される。ここでは、科学的な観測目標と検出器に要求される感度や性能について述べる。

1.1 ミリ波・サブミリ波天文観測

宇宙には様々な天体があり、スケールの小さなものから、惑星、恒星、それらの天体の集団である銀河、さらにその集団の銀河団がある。これらの天体は、元は水素原子や分子などの冷たいガスやダストから誕生したと考えられている。こうした、宇宙空間に漂うガスやダストを星間物質と呼ぶ。

可視光や赤外線では、既に形成された星などの温度の高い(1000~10000 度程度)成分が観測できる。星間物質、特に、数 K から数 10K という低温状態の星間分子ガスは、可視光や赤外線の波長域では観測が困難である。一方、ミリ波・サブミリ波帯は、低温の星間ガスから放射される様々なスペクトル線や、ダストから野黒体放射が観測でき、星の材料について情報を得ることができる。図 1.1 は我々の銀河近傍にある爆発的星形成銀河からの放射である。このように、ミリ波・サブミリ波はこれら星間物質、特に冷たいガスやダストを観測するのに最も適した周波数帯である。

波長が 1cm から 1mm までの電磁波をミリ波、1mm から 0.1mm をサブミリ波と呼ぶ。周波数では、1cm から 1mm は 30GHz から 300GHz、1mm から 0.1mm は 300GHz から 3THz に相当する。0.3THz から 10THz まではテラヘルツ波とも呼ばれる。可視光や赤外線で天体の情報を、ミリ波・サブミリ波で星間物質の両方の観測を行うことで、天体の成長段階やどのように形成されるのかを明らかにできる。

ミリ波・サブミリ波帯では、大きく分けてシンクロトロン放射、ダストの黒体放射、分子ガスからの輝線が観測される。下記に、それぞれで観測可能な天体や現象をあげる。

- 分子雲からの輝線
 - － 星間ガス (温度が低い $\sim 10K$ (^{12}CO 、 ^{13}CO 、 H_2 、 H_2O 、 CS))
 - － メーザー
 - － 星間プラズマ ($\sim 10^4K$)

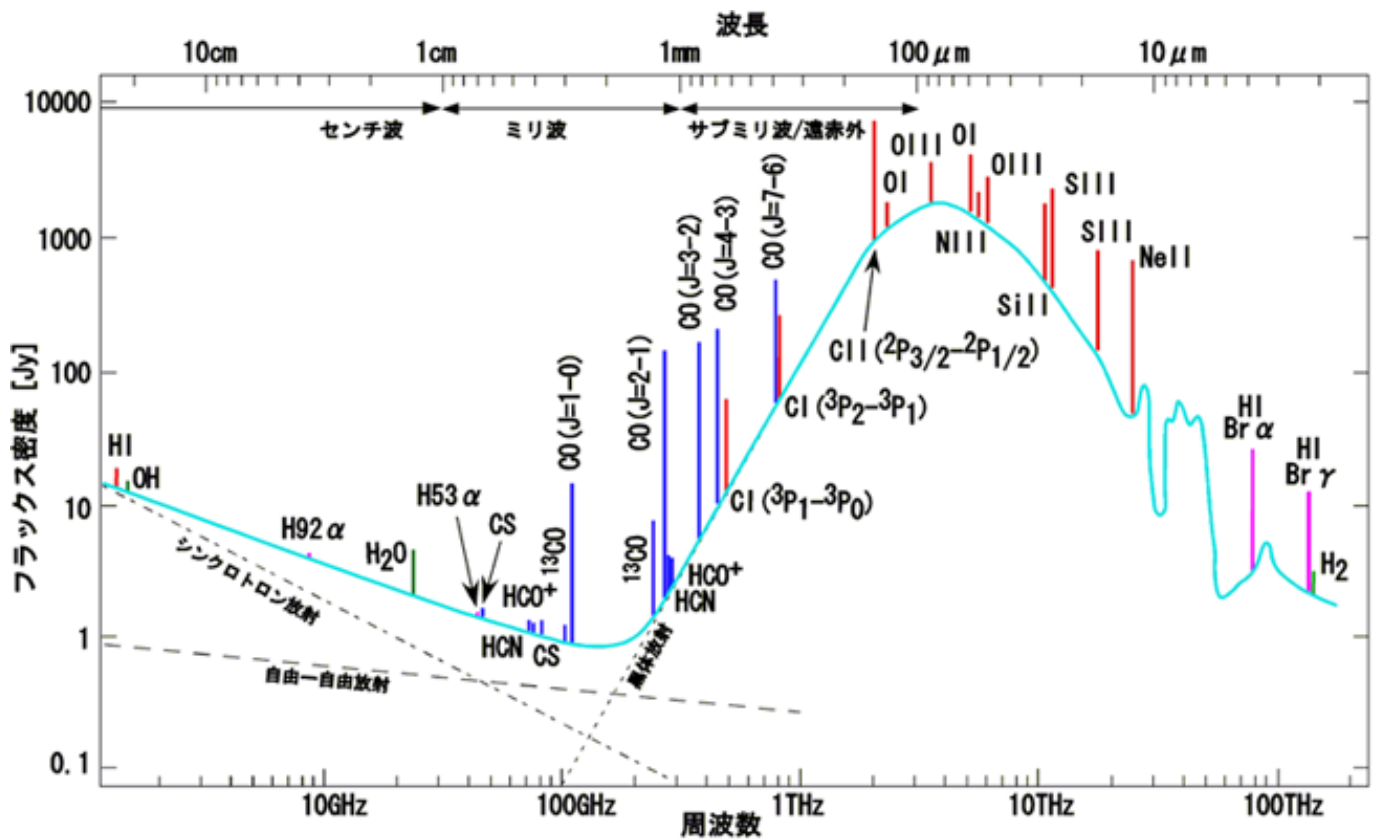


図 1.1: 銀河 M82 の中心数 100pc 領域における、赤外線から電波に至る波長領域のスペクトル。M82 はおおぐま座にある銀河で、距離は 1200 万光年である。銀河 M81 の接近により星形成が引き起こされている爆発的星形成銀河である。放射強度が周波数に対して連続的に変わる連続波放射（黒体放射、シンクロトロン放射など）と特定の周波数で強い放射を示すスペクトル放射（分子からの輝線など）がある [1]。

- ダストによる黒体輻射
 - － 爆発的星形成銀河（スターバースト銀河）
 - － 星間ガス
 - － 太陽系外惑星
- シンクロトロン放射
 - － 宇宙ジェット
 - * ブラックホール候補天体
 - * 活動銀河核 (Active Galactic Nucleus)
 - － 超新星残骸（S N R）
 - － 星間磁場分布
- Sunyaev-Zeldovich (SZ) 効果
- 宇宙背景放射 (CMB)

1.1.1 観測対象

ミリ波・サブミリ波で観測できるものについて述べる。

分子輝線

星間分子雲は、主として一酸化炭素分子（CO）の $J = 1 - 0$ や $J = 2 - 1$ 輝線に代表されるミリ波帯の分子輝線で観測される。これらの輝線の強度から分子ガスの総量や空間分布、運動についての情報を得ることができる。

サブミリ波帯の分子輝線の励起にはミリ波より高い温度と密度が要求されるため、これらの輝線を用いれば星形成活動に密接に関連していると思われる比較的高温で高密度の領域の構造や運動を選択的に明らかにすることができる。また、低励起状態の輝線との強度の比較から、分子ガスの物理状態の定量化が可能である。

たとえば、炭素原子の放射する (CI) 492GHz と (CI) 809GHz の輝線は、分子ガスと原子ガスの境界領域（photodissociation reation）から放射されていると考えられており、分子形成領域の構造や状態の解明に威力を発揮すると期待されている。

ダストの黒体放射

ミリ波・サブミリ波帯域では宇宙が可視光や紫外線に比べ透過率が高いため、連続波強度から星間ダストの定量が可能になる。星間ダストの質量と星間ガスの質量はほぼ比例関係にあると考えられるため、星間ダストを定量することで、分子、原子、プラズマの状態にある星間ガスの総量を評価することができる。特にサブミリ波ではミリ波に比べて熱放射の強度が遙かに高いので、高い感度で観測が可能となる。

また、この波長域での連続波のスペクトル指数からは、原子惑星系円盤（惑星の初期形成段階）、原始銀河（銀河が形成されている場所）などダスト粒子のサイズ分布を評価でき、偏波観測からは星間磁場の方向を知ることができる。

活動銀河核（AGN）・大質量ブラックホール

活動銀河核（AGN:Active Galactic Nuclei）とは非常に明るい銀河中心核のことを言う。、銀河中心にある大質量ブラックホールに物質が落ち込むときのシンクロトロン放射として観測される。

また、我々の銀河の中心には SgrA* と呼ばれる電波源が有り $\sim 10^6 M_{\odot}$ 程度の大質量ブラックホールが存在していると考えられている。350GHz 帯での観測では [2]、中心付近に存在するダストがブラックホール内部に落ち込むことで、 $2 \sim 3 Jy$ でバースト的に時間変化するシンクロトロン放射があることが分かっている。このようなジェットの形成のメカニズムはあまりよく分かっていない。

Sunyaev-Zeldovich (SZ) 効果

ミリ波・サブミリ波で重要な観測として、Sunyaev-Zeldovich (SZ) 効果がある。SZ 効果 [3] は、銀河団に存在する高温のガスプラズマ中の電子が宇宙マイクロ波背景放射（CMB）の光子に対して、逆コンプトン散乱を起こすことに起因する。そのため、その領域での CMB は温度が高く見えることになる。高温ガスからの X 線の強度と比較することにより、高温ガスの距離を求めることができ、可視光での赤方偏移と比較することにより、ハッブル定数を求めることができる。

1.1.2 初期宇宙の観測

人類の大きな興味として、宇宙はどのように形作られてきて、我々を構成する元素や惑星はどのように誕生したのか？というものがある。図 1.2 に示すように、宇宙は Big Bang 後、再結合、Dark Ages、最初の星の形成、再電離、銀河形成、現在と進化してきたと考えられている。この中で、観測可能な再結合から再電離までの期間は未だよく分かっていない。光を出す天体がほとんど存在しないこと、非常に遠方であり天体の強度が小さいことが原因である。我々を構成する元素は z が 1 までにはほとんど形成されたと考えられており、また、この時期に星や惑星の誕生が起こっていると考えられることがらこれらの宇宙を観測することは非常に重要である [4]。

初期宇宙を探るためには、遠方の天体を観測する必要がある。同じ明るさ（光度）の天体が、近くにある場合と遠くにある場合を比べると、当然遠くにある天体の方がみかけの明るさは暗くなる。ところが、ある種の天体は、サブミリ波帯で観測すると、距離によらず、みかけの明るさが変わらない。

このような現象は、ダストを多量に持つ、爆発的星形成銀河（スターバースト銀河）でみられる。図 1.3 に、電波領域から赤外領域に至るスペクトルを示す。可視光や、波長が長い電波領域では、天体が遠くになるとみかけの明るさが急激に下がっていく。しかし、ミリ波サブミリ波帯では距離によらず、みかけの明るさがほとんど変化しないことが分かる。これは、距離の 2 乗で強度は落ちるが、赤方偏移によって赤外線にある黒体放射のピークが長波長側にずれるためである。

ダストを多量に持つ爆発的星形成銀河では、寿命の短い星が放射する強烈な紫外線により、周囲のダストが暖められ、その温度は 30K から 60K になる。このような温度のダストからは波長 $100\mu m$ から $50\mu m$ くらいのところに黒体放射のピークを持つ。距離が遠い天体ほど、大きな赤方偏移のため観測される波長が、長波長側にずれてくるため、遠い天体であってもみかけの明るさが、ほとんど変わらないのである。

図 1.4 は、様々な距離にあるダストを持つ爆発的星形成銀河をのみかけの明るさを観測したとき、どの波長でどの程度の明るさ（フラックス密度）になるかを計算したものである。可視光や

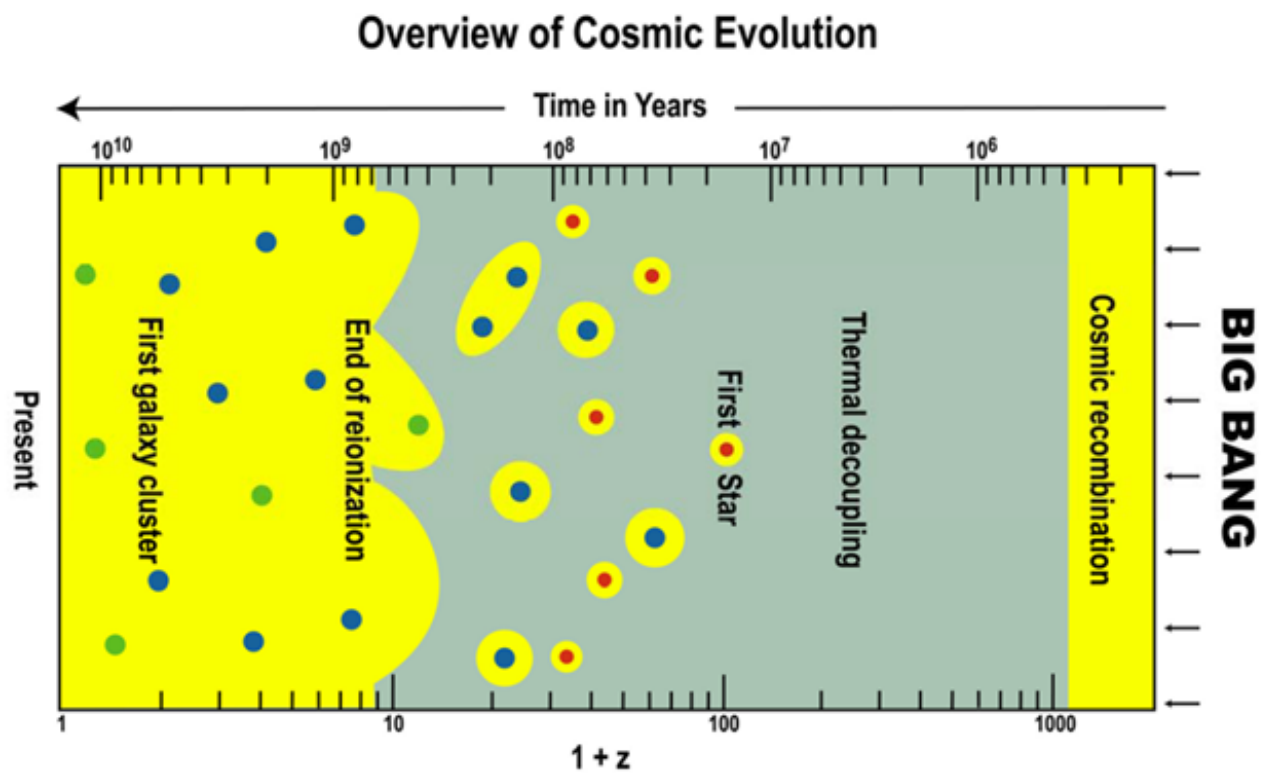


図 1.2: 宇宙進化の歴史。図の右端が Big BANG から宇宙の始まり、再結合、Dark Ages、最初の星の形成と宇宙は進化してきたと考えられている。星が誕生したことで、宇宙は再電離され、その後大規模な銀河が誕生していくと考えられている [5]。

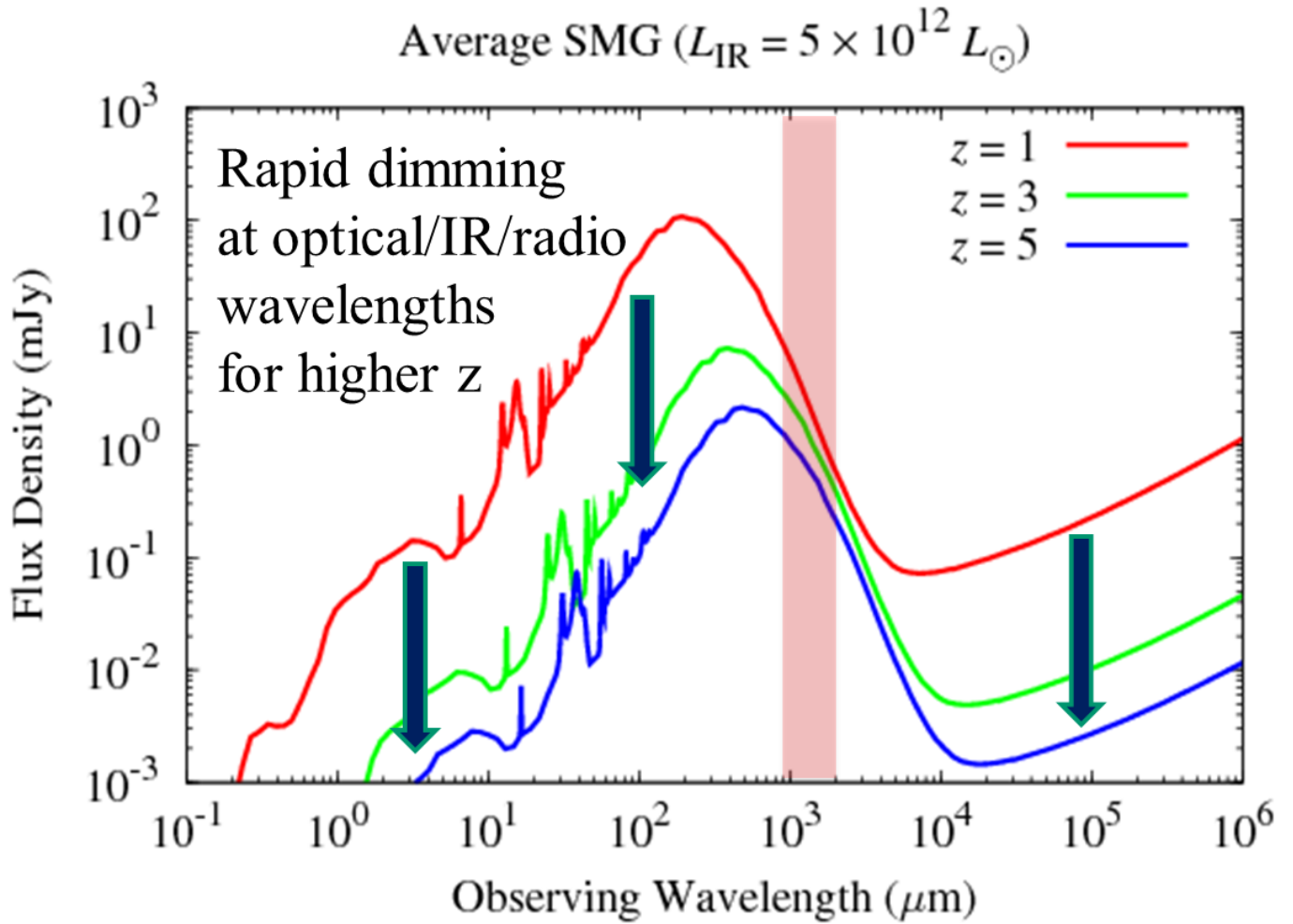


図 1.3: 同じ強度の爆発的星形成銀河が異なる距離（赤方偏移 z ）にあるときの観測されるスペクトル。可視光などの短波長側、電波などの長波長側は天体までの距離が遠くなるにつれて、観測される強度が急激に小さくなる。しかし、ミリ波サブミリ波では赤方偏移による黒体輻射強度の長波長側へのシフトから、みかけの明るさがほとんど変化しない [6]。

紫外線、波長の長い電波では遠くの天体ほどみかけの明るさは暗くなっているが、サブミリ波やミリ波では、みかけの明るさがほとんど変わっていない。特に、赤方偏移が1～10ではほとんど強度が変わらない。

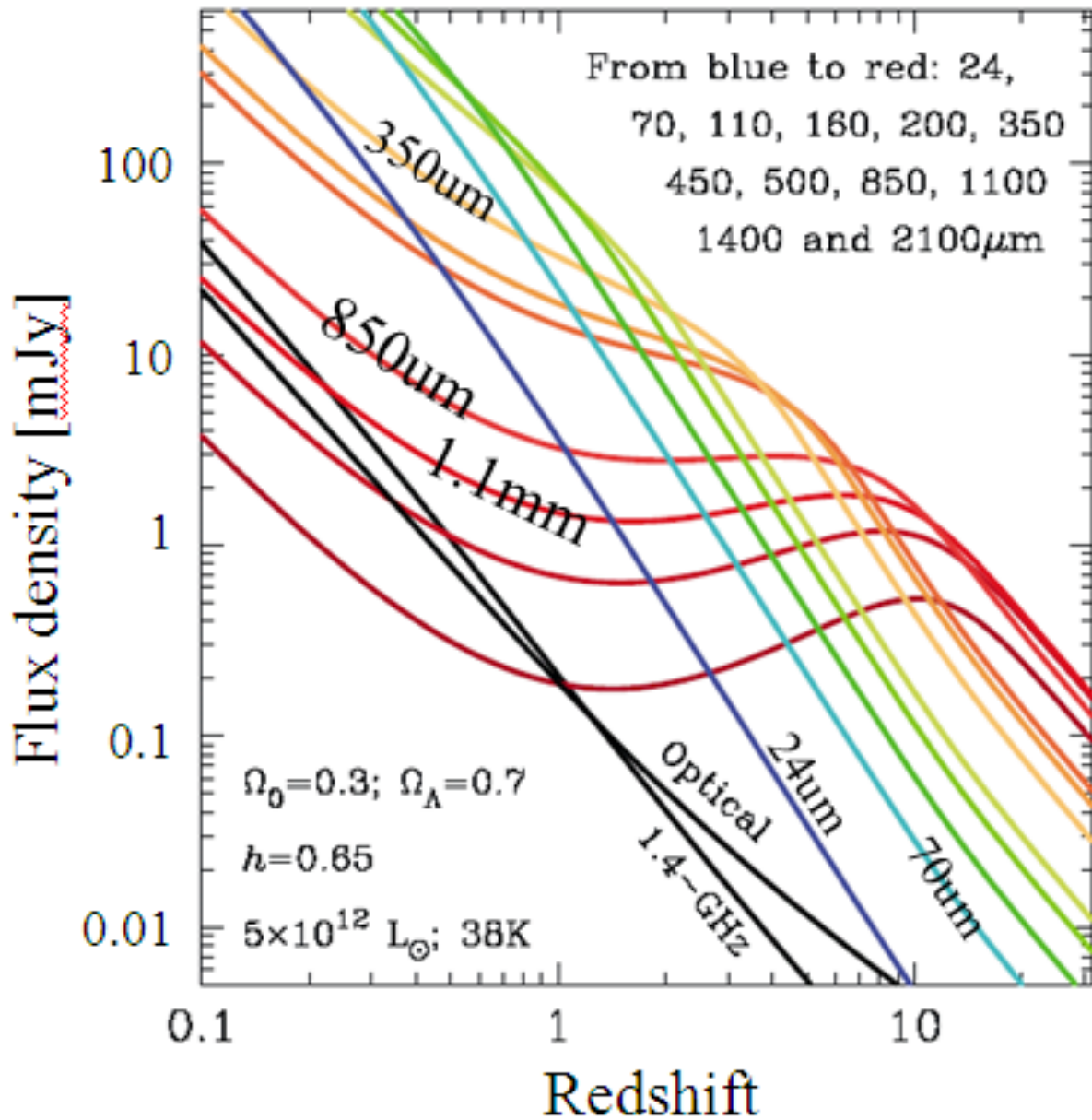


図 1.4: 遠方にある爆発的星形成銀河の放射 [7]。ミリ波・サブミリ波では赤方偏移の大きさ z が 1～10 で、強度がほとんど変化しない。

近傍の銀河はその質量のほとんどが星になっているが、形成されて間もない銀河は、分子ガスがそのほとんどであったと考えられている。寿命のきわめて短い大質量星ができると、次々に超新星爆発をして、超新星残骸となり、原始銀河を覆って光を吸収する。よって、可視光の観測では非常に暗くなってしまうがダストが強力なサブミリ波を放射する。

このため、ハッブル宇宙天文台を用いた、可視光による観測では赤方偏移が 1.5 より手前の銀河が大半で、赤方偏移が 1.5 より遠くの天体はあまり多く観測されない。一方、シミュレーションからミリ波サブミリ波で初期宇宙の天体が効率よく検出されることが期待される。

初期宇宙の観測ほど、ダストに覆い隠されて、可視光や紫外線では直接見えない星形成活動の

割合が、急速に増えていくという観測事実がある。図 1.5 星形成活動の全貌を明らかにするためには、初期宇宙におけるダストに覆われた銀河を探し出し、その数や明るさの宇宙の歴史における遷移を研究することが不可欠で、ミリ波サブミリ波はそのよいツールである。

ミリ波サブミリ波を用いた初期宇宙の観測は始まったばかりであるが、すでに、ASTE 望遠鏡を用いたサブミリ波観測実験では、図 1.6 のように新しい天体が観測されている。

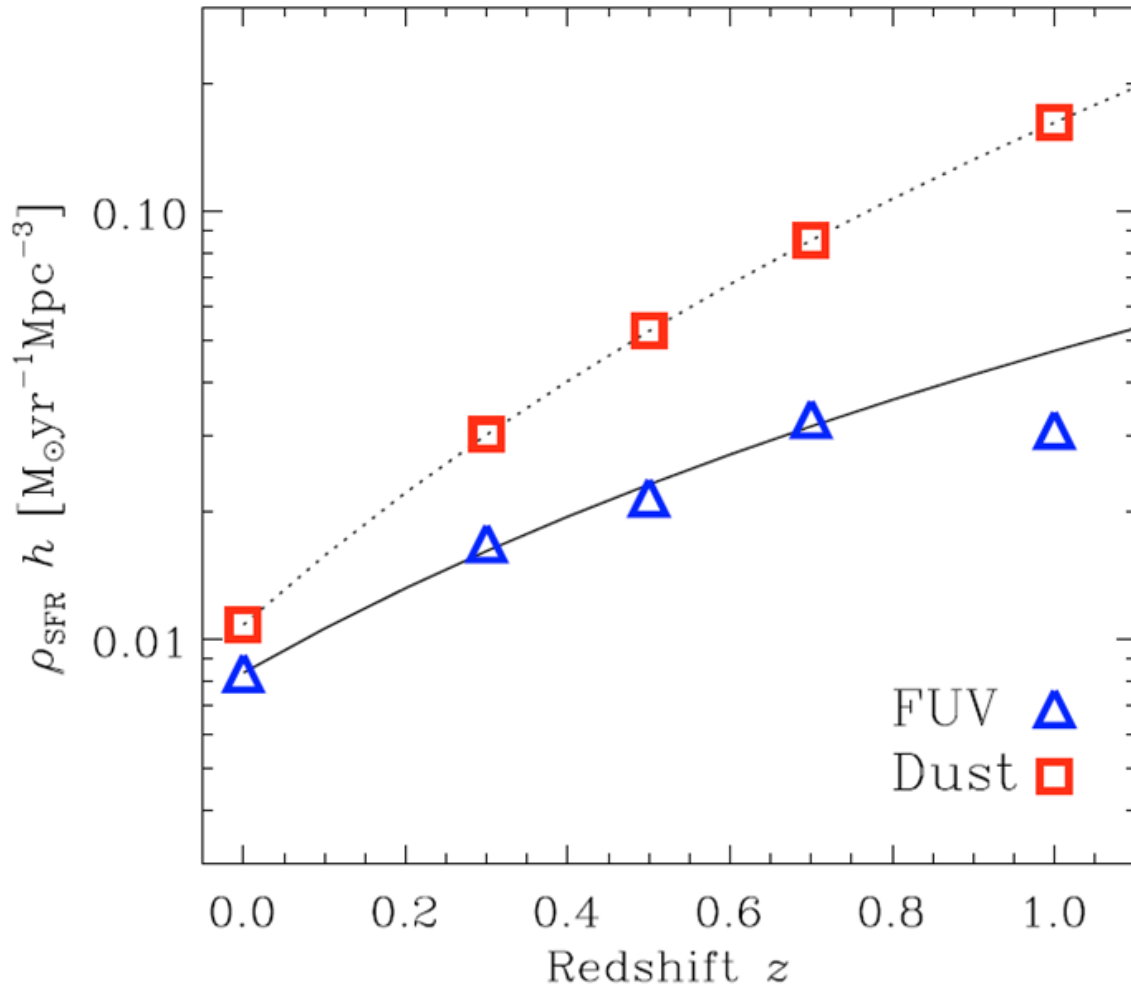


図 1.5: Spitzer と IRAS の観測データから、赤方偏移が $0 < z < 1$ について、遠紫外線 (FUV) と遠赤外線 (DUST) は観測から見積もった星形成率 [8]。

1.1.3 検出器への要求

初期宇宙の観測では、ある程度の角度分解能 $\Delta\theta$ が必要である。角度分解能は、望遠鏡のサイズを D 、観測する波長を λ とすると

$$\Delta\theta \simeq 1.2 \frac{\lambda}{D} \quad [radian] \quad (1.1)$$

となる。そのためには、大きな口径の望遠鏡が必要となり、高分解能な実験は地上で行われる。ASTE 望遠鏡 (図 1.7) のような 10 m 級の望遠鏡では、650GHz で分解能は 10 秒角ほどであ

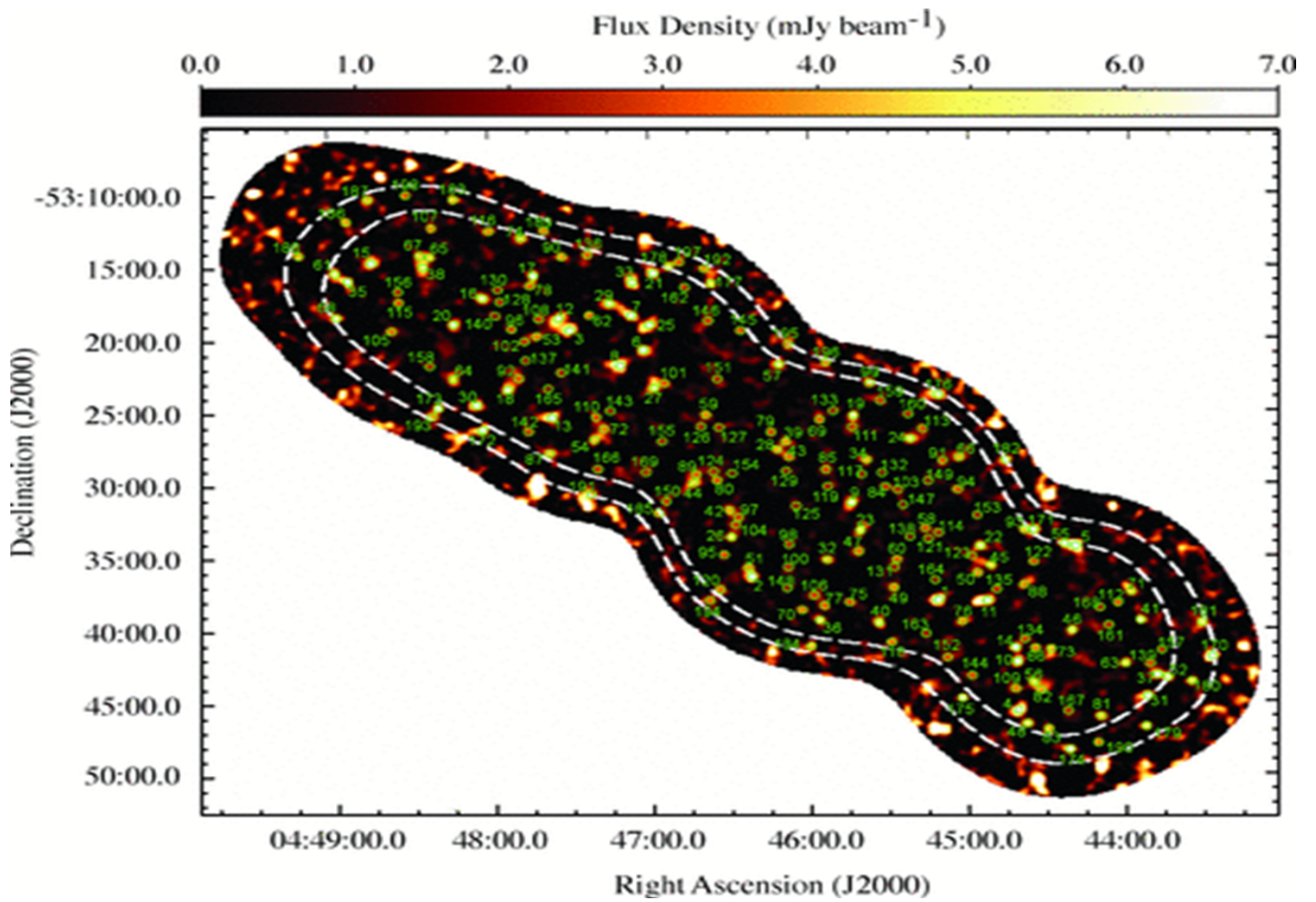


図 1.6: AKARI で観測したマップについて、ASTE 望遠鏡を用いたサブミリ波観測で 198 の天体が発見された [10]。

る。高空間分解能な実験としては、ASTE と同じサイトで、ALMA (Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array) 実験がスタートしている。口径 12 m の望遠鏡 64 台に口径 8 m 程度の望遠鏡 8 台 (ACA) から成る大型干渉計実験で、0.01 秒角の高分解能な観測を行うことができる [9]。

