

超伝導三端子素子の基礎研究

中山 明芳* 穴田 哲夫** 阿部 晋***

Basic Study for Superconducting Three-Terminal Device

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

1. はじめに

超伝導は1911年カマリン オネスにより、約4.2K以下で水銀の抵抗値が測定できないほど小さくなるというかたちで始めて発見されている。この超伝導の 特徴的な性質としては

- (i) 超伝導体内の磁束密度が零 (反磁場の効果)
- (ii) 直流抵抗の消滅
- (iii) 超伝導体でつながれた接合間の干渉効果 (超伝導量子干渉計というかたちで利用)
- (iv) オーダパラメータにより表される超伝導状態
- (v) 超伝導電子 (クーパー対) のトンネル効果

がある。性質(v)について、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で電流が流れても電位差が生じないことを1962年理論的に予想し、この現象は翌年実験的に観測されている。以来この構造はジョセフソン接合と呼ばれる。

ジョセフソン接合は基本的に二端子の素子である。超伝導デバイス及び超伝導集積回路は、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、回路的に工夫することでこれまで製作されてきている。しかしながら、超伝導をより素子数が少なく論理回路等に應用するには、超伝導を使った三端子の構

造の素子が望まれる。本共同研究では、この三端子構造の超伝導素子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パラメータ Ψ 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。しかし、この方法ではジョセフソン接合のトンネ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をおこない、数値解析する。三端子構造の解析のための基本的な数値計算方法の開発と基礎構造でのその数値計算結果の解析と他の現象論との比較をする。

また、ニオブ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接合部決定プロセスの改善により、実際に超伝導二端子および三端子構造を製作し、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。ここでは、神奈川大学工学研究所平成15年度共同研究のまとめとして、研究成果を以下報告する。

本共同研究の目的を述べる。

- (1) 超伝導三端子素子実現のための超伝導構造解析の理論を、基本的な数値計算のおこなえるように整備する。
- (2) 基本的な超伝導体/バリア/超伝導体および超伝導体/バリア/超伝導体/バリア/超伝導体、さらに複雑なバリア領域をもつ超伝導構造に対して数値計算のおこなえるモデルを求

*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

***助手, 電気電子情報工学科

Research Associate, Department of Electrical, Electronic and Information Engineering

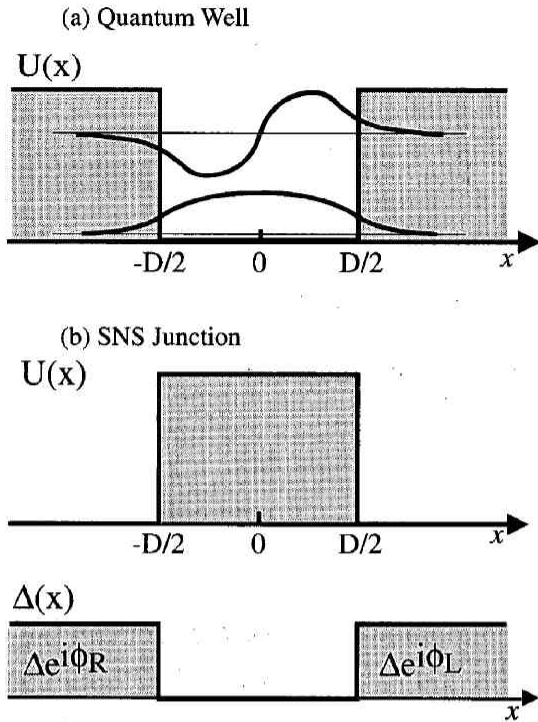
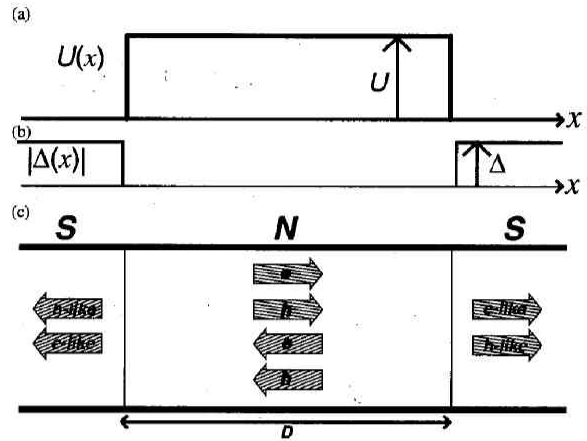


図1 (a)通常の量子井戸と(b)超伝導接合のハトリーポテンシャルU(x)とペアポテンシャルΔ(x)の分布の比較



ボゴリユーボフ-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
 $U(x)$: ハトリーポテンシャル

図2 超伝導接合の束縛状態での波動関数に対応する準粒子の運動 (a)ハトリーポテンシャルU(x) (b)ペアポテンシャルΔ(x) (c)準粒子の運動およびボゴリユーボフ-デュジャンヌ方程式

め、特性計算する。

(3) 実際に、シングル及びダブルバリア超伝導接合を製作し、その基本特性を測定する。

2. 超伝導接合構造の数値解析

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Ψ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。しかし、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等の問題点があり、超伝導接合の中で、特にトンネル型ジョセフソン接合自体の詳しい数値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トンネル接合の解析をおこない、数値解析する。実際に超伝導接合を製作して特性測定して得た実験結果と比較できる数値解析モデルを作る。

「非常に薄い絶縁膜を挟んで2つの超伝導体があるとき、2つの超伝導体の間に電流が流れていても、2つの超伝導体の間の電位差が0でありうるという現象」が、ジョセフソンにより理論的に予言され、翌年実験により確かめられたジョセフソン効果である。この現象は、言い換えると、一方の超伝導体から他方の超伝導体へ、電子のみならず、いわば、超伝導電子対(クーパー対)もトンネルするというわけである。「非常に薄い絶縁膜を挟んで2つの超伝導体のある

