

## 論文の内容の要旨

### 論文題名 ナノ構造超伝導体における磁束侵入過程の観察

氏名 土屋 雄司

近年、微細加工技術の発展とともに微細加工を施した超伝導体中の磁束量子を用いたデバイスが精力的に研究されている。特に、従来の半導体素子を超える性能を持つ単一磁束量子素子の開発・応用が活発である。このような磁束量子の応用には、その制御・観察手法の開発が不可欠である。しかし、磁束量子観察に関しては、抵抗・磁化測定など試料全体の物理量の測定は数多くなされているのに対し、磁束量子分布観察など、局所的な測定は数少ない。つまり、ナノ構造加工した超伝導体における磁束量子の運動を観察することで、磁束量子の制御・観察手法に対する知見を得られる。そこで、超伝導薄膜にさまざまな微細加工を施した系における磁束侵入過程を、磁気光学イメージング法を用いて可視化した。磁気光学イメージング法は磁気光学効果を用いて局所磁場を可視化する方法であり、磁性体中で外部磁場に比例して偏光面が回転する Faraday 効果を用いる。本研究の構成は大きく2テーマに分けられる。①2次元周期的ポテンシャル中の磁束量子の運動を観測する正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入の観察と、②反磁場効果を増強した3次元構造ストリップアレーにおける磁束侵入・磁束雪崩の観察である。以下では、各テーマにおける実験結果・考察を示す。

超伝導体を周期的に加工した系は、小空孔を配列したアンチドットアレーと、細線が連結した系であるネットワークに分けられる。均一磁場中の磁束量子の熱的平衡状態は、アンチドットアレーでは磁束量子間の反発相互作用により空孔内と格子間超伝導体中に、ネットワークでは空孔内のみに配置する。また、磁束量子の非平衡状態としては、外部駆動力と、欠陥・空孔の磁束量子に対するピン止め力が拮抗している状態として臨界状態がある。超伝導体では、外部磁場を増加させると臨界状態を形成しながら磁束が侵入する。正方格子アンチドットアレーにおいては、外部磁場を増加させたときの磁束侵入は正方格子の最近接方向(格子平行方向)が磁束量子の容易運動方向であることが知られており、磁束量子が最近接空孔間のみ運動するモデルで説明される。しかし、空孔の形状や大きさに対する磁束侵入の依存性は報告されていない。そこで我々は、図 1(a)のように正方格子超伝導ネットワークを作製し、磁気光学イメージング法により磁束侵入の容易方向を観測した。正方格子ネットワークでは正方形空孔が正方格子状に並び、単位格子は格子定数  $a$ 、線幅  $w$ 、空孔径  $h$  を持つ。異なる  $a$  と  $w$  を持つ 6 領域を同チップ内に配置した。各領域にはスリットが設けられ、その先端からの磁束侵入を観察することで侵入の異方性を測定できる。Nb 正方格子超伝導ネットワーク試料は DC マグネトロンスパッタリング、フォトリソグラフィ、反応性イオンエッチングを用いて、産総研日高氏、永沢氏により作製された。また、 $a$ -MoGe 試料は大阪府大石田氏、Huy 氏により DC マグネトロンスパッタリング、電子ビームリソグラフィ、リフトオフ法を用いて作製された。図 1(b)には Nb 正方格子ネットワークにおける磁束侵入の典型的磁気光学像が示されている。 $a > 8 \mu\text{m}$  では次近接方向(対角方向)に磁束侵入が容易である。この特異な対角磁束侵入について考察するため、磁束侵入の異方性を以下のように定義した。ノイズの 3 倍の磁束密度の等高線を描き、磁束侵入先端を求め、磁束侵入距離の異方性  $\rho$  を、平行・対角方向の先端距離の比とした。 $\rho$  は磁場依存性がほぼない。異方性  $\rho$  の温度  $T$ ・格子定数  $a$  依存性を図 2(a)に示す。対角侵入領域(赤色)が  $T_c$  付近の高温域と 7 K 以下の低温域に分かれた。高温域での対角侵入は、Ginzburg-Landau(GL)自由エネルギーを最小化のために起こる。中井らによる時間発展 GL シミュレーションの結果、超伝導体中のピン止めがない試料での対角侵入が再現されている。この対角侵入は GL エネルギーの最小化のため、遮蔽

