

## 共同研究

外部磁界の2次元走査法による超伝導量子干渉計の接合形状  
および接合配置の最適化

中山 明芳\* 穴田 哲夫\*\* 阿部 晋\*\*\*

Optimisation for shape and position of junctions in superconducting quantum interfering  
devices using two dimensional scanning method of external magnetic field

Akiyoshi NAKAYAMA\* Tetsuo ANADA\*\* Susumu ABE\*\*\*

## 1. はじめに

超伝導には(i)「マイスナー効果(超伝導体内の磁束密度が零)」(ii)「直流抵抗の消滅」という著しい特徴(図1)があり、その出現は超伝導中の電子がクーパー対の状態にあるとされる。この電子の秩序状態は、オーダーパラメータと呼ばれる材料の各点各点で複素数に値をもつスカラー分布により表される状態である。(iii)「超伝導電子(クーパー対)のトンネル効果」1962年ジョセフソンは2枚の超伝導体で薄い酸化膜を挟んだサンドイッチ構造(図2)で電流が流れても電位差が生じないことを理論的に予想し、電流が流れた場合、電位差の代わりに2枚の超伝導体間にはオーダーパラメータの複素数の位相に差が生まれる。以来この構造はジョセフソン接合と呼ばれる。この現象は翌年実験的に観測されている(図3)。(iv)「超伝導量子干渉計」前項の効果は、さらに超伝導体でつながれた接合間の干渉効果となり、応用上、超伝導量子干渉計というかたちで利用される。図4に示す超伝導量子干渉計を流れる電流の和は、図5に示すようにまん中の穴に鎖交する磁束により変調される。

ジョセフソン接合は基本的に二端子の素子であり、超

伝導体/バリア/超伝導体の構造である。このジョセフソン接合を中心的な構成素子として使い、超伝導デバイ

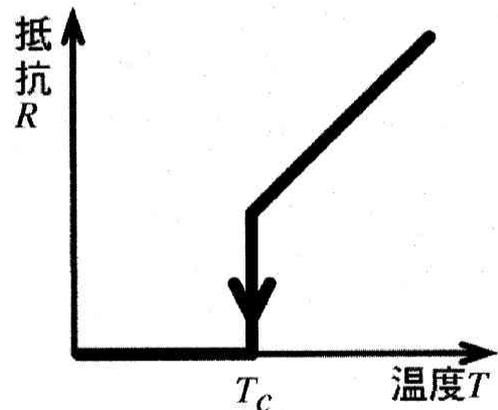


図1 超伝導体の抵抗値の温度特性

超伝導に転移する温度  $T_c$  で、四端子法で測定した超伝導体の抵抗値は零となる。ある材料が超伝導状態になるかならないかの検証は、この直流抵抗零の現象と超伝導中で磁束密度零の「マイスナー効果」によりおこなわれる。

ス及び超伝導集積回路は、回路的に工夫することでこれまで製作されてきている。超伝導をより素子数が少なく電子回路等に応用するには、超伝導を使った新しい構造の素子が望まれる。本共同研究では、この新しい構造の超伝導エレクトロニクスを目標にした理論数値解析と実験の面からの基礎研究である。

超伝導体自体や超伝導デバイスの数値解析については、超伝導体中のオーダーパラメータ  $\Psi$  の振る舞いをギンツブルグ-ランダウ方程式により解析するのがほとんどであった<sup>1)</sup>。しかし、この方法ではジョセフソン接合のトンネ

\*教授, 電気電子情報工学科

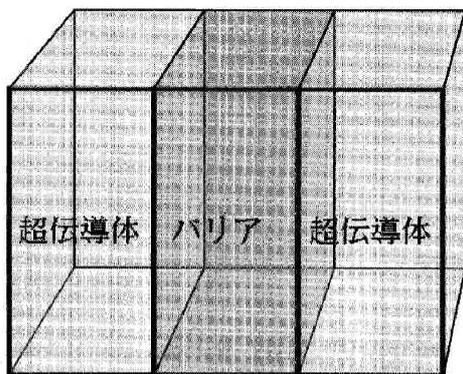
\*Professor, Department of Electrical, Electronic and Information Engineering

\*\*教授, 電気電子情報工学科

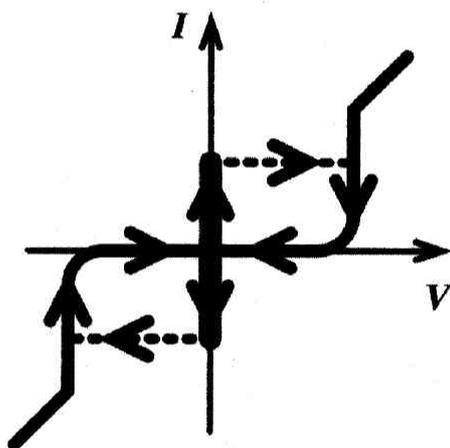
Professor, Department of Electrical, Electronic and Information Engineering

\*\*\*専任講師, 電気電子情報工学科

Lecturer, Department of Electrical, Electronic and Information Engineering



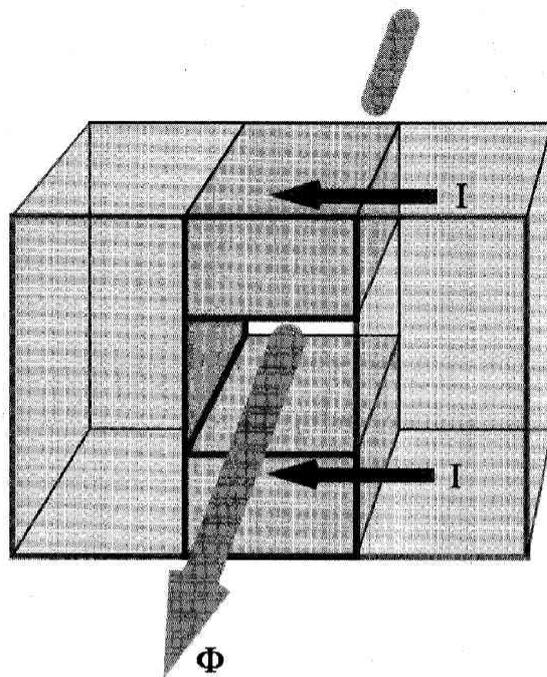
**図2 超伝導体/バリア/超伝導体構造**  
 本構造はジョセフソン接合とも呼ばれる。電流が流れてもふたつの超伝導体間に電位差は生じず、その代わりに超伝導体間のオーダーパラメータの位相の差が現れる。