構造」はジョセフソン接合と呼ばれる。

2つの超伝導体間に電位差なしで、いくらでも大きな電流を流せるわけではなくて、流しうるある上限がある。2つの超伝導体を超伝導体電極a及び超伝導体電極bと呼ぶことにすると、この超伝導体電極bから電極aに向かって、接合を電位差なしで流れる電流*i*は、二つの超伝導体電極間の「(ゲージ不変な)位相差γ」のsinに比例し、

$$i = i_c \sin \gamma \tag{1}$$

の関係が成り立つ。位相差γは、電磁場のベクトルポテンシャルAの線積分の項がはいっている。ここでは簡単のため、このAの線積分の項は小さいとして無視すると、基準となる電極aのオーダーパラメータの位相をθ(a)、もう一方の電極bの位相をθ(b)として

$$\gamma = \theta(b) - \theta(a) \tag{2}$$

である。電極a側を基準点としてθ(a)=0とすれば、θ(b)=π/2のとき、最大の電流*i_c*が流れ、*i_c*はこの接合の臨界電流値である。

通常の量子井戸には図1(a)に示すように束縛状態が存在する。図1(b)の超伝導接合のハトリーポテンシャルU(x)とペアポテンシャルΔ(x)の分布と比較するとわかるように、超伝導接合ではΔ(x)が井戸構造をもつ。ゆえに超伝導接合

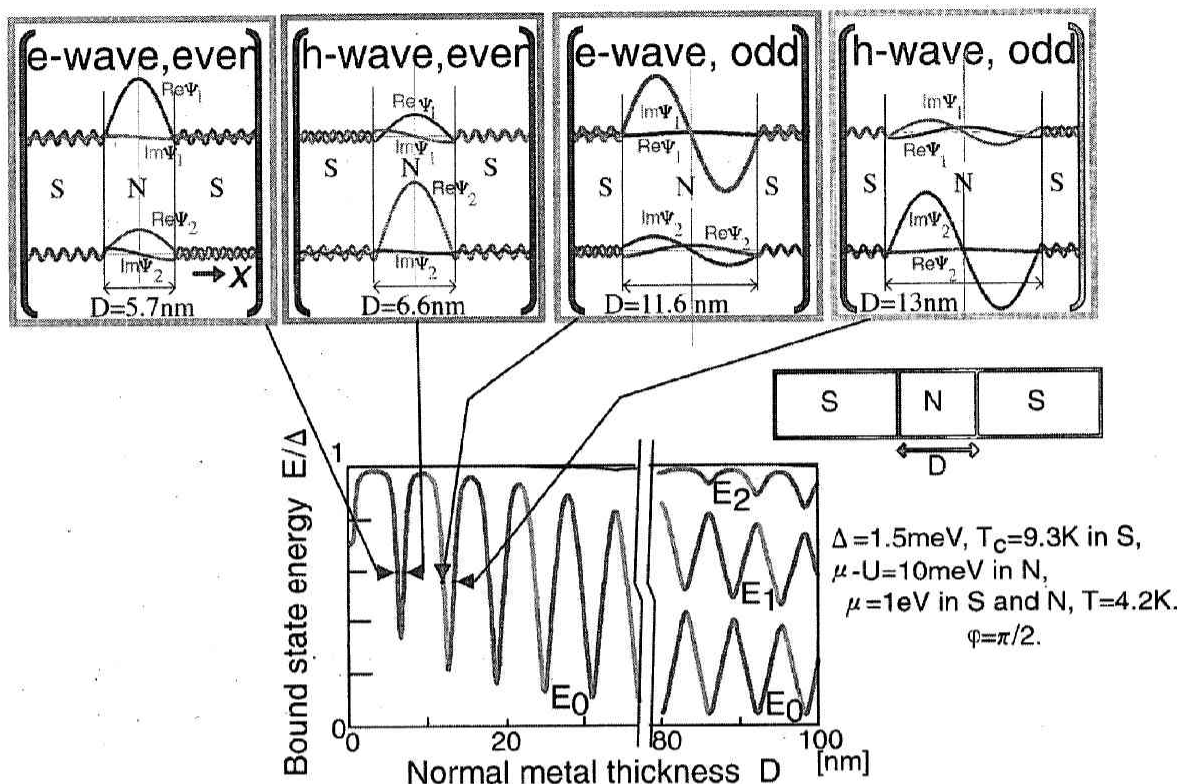


図3 束縛状態のエネルギー E の常伝導層厚 D 依存性(下図)といくつかの厚さにおける束縛状態の波動関数の具体的な波形(上図)

にも束縛状態があり、接合を流れる電流と相関がある。超伝導接合では図2に示すボゴリューボブ-デュジャンヌ方程式を基本方程式とする。この基本方程式に従う準粒子の運動を考慮し、超伝導接合の接合部から離れると値が0に収束する束縛状態での波動関数の離散的なエネルギー準位と、そのときの具体的な2成分波動関数を数値解析で求め、図3(a)(b)に示す。離散的なエネルギー準位は図3(b)からわかるように接合部の厚さ D に対して振動しながら減少していく。厚さ D が増えると離散的なエネルギー準位の数も階段状に増加していく。図3(a)には代表的な厚さ D に対する波動関数の上成分と下成分のそれぞれ実部と虚部の具体的な形を示す。最も値の大きくなる成分は、厚さ D が増加するとともに、上成分実部、上成分虚部、下成分実部、下成分虚部の順番で変わっていく。因子を適切に選ぶことにより、両成分とも実部は位置 x の偶関数、虚部は位置 x の奇関数となる。

図4には束縛状態のエネルギー E の位相差 φ 依存性と常伝導層の厚さ D 依存性を比較して示す。離散的な正のエネルギー準位を順に $0 < E_0 < E_1 < E_2 < E_3$ として、 E_i の φ に対しては偶関数であり、 $\varphi = 0$ で基底状態 E_0, E_2 は極大値、 E_1 は極小値を示す。

