

博士論文

論文題目 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

目次

第 1 章	概要	11
第 2 章	予備知識	15
2.1	Ginzburg-Landau 理論	15
2.1.1	磁束の量子化	15
2.2	混合状態	17
2.2.1	超伝導体の磁場 H -温度 T 相図	17
2.2.2	混合状態	17
2.3	磁束の運動	19
2.3.1	磁束のピン止め	19
2.3.2	磁束フロー状態、磁束クリープ状態	19
2.3.3	空孔による磁束のピン止め効果	20
2.3.4	臨界状態	21
2.4	微細加工を施した超伝導体における磁束の運動	22
2.4.1	微細加工超伝導体における磁束量子の熱的平衡状態	22
2.4.2	微細加工超伝導体における磁束フロー状態	24
2.4.3	微細加工超伝導体における磁束侵入	26
2.5	磁束雪崩	29
2.5.1	熱磁気不安定性による磁束雪崩	29
2.5.2	磁束雪崩の形状	30
2.5.3	正方格子ネットワークにおける磁束雪崩	32
2.5.4	磁束雪崩の下部しきい磁場	33
2.5.5	磁束雪崩の上部しきい磁場	36
第 3 章	実験手法	38
3.1	磁気光学イメージング法	38
3.1.1	ファラデー効果	40
3.1.2	光強度	40
3.2	セットアップ	41
3.2.1	光学系	41
3.2.2	試料ホルダー	41
3.3	解析方法	42
3.3.1	磁場光強度の校正	42
3.3.2	差像法	43
第 4 章	正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入過程の磁気光学法による観察	45
4.1	背景と目的	45
4.2	試料、実験方法、計算手法	45
4.2.1	異方的磁束侵入の測定方法	45
4.2.2	試料作製方法	46

4.2.3	試料形状	46
4.2.4	実験方法	49
4.2.5	電磁気シミュレーションの手法	50
4.3	実験結果、考察	52
4.3.1	スリット端の形状依存性	52
4.3.2	磁場依存性	53
4.3.3	格子周期 a 依存性	55
4.3.4	線幅 w 依存性	57
4.3.5	膜厚 d 依存性	59
4.3.6	空孔形状依存性	59
4.3.7	熱伝導依存性	60
4.3.8	臨界電流密度 J_c 依存性	61
4.3.9	臨界電流密度の異方性	62
4.3.10	電磁気シミュレーション	63
4.4	結論と今後の展望	66
第 5 章	3次元構造超伝導体における磁束侵入・雪崩観察	67
5.1	背景と目的	67
5.2	試料形状	67
5.3	実験結果と考察	68
5.3.1	磁場依存性	68
5.3.2	磁束雪崩発生箇所の再現性	70
5.3.3	周期 a_x 依存性	70
5.3.4	面内磁場依存性	71
5.3.5	超伝導膜厚 d_s 、絶縁膜厚 d_i 依存性	74
5.3.6	温度依存性	74
5.3.7	Bean モデルを仮定した磁束密度分布の有限要素法による計算	76
5.3.8	線状磁束雪崩の原因	77
5.3.9	しきい磁場	79
5.3.10	しきい温度	84
5.4	まとめと結論	89
5.5	今後の展望	90
第 6 章	総括	93
6.1	正方格子超伝導ネットワークにおける異方的磁束侵入の観察	93
6.2	3次元構造超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩の観察	94
付録 A	Labview プログラム概要	96
A.1	制御する機器	96
A.1.1	Hamamatsu ORCA-ER	96
A.1.2	OXFORD ITC503	97
A.1.3	Takasago AP-1628T	97
A.2	実験シーケンス例	97
A.2.1	励磁過程	97
A.2.2	reference 測定	98
A.2.3	磁束雪崩しきい磁場測定	98

付録B 測定ノイズ	100
B.1 フォトンショットノイズ	100
B.2 ダークノイズ	100
B.3 リードアウトノイズ	100
B.4 トータルノイズ	101