**図3 超伝導体/バリア/超伝導体接合の電流電圧特性**  
 電流  $I$  が流れてもふたつの超伝導体間には電位差は生じず、この電流電圧特性のリサーチ図形において、 $I$  軸にかさなる垂直なグラフとなる。このとき超伝導体間の位相の差  $\phi$  と電流には、 $I = i \cdot \sin \phi$  の関係がある。位相の差が  $\pi/2$  を越えると電位差が始めて生じ、点線で示した転移がおこる。電位差零で流しうる超伝導電流の最大値は外から加えた磁界により変えることができる。

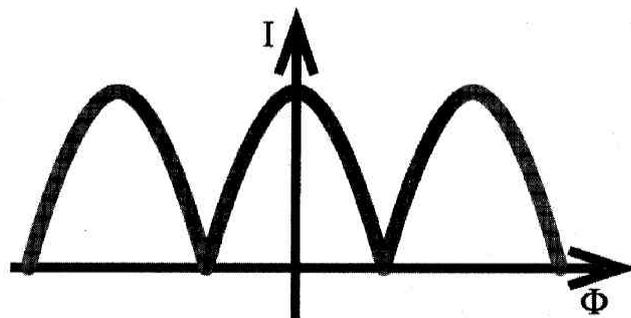
ルバリアでの電子のトンネル効果をうまく取り込むことができない等の問題点があり、ジョセフソン接合の中で、特にトンネル型ジョセフソン接合自体の解析はあまりおこなわれてこなかった。本共同研究では、場の量子論の方法により超伝導接合およびより複雑な構造の超伝導構造の解析手法の検討をする。

実験的にも、実際にニオブウムを超伝導体電極とし、アルミニウムの酸化膜をトンネルバリアとして、超伝導デバイスを製作している。ニオブウムを使った超伝導薄膜堆積、アルミニウムの堆積とその自然酸化プロセスの最適化、及びフォトグラフィーと陽極酸化方法を使った



**図4 超伝導量子干渉計**  
 図2の超伝導体/バリア/超伝導体構造を超伝導体で並列に繋いだ構造である。

接合部決定プロセスの改善により、実際に超伝導素子を製作し、その基本特性を測定する。特にその中でも外部から加える磁界に対する超伝導接合の電流電圧特性と超伝導電流の特性を測定する新しい方法を開発した。この方法を使い、超伝導電流の磁界特性、特に履歴現象を観察している。また、超伝導状態を、偏光解析等の磁気光学的手法で測定できないか基本的実験をおこなっている。ここでは、神奈川県工学研究所平成16年度共同研究のまとめとして、研究成果を以下報告する。



**図5 超伝導量子干渉計の磁界特性**  
 超伝導量子干渉計に流れうる最大の超伝導電流の値は干渉計の穴に鎖交する磁束に対して周期的な特性をもつ。

## 2. 磁束の量子化の数学的側面

超伝導デバイスの解析は、超伝導体中のオーダーパラメータ  $\Psi$  の振る舞いをギンツブルグ-ランダウ方程式により解析するのがほとんどであった。この点は、拙著「超伝導エレクトロニクス入門」に詳しい。ギンツブルグ-ランダウ方程式による解析は、穴のあいていない固まりの超伝導体のエネルギー的取り扱いを得意とする。基本的には、この方法では超伝導接合の特にバリア領域での電子のトンネル効果をうまく取り込むことができない。また、穴のあいた超伝導体の磁束捕獲や量子化などの大域的な振る舞いは別途数学的に考慮する必要がある。図6, 7に示す超伝導接合での束縛状態の具体的な形はボゴリュボブデュジャンヌ方程式を数値解析することにより得られた。また、基本となる輪の形の超伝導体での磁束の量子化を数学的に考察した。実際の輪の超伝導体の形( $S^1$ )に対して、複素平面上でオーダーパラメータの値がとり得る空間も複素数平面で  $\mathbb{C}(S^1)$  としてよい。これらの直積空間は、浮き袋の形である。層の考え方をを使うと、完全列として、0 から整数  $z$  の定数、実数全体  $\mathbf{R}$ 、大きさ1の複素数  $S^1$  を考慮すると、完全列として、写像  $2\pi$  による像の定数関数  $2\pi z$  は次の写像  $\text{expi}$  で  $\text{expi } 0$  に写され、実数全体  $\mathbf{R}$  からの写像  $\text{expi}$  は全射である。

$$0 \rightarrow \mathbf{Z} \xrightarrow{2\pi} \mathbf{R} \xrightarrow{\text{expi}} S^1 \rightarrow 0$$

すなわち、それぞれ写像について、写像の像はすぐ右の写像で0に対応する。次に、 $\mathbf{R}$  に値をとる連続関数のなす層  $C(\mathbf{R})$ 、 $S^1$  に値をとる連続関数のなす層  $C(S^1)$  を考慮する。 $S^1$  から  $C(\mathbf{R})$  への連続関数のなす群を  $\Gamma(S^1, C(\mathbf{R}))$ 、 $S^1$  から  $C(S^1)$  への連続関数のなす群を  $\Gamma(S^1, C(S^1))$  と表す。このとき、 $\text{expi}$  による射  $\Gamma(S^1, C(\mathbf{R})) \rightarrow \Gamma(S^1, C(S^1))$  は全射ではなくなる。「 $S^1$  から  $C(S^1)$  への連続関数」に対応する「 $S^1$  から  $C(\mathbf{R})$  への関数で  $2\pi z$  だけ増加する関数」があり、この増加値を  $2\pi$  で割った  $z$  を対応させる関数自体を  $\text{deg}$  で定める。完全列は以下のように表される。

$$0 \rightarrow \mathbf{Z} \longrightarrow \Gamma(S^1, C(\mathbf{R})) \xrightarrow{\text{expi}} \Gamma(S^1, C(S^1)) \xrightarrow{\text{deg}} \mathbf{Z} \rightarrow 0$$

