

学位請求論文

電子工学科 211

注入制御超伝導リンクの研究

指導教官 岡部洋一助教授

東京大学大学院

工学系研究科電子工学専攻

1 7 9 2 竹内 潔

目次

第1章 序論

- 1-1 本研究の背景と目的 1
- 1-2 本論文の構成 3

第2章 Nb/A1 注入制御リンクの製作プロセス

- 2-1 はじめに 4
- 2-2 Nb/A1 注入制御リンクの製作 5
- 2-3 ギャップ検出器作製方法の検討
 - 2-3-1 窓開けトンネル接合の試作 (I) 8
 - 2-3-2 窓開けトンネル接合の特性 (I) 11
 - 2-3-3 窓開けトンネル接合の試作 (II) 14
 - 2-3-4 窓開けトンネル接合の特性 (II) 18
 - 2-3-5 考察 18
- 2-4 ギャップ検出器つき Nb/A1 注入制御リンクの製作
 - 2-4-1 製作プロセス 21
 - 2-4-2 ギャップ検出器の特性 27
- 2-5 本章のまとめ 29

第3章 Nb/A1 注入制御リンクの特性

- 3-1 はじめに 30
- 3-2 測定方法 30
- 3-3 ストリップ・ライン部の電流-電圧特性
 - 3-3-1 注入を行わないときの特性 33
 - 3-3-2 注入による電流-電圧特性の変調 35
- 3-4 注入によるギャップの変調 42
- 3-5 液体ヘリウム中での不安定性 42
- 3-6 その他の測定結果 42
- 3-7 本章のまとめ 47

第4章 TDGLモデルによる注入制御リンクの解析

- 4-1 はじめに 51
- 4-2 TDGLモデル
 - 4-2-1 解析の基本方程式 51
 - 4-2-2 解析のモデル 53
- 4-3 解析の結果
 - 4-3-1 電位分布 55

4-3-2	臨界電流の変調	5 6
4-4	本章のまとめ	6 3
第5章	準粒子注入モデルによる注入制御リンクの解析	
5-1	はじめに	6 4
5-2	準粒子注入のモデル	
5-2-1	シンプル・ヒーティング・モデル	6 4
5-2-2	T [*] モデル	6 6
5-3	高注入抵抗素子の特性との比較	7 1
5-4	低注入抵抗素子の特性との比較	7 7
5-5	S I S 注入素子の特性との比較	7 9
5-6	本章のまとめ	7 9
第6章	素子性能の検討	
6-1	はじめに	8 2
6-2	素子特性に関する考察	
6-2-1	スイッチング時間について	8 2
6-2-2	注入による加熱	8 3
6-2-3	ホット・スポットの成長	8 4
6-2-4	リセット	8 5
6-2-5	消費電力と発生電圧	8 9
6-2-6	スケーリング	9 0
6-2-7	数値例	9 2
6-3	ホットスポット成長速度の測定	9 2
6-4	本章のまとめ	9 9
第7章	結論	1 0 0
謝辞		1 0 3
参考文献		1 0 4

第 1 章 序 論

1-1 本研究の背景と目的

計算機を高速化するためには、個々の素子の高速化も重要であるが、CPU 周辺の小型・高密度化も不可欠の要件となる。すなわち、CPU 部の大きさは 1 クロック・サイクル内で信号が伝搬し得る程度に小さくしなければならない。例えば、クロックを 1 ns にするためには、この間に信号は光速でも 30 cm しか伝搬せず、CPU 部は一辺 10 cm 程度の立方体に収まる必要がある。このような計算機を実現するには、回路の消費電力を下げなければならず、論理振幅の小さな素子を低温で動作させることが必要である (Van Duzer 1980, Anacker 1979)。ジョセフソン素子を用いた論理回路は、消費電力が極めて小さく、動作速度も速いため、このような条件を満たす素子として研究が進められており、最近では小規模ながらメモリやプロセッサの試作も行われるに至っている (Kotani 1988a, Kotani 1988b, Suzuki 1988)。

一方、ジョセフソン素子とは別に、超伝導を利用した低温動作の三端子素子について様々な提案、研究も行われており (Gallagher 1985)、超伝導ベース・トランジスタ (Frank 1985, Tamura 1985/1986, Gray 1978)、QUITERON (Farris 1983/1984, Hunt 1985, Hatano 1986)、ジョセフソン FET (Clark 1980, Nishino 1985) などはその代表例である。その基本的な目的は、超伝導を利用することにより高速かつ低消費電力であるという性質を保ちながら 2 端子ラッチング素子であるジョセフソン素子の使いにくさから逃れることである。この点において超伝導ベース・トランジスタはかなり有望なデバイスであると考えられるが、作製が困難でまだ実験的な実証はできていない。一方、QUITERON は動作速度の点でジョセフソン素子に劣るうえ、ラッチングの問題も解消されない。また、ジョセフソン FET は通常の超伝導電流の流れない FET と本質的に何も変わったところがなく、特にジョセフソン FET を追求するメリットはないと思われる。このように、現在のところこれらの素子はジョセフソン素子にとってかわるレベルにはない。

本研究で取り上げる注入制御リンクは、超伝導細線に他の導体から電流を注入することによりその超伝導臨界電流を変調するものであり、このような三端子素子の一種であると言える。しかし、この素子は他の素子と比べて、

- 1) 電流利得が実証されている、
- 2) 出力電圧が大きくなる、
- 3) 構造が簡単である、
- 4) 比較的大きな寸法であっても注入量の調整によりブリッジ形ジョセフソン

素子として働かせることができる、

といったユニークな特徴を持っており、高速デバイスとしてばかりでなくむしろ従来のデバイスでは実現しにくいジョセフソン回路と室温の回路の間のバッファリングや、パワー用のスイッチといった応用が考えられる。また、4)の性質からブリッジ形ジョセフソン素子のかわりに使うということも考えられる。

電流注入により超伝導体の臨界電流を変調しようとする考え方は1970年代半ばころにはすでにあったようであり、そのようなことを試みたと言う報告がいくつかなされている (Prans 1974, Hebard 1975) が、まとまった報告を最初にしたのはWongらである (Wong 1976/1977)。彼らはSnのストリップ・ラインに酸化膜をはさんでPb電極から注入を行い、Snの臨界電流を制御し、臨界電流の20分の1程度の注入で臨界電流をゼロまで抑圧した。そして臨界電流を抑圧した状態でシャピロ・ステップを観測し、注入により素子をジョセフソン結合状態に制御出来ることを示した。彼らはこのような素子に対応させてT*モデルに準粒子の拡散効果を付加したモデルについての解析も行っている。ただ理論と実験との比較については、傾向の一致を示しているもののあまり厳密ではない。その後KaplanはPb合金を用いて同様の素子を作製し、Wongらとほぼ同様の特性を確認した (Kaplan 1980)。彼はさらにこの素子の注入部分にNb電極を取り付け、Nb-Pb間の電流-電圧特性の注入による変化を観測しており、そのデータと温度による変化との比較からこの素子の動作が単純な加熱効果によるものであり、Wongらの理論とは一致しないと結論した。ただ、Nb-Pb接合の特性や理論での拡散項の見積に問題があると思われる。このような素子をジョセフソン素子として回路化した報告もあり、KojimaらはPb合金製注入制御リンクによりdc-SQUIDを作製し、基本動作を確認している。なお以上の報告の著者らは、専らこの素子を製作の困難なブリッジ形ジョセフソン素子の代替品として捉えており、スイッチング素子としては考慮していないが、Sakaiら (Sakai 1981) はスイッチングに関しても若干の検討している。また最近ではOkabeらのNbとAuを用いた実験の報告もある (Okabe 1986b, Fukuoka 1987a/b)。

以上のように、注入制御リンクに関してはいくつかの報告があり、その動作は準粒子注入効果によるらしいということ言われている。しかし、いずれの報告もはっきりと動作原理を示すというところまでは行っておらず、それを明らかにするためにはさらに詳しい検討が必要である。また、これをスイッチング素子として使用した場合の性能に関する検討はほとんど行われていない。本研究の目的は、このような注入制御リンクの動作原理と特性について調べ、その応用、特にスイッチング素子としての応用の可能性について指針を与えることである。

1-2 本論文の構成

第2章では、NbとAlとを用いた注入制御リンクの作成方法について説明し、特にこの素子に電流注入領域の超伝導ギャップを直接測定するための検出用トンネル接合を作り付ける方法について詳しく述べる。これに関連して窓開けによるNb/AlO_x/Nbジョセフソン素子の製作についても述べる。

第3章では、作製した素子の臨界電流の変調特性、ギャップの変調特性などの測定結果をまとめて示す。

第4章では、超伝導のオーダーパラメータの運動方程式(TDGL方程式)に基づく素子の変調効果について解析する。

第5章では、準粒子注入に基づく素子の変調効果について解析し、このモデルが実験結果を比較的よく説明することを示す。

第6章では、前章の理論などに基づき素子の動特性について検討する。

第7章は結論である。

第 2 章 Nb / Al 注入制御リンク の製作

2-1 はじめに

注入制御リンクについてはいくつもの発表がなされており、その動作はおそらく準粒子注入によるギャップの減少に基づいているのだろうと言われてきた。しかし、その素子特性の解析のほとんどは、素子の電流-電圧特性 ($I-V$ 特性) と注入電流とを測定し、それらを比較してみるという段階に留まっている。従って、素子の注入による状態の変化は臨界電流の変化という形でしか捕らえられないために理論との比較に困難があり、準粒子注入効果が原因であるという確証が得られているとはいいがたい。そこで本研究では、注入制御リンクの注入部のギャップを直接測定することを大きな目標とした。もし、準粒子注入の理論通りにギャップが臨界電流の変化に伴って減少していれば、それは準粒子注入効果説のはっきりとした裏付けとなるし、そうでなくても、それはそれで興味深い知見となるであろう。ギャップの測定をするには、計りたい部分ともう一つの導体との間のトンネル電流の電圧依存性を測定するトンネル・スペクトロスコピーの手法を用いれば良い。それには走査型トンネル顕微鏡 (STM) のようにプローブを外部から接触させる方法が実現できれば非破壊性、簡便性などの点で最良であろうが、それには He 温度で測定可能な STM が必要となる。本研究ではそのような方法が利用できなかったためトンネル接合を素子と一体で作りつける方法を採用ことにした。

素子の試作を行うに当たり、本研究では、超伝導リンク部の材料として Nb、注入用電極材料として Al を選択した。Nb は、従来用いられていた Pb などの柔らかい超伝導体に比べ、機械的にも湿度にも強く、熱サイクルに耐え、臨界温度も 9.25 K と He の沸点に比べ十分高い。また、Nb 上に Al を堆積して熱酸化することによりほとんど理想的な特性の Nb / AlO_x / Nb トンネル・バリアが高いプロセス再現性で作製されるようになってきており、Nb を使ったジョセフソン・コンピュータの実現がかなり現実的になってきている。Nb がこのようにすぐれた性質を持っていることと、ギャップ測定用トンネル接合を作りつけたいという要求があることが、Nb と、Nb と相性の良い Al を選択した理由である。

本章では、本研究で用いる Nb / Al 注入制御リンクの構造、製作方法について述べる。最初に Nb と Al のストリップ・ラインを交差させた基本的な構造の製作方法について述べる。次にそのような基本素子にギャップ測定用トンネル接

合を作りつける方法として窓開けプロセスによるNb/AIOx/Nbトンネル接合製作について検討し、その問題点について述べる。最後にSNAP (Selective Niobium Anodization Process) によるNb/AIOx/Nb接合を作りつけた素子の製作方法を述べる。

2-2 Nb/AI 注入制御リンクの製作

本節ではギャップ検出用トンネル接合を持たない基本的な素子の製作方法を説明する。この素子は、基本的にはNbのストリップ・ラインにAIのストリップ・ラインを交差させただけの極めて簡単な構造をしている。ただし、交差部分にはトンネル・バリアとして薄い酸化膜をはさんでいる。素子の形状としては二種類のものを製作した。その平面構造と寸法を図2-1 a、bに示す。これらは文献(Fukuoka 1987a/b) で用いられているものと同一である。素子a、bの違いは基本的にはNbストリップ・ラインの長さだけである。製作プロセスの流れを図2-2に示す。以下、各工程を順を追って説明する。

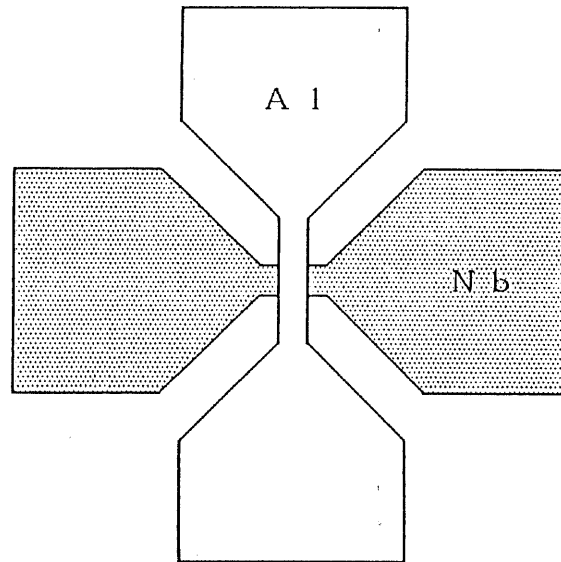
(1) Si基板の熱酸化： 基板として用いるSiウエハを熱酸化し、表面を絶縁化する。この工程は干渉色により着色して以後のエッチング時の目視終点判定を容易にする効果もある。1時間のドライ酸化で約100nmの酸化膜を成長する。基板にSiを用いるのは、機械的強度にすぐれ、入手、加工が容易なためである。

(2) Nbの蒸着： 超伝導リンクを形成するNbを電子ビーム蒸着により70nm堆積する。堆積は圧力 2×10^{-5} Pa程度以下、体積速度0.5nm/s程度で行い、基板は水冷している。Nbは堆積中に容易に残留酸素と結合し、それが臨界温度の減少をもたらすので注意を要する。

(3) Nbのパターニング： ドライ・エッチングを用いたフォトリソグラフィによりNb薄膜をストリップ・ライン状に加工する。フォトレジストにはShIPLEY MP-1400-31 (ポジ) を用い、エッチングは CCl_2F_2 を用いた反応性イオン・エッチング(RIE)により行う。エッチング時のガス圧は3Pa、パワーは50W (チャンバは直径30cm程度) で30~50s程度で削れる。エッチング時のパワーは極力抑えてレジストのダメージを抑えた。レジストの剝離は専用の剝離液により行う。

(4) Nb表面の酸化： 通常NbとAIとの間に熱酸化膜を設けるが、これには特別な工程を用いず大気中での自然酸化により行った。酸化時間は1日の程度である。本当はこのような方法に頼らず、AI堆積前に自然酸化膜をスパッタ・クリーニングにより取り除き、新たにプラズマ酸化(Broom 1980)等の手法によ

a)



b)

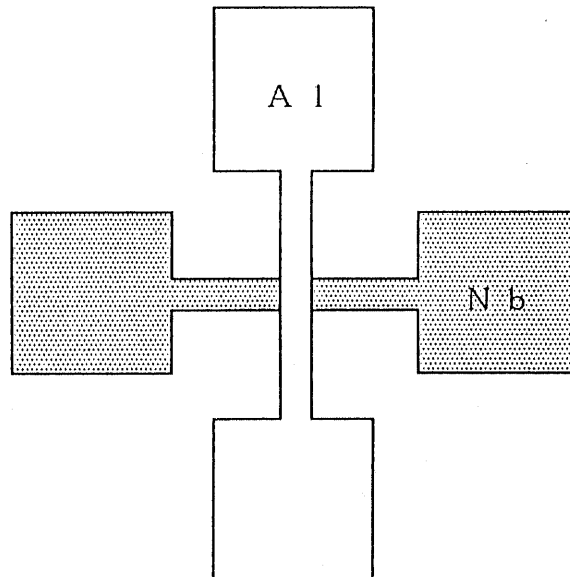


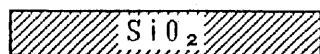
図 2 - 1 ギャップ検出器を持たない N b / A 1 注入制御リンクの構造

a) type - A

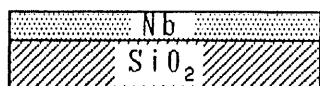
N b の最も細い部分は幅 $2 \sim 3 \mu\text{m}$ 、長さ $7 \mu\text{m}$ であり、その外側は徐々に太くなる。A 1 の幅は $2 \sim 3 \mu\text{m}$ 。

b) type - C

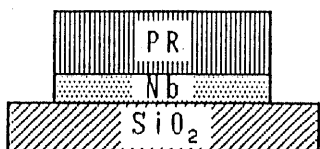
N b は幅 $3.3 \mu\text{m}$ 、長さ $400 \mu\text{m}$ 、A 1 の幅は $3.3 \mu\text{m}$ 。



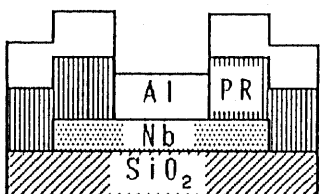
thermal oxidation of Si



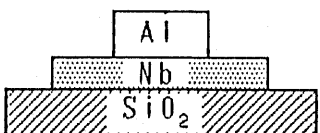
Nb deposition



reactive ion etching



Al deposition



lift-off

図 2-2 ギャップ検出器を持たない Nb / Al 注入制御リンクの製作プロセス

り絶縁膜を形成するのが制御性や再現性の面で望ましい。

(5) リフトオフ・ステンシルの形成: A1のパターニングはリフトオフにより行う。これはA1がドライ・エッチングで削りにくく、ウェット・エッチングでは微細パターンの形成が難しいことによる。ステンシルの形成法は(3)でのエッチング・マスクとまったく同じであり、特にオーバーハングの制御はしていない。

(6) A1の蒸着: A1は、やはり電子ビーム蒸着により170nm堆積する。真空度は 2×10^{-4} Pa、堆積速度は0.5nm/s程度である。場合によってはA1蒸着前にNb表面をArプラズマでスパッタ・エッチングして酸化膜を取り除いた素子も作製した(Ar圧力=1Pa、セルフ・バイアス=200Vdc、15min)。

(7) リフトオフ: リフトオフ・ステンシルであるレジストをアセトンで剝離してA1パターンを形成する。レジストのオーバーハングを制御していないため剝離はあまりスムーズではなく、バリの発生が見られるが、最終プロセスなので実験のうえではあまり問題にならない。しかし、理想的にはやはりステンシルをきちんと形成するべきであろう。

2-3 ギャップ検出器作製方法の検討

2-3-1 窓開けトンネル接合の試作(I)

ギャップを測定するためには、2-2のような素子のNb/A1交差部分のNb側にトンネル接合を作りつけることが必要である。この場合、検出器を上にするにしても下にするにしても素子構造は縦に三つの金属層が積み重なったものとなり、2-2の単純な二層の素子では不要であった配線の層間での絶縁を施す必要が生ずる。また、リンクとなるNbストリップ・ラインは上下二つの電極に挟まれる形となるため、必然的に段差を乗り越えることになる。ところが、ストリップ・ラインの臨界電流をなるべく小さく(20~30mA以下くらいに)抑えたいということ、変調効果が電位効果(Okabe 1986a)によるならばストリップ・ラインの厚さは薄い方が変調が起こり易いと考えられること、などからNbストリップ・ラインの膜厚はなるべく小さめに抑えたいという要請もあり、この段差が問題となる。

三層構造の作製方法としては、第一層形成、絶縁層形成、窓開け、第二層形成、絶縁層形成、窓開け、第三層形成という順に製作を進める方法がもっとも単純である。そこで、この方法によりNb/A1Ox/Nbギャップ検出用トンネル接合単体、すなわち単一のトンネル接合を作製することを試みた。試作したデバイ

スの構造の概念図を図2-3に示す。

バリアとしてNbO_xを用いないのは、Nbには絶縁性の悪い低級酸化物が存在し、上部Nbを堆積するときに酸素の移動によるバリアの劣化が起こり良質の接合が得られないからである (Nakayama 1985)。普通Nb/AlO_x/Nb接合の製作にはSNAPあるいはSNEP (selective niobium anodization/etching process) と呼ばれる方法で行う (Kroger 1981, Gurvitch 1983, Huggins 1985)。これは、Nbの堆積、Alの堆積、Alの酸化、Nbの堆積を真空を破らずに連続して行い、後からこの積層膜を陽極酸化またはエッチングにより加工して接合面を確定する方法である。この方法はバリア層を大気にさらさない点で有利であり、良質なトンネル素子が得られている。一方、窓開け法はPb接合の製作等には一般的に用いられていたが、Nb系ではSNAP/SNEPで良い結果が得られているためあまり試みられていない。

以下、このトンネル接合の製作プロセスを説明する。

(1) Si基板の熱酸化： 前節と同様。

(2) 下部Nbの蒸着： 前節と同様にして100nm蒸着する。ただし超高真空装置により圧力 1×10^{-6} Pa以下で行った。

(3) 下部Nbのパターニング： RIEによりエッチングするが、前節とことなり10PaのCF₄、200Wで行った。あとで述べるが、この条件はパワーの入れ過ぎである。

(4) SiNの堆積： PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) により絶縁膜として窒化シリコンを180nm堆積する。反応ガスはN₂+SiH₄ (4%)、圧力は0.2torr、基板温度は300℃、入力パワーは400Wである。

(5) SiNの窓開け： Nbと同様にフォトリソをマスクとして接合部を決定するための窓開けを行う。エッチングにはCF₄ガスを用い、圧力2.5~5Pa、パワー100Wでエッチングした。この条件で、Nbに対するSiNの選択比は2.5以上が得られる。終点は目視で検出したが、若干オーバー・エッチングになっていると思われる。

(6) 下部Nbのスパッタ・クリーニング： トンネル・バリアの形成に先だって大気中で形成されたNb表面の酸化膜をArスパッタリングにより取り除く。Ar圧力は1Pa、セルフ・バイアスは200Vdcで15分スパッタリングを行う。以後、上部Nbの蒸着完了まで真空を破らずに行う。

(7) Alの蒸着： バリア形成のためのAlを電子ビーム蒸着により堆積する。膜厚は8nm、蒸着レートは0.1nm/s、真空度は 2×10^{-4} Pa程度以下である。

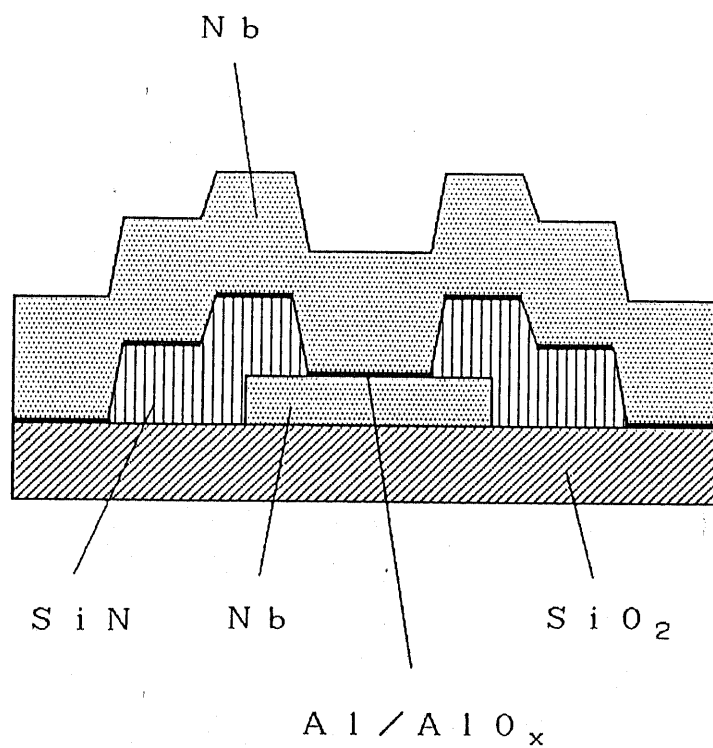


図 2-3 窓開けプロセスによる $\text{Nb}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$ トンネル接合の構造

(8) A1の酸化: 素子を純酸素60Paの雰囲気中に室温で2時間さらして堆積したA1を熱酸化する。

(9) A1の蒸着: AlOx を上部Nb蒸着時に保護するためA1を薄く(2.4nm)蒸着する(このプロセスはその後不要であることが判明した)。

(10) 上部Nbの蒸着: (2)と同様にして350nmのNbを蒸着する。

(11) 上部Nbのパターニング: 下部Nbと同様に CF_4 、5Pa、150Wで行う。

2-3-2 窓開けトンネル接合の特性(I)

2-3-1のようにして製作したNb/ AlOx /Nbトンネル接合の4.2KでのI-V特性を測定した。図2-4aは $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ 、bは $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ の素子の特性である。どちらの場合も、SIS (Super-Insulator-Super) トンネル素子に特有なギャップ電圧 2Δ での電流の急激な立ち上がりが見られ、特にサイズの大きい $30\mu\text{m}$ 角のものでは明瞭である。ギャップ電圧は2.2mV程度とNbの本来の値である2.8mVと比べてかなり小さいが、これはのちにRIE時の温度上昇によるバリアの劣化によるものと判明した(Inoue 1988)。しかし、どちらの素子でもサブギャップ・リーク電流(電圧が 2Δ 以下の電流、理想的には $T=0$ でゼロになる)がかなり大きく、とくにサイズの小さい $10\mu\text{m}$ 角の素子ではギャップ構造が不明瞭になるほどに大きい。

このようなサブギャップ・リークの原因としては、接合面全体の欠陥のほかに、図2-5のような接合の端の部分での構造上の欠陥が考えられる。すなわち、

a) SiN窓の端の壁がなだらかな斜面になっていると、A1を蒸着したときに窓の段の上下でA1つながりが発生することが考えられる。このようにしてつながったA1が酸化されずに残った場合、電圧がかかったときに常伝導電流が接合部分の端からA1の薄い膜を通して流れるため、等価的にSIS接合にSIN (Super-Insulator-Normal) 接合が並列接続された形になる。

b) A1の蒸着源が素子に対して完全に垂直でないために、窓の壁の陰の部分にA1が覆わない部分ができ、結果として超伝導ショートを生ずる。

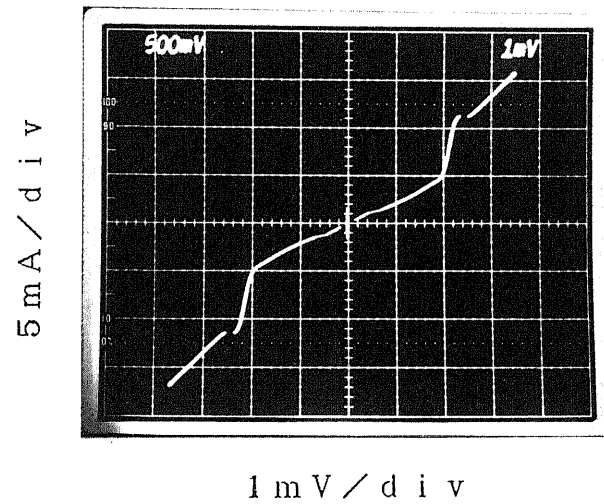
c) 窓開けの時のオーバーエッチが大きい場合、下部Nbに浅い穴があき、その側壁がA1で覆われないためにやはり超伝導ショートを生ずる。

図2-4の特性を見ると、超伝導電流は期待されるよりもむしろ小さめであり、

a) の状況がもっとも可能性が高い。

サブギャップ・リークの原因が接合面自体の品質によるものであるならば、その大きさは素子の面積に比例するはずであり、図2-5のようなことが原因であるならば、サブギャップ・リークは素子の窓の周囲長に比例するはずである。そ

a)



b)

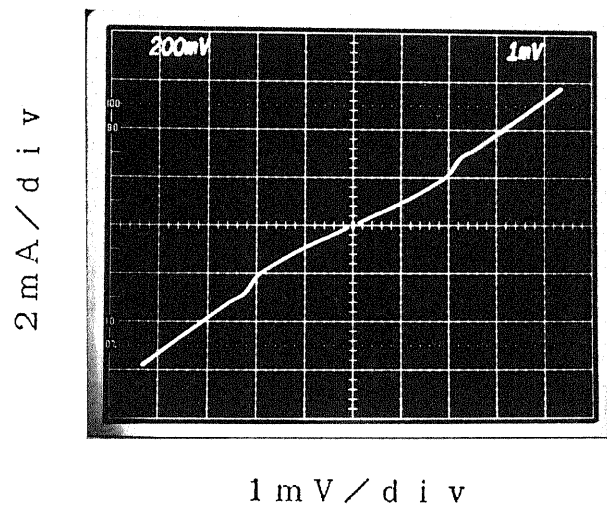


図 2-4 窓開けトンネル接合の電流-電圧特性 (I)

接合寸法: a) $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$

b) $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$

測定温度: 4.2 K

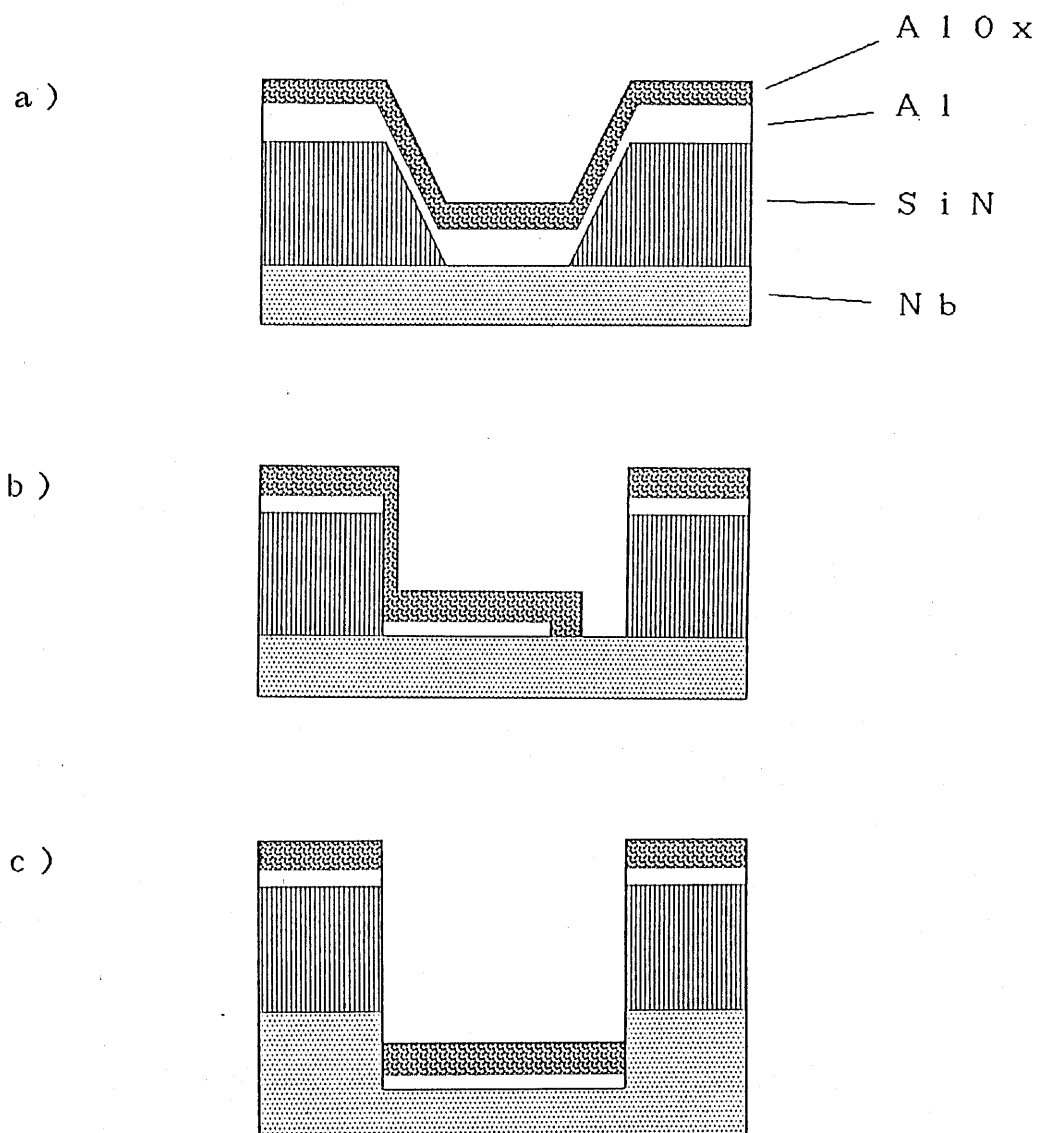


図 2 - 5 窓開けプロセスで予測される構造上の欠陥

- a) Al つながり
- b) 窓端の陰
- c) オーバーエッチ

こで作製した素子のサブギャップ・コンダクタンス G_{sg} の大きさを素子の周囲長に対してプロットしてみた。その結果を図 2-6 に○と●で示す(□についてはあとで述べる)。 G_{sg} は明らかに素子の周囲長に対してリニアであることが分かる。ただし、その直線は原点を通らず、 $G_{sg}=0$ で周囲長 < 0 のところで交差する。このことは次のように考えれば理解できる。常伝導のリーク電流は図 2-7 のように、等価的に周囲から一定距離 r の点線で囲まれた範囲で流れる。すると G_{sg} は、素子の周囲長さを L として、

$$G_{sg} \propto rL + \pi r^2 \quad (2-1)$$

与えられる。従って、 $G_{sg}=0$ に対して $L < 0$ となる。ちなみに図 2-6 より $r \sim 8 \mu m$ と見積られる。

2-3-3 窓開けトンネル接合の試作(II)