目次

2.1	穴の空いた超伝導体の模式図。Cは超伝導領域内で超伝導電流が流れていない領域での周回積分経路。 Φ は経路C内にあるフラクソイド。	16
2.2	円筒Snでの転移温度 T_c の円筒方向に印加した磁場 H 依存性 [22]。 T_c は H に対して、円筒に磁束量子が整数倍対応する磁場を周期として Little-Parks 振動する。	16
2.3	格子定数 $6\ \mu\text{m}$ 、線幅 $2\ \mu\text{m}$ の $80\ \text{nm}$ 厚Al正方格子超伝導ネットワークにおける転移温度 T_c の磁場 H 依存性 [23]。マッチング磁場の $1/2$ 、 $1/3$ 、 $1/4$ 、 $2/5$ などの有理数分数マッチング効果。	16
2.4	(a) 第一種、(b) 第二種超伝導体における磁場温度相図。第一種超伝導体において臨界磁場 H_c 以下で超伝導相。第二種超伝導体において上部臨界磁場 H_{c2} 以下で超伝導相、ただし、下部臨界磁場 H_{c1} 以上では混合状態相。	17
2.5	第二種超伝導体中の磁束量子周辺の超伝導秩序パラメータ ψ と、磁束密度 B の半径方向距離 r 依存性の模式図。	18
2.6	(a) linear スケール、(b) 対数スケールでの磁束クリープ状態における電場の電流密度依存性。電流密度は臨界電流密度 J_c 、電場はしきい電場 E_c でそれぞれ規格化している。赤線は単一磁束ピン止めモデル($\mu = 1/7$)、黒線は冪乗モデルを示している。	20
2.7	(a) バルク超伝導体、(b) 薄膜超伝導体の臨界状態における磁束量子分布の模式図。試料幅は w 、印加磁場を H とした。緑丸は磁束量子を表しており、緑線、赤線はそれぞれ磁束密度 B 、電流密度 J プロファイルを示している。磁束侵入先端距離(磁束量子が存在する領域の試料端からの距離)を l とした。	21
2.8	Nb 正方格子アンチドットアレーにおける磁束配置の Lorentz 顕微鏡像 [49]。膜厚 $d < 100\ \text{nm}$ 、格子定数 $0.83\ \mu\text{m}$ 、アンチドットの直径 $30\ \text{nm}$ 。マッチング磁場の(A) $1/4$ 、(B) $1/2$ 、(C) 1 、(D) $3/2$ 、(E) 2 、(F) $5/2$ 、(G) 3 、(H) 4 倍の外部磁場で $4.5\ \text{K}$ まで磁場中冷却時。	23
2.9	格子定数 $0.95\ \mu\text{m}$ 、線幅 $0.25\ \mu\text{m}$ のNb正方格子ネットワークにおける磁束量子配置の(上)走査型ホール素子顕微鏡像と(下)配置の模式図 [51]。マッチング磁場の $0 \sim 1.37$ の範囲での磁束量子配置の磁場依存性を示している。	24
2.10	10×10 Pb 有限正方格子超伝導ネットワーク($T_c = 7.2\ \text{K}$)における(左)マッチング磁場の 0.5 倍の磁場中冷却時の $4\ \text{K}$ における磁束密度分布、(右)磁束量子配置の模式図 [55, 58]。白線は $50\ \mu\text{m}$ のスケールバーである。	25
2.11	Ginzburg-Landau 方程式から計算された 10×10 有限正方格子超伝導ネットワークにおける(左) $0.9T_c$ 、(右) $0.56T_c$ におけるマッチング磁場の 0.25 倍の磁場下での磁束量子配置の模式図 [56, 57]。	25
2.12	(左)Pb 正方格子正方空孔アレーの模式図 [59]。灰色の領域は、格子定数 $1.5\ \mu\text{m}$ 、空孔径 $0.6\ \mu\text{m}$ の正方格子正方空孔アレーを作製した領域を、黒点は電圧端子の位置をそれぞれ示す。(右) $7.17\ \text{K}$ 、 $10 \sim 22\ \text{G}$ の磁場下での実効的電流の向きに対する電圧端子間電圧の角度依存性。	25
2.13	(左-a) ピン止めアレーと駆動力と運動方向の角度の定義 [60]。正方格子平行方向から角度 α 方向に駆動力、角度 θ 方向に磁束量子の平均速度ベクトルをとる。(左-b) 正方格子ポテンシャルの形状。(右) 駆動力の大きさと方向に対する磁束量子の運動方向の変化。	26