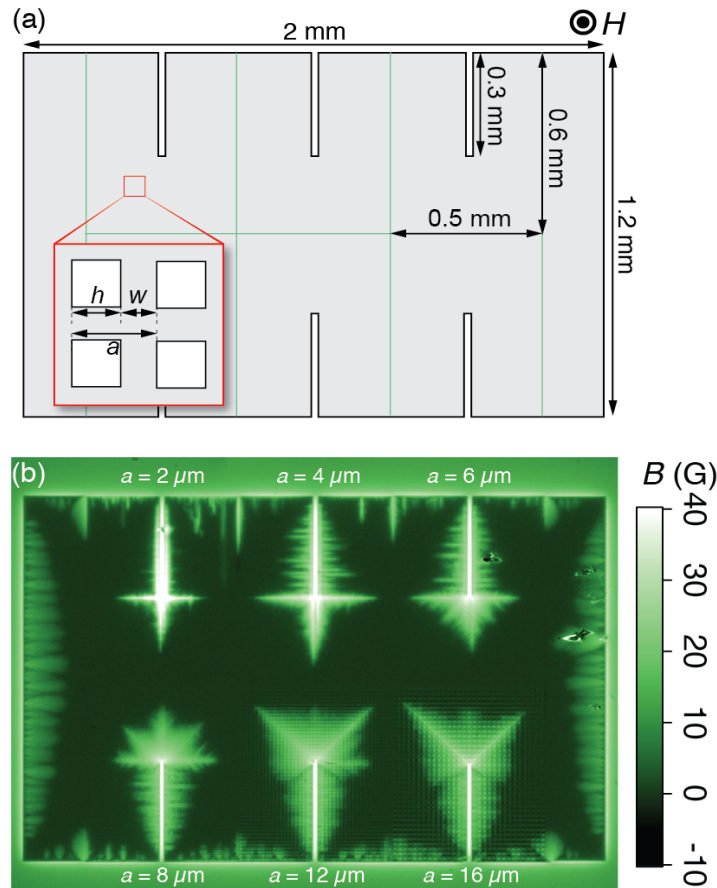


図 1 (a) 正方格子超伝導ネットワーク試料の模式図。(b) 6 K、10 Oe での磁束侵入の磁気光学像。

電流の空間変化・集中を抑えるため起こると考えられる。実験結果からは実効的磁場侵入長  $\lambda_{\text{eff}}$  が格子定数と同程度であるとき対角侵入が起こっていることから、高温域の対角侵入は侵入した磁束間の反発力が增強されることによる GL エネルギーの増加が原因だと考えられる。また、Nb に比べてピン止め力の低い  $a$ -MoGe の試料においては、ピン止め力が小さいほど、高温域での対角侵入と平行侵入の相境界が低温側に移動した。これは、低温になるにしがたい超伝導体中のピン止め力が空孔に捕捉された磁束量子間の反発力を上回ることにより、超伝導体中の臨界状態と空孔のピン止め力によって起こる従来の平行侵入が起こったと考えられる。また、低温域の対角侵入は  $a > 14 \lambda_{\text{eff}}$  で起こり、磁束量子間、磁束量子空孔間の相互作用は十分弱く、GL エネルギー最小化による議論は成立しない。そこで、低温対角侵入の原因は、反磁場効果、熱磁気不安定性による磁束雪崩、正方空孔の角での電流集中が考えられる。膜厚を変化させても、低温対角侵入の相境界は  $a = 14 \lambda_{\text{eff}}$  で一定であった。よって、反磁場効果は対角侵入の原因ではない。また、試料表面に Au 薄膜を蒸着し熱伝導性を良くした試料において、スリット端からの対角侵入は観測されたが、他の領域での磁束雪崩は抑制されていた。よって、対角侵入は磁束雪崩が原因ではない。最後に、空孔頂点付近での電流集中の空間的大きさは、超伝導体での電流電場非線形性  $n$  と欠陥の大きさでスケールされることが知られている。この電流集中は扇状の形状からジェットと呼ばれている。このモデルを検討するため、 $\rho$  の  $w/a-T$  相図を測定した結果を図 2(b) に示す。黒点線は磁束ジェットモデルによるフィッティングを示しており、低温対角侵入と平行侵入の境界をよく再現している。以上の結果・考察をまとめると、正方超伝導ネットワークにおける磁束侵入形状の条件と原因を以下のように説明される。(1)  $a = \lambda_{\text{eff}}$  において、空孔に捕捉された磁束侵入間の反発力が增強され、GL エネルギーの最小化のため対角侵入が起こる。(2)  $a < 14 \lambda_{\text{eff}}$  において、超伝導体中のピン止め力が增強し、磁束量子空孔間の引力のため、平行侵入が起こる。(3)  $w < hn/20$  において、正方空孔の頂点付近での