2-2-2 での考察より、素子特性を劣化させているのは素子の周囲での A1 つながりである可能性が濃厚である。これは窓の側壁が垂直にならず斜めになっており、そこに A1 が付着してしまうためであると推定される。そこでこれを防ぐために 2-2-1 の工程の一部を変更した。

RIE 時のマスクには最初フォトレジストそのものを用いていたが、レジストのエッジがだれているとエッチング中にレジストが後退して窓のエッジが斜めに削れてしまう原因となる。そこで RIE のマスクとして、 CF_4 による RIE ではほとんどエッチングされない A1 をマスクとして使用することにした。A1 は膜厚 $30 nm$ とし、リフトオフ法によりパターニングを行った。エッチング条件も若干変更し、 CF_4 により圧力 $2.5 Pa$ 、パワー $50 W$ で行った。図 2-8 に、厚さ $360 nm$ の SiN をこの方法でエッチングしたダミー・サンプルの走査電子顕微鏡 (SEM) 写真を示す。 CF_4 ガスによる異方性があまり高くないせいかややパターンのエッジが斜めになっているが、ほぼ垂直とみなして構わないだろう。むしろこのくらい斜めであるほうが超伝導ショートを防ぐためには良いということも考えられる。

上部 Nb の蒸着時に蒸発源が基板に対して垂直になっていないと 2-2-2 で述べたような欠陥の原因となる。そこで、上部 Nb 蒸着時の基板取り付け位置を最適位置に取り付けるよう努力した。ただし、これを行うために $1 \times 10^{-6} Pa$ 程度での蒸着ができる超高真空装置が使えず、上部 Nb の蒸着は $2 \times 10^{-5} Pa$ 程度と一桁悪い真空度で行った。

上で述べたバリアの原料として蒸着する A1 の厚さは後に最適値より厚めであることが分かった (Nakayama 1987, Inoue 1988)。そこで最初に蒸着する A1 膜厚を最適値 $6 nm$ に減らし、酸化後の A1 の蒸着を省略した。

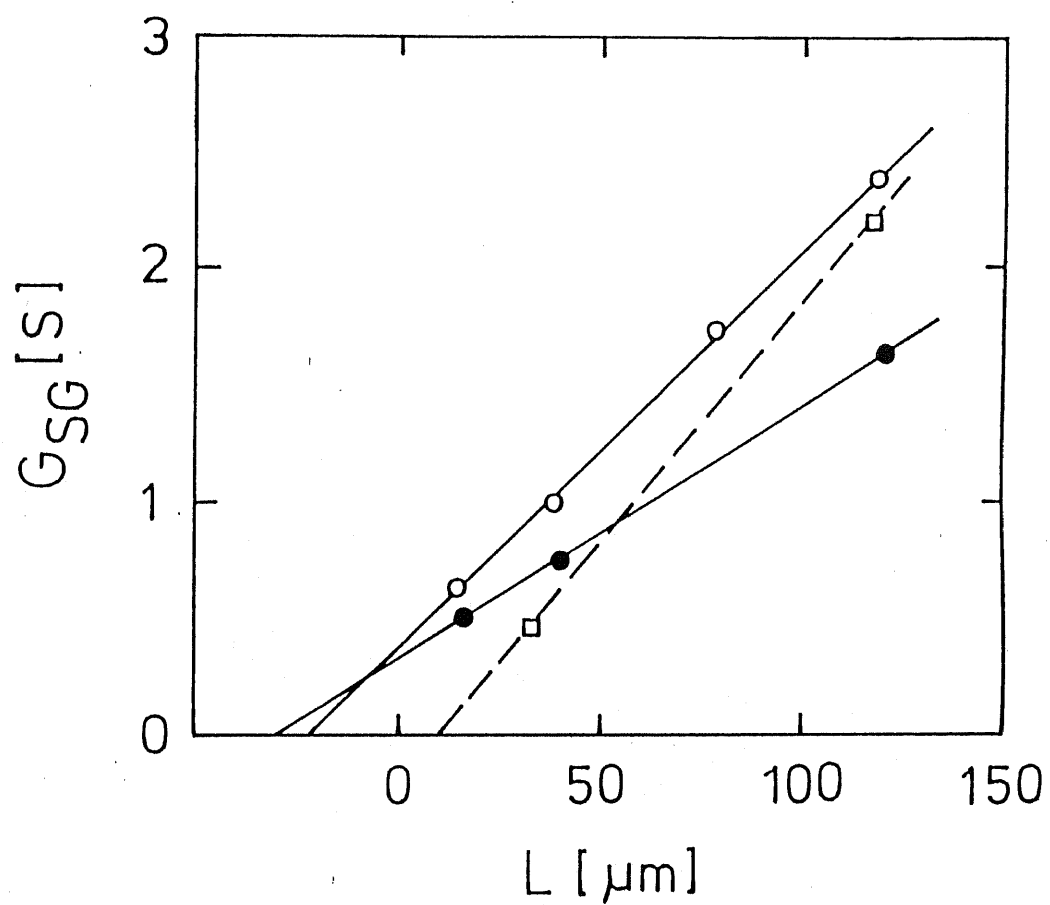


図 2-6 サブギャップ・コンダクタンス G_{sg} の接合周囲長 L 依存性

- 、●：プロセス改良前（2-3-2、3 参照）
 □：プロセス改良後（2-3-4、5 参照）

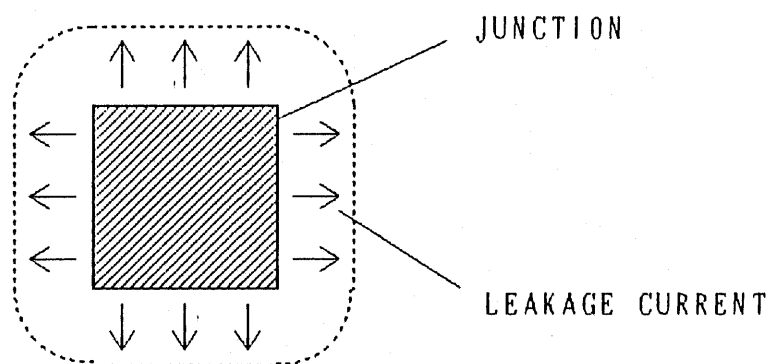


図 2-7 常伝導リークの広がり概念図

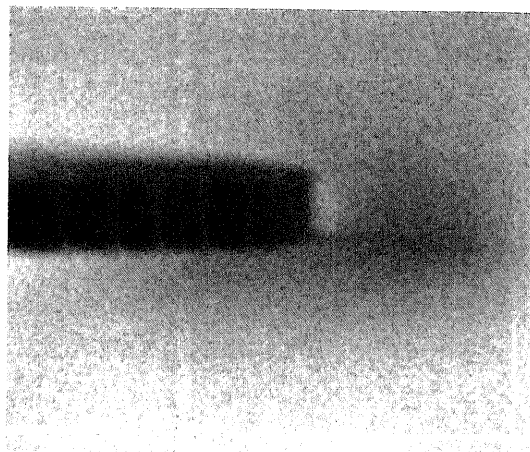


図 2-8 SiN 膜の R I E による断面の S E M 像

膜厚：360nm

これは窓端でのサブギャップ・リークとは直接関係ないが、R I E 時の温度上昇によるバリアの劣化を防ぐため、R I E のパワーをすべて 50 W に抑えた。

2-3-4 窓開けトンネル接合の特性 (II)

以上のようにプロセスを変更して作製した試料の特性を図 2-9 に示す。図 2-4 の特性と比較してかなりの改善が見られる。まず、サブギャップ抵抗 R_{SG} と $V > 2 \Delta$ での常伝導抵抗 R_N との比 R_{SG}/R_N が大きくなり、特に $10 \mu m$ 角のサンプルで著しい。ギャップ電圧は、Nb 成膜時の真空度が悪くなったにも関わらず 2.2 mV から 2.6 mV と増加している。 $V \sim 2 \Delta$ での電流の立ち上がり量はほぼ 2 倍になっている。これらの改善はサブギャップ・リークが抑えられたことと供に、R I E のパワーを落としたことによるバリアの品質の向上と臨界電流密度の増加 (バリア厚の減少) の効果が複合してもたらされたものだといえる。 $30 \mu m$ 角の素子の V_m ($\equiv I_c/G_{SG}$ 、素子の良さを表わす) は 3.9 mV である。図 2-10 は $30 \times 30 \mu m^2$ の接合を 90 個直列に接続したものの特性である。このデータから臨界電流の平均は 8.1 mA、臨界電流の分散 σ は 6.6 % であった。

これらの素子のサブギャップ・コンダクタンスの素子周囲長依存性を図 2-6 に (I) のデータと一緒に \square で示してある。データが二点しかないので断定はしにくいですが、二つの点を結ぶ直線は $G_{SG} = 0$ で原点の右側で交差し、サブギャップ・リークに周囲長の自乗、即ち面積に比例する成分を含んでいるものと考えられる。そして、 $10 \mu m$ 角の素子の G_{SG} は改良前の素子より減少しており、A1 つながり量を減少させるというねらいは一応達成されている。しかし、減少量はせいぜい $1/2$ 程度であって、依然として素子周囲でのリークはかなり残っている。 $30 \mu m$ 角の素子では G_{SG} の絶対値は減少してはいないが、これは R_N の減少により面積に比例したリーク成分が増加したためと考えられる。試みにこの二点が二次曲線

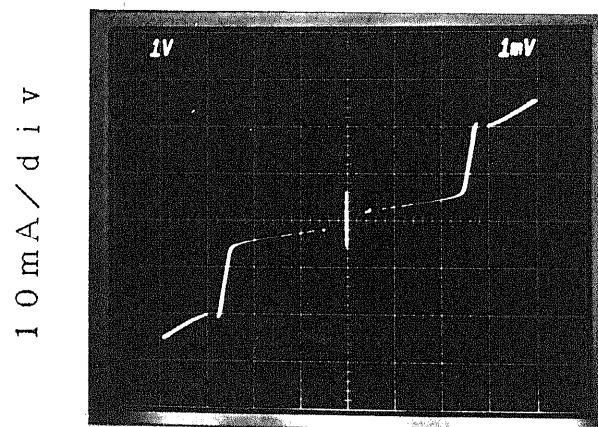
$$G_{SG} = a (L/4)^2 + bL \quad (L: \text{周囲長}) \quad (2-2)$$

にのるとすると、 $a = 9.3 \times 10^{-4} [S/\mu m^2]$ 、 $b = 1.2 \times 10^{-2} [S/\mu m]$ となり、 $30 \mu m$ 角の素子の G_{SG} への窓端の寄与は約 60 パーセントと見積られる。従って、仮に窓端のリークをゼロに抑えられれば、素子の V_m は 10 mV 程度まで上がると考えられる。

2-3-5 考察

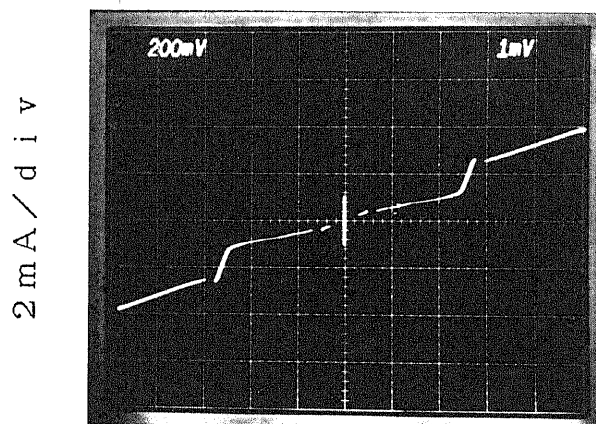
以上のように、窓開けにより作製した Nb/A1Ox/Nb トンネル接合は A1 つながりによる大きなサブギャップ・リークを示し、窓端の垂直度を改善する

a)



1 mV / div

b)



1 mV / div

図 2-9 窓開けトンネル接合の電流-電圧特性 (II)

プロセス改良後

接合寸法: a) $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$

b) $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$

測定温度: 4.2 K

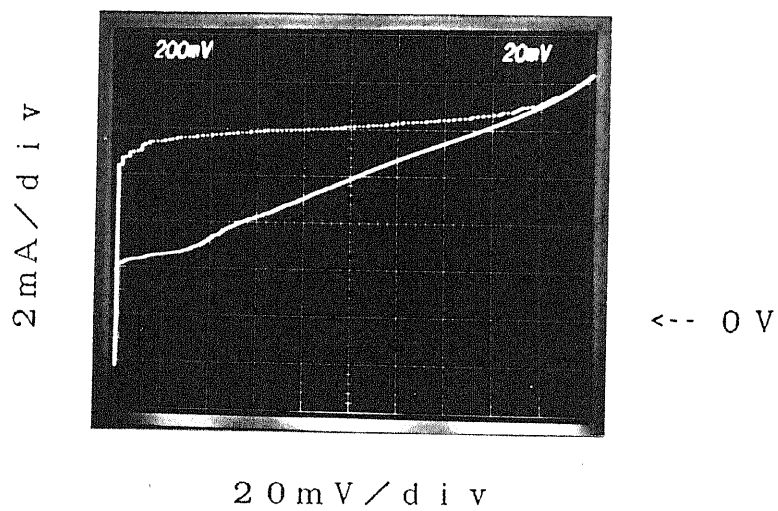


図 2-10 90 個直列接続した窓開けトンネル接合の電流-電圧特性

接合寸法： $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$

測定温度： 4.2K

$\langle I_c \rangle = 8.1\text{mA}$ 、 $\sigma = 6.6\%$

プロセス上の工夫によっても完全には取り除くことが出来なかった。電子ビーム蒸着ではAl膜厚の最適値がスパッタリングにくらべて厚いことも不利な要因となっている。実際にこのようなトンネル素子をギャップ検出器として用いる場合は、段差を減らすため絶縁層の厚さを数10nm程度まで薄くすることが望ましく、その場合Alつながりを防ぐことはますます困難である。ただ、ギャップの測定にはI-V特性上でギャップ構造がはっきりと見えている必要はなく、I-V特性を微分した信号にピークが見えれば十分であり、そう考えれば得られた特性はそれほど悪いものではない。ただ、ギャップ検出器の大きさは2~3μm角とする予定なので、そのとき十分な特性が得られるかは不明である。

以上の結論は、窓開けプロセスが高品質のNb/AlO_x/Nb接合の製作に使えないということではない。このプロセスはSNAP/SNEPより工程数が少なくプロセスが簡単になる。仮に窓の端の形状をうまく制御でき、端に起因するリークを完全に除くことができれば、SNAP/SNEPと比べての欠点はバリアの形成がin-situでないことくらいであるが、図2-9の特性からはin-situでないことが素子特性に決定的なダメージを与えているようにはみえない。実際、Nb、Alの成膜にスパッタリングを用いた場合については同様のプロセスで良好なトンネル接合を得たという報告もある。その理由としては、スパッタリングではバリアとなるAlの最適堆積膜厚が3nm程度と電子ビーム蒸着での最適値6nmと比べて薄く、酸化後に残るAlの厚さがかなり薄いこと第一に考えられる。また、窓端でのAlによるカバレッジも粒子の直進性が低いスパッタリングが有利になると考えられる。

2-4 ギャップ検出器つきNb/Al注入制御リンクの製作

2-4-1 製作プロセス

前節での検討より、窓開け法では、絶縁膜が薄く接合面積の小さなNb/AlO_x/Nb接合を作製するのは困難であると判断した。そこで次に、SNAP法を用いてギャップ検出器を構成する方法を考案した。これはNbが陽極酸化により緻密な絶縁膜を形成する性質を利用し、絶縁層の形成と接合部分の決定とを同時に行うものであり、Nb/AlO_x/Nb接合の製作に標準的に用いられるプロセスである。例えば次のような手順に従う。

- (1) Nb/AlO_x/Nb三層を真空を破らずに連続製膜する。
- (2) 接合となる部分をレジストで覆って残りの部分を陽極酸化する。酸化膜は下側のNbにまで達するようにする。
- (3) 三層をパターニングする。

- (4) 絶縁層を堆積する。
- (5) 接合部分にコンタクト・ホールを開ける。
- (6) 配線用Nbを堆積する。
- (7) 配線のパターニングをする。

このようにして作られる素子の構造を図2-11に示す。接合部分は(3)の陽極酸化により決定され、窓開けのときに起こったようなAlつながりや超伝導ショートは原理的に発生しない。(4)で絶縁層をさらに堆積するのは、陽極酸化の後に下部配線のパターニングをするため、下部配線のエッジを新たに絶縁する必要があるからである。(5)のコンタクト・ホールは、接合領域がすでに陽極酸化により決定されているから、接合からはみだしていても構わない。

以上のようなプロセスをそのままギャップ検出器として用いたとすると、注入により制御されるNbストリップ・ラインは上部配線用のNbと対応する。ところが、図2-11からも分かるようにこのNb層は大きな段差を乗り越えることになり不都合である。これを防ぐためには平坦化プロセスを追加する方法も考えられるが、複雑化を避けて下側の電極をパターニングすることを諦め、基板全面に下部電極を残すことにした。このようにすると、段差は陽極酸化膜のエッジ部分のみとなり、また陽極酸化による段差は比較的なだらかとなるため、ほぼ理想的な構造が実現できる。ただし、全面に下部電極が残り、陽極酸化膜は段差を小さくするために薄めにすることになるので、上下の電極間でのショートの懸念がある。

このような方針で考案したギャップ検出器つきNb/Al注入制御リンクの製作プロセスと構造を図2-12、13に示す。以下、各工程を順に説明する。

- (1) Si基板の熱酸化： 2-2と同じ。
- (2) Nbの蒸着： 検出器を構成する最下層のNbを電子ビーム蒸着により170nm堆積する。蒸着時圧力は 2×10^{-5} Pa、堆積速度は0.5nm/sであり、基板は水冷する。堆積後、次の工程に移る前に2時間Nb膜を冷却し、つぎのAl蒸着のときの相互拡散を防ぐ。以後、(5)のNb蒸着まで真空を破らずに行う。
- (3) Alの蒸着： トンネル・バリアの元となるAlを6nm蒸着する。蒸着時圧力は 2×10^{-5} Pa程度、堆積速度は0.1nm/sである。
- (4) Alの酸化： 素子を130Paの純酸素中で30分間、室温で熱酸化し、トンネル・バリアを形成する。
- (5) Nbの蒸着： 上部Nbを20nm、(2)と同様の条件で蒸着する。この部分は完成時にNbストリップ・ラインの注入部に突起として付属することになる(この厚さだけNbストリップ・ラインの注入部が突出する)ので、厚さを

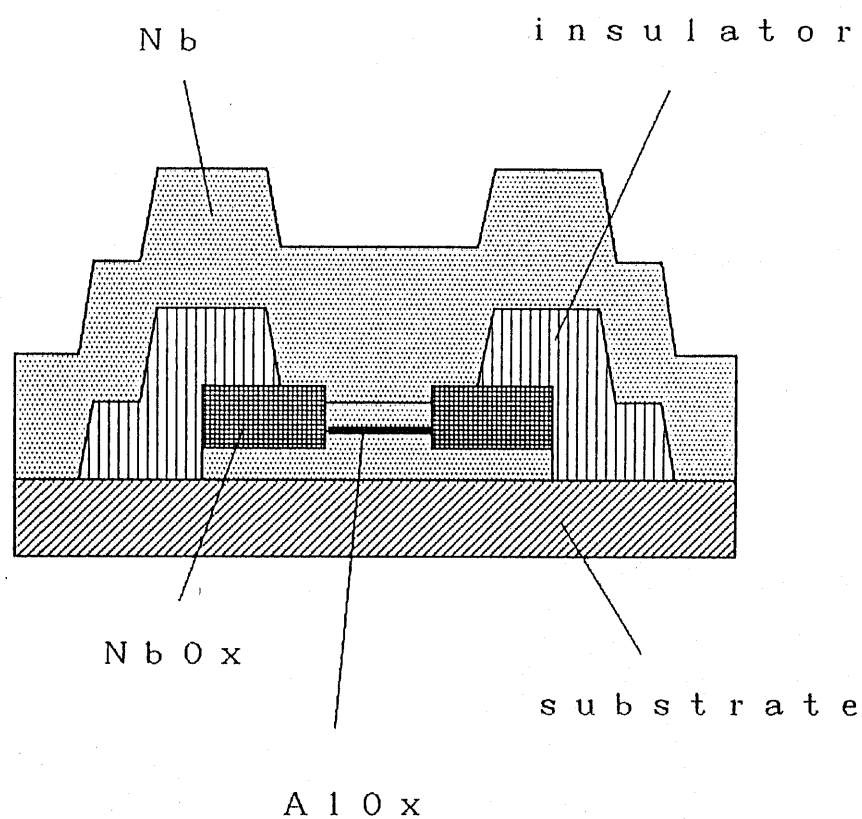
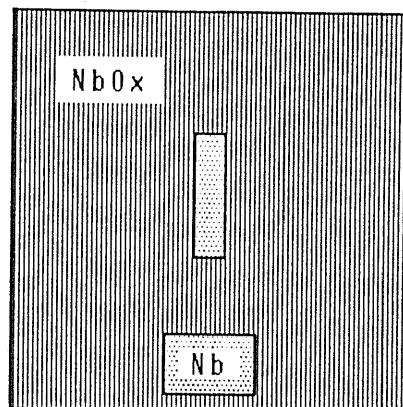
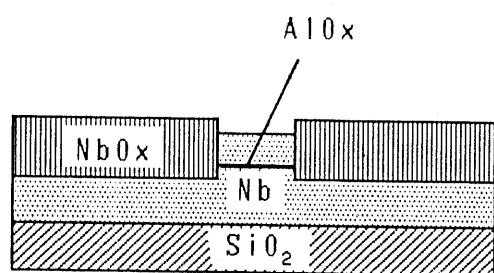


図 2-11 SNAPによるNb/AlOx/Nbトンネル接合の
代表的な構造

a)



b)

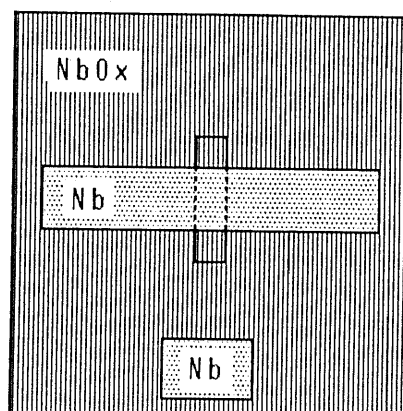
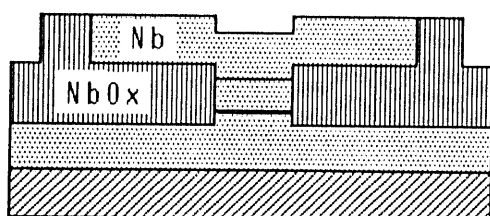


図 2 - 1 2 次頁に続く

c)

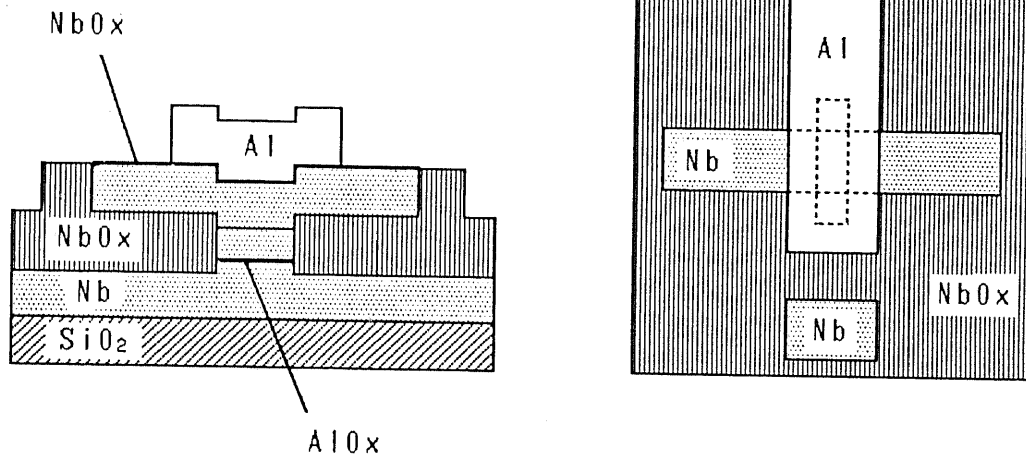


図 2-12 ギャップ検出器つき Nb/Al 注入制御リンクの製作プロセス

- a) (1) Si の熱酸化、(2) Nb の蒸着、(3) Al の蒸着、
 (4) Al の酸化、(5) Nb の蒸着、(6) 選択陽極酸化
 b) (7) スパッタ・クリーニング、(8) Nb の蒸着、(9) 反応性イオン・エッチング、(10) 選択陽極酸化
 c) (11) Nb 表面の酸化、(12) リフトオフ・ステンシルの形成、(13) Al 蒸着、(14) リフトオフ

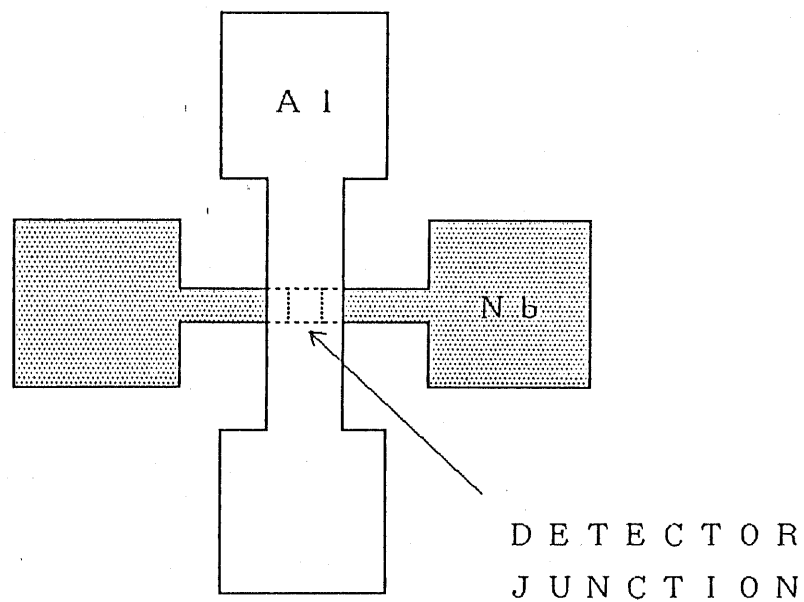


図 2 - 1 3 ギャップ検出器つき Nb / A 1 注入制御リンクの構造

t y p e - B

Nb は幅 $3\mu\text{m}$ 、長さ $30\mu\text{m}$ 、A1 は幅 $6\mu\text{m}$ 、ギャップ
検出器は $3\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$ 。

極めて薄くした。

(6) 陽極酸化 (I) : ギャップ検出用接合部分をレジスト (Shipley MP-140 0-31、ポジ) でおおい、残り全面を陽極酸化する。この陽極酸化ではギャップ検出用接合のNbストリップ・ライン方向の長さのみを決定する。従って、レジスト・パターンはNbラインに垂直な幅 $3\mu\text{m}$ の線状とする。接合の幅は、あとで行なう二回めの陽極酸化でNbラインと一致するように自己整合的に決定する。陽極酸化により消費されるNbと生成される Nb_2O_5 の厚さはほぼ印加電圧により決定され、それぞれ 0.9nm/V 、 2.3nm/V である。良好な特性を得るためには印加電圧 $35\sim 40\text{V}$ が必要であった。 40V の場合、バリア層を越えて 36nm のNbが消費され、 92nm の酸化膜が形成される。従って、段差は 56nm となる。印加電圧はほぼ $0.1\sim 0.2\text{V/s}$ の割合で増加させる。電解液には、ほう酸アンモニウム、エチレンジアミン、水の混合液 (Kroger 1981) を用いた。

(7) スパッタ・クリーニング : 2-3-2の(6)と同様にして大気にさらされたNb表面をArプラズマで取り除く。

(8) Nbの蒸着 : 真空を破らずにストリップ・ラインとなるNbを 70nm 、他と同様の条件で蒸着する。

(9) Nbのパターニング : 2-2の(3)と同様にRIEでNbストリップ・ラインのパターニングをする。パターンは(6)で形成したパターンと交差するようにする。交差部分がギャップ検出用接合となる。

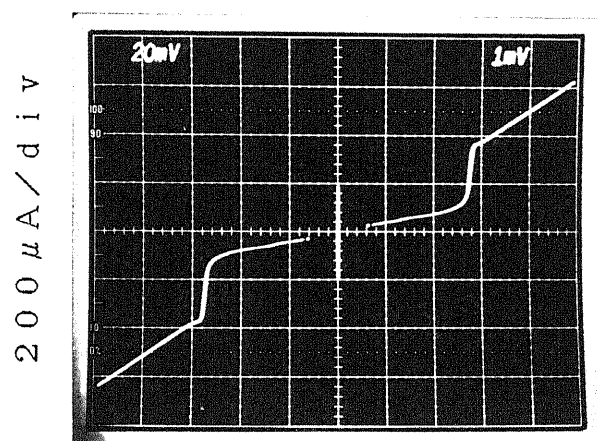
(10) 陽極酸化 (II) : 前工程で用いたレジストを残したまま全面を再び印加電圧 $35\sim 40\text{V}$ まで陽極酸化する。これにより、接合の幅がNbストリップ・ラインと一致するように自己整合的に決定されるとともにNbストリップ・ラインの側壁が絶縁される。

(11) Nb表面の酸化、(12) リフトオフ・ステンシルの形成、(13) Alの蒸着、(14) リフトオフ : これらは2-2の(4)～(7)と全く同じである。

2-4-2 ギャップ検出器の特性

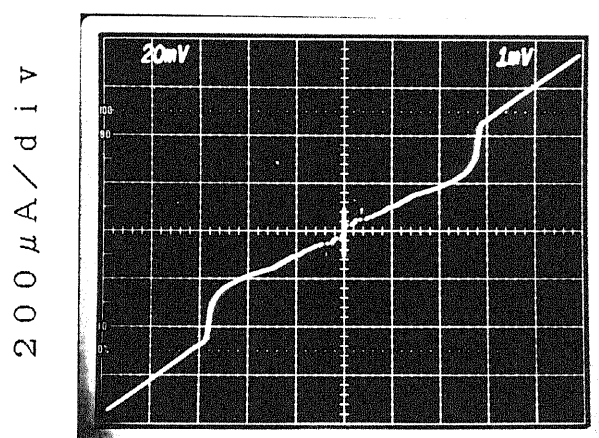
図2-14 a、bにそれぞれ陽極酸化電圧 40V と 35V で作製したギャップ検出器のI-V特性を示す。素子寸法は $3\mu\text{m}\times 3\mu\text{m}$ である。素子寸法が大幅に小さくなっているにも関わらず、サブギャップ・リークに関して図2-9と比べて陽極酸化電圧 35V のもので同等、 40V では $30\mu\text{A}$ 角のものを凌ぐ特性 ($\text{V m}\sim 5\text{mV}$) が得られている。また、ギャップ電圧もほぼ 2.8mV と理想に近い値を示している。当初心配されたトンネル接合両端での電極のショートに関

a)



1 mV / d i v

b)



1 mV / d i v

図 2 - 1 4 S N A P によるギャップ検出器の特性

素子寸法 : $3 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$

陽極酸化電圧 : a) 40 V、b) 35 V

しては、陽極酸化電圧を35 V以上とすればほぼ問題なく、良好な均一性、再現性が得られる。しかし、30 V以下ではトンネル接合的なギャップ構造を示すものが少なく、示しても超伝導リーク的な特性を示した。

2-5 本章のまとめ

本章では、本研究で用いたNb/A1注入制御リンクおよびそれに一体化して取り付けるギャップ検出用Nb/A1Ox/Nbトンネル接合の製作方法について説明した。

1) 注入制御リンク本体の製作は構造が簡単であることから比較的容易であり、蒸着とパターニングを二回ずつ行うことで完成する。

2) ギャップ検出器を取り付ける場合は、Nbリンクが上下二つの接合に挟まれた形となるため層間絶縁とNbリンクの段差の乗り越えが必要になること、一方Nbリンクの膜厚は極力薄くしたいことなどから製作にはある程度工夫を要する。

3) ギャップ検出器の製作方法として、まず窓開けによるNb/A1Ox/Nb接合の製作を試みた。しかし、窓端でのA1つながりによりサブギャップ・リークが大きく、小さい素子ほどギャップ構造が不明瞭となる。窓のエッチング条件を改良し、窓端の垂直度を高める工夫をしたところ素子特性は改善されたが、窓端に起因するリークは完全には取り除けなかった。実際にギャップ検出器として用いるためには絶縁層をさらに薄くし、接合面積を微少化する必要があることから、この方法では十分な特性が得られないと判断した。

