

近接効果接合配列における
ボルテックスのダイナミクス

齊藤志郎



①

博士学位論文

近接効果接合配列における
ボルテックスのダイナミクス

指導教官 長田 俊人 助教授

平成11年12月18日
東京大学大学院工学系研究科
物理工学専攻 77146

齊藤 志郎

目次

第1章	はじめに	1
1.1	本研究の背景	1
1.2	本研究の目的	3
1.3	本研究の特徴 ～異方性～	3
1.4	本論文の構成	4
第2章	近接効果接合配列	7
2.1	ジョセフソン接合	7
2.2	近接効果接合	8
2.3	超伝導量子干渉デバイス	10
2.4	近接効果接合配列	11
2.5	近接効果接合配列中のボルテックス	13
第3章	試料の作製及び評価	17
3.1	試料の作製方法	17
3.2	試料の設計	19
3.3	試料の評価	22
3.3.1	RCSJモデル	22
3.3.2	アンベガオカ-ハルベリン理論	25
3.3.3	異方性の決定	32
3.4	まとめ	36
第4章	異方的な近接効果接合配列におけるボルテックス	41
4.1	磁場中の近接効果接合配列	41
4.1.1	等方的な接合配列	41
4.1.2	異方的な接合配列	43
4.2	ボルテックスの運動とバリアの高さ	46
4.2.1	ジョセフソン接合配列中のボルテックスの運動方程式	46
4.2.2	単位ボルテックスあたりの dV/dI 特性	49
4.3	実験	51
4.4	シミュレーション	58

4.5	多重接合配列	60
4.6	まとめ	63
第5章 コスタリッツ-サウレス転移		
5.1	近接効果接合配列におけるKT転移	65
5.2	実験	66
5.3	まとめ	71
第6章 交流電流下での接合配列		
6.1	シャビロステップ	73
6.2	接合配列におけるシャビロステップ	74
6.2.1	巨大シャビロステップ	74
6.2.2	分数巨大シャビロステップ	76
6.3	実験	78
6.4	結果および考察	79
6.4.1	巨大シャビロステップ	79
6.4.2	分数巨大シャビロステップ	86
6.5	まとめ	86
第7章 まとめ		
	参考文献	89
	謝辞	96
	学会発表	98

目次

1.1	異方性の導入	4
2.1	各種ジョセフソン接合	8
2.2	超伝導/常伝導金属構造におけるペアポテンシャルの模式図	9
2.3	近接効果接合におけるペアポテンシャルの模式図	10
2.4	超伝導量子干渉デバイス	11
2.5	SQUIDを流れる超伝導電流の最大値と外部磁場の関係	12
2.6	近接効果接合配列の概念図	13
2.7	近接効果接合配列中のボルテックス	14
2.8	ボルテックスに対する周期的なピンニングポテンシャル	15
3.1	試料の作製過程	18
3.2	近接効果接合配列	20
3.3	多重接合配列	20
3.4	直流電源につながれたジョセフソン接合の等価回路	23
3.5	RCSJモデルにおける「傾いた洗濯板」ポテンシャル	24
3.6	$T=0$ におけるジョセフソン接合($\beta \ll 1$)の電流対平均直流電圧特性	26
3.7	$T=0$ におけるジョセフソン接合($\beta \gg 1$)の電流対平均直流電圧特性	26
3.8	有限温度におけるジョセフソン接合($\beta \ll 1$)の電流対電圧特性	30
3.9	有限温度におけるジョセフソン接合($\beta \ll 1$)の微分抵抗対電流特性	31
3.10	試料B1横方向の微分抵抗対電流特性	33
3.11	試料B1縦方向の微分抵抗対電流特性	34
3.12	試料B1両方向の臨界電流と異方性の温度依存性	37
3.13	試料D1両方向の臨界電流と異方性の温度依存性	38
3.14	試料F1両方向の臨界電流と異方性の温度依存性	39
4.1	磁場中の近接効果接合配列	42
4.2	各異方性における近接効果接合配列の磁気抵抗の温度依存性	44
4.3	各異方性における近接効果接合配列の磁気抵抗の比較	45
4.4	ボルテックスの動きに対する異方性の効果	45
4.5	接合配列を横切るボルテックス	48

4.6	ボルテックスに対する周期ポテンシャル	48
4.7	微分抵抗 対 電流特性の比較	50
4.8	試料 B1 における抵抗の磁場依存性	52
4.9	整合振動 ($f = 0$ 付近) の電流依存性	53
4.10	デビニング電流を求める作業の流れ図	54
4.11	単位ボルテックスあたりの規格化微分抵抗 対 電流特性	56
4.12	規格化されたバリアの高さ(実験結果)	57
4.13	位相配列(初期状態)	59
4.14	各異方性における位相配列(最終状態)	61
4.15	規格化されたバリアの高さ(シミュレーション)	62
4.16	規格化されたバリアの高さ(多重接合配列)	64
5.1	接合配列の I-V 特性の温度依存性 ($\beta < 1$)	68
5.2	接合配列の I-V 特性の温度依存性 ($\beta > 1$)	69
5.3	Pb/Sn/Pb 近接効果接合配列における I-V 特性の温度依存性	70
5.4	単位ボルテックスあたりに発生する I-V 特性の対数プロット	72
6.1	直流と交流電圧源につながれたジョセフソン接合の等価回路	74
6.2	定電圧源におけるシャビロステップの模式図	75
6.3	シャビロステップ	75
6.4	巨大シャビロステップ	76
6.5	分数巨大シャビロステップ	77
6.6	$f = 1/3$ におけるボルテックスの配置図	78
6.7	巨大シャビロステップ用の測定系概念図	79
6.8	巨大シャビロステップの温度依存性 I	80
6.9	巨大シャビロステップの温度依存性 II	81
6.10	各異方性における巨大シャビロステップ	83
6.11	サイト欠陥を入れた接合配列の模式図	84
6.12	10%のサイト欠陥を持つ接合配列における巨大シャビロステップ	84
6.13	ランダム接合配列における巨大シャビロステップ幅の Ω 依存性	85
6.14	異方的な接合配列における巨大シャビロステップ幅の Ω 依存性	85
6.15	$\beta = 0.6$ の試料における巨大シャビロステップの磁場依存性	87
6.16	$\beta = 1.6$ の試料における巨大シャビロステップの磁場依存性	88

表 目 次

3.1	単一接合配列の接合間隔	21
3.2	多重接合配列の接合間隔	21
3.3	試料 B1 横方向のフィッティングパラメータ	33
3.4	試料 B1 縦方向のフィッティングパラメータ	34
3.5	単一接合配列の異方性	36
3.6	多重接合配列の異方性	36
4.1	異方性と各種パラメータ	43
4.2	AH 理論における各種パラメータの比較	50
4.3	規格化されたバリアの高さとフィッティングパラメータ	55
4.4	規格化されたバリアの高さと異方性	60
5.1	$T = 3.0$ K における接合配列の臨界電流と磁場侵入長 ($\beta < 1$)	67
5.2	$T = 3.0$ K における接合配列の臨界電流と磁場侵入長 ($\beta > 1$)	67
5.3	$T = 3.0$ K における接合配列のバリアの高さ ($\beta < 1$)	71
5.4	$T = 3.0$ K における接合配列の臨界電流と磁場侵入長 ($\beta > 1$)	71

第1章 はじめに

1.1 本研究の背景

周期的な2次元超伝導構造物には、ジョセフソン接合配列や超伝導ネットワークが上げられる。前者は、ジョセフソン接合を2次元的に配列した構造であり、2次元X-Yモデルを実現する系として注目された。後者は、超伝導線を網目状に配置した構造をとり、一様磁場中の2次元プロホ電子が従うHarper方程式と同型の方程式により記述される[1]-[4]。ともに、その形状を人工的に制御できる点が最大の特徴であり、これまでに様々な研究が行われてきている。

ジョセフソン接合配列には、形状を制御できるという特徴のほかに、接合の性質を変えることによりボルテックスの性質を制御できるという大きな特徴がある。超伝導/常伝導/超伝導接合からなる近接効果接合配列では、 $E_J \gg E_C$ となり、散逸が大きく質量が無視できる古典的なボルテックスが実現する[5]。ここで、 E_J は1つのジョセフソン接合のカップリングエネルギー、 $E_C = e^2/2C$ は接合の静電エネルギー、 C は接合の容量、 e は電子の電荷である。トンネル接合からなる接合配列では、 $E_J \approx E_C$ とすることができ、散逸が小さく質量が無視できない量子ボルテックス[6]の実現が可能である。この領域では、ボルテックスの質量の問題[50]、バリスティックボルテックス[7]-[9]、1次元接合配列[10]-[14]、円形接合配列[15]、アハラノフ・キャッシャー効果[16]など様々な興味深い実験が行われている。さらに、近年、試料作製技術の向上により、微小トンネル接合からなる接合配列が作製され、 $E_J \ll E_C$ が実現可能となった。この領域では、接合配列の励起はもはやボルテックスではなく、双対関係にある電荷となる[17]-[21]。以下、主に近接効果接合配列において行われた研究について述べる。

2次元X-Yモデルでは、有限温度で長距離秩序が存在しないことが厳密に証明されている。しかし、1973年にコックリッツとサウレスは、この系において、トポロジカルな秩序状態と無秩序状態の間での転移が存在することを示した[22]。近接効果接合配列は、このコックリッツ-サウレス(KT)転移を示す系として1980年頃から精力的に研究されはじめた。ゼロ磁場中の接合配列において、I-V特性[23]や抵抗の温度依存性[24]などからKT転移が議論された。

やがて、近接効果接合配列の研究は、有限磁場下での接合配列の研究へと発展していく。ボルテックスが単一の励起とみせるような低磁場領域においては、接合配列の離散性や周期性に起因するボルテックスのピンニングに関する問題が研究され

た。接合配列はボルテックスに対して周期的ポテンシャルとして働き、これがボルテックスに対して本質的なピンニングとなる。この周期的ポテンシャルのバリアの高さは、Lobb等によるシミュレーションにより求められ[25]、後に実験においても確認された[5]。ボルテックス間の相互作用が無視できないような高磁場領域では、ボルテックスの格子を考える必要がある。磁場中における接合配列の電気抵抗は、磁束の量子化に伴い周期的に振動する。実際には、ボルテックス格子と接合配列の整合性を反映したより細かい振動も観測され、整合振動と呼ばれている[26]。この整合振動は、モンテカルロ法を用いたシミュレーション[27]や平均場近似による計算[28][29]によって再現されている。

1990年には、Benz等によって、交流電流に対する磁場中の接合配列の応答として分数巨大シャピロステップが発見された[30]。接合配列において、交流電流に対するすべての接合の集団的な応答を巨大シャピロステップという。整合磁場下での接合配列においては、ボルテックス格子と接合配列の整合性およびボルテックスのダイナミクスを反映して、分数巨大シャピロステップが現れる。これは接合配列特有の現象であり、非常に注目を浴びた。

近接効果接合配列の形状を自由に設計できるという特徴を生かした研究としては、人工的にサイト欠陥を導入した研究が挙げられる。サイト欠陥が、KT転移[31]や巨大シャピロステップ[32]に及ぼす影響が調べられている。さらに、一方向を近接効果接合、他方向を超伝導でつないだハイブリッド接合配列に関する研究がShea等によって行われている[33]。ハイブリッド接合配列では、低温において、近接効果接合の結合が超伝導体でつながれた結合と同程度に強くなり、等方的な接合配列で見られるような磁気抵抗の整合振動が観測される。高温になると近接効果接合の結合が弱くなり、異方性が強くなる。このため、並列に並んだ接合の干渉効果が現れ、2次元的な整合振動が見られなくなる。Shea等の研究は、異方性に伴う2次元的な整合振動から1次元的な干渉振動への次元クロスオーバーについて行われており、ボルテックスのダイナミクスに関する研究は行われていない。

超伝導ネットワークにおいては、縦方向と横方向の細線の太さに変化をつけて異方性を導入した実験が行われている[34][35]。転移温度の磁場依存性は、Harper方程式に異方性の効果を導入した式によって良く説明されている。また、一方向が常伝導細線、他方向が超伝導細線からなるネットワークにおける実験も行われている[36]。このハイブリッドネットワークは、Sheaらによって得られた1次元的な干渉振動と同じ結果を示す。これらの系においても、ボルテックスのダイナミクスという観点からは全く議論されていない。

1.2 本研究の目的

前節で述べたように、近接効果接合配列では、ボルテックスのダイナミクスに関する様々な研究が行われてきている。しかし、今までの研究はすべて等方的な接合配列においてのみ行われてきた。ジョセフソン接合配列は、人工的に接合の性質を制御したり、接合配列の形状を変化することができるという点が大きな特徴である。そこで、本研究は、この特徴を生かし、異方性のある接合配列におけるボルテックスのダイナミクスを探索することを目的としている。

実験およびシミュレーションの結果から、ポテンシャルバリアが異方性とともに変化し、それに伴いボルテックスのダイナミクスも劇的に変化することが明らかになった。本研究は、近接効果接合配列における異方的なボルテックスの実現にはじめて成功した。本研究で実現した異方的なボルテックスが、KT転移や分数巨大シャピロステップといったボルテックスのダイナミクスを反映していると考えられる物理現象にどのような影響を与えるかを探索することも目的としている。

1.3 本研究の特徴 ～異方性～

異方性の導入は、Nb/Au/Nb近接効果接合を用いた正方格子接合配列に対して、縦方向と横方向の結合強度に変化をつけることにより行った。近接効果接合の接合間隔を広げると、結合強度は弱くなる。つまり、縦方向と横方向に並ぶ接合の間隔を違う値に設計することにより異方性を導入した(図1.1参照)。

異方性をあらわすパラメータ β を以下のように定義する。

$$\beta = \frac{E_{J\parallel}}{E_{J\perp}} \quad (1.1)$$

ここで $E_{J\parallel}$ 、 $E_{J\perp}$ は、それぞれ測定電流を流す方向に並んだ接合と、それに垂直方向に並んだ接合の結合エネルギーである。

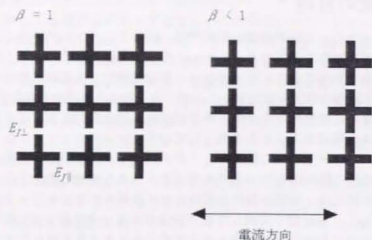


図 1.1: 異方性の導入. 近接効果接合配列は, 常伝導金属膜の上に図のような十字型の超伝導アイランドを正方格子状に配列した構造となっている. 隣り合った超伝導アイランドが, お互いに近接効果で結合している. 接合間隔を縦横で変えることにより, 結合の強さに変化をつけ, 異方性を導入している.

1.4 本論文の構成

本論文は以下のように構成されている。

- 第1章** はじめに まず, 本研究の背景である近接効果接合配列について簡単に説明する. 近接効果接合配列は, 人工的に設計することができるという特徴を生かし, 異方性を導入した接合配列におけるボルテックスの研究を目的としていることを述べる. さらに, 異方性について詳しく説明する。
- 第2章** 近接効果接合配列 本研究で用いる近接効果接合配列について詳しく説明する. さらに, 接合配列中のボルテックスとは, どのような状態であるかを述べる。
- 第3章** 試料作製および評価 試料の作製方法を述べ, 作製した試料のサイズと特徴を紹介する. さらに, 本研究で重要な試料の異方性を実験から求める方法を紹介し, その結果を示す。
- 第4章** 異方的な近接効果接合配列におけるボルテックス 近接効果接合配列の抵抗は磁場に対して周期的に振動する. 本研究では, この抵抗の振動が異方性ととも劇的に変化することが明らかとなった. この現象をもとに接

合配列中のボルテックスに対する異方性の影響を調べた. 本章では, 実験に基づく定性的な考察およびシミュレーションによる定量的な検証を示す. さらに, 2重接合, 3重接合配列を作製し, それぞれについて行った実験も紹介する。

第5章 コスタリッツ-サウレス転移 ボルテックス間の相互作用を反映するKT転移に対して, 異方性がどのような影響を及ぼすかを調べた. 接合配列の電圧対電流特性の低電流領域を各異方性に対して詳しく調べた結果を示す。

第6章 交流電流下での接合配列 接合配列における特徴的な現象である巨大シャビロステップを紹介する. さらに, 磁場を印加したときに発現する分数巨大シャビロステップは, ボルテックスのダイナミクスと深く関係している. これらの現象に対する異方性の効果を調べた. 本章では, 各異方性における交流電流印加時の電圧対電流特性を示し, (分数)巨大シャビロステップの異方性に対する依存性を紹介する。

第7章 まとめ この章では, 本研究の総括を行う。

第2章 近接効果接合配列

2.1 ジョセフソン接合

1962年にジョセフソンは[37][38]、薄い絶縁体で隔てられた2つの超伝導体の間には、準粒子電流の他に、ゼロ電圧の超伝導電流 i_S

$$i_S = i_C \sin(\theta_1 - \theta_2) \quad (2.1)$$

が流れることを見出した。 i_C は、接合を流れることのできる最大の超伝導電流を表す。 θ_1 と θ_2 は、2つの超伝導体を持つ秩序パラメータの位相をあらわす。さらにジョセフソンは、接合間に電圧 V が発生するならば、超伝導体の位相差との間に

$$\frac{\partial(\theta_1 - \theta_2)}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (2.2)$$

という関係が成り立つことを予言した。これらの関係式は、ジョセフソンの関係式と呼ばれ、多くの実験によって検証されることとなった。

さらに今では、初期の絶縁体障壁を挟んだトンネル接合だけでなく、超伝導回路の中の十分に局在した「弱い結合」のすべてにジョセフソンの関係式が適用できることが明らかになっている。図2.1に示すように、ジョセフソン接合にはトンネル接合だけでなく、超伝導体/常伝導体/超伝導体(S/N/S)からなる近接効果接合や、超伝導体がくびれた構造を持つS/c/S接合などがある。

ジョセフソン接合の自由エネルギー F は、 $t=0$ で $\phi \equiv \theta_1 - \theta_2 = 0$ 、 $t=t$ で $\phi = \phi$ とするとき、

$$F = \int_0^t i_S V dt = E_J \int_0^t \sin \phi \frac{\partial \phi}{\partial t} dt = E_J \int_0^\phi \sin \phi d\phi = E_J (1 - \cos \phi) \quad (2.3)$$

となる。ここで、 $E_J = \hbar i_C / 2e$ はジョセフソン接合の結合エネルギーと呼ばれている。

ジョセフソン接合に磁場を印加した場合、ベクトルポテンシャルを変化すると秩序パラメータの位相も変化する。このため、ゲージ不変量である超伝導電流等であらわすために、ゲージ不変位相差

$$\gamma = \theta_1 - \theta_2 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{s} \quad (2.4)$$

を導入する。ここで、 $\Phi_0 = h/2e$ は磁束量子である。磁場中では、式2.1から式2.3の位相差 $\theta_1 - \theta_2$ を γ で置き換える。

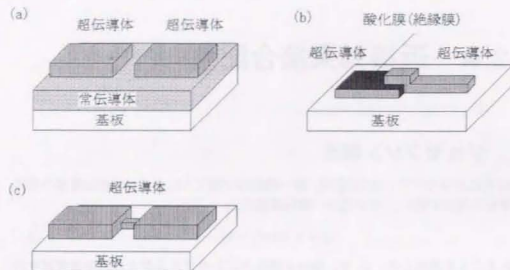


図 2.1: 各種ジョセフソン接合. (a) 近接効果接合. (b) トンネル接合. (c) S/c/S 接合.