地上観測実験では大気の大気熱放射が感度を表す雑音等価電力 NEP (Noise Equivalent Power) で $\sim 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ である。実験の感度は、信号、大気の大気放射、検出器の NEP の 2 乗和になるため、検出器感度は $10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下に抑えればよい。



図 1.7: ASTE (Atacama Submillimeter Telescope Experiment) 望遠鏡。直径が 10m のサブミリ波天体望遠鏡で、南米チリのアタカマ砂漠 (標高 4,860m) に設置されている [11]。

広い範囲を観測するためには、一度に広範囲の視野を観測する必要がある。このため、検出器の数は多い方がよい。

- 周波数範囲は 450 ~ 900 GHz
- NEP は地上実験では $\sim 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下
- 帯域幅は数 % 以上
- 素子数は ~ 100 以上

1.2 宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) とインフレーション

CMBはビッグバンによって宇宙が始まってから38万年後に放出された宇宙最古の光である。CMBは1964年にアメリカのベル研究所のPenziasとWilsonによって雑音を減らす研究中に発見された[12]。その後、アメリカのNASAが打ち上げたCOBE衛星[13]によって、CMBの周波数スペクトルが精度良く測定された。その結果、CMBは完全な黒体放射であり、その温度は2.73 Kであることが測定された[14]。また、CMBには温度揺らぎが10万分の1程度存在することがわかった[15]。これは、宇宙の物質の揺らぎを形成する種が存在することを証明した。さらに2001年に打ち上げられたWMAP衛星[16]は、より角度分解能が高い、CMBの温度揺らぎの細かい構造を明らかにした。その結果、宇宙のエネルギー密度の約75%がダークエネルギーからなっており、残りのうち21%が暗黒物質、そして我々が良く知っているバリオンは4%の寄与しかないと突き止めた。また、宇宙の年齢を1%の精度で測定し、137億歳と決定した[17]。

一方で、宇宙論的にいくつかの謎が残された。1つは地平線問題と言われているものである。CMBは我々のいる地球に137億年かけて到達している一方で、ある方向から来たCMBと、反対方向から来たCMBの温度を比較すると、10万分の1で一致している。これらのCMBはこれまでお互い因果律が無いにも関わらず、10万分の1の精度で一致していることは大変不自然である。また、平坦性問題というものも存在する。WMAPによって、宇宙の曲率パラメータを測定したところ、宇宙は平坦であることが分かった。しかし、一方で宇宙論的な一般的考察によると、52桁の精度で微調整されないと、WMAPの測定結果にならない。極めて不自然な微調整である。

これらの問題を一挙に解決したのが、インフレーション理論である[18]。宇宙開闢直後に宇宙の大膨張が起きたとされる理論である。この理論によると、 10^{-36} 秒の間にアマーバーサイズ($\sim 10^{-6}$ m)だったものが、銀河の大きさ($\sim 10^{21}$ m)になったとされる。この大膨張のために、それまで因果律を持っていた空間上の2点が光速以上の速さで引き離されて孤立してしまう。時間がたつにつれてそれらの2点は因果律を再度持つようになる。またこの大膨張のために、もともと曲率を持っていた宇宙が平坦になってしまう。こうしてインフレーション理論は、上述の2つの問題を解決する。

インフレーションを起こす理論的なモデルはいくつも提示されている。最も一般的な理論では、負の圧力を及ぼす真空のエネルギーが何らかの場(インフラトン)によって実現されていると考えられている。その実現には、インフラトンがもともと持つポテンシャルエネルギーによって引き起こされていると考えられている。ポテンシャルエネルギーは 10^{16} GeVという非常に高いエネルギーであり、その背後に大統一理論のような物理が存在すると考えられているが、まだ詳しくはわかっていない。モデルによって、そのエネルギーが異なるので、逆に言えば、インフレーションが起きたときのエネルギーVが分かれば、どのインフレーションモデルが正しいかを同定できる可能性がある。実際、Lyth [19] は

$$V^{1/4} = \left(\frac{r}{0.07} \right)^{1/4} \times 1.8 \times 10^{16} \text{ GeV} \quad (1.2)$$

を示した。ここで、 r はテンソル・スカラー比(後ほど説明)と呼ばれる量である。従って、実験的に r を測定すれば、インフレーションが起きたエネルギーを決定することができ、インフレーションモデルに知見を与えることができる。

インフレーション前には、インフラトンや重力場に量子的な不確定性による量子揺らぎが生じていた。このような量子揺らぎは、インフレーションによって引き伸ばされ因果律の外に放り出

される。その結果量子相関が消えて、揺らぎはそのまま凍りつく。それらが、後々再び因果律を持つことになり、CMB の温度揺らぎと宇宙の大規模構造形成の種になる。インフレーションによる量子揺らぎはスカラー揺らぎを作り、重力場の揺らぎは原始重力波となりテンソル揺らぎをつくる。従って、テンソル・スカラー比 r はそれらの揺らぎの大きさの比を表す。

1.2.1 CMB 偏光観測と検出器に要求される仕様

宇宙最古の光である CMB は宇宙ができてから 38 万年後に放たれた光である。それ以前の宇宙にはプラズマで満たされており、従って、CMB の温度揺らぎだけでは、38 万年より前を直接見ることができない。しかしながら最近になり、インフレーションで引き起こされた原始重力波が CMB に B モードと呼ばれる特殊な偏光パターンをつくることが指摘された [20]。通常観測される偏光パターンは E モードと呼ばれており、最近の CMB 偏光観測により存在が証明されている。E モード偏光はスカラー場とテンソル場両方が作ることができるが、B モード偏光はテンソル場しかつくることができない。従って、B モード偏光強度を測ることにより、 r を測定することができる。

現在 CMB B モード偏光検出を狙った実験が地上で数々行われているが、いまだに検出にいたっていない。これは B モード信号が大変弱いためである。この B モード偏光強度を測定するために、最終的に宇宙科学衛星である LiteBIRD (Light Satellite for the studies of B-mode polarization and Inflation from cosmic background Radiation Detection) [21] が計画されている。宇宙観測では、地上実験では達成できない低雑音の環境を提供する。また、地上実験と違い、全天をスキャンすることができるので、大角度に渡った B-mode 偏光の相関をとることができ、地上実験よりも 2 桁程度低い r に対する感度を持つことができる。LiteBIRD が目指す r の感度は $r = 0.001$ である。この値は、ほとんど全てのインフレーションモデルが予言する r の値の下限值である。従って、もしどれかのインフレーションモデルが正しければ、LiteBIRD で B-mode 偏光が観測できる可能性は十分ある。逆に LiteBIRD でも B-mode 偏光が受からなければ、多くのインフレーションモデルに本質的な問題があることがわかる。

宇宙環境では、大気や地上からの放射の影響がないので、究極的な検出器のノイズ源は CMB 自身のショットノイズである。これは、検出器に到達する CMB のフォトンの数の揺らぎに起因する。そのノイズの大きさは NEP (Noise Equivalent Power) で示すと、 $2 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ である。よって、検出器の雑音をそれ以下に下げても意味は無く、そのかわり検出器素子の数を増やして、統計誤差を小さくするしかない。LiteBIRD では、 ~ 1000 の検出器素子が必要とされる。

LiteBIRD に搭載する検出器の実証実験として、GroundBIRD が計画されている。これは、地上で CMB 偏光測定を行う実験である。他の実験と違うのは、これまで衛星でしか測定できないと考えられていた大角度 (~ 180 度) での B-mode 偏光相関を地上で行おうとする野心的な計画である。大気の揺らぎが作り出す $1/f$ ノイズによる影響を抑えるために、望遠鏡を速く回す必要がある。大気による雑音ははいるので、検出器に要求される NEP の大きさは、 $10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ である。視野に入る空の位置が素早く変化するので、検出器は 1 msec 以下の速い応答速度を持つのが望ましい。

LiteBIRD あるいは GroundBIRD において、CMB B-モード観測において原理的な問題が存在する。それは、前景放射の影響である。CMB は宇宙最深部から到達するので「背景」放射であるが、CMB が発生してから地球に届くまでの空間に同程度の周波数を有する「前景」放射源が存在する。その主成分は、電子が磁場によって曲げられるときに発生するシンクロトロン放射と宇宙空間に漂う宇宙塵（ダスト）からの放射である。図 1.8 に CMB と前景放射のスペクトルを示す。

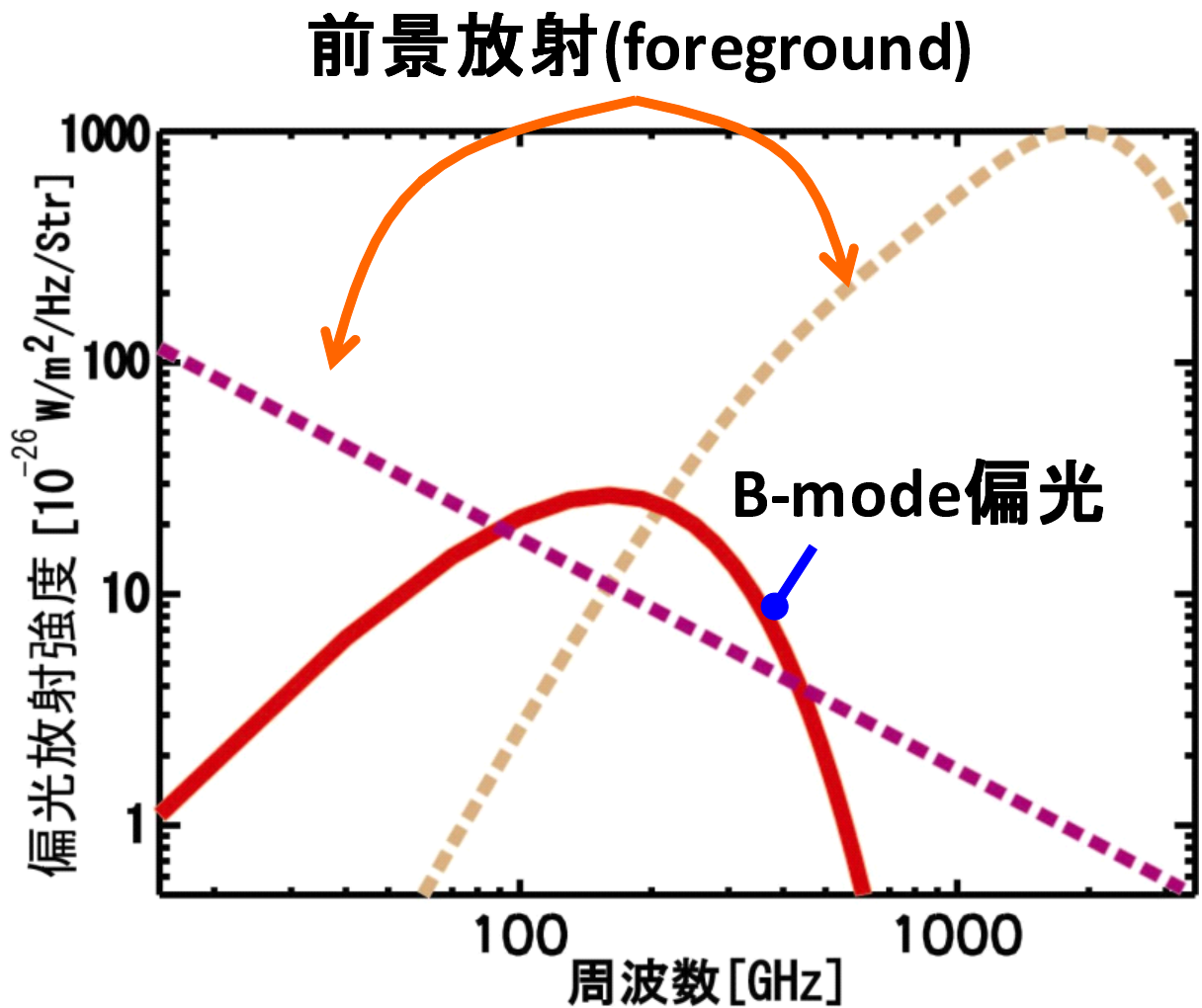


図 1.8: 銀河からの前景放射と B モード信号強度の周波数依存性。低周波側はシンクロトロン放射、高周波側は宇宙塵による寄与が主要になる。CMB の B モード信号は 150 GHz 近辺で最大になるが、 r の精密測定のためには、前景放射を差っ引く必要がある。

一方、検出器に目を向けると、これまで地上実験で使われてきた高感度検出器としては、半導体ボロメータや HEMT といった検出器が使用されてきた。半導体ボロメータは主に 150GHz 以上で高感度観測が可能であり、HEMT では 90GHz 以下でそれが可能である。B-mode 偏光観測では、上記の前景放射をうまく差し引く必要があるが、2つの異なる検出器を使用すると、系統誤差が生じてしまう。そこで、60~250 GHz のミリ波信号を単一技術で測定することが望ましい。実際、LiteBIRD ではその周波数範囲を 6つの周波数バンドに分けて、それぞれが約 30%の帯域幅を持つことを要求する。帯域幅が大きければ、それだけ沢山の電磁波を吸収でき、統計精度を上げることができるからである。

これらのことから、GroundBIRD や LiteBIRD での観測において検出器に要求される性能は下記のようなになる。

- 周波数範囲は 60 ~ 300 GHz
- NEP は地上実験では $10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, 宇宙実験では $10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$
- 帯域幅は ~30 %
- 素子数は ~ 1000

である。

1.3 地上実験と大気による吸収

ミリ波サブミリ波帯を地上で観測する場合、可視光や紫外線、電磁波とは異なり大気中の水分や塵によって吸収されやすい。特にサブミリ波は大気による吸収が激しいため、標高の低い場所ではほとんど観測することができない。このため、地上での観測は場所は非常に限られてくる。南米チリ共和国北部にある、アタカマ砂漠の標高 5000 メートルの高原は年間降水量が 100 ミリ以下でほぼ晴天なこと、標高が高く水蒸気による影響も小さいことからミリ波サブミリ波の観測に非常に適している。ミリ波サブミリ波干渉計のアルマ (ALMA) 望遠鏡や宇宙マイクロ波背景放射偏光観測の PolarBEAR 実験などもここに建設されている。

図 1.9 はアタカマ砂漠で観測されたミリ波サブミリ波帯での大気の透過率を示している。縦軸は大気の透過率を示し、大気中の水分量により大気の吸収率は大きく異なる。このため、雨や曇りの場合は観測が不可能になる。また、吸収があるということはその吸収率に相当する大気からの放射があることを意味する。実験の雑音を表す値として雑音等価電力 (NEP : Noise Equivalent Power) という値を用いる。雑音等価電力は 1Hz の読み出し帯域で同じになる入力電力の大きさで表す。

地上ではミリ波サブミリ波自体の雑音と検出器雑音に、大気の放射による雑音が加わり下記のようにかける。

$$NEP_{Total} = \sqrt{NEP_{intrinsic}^2 + NEP_{sky}^2 + NEP_{detector}^2}$$

大気からの放射の大きさは大気の実効的な温度によって決まり NEP で $1.0 \times 10^{-17} \sim 1.0 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 程度になる。

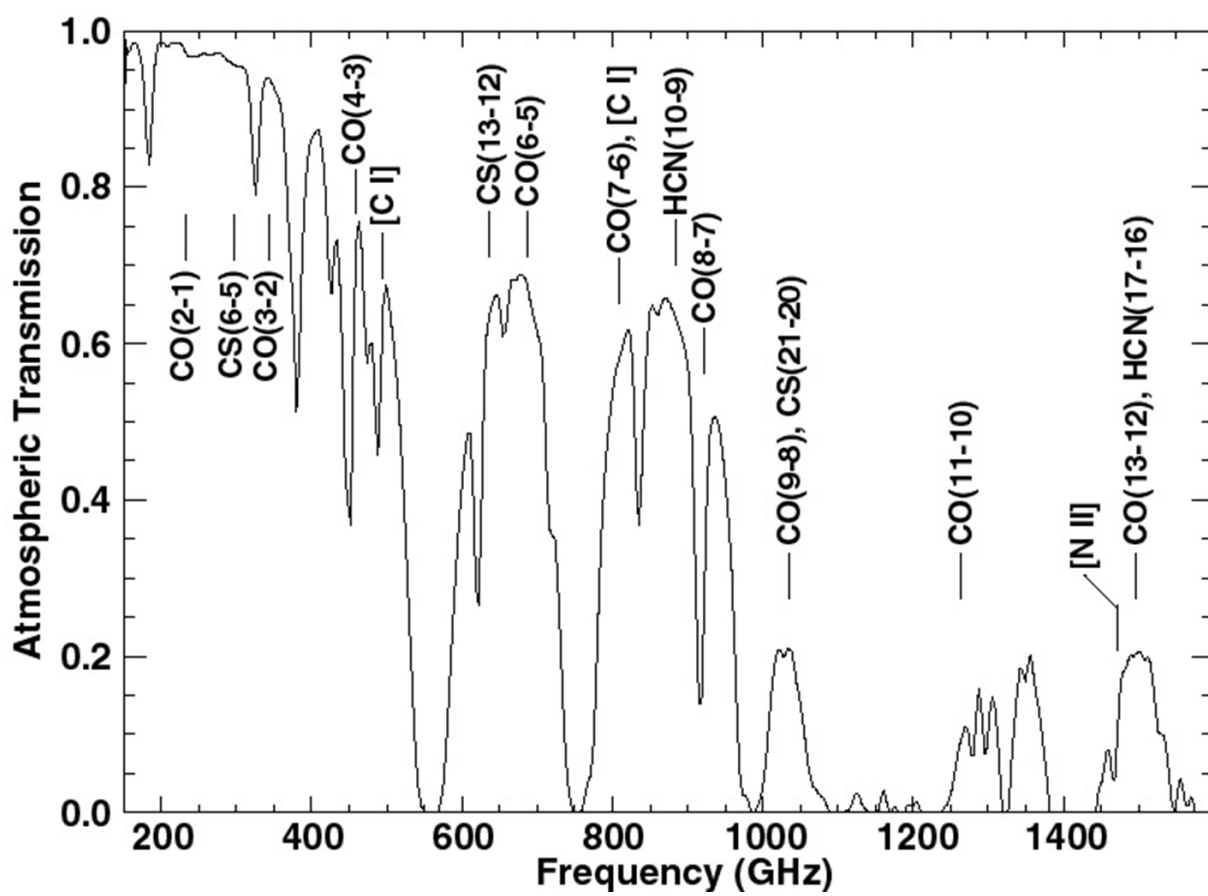


図 1.9: アタカマ砂漠での大気の透過率 [22]。

1.4 検出器の候補

上記を満たすような検出器は、熱雑音を避けるために極低温に冷却して用いる必要がある。また、既存の半導体を用いた検出器では NEP を満たすことができない。このような実験の要求を満たす検出器として、超伝導体を用いた検出器が挙げられる。以下に検出器の候補を挙げる。それぞれ、超伝導と微細加工技術を用いた検出器で NEP や集積化などの問題を解決している。

1.4.1 STJ (Superconducting Tunnel Junction)

STJ [23] は 2 枚の超伝導体で 1 nm 程度の薄い絶縁体をはさんだ構造を持つジョセフソン素子の一種である。電磁波の検の 1 つは、 $2\Delta/h$ 以上の周波数を持つ電磁波を STJ に導入しクーパ対を解離し、準粒子を生成するものである。SIS(Superconductor Insulator Superconductor) 構造にバイアス電圧を印加しておく、生成された準粒子はトンネル効果により絶縁層を通過し、電流として検出される。これはクーパ対解離型検出原理である。加えて、STJ には PAT (photon assisted tunneling) [24] という検出方法も存在する。これは、SIS 構造に印加されているバイアス電圧が電気信号の交流電場を補助 (assist) して、価電子帯にある電子を反対側の伝導帯に移す量子的効果である。このため、STJ は $2\Delta/h$ 以下の周波数信号でも検出可能である。検出器応答も速く ($\sim 10\mu$ 秒)、ダイナミックレンジも大きい。X 線検出器として 100 チャンネル読み出しの開発を行っているグループも存在し、多素子化は不可能ではない。また、漏れ電流を十分抑制すれば、NEP は原理上 $10^{-18} \text{ W}\sqrt{\text{Hz}}$ 以下にすることができる。

我々はこれらの特性を活かした 30% の帯域幅を持つアンテナ結合 STJ の開発を行った。より詳細は次章で記述する。

1.4.2 MKIDs (Microwave Kinetic Inductance Detectors)

MKID [25] は超伝導体自身が持つ力学的インダクタンスの変化を利用して信号を検出する。量子検出型の超伝導検出器の一つで、クーパ対が準粒子に解離するときの力学的インダクタンスの変化を検出する。信号を読み出す伝送線 (feedline) には広帯域のマイクロ波信号が加えられており、そのマイクロ波信号に共振するように $\lambda/4$ の長さの共振器 (Resonator) 100 ～ 個程度が容量結合されている。共振器の長さはお互い異なっており、それぞれ固有の共振周波数を持つ。共振器の先端には、ミリ波を検出するためのアンテナが接続されている。アンテナで吸収された電磁波は、電気信号として共振器を伝わる。周波数が $2\Delta/h$ 以上を持つとクーパ対が壊れ、2 つの準粒子が生成される。そのため、超伝導自身のインダクタンスが変化し、共振周波数が変わる。ある特定の周波数をフィードラインに流すと、通常は共振器に吸収されるが、ミリ波の信号を受けて共振器の共振周波数が変わると、その周波数信号はフィードラインを通過できるようになる。そのため、どの共振器に信号を受けたのかを同定できる。共振周波数信号としては、共振器の長さの制限から、通常 4 ～ 6GHz が用いられる。

周波数領域読み出しのため、多素子化が容易である。また、後述する TES ボロメータと違い、クーパ対解離を用いるために、高速 ($10 \sim 100 \mu$ 秒) であり、ダイナミックレンジも大きく取れる。一方で、検出器ウェハー上で共振器部分が占める面積が大きくなり、焦点面面積を有効に利用できない欠点もある。クーパ対解離を利用するので、物質ごとに感度が存在する周波数領域が異なる。例えば、MKID の材質として Al を用いると、80 GHz 以上のミリ波に感度を持つことができる。一方で、ADR また希釈冷凍機を用いて 0.1 K まで冷却する必要がある。80 GHz 以下

の周波数を検出するには、例えば TiN が考えられているが、そのためには動作温度をさらに下げる必要がある。

1.4.3 TES (Transition Edge Sensor) ボロメータ

TES ボロメータ [26] は超伝導転移端検出器とも言い、高感度な温度計として働く超伝導検出器である。超伝導転移温度 T_c の急激に抵抗値が変わるところで検出部分を安定させておき、電磁波による温度上昇を抵抗変化として検出する。検出器部分は熱的に浮いており、細線を介して熱浴に接している。アンテナから導入された電磁波は伝送線を伝わり、先端に取り付けてある常伝導体の金属に導かれ、熱に変換される。この熱が近接した検出部を温める。検出器は定電圧バイアスの状態に保持してある。温度が上がると、急激に抵抗値が上昇し、この時の電流変化による磁場の変化を SQUID を使って読み出し、検出する。他の次世代型のミリ波検出器に比べて歴史が長く、開発が最も進んでおり、上述の条件を全てクリアしている。しかしながら、超伝導転移端を用いるために、検出器素子の場所による温度の制御技術が必要であること、低速 (時定数 1 ミリ秒以上) でダイナミックレンジが小さいことが問題点である。TES を使った CMB 偏光観測実験として、例えば、PolarBEAR 実験 [27] が挙げられる。

第2章 超伝導トンネル接合素子の理論

超伝導トンネル接合素子は超伝導体/薄い絶縁体/超伝導体をはさんだ構造を持つ。このような構造はジョセフソン素子と呼ばれる。ジョセフソン素子は、微小磁場を測定する SQUID が実用化されており、またで論理回路を構築したジョセフソンコンピュータも研究されている。超伝導体内のクーパー対束縛エネルギーが $\sim \text{meV}$ は、半導体での電子・ホール対生成に必要なエネルギー $\sim \text{eV}$ よりも3桁も小さいので、高性能な X 線検出器や、ミリ波・テラヘルツ波の検出器としても応用されている。

この章では超伝導についての基本、ジョセフソン素子の理論と振る舞いについて述べる。STJ の測定原理と、ノイズの主原因である漏れ電流について述べる。

2.1 超伝導

1908 年に He の液化に成功した H. Kamelinh Onnes は、1911 年には比較的純度の高い水銀を用いた極低温での電気抵抗性観測の際、ある温度以下で抵抗が消失する現象を発見した [28]。その後多くの研究により、水銀以外の特定の金属や合金は温度を下げていくと急激に抵抗が減少して 0 になる特性を持つことが知られるようになった。この抵抗が消失する温度は臨界温度 T_c (Critical Temperature) と呼ばれる。

当初、超伝導とは完全伝導性を示すものと考えられていたが、1933 年に Meissner と Ochsenfeld によって、超伝導体は完全反磁性を示すことが発見された。これは、Meissner (マイスナー) 効果 [29] と呼ばれ、超伝導体に磁場が侵入することを防ぐだけでなく、常伝導から冷却し超伝導に転移する時に内部にあった磁場が排斥される。

Meissner 効果を理論的に説明する方法として、1935 年に London 兄弟によって次の 2 つの方程式が示された [30]。

$$\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\Lambda \vec{J}_s) \quad (2.1)$$

$$\vec{B} = -\text{rot}(\Lambda \vec{J}_s) \quad (2.2)$$

ここで Λ は現象論的なパラメータで、

$$\Lambda = \frac{m}{n_s e^2} \quad (2.3)$$

であり、 n_s は超伝導電子密度、 m は電子の質量、 e は電子の電荷である。一つ目の方程式は完全伝導性を示している。第 2 の方程式と Maxwell 方程式 $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_c$ から次の式が導かれる。

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda^2} \vec{B} \quad (2.4)$$

これは、長さ λ で磁場が指数関数的に減衰することを示している。ここで、 λ は、

$$\lambda = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.5)$$

であり、 λ は磁場侵入の深さとして定義され、ロンドン侵入長と呼ぶ λ は次のように温度 T に依存して変化する。

$$\lambda(T) \cong \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^4}} \quad (2.6)$$

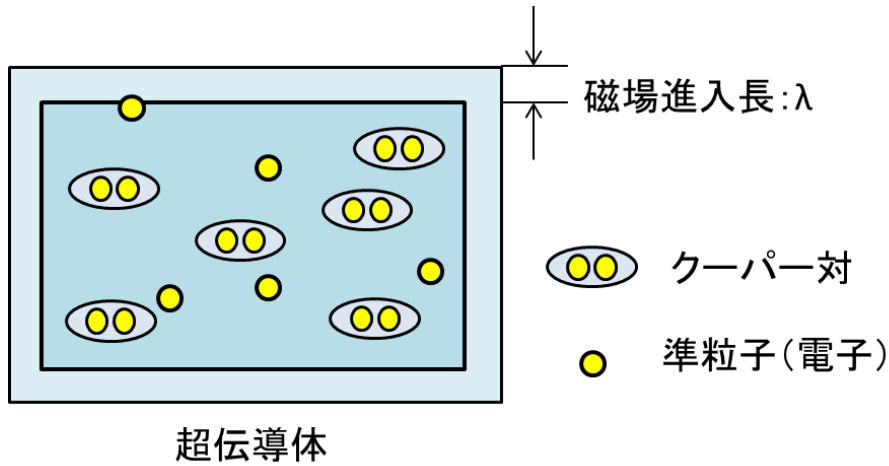


図 2.1: 超伝導体の概念図。円が準粒子（電子）。2つの電子を囲んだ楕円がクーパー対を表している。有限温度では、クーパー対と準粒子（電子）が混在する。超伝導体はマイスナー効果により磁場を排斥するが、表皮ではロンドン侵入長 λ 程度磁場が侵入する。

超伝導の基礎となる理論が1957年に J. Bardeen、L. N. Cooper、J. M. Schrieffer によって発表された [31]。提唱者の頭文字をとってBCS理論と呼ぶ。 T_c 以下の温度では電子 - 格子間相互作用を介してスピン、波数ベクトルが反対方向の2つの電子が結合を作る。これがCooper Pair(クーパー対)である(図 2.1)。Cooper 対は2つの電子のスピンが打ち消し合うためスピンは0となり、Bose 粒子としてふるまう。このときの結合エネルギー $2\Delta(T)$ は温度の関数であり、絶対零度 ($T=0K$) で

$$2\Delta(0) = 3.52k_B T_c \quad (2.7)$$

という関係がある。ここで、 k_B はボルツマン定数。これは Tinkham や Giaever (1957 年) [32] の実験と非常によく一致する。一方、超伝導体内には、熱的に励起された単一の電子（準粒子）も存在する。

Fermi エネルギー近傍の準粒子の状態密度はBCS理論より

$$\frac{N(E)}{N(0)} = \begin{cases} \frac{E}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} & (E > \Delta) \\ 0 & (E < \Delta) \end{cases} \quad (2.8)$$

と与えられる。その模式図を図 2.2 に示す。Cooper 対が Fermi 面上に凝縮するのに対し、準粒子は $E - \Delta < E < E + \Delta$ の領域には存在できない。この準粒子のない領域がエネルギーギャップである。

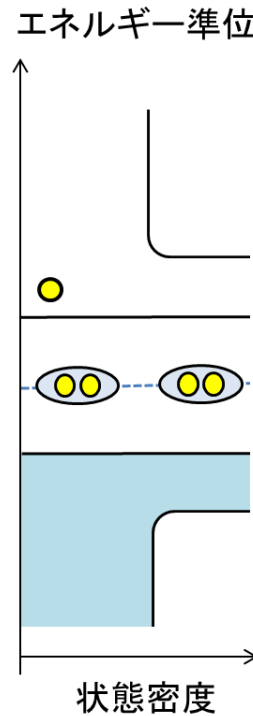


図 2.2: 超伝導体の状態密度の模式図。黄色い丸が準粒子（電子）。2つの電子を囲んだものがクーパー対を表している。クーパー対は Fermi 面に凝縮する。準粒子は有限温度で伝導体に熱励起により存在する。

2.1.1 ジョセフソン素子

図 2.3 のような 2 つの超伝導体の間に非常に薄い絶縁体を持つ SIS (Superconductor / Insulator / Superconductor : SIS) 構造は超伝導トンネル接合 (Superconducting Tunnel Junction : STJ) と呼ばれる。(絶縁膜を透過する電流には、クーパー対のトンネル効果によって流れる超伝導電流と励起された電子（準粒子）のトンネル効果による電流がある。前者は 1962 年に B. C. Josephson によって理論的に予測され [33]、その翌年 P. W. Anderson と J. M. Rowell [34] によって検証された。この超伝導電流はジョセフソン電流と呼ばれる。これは、超伝導体間が弱く結合しているため、超伝導体間の位相因子の差に応じて超伝導電流が電圧の印加なしに流れる。ジョセフソン電流には DC と AC があるが、そのうちの DC ジョセフソン電流密度は以下の式で与えられる：

$$I = I_c \sin(\theta_1 - \theta_2). \quad (2.9)$$

絶縁膜両側の超伝導体の巨視的な波動関数の位相差に応じて超伝導電流が流れる。 I_c を臨界電流とよび、直流 Josephson 電流の最大値である I_c は次のように導かれる [35]。

$$I_c = \frac{\pi \Delta(T)}{2eR_N} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B R_N} \quad (2.10)$$

$$\simeq \frac{\pi V_g}{4 R_N} \quad (2.11)$$

臨界電流 I_c を接合面積 A で規格化した値を臨界電流密度 $J_c = I_c/A$ とよぶ。 J_c は絶縁膜の厚さ h とトンネル障壁のポテンシャルエネルギー ϕ を用いて、次のように導かれる [36]。

$$J_c = 3.16 \times 10^9 \frac{\sqrt{\phi}}{h} \exp(-10.25\sqrt{\phi}h) \quad [A/\mu m] \quad (2.12)$$

ここで、酸化膜の厚さの単位を nm、ポテンシャルエネルギーを eV で表している。

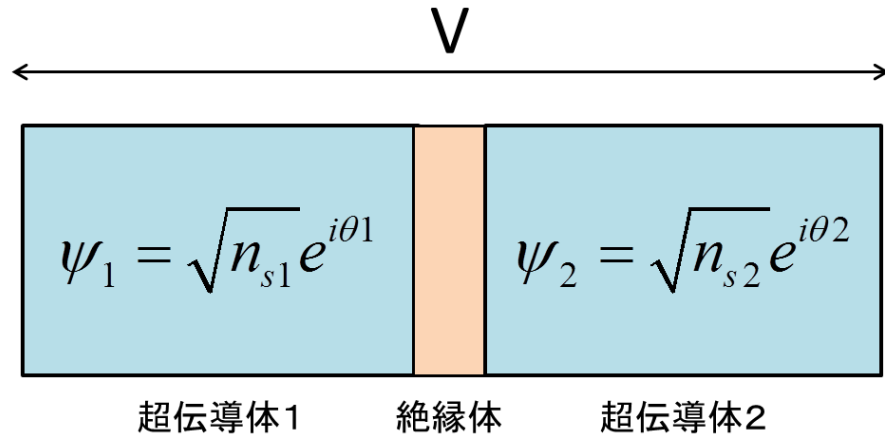


図 2.3: ジョセフソン素子の概念図。薄い ($\sim$ nm) 絶縁体を 2 つの超伝導体ではさんだサンドイッチ構造をしている。バイアス電圧 $V=0$ の場合でも 2 つの超伝導体の位相差に応じたジョセフソン電流が流れる。