図5(a)の束縛状態のエネルギー E の D 依存性と図5(b)の接合を流れる超伝導電流 I の D 依存性(位相差 $\varphi = \pi/2$)を

比較するとわかるように、(a)で E_0 が極小値を示すとき電流 I は極大値をとる。

常伝導層厚 $D=8\text{nm}$ のときの束縛状態の波動関数(常伝導層厚 $D=8\text{nm}$) 図6(a)に、この2成分波動関数 Ψ に対応する回転 R に対する $R(1,0,0)^t, R(0,1,0)^t, R(0,0,1)^t$ の軌跡を図6(b)に示す。ここで t は転置を示す。(c)に示すように2成分波動関数 Ψ を正規化して得たspecial unitary group $SU(2)$ からspecial orthogonal group $SO(3)$ への2:1対応から、各位置 x での波動関数 Ψ の具体的な値に、ある回転 R を表す $SO(3)$ の要素を対応させることができる。3つの空間ベクトル $(1,0,0)^t, R(0,1,0)^t, R(0,0,1)^t$ に対する $R(1,0,0)^t, R(0,1,0)^t, R(0,0,1)^t$ の軌跡より、左および右の超伝導体中ではそれぞれある固定軸の周りの回転に R がなっていることがわかる。波動関数 Ψ は滑らかにつながっているため、間の接合部で対応する回転 R も徐々に滑らかに変化している。

3. 超伝導接合構造のエネルギー解析

超伝導三端子構造の解析に備えたエネルギー解析をおこなった。出発となる構造は、まず図7(a)に示したように、上下の超伝導電極の間に2カ所電流の流れやすい部分があり、その間に第3の入力により作られた鎖交磁束が存在すると仮定した。この等価回路を図(b)とし、特に動特性を

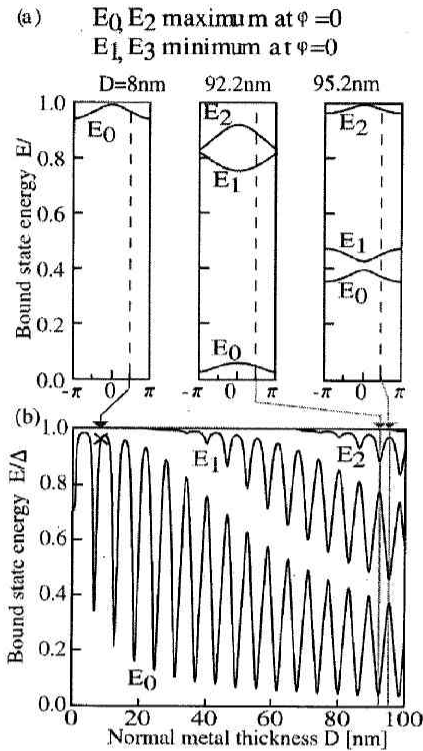


図4 (a)接合の束縛状態のエネルギーEの位相差 ϕ 依存性(常伝導層の厚さDがパラメータ) $\phi = \pi/2$ において E_0, E_2 は極大値, E_1 は極小値を示す.
 (b)束縛状態のエネルギーEの厚さD依存性(位相差 $\phi = \pi/2$)

考えるときは(c) RSJ モデルを(b)のX印に使う。この構造によるエネルギー解析はより複雑で新しい構造の解析につながるものである。点aを位相および電位の基準点とする。2つの電流の流れやすい部分を局所的な接合とし、その外側をインダクタンスLの超伝導体でつなぐ簡単化したモデルに図(b)はなっている。点aに始まり左の局所的接合を横切り点bに至る経路を Γ_a 、点bに始まりインダクタの超伝導体内部を通り点cに至る経路を Γ_b 、点aに始まり右の局所的接合を横切り点bに至る経路を Γ_c とおく。この経路 Γ_c を逆にたどる、点cに始まり右の接合を横切り点aに至る経路 Γ_d は $\Gamma_c = -\Gamma_d$ となる。経路 $(\Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_c)$ に沿って移動することにより、点aに始まりSQUIDの穴を図13で時計方向に一周して再び点aに戻る経路となる。次に、経路 Γ_a 、経路 Γ_b 、経路 Γ_c ($= -\Gamma_d$) の各々の経路に沿っての「ゲージ不変な位相差 γ_L 」、「ゲージ不変な位相差 γ_M 」および「ゲージ不変な位相差 γ_R 」を考えることにする。まず、「ゲージ不変な位相差 γ_L 」は、次のように定義する。

$$\gamma_L = \theta(b) - \theta(a) + \frac{2e}{\hbar} \int_{\Gamma_a} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (3)$$

経路 Γ_b は超伝導体の十分内部にあり、この経路に沿って

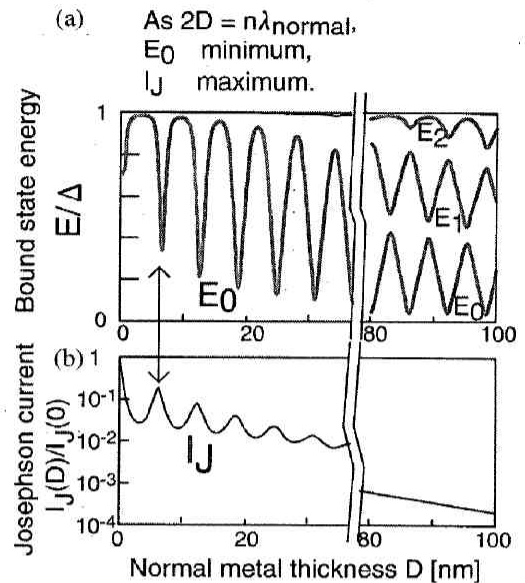


図5 (a)束縛状態のエネルギーEの常伝導層厚D依存性と(b)接合を流れる超伝導電流Iの常伝導層厚D依存性(位相差 $\phi = \pi/2$),(a)で E_0 が極小値を示すとき電流Iは極大となる。

のゲージ不変な位相差 γ_M は0である。

$$0 = \theta(c) - \theta(b) + \frac{2e}{\hbar} \int_{\Gamma_b} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (4)$$

経路 Γ_c ($= -\Gamma_d$) に沿っての「ゲージ不変な位相差 γ_R 」という量は、

$$\gamma_R = \theta(c) - \theta(a) - \frac{2e}{\hbar} \int_{\Gamma_c} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (5)$$