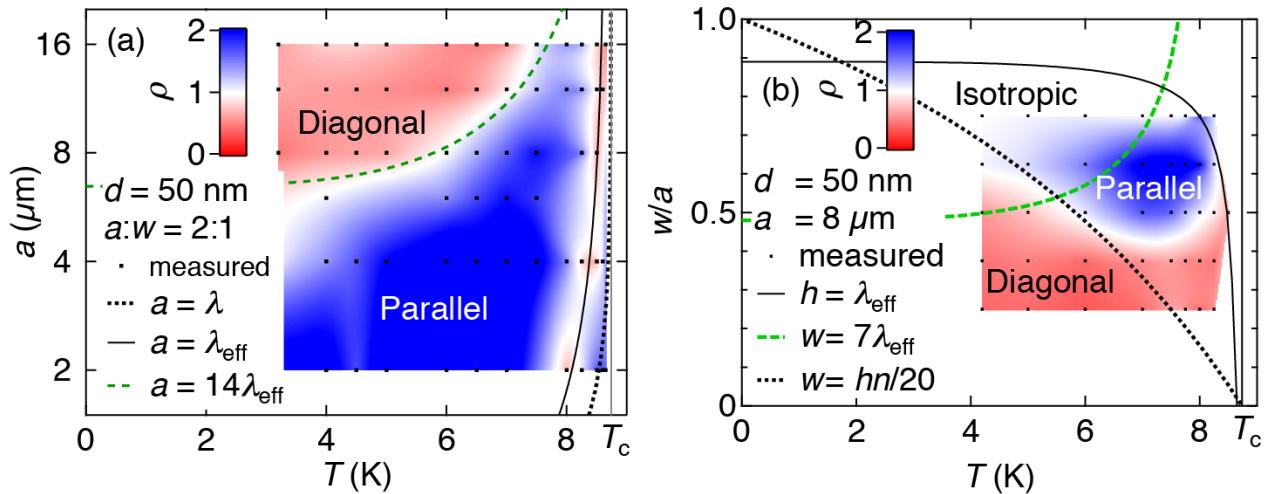


図2 正方格子超伝導ネットワークでの磁束侵入異方性  $\rho$  の(a) $a$ - $T$  相図。(b) $a/w$ - $T$  相図。

磁束 jet による次近接方向の磁束侵入により、対角侵入が起こる。この研究は、正方格子周期的ポテンシャルを導入した超伝導での磁束侵入容易方向が試料形状や温度などによって様々に変化することを示し、その運動に対する試料形状の効果を系統的に観測し、原因を明らかにしたことが重要な点である。

近年、単一磁束量子素子や、自然に存在しない透磁率・誘電率を持つメタマテリアル、高温超伝導 Roebel ケーブルなど、様々な分野で3次元構造超伝導体の応用が注目されている。一方、熱磁気不安定性による磁束雪崩は、超伝導体を用いたデバイスの動作不良を引き起こす。有限幅を持つ試料においては、閾温度以下において磁束雪崩が発生することが知られている。また、磁場を増加させていくと、ある磁場以上で磁束雪崩が発生する。この閾磁場は、薄膜など反磁場効果が強い試料において減少する。最近、異方的透磁率を持つメタマテリアルとして、三角格子状に超伝導ストリップを並べた三角格子ストリップアレーにおいて、反磁場効果が増強されると報告された。そこで、三角格子ストリップアレーの2層を取り出したストリップアレーを作製し、磁束侵入・雪崩の観測を行った。試料は Nb を用いて DC マグネトロンスパッタリング、フォトリソグラフィ、反応性イオンエッチング、カルデラ平坦化を用いて、産総研日高氏、永沢氏により作製された。図3は3次元構造ストリップアレー試料の模式図を示しており、線幅  $w$ 、膜厚  $d_s$  のストリップが間隔  $a_x$  で膜厚  $d_i$  の  $\text{SiO}_2$  絶縁膜を介して積層している。図4(a)は  $a = 9 \mu\text{m}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $d_s = 300 \text{ nm}$ 、 $d_i = 300 \text{ nm}$  の試料の光学像である。図4(b)は同試料における 4 K での磁束侵入・雪崩の磁気光学像を示している。発生箇所が再現しない磁束雪崩が観測された。閾温度は  $0.95 T_c$  であった。同