浮き袋の形の直積空間でオーダーパラメータの軌跡は、このビニールの表面の閉じた軌跡となり、浮き袋の人の入る穴の周りをちょうど一周する。輪の超伝導体に  $n$  本

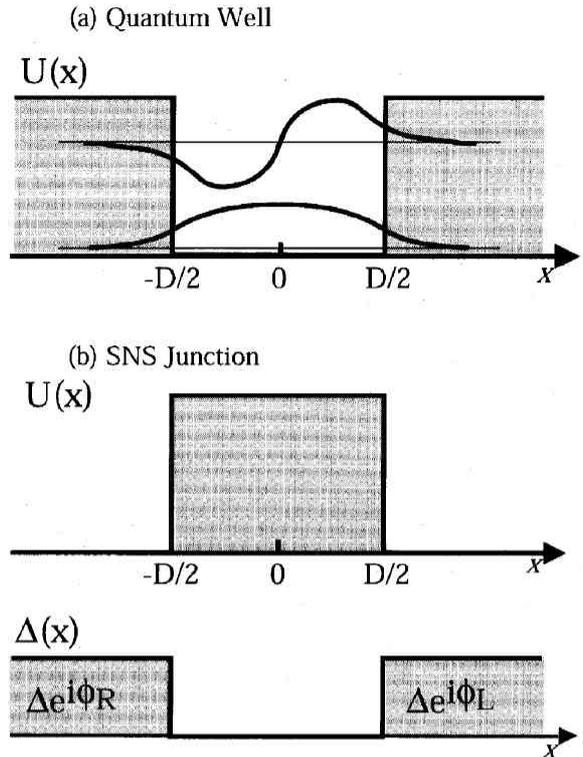
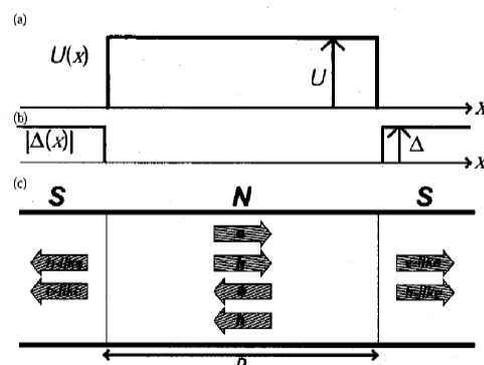


図6 超伝導体/常伝導体/超伝導体構造のハトリポテンシャル  $U(x)$  とペアポテンシャル  $\Delta(x)$   
 $U(x)$  は山形であるが、 $\Delta(x)$  が井戸構造をもち、束縛状態が存在し得る。

磁束量子が鎖交する場合は、人の入る穴の周りを軌跡が一周する間に、同じ軌跡は空気の入る閉じた空洞の周りをちょうど  $n$  回だけ回ることになる。 $\text{deg}$  で定まる整数値はこの  $n$  の値に等しい。超伝導体中への磁束の取込みについては別途数学的な考察を必要とする。



ボゴリュボブデュジャンヌ方程式

$$\begin{pmatrix} H_0 & \Delta(x) \\ \Delta^*(x) & -H_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(x) \\ v(x) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u(x) \\ v(x) \end{pmatrix}$$

ここで、 $H_0$  は一電子ハミルトニアン:  $H_0 = -(\hbar^2/8\pi^2m)d^2/dx^2 - \mu + U(x)$   
 $\Delta(x)$ : ペアポテンシャル、オーダーパラメータ  
 $U(x)$ : ハトリポテンシャル

図7 接合の束縛状態

次の課題としては、この新しい構造特にトーラス形(浮袋)についての研究である。前記した数学の完全列では量子化しか扱えない。物理的側面からは、各々の磁束量子化の状態間の遷移についての特にエネルギー的な扱い、言い換えると「なんらかのポテンシャルバリア」を越えての各々の磁束量子化状態である安定状態間の遷移が興味深い。理論的には、トーラス形(浮袋)構造についてのエネルギー状態は、第一次近似では、浮き袋の閉じ込められた空気のある空間(閉じたループ状の穴)についての rf-SQUID の構造と浮き袋の中心の穴についての rf-SQUID の構造である。実験的には、現在予備実験をおこなっている真空トンネルで結ばれた集束イオンビーム装置と堆積装置により連続的に形成可能である。このトーラス構造の下半分を堆積装置で形成後、集束イオンビーム装置でトーラス構造の閉じた穴空間を形成、再び堆積装置に戻して、トーラス構造の上半分を形成する方法がある。外部磁界を加え、また、独立にトーラス構造の上半分から下半分へ電流を注入することで、実験的にこのトーラスの振る舞いを検証できる。閉じた磁束の振る舞いを実験し、特に各々の独立な磁束量子化状態のエネルギーおよび磁束量子化状態間の遷移を確かめるのは、新しい課題である。

### 3. 素子製作と特性

超伝導接合製作のための堆積装置の構成を図8に示す。堆積用スパッタリング装置チェンバー(写真右側)と集束イオンビーム(FIB)加工装置(ベーキング用パネルの裏側に位置し、写真では見えない)は真空トンネル(写真左側で左下から右上へと斜に走るパイプ)で結ばれる。シリコンウェハーを載せた試料台は真空トンネル内ではトロッコに載せて、また、トンネルから、ニオブウムやアルミニウムの堆積用チェンバーや集束イオンビーム加工装置へはトランスファーロードにより搬送される。この複合形装置の構成を(1)真空容器(2)試料搬送(3)試料交換入れ(4)焼き出し作業(ベーキング)(5)FIB との結合の順に述べる。

(1)真空容器：堆積装置のステンレス容器は銅ガasketを使用するコンフラットフランジで、150度ベーキング可能

(2)試料搬送[図の(a)参照]

真空トンネル⇔集束イオンビームエッチング室

↑↓

真空トンネル⇔アルミニウムスパッタリング室

↑↓

真空トンネル⇔予備(電子ビーム蒸着室の予定)