超伝導体にエネルギーギャップが存在することは I. Giaever によって超伝導トンネル接合を利用して示された。I. Giaever は、ジョセフソン電流を抑制するための磁場を印加した状態で、超伝導トンネル接合の電流 - 電圧特性の測定を行い、バイアス電圧が数 meV 付近で電流の急激な上昇を観測した。このバイアス電圧がクーパー対の結合エネルギー (2Δ) に対応し、超伝導のエネルギーギャップに相当することを発見した。バイアス電圧が $2\Delta/e$ 以下であるとき、それをサブギャップ電圧 V_{sg} と呼ぶ。BCS 理論からは、サブギャップ電圧以下で、熱励起された準粒子によるトンネル電流のみが流れる。

2.1.2 ジョセフソン接合の電流 - 電圧特性

STJ では後述するように漏れ電流の少ない高抵抗な素子が必要なため、絶縁体に高品質な酸化膜を用いる。STJ の電流電圧特性を 2.4 に示す。静磁場を印加しない状態ではバイアス無しで DC ジョセフソン電流が流れる。また、高周波を静磁場をかけない状態で入力すると、超伝導電流に

伴うフィスケステップやシャピロステップと呼ばれる電流電圧特性が現れる。検出器として使うためには、静磁場を印加してこれらの超伝導電流を抑制する必要がある。

磁場をかけた状態で超伝導ギャップ ($V_g = 2\Delta/e$) 以下のバイアス電圧をサブギャップと呼び、このときの抵抗を R_{sg} とよぶ。ギャップ電圧 $V_g = 2\Delta/e$ を越えた時の抵抗値を常伝導抵抗 R_n と呼ぶ。絶縁層の作る電気容量を C_j 、接合の断面積を A とする。

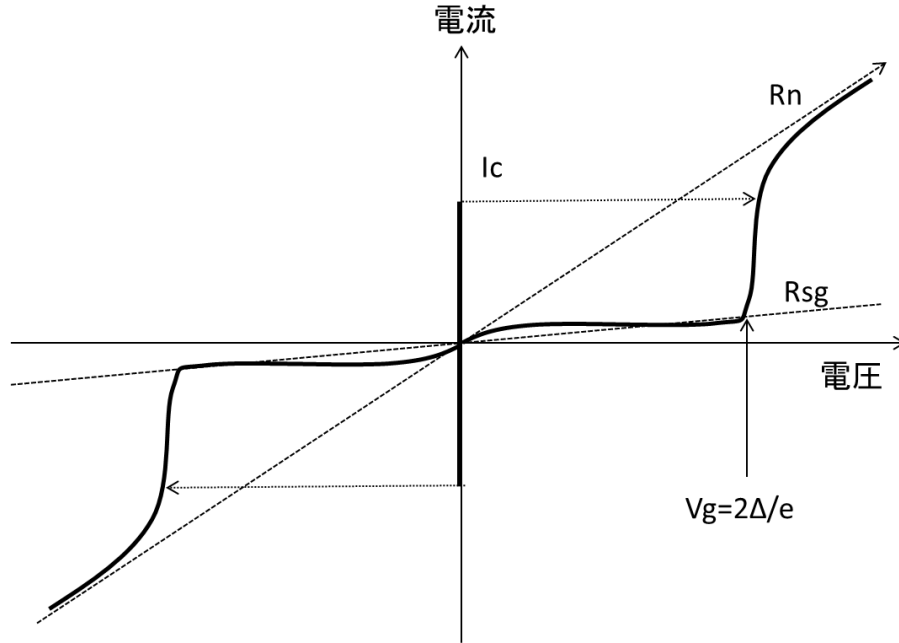


図 2.4: ジョセフソン素子の電流電圧特性。横軸が電圧で縦軸は電流。静磁場が印加されず、バイアス電圧が 0 V の状態ではジョセフソン電流が流れる。超伝導ギャップエネルギー V_g 以下のバイアスでは電流はほとんど流れない。ギャップエネルギー以上では抵抗値は常伝導抵抗 R_N に漸近する。

2.1.3 磁場によるジョセフソン電流の抑制

後述するように、STJ を使った検出器は、ジョセフソン電流を抑制する必要がある。図 2.6 のようにジョセフソンの素子の絶縁膜に平行に磁場をかけた場合にジョセフソン電流を抑制することができる。

ジョセフソン電流 I_c は磁場が存在すると、フラウンホーファーパターンと同型の依存性を示す:

$$I_c = I_{c0} \left| \frac{\sin(\pi\phi/\phi_0)}{\pi\phi/\phi_0} \right|. \quad (2.13)$$

ここで、 ϕ は印加磁場、 ϕ_0 はある定数である。その様子を図 2.6 と図 2.7 に示す。 $I_c = 0$ になるように磁場を印加しておくと、ジョセフソン電流は抑制されるので、STJ の動作の際には、磁場を印加する必要がある。

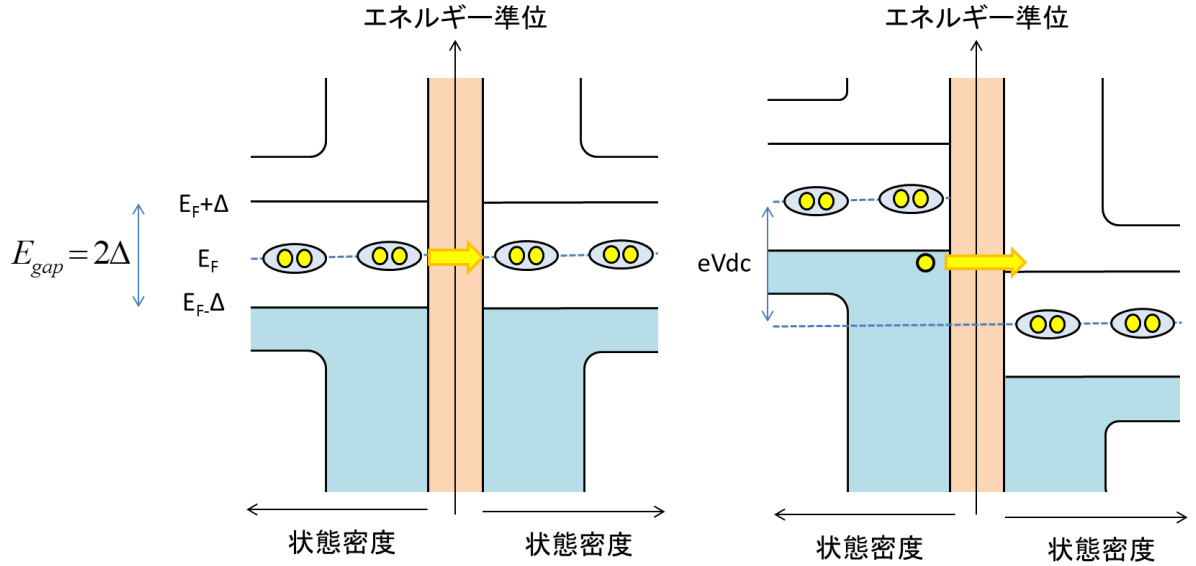


図 2.5: STJ の概念図。左が無バイアス、右が V_{dc} のバイアスを印加した状態の状態密度。 Δ はエネルギーギャップの 1/2 に相当する。無バイアスではジョセフソン電流が流れる。バイアスが $V_{dc} < 2\Delta/e$ では BCS 理論からは電流が流れず、 $V_{dc} > 2\Delta/e$ では左の超伝導体から右の超伝導体へ電子がトンネルして電流が流れる。

2.2 STJ を用いたミリ波・サブミリ波検出の原理

STJ で電磁波を検出する方法について説明する。検出方法には 2 つの量子的な検出方法がある。

2.2.1 クーパー対解離 (Cooper pair breaking)

$2\Delta < h\nu$ (2Δ はクーパー対の結合エネルギー) のエネルギーの光子が超伝導体に入射すると図 2.8 のように、光子のエネルギーによってクーパー対が解離され伝導体に 2 つ以上の準粒子 (電子) が生成される。バイアス電圧を印加しておくと準粒子はもう一方の超伝導体へトンネル効果で絶縁体を越えて流れ、電流として検出される。

2.2.2 光助成トンネル (photon assisted tunneling)

STJ 素子に DC 電圧を印加しておくと、光子のエネルギーが価電子帯の電子を励起してもう一方の超伝導体にトンネルさせる現象が起こる [24]。このとき図 2.9 のように電流電圧特性が変化する。

Tucker らによって証明された量子的な効果で $h\nu < 2\Delta$ の場合、光助成トンネルの条件から $2\Delta < eV + h\nu$ となる。また、バイアス電圧 0 を軸として電流電圧特性が対象形になるため、 $h\nu > 2\Delta$ の場合、 $-V_{gap} = -2\Delta$ の光助成トンネルとの重ね合わせとなり、バイアス電圧が 0 付近で $h\nu - 2\Delta < eV$ は打ち消し合う。周波数 ν について整理すると

$$\frac{2\Delta - eV}{h} < \nu < \frac{2\Delta + eV}{h} \quad (2.14)$$

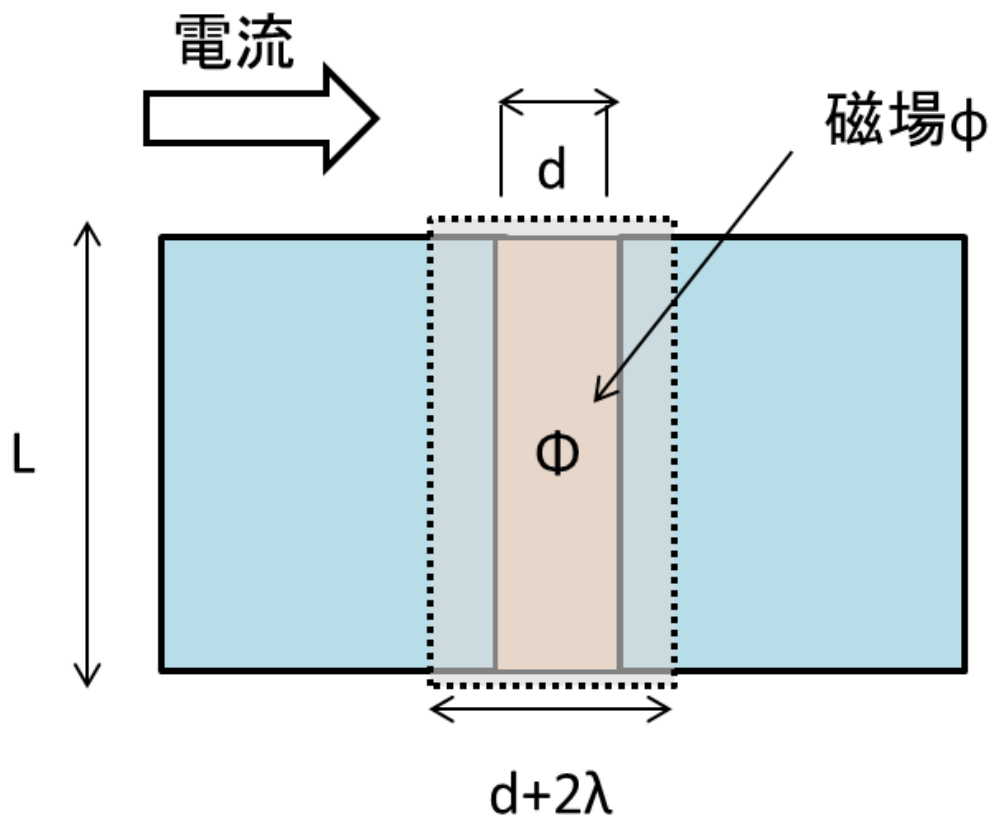


図 2.6: ジョセフソン素子に磁場を印加する場合の概念図。超伝導体の幅を L 、絶縁体の厚みを d 、ロンドン磁場侵入長を λ とすると、 $(d + 2\lambda) \cdot L$ で作る面積だけ磁場が侵入する。

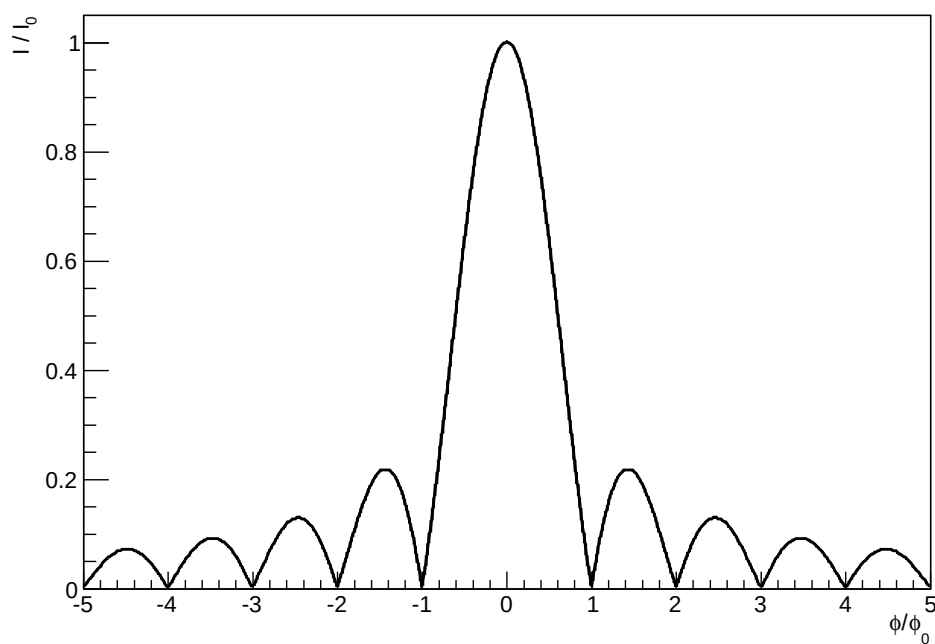


図 2.7: 方形のジョセフソン電流の磁場応答はフラウンフォーファーパターンを示す。縦軸が I/I_c 、横軸が ϕ/ϕ_0 。

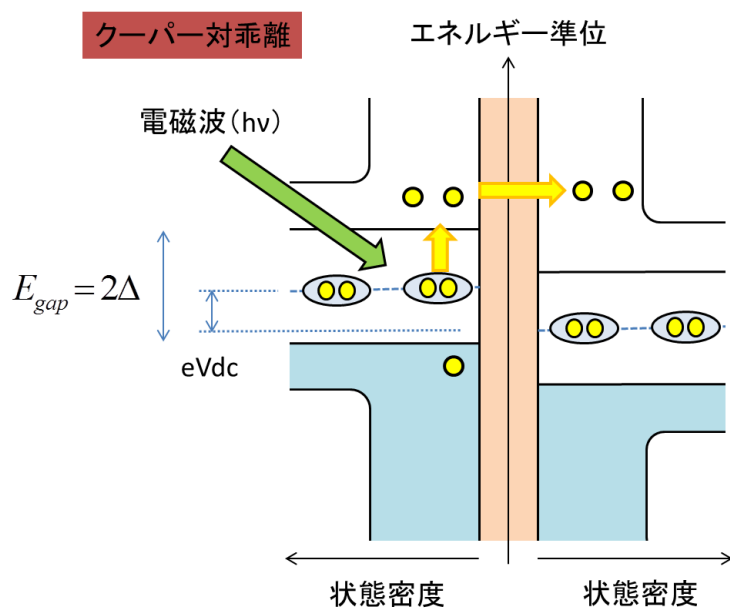


図 2.8: クーパー対解離の概念図。超伝導ギャップエネルギー以上の電磁波はクーパー対を解離してできた電子が伝導帯にあがる。その後もう一方の超伝導体にトンネルし、電流として検出される。

これは超伝導ギャップエネルギーに対応する周波数 $\nu_{gap} = 2\Delta/h$ を中心にして $\pm eV$ の周波数範囲で検出が可能なことを意味する。サブギャップ内にバイアスして読み出す場合検出可能な上限は $eV < 2\Delta$ から $\nu < 4\Delta/h$ となる。測定可能な周波数の下限は超伝導ギャップの幅 ΔV_{gap} で決まる。Nb-STJ は $\Delta V_{gap} = 0.2\text{mV}$ 程度で周波数換算すると、60GHz 程度。 ΔV_{gap} は近接効果により増加する。

光助成トンネルは MKIDs 等の他の量子型超伝導検出器には無い、STJ 特有な検出原理である。この検出方法を用いることにより、超伝導ギャップエネルギー以下の電磁波でも検出することが可能となる。

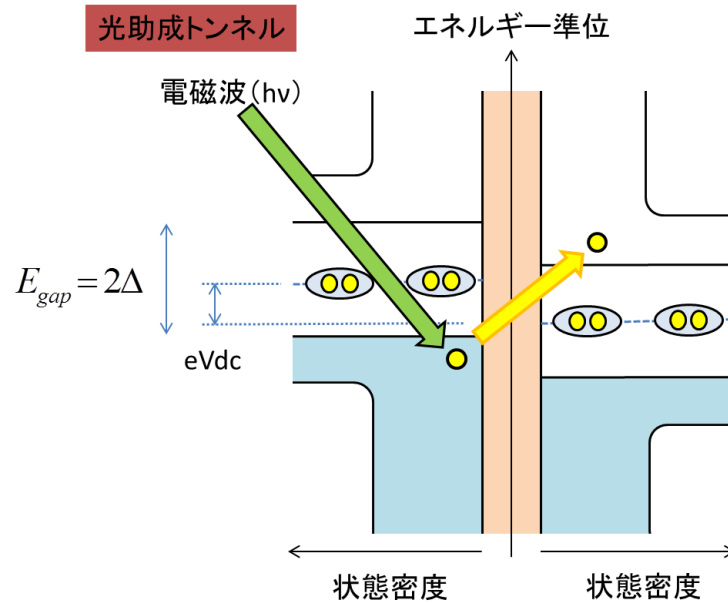


図 2.9: 光助成トンネル検出（ビデオ検出）時の電流電圧特性の変化。入射した電磁波が $h\nu/e + V > V_g (= 2\Delta/e)$ を満たす場合に電流が流れる。この検出方法では、ギャップエネルギーを下回るエネルギーの電磁波でも検出できる。

電磁波に対する、電流感度（レスポンスビティ） S は、John R. Tucker [24] によって次のように示された。これは、1つの光子が一つの電子に変換されることを示しており、量子的な効果である。

$$S = \eta \frac{e}{h\nu} \quad (2.15)$$

ここで、 η は光学カップリング効率、 e は電気素量、 h はプランク定数。Nb の場合、ギャップ周波数は 650GHz でを求めると、 $S = \eta \cdot 372 \text{ A/W}$ となる。

2.3 STJ の検出感度と漏れ電流

STJ を検出器として利用するとき、最も主要なノイズは漏れ電流によるショットノイズである。このため、漏れ電流をいかにして小さくするかが NEP を小さくする上で重要になる。漏れ電流と NEP の間には下記の式が成り立つ。

超伝導体	臨界温度 (T_C) [K]	ギャップエネルギー (2Δ) [meV]	フォトン検出閾値 [GHz]	ビデオ検出帯域 [GHz]
Nb	9.23	3.1	750	375-750
Pb	7.193	2.4	580	290-580
Ta	4.39	1.4	340	170-340
In	3.4035	1.1	270	135-270
Al	1.196	0.34	80	40-80
Ga	1.091	0.31	75	37-75
Mo	0.92	0.26	60	30-60
Zn	0.852	0.22	50	25-50
Cd	0.56	0.15	36	18-36
Ti	0.39	0.10	24	12-24
Hf	0.165	0.04	10	5-10

図 2.10: 超伝導物質とエネルギーギャップ一覧。光助成トンネル（ビデオ検出）では漏れ電流の小さな $2\Delta/e$ 以下にバイアス電圧をかけた場合を想定している。

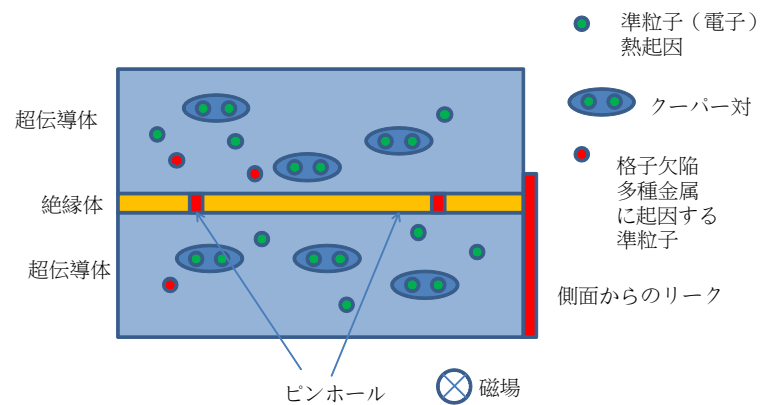


図 2.11: STJ 漏れ電流の原因。小さな丸が準粒子（電子）、丸を 2 つ囲ったものがクーパー対を示している。STJ の漏れ電流は、熱励起による準粒子または構造的な欠陥が原因である。構造的には酸化膜にピンホールがあくことと、側面を流れる電流が考えられる。性能の良い検出器の作製のためには、この構造的な欠陥を極力減らした STJ が要求される。

$$\text{NEP} = \frac{\sqrt{\langle N_{\text{shotnoise}}^2 \rangle}}{S} \quad (2.16)$$

$$= \frac{h\nu}{\eta} \cdot \sqrt{\frac{2I_{\text{leak}}}{e}} \quad [W/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (2.17)$$

ここで、 η は量子効率、 e は素電荷、 I_{leak} は漏れ電流である。

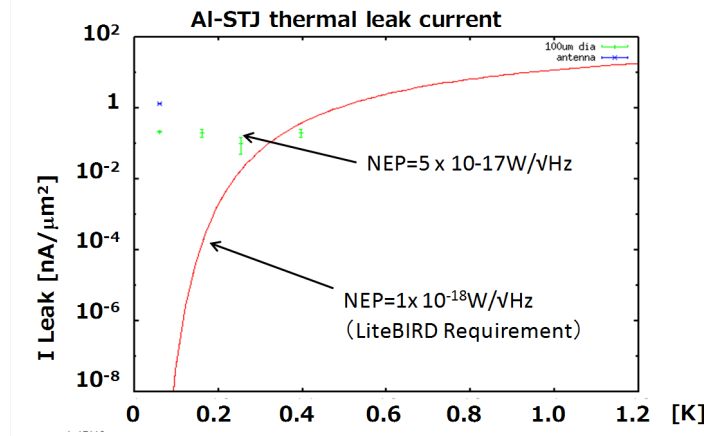


図 2.12: 超伝導サブギャップ内の漏れ電流の温度依存性。実線は熱励起による準粒子の漏れ電流の理論的な計算値を示す。Al-STJ 試作機について超伝導サブギャップ内の一定バイアス電圧での電流値の温度依存性が十字の点で示されている。0.4K 以下では実機の電流値が熱励起の値より大きく、構造起因の漏れ電流が原因であると考えられる。

転移温度以下でも温度が有限であれば、必ず熱励起による準粒子が存在し、それがトンネル効果によって流れることにより漏れ電流が生じることが BCS 理論から予測される。この漏れ電流は温度が低下すると指数関数的に減少するため、 $T_c/10$ に冷却すれば、十分小さくなる。漏れ電流の理論値は次の式で与えられる：

$$I_{\text{leak}} = \frac{1}{eR_n} \frac{\Delta + eV_b}{\sqrt{(\Delta + eV_b)^2 + \Delta^2}} \sqrt{2\pi\Delta k_b T} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_b T}\right) \quad (2.18)$$

加えて、漏れ電流の原因として考えられるのは、超伝導体で熱励起によって生成される準粒子に起因するものと、酸化膜に開いた穴（ピンホール）や STJ 側面を流れる電流成分によるものが考えられる (図 2.11)。図 2.12 にサブギャップ内の漏れ電流の温度依存性を示す。

2.3.1 超伝導ギャップの虚数成分 σ_2

BCS 理論では電子-フォノン相互作用は即時に起こると仮定されているが、実際の相互作用には時間がかかる。この効果を取り入れた場合、超伝導ギャップエネルギーに虚数成分が加わる [37]。超伝導ギャップの虚数成分がある場合、超伝導ギャップ内でも電流が流れるようになる。

また、準粒子が発生する原因としては、超伝導体中の格子欠損や他種の金属が混ざり込んでいること、結晶格子のゆがみなどが超伝導状態に影響を与えることが考えられる。例えば、磁性体材料が混入した場合、磁性体が電子をトラップするため、クーパー対を壊す原因になる。これら

格子欠損や Ar ガスの混入、不純物の混入は RRR (Residual Resistance Ratio) を測定することで一定の指標とすることができる。

上記のような理想的な超伝導体からのずれは、フェルミ面付近の状態密度として実験的に観測されているこの場合、 $2\Delta/e$ 以上のバイアスを検出器に印加すると、漏れ電流が下がらず、高感度な検出器として使うのが難しくなる。このようにして、ノイズの下限を電気伝導率の虚数成分 σ_2 が決定していると考えられる [38]。

$$N(E) = N(0) \operatorname{Re} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2(E)}} \quad (2.19)$$

実際、 Δ が虚数の場合、状態密度は $E < 2\Delta$ でも 0 にならない。

2.4 近接効果

超伝導体と常伝導体を接合した場合、接合境界の周辺で段階的に超伝導ギャップエネルギーが変化する。またギャップエネルギーが異なる超伝導物質を接合した場合にもやはりギャップエネルギーの連続的な変化がみられる。本研究では、酸化アルミニウム (Al_2O_3) 絶縁膜の上下に薄い Al 膜を形成している。これは直接 Nb で酸化アルミニウム膜を接触させると、構造上の欠陥ができやすいからであるが、それに加えて、電流-電圧特性から近接効果が純 Nb のギャップエネルギーよりも小さくなる形で見える。

2.5 マルチトンネル効果

マルチトンネリングとは STJ でクーパー対の再結合に伴う、電流増幅作用である。図 2.13 に、増幅過程を示している。X 線検出では、入射した X 線および X 線が作る高エネルギーなフォノンによってクーパー対が解離し、準粒子が生成される。生成された準粒子はもう一方の超伝導体にトンネルする (図 (b) Process 1)。マルチトンネル効果では、まず絶縁膜付近に外側より超伝導ギャップエネルギーの小さな金属を使うことで、電子を絶縁膜付近にトラップする。トラップされた準粒子は図 2.13(b) Process 2 のように、もう一方の超伝導体クーパー対の電子とクーパー対を作る。このときにエネルギー保存則から、電子を奪われたクーパー対のペアだった電子が伝導層に上がる。再び、電子がトンネルし、クーパー対を作ると言う行程を繰り返すことで、電流が増幅される。

増幅度は、接合の面積の関数になる。、小さな接合では、準粒子密度が大きくマルチトンネルによる増幅作用の前に準粒子が再結合してクーパー対になってしまうためである。電流の増幅率は $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ の接合で 6 倍、 $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ の接合で 30 倍、 $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ の接合で 190 倍である [39]。

このようなマルチトンネル効果は、クーパー対解離型の検出で報告があるのみで、光助成トンネルでは報告はない。

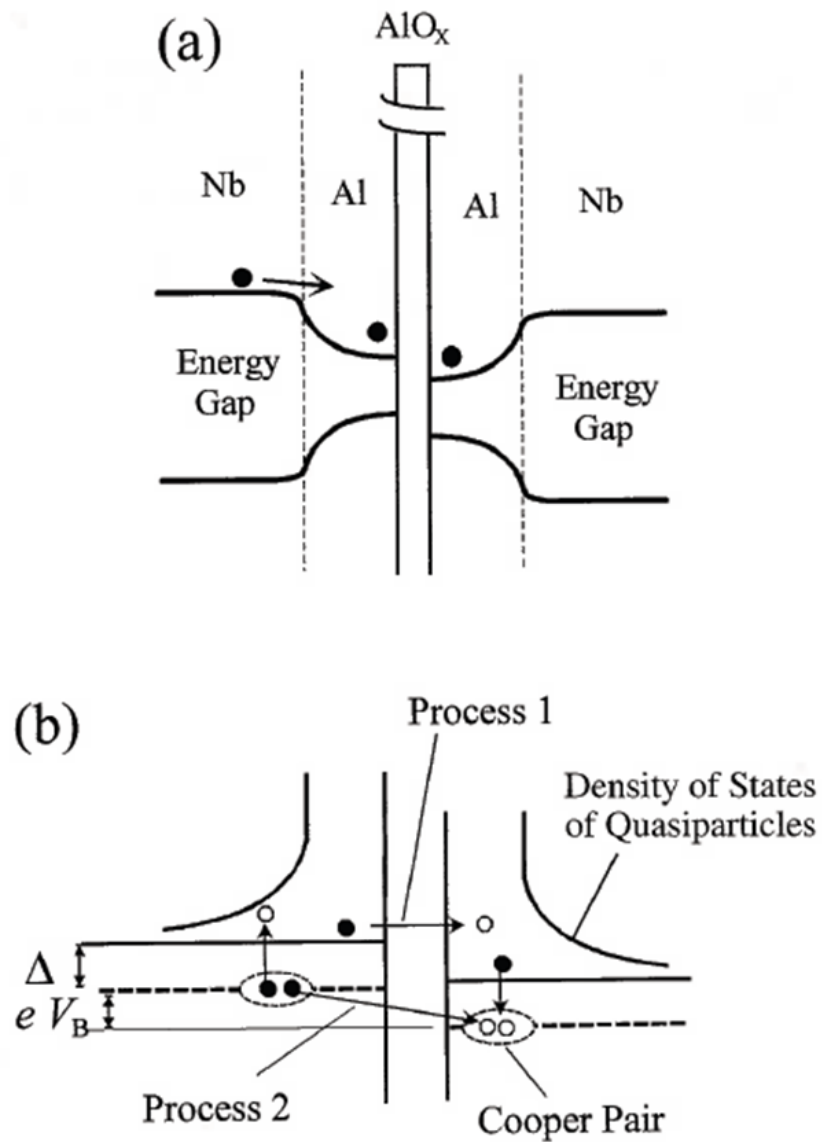


図 2.13: X線検出でのマルチトンネル過程の原理。(a) ではトンネルした電子を Al より Nb の超伝導ギャップエネルギーが大きいことを利用して酸化膜付近に電子をトラップして、(b) のようにもう一方の超伝導体とクーパ対を作ること、再び準粒子が供給され、と繰り返すことで、電流が増幅される。準粒子のトラップを作るためには、ある程度 Al を厚く作る必要がある [40]。

第3章 伝送線路型STJのデザイン

可視光やX線などの波長の短い電磁波をSTJに直接照射すると、光電効果によってエネルギーを電子に渡す。電子は、金属中を走る間にクーパ対を解離し準粒子を生成しながらエネルギーを失い、準粒子は電流として検出される。一方、ミリ波・サブミリ波や電波などの波長の長い電磁波の場合、直接照射しても金属表面で反射しされるため、アンテナやインピーダンス整合回路を用い反射無く、検出部まで導き、吸収させる必要がある。

従って、検出器の基本的な構造は、電磁波を受信するアンテナ部分、電磁波を電流に変換するSTJ部分、そしてこの2つを結ぶインピーダンス整合線路から構成される。

3.1 一般的なSTJを使ったミリ波・サブミリ波検出器

STJは平行平板コンデンサと同じ構造をしているため大きな静電容量をもつ。高周波をSTJに直接入力しても、電力のほとんどが大きな静電容量 C_J によって短絡されるため、超伝導配線のインダクタンス L を用いて共振回路を構成し、電磁波エネルギーを閉じ込めるのが一般的である。STJと超伝導配線で作る簡単な共振回路の例を図3.1に示す。このような共振回路の帯域幅 $\Delta f/f_0$ は式3.1で与えられる。

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{Q} = \frac{1}{\omega_0 R_N C_J} \quad (3.1)$$

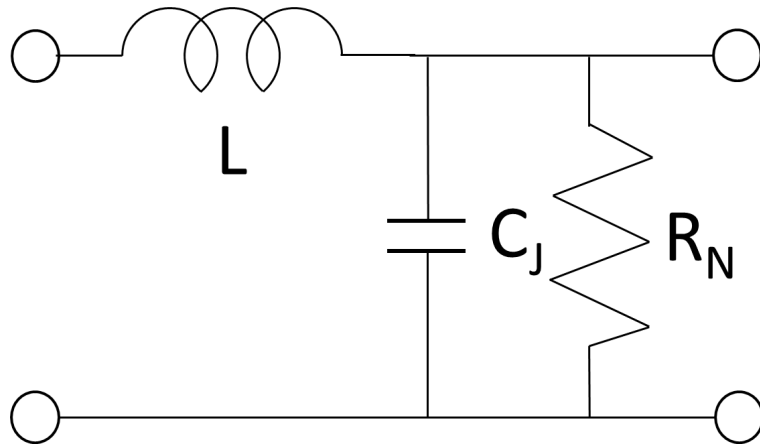


図 3.1: STJ とマイクロストリップ線路を使った共振回路の例。

ここで、 R_N は常伝導抵抗、 C_J は接合の静電容量、 ω_0 は角周波数で $\omega_0 = 2\pi f_0$ である。 Q は共振の鋭さを表す値で、Quality Factor と呼ばれる。式3.1 から、帯域幅を広げるためには $R_N C_J$ を小さくする必要がある、高い周波数では同じ比帯域を確保するためには、 ω_0 に反比例して $R_N C_J$ を小さくする必要があることがわかる。