2.2 近接効果接合

近接効果とは、超伝導金属と常伝導物質が結合した界面において、超伝導のペアポテンシャルが常伝導体内に染み出す効果である(図 2.2 参照)。この染み出しの距離は常伝導体のコヒーレンス長 ξ_N と呼ばれる。

最初に近接効果の理論を提案したのは、de Gennes[39] と Werthamer[40] である。de Gennes は、常伝導体中の電子の平均自由行程 l が、 ξ_N よりもはるかに短い、汚い系と呼ばれる領域を取り扱い、クーバー対がマクロな拡散方程式に従うと仮定した。汚い系 ($l \ll \xi_N$) において、常伝導体のコヒーレンス長は、

$$\xi_N = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T}} \quad (2.5)$$

となる。ここで、 D は常伝導金属中の電子の拡散定数である。また、常伝導体内に染み出したペアポテンシャルは、 $x > \xi_N$ のとき、

$$\Delta_N(x) \propto \exp(-x/\xi_N) \quad (2.6)$$

のように指数関数的に減少する。同じ頃 Werthamer は、汚い系で、超伝導転移温度が近接効果のためにどのように変化するかを調べている。

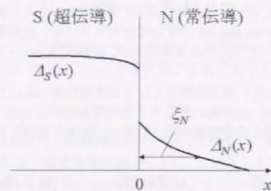


図 2.2: 超伝導/常伝導金属構造におけるペアポテンシャルの模式図。

de Gennes が考えた系とは逆に、不純物が含まれない清浄な系 ($l \gg \xi_N$) では、クーバー対は簡単な拡散方程式には従わない。この場合、常伝導体のコヒーレンス長は、

$$\xi_N = \frac{\hbar v_F}{\pi k_B T} \quad (2.7)$$

と表される [41][42]。ここで、 v_F は常伝導体中の電子のフェルミ速度である。清浄な系においても、式 2.6 は成立する [43]。

超伝導電極間が d だけ離れた超伝導体/常伝導体/超伝導体 (S/N/S) 接合を考える。この系のペアポテンシャルは図 2.3 のようになる。SN 界面での N 側のペアポテンシャルの大きさを $\Delta_N(0)$ とすると、

$$|\Delta_N(x)| = \Delta_N(0) \quad (x = 0, d)$$

という境界条件と式 2.6 より、

$$\Delta_N(x) = \frac{\Delta_N(0)}{2 \cosh(L/2\xi_N)} \left[e^{\frac{x-d/2+\theta_1}{\xi_N}} + e^{-\frac{x-d/2+\theta_2}{\xi_N}} \right] \quad (2.8)$$

が得られる。ここで、 $\theta_{1,2}$ は $x = d, 0$ での位相を表す。超伝導電流に関するギンツブルグランダウ方程式を用いると、臨界電流 i_C は、

$$i_C \propto \left[\frac{\Delta_N(0)}{\cosh(L/2\xi_N)} \right]^2 \frac{1}{\xi_N} \quad (2.9)$$

と求まる [45]。

実験において汚い系での近接効果を詳しく研究したのは J. Clarke で、Pb/Cu/Pb 系で Cu の厚さがそのコヒーレンス長の数倍程度でも超伝導電流が流れる事を見出

した[44]。また、臨界電流が超伝導体の転移温度 T_{CS} 付近では、 $(1-T/T_{CS})^2$ に比例し、低温では $\exp[-(T/T_0)^{1/2}]$ に比例することを明らかにした。清浄な系における実験は、Shepherd[46]や Hsiang[43]によって行われている。臨界電流は、 T_{CS} 付近では汚い系と同様に $(1-T/T_{CS})^2$ に比例するが、低温では $\exp[-T/T_0]$ に比例することが確認された。

さらに、高柳らによって、常伝導物質として半導体を用いることにより超伝導トランジスタが実現され、技術面からも大きな注目を浴びた[47]。このS/Sm/S構造は、その後の半導体結晶成長技術の向上に伴い、様々な実験を可能とした。

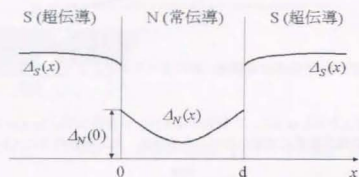


図 2.3: 近接効果接合におけるペアポテンシャルの模式図。

2.3 超伝導量子干渉デバイス

磁場を印加したジョセフソン接合の応用例では、超伝導量子干渉デバイス (SQUID) が非常に重要である。このデバイスは、高感度磁束検出器として用いられている。

図 2.4 に示されるように、SQUID は 2 つのジョセフソン接合 (1, 2) が並列につながれた構造をしている。2 つの超伝導電極 (A, B) 間に流れる超伝導電流 I と積分路 C を貫く磁束 Φ の関係を調べる。超伝導電極の幅が磁場の侵入長より十分大きい場合、電極内部の超伝導電流はゼロと考えられる。従って、超伝導電流速度 v_S をあらわす関係式 $m^* v_S = \hbar(\nabla\theta - 2\pi A/\Phi_0)$ より、電極内部では $A = (\Phi_0/2\pi)\nabla\theta$ となる。ここで、 m^* は超伝導電子対の質量、 θ は超伝導秩序パラメータの位相である。積分路 C (図 2.4 参照) に沿って A を積分すると、

$$\Phi = \oint_C \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s} = \frac{\Phi_0}{2\pi} \int_{\text{electrodes}} \nabla\theta \cdot d\mathbf{s} + \int_{\text{links}} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s} \quad (2.10)$$

超伝導秩序パラメータの一価性により、 C に沿って θ を積分すると、次の関係式が

得られる。

$$\int_{\text{electrodes}} \nabla\theta \cdot d\mathbf{s} + \sum_{j=1,2} \Delta\theta_j = 2n\pi \quad (2.11)$$

ここで、 n は整数、 $\Delta\theta_j$ は各接合 ($j = 1, 2$) における秩序パラメータの位相差である。式 2.10 と式 2.11 に対し、ゲージ不変位相差に関する式 2.4 を用いると、

$$\gamma_1 - \gamma_2 = 2n\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (2.12)$$

が得られる。この関係式は、磁場印加時の SQUID を流れる超伝導電流 I の最大値 I_{max} は、単純に各接合の臨界電流の和 $i_{C1} + i_{C2}$ とはならないことを示している。 $i_{C1} = i_{C2} = i_C$ の場合、

$$I_{max} = 2i_C \left| \cos\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \right| \quad (2.13)$$

となる (図 2.5 参照)。

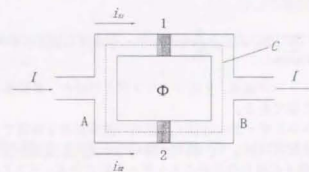


図 2.4: 2 つのジョセフソン接合を並列につないだ SQUID の基本構造。

2.4 近接効果接合配列

ジョセフソン接合を 2 次元的に配列した構造を、ジョセフソン接合配列と呼ぶ。近接効果接合からなる配列を近接効果接合配列、トンネル接合からなる配列をトンネル接合配列と呼ぶ。両者において、三角格子あるいは正方格子状の配列における実験が行われてきている。図 2.6 に本研究で用いた、正方格子状の近接効果接合配列の模式図を示す。常伝導金属膜の上に超伝導アイランドが正方格子状に配列している。各アイランド間が近接効果で結合し、全体として近接効果接合配列を形成している。

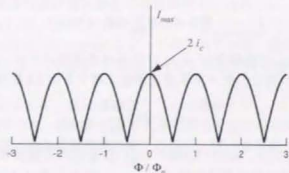


図 2.5: SQUID を流れる超伝導電流の最大値と外部磁場の関係。

4 個のアイランドで囲まれた単位格子を、プラケットと呼ぶ。このプラケットの周りを一周すると 4 個の接合を通過することになる。4 個の接合のゲージ不変位相差の和は、式 2.12 と同様にして、

$$\sum_{\text{plaquette}} \gamma_j = 2n\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} = 2n\pi f = 2n\pi(f - n) \quad (2.14)$$

となる。 Φ はプラケット内の磁束、 f はフィリングと呼ばれ、単位格子あたりの磁束を磁束量子で割った値である。

個々の接合の結合エネルギーが十分弱く、磁場の遮蔽効果を無視できる場合を考える。この場合、接合配列に対して一様な磁場がかかることになり、接合配列の自由エネルギー E は、個々の接合の自由エネルギーの和となる。式 2.3 より、

$$E = E_J \sum_{\text{array}} (1 - \cos \gamma_j) \quad (2.15)$$

となる。

ここで、遮蔽効果を無視する近似の妥当性について考える。遮蔽効果は、磁場の侵入長と試料サイズの大小によって決まる。2 次元超伝導構造体 (薄膜や接合配列) における磁場の侵入長を、 λ_{eff} と定義する。2 次元超伝導薄膜の場合、

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_{\text{eff}}^2}{d} \quad (2.16)$$

と表される [48]。ここで λ_{eff} は超伝導体バルクにおける 3 次元の磁場侵入長である。2 次元薄膜と同様の議論により、接合配列における磁場侵入長は、

$$\lambda_{\perp} = \frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 t c} \quad (2.17)$$

となる [25]。 μ_0 は真空の透磁率、 t_c は一つの接合の臨界電流を表す。接合の結合エネルギーが小さいほど、すなわち臨界電流が小さいほど、磁場の侵入長は長くなる。接合配列の格子定数を a 、サイズを R とする。 $\lambda_{\perp} \gg R$ の場合、十分磁場遮蔽効果を無視することができる。一方、 $\lambda_{\perp} \leq a$ では、遮蔽効果が重要となる。中間の領域では、遮蔽効果を考慮しなければならないが、定性的には上記の議論が有効である。定量的には、遮蔽効果とボルテックス間の相互作用を考慮に入れたシミュレーションが、Phillips 等 [49] によって行われている。

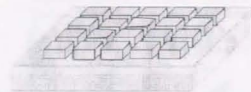


図 2.6: 近接効果接合配列の概念図、常伝導金属膜の上に超伝導アイランドが正方格子状に配列している。

2.5 近接効果接合配列中のボルテックス

遮蔽効果の無視できる接合配列に、均一な磁場を印加した場合を考える。磁場の増加とともにプラケット内の磁束 Φ も増加し、フィリング f も増える。最低エネルギー状態になるためには、印加した磁場に相当するだけのボルテックスが接合配列内に侵入する。その結果、{(全プラケット数) \times f } 個のプラケットで $n=1$ となり、残りが $n=0$ となる。 $n=1$ のプラケットと同数のボルテックスが侵入したことになる。

十分に低い磁場下では、ボルテックスの密度は低くなり、お互いに独立の動起として扱うことができる。 $n=1$ のプラケットでは、式 2.14 に基づいて、ゲージ不変位相差の和は -2π となる。 $f \ll 1$ では、式 2.4 より、ゲージ不変位相差と超伝導秩序パラメータの位相差とは等しくなる。その結果、ボルテックスの中心がプラケットの中心に一致した場合は、図 2.7 に示すように、超伝導の位相が放射状に配列する。各接合を式 2.1 で表される超伝導電流が流れ、ボルテックスは $n=1$ のプラケットを中心とした渦状の超伝導電流を形成する。接合配列におけるボルテックスは、遮蔽効果により磁束が量子化されるのではなく、フラクソイドが量子化された、一様広がった磁場中での超伝導電流の渦である。

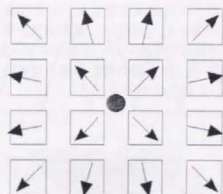


図 2.7: 近接効果接合配列中のボルテックス。

接合配列中に1本だけボルテックスが存在する状態を考える。ボルテックスの中心がプラケットの中心と一致している場合は、図 2.7 に示される放射状の位相配列に対して、式 2.15 を用いて接合配列の自由エネルギーを求めることができる。ボルテックスの中心をずらしたときも、同様にして、接合配列の自由エネルギーを求めることができる。様々な位置でこの計算を行うと、1本のボルテックスに対して接合配列が周期的なピンニングポテンシャルとして働くことがわかる(図 2.8)。このピンニングポテンシャルの断面は、ほぼ正弦曲線的になっていることが知られている [5]。図 2.8 に示すように、周期ポテンシャルのバリアの高さを E_B と定義する。 $E_B = 0.2E_J$ となることから、コンピュータシミュレーションによって示されている [25]。

ボルテックスは渦状の超伝導電流からなるために、接合配列に一樣電流を流すと、一樣電流と垂直方向にマグナス力を受ける。その結果、ボルテックスは一定の力を受けながら周期ポテンシャル中を運動する粒子のように振舞う。ボルテックスが接合配列を横切ると、接合配列の両端の位相が変化し、式 2.2 に基づき電圧が発生する。この電圧はボルテックスのダイナミクスを反映するので、低磁場下での接合配列の抵抗を調べることで、周期ポテンシャルのバリアの高さを知ることが可能である。実験から求めたバリアの高さは、近接効果接合配列において $E_B = 0.34E_J$ [5]、トンネル接合配列において $E_B = 2.1E_J$ [50] となっている。前者はボルテックスをピンニングからはずす臨界電流(デピンニング電流)から、後者は活性化エネルギーから求めた値である。

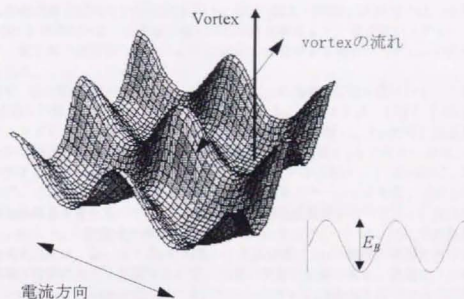


図 2.8: ボルテックスに対する周期的なピンニングポテンシャル。接合配列に一樣電流を流すとボルテックスは電流と垂直方向にマグナス力を受けて運動する。ボルテックスを超えるべきバリアの高さは $E_B = 0.2E_J$ である。これは $0.1i_C$ に相当する。

第3章 試料の作製及び評価

3.1 試料の作製方法

近接効果接合配列の作製過程を以下に示す(図3.1参照)。本研究では、基板に p-Si(100) を用いている。Si 基板と GaAs 基板を比較すると、電子線リソグラフィの際に、電子線の散乱等の違いにより Si 基板のほうがより細かいパターンの作製が可能である。

まず、常伝導金属(Au)のパターニングを行う。Si 基板上に電子線レジスト(PMMA)を4500Åの厚さで塗布(4000 rpm, 60 sec)する。レジストは、170°Cで20分間ブリアークする。電子線描画装置(JEOL社製, 5DII)を用い、Auと同じ網目状のパターンを描画する。電子線は、加速電圧50 kV, 電流値6 nAである。現像(メチルイソブチルケトン(MIBK): イソプロピルアルコール(IPA) = 1:3, 20°C, 90 sec)および、リンス(IPA, 30 sec)を行い、レジストをパターニングする。この上に、電子線加熱蒸着装置を用いてTiを50Å, 抵抗加熱蒸着装置を用いてAuを1000Å蒸着する。SiとAuの固着性をあげるために間にTiをはさんでいる。抵抗加熱蒸着装置の到達真空度は、 3×10^{-8} Paである。この真空度はAuの膜質に影響を及ぼし、接合間隔の設計に大きく影響するので、非常に重要な要素である。最後に、一時間アセトンボイルを行い超音波にかけて、リフトオフする。PMMAはアセトンに溶けるので、現像で残されたレジストとともにTiとAuが剥がれ、網目状のAuのパターンが完成する。

次に、超伝導金属(Nb)のパターニングを行う。網目状のAuの上に、電子線加熱蒸着装置を用いてNbを2000Å蒸着する。Nb上に電子線レジスト(ZEP520-12)を2300Åの厚さで塗布(3000 rpm, 45 sec)し、ブリアーク(170°C, 20 min)を行う。ZEPを用いるのは、リアクティブ・イオン・エッチング(RIE)への耐性が強いためである。微細部分(接合部分)は、加速電圧50 kV, 電流値600 pAで、それ以外は、電流値6 nAで描画を行っている。Auとは異なり、最終的に残るNbとは逆のパターンを描画する。現像(MIBK: IPA = 1:1, 20°C, 60 sec)および、リンス(IPA, 30 sec)を行う。さらに、CF₄ガスを用いたRIEにより、Nbをエッチングする。40Wのプラズマで17minのエッチングにより、2000ÅのNbを削ることができる。電子線加熱蒸着装置の到達真空度は、 1×10^{-8} Paである。この真空度が悪くなると、Nbの膜質が劣化し、急激に転移温度が下がってしまう。RIE装置の到達真空度は、 1×10^{-5} Paである。やはり、真空度が悪くなると、Nbのエッチングレートが急激に落ちる。

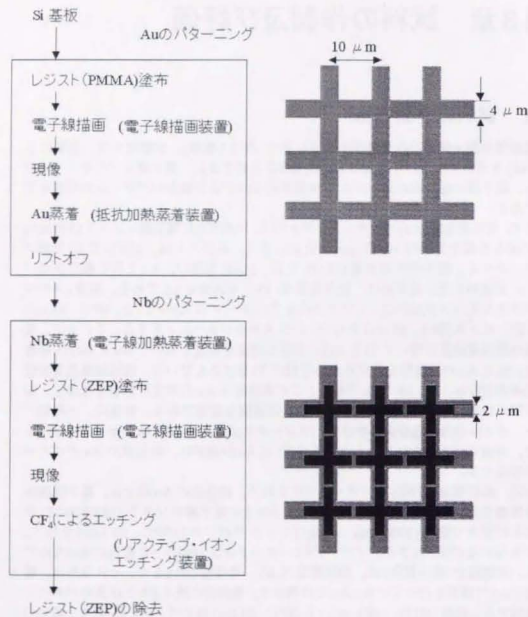


図 3.1: 試料の作製過程.

最後に、劈開を行う。表面保護のためエレクトロニクスを塗り、スクライパーでチップの形に添った傷をつける。ピンセットとメスを用いて、各チップサイズ (3 mm × 3 mm) に割開する。トリクロロエチレンポイルにより、エレクトロニクスと ZEP を剥がし、試料が完成する。

一度に、9チップの試料を作製することができる。

3.2 試料の設計

本研究で用いた近接効果接合配列は、常伝導金属として Au、超伝導金属として Nb を用いている。図 3.2 に、試料の顕微鏡写真を示す。試料全体が十字型をしているのは、同一試料において、縦方向と横方向の測定を行うためである。この結果、1つの異なる試料で、2種類の異方性に関する研究が可能となる。さらに、両方向に測定ができるため、実験から異方性が正確に求まる点が重要である。各方向の接合配列は、電流方向に 200 個の接合、電流と垂直方向に 40 個の接合から構成されている。

Au は、厚さ 1000 Å で、網目状にパターニングしてある。これは、接合以外の常伝導部分を通れる電流をできるだけ低減するために行っている。パターン格子定数は 10 μm、網目の幅は 4 μm に設計してある。

Nb は、厚さ 2000 Å で、十字型アイランドの配列にパターニングされている。図 2.6 のような正方形型ではなく十字型のアイランドを用いるのは、正方形格子接合配列を強調する (斜め方向の結合を防ぐ) ためと、超伝導アイランド自体の磁気遮蔽効果によるエネルギーの増加を防ぐためである。接合の幅は 2 μm、間隔は 0.2 ~ 0.4 μm になるよう設計されており、異方性導入のため縦方向と横方向に並ぶ接合で異なる間隔になっている。表 3.1 に、各試料の接合間隔の設計値と、実際の間隔を示す。等方的に設計しても、電子線の非点性により異方性が入る。微妙な調整は、電子線を照射する量 (ドーズ量) を変化して行う。しかし、エッチングの条件も一定ではないので、異方性や接合間隔をねらいどおりに作製するのは困難である。実際には、9チップの試料で少しずつ条件を変え、適当な試料についての測定を行う。

次に、多重接合配列について説明する (図 3.3)。接合配列においては、正方形格子の格子点 (十字型超伝導アイランドの中心) をサイト、サイトとサイトを結ぶ線をボンドと呼ぶ。一般的な単一接合配列では、各ボンド上に 1 つの接合が配置している。2重あるいは 3重接合配列は、1本のボンドが 2 個あるいは 3 個の接合で構成されている。接合配列の格子定数、接合の幅と間隔は単一接合配列と同様である。表 3.1 に、各試料の接合間隔の設計値と、実際の間隔を示す。また、Au と Nb の膜厚も単一接合配列と同じである。ボンド内での接合と接合の間隔は、2重接合配列で 4 μm、3重接合配列で 3 μm である。

多重接合配列全体の形状はやはり十字型をしており、縦横両方向に測定可能となつ

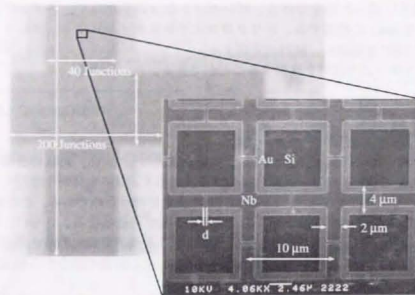


図 3.2: 近接効果接合配列.

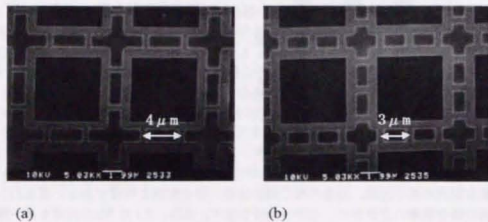


図 3.3: (a) 2 重接合配列. (b) 3 重接合配列.

Sample	設計値 (μm)	ドーズ量 ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)	接合の間隔 (μm)
A1(横)	0.1	600	0.33
A1(縦)	0.1	400	0.32
B1(横)	0.1	400	0.27
B1(縦)	0.1	400	0.27
C1(横)	line	400	0.23
C1(縦)	line	600	0.24
D1(横)	line	400	0.21
D1(縦)	line	400	0.15
E1(横)	line	600	0.26
E1(縦)	line	400	0.20
F1(横)	line	400	0.21
F1(縦)	line	400	0.17

表 3.1: 単一接合配列の接合間隔. 設計値は電子線の線幅を意味し, line は最小線幅である. ドーズ量は電子線描画時の電子線をあてる量を意味し, 線幅の微妙な調節に用いる. 接合の間隔は, 走査電子顕微鏡を用いて観察した結果である.

Sample	設計値 (μm)	ドーズ量 ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)	接合の間隔 (μm)
A2(横)	line	700	0.25
A2(縦)	line	400	0.20
B2(横)	0.1	700	0.30
B2(縦)	0.1	400	0.25
C2(横)	0.2	400	0.43
C2(縦)	0.1	400	0.25
A3(横)	0.2	400	0.43
A3(縦)	0.2	400	0.40
B3(横)	0.2	700	0.45
B3(縦)	0.2	400	0.40

表 3.2: 多重接合配列の接合間隔. A2~C2は2重接合配列. A2~B2は3重接合配列.