2.14	100 nm 厚、空孔径 2 μm 、格子定数 10 μm の YBCO 正方格子アンチドットアレーにおける 4.2 K での磁束侵入の磁気光学像の磁場依存性 [13]。(a) 試料の方向と角度 α の定義。赤点線は試料外形、黒実線の井の字は正方格子の方向を示している。(a)100、(b)60、(c)160、(d)250、(e)300 Oe における磁気光学像。	27
2.15	YBCO 正方格子アンチドットアレーにおける磁束侵入の走査型 Hall 素子顕微鏡像 [61]。ゼロ磁場冷却後、(a) 1、(b) 4、(c) 32 Oe の外部磁場を印加。走査範囲は $32 \times 32 \mu\text{m}^2$ 。矢印は磁束量子の運動すると考えられる方向。	27
2.16	50 nm 厚の Pb 薄膜上に格子定数 2 μm 、ドット径 1.52 μm の正方格子磁気ドットアレーを作製した円盤試料における磁束侵入の磁気光学像の磁気ドットの磁化依存性 [62]。(a) 磁気ドットの磁化を T_c 以上の温度で減衰交流磁場により消磁後の磁束侵入。(b) 磁気ドットをすべて外部磁場と平行方向に磁化させた場合の磁束侵入。(c) 磁束侵入形状から見積もった円盤の中心から磁束侵入先端までの距離の角度依存性。	28
2.17	(左) 試料形状。(中) 平行方向の磁束侵入の計算結果。(右) 対角方向の磁束侵入の計算結果。	28
2.18	ピン止めのない正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入の時間発展 Ginzburg-Landau シミュレーション [63]。格子定数 $80\xi_0$ 、細線幅 (左) $44\xi_0$ 、(右) $20\xi_0$ 。	29
2.19	磁束雪崩の時間発展の模式図。(a) 局所的な温度上昇による磁束量子の運動。(b) 周囲、外部への熱伝導により磁束量子の運動・温度上昇が収束。(c) 温度上昇によりさらに磁束量子の運動を誘起。(d) 熱が発散。	30
2.20	バルク Nb 円盤における磁束雪崩の磁気光学像 [83]。	31
2.21	YBCO 薄膜における remanent 状態で加熱レーザーを照射したときの磁束雪崩の磁気光学像 [65]。	31
2.22	Nb 薄膜における磁場中冷却後、(a) 7.42 K、(b) 5.97 K、(c) 3.30 K における減磁過程での磁束雪崩の磁気光学像 [87]。	32
2.23	MgB ₂ 薄膜における (a)3.3 K、(b)9.9 K、(c)10.5 K における磁束雪崩の磁気光学像 [84]。	32
2.24	熱磁気シミュレーションによる磁束雪崩形状の熱伝導度、外部への熱伝導係数、比熱依存性 [94]。	33
2.25	Pb 正方格子超伝導ネットワークにおける磁束雪崩形状の温度依存性 [80]。(a)4.5 K、(b)5.5 K、(c)6 K、(d)6.5 K での磁気光学像。	34
2.26	MoGe 超伝導正方格子正方空孔アレーにおける磁束雪崩の磁気光学像 [96]。	35
2.27	超伝導正方格子正方空孔アレーにおける磁束雪崩の磁気光学像の熱磁気シミュレーション結果 [96]。	35
2.28	各種磁束雪崩しきい磁場の温度依存性。	36
2.29	NbN 薄膜における磁束雪崩の磁気光学像の磁場依存性 [99]。	37
3.1	傾いた外部磁場に対する磁気異方性係数のある試料における磁化の方向の模式図。	39
3.2	ファラデー効果の模式図。物質の厚さ d 、偏光の進行方向の印加磁場 H に比例して、偏光面がファラデー回転角 θ_F 回転する。	40
3.3	磁気光学イメージング装置。	42
3.4	磁気光学イメージング装置の模式図。L は光源、F はバンドパスフィルター、P は偏光子、B はビームスプリッター、O は対物レンズ、G はインジケータガーネット膜、M は反射用ミラー層、S は試料、A は偏光子、C は CCD を示している。	42
3.5	(左) 試料ホルダーの模式図。(右) 試料とインジケータ膜周辺の模式図。	43
3.6	典型的なセットアップにおける磁気光学装置によって得られた像の強度平均 I の、面垂直磁場 H 依存性。黒実線は、式で示された 2 次関数フィッティング曲線である。	43