4) SNAPにより作製したギャップ検出器と注入制御リンクを一体で製作するプロセスを考案した。この方法では、ギャップ検出器はNbリンクに対し自己整合的に形成されるため微少寸法の素子を製作できる。またNbリンクが乗り越える段差は比較的なだらかな選択陽極酸化膜の端だけであり、段差の問題を小さくすることが出来る。この方法により作製した3 μ m角のNb/A1Ox/Nb接合は窓開けで製作した30 μ m角の素子と比べても良好な特性を示した。

第 3 章 Nb / A 1 注入制御リンク の特性

3 - 1 はじめに

本章では、前章で説明したプロセスを用いて試作した素子の特性、特に静特性について述べる。まず、素子の電流－電圧特性（ $I - V$ 特性）の素子寸法依存性、素子の基本的な動作である臨界電流等の変調について述べ、つぎにギャップ測定の結果を示す。また、Nbの臨界電流の温度依存性、Nbのギャップの温度依存性といった後の解析の基礎データを示す。このほか、ギャップ検出器を用いたギャップの輸送電流による変化の測定についても説明する。

3 - 2 測定方法

測定する素子は、通常ストリップ・ラインの両端と注入端子の三端子、ギャップ検出器も含めれば四端子の素子であるが、それぞれの端子毎に電流、電圧用のパッドを設けてあり、最大八本のリード線を引き出してクライオスタットに取り付ける。測定温度で常伝導体であるA1用の電流パッドと電圧パッドは、A1線での電圧降下の影響がでないよう接合をはさんで互いに反対側に配置する必要がある。リード線の素子との接続は、フォルマル線をインジウムの小さなかたまりを用いてパッドに圧着することにより行った。測定時は、ストリップ・ラインの一方の端を常に接地端子として用いる。ストリップ・ラインの両端、注入接合の両端、またはギャップ検出用接合の両端の電流－電圧（ $I - V$ ）特性を測定するには、二つの端子（そのうち一方は先に述べた接地端子である）の電流端子間に 100Ω 程度の抵抗と低周波交流発信器を直列接続したものを電源として接続し、電圧端子間の電圧と抵抗の両端の電圧（素子に流れる電流に対応）を作動入力オシロスコープの $x - y$ 入力とすることで行う。注入を行いながら $I - V$ 特性を測る場合は、上記の他に注入端子に高出力インピーダンスの定電流源を接続して行う（図3 - 1）。

ギャップ電圧を決定するためにギャップ検出用接合 $I - V$ 特性をさらに詳しく調べたい場合には、図3 - 2のような回路で接合の $I - V$ 特性の微分（ dV/dI 対 V ）を測定する。すなわち、疑似直流バイアス電流に微少な交流電流を重ねあわせ、出力される dV/dI に比例した微少交流電圧値をロックイン・アンプで取り出し、直流バイアス電圧 V とともに $x - y$ プロッタで記録する。

以下、測定は特に断わらない限り4.2 Kの液体Heと接触したガス雰囲気

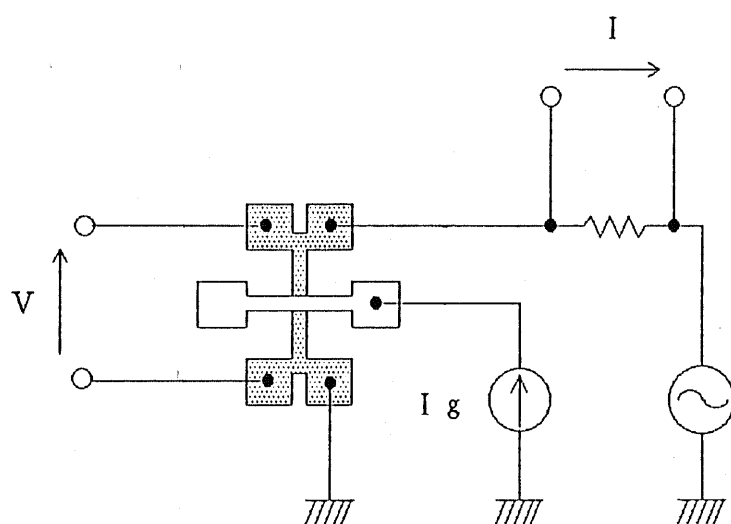


图 3 - 1 電流 - 電圧特性測定回路

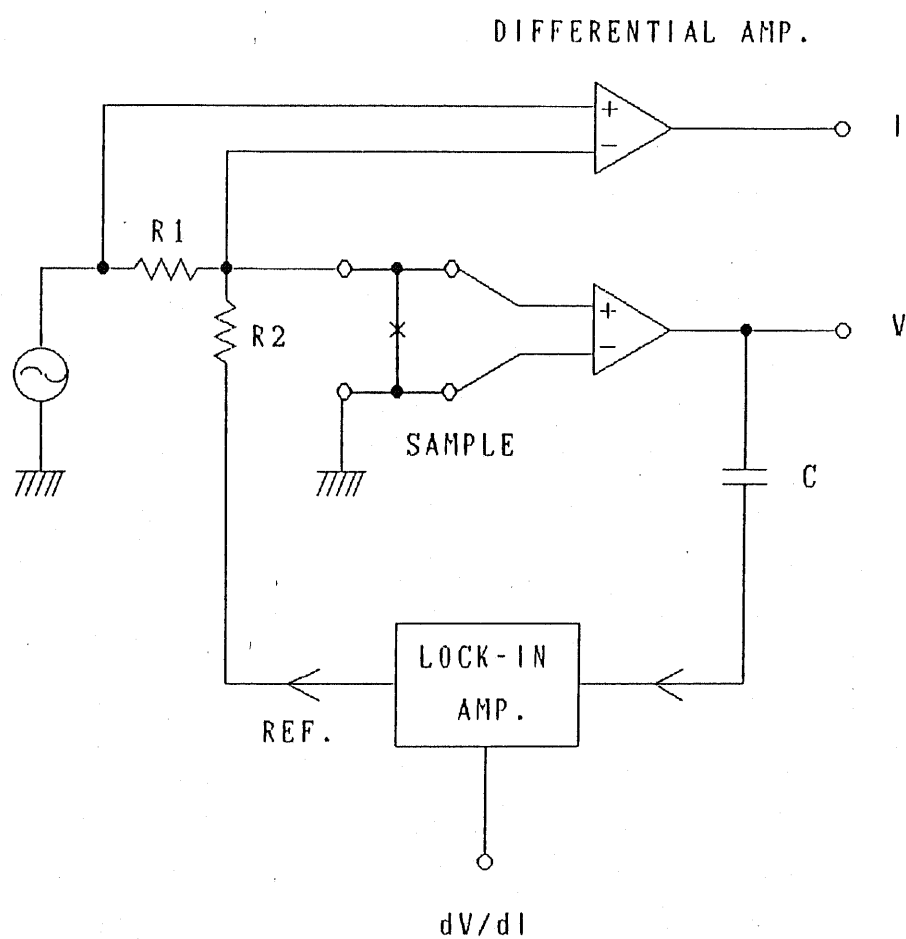


图 3 - 2 微分抵抗测定回路

行っている。従って測定温度は4.2 Kより若干高く4.7 K程度である。

3-3 ストリップ・ライン部の電流-電圧特性

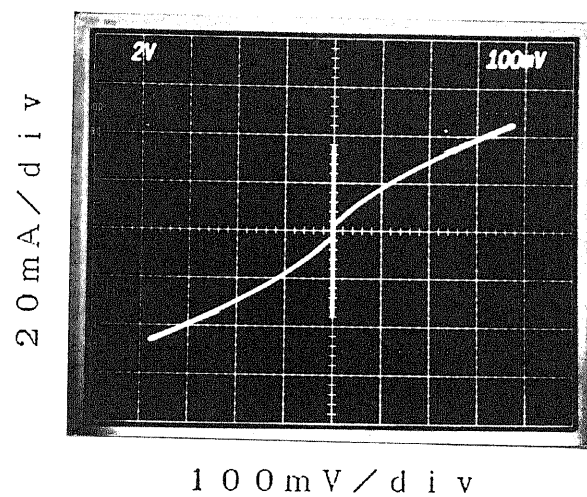
3-3-1 注入を行わないときの特性

本研究では、注入制御リンクの平面形状について、Nb ストリップ・ラインの幅が細く一定になっている部分の長さが短い順に図2-1 a ($7\ \mu\text{m}$)、図2-1 b ($30\ \mu\text{m}$)、図2-1 c ($400\ \mu\text{m}$) に示される三種類の素子について測定している。今後これらを type-A、B、C と呼ぶことにする。

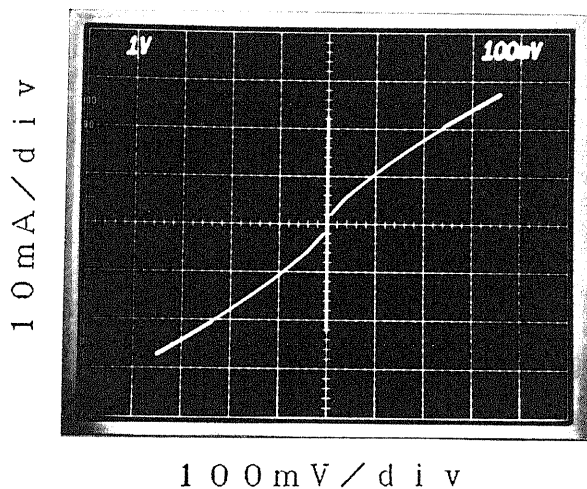
これら三種類の素子の Nb ストリップ・ライン両端での代表的な I-V 特性を図3-3 に示す。素子ごとにストリップ・ラインの長さが違うが、ストリップ・ラインの幅 ($\sim 3\ \mu\text{m}$) と膜厚 ($70\ \text{nm}$) は各素子共通である。各素子の常伝導状態での抵抗値はかなり異なっているが、いずれの素子でも数十 mA の臨界電流が見られ、強いヒステリシスを示すという点は共通している。このヒステリシスは次のようにして起こっているものと考えられる (Skocpol 1974)。すなわち、バイアス電流を増していってその値が Nb ストリップ・ラインの臨界電流を越えると Nb は常伝導状態にスイッチする。するとそれまでゼロだった抵抗が有限値となるためにジュール熱が発生し、それがストリップ・ライン自身を加熱する。その後バイアスを最初の臨界電流以下に減らしても、発熱によりストリップ・ラインの温度は最初の温度より高くなっていて臨界電流が減少した状態にあるため、ストリップ・ラインは超伝導状態に戻ることができない。バイアスをさらに減らして、(発熱時の臨界電流) > (バイアス電流) の条件を満たすようになってはじめてストリップ・ラインは超伝導状態に戻る。なお、注入電極を取り付ける前の Nb ストリップ・ラインのみのサンプルでも以上の特性に大きな違いは見られなかった。これは膜厚が Nb のコヒーレンス長と比べてかなり長く、近接効果の影響が少ないためと理解できる (付記：文献 (Fukuoka 1987b) では Nb 上に Au を蒸着することにより Nb の臨界電流が大幅に減少したと報告しているが、これも近接効果ではなく Nb と Au との相互拡散によるのではないかと思われる)。

以上の考察より、素子の常伝導抵抗は発熱により常伝導転移するストリップ・ラインの長さに比例すると考えられる。図3-3 での常伝導抵抗を比較してみると、type-A は約 $6\ \Omega$ 、type-B は $8\ \Omega$ 、type-C は $250\ \Omega$ である。一方、もっとも長い (すなわち、確からしい) type-C の素子が示す単位長さあたりの抵抗 $250\ \Omega / 400\ \mu\text{m}$ が正しいとすれば、長さから考えて type-A は $4.4\ \Omega$ 、type-B は $19\ \Omega$ となるはずである。type-A では実際の抵抗は予想より若干大きい。これは、type-A 素子のバンク部 (

a) type-A
(sample A13)



b) type-B



c) type-C
(sample C13)

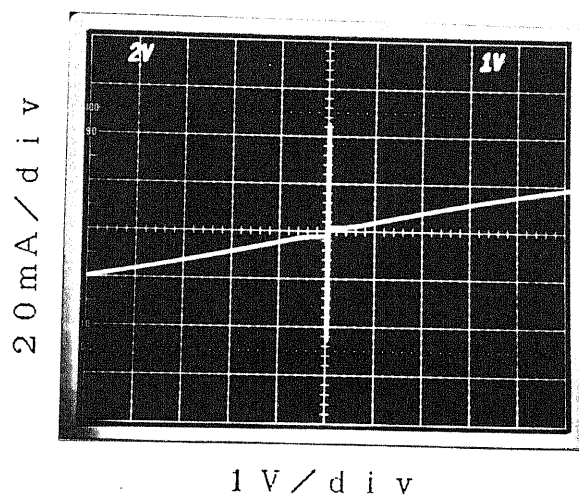


図 3 - 3 注入がないときの注入制御リンクの電流 - 電圧特性例

パターン幅が十分広く、そこから先はほぼ熱平衡からずれないと考えられる部分)とストリップ・ラインとの境界でパターンが徐々に広がる構造になっているため、常伝導領域がバンクの中にまで広がってしまっているためと考えれば説明がつく。一方、type-Bの常伝導抵抗は予想の半分程度とかなり小さい。これは、他の素子のNbストリップ・ラインがSiO₂上に形成されているのに対し、type-BではNb₂O₅上に乗っているための膜質の違いによるものではないかと考えている。

3-3-2 注入による電流-電圧特性の変調

図3-4にtype-Aの素子(sample A22)の臨界電流の注入電流依存性を、図3-5に同じ素子のI-V特性を示す。臨界電流は注入なしで32mAであるが、1mA程度の注入によりゼロになり、非常に大きな電流利得が容易に得られる。図3-4では見にくいだが、特性は $I_c = 0$ の軸に対して上下対称ではなく注入をするにつれて注入電流の半分程度だけ片側にシフトしていく(図3-5参照)。これは注入電流がバイアス電流に重ね合わされた結果である。注入により臨界電流がゼロになる少し手前では、図3-5bのように素子のヒステリシスがなくなり、ブリッジ型ジョセフソン接合とよく似た特性を示す。このとき、素子に10GHz程度のマイクロ波を照射すると、図3-5cのようにシャピロ・ステップ(Shapiro steps)が観測される(図では5次のステップまで見えている)。このことは、素子がこのときジョセフソン結合(超伝導電流が素子両端の位相差 θ の周期関数、理想的には $\sin \theta$ に比例する)をしていることを示している。ヒステリシスが残っている状態ではシャピロ・ステップは観測されない。

素子の常伝導抵抗は、注入を行わない状態では約8Ωある(図3-3a)が、注入を行っていくと原点付近での抵抗は減少していき、図3-5bの状態では0.4Ωにまで低下している。これは、臨界電流が大きい時にはバイアスが臨界電流を越えた時点でジュール発熱が大きいいためストリップ・ライン全体が常伝導転移してしまうのに対し、臨界電流が小さくなると常伝導転移時の発熱がそれだけ小さくなるためにジュール発熱による常伝導領域(ホット・スポットと呼ぶ)が拡大せず、注入電極直下に留まるようになるためであると解釈される。

図3-6は、I-V特性中のストリップ・ラインが常伝導状態から超伝導状態に戻る部分を示したものである(sample A12、この素子は臨界電流の変調を起こさない)。左から注入電流 $I_g = 0, 2, 4, \dots, 14$ および15[mA]と注入電流を変化させている。電圧状態から超伝導状態への電圧の跳びが注入の増加に伴って二段階に分離していくのがわかる。そして、一方の跳びの起こる電流値は一定であるが、もう一方は注入電流分だけシフトしていく。すなわち、跳び

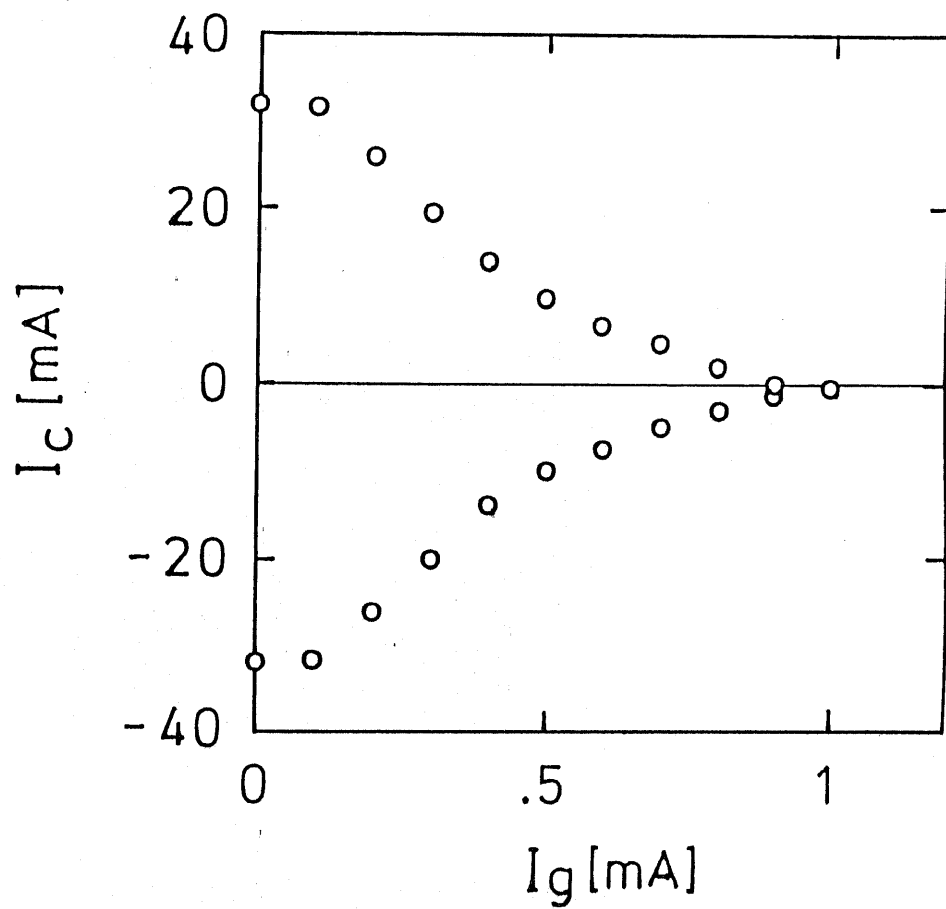
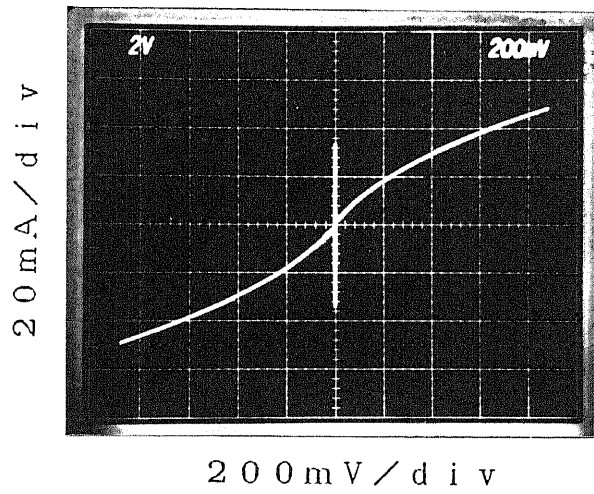


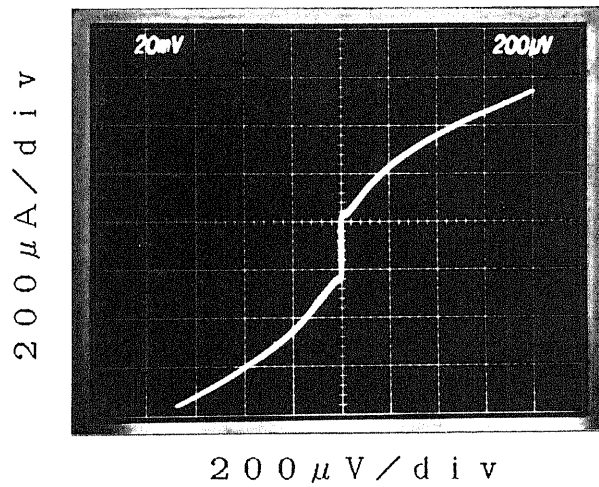
図 3-4 注入制御リンクの臨界電流 I_c の注入電流 I_g 依存性 (sample A22)

a)



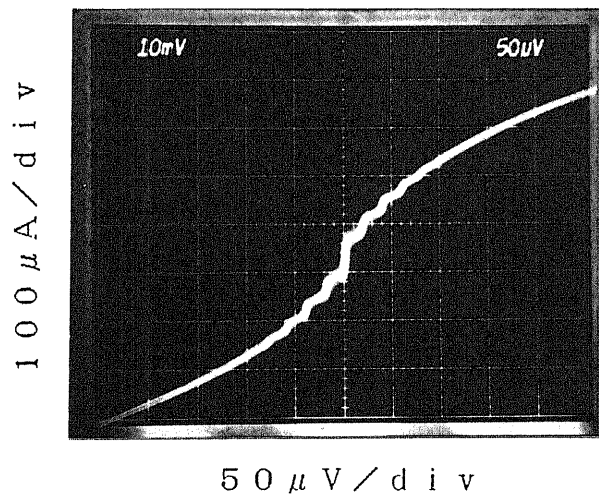
$I_g = 0 \text{ mA}$

b)



$I_g = 1.0 \text{ mA}$

c)



$I_g = 0.97 \text{ mA}$
with rf
(10 GHz)

図 3-5 注入による注入制御リンクの電流-電圧特性の変化
(sample A22)

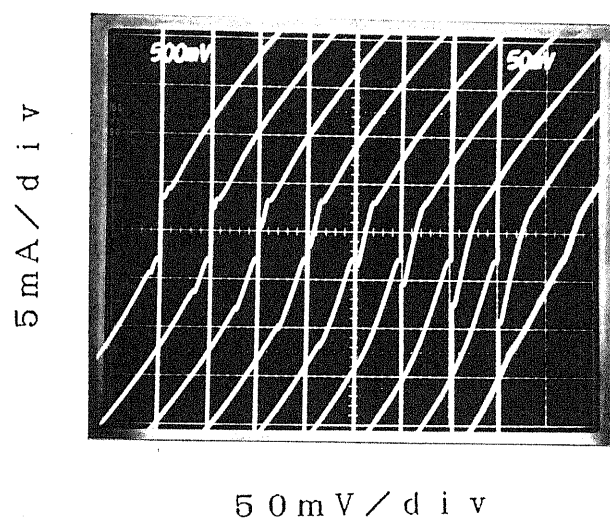


図 3-6 常伝導-超伝導転移のおこるバイアス電流値の注入による変化 (sample A12)

注入電流 I_g は左から 0, 2, 4, ..., 14, 15 [mA]
電流軸はそれぞれ 1 目盛りずつシフトしてある。

の起こるときのパイアス電流 I_b は、 I_{b0} をある定数として、

$$|I_b| = I_{b0} \quad (3-1a)$$

または

$$|I_b + I_g| = I_{b0} \quad (3-1b)$$

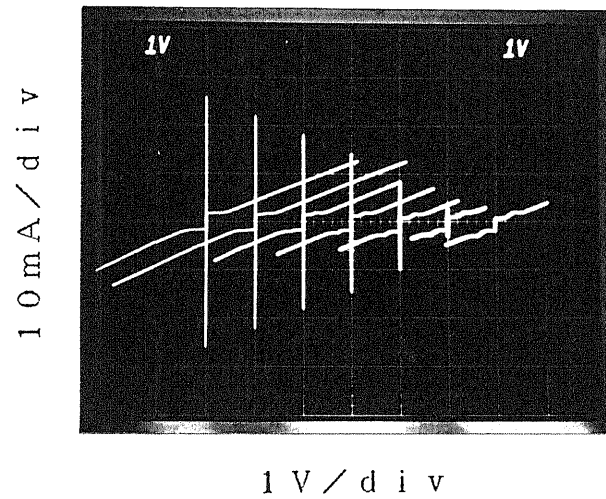
で与えられる。このようになるのは単にパイアス電流に注入電流が重ね合わさった結果であり、図 3-1 の測定方法を考えれば当然のことである。すなわち、図 3-1 でストリップ・ラインの上側のブランチにはパイアス電流 I_b そのものが、下側のブランチには $I_b + I_g$ が流れるが、そのブランチが超伝導状態に戻る条件は、ストリップ・ラインが自己発熱により常伝導状態を維持出来る最小パイアス電流を I_{b0} として式 (3-1) で与えられる。

このようなストリップ・ラインの常伝導状態から超伝導状態への転移による電圧の跳びは、ストリップ・ラインの長さが長い *type-C* の素子では極めて大きい。それを素子自体の超伝導状態への転移であると見誤る可能性がある。*type-C* と同じマスク・パターンを用いている文献 (Okabe 1986b) では、実際そのような誤りを犯しているのでここで指摘しておく。図 3-7 は、*type-C* の素子 (sample C11) の $I-V$ 特性の注入による変化を示したものである。図 3-7 a の右端の $I-V$ 曲線は注入電流が 1.2 mA のときの特性であるが、一見まだ臨界電流はゼロになっていないように見える。しかし、電圧のレンジを小さくして原点付近を拡大してみると、図 3-7 b のようにこのときにはすでに $I_c = 0$ となっているのである。

測定を行った素子の基本特性を表 3-1 にまとめておく。表より、素子の注入接合の抵抗が素子タイプによってかなり異なっていることがわかるが、これは製作ロットが異なるためであり、意図的なものではない。特にギャップ検出器をつけた *type-B* の素子で抵抗が高いが、これは二回めの陽極酸化工程で Nb ストリップ・ラインをおおったレジストの下に電解液がまわりこみ、Nb と Al の間にかかなり厚い絶縁層が形成されたためである。しかし、結果的に異なる注入抵抗の素子が得られている。注入接合の $I-V$ 特性は抵抗の低い素子ではほぼ線形であるが、抵抗の高い sample B11 と B12 では非線形である。

表 3-1 のデータで注目すべきなのは、臨界電流をゼロにするのに要する注入パワーを素子面積で割った値 (P_c/WL) が、注入抵抗が大幅に異なる (単位面積あたりの抵抗がロット B10 で $40 \text{ k}\Omega \text{ cm}^2$ 、ロット A20 で $40 \Omega \text{ cm}^2$) にも関わらずほぼ一定になることである。極端な場合として、Al 蒸着前に Nb の自然酸化膜を取り除いた素子 A11 ~ A13 (注入抵抗はゼロと考えられる) では臨界電流の変調は全く観測されない。これは、注入によりパワーが入らないためであると考えられる。

a)



b)

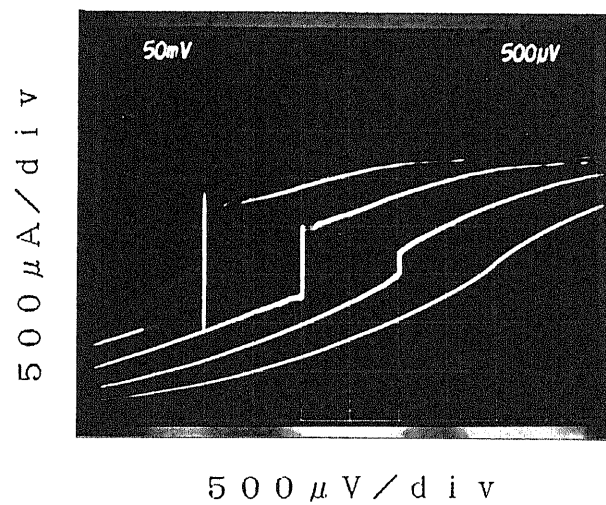


図 3-7 type-C 素子 (sample C11) の電流-電圧特性の注入による変化

a) 注入電流 $I_g = 0, 0.2, 0.4, \dots, 1.2$ [mA]

b) 注入電流 $I_g = 1.10, 1.13, 1.16, 1.19$ [mA]

電流軸は曲線ごとにシフトしてある。

表 3 - 1 素子の基本特性

W : Nb ストリップ・ラインの幅
 L : 注入部の長さ (Al ストリップ・ラインの幅)
 T_b : 測定を行った温度
 I_c : Nb ストリップ・ラインの臨界電流
 V_{gc} : 臨界電流をゼロにするのに要する注入電圧
 I_{gc} : 臨界電流をゼロにするのに要する注入電流
 R_N : Nb ストリップ・ラインの常伝導抵抗
 P_c : $= I_{gc} \times V_{gc}$

- + 注入接合に絶縁膜なし
 * ギャップ検出器つき
 ** SIS 接合 (ギャップ検出器) より注入

() で囲まれた数値は名目値である。

サンプル名の一桁めはサンプルのタイプ、二桁めはロットを表す。

SAMPLE NAME	$W \times L$ [um*um]		T_b [K]	I_c [mA]	V_{gc} [mV]	I_{gc} [mA]	R_N [ohm]	P_c/WL [uW/um ²]
A11 ⁺	(3)	(3)	4.2	36.	-	-	5.	-
A12 ⁺	(2)	(2)	4.2	16.4	-	-	7.	-
A13 ⁺	(2)	(2)	4.2	18.2	-	-	6.	-
A21	4.2	3.7	4.2 ⁺	44.5	10.5	2.1	7.	1.4
A22	2.1	2.8	4.2 ⁺	37.	9.1	1.0	9.	1.5
A23	2.0	2.7	4.2 ⁺	27.5	9.6	1.2	8.	2.1
B11 [*]	3.2	6.5	4.2 ⁺	30.	308.	0.14	8.3	2.1
B12 [*]	3.2	6.5	4.2 ⁺	11.8	312.	0.12	8.3	1.8
B21 ^{**}	3.2	(2)	6.2	10.2	9.4	1.14	20.	1.7
C11	3.3	3.3	4.2 ⁺	26.	?	1.19	250.	?
C12	3.3	3.3	4.2 ⁺	42.	?	0.75	260.	?
C13	3.3	3.3	4.2 ⁺	48.	?	0.75	250.	?