ている。各接合配列は、電流方向に225個、電流と垂直方向に45個の格子点から構成されている。つまり、2重接合配列は電流方向に452個、電流と垂直方向に88個、3重接合配列は電流方向に678個、電流と垂直方向に132個の接合は並んでいることになる。

3.3 試料の評価

この節では、試料の異方性を実験から正確に求める方法を紹介する。ジョセフソン接合の結合のエネルギーと臨界電流の間には、

$$E_J = \frac{\hbar i_C}{2e} \quad (3.1)$$

という関係があるので、異方性をあらわすパラメータ β は式3.1より、

$$\beta = \frac{E_{J1}}{E_{J2}} = \frac{i_{C1}}{i_{C2}} \quad (3.2)$$

となる。ここで、 i_{C1} と i_{C2} は、それぞれ測定電流方向に並んだ接合1個の臨界電流と、垂直方向に並んだ接合1個の臨界電流である。ゼロ磁場における接合配列のI-V特性を測定し、アンバゴオカ・ハルペリン(AH)の関係式[52]でフィッティングすることにより、接合配列の臨界電流 i_C を求めることができる。ゼロ磁場では、電流が接合配列中を一様に流れるので[51]、電流に対して垂直方向に並んだ格子点の数 M (単一接合配列では $M=40$ 、多重接合配列では $M=45$)を用いて、1個の接合の臨界電流 i_C は、

$$i_C = \frac{I_C}{M} \quad (3.3)$$

と表される。十字型の試料において、縦横両方向の i_C を求め、その比を取ることで β が求まる。 β の値は、同一試料の縦方向と横方向で逆数の関係となる。

絶対零度におけるジョセフソン接合のI-V特性は、RCSJモデルから求めることができる。これを有限温度に拡張したのが、AH理論である。以下、これらの理論を紹介し、実際に異方性を求めた例を示す。

3.3.1 RCSJモデル

ジョセフソン接合は、容量 C のほかに準粒子電流やリーク電流によるコンダクタンス $G(V) = r^{-1}$ も含んでいる。ここで、図3.4のように3つのチャネルが並列につながれた等価回路を考える。 r が電圧に対して一定とする最も簡単なモデルがよく用いられる。これをRCSJ(Resistively and Capacitively Shunted Junction)モデルという。 r として準粒子トンネルの抵抗 r_0 をとる。 C としては、超伝導電極とグラウンド間の容量ではなく、超伝導電極間の容量が支配的である。

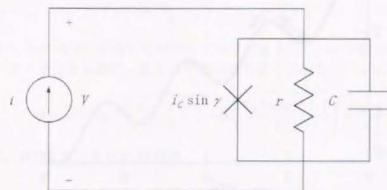


図 3.4: 直流電源につながれたジョセフソン接合の等価回路。

図 3.4 から

$$\begin{aligned} i &= i_C \sin \gamma + \frac{V}{r} + C \frac{dV}{dt} \\ &= i_C \sin \gamma + \frac{1}{r} \frac{d\Phi_0}{2\pi} \frac{d\gamma}{dt} + C \frac{d\Phi_0}{2\pi} \frac{d^2\gamma}{dt^2} \end{aligned} \quad (3.4)$$

が得られる。無次元の形に書き直すと、

$$\beta_C \frac{d^2\gamma}{dt^2} + \frac{d\gamma}{dt} + \sin \gamma = \frac{i}{i_C} \quad (3.5)$$

となる。ここで、

$$\tau = \frac{t}{\tau_J} \quad (3.6)$$

$$\tau_J = \frac{\Phi_0}{2\pi i_C r} \quad (3.7)$$

$$\beta_C = \frac{rC}{\tau_J} = \frac{\tau_{RC}}{\tau_J} \quad (3.8)$$

である。 $\tau_J = 1/2\pi f_J$ とおくと、 f_J は $V_0 = i_C r$ のときのジョセフソン周波数である。 $\beta_C = Q^2$ は、散逸を表す定数で、スチュワート-マカンバー(Stewart-McCumber)パラメータ[53][54]と呼ばれる。

微分方程式3.5は、「傾いた洗濯板」モデルを用いて定性的に理解することができる。この方程式は、次のような運動を表す運動方程式と等価である。つまり、質量

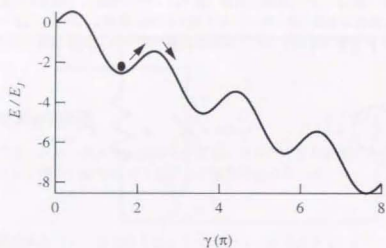


図 3.5: RCSJ モデルにおける「傾いた洗濯板」ポテンシャル。

$(h/2d)^2 C$ の粒子が、ポテンシャル

$$U(\gamma) = -E_J \cos \gamma - (\hbar i / 2e) \gamma \quad (3.9)$$

の中を、粘性抵抗力 $(h/2e)^2 (1/r) d\gamma/dt$ を受けながら γ 軸に沿って運動している様子をあらわしている。式 3.9 が表すポテンシャルを図 3.5 に示す。明らかに、重要なエネルギースケールはジョセフソンの結合エネルギー $E_J = \hbar i C / 2e$ である。

ここで、ゼロから電流を増やしていく場合を考える。最初、質点はポテンシャルの極小点で静止している。つまり、 γ は時間変化せず、 $V = 0$ である。電流の増加とともにポテンシャルの傾きが増加し、 $i = i_C$ となった所でポテンシャルの極小がなくなり質点が運動をはじめめる。その結果、 γ が時間変化し電圧が発生する。この $i = i_C$ が、電圧の発生し始める臨界電流である。

逆に、 $i > i_C$ から電流を減らしていくことを考える。粘性抵抗力（散逸）が非常に大きい場合は、 $i < i_C$ となりわずかでも極小点ができると、質点の運動は止まってしまう $V = 0$ となる。散逸が非常に小さい場合は、 $i < i_C$ となっても慣性力によって質点は運動を続け、 $i < i_C$ となるまで $V = 0$ には戻らない。このため、電流対平均直流電圧特性にヒステリシスが生じる。

以下、 β_C の値で分けられる、2 種類の接合について、 $T = 0$ における電流対平均直流電圧特性を考察する。まず、近接効果接合は、散逸が大きな ($\beta_C \ll 1$) 接合である。この場合、式 3.5 の左辺第 1 項 (C の効果) は無視してよいため、

$$\frac{d\gamma}{dt} + \sin \gamma = \frac{i}{i_C} \quad (3.10)$$

となる。 $i \leq i_C$ の場合、すべての電流はジョセフソン電流であり、

$$\gamma = \sin^{-1} \left(\frac{i}{i_C} \right) \quad (i \leq i_C) \quad (3.11)$$

の解を持つ。 γ は時間に依存しないから $V = 0$ である。 $i > i_C$ の場合には、電流は図 3.4 の r チャネルをも流れ、式 3.10 の解は次のようになる。

$$\gamma(t) = 2 \tan^{-1} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{i_C}{i} \right)^2} \tan \left(\frac{t \sqrt{(i/i_C)^2 - 1}}{2\tau_J} \right) + \frac{i_C}{i} \right] \quad (3.12)$$

式 3.12 は、 $\gamma(t)$ すなわち $V(t)$ が周期

$$\Theta = \frac{2\pi\tau_J}{\sqrt{i/i_C)^2 - 1}} \quad (3.13)$$

で振動することを示している。電圧の直流成分は、

$$\langle V(t) \rangle = \frac{1}{\Theta} \int_0^\Theta V(t) dt = \frac{1}{\Theta} \frac{\Phi_0}{2\pi} [\gamma(\Theta) - \gamma(0)] = \frac{\Phi_0}{\Theta} \quad (3.14)$$

となる。式 3.13 を代入すると、

$$\langle V(t) \rangle = i r \sqrt{1 - \left(\frac{i_C}{i} \right)^2} \quad (3.15)$$

が得られる。図 3.6 に電流対平均直流電圧特性を示す。この場合、ヒステリシスは現れない。

高抵抗なトンネル接合は、散逸の小さな場合 ($\beta_C \gg 1$) に相当する。この場合、 $\tau_{RC} \gg \tau_J$ であり、 γ の時間変化は瞬時に生じ、回路のダイナミクスは RC 回路によって支配される。従って、 $\langle V(t) \rangle = i r$ のはずで、図 3.7 の (b) で示される直線となる。しかし、この議論は、すでに r のチャネルに電流が流れて電圧が生じていることを前提としている。 $i \leq i_C$ では、ジョセフソン接合を通過して電流が流れ、 γ の時間に依存しない解 3.11 ($V = 0$) はこの場合にも成り立つ。従って、図 3.7 の (a) の曲線が得られる。この場合はヒステリシスが現れている。

3.3.2 アンベガオカ-ハルペリン理論

RCSJ モデルは、ジョセフソン接合の $T = 0$ における電流対平均直流電圧特性を与えた。しかし、実際の実験は有限温度において行われる。そこで、アンベガオカとハルペリンは $\beta_C \ll 1$ における議論を有限温度に拡張した [52]。

本項では、後に出てくるジョセフソン接合の微分方程式がブラウン運動する粒子の運動方程式と等価になるために、ゲージ不変位相差を今までは逆向きにとる。

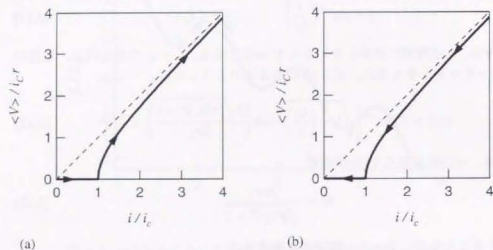


図 3.6: $T = 0$ におけるジョセフソン接合 ($\beta \ll 1$) の電流 対 平均直流電圧特性. (a) 電流を $i = 0$ から増加した場合, (b) 電流を $i > i_c$ から減少した場合.

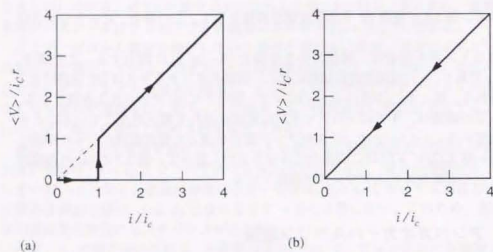


図 3.7: $T = 0$ におけるジョセフソン接合 ($\beta \gg 1$) の電流 対 平均直流電圧特性. (a) 電流を $i = 0$ から増加した場合, (b) 電流を $i > i_c$ から減少した場合.

これは、座標軸を逆向きにとるようなもので、本質的な変化は起こらない。ジョセフソンの関係式 2.1 と 2.2 が、

$$i_s = -i_c \sin \gamma \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = -\frac{2eV}{\hbar} \quad (3.17)$$

に変化する。

RCSJ モデルと同様に、3つのチャネルが並列につながれた等価回路を考える (図 3.4 参照)。有限温度の効果を、電流の揺らぎ $\tilde{L}(t)$ として式 3.4 に組み込むと、

$$i = -i_c \sin \gamma + \frac{V}{r} + C \frac{dV}{dt} - \tilde{L}(t) \quad (3.18)$$

となる。 $eV < T$ においては電流の揺らぎ $\tilde{L}(t)$ は熱揺らぎだけであると限定し、

$$\langle \tilde{L}(t + \tau) \tilde{L}(t) \rangle = \frac{2T\delta(\tau)}{r} \quad (3.19)$$

とする [55]。

ここで、次のように各定数を定義する。

$$\alpha \equiv \frac{\hbar i_c}{ekT} \quad (3.20)$$

$$p \equiv -\frac{\hbar C}{2e} V$$

$$M \equiv \left(\frac{\hbar}{2e}\right)^2 C$$

$$L \equiv \frac{\hbar}{2e} \tilde{L}$$

$$x \equiv \frac{i}{i_c}$$

$$\eta \equiv \frac{1}{rC}$$

$$U \equiv -\frac{1}{2} \alpha kT (-x\gamma + \cos \gamma)$$

すると、式 3.16 と 3.17 は、それぞれ、

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \gamma} - \eta p + L(t) \quad (3.21)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{p}{M} \quad (3.22)$$

となる。これで、問題は、粘性抵抗中でブラウン運動する粒子と全く等価になった。Kramers の方法 [56] により、分布関数 $P(\gamma, p; t)$ を用いて運動を記述すると、

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \left(\frac{\partial U}{\partial \gamma}\right) \left(\frac{\partial P}{\partial p}\right) - \frac{p}{M} \left(\frac{\partial P}{\partial \gamma}\right) + \eta \frac{\partial}{\partial p} \left(pP + MkT \frac{\partial P}{\partial p}\right) \quad (3.23)$$

と表される。この式は、Fokker-Planck方程式と呼ばれている。散逸の大きな極限では、

$$P(\gamma, p; t) \cong h(\gamma, t)^{-p^2/2MkT} \quad (3.24)$$

と近似することができ、式3.23はSmoluchowskiの拡散方程式

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\eta M} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial \gamma} \right) h + kT \frac{\partial h}{\partial \gamma} \right] \equiv -\frac{\partial w}{\partial \gamma} \quad (3.25)$$

に還元される。定常状態では、 $\partial w / \partial \gamma = \partial h / \partial t = 0$ であり、 w は定数である。 w^{-1} は、粒子が1周期分の長さだけ拡散するのにかかる時間なので、位相が 2π 変化するのにかかる時間を表している。よって、平均直流電圧は、

$$\frac{2e(V)}{\hbar} = 2\pi w \quad (3.26)$$

と表される。周期的境界条件 $h(\gamma, t) = h(\gamma + 2\pi, t)$ を用いると、

$$h(\gamma) = -\frac{w\eta M}{kT} \frac{f(\gamma)}{f(2\pi) - f(0)} \left[f(2\pi) \int_0^\gamma \frac{1}{f(\gamma')} d\gamma' + f(0) \int_\gamma^{2\pi} \frac{1}{f(\gamma')} d\gamma' \right] \quad (3.27)$$

となる。ここで、 $f(\gamma) = e^{-U/kT} = e^{(\gamma/2)(-\pi + \cos \gamma)}$ である。 $h(\gamma)$ を規格化し、式3.26を用いると、平均直流電圧は、

$$v \equiv \frac{(V)}{r i_c} = \frac{-4\pi}{\alpha} \left[\frac{1}{e^{-\pi\alpha} - 1} \left(\int_0^{2\pi} f(\gamma) d\gamma \right) \left(\int_0^{2\pi} \frac{1}{f(\gamma')} d\gamma' \right)^{-1} + \int_0^{2\pi} f(\gamma) d\gamma \int_\gamma^{2\pi} \frac{1}{f(\gamma')} d\gamma' \right]^{-1} \quad (3.28)$$

と表される。

式3.25が成り立つのは、ブラウン力が質点の速度に与える影響が、外力 $\partial U / \partial \gamma$ のそれよりも大きな場合である。つまり、平均自由行程 $(kT/M)^{1/2} / \eta$ が、ポテンシャル U の変化よりも小さいことが必要である。 β_C と α に直すと、

$$\frac{\sqrt{\beta_C}}{\alpha} \ll 1 \quad (3.29)$$

となる。この条件は、散逸が大きな極限 $\beta_C \rightarrow 0$ で満たされる。

次のような展開公式

$$e^{i\alpha \cos \theta} = I_0(\alpha) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} I_k(\alpha) \cos(k\theta) \quad (3.30)$$

を用いると、式3.28は、次のように展開される [57]。

$$v = \frac{1}{\alpha^2 x^2 G} \quad (3.31)$$

ここで、各定数を

$$G \equiv \sum_{k=-\infty}^{\infty} g(k) \quad (3.32)$$

$$g(k) \equiv (-1)^k \left[I_k \left(\frac{\alpha}{2} \right) \right]^2 \frac{1}{\alpha^2 x^2 + 4k^2} \quad (3.33)$$

と定義した。 I_k は変形ベッセル関数である。

理論と実験をより正確に比較するためには、微分抵抗 $d(V)/di$ を用いるとよい。式3.31を x で微分すると、

$$\frac{dv}{d(i/i_c)} = \frac{1 d(V)}{r di} = -\frac{1}{\alpha^2 x^2 G} + \frac{2H}{G} \quad (3.34)$$

ここで、

$$H \equiv \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{g(k)}{\alpha^2 x^2 + 4k^2} \quad (3.35)$$

と定義した。

図3.8に、式3.31の計算結果、各 α に対する電流対電圧特性を示す。 α は定義式3.20より $\alpha \propto i_c / T$ である。近接効果接合の臨界電流 i_c は、温度の増加に対して指数関数的に減少する [39]。このため α の増加は、温度の減少を意味する。図3.8から、RCSJモデルの時の $T = 0$ のグラフ (図3.6) が、温度の上昇 (γ の減少) とともになまってしまう様子がわかる。

図3.9に、式3.34の計算結果、各 α に対する微分抵抗対電流特性を示す。微分抵抗を表すグラフは、臨界電流付近にピークを持つことがわかる。このピークが温度の減少とともに鋭くなっていく。

最初に注意深くトンネル接合のI-V特性に対する熱揺らぎの影響を測定したのは、Anderson [58] と Goldman である。彼等の結果は、定性的にはAH理論とよく一致したが、定量的な比較は困難であった。これは、接合の容量 C が理論の過程よりも大きかったためである。Simmonds と Parker [59] は、同じ測定をS/C/S接合において行った。彼等の結果は定量的にもAH理論とよく一致したが、わずかな違いが残った。同様の違いは、Henkels と Webb [60] によるNbのポイントコンタクトにおいても観測された。Falco 等 [61] によるS/N/S接合における測定もやはりAH理論とのわずかな差を残した。

この違いを説明するためにより詳しい解析が行われた。ジョセフソンによって、接合の位相差に依存するもうひとつの散逸項が存在することが指摘されていた。これは、超伝導電子対と準粒子の干渉による効果である。式3.18の V/r の項を $(G + G_{int} \cos \gamma)V$ とおくことにより導入される。ここで、 $G \equiv 1/r$ とした。実験的には、 $G_{int}/G \approx -1$ を示唆する結果が多い [61]-[63]。一方、微視的な理論からは、この比は電圧と温度に依存して-1と1の間を変化すると指摘されている [64]。Falco 等 [57]

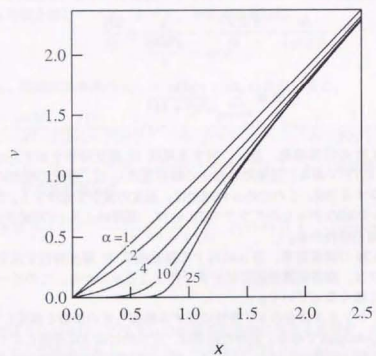


図 3.8: 有限温度におけるジョセフソン接合 ($\beta \ll 1$) の電流対電圧特性. 電圧は平均化及び規格化した電圧 $v = d(V)/r i_C$ である. 電流も規格化 $x = i/i_C$ されている.

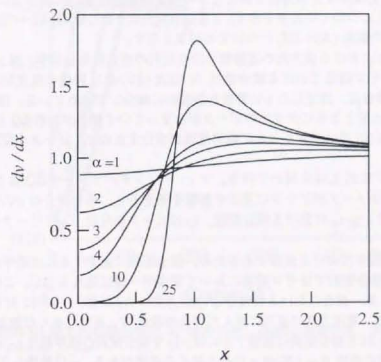


図 3.9: 有限温度におけるジョセフソン接合 ($\beta \ll 1$) の微分抵抗対電流特性. 微分抵抗は平均化及び規格化した微分抵抗 $dv/dx = d(V)/r di$ である. 電流も規格化 $x = i/i_C$ されている.