ここで d は、絶縁膜の厚さであり、3次の項まで展開した。また、STJ 酸化膜の誘電率を ϵ とすると、

$$C_J = \epsilon \frac{A}{d} \quad (3.2)$$

となる。よって、

$$R_N C_J = \frac{\pi}{4} \frac{V_g}{A J_c} \cdot \epsilon \frac{A}{d} \quad (3.3)$$

が得られる。従って、 $R_N C_J$ を小さくするためには酸化膜を薄くするか、酸化膜のポテンシャルエネルギーを小さくする必要がある。これは J_c を大きくする条件と同じなので、 d が小さいときは、帯域は J_c に比例する。

3.1.1 PCTJ(Parallel Connected Twin Junction)

STJ を使ったミリ波・サブミリ波検出器では、図 3.2 のように STJ を 2 つ並列にならべ、間を超伝導配線でつないだデザインがよく使われている。構造から PCTJ(Parallel Connected Twin Junction) や SQUID 型 STJ などと呼ばれる [42]。

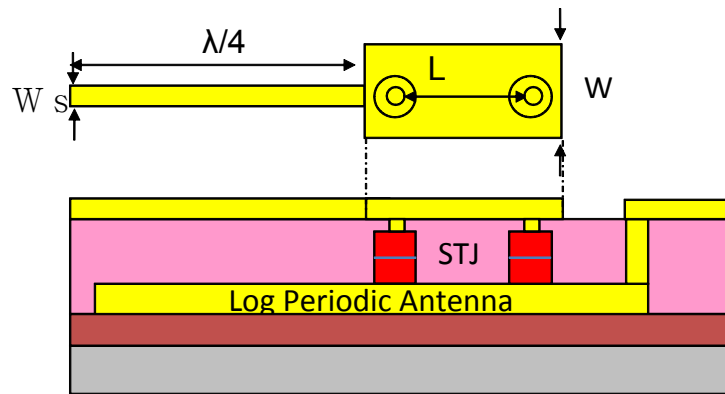


図 3.2: 2 つの STJ を超伝導伝送線路でつないだ共振回路を持つデザイン。

PCTJ の等価回路を図 3.3 に示す。このときの Quality Factor Q は式 3.4 になる：

$$Q = Q_0 \times \frac{Q_0^2}{Q_0^2 + 1} \times \frac{Q_0^2 - 1}{Q_0^2 + 1} \quad (3.4)$$

ここで、 Q_0 は、

$$Q_0 = \omega R_N C_J \quad (3.5)$$

で与えられる。 Q が大きければ $1/Q \simeq 1/Q_0$ となる。

この回路の共振時の入力インピーダンス Z_{in} は次のように与えられる。

$$Z_{in} = \frac{R_n}{2} \quad (3.6)$$

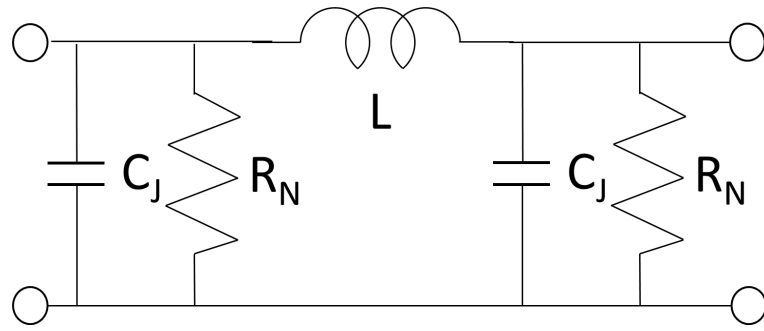


図 3.3: PCTJ の等価回路。2つのSTJのキャパシタンス C_J と超伝導配線のインダクタンス L で共振回路をつくる。

STJを並列に並べるデザインでは、 n 個の同一STJを並べると入力インピーダンスは R_N/n となるため、接合サイズを小さくすると R_N が大きくなり入力インピーダンスを小さくでき、アンテナとのインピーダンス整合がとりやすい。

比帯域を広くとるためには臨界電流密度 J_C を大きくすればよい。しかしながら、絶縁体厚さ d を小さくすると、熱励起による準粒子のトンネル効果が起きる確率が増え、漏れ電流が増大する。超伝導ギャップ内の状態密度により生じる漏れ電流も d に反比例する。このため、PCTJを使った共振デザインは広帯域かつ低雑音を実現することは難しい。

また、この共振回路では超伝導線路に損失がないことを前提としている。損失がある場合、STJ以外の場所で損失が発生するため量子効率が低下する。このため、 $V_g/e (= 2\Delta)$ 以上のエネルギーを持つ電磁波については、インダクタンス L 超伝導配線を損失がないNbNなどの転移温度の高い材料に変更しなければならない。

このように、PCTJ型STJでは低NEPかつ広帯域を実現することは困難であり、STJの特性を最大限に生かすことができない。

3.2 伝送線路型STJ

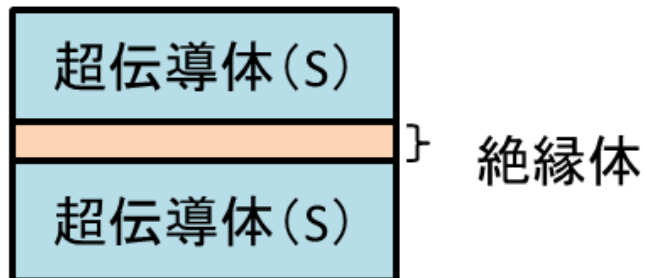
これらを解決することができる新しいデザイン伝送線路型STJを提案する。STJの断面構造は、後述する伝送線路の一種のマイクロストリップラインとほとんど同じ構造をしている。(STJとマイクロストリップラインの断面を図3.4に示す。両方とも、導体で絶縁体を挟んだ構造をしている。) 細長いSTJをマイクロストリップラインとみなして検出器を作製することが出来る。特等として、インピーダンス整合、超伝導ギャップエネルギー以上でNbNなどの転移温度の高い金属を使わずにクーパー対解離型として検出可能なこと、共振周波数の設計の容易さなどが挙げられる。

このセクションでは、伝送線路型STJ設計に必要な情報をあげ、そのあと具体的なデザインについて述べる。

3.2.1 伝送線路の基礎

電波、マイクロ波、ミリ波・サブミリ波などの高周波を伝達するためには伝送線路が用いられる。ここでは、回路定数が位置に依存しない一様な分布定数回路について述べる [43]。

STJ



マイクロストリップライン

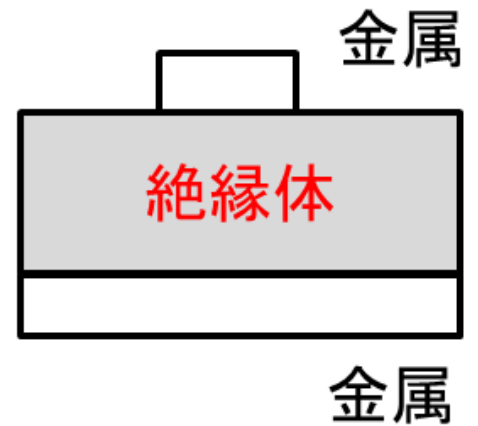


図 3.4: 左:STJ、右:マイクロストリップラインの断面構造。ともに導体で絶縁体を挟んだ構造をしている。

分布定数回路を特徴付けるパラメータ L 、 R 、 C 、 G をそれぞれ単位長さあたり

- 直列インダクタンス : $L[\text{H/m}]$
- 直列レジスタンス : $R[\Omega/\text{m}]$
- 並列キャパシタンス : $C[\text{F/m}]$
- 並列コンダクタンス : $G[\text{S/m}]$

とする。図 3.5 は分布定数回路を集中定数回路で表した等価回路である。長さを $\Delta\ell$

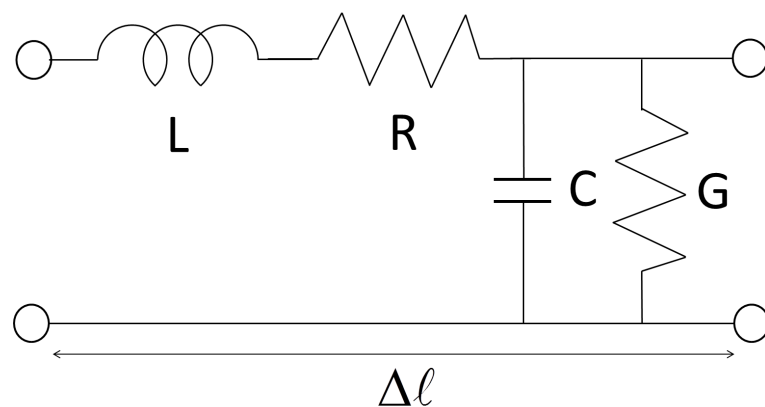


図 3.5: 分布定数電送線路の等価回路。

単位長さ当たりの直列インピーダンス Z_d 、並列アドミタンス Y_d はそれぞれ次の式になる。

$$Z_d = j\omega L + R \quad (3.7)$$

$$Y_d = j\omega C + G \quad (3.8)$$

位置 ℓ における複素電圧を $V(\ell)$ 、複素電流 $I(\ell)$ とおくと、微小区間 $z \sim z + \Delta z$ の区間についてキルヒホッフの法則から次の微分方程式を得る。

$$\frac{dV(\ell)}{d\ell} = -Z_d I(\ell) \quad (3.9)$$

$$\frac{dI(\ell)}{d\ell} = -Y_d V(\ell) \quad (3.10)$$

この方程式の解は、

$$V(\ell) = V_1 e^{-\gamma \ell} + V_2 e^{\gamma \ell} \quad (3.11)$$

$$I(\ell) = I_1 e^{-\gamma \ell} + I_2 e^{\gamma \ell} = \frac{1}{Z_c} (V_1 e^{-\gamma \ell} - V_2 e^{\gamma \ell}) \quad (3.12)$$

で与えられ、伝搬係数 γ と特性インピーダンス Z_c は次のようになる。

$$\gamma = \sqrt{Z_d Y_d} = \alpha + i\beta \quad (3.13)$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z_d}{Y_d}} = \sqrt{\frac{j\omega L + R}{j\omega C + G}} = R_c + X_c \quad (3.14)$$

ここで、 α は伝送線の損失を表し、 β は位相定数と呼ぶ。損失の効果を無視すると、特性インピーダンスと C と L の値は次のように計算される [44]。

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.15)$$

損失が無視できない場合の ($\omega L \sim R$, $\omega C \sim G$) の伝搬係数と特性インピーダンスは、次のようにかける

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(RG - \omega^2 LC) + \sqrt{(RG - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 (LG + RC)^2}} \quad (3.16)$$

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-(RG - \omega^2 LC) + \sqrt{(RG - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 (LG + RC)^2}} \quad (3.17)$$

$$R_c = \frac{1}{\sqrt{2(G^2 + \omega^2 C^2)}} \sqrt{(RG + \omega^2 LC) + \sqrt{(RG + \omega^2 LC)^2 + \omega^2 (LG - RC)^2}} \quad (3.18)$$

$$X_c = \frac{1}{\sqrt{2(G^2 + \omega^2 C^2)}} \sqrt{-(RG + \omega^2 LC) + \sqrt{(RG + \omega^2 LC)^2 + \omega^2 (LG - RC)^2}} \quad (3.19)$$

3.2.2 超伝導マイクロストリップライン

マイクロストリップラインは微細加工を使ったデザインでよく使われる伝送線路で3.6のような構造を持つ。下部金属上部金属で誘電体を挟んだ構造をしている。インピーダンスを計算する際に超伝導体では常伝導体で異なり、マイスナー効果により磁場の侵入長 λ を考慮する必要がある。

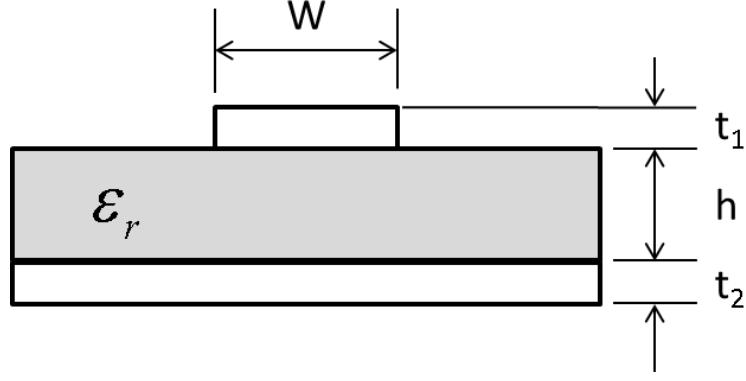


図 3.6: マイクロストリップラインの断面図。上部の白い部分が信号線路で、下部の白い部分がグラウンド、中心の灰色の部分は誘電体である。

$$C = \varepsilon_r \varepsilon_0 \cdot \frac{W}{h} \cdot K(W, h, t_1) \quad (3.20)$$

$$L = \frac{\mu_0}{W \cdot K(W, h, t_1)} \cdot d \quad (3.21)$$

$$= \frac{\mu_0}{W \cdot K(W, h, t_1)} \cdot \left\{ h + \lambda_1 \left[\cot \left(\frac{t_1}{\lambda_1} \right) + \frac{2\sqrt{p}}{r_b} \cdot \csc h \left(\frac{t_1}{\lambda_1} \right) \right] + \lambda_2 \coth \left(\frac{t_2}{\lambda_2} \right) \right\} \quad (3.22)$$

ここで $K(W, h, t_1)$ はマイクロストリップラインのフリンジフィールドファクターと呼ばれる値で、上部金属の幅 W と誘電体厚さ h の比から決まり、平行平板コンデンサ部分の電気力線と側面からの電気力線の比を表している。 $h \ll W$ では $K \simeq 1$ になる。

$$K(W, h, t) = \frac{h}{W} \frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{2r_b}{r_a} \right) \quad (3.23)$$

$$\ln r_a = -1 - \frac{\pi W}{2h} - \frac{p+1}{\sqrt{p}} \tanh^{-1}(p^{-\frac{1}{2}}) - \ln \left(\frac{p-1}{4p} \right) \quad (3.24)$$

$$r_b = r_{b0} \quad (\text{for } W/h \geq 5) \quad (3.25)$$

$$r_{b0} = \eta + \frac{p+1}{2} \ln \Delta \quad (3.26)$$

$$\Delta = \max[\eta, p] \quad (3.27)$$

$$\eta = \sqrt{p} \left\{ \frac{\pi W}{2h} + \frac{p+1}{2\sqrt{p}} \left[1 + \ln \left(\frac{4}{p-1} \right) \right] - 2 \tanh^{-1}(p^{-\frac{1}{2}}) \right\} \quad (3.28)$$

$$p = 2\beta^2 - 1 + \sqrt{(\beta^2 - 1)^2 - 1} \quad (3.29)$$

$$\beta = 1 + \frac{t_1}{h} \quad (3.30)$$

インダクタンス L の計算における実効的な誘電体の厚さは次のようになる。

$$d \simeq h + \lambda_1 \coth \left(\frac{t_1}{\lambda_1} \right) + \lambda_2 \coth \left(\frac{t_2}{\lambda_2} \right) \quad (3.31)$$

上部金属と下部金属が同じで $t_1 \gg \lambda_1$ であれば $\coth(t/\lambda) \sim 1$ となり、 $d \sim h + 2\lambda$ である。超伝導マイクロストリップラインでの伝送速度 V_P は、

$$V_P = c \sqrt{\frac{h}{\varepsilon_r \left\{ h + \lambda_1 \coth\left(\frac{t_1}{\lambda_1}\right) + \lambda_2 \coth\left(\frac{t_2}{\lambda_2}\right) \right\}}} \quad (3.32)$$

で与えられる。ここで c は光速である。また、 L と C より超伝導マイクロストリップラインの特性インピーダンスは次のようになる。

$$Z_{0s} = \sqrt{\frac{d}{h}} \cdot Z_0 = \sqrt{\frac{2\lambda}{h}} \cdot Z_0 > Z_{0n} \quad (3.33)$$

3.2.3 異常表皮効果 (Mattis Bardeen Theory)

超伝導体の交流特性を正確に求めるためには、表皮抵抗とロンドン侵入長が周波数に依存することを考慮する必要がある。超伝導体の伝導率は Mattis-Bardeen の式 [45] により以下のように書くことができる。 $\sigma_n, \sigma_1, \sigma_2$ はそれぞれ、常伝導伝導率、複素超伝導伝導率の実数部分、複素超伝導伝導率の虚数部分である。超伝導体の伝導度を σ とすると、

$$\sigma = \sigma_1 - j \cdot \sigma_2 \quad (3.34)$$

となる。

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} = \frac{2}{h\nu} \int_{\Delta}^{\infty} [f(E) - f(E + h\nu)] g(E) dE + \frac{1}{h\nu} \int_{\Delta - h\nu}^{-\Delta} [1 - f(E + h\nu)] g(E) dE \quad (3.35)$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \frac{1}{h\nu} \int_{\Delta - h\nu, -\Delta}^{-\Delta} \frac{[1 - 2f(E + h\nu)][E^2 + \Delta^2 + h\nu E]}{[\Delta^2 - E^2]^{\frac{1}{2}} [(E + h\nu)^2 - \Delta^2]^{\frac{1}{2}}} dE \quad (3.36)$$

このとき $f(E)$ はフェルミ-ディラック分布、 $g(E)$ は状態密度関数である。

$$f(\eta) = \frac{1}{1 + \exp(\eta/k_B T)} \quad (3.37)$$

$$g(E) = \frac{E^2 + \Delta^2 + h\nu E}{(E^2 - \Delta^2)^{\frac{1}{2}} [(E + h\nu)^2 - \Delta^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.38)$$

この複素伝導度を使って、ロンドン侵入長と表皮深さの周波数依存性は次のように書ける。ここで、 λ_0 は周波数に依存しないロンドン侵入長。 Z_s は表皮インピーダンス、 t は超伝導体の厚さを表している。

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{\pi \mu_0 \sigma_n \Delta}} \quad (3.39)$$

$$Z_s(\omega) = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}} \coth\left(\sqrt{j\omega\mu_0\sigma} t\right) = R + jX \quad (3.40)$$

$$\lambda(\omega) = \frac{X}{\omega\mu_0} \quad (3.41)$$

$$\delta_r(\omega) = \frac{R}{\omega\mu_0} \quad (3.42)$$

低周波で、金属の厚みがロンドン侵入長より十分長い場合は、 $\lambda(\omega)$ は λ_0 に一致する。図 3.7 に超伝導体が Nb についての周波数依存性を示している。

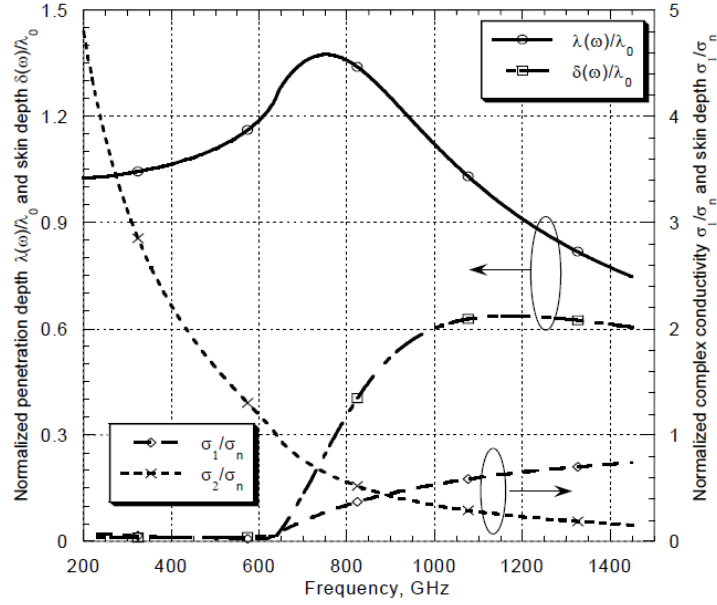


図 3.7: Nb について、Mattis-Bardeen 理論を用いて、超伝導体の複素伝導度の σ_1 と σ_2 、ロンドン侵入長さ λ と表皮深さ δ の周波数依存性を示している。複素伝導度は、常伝導伝導度 σ_n で規格化されており、ロンドン侵入長と表皮深さは、低周波でのロンドン侵入長 λ で規格化されている。Nb のパラメータとして、 $\sigma_n = 1.739 \times 10^7 [\Omega^{-1}m^{-1}]$ 、 $T_c = 8.1[K]$ 、 $\lambda = 8.5 \times 10^{-8}[m]$ である [46]。

3.2.4 インピーダンス整合線路

電磁波を伝送線路型 STJ にアンテナから損失なく導入するためには、アンテナと STJ をインピーダンス整合させる必要がある。一般にアンテナと STJ のインピーダンスを帯域や NEP などを満たしながら一致させることは難しいため、長さが $1/4\lambda$ のインピーダンス整合線路でアンテナと STJ を結ぶ。このとき、インピーダンス整合線路のインピーダンスを $Z_{trans} = \sqrt{Z_{antenna} \times Z_{stj}}$ とおくと無反射でアンテナから STJ へ電磁波が導入される。

3.2.5 ログペリオディックアンテナ

ここでは、STJ に結合させるアンテナについて簡単に述べる。

アンテナは構造から大きく分けると、3 次元の立体的なアンテナと 2 次元の平面的なアンテナがある。微細加工技術で 2 次元アンテナを検出器と同時に作ることで、別途アンテナを用意する必要がなく集積化も図ることができる。

本研究では広帯域に感度があるログペリオディックアンテナを採用してる (3.8)。これは、幅広い周波数での検出器特性を調べるためで、実際の実験では必要な帯域、特性を持ったアンテナやフィルターが使われる。

電磁波が真空を伝搬することから真空の特性インピーダンスは $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \simeq 376\Omega$ で与えられる。ログペリオディックアンテナは対象構造である自己補体型構造を持つため、アンテナの入力インピーダンスは

$$Z_{ant} = \frac{\eta_0/2}{\sqrt{\frac{1+\epsilon_r}{2}}} \quad (3.43)$$

となり、周波数に依存しない。図 3.8 にログペリオディックアンテナの全体図を示す。アンテナの大きさによって、感度がある周波数を選ぶ。

$$\tau \equiv \frac{R_{n+1}}{R_n} < 1 \quad (3.44)$$

$$\sigma \equiv \frac{a_n}{R_n} < 1 \quad (3.45)$$

$$\frac{f_n}{f_{n+1}} = \tau \quad (3.46)$$

$$\log f_{n+1} = \log f_n + (1/\tau) \quad (3.47)$$

$$\gamma + \beta = 180 \quad (3.48)$$

$$\beta + 2\delta = \alpha \quad (3.49)$$

$$\sigma = \sqrt{\tau} \quad (3.50)$$

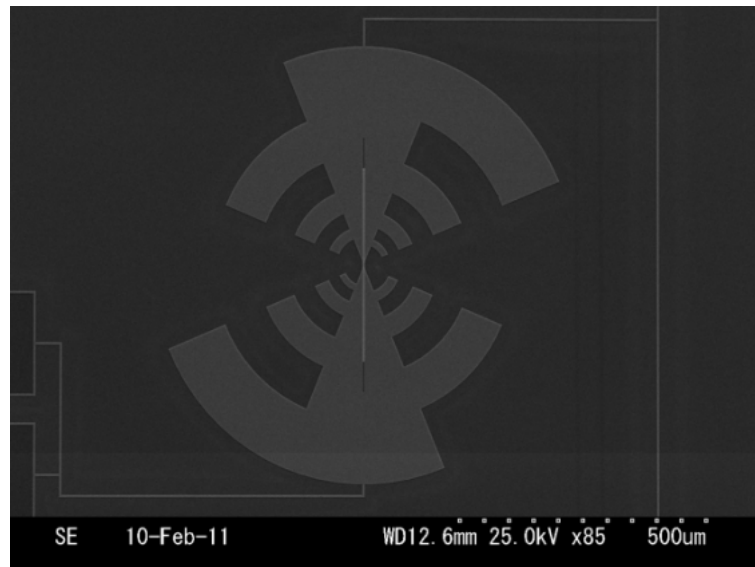


図 3.8: ログペリオディックアンテナ

3.3 伝送線路型 STJ デザイン

アンテナとインピーダンス整合線路を組み合わせた伝送線路型 STJ は、図 3.9 のような断面構造になる。これは既存の PCTJ 型 STJ の検出部を伝送線路型 STJ で置き換えた構造をしている。ここでは、簡単のため両端開放のマイクロストリップラインを考える。回路は図 3.10 のように示すことができる。

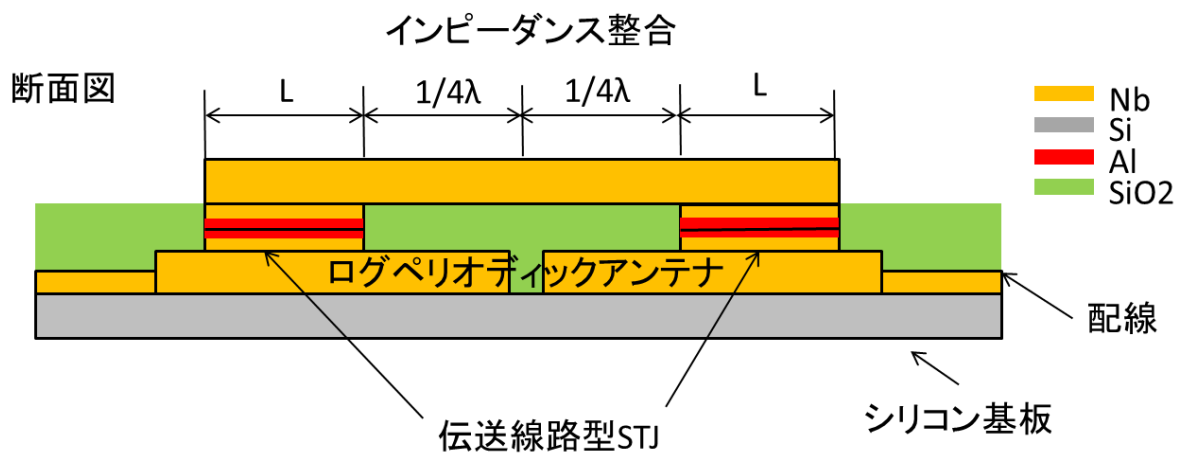


図 3.9: アンテナ結合伝送線路型 STJ の断面図。

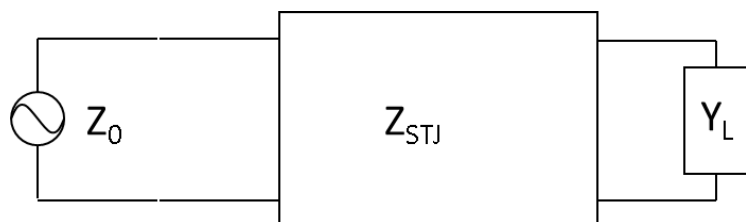


図 3.10: 伝送線型 STJ の等価回路図。

長さ ℓ のマイクロストリップラインを考えて、右端が解放、左側が伝送線路（インピーダンス Z_0 ）に接続されていると考える。

$\alpha L \ll 1$ となる長さでは、STJ の端で反射が起こり STJ 内に定在波が立ち共振する。定在波の波長は $Z_{cSTJ} < Z_{c \text{ マッチング線路}}$ の場合、伝送線路型 STJ の長さの 2 倍の波が基本モードとなる。共振条件は

$$\beta l = m\pi \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.51)$$

となる。伝搬係数は伝送損失が小さいときは式 3.16 と式 3.17 は、以下のように書くことができる。

$$\alpha \simeq \frac{1}{2} \left(R \sqrt{\frac{C}{L}} + G \sqrt{\frac{L}{C}} \right) \quad (3.52)$$

$$\beta \simeq \omega \sqrt{LC} \quad (3.53)$$

共振角周波数は、

$$\omega \simeq \frac{\beta}{\sqrt{LC}} = \frac{m\pi/\ell}{\sqrt{LC}} \quad (3.54)$$

となる。STJ の構造上、 $h \ll W$ であるため伝送線路型 STJ のフリンジフィールドファクター $K \simeq 1$ となる。上下の超伝導体に同じ素材をつかい、場合で厚さが $t_1 < \lambda$ 、 $t_2 < \lambda$ の場合、 $d \simeq 2\lambda$ となる。伝送線路型 STJ の長さを l 、幅を W とすると、接合面積は $A = Wl$ となる。以上を式 3.20 と式 3.22 に代入すると

$$L \simeq \frac{\mu_0}{W} 2\lambda \quad (3.55)$$

$$C \simeq \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \frac{W}{h} \quad (3.56)$$

L と C と $\omega = 2\pi f$ を式 に代入すると、

$$f = \frac{m}{2\ell} \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\frac{h}{2\lambda}} \quad (3.57)$$

となる。ここで c は光速、 ε_r は酸化膜の比誘電率である。

Quality Factor は以下の式で与えられる

$$Q = \frac{\beta}{2\alpha} \quad (3.58)$$

$$= \frac{1}{\left(\frac{R}{\omega L} + \frac{G}{\omega C} \right)} \quad (3.59)$$

STJ の接合の常伝導抵抗 R_N と静電容量 C_J から $G = 1/R_N \ell$ 、 $C_j = C \ell$ となる。代入すると

$$Q = \frac{1}{\left(\frac{R}{\omega L} + \frac{1}{\omega C_j R_N} \right)} \quad (3.60)$$

となる。よって、帯域幅は

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{Q} = \frac{R}{\omega L} + \frac{G}{\omega C} = \frac{R}{\omega L} + \frac{1}{\omega C_j R_n} \quad (3.61)$$

とえられる。また伝送線路型 STJ の共振周波数での入力インピーダンス Z_{in} は

$$Z_{in} = \frac{Z_c}{\alpha l} \quad (3.62)$$

となり、特性インピーダンスより増加する。超伝導ギャップエネルギー以下では表皮ロスがほとんどないことから、PCTJ と同じ帯域になることを示している。超伝導ギャップエネルギー以上の周波数では表皮抵抗が常伝導表皮抵抗に漸近していくことから、損失は増大し、帯域が広がることが予想される。 $R_n C_j$ も R/L もマイクロストリップラインの幅や面積に依存しないことからこの帯域は酸化膜の厚さと金属の異常表皮効果 (Mattis-Bardeen 効果) によって決まる。

伝送線路長さ L を長くし、 $\alpha L \gg 1$ となる長さでは、電磁波は伝送線路伝搬中に完全に電子、フォノンに変換される。この場合、インピーダンス整合は $Z_{in} = Z_c$ と考えれば良く、デザインが非常に容易になる。STJ の伝送損失が完全に分かっているならば、 $\alpha L \gg 1$ となる長さで、インピーダンス整合をとりやすい幅に設計すればよい。このようなデザインは、表皮ロスが大きくなる超伝導ギャップエネルギー以上の周波数でつかえる。

3.3.1 検出器の設計値

検出器は、図 3.11 のように 5mm 角のチップの上に形成される。ここでは、実際の検出器の設計値をリストする。検出器のデザインはある程度は可能であるが、酸化膜の厚さ、表皮損失の大きさは自明ではないため、測定結果から算出する必要がある。低損失の伝送線路型 STJ では長さから伝送速度を求めるとができるため、伝送線路型 STJ の設計値となるパラメータを測定することに適したデザインである。

Name	伝送線路型 STJ		インピーダンス整合線路		アンテナ帯域 (GHz)
	幅 $W_s(\mu m)$	長さ $L_s(\mu m)$	幅 $W_t(\mu m)$	長さ $L_t(\mu m)$	
A60-2x20	2	20	5	368.4	50 - 400
A60-2x40	2	40	5	368.4	50 - 400
A100-1x20	1	20	5	273.3	100 - 800
A100-2x20	2	20	5	273.3	100 - 800
A100-2x40	2	40	5	273.3	100 - 800
A150-1x20	1	20	5	182.2	100 - 800
A150-2x20	2	20	5	182.2	100 - 800
A150-2x40	2	40	5	182.2	100 - 800

表 3.1: 伝送線路型 STJ の設計値。STJ は幅が 1 μm で長さが 20 μm 、幅が 2 μm で長さが 20 μm と 40 μm の 3 種類ある。Al から Nb までの周波数帯 (40GHz~640GHz) で感度があるように、アンテナの帯域を決めている。インピーダンス整合線路は、伝送線路型 STJ の特性インピーダンス $Z_c = \sqrt{L/C} \simeq 1\Omega$ だとして設計している。