4.1	直線の試料外周に対して (a)0°、(b)45° 傾いた正方格子ネットワークを配置したときの磁束侵入 [23]。 (c) 円形の試料に対する磁束侵入 [13, 61, 126]。 (d) スリット周辺に正方格子ネットワークを配置したときのスリット端からの磁束侵入。	45
4.2	Nb-ci の (a) 模式図、(b) 光学像。	47
4.3	Nb-sq の (a) 模式図、(b) 光学像。	47
4.4	(a) 正方格子超伝導ネットワークの光学像。(b) 正方格子超伝導ネットワークの模式図。一辺 h の正方空孔が格子定数 a 、線幅 w の正方格子状に並んでいる単位格子を持つ。	48
4.5	試料 Nb-v の模式図。(a) 空孔径の模式図。(b) 空孔の辺の半分と対角方向の頂点までの距離が等しい。(c) 空孔の辺と対角方向の頂点までの距離が等しい。	48
4.6	電流電圧輸送特性測定用の試料 Nb-iv の光学像。白実線のスケールは 200 μm の長さである。	49
4.7	磁束侵入の磁気光学イメージングの手順の模式図。	49
4.8	磁場コントラストの低い磁束侵入の磁気光学イメージングの手順の模式図。	50
4.9	(a) 局所磁化 g と電流 J の概念図。(b) 局所磁化 g とカーネル Q による磁束密度の計算の概念図。	51
4.10	電磁気シミュレーションに用いた試料形状の外形と周期境界条件の模式図。色が濃い領域の局所磁化の時間発展を計算。格子定数 a 、線幅 w の正方格子状に、 5×9 個正方空孔が並ぶ。境界条件は、上辺で鏡像、左右方向には周期的境界条件を課した。	52
4.11	典型的な磁気光学像。	53
4.12	(a) 正方格子超伝導ネットワーク Nb-sq における磁束侵入の磁気光学像。(b)Nb-ci における磁束侵入の磁気光学像 [126]。	53
4.13	$d = 50 \text{ nm}$ 、 $a = 8 \mu\text{m}$ 、 $w = 4 \mu\text{m}$ 、の正方格子超伝導ネットワークへの磁束侵入の磁気光学像の磁場依存性。4.2 K、外部磁場 (a)1 Oe、(b)3 Oe、(c)5 Oe、(d)7 Oe、(e)9 Oe。	54
4.14	(a) $d = 50 \text{ nm}$ 、 $a = 8 \mu\text{m}$ 、 $w = 4 \mu\text{m}$ 、 $H = 9 \text{ Oe}$ の正方格子超伝導ネットワークへの 4.2 K での磁束侵入の磁気光学像。(b) 磁束侵入先端距離 l_θ の角度 θ 依存性。(c) 磁束侵入異方性 l_{0°/l_{45° の外部磁場 H 依存性。	54
4.15	試料 Nb-a における磁束侵入の磁気光学像。 $a = 12 \mu\text{m}$ 、 $w = 6 \mu\text{m}$ 、(a)3.5 K、(b)8 K、(c)8.6 K。 $a = 2 \mu\text{m}$ 、 $w = 1 \mu\text{m}$ 、(d)7 K、(e)8 K、(f)8.6 K。(g) 磁束侵入先端異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ の a - T 相図。	55
4.16	スリット端から正方格子ネットワークに (a) 対角侵入、(b) 平行侵入した状態での遮蔽電流の模式図。	57
4.17	試料 Nb-wa における磁束侵入の磁気光学像。 $a = 8 \mu\text{m}$ 、 $w/a = 0.625$ 、(a)4.2 K、(b)7.5 K、(c)8.25 K。7.5 K、 $w/a =$ (d)0.25、(e)0.5、(f)0.75。(g) 磁束侵入先端異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ の w/a - T 相図。	58
4.18	(a)45° 傾いた正方空孔に対し平行に電流が流れるときの電流分布の模式図。(b) 右下から左上方向に遮蔽電流が流れるときの、左下空孔から発生する磁束ジェットの様子の模式図。	59
4.19	試料 Nb-a における磁束侵入異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ の a - T 相図。格子定数 $a = 2 \sim 16 \mu\text{m}$ 、 $w/a = 0.5$ 、膜厚 $d =$ (a)100 nm、(b)300 nm。	59
4.20	試料 Nb-v における磁束侵入の磁気光学像 [141]。 $\gamma = 0.7$ での $a = 4 \mu\text{m}$ 、(a)4 K、(b)8 K、 $a = 16 \mu\text{m}$ 、(c)4 K、(d)8 K。 $\gamma = 1$ での $a = 4 \mu\text{m}$ 、(e)4 K、(f)7.5 K、 $a = 16 \mu\text{m}$ 、(g)4 K、(h)7.5 K。 $\gamma = 1.4$ での $a = 4 \mu\text{m}$ 、(i)4 K、(j)8 K、 $a = 16 \mu\text{m}$ 、(k)4 K、(l)8 K。	60
4.21	(a) 試料 Nb-a の 4.2 K、6 Oe での磁束侵入の磁気光学像。(b) 試料 Nb-thm の 4.2 K、10 Oe での磁束侵入の磁気光学像。	61
4.22	試料 Nb-a の (a) 光学像、(b)4.2 K、6 Oe での磁束侵入の磁気光学像。試料 Nb-thm の (c) 光学像、(d)4.2 K、10 Oe での磁束侵入の磁気光学像。	61