によるシャント抵抗を有したトンネル接合による実験からは、I-V特性から G_{int}/G の値を決めるのは難しいと結論されている。実際この項の効果は小さいので無視されることが多い。

3.3.3 異方性の決定

本項では、作製した試料のゼロ磁場における電流対電圧(I-V)特性から、接合配列の臨界電流を見積もり、異方性を厳密に求める。単一接合配列に関しては、6個の試料(A1~F1)についての結果を示す。2重接合配列は3個の試料(A2~C2)、3重接合配列は2個の試料(A3~B3)についての結果を示す。

まず、試料B1における横方向の近接効果接合配列の測定結果を示す。図3.10は、この接合配列のゼロ磁場における微分抵抗対電流(dV/dI-I)特性の温度依存性を表す。dV/dI-I特性は、測定したI-V特性を数値的に微分して求めている。図3.9と同様に、温度の上昇とともにグラフのピークがなまってしまう様子がわかる。しかし、実際の測定(図3.10)では温度とともに臨界電流が変化するので、ピークの位置が変化している。

フィッティングは式3.34を用いて行う。フィッティングパラメータは、 α と i_C と R である。各パラメータがグラフに及ぼす影響を考えると、単一接合のdV/dI-I特性において、 r は $i \gg i_C$ における微分抵抗、 i_C はピークの位置、 α はピークの鋭さを表している。

式3.34は単一接合における関係であるため、接合配列に適用するには若干の考察が必要となる。接合配列ではゼロ磁場において電流が一樣に流れる[51]。このためdV/dI-I特性は、単一接合における特性をdV/dI方向に N/M 倍、I方向に M 倍した形となる。ここで、電流方向に直列に並んだ接合の数を N 、並列に並んだ数を M とした。つまり式3.34を接合配列に拡張するには、 i_C を接合配列の臨界電流 $I_C = Mi_C$ に、 r を接合配列の抵抗 $R = (N/M)r$ に置き換える必要がある。 α は熱揺らぎ(ピークの鋭さ)を表すパラメータで、単一接合でも接合配列でも変わらない。ただし、 I_C を用いると、

$$\alpha \equiv \frac{hi_C}{ek_B T} = \frac{hI_C}{Mek_B T} \quad (3.36)$$

と表される。

実際のフィッティングでは、 R に $I \gg I_C$ における接合配列の微分抵抗を代入するので、フィッティングパラメータは、 α と I_C の2つになる。 α と I_C も式3.36の関係があるので、本来パラメータは I_C のみとなる。しかし、本研究で用いた接合配列のdV/dI-I特性は、1パラメータではフィッティングできないため、2パラメータによるフィッティングを行っている。図3.10に対して行ったフィッティングから得られたパラメータを表3.3に示す。同時に、式3.36に I_C を代入して求める $\alpha(I_C)$ と $\alpha(I_C)/\alpha$ と R の値も載せる。

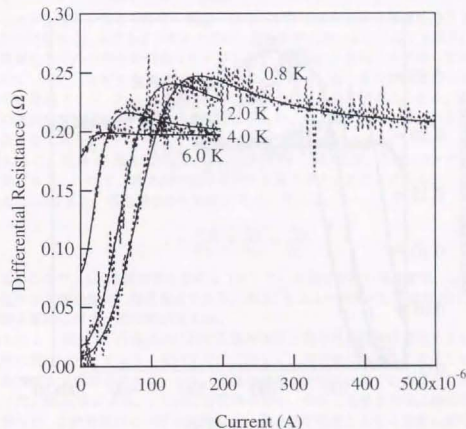


図 3.10: 試料B1横方向の微分抵抗対電流特性。破線は実験結果、実線はAH理論に基づくフィッティング。

$T(K)$	$I_C (\mu A)$	$R (\Omega)$	α	$\alpha(I_C)$	$\alpha(I_C)/\alpha$
0.8	138	0.20	5.9	205.5	34.9
2.0	103	0.20	5.1	61.3	12.1
4.0	42	0.20	2.9	12.5	4.3
6.0	9.2	0.20	0.88	1.8	2.1

表 3.3: 試料B1横方向のフィッティングパラメータ。

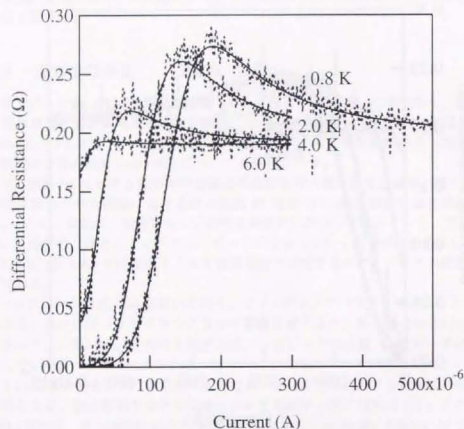


図 3.11: 試料 B1 縦方向の微分抵抗対電流特性。破線は実験結果。実線は AH 理論に基づくフィッティング。

$T(K)$	$I_C (\mu A)$	$R (\Omega)$	α	$\alpha(I_C)$	$\alpha(I_C)/\alpha$
0.8	173	0.19	10.4	257.3	24.7
2.0	130	0.19	8.7	77.4	8.8
4.0	54	0.19	4.0	16.0	4.0
6.0	11	0.19	1.0	2.2	2.2

表 3.4: 試料 B1 縦方向のフィッティングパラメータ。

I_C の値はほぼ dV/dI 特性のピーク位置を示しており、臨界電流を表していると考えられる。 $\alpha(I_C)/\alpha$ を見ると、低温になるにつれて大きくなっていく。本来は、 $\alpha(I_C)/\alpha = 1$ であるべきなので、低温になるにつれて α が実際よりも小さくなっていることがわかる。 α が小さいというのは、揺らぎが大きいことを表す。つまり、熱揺らぎ以外の何らかの揺らぎが存在して、低温になるほどその揺らぎの効果が効いて、 $\alpha(I_C)/\alpha$ が 1 よりずれていくと考えられる。揺らぎの原因としては、外部からの電磁ノイズ、あるいは接合配列自体の不均一性などが考えられる。この揺らぎの原因は特定できないが、臨界電流は正しいと考えられるので、異方性を求めることは可能である。

図 3.11 に、試料 B1 縦方向の dV/dI 特性を示す。表 3.4 は、そのフィッティングの結果である。これで、両方向の臨界電流が正確に求まったことになる。

式 3.2 と 3.3 より、異方性をあらわすパラメータ β は、

$$\beta = \frac{E_{J1}}{E_{J2}} = \frac{i_{C1}}{i_{C2}} = \frac{I_{C1}}{I_{C2}} \quad (3.37)$$

となる。ここで、 I_{C1} は異方性を求めようとしている接合配列の臨界電流、 i_{C1} はそれと直行する接合配列の臨界電流である。表 3.3 と 3.4 の結果から、試料 B1 の両方向の接合配列に対する異方性が求まる。

図 3.12 に、試料 B1 の両方向に対する臨界電流と異方性の温度依存性を示す。臨界電流は温度に対して大きく変化するのに対して、異方性はほとんど変化していない。異方性の温度変化が小さいのが、近接効果接合配列の特徴であることが明らかになった。Shea 等による、1 方向に近接効果接合、それと垂直な方向に超伝導導線をつなげた、2 次元配列における実験では、異方性が温度とともに急激に変化している [33]。

近接効果接合の臨界電流の温度依存性を求める。式 2.9 より、近接効果接合の臨界電流は、

$$i_C \propto \left(\frac{\Delta_N(0)}{\cosh(d/2\xi_N)} \right)^2 \frac{1}{\xi_N}$$

と表わされた。ここで、 $\Delta_N(0)$ は、S/N 界面での N 側の超伝導秩序パラメータの大きさ、 d は接合間隔、 ξ_N は常伝導金属のコヒーレンス長である。

$\Delta_N(0)$ の温度依存性は、

$$\Delta_N(0) \propto \sqrt{1 - \frac{T}{T_C}} \quad (3.38)$$

と表される。ここで、 T_C は近接効果接合の転移温度である。汚い系の場合、式 2.9 に 2.5 と 3.38 を代入して、臨界電流の温度依存性は、

$$i_C = a \left(\frac{\sqrt{1 - T/T_C}}{\cosh(d\sqrt{T}/2\xi_N(1K))} \right)^2 \frac{\sqrt{T}}{\xi_N(1K)} \quad (3.39)$$

となる。 a は比例定数、 $\xi_N(1K)$ は $T = 1K$ における常伝導体のコヒーレンス長である。式3.39を用いて、 $\xi_N(1K)$ と T_C と a をパラメータとして臨界電流をフィッティングした結果が、図3.12の実線である。フィッティングの結果は、実験結果とよく一致している。さらに、両方向の接合配列に対して求めた $\xi_N(1K)$ が非常に近い値を示している。これも、縦横の接合での常伝導金属が同じ性質を持っていることを示しており、妥当である。以上のことから、AH理論を用い、2パラメータフィッティングにより求めた接合配列の臨界電流は妥当であると考えられる。

図3.13と図3.14に、試料D1とF1の縦横両方向に対する臨界電流と異方性の温度依存性を示す。異方性が大きい試料では、わずかに異方性の温度依存性が見られる。また、フィッティングの結果得られた $\xi_N(1K)$ が縦と横で違った値を示しているが、この原因は不明である。

他の単一接合配列においても同様の測定・解析を行い異方性を求めた。異方性の温度変化が小さいので、平均的な値を表3.5にまとめた。さらに、2重接合配列(A2~C2)、3重接合配列(A3~B3)に対する異方性を表3.6に示す。

Sample	A1	B1	C1	D1	E1	F1
β (横)	0.9	0.8	0.7	0.6	0.35	0.30
β (縦)	1.1	1.3	1.4	1.6	3.0	3.3

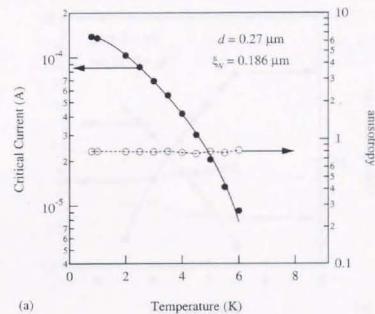
表 3.5: 単一接合配列の異方性。

Sample	A2	B2	C2	A3	B3
β (横)	0.89	0.53	0.43	0.81	0.43
β (縦)	1.2	1.9	2.3	1.2	2.3

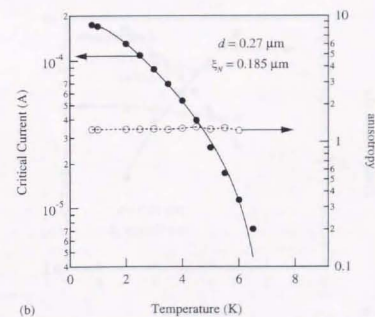
表 3.6: 多重接合配列の異方性。A2~C2は2重接合配列、A3~B3は3重接合配列。

3.4 まとめ

はじめて、異方的な近接効果接合配列を設計し作製した。試料全体を十字型にすることにより、縦横両方向の測定ができ、実験から異方性を正確に求めることが可能となった。異方性を求めた結果、ほとんど温度依存性がないことがわかった。表

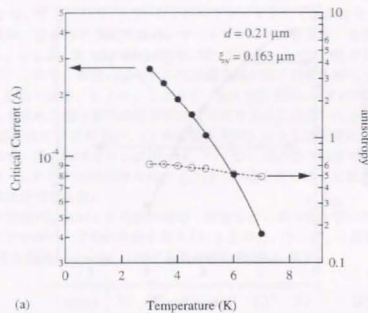


(a)

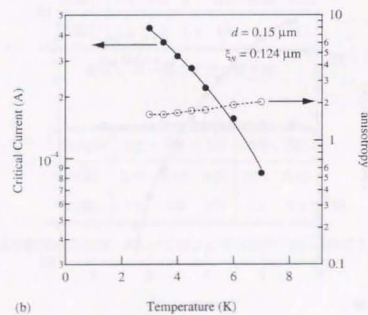


(b)

図 3.12: 試料B1両方向の臨界電流と異方性の温度依存性。黒丸は臨界電流、実線はそのフィッティング曲線。白丸は異方性、破線はそのガイド。 d は接合間隔、 ξ_N は常伝導金属のコヒーレンス長。(a) 試料B1横方向。(b) 試料B1縦方向。

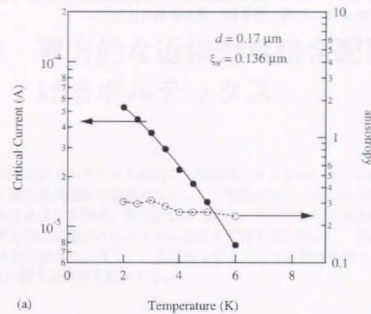


(a)

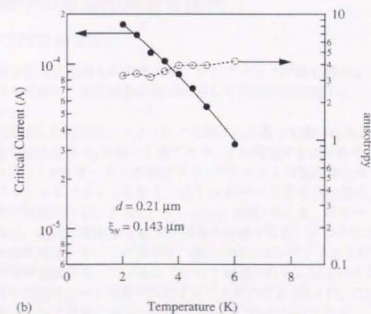


(b)

図 3.13: 試料 D1 両方向の臨界電流と異方性の温度依存性。黒丸は臨界電流、実線はそのフィッティング曲線。白丸は異方性、破線はそのガイド。 d は接合間隔、 ξ_N は常伝導金属のコヒーレンス長。(a) 試料 D1 横方向。(b) 試料 D1 縦方向。



(a)



(b)

図 3.14: 試料 F1 両方向の臨界電流と異方性の温度依存性。黒丸は臨界電流、実線はそのフィッティング曲線。白丸は異方性、破線はそのガイド。 d は接合間隔、 ξ_N は常伝導金属のコヒーレンス長。(a) 試料 F1 横方向。(b) 試料 F1 縦方向。

3.5と3.6の示したように、単一接合配列は5個、2重接合配列は3個、3重接合配列は2個のそれぞれが2つの異方性を持つ試料が得られた。

第4章 異方的な近接効果接合配列におけるボルテックス

近接効果接合配列がボルテックスに対して周期的ポテンシャルとして働くのは、離散性に基づく接合配列固有の効果である。この周期ポテンシャルがボルテックスのダイナミクスに及ぼす影響は、等方的な接合配列においてのみ研究されている。この章では、異方性が周期ポテンシャルに及ぼす影響を明らかにし、ボルテックスのダイナミクスを探索する。さらに、人工的なポテンシャル制御の例として、2重接合、3重接合に関する研究を紹介する。

4.1 磁場中の近接効果接合配列

4.1.1 等方的な接合配列

近接効果接合配列に磁場を印加すると、ボルテックスが組む格子と、接合配列との間の整合性を反映し、電気抵抗が磁場に対して周期的に振動する。この振動を整合振動と呼ぶ。

接合配列に印加した磁場は、フリリングと呼ばれる量 f で表される。 f は単位格子あたりの磁束を磁束量子 Φ_0 で割った値であり、 f が増加するにつれて、式2.14において $n=1$ となる (ボルテックスが存在する) ブラケットの数が増加する。 $f=1$ ではすべてのブラケットで $n=1$ となり、式2.14のゲージ不変位相差は $f=0$ の時と全く同じ状態が実現される。よって、 $f=n$ (n は整数) のとき、ボルテックスがゼロの状態が実現し、抵抗が極小値を取る。磁場を印加すると、ボルテックスが流れることにより抵抗が増加する。この様子は、図4.1(b)において、 $f=0$ の方が $f=1/2$ のときより転移が急峻になっていることから確認される。以上のことから、磁場中の接合配列の抵抗は $f=1$ 周期で振動することがわかる (図4.1)。この振動を近接効果接合配列において最初に測定したのは Voss と Webb [65] である。

$f=1/2$ や $f=1/3$ では、図4.1(a)に示すように周期的な格子を組み、接合配列との整合性が良くなり安定化する。その結果整合振動に $f=1/2$ や $f=1/3$ でディップ構造が現れる。図4.1(c)では、 $f=1/2$ のディップしか見られないが、これは本研究で用いた接合配列の不規則性によるものと思われる。 $f=1/2$ におけるディップを最初に測定したのは、Webb 等 [66] と Tinkham 等 [67] である。近接効果接合配列で

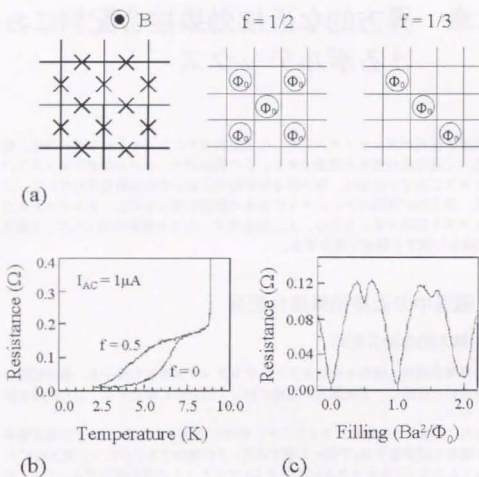


図 4.1: 磁場中の近接効果接合配列. (a) 近接効果接合配列の模式図と $f = 1/2, 1/3$ におけるボルテックスの配置図. (b) 接合配列の抵抗の磁場依存性. $T = 9K$ 付近の変化は超伝導 (Nb) アイランドの転移. $T < 7.5K$ の変化は近接効果接合の転移. 温度の低下とともに, 超伝導の秩序パラメータが N 層に染み出していき, 抵抗が減っていく様子を示している. (c) $T = 4K$ における接合配列の抵抗の磁場依存性. B は磁場, a は接合の格子定数を表す. 磁場の増加とともに整合振動の振幅が小さくなるのは接合配列の不均一性により, 抵抗がゼロに落ちなくなるのは, アイランドが磁場を遮蔽することによりエネルギーが高くなるためである.

は [51], $f=1/6$, トンネル接合配列では $f = 1/10$ [68] におけるディップが観測されている。

4.1.2 異方的な接合配列

本項では, 異方性による整合振動の変化を示し, その結果を定性的に考察する. 図 4.2 に各異方性における整合振動の温度変化を示す. 異方性をあらかずパラメータ β の増加とともに, 整合振動の振幅が急激に減少する様子がわかる. これは, 本研究ではじめて見出された現象であり大変興味深い変化である. この現象を定性的に考察する.

図 4.3 に, それぞれの異方性に対するグラフから, 適当な温度のものを 1 本ずつ取り出した結果を示す. 各異方性とも, $f = 0$ 付近の抵抗の磁場依存性は直線に乗っている. ボルテックスの数に比例して抵抗が増加している. この領域ではボルテックスはお互いに相互作用のない単独の励起とみなすことができる. よって, この傾きは単位ボルテックスあたりに発生する抵抗を表していると考えられる. 異方性との関係を見ると, β が大きくなるにつれて, 傾きが減少し, 単位ボルテックスあたりに発生する抵抗あるいは電圧は小さくなる. ボルテックスが接合配列を横切ることによって発生する電圧は, ボルテックスの速さに比例する (項 4.2.2 参照). つまり β が大きくなるとボルテックスの速さは遅くなる. 図 4.4 に示すように, β が大きくなる, つまりボルテックスが超えるべき接合の結合の強さがもう一方と比較して相対的に強くなると, 周期ポテンシャルのバリアの高さ E_B (図 2.8 参照) が高くなり, ボルテックスの速度が遅くなると考えた.

以上, 異方性と各パラメータの関係を表 4.1 にまとめる.

異方性	$\beta < 1$	$\beta = 1$	$\beta > 1$
グラフの傾き	大	←→	小
単位ボルテックスあたりの抵抗	大	←→	小
単位ボルテックスあたりの電圧	大	←→	小
ボルテックスの速さ	速	←→	遅
ポテンシャルバリアの高さ	低	←→	高

表 4.1: 異方性と各種パラメータ.

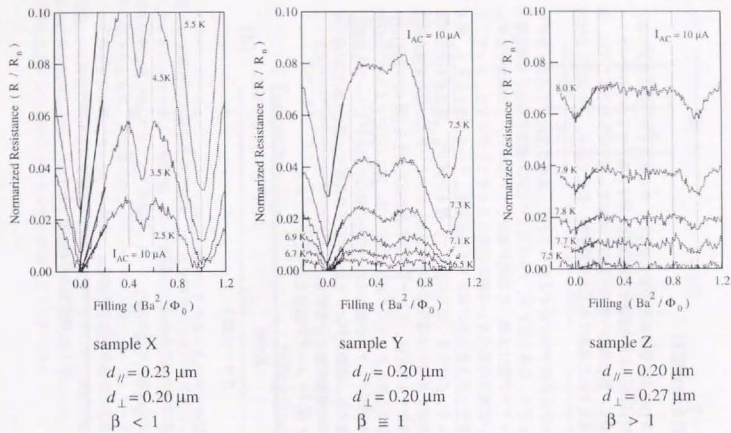


図 4.2: 各異方性における近接効果接合配列の磁気抵抗の温度依存性。試料 X, Y, Z は、全体が十字型をした試料ではなく、それ以前に作製したものである。このため、異方性を正確に求めることはできないので、縦横の接合間隔をそれぞれ示している。 $d_{//}$ は電流方向に並んだ接合、 d_{\perp} はそれと垂直方向に並んだ接合の間隔である。

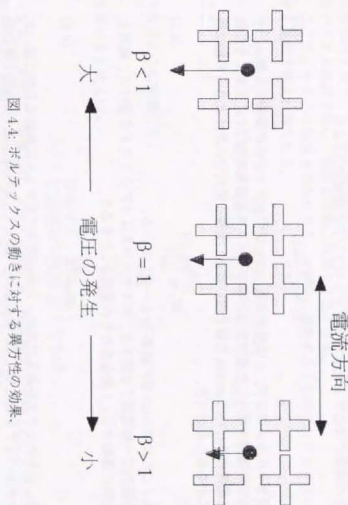


図 4.4: ホルテックスの動きに対する異方性の効果。

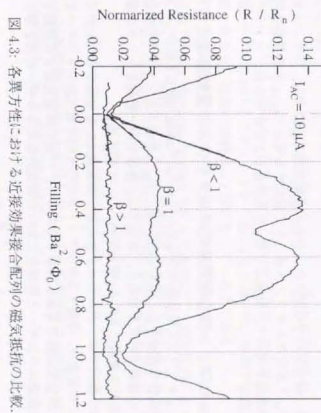


図 4.3: 各異方性における近接効果接合配列の磁気抵抗の比較。

4.2 ボルテックスの運動とバリアの高さ

この節では、接合配列中のボルテックスの運動方程式を紹介し、ポテンシャルバリアの高さ E_B と単位ボルテックスあたりに発生する電圧 V_{vortex} との関係を示す。この関係を用いて、実験より E_B を見積ることができる。

4.2.1 ジョセフソン接合配列中のボルテックスの運動方程式

本項では、ジョセフソン接合配列中のボルテックスの運動方程式を紹介し、RCSJモデルとの類似性を指摘する。図4.5に示すように、1本のボルテックスが接合配列を横切るとききの運動方程式を求める。本項では、各接合が一般的なトンネル接合からなる (C の効果を考慮に入れる) 接合配列について考える。