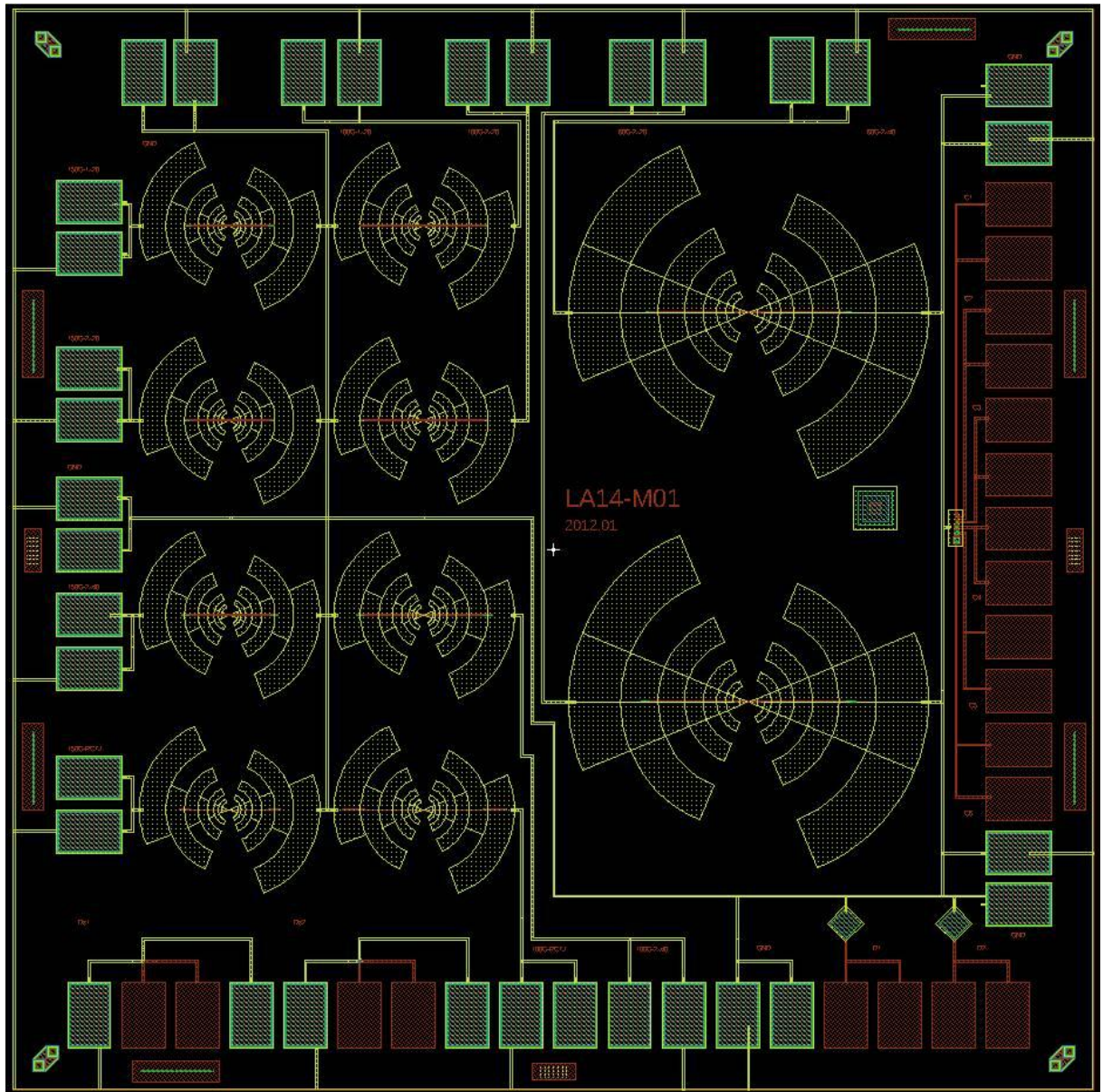


図 3.11: 検出器デザイン。ログペリオディックアンテナが左から、4、4、2と並んでいる。アンテナの上には、STJ とインピーダンス整合線路がある。(設計値は表 3.1) チップ左下には、室温での接合特性評価用素子 Ds が 2 つ、右下には X 線検出用の面積の大きな正方形の接合が 2 つある。右側中央には、接合の特性評価のために半径を変えた円形の接合がのっている。(表 3.2) 円形接合の左に、プロセス中の段差情報を測定するためのパターンがある。

Name	形状	直径 (μm)	面積 (μm^2)
C1	円形	2.2	3.8
C2	円形	4.0	12.6
C3	円形	6.0	28.3
C4	円形	10.0	79.5
C5	円形	14.0	154
C6	円形	22.0	380
Name	形状	一辺 (μm)	面積 (μm^2)
Ds	正方形	10	100
D	正方形	100	10000

表 3.2: STJ の接合パラメータ計測用デザイン。STJ 単体の常伝導抵抗 R_n 、超伝導ギャップ 2Δ 、漏れ電流の測定に用いる。直径の異なる円形の接合は、微細加工行程のサイズの縮みの大きさの導出に用いる。正方形で、面積の小さな D_s は接合直前まで 4 端子でつないおり、室温の抵抗値から接合の常伝導抵抗、接合面積、大きなリークの有無を評価できる。面積の大きな正方形の D は X 線照射試験用で比較用に載せている。

Layer	Er	厚さ	物質
top	9	0.1	Al ₂ O ₃
mid	4	0.3	SiO ₂
bottom	29	0.1	Nb ₂ O ₅
Layer	R	ロンドン侵入長	物質
top metal	0.6	0.086	Nb
bottom metal	0.2	0.086	Nb

表 3.3: 伝送線路パラメータ

Length	$1/4\lambda$	幅
60GHz	455.5 μm	5 μm
100GHz	273.3 μm	5 μm
150GHz	182.2 μm	5 μm

表 3.4: インピーダンスマッチングラインの長さ

第4章 STJの作製方法

STJは半導体で使われる微細加工プロセスを用いて作製する。本論文でのSTJ検出器の作製は主に高エネルギー加速器研究機構（KEK）、国立天文台で行っている。

高エネ研でSTJの作製に利用している微細加工装置は、2009年に理化学研究所（理研）からKEKに移設されたものであり、STJを作るためのプロセスは理研で最適化されたプロセス・条件を利用することができる。この方法をさらに発展させて、マイクロストリップ型STJの作製方法を確立した。この章では基本的な微細加工技術と装置、それを用いたSTJの作製方法・条件について述べる。

4.1 微細加工プロセス

この論文で作製しているNb/Al/AlO_x/Al/Nb接合は、フォトリソグラフィと呼ばれる微細加工技術で作製された。図4.7に作成手順を載せた。

STJの作製には半導体プロセスなどで使われる微細加工技術が用いられている。微細加工技術は大まかに分けて、膜をつける成膜プロセス、パターンを転写するフォトリソグラフィ、膜を削るエッチングの工程から構成される。このプロセスを繰り返し基板上に構造をつくる。

4.1.1 DCマグネトロンスパッタ装置

金属薄膜の成膜方法には、スパッタリング、蒸着、E V蒸着、気相CVDや液相CVD、MBEなどある。本研究では装置管理と圧力制御が容易である点から、スパッタ成膜装置を利用している。スパッタ膜の残留抵抗比RRR (Residual Resistance Ratio、室温と4.2Kでの電気抵抗率の比)は3～5程度で、EB蒸着装置などに比べ高くないが、膜の基板への密着性ですぐれており、また金属・誘電体問わず融点が高い物質も組成がそのまま成膜することができる。スパッタリングで作られた膜は溝を埋めるように広がるため、Nb/Al-STJで酸化膜ののカバレッジを高くするためには下に置かれる超伝導体材料ニオブの表面の凹凸を減らす必要がある。スパッタではストレスがない条件で凹凸の少ない膜も成膜可能である。

超伝導体の電気特性は、膜の格子欠陥や純度・ストレスなどにより大きく変化する。これらの大きさは、超伝導転移する前の常伝導状態でも、RRRからある程度評価することができる。4.2Kは液体ヘリウムの温度で、通常の冷却プロセスに比べれば容易に測定することが可能である。RRRを低下させる原因としては、スパッタなどで使われるArガスの混入による格子欠陥や、他種元素の混入による純度の低下が挙げられる。

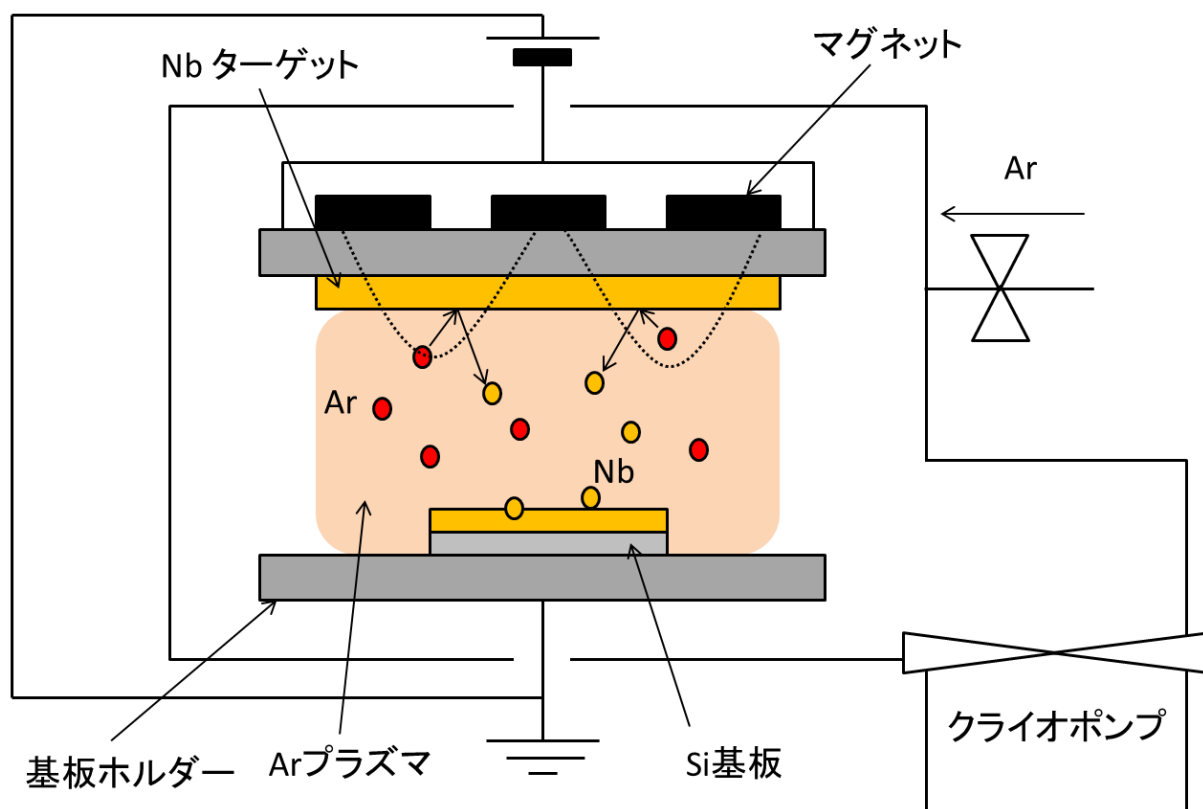


図 4.1: DC マグネトロンスパッタの概念図。成膜時は Ar ガスを 1Pa 程度の圧力にしてチャンバーに導入し、プラズマ化させる。プラズマ化した Ar ガスは、バイアス電圧により加速され、ターゲットにぶつかる。はじかれたターゲットは基板に降り積もり、成膜する。マグネトロンスパッタでは、ターゲット (Nb、Al など) 付近に磁場をしょうじさせ、Ar プラズマの密度を上げている。高純度の膜を得るためには、チャンバー無いの残留ガス圧力を下げる必要があり、ロードロック室や、高排気量のクライオポンプやターボポンプが使われる。

4.1.2 フトリソグラフィ

フトリソグラフィは、フォトマスクと呼ばれる石英ガラス上にパターンを描画したマスクと、露光器と感光性のあるフォトレジストを用いてフォトマスクのパターンを基板上に転写する行程である。KEK では、フォトマスクと基板を密着させて、手動で露光するマニュアルアライナーと呼ばれる紫外線露光器を利用している。また、フォトレジストは感光した部分が溶解するポジ型のレジストを使った。

転写方法では、まず薄膜を成膜した基板上にフォトレジストをスピンコーターで一様に伸ばす。ホットプレートで加熱し、レジストに流動性を持たせていた有機物を蒸発させる。露光器でフォトマスクとレジストが塗られた基板を密着し、露光する。マスクされなかった部分は感光し、現像液への溶解度が上がる。基板を現像液に浸し、感光した部分を洗い流すことで、パターンが転写される。エッチングの際にこのレジストが膜を保護する役割をし、レジストの下の薄膜が残る。

4.1.3 エッチング行程：Reactive Ion Etching

薄膜を削る工程であるエッチングでは、薬品を使ったウェットエッチングとプラズマを使ったドライエッチングがある。薬品を使うウェットエッチングではエッチングレートが高いが、エッチングが一様に進むため微細なパターンの作製には向かない。

一般的なドライエッチングは薄膜に反応性のあるガスプラズマを使って、薄膜を削る (Reactive Ion Etching)。ウェットエッチングに比べてエッチングレートが低い、深さ方向のエッチングと基板に水平方向のエッチングが 10:1 程度の比で削ることができ、削る方向に指向性があるので、深さとパターンの幅が同じ程度となる微細加工に適している。

Nb の加工には反応性のある CF_4 ガスを用いる。同じガスで、 SiO_2 や Si など削ることができるが、Al は反応物が揮発性ガスにならないため、エッチング効率は悪い。ただし、ガスに反応性がない場合でもガスがぶつかるスパッタリングでは削れるため、パワー一定で圧力を低くし、ガスの平均運動量を上げることで、エッチングレートを上げることができる。

4.2 良質な STJ の作製

良質な STJ を作製するためには、酸化膜のピンホールに起因する漏れ電流を下げる必要がある。そのためには、温度変化に安定で膜全面にわたり均一な絶縁膜を形成することが重要になる。Nb を直接酸化する方法では、高級酸化膜は温度には安定な構造を作り優れているが、低級酸化物が超伝導製や伝導性を示すため、ピンホールの原因になり、これも実用的な接合は作られていない。

現在よく利用されているアルミ表面を熱酸化した AlO_x の酸化膜は、Nb に対する濡れ性が高く表面のカバレッジも良い、温度変化にも安定しており、低級酸化物も絶縁性を示すことから SIS 構造を使ったジョセフソン素子として広く利用されている。絶縁膜は、酸素ラジカルイオンを用いて酸化する方法や、窒化膜を窒化ラジカルを使って形成する方法などがあるが、酸素雰囲気中の Al 酸化膜を超えるよい酸化膜は得られていない。本研究では、Nb 薄膜上に 10nm 程度の Al 薄膜を形成し熱酸化を行い、その上に再度 10nm 程度の Al 薄膜を形成することにより、STJ の接合部分を作製した。

基板には高純度アモルファスシリコンを使用した。容易に手に入る基板としては、 SiO_2 、 MgO 、 Al_2O_3 の基板があるが、それぞれ高価であることと高純度のインゴットが手に入りにくいことが

挙げられる。その点、シリコン基板は半導体プロセスで利用されるため需要が高く、高純度な基板が安価に手に入る。

高純度シリコン基板を利用するのは伝導度を減らし、ミリ波帯での透過率を下げないようにするためである。室温では、 $1\text{ k}\Omega\text{m}$ 程度の伝導度が存在するが、STJ の動作温度である極低温では抵抗値はほぼ無くなる。シリコン基板の表面の酸化膜除去や水素終端などの特殊な処理は行っていない。

4.2.1 酸化圧力・時間と臨界電流密度

STJ を用いてギャップエネルギー以下で広帯域な検出器を作るためには、臨界電流密度 J_c を高くする必要がある。このため、薄くかつ均一な厚さ特性を持つ酸化膜を作る必要がある。臨界電流密度 J_c と酸化圧力 P ・時間 T の間には式 4.1 の関係があることが知られている。

$$J_c \propto (P \times T)^\alpha \quad (4.1)$$

この関係式はほとんど装置によらず、 J_c が 10 kA/cm^2 以下では $\alpha=0.4$ で与えられる [47]。

4.2.2 Nb 薄膜の残留応力の低減

成膜した Nb 薄膜には通常残留応力が存在する。素子の作製時や冷却の際に応力が解放され酸化膜を傷つけるとリーク電流増大の原因になる。

富士通や産総研からの報告では残留応力が 0 GPa に近い条件で漏れ電流の小さい素子が報告があり、低リークの STJ 作製の上では応力削減は必要である。スパッタリングではそれぞれ相関はあるが電圧、電流、ガス圧力、温度など独立に指定することができるため、電子ビーム蒸着法などに比べて応力の残留しない薄膜を成膜することが比較的容易である。Nb 薄膜成膜時に応力の残留しない成膜条件を調べるために次の測定を行った。

応力が残留する場合の基板の状態を図 4.2 のように表すことができる。基板に対して膜が縮んで基盤を引っ張るように変形する場合、引っ張り応力 (Tensile) と呼び、膜が伸びて基板を圧縮するように変形する場合は圧縮応力 (Compressive) と呼ばれる。成膜した Nb の応力により基板が変形するので、基板の反りを接触式段差計で測定することにより、式 (4.2) と、基板・薄膜の物性値を使って応力を算出できる [48]。

$$\sigma = \frac{1}{6R} \frac{Y}{1 - P} \frac{t_s^2}{t_f} \quad (4.2)$$

$$R \cong \frac{L^2}{2B} \quad (4.3)$$

σ :	stress of thin film
Y :	Young ' s modulus of substrate (ヤング率)
P :	Poisson ' s ratio of substrate (ポアソン比)
2L :	Scan length
B :	bending depth
ts :	substrate thickness
tf :	film thickness
Si(sub)	
ts :	380um
Y :	130[Gpa]
P :	0.28

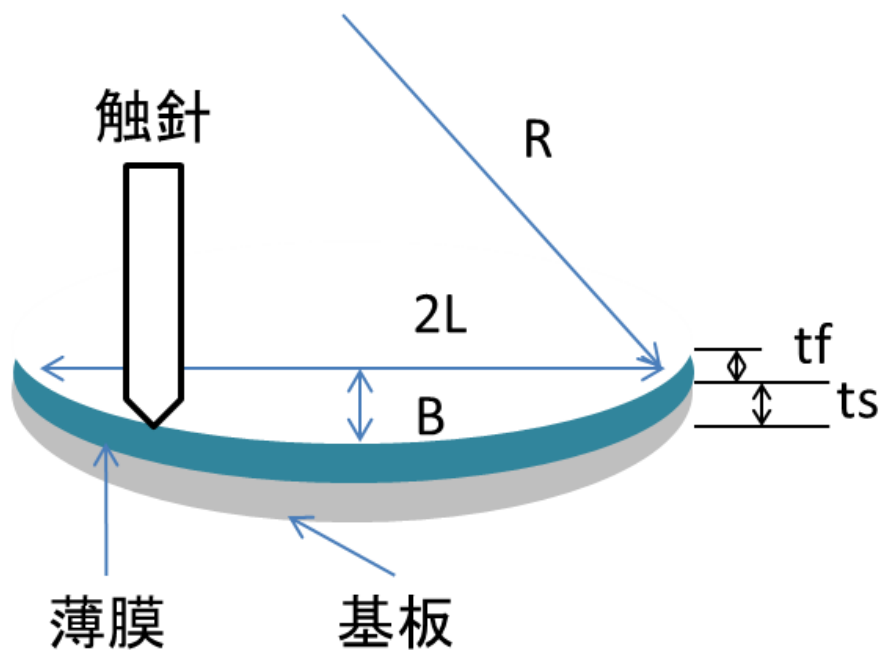


図 4.2: 接触式段差計を使った基板の反りの測定と、応力計算に必要なパラメータ。

4.2.3 陽極酸化処理

単体としてのSTJの性能は漏れ電流の大きさで決まる。また検出器として動作させるためには、検出器全体での歩留りが高く、均一なものができることが重要になる。構造上漏れ電流を抑制するには、熱酸化膜が均一に成長しSIS絶縁層がピンホール無しで形成されること、SIS絶縁層の側面やほかの配線部分などでショートなどが無いことが必要である。陽極酸化処理はSIS絶縁構造の表面から伝わる漏れ電流を防ぐ効果がある。

陽極酸化は常温の液相中で行う。電解液中にステンレスなどで作られた陰極と薄膜のついた基板を陽極として電流を流す。電解液としてエチレングリコール+ホウ酸アンモニウム水溶液やエチレングリコール+硝酸カリウム (KNO_3) などが用いられる。液中のOが電場に沿って陽極に集まり、陽極側では表面まで薄膜金属が酸化膜中を電解液界面まで移動してきて、表面で反応し

成長する。Nb では 100nm 程度の分厚い酸化膜が形成されるため、素子に配線を接続するための穴を開けるために、リフトオフプロセス用いる。

本研究の場合にも配線のショートを気にする必要がなくなる。

ほかの側面の処理方法としては、プラズマ酸化がある。プラズマ酸化は酸素ガスに高周波を印可して発生する高密度プラズマで酸化する。プラズマの活性を利用するので低温で酸化ができる。ただし、酸化膜の厚さが数ナノ程度と薄いため、あまり有効ではなかった。

熱酸化では熱酸化は基盤を 1000 °C 程度まで加熱し酸素を導入することで表面を酸化する。加熱するだけのシンプルな方法であるが優秀な酸化膜ができる。Nb/Al/AlO_x/Al/Nb 構造の構造では、高温に加熱すると AlO_x で酸素の熱拡散により絶縁層にピンホールができてしまうため、適さない。

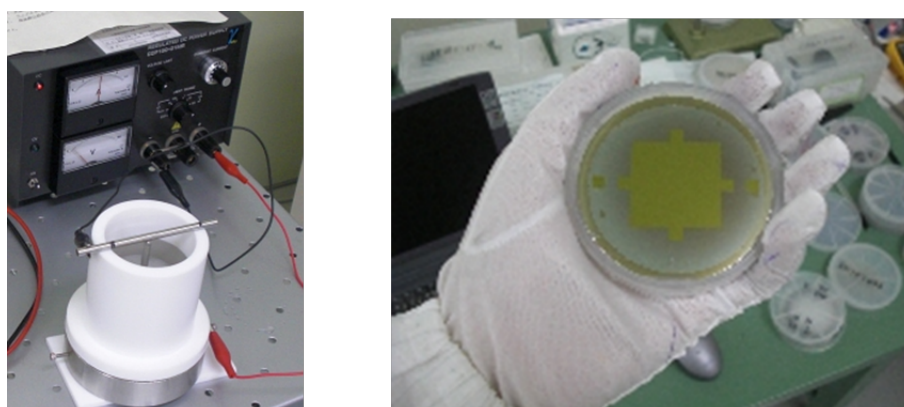


図 4.3: 陽極酸化のセットアップ陽極酸化

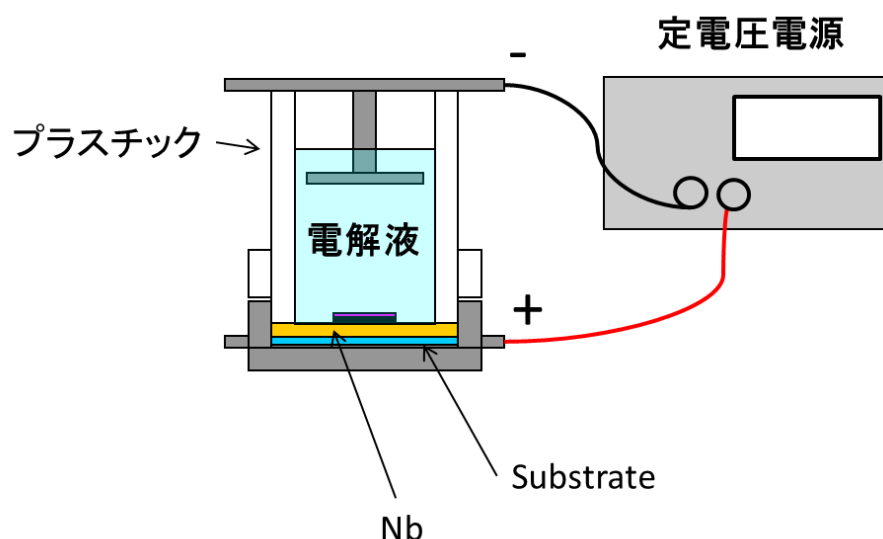


図 4.4: 陽極酸化のセットアップ陽極酸化

4.3 検出器試作条件の選定

本研究開発は、理化学研究所、国立天文台、高エネルギー加速器研究機構の STJ 作製プロセス装置を使って進めている。理化学研究所では、主に X 線・中性子検出用の超伝導検出器の開発をおこなっており、テラヘルツ天文用の検出器を作製していた実績もある。当時の装置は高エネルギー加速器研究機構に移設されている。国立天文台では、SIS ミクサーと呼ばれるジョセフソン素子を使った検出器の開発が行われている。検出方法は異なるが、STJ とはデザインで共通の部分が多く、製法を流用することができる。

STJ の作製は、国立天文台の SIS ミクサーで使われている条件と理化学研究所で X 線、テラヘルツ波検出器の作製に使われてきた条件両方で検出器を試作し、最適な条件を導いた。

4.3.1 国立天文台 SIS ミクサー用条件

国立天文台の先端技術センターは SIS ミクサー用のクリーンルームを保有しており、同センターでは ALMA (Atacama Large Millimeter Array) 実験の Band-4 (GHz)、Band-8 (GHz)、Band-10 (GHz) の SIS ミクサー素子の開発・作成を行っている。ALMA グループでは Band-4 と Band-8 で Nb-SIS、Band-10 では NbTiN-SIS をミクサーを作製している。Band-4、8 の SIS 作製条件は NbSTJ の試作と同じため、同じ条件で STJ を試作できる。以下が、高エネ研・理研と比較して、天文台で特別に行っているプロセスである。この行程により、SIS ミクサー用の超伝導ギャップでの急激な立ち上がり（非線形性）と高い R_{sg}/R_N を実現している。

1. SIS 構造で Nb 膜を成膜後 Al のスパッタをするまでの間、1 時間程度スパッタ装置内部に放置する。
2. Nb 膜応力を圧縮応力（コンプレッシブ）の最大値に近いところで成膜する。
3. SIS 層はリフトオフプロセスを使って切り出し、膜全体での応力を押さえている。
4. Nb/Al/AlO_x/Nb の構造で、Al 膜は薄い（6～10nm）

1. は Nb をスパッタした直後に Al をスパッタすると、Nb の結晶粒界にそって、上に乗った Al が拡散してしまい、膜表面のカバレッジが落ちてしまうためである。1 時間チャンバー無いに放置することで、チャンバーに付着している水分子が Nb 表面を改質し、Al の Nb への拡散が起こらなくなっていると考えられている。実際このようにして作成された SIS 構造は高い R_{sg}/R_N の値を示す。

2～3. 国立天文台の ALMA グループでは圧縮応力が最大より少し低い値で素子作製すると、電流密度と R_{sg}/R_N が非常に高い値をとる。一般には、Nb と Al を使った STJ でリーク電流の小さな、SIS 構造を作るためには Nb の残留応力が 0 に近い圧縮応力がよいと言われている。

4. により Al の近接効果が押さえられ、ギャップの立ち上がりが急激になり SIS ミクサーの性能が向上する。

上記の条件で非常によい特性の SIS ミクサーを作ることができる。直接検出型の Nb-STJ でも高い臨界電流密度 J_c や高い R_{sg}/R_N はひつようである。検出器の特徴として、SIS の面積は小さい（ $\sim \mu\text{m}^2$ 程度）。

4.3.2 KEK・理研（X線、テラヘルツ波検出器条件）

高エネルギー加速器研究機構では、理化学研究所でX線・テラヘルツ用に使われていた条件を使ってる。X線検出ではなるべく検出器を冷却し、漏れ電流を小さくしてやる必要がある。Alを厚くすることで、バックトンネリング効果（マルチトンネリング）による電流増幅作用を期待できる。特徴的なプロセスは以下のものである。

1. SIS構造でNb膜を成膜後Alを直ぐにスパッタする。上部も同様にAlスパッタ後直ぐにNbをスパッタする。
2. Nb膜応力が圧縮応力で0に近いところで成膜する。
3. Nb表面が長粒種米のような構造をする（天文台では、断面から確認してる）
4. Nb/Al/AlO_x/Al/Nbの構造で、Al膜は厚い（10～20nm）

1. では結晶界面がなめらかにつながるため、近接効果の影響が強くで、超伝導ギャップの低下、 ΔV_g の増加がおこる。2から応力によるSISの破壊が無くなり、3から金属表面が平坦であることからリーク電流が低減するように働くと考えられる。

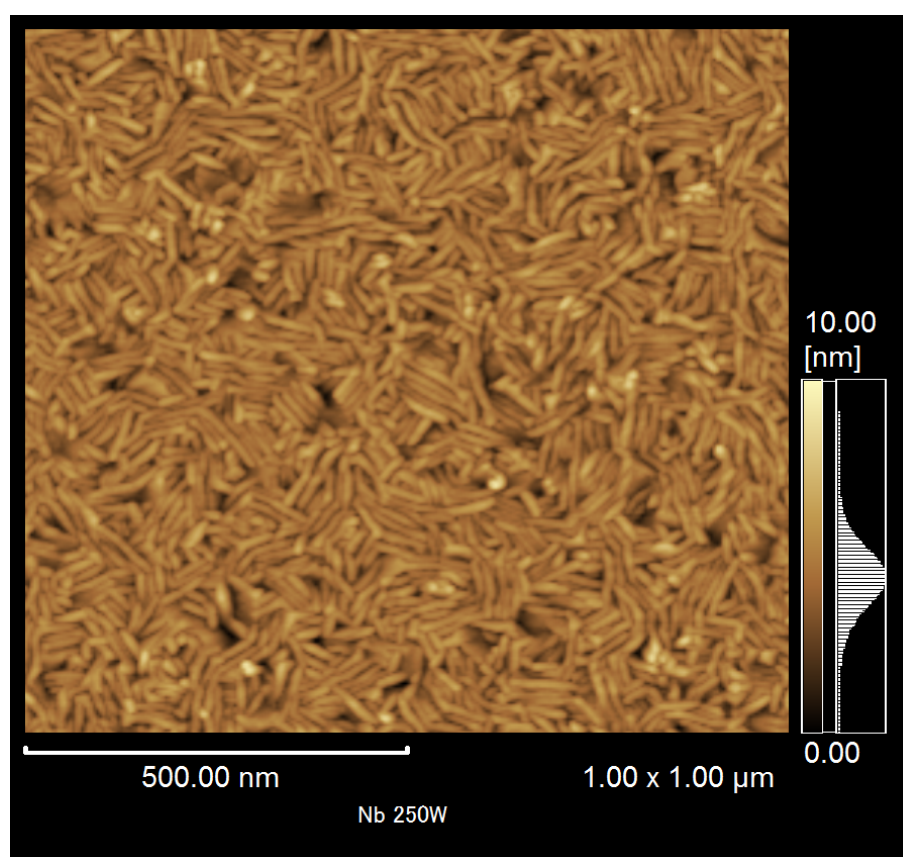


図 4.5: AFM による Nb 薄膜の観察像。細長いタイ米のような形状が見える。

4. はカバレッジの改善とバックトンネリング効果（マルチトンネリング）に効いていると考えられる。 ΔV_g が大きくなり、転移温度も下がるため SIS ミクサーには問題だが、直接検出型 STJ のばあいは問題ない。