↑↓

真空トンネル⇔ニオブウムスパッタリング室

↑↓

ロードロック室(ターボ排気)

↑↓

外部(大気圧)

(⇔は磁気結合トランスファーロードによる移動)

↑↓は真空中トロッコによる移動)

(3)試料交換：約10リットルのロードロック室チェンバーのみ大気圧にすることにより試料交換

(4)焼き出し(ベーキング)作業：150度ベーキング

(i)高真空を得るためには、ベーキング作業が欠かせない。通常真空容器にヒーターを巻き付ける方式をとるが、本堆積装置では、全体を断熱材パネルで被うこととした。断熱材パネルの形状全体は、ひとつの大きな直方体と2つの小さな直方体の形の組み合わせと単純にしてある。堆積装置本体の耐熱温度は150度以上とする。例外は、FIB装置、ターボポンプ、荒引きのスクロールポンプである。(ii)ターボポンプ上半分はターボポンプ専用のベーキングヒーターによる。ターボポンプ直上のアングルバルブは炉の外部にはみ出し、やむを得ずシースヒーターを使った。(iii)炉の柱を立て、炉壁の断熱パネルは柱から取り外さず、蝶番を付けた扉の構造とした。通常の薄膜堆積や酸化、加工の作業の時は扉を開けるだけである。(iv)ベーキングは、基本的に断熱パネルを閉め、150度の耐熱性のない(FIB用磁気結合トランスファーロードの)ロードセンサー、把手及びベルト、トロッコ用大気側磁石等を外せば開始できる。通常の試料製作の作業からベーキング準備及びベーキング開始まで20分以下となり、ベーキングをすぐおこなえるよう基本設計した。(v)今後、ベーキング時に温度が比較的低温となる空間をできる限り少なくすることが課題である。具体的には、FIBと堆積装置間の溶接ベローズとゲートバルブ、ターボポンプ、コンビネーションポンプのチタンサブリーションのコネクタ取り出しフランジ付近である。特に、これらはメンテナンス作業でのみいじり、通常薄膜プロセスそれ自体では触れるところではないので、アルミニウム箔等で被うことも可能である。最初に設計製作したロードロック堆積装置では、ベーキング時にパネル下部からの空気流入と上部からの熱漏れが問題となったが、この反省のもとで今回設計製作した第2世代の堆積加工装置のベーキングシステムでは結果的にこの「煙突現象」はほとんど現れなかった。(vi)ベーキングヒーターは炉の底面に置かれる。このヒーターに合計200 V 3相60 A 電力投入時も、部屋の温度上昇は10度以下であった。

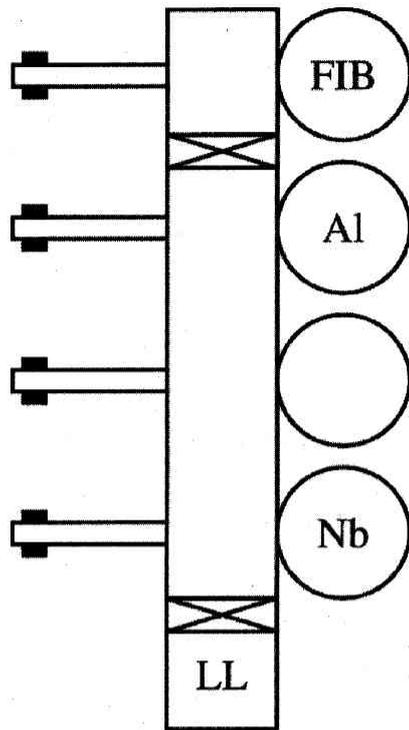


図8 真空トンネルで結ばれた堆積装置と集束イオンビーム(FIB)加工装置 (左上の構成図)試料台は真空トンネル内はトロックで移動し、真空トンネルからアルミニウムとニオブウムのスパッタリングチェンバーやFIB装置へはトランスファーロードにより移動。その特徴は以下である。  
 (i)スパッタリングによる堆積とFIB装置による加工、堆積、観察が連続しておこなえる。  
 (ii)真空トンネルでの結合により、各堆積層間に入り込む不純物ができる限り少なくできる。  
 (iii)ロードロック方式により、短時間で試料交換が可能であり、全体の高真空をやぶる必要がない。  
 (iv)FIB装置において2次電子像観察が可能で、途中でのプロセスの検証も可能

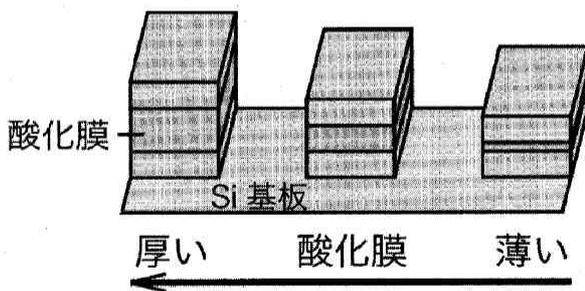


図9 多数個の素子のSi基板上への同時製作  
 このとき、素子製作の一つのパラメータの値(上の図では酸化膜の厚さ)のみを変えている。同時に多数個の素子を作ることで、変化させたパラメータ以外の製作条件をできる限り同じにできる。シャッター操作等で選んだ一つのパラメータの値を変えることができる。

145度前後7時間のベーキング後に、4台のターボポンプと4台のスクロールポンプにより $3 \times 10^{-7}$  Paの到達真空度を実現できた。ベローズとFIBゲートバルブのベーキングが充分でなく、FIB装置へのトランスファーチェンバーの真空度の数値がやや他の場所より大きい。一度真空壁より焼出されたガスは温度の低い方へ移動するので、温度の低い壁はポンプとなり、最悪の場合、外