トンネル接合配列では、ボルテックスに対する質量 M_v を定義することができる [6][69][72]。この質量は、運動するボルテックスが作り出す電気的エネルギーと関連付けられる。準定常近似で質量を計算するために、一定の終端速度 u で運動するボルテックスの運動エネルギーと各接合における電気的エネルギーの和を等しいと置く。

$$\frac{1}{2} M_v u^2 = \frac{1}{2} C \sum_j V_j^2 \quad (4.1)$$

ボルテックスがブラケットの中心から隣のブラケットの中心まで移動する間に、ある接合の両端に発生する電圧 V_j は、ジョセフソンの関係式2.2より

$$V_j = \frac{\Phi_0 u}{2\pi a} \Delta\gamma_j \quad (4.2)$$

と見積られる。ここで、 a は格子定数、 $\Delta\gamma_j$ はボルテックスが移動する間に、その接合で位相差が変化した量である。ボルテックスの位相が図2.7に示すように放射状に配置するという arctan 近似を用いると、全接合配列中における $\Delta\gamma_j$ の和は数値的に求めることができ、

$$M_v = \frac{\Phi_0^2 C}{2a^2} \quad (4.3)$$

となる。これは Eckern 等の結果 [6] と一致している。

接合配列に一樣電流 I を流すと、ボルテックスはマグナス力 F を受けて、電流と垂直方向に運動する。1接合あたりの電流を i とすると、

$$F = \frac{\Phi_0 i}{a} \quad (4.4)$$

となる。ボルテックスがあるブラケットから隣のブラケットに移動する際には、ポテンシャルバリアを超えなくてはならない。このバリアの高さは、正方格子接合配列では $E_B = 0.2E_J$ であり [25]、ポテンシャルの形状は正弦関数的である [5]。この

結果、 y 方向に電流を印下した際に、 x 方向に運動するボルテックスが感じるポテンシャル $U(x)$ は、

$$U(x) = -\frac{1}{2} E_B \cos(2\pi \frac{x}{a}) - \frac{\Phi_0 i x}{a} \quad (4.5)$$

と表される。これは、図4.6に示すような「傾いた洗濯板」状のポテンシャルである。RCSJモデルにおけるポテンシャルの図3.5との違いは、横軸が位相空間ではなく実空間である点、縦軸の振幅が0.1倍になっている点である。

接合配列中を運動するボルテックスは、粘性抵抗力 $F_v = \eta u$ を受ける。ここで、 η は粘性定数である。Bardeen-Stephenモデルに基づいて、接合配列における η が計算されている [73]。粘性力によって、終端速度 u で運動するボルテックスが単位時間あたりに失うエネルギーは、各接合で散逸される電気的エネルギーの和に等しいので、

$$\eta u^2 = \sum_j \frac{V_j^2}{r} \quad (4.6)$$

となる。 r は各接合のシャント抵抗を表す。すべての接合で r が等しいと仮定すると、式4.6の和は、 M_v を求めた時と同様になり、

$$\eta = \frac{\Phi^2}{2a^2 r} \quad (4.7)$$

となる。近接効果接合配列のように散逸が大きな系では、 r は接合1個あたりの常伝導抵抗を表す。トンネル接合配列のように散逸が小さい系では、 r は実効的な電圧バイアス抵抗を表し、電圧と温度に依存する量となる。

ここで、今までの結果を合わせると、 x 方向に運動する1本のボルテックスに対する運動方程式が得られる。

$$M_v \frac{d^2 x}{dt^2} + \eta \frac{dx}{dt} = \frac{2\pi E_B}{a} \left[\sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right) - \frac{i}{i_B} \right] \quad (4.8)$$

ここで、 i_B を

$$E_B = \frac{\hbar i_B}{e} \quad (4.9)$$

となるように定義した。

$$\phi \equiv \frac{2\pi x}{a} \quad (4.10)$$

を用いると式4.8は、

$$i = \frac{C \Phi_0}{2} \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \frac{1}{2r} \frac{d\phi}{dt} + i_B \sin \phi \quad (4.11)$$

となる。この式は、容量 $C/2$ 、シャント抵抗 $2r$ 、臨界電流 i_B を持ったジョセフソン接合に対する RCSJモデルの式3.4と全く同じ形をしている。

ここで、ゼロから電流を増やしていく場合を考える。最初、ボルテックスはポテンシャルの極小点(ブラケットの中心)で静止している。電流の増加とともにポテンシャルの傾きが増加し、 $i = i_B$ となった所でポテンシャルの極小がなくなりボルテックスが運動をはじめ。この $i = i_B$ が、ボルテックスが動き始める臨界電流であり、ボルテックスのデビニング電流と呼ばれている。ただし、 i_B は接合1個あたりのデビニング電流である。

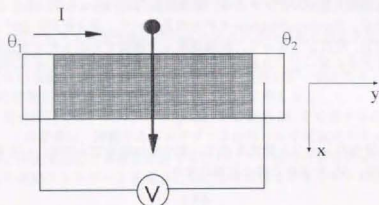


図 4.5: 接合配列を横切るボルテックス。

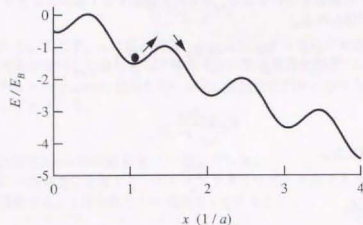


図 4.6: ボルテックスに対する周期ポテンシャル。

4.2.2 単位ボルテックスあたりの dV/dI -I 特性

本項では、まず、AH 理論と同様にしてボルテックスの運動方程式を有限温度に拡張する。この運動方程式から、単位ボルテックスあたりの接合配列の dV/dI -I 特性を導き出す。

まず、有限温度の効果を、AH と同様に、電流揺らぎ $\tilde{i}(t)$ として導入する。式 4.11 は、

$$i = \frac{C \Phi_0 d^2 \phi}{2 \pi \hbar^2} + \frac{1}{2r} \frac{\Phi_0 d \phi}{2\pi} + i_B \sin \phi + \tilde{i}(t) \quad (4.12)$$

となる。この式を散逸の大きな極限で解くと、

$$v_\phi \equiv \frac{\langle V_\phi \rangle}{2r i_B} = \frac{-4\pi}{\alpha} \left[\frac{1}{e^{-\alpha \alpha x} - 1} \left(\int_0^{2\pi} f(\gamma) d\gamma \right) \left(\int_0^{2\pi} \frac{1}{f(\gamma')} d\gamma' \right) + \int_0^{2\pi} f(\gamma) d\gamma \int_{\gamma'}^{2\pi} \frac{1}{f(\gamma')} d\gamma' \right]^{-1} \quad (4.13)$$

ここで、 r 、 i_B はそれぞれ接合1個あたりの常伝導抵抗、デビニング電流である。 V_ϕ は、 ϕ と、

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{2eV_\phi}{\hbar} \quad (4.14)$$

の関係にある量である。 ϕ は、式 4.10 によって定義された値で、実際の接合の位相差を与える量ではないので、 V_ϕ も実際に発生する電圧を表しているのではないことに注意する必要がある。

図 4.5 において、1本のボルテックスが完全に接合配列を横切ると、接合配列の両端の位相差 $\theta = \theta_1 - \theta_2$ は 2π 変化する。このとき、接合配列の両端にはジョセフソンの関係式 2.2 に従って電圧 V_{vortex} が発生する。接合配列が、電流方向に直列に並んだ N 個の接合、それと垂直方向に並んだ M 個の格子点からなるとする。この接合配列中を1本のボルテックスが移動する時、接合配列の両端に発生する電圧は、

$$V_{\text{vortex}} = \frac{\hbar \partial \theta}{2e \partial t} = \frac{\hbar}{2e} \frac{2\pi}{M a / u} = \frac{\hbar}{2e} \frac{1}{M} \frac{\partial \phi}{\partial f} = \frac{V_\phi}{M} \quad (4.15)$$

となる。ここで、3番目と4番目の等式に、それぞれ、式 4.10 と 4.14 を用いた。接合全体の常伝導抵抗 $R = (N/M)r$ とデビニング電流 $I_B = M i_B$ および式 4.15 を用いると、式 4.13 は、

$$v_{\text{vortex}} \equiv \frac{\langle V_{\text{vortex}} \rangle}{R I_B} = \frac{2}{MN} \frac{-4\pi}{\alpha} \left[\frac{1}{e^{-\alpha \alpha x} - 1} \left(\int_0^{2\pi} f(\gamma) d\gamma \right) \left(\int_0^{2\pi} \frac{1}{f(\gamma')} d\gamma' \right) + \int_0^{2\pi} f(\gamma) d\gamma \int_{\gamma'}^{2\pi} \frac{1}{f(\gamma')} d\gamma' \right]^{-1} \quad (4.16)$$

となる。式 3.28 と比較すると、

$$\begin{aligned} i_c &\rightarrow I_B \\ r &\rightarrow \frac{2}{MN} R \\ \alpha = \frac{h i_c}{e k T} &\rightarrow \alpha_B = \frac{h I_B}{e k T} \end{aligned}$$

となっている。単一の接合の場合と接合配列の場合と1本のボルテックスに対する場合のパラメータの対応を表4.2に示す。接合配列における微分抵抗の電流依存性と、1本のボルテックスに対する微分抵抗の電流依存性を図4.7において比較する。グラフの形状は同じであるが、縦横両軸のスケールが異なる。等方的な接合配列においては、 $I_C = 10 I_B$ の関係があるので、横軸のスケールは10倍違う。 $I \gg I_C$ と、 $I \gg I_B$ の時の微分抵抗を比較すると、縦軸のスケールは、 $MN/2$ 倍違うことがわかる。この値は接合配列のサイズによって変化する。1本のボルテックスに対する微分抵抗は非常に小さく、測定するのは困難である。そこで、実験では、整合振動の $f=0$ 付近の傾きをもって、単位ボルテックスあたりの抵抗としている。

	境界電流	常伝導抵抗	α
単一接合	i_c	r	$\frac{h i_c}{e k T}$
接合配列	I_C	R	$\frac{h I_C}{e k T}$
単位ボルテックス	I_B	$\frac{2}{MN} R$	$\frac{h I_B}{e k T}$

表 4.2: AH 理論における各種パラメータの比較。

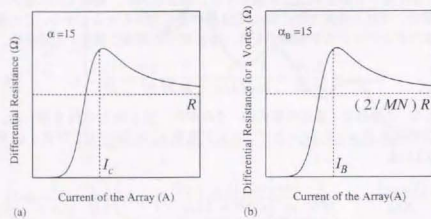


図 4.7: 微分抵抗対電流特性の比較。(a) 接合配列に対する微分抵抗対電流特性。(b) ボルテックス1本あたりの微分抵抗対電流特性

4.3 実験

この節では、実験からボルテックスに対するバリアの高さ E_B を実際に見積もる方法を紹介する。3.3.3項で、AHの関係式3.28を用いて接合配列の dV/dI -特性をフィッティングすることにより接合配列の境界電流 I_C を求めた。接合の結合エネルギーは、

$$E_J \equiv \frac{h i_c}{2e} = \frac{h I_C}{2eM} \quad (4.17)$$

となる。同様に、式4.16を用いて、ボルテックス1本あたりの dV/dI -特性をフィッティングすることにより、ボルテックスのデビニング電流 I_B を求めることができる。ボルテックスに対するバリアの高さは、

$$E_B \equiv \frac{h i_B}{e} = \frac{h I_B}{eM} \quad (4.18)$$

となる。

等方的な接合配列では、 E_J を基準にして、 $E_B/E_J = 0.34$ という値が実験から求められている。本研究では、異なる接合配列を用いているため、電流方向に直列に並んだ(ボルテックスが横切る)接合の結合エネルギー $E_{J\parallel}$ を基準とし、規格化したバリアの高さを $E_B/E_{J\parallel}$ と定義する。式4.17と4.18より、

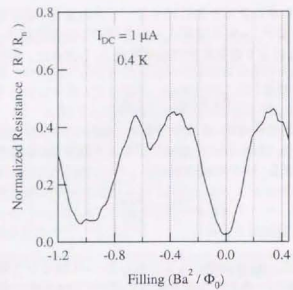
$$\frac{E_B}{E_{J\parallel}} = \frac{2i_c}{i_B} = \frac{2I_C}{I_B} \quad (4.19)$$

と表される。

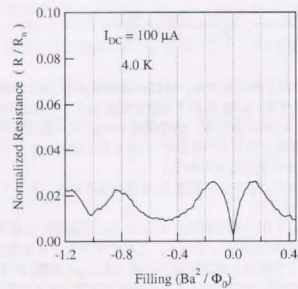
図4.8に、試料E1の両方向に対する、抵抗の磁場依存性(整合振動)を示す。(a)は試料E1の横方向に対する、0.4Kにおける測定電流 $1\mu A$ での抵抗の磁場依存性で、(b)は縦方向に対する、4.0Kにおける、測定電流 $100\mu A$ での測定結果である。両方向とも、 $f=0$ 付近は直線に乗っているので、4.1.2項に述べたように、この傾きは単位ボルテックスあたりの抵抗をあらわす。

ここで、ボルテックスのデビニング電流 I_B を求めるためにこれから行う一連の作業の流れを図4.10に示す。

図4.9(a)は、図4.8(a)と同じ接合配列を1.3Kにおいて測定した結果で、 $f=0$ 付近を拡大し、測定電流依存性を示している。このグラフの $f=0$ 付近の傾きから、単位ボルテックスあたりの抵抗の測定電流依存性 (R_{vortex} -I特性) が求まる。縦軸は常伝導抵抗で規格化した抵抗 R/R_n であり、横軸はフィリング f である。このため、傾きそのまま単位ボルテックスあたりの規格化抵抗 R_{vortex}/R_n とはならない点に注意が必要である。(傾き)/(全プラケット数) によってはじめて、 R_{vortex}/R_n が求まる。 $V_{vortex} = R_{vortex} \times I$ を用いると、単位ボルテックスあたりの電圧の測定電流依存性 (V_{vortex} -I特性) がわかる。このグラフを数値的に微分することにより、単位ボルテックスあたりの微分抵抗の電流依存性 (dV_{vortex}/dI -特性) を知ることができる。

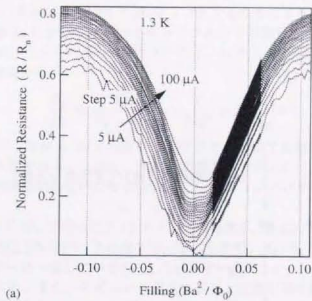


(a)

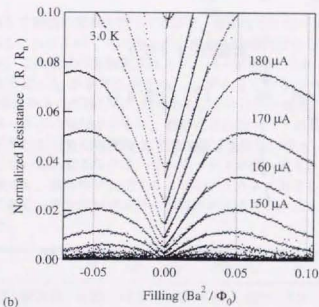


(b)

図 4.8: 試料 E1 における抵抗の磁場依存性. (a) $\beta = 0.35$ (試料 E1 の横方向), (b) $\beta = 3.0$ (試料 E1 の縦方向).



(a)



(b)

図 4.9: 整合振動 ($f = 0$ 付近) の電流依存性. (a) $\beta = 0.35$ (試料 E1 の横方向), (b) $\beta = 3.0$ (試料 E1 の縦方向).

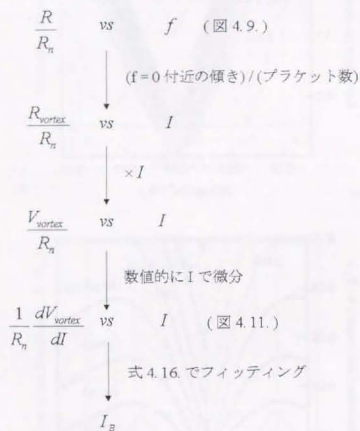


図 4.10: デビニング電流を求める作業の流れ図。

単位ボルテックスあたりの規格化した微分抵抗 ($\frac{dV_{vortex}/dI}{R_n}$) 対 電流 (I) 特性を、図 4.11(a) に示す。

図 4.11(a) を、式 4.16 を用いてフィッティングすることにより、デビニング電流 I_B を求める。 $I \gg I_B$ における単位ボルテックスあたりの微分抵抗を R_B と定義する。3.3.3 項と同様に、フィッティングパラメータは、 I_B と α_B と R_B/R_n である。 R_B/R_n は、表 4.2 の関係から、

$$\frac{R_B}{R_n} \equiv \frac{1}{R_n} \frac{dV_{vortex}}{dI} = \frac{2}{MN} = 2.5 \times 10^{-4} \quad (4.20)$$

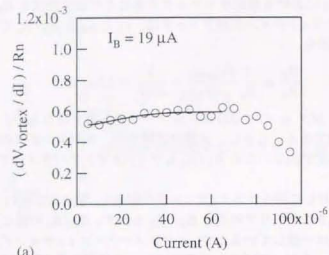
となる。ここで、 $MN = 40 \times 200$ は、全プラケット数すなわち、 $f = 1$ のときのボルテックスの数である。しかし、実際の実験では、ボルテックスの遮蔽効果などで、ここまでの精度が出ないため R_B/R_n もフィッティングパラメータとして扱っている。

図 4.11(a)(b) に対して行ったフィッティングの結果を、表 4.3 に示す。また、式 4.19 から求めた規格化されたバリアの高さ $E_B/E_{J\parallel}$ も示す。 R_B/R_n の値と、式 4.20 を比べると、オーダーは一致しているので、3 パラメータ・フィッティングはまず妥当であると考えられる。また、デビニング電流はピーク位置を示す値であり、縦軸方向のスケールには寄らないので、 I_B を求めるためには R_B/R_n の一致はそれ程重要ではない。

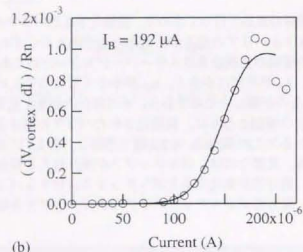
他の試料に対して同様の実験を行って求めた、規格化されたバリアの高さを図 4.12 に示す。 $\beta = 0.3$ におけるバリアの高さが、他からの傾向と少しずれているように見える。これは、この領域の実験結果はエラーバーが大きいためである。図 4.11(a) から分かるように、 I_B が非常に小さく、 α_B が小さくなるので、ピークがはっきりせず I_B の値を求めるのが難しいためである。そのほかの結果を見ると、異方性をあらわすパラメータ β の増加とともに、規格化されたバリアの高さ $E_B/E_{J\parallel}$ が高くなっていく様子がわかる。この傾向は、4.1.2 項で考察し、表 4.1 にまとめた結果と定性的に一致している。重要な点は、ボルテックスが乗り越える接合の結合エネルギー $E_{J\parallel}$ が一定でも、異方性が変化するとボルテックスに対するバリアの高さが変わるという点である。異方性がボルテックスのダイナミクスに大きな影響を与えることがわかった。

	β	I_B	α_B	R_B/R_n	I_C	$E_B/E_{J\parallel}$
試料 E1 横方向	0.35	19.0	1.07	5.86×10^{-4}	155	0.24
試料 E1 縦方向	3.0	192	18.5	6.98×10^{-4}	273	1.4

表 4.3: 規格化されたバリアの高さとフィッティングパラメータ。



(a)



(b)

図 4.11: 単位ボルテックスあたりの規格化微分抵抗 対 電流特性. 白丸が実験, 実線がフィッティング曲線. (a) $\beta = 0.35$ (試料 E1 の横方向), (b) $\beta = 3.0$ (試料 E1 の縦方向).

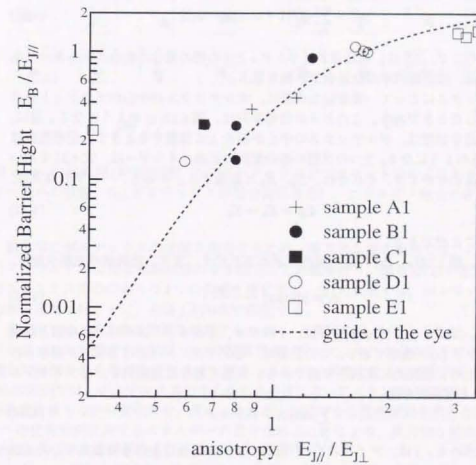


図 4.12: 規格化されたバリアの高さ. マーカーは実験から求めた値. 破線はガイドである.