となる。SQUIDの穴の周りの閉ループについてのAの線積分はSQUIDの穴に鎖交する磁束 Φ に等しいので(3)(4)(5)より、

$$\gamma_L + (-\gamma_R) = \frac{2e}{\hbar} \Phi \quad (6)$$

の形となり「ゲージ不変な位相差 γ_L と γ_R の差」は鎖交磁束 Φ の $2e/\hbar$ 倍に等しい。図7 (b)の等価回路をの静的特性を扱うために、制御電流 i_{cir} はインダクタの両端に接続し、さらにバイアス電流 i_b は二つの電流値 $i_{cl}/2$ の電流源に分けて、左右の接合の上下に接続すると解析しやすい。図7 (b)の等価回路において4つの電流ループを考える。左と右の接合に流れる電流は、それぞれゲージ不変な位相差 γ_L もしくは γ_R の \sin に比例するから、次の2式を得る。

$$i_{cir} + \frac{1}{2} i_b = i_{cl} \sin \gamma_L \quad (7)$$

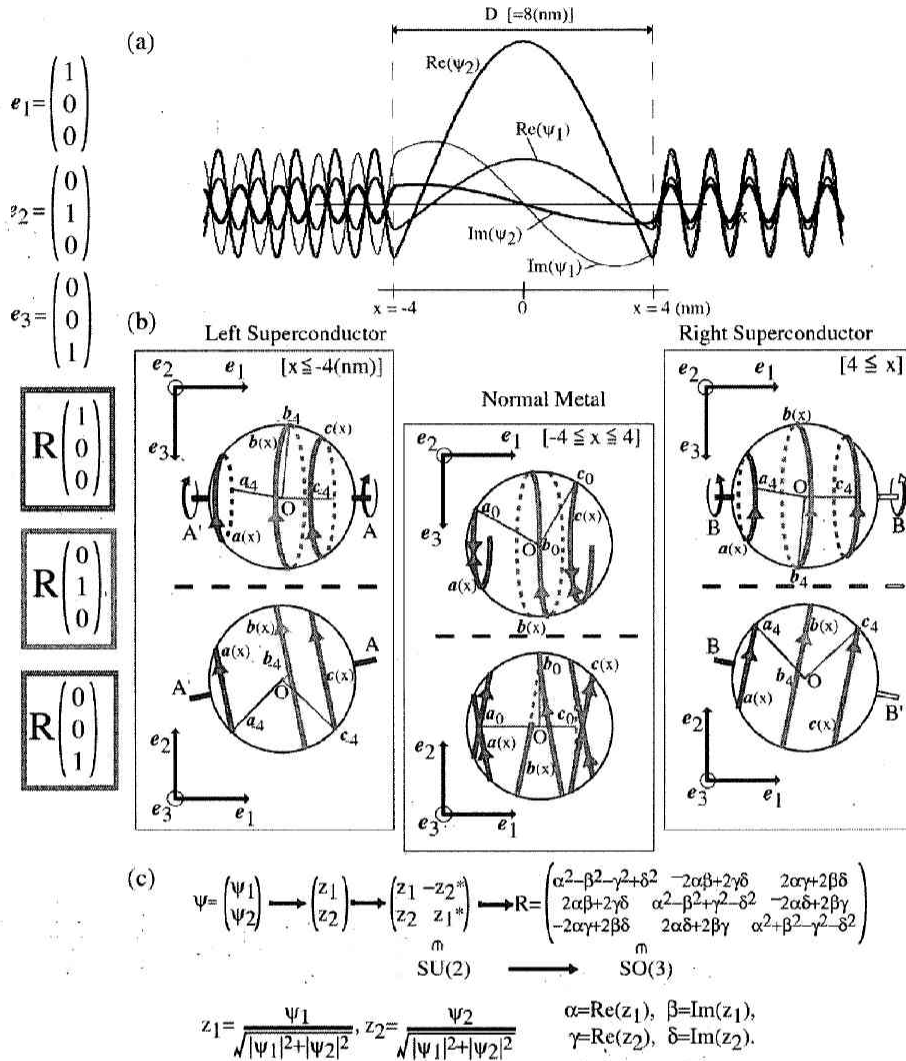


図6 (a)束縛状態の波動関数(常伝導層厚 $D=8\text{nm}$) (b)この2成分波動関数 Ψ に対応する回転 R に対する $R(1,0,0), R(0,1,0), R(0,0,1)$ の軌跡 (c) $SU(2)$ から $SO(3)$ への2:1対応による2成分波動関数 Ψ から回転 R への写像

$$-i_{\text{cir}} + \frac{1}{2}i_b = i_{\text{cR}} \sin \gamma_R \quad (8)$$

この等価回路のインダクタ L に右向きに $i_{\text{ex}} - i_{\text{cir}}$ の電流が流れ、超伝導ループに実際に鎖交する磁束 Φ は、

$$\Phi = L(i_{\text{ex}} - i_{\text{cir}}) \quad (9)$$

である。式(6)-(9)より

$$i_b = i_{\text{cL}} \sin \gamma_L + i_{\text{cR}} \sin \gamma_R \quad (10)$$

と

$$Li_{\text{ex}} = \frac{\hbar}{2e}(\gamma_L - \gamma_R) + \frac{L}{2}(i_{\text{cL}} \sin \gamma_L - i_{\text{cR}} \sin \gamma_R) \quad (11)$$

を得る。ここで得られた式(10)と(11)は制御電流 i_{ex} とバイアス電流 i_b を内部状態を表す γ_L と γ_R により表して、超伝導構造の静特性の基本方程式である。「位相差 γ_L と γ_R を種々に変え、式(6.3.85)と(6.3.86)を使い、対 (Li_{ex}, i_b) を求める」ことにより、点 (Li_{ex}, i_b) を多数プロットし、その包絡線を示したのが図8である。変数の制御電流から求めた横軸の Li_{ex} の値に対して包絡線の内部は超伝導構造の両端に電圧が現われずに流すことのできるバイアス電流 i_b のとり得る範囲を示す。図で各菱形形状については左より右へ順に、超伝導構造の鎖交磁束 Φ の値が $\Phi \cong -2\Phi_0, \Phi \cong -\Phi_0, \Phi \cong 0, \Phi \cong \Phi_0, \Phi \cong 2\Phi_0$ である。 Li_{ex}/Φ_0 の値は大きくなる方が各菱形形状のお互いの重なり部分が広がる。左右の接合の臨界電流の和は $2i_c$ である。電流 i_{ex} が $Li_{\text{ex}} = n\Phi_0$ (n は整数)を満たすのであれば、 $-2i_c$ から $2i_c$ までの値のバイアス電流 i_b