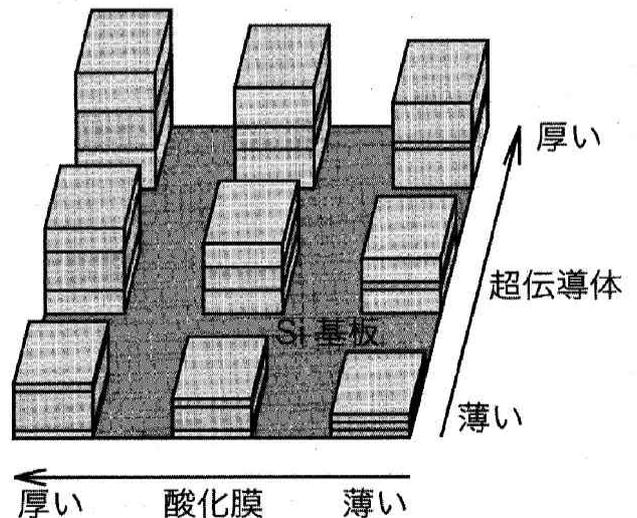


図10 多数個の素子のSi基板上への同時製作  
 素子製作プロセスの中の二つのパラメータ(上の図では酸化膜の厚さと超伝導体の厚さ)の値を縦および横方向に変えている。例えば、シャッター操作を横方向と縦方向におこなう方法等で二つのパラメータの値を変えることができる。

に排気されず炉内部での移動のみになる。ベーキング温

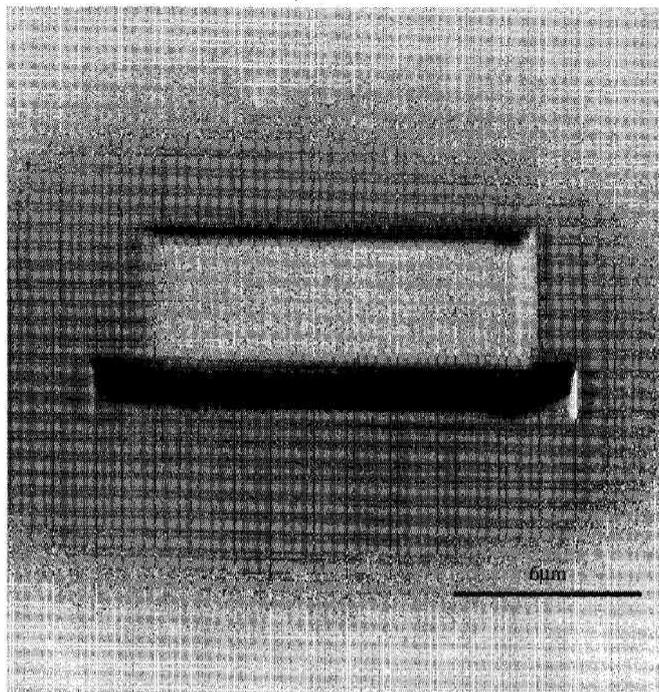


図11 集束イオンビーム(FIB)装置によるガリウムイオンでのエッチング  
基板 Si, イオン電流1.2nA, 電流密度約10A/m<sup>2</sup>。手前の溝は、断面  
観察用にあけた窪みであり、この窪みに沿って、ほぼ0.5マイクロメ  
ターの深さでエッチングされていることが解る。

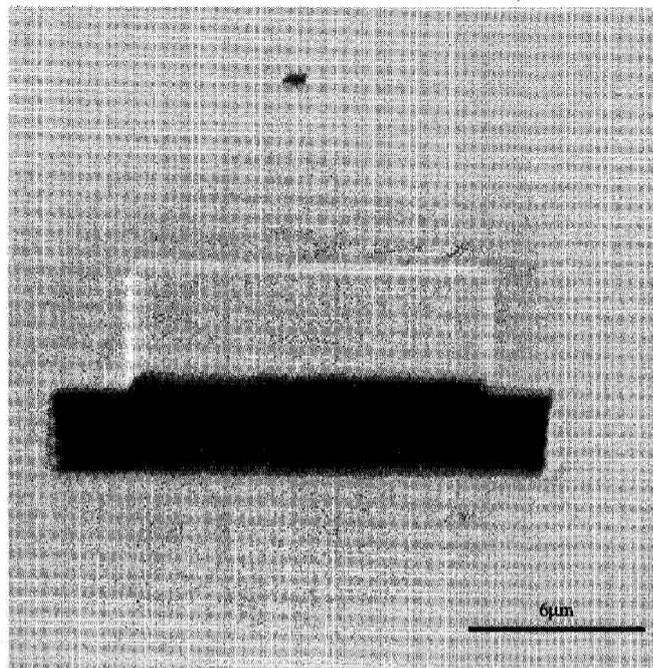


図13 FIB 装置によるカーボン薄膜の堆積  
堆積条件 カーボン銃電流1.2nA 加速電圧30kV 面積縦10マイクロ横  
12マイクロ厚さ0.5マイクロメートル。断面観察のための手前の溝の  
エッチング条件電流1.2nA 面積縦4マイクロ横15マイクロ深さ3マイ  
クロメートル、観察の条件イオン電流約30pAのGaイオン照射時の2  
次電子像 周辺部を含めてほぼ一様な厚さの堆積が確認できる。

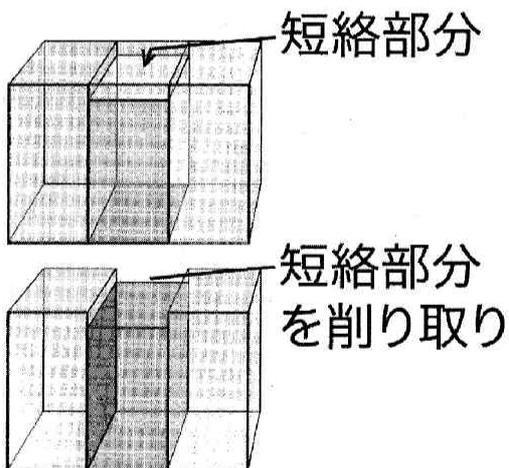


図12 超伝導構造の不良部分の除去  
堆積装置と真空トンネルで結ばれた集束イオンビ(FIB)装置では加工、  
カーボン堆積、2次電子像観察ができる。半導体配線等で用いられる  
「不良部分を素子製作後修正」というプロセスも可能である。磁界特  
性で不良部の位置を特定し、その部分を除去し、良い特性をもつ素  
子を得る。