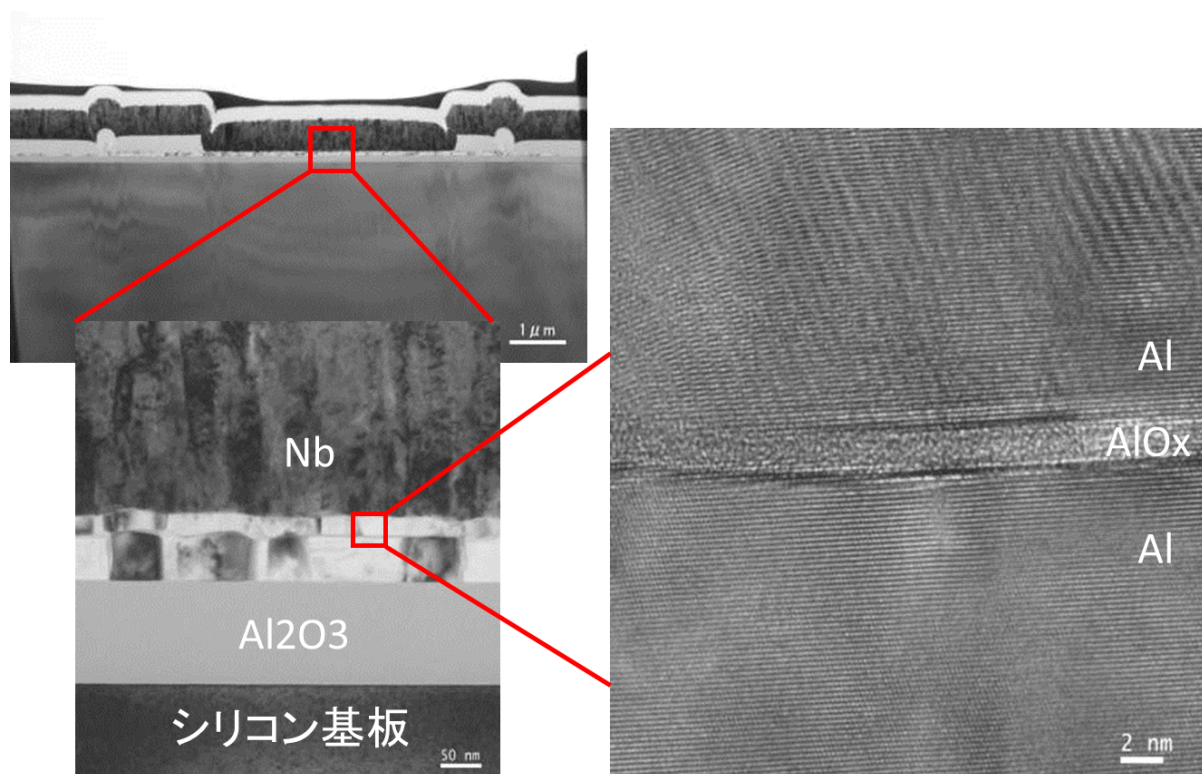


図 4.6: STJ の断面構造の電子顕微鏡撮影像。

4.3.3 試作する検出器デザイン

漏れ電流の小さな STJ の条件として図 4.7 の行程を用いて、試作を行った。天文台と理研の条件で抑制がよくなる条件を使っている。漏れ電流を低減するために特に重要だったのは、Nb 膜の応力を低減することと側面の陽極酸化を行うことであった。4.8 は検出器の試作レシピで、この行程順に KEK の装置を用いて素子作製を行えば容易に特性のよい STJ を試作可能になった。

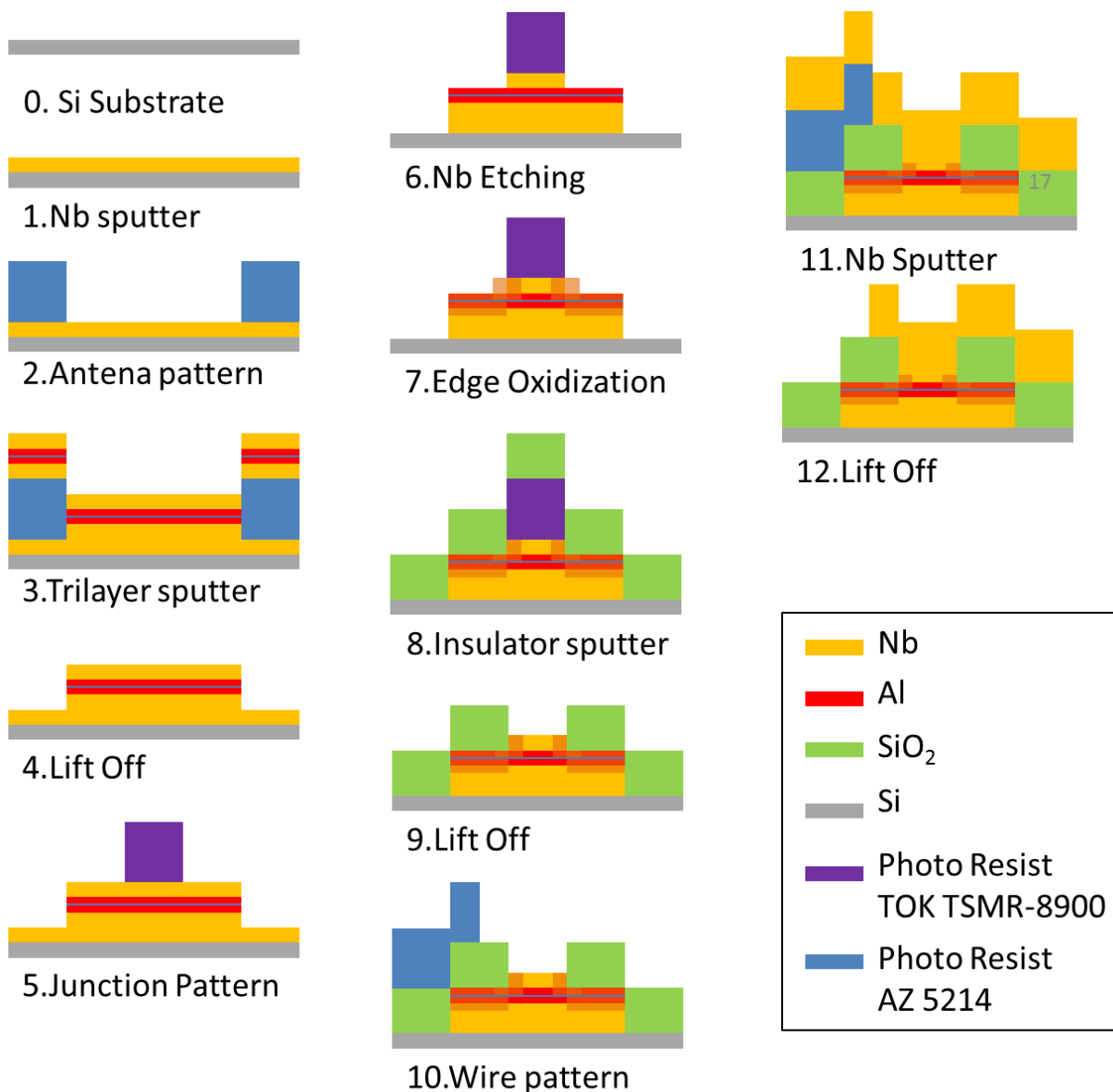


図 4.7: STJ 作製行程全体の流れ。0. 基板は3 インチ高抵抗シリコン。シリコン基板側から電磁波を入射するため、誘電損失の小さな基板を選択。1. この Nb は行程 6 のエッチングから下部のシリコン基板を保護する。基板保護としては Al_2O_3 をストップレイヤーとして使う場合もある。2. AZ 社画像反転レジストでリフトオフパターンの転写。3. Nb/Al/酸化 (20Torr x 30min) /Al/Nb をスパッタ装置から取り出さずに成膜する。膜を全面につけず、工程 2 のパターンで分断することでストレスの低減をはかる。4. フोटレジストと金属のリフトオフ。エッジにバリが出るため、筆で表面をこすりバリを取り除く。5. 東京応化の TSMR-8900(g 線用、高分解能、高耐熱) レジストで、接合のパターンを転写する。行程 7 で陽極酸化するとき、接合上部を保護できるように、ポストバイクを行いレジストの密着性をあげる。6. 接合上部の Nb を RIE でエッチングして削る。長時間のエッチングでは熱によるレジストの変質が起こるため、シリコン基板の下に 2mm 厚の無酸素銅板を真空オイルで接着し、レジストが変質するほど温度を上昇させないようにしている。7. 接合側面を陽極酸化。8. レジストをつけたまま、層間絶縁膜 SiO_2 をスパッタする。9. レジストと SiO_2 を取り除く。このような行程をセルフアライメントと呼ぶ。手動露光器でも小さな接合に正確にコンタクトをとることができる。側面からのリークは行程 7 の陽極酸化によって防ぐ。10 ~ 12. AZ 社の画像反転レジストでパターンを転写。Nb をスパッタし、リフトオフで完成。この行程では、配線のエッチングがいらず、Al のような削れにくい金属でも容易に配線にでき、エッチングがないことから下部の層間絶縁膜を痛めることがない。膜を前面につけないため、ストレス低減にもなる。

マスク
構造
備考

LA14
NbAl-STJ
Nb/Al/酸化/Al/Nb
エッジは陽極酸化

20120123 based on recipe made by S. Mima for LA08

	Layer		Material	Condition	Rate (nm/min)	Thickness (nm)	Time	Comments
0	洗浄	Si		アセトンで超音波洗浄1'				
1	Base	Sputter	cleaning	Ar 50, 1.3Pa, 100W	---	---	2'	
			Al2O3	Ar 50, 1.3Pa, 400W	27	100	3'42"	
2	パターンニング layer-1	AZ-5124	OAP 5000rpm,10sec → AZ 500rpm,3sec→ 4000,30sec					
			ベイク 90°C,1' → 露光23 → 反転ベイク 110, 90, → 全面露光533					
			現像(バドル)1'					
3	素子構造	Sputter	cleaning	Ar 50, 1.3Pa, 100W	---	---	5'	
			Nb	Ar 50, 1.1Pa, 330W	89	200	2'15"	
			Al	Ar 50, 1.1Pa, 250W	122	10	0'05"	
		酸化	AlOx	O2 20Torr	---	---	30' (10TH)	
		Sputter	Al	Ar 50, 1.1Pa, 250W	122	10	0'05"	
			Nb	Ar 50, 1.1Pa, 330W	89	100	1'07"	
4	リフトオフ	10'アセトンにつけ込む → 超音波洗浄 1'x 2 → 筆でバリ取り 20回x5x4 → 超音波線上1'x2 → アセトン→ IPA						
5		Sputter	SiO2		50	80	1'36"	
6	パターンニング layer-2 (JD)	TMSR8900	OAP 5000rpm,10sec → TMSR 500rpm,5sec→ 4250,30sec					
			ベイク 90°C,1' → 露光80					
			現像(バドル)1'					
7	JD	Etoh	SiO2		46	80	1'31"	
8		Etch	Nb	CF4 50, 20Pa, 30W	23	100	2' + 2' + 1' 39" overetching	4'21"
9	Edge	陽極酸化		50V, 0.01A				
10	層間絶縁膜	Sputter	SiO2	Ar 50, 1.3Pa, 400W	50	370	(2'x3) + 1'24"	7'24"
11	リフトオフ	2時間以上'アセトンにつけ込む → 超音波洗浄 1'x 2 → 筆でバリ取り 20回x5x4 → 超音波線上1'x2 → アセトン→ IPA						
12		Etoh	SiO2		46	70	1'31"	
13	パターンニング layer-4 (Wire)	AZ-5124	OAP 5000rpm,10sec → AZ 500rpm,5sec→ 4250,30sec					
			ベイク 90°C,1' → 露光23 → 反転ベイク 110, 90, → 全面露光533					
			現像(バドル)1'					
14	Wire	Sputter	cleaning	Ar 50, 1.3Pa, 100W	---	---	5'	
			Nb	Ar 50, 1.1Pa, 330W	86	500	2' + 2' + 1'49"	5'49"
15	リフトオフ	10'アセトンにつけ込む → 超音波洗浄 1'x 2 → 筆でバリ取り 20回x5x4 → 超音波線上1'x2 → アセトン→ IPA						
16	パターンニング layer-3 (hole)	TMSR8900	OAP 5000rpm,10sec → TMSR 500rpm,5sec→ 4250,30sec					
			ベイク 90°C,1' → 露光80					
			現像(バドル)1'					
17	hole	Etch	SiO2	CF4 50, 20Pa, 30W	46	300	(2' + 3'休み)x3+1' 29" overetching	6'31"
18	レジスト除去	10'アセトンにつけ込む → 超音波洗浄 1'x 2 → 筆でバリ取り 20回x5x4 → 超音波線上1'x2 → アセトン→ IPA						

Nb	Ar:50	1.1	330	86	2011/11/11	中心89.2
Al	Ar:50	1.1	250	112	2011/8/23	ンター付近122、端107
Al2O3	Ar:50	1.3	400	27	2011/8/23	
SiO2	Ar:50	1.3	400	50	2011/8/23	

RIE-1パラメータ

Target	ガス流量[sccm]	ガス圧[Pa]	パワー[W]	レート[nm/min]	レート出し日	備 考
Nb		20	30	23	2011/8/23	
Nb		4	30			
Al		4	30	3.6	2011/8/25	ンター付近4.1、端3.3
SiO2		20	30	46	2011/8/23	

図 4.8: プロセスレシピの一例。本レシピは KEK で SM022 を作製した時のもの。

第5章 伝送線路型STJの性能評価

STJは超伝導体を使った検出器であるため、性能評価には転移温度以下に冷却する必要がある。高感度検出器であることから、ノイズを拾わないように読み出しを最適化している。電磁波を照射する光学特性試験では、冷凍機内に外部から輻射を導入する。周波数特性の評価には、フーリエ変換型分光器を用いた。

この章では検出器の評価環境のセットアップと結果、考察について述べる。

5.1 冷凍機

STJの冷却試験には、He3ソーブション冷凍機を用いた。これは、液化した ^3He を減圧することで、0.3Kまで冷却することができる。減圧にはチャコールと呼ばれる多孔質な活性炭に吸着するタイプのポンプを使う。

He3の液化やチャコールの予冷には、液体ヘリウムと液体窒素などの冷媒使うタイプと、パルスチューブ冷凍機などの機械式冷凍機つかうものがある。前者は、冷媒を継ぎ足すなどの手間があるが、小型で取り回しが容易で、本研究では光学試験に用いている。また、コンプレッサーなどを使っていないので、ノイズが小さいというメリットがある。後者は、冷媒がないことから、繰り返し試験を行う場合に作業効率が高く、連続的に実験を行うこともできる。漏れ電流の評価はこのタイプの冷凍機をもちいている。

5.2 電流電圧特性の評価装置

漏れ電流が小さく面積の小さな接合のサブギャップ内では、STJの抵抗値は非常に大きな値になる（ $\sim 1\text{T}\Omega$ ）ため、グランドループによりノイズを拾いやすくなる。また、検出器や計測器以外に電流が流れることで、漏れ電流が実際の値より大きく見積もられるため、信号線の取り扱いが重要になる。

冷凍機実験では、冷却までは距離が長く、配線の長さも伸びてしまう。対策として、ツイストペア線にして、信号は差動増幅アンプで読みだしている。本実験の場合は、冷凍機筐体をシャーシグラウンドとして、信号線を包むようにしてシールドすることで、ノイズの低減に成功している。また、冷凍機内部の配線は熱伝導度を悪くするため、抵抗値が高いリン青銅線を使っている。正確にサブギャップ抵抗 R_{sg} と常伝導抵抗値 R_N を測定するために4端子で接続しえている。

読み出しには、図5.1のようにオペアンプを使ったフィードバック回路使い、STJに任意の定バイアス印加できる。検出器ノイズを測定する場合や、観測実験を行う場合にはロード抵抗を冷やして、抵抗の熱雑音を低減する必要があるが、今回は評価の効率化のため、室温にロード抵抗をおいている。

冷凍機には図5.2の用にSTJをソーブション冷凍機の0.3Kステージに取り付ける。この写真では、取り付け作業のため反転しているが、0.3Kステージの下に ^3He の液だめがついている。検出

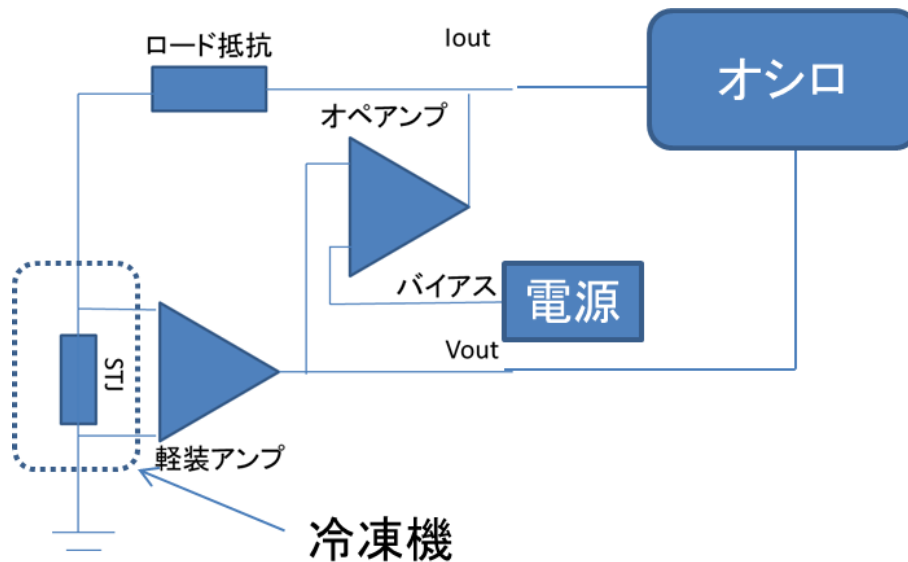


図 5.1: インピーダンス変換と一定バイアスを印可できる。点線で囲った部分の内側が冷凍機。電源とオペアンプへの入力バーチャルショートになっているため、外部電源でSTJの印加電圧を制御できる。差動増幅の出力をオシロスコープで読み出している。

器の両側にはジョセフソン電流を抑制するための超伝導マグネットが取り付けられており、外部から印加する電流を制御することで最大 100 ガウスの磁場が印加できる。

これらの対策により、本システムでは $\sim 5\text{pA}$ までの漏れ電流が測定が可能である。

5.3 漏れ電流の測定・評価

超伝導電流を完全に抑制すると、準粒子の電流による効果のみが見える。準粒子密度の温度依存性はBCS理論から計算することができ、トンネル確率が温度に依存しないとすると、漏れ電流の温度依存性は式 2.18 となる。Nb-STJの温度依存性は、液体ヘリウムに直接ひたすことで、4.2Kの特性をはかることが容易なため、4.2Kでの漏れ電流の値で規格化した値で評価する。

準粒子の熱励起による電流以外の漏れ電流の原因として、STJの絶縁体のピンホール、STJ側面からのリーク、その他の配線などからのリークが考えられる。これ以外に、Fermi面付近で温度に依存しないバンドギャップ内状態密度が国立天文台野口氏により報告されており、鉄などの磁性体が状態を作っているのでは無いかと考えられている。 $I(0)/I(4.2)$ を漏れ電流比と定義する。世界で報告されている漏れ電流比の最大値は、 $I(0)/I(4.2) \sim 10^{-6}$ である。

漏れ電流の小さな接合を作るために、4章で述べたいくつかの条件について素子作製を行った。表 5.2 に試作した検出器のリストの一部を載せている。SM002はALMAのBand-4のSISミクサーとほぼ同じ構造、製法で作製している。SM007とSM008は接合のみ高エネルギー加速器研究機構で作製し、ほかのプロセスは国立天文台で行っている。SM022、TY006、HK148はKEKではじめから最後まで作製した。(図 4.7)。

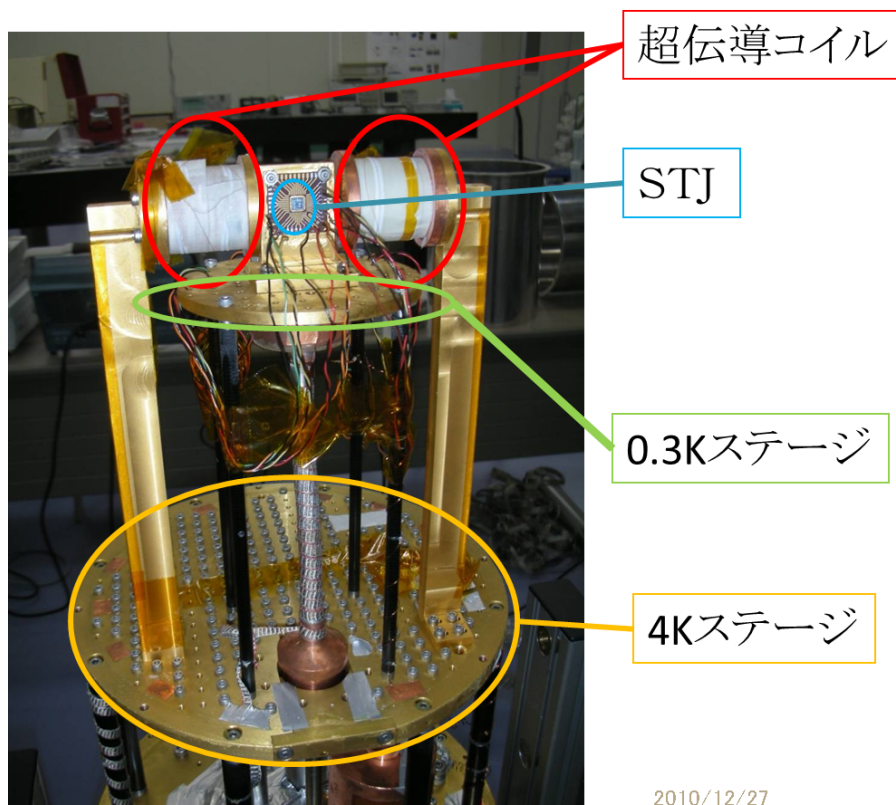


図 5.2: 冷凍機へ検出器の取り付け。STJ の両側に超伝導マグネットを取り付けている。配線は室温から 4K ステージ間はリン青銅ツイスト線、4K から 0.3K 間はニオブチタンツイスト線。

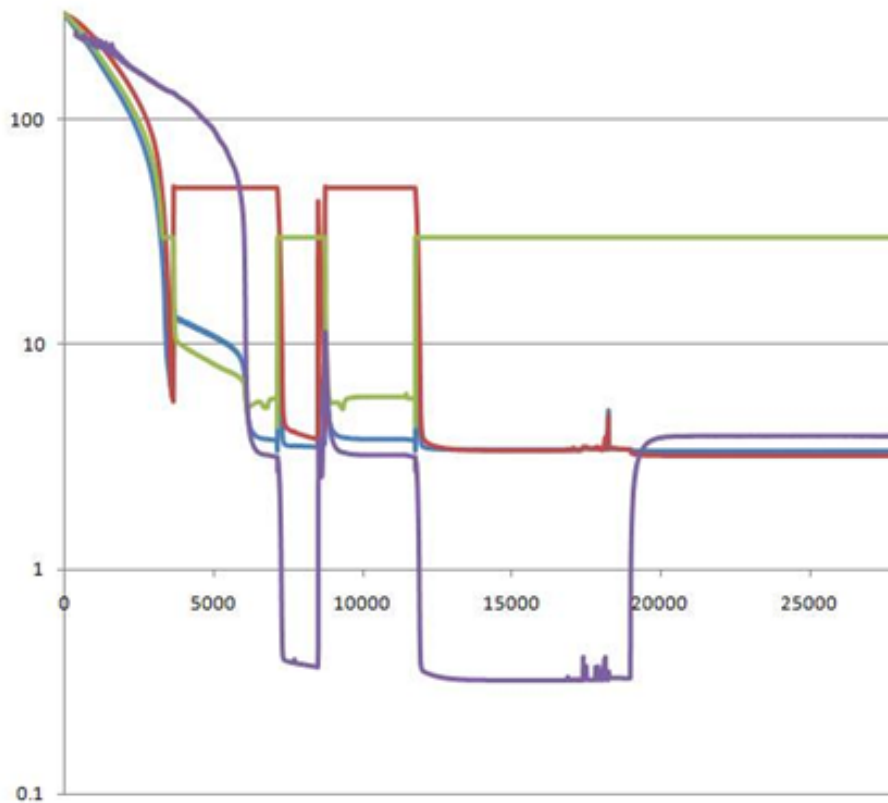


図 5.3: 冷却時の温度ログ。4K ステージ、ヒートスイッチ、ソーブション、0.3K ステージの温度をモニターしている。冷却開始から、20～30 時間ほどで 0.3K まで冷える。

5.3.1 漏れ電流の Nb ストレス依存性

STJ 側面からのリークがなく、絶縁膜も均一なものできている場合、単位面積あたりの漏れ電流は一定になり、面積によらない。測定系や印加磁場の大きさなどによって制限される場合、面積の大きな接合ほど単位面積あたりの漏れ電流は見かけ上小さくなる。図 5.4 は国立天文台の ALMA 用の条件で作製した SM002 の 0.3K で漏れ電流を測定した結果である。面積の平方根に比例して単位面積あたりの漏れ電流が増大している。接合作製時のスパッタなどは、全体に一様に行われ、接合面積によらないので、この漏れ電流の面積依存性は Nb の応力による絶縁膜の破壊だと考えられる。

図 5.5 は、SM002 について漏れ電流の温度依存性をプロットしたものである。漏れ電流比は 0.3K で $1\text{E-}2$ 程度しか下がらず、また、2K 以下ではほとんど下がっていない。このため、漏れ電流の小さな接合の SIS 三層膜を作るには天文台の ALMA の条件は向いていないことが分かった。

図 5.6 は、すべての行程を KEK で作製した素子 TY006 の C6 の漏れ電流の温度依存性である。漏れ電流比は最小で $\sim 10^{-6}$ で、世界最高水準の接合が作製可能になった。漏れ電流の小さな接合を作製するプロセスとして重要な点はつぎの 3 つ。

- STJ の超伝導/絶縁膜/超伝導構造の装置、Nb ストレス 0 の条件、上下 Al 膜をつける。
- 側面の陽極酸化処理
- 画像反転レジスト (AZ5214) を使ったリフトオフ行程。これにより、エッチングプロセスが減り、配線などの絶縁破壊が減る。

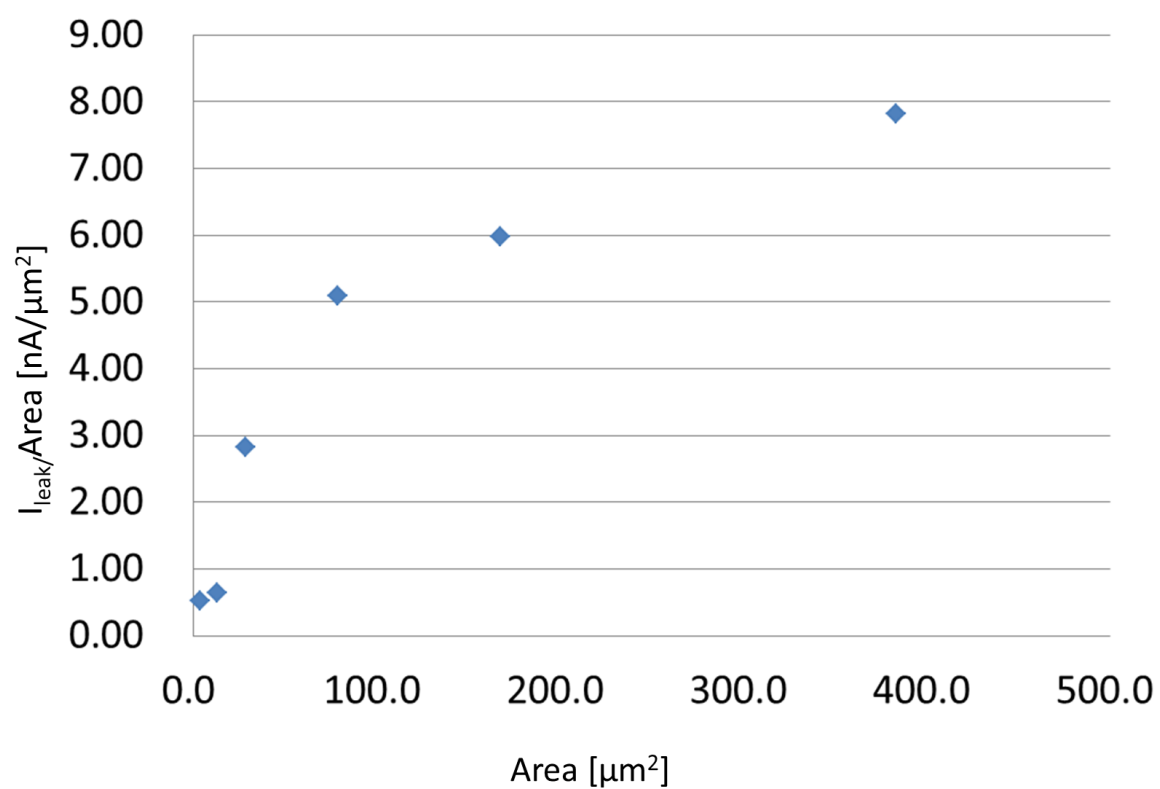


図 5.4: 単位面積あたりの漏れ電流。0.3K で測定。横軸は接合面積 (μm^2)。接合は丸形の検査用素子表 3.2。

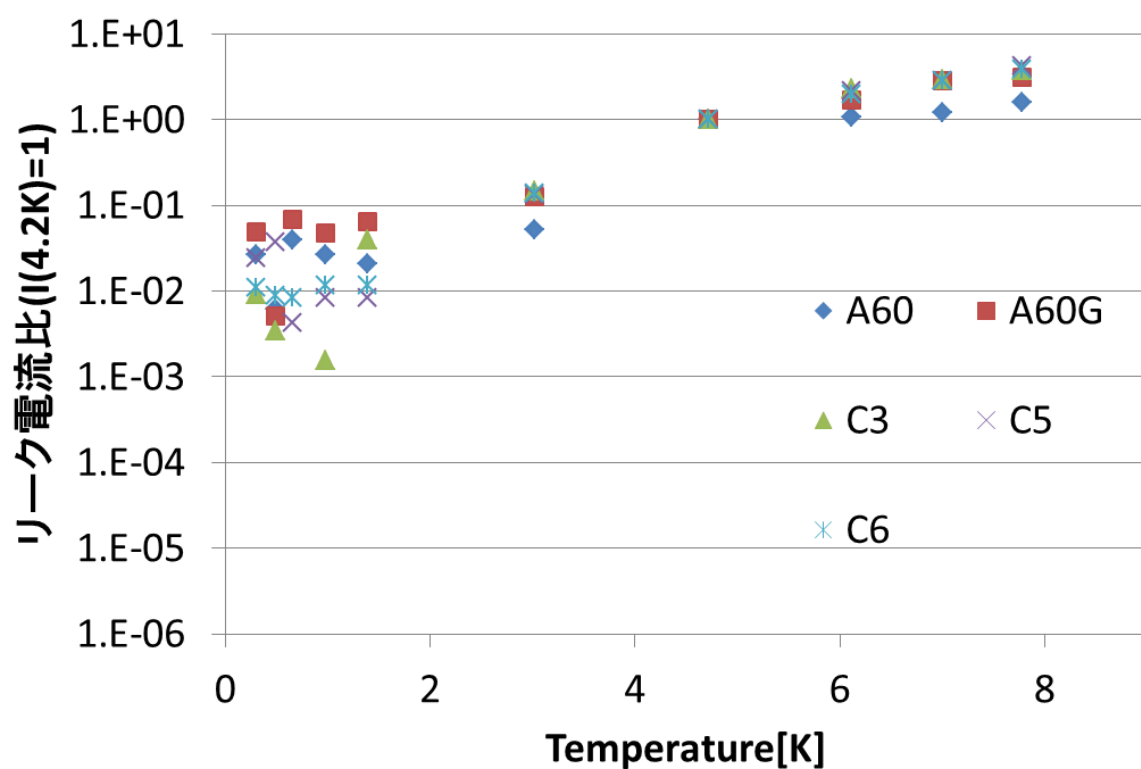


図 5.5: STJ のリーク電流の温度依存性 (天文台 SM002)。縦軸は 4.2K の電流値で規格化した漏れ電流比。サイズの異なる複数の素子について漏れ電流比を測定しているが、最大でも $\sim 10^3$ 程度の低減である。

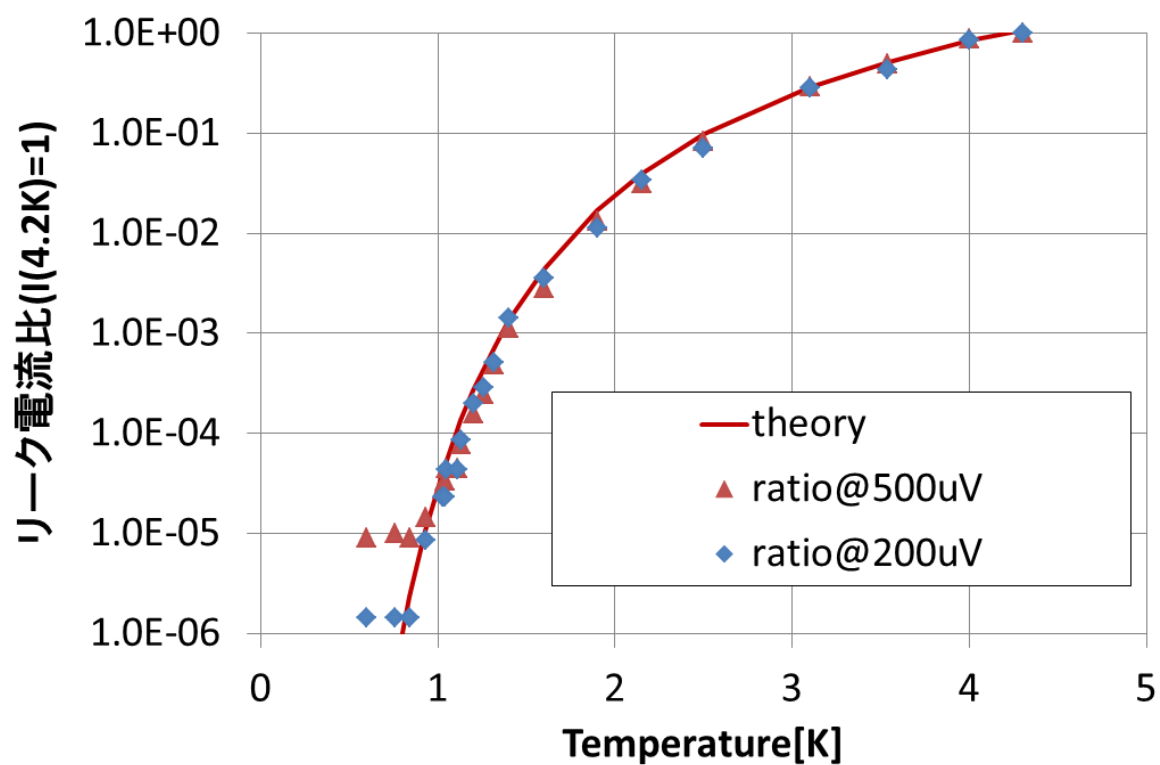


図 5.6: STJ のリーク電流の温度依存 (KEK TY006)。縦軸は 4.2K の電流値で規格化した漏れ電流比。0.8K 程度まで、BCS 理論から予測される熱励起による電流と非常によく一致している。