3-4 注入によるギャップの変調

サンプル B 1 1、B 1 2 を用いて、注入による臨界電流 I_c の変調とギャップの変調とを同一の素子について測定することが出来た。その結果の例を図 3-8 に示す。臨界電流は $140\ \mu\text{A}$ の注入によりゼロになるが、それと同じ注入により Nb のギャップもほぼゼロになっていることがわかる。ここで、図 3-8 b の $I-V$ 特性に見られる電流の立ち上がりの電圧 (= ギャップ電圧) は、ストリップ・ラインの Nb のギャップ電圧とギャップ検出器側の Nb のギャップ電圧の和であることに注意を要する。すなわち、ギャップ電圧が注入がないときのほぼ 2 分の 1 になっている注入電流 $120\ \mu\text{A}$ の状態で Nb ストリップ・ラインのギャップはほぼゼロになっていると考えてよい。ただし、これはギャップ検出器の側の Nb のギャップが注入により影響されないとした場合の話であり、正しくはギャップ検出器側のギャップの変化の影響も考慮しなければならない。この点も含めた理論との比較については第 5 章で詳細に論ずる。いずれにしろ、図 3-8 の結果より、これらの素子の臨界電流の変調は超伝導ギャップの変調を伴ったものであることがわかる。

この測定で用いられた素子は、既に述べたように陽極酸化の回り込みにより注入接合の抵抗がかなり高くなっている。もっと低い抵抗の素子については、製作を試みたが成功しておらず、今後の課題である。

3-5 液体ヘリウム中での不安定性

素子を液体 He につけた状態では、その特性が著しく不安定になるという現象が観測された。図 3-9 は素子 (sample A21) を液体 He につけた状態で Nb ストリップ・ラインを一定電流でバイアスしたときの、ストリップ・ライン両端間の電圧の時間変化を示したものである。バイアス電流が小さいときには、素子の電圧は規則正しくほぼ一定周期 (数 $10\ \text{ms}$) で変動し、瞬時的に電圧がほとんどゼロ近くまで減少する場合もある。バイアス電流を上げていくとやがてこのような規則性が失われ、臨界電流に近いバイアスではより高周波数よりのランダムな波形が現れる。素子特性の測定を He ガス中で行っているのはこのような不安定を避けるためである。この現象の理由についてははっきりとはわからないが、He の沸騰による泡の発生が関与しているのではないかと推定される。

3-6 その他の測定結果

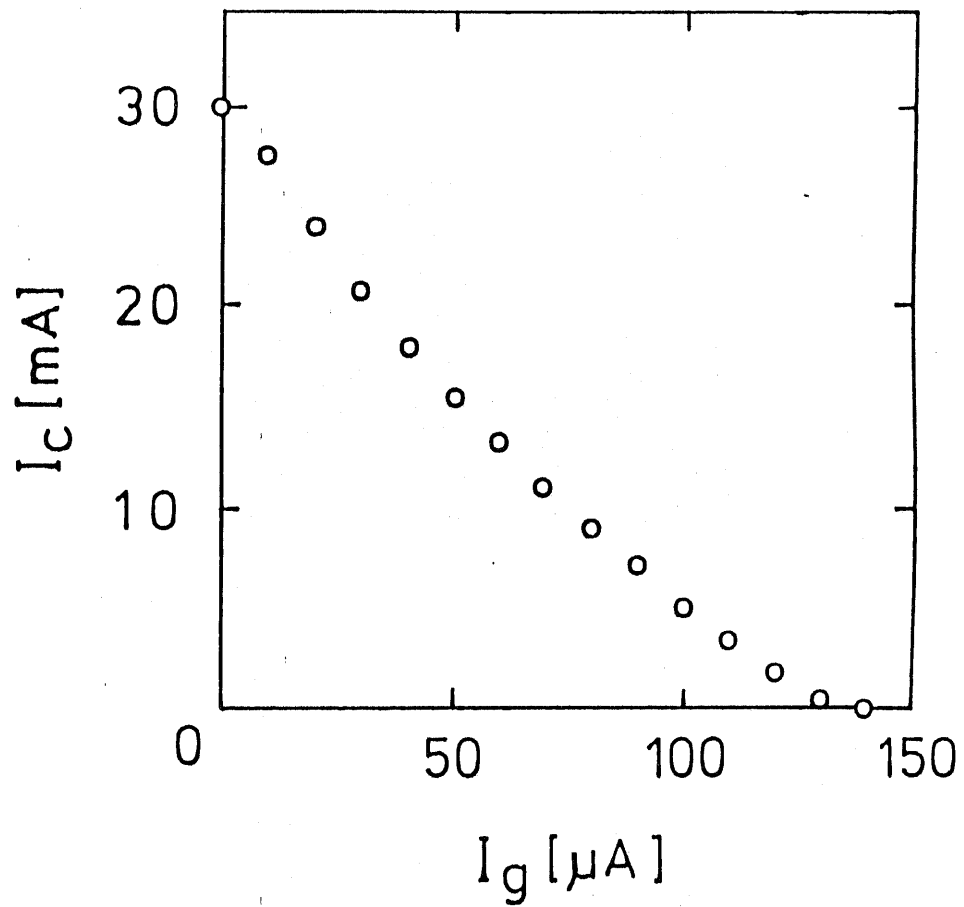


図 3-8 同一素子における注入による臨界電流とギャップの変調 (sample B11)

a) 臨界電流 I_c の注入電流 I_g 依存性

次頁につづく

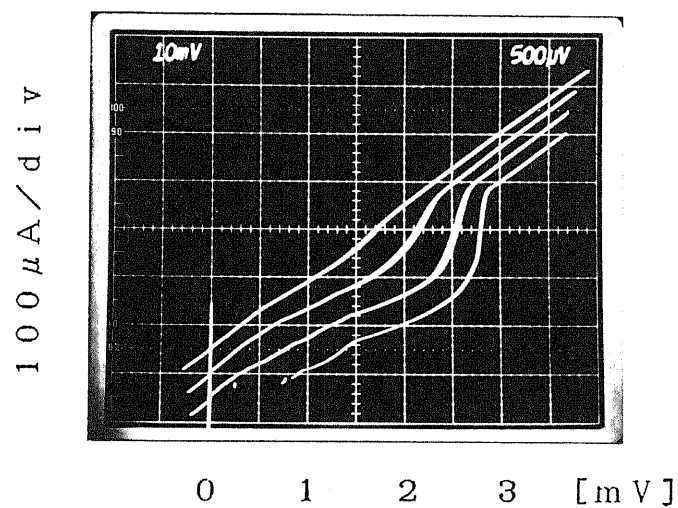
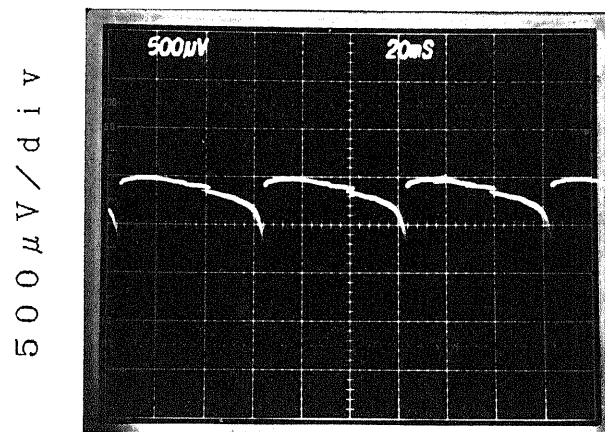


図 3-8 (つづき) 同一素子における注入による臨界電流とギャップの変調 (sample B11)

b) ギャップ検出器の電流-電圧特性の変化

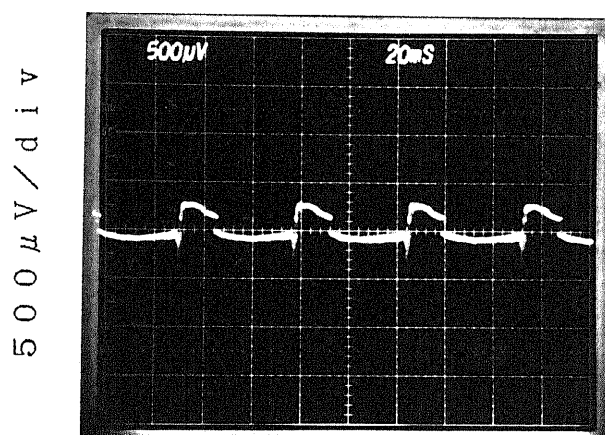
下から、注入電流 $I_g = 0, 40, 80, 120 \mu A$
 原点は曲線ごとに上下方向にシフトしてある。

a)



20 ms / div

b)



20 ms / div

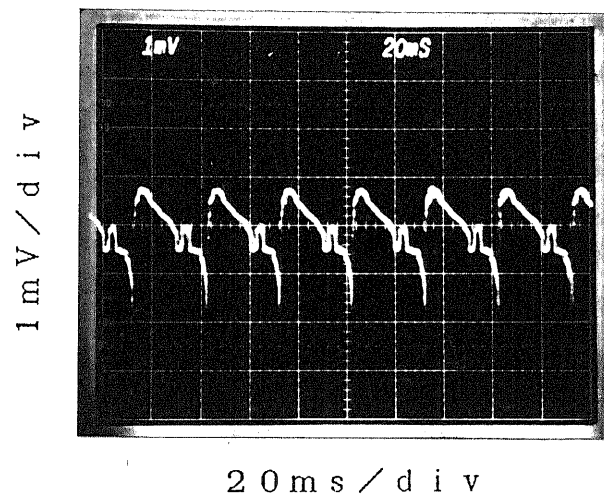
図 3 - 9 液体 H e 中での素子の出力電圧の振動 (sample A21)

a) バイアス電流 $I_b = 0.8 \text{ mA}$

b) バイアス電流 $I_b = 3.0 \text{ mA}$

次頁につづく

c)



d)

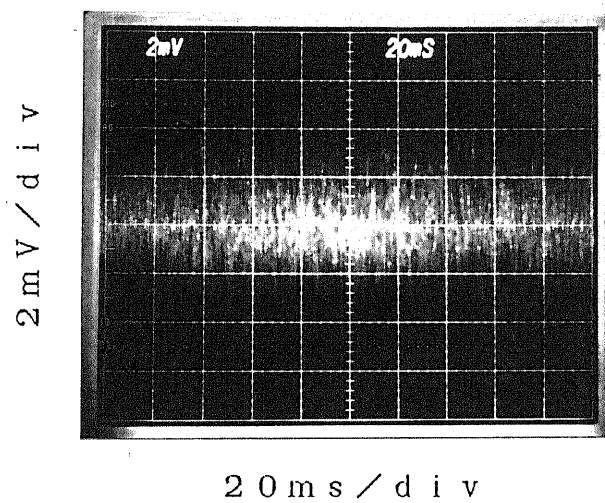


図 3-9 (つづき) 液体 He 中での素子の出力電圧の振動

c) バイアス電流 $I_b = 10 \text{ mA}$

d) バイアス電流 $I_b = 40 \text{ mA}$

素子特性の解析に必要な基礎データを得るために、製作した *type-B* 素子を用いてギャップの温度依存性と注入制御リンクの臨界電流の温度依存性を測定した。その結果を図 3-10、11 に示す。図 3-10 より、Nb 膜のギャップの温度依存性は BCS 理論の予測とよく一致していることが解る。図 3-11 の横軸は、図 3-10 の結果を踏まえて温度 T を BCS 理論によるギャップ $\Delta(T)$ に換算したものになっている。図 3-11 より、素子の臨界電流 I_c は、幅広い温度領域で $I_c \propto \Delta^3$ の関係を満たしていることが解る。このような関係は、GL 理論により Δ が十分小さい ($T \sim T_c$) という条件のもとでは導出することが出来るが、 $T/T_c \sim 0.5$ のような低い温度領域では一般には保証されない。以上の結果は後の解析で利用する。

3-4 では、注入により I_c とギャップがともに変化することを示したが、ギャップと I_c とは独立に測定したものである。一方、実際の素子の動作では、注入を行った状態で超伝導ラインに電流が流れており、このような状態でのギャップの大きさについても興味がある。そこで *type-B* の素子を用いて、超伝導ラインに電流を流したときのギャップの変化を測定した。その結果を図 3-12 に示す。これによると、Nb ラインに臨界電流に近い電流を流しても、ギャップ構造はわずかに広がりを見せるだけで、大きく変化しない。これは GL 理論による予測 (ギャップは約 10% 減少するとされる) と一致しない。

3-7 本章のまとめ

本章では、第 2 章で述べた製作方法により作製した素子の特性について説明した。

素子の Nb ストリップ・ラインの $I-V$ 特性は自己発熱効果により強いヒステリシスを示し、A1 電極からの電流注入によりその臨界電流をゼロにまで抑圧することが出来る。臨界電流 (I_c) と臨界電流をゼロにするのに要する注入電流 (I_{gc}) との比で定義される電流利得は注入抵抗 R_g の大きさにより異なり、数 10 から数 100 が得られた。しかし、 I_c をゼロにするのに要する注入パワー ($I_{gc} \times V_{gc}$) は R_g によらずほぼ一定値となる。

ギャップ検出器つき素子では、同一素子で I_c の変調とギャップの注入依存性の両方を測定したところ、 I_c の抑圧はギャップの減少と呼応するように起こっていることが判明した。

その他、ギャップの温度依存性、ストリップ・ラインの臨界電流の温度依存性、輸送電流によりギャップの変化の測定結果、液体 He 中での素子の不安定現象について触れた。

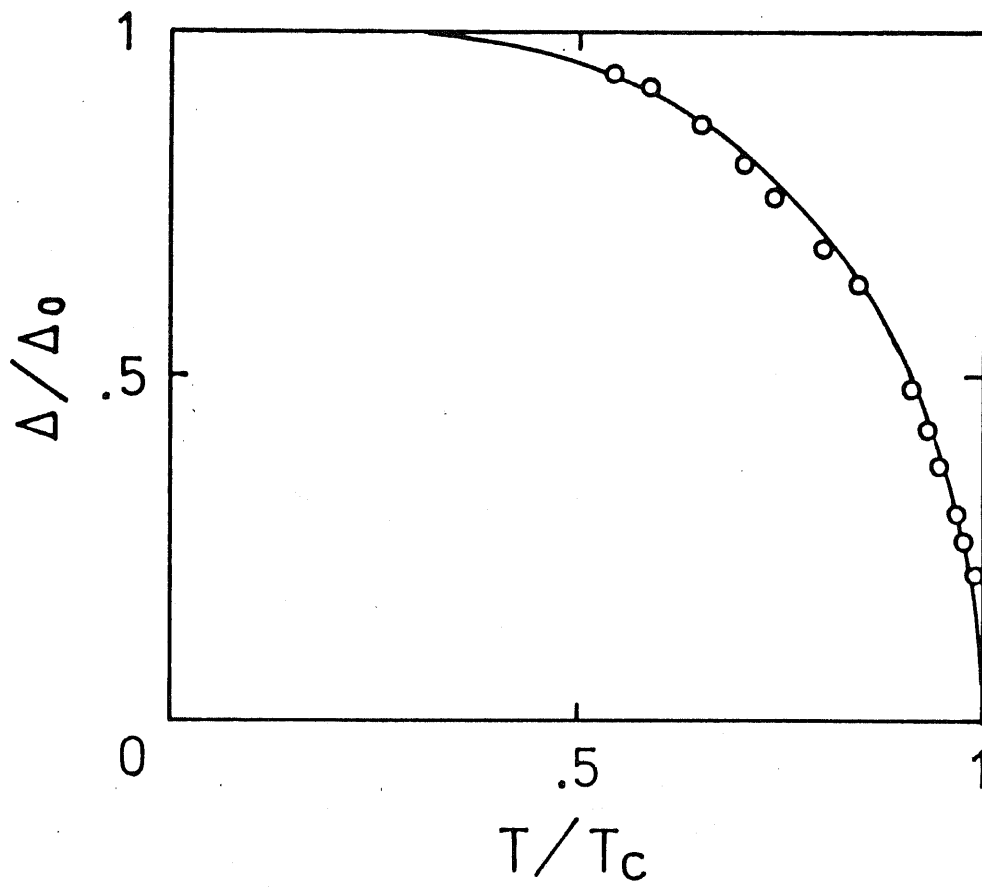


図 3 - 1 0 Nb のギャップ Δ の温度 T 依存性

実線は B C S 理論による。

$T_c = 8.65 \text{ K}$ 、 $\Delta_0 = 1.46 \text{ mV}$ 。

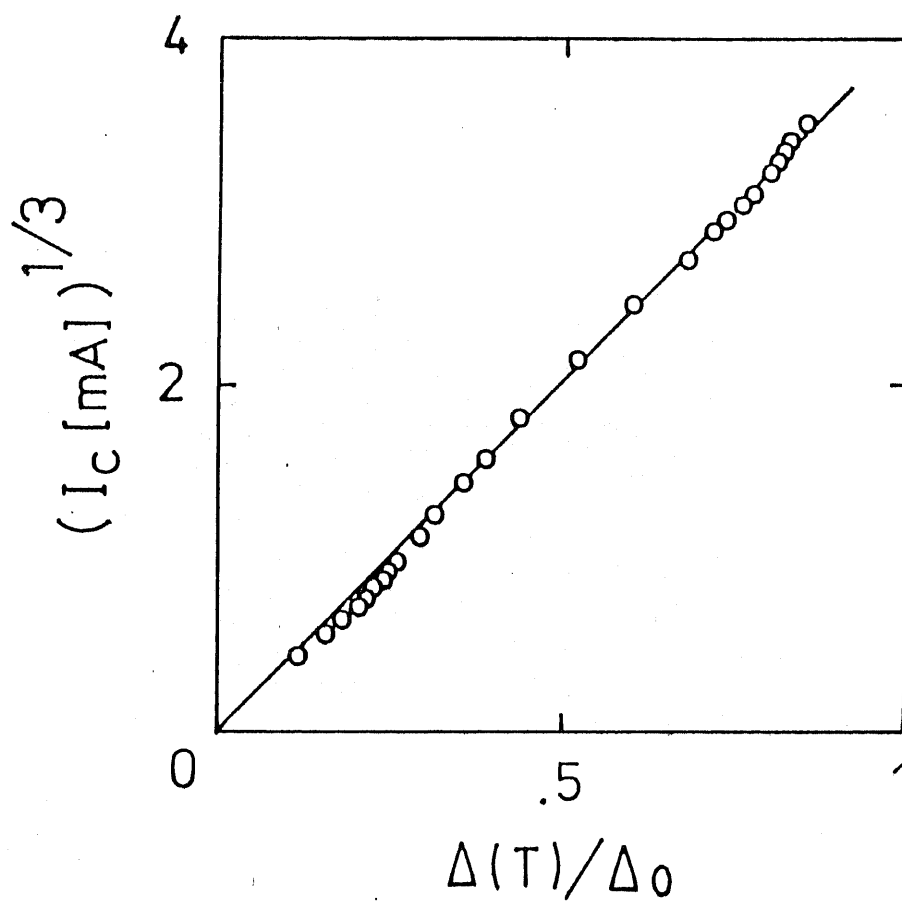


図 3 - 1 1 注入制御リンクの臨界電流 I_c の温度 T 依存性

温度は B C S 理論により $\Delta(T)$ に変換してある。

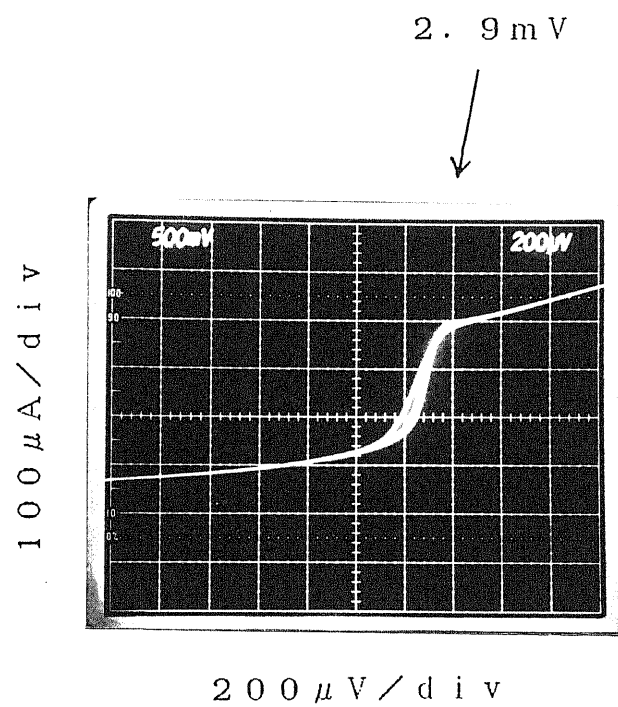


図 3 - 1 2 輸送電流による Nb ギャップの変化

バイアス電流 $I_b = 0, 25, 50 \text{ mA}$

電流を流すとわずかにギャップの立ち上がりが左に寄る。

第4章 T D G L モデルによる 注入制御リンクの解析

4-1 はじめに

前章で述べたような超伝導体への電流注入を行った場合の超伝導電流の変調効果は、通常次のように解釈されている。すなわち、高エネルギーの準粒子の注入により超伝導体中の準粒子とフォノンのエネルギー分布関数の形が高エネルギー方向に変化し、その結果として平均場であるオーダー・パラメータ（通常の超伝導体では超伝導ギャップと等しい）の大きさがセルフコンシステンシーの要請によりギャップ方程式に基づいて減少する。オーダー・パラメータの減少は超伝導が弱まることに対応するから、結局超伝導臨界電流が減少することになる (Iguchi 1980, Langenberg 1975)。

一方、超伝導体に電圧が印加されたとき場合にも、オーダー・パラメータの運動が影響され、超伝導特性の変化が起こる可能性がある (Okabe 1986a, Takeuchi 1986)。超伝導体は抵抗がゼロであることを特徴とするから、一見超伝導体には全く電圧は印加できないようにも思える。しかし、例えば超伝導体に電流を注入した場合、その電流は超伝導体に入った後ただちに超流動電流によって担われるわけではなく、超伝導体表面からある距離の間に徐々に常伝導電流から超伝導電流への変換が起こっているはずである。そして、常伝導電流が定常的に流れている以上そこにはいくらかの電位差が存在することになる。注入制御リンクでは、実際に常伝導電流の注入が行われているわけであるから、このような電位効果が存在していると考えられる。

本章では、注入制御リンクに対する上記のような電位効果の影響についての検討について述べる。最初に触れた準粒子注入効果については第5章で述べる。

4-2 T D G L モデル

4-2-1 解析の基本方程式

超伝導体における電位効果は、当然電位が超伝導体中で不均一に分布している状態で発生するはずであるから（電位が超伝導体中で一定ならば電位を考える意味がない）、オーダー・パラメータの空間分布を考慮する必要がある。オーダー・パラメータの空間変化の記述は一般の場合にはかなり複雑になるが、特別な場合にはよく知られた G i n z b u r g - L a n d a u 方程式 (G L 方程式) と呼ばれる方程式で比較的単純に記述できる (Gor'kov 1959, Takano 1975)。これは、

Δ が $T = 0$ での値と比べて十分小さいとして Δ についての摂動展開の低次項を採ることにより得られる。ただ、この方程式では電位について考慮されていないため、電位効果の解析に用いるにはこれを電位を含む形に拡張しなければならない。そのようなものとして次に示す時間に依存する G L 方程式 (T D G L 方程式) と呼ばれるものがある (Gor'kov 1968, Likharev 1979)。

$$\begin{aligned} \xi^2 \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar} A \right)^2 \Delta + \left(\pm 1 - \frac{|\Delta|^2}{\Delta_0} \right) \Delta \\ = \tau \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar} \mu \right) \Delta \end{aligned} \quad (4-1)$$

ここで、 Δ : オーダー・パラメータ (複素数)、 ξ : G L のコヒーレンス長と呼ばれる特性長、 τ : オーダー・パラメータの緩和時間、 e : 電荷素量 (電子に対して負とする)、 \hbar : プランク定数 / 2π 、 A : ベクトル・ポテンシャル、 μ : 電位、 Δ_0 : (超伝導体に対して) 系が均一なときの Δ の熱平衡値 ($T = 0$ での Δ ではない)、であり、複号は超伝導体に対して +、常伝導体に対して - とする。右辺をゼロとおくと、通常の G L 方程式に帰着する。G L 方程式が電位を含む形で拡張されたとし、ゲージ変換により式の形が変わらないという要請をすると、必然的に式はこのように オーダー・パラメータの時間変化をも取り込むことになる。このような式で Δ の分布が決定すると超伝導電流密度 J_s は

$$J_s = C j \operatorname{Im} [\Delta^* (\nabla - 2ieA/\hbar) \Delta] \quad (4-2)$$

により求められ、常伝導電流密度 J_n は常伝導電流に対してオームの法則が成立すると考えれば

$$J_n = \sigma_N (-\nabla \mu - \partial A / \partial t) \quad (4-3)$$

で与えられる。ここで、 σ_N : 常伝導電気伝導率、 $C j$: 物質、温度に依存する定数、である。また、 τ は電子のプラズマ振動数と比べて十分長いので電荷の蓄積を無視すれば、

$$\operatorname{div} J_n + \operatorname{div} J_s = 0 \quad (4-4)$$

となる。

G L 方程式は、一般の超伝導体において $T \rightarrow T_c$ の極限で成立する式であるが、T D G L 方程式はそうではなく、磁性不純物などにより準粒子の状態密度にギャップがなくなったギャップレス超伝導体でのみ成立する。一般のギャップのある超伝導体では準粒子の状態密度が発散するため摂動展開によるこのような式を導出することができない。しかし、式 (4-1) は超伝導体のオーダー・パラメータの運動の傾向を簡単ながらかなりの的確につかんだ式であると考えられており、例えば、一般の超伝導体のブリッジ型ジョセフソン素子で見られる過剰電流特性はこの式により説明されている。本研究でも見通しの良いこの方程式を解析の出

発点とした。

4-2-2 解析のモデル

式(4-1)～(4-4)を注入制御リンクをモデル化した図4-1の構造に適用する。簡単化のため、超伝導ストリップ・ラインは無限に薄く、その両端は熱平衡状態に固定されているものとする。この素子に対し定電流源でバイアス電流、注入電流を印加するとし、注入された注入電流はこのストリップ・ラインの全面に一様に流れ込むものとする。本来、ストリップ・ラインに電流が流れれば必ず磁場が発生するため、磁場をも考えにいて計算を行う必要があるが、ここではこのような自己磁場効果を見捨てる。

つぎに、式(4-1)～(4-4)について計算に都合が良いように簡単化、規格化を行う。まず、モデルは一次元であり、磁場の影響を見捨てるから、

$$A = 0, \quad \partial / \partial y = 0, \quad \partial / \partial z = 0 \quad (4-5)$$

として良い。さらに、次のような規格化を行う。

$$\begin{aligned} x / \xi & \longrightarrow x \\ t / \tau & \longrightarrow t \\ \Delta / \Delta_0 & \longrightarrow \Delta \\ \mu / (\hbar / 2 e \tau) & \longrightarrow \mu \\ J / (C j \Delta_0^2 / \xi) & \longrightarrow J \end{aligned} \quad (4-6)$$

また、 $C j$ と Δ との間に、電子の平均自由工程が十分短いとする *dirty limit* のときに成立する関係

$$C j = \hbar \sigma_N / 2 e \tau j \Delta_0^2 \quad (4-7)$$

を用いる (Likharev 1979)。ここで τj は超伝導体のジョセフソン接合の特性電圧 V_c (=トンネル接合での臨界電流 $I_c \times$ 常伝導抵抗 R_N) により

$$\hbar / 2 e \tau j \equiv V_c = I_c R_N \quad (4-8)$$

で定義される時定数である。すると、式(4-1)～(4-4)は次のように書き換えることが出来る。

$$\frac{\partial^2 \Delta}{\partial x^2} + (\pm 1 - |\Delta|^2 - i \mu) \Delta = \frac{\partial \Delta}{\partial t} \quad (4-9)$$

$$J_s = \text{Im} \left[\Delta \cdot \frac{\partial \Delta}{\partial x} \right] \quad (4-10)$$

$$J_n = - \frac{\tau j}{\tau} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial x} \quad (4-11)$$

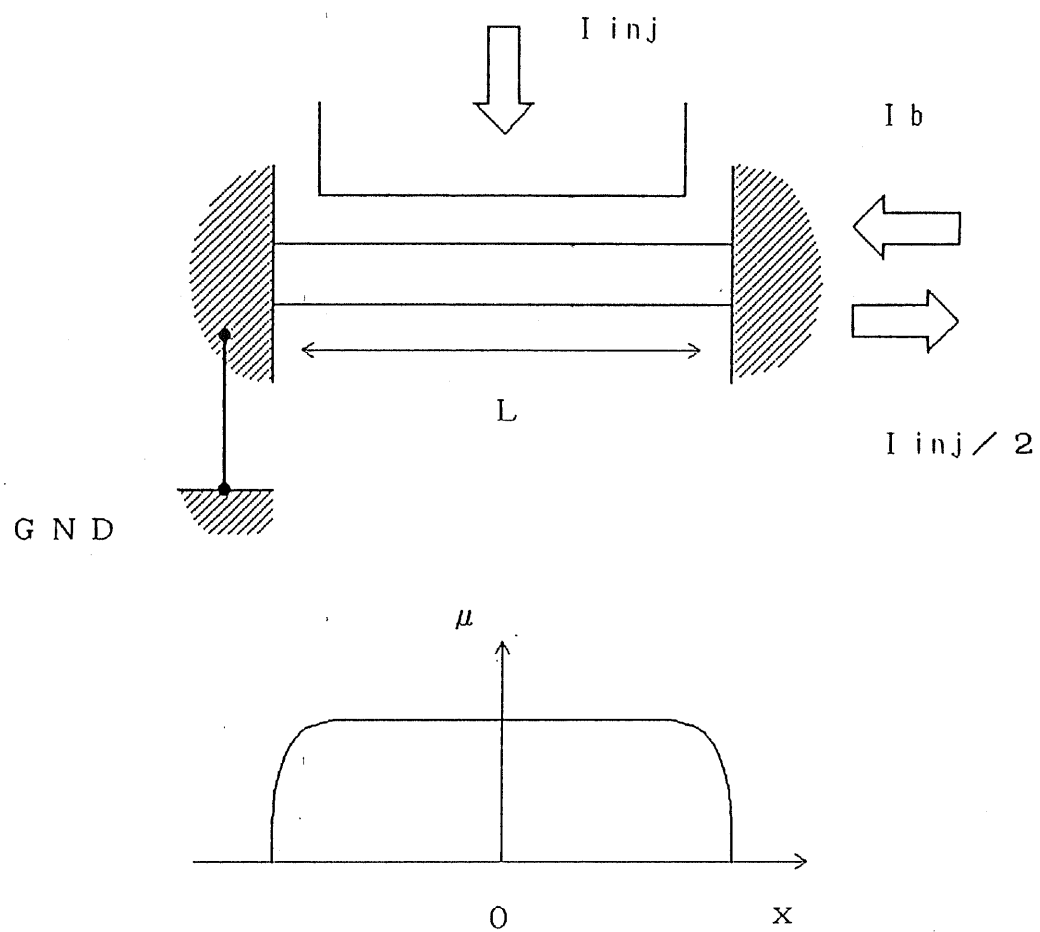


図 4 - 1 モデル化された注入制御リンクの構造と電位分布の概念図

$$\frac{\partial J_n}{\partial x} + \frac{\partial J_s}{\partial x} = 0 \quad (4-12)$$

ここで、 τ/τ_j は温度等によらない定数である。これは、微視的理論により決定され、1.2の程度である。この様に、式(4-1)～(4-4)は式(4-6)のような規格化によりアジャスタブル・パラメータを一つしか含まない形に書き換えることが出来る。

4-3 解析の結果

4-3-1 電位分布

式(4-1)～(4-4)より、図4-1のような構造の素子にどの程度の電圧が発生するかを見積ってみる。式(4-1)の両辺に Δ^* をかけて虚数部をとり、それを式(4-2)の両辺の div をとったものと比較すると次式が得られる。

$$\frac{\xi^2}{C_j \tau |\Delta|^2} \text{div } J_s = \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{2e\mu}{\hbar} \quad (4-13)$$

ここで、 ϕ は Δ の位相角である。右辺をゼロと置いた関係式はジョセフソンの加速方程式(ジョセフソンの第二方程式)に他ならない。そして式(4-13)は、位相の時間変化がジョセフソンの加速方程式からずれた時に超伝導電流の湧き出しが生ずることを示している。

さて、図4-1の素子でストリップ・ライン中をx方向に流れる超伝導と常伝導それぞれの電流密度を J_s 、 J_n 、単位体積あたりの注入電流を I_{in}/Ω と置けば、

$$\text{div } J_s + \text{div } J_n = I_{in}/\Omega \quad (4-14)$$

である。ここに式(4-3)、(4-13)を代入すると、

$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} - \frac{1}{\xi_U^2} \left(\mu - \frac{\xi_U^2 I_{in}}{\sigma_N \Omega} \right) = 0 \quad (4-15)$$

となる。ただし、オーダー・パラメータの位相回転は停止しているとして $\partial \phi / \partial t = 0$ とし(この仮定は後の数値計算で正当化される)、一次元モデルであるから $A=0$ とおいた。この式で ξ_U は

$$\xi_U^2 \equiv \frac{\hbar \sigma_N \xi^2}{2e C_j \tau |\Delta|^2} = \frac{\Delta_0^2}{|\Delta|^2} \frac{\tau_j}{\tau} \xi^2 \quad (4-16)$$

で定義される電圧の浸入に対応する特性長であり、GLのコヒーレンス長 ξ の数分の一となる。一次元近似が成立するためには、膜厚はこの長さ程度より小さくなければならない。式(4-15)は $|\Delta|$ が一定値とすれば容易に解けて、図4-1に対応して $x = \pm 1/2$ で $\mu = 0$ とすれば、

$$\mu \sim \frac{\xi_0^2 I_{in}}{\sigma_N \Omega} \left\{ 1 - \frac{\cosh(x/\xi_0)}{\cosh(1/2\xi_0)} \right\} \quad (4-17)$$

となる。この解の概略図を図4-1の構造図の下に示した。すなわち、電位はストリップ・ラインの端からごく短い距離($\sim \xi_0$)で立ち上がり、ストリップ・ラインのほぼ全域で一定値 $\xi_0^2 I_{in}/\sigma_N \Omega$ となる。これは、規格化された変数を用いた場合、 I_{in}/wd を電流密度として規格化したものをあらためて I_{in} と書けば、 $I_{in}/1$ となる。ただし、 w 、 d 、 1 はストリップ・ラインの幅、厚さ、長さである。この近似解は数値計算結果と概ね一致している。

無限長の超伝導線に関する式(4-1 or 9)の定常解($\partial/\partial t = 0$)は、特別な場合として容易に求まる。すなわち、

$$\Delta = a \cdot \exp(ikx) \quad (a, k: \text{一定}) \quad (4-18)$$

とおけばよい。これを規格化した式(4-9)に代入してみると、

$$a^2 = 1 - k^2 \quad (4-19)$$

であれば解になっている。このとき、臨界電流密度は

$$J_s = k(1 - k^2) \quad (4-20)$$

となり、この最大値

$$J_s(\max) = 2/3\sqrt{3} \sim 0.385 \quad (4-21)$$

が規格化された無限長超伝導線の臨界電流である。また、電圧の規格化値は $\hbar/2e\tau \sim V_c/12 \sim 200 \mu V$ (Nbの場合)であるから、仮に $I_{in} \sim 0.385$ 、 $1 \sim 100$ (Nbに対して $2 \sim 3 \mu m$) とすれば、超伝導体中の電圧は $0.8 \mu V$ となる。このように、通常の大さの素子にかかる電圧は極めて小さくなる。

4-3-2 臨界電流の変調

以上のように、電流を注入された状態の注入制御リンクの超伝導ストリップ・ラインには理論上微少な電位が発生する。式(4-1)によればこの電位によりオーダー・パラメータは当然変調を受け、それが超伝導臨界電流値になんらかの変化を引き起こすと考えられる。

このような特性を求めるには、式(4-1)～(4-4)を厳密に解く必要がある。ところが、これを解析的に行うことは容易ではない。そこで、適当な初期条件を設定し、これらの式の解を時間軸に沿って数値的に追っていくという方法を採用した。初期条件としては注入電流 I_{in} がゼロ、バイアス電流 I_b がある一定値に設定されているときの静止解(通常のGL方程式の解、 $\partial\Delta/\partial t = 0$)を使用した。