度の一様性向上の課題が残っている。  
(5)堆積装置と FIB 装置との結合：磁気結合の移送ロッ  
ド(1000 mm ストローク)による。試料交換で FIB 装置  
自体はリークせず、真空トンネルの一番奥に FIB を接

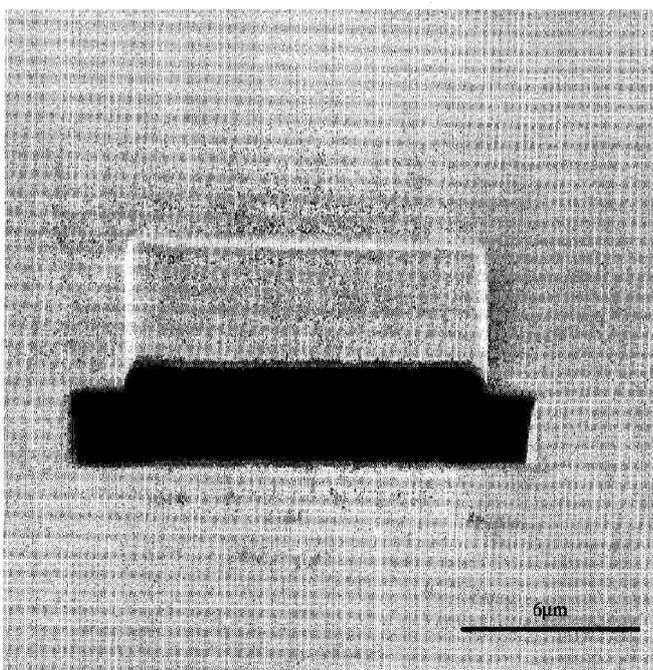


図14 FIB 装置によるカーボン薄膜の堆積  
Ga イオン電流1.2nA、加速電圧30kV、カーボン薄膜の厚さ1.0マイ  
クロメートル、面積縦10マイクロメートル横12マイクロメートル。断面  
観察のための手前の溝のエッチング条件 Ga イオン電流1.2nA 面積縦  
4マイクロメートル 横15マイクロメートル深さ3マイクロメートル。こ  
の厚さでもほぼ一様な堆積が確認できる。

続し、真空トンネルの一番手前にロードロック用の試料交換室をもつ。約10 min で $10^{-4}$ Pa 台に排気可能である。現在図9,10に示すように Si 基板上に多数個の素子を同時に作るプロセスを開発している。このとき、素子製作の一つのパラメータ(上の図では酸化膜の厚さ)の値のみを変えている。同時に多数個の素子を作ること、変化したパラメータ以外の製作条件を同じにできる。シャッター操作等で一つのパラメータの値を変えることができる。

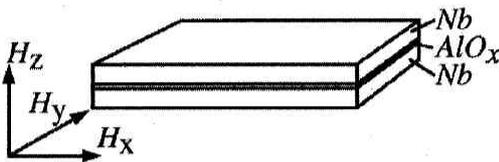


図15 Nb/AlOx/Nb ジョセフソン接合への磁界の印可  
磁界  $H_z$  は超伝導電極とバリア酸化膜に垂直方向

集束イオンビーム(FIB)装置を使った接合形成配置を検討した。図11に集束イオンビーム(FIB)装置によるガリウムイオンでのエッチング例を示す。集束イオンビーム(FIB)装置を使い、超伝導構造の不良部分を除去することで図12に示すように、半導体配線等で用いられる「不

良部分を素子製作後修正」というプロセスに応用できる。磁界特性で不良部の位置を特定し、その部分を除去し、良い特性をもつ素子を得る。図13,14には FIB 装置によるカーボン薄膜の堆積例を示す。0.5 [ $\mu\text{m}$ ]および1.0 [ $\mu\text{m}$ ]の厚さのカーボン薄膜の様な堆積が確認でき、超伝導量子干渉計製作に応用できる。

さらに、三角形の接合を製作しその特徴的な磁界特性を図15,16に示すように実験的に確認した。磁界特性が通常の正方形の形の接合の場合は、直交する二つの辺に平行な磁界に対して  $\sin X/X$  のフラウンホーファーパターンである。原点の周りに90度ごとの対称性である。一般の形の接合の磁界特性は、(i)接合の上下の超伝導電極間の位相差は、加わる外部磁界の向きに対して垂直に空間変調される。(ii)空間変調の一周期の波長は、加えられた磁界の強さに反比例する。(iii) ある向きと大きさの外部磁界に対して、接合の中央の点での位相の値を一周期 $2\pi$ 変えたときの最大の電流値が、その外部磁界でのジョセフソン電流の値である。