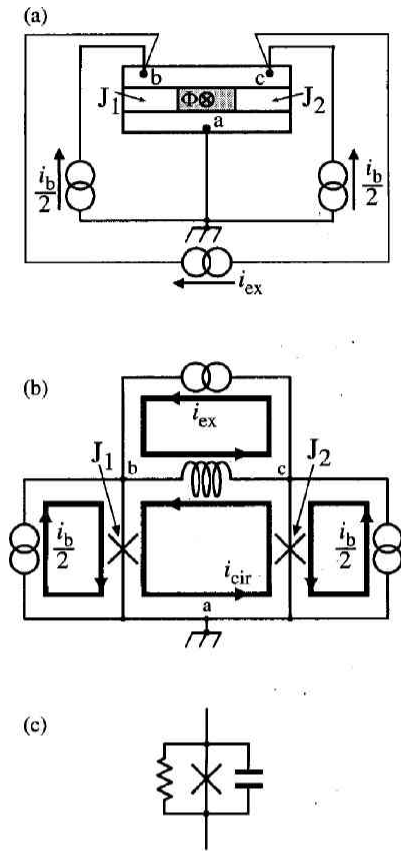


図7 二カ所電流の流れやすい超伝導構造のエネルギー解析 (a)構造断面 (b)理想化した等価回路 (c)動特性解析に使うRSJモデル

を、超伝導構造の上下に電圧が現れることなく流すことができる。しかしながら、電流 i_{ex} が $Li_{ex}=(n+1/2)\Phi_0$ となる場合、電圧が現れることなく流すことができるバイアス電流 i_b の範囲は最も狭くなる。これは、左右の接合部を超伝導体でつないでいるため、左右の接合での位相差がかって値にならず、式(6)を満たさなければならないからである。

つぎに、超伝導構造の動特性を考えていく準備として、超伝導構造の接合部が理想的な接合と容量 C と損失成分のコンダクタンス $G(=1/R$:抵抗 R の逆数)の並列とする。左右の接合の両端の電圧はそれぞれ、

$$V_L = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\gamma_L}{dt} \tag{12}$$

$$V_R = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\gamma_R}{dt} \tag{13}$$

であり、左右の接合の並列容量にそれぞれ流れる電流は、それぞれ Cdv/dt で表され、損失成分のコンダクタンス G に流れる電流は Gv の形になるから、左右の接合の上側の点での電流の保存則も考慮して、

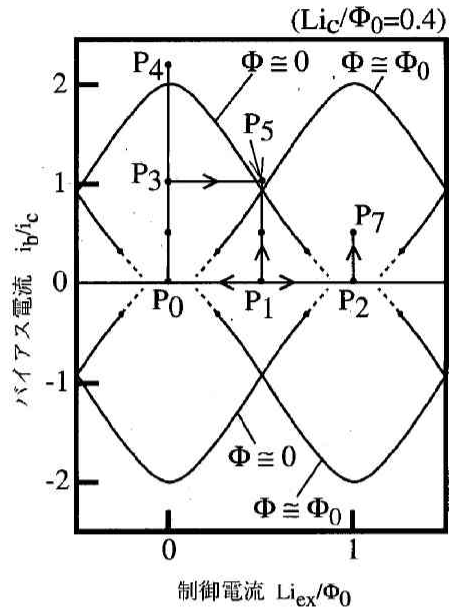


図8 外部から制御電流 i_b と i_c を「二カ所電流の流れやすい超伝導構造」へ加えた場合に電圧が現れない範囲

$$\frac{C\Phi_0}{2\pi} \frac{d^2\gamma_L}{dt^2} = \tag{14}$$

$$-\frac{\partial}{\partial\gamma_L} \left\{ \frac{2\pi}{\Phi_0} U(\gamma_L, \gamma_R) \right\} - \frac{G\Phi_0}{2\pi} \frac{d\gamma_L}{dt}$$

と

$$\frac{C\Phi_0}{2\pi} \frac{d^2\gamma_R}{dt^2} = \tag{15}$$

$$-\frac{\partial}{\partial\gamma_R} \left\{ \frac{2\pi}{\Phi_0} U(\gamma_L, \gamma_R) \right\} - \frac{G\Phi_0}{2\pi} \frac{d\gamma_R}{dt}$$

を得る。ここで、ポテンシャルエネルギー $U(\gamma_L, \gamma_R)$ は

$$U(\gamma_L, \gamma_R) = -\frac{i_{ex}\Phi_0}{2\pi} (\gamma_L - \gamma_R) - \frac{i_b\Phi_0}{4\pi} (\gamma_L + \gamma_R) + \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 L} (\gamma_L - \gamma_R)^2 + \frac{i_{cL}\Phi_0}{2\pi} (1 - \cos\gamma_L) + \frac{i_{cR}\Phi_0}{2\pi} (1 - \cos\gamma_R) \tag{16}$$

で表される。力学系との類推で考えると、この超伝導構造の動作は、ゲージ不変な位相差 γ_L と γ_R の2つの内部変数を使い、重力を考えた $\gamma_L - \gamma_R - U$ の座標系において滑らかな曲面 $U(\gamma_L, \gamma_R)$ での質点の運動とみなせる。質点は重力

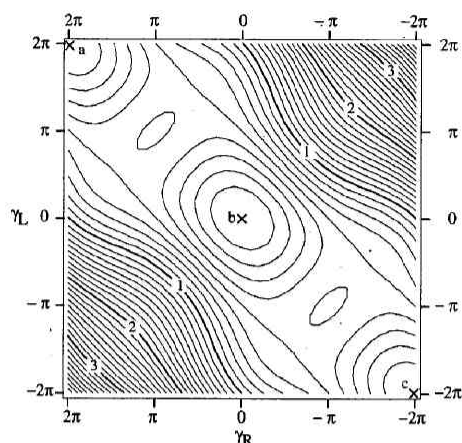


図9 「二カ所電流の流れやすい超伝導構造」のポテンシャルエネルギー U の等高線 [バイアス点は図8の $P_0(i_{\alpha}=0, i_b=0)$ ($Li/\Phi_0=0.4$)]