さて、このように注入がない安定静止状態の注入制御リンクに注入を開始する

と、次のような過程を経て静的または動的定常状態に到達する。

- 1) 常伝導電流が注入される。
- 2) その部分の電位がわずかに上昇する。
- 3) 運動方程式 (4-1) に基づいてオーダー・パラメータの位相が回転する。
- 4) 位相回転により超伝導電流が湧き出し、常伝導電流と置き代わる (常伝導電流の超伝導電流への変換)。
- 5) このあとはバイアス条件により異なり、a) バイアスと注入電流が小さい場合はオーダー・パラメータは安定静止状態に落ち着く (超伝導状態に留まる)。
b) バイアスと注入電流がある程度大きいとオーダー・パラメータは勢い余って定常的な位相回転を続ける。これは電極間に電圧が発生することに対応する。

以上のような過程を様々なバイアス電流、注入電流、素子の長さの組合せについて計算し、その結果超伝導状態に留まるか否かを判定し、もし超伝導状態に留まればそのときの電極間のオーダー・パラメータの位相差、ストリップ・ライン内の電位分布を記録した。

図 4-2 は、この様にして計算した長さ L が $10\ \mu$ の素子の電流-位相 ($I-\theta$) 関係である。注入がゼロのときの解は従来 GL 方程式により計算された結果と一致する。素子長は ξ に比べてかなり長いために、超伝導電流のとれる最大値、すなわち臨界電流は無限長超伝導線に対する式 (4-20) とほぼ一致しており、曲線の形は理想的なジョセフソン特性である $I \propto \sin \theta$ からかなりずれて傾いている。 $I-\theta$ 曲線のうち電流がゼロに戻っていく右半分の部分に欠落しているが、この部分は定電流バイアス条件では不安定であり、ここで用いた計算方法では求めることが出来ない。電流を注入していくと臨界電流は減少する。そして $I-\theta$ 関係の形は、欠落部分があるため断定はできないが、 \sin 関数的な形に近づくように見える。

図 4-3 は同じ素子のストリップ・ライン部の電位の平均値を位相差に対してプロットしたものである。電位の値としては式 (4-16) とほぼ一致するが、その値は一定ではなく弱い位相差依存性を示す。これに対し定電圧駆動をすると位相に依存する電流成分が生ずる (Okabe 1986a)。

図 4-4 は図 4-2 のような $I-\theta$ 関係から求めた $L = 10\ \mu$ と $L = 50\ \mu$ の場合の臨界電流 (I_c) の注入電流 (I_g) 依存性を示したものである。臨界電流は注入により確かに変調されることが分かるが、臨界電流を完全に抑圧するのに必要な注入電流は臨界電流の二倍以上とかなり大きい。

図 4-5、6 は $L = \xi$ の場合の図 4-2、4 に対応する図である。素子長が短いため臨界電流は 0.385 よりかなり大きく $I-\theta$ 関係は最初から \sin 関数的である。しかし、必要な注入電流は著しく大きくなっている。実際の素子では

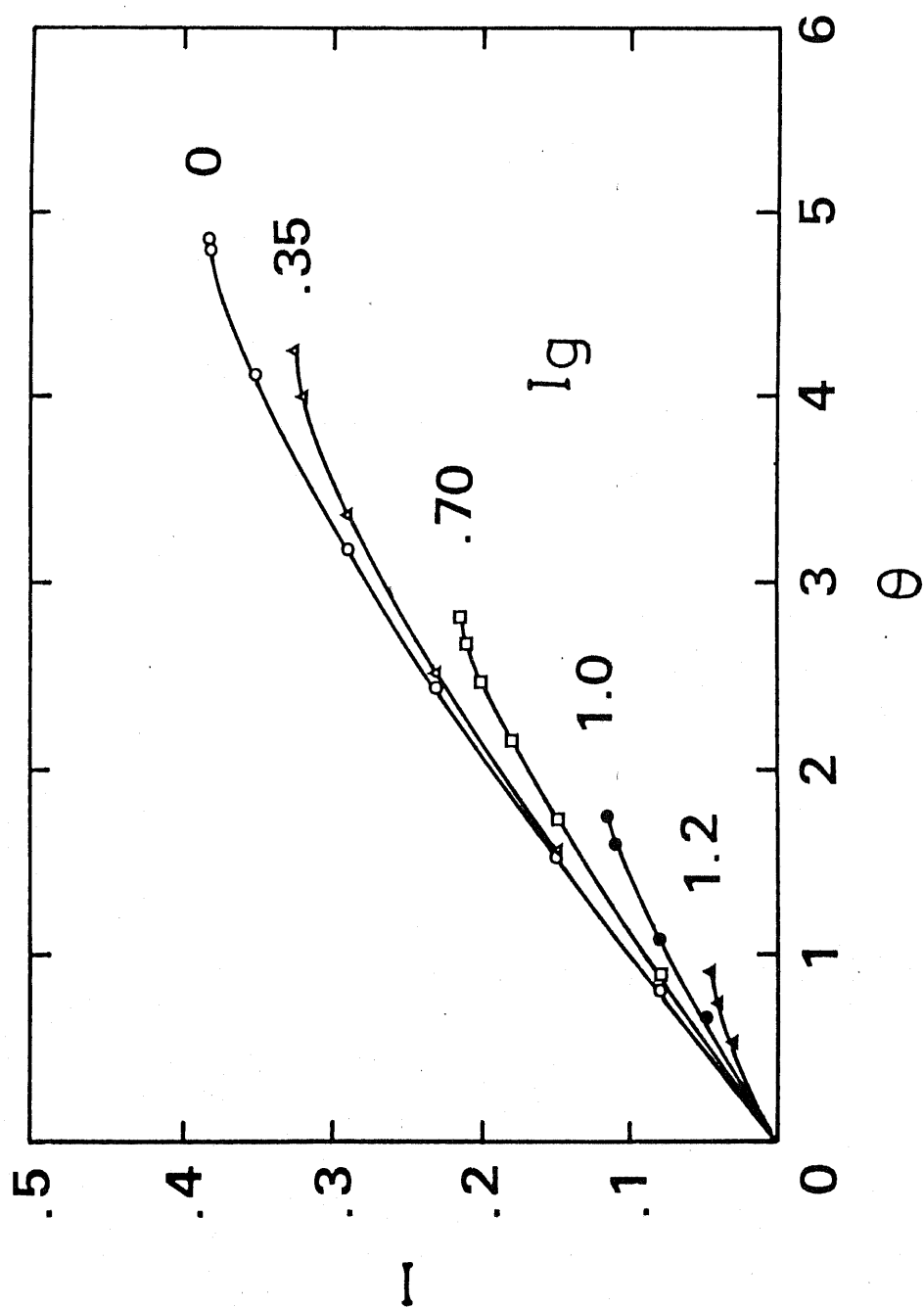


図4-2 電流 I - 位相差 θ 関係の注入電流 I_g 依存性 (計算)

素子長 = 10ξ

I 、 I_g は規格化値、 θ の単位は rad 。

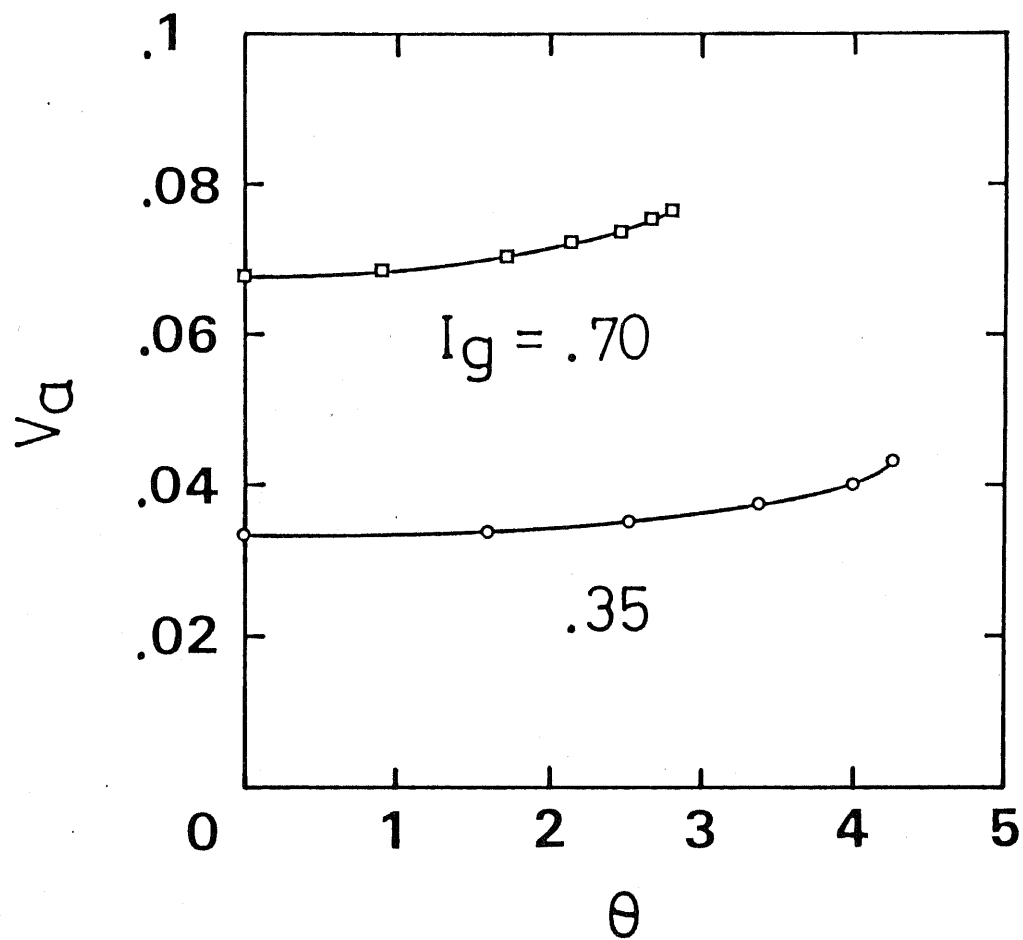


図 4 - 3 平均電位 V_a の位相差 θ 依存性 (計算)

素子長 = 10 ξ

V_a は規格化値、 θ の単位は rad。

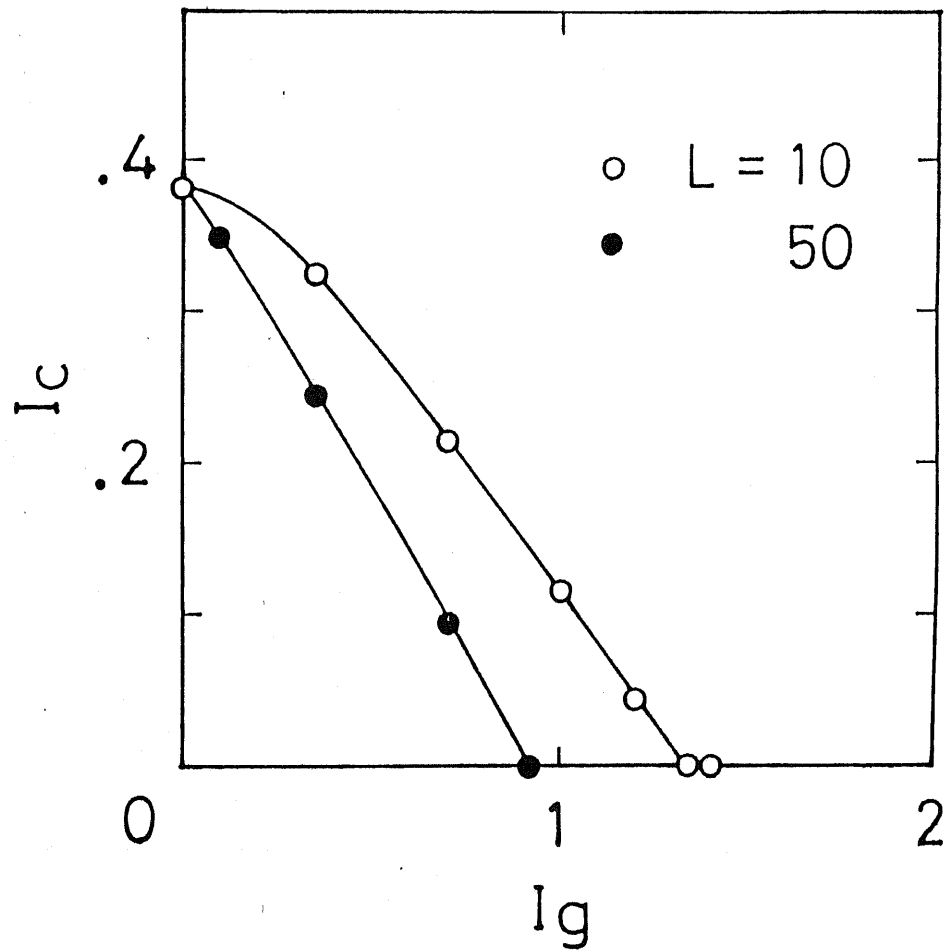


図 4-4 臨界電流 I_c の注入電流 I_g 依存性 (計算)

素子長 = 10 ξ 、50 ξ
 I_c と I_g は規格化値。

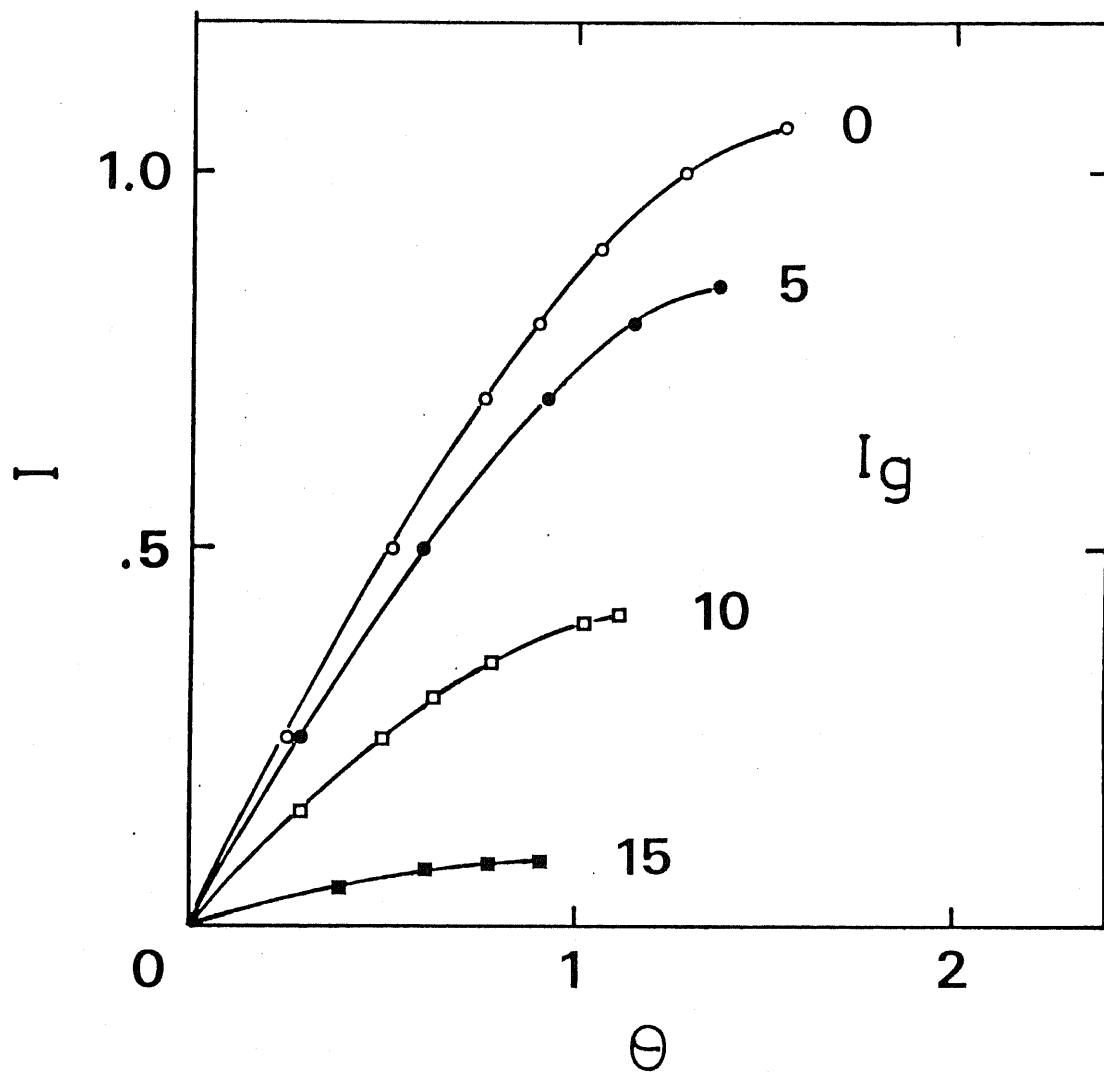


図 4-5 電流 I - 位相差 θ 関係の注入電流 I_g 依存性 (計算)

素子長 = ξ

I 、 I_g は規格化値、 θ の単位は rad 。

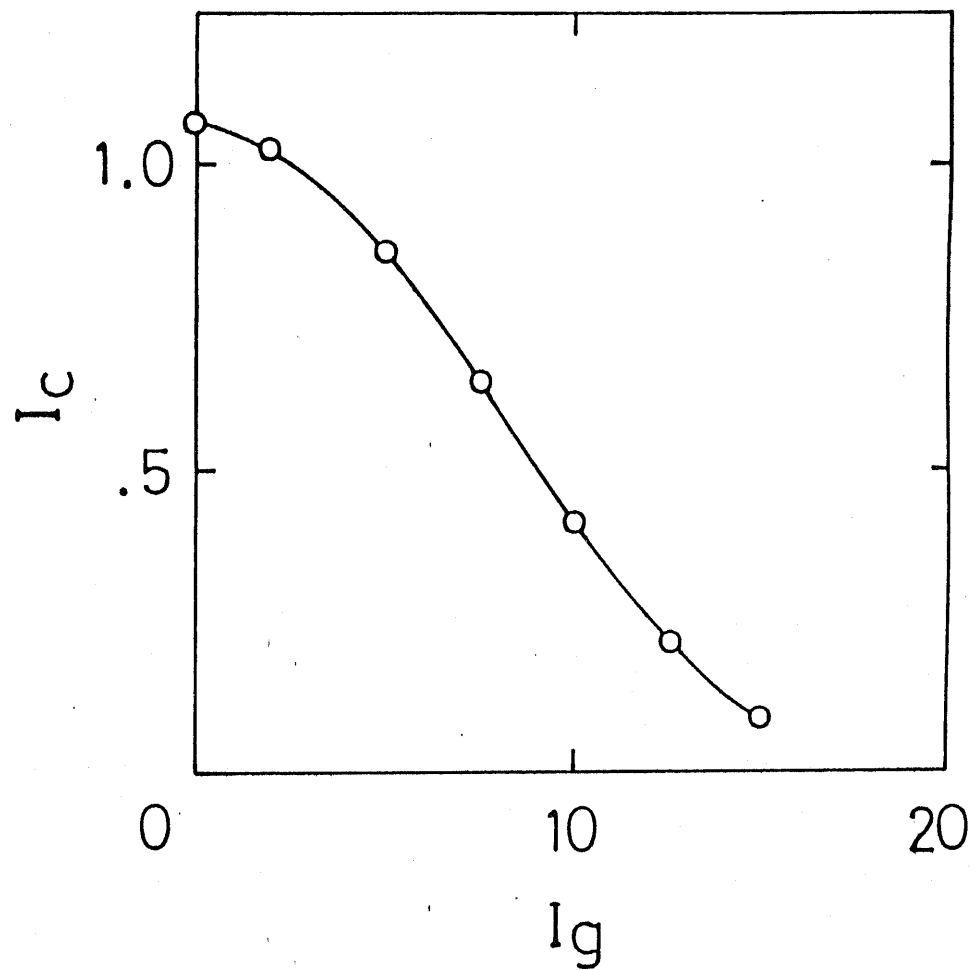


図 4 - 6 臨界電流 I_c の注入電流 I_g 依存性 (計算)

素子長 = ξ

I_c と I_g は規格化値。

オーダー・パラメータの熱平衡からのずれがバンク部にも及ぶために素子の実効長はとより短くなることはなく、實際上このような極限的状态は実現されないと思われる。

以上のようにTDGLモデルでも、注入による臨界電流の抑圧、 $I - \theta$ 関係の \sin 関数への接近という実験結果と傾向としては一致する解析結果が得られる。ところが臨界電流をゼロにするのに要する注入電流は、図4-3より超伝導ストリップ・ラインの臨界電流の数倍となっている。このような電流利得の小ささは素子の長さを長くすれば多少は改善されるが、実験で得られた大きな電流利得を説明することはできない。そして、唯一のアジャスタブル・パラメータである τ_j/τ を変えてみても結果に大きな変化は望めない。これらのことから、実際の注入制御リンクではTDGL方程式にもとづく電位効果は支配的な影響は及ぼさないと結論できる。

4-4 本章のまとめ

本章では、オーダー・パラメータの運動方程式であるTDGL方程式を用いた注入制御リンクの解析方法とその結果について述べた。TDGLモデルによれば、電流の注入は超伝導ストリップ・ラインに電位を発生させ、それがオーダー・パラメータの分布を変化させ、臨界電流の変調を引き起こす（電位効果）。そして、その傾向については実験事実と一致する。しかし、臨界電流をゼロにするのに要する注入電流の大きさはもともとの臨界電流の数倍になり、大きな電流利得を示す実験結果と一致しない。これより、実際の素子では電位効果は支配的でないという結論が得られた。

第 5 章 準粒子注入モデルによる 注入制御リンクの解析

5-1 はじめに

前章では T D G L モデルによる注入制御リンクの特性解析を行ったが、このモデルでは実際の注入制御リンクの特性を説明できない。そこで次に、準粒子注入による変調効果について検討する。これは、準粒子注入により準粒子やフォノンのエネルギー分布が熱平衡状態からずれ、そのために平均場であるオーダーパラメータ Δ の大きさが変化し、それが臨界電流 I_c の変調をもたらすというものである (Iguchi 1980, Langenberg 1975)。ある大きさの準粒子分布の変化を引き起こすのに要するエネルギー、言い換えればある Δ の変化を起こすために必要なエネルギーはどのような形態でエネルギーをそそぎ込むにしてもほぼ一定であると推定される。従って第 3 章で示した、臨界電流 I_c をゼロにするのに要する注入エネルギー ($I_g \times V_g$) が注入抵抗によらずほぼ一定になるという結果から、このような準粒子注入メカニズムが注入制御リンクの動作において支配的である可能性が高い。

このような準粒子注入効果の理論的な取扱い方としては、ボルツマン型の輸送方程式を用いて準粒子やフォノンのダイナミックなエネルギー分布を正確に計算するというアプローチ (Chang 1978) と、準粒子やフォノンの分布を何か可変パラメータを持った予め決められた関数になっていると仮定してしまう方法が考えられる。ここではより見通しの良い後者の方法を採用し、いくつかのモデルから予測される素子特性を実験結果と比較するという方法を採用する。

本章では、以下準粒子やフォノンのエネルギー分布を仮定するタイプのモデルとして、シンプル・ヒーティング・モデルと P a r k e r により提案された T* モデル (Parker 1975) について述べ、これらが予測する素子特性を第 2、3 章で説明した素子の $I-V$ 特性、ギャップ変調特性と比較する。

5-2 準粒子注入のモデル

5-2-1 シンプル・ヒーティング・モデル

準粒子とフォノンのエネルギー分布を仮定するモデルとしてもっとも簡単なものがシンプル・ヒーティング・モデルである。これは、注入が行われている系では単純に温度が熱浴の温度 T_b からある温度 T に上昇していると仮定する。すなわち、準粒子は温度 T でのフェルミ・ディラック分布、フォノンは温度 T でのボーズ・アインシュタイン分布になっていると考える。さて、系からのエネルギーの逃げは、

電子系による寄与はなく、すべて格子振動により担われているとはずである。フォノンの周波数 ω と波数 k の分散関係が線形であるとするDebyeのモデルを仮定すると、熱平衡状態でフォノンの持つ単位体積あたりのエネルギー U_{ph} は低温で

$$U_{ph} = \frac{9Na(k_B T)^4}{(\hbar\omega_D)^3} \int_0^{x_m} \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx$$

$$\sim \frac{3\pi^4 Na k_B}{5\Theta_D^3} T^4 \equiv C_{ph} \cdot T^4 \quad (5-1)$$

$$(x_m = \hbar\omega_D / k_B T \rightarrow \infty)$$

となり、 T の4乗に比例する (eg. Aoki 1964)。ここで、 ω_D : Debye角周波数、 Θ_D : Debye温度、 Na : 単位体積あたりの原子数、である。一方、一個のフォノンが系と熱浴との境界を経て外へ脱出するのに要する平均時間(フォノン脱出時間)を τ_{es} と置けば、単位時間あたり系から格子振動により脱出するエネルギー P_{out} は、式(5-1)と同様の平均操作により得られ、

$$P_{out} = C_{ph} \cdot \Omega (T^4 - T_b^4) / \tau_{es} \quad (5-2)$$

となる。 Ω は系の体積である。括弧中の第二項は熱浴からの熱の流入に対応し、 $T = T_b$ での釣合からこのように決定できる。式(5-2)のような関係は実際に実験により確かめられている。 τ_{es} は幾何学的考察から

$$\tau_{es} = 4d / \eta c_s \quad (5-3)$$

で与えられる。ここで、 d : 膜厚、 η : 境界でのフォノン透過率、 c_s : 音速、である。従って P_{out} は系の表面積に比例することになる。この P_{out} と注入により流入するパワー P_{in} とは定常状態で釣り合っているはずであるから、

$$P_{out} = P_{in} = \alpha \cdot I_g \cdot V_g \quad (5-4)$$

が成立し、これにより注入エネルギーと上昇した温度 T とを関係づけることができる。ただし、注入により消費されるパワーの一定部分 α のみが系に注入されている。Tが分かればBCS理論(Bardeen 1957)より $\Delta(T)$ も計算できる。

実際の素子では、パワーの注入は超伝導ストリップ・ライン側にのみ起こるのではなく注入端子側にもエネルギーが分配されるから、注入端子の加熱も考慮する必要がある。そこで、熱浴、被注入電極、注入電極の3つの部分からなる系を考え、それぞれに番号0、1、2を割り振り、例えば被注入電極から熱浴への熱流を $C_{10}(T_1^4 - T_0^4)$ のようにおけば

$$C_{10}(T_1^4 - T_0^4) + C_{12}(T_1^4 - T_2^4) = \alpha P_g$$

$$C_{20}(T_2^4 - T_0^4) + C_{21}(T_2^4 - T_1^4) = (1 - \alpha) P_g \quad (5-5)$$

となる。ここで P_g は注入による全発生パワーであり、 $C_{12} = C_{21}$ である。この式

は容易に解けて (T^4 を電位、 C をコンダクタンスと対応させれば抵抗回路網の計算とのアナロジーが成り立つ)、

$$\frac{C_{10}C_{12} + C_{12}C_{20} + C_{10}C_{20}}{C_{12} + \alpha C_{20}} (T_1^4 - T_0^4) = P_g \quad (5-6)$$

となり、結局注入電極の加熱を考慮しても被注入電極の温度 T_1 は式 (5-2) と全く同じ形で表される。

以上の取扱では、熱の膜に沿った方向の拡散については考慮していない。そこで式 (5-2) に熱拡散の項を追加した次の式について検討した。

$$P_{in}/\Omega = C_{ph} (T^4 - T_b^4) / \tau_{es} - K(T) \partial^2 T / \partial x^2 \quad (5-7)$$

この式を注入電極幅 $2 \mu m$ の素子に適用した場合について解き、そのときの注入パワーと $\Delta(T)$ との関係は拡散項がないときと比較した。ただし、拡散係数 $K(T)$ は Wiedemann-Franz の法則を用いて実測した Nb の電気伝導率 ($3.4 \times 10^6 S m^{-1}$) から見積った。これは実は過大評価であるが、それについては第6章のホット・スポットの成長に関する議論のところで説明する。その結果、臨界電流をゼロにするのに要する注入パワーは拡散を考慮しない場合と比較して約 10% 増加するが、 $P-\Delta$ 関係の曲線の形は拡散を考慮した場合とほとんど違いが見られなかった。実際に実験に用いた素子の注入電極の幅は $2 \mu m$ より広く、しかも上の議論では K を過大評価しているので、静特性の議論で拡散項を無視しても大きな問題は起こらない。

5-2-2 T^* モデル

超伝導体には、準粒子の状態密度にエネルギー・ギャップが存在し、かつギャップ端で状態密度が発散している。このため、エネルギーの高い準粒子は最終的にはギャップ端まで緩和し、そのあとは他の準粒子との再結合による以外に緩和を起こすことはないから、準粒子系の放出するフォノンには 2Δ 以上のエネルギーを持つものが多くなる。逆にフォノンも、エネルギーが 2Δ 以上のものは単に一個の準粒子と相互作用する以外に、クーバー対を破壊して2個の準粒子を作る過程が加わるため、その寿命は 2Δ 以下のエネルギーのものと比べてかなり短くなる。このように準粒子-フォノン相互作用によりフォノンのエネルギー分布は準粒子のエネルギー準位スペクトルの特異性を反映して常伝導状態とはかなり異なってくる。Parker の提案した T^* モデル (Parker 1975) はこのような状況を考慮したものとなっている。

このモデルでは、全準粒子とエネルギーが 2Δ 以上のフォノンは熱浴より高い実効温度 T^* での熱平衡分布に、エネルギーが 2Δ 以下のフォノンは熱浴の温度 T_b での熱平衡分布となっていると仮定する。また、準粒子数とエネルギーが 2Δ 以上の

フォノン数との間を R o t h w a r f - T a y l o r 方程式と呼ばれる次のレート方程式で関係づける。

$$\frac{\partial N}{\partial t} = I_{qp} - 2 R N^2 + \frac{2 N_{ph}}{\tau_B} \quad (5-8a)$$

$$\frac{\partial N_{ph}}{\partial t} = I_{ph} + R N^2 - \frac{N_{ph}}{\tau_B} - \frac{N_{ph} - N_{ph_T}}{\tau_{es}} \quad (5-8b)$$

ここで、 N ：準粒子数、 N_{ph} ：エネルギーが 2Δ 以上のフォノン密度、 I_{qp} ：単位時間あたりの準粒子注入数、 I_{ph} ：単位時間あたりのフォノン（エネルギー 2Δ 以上のもの）注入数、 τ_B ：対破壊時間、 R ：準粒子再結合係数、 N_{ph_T} ： T_b での熱平衡時の N_{ph} 、である。 R 、 τ_B は一般にはエネルギー依存性のある量であるが（K apla n 1976）、ここでは一定値とする。準粒子やフォノンの膜に沿った方向の拡散は考慮していない点はシンプル・ヒーティングのときと同じである。式（5-8）において熱平衡時を考えると

$$N_{ph_T} / N_T^2 = R \tau_B \quad (5-9)$$

となる。 N_T は熱平衡時の準粒子数である。また、一定の注入を行っている定常状態では、

$$N_{ph} = N_{ph_T} + \frac{I_{qp} \tau_{es}}{2} + I_{ph} \tau_{es} \quad (5-10a)$$

$$N^2 = N_T^2 + \frac{I_{qp}}{2 R} \left(1 + \frac{\tau_{es}}{\tau_B} \right) + \frac{I_{ph} \tau_{es}}{R \tau_B} \quad (5-10b)$$