三角形の接合の磁界特性は原点の周りに60度ごとにサブピークの現れる対称性であることが数値計算の結果得られ、実験によってもこれを確認した。この特性は、通

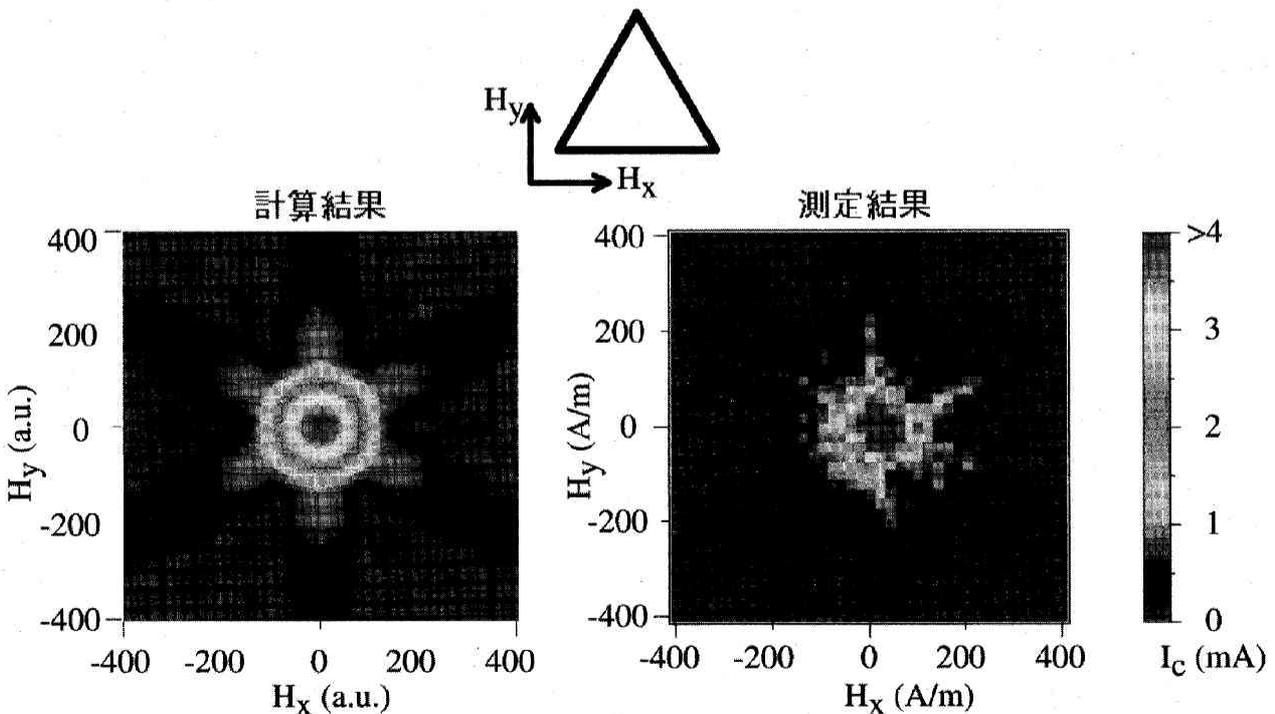


図16 三角形の接合形状をもつ超伝導接合を流れるジョセフソン電流の磁界特性酸化(膜平行磁界に対する磁界特性)左の超伝導接合の理論にもとづく数値解析の結果は、右の実験結果をほぼ説明している。サブピークは数値解析、実験とも横軸より30度及び90, 150, 210, 270度方向に現れ、数値解析結果は実験をうまく説明している。

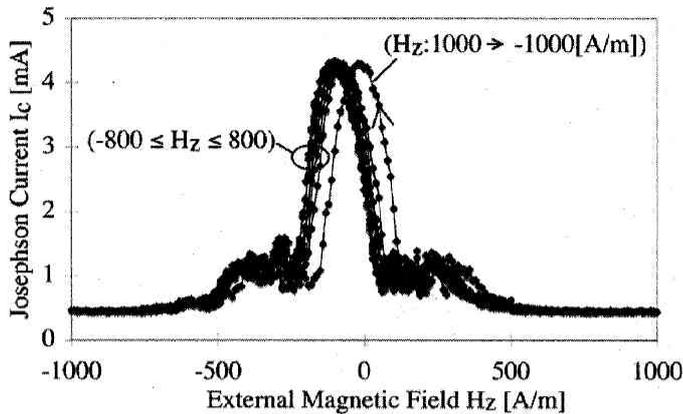


図17 超伝導接合を流れるジョセフソン電流の履歴現象

(膜垂直磁界に対する磁界特性)

接合の超伝導薄膜に対して垂直に磁界を加えた場合の特性は、一般に履歴現象を示し複雑である。垂直磁界の大きさを±800A/m以下の範囲で変えた時には、履歴現象はほとんど観察されなかった。しかし、オフセット磁界を除いて、±200A/mでジョセフソン電流の値は減少する。素子によりこの±200A/mの値はより大きなものになることもあり、この現象効果そのものもまだよく解っていない。外部垂直磁界を1000A/mから-1000A/mに変えたとき、依存性の特性が右にずれた。接合部で100A/mに相当する磁界が捕獲されたと考えられる。さらに1200A/m以上加えるとジョセフソン電流は零に近い値となり、復活しなかった。統一的な説明のためにはさらなる実験が必要である。

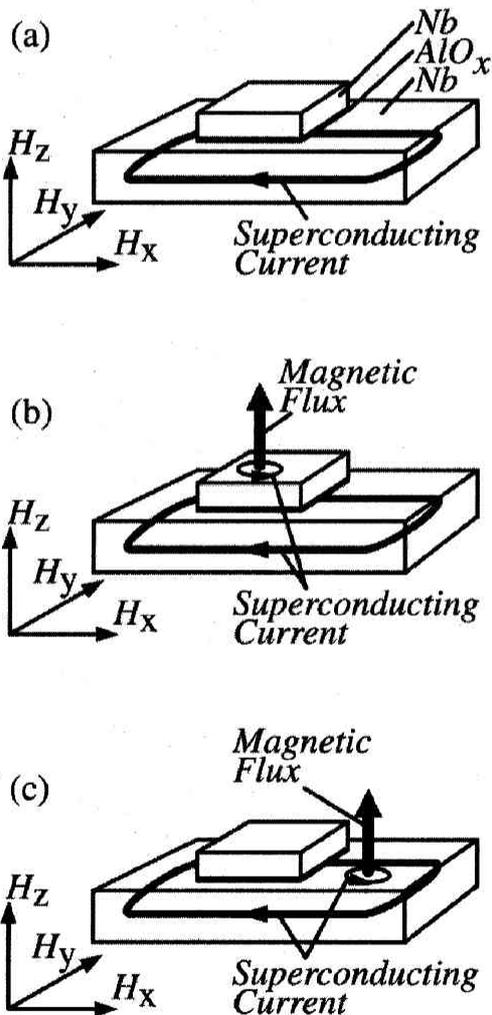


図18 超伝導接合の超伝導電極への磁束の捕獲と移動のモデル

- (a)超伝導電極へ磁束の捕獲がない場合：薄膜の周辺部にマイスナー電流が流れ、電極の超伝導体内部の磁束密度を零にしている。
- (b)測定している接合の超伝導電極への磁束の捕獲が生じた場合：接合そのものにおける磁束トラップは磁界特性を全く異なるものにする可能性がある。
- (c)測定している接合から離れた場所に捕獲された磁束が移動した場合：外部磁界に対して捕獲された磁束はオフセット分を作る。