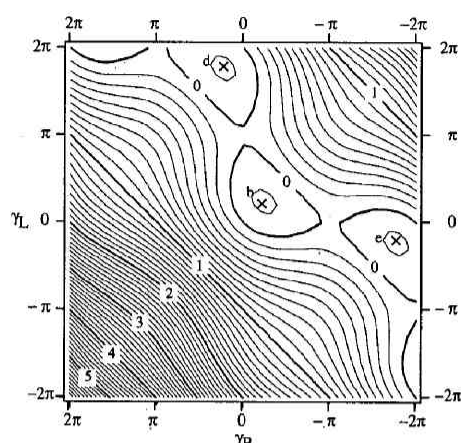


図10 「二カ所電流の流れやすい超伝導構造」のポテンシャルエネルギー U の等高線 [バイアス点は図8の $P_1(Li_{\alpha}=0.5\Phi_0, i_b=0)$ ($Li/\Phi_0=0.4$)]

と速度に比例する摩擦を受ける。先ほどの式(14)と(15)は、それぞれ緩やかな斜面 $U(\gamma_L, \gamma_R)$ 上の位相差 γ_L 方向および γ_R 方向の運動方程式とみなす。

式(16)において右辺第1項、第2項はそれぞれ電流源 i_{α} および i_b のポテンシャルエネルギー、第3項はそのインダクタのエネルギー、第4項、第5項はそれぞれ左右の接合のエネルギー U_j であるとみなすことができる。以下、ポテンシャルエネルギーは $(2L/\Phi_0)U$ と正規化して表示する。

超伝導構造に等価的に注入される電流の値 i_{α} と i_b をきわめてゆっくり変えることにより、バイアス点 $P(Li_{\alpha}, i_b)$ を図8の中で少しずつ動かし、そのときの超伝導構造の振る舞いを調べた。

まず、 $i_{\alpha}=0, i_b=0$ であるバイアス点 P_0 から始める。このときのポテンシャル面 $U(\gamma_L, \gamma_R)$ の等高線を図9に示す。一般的に、等高線が狭い範囲で閉じている所は、「くぼ地」か「丘」であるが、超伝導構造の安定状態を考察するときにはくぼ地が重要である。くぼ地の中の極小点は、安定点である。この $i_{\alpha}=0, i_b=0$ では、図9に示すように、(左上)から(右下)の領域が谷の領域である。右上へいくと U の値は大きくなり高さが高くなっている。左下へいっても U の値は大きく高くなっている。図で、点 $a(\gamma_L=2\pi, \gamma_R=2\pi)$ 、点 $b(0, 0)$ 、点 $c(-2\pi, -2\pi)$ が極小点となる。点 $(\gamma_L=\pi, \gamma_R=\pi)$ や点 $(\gamma_L=-\pi, \gamma_R=-\pi)$ の周りで等高線が閉じているところは丘の形状である。このバイアス点 $P_0(i_{\alpha}=0, i_b=0)$ では静特性で、超伝導構造は点 $a(\gamma_L=2\pi, \gamma_R=2\pi)$ 、点 $b(0, 0)$ 、点 $c(-2\pi, -2\pi)$ のどれかの状態にある。ここでは、最初にバイアス点 P_0 で超伝導構造はエネルギー面 U の点 $b(\gamma_L=0, \gamma_R=0)$ の状態であると仮定する。

まず、バイアス点 P_0 から、バイアス電流は $i_b=0$ のまま、制御電流 i_{α} のみ少しずつ増やしていく。このとき図8でバイア

ス点は P_0 から右へずれていく。この i_{α} の増加に伴い、ポテンシャル面 U の極小点 a 、点 b 、点 c の場所は図9と同じ縦 γ_L -横 γ_R の面上で少しずつ右上の位置にずれていく。 Li_{α} が $0.5\Phi_0$ になりバイアス点が図8の点 P_1 にきたとする。このバイアス点 $P_1(Li_{\alpha}=0.5\Phi_0, i_b=0)$ でのエネルギー面 U を図10に示す。このとき、極小点の点 a 、点 b 、点 c の座標は、それぞれ $(\gamma_L=2.2\pi, \gamma_R=1.8\pi)$ 、 $(\gamma_L=0.2\pi, \gamma_R=-0.2\pi)$ 、 $(\gamma_L=-1.8\pi, \gamma_R=-2.2\pi)$ になる。点 a は図10の表示領域の上にはみだし、点 c は図10の表示領域の右にはみ出している。これらの極小点に加えて、極小点の点 $d(\gamma_L=1.8\pi, \gamma_R=0.2\pi)$ 、点 $e(\gamma_L=-0.2\pi, \gamma_R=-1.8\pi)$ が新たに現れる。これらの極小点にあるとき、超伝導構造の超伝導体ループに実際に鎖交する磁束 Φ を式(6.3.80)から求めると、点 d 、点 e については、 $\Phi=0.8\Phi_0$ であり、磁束量子を単位とすれば、おおまかに $\Phi \cong \Phi_0$ であるといえる。点 a 、点 b 、点 c については、 $\Phi=0.2\Phi_0$ であり、磁束量子 Φ_0 に比べるとおおまかに $\Phi \cong 0$ である。図10のように実際の鎖交磁束 Φ が $\Phi \cong \Phi_0$ となる極小点 d, e 等が存在するのは、図8において、バイアス点 P が「 $\Phi \cong \Phi_0$ の(変型した)菱形領域」内にあるときである。同様に、鎖交磁束 Φ が $\Phi \cong 0$ となる極小点が存在するのは、バイアス点が「 $\Phi \cong 0$ の菱形領域」内にあるときである。