となる。これから、 $\tau_{es} \gg \tau_B$ （phonon trapping limit）であれば、

$$N_{ph} / N_{ph_T} = N^2 / N_T^2 \quad (5-11)$$

の関係が成立する。 N_b では τ_B が数 $p s$ と短いので常にこの条件は成立すると考えて良い。一方、準粒子密度 N 、準粒子の全エネルギー U 、フォノン（ $E \geq 2 \Delta$ ）密度 N_{ph} 、フォノン（ $E \geq 2 \Delta$ ）の全エネルギー U_{ph} は、分布関数が熱平衡時と同じ形であるという仮定から次のように計算できる。

$$N = 4 N(0) \Delta_0 \quad (5-12)$$

$$\times \int_{\Delta/\Delta_0}^{\infty} \frac{1}{1 + \exp(E/k_B T^*)} \frac{E}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} d(E/\Delta_0)$$

$$U = 4 N(0) \Delta_0^2 \quad (5-13)$$

$$\times \int_{\Delta/\Delta_0}^{\infty} \frac{E}{1 + \exp(E/k_B T^*)} \frac{E}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} d(E/\Delta_0)$$

$$N_{ph} = 9 N a \Delta_0^3 / (\hbar \omega_D)^3$$

$$\times \left(\frac{k_B T^*}{\Delta_0} \right)^3 \int_0^\infty \frac{x^2}{\exp(x) - 1} dx \quad (5-14)$$

$$2 \Delta / k_B T^*$$

$$U_{ph} = 9 N a \Delta_0^4 / (\hbar \omega_D)^3$$

$$\times \left(\frac{k_B T^*}{\Delta_0} \right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx \quad (5-15)$$

$$2 \Delta / k_B T^*$$

ここで、 $N(0)$ はフェルミ面での電子の単スピン状態密度である。これに係数4が掛かるのはスピンの上下があり、積分領域も粒子、ホール、2ブランチがあることに対応する。式(5-12)、(5-14)により N 、 N_{ph} は独立に求まるのにさらに式(5-11)が N と N_{ph} の関係を拘束するから、これら三つの式は矛盾しているように見える。しかし、式(5-12)、(5-14)を実際に計算してみると、 $0 \leq T^* \leq T_c$ (T_c : 臨界温度) の全領域でほぼ式(5-11)の関係を満たしており、近似的にこれら3式は両立している(図5-1)。また、式(5-12)～(5-15)を計算してみると、任意の T^* で一粒子あたりのフォノン・エネルギー E_{ph} 、一粒子あたりの準粒子エネルギー E_{qp} の間には

$$E_{ph} \sim 2 E_{qp} \sim 2 \Delta_0 \quad (5-16)$$

が成立する(図5-2)。

このようなモデルと実験結果を比較するためには、注入量 I_{qp} と I_{ph} を注入電流、電圧と対応させる方法が必要である。Parkerは次式により注入パワーと I_{qp} とを対応させようとしている。

$$I_{qp} = F(T^*) \cdot P_{in} / E_{qp}(T^*) \cdot \Omega \quad (5-17)$$

ここで、 E_{qp} は準粒子の平均エネルギーであり、 $F(T^*)$ は P_{in} のうち準粒子に分配されるエネルギーの割合であり、次式で与える。

$$F = U_{qp} / (U_{qp} + U_{ph}) \quad (5-18)$$

I_{ph} についてはゼロとする。 F は $T=0$ では1であるが、温度の上昇とともに減少し、 N_b の場合 $T=T_c$ で0.4程度となる。これと式(5-10b)より

$$\frac{P_{in}}{\Omega} = \frac{2 N_{phT} \cdot E_{qp}(T^*)}{\tau_{es} \cdot F(T^*)} \left(\frac{N_{qp}(T^*)^2}{N_{qpT}^2} - 1 \right) \quad (5-19)$$

が得られ、これにより P_{in} と T^* との関係を決定することができる。実効温度 T^* の時のギャップ Δ は、準粒子の分布関数が熱平衡時と同じ形であることから通常のBCS理論の $\Delta(T)$ 関数で与えられる。

以上のようなParkerの方法は、注入エネルギーのうち $(1-F)$ は注入された高エネルギーの準粒子がギャップ端に緩和していく際の低エネルギー($E < 2\Delta$)フォノンの放出で失われるエネルギーに対応させて考えている。しかし、もしそう

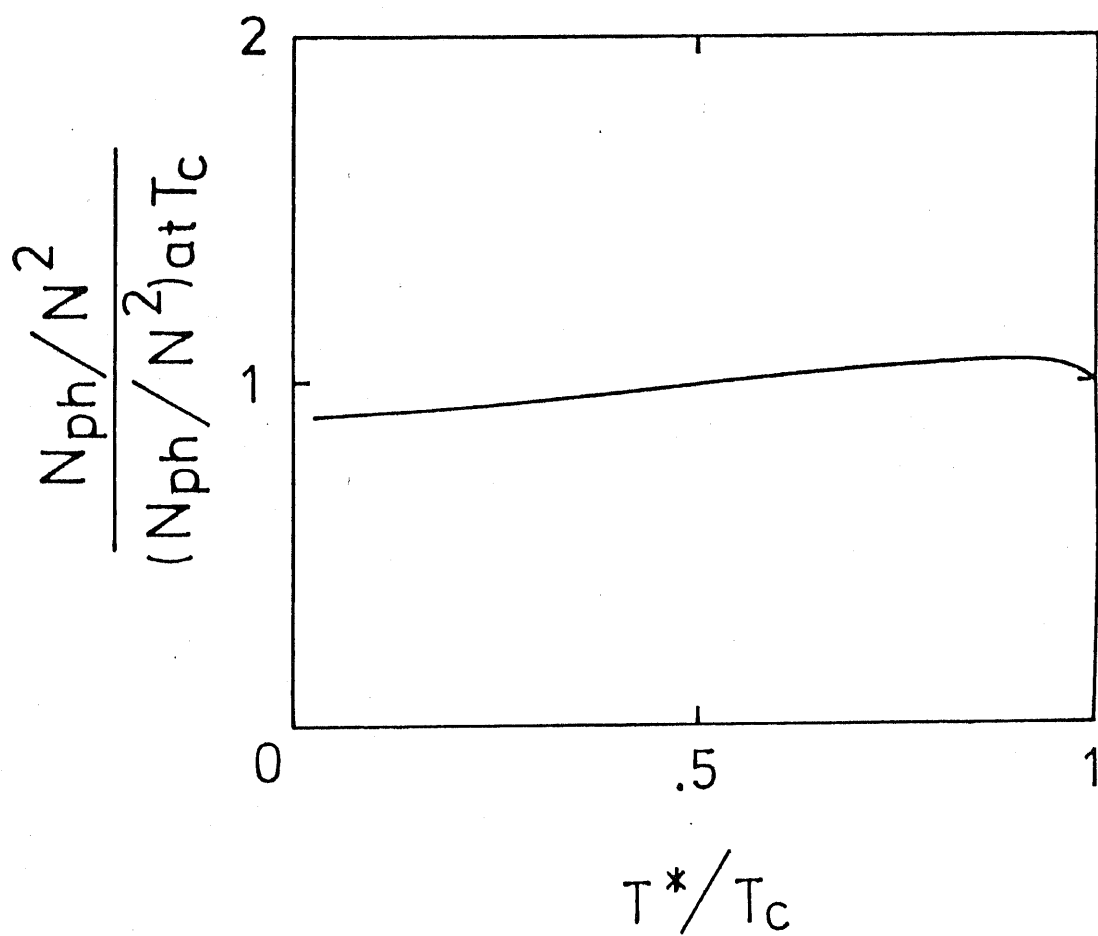


図 5 - 1 T^* モデルにおける N_{ph}/N^2 の実効温度 T^* 依存性

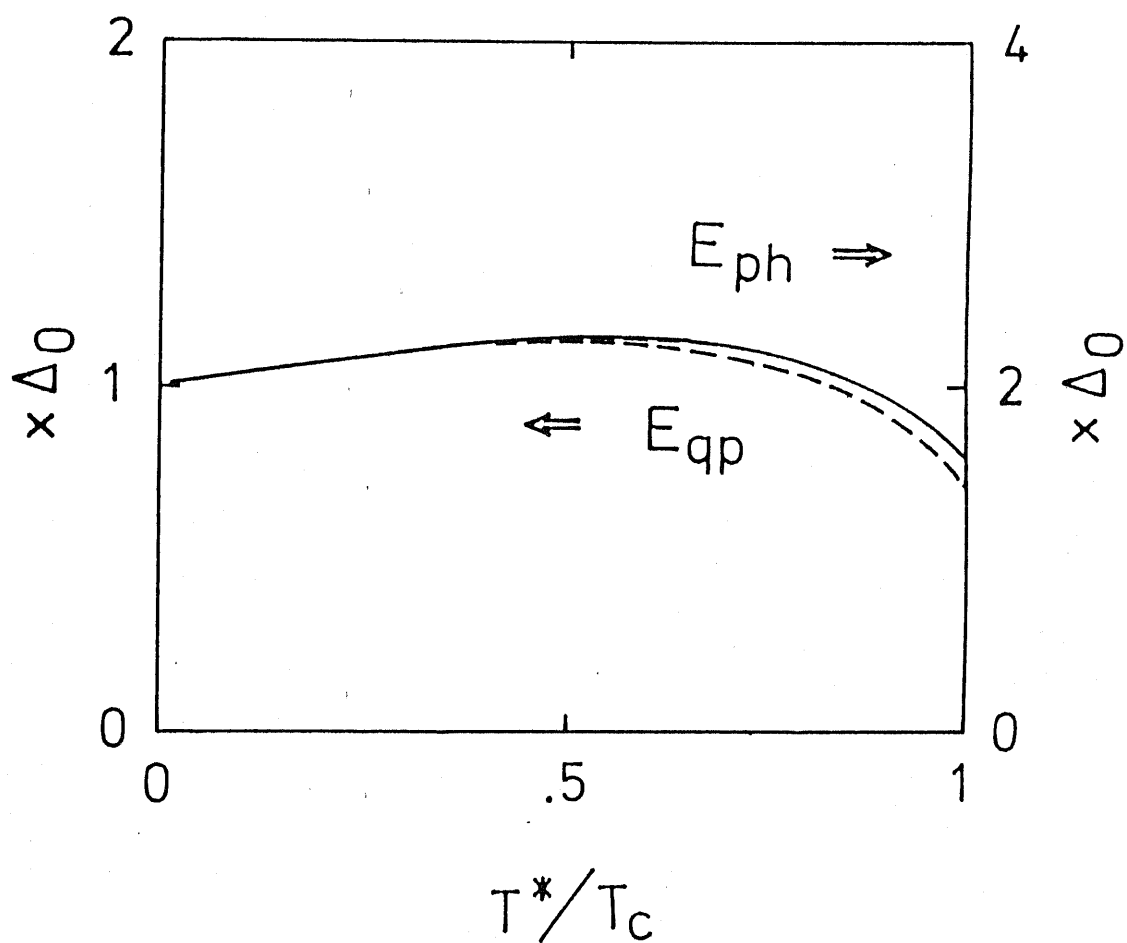


図 5-2 T^* モデルにおける準粒子とフォノンの平均エネルギー E_{qp} 、 E_{ph} の実効温度 T^* 依存性

なら $\Delta = 0$ である $T = T_c$ ではそのフォノンはすべてフォノン注入 I_{ph} に取り入れるべきものであり、 $F = 1$ のはずである。そしてそもそも式 (5-17) の F の決め方は不自然であり根拠もない。むしろ P_{in} はすべて I_{qp} または I_{ph} に分配されるものと考えの方が理にかなっている。すると、

$$\begin{aligned} I_{qp} &= F P_{in} / E_{qp} \Omega \\ I_{ph} &= (1 - F) P_{in} / E_{ph} \Omega \end{aligned} \quad (5-20)$$

となる。ところが、 $E_{ph} = 2 E_{qp}$ の関係を用いると結局、式 (5-19) で $F = 1$ とおいた式が得られる。この場合、式 (5-19) は式 (5-11) を用いると、

$$\frac{P_{in}}{\Omega} = \frac{E_{ph}(T^*) [N_{ph}(T^*) - N_{phT}]}{\tau_{es}} \quad (5-21)$$

となり、フォノン・エネルギーを与える関数の形以外は式 (5-2) と全く同じ関係式が得られる。

注入電極の存在の影響に関しては、式 (5-20、21) を用いるならば、式 (5-5、6) において T_1^4 を T^* に対応した適当な関数で置き換えれば全く同じ議論により電極の存在による $P_{in} - T^*$ 関係の形の変化は考えなくて良い。しかし、Parker の $F(T^*)$ を用いる場合は影響がある。ただ、Al と Nb の音響マッチングは Nb と基板である SiO_2 との間に比べて悪いと考えられ、この場合注入電極による影響は小さくなる。

シンプル・ヒーティング・モデル、 T^* モデルで Nb に対応する Parker による $F(T^*)$ を用いた場合、 T^* モデルで $F = 1$ とした場合のそれぞれについて注入パワーとギャップ Δ の関係を図 5-3 ($T_b/T_c = 0.5$) に示す。ただし、 T^* モデルに関しては $2\Delta_0/k_B T_c$ の値が BCS 理論 (3.52) と実験 (4.04) でやや食い違っているため、その両方の値を用いた場合について示した。シンプル・ヒーティングに対し、 $F = 1$ とした場合は同じ実効温度でも加熱する対象のフォノンがエネルギー 2Δ 以上のものに限定されるため、全フォノンを加熱するシンプル・ヒーティングの場合より小さなパワーでギャップが減少する。Parker の F を用いた場合はそれよりも曲線はさらに下側にシフトする。

5-3 高注入抵抗素子の特性との比較

本節では、臨界電流 I_c の変調とギャップ Δ の変調の両方のデータが得られている、type-B の素子の実験結果を前節の理論と比較する。すでに述べたようにこれらの素子は注入抵抗が高く ($40 \text{ k}\Omega \mu\text{m}^2$)、最大注入電圧は 300 mV 程度となっている。また、 I_c と Δ とが互いに呼応するように変調されることも確

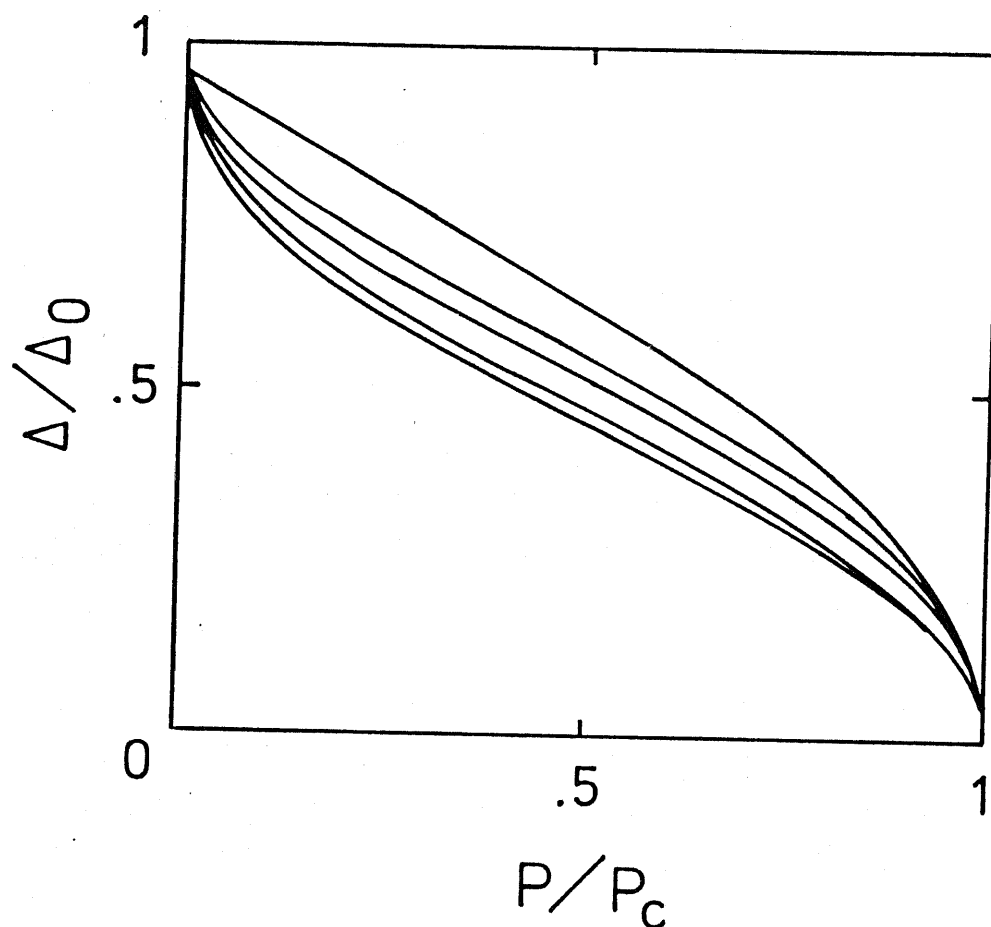


図5-3 シンプル・ヒーティング・モデルとT*モデルにおけるギャップ Δ の注入パワーP依存性

上から、シンプル・ヒーティング・モデル、T*モデル ($F = 1$ 、 $\Delta_0/k_B T_c$: BCS)、T*モデル ($F = 1$ 、 $\Delta_0/k_B T_c$: 実測値)、T*モデル (F : 式(5-18)より、 $\Delta_0/k_B T_c$: BCS)、T*モデル (F : 式(5-18)より、 $\Delta_0/k_B T_c$: 実測値)。 P_c は Δ をゼロにするパワーである。

かめられている。

まず、臨界電流 I_c と注入パワー P_{in} との関係について述べる。5-2の理論では注入パワーとギャップ Δ との関係しか与えられないので、パワーを I_c と比較するためには I_c と Δ との関係を決定する必要があるが、それには第3章で述べた I_c の温度依存性の測定データを利用する。測定によると Nb ストリップ・ラインでは、

$$I_c \propto \Delta (T)^3 \quad (5-22)$$

が 4.2 K から T_c までの温度領域で成立していた。そこで $I_c^{1/3}$ をギャップに比例する量と考え、その注入パワー依存性を理論と比較することにする。図 5-4 に実測された I_c より決定した $\Delta (\propto I_c^{1/3})$ と P_{in} との関係を理論曲線とともに示す。ただし、 P_{in} は注入電流と電圧の積 $I_g \times V_g$ に比例するものと仮定した。

$I_c^{1/3}$ と Δ との比例係数は、 $P_{in} = 0$ で I_c のデータと理論上の Δ とが一致するように決定している。また、 P_c は I_c をゼロにする P_{in} である。二つの素子 B11、B12 いずれのデータもシンプル・ヒーティング・モデルによる理論曲線と良い一致を示している。

次に、以上で利用した $I_c^{1/3} \propto \Delta$ の仮定を実測したギャップのデータとの比較により検証する。このとき問題なのが、測定できたギャップはトンネル・バリアをはさんだ上下の Nb のギャップの和 ($\Delta_1 + \Delta_2$) であり、素子を構成する Nb ストリップ・ライン単独のギャップ (Δ_1 とする) を独立に測定したデータがないことである。本来トンネル・スペクトルの測定では $\Delta_1 + \Delta_2$ だけでなく $\Delta_1 - \Delta_2$ の値も検出することが出来るのであるが、今回はその信号がサブハーモニック・ギャップ構造と思われる構造により覆い隠されてしまいギャップの差の信号の検出には成功していない。従って、やむを得ず $\Delta_1 + \Delta_2$ の測定データを用いる。

図 5-5 は注入条件をパラメータとして変化させたときの $\Delta_1 + \Delta_2$ と $I_c^{1/3}$ との関係をプロットしたものである。図中の破線は、 Δ_2 が注入により変化せず Δ_1 が I_c の $1/3$ 乗に比例するとした場合の理論直線であるが、実測した $\Delta_1 + \Delta_2$ の傾向は概ねこの直線と一致しており、仮定した $I_c \propto \Delta^3$ の関係はほぼ正しいものと考えられる。ただし、ギャップが小さくなる高注入領域では実測したギャップの和はこの直線より若干小さめになる。これは注入により Δ_1 だけでなく Δ_2 も減少しているためと考えれば理解できる。

上述のずれを説明するため、Nb ストリップ・ラインから基板への熱の流れを図 5-6 のようにストリップ・ラインの Nb とギャップ検出器の Nb との間、ギャップ検出器の Nb と基板との間の 2 段階に分解して考える。すると定常状態では基板への熱の逃げ P_{sub} はつりあいの条件より

$$P_{sub} = C_1 (T^4 - T_d^4) = C_2 (T_d^4 - T_b^4)$$

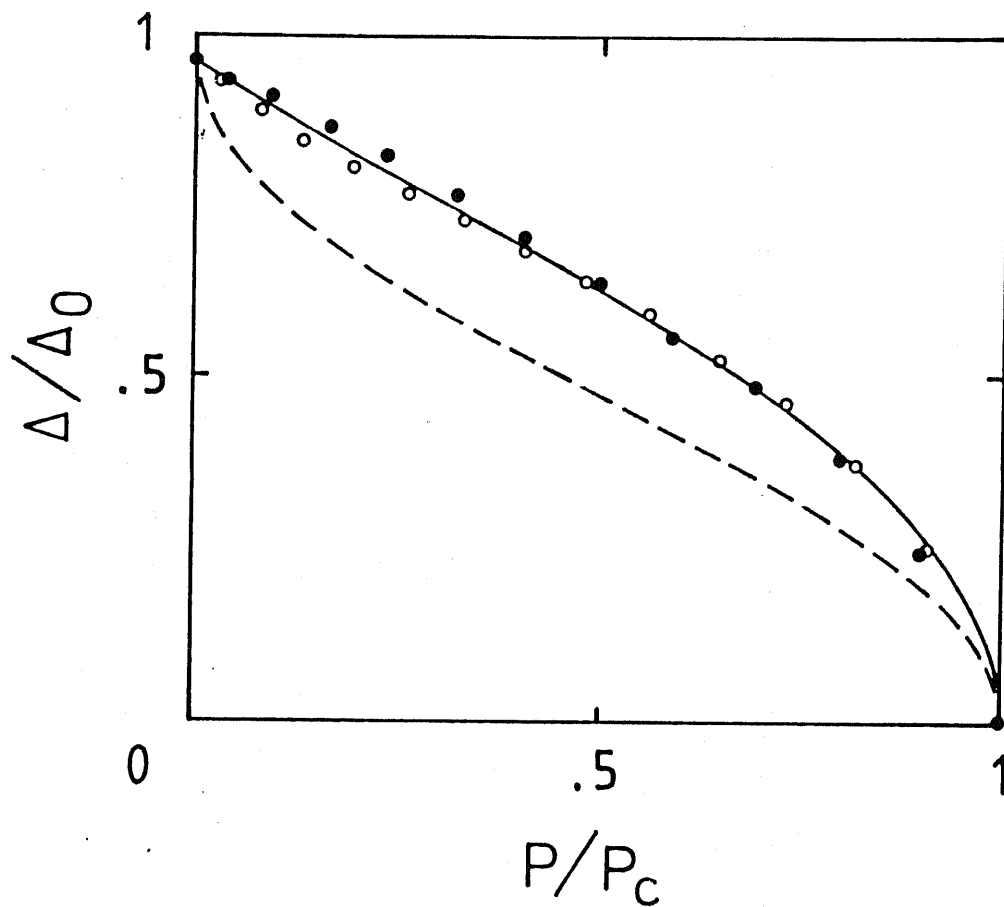


図 5-4 実測した臨界電流 I_c より決定したギャップ Δ の注入パワー P 依存性 (type-B、高注入抵抗)

Δ は実測した I_c より $I_c \propto \Delta^3$ の関係を仮定して決定している。
 実線はシンプル・ヒーティング・モデル、破線は T^* モデル (F : 式(5-18)より、 $\Delta_0/k_B T_c$: BCS) による理論曲線。○ : sample B11、● : sample B12。

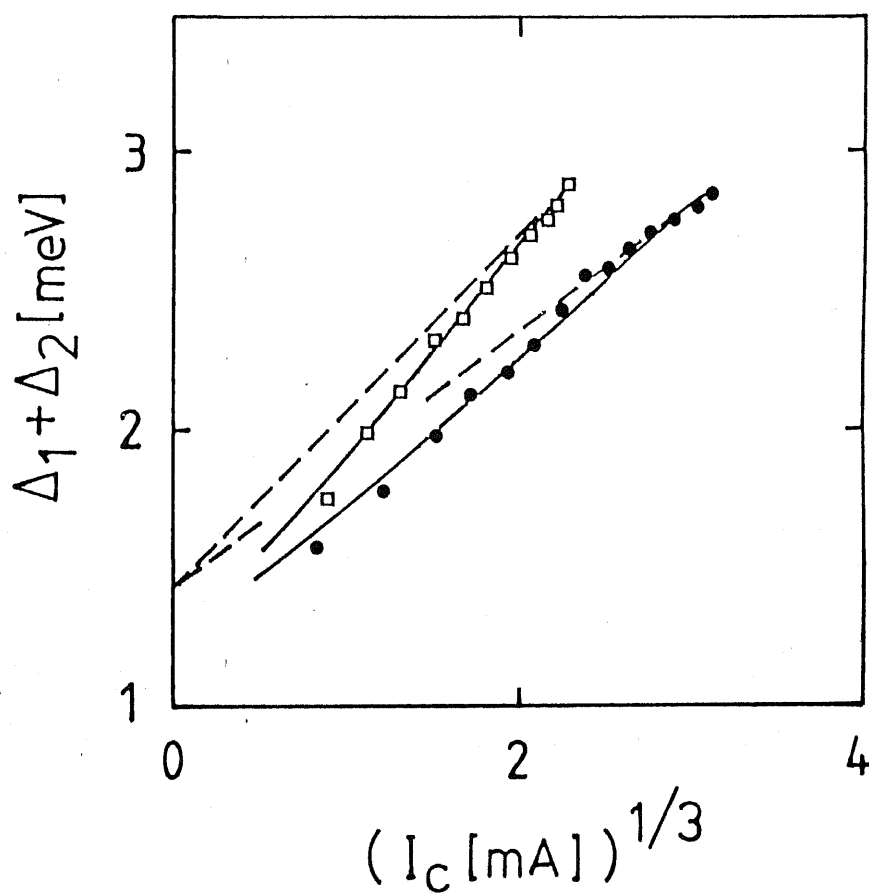


図5-5 実測したギャップ $\Delta_1 + \Delta_2$ と臨界電流 I_c との関係 (type-B、高注入抵抗)

破線は $I_c \propto \Delta_1^3$ 、 $\Delta_2 = \text{const.}$ の場合、実線はギャップ検出器の加熱を考慮し、 $I_c \propto \Delta_1^3$ 、 $\Delta_2 \neq \text{const.}$ 、 $C_1 / (C_1 + C_2) = 0.2$ とした場合の理論曲線 (本文参照)。●: sample B11、□: sample B12。

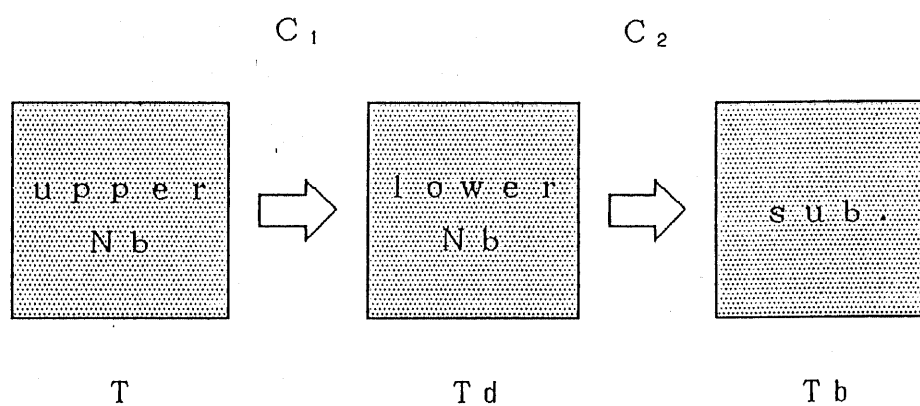


図 5 - 6 t y p e - B 素子における熱の流れのモデル

$$= C_1 C_2 / (C_1 + C_2) \times (T^4 - T_b^4) \quad (5-23)$$

となる。ここで、 T_d : ギャップ検出器側 Nb の温度、 C_1 、 C_2 : 式 (5-5) と同様の熱伝達係数、である。 C_2 が C_1 に比べて十分大きければギャップ検出器側の Nb の温度は上昇しないが、一般には T_d は T_b よりも高くなり、 Δ_2 は減少することになる。図 5-5 中の実線は T_d が式 (5-23) に従って上昇するとした場合の理論曲線である。ただし、 $C_1 / (C_1 + C_2)$ がアジャスタブル・パラメータであり、どちらの素子に対しても 0.2 とした。この曲線は B11、B12 どちらの素子についてもほぼ実験値と一致する。

式 (5-2) と I_c をゼロにするのに要する注入パワー P_c のデータからフォノンの脱出時間 τ_{es} を見積ることが出来、サンプル B11 で 0.7 ns、B12 で 0.8 ns となる。Nb の音速を $2 \times 10^3 \text{ m/s}$ とすると式 (5-3) より $\eta = 0.2$ となり、妥当な値が得られる。ただし Nb への注入パワーは $(I_g \times V_g) / 2$ とした。この結果も準粒子注入モデルを支持するものである。

以上の検討より、注入抵抗の高い type-B の素子の特性 (I_c の変調特性、ギャップの変調特性) はシンプル・ヒーティング・モデルにより統一的に説明出来ることがわかる。また、 Δ のデータのない素子でも、 $I_c \propto \Delta^3$ の関係を用いてモデルとの比較を行えばかなりの精度の議論が出来ると考えられる。

5-4 低注入抵抗素子の特性

低注入抵抗の type-A の素子 (A21~23) について $I_c^{1/3}$ の P_{in} 依存性を図 5-4 と同様にしてプロットしたものを図 5-7 に示す。この素子の注入抵抗は $40 \Omega \mu\text{m}^2$ 、最大注入電圧は 9 mV 程度であり、それぞれ B11、B12 に対して 1000 分の 1、30 分の 1 となっている。実験結果はシンプル・ヒーティング・モデルとは明らかに食い違い、 T^* モデルの予測する下に凸の傾向を示す。理論曲線との一致に関しては Parker の F パラメータを用い、 $\Delta / k_B T_c$ として BCS 理論の値を用いた場合の T^* モデルがもっとも良いが、 $F = 1$ とし $\Delta / k_B T_c$ として実験値を用いたものともほぼ一致する。

このように注入接合の抵抗により注入によるギャップの変調特性にかなり違いが見られるが、これは注入される準粒子 (場合によってはフォノン) のエネルギー分布が違っていることを反映していると考えられる。すなわち、低注入抵抗素子では注入される準粒子のエネルギーが低いためそれらがギャップ端まで緩和する段階で放出するフォノンの発生量が少なく、結果として 2Δ 以下のエネルギーのフォノンの数が少ない T^* モデル的な状況が出現しているためと解釈できる。また、低注入抵抗素子の注入はトンネリングによると考えられるが、高注入抵抗素子では

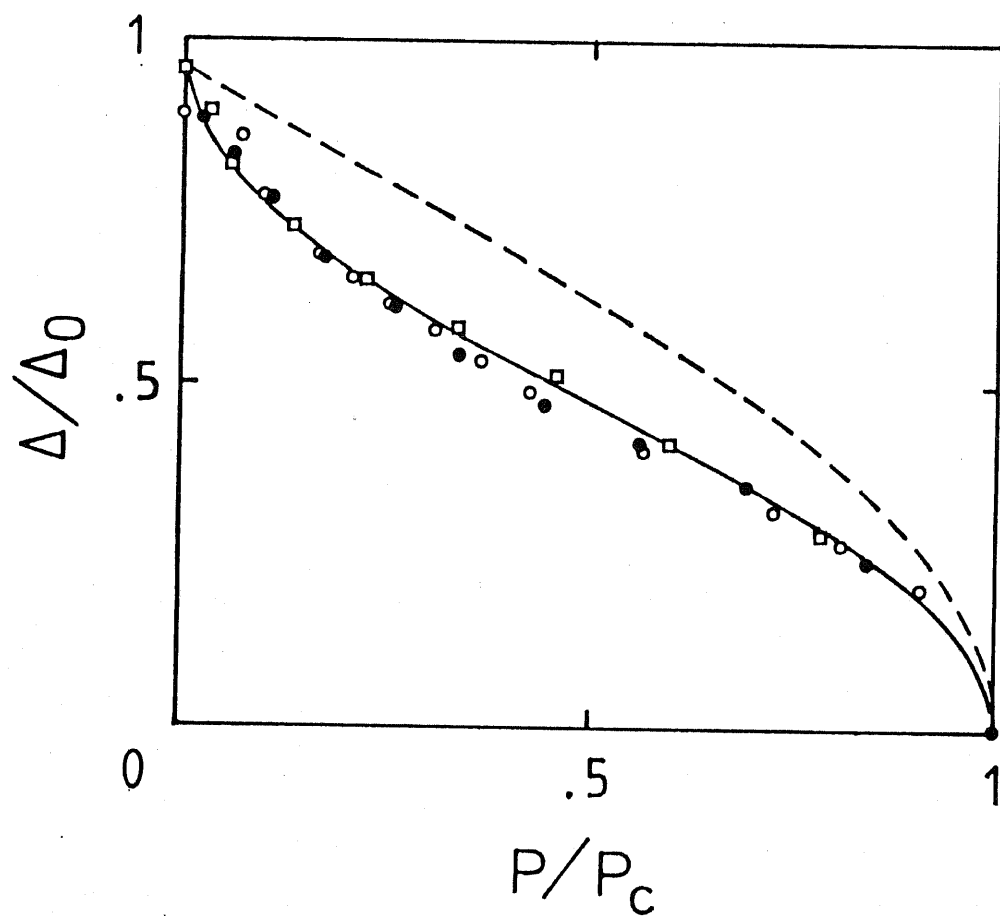


図5-7 実測した臨界電流 I_c より決定したギャップ Δ の注入パワー P 依存性 (type-A、低注入抵抗)

実線は T^* モデル (F: 式(5-18)より、 $\Delta_0/k_B T_c$: BCS)、
破線はシンプル・ヒーティング・モデルによる理論曲線。○: sample A21、□: sample A22、●: sample A23。