4.4 シミュレーション

この節では、バリアの高さを求めるシミュレーションの方法を紹介する。その結果を用いて、実験結果を定量的に考察する。

近接効果接合配列中の各超伝導アイランドの位相を ϕ_i とする。式 2.3 より、接合配列の自由エネルギーは、

$$E = \sum_{i,j} E_{ij}^J [1 - \cos(\phi_i - \phi_j)] \quad (4.21)$$

となる。ここで、 E_{ij}^J は、超伝導アイランド i と j の間の接合の結合エネルギーである。 $\sum_{i,j}$ は、接合配列中の全接合での和を取る。

ボルテックスにとって一番安定な状態は、ボルテックスの中心がプラケットの中心と一致したときである。このときの位相配列は、図 4.13(a) のようになる。逆に、一番不安定な状態は、ボルテックスの中心が接合上に位置するときで、位相配列は図 4.13(b) のようになる。2つの状態の接合配列の自由エネルギーは、式 4.21 を用いて計算することができ、それぞれ、 E_b 、 E_a と定義する。すると、バリアの高さは、

$$E_B = E_b - E_a \quad (4.22)$$

と求めることができる。

ここで、図 4.13(a), (b) の位相配列の求め方を示す。まず、放射状の初期状態を

$$\phi_i = \arctan\left(\frac{y_i - y_0}{x_i - x_0}\right) \quad (4.23)$$

と定める。ここで (x_0, y_0) 、 (x_i, y_i) は、それぞれ、ボルテックスの中心の座標と超伝導アイランド (i) の座標である。この状態は、各アイランドにおける電流が保存されていないため、物理的に実現不可能である。実現可能な位相配列を、各アイランド (i) における電流保存則

$$\sum_j \sin(\phi_i - \phi_j) = 0 \quad (4.24)$$

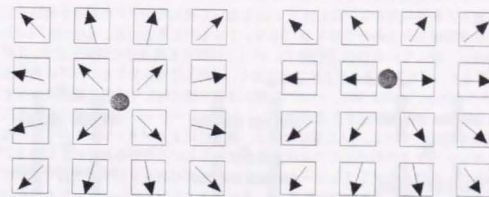
を用いて求める。 j は、アイランド i の周りの 4 つの接合における和を表す。式 4.24 は、次のように書ける。

$$\tan \phi_i = \frac{\sum_j \sin \phi_j}{\sum_j \cos \phi_j} \quad (4.25)$$

これらの式は、計算機によって繰り返し計算を行うことで解ける。繰り返し計算を行うための式は、

$$\tan \phi_i^{(n)} = \frac{\sum_j \sin \phi_j^{(n-1)}}{\sum_j \cos \phi_j^{(n-1)}} \quad (4.26)$$

となる。ここで、 $\phi_i^{(n)}$ は、 n 回目の繰り返し計算によって求めた位相配列である。この計算を収束するまで行う。



(a)

(b)

図 4.13: 位相配列 (初期状態)。 (a) ボルテックスがプラケットの中心にありエネルギー極小の状態。 (b) ボルテックスが接合間に存在し、エネルギー極大の状態。

計算中にボルテックスの位置を固定するため、等方的な接合配列では、いくつかのアイランドの位相を初期状態のまま固定して計算を行う。図 4.13(a) の配置では、ボルテックス中心の周りの 4 つの位相を固定する。(b) の配置では、ボルテックス中心から左側 1 列を π に、右側 1 列を 0 に固定する。

本研究では、異方性の効果を考慮するために、2種類の E_J を取り入れた。さらに、ボルテックスを固定する際に、(a) の配置では、ボルテックス中心の周りの 4 つの位相を対称性を保ちながら変化させ、最もエネルギーが低くなる位相配列を求めた。(b) の配置では、ボルテックスの中心から 2 番目に近いアイランドの位相を、やはり対称性を保ちながら変化させ、最もエネルギーが低くなる位相配列を求めた。この 2 つの位相配列に対するエネルギーの差を求めることにより、異方的な接合配列におけるバリアの高さを決定した。

シミュレーションの条件を示す。ボルテックスが乗り越える接合の結合エネルギー E_{J1} を一定とし、 E_{J2} を変化させることにより異方性を導入した。 $0.3 \leq \beta \leq 6$ においてシミュレーションを行った。接合配列のサイズは、 64×64 である。接合配列を大きくしていくと、バリアの高さはだんだん高くなり、ある値に収束する。このサイズでは、十分収束した値が得られる。

図 4.14 に、各異方性において、繰り返し計算の結果もともった、最終状態の位相配列を示す。 $\beta = 1$ では、等方的な位相配列となっている。 $\beta < 1$ では、縦に長い楕円のような位相配列となり、 $\beta > 1$ では、横長の楕円状になっている。このことから、接合配列の接合の強さを縦横で変えることにより、異方的な位相配列を持った

ボルテックスが実現することが明らかとなった。

位相配列の最終状態から、式 4.21 と 4.22 を用いて求めたバリアの高さを規格化したものを実験結果とあわせて図 4.15 に示す。 $\beta = 1$ のとき $E_B/E_{J1} = 0.2$ は, Leob 等の結果と一致している [25]。表 4.4 に, バリアの高さと異方性の関係を示す。 β が 2 倍になると, バリアの高さが 3 倍以上になり, β が 1/2 倍になるとバリアの高さは 1/10 以下になる。このように, バリアの高さは異方性に対して非常に敏感に変化することがわかった。実験結果と比較すると, シミュレーションは定量的にも非常に良く実験を再現している。4.1.2 項における, 異方性によりポテンシャルバリアが変化し, ボルテックスのダイナミクスが影響を受けるという考察を裏付けている。

全体的に, 実験の方がシミュレーションよりバリアの高さがわずかに高くなっている。Rzchowski 等による実験の結果 ($E_B = 0.34E_J$) もシミュレーションより高い値となっている [5]。ひとつの可能性として, 接合配列の不均一性により部分的に深いピンニングポテンシャルが形成されると考えることができる。逆に浅いピンニングポテンシャルも存在するが, ボルテックスはより深いピンニングポテンシャルにとらわれる傾向があるので, ポテンシャルに不均一性が存在すると, 結果としてポテンシャルが深く見えるようになる。等方的な接合配列で, E_J が局所的に 10 もうひとつの可能性としては, 磁場遮蔽効果が大きくなると, ボルテックス自身の遮蔽電流の影響でバリアが高くなるという報告がされている [49]。

β	0.33	0.5	1.0	2.0	3.3
E_B/E_{J1}	0.0027	0.016	0.20	0.67	0.98

表 4.4: 規格化されたバリアの高さと異方性。

4.5 多重接合配列

本研究では, さらに人工的に周期的ポテンシャルを制御するために, 多重接合配列についての実験を行った。今までの, 単一接合配列は, 各ボンドに接合は 1 個ずつ配置されていたのに対して, 2 重接合あるいは 3 重接合配列は, 各ボンドに 2 個あるいは 3 個の接合が直列につながった構造をしている (図 3.3 参照)。

単一接合配列と同様の実験およびシミュレーションを行った。実験およびシミュレーションの結果得られたバリアの高さを図 4.16 に示す。

各ボンドの接合の数が増えるにつれてバリアの高さが高くなっている。多重接合配列では, ボンドあたりの接合の数が多いため, 各接合で変化する位相は, 単一接合配列よりも小さくて良い。このため, 多重接合配列においてはボルテックスのエネルギーが低くなる。ボルテックスが接合上にあるときは, その接合だけは位相変

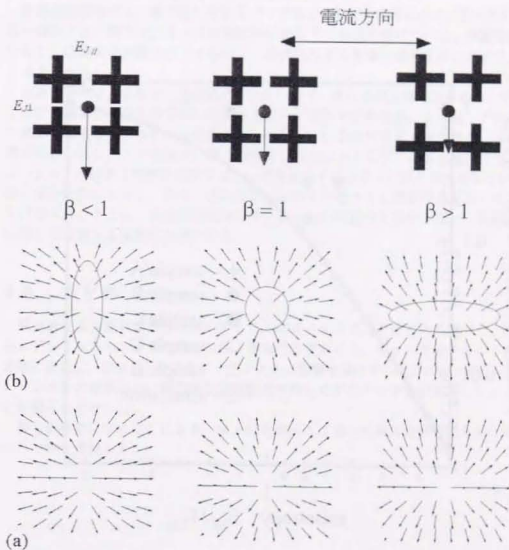


図 4.14: 各異方性における位相配列 (最終状態). (a) ボルテックスがブラケットの中心にありエネルギー極小の状態. (b) ボルテックスが接合間に存在し, エネルギー極大の状態。

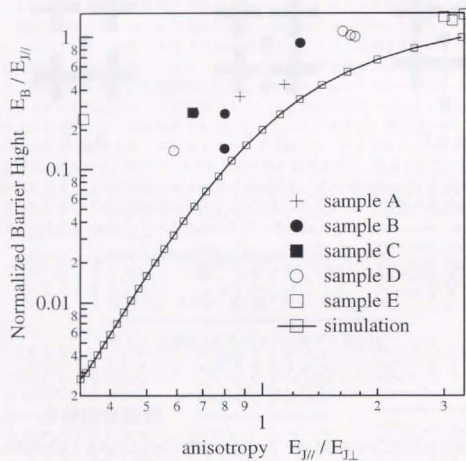


図 4.15: 規格化されたバリアの高さ。マーカーは実験から求めた値。実線付きマーカーがシミュレーションの結果。

化を小さくすることができない。一方、ボルテックスがプラケットにあるときは、すべての接合で位相差を小さくすることができ、より安定化する。この差を反映して、ピンニングポテンシャルが深くになっていると考えられる。

多重接合配列では、異方性に対するバリア高さの変化が非常に小さくなっている。単一接合では、異方性によって位相配列がかなりの変化を受けていた。多重接合になると、位相変化が緩やかですむので、異方性による影響を緩和することができると考えられる。

多重接合では、各接合の位相変化が小さいので、流れる超伝導電流も小さくなる。これは、磁場の遮蔽効果を弱める働きをする。前節で遮蔽効果によりバリアの高さが高くなる効果があるという議論を行ったが、これを多重接合で考えると、遮蔽効果が弱いためバリアの高さは高くならない傾向にあるはずである。実際にシミュレーションの結果と実験を比較すると、多重接合ではほとんど同じ値を示している。単一接合配列において、接合の結合が弱い試料を製作すると遮蔽効果を弱くすることができる。または、多重接合配列のボンドあたりの接合を増やすなど、遮蔽効果に関しては更なる実験が必要である。

4.6 まとめ

異方的な接合配列におけるボルテックスのダイナミクスをはじめて調べた。実験およびシミュレーションの結果から、異方性が変わると、ピンニングポテンシャルが急激に変化し、ボルテックスのダイナミクスに影響を及ぼすことがわかった。シミュレーションの結果から、異方的な位相配列を持ったボルテックスが実現していることが明らかとなった。

接合を多重にすることにより、単一接合配列とは違った異方性依存性を持つポテンシャルを実現した。

第5章 コスタリッツ-サウレス転移

5.1 近接効果接合配列におけるKT転移

2次元系で短距離で連続的な対照性の相互作用を持つ系では、揺らぎの赤外発散のため自発的な対照性の破れが起きないことが厳密に示されている。しかし、これらの系では何らかの相転移があることは数値解析などから予想されている。コスタリッツとサウレスはこの相転移の物理的描像とその特徴を示した[22]。この相転移は内部自由度が2であるときに起こり、その系の相転移を特徴付ける励起である渦が、高温では自由に励起されるのに対し、低温では局所化された対の形でしか励起されなくなるという変化の反映としてとらえられた。 r_i での渦の強さを q_i とすると、この系のハミルトニアンは

$$H = -J \sum_{i \neq j} q_i q_j \log \left| \frac{r_i - r_j}{r} \right| + \mu \sum_i q_i^2 \quad (J, \mu > 0) \quad (5.1)$$

で与えられる。これは、2次元のクーロン・ガスのハミルトニアンと見ることができ、これが、2次元の長距離秩序を伴わない相転移を与える基本構造であるとされている。

この相転移を示す系としては、2次元超伝導薄膜や超流動ヘリウム[75][76]が有名である。超流動ヘリウムフィルムでのコスタリッツ-サウレス(KT)転移は、ボルテックスとアンチボルテックスの局在化した対が、KT転移温度 T_{KT} 以上になるとお互いに解離し独立した励起となる事により起こる。これは、ボルテックス同士の相互作用がお互いの距離に対して対数的であるために起こる現象である。

超伝導薄膜においては、Pearl[48]によって、ボルテックス同士の距離 r が $\lambda_L = \lambda^2/d$ 以内のときは対数的な相互作用を示し、それ以上では相互作用が $1/r$ で減衰することが示されている。ここで、 λ は、バルク超伝導体の磁場侵入長、 d は超伝導薄膜の厚さを表す。 λ_L は、2次元の磁場侵入長と呼ばれている。ボルテックス間の距離が離れると対数的な相互作用を示さなくなるために、超伝導薄膜ではKT転移は起こらないと考えられていた。しかし、1979年にBeasley等[77]が、高抵抗を示す超伝導薄膜では λ_L が試料サイズ R よりも大きくなり、KT転移が観測される可能性があることを示した。その後、様々な実験により超伝導薄膜におけるKT転移が確認された[78]-[80]。超伝導薄膜の離散的な場合に相当する近接効果接合配列においても、同様の実験が行われ、KT転移が確認された[23][24]。接合配列の特徴を生かし

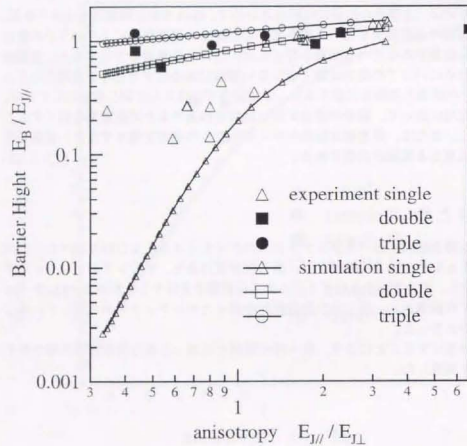


図 4.16: 多重接合配列における規格化されたバリアの高さ。マーカーは実験から求めた値、実線付きマーカーがシミュレーションの結果。

て、有限磁場下での転移 [81] や KT 転移に対するディスオーダーの影響を調べる研究 [31] も行われている。近接効果接合配列においては、常に、 $\lambda_1 > R$ として議論されてきた。しかし、近年、サンプルのサイズ効果に対する実験も行われるようになった [82]。

KT 転移を確認する実験としては、I-V 特性の温度依存性を測定することが多い。 $T < T_{KT}$ における接合配列では、すべてのボルテックスとアンチボルテックスは対を形成している。ここに、電流を流すと、お互いに逆向きの力を受けて、対が解離しやすくなる。さらに電流を増すと、電流により励起された自由ボルテックスの数が増える。このため $T < T_{KT}$ においても自由ボルテックスによる電圧が発生する。I-V 特性の温度依存性は、

$$\frac{V}{T} = R_n x(T) \left(\frac{I}{I_0} \right)^{\alpha K(T)} \quad (5.2)$$

となる [83]。ここで、 R_n は接合配列の常伝導抵抗、 $x(T)$ は温度に依存する関数、 I_0 は、参照電流、 $K(T)$ は、「カップリング」と呼ばれる量である。

実験的には、I-V 特性を測定し、

$$V = CI^a(T) \quad (5.3)$$

から、 a を求める。 C は T に依存するが、 I には依存しない値である。 $T = T_{KT}$ では、 $\alpha = 3$ となる。 $T > T_{KT}$ では、 $\alpha = 1$ となる。I-V 特性の温度依存性を測定し、log-log プロットしたものの傾きが、3 から 1 に変化する温度が KT 転移温度となる。

5.2 実験

KT 転移に及ぼす異方性の影響を調べるために、各異方性における I-V 特性の低電流領域を詳細に調べた。図 5.1 に、 $\beta < 1$ の各接合配列における、I-V 特性の対数プロットを示す。温度を下げて、傾き 1 のテイルが残っている様子がわかる。より β の小さい接合配列においても同様の傾向が見られる。傾き 1 のテイルは、I-V 特性が線形であることから、自由ボルテックスが存在し、そのボルテックスが流れることによって電圧が発生していることを示す。これは、 $\beta < 1$ の接合配列では、温度を下げてボルテックスとアンチボルテックスは対を形成せず、KT 転移はおこなわないことを示している。

図 5.2 に、 $\beta > 1$ の各接合配列における、I-V 特性の対数プロットを示す。 $\beta = 1.3$ の接合配列では傾き 1 のテイルが残っているのに対して、 $\beta = 1.6$ の接合配列は温度の低下とともに傾きが大きくなっていく。 $\beta > 1.6$ の接合配列においても、温度の低下とともに傾きが大きくなっていく傾向が見られる。しかし、KT 転移を特徴づける 3 から 1 への傾きの急激な変化は見られない。

Resnick 等 [23] によって測定された、Pb/Sn/Pb 近接効果接合配列における I-V 特性の温度依存性を図 5.3 に示す。 $T = 4.16$ K のとき、グラフの傾き 3 となり、この

温度が T_{KT} である。明らかに、 T_{KT} 付近で傾きの急激な変化が見られる。また、図 5.2(b) とはグラフの形が異なっている。このことから、本研究における接合配列では KT 転移を観測することできなかったと考えられる。

ここで、本研究における接合配列で KT 転移が観測されない原因を考える。近接効果接合配列における特徴的な長さ λ_1 は、式 2.17 より

$$\lambda_1 = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 i_C}$$

であった。[25]、 μ は真空の透磁率、 i_C は一つの接合の臨界電流を表す。各接合の λ_1 を表 5.1 と 5.2 に示す。本研究で用いた接合配列には異方性があるので、 i_C として $i_{C\parallel}$ を用いた。実際の λ_1 は、縦方向と横方向の平均的な値になると考えられる。接合配列の横幅 W は、 $400 \mu\text{m}$ なので、すべての接合配列において、 $\lambda_1 < W$ となっている。これが、KT 転移の見られない原因であると考えられる。

Sample	F1(横)	E1(横)	D1(横)	B1(横)
β	0.30	0.35	0.6	0.8
$i_{C\parallel}$ [μA]	37	87	270	69
λ_1 [μm]	280	120	39	150

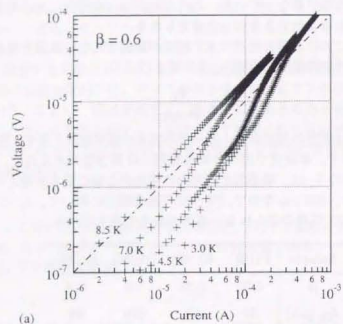
表 5.1: $T = 3.0$ K における接合配列の臨界電流と磁場侵入長 ($\beta < 1$)。

Sample	B1(縦)	D1(縦)	E1(縦)	F1(縦)
β	1.3	1.6	3.0	3.3
$i_{C\parallel}$ [μA]	88	430	270	120
λ_1 [μm]	120	24	38	89

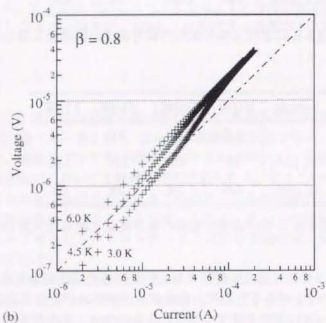
表 5.2: $T = 3.0$ K における接合配列の臨界電流と磁場侵入長 ($\beta > 1$)。

次に、図 5.1 と 5.2 における I-V 特性の異方性依存性の原因を考える。 $\beta \leq 1.3$ において、傾き 1 のテイルがあるために、自由ボルテックスが存在することは確かである。しかし、 $\beta \geq 1.6$ においてテイルが見られないのは、自由ボルテックスが存在しても動けないためと考えられる。つまり、異方性によって劇的に変化するポテンシャルバリアの効果が、ここでも現れていると考えられる。

図 5.1 と 5.2 における測定の最低温度はほぼ 3.0 K である。そこで、 $T = 3.0$ K における、デビニング電流 I_D と、ポテンシャルバリアの高さ E_B を温度に換算した結

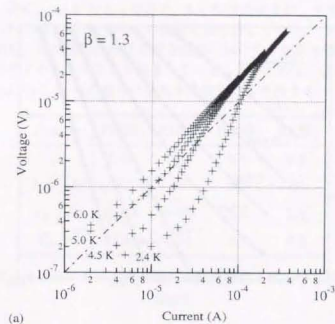


(a)

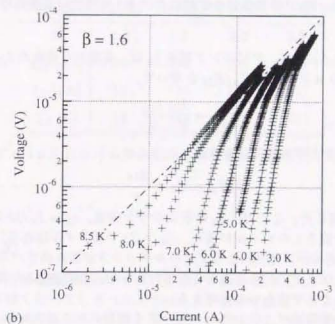


(b)

図 5.1: 接合配列の I-V 特性の温度依存性 ($\beta < 1$). (a) 試料 D1 の横方向 ($\beta = 0.6$). (b) 試料 B1 の横方向 ($\beta = 0.8$).



(a)



(b)

図 5.2: 接合配列の I-V 特性の温度依存性 ($\beta > 1$). (a) 試料 B1 の縦方向 ($\beta = 1.3$). (b) 試料 D1 の縦方向 ($\beta = 1.6$).

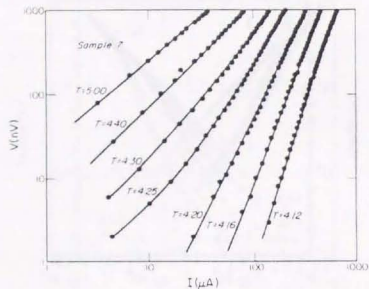


図 5.3: Pb/Sn/Pb 近接効果接合配列における I-V 特性の温度依存性 [23].