$i_b=0$ のまま、さらに i_{α} のみ少しずつ増やしていった、バイアス点 $P_2(Li_{\alpha}=\Phi_0, i_b=0)$ にすると、この点 P_2 は「 $\Phi \cong \Phi_0$ の菱形領域」の内にあり、図10の点 d や点 e に対応する極小点は残る。しかし、点 P_2 は「 $\Phi \cong 0$ の菱形領域」の外にあり、鎖交磁束 Φ が $\Phi \cong 0$ となる点 a 、点 b 、点 c 等の極小点は消滅する。 $Li_{\alpha}=\Phi_{\alpha}$ の値を徐々に増やす操作によるバイアス点 $P_0 \rightarrow$ バイアス点 P_2 により、超伝導構造が点 b の状態から「変数 γ_L が増え、縦 γ_L -横 γ_R の面で直線 $\gamma_L=\gamma_R$ より左上の領域 $\gamma_L > \gamma_R$ にある点 d 等の極小点に落ち着く確率」と、「 γ_R 変

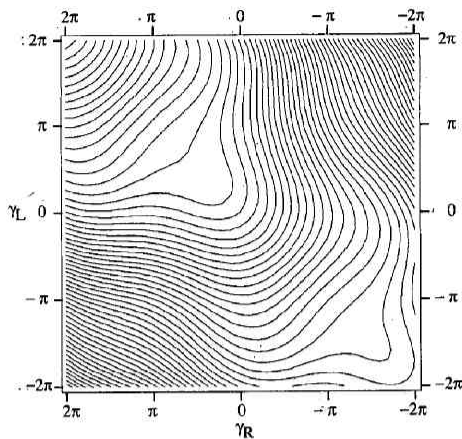


図11 「二カ所電流の流れやすい超伝導構造」のポテンシャルエネルギーUの等高線 [バイアス点は図8のP₄(Li_{ex}=0, i_b=2i_c) (L_i/Φ₀=0.4)]

数が増え、右下の領域 $\gamma_L < \gamma_R$ にある点e等の極小点に落ち着く確率はそれぞれ1/2ずつである。

次に、最初のバイアス点P₀からLi_{ex} = 0のままにi_bのみ増やしたバイアス点P₃ (Li_{ex} = Φ₀, i_b = i_c)は「Φ ≅ 0の菱形領域」内で、エネルギー面U上に点a, 点b, 点cに対応する極小点は存在する。

点P₃よりLi_{ex} = 0のままさらにi_bをi_b = 2i_cまで増やして、バイアス点を点P₄にする。この点P₄は「Φ ≅ 0の菱形領域」の外にでる。図11に示すように点P₄に対応するポテンシャル面Uからは点a, 点b, 点c等の極小点がいつさい消滅し、縦γ_L-横γ_Rの面で右下から左上へと移動すると値の下がる谷領域のみがエネルギー面U上にのこる。超伝導構造の状態を表す点Pは左上へと転がり続け、変数γ_Lとγ_Rは共に増加する。対応して、超伝導構造は上側が下側に対して正の電圧状態となる。次にLi_{ex} = Φ₀/2一定で点P₃からi_bを増やしていく。もともと点P₃(Li_{ex} = 0.5Φ₀, i_b = 0.5i_c)ですでに図12にポテンシャル面Uを示すように極小点の点b, 点d, 点e等のまわりのくぼみは浅く、図8に示すようにi_bをi_b = i_cまで増やした時点で点P₄は「Φ ≅ 0の菱形領域」や「Φ ≅ Φ₀の菱形領域」から外に出て、対応するポテンシャル面Uから、すべての極小点は消滅する。左上にいくほど高さの低くなる谷領域が残るのみであり、このエネルギー面U上の質点Pはやはり縦γ_L-横γ_Rの面上を左上の方へと転がり続ける。変数γ_Lとγ_Rは共に増加し続け、図7(b)で左右の接合の上側は下側に対して正の電圧が発生する。Li_{ex} = Φ₀/2一定の場合にはLi_{ex} = 0の場合に比べてずっと小さなi_bの値から電圧状態に移行することがわかる。

4. Nb接合の測定結果

実際に超伝導接合を作り特性測定をした。特に、超伝導三端子構造のプロトタイプとして、下部電極200(nm), Al層

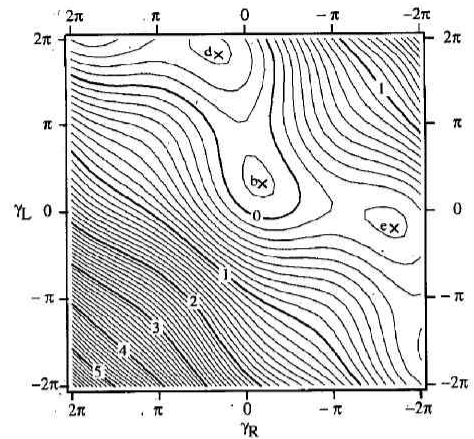


図12 「二カ所電流の流れやすい超伝導構造」のポテンシャルエネルギーUの等高線 [バイアス点は図8のバイアス点P₃(Li_{ex} = 0.5Φ₀, i_b = 0.5i_c), L_i/Φ₀ = 0.4]

6.2(nm), 上部電極50(nm)でNb/AlOx/Nb構造を製作した。このNb/AlOx/Nb構造の接合面に平行な二次元面において外部から加える磁界を走査して得た超伝導電流の磁場特性を図13に示す。超伝導電流の磁場特性はほぼx方向とy方向のフラウンホーファーパターンの積で説明できる。このNb/AlOx/Nb構造の超伝導電流特性は接合部に一樣な臨界電流密度分布を仮定することによりおおよそ説明される。ただし、超伝導電流が極小値をとる位置は、一樣な臨界電流密度分布を仮定すると、H_xもしくはH_y軸に平行な直線になるが、測定値ではやや双曲線的に分布する傾向がみられた。この測定値において極小値をとる位置が双曲線的になることより、理想的な一樣分布からずれて、やや周辺部が中心部より密度の高い電流分布になっていると考えられる。

Nb/AlOx/Nb/AlOx/Nbダブル構造も製作した。各々の膜厚はNb下部電極260(nm), 第1のAl層5(nm), Nb中間層50(nm), 第2のAl層5(nm), Nb上部電極50(nm)である。Nb/AlOx/Nb構造の場合と同様、Al層堆積後は酸化室に移動して、Al層表面を酸化している。中間層の膜厚が5nm以上ではダブル構造に超伝導電流が流れることが確認できた。また、磁場特性については、二つの接合の直列構造のモデルでおおよそ説明される。H_y=0のときのI_c-H_x特性よりは、230(A/m)と290(A/m)の二つの磁場変調周期が観測される。この特性は磁束を捕獲する断面積が異なる二つの接合の単純な直列モデルである程度説明できる。このモデルによると、一方の接合の超伝導電極への磁場侵入長さの和は144(nm)で、もう一方のそれは114(nm)と算出された。また、電流が極小値をとる位置についても、単一接合の場合と同様、測定値ではやや双曲線的に分布する。