それ以外の電気伝導機構により注入がなされている可能性が高く、この違いがこのような変調特性の違いをもたらしている可能性もある。

さて、図5-7の実験結果はParkerのFを用いたT*モデルとよく一致するが、すでに述べたようにこのParkerのFの決め方には問題があり、これによってT*モデルが実験結果を説明するとすることには疑問が残る。むしろF=1とした場合の理論との傾向の一致を評価すべきだと考える。ただしこの場合は若干理論との食い違いがみられ、その原因としては第一に準粒子やフォノンのエネルギー分布関数の仮定からのずれ、その他に発生パワー $I_g \times V_g$ のうちNbに注入される割合の電圧依存性、 R_{TB} が定数であるという仮定の問題などが考えられよう。

5-5 SIS注入素子の特性

以上はすべて超伝導体-絶縁層-常伝導体(SIN)接合からの注入を行った場合であるが、超伝導体-絶縁層-超伝導体(SIS)接合からの注入も試みた。これにはギャップ検出用の接合を注入接合に流用した(サンプルB21)。このときの図5-4、7と同様のプロットを図5-8に示す。最大注入電圧は前節の素子とほぼ同じである。この場合はシンプル・ヒーティング・モデル、T*モデルのいずれとも食い違っており、注入接合がSISであるかSINであるかも特性にかなりの影響を及ぼすらしいことがわかる。 $P_{in} = P_c$ 付近での Δ の急激な低下は1次相転移を思わせるものであり、今回取り上げなかった μ^* モデル(Owen 1972) (1次相転移を予言する)との比較も行ってみる価値があると思われる。

5-6 本章のまとめ

本章では、まず準粒子とフォノンのエネルギー分布を予め仮定するタイプの準粒子注入モデルとしてシンプル・ヒーティング・モデルとT*モデルについて解説したあと、第2、3章で解説した素子の測定結果とこれらのモデルの予測とを比較した。その結果、

1) 高注入抵抗、SIN注入のtype-Bの素子の I_c の変調は、 $I_c \propto \Delta^3$ の関係を用いることによりシンプル・ヒーティング・モデルの予測と良く一致した。実測された Δ も確かに I_c と呼応して変化し、ギャップ検出器側のNbの温度上昇を考慮することにより $I_c \propto \Delta^3$ の関係を満たしていると解釈される。また、フォノン脱出時間 τ_{es} とフォノン透過率 η を見積もると、 $\tau_{es} = 0.8 \text{ ns}$ 、 $\eta = 0.2$ と妥当な値が得られる。以上の結果を総合すると、これらの素子はシンプル・

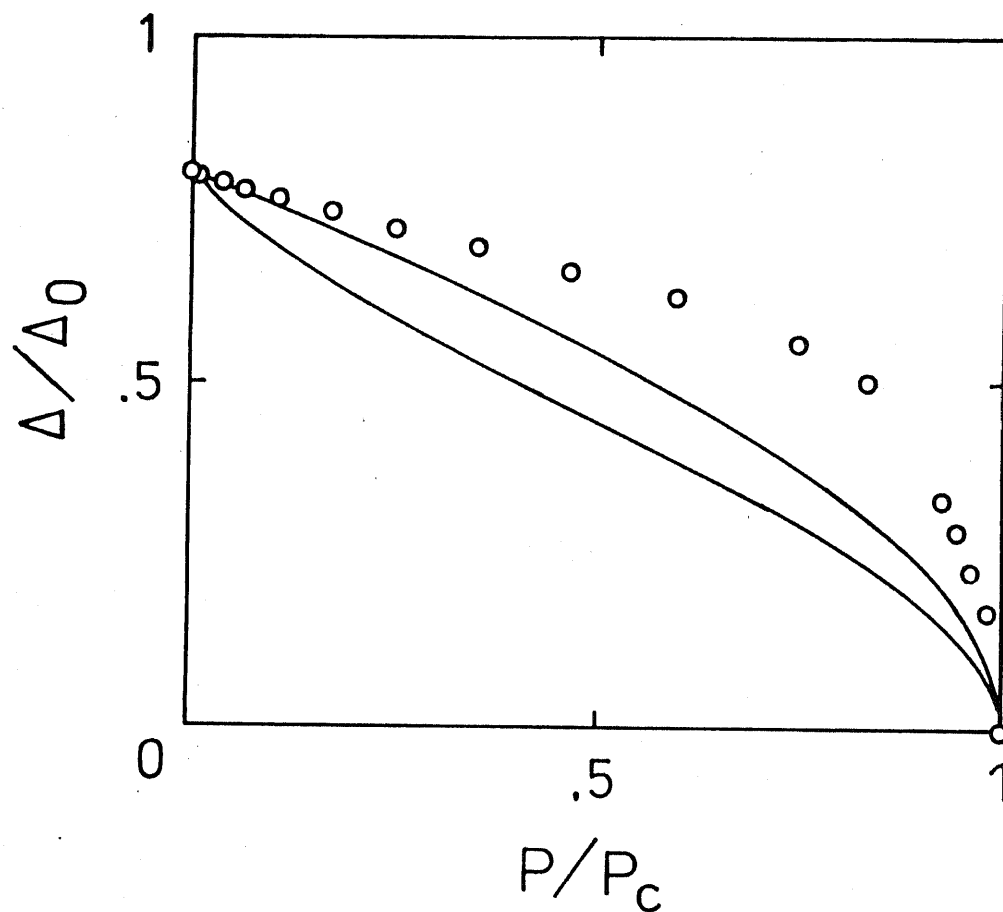


図5-8 実測した臨界電流 I_c より決定したギャップ Δ の注入パワー P 依存性 (sample B21、ギャップ検出用 S I S 接合より注入)

曲線は上からシンプル・ヒーティング・モデルと T・モデル (F : 式(5-18)より、 $\Delta_0 / k_B T_c$: BCS) による理論曲線。測定温度は 6.2 K で他と異なっている。

ヒーティングにより動作していると結論できる。また、 $I_c \propto \Delta^3$ の関係を用いて Δ のデータがない素子についても理論とのある程度厳密な比較が可能であることがわかる。

2) 低注入抵抗、S I N 注入の t y p e - A の素子の I_c の変調特性は、T*モデルの予測とほぼ一致した。これは直感的には注入された高エネルギー準粒子の緩和によるフォノンの放出が高抵抗の場合と比べ少ないためと解釈できる。

3) 低注入抵抗、S I S 注入の t y p e - B の素子の I_c の変調特性は、どちらのモデルとも食い違い、そのずれはシンプル・ヒーティングに対してT*モデルと逆向きであった。

4) 全体としては、注入接合の特性、すなわち注入される準粒子やフォノンのエネルギー分布により素子の変調特性にかなり違いが出ることがわかった。

第 6 章 素子性能の検討

6-1 はじめに

第 3 章から第 6 章では、素子の臨界電流の変調動作の原因を明らかにすることを目的として、主に注入制御リンクの臨界電流とオーダー・パラメータの注入電流依存性について検討してきた。本章では、そこではあまり触れなかった素子のスピード、発熱、発生電圧などについて述べ、この素子を応用した場合どの程度の性能が得られるかについて検討する。

6-2 素子特性に関する考察

6-2-1 スイッチング時間について

注入制御リンクをスイッチング・デバイスとして用いる場合、そのスイッチング動作は次のような段階に分けられる。

1) 注入による加熱

注入を行うと、注入により準粒子のエネルギー分布が高エネルギー側にシフトし、その結果オーダー・パラメータが減少し、臨界電流が減少し、ついには臨界電流が素子に与えられたバイアス電流に等しくなる。ここまでが第一段階であり、ここに要する時間を τ_{on} とする。

2) ホット・スポットの拡大

バイアス電流が臨界電流を越えると、素子はバイアス電流によって自己発熱するようになる。このように自己発熱している領域をホット・スポットと呼ぶ。その発熱量は、金属材料を使った場合は臨界電流が大きいことから注入電力よりかなり大きく、その熱は拡散により素子のストリップ・ライン方向に波及し、隣接した部分を常伝導化する。すると新たに常伝導化した部分も発熱を始めるため、ホット・スポットは将棋倒し的に拡大していく。このプロセスはホット・スポットが素子のバンク部（電極が太くなった根元の部分）に達することで終了し、素子の定常的な電圧状態への遷移が完了する。この時間を τ_{he} (hot spot expansion) と書くことにする。結局、素子の電圧遷移に要する時間は $\tau_{on} + \tau_{he}$ で与えられることになる。

3) リセット

電圧遷移したあと、当然素子を再び超伝導状態に戻すことが必要である。これは、通常のジョセフソン素子と同様にバイアス電流を（当然入力も）ゼロにすることで実現する。バイアス電流がなくなると自己発熱が止まり、素子が冷却され

て初期状態に復帰する。冷却は通常フォノンの熱浴への脱出により行われる。この時間を τ_{off} と呼ぶことにする。

以下、これら各々について考察する。

6-2-2 注入による加熱

時定数 τ_{on} については、式(5-10)として示したRothwarf-Taylorのレート方程式によって見積ることが出来る。この式を再掲する。

$$\frac{\partial N}{\partial t} = I_{\text{qp}} - 2RN^2 + \frac{2N_{\text{ph}}}{\tau_B} \quad (6-1a)$$

$$\frac{\partial N_{\text{ph}}}{\partial t} = I_{\text{ph}} + RN^2 - \frac{N_{\text{ph}}}{\tau_B} - \frac{N_{\text{ph}} - N_{\text{ph}}^T}{\tau_{\text{es}}} \quad (6-1b)$$

両式から N_{ph} を消去すると、 N_{qp} に関する二次の非線形微分方程式が得られる。ところが、 N の時間変化はフォノンの閉じ込め効果(phonon trapping effect)により式中に係数として現れる時定数よりかなり遅くなるため、 N_{qp} の二階微分の項は無視して差し支えない。また注入量は時間によらず一定とする。この場合、式は簡単な一次の変数分離型方程式となり、その一般解は積分により次のように表される(Iguchi 1983/1985)。

$$\frac{|N_I - N|^{A+1}}{|N_I - N_T|^{A-1}} = \text{const.} \times \exp(-t/\tau_{\text{es}}) \quad (6-2)$$

ここで、 N_I はある一定の注入をしたときの N の定常値、 A は

$$A = (\tau_B^{-1} + \tau_{\text{es}}^{-1}) / 4RN_I \quad (6-3)$$

で与えられる。初期条件として $t=0$ で $N=N_T$ とすれば、

$$\frac{(N_I - N)^{A+1}}{(N_I + N)^{A-1}} = \frac{(N_I - N_T)^{A+1}}{(N_I + N_T)^{A+1}} \exp(-t/\tau_{\text{es}}) \quad (6-4)$$

となり、この式から τ_{on} が計算できる。

このとき必要な注入パワー P_{on} は、注入される準粒子の平均エネルギーがほぼ Δ_0 に等しいことを用いると、

$$\begin{aligned} N_I^2 &= N_T^2 + \frac{1}{2R} \left(1 + \frac{\tau_{\text{es}}}{\tau_B}\right) I_{\text{qp}} \\ &\sim \frac{\tau_{\text{es}}}{2R\tau_B} \frac{P_{\text{on}}}{\Delta_0\Omega} \end{aligned} \quad (6-5)$$

となり、

$$P_{\text{on}} \sim 2R\tau_B N_I^2 \Delta_0\Omega / \tau_{\text{es}} \quad (6-6)$$

により計算できる。ただし、 Ω は体積である。

6-2-3 ホット・スポットの成長

ホット・スポットの成長速度に関する知見を得るため、熱伝導方程式に基づくシミュレーションを行った。次式が、それに用いた基本式である。

$$\begin{aligned} & (\gamma T + 4 C_{ph} T^3) \frac{\partial T}{\partial t} \\ &= \frac{P}{\Omega} - \frac{C_{ph} (T^4 - T_b^4)}{\tau_{es}} + K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (6-7)$$

ここで、 T ：絶対温度、 γ ：電子比熱係数、 C_{ph} ：格子エネルギーの係数（格子のエネルギー $\equiv C_{ph} \cdot T^4$ ）、 P/Ω ：単位体積あたりの発熱、 T_b ：熱浴の温度、 τ_{es} ：フォノン脱出時間、 K ：熱拡散定数、である。 K と γ についてはその温度依存性を考慮する。計算のために次のような規格化を行う。

$$\begin{aligned} T/T_c &\rightarrow T \\ t/\tau_{es} &\rightarrow t \\ x/(4 C_{ph} T_c^3 / \tau_{es} K c)^{1/2} &\rightarrow x \\ (P/\Omega) / (\tau_{es} / C_{ph} T_c^4) &\rightarrow P/\Omega \\ \gamma / (4 C_{ph} T_c^2) &\rightarrow \gamma \end{aligned} \quad (6-8)$$

ここで、 $Kc = K(T_c)$ である。 x の規格化定数 ($\equiv \lambda_0$) は、 T の変化量が小さい場合の T の拡散距離であり、 P/Ω の規格化定数は、系が均一なときに $T_b = 0$ で温度を T_c に保つのに要する電力である。規格化された方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & 4 (T + T^3) \frac{\partial T}{\partial t} \\ &= \frac{P}{\Omega} - (T^4 - T_b^4) + 4 \frac{K}{Kc} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (6-9)$$

P は自己発熱に対応するものであり、温度 T での臨界電流 $I_c(T)$ がバイアス電流 I_b より大きい場合はゼロ、そうでない場合はジュール発熱に等しいとする。すなわちストリップ・ラインの常伝導抵抗を R_N として、

$$P(T) = 0 \quad (I_c(T) \geq I_b) \quad (6-10a)$$

または

$$P(T) = I_b^2 R_N \quad (I_c(T) < I_b) \quad (6-10b)$$

である。 $I_c(T)$ は臨界電流が $\Delta(T)^3$ に比例すると仮定して求める。 $\Delta(T)$ は厳密には数値計算により求められるが、実際の計算では近似式

$$\Delta(T) = \Delta_0 (1 - T/T_c)^{1/2} \quad (6-11)$$

を用いた。熱伝導率 K と電子比熱定数 γ の与え方に関して二通りの場合について計算を行った。一つは、一般に常伝導体で成り立つとされる

$$K = L \sigma T \quad (6-12)$$

の関係 (Wiedemann-Franz の法則、 $L = 2.5 \times 10^{-8} \text{W}\Omega\text{K}^{-2}$ 、 σ : 電気伝導率) を用い、 γ を定数とした場合、もう一つは超伝導状態でのギャップの存在を考慮し K と γ の温度依存性に変更を加えた場合である。ギャップを考慮する場合は

$$F(a) = \frac{1}{2} \int_a^{\infty} \frac{x}{1 + \exp(x)} dx \quad (6-13a)$$

と置き

$$K_s/K_n = \{a^2 / (1 + \exp(a)) + F(a)\} / F(0) \quad (6-13b)$$

の関係により常伝導状態での K に修正を加えた (Bardeen 1959)。ここで、 K_s : 超伝導状態での K 、 K_n : 常伝導状態での K ($\propto T$)、 $a = \Delta / k_B T$ 、である。ただし実際には、 $T > 0.5$ で成立する近似式として

$$K_s/K_n = \{1 - 2(1 - T^{3/2})^{1/2}\} \quad (6-14)$$

を用いた。また、 γ については近似式

$$\gamma_s(T) / \gamma_n = 3(T/T_c)^2 \quad (6-15)$$

を用いた (Bardeen 1957)。ただし、 γ_s : 超伝導状態での γ 、 γ_n : 常伝導状態での γ 、である (この場合、 $T = T_c$ で比熱の不連続がおこる)。

以上の関係式を用い、適当な境界条件を与えることにより温度 T の空間分布の時間変化を計算した。図 6-1 に計算結果の一例を示す。この図から分かるのは超伝導と常伝導の境界の移動速度が常にほぼ一定になっていることである。一般にこの速度は、バイアス電流と P の大きさによって決まる一定値になり、境界条件の変化等によってその値はほとんど変化しないことがわかった。この速度のバイアス電流依存性を図 6-2、3 に示す。図 6-2 は $K \propto T$ の場合、図 6-3 は式 (6-14)、(6-15) を用いた場合の結果である。どちらの場合も、ホット・スポットの成長速度はバイアス電流に対し指数関数的に増加する。電流が小さいところで速度が急激に減少するのは、バイアス電流による発熱量がホット・スポットを維持するのに必要な閾値に近付くためである。バイアスが臨界電流 $I_c(T_b)$ に近付くと急上昇するのは、僅かな温度上昇で I_c が I_b の値に達するためである。

ホット・スポットの成長速度については実際に測定を行った。その結果とシミュレーションとの比較については後述する。

6-2-4 リセット

素子が電圧状態にスイッチしたあと再び超伝導状態に戻るためには、加熱により蓄えられたエネルギーをフォノンの形で放出する必要がある。格子系と電子系の

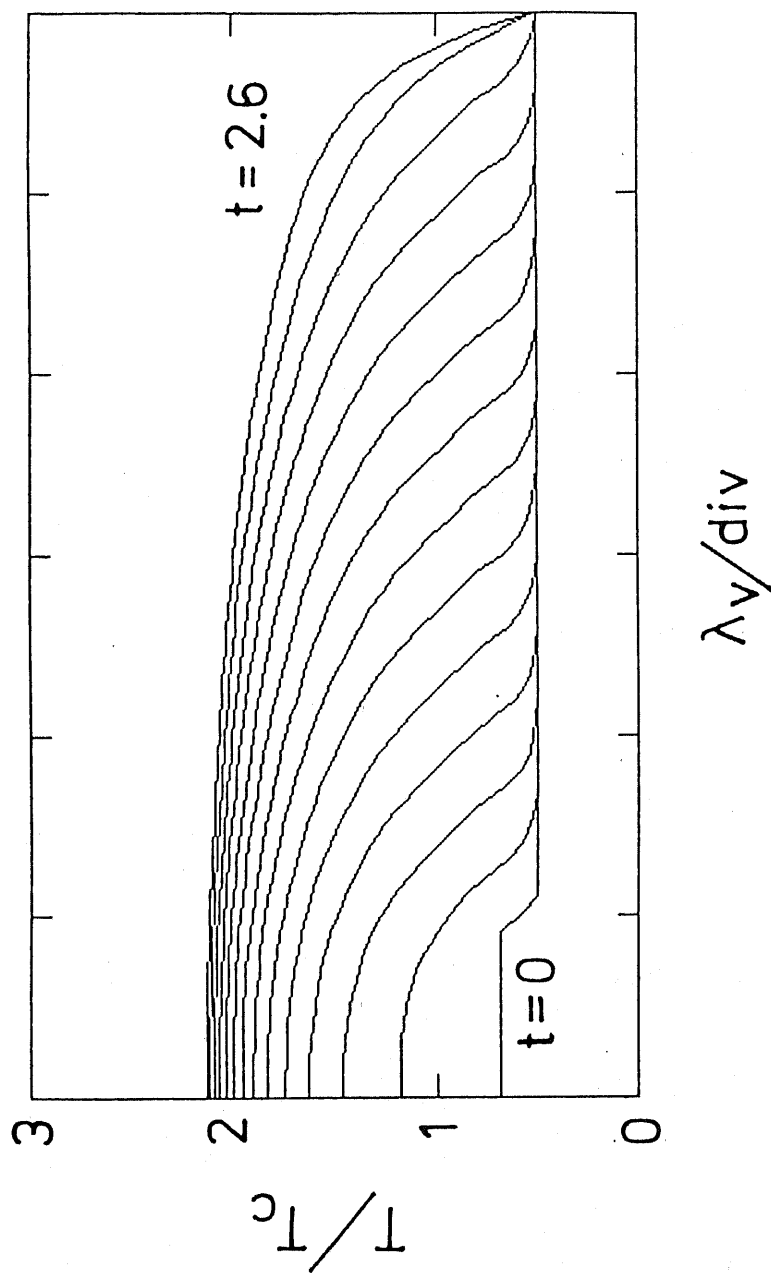


図6-1 ホット・スポット拡大の様子（計算）

各曲線は時間 $\tau_{es}/5$ ごときの温度分布を示す。初期条件は左端の長さ λ_0 （長さの規格化定数）の部分だけ温度が $I_b = I_c(T)$ となるまで上昇している状態、境界条件は左端で $\partial T / \partial x = 0$ 、右端で $T = T_b$ である。 $I_b / I_c(T_b) = 0.5$ 、 $T_b / T_c = 0.5$ 、 $(I_b^2 R_N) = 25 \times C_{ph} T_c^4 / \tau_{es} = 25 \times$ （パワーの規格化値）とした。熱伝導率 K と電子比熱 γ への超伝導の影響を考慮した。

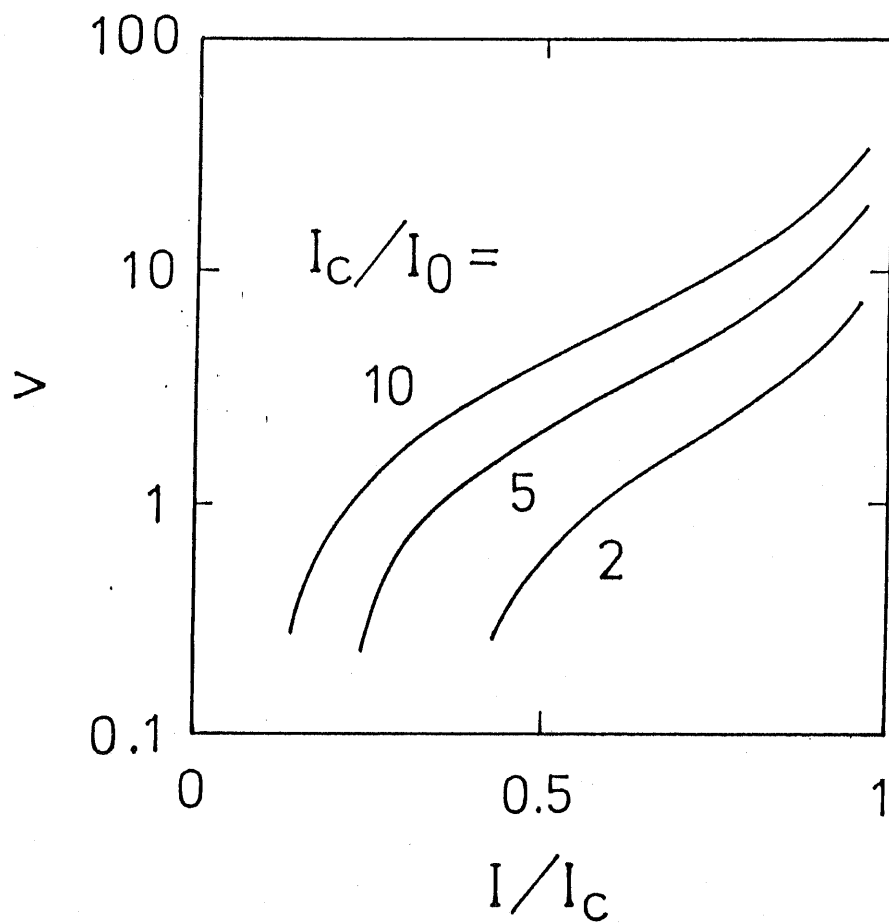


図 6-2 ホット・スポット成長速度 v のバイアス電流依存性 I
(計算、超伝導状態を考慮せず)

$I_0^2 R_N \equiv C_{ph} T c^4 / \tau_{es} =$ (パワーの規格化定数)
 v は規格化値。

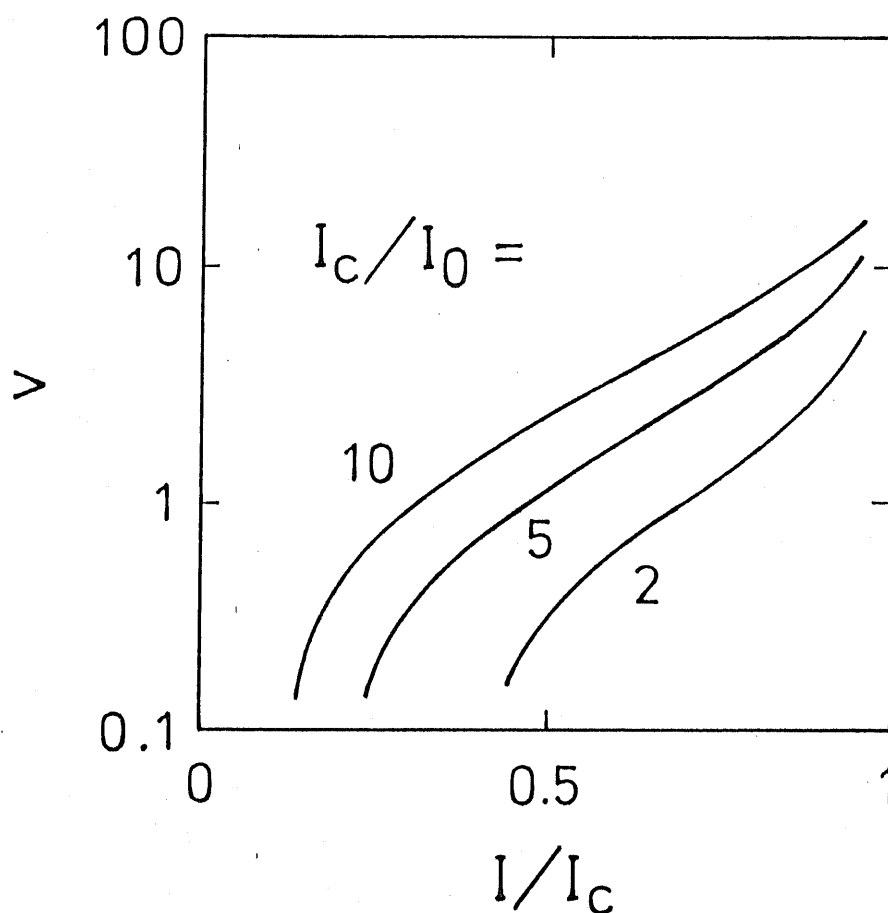


図 6-3 ホット・スポット成長速度 v のバイアス電流依存性 I
(計算、超伝導状態を考慮)

$$I_0^2 R_N \equiv C_{ph} T c^4 / \tau_{es} = (\text{パワーの規格化定数})$$

v は規格化値。

持つ熱エネルギーをそれぞれ U_{ph} 、 U_e とおき、電子と格子の温度が過渡状態でも等しいとすれば、冷却を記述する方程式は常伝導状態においては式 (6-7) において $P=0$ 、 $\partial^2/\partial T^2=0$ とおくことで与えられる。 $T_c^4 \gg T_b^4$ の場合にはこの式は容易に積分できて、

$$t = -4 \tau_{es} \log T + \gamma \tau_{es} / 2 C_{ph} T^2 + \text{const.} \quad (6-16)$$

これより $T=T_c$ までの冷却時間 (τ_{off1} とする) が計算できる。

$T < T_c$ では、式 (6-16) の代わりに式 (6-1) を用いるべきである。冷却に対応する解は式 (6-3)、(6-4) において N_I を N_T で置き換えることにより得られ、

$$\frac{(N - N_T)^{B+1}}{(N + N_T)^{B-1}} = \frac{(N_c - N_T)^{B+1}}{(N_c + N_T)^{B+1}} \exp(-t / \tau_{es}) \quad (6-17)$$

$$B = (\tau_B^{-1} + \tau_{es}^{-1}) / 4 R N_T$$

となる。ただし、 N_c は $T=T_c$ での準粒子密度である。特に N_T が N に対し十分小さい場合は、 N は時定数 $2 \tau_{es}$ の単純な指数減衰となる。この式により T_c から $I_c(T) = I_b$ となるまでの冷却時間 (τ_{off2} とする) を求めれば、

$$\tau_{off} = \tau_{off1} + \tau_{off2} \quad (6-18)$$

によりリセット時間が求まる。

6-2-5 消費電力と発生電圧

注入制御リンクの発生電圧、発熱については Ginzburg-Landau の理論 (GL 理論) により見積ってみる。この理論によれば、

$$\begin{aligned} J_c &= (2/3\sqrt{3}) \cdot (C_J \Delta^2 / \xi) \\ &= 0.385 \cdot (C_J \Delta^2 / \xi) \end{aligned} \quad (6-19)$$

$$\sigma_N = C_J \Delta^2 / V_c \quad (6-20)$$

の関係がある。ここで、 J_c : 臨界電流密度、 σ_N : 常伝導電気伝導率、 C_J : 物質定数、 ξ : GL のコヒーレンス長、 V_c : 特性電圧 ($= I_c R_N$) である。従って、単位長さ当りの発生電圧は、臨界電流でバイアスした場合には

$$J_c / \sigma_N = (2/3\sqrt{3}) \cdot (V_c / \xi) \quad (6-21)$$

となる。また、このときの単位体積当りの発熱は、

$$\begin{aligned} J_c^2 / \sigma_N &= (2/3\sqrt{3}) \cdot (J_c V_c / \xi) \\ &= (4/27) \cdot (\sigma_N V_c^2 / \xi^2) \end{aligned} \quad (6-22)$$

で与えられる。式 (6-21) を実測値と比較してみよう。 $J_c = 2 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 、 $\sigma_N = 3.4 \times 10^6 \text{ S/m}$ を代入し、 $V_c = 2.2 \text{ mV}$ とすれば、 $\xi = 14 \text{ nm}$ となる。この値はやや小さいが作製した Nb の抵抗率が高めであることを考えると妥当である。また式 (6-22) を計算すると、発熱は $12 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ と

かなり大きな値となることがわかる。

6-2-6 スケーリング

スイッチング時間は、ホット・スポット成長時間を除いてほぼ τ_{es} に比例する。すなわち、

$$\begin{aligned} \tau &\propto \tau_{es} = 4d / \eta c_s \\ &\propto d \end{aligned} \quad (6-23)$$

ここで η はフォノン透過率、 c_s は平均音速である。従って、素子の動作速度は概ね膜厚 d に比例する。ただし、 τ_{off} は若干バイアス条件にも依存し、 d を小さくした場合は素子の最高温度が低下することから上式より速くなる方向にずれる。しかし、この影響は κ の対数でしか効かない。ホット・スポットの成長速度 v については τ_{es} のほかに λ_U (等価的な拡散長) とバイアス条件の変化も考慮しなければならない。シミュレーション結果を用いれば、速度 v は近似的に

$$v \propto (\lambda_U / \tau_{es}) \times (P_{sh} / P_c)^{1/2} \propto \text{const.} \quad (6-24)$$

と表せる。ここで、 P_{sh} : 自己発熱量、 P_c : 素子温度を T_c に保つのに要するパワー、である。 d を小さくして τ_{es} を減らすと λ_U / τ_{es} はその平方根に反比例して大きくなるが、ストリップ・ラインが冷えやすくなることによる相対的な自己発熱の減少がそれを打ち消し、 v は結局変化しない。

自己発熱量 P_{sh} は超伝導体の体積に比例する。

$$P_{sh} \propto \Omega \quad (6-25)$$

また、ゲートからの所要入力パワー P_{on} は、 w : 素子幅、 l : ゲート長と置くと、式 (6-6) より

$$P_{on} \propto \Omega / \tau_{es} \propto w l \quad (6-26)$$

となり、注入接合の面積に比例する。一方、注入電圧は基本的に物質パラメータである V_c により決定されるから、素子寸法には依存しない。従って注入電流密度 J_I は

$$J_I = P_{on} / V_I w l = \text{const.} \quad (6-27)$$

と、寸法に依存しない定数となる。出力電圧 V_{out} は素子の全長 L に比例し、その比例係数は物質定数である。

$$V_{out} \propto L \quad (6-28)$$

スケーリングとして、要求される出力電圧が固定されているとして、素子幅 w と膜厚 d のみをそれぞれ $1/\kappa$ 倍する場合の各パラメータの変化を表 6-1 に示す。

表 6 - 1 スケーリングの結果

素子、回路パラメータ	スケーリング・ファクタ
素子幅 w 、膜厚 d	$1 / \kappa$
素子長 l 、 L	1
出力電圧 V_{out} 、注入電圧 V_I	1
バイアス電流 I_b	$1 / \kappa^2$
注入電流 I_I	$1 / \kappa$
遅延時間（オン・オフ）／回路	$1 / \kappa$
遅延時間（電圧発生）／回路	1
発熱／回路	$1 / \kappa^2$
発熱／面積	$1 / \kappa$

6-2-7 数値例

6-2-5 までで示した式について数値例を示す。素子寸法としては理想的かつ実現可能なものを考え、素子幅 w 、注入電極幅 l 、膜厚 d をそれぞれ $1\ \mu\text{m}$ 、 $1\ \mu\text{m}$ 、 $10\ \text{nm}$ とし、超伝導材料は Nb を考える。動作温度 T_b は $0.45\ T_c \sim 4.2\ \text{K}$ 、バイアス電流はストリップ・ラインの I_c の 0.8 倍で一定とする。 $c_s = 2 \times 10^3\ \text{m s}^{-1}$ 、 $\eta = 0.3$ として $\tau_{es} = 67\ \text{ps}$ とする。これほど薄くしても、Nb の τ_B は非常に小さいためフォノン閉じ込め限界 (phonon trapping limit) の近似が成立する。