果 T_B を表 5.3 と 5.4 に示す。デビニング電流 I_B は、実験から求めた $I_{C||}$ に対し、節 4.4 のシミュレーションの結果 $E_B/E_{J||}$ を用いて、

$$I_B = \frac{E_B I_{C||}}{E_{J||}^2} \quad (5.4)$$

のように求めた。バリアの高さ E_B は、

$$k_B T_B = E_B \equiv \frac{\hbar t_B}{e} \quad (5.5)$$

により、 T_B に換算した。ここで、 k_B はボルツマン定数、 $i_B = I_B/M$ ($M=40$) である。 $T_B \leq 18$ では傾き 1 のテイルが残る、 $T_B \geq 73$ ではテイルは存在しない。測定温度は、3.0 K であるが、電流によらずにボルテックスが流れ出すバリアの高さは、温度に換算して、 $18 < T_B < 73$ にあることがわかった。測定温度より高くなるのは、電流を流しているためではないかと考える。

低電流領域の I-V 特性が、ボルテックスのダイナミクスにより決まっていることがわかったので、4.2 節の議論が適用できる。式 4.16 の結果 (dV/dI -1 特性) を I-V 特性に直して、低電流領域を対数プロットしたものを図 5.4 に示す。ここで、 α_B は熱揺らぎを表すパラメータ

$$\alpha_B = \frac{\hbar i_B}{ek_B T} \quad (5.6)$$

70

である。 i_B が小さい接合配列では α_B も小さく、I-V 特性に傾き 1 のテイルが現れる様子がわかる。逆に、 α_B が大きくなると、I-V 特性の傾きが、大きくなっていく様子がわかる。これらは、図 5.1 の 5.2 の傾向を良く表している。

以上のことから、ゼロ磁場における接合配列において、低電流領域の I-V 特性は、ボルテックスのダイナミクスにより決まっていることがわかる。逆に高電流領域は、節 3.3 で述べたように、1 つの接合に発生する電圧により決まる。

Sample	F1(横)	E1(横)	D1(横)	B1(横)
β	0.30	0.35	0.6	0.8
$I_{C }$ [μ A]	37	87	270	69
I_B [μ A]	0.038	0.096	5.2	3.4
T_B [K]	0.045	0.11	6.2	4.0

表 5.3: $T = 3.0$ K における接合配列の臨界電流と磁場侵入長 ($\beta < 1$).

Sample	B1(縦)	D1(縦)	E1(縦)	F1(縦)
β	1.3	1.6	3.0	3.3
$I_{C }$ [μ A]	88	430	270	120
I_B [μ A]	15	110	130	61
T_B [K]	18	130	150	73

表 5.4: $T = 3.0$ K における接合配列の臨界電流と磁場侵入長 ($\beta > 1$).

5.3 まとめ

本研究で用いた接合配列においては、各接合の臨界電流が大きく、磁場侵入長が試料サイズより短くなってしまったために、KT 転移を観測することはできなかった。KT 転移に対する異方性の影響を調べるためには、より臨界電流の小さい試料を製作する必要がある。

本研究における接合配列の低電流領域における I-V 特性は、ボルテックスのダイナミクスを反映していることがわかった。これは、磁場侵入長が短く、各ボルテックスを独立の動起として扱うことができるためである。

71

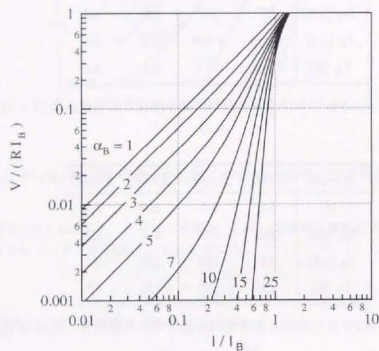


図 5.4: 単位ホルテックスあたりに発生する I-V 特性の対数プロット。

第6章 交流電流下での接合配列

ジョセフソン接合にマイクロ波を照射すると、電流対電圧(I-V)特性にシャピロステップ [84][85] が現れることが知られている。接合配列にマイクロ波を照射すると、すべての接合が一度に同じ電圧状態に入る巨大なシャピロステップが観測される [86]-[87]。 $f = 1/2$ や $1/3$ における接合配列にマイクロ波を照射すると、ホルテックスの集団的なダイナミクスを反映して、 $1/2$ や $1/3$ の大きさの巨大シャピロステップが観測される [30][88]。このホルテックスのダイナミクスと関連した分数巨大シャピロステップに、異方性の影響が現れると考え実験を進めた。

6.1 シャピロステップ

ジョセフソン接合に各周波数 ω_1 のマイクロ波を照射すると、電流対電圧(I-V)特性の電圧 $V_n = n\hbar\omega_1/2e$ のところにシャピロステップが現れる。この効果は、吸収だけでなく放出にも見出された [89][90]。

まず、電圧

$$V = V_0 + V_1 \cos \omega_1 t \quad (6.1)$$

が印加されている接合を考える。図 6.1 に電圧 V が印加されている場合の等価回路を示す。 $\beta_C \ll 1$ とし、容量 C の効果は無視する。接合の位相差 γ は、式 6.1 を積分して、

$$\gamma(t) = \gamma_0 + \omega_0 t + \frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \sin \omega_1 t \quad (6.2)$$

と表される。ここで、 γ_0 は積分定数、 $\omega_0 \equiv 2eV_0/\hbar$ である。 $\gamma(t)$ をジョセフソンの関係式 $I_S = I_C \sin \gamma$ に代入すると、

$$\begin{aligned} I_S(t) &= I_C \sin \left[\gamma_0 + \omega_0 t + \frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \sin \omega_1 t \right] \\ &= I_C \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-a)^n J_n \left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega_1} \right) \sin(\gamma_0 + \omega_0 t - n\omega_1 t) \end{aligned} \quad (6.3)$$

となる。ここで、 J_n は n 次のベッセル関数である。 R のチャネルを流れる電流を

$$I_R(t) = \frac{V_0}{R} + \frac{V_1}{R} \cos \omega_1 t \quad (6.4)$$

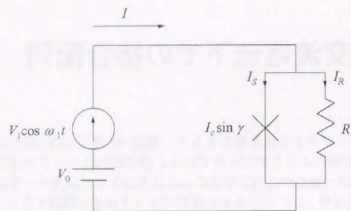


図 6.1: 直流と交流電圧源につながれたジョセフソン接合の等価回路 ($\beta_C \ll 1$).

とすると、全電流は、

$$I(t) = I_S(t) + I_R(t) \quad (6.5)$$

となる。直流電流成分 (I) は、

$$V_n = n \frac{\hbar \omega_1}{2e} \quad (6.6)$$

の場合、次のようになる。

$$\langle I \rangle = \frac{V_0}{R} + I_C \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n J_n \left(\frac{2eV_1}{\hbar \omega_1} \right) \sin \gamma_0 \quad (6.7)$$

図 6.2 に、 $\langle I \rangle$ の V_0 依存性を模式的に示す。 $\langle I \rangle$ - V_0 特性の $V_0 = V_n$ に直流電流スパイク (最大値 $I_C |J_n(2eV_1/\hbar \omega_1)|$) が見られる。

しかしながら、通常、電源回路の内部インピーダンスは接合インピーダンスよりも十分大きいので、電源は定電流源として動作する。直流成分に対する電流-電圧特性は、式 6.6 をみたとす V_0 の値のところで階段状特性を示す (図 6.3 参照)。このようなステップをシャピロステップという。

6.2 接合配列におけるシャピロステップ

6.2.1 巨大シャピロステップ

前節において、rf 電流 $I_J \sin(\omega t)$ をジョセフソン接合に印加すると、I-V 特性の $V_n = n\hbar\omega/2e$ の位置にシャピロステップが現れることがわかった。同様に、ゼロ磁

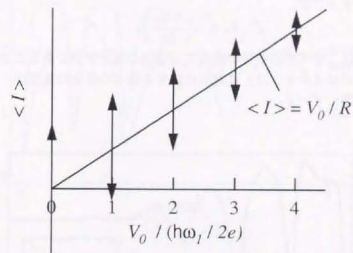


図 6.2: 定電圧源におけるシャピロステップの模式図。

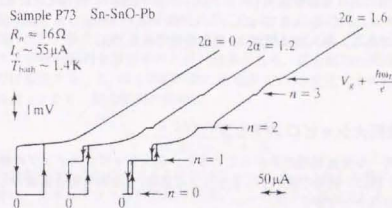


図 6.3: シャピロステップ. $\alpha = eV_1/\hbar\omega_1$ は、マイクロ波の強度を表す [91].

場において近接効果接合配列に rf 電流を印加すると、巨大シャビロステップが観測される。図 6.4 に、Benz 等 [30] による測定結果を示す。 $N \times N$ の接合配列において、巨大シャビロステップは、

$$V_n = n \left(\frac{N\hbar\omega}{2e} \right) \quad (6.8)$$

に現れる。これは、すべての接合が同時に n 番目の電圧状態にあることを意味している。巨大シャビロステップは、 rf 電流に対する個々の接合の集団的、コヒーレントな応答に起因している。

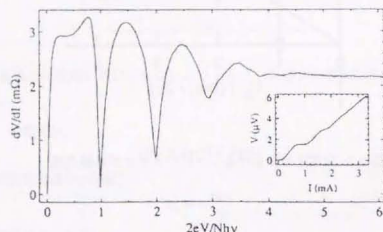


図 6.4: ゼロ磁場における接合配列 ($N = 1000$) の微分抵抗 対 規格化した電圧特性。測定条件は、 $T = 3.0$ K, $I_C = 0.79$ mA, $\nu = \omega/2\pi = 0.73$ MHz ($\Omega \equiv N\hbar\omega/2eI_C R = 1.0$), $I_{rf} \sim I_C$ である。挿入図は電流 対 電圧特性である [30]。

6.2.2 分数巨大シャビロステップ

接合配列に均一な垂直磁場がかかっていると、巨大シャビロステップの様子は大きく変化する。特に、磁場の値が $f = p/q$ (p, q は整数) すなわち整合磁場のとき、分数巨大シャビロステップが、

$$V_n = n \left(\frac{N\hbar\omega}{q2e} \right) \quad (6.9)$$

に現れる。図 6.5 に、Benz 等 [30] によってはじめて観測された分数巨大シャビロステップを示す。Benz 等は定性的にこの現象を説明したが、数値計算によっても分数巨大シャビロステップの存在が示された [92][93]。

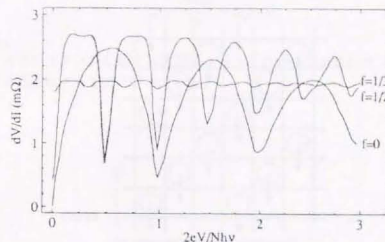


図 6.5: $f = 0, 1/2, 1/3$ における接合配列 ($N = 1000$) の微分抵抗 対 規格化した電圧特性。測定条件は、 $T = 2.1$ K, $I_C = 7.9$ mA, $\nu = \omega/2\pi = 0.73$ MHz ($\Omega = N\hbar\omega/2eI_C R = 0.1$), $I_{rf} \sim 0.75I_C$ である [30]。

分数巨大シャビロステップは、整合磁場下で格子を組んだボルテックスのダイナミクスによる現象である。 $f = 1/3$ の磁場中で、 $N \times N$ の接合配列に、電流 $I = I_{dc} + I_{rf} \sin(\omega t)$ を印加する状況を考える。最低エネルギー状態では、ボルテックスは図 6.6 のように周期的に配列する。このボルテックス格子が I_{rf} の 1 周期の間に 1 格子ずつ動くとする。全体が 1 格子動くたびに、 $N/3$ 本のボルテックスが接合配列から抜け出し、新たに $N/3$ 本のボルテックスが入ってくる。これは、 $N/3$ 本のボルテックスが接合配列を横切ると同じ効果があり、接合配列の両端の位相差は $2\pi(N/3)$ だけ変化する。 I_{rf} の 1 周期の間に位相が $2N\pi/3$ 変化するので、ジョセフソンの関係式 2.2 より、接合配列の両端に

$$V = \frac{\hbar}{2e} \frac{2N\pi/3}{2\pi/\omega} = \frac{1}{3} \frac{N\hbar\omega}{2e} \quad (6.10)$$

という電圧がかかる。これは、式 6.9 において $q = 3$, $N = 1$ とした値に等しい。 I_{rf} の印加に伴い、全ボルテックスの流れが同時に、この速さに固定される。これが $1/3$ の分数巨大シャビロステップが現れる原因である。 I_{dc} がより大きくなり、 I_{rf} の 1 周期の間にボルテックス全体が 2 格子分移動すると、 $q = 3$, $N = 2$ に相当する電圧が発生する。これが $2/3$ の分数巨大シャビロステップである。

ジョセフソン接合におけるシャビロステップでは、位相空間における質点の運動が、 I_{rf} 印加により強制的に制御されていたのに対して、分数巨大シャビロステップ

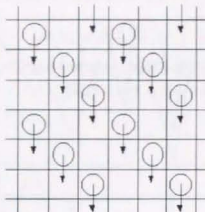


図 6.6: $f = 1/3$ におけるボルテックスの配置図。矢印は、 I_{rf} の1周期にボルテックスが1格子動く様子を示している。

においては、実空間におけるボルテックスの運動が強制的に制御されている。これは、ジョセフソン接合におけるRCSJモデルが、接合配列中のボルテックスの運動方程式と等価になったのと同じ対応である。

分数巨大シャビロステップに関する実験としては、接合配列に対して電流方向を 45° 傾けるとステップが現れなくなる[94]、あるいは、三角格子配列に対して電流方向を変えた報告[95]などがなされている。さらに、整数、分数巨大シャビロステップ以外のステップが現れるという報告が実験[96][97]および数値計算[98]からなされている。

6.3 実験

接合配列における巨大シャビロステップの測定は、通常の電流対電圧特性の測定時に、rf電流を重畳することにより行っている[99]。図6.7に、測定系の概念図を示す。rf電源は、100 nFのコンデンサをはさんで、定電流源に並列につないでいる。rf電源の電圧は、 $v = 15$ MHzで $V_r f = 1 \sim 10$ Vである。試料は、各異方性を持つ単一接合配列を用いている。

接合配列は $N = 200$ 、 $M = 40$ なので、この周波数における $n = 1$ の巨大シャビ

ロステップは、

$$V_1 = \frac{N\hbar\omega}{2e} = 6.2 \mu\text{V} \quad (6.11)$$

に現れる。

巨大シャビロステップに関する実験は $f = 0$ において、分数巨大シャビロステップに関する実験は $f = 1/2$ で行っている。

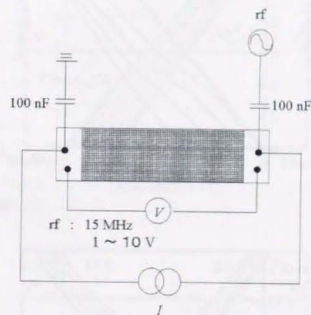
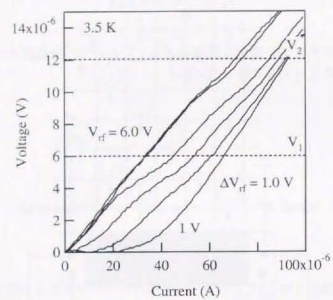


図 6.7: 巨大シャビロステップ用の測定系の概念図。

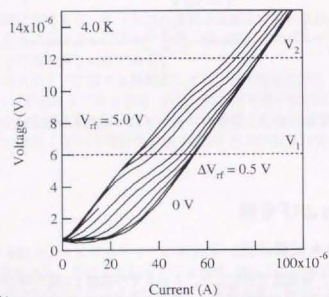
6.4 結果および考察

6.4.1 巨大シャビロステップ

図6.8と6.9に、各温度で測定した、 $f = 0$ での試料F1縦方向($\beta = 3.3$)に対する、rf電流印加時のI-V特性を示す。rf電源の周波数は15 MHzである。各温度で、 $n = 1$ と $n = 2$ の巨大シャビロステップが見られる。また、印加するrf電圧の大きさによってステップの現れ方が異なり、最適なrf電圧が存在することがわかる。さらに、温度によってもステップの出方が異なっている。これ以降示す実験結果は、ステップが一番見やすい最適の温度において測定されたものである。

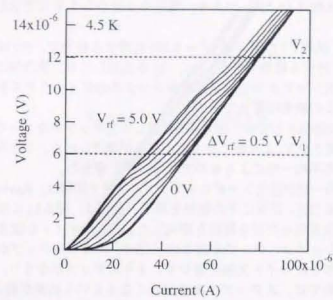


(a)

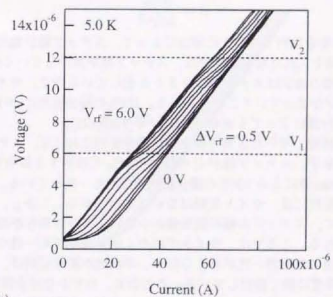


(b)

図 6.8: 試料 F1 の縦方向 ($\beta = 3.3$) における巨大シャビロステップの rf 電圧強度依存性. (a) 3.5 K (b) 4.0 K



(a)



(b)

図 6.9: 試料 F1 の縦方向 ($\beta = 3.3$) における巨大シャビロステップの rf 電圧強度依存性. (a) 4.5 K (b) 5.0 K

図 6.10 に、 $f = 0$ での試料 F1 の両方向に対する、rf 電流印加時の I-V 特性を示す。rf 電源の周波数は 15 MHz であり、電圧を 0 V から 5 V まで 0.5 V 刻みで変化させている。

図 6.10(a) は、試料 F1 の横方向 ($\beta = 0.30$) に対する結果で、(b) は同じ試料の縦方向 ($\beta = 3.3$) に対する結果である。(a)、(b) を比較しても、異方向性による変化は認められない。巨大シャビロステップはボルテックスのダイナミクスを反映した効果ではないので、この結果は妥当である。

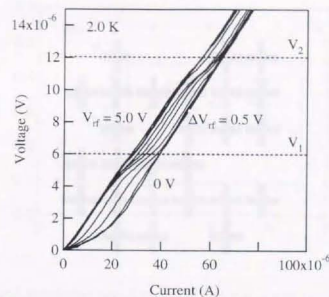
(a)、(b) 共通の特徴としては、図 6.4 と比較してステップがなまっている点と、ステップが現れる高さが V_0 より低くなっている点が挙げられる。これらは、本研究で用いた接合配列の不均一性によるものではないかと考えた。

接合配列の不均一性が巨大シャビロステップに及ぼす影響は、Ravindran 等によって研究されている [32]。以下にその結果を示す。彼等は、図 6.11 に示すようなランダムにサイトを抜き取った接合配列を研究した。10% のサイトを抜き取った接合配列における巨大シャビロステップを図 6.12 に示す。かなりステップがなまっている様子がわかる。さらにサイト欠陥を増やすとよりステップがなまり、20% のサイトを抜き取った試料では、ステップの高さが低くなるという結果が報告されている。また、図 6.12 で定義されているステップ幅 ΔI の Ω 依存性も測定されている。その結果を図 6.13 に示す。ここで、

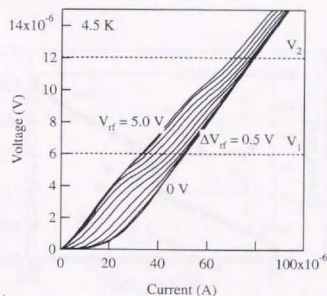
$$\Omega \equiv \frac{N\hbar\omega}{2eI_C R} \quad (6.12)$$

である。100% の接合配列では、 Ω の増加によって、ステップ幅が飽和しているのに対し、サイト欠陥を入れた接合配列では、ステップ幅が減少していく様子がわかる。また、ステップ幅の減少はステップのなまりを表しているので、サイト欠陥を増やすと、ステップがなまっていくことがわかる。100% の接合配列におけるステップ幅の Ω 依存性は、計算によっても求められている [100][101]。

図 6.14 に、本研究で用いた各異方向性を持つ接合配列における、ステップ幅の Ω 依存性をまとめて示す。ステップ幅が Ω の増加に対して飽和する傾向を示している。これは、Ravindran 等による 100% の接合配列の傾向と一致している。よって、本研究における接合配列には、サイト欠陥はないことがわかる。しかし、Ravindran 等の結果と比較して、ステップの幅の飽和値が小さいことから何らかの不均一性が存在すると思われる。ここでは、サイトではなくボンドの不均一性つまり、各接合における結合の強さの不均一性が考えられる。本研究の接合配列は、金の膜質が悪く、接合間隔を非常に狭く設計している。このため、わずかな接合間隔の違いでも、大きな結合エネルギーの差となって不均一性に反映される可能性がある。



(a)



(b)

図 6.10: 各異方向性における巨大シャビロステップの rf 電圧強度依存性。(a) 試料 F1 の横方向 ($\beta = 0.30$)、(b) 試料 F1 の縦方向 ($\beta = 3.3$)。

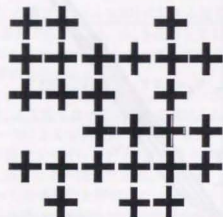


図 6.11: サイト欠陥を入れた接合配列の模式図.

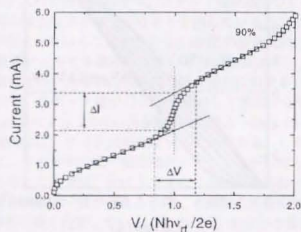


図 6.12: 10%のサイト欠陥を持つ接合配列における巨大シャビロステップ. $T = 3.34$ K, $\mu_{rf} = 75$ MHz, $I_{rf} = 3$ mAである [32].

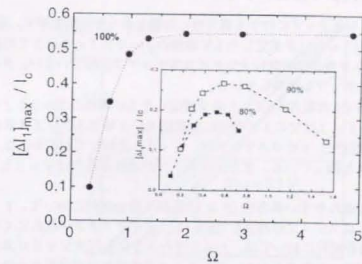


図 6.13: ランダム接合配列における巨大シャビロステップ幅の Ω 依存性 [32].

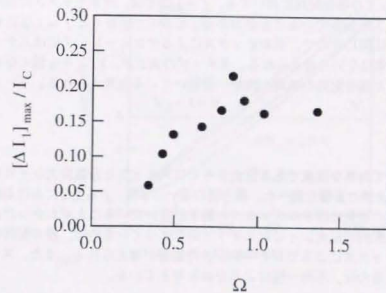


図 6.14: 異方的な接合配列における巨大シャビロステップ幅の Ω 依存性.