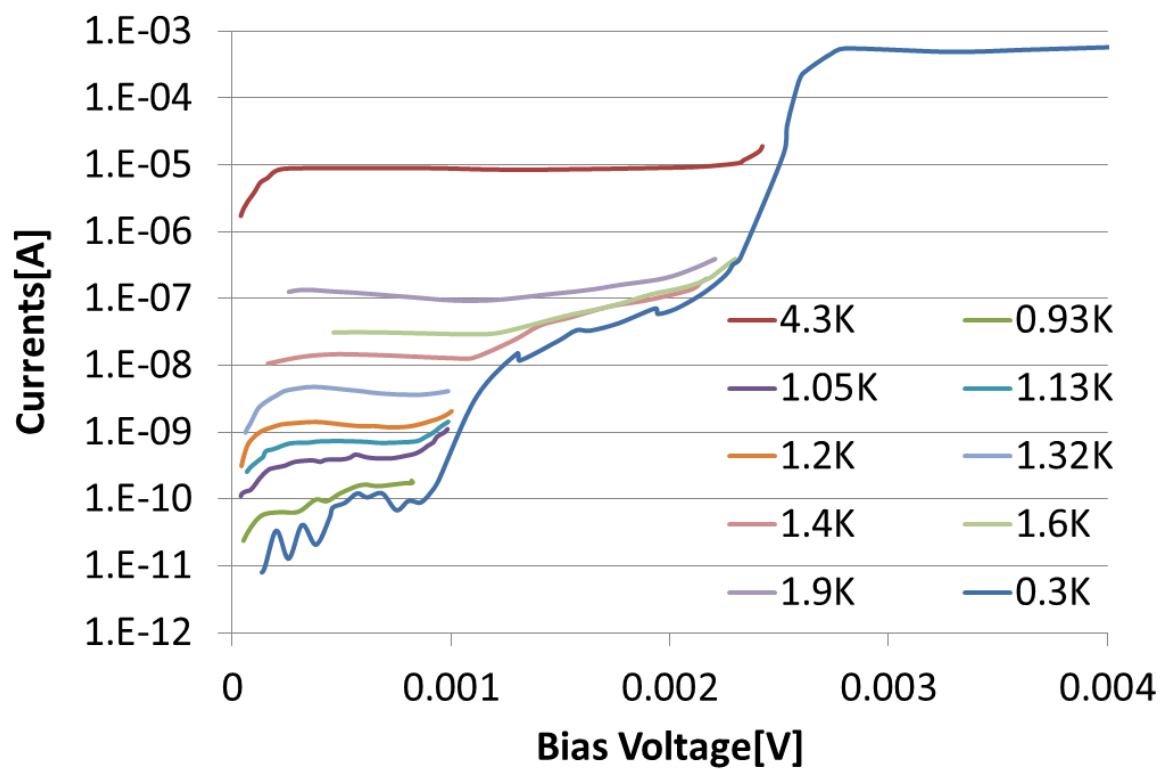


図 5.7: STJ の電流電圧特性の温度依存性。超伝導ギャップの半分程度の 1.2mV にサブギャップ構造が見える。これは、超伝導ギャップの複素成分から予測される。

完成日	ID	Recipe	Junction 構造	メモ
2012.02.03	SM022	LA14-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Al/Nb	
2011.12.16	TY006	LA08-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Al/Nb	
2011.12.13	HK148	LA08-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Al/Nb	Nb 1.5Pa
2011.10.01	SM008	LA07-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Al/Nb	KEKJunction, 天文台作製
2011.09.11	SM007	LA07-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Al/Nb	KEKJunction, 天文台作製
2011.05.20	SM002	LA07-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Nb	薄膜酸化 (50Pa x 0.5 時間)

表 5.1: 漏れ電流の小さな STJ 試作のために、いくつか条件を変えて試作を行った。特に、接合 (Junction) のみ K E K で作った STJ を天文台で試作することで、側面や配線からのリークと絶縁膜ピンホールから漏れ電流の切り分けを行った。

5.4 周波数特性の評価

伝送線路型 S T J の周波数特性を評価するために、フーリエ変換型分光器を用いた。測定する検出器は、漏れ電流が十分小さいことと (～1nA 程度)、室温と液体窒素温度での黒体放射の差が電流電圧特性の変化として見える程度の電磁波感度を持つことを基準に選んだ。なお、リストの中で SM002 は天文台で作製した素子であり、ミリ波サブミリ波に感度がなかった。

完成日	ID	Recipe	Junction 構造	メモ
2012.03.04	SM026	LA14-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Al/Nb	A 1 が厚い (下部 50nm、上部 10nm)
2012.02.03	SM022	LA14-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Al/Nb	
2011.09.11	SM007	LA07-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Al/Nb	KEKJunction, 天文台作製
2011.05.20	SM002	LA07-NbSTJ	Nb/Al/AlO _x /Nb	薄膜酸化 (50Pa x 0.5 時間)

表 5.2: フーリエ分光器で周波数特性を測定した検出器。

5.4.1 セットアップ

実際の検出器の周波数特性の評価はフーリエ変換型分光計 (日本分光 FARIS-1) を使って行った。本装置はマーチンパレット干渉計と呼ばれるもので、ハーフミラーの代わりにワイヤーグリッドを採用して低周波数域の特性を向上させている。この干渉計の基本的な構成は図 5.8 の通りで、入射波をワイヤーグリッドに通し、干渉計に変更方向のそろった光を導入する。光源には高圧水銀灯を用いている。強度は 1THz にピークを持つ黒体輻射に似たスペクトルを持つ。検出器として 500GHz 以上に感度がある TCS センサーが取り付けられている。

端数分解能とアポダイジング関数

フーリエ分光器で得られる端数分解能について理想的なフーリエ変換は可動鏡を無限長まで掃引して得られるが、実際の装置では掃引は有限となる。したがって、有限の掃引で得られるインターフェログラムをフーリエ変換することは、理想的なインターフェログラムに window 関数を

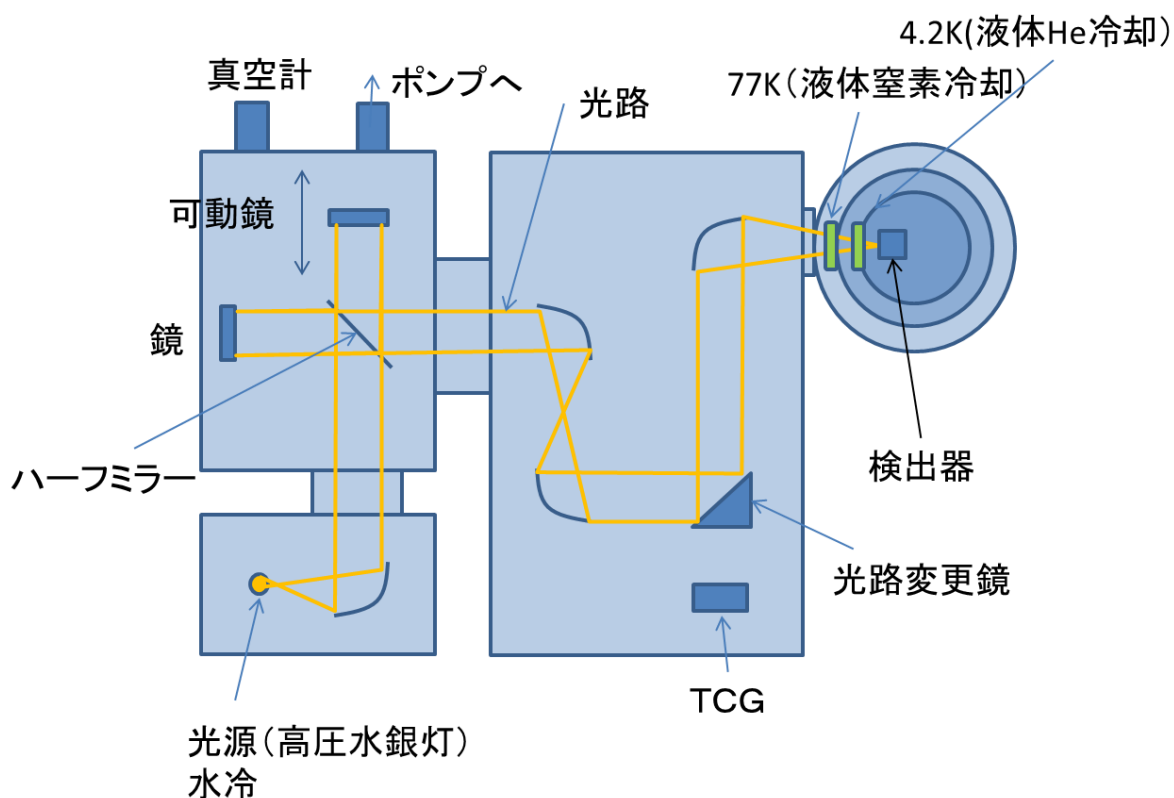


図 5.8: フーリエ変換型分光器（日本分光 FARIS-1）と冷凍機のセットアップの概略図

掛け合わせたものをフーリエ変換することに相当する。このため、単色のスペクトルの線幅が制限されるとともにサイドローブが発生して線の形をゆがめてしまう。

このような影響を低減させる目的に応じてアポダイジング（Apodizing）関数が用いられる。理想的なインターフェログラムの関数形を $F(x)$ とおくと、可動鏡の有限距離掃引で得られるインターフェログラム $F'(x) = A \cdot F(x)$ と書かれる。この時、実際の掃引でデータが得られる範囲 $-L < x < L$ より外の領域には測定データがないため、人為的に 0 が加えられる。本測定では、 $A(x)$ として Cosine を使っている。Cosine サイドローブは滑らかになるが、インターフェログラムの裾野部分の情報が多く抜け落ちてしまうため線幅が太くなってしまう。掃引の長さを L とすると半値全幅 (FWHM) は 1.3σ 、 $\sigma = 1/L$ となる [49]。

光学フィルター

フーリエ変換型分光器から光を導入する冷凍機は冷媒型の He3 ソープション冷凍機を用いている。光導入窓では、室温の黒体放射によって冷凍機内部を暖めないため必要な周波数以上を光学フィルターでカットしている。冷凍機に用いる光学フィルターは、必要の無い電磁波を吸収するタイプと、反射するタイプがある。この冷凍機では、吸収型のフィルタを用いており、77K にブラックポリエチレン（カーボン入りポリエチレン）、4.2K にブラックポリエチレンと 2.4THz にカットオフのある QMC 社のメタルメッシュフィルターを用いている。

スキャンスピードを変えた電気ノイズの分離

本測定で用いるフーリエ変換型分光器では低周波の電気ノイズ（～数 Hz ）が $100GHz \sim 10THz$ の低周波側でのってしまう。信号の読み出しケーブルにフィルターを取り付けるだけでは電気ノイズを完全に除去できないため、スキャンスピードを変更して複数回測定し、図 5.9 のようにスキャンスピードによって変化する部分を電気ノイズと見なし除去している。

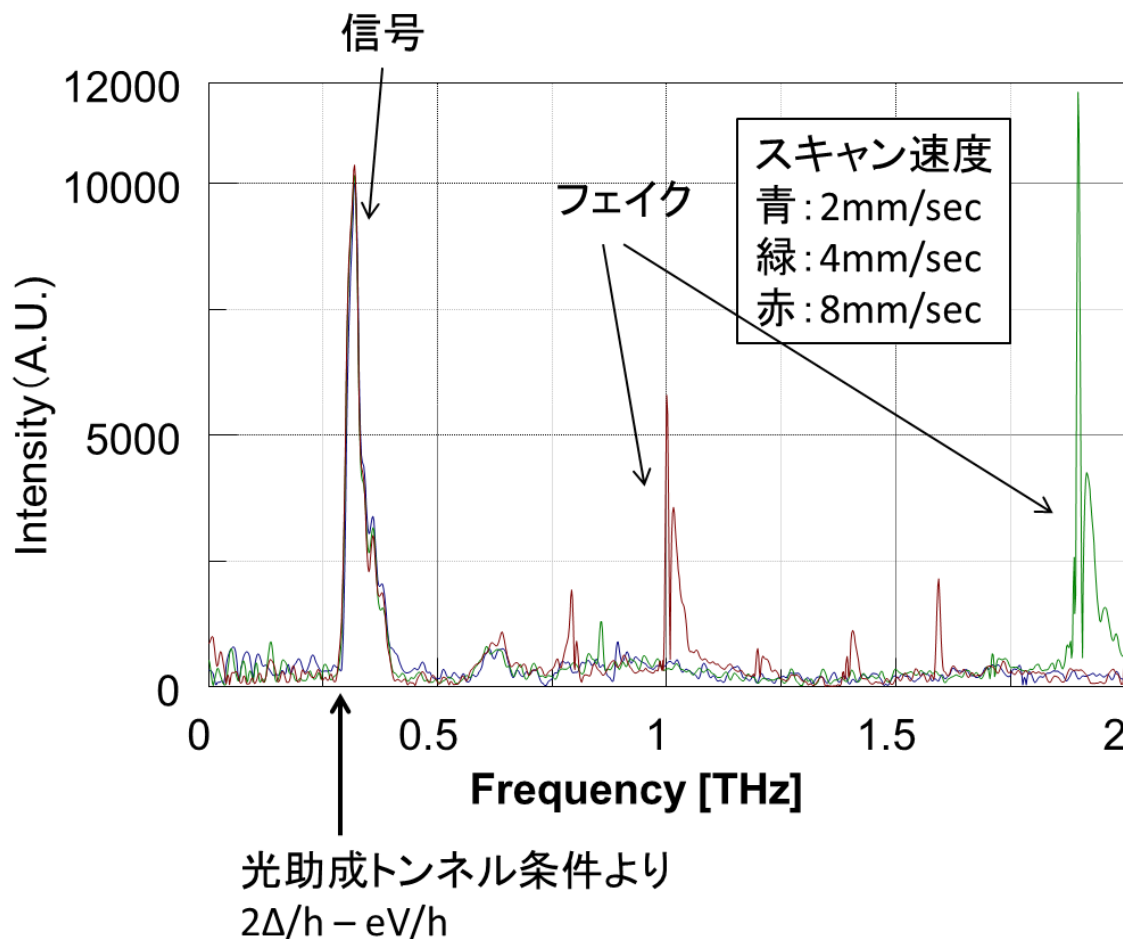


図 5.9: フーリエ変換型分光器での測定結果。横軸は周波数 (THz)、縦軸は強度。計測では周期的な電気ノイズが信号に加わるため、フーリエ変換型分光器のスキャンスピードを変化させて、ノイズを除去している。

5.5 伝送線路型 STJ の周波数特性

周波数特性の評価では、まず光助成トンネルとクーパー対解離を切り分けるために検出器に印加するバイアス電圧を STJ 一つに付き、0.5mV、1.0mV、1.5mV と変えながら測定した。図 5.11 には SM022-12 チップの素子 A150 - 2×40 の周波数特性をプロットした。バイアス電圧が増加するに応じて、光助成トンネルによって受信できる周波数が下がっていることが確認できる。

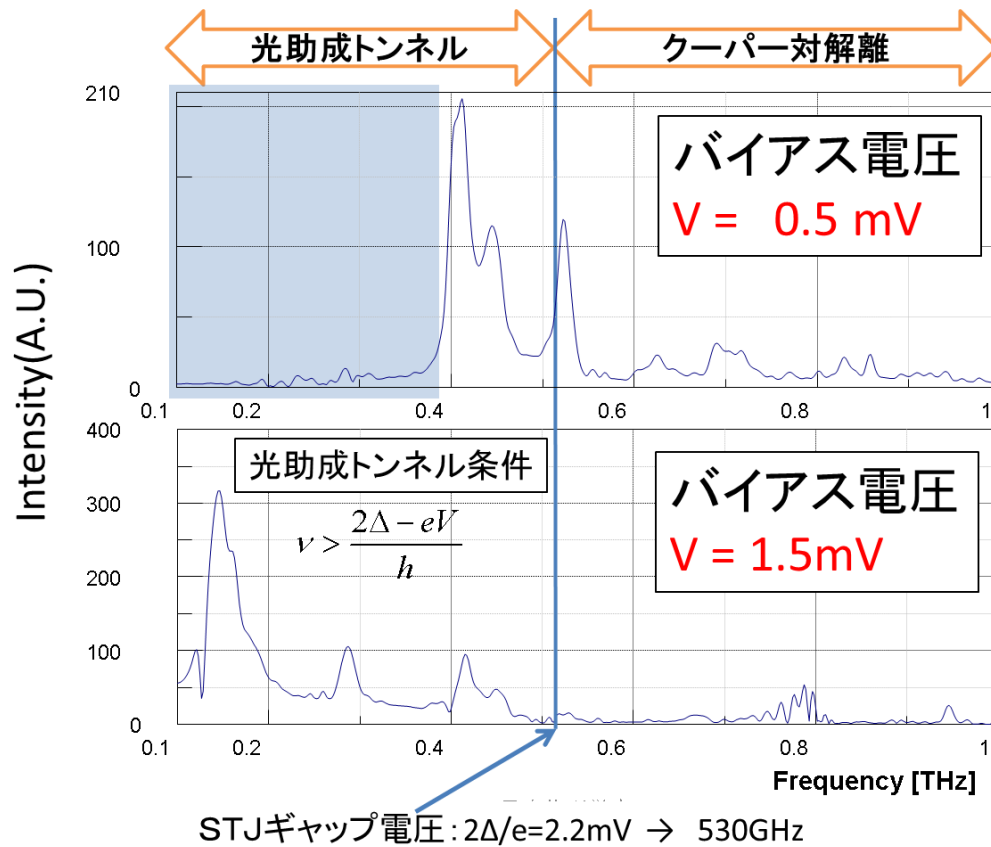


図 5.10: フーリエ変換型分光器で測定された検出器 (Chip: SM022-12, $A150 - 2 \times 40 \mu\text{m}$) の周波数特性。横軸は周波数 (THz) で縦軸は、強度である。伝送線路型 STJ は直列に接続されているため、それぞれの STJ には外部から印加したバイアスの半分がかかる。図では、実際に STJ に印加されたバイアス電圧 V の値で表しており、上図では 0.5 mV 下図では 1.5 mV である。STJ の検出方法はバイアス電圧に依存しないクーパー対解離 ($\nu > 2\Delta/h$) とバイアス電圧に依存する光助成トンネル ($\nu > (2\Delta + eV)/h$) がある。STJ の電流電圧特性から超伝導ギャップエネルギーは 2.3 meV であり、このエネルギーに相当する周波数 530 GHz 以下では、光助成トンネルによって検出される。上図では、バイアス電圧を大きくすることによって、光助成トンネルによる検出可能領域が低周波側に広がっていることが分かる。観測できない周波数は青色の枠で囲っている。

SM022 の臨界電流密度は A150-2x40 のチップで 205 A/cm^2 で、 $R_N A$ で表すと、 $842\ \Omega\mu\text{m}^2$ になり、十分臨界電流密度が小さく、超伝導ギャップエネルギー以下では伝送線路長さ ℓ で共振する。図 5.11 は共振とみられるピークを低い周波数から 1、2、3 とナンバリングしている。

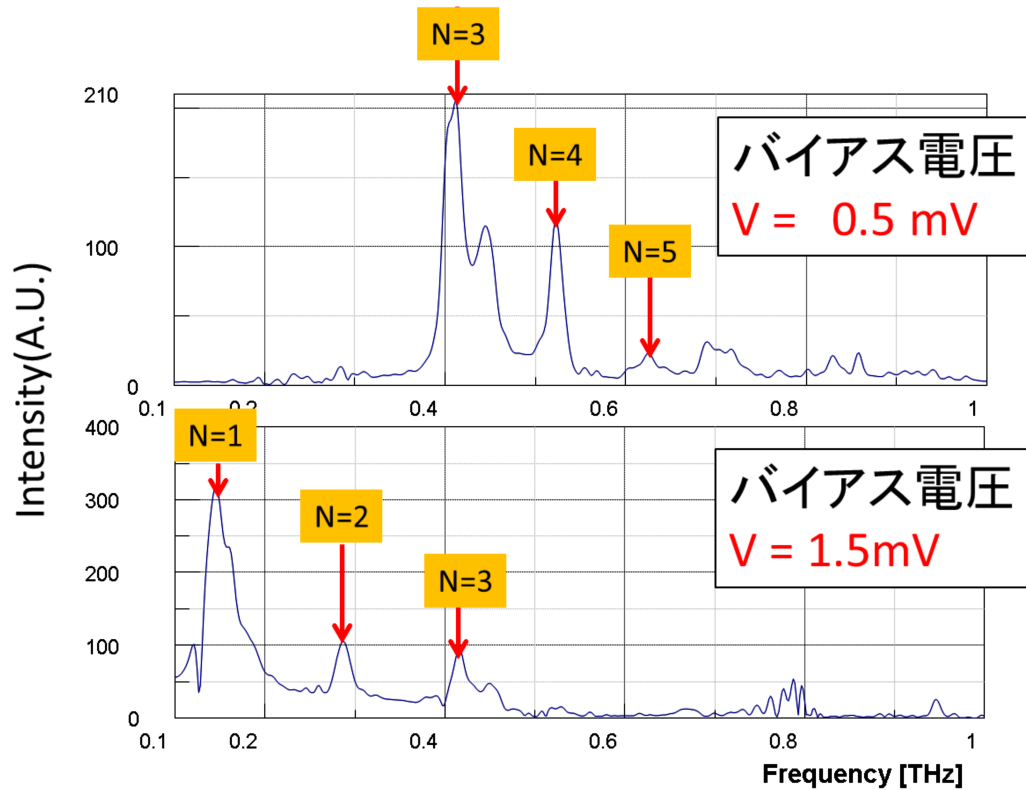


図 5.11: 伝送線路型 STJ 内での共振ピークを低い周波数からラベルしている。複数のピークがある場合は、周辺で元も高いピークを選ぶ。上の図はバイアス電圧が 0.5mV、下の図は 1.5mV。

また、ピークの直ぐ隣にピークがあるような、ピークが分裂したような周波数特性も見えることから、すべての主要なピークについて表 5.3 にまとめている。ピークの強度に注目した場合、図 5.12 のような特性を示す。ちょうど 650GHz を超える付近で、階段関数的に強度の低下が起こっている。これはアンテナと STJ の間のインピーダンス整合線路が Nb でできているため、Nb の超伝導ギャップ周波数 650GHz を超える付近で、STJ に入る前の損失が大きくなったためだと考えられる。この結果は、3 章の異常表皮効果から予測される抵抗値の増加と非常によく一致している。

このように Nb の超伝導ギャップエネルギー以上では入力する電磁波の強度が急激に小さくなること、アンテナデザインが設計値で 50-400GHz と 100-800GHz とあまり高い周波数に対応していないことから、データの解析は 800GHz 以下で行う。

5.5.1 共振帯域幅の導出

共振帯域の周波数依存性を、図 5.13 に示した。この図からは、低周波側で帯域幅が増加している傾向が見える。これは、帯域幅が周波数に反比例する（式 3.61）傾向を示していると考えられる。しかし、帯域幅の分布が 3% ~ 10% と非常に大きく、共振ピークが分裂しているような周波数特性が見えていることから少しだけ周波数の異なるピークが重なっているように見える。

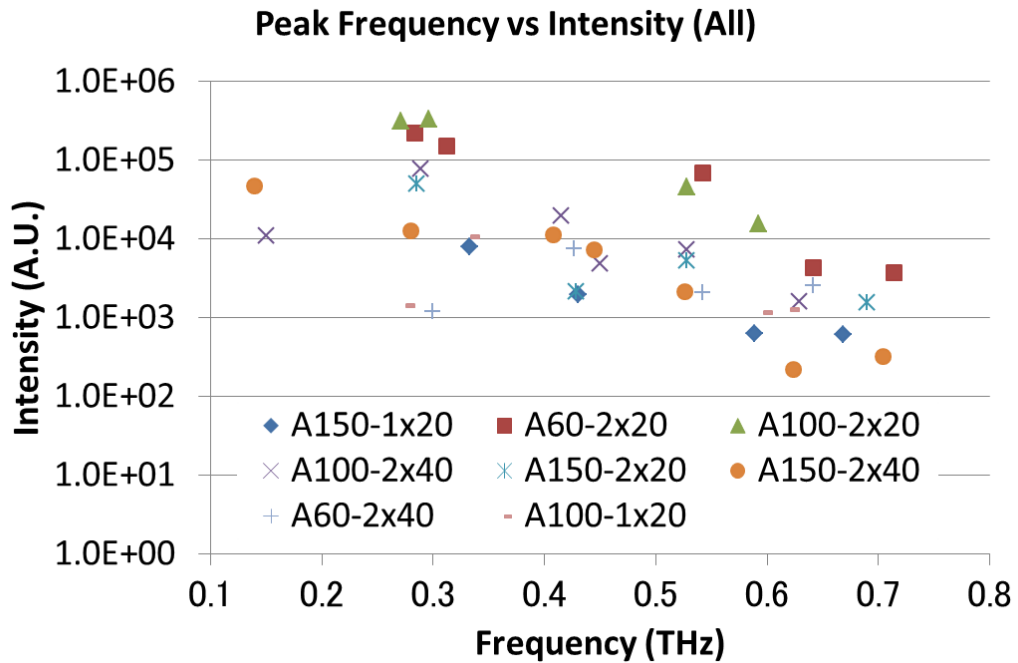


図 5.12: チップ SM022-12 の 8 素子すべてについての共振ピークの周波数特性。650GHz 以上で共振ピークの値が階段状に下がっている。これは、インピーダンスマッチング線路に使っている Nb の超伝導ギャップ周波数 650GHz を超えたために、STJ に入力する電磁波の強度が下がっているためだと考えられる。

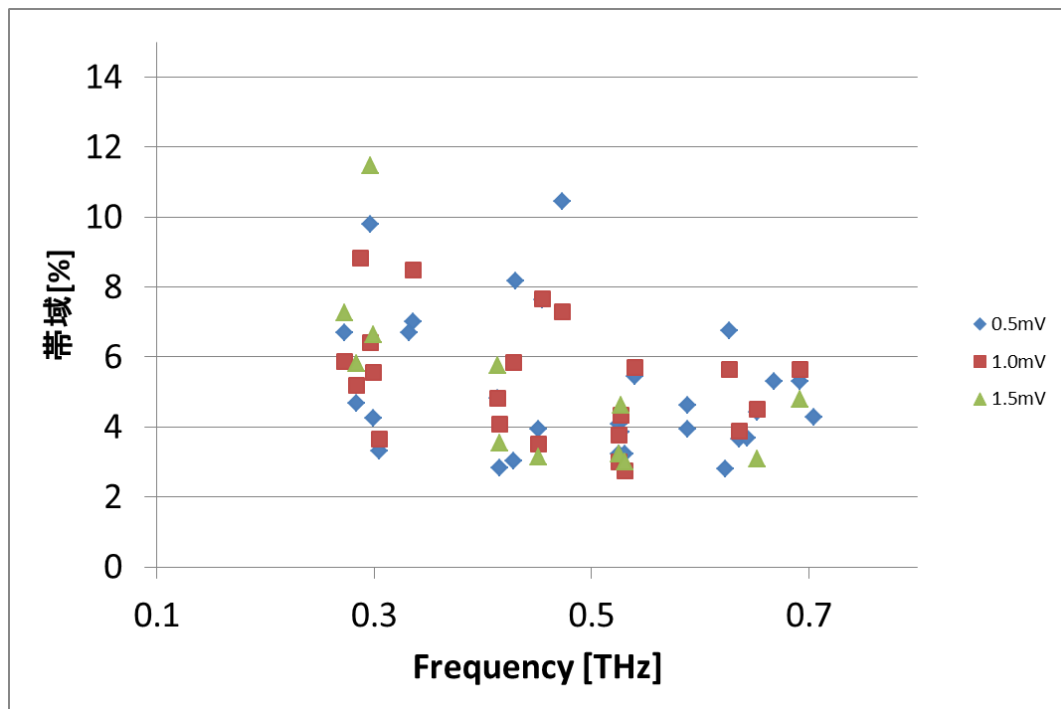


図 5.13: チップ SM022-12 の 8 素子について、ピークの帯域幅の周波数特性。低周波側で帯域幅が増加する傾向が見えている。

N	A60-2x20	A100-2x20	A150-2x20	N	A60-2x40	A100-2x40	A150-2x40	N	A100-1x20	A150-1x20
3	0.713641		0.691961	5	0.635954	0.62692	0.623307	3	0.643181	0.623307
2	0.641374	0.652214		4	0.540199	0.531166	0.525746	2	0.58898	0.525746
	0.547426	0.527553	0.525746			0.473352	0.451672			
			0.455285	3	0.428185	0.415538	0.413731	1	0.336044	0.287263
	0.312557	0.29991		2	0.29991	0.28907	0.280037			
1	0.28365	0.27281	0.28365	1		0.149955	0.139115			

表 5.3: SM022-12 のピーク周波数のテーブル。N は共振のモード、値はピークの周波数である。

このままでは、正確な比帯域を見積もることができないため、フィッティングを行いピークの分離をおこなった。また、フーリエ変換型分光器の分解能が有限であるため測定されるピークは実際の値よりも太くなる。これを考慮するため、結果は分光器の分解能を用いてデコンボリューションしている。図 5.14 に得られた帯域幅をプロットした。常伝導抵抗からの計算値は、単位面積あたりの C を $J_c < 100 \text{ A/cm}^2$ の接合で $40 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ としている。酸化でできる Al_2O_3 絶縁膜についてはよく調べられており、 $50 \sim 100 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ の値が使われる [50], [51]。酸化時間が相対的にながい条件なので、酸化膜が厚くなっていると考えられ $40 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ は妥当な値だと考えられる。結果、常伝導抵抗から式 3.61 から求められる値より 2.1 倍から 3.4 倍程度の帯域幅の増加が見られた。

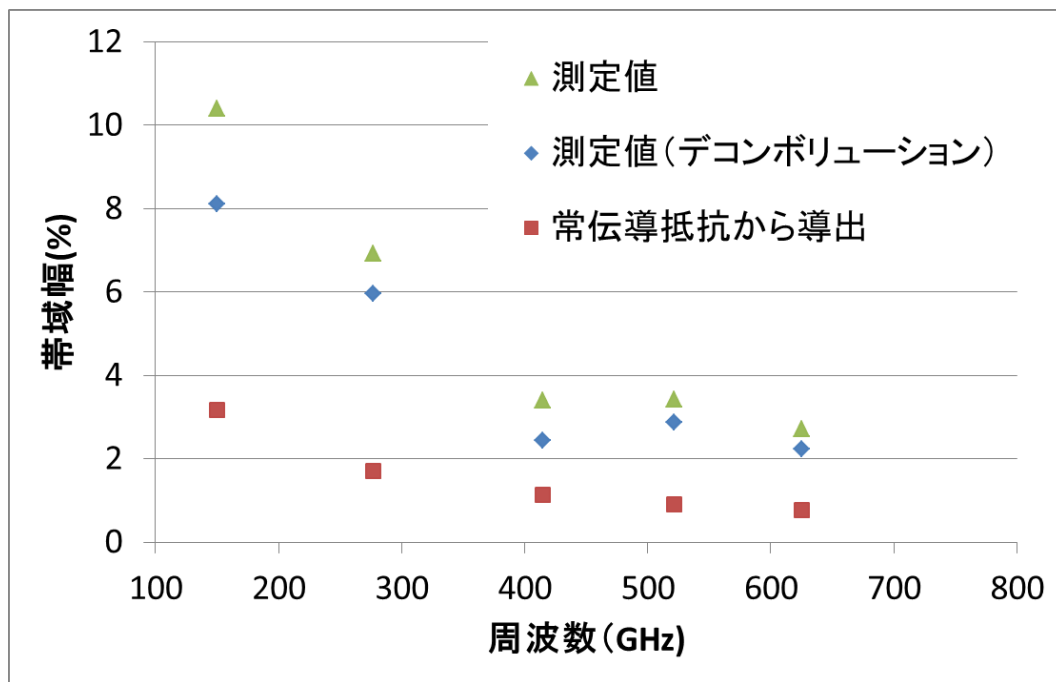


図 5.14: 伝送線路型 STJ の帯域幅。複数のピークがある場合、表 5.2 のそれぞれの N の周波数に最も近い値を選んでプロットしている。統計誤差より、測定誤差や素子によるばらつきが大きいので、測定値と R_N から導出したものともに 10% 程度の測定誤差があると思われる。