ストリップ・ラインを常伝導転移するためには、 $I_c \propto \Delta^3$ とすると

$$\Delta = \Delta(T_b) \times (0.8)^{1/3} = 0.90 \Delta_0$$

にまで減少する必要がある、そのときの実効温度 T^* は $0.61\ T_c = 5.6\ \text{K}$ 、規格化した準粒子密度は $N/4\ \Delta_0 N(0) = 0.0552$ である。注入量は N_I がこの N の二倍になるように選び、 $R = 8.4 \times 10^{-16}\ \text{m}^3\ \text{s}^{-1}$ 、 $\tau_B = 4.2\ \text{ps}$ 、 $4\ N(0)\ \Delta_0 = 1.9 \times 10^{26}\ \text{m}^{-3}$ とすれば $\tau_{on} = 0.27\ \text{ns}$ 、 $P_{on} = 0.11\ \mu\text{W}$ となる。また、注入電圧を V_c とすれば注入電流密度 J_I は $4700\ \text{A cm}^{-2}$ とやや大きな値となる。

$\xi = 25\ \text{nm}$ 、 $\sigma_N = 1.7 \times 10^7\ \text{S m}^{-1}$ 、 $K(T = T_c) = 3.9\ \text{W K}^{-1}\ \text{m}^{-1}$ 、 $C_{ph} = 2.13\ \text{J K}^{-1}\ \text{m}^{-3}$ とすれば、 $J_c = 6.2 \times 10^{11}\ \text{A cm}^{-2}$ 、シミュレーションで用いた長さの規格化値 (λ_U と置く) は $0.20\ \mu\text{m}$ 、 λ_U あたりの発生電圧は $5.7\ \text{mV}$ 、 λ_U あたりの発熱は $28\ \mu\text{W} = 26\ \text{Pc}$ (Pc はシミュレーションで用いたパワーの規格化値) となる。また、自己発熱による定常温度 $T_{sh} = 26\ \text{K}$ となる。発生可能電圧は $1\ \mu\text{m}$ あたり $5.7\ \text{mV} / 0.20 = 29\ \text{mV}$ 、ホット・スポットの成長速度は超伝導状態を考慮したシミュレーションによれば約 $4\ \lambda_U / \tau_{es} (\leftrightarrow 340\ \text{mV} / \text{ns})$ である。

τ_{off1} は、 $\gamma = 720\ \text{J K}^{-2}\ \text{m}^{-3}$ とすれば $0.39\ \text{ns}$ となる。また、 $T = T_c$ で $N/4\ N(0)\ \Delta_0 = 0.393$ であるから、 $\tau_{off2} = 0.26\ \text{ns}$ となる。よって $\tau_{off} = \tau_{off1} + \tau_{off2} = 0.65\ \text{ns}$ となる。

6-3 ホット・スポット成長速度の測定

6-2-3 で述べたシミュレーションの結果の正当性を確認するため、ホット・スポット成長速度の測定を行った。通常のアオシロスコプで測定可能なように、サンプルとしては幅 $3.3\ \mu\text{m}$ 、厚さ $70\ \text{nm}$ 、長さ $400\ \mu\text{m}$ の非常に長い Nb ストリップ・ラインの中央に A1 注入電極を交差させたものを用いた (sample C11、第3章参照)。注入接合抵抗は $3.3\ \mu\text{m} \times 3.3\ \mu\text{m}$ で約 $60\ \Omega$ であっ

た。測定は、H e ガス雰囲気中で4. 2 Kより若干高い温度 (< 4. 7 K と考えられる) で行った。

図6-4に測定に用いた回路の構成を、図6-5に電源と出力電圧の波形の概念図を示す。素子に二つの互いに同期した交流信号を印加し、素子の応答電圧の繰り返し波形を高帯域オシロスコープで観測した。電源E_bはバイアス用方形波交流電源であり、周期の半分は所望のバイアス電流が得られる電圧に設定し、残りは素子をリセットするためにE_b~0とする。電源E_iは素子の電圧状態への遷移のトリガとなるものであり、素子の注入端子に入力される。バイアス電流値は図6-4右側のように伝送路に小さな抵抗を挿入し、その両端の電圧を作動入力オシロスコープで観測することにより測定した。図の左上の抵抗は外部回路の対称性を確保するためのものである。

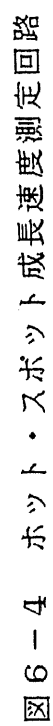
図6-6に、観測された出力電圧Vの波形を示す。最初の10 ns位までの波形の立ち上がり部分はオシロスコープの応答限界に近くかなり急峻であるが、徐々に波形の変化が緩慢となり、1 ms程度を経過してもまだ僅かに電圧変化が残ってしまう。これはバイアス電源のインピーダンスが50 Ω程度と低いために、素子の常伝導部分の長さが伸びて抵抗が増すに連れてバイアス電流が減少していき、そのために前節のシミュレーションの結果が示すようにホット・スポットの成長速度が急激に減少してしまうためと考えられる。かりにインピーダンス無限大の電源を用いれば、この波形は最初の傾きを維持したままのリニアなものになると推定される。

このようにして観測された電圧波形は配線、特にボンディング部分の寄生抵抗の影響を受けており、素子に実際に印加されている電圧ではない。そこで図6-4の回路を図6-7に示す等価回路で表現し、測定された電圧波形V(t)からある時刻に素子に実際に印加されているバイアス電流I_b(t)とそのときの素子の抵抗値r(t)を計算により見積ることとする。簡単な計算より、

$$r(t) = \frac{r_2 \{ Z_0 E_b - r_1 (E_b - V(t)) \}}{(r_1 + r_2) (E_b - V(t)) - Z_0 V(t)} \quad (6-29)$$

$$I_b(t) = \frac{r_2 V(t)}{r(t) r_2 + (r_1 + Z_0) (r(t) + r_2)} \quad (6-30)$$

となる。ボンディング部の抵抗は概ね10 Ωであるので、r₁~20 Ω、r₂~140 Ωと見積られる。このようにして求めたdr/dtとI_b(t)との関係をプロットしたのが図6-8である。図には初期バイアス電流が17 mAと5 mAとなる二つのバイアス条件でのデータを示しているが、両者はほぼ連続的につながっている。バイアス電流値が時間と共に変化するため、このように電源電圧を二通りしか変化させなくても連続的にいくつもの測定データを得ることが出来る。



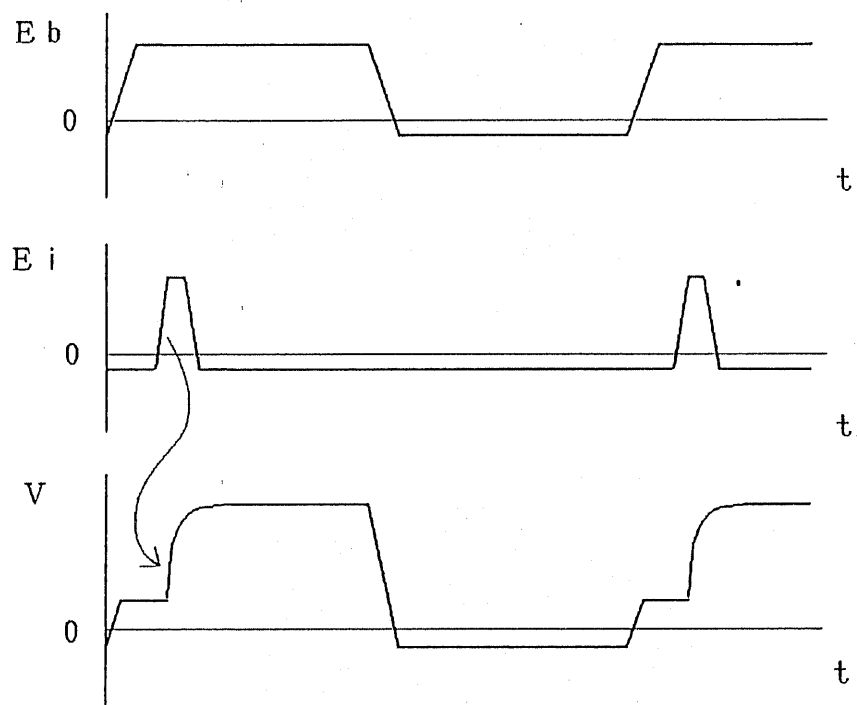


図 6-5 ホット・スポット成長速度測定における電源、出力波形の概念図

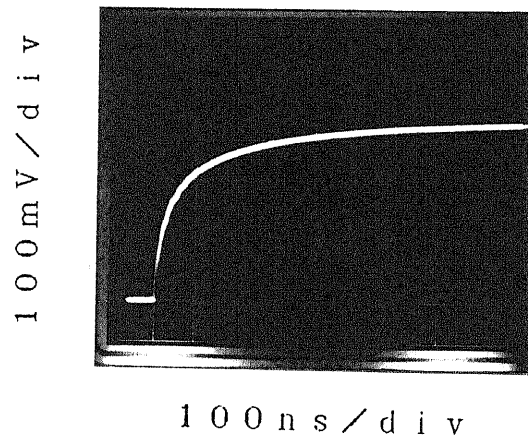
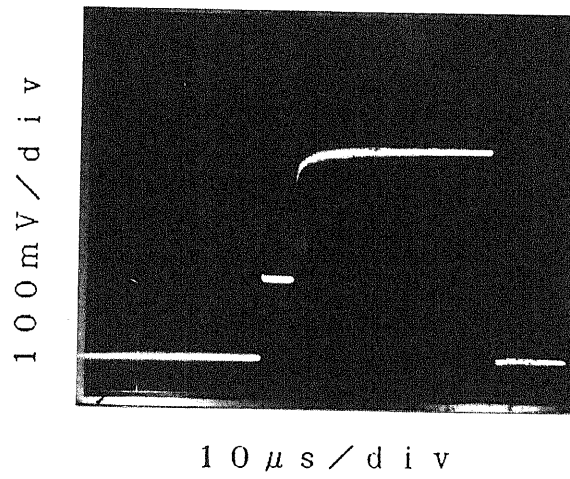


図 6 - 6 ホット・スポット成長速度測定における出力波形の例

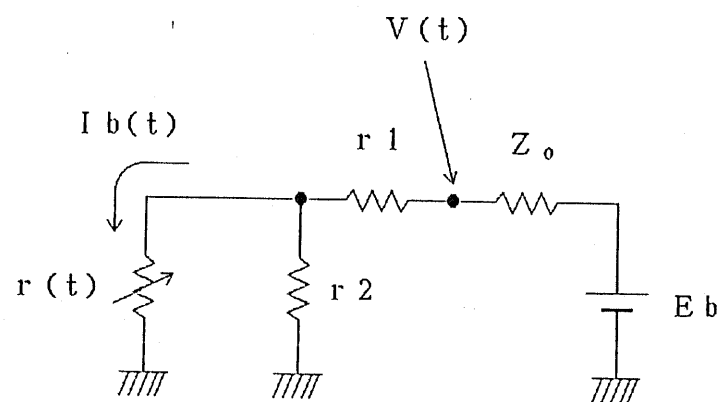


図 6-7 ホット・スポット成長速度測定回路の等価回路

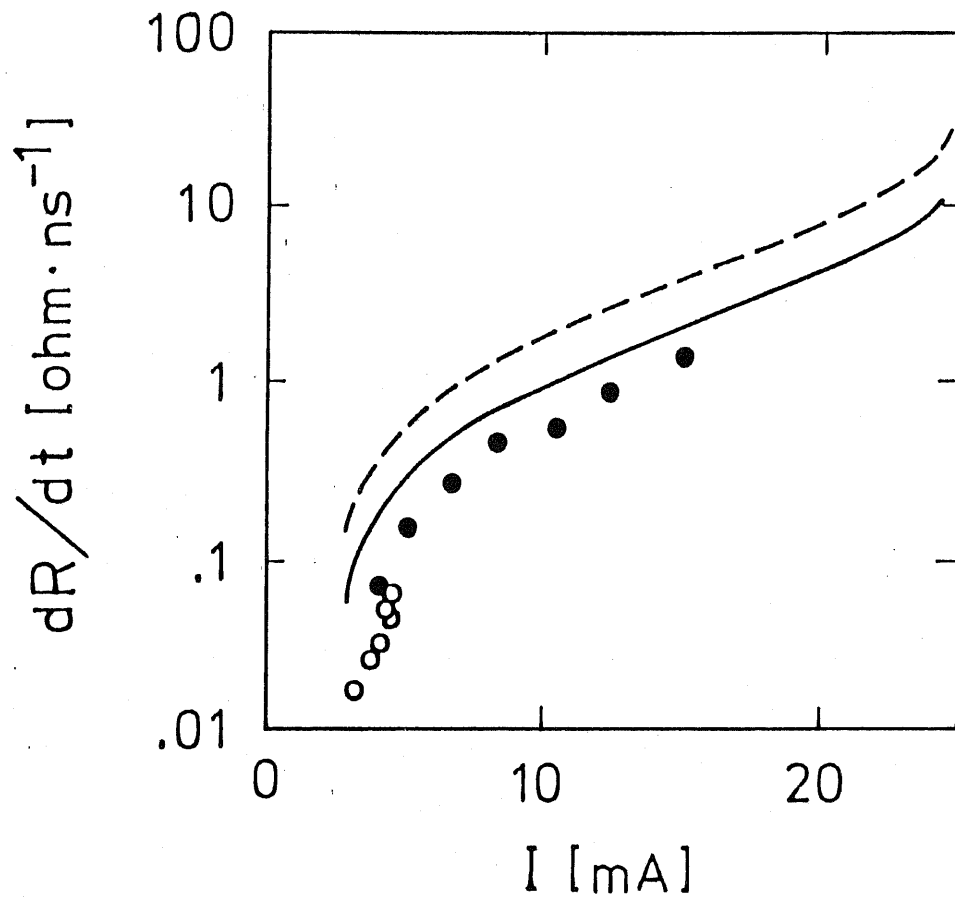


図 6-8 Nb ストリップ・ラインの抵抗増加速度 dR/dt のバイアス電流 I 依存性

実線と破線はそれぞれ K と γ への超伝導状態の影響を考慮した場合としない場合のシミュレーション結果、●と○はそれぞれ初期バイアス 17 mA、5 mA としたときの出力波形より導出したデータである。

図中の実線は、超伝導状態での熱伝導率と電子比熱の変化を考慮したモデルを用いたシミュレーション結果を dR/dt に換算したものである。パラメータの調整は行っていない。両者を比較すると、バイアスが 6 mA 以上での曲線の傾きがほぼ一致し、 dR/dt の $I_b = 2\text{ mA}$ 付近での急激な減少の傾向も一致しており、全体の傾向については前出のシミュレーションでよく説明できる。しかし、絶対値については理論値が実測値に対して2倍弱大きくなっており一致しない。この原因がパラメータの見積りの誤りによるものか、あるいはモデル自体にまだ問題があるのかは不明である。一つの可能性としては式(6-10)の仮定に問題があるのではないかと考えられる。なぜなら、第4章の議論からも想像されるように、 I_b が I_c を越えたとしてもただちに I_b の全部が発熱に寄与するのではなく、一部は超伝導電流として流れ続けると考えられるからである。

6-4 本章のまとめ

本章では、注入制御リンクの遅延時間、消費電力等を記述する式を求め、計算例を示し、スケージング則についても触れた。その結果、膜厚 10 nm の薄い Nb を用いれば、遅延時間 1 ns 以下、素子あたりの消費電力数 $10\text{ }\mu\text{ W}$ 、 $1\text{ }\mu\text{ m}$ あたりの発生電圧 30 mV 程度のデバイスが実現可能であるという結論を得た。また、ホット・スポットの成長速度に関してはシミュレーションと実験により検討した結果、実験結果の傾向について拡張された熱伝導方程式に基づくシミュレーションにより説明することが出来た。ただし、成長速度の絶対値については二倍弱の食い違いがみられた。

最後に注入制御リンクを実際に使用する場合の問題点について触れておく。注入制御リンクはラッチング・デバイスであり、かつ素子自体に入出力分離の機能が備わっていないという点でジョセフソン素子と同様の欠点を持っている。従ってこの素子を利用するには一動作ごとにバイアス電流をゼロにして素子をリセットするとともに入出力分離機能を磁気結合やフューズ接合等の手法で付加する必要がある。また、出力電圧の入力端子へのフィードバックについては出力電圧が高いだけにジョセフソン素子以上に問題となり、場合によってはフィードバックにより素子が破壊されることも有り得る。これを防ぐためには注入端子を超伝導ストリップ・ラインの接地端に近接させたりフューズ接合を直列にするなどの工夫を必要とする。

第 7 章 結 論

本研究では、超伝導ストリップ・ラインに電流を注入することによりその臨界電流を制御するタイプの三端子素子である注入制御リンクについて、おもにその動作機構を明らかにすることを目的として研究を進めてきた。

まずデバイスの動作を確認するために注入制御リンクを試作した。超伝導材料としては従来用いられていた Pb 等の柔らかい金属に代えて耐久性が高くジョセフソン素子の製作で実績がある Nb を、常伝導の注入電極には Nb と相性の良い Al を採用した。作製した素子は注入による臨界電流の変調と高い電流利得を示し、また注入量を適切に選んでマイクロ波を照射するとシャピロ・ステップが観測され、他の材料を用いた素子と同様の特性を示すことが明らかになった。

このような電流－電圧特性の観測は従来から行われているが、これは超伝導のより本質的な物性パラメータであるオーダー・パラメータ（その絶対値は通常エネルギー・ギャップ Δ に等しい）の変化を間接的に測定しているにすぎず、このことがこの素子の動作機構がいま一つ明快でなかった理由であるとも言える。そこで注入制御リンクの被注入部分にギャップ検出用の Nb/AlO_x/Nb トンネル接合を作りつけ、そのトンネル・スペクトル（電流－電圧特性）を測定することにより、臨界電流が変調を受けているときにギャップ Δ がどのように変化するかを直接観測することを試みた。この目的を実現するためには、超伝導ストリップ・ラインの上下それぞれに注入電極とギャップ検出用接合を取り付けなければならない、しかも超伝導ストリップ・ラインの厚さはある程度薄くする必要があるため、素子製作に工夫を要する。ギャップ検出器つき素子製作用プロセスとして、まず窓開け法による Nb/AlO_x/Nb 接合単体の製作について実験的検討を行った。ところが、このプロセスは窓端での未酸化 Al による常伝導リークの問題を回避できず不適當であることが判明した。そこで、Nb の選択陽極酸化を用いて接合の範囲を決定する SNAP (Selective Niobium Anodization Process) を応用したプロセスを考案し、ギャップ検出器つき注入制御リンクの製作を行ったところ、良好な特性のギャップ検出器を作りつけることに成功した。この素子を用いて臨界電流とギャップの変化を同一素子について測定、比較した結果、臨界電流とギャップとが互いに呼応しあうように減少することを明確に示すことができた。この結果は、臨界電流の変調が準粒子注入によるギャップの減少により引き起こされるとする考え方を強く裏付けるものである。

以上で測定したデータについて、更に詳しく準粒子注入の理論であるシンプル・ヒーティング・モデルと T*モデルと比較した。これらのモデルはギャップ Δ と注入パワー P_{in} 依存性を記述するので、比較にはギャップのデータが必要である。

しかし、すべての素子について Δ を測定することが出来なかったため、比較にはおもに臨界電流 I_c の温度依存性から求めた $I_c \propto \Delta^3$ の關係を用いた。変調特性は注入接合の抵抗によりかなり違いがあった。まず、注入抵抗が高い（最高注入電圧300 mV）素子については、臨界電流の変調特性はシンプル・ヒーティング・モデルと非常に良い一致を示した。また、同一素子について実測したギャップのデータは、ギャップの差の信号を検出できなかったために若干不正確であったが、すでに述べたように確かに I_c と対応して変化し、 $I_c \propto \Delta^3$ の關係を支持していた。さらに、 I_c をゼロにするのに要するパワーからフォノンのNb境界での透過率は0.2程度と妥当な値が得られる。これらのデータを総合すると、高注入抵抗素子が準粒子注入によりシンプル・ヒーティング状態にあることはほぼ間違いない。また同時に、理論との比較に $I_c \propto \Delta^3$ の關係を用いることの妥当性も裏付けられる。注入抵抗が低い素子（最高注入電圧9 mV）については、 Δ の測定データは得られていないが、 I_c のPin依存性はシンプル・ヒーティングとは明らかに異なり、T*モデルの予測とほぼ一致した。これは注入電圧が低いために高エネルギー準粒子のフォノン放出を伴う緩和が少なく、結果として 2Δ 以下のエネルギーのフォノンの数が少ないT*モデル的な状態が実現されているためと考えられる。以上の様な常伝導電極からの注入の他に、ギャップ検出用接合を流用して超伝導電極からの注入も試みた。その注入抵抗は上記低注入抵抗素子とほぼ同程度であったが、その I_c のPin依存性はシンプル・ヒーティング・モデルともT*モデルとも食い違っていた。ただし、注入抵抗が大幅に違っていても臨界電流をゼロにするのに要する注入パワーはほぼ一定であった。

結論として、注入制御リンクは準粒子注入によるギャップの抑圧によって動作すると考えて良いが、その変調特性は注入接合の特性により変化する。ただ、動作に要するパワーは注入接合にあまり依存しない。

以上のような準粒子注入効果の他に、注入により発生する超伝導体中の電位がオーダー・パラメータに及ぼす影響について検討した。その解析はオーダー・パラメータの運動方程式であるTDGL方程式を用いたモデルにより行った。このTDGLモデルによれば、注入は超伝導ストリップ・ライン中に電位を発生させ、それがオーダー・パラメータの分布に変化を生じさせ、結果的に臨界電流を変調させ、その傾向は実験事実と一致する。しかし、臨界電流の変調に必要な注入電流はストリップ・ラインの臨界電流の数倍に達し、高い電流利得を示す実験結果と一致しない。この結果から、TDGL効果は実際の素子では支配的でないことがわかった。

最後に、以上の結果を踏まえて注入制御リンクを用いてどの程度の性能が得られるかを理論的に検討し、注入制御リンクの遅延時間、消費電力等を記述する式

を求め、計算例を示し、スケーリング則にも触れた。その結果、膜厚 10 nm の Nb を用いた場合、遅延時間 1 ns 以下、素子あたりの消費電力数 $10\text{ }\mu\text{ W}$ 、ストリップ・ラインの長さ $1\text{ }\mu\text{ m}$ あたりの発生電圧 30 mV 程度のデバイスが実現可能であることを示した。またこれに関連して、自己発熱により常伝導部分（ホット・スポット）がストリップ・ラインに沿って広がって行く現象についてシミュレーションと実験により検討したところ、成長速度の絶対値について若干の食い違いが残るものの、拡張された熱伝導方程式に基づくシミュレーションにより実験結果を説明することができた。

謝 辞

修士課程以来研究のすべてにわたって御指導頂いた岡部洋一助教授に深謝する。菅野卓雄教授、浅田邦博助教授には様々な援助、励ましを頂いた。神奈川大学の中山明芳助教授には有意義な助言、討論をして頂いた。北川学技官、新井夫差子助手をはじめとする岡部研究室、菅野研究室の皆様ならびに田宮寿美子助手には日頃の実験などで様々な助言、協力を頂いた。低温測定においては東京大学低温センターの方々にお世話になった。ここに記して感謝する。

参考文献

- (Anacker 1979) W. Anacker: "Computing at 4 degrees Kelvin", IEEE spectrum MAY 1979, 26.
- (Aoki 1964) 青木昌治: "電子物性工学", コロナ社.
- (Bardeen 1957) J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer: "Theory of Superconductivity", Phys. Rev. 108, 1175.
- (Bardeen 1959) J. Bardeen, G. Rickayzen, and L. Tewordt: "Theory of the Thermal Conductivity of Superconductors", Phys. Rev. 113, 982.
- (Broom 1980) R. F. Broom, R. B. Laibowitz, Th. O. Mohr, and W. Walter: "Fabrication and Properties of Niobium Josephson Tunnel Junctions", IBM J. Res. Develop. 24, 212.
- (Chang 1978) Jhy-Jiun Chang and D. J. Scalapino: "Nonequilibrium Superconductivity", J. Low Temp. Phys. 31, 1.
- (Clark 1980) T. D. Clark, R. J. Prance, and A. D. C. Grassie: "Feasibility of hybrid Josephson field effect transistor", J. Appl. Phys. 51, 2736.
- (Faris 1983) S. M. Faris, S. I. Raider, W. J. Gallagher, and R. E. Drake: "QUITERON", IEEE Trans. Mag. MAG-19, 1293.
- (Faris 1984) S. M. Faris: "QUITERON", Physica 126B, 165.
- (Frank 1985) D. J. Frank, M. J. Brady, and A. Davidson: "A NEW SUPERCONDUCTING-BASE TRANSISTOR", IEEE Trans. Mag. MAG-21, 721.
- (Fukuoka 1987a) K. Fukuoka, K. Takeuchi, and Y. Okabe: "THREE-TERMINAL SUPERCONDUCTING DEVICES BY USING VOLTAGE-INDUCED MODULATION", Extended Abstracts of 1987 INTERNATIONAL SUPERCONDUCTIVITY ELECTRONICS CONFERENCE, 151.
- (Fukuoka 1987b) 福岡克仁: "超伝導3端子素子における電位効果", 東京大学修士論文.
- (Gallagher 1985) W. J. Gallagher: "THREE-TERMINAL SUPERCONDUCTING DEVICES", IEEE Trans. Mag. MAG-21, 709.
- (Gor'kov 1959) L. P. Gor'kov: "MICROSCOPIC DERIVATION OF THE GINZBURG-LANDAU EQUATIONS IN THE THEORY OF SUPERCONDUCTIVITY", Sov. Phys. JETP 6, 1364.
- (Gor'kov 1968) L. P. Gor'kov and G. M. Eliashberg: "GENERALIZATION OF THE GINZBURG-LANDAU EQUATIONS FOR NON-STATIONARY PROBLEMS IN THE CASE OF

- ALLOYS WITH PARAMAGNETIC IMPURITIES", Sov. Phys. JETP 27, 328.
- (Gray 1978) K. E. Gray: "A superconducting transistor", Appl. Phys. Lett. 32, 392.
- (Gurvitch 1983) M. Gurvitch, M. A. Washington, H. A. Huggins, and J. M. Rowell: "PREPARATION AND PROPERTIES OF Nb JOSEPHSON JUNCTIONS WITH THIN Al LAYERS", IEEE Trans. Mag. MAG-19, 791.
- (Hatano 1986) M. Hatano, Y. Hatano, T. Nishino, Y. Harada, and U. Kawabe: "Current Gain and Switching Speed in a Three-Terminal Nonequilibrium Superconducting Devices", IEEE Trans. Electron Devices ED-33, 1286.
- (Hebard 1975) A. F. Hebard: "Tunneling-Current-Induced Transitions of Superconducting Thin Films", IEEE Trans. Mag. MAG-11, 358.
- (Huggins 1985) H. A. Huggins and M. Gurvitch: "Preparation and characteristics of Nb/Al-oxide-Nb tunnel junctions", J. Appl. Phys. 57, 2103.
- (Hunt 1985) B. D. Hunt, R. P. Robertazzi, and R. A. Buhrman: "GAP SUPPRESSION DEVICES", IEEE Trans. Mag. MAG-21, 717.
- (Iguchi 1980) 井口家成: "非平衡超伝導", 日本物理学会誌 35, 314.
- (Iguchi 1983) I. Iguchi and A. Nishiura: "Transient Response of a Nonequilibrium Superconductor to Pulsed Injection of Quasiparticles Through a Tunnel Barrier", J. Low Temp. Phys. 52, 271.
- (Iguchi 1985) I. Iguchi: "Evaluation of the performance of superconducting nonequilibrium devices" J. Appl. Phys. 59, 533.
- (Inoue 1988) A. Inoue: "Nb/AlOx/Nbトンネル型ジョセフソン接合の研究", 東京大学学位論文.
- (Kaplan 1976) S. B. Kaplan, C. C. Chi, and D. N. Langenberg: "Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors", Phys. Rev. B14, 4854.
- (Kaplan 1980) S. B. Kaplan: "Simple-heating-induced Josephson effects in quasiparticle-injected superconducting weak links", J. Appl. Phys. 51, 1682.
- (Kojima 1985) K. Kojima, S. Nara, and K. Hamanaka: "Thin-film dc SQUID consisting of quasiparticle-injected superconducting weak links", Appl. Phys. Lett. 47, 325.
- (Kotani 1988a) 小谷誠剛, 藤巻則夫, 今村健, 蓮尾信也: "ジョセフソン4ビット

トマイクロプロセッサ”，1988年春季応用物理学会講演会予稿集，62.

(Kotani 1988b) 小谷誠剛，藤巻則夫，今村健，蓮尾信也：“ジョセフソンプロセッサ構成法”，1988年秋季応用物理学会講演会予稿集，57.

(Kroger 1981) H. Kroger, L. N. Smith, and D. W. Jillie: "Selective niobium anodization process for fabricating Josephson tunnel junctions", Appl. Phys. Lett. 39, 280.

(Langenberg 1975) D. N. Langenberg: "NONEQUILIBRIUM PHENOMENA IN SUPERCONDUCTIVITY", Proceedings of the 14th International Conference on LOW TEMPERATURE PHYSICS (LT-14), 223.

(Likharev 1979) K. K. Likharev: "Superconducting Weak Links", Rev. Mod. Phys. 51, 101.

(Nakajima 1971) 中嶋貞雄：“超伝導入門”，倍風館.

(Nakayama 1985) 中山明芳：“ニオブ／ニオブ・ジョセフソントネル素子の研究”，東京大学学位論文.

(Nakayama 1987) A. Nakayama, A. Inoue, and Y. Okabe: "NIOBIUM/ALUMINUM-OXIDE/NIOBIUM JOSEPHSON TUNNEL JUNCTIONS FABRICATED USING ELECTRON-BEAM EVAPORATION", Extended Abstracts of 1987 INTERNATIONAL SUPERCONDUCTIVITY ELECTRONICS CONFERENCE (ISEC '87), 301.

(Nishino 1985) T. Nishino, M. Miyake, Y. Harada, and U. Kawabe: "Three-Terminal Superconducting Device Using a Si Single-Crystal Film", IEEE Electron Devices Lett. EDL-6, 297.

(Okabe 1986a) Y. Okabe, K. Takeuchi, and M. Takatsu: "Voltage-induced modulation of Josephson current", J. Appl. Phys. 60, 707.

(Okabe 1986b) Y. Okabe, P. Anprung, and K. Fukuoka: "Superconductive Controlled Weak-Links", Jpn. J. Appl. Phys. 25, 1342.

(Owen 1972) C. S. Owen, D. J. Scalapino: "Superconducting State under the Influence of External Dynamic Pair Breaking", Phys. Rev. Lett. 28, 1559.

(Parker 1975) W. H. Parker: "Modified heating theory of nonequilibrium superconductors", Phys. Rev. B12, 3667.

(Prans 1974) G. P. Prans and H. Meissner: "The SNS Josephson Junction with a Third Terminal", IEEE Trans. Electron Devices ED-21, 605.

(Sakai 1981) S. Sakai and H. Tatenno: "Quasiparticle-Injected Superconducting Weak Link Device", Jpn. J. Appl. Phys. 21 Supplement 21-1, 331.

(Skocpol 1974) W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham: "Self-heating hotspots in superconducting thin-film microbridges", J. Appl. Phys. 45, 4054.

(Suzuki 1988) 鈴木秀雄, 藤巻則夫, 田村泰孝, 今村健, 蓮尾信也: "4 Kジョセフソンメモリ", 1988年秋季応用物理学会講演会予稿集, 56.

(Takano 1975) 高野文彦: "多体問題", 倍風館.

(Takeuchi 1986) 竹内潔: "電位効果を用いた超伝導3端子素子", 東京大学修士論文.

(Tamura 1985) H. Tamura, S. Hasuo, T. Yamaoka: "Current Injection Effects in a Nb/AlO_x-Al/Nb/n-InSb Triode", Jpn. J. Appl. Phys. 24, L709.

(Tamura 1986) H. Tamura, N. Fujimaki, and S. Hasuo: "Analysis of superconducting-base transistor characteristics", J. Appl. Phys. 60, 711.

(Van Duzer 1980) T. Van Duzer: "Josephson Digital Devices and Circuits", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques MTT-28, 490.

(Wong 1976) Ting-Wah Wong, J. T. C. Yeh, D. N. Langenberg: "Quasiparticle-Injection-Induced Superconducting Weak Links", Phys. Rev. Lett. 37, 150.

(Wong 1977) Ting-Wah Wong, J. T. C. Yeh, D. N. Langenberg: "Controllable Superconducting Weak Links", IEEE Trans. Mag. MAG-13, 743.

本研究に関する論文

1) K. Takeuchi and Y. Okabe: "GAP MEASUREMENT IN Nb/NbO_x/Al INJECTION CONTROLLED PLANAR THREE TERMINAL DEVICES", to be published in IEEE Trans. Mag. MAG-25.

本研究に関する発表

- 1) 竹内潔、不破康弘、岡部洋一: "連続形成によらないNb/AIO_x/Nb素子"、1987年春季応用物理学会講演会 30p-ZM-14.
- 2) 竹内潔、岡部洋一: "TDGL方程式による注入制御型三端子素子の解析"、1988年春季応用物理学会講演会 30a-C-2.
- 3) 竹内潔、岡部洋一: "Nb/AIクロスライン三端子素子のギャップ測定"、1988年秋季応用物理学会講演会 6p-ZH-4.