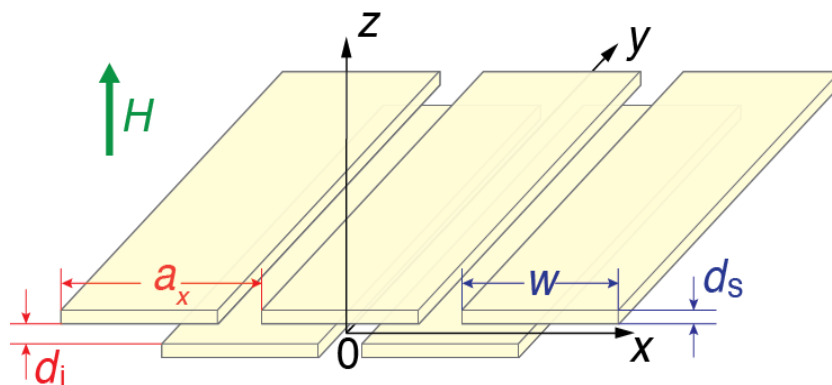


図3 3次元構造ストリップアレーの模式図。

線幅、膜厚の単一ストリップでは、典型的物理パラメータを仮定すると、閾温度は約 1 K と見積もられるこ

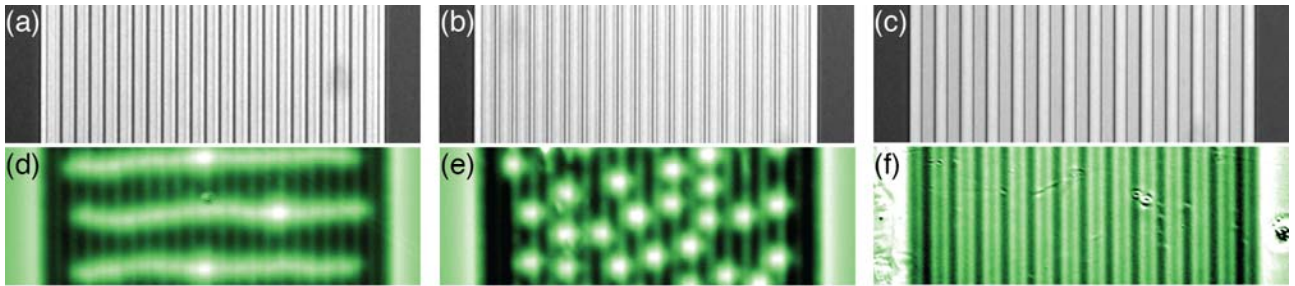


図4 格子定数  $a_x = (a,d)9, (b,e)11, (c,f)16 \mu\text{m}$  の3次元構造超伝導ストリップアレーの光学像と磁気光学像。

とから、磁束雪崩は3次元構造によって起こったと考えられる。また、閾磁場の温度依存性から、単一ストリップを仮定した場合には  $1000 \text{ V/m}$  程度の電場が生じていると見積もられる。典型的な電場の値は  $0.1 \text{ V/m}$  程度であり、3次元構造により電場が増強されていると考えられる。馬渡氏の Bean モデルを仮定した磁束侵入の計算によると、ストリップの重なる領域において、磁束密度が外部磁場の10倍に増強されている。磁束雪崩はこの磁場の増強によって起こると考えられる。次に、複数本のストリップをまたぐ磁束雪崩が観測された。図4(e)、4(f)のように、上下ストリップ間の重なりが小さくなると、この形状の磁束雪崩は発生しない。この磁束雪崩を線状磁束雪崩と呼び、その原因を考察する。 $d_z$ を固定して  $d_x$ を減少させると、線状磁束雪崩が現れた。つまり、線状磁束雪崩の原因は層間での磁束量子の磁氣的接合か、層間熱伝導を介した熱的接合が考えられる。馬渡氏の計算によると、磁力線は試料内でほぼ面内を向いており、磁氣的接合は弱いため、線状磁束雪崩は熱的接合によると考えられる。この研究は、応用上重要である3次元構造を持つ超伝導において、磁束雪崩の発生が容易であること、その条件を明らかにしたことが重要である。

超伝導体中に、微細加工によりナノ構造を作製し磁束量子の運動である磁束侵入・磁束雪崩を、磁気光学イメージング法を用いて観察した。2次元周期ポテンシャル系では、磁束侵入異方性の原因と条件を、格子定数・線幅・温度依存性を系統的に変化させることにより明らかにした。反磁場効果を増強した3次元系では、磁束雪崩の発生条件を明らかにし、特異な線状磁束雪崩が層間熱的接合により起こることを明らかにした。