6.4.2 分数巨大シャピロステップ

分数巨大シャピロステップに対する異方性の影響を調べた実験を示す。図 6.15 に、試料 D1 の横方向 ($\beta = 0.6$) を測定した I-V 特性の $f = 0$ と $f = 1/2$ とでの比較を示す。 $f = 1/2$ での I-V 特性に分数巨大シャピロステップは表れていない。さらに、整数巨大シャピロステップも消失している。

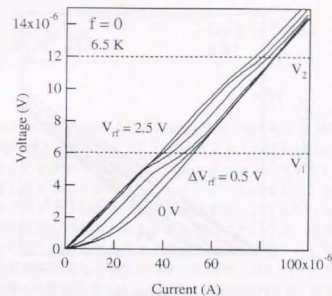
図 6.16 に、試料 D1 の縦方向 ($\beta = 1.6$) を測定した I-V 特性の $f = 0$ と $f = 1/2$ とでの比較を示す。 $f = 1/2$ での I-V 特性に分数巨大シャピロステップは表れていない。しかし、整数巨大シャピロステップは、 $f = 0$ と比較してわずかになまっているが、しっかりと残っている。また、ステップが現れる高さは $f = 0$ と $f = 1/2$ とで同じである。

ボルテックスの流れやすい異方性 ($\beta < 1$) を持つ接合配列において、 $f = 1/2$ のときに巨大シャピロステップが消失し (図 6.15)、ボルテックスが流れにくい異方性 ($\beta > 1$) を持つ接合配列においては、 $f = 1/2$ のときにも巨大シャピロステップが残っている (図 6.16)。このことから、ボルテックスの流れが接合配列全体のコヒーレンスを崩し、巨大シャピロステップを消失させていることがわかる。前項 6.4.1 の図 6.10 において、 $f = 0$ で巨大シャピロステップがなまっている原因として、接合配列の不均一性を挙げたが、残留ボルテックスによるデコヒーレンスも原因の一つとして考えられる。

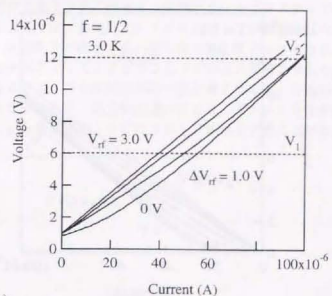
図 6.16 において、 $f = 1/2$ でのステップが、 $f = 0$ でのステップよりもなまっていることから、 $\beta > 1$ の接合配列においても、 $f = 1/2$ では、ボルテックスの流れによるデコヒーレンスがおきていることがわかる。しかし、 $f = 0$ と $f = 1/2$ におけるステップの高さは同じなので、ボルテックスによるデコヒーレンスにはステップの高さを変える効果はないと考えられる。ステップの高さが、 V_n よりも低くなる原因としては、やはり接合配列の不均一性が一番効いていると考えられる。

6.5 まとめ

接合配列において特異な現象である巨大シャピロステップと分数巨大シャピロステップに対する異方性の影響を調べた。異方性の違いにより、 $f = 1/2$ における巨大シャピロステップの消失にはボルテックスの動きが効いていることがわかった。本研究で用いた接合配列の巨大シャピロステップがなまっているのは、接合配列の不均一性と、ボルテックスによるデコヒーレンスの影響が考えられる。また、ステップの高さが低くなるのは、不均一性によるためと考えられている。

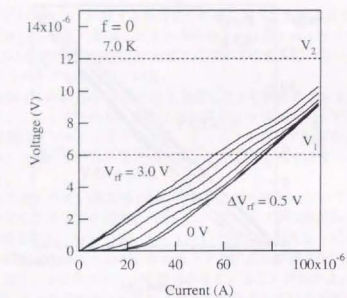


(a)

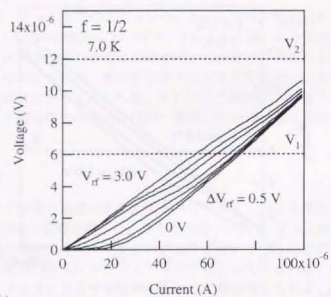


(b)

図 6.15: 試料 D1 の横方向 ($\beta = 0.6$) における巨大シャピロステップの磁場依存性。(a) $f = 0$ の場合。(b) $f = 1/2$ の場合。



(a)



(b)

図 6.16: 試料 D1 の縦方向 ($\beta = 1.6$) における巨大シャビロステップの磁場依存性。
(a) $f = 0$ の場合、(b) $f = 1/2$ の場合。

第7章 まとめ

本研究では、近接効果接合配列が人工的に設計可能であるという特徴を生かして、異方的な接合配列におけるボルテックスのダイナミクスの研究を行った。実験およびシミュレーションの結果から、異方性は、ボルテックスに対するピンニングポテンシャルを劇的に変化させることがわかった。さらに、このポテンシャルの変化を通じて、ボルテックスのダイナミクスは劇的に変化する。シミュレーションの結果から、縦方向と横方向で結合の強さの異なる接合配列においては、超伝導アイランドの位相が異方的に配列したボルテックスが実現することが明らかとなった。

異方的なボルテックスの実現が明らかになったので、ボルテックス間の相互作用を反映した KT 転移への影響を調べた。本研究での接合配列では、KT 転移を観測することはできなかった。ゼロ磁場における接合配列の低電流領域の V-I 特性は、ボルテックスのダイナミクスを反映していることがわかった。

ボルテックスのダイナミクスに起因する分数巨大シャビロステップへの異方性の影響を調べた。本研究では、整数巨大シャビロステップが観測されたが、ステップがなまっており、ステップの高さも低い値となった。ステップがなまるのは、接合配列の不均一性とボルテックスによるデコヒーレンスの影響と考えられる。ステップの高さが低くなるのは、接合配列の不均一性と考えている。分数巨大シャビロステップは観測されなかったが、異方性の違いにより、ボルテックスが流れやすいとデコヒーレンスにより整数巨大シャビロステップが消失することがわかった。

参考文献

- [1] P. G. de Gennes, C. R. Acad. Sci. Ser. B **292**, 9 (1981).
- [2] P. G. de Gennes, C. R. Acad. Sci. Ser. B **292**, 279 (1981).
- [3] S. Alexander, Phys. Rev. B **27**, 1541 (1983).
- [4] R. Rammal, T. C. Lubensky, and G. Toulouse, Phys. Rev. B **27**, 2820 (1983).
- [5] M. S. Rzchowski, S. P. Benz, M. Tinkham, and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **42**, 2041 (1990).
- [6] U. Eckern and A. Schmid, Phys. Rev. B **39**, 6441 (1989).
- [7] T. P. Orlando and K. A. Delin, Phys. Rev. B **43**, 8717 (1991).
- [8] H. S. J. van der Zant, F. C. Fritschy, T. P. Orlando, and J. E. Mooij, Europhys. Lett. **18**, 343 (1992).
- [9] H. S. J. van der Zant, Physica B **222**, 344 (1996).
- [10] H. S. J. van der Zant, D. Berman, T. P. Orlando, and K. A. Delin, Phys. Rev. B **49**, 12945 (1994).
- [11] H. S. J. van der Zant and T. P. Orlando, J. Appl. Phys. **76**, 7606 (1994).
- [12] A. van Oudenaarden and J. E. Mooij, Phys. Rev. Lett. **76**, 4947 (1996).
- [13] A. van Oudenaarden, S. J. K. Vardy, and J. E. Mooij, Phys. Rev. Lett. **77**, 4257 (1996).
- [14] A. van Oudenaarden, B. van Leeuwen, M. P. M. Robbens, and J. E. Mooij, Phys. Rev. B **57**, 11684 (1998).
- [15] S. Watanabe, S. H. Strogatz, H. S. J. van der Zant, and T. P. Orlando, Phys. Rev. Lett. **74**, 379 (1995).

- [16] W. J. Elion, J. J. Wachters, L. L. Sohn, and J. E. Mooij, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2311 (1993).
- [17] L. J. Geerligs, M. Peters, L. E. M. de Groot, A. Verbruggen, and J. E. Mooij, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 326 (1989).
- [18] A. F. Hebard and M. A. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 927 (1990).
- [19] H. S. J. van der Zant, F. C. Fritschy, W. J. Elion, L. J. Geerligs, and J. E. Mooij, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2971 (1992).
- [20] A. Yazdani and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3037 (1995).
- [21] C. D. Chen, P. Delsing, D. B. Haviland, Y. Harada, and T. Claeson, *Phys. Rev. B* **51**, 15645 (1995).
- [22] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).
- [23] D. J. Resnick, J. C. Garland, J. T. Boyd, S. Shoemaker, and R. S. Newrock, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1542 (1981).
- [24] D. W. Abraham, C. J. Lobb, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **26**, 5268 (1982).
- [25] C. J. Lobb, D. W. Abraham, and M. Tinkham, *Phys. Rev. B* **27**, 150 (1983).
- [26] D. Kimhi, F. Leyvraz, and D. Ariosa, *Phys. Rev. B* **29**, 1487 (1984).
- [27] S. Teitel and C. Jayaprakash, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1999 (1983).
- [28] W. Y. Shih and D. Stroud, *Phys. Rev. B* **28**, 6575 (1983).
- [29] W. Y. Shih and D. Stroud, *Phys. Rev. B* **32**, 158 (1985).
- [30] S. P. Benz, M. S. Rzechowski, M. Tinkham, and C. J. Lobb, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 693 (1990).
- [31] D. C. Harris, S. T. Herbert, D. Stroud, and J. C. Garland, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3606 (1991).
- [32] K. Ravindran, L. B. Gomez, R. R. Li, S. T. Herbert, P. Lukens, Y. Jun, S. Elhamri, R. S. Newrock, and D. B. Mast, *Phys. Rev. B* **53**, 5141 (1996).
- [33] H. R. Shea, M. A. Itzler, and M. Tinkham, *Phys. Rev. B* **51**, 12690 (1995).
- [34] M. A. Itzler, R. Bojko, and P. M. Chaikin, *Europhys. Lett.* **20**, 639 (1992).

- [35] M. A. Itzler, G. M. Danner, R. Bojko, and P. M. Chaikin, *Phys. Rev. B* **49**, 6815 (1994).
- [36] H. Courtois, P. Gandit, and B. Pannetier, *Phys. Rev. B* **51**, 9360 (1995).
- [37] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [38] B. D. Josephson, *Adv. Phys.* **14**, 419 (1965).
- [39] P. G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
- [40] N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **132**, 2440 (1963).
- [41] G. Deutscher and P. G. de Gennes, in *Superconductivity*, edited by R. D. Parks (Marcel Dekker, New York, 1969), Vol. 2, P. 1005.
- [42] Y. Krahenbuhl and R. J. Watts-Tobin, *J. Low. Temp. Phys.* **35**, 569 (1979).
- [43] T. Y. Hsiang and D. K. Finnemore, *Phys. Rev. B* **22**, 154 (1980).
- [44] J. Clarke, *Proc. R. Soc. London A* **308**, 447 (1969).
- [45] J. Seto and T. Van Duzer, *Low Temperature Physics LT-13* (Plenum, 1972) Vol. 3, p. 328.
- [46] J. G. Shepherd, *Proc. R. Soc. London* **326**, 421 (1972).
- [47] H. Takayanagi and T. Kawakami, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 2449 (1985).
- [48] J. Pearl, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
- [49] J. R. Phillips, H. S. J. van der Zant, J. White, and T. P. Orlando, *Phys. Rev. B* **47**, 5219 (1993).
- [50] H. S. van der Zant, H. A. Rijken, and J. E. Mooij, *J. Low Temp. Phys.* **82**, 67 (1991).
- [51] S. P. Benz, M. S. Rzechowski, M. Tinkham, and C. J. Lobb, *Phys. Rev. B* **42**, 6165 (1990).
- [52] V. Ambegaokar and B. I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1364 (1969).
- [53] W. C. Stewart, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 277 (1968).
- [54] D. E. McCumber, *J. Appl. Phys.* **39**, 3113 (1968).

- [55] A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53**, 2159 (1977) [Sov. Phys. JETP **26**, 1219 (1968)].
- [56] H. A. Kramers, Physica **7**, 284 (1940).
- [57] C. M. Falco, W. H. Parker, S. E. Trullinger, and P. K. Hansma, Phys. Rev. B **10**, 1865 (1974).
- [58] J. T. Anderson and A. M. Goldman, Phys. Rev. Lett. **23**, 128 (1969).
- [59] M. Simmonds and W. H. Parker, Phys. Rev. Lett. **24**, 876 (1970).
- [60] W. H. Henkels and W. W. Webb, Phys. Rev. Lett. **26**, 1164 (1971).
- [61] C. M. Falco, W. H. Parker, and S. E. Trullinger, Phys. Rev. Lett. **31**, 933 (1973).
- [62] N. F. Pedersen, T. F. Finnegan, and D. N. Langenberg, Phys. Rev. B **6**, 4151 (1972).
- [63] D. A. Vincent and B. S. Deaver, Jr., Phys. Rev. Lett. **32**, 212 (1974).
- [64] R. E. Harris, Phys. Rev. B **10**, 84 (1974).
- [65] R. F. Voss and R. A. Webb, Phys. Rev. B **25**, 3446 (1982).
- [66] R. A. Webb, R. F. Voss, G. Grinstein, and P. M. Horn, Phys. Rev. Lett. **51**, 690 (1983).
- [67] M. Tinkham, D. W. Abraham, and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **28**, 6578 (1983).
- [68] H. S. J. Van Der Zant, C. J. Muller, H. A. Rijken, B. J. Van Wees, and J. E. Mooij, Physica B **152**, 56 (1988).
- [69] E. Simanek, Solid State Commun. **48**, 1023 (1983).
- [70] S. E. Korshunov, Physica B **152**, 261 (1988).
- [71] A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov, and A. Schmid, Physica B **152**, 266 (1988).
- [72] U. Eckern, G. Luciano, and A. Tagliacozzo, Phys. Rev. B **56**, 14686 (1997).
- [73] T. P. Orlando, J. E. Mooij, and H. S. J. van der Zant, Phys. Rev. B **43**, 10218 (1991).

- [74] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, New York, 1995), p. 240.
- [75] I. Rudnick, Phys. Rev. Lett. **40**, 1454 (1978).
- [76] D. J. Bishop and J. D. Reppy, Phys. Rev. Lett. **41**, 1178 (1978).
- [77] M. R. Beasley, J. E. Mooij, and T. P. Orlando, Phys. Rev. Lett. **42**, 1165 (1979).
- [78] A. F. Hebard and A. T. Fiory, Phys. Rev. Lett. **44**, 291 (1980).
- [79] P. A. Bancel and K. E. Gray, Phys. Rev. Lett. **46**, 148 (1981).
- [80] K. Epstein, A. M. Goldman, and A. M. Kadin, Phys. Rev. Lett. **47**, 534 (1981).
- [81] J. P. Carini, Phys. Rev. B **38**, 63 (1988).
- [82] S. T. Herbert, Y. Jun, R. S. Newrock, C. J. Lobb, K. Ravindran, H. K. Shin, D. B. Mast, and S. Elhamri, Phys. Rev. B **57**, 1154 (1998).
- [83] B. I. Halperin and D. R. Nelson, J. Low Temp. Phys. **36**, 599 (1979).
- [84] S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **11**, 80 (1963).
- [85] C. A. Hamilton, Phys. Rev. B **5**, 912 (1972).
- [86] T. D. Clark, Phys. Rev. B **8**, 137 (1973).
- [87] Ch. Leeman, Ph. Lerch, and P. Martinoli, Physica (Amsterdam) **126B**, 475 (1984).
- [88] H. C. Lee, D. B. Mast, R. S. Newrock, L. Bortner, K. Brown, F. P. Esposito, D. C. Harris, and J. C. Garland, Physica B **165 & 166**, 1571 (1990).
- [89] I. M. Dmitrenko and I. K. Yanson, Sov. Phys. JETP **22**, 1190 (1965).
- [90] D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Taylor and R. E. Eck, Phys. Rev. Lett. **15**, 294 (1965).
- [91] Danchi et al., Appl. Phys. Lett. **41**, 883 (1982).
- [92] K. H. Lee, D. Stroud, and J. S. Chung, Phys. Rev. Lett. **64**, 962 (1990).

- [93] J. U. Free, S. P. Benz, M. S. Rzczowski, M. Tinkham, C. J. Lobb, and M. Octavio, Phys. Rev. B **41**, 7267 (1990).
- [94] L. L. Sohn, M. S. Rzczowski, J. U. Free, S. P. Benz, and M. Tinkham, and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **44**, 925 (1991).
- [95] L. L. Sohn, M. S. Rzczowski, J. U. Free, M. Tinkham, and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **45**, 3003 (1992).
- [96] H. C. Lee, R. S. Newrock, D. B. Mast, S. E. Hebboul, J. C. Garland, and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **44**, 921 (1991).
- [97] S. E. Hebboul and J. C. Garland, Phys. Rev. B **43**, 13703 (1991).
- [98] S. Kim, B. J. Kim, and M. Y. Choi, Phys. Rev. B **52**, 13536 (1995).
- [99] L. Van Look, E. Rossel, M. J. Van Bael, K. Temst, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, Phys. Rev. B **60**, R6998 (1999).
- [100] M. S. Rzczowski, L. L. Sohn, and M. Tinkham, Phys. Rev. B **43**, 8682 (1991).
- [101] M. Octavio, J. U. Free, S. P. Benz, R. S. Newrock, D. B. Mast, and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **44**, 4601 (1991).

謝辞

本研究の機会、指導教官の長田俊人助教授に与えていただきました。研究を進めるにあたり常に適切な御指導、御助言をいただき、また日々励まして頂きました。心から感謝申し上げます。

物性研極限環境部門の三浦登教授には、絶えず激励していただくと共に、適切な御助言をして頂きました。感謝の念に耐えません。

物性研極限環境部門の後藤恒昭教授には、輪講において有益な御議論をして頂きました。深く感謝致します。

先端研フォトニクス材料分野の白木清寛教授には、先端研での快適な研究環境のもとで研究させて頂きました。深く感謝申し上げます。

教養学部の深津晋助教授には、4 運ドライブプロセス装置について、多くの御助言を頂きました。また、研究面、生活面において叱咤激励して頂き、教育的に指導して頂きました。心より謝意を表します。

物性研極限環境部門の東堂栄助手には、実験技術、生活面でお世話になりました。大変感謝致しております。

物性研極限環境部門の内田和人技官には、工作技術から日常生活に到るまで、様々な面でお世話になりました。心から感謝しております。

物性研極限環境部門の松田康弘助手には、研究面、生活面において様々な相談に乗っていただきました。心より感謝致します。

物性研極限環境部門の三田村裕幸助手には、輪講において有益な御議論をして頂きました。大変感謝致します。

物性研極限環境部門の光田映弘さんには、コンピューターに関する問題が起きたときに、常に親切に対処法を教えてくださいました。大変感謝致します。

先端研フォトニクス材料分野の宇佐見徳隆助手には、研究全般から、日常生活に到るまで大変お世話になりました。先端研での快適な研究環境のもとで研究することができ、大変感謝しております。

先端研フォトニクス材料分野の大竹省二技官には、クリーンルーム内外の管理、運営を通して非常にお世話になりました。心から感謝しております。

長田研究室大学院生の蔵口雅彦君、中村英達君、野瀬裕之君、井口智明君、小林夏野さんには、ミーティングにおいて貴重なアドバイスを頂きました。有り難うございます。

ここには名前を挙げませんでした。物性研三浦研究室、後藤研究室、先端研フォ
トニクス材料分野の皆さまには、研究生活のみならず日常の様々なことにおいて、大
変お世話になりました。有り難うございました。

最後に、日常生活において常に支えてくれた両親に、大変感謝致します。

学会発表

国内学会発表

1. 齊藤志郎, 長田俊人
"異方性のある2次元近接効果接合配列の磁場中超伝導状態"
日本物理学会(1997年秋の分科会), 神戸大学, 1997年10月5日~8日
2. 齊藤志郎, 長田俊人
"磁場中の異方的2次元近接効果接合配列における電気抵抗の電流方向依存性"
日本物理学会(第53回年会), 東邦大学・日本大学, 1998年3月30日~4月
2日
3. 齊藤志郎, 長田俊人
"近接効果接合配列における磁場中超伝導状態の異方性による変化"
日本物理学会(1998年秋の分科会), 琉球大学・沖縄国際大学, 1998年9月
25日~28日
4. 齊藤志郎, 長田俊人
"異方的な近接効果接合配列におけるホルテックスのダイナミクス"
日本物理学会(2000年春の分科会), 関西大学, 2000年3月22日~3月25日

国際学会発表

1. S. Saito and T. Osada.
"Vortex pinning in anisotropic Josephson junction arrays",
*22nd Int. Conf. on Low Temperature Physics, 4-11 August 1999, Espoo,
Finland, to be published.*

2. T. Osabe, S. Saito, H. Amaya, and T. Osada,
"Control of Vortex Arrangement and Dynamics in Superconducting Networks"
22nd Int. Conf. on Low Temperature Physics, 4-11 August 1999, Espoo, Finland

3. S. Saito and T. Osada,
"Vortex pinning in anisotropic Josephson junction arrays",
Int. Symp. on Mesoscopic Superconductivity, March 8-10, 2000, Atsugi, Japan, to be published.