常の正方形の形の接合の場合とはまったく異なる新しい磁界特性であり、応用的にも期待できよう。

図17では、超伝導薄膜及び接合バリア酸化膜に垂直に磁界  $H_z$  の範囲を徐々に変えた。±200[A/m]から±400[A/m], ±600[A/m], ±800[A/m]の範囲では、ほぼジョセフソン電流の磁界依存のグラフは同じところを通る。この素子ではオフセット分を別けると、±200[A/m]でジョセフソン電流が減少し、垂直磁界  $H_z$  が±800[A/m]以下の範囲でジョセフソン電流が減少し、±800[A/m]の範囲の履歴が現れない範囲でもその依存性の形は  $\sin X/X$  のフラウンホーファーパターンではない。この依存性はいまのところよくは解っていない。これらの現象の説明には、さらにパラメータを変えての実験が必要である。図からも解るように、磁界  $H_z$  を1000[A/m]まで上げた後、徐々に  $H_z$  をさげる過程において依存性の曲線が±800[A/m]以下の範囲の特性曲線と違うカーブを描いた。さらに  $H_z$  の大きさを1200[A/m]以上とすると、ジョセフソン電流は  $H_z=0$  の前後でも非常に小さな値となった。これらの現象は、履歴をとめない、記憶素子や論理回路素子に応用できる可能性がある。通常のジョセフソンによるジョセフソン電流の磁界による変調の記述はバリアの酸化膜に平行に磁界を加えた場合のものである。本実験ではバリアの酸化膜に垂直に磁界を加えている。ここで議論している垂直磁界依存性は、ジョセフソンの理論とは別の考察を必要とする。この垂直に磁界変調現象をまとめると、(i)ジョセフソン電流  $I_c$  の変調はバリアの酸化膜に平行に磁界を加えた場合は  $\sin X/X$  のフラウンホーファーパターンになる。(ii)ジョセフソン電流  $I_c$  の変調は酸化膜に垂直に磁界を加えた場合は  $\sin X/X$  のフラウンホーファーパターンとは特に磁界の大きい方で異なる。(ii)酸化膜に垂直に磁界を加えた場合、特に磁界の大きい方で履歴現象を示す。電流  $I_c$  の減少する  $H_z$  の値、および履歴現象が始まる  $H_z$  の値は

素子により若干異なるが後者は前者より大きな値となる。履歴現象が始まる  $H_z$  の値を越えるとまず、電流  $I_c$ - $H_z$  の特性のずれが始まり、次に  $I_c$  の減少し復活しない現象が観測される。(ii)の電流  $I_c$  の減少するとき、**図18(a)**のように磁束が超伝導薄膜に捕獲されてはいないのか、**図18(b),(c)**のように超伝導の薄膜のどこかに磁束が捕獲されているのか検討していきたい。素子をさらに測定していくことでこの疑問は解決していくと思われる。

#### 4. まとめ

工学研究所共同研究(平成16年度)についてのまとめの報告をおこなった。(1)超伝導デバイスの設計の基礎数値解析法を考えた。Bogoliubov-de Gennes (ボゴリョーボフ・デュジャンヌ) 方程式に従う、2種類の準粒子を考え、超伝導体および常伝導体中の「2種類の準粒子の波動関数」を基に、計算機解析に適するように改良されたシミュレーション手法を検討した。(2)また、素子製作の実験と測定もおこなった。Nbを超伝導の薄膜とし、実際に単一およびダブルのバリアをもつ超伝導接合を製作し、同時に新しい加工堆積方法を研究した。超伝導デバイス製作に必要な、エッチング、超伝導層および絶縁層堆積が連続してできるようになり、その基本的なプロセス条件が得られた。素子製作測定においては、二対のヘルムホルツコイルを用い、接合に加える外部磁場を2次元的に走査し、新しい三角形接合のジョセフソン電流の二次元磁場特性を求めた。接合配置の課題は残ったが、新しい形状として、この三角形形状の素子は特異な特性を示し、新しいデバイスの可能性を示している。膜垂直磁界に対しては磁界特性は履歴現象を示し、この履歴現象も新しいデバイス応用の種となるが、現象は複雑であり、さらなる実験が求められる。以上により、共同研究の報告とする。ここにこの共同研究の機会を頂き、工学研究所および工学部に感謝する。

#### 文献

- [1] A. Barone and G. Paterno, "Physics and Applications of the Josephson Effect," Wiley-Interscience, New York, 1982
- [2] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Tatsuyuki Morita, Makoto Iwata and Yusuke Yamamoto, "Modulation of Josephson Current of Nb Junctions by Two-Dimensional Scan of External Magnetic Field," IEEE Trans.Mag., Vol.36, No.5, pp.3511-3513, Sep., 2000
- [3] A.Nakayama, S.Abe, T.Shoji, R.Aoki, N.Watanabe, "Modulation of I-V curves of Nb single and double junctions by 2D scan of magnetic field," Physica B 329-333 2003
- [4] A.Nakayama, N.Watanabe, S.Abe, "Modulation of Current-Voltage Characteristics of Nb Single and Double Junctions by Two Dimensional Scan of the External Magnetic Field," EUCAS, 1-21, Sep. 2003
- [5] Norimichi Watanabe, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Kunimori Aizawa, "Magnetic field dependence of Josephson current by applying the external magnetic field perpendicular to the Josephson junction," MMM, HU-4 November 2004
- [6] Kunimori Aizawa, Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Norimichi Watanabe, "Influence of Film Thickness of Middle Nb Layer on the Superconducting Current in Double Josephson Junction," MMM HU-5, November 2004
- [7] Norimichi WATANABE, Akiyoshi NAKAYAMA, Susumu ABE and Kunimori AIZAWA, J. Appl. Phys., Vol.97, No.10, pp.10 B 116 1-3 May 2005
- [8] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Norimichi Watanabe, "Magnetic field dependence of Josephson current by applying the external magnetic field perpendicular to the Josephson junction," International Superconducting Electronics Conference in Netherland, September 20 05(発表予定)
- [9] Akiyoshi Nakayama, Susumu Abe, Norimichi Watanabe, "Hexagonal Symmetry of Magnetic Field Dependence of Josephson Current Through Triangle Shape Superconducting Junctions," EUCAS in Wien, September 2005 (発表予定)