共振帯域幅は式 3.61 から求められる。いくつかの場合について、考察してみる。

表皮抵抗

表皮抵抗については、図 5.11 のように光助成トンネルによる検出の条件を満たしていること、超伝導ギャップギャップエネルギーに対応する周波数以下でほとんど 3 章の異常表皮効果から伝送損失がないことから棄却される。

$G/\omega C$ について考察

$G/\omega C$ の値が増加した場合を考える。STJ のパラメーターからは

$$\frac{G}{\omega C} = \frac{\frac{W}{R_N A}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{w}{h} K} \quad (5.1)$$

$$= \frac{h}{R_N A \varepsilon_0 \varepsilon_r K} \quad (5.2)$$

となる。それぞれパラメータを変更して、2 倍以上の増幅効果を考える。

フリンジフィールド効果は K は伝送線路型 STJ の場合 1% 以下であるため、2 倍以上にはならない。比誘電率が ε_r が半分以下になれば、条件を満たすがよく酸化された Al_2O_3 の誘電率が半分以下になるとは考えられない。絶縁膜の厚さを二倍にする場合、酸化膜と臨界電流密度は式 2.12 の関係にある。 Al_2O_3 のポテンシャルエネルギーは $\phi \simeq 2eV$ なので、 J_c が指数関数的に減少し増幅できない。 ϕ を小さくして、 J_c が変わらないように調整する場合は、 $\phi \simeq 0.2eV$ となってしまう、よく調べられている ϕ の結果に反する。

酸化時間を多少延ばしても、酸化膜の厚さは変わらないことから静電容量はほとんど増加しないこのためコンダクタンス G、つまり STJ の絶縁膜のトンネル伝導度が 2 ～ 3 倍に増加してると考えられる。また、Al の厚さを変えた SM022 と SM026 の同じ検出器の比較では、Al が厚保法が信号強度が大きかった。このような電流増幅作用は、X 線検出器ではマルチトンネリング効果として知られている。増幅率は $100\mu m^2$ の正方形の接合で 6 倍程度なので、本接合のサイズ $80\mu m^2 (= 2\mu m \times 40\mu m)$ と幅が 2μ と細いことを考慮すれば、妥当な値だと言える。(2 章参照)

このような光助成トンネルに伴うマルチトンネリング効果は今までに報告されていない。SIS 構造を用いた共振器は SIS ミクサーとして 20 年以上の作製実績が天文の分野であるが、SIS ミクサーでは超伝導ギャップでの非線形性が大きくなるように Al の層を極力薄くしていたため、トラップ領域ができずマルチトンネルが起こる接合ができていなかったのだと考えられる。

5.5.2 共振のピークから伝送パラメータの導出

共振のピークについて、伝送線路型 STJ の構造で 3 つ分けて、それぞれ直線フィットしてみた。このとき、G と R は十分小さいため無視している。ピークの周波数は式 3.57 となるため、N に比例する。しかし、図 5.15、図 5.16、図 5.17 ではどれもゼロ切片が 0 以上の値となっている。

測定した中心周波数と共振条件、静電容量を $C/A = 40fF/\mu m^2$ として伝送速度を求めると、周波数が高くなるほど伝送速度が低下してることが分かる。特に 400GHz 以上で顕著である。

これは、異常表皮効果によりインダクタンス中のロンドン侵入長が増大したためだと考えられる。式 3.57 を変形して、ロンドン侵入長と周波数の式になおしてやって、図 5.19 にプロットした。結果、 $2\mu m$ 幅の伝送線路型 STJ では、Nb について異常表皮効果から得られた図 3.7 の λ の傾向に非常によく一致していることが分かる。

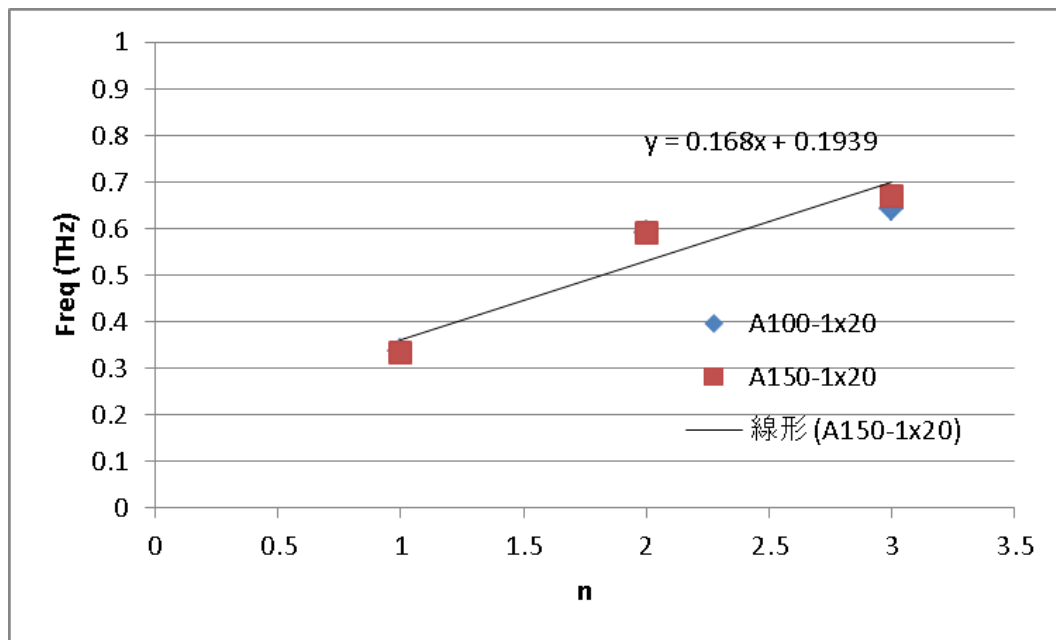


図 5.15: 幅 1 μ m で長さが 20 μ m の STJ

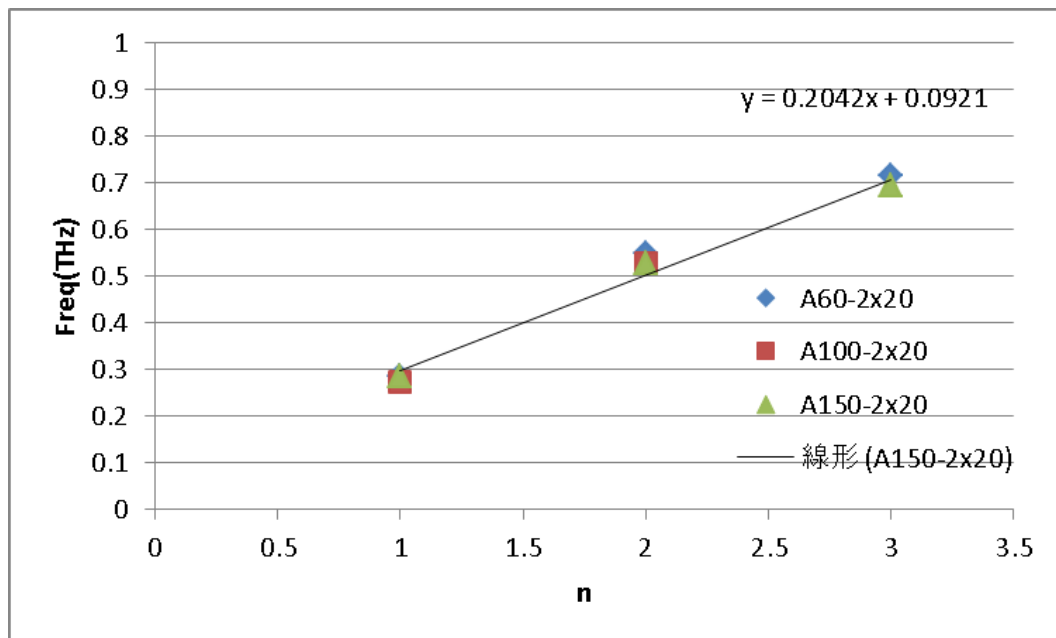


図 5.16: 幅 2 μ m で長さが 20 μ m の STJ

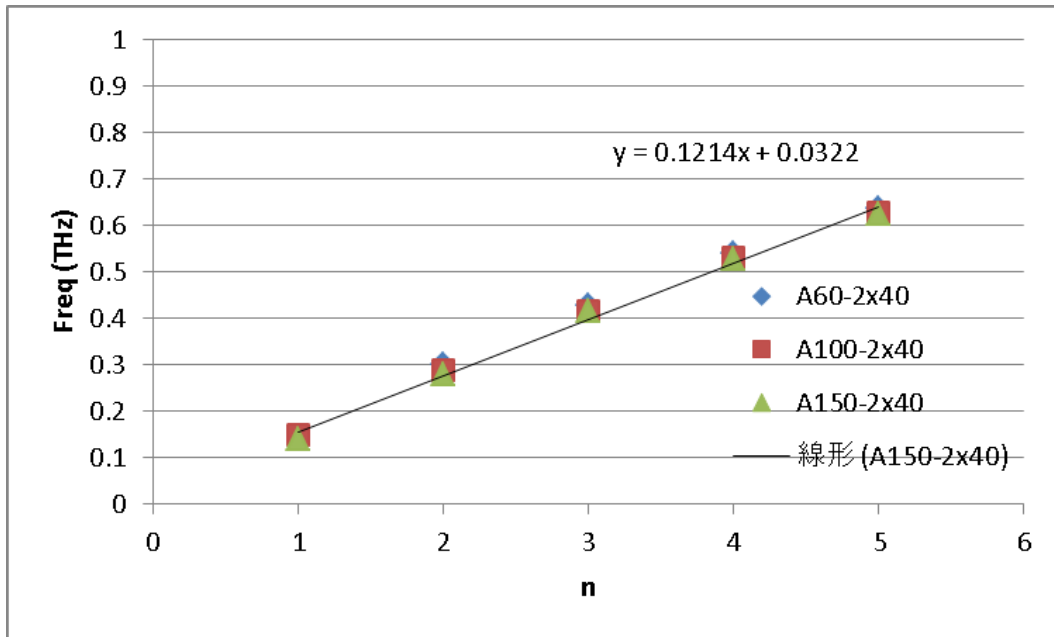


図 5.17: 幅 2um で長さが 40um の STJ

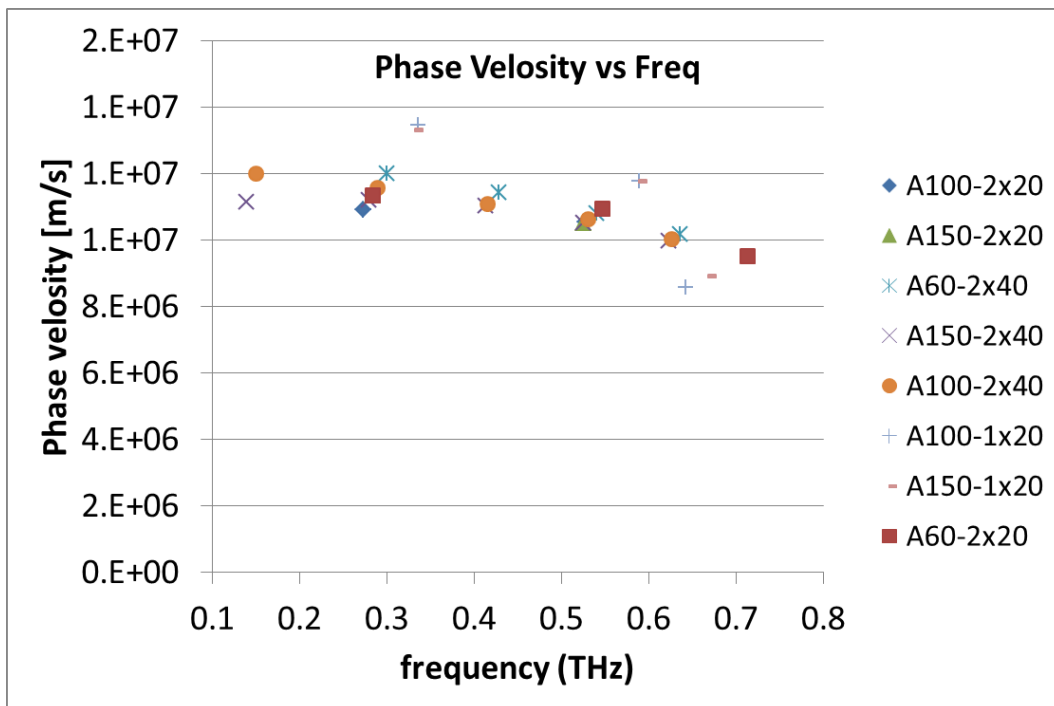


図 5.18: 横軸周波数、縦軸位相速度。

図 5.15、図 5.16、図 5.17 からは、伝送線路 STJ の幅と長さが等しい検出器において、特性がよく一致していることが分かる。また、8 個すべての検出器が動作しており、STJ の欠落もないことから非常に均質な検出器ができていると言える。

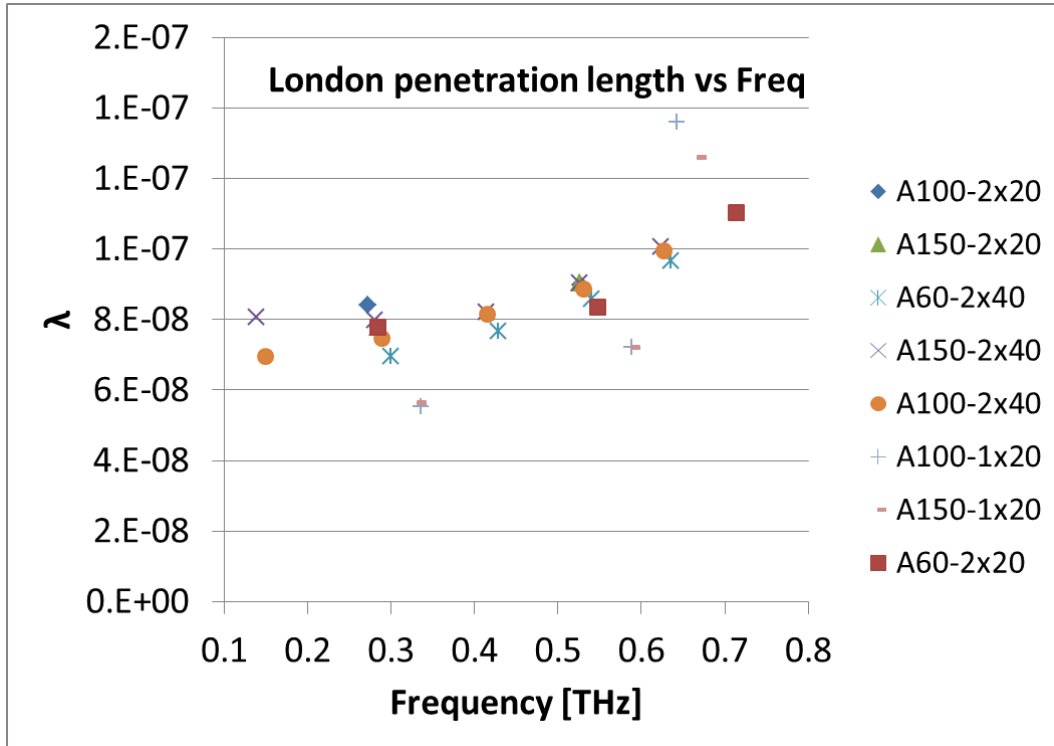


図 5.19: 横軸周波数、縦軸ロンドン侵入長さ λ 。

これより、伝送線路型 STJ は異常表皮効果を考慮した超伝導マイクロストリップラインとみなして設計することができることが分かった。

Chip:SM022-12 素子 : A150-2x40		
周波数 (THz)	位相速度 V_p (m/s)	ロンドン侵入長 λ (m)
0.139	1.11×10^7	8.07×10^8
0.280	1.12×10^7	7.97×10^8
0.413	1.10×10^7	8.22×10^8
0.526	1.05×10^7	9.04×10^8
0.623	9.97×10^6	1.01×10^7

表 5.4: SM022-12 の素子 A150-2x40 の図 5.18 と図 5.19 のデータテーブル。

5.5.3 NEP の導出

周波数特性を調べた chip:SM022-12 A150-2x40 素子について、NEP を求める。バイアス電圧 STJ はにつき 0.5mV で、漏れ電流は 1.63nA であった。共振ピークの周波数 414GHz (比帯域 2.4%)

で、量子効率 $\eta = 0.5$ とする。式 2.17 に代入すると、

$$NEP = \frac{h\nu}{\eta} \sqrt{\frac{2I_{leak}}{e}} = 7.8 \times 10^{-17} (W/\sqrt{Hz}) \quad (5.3)$$

となり、量子効率を 0.5 と仮定した場合、テラヘルツ帯での地上で要求される NEP を満たす。

5.5.4 共振ピークの分裂についての考察

STJ の内部共振と考えられる共振は、ほとんどが共振周波数が少しずれた ($\sim 10\text{GHz}$) 2 つのピークをもつ。これは、STJ を直列に 2 つ接続していることから、それぞれの共振周波数が異なるのだと考えられる。

線幅の縮み

微細加工では、感光性のあるフォトレジストに露光器を使ってフォトマスクのパターンを基板に転写する。その後エッチングなどの行程を経て、基板上にパターンが形成される。サイズが $1\mu\text{m}$ 以上のパターンでは、フォトマスクの公差は問題にならない。アライナーの光学分解能や現像やエッチング、陽極酸化などによる縮みが主要な原因である。STJ の実際の接合面積は、異なる面積の接合の R_n から導出できる。円形の接合で、半径の設計値を r 、縮みを Δr とすると実際の面積は $A = \pi(r - \Delta r)^2$ となる。このような縮みは $0.2\mu\text{m}$ 以下である。これにより伝送線路型 STJ の長さが 2 つの一方で縮んだとすると、 $\ell = 40\mu\text{m} - 0.2\mu\text{m}$ 、式 3.57 から近似すると、0.5% 程度周波数が増加することになる。400GHz の 0.5% は 2GHz で、これはフーリエ変換型分光器の分解能以下なのでこのような分裂は観測されない。

このような大きな分裂は、伝送線路の長さが変わる程度の差ではできない。静電容量が変わらないとすると、高い方の周波数のピークは何らかの要因でインダクタンス G が減少していると考えられる。

5.5.5 STJ の幅 W が細い線路で共振周波数が高くなることについての考察

伝送線路の幅が $1\mu\text{m}$ のものでは、 $2\mu\text{m}$ のものより測定結果で共振周波数が 5% 程度高くなっている ($310\text{GHz} \sim 330\text{GHz}$)。伝送特性が幅 W に依存するかどうかを考えてみる。超伝導マイクロストリップラインから得られる LCRG では次のように書ける。

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{W}{h} K \propto W \quad (5.4)$$

$$L = \frac{\mu_0}{WK} d \propto W^{-1} \quad (5.5)$$

$$G = \frac{W}{R_n A} = W \frac{\sigma}{h} \propto W \quad (5.6)$$

$$R = \frac{\rho}{t} \frac{1}{W} = R_s \frac{1}{W} \propto W^{-1} \quad (5.7)$$

C と G は W に比例しており、 L と R は W に反比例している。共振角周波数は、次のようにかける。

$$\omega^2 = \frac{4\beta^4}{4\beta^2 LC + (LG)^2} \quad (5.8)$$

共振周波数では、 W の項はキャンセルする。フリンジフィールドファクターは LC の項に残るが、伝送線路型 STJ では 1% 未満と非常に小さく、5% ものシフトを説明できない。

これらの効果は、マルチトンネル効果で説明できるかもしれないが、手元にある検出器では、STJ を直列にしていることや、インピーダンス整合線路を長く取っていることなどから、詳しい評価は難しい。これらの効果を解明するためには、マルチトンネル効果を深く研究できるデザイン、時間応答などの測定が必要である。

第6章 結論

6.1 本研究で示した成果

本研究の目的は、ミリ波サブミリ波帯天文観測において、地上観測実験の要請を満たすような低漏れ電流かつ、広帯域、歩留まりの高い検出器を開発することである。これらを満たす検出器として、世界で初めてアンテナ結合伝送線路型 Nb-STJ を提案し、試作、評価を行い設計の条件を確立した。

高感度、高い歩留まりの検出器作製するため、微細加工の作製工程について、国立天文台の SIS ミクサー、理研の X 線検出器などのジョセフソン素子作製条件を精査し、実際に接合を作製して、漏れ電流の最も小さくなる条件を導いた。結果、漏れ電流比 (4.2K の漏れ電流で規格化) で $\sim 10^{-6}$ という世界最高水準の検出器を作製できるようになった。

ミリ波サブミリ波の地上での天体観測に必要な NEP を満たした。量子効率 $\eta = 0.5$ の仮定で、413GHz で $NEP = 7.8 \times 10^{-17} \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ を達成した。また、414GHz で比帯域が 2.4% を達成した。これは、常伝導抵抗 R_N から予測される 1.1% を大きく上回る値で、光助成トンネルでマルチトンネルによる増幅が起こっていると考えられる。

伝送線路型 STJ の伝送速度の測定から、異常表皮効果によるロンドン侵入長の周波数特性を考慮に入れた、超伝導マイクロストリップラインとみなして設計できることを示した。測定したチップで、8 素子すべてが均質な特性を持っていることを示した。この高い歩留まりにより、アレイ化が容易に行うことができるようになる。

6.2 今後の展望

今後は、得られた伝送線路型 STJ のパラメータを元にして、特定のサブミリ波天文実験や宇宙マイクロ波背景放射観測実験に最適化した検出器を試作する必要がある。

また、光助成トンネル過程でマルチトンネル効果による増幅作用を最大限に利用するためには、接合の面積や Al の厚さなどを変えて、最適な条件を見つけることが重要である。共振周波数の分裂や伝送線路幅と共振周波数の関係など単純な伝送線路モデルでは説明できない現象について、解明する必要がある。

さらに、光助成トンネルだけではなく、クーパー対解離型の伝送線路 STJ を試作し、800GHz の連続波観測や超伝導体を Al に変えミリ波帯域での CMB 偏光観測に利用できる検出器の開発を行う。

謝辞

石野宏和准教授には、博士後期課程より新たな研究テーマに取り組む機会を与えていただき、超伝導検出器・高周波検出器の設計や宇宙マイクロ波背景放射偏向観測についてご指導いただき心より感謝いたします。高エネルギー加速器研究機構の羽澄昌史教授には、宇宙マイクロ波背景放射偏向観測という新しい研究を示していただき、また、高エネルギー加速器研究機構で研究する際に、受け入れていただくなど、様々なサポートをいただきました。感謝いたします。

高エネルギー加速器研究機構の吉田光宏准教授には、高周波デバイスの設計など行ったことがない私に、設計の基礎からおつきあいいただきました、また、実験データの読み出し方法など基本的な技術を丁寧に教えていただき、誠に感謝しております。佐藤伸明氏には、クリーンルームの維持管理や装置移設時の条件だしなど、手間がかかる場面をサポートいただき誠に感謝しております。田島治准教授には超伝導検出器の作り方や観測実験の基礎など、解析方法など様々な面で助けていただきました。長谷川氏には、高エネ研で研究を始める際に実験や事務的なことまで幅広く助けていただきました。総合研究大学の渡辺氏には、同じ検出器を作成するものとして議論しあうことができたことは、本当に助けになりました。岡山大の樹林氏、湯浅氏、高エネ研の河野氏には複数の素子を作成いただき本当にお世話になりました。感謝いたします。高エネ研の野口氏には微細加工の基礎や、読み出しのノイズ対策などについて専門的な情報をいただき本当に助けになりました。

低温の実験では高エネ研低温センターの都丸氏、鈴木氏、木村氏、岡村氏、筑波大学の高田氏には希釈冷凍機の運転など多大な時間を割いてサポートいただきました。感謝いたします。

理化学研究所の大谷知行氏には、理化学研究所に受け入れていただき、その後の職の面など攻守にわたって支えていただき、今研究を続けられております。感謝の言葉ありません。佐藤広海氏には、検出器作成、評価方法について本当に基礎の基礎からあらゆることを教えていただきました。有吉誠一郎氏には検出器の測定において何度も時間を割いていただきました。このような研究結果を得られたのはご尽力のたまものです。倉門氏には実験において細やかな技術を教えていただきました。感謝いたします。

国立天文台の野口卓氏には、超伝導検出器の基本的なことから、問題点など基礎から専門的なことまでご教授いただきました。松尾氏には検出器の読み出し方法や実験での運用方法、サイエンスのテーマを示していただき、議論いただきました。関本氏には様々な研究資料をいただき、研究の可能性を示していただきました。宮地氏、藤井氏には国立天文台での微細加工の手順、また基礎を教えていただきました。感謝いたします。

ここにあげ切れておりませんが、たくさんの方に本研究は支えられております。感謝いたします。最後になりましたが、ここまで私を支えてくれた両親と妻の愛理に心より感謝いたします。

関連図書

- [1] 河野孝太郎, "ミリ波サブミリ波天文学への招待", <http://www.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/~kkohno/wiki/index.php?ミリ波サブミリ波天文学への招待>
- [2] J. Zhao and K. Young, "Variability of Sagittarius A*: Flares at 1 millimeter", *Astrophys.J.*, pp.1-13, 2008.
- [3] R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich, *Astro. and Space Science*, Volume 7, Issue 1, 3 (1970).
- [4] M. Harwit and G. Helou, "Far-Infrared / Submillimeter Astronomy from Space Tracking an Evolving Universe and the Emergence of Life A White Paper and Set of Recommendations for The Astronomy & Astrophysics Decadal Survey of 2010," 2010. http://astrophysics.gsfc.nasa.gov/cosmology/spirit/FIR-SIM_Crosscutting_White_Paper.pdf
- [5] Rennan Barkana, "The First Stars in the Universe and Cosmic Reionization", *Science* 18 August 2006: Vol. 313 no. 5789 pp. 931-934
- [6] K. KOHNO, "Millimeter/Submillimeter Studies of High-Redshift Galaxies", www-tap.scphys.kyoto-u.ac.jp/GRB2010/slides/kohno.ppt, kyoto, 2010.
- [7] Andrew W. Blain, Ian Smail, R.J. Ivison, J.-P. Kneib, David T. Frayer, "Submillimeter galaxies", *Physics Reports*, Volume 369, Issue 2, October 2002, Pages 111 - 176
- [8] T. Takeuchi, V. Buat, and D. Burgarella, "The evolution of the ultraviolet and infrared luminosity densities in the universe at $0 < z < 1$ ", *Astronomy and Astrophysics*, vol.20, pp.4?7, 2005.
- [9] "ALMA 実験", <http://alma.mtk.nao.ac.jp/j/>
- [10] B. Hatsukade and K. Kohno, "AzTEC/ASTE 1.1?mm survey of the AKARI Deep Field South: source catalogue and number counts," *Astro-ph*, 2010.
- [11] "ASTE 望遠鏡写真", <http://www.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/~kkohno/ASTE/ASTEpicture2.jpg>
- [12] R.W. Wilson, A.A. Penzias, "Isotropy of Cosmic Background Radiation at 4080 Megahertz", *Science* 156 (3778), 1100-1101 (1967).
- [13] COBE 実験, <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/>
- [14] J.C. Mather *et al.*, *Astrophys. J.* **512**, 511 (1999).
- [15] G.F. Smoot *et al.*, *Astrophys. J.* **396**, L1 (1992).

- [16] <http://map.gsfc.nasa.gov/>
- [17] N. Jarosik *et al.*, *Astrophys. J. Supp.* **170**, 263 (2007); G. Hinshaw *et al.*, *Astrophys. J. Supp.* **180**, 225 (2009); N. Jarosik *et al.*, *Astrophys. J. Supp.* **192**, 14 (2011).
- [18] A.H. Guth, *Phys. Rev.* **D 23**, 347 (1981); K. Sato, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society* **195**, 467 (1981).
- [19] D.H. Lyth, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1861 (1997).
- [20] M. Zaldarriaga and U. Seljak, *Phys. Rev.* **D 55**, 1830 (1997); M. Kamionkowski, A. Kosowsky and A. Stebbins, *Phys. Rev.* **D 55**, 7368 (1997).
- [21] <http://cmb.kek.jp/litebird/>.
- [22] S. Matsushita, H. Matsuo, J. R. Pardo, and S. J. E. Radford, " FTS Measurements of Submillimeter-Wave Atmospheric Opacity at Pampa la Bola II : Supra-Terahertz Windows and Model Fitting" Publications of the Astronomical Society of Japan, v.51, p.603. (1999).
- [23] P. Lerch and A. Zehnder, "Quantum Giaever Detectors: STJ," *Cryogenic Particle Detection*, ed. C. Enss, Springer (2005).
- [24] J.R. Tucker and M.J. Feld
- [25] P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, A. Vayonakis, and J. Zmuidzinas, *Nature* **425**, 817 (2003). *man, Rev. of modern Phys.* **57**, 1055 (1985).
- [26] K. D. Irwin and G. C. Hilton, "Transition-edge sensors," *Cryogenic Particle Detection*, ed. C. Enss, Springer (2005).
- [27] <http://bolo.berkeley.edu/polarbear/>.
- [28] H.K. Onnes, *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*; No. 120b (1911).
- [29] W. Meissner and R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften* **21** (44) 787 - 788 (1933).
- [30] F. London and H. London, *Proc. Roy. Soc.* **A149** (866), 71 (1935).
- [31] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **106** (1), 162-164 (1957); J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108** (5), 1175-1204 (1957).
- [32] I. Giaever, "Energy Gap in Superconductors Measured by Electron Tunneling", *Phys. Rev. Lett.* **5**, 147-148 (1960)
- [33] Josephson, B. D., "Possible new effects in superconductive tunnelling", *Physics Letters* **1**, 251 (1962)
- [34] Anderson, P W; Rowell, J M (1963). "Probable Observation of the Josephson Tunnel Effect", *Phys. Rev. Letters* **10**: 230.

- [35] Vinay Ambegaokar and Alexis Baratoff, "Tunneling Between Superconductors", Phys. Rev. Lett. 10, 486-489 (1963)
- [36] Simmons, J.G. (1963) "Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film", Journal of Applied Physics, Vol. 34, No. 6, pp. 1793-1803, June.
- [37] Hiroyuki SHIBA; "Classical Spins in Superconductors". Progress of Theoretical Physics, Vol. 40, No.3 September 1968
- [38] T. Noguchi, T. Suzuki, and T. Tamura; "Subgap tunneling current at low temperature in Nb/Al-AlN/Nb SIS junctions". 4AEPD-12
- [39] P. Verhoeve, N. Rando, A. Peacock, A. Van Dordrecht, A. Poelaert, A. Division, D. J. Goldie, and O. Instruments, "Superconducting Tunnel Junctions as Photon Counting Detectors in the Infrared to the Ultraviolet," 1997.
- [40] M. Kurakado, "An introduction to superconducting tunnel junction detectors," X Ray Spectrometry, 2000.
- [41] 「超伝導電磁気学」、大沼俊郎著、コロナ社、p114.
- [42] Sheng-Cai SHI and Takashi NOGUCHI, Members; "Low-noise Superconducting Receivers for Millimeter and Submillimeter Wavelengths". IEICE TRANS. ELECTRON., VOL. E810C, NO. 10 OCTOBER 1998
- [43] 「マイクロ波・ミリ波工学」、内藤 喜之、コロナ社
- [44] W.H. Chang, J. Appl. Phys. **50** (12), 8129-8134 (1979).
- [45] D.C. Mattis and J. Bardeen, Phys. Rev. **11** (2), 412-417 (1958).
- [46] V. Belitsky, C. Risacher, M. Pantaleev, and V. Vassilev, "Improving Accuracy of Superconducting Microstrip Line Modelling at Millimetre and Sub-Millimetre Waves," ALMA MEMO #533, 2005.
- [47] Alan W. Kleinsasser, Ronald E. Miller, William H. Mallison; "Dependence of Critical Current Density on Oxygen Exposure in Nb-AlO_x-Nb Tunnel Junction". IEEE Transaction on applied superconductivity, Vol, 5, No. 1, March 1995
- [48] "Fabrication of superconducting direct detectors in submillimeter-wave bands" S Ariyoshi, *et al.* - RIKEN REVIEW, 2002 - riken.jp.
- [49] 名越利之, 西沢誠治, "分光関連機器のメンテナンスと制度要因□. 赤外分光装置の測光制度要因と性能達成," 分光研究, 第 49 卷, 第 2 号, pp. 90-104 (2000).
- [50] A. Kleinsasser, "Nb/AlN/Nb Josephson junctions with high critical current density", IEEE Transactions on, vol.5, no. 2, pp.2318-2321, 1995.

- [51] M. Maezawa, M. Aoyagi, H. Nakagawa, I. Kurosawa, and S. Takada, “Specific capacitance of Nb/AlOx/Nb Josephson junctions with critical current densities in the range of 0.1-18 kA/cm², ” Applied Physics Letters, vol.66, no. 16, p.2134, 1995.
- [52] A. R. Kerr; ”Surface Impedance of Superconductors and Normal Conductors in EM Simulators1”. MMA Memo No. 245, <http://www.mma.nrao.edu/memos/html-memos/mma245/memo245.pdf>, January 7, 1999