また、これまでのスパッタリング装置に、シャッター操作により勾配膜が作成可能なチェンバーを真空トンネルで結合した。特に、この新チェンバーにおいて、Nb中間層を堆積

し、中間層を0から20(nm)の勾配膜とし、中間層膜厚以外の条件を同じにした多数のダブル接合構造を作成し、比較検討した。超伝導電流特性は、中間層膜厚の増加とともにほぼ一定の場合とやや減少傾向をしめす場合がある。電流電圧特性からは、同じ中間層の膜厚の増加とともに、ギャップ電圧の上昇が観測された。これは中間層の超伝導特性の向上をうかがわせるものである。しかし、これらの磁場変調周期は、中間層の膜厚の変化にあまり依存せず、この理由はまだよくわからない。中間層のNbの膜厚が0となるNb/AlO_x/AlO_x/Nb構造においては、電流が流れないことが多く、特にNb/AlO_x/Nb/AlO_x/Nbダブル構造は中間層が0-5nmの範囲においてその特性を大きく変えることがわかった。さらにプロセス条件の最適化をおこない、この中間層が0-5nmの範囲についての特性をより詳しく調べる課題に挑戦したい。

5. まとめ

工学研究所共同研究(平成15年度)についてのまとめの報告をおこなった。(1)まず、超伝導デバイスの設計の基礎研究として、数値計算をおこなった。Bogoliubov-de Gennes(ボゴリューボフ・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で、超伝導接合の数値解析をおこなった。超伝導接合において束縛状態のエネルギー具体的な波動関数の波形を示し、また、超伝導電流の値をAndreev反射係数から計算し、電流-位相特性を求めた。これにより、より複雑な三端子構造の数値解析が可能なる手法を確立した。(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、Nb/AlO_x/Nb単一およびダブル接合のジョセフソン電流の二次元磁場特性を求めた。三端子構造のNb/AlO_x/Nb/AlO_x/Nbダブル接合のI_c-(H_x,H_y)特性については、中間層の膜厚が5nm以上では二つの接合の直列接合モデルで超伝導電流特性はほぼ説明できるが、有限電圧の特性は複雑で、さらなる実験が求められる。

文献

- 1) Akiyoshi Nakayama, Teruyuki Furukawa and Yoichi Okabe, 'Analysis and application to superconducting quantum interference devices of double barrier superconducting junctions,' J. Appl. Phys., Vol.88, No.11, pp6605-6609, 1 Dec., 2000
- 2) Akiyoshi Nakayama, Takuma Sugio, Koji Manabe and Yoichi Okabe, 'Characteristics of superconducting quantum interference devices using multi-barrier superconducting junctions,' J. Appl. Phys., Vol.89, No.11, pp.7499-7501, 1 June, 2000
- 3) Akiyoshi Nakayama, 'Resonant phenomena in multi-barrier superconducting junctions,' Physica C, Vol. 367, pp.152-156, 2002

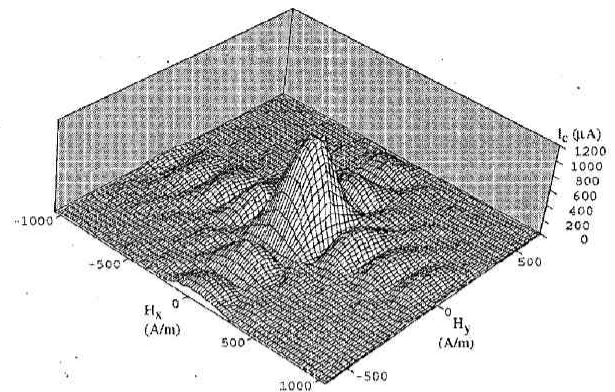


図13 超伝導接合を流れる超伝導電流の二次元磁場特性

- 4) Akiyoshi Nakayama, "Wave functions of Andreev bound state in superconductor/normal-metal/superconductor junctions," J. Appl. Phys. Vol.91, No.10, pp.7119-7121, May 2002
- 5) A. Barone and G. Paterno, "Physics and Applications of the Josephson Effect," Wiley-Interscience, New York, 1982, pp. 69-95.
- 6) 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
- 7) E. Goldbin, and A. V. Ustinov, "Current locking in magnetically coupled long Josephson junctions," Phys. Rev., Vol.59, No.17, pp.11532-11538, May 1999.
- 8) A. Nakayama: "Wave Functions and Energy Levels of Andreev Bound States in Superconductor/Normalmetal/Superconductor Junctions" EUCAS, 5-7, Sep. 2003
- 9) 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 B329-333 (2003)
- 10) 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
- 11) 斎藤、中山、阿部、渡邊、久保、東郷: "磁束トラップによるNb接合の超伝導電流の二次元磁場特性の変化" 電子通信学会, C-8-1, 9月 2003
- 12) 渡邊、中山、阿部、相沢: 外部磁場の二次元走査によるダブルバリア超伝導接合の超伝導電流の変調 "電子通信学会, C-8-2, 9月 2003
- 13) 斎藤、中山、阿部他: "超伝導薄膜に垂直な外部磁界印加によるジョセフソン接合のI_c-H特性" 電子通信学会全国大会(東工大) 2004年3月
- 14) 渡邊、中山、阿部他: "中間層膜厚の異なるダブルバリア超伝導接合の同時製作と外部磁場の二次元走査による接合評価" 電子通信学会全国大会(東工大) 2004年3月
- 15) 渡邊、中山、阿部他: "外部磁場の二次元走査による中間層膜厚の異なるダブルバリア超伝導接合の評価" 応用物理学会大会(東京工科大学) 2004年3月
- 16) 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 (発表予定)
- 17) 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 (発表予定)