4.23	試料 MoGe-jc における磁束侵入の磁気光学像。 $j_{c0} = 1.5 \times 10^{10}$ A/m ² の試料における (a)3.4 K、4 Oe、(b)6.5 K、0.5 Oe での磁気光学像。 $j_{c0} = 5.5 \times 10^9$ A/m ² の試料における (c)3.2 K、2 Oe、(d)6.5 K、0.4 Oe での磁気光学像。	62
4.24	(a) $j_{c0} = 1.5 \times 10^{10}$ A/m ² 、(b) $j_{c0} = 5.5 \times 10^9$ A/m ² の試料 MoGe-jc における磁束侵入先端異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ の a - T 相図。	62
4.25	試料 Nb-iv における電場 E の電流密度 J 依存性。	63
4.26	(a) 試料 Nb-iv における 6 K、磁場 18 ~ 120 Oe 下での電場 E の電流密度 J 依存性。(b)6 K での $J_c(45^\circ)/J_c(0^\circ)$ の磁場依存性。	63
4.27	$J_c(45^\circ)/J_c(0^\circ)$ と磁束侵入先端距離 l_{45°/l_{0° の温度依存性。	64
4.28	$a = 11 \mu\text{m}$ 、 $w = 6 \mu\text{m}$ 、 $d = 50 \text{ nm}$ の超伝導ネットワークにおける、外部磁場 (a) 8.7×10^{-6} 、(b) 1.1×10^{-5} 、(c) 2.1×10^{-5} 、(d) 7.6×10^{-8} 、(e) 1.2×10^{-7} 、(f) 2.0×10^{-7} T での磁束侵入時の磁束密度分布の計算結果。(a-c) は $n = 3$ 、(d-f) $n = 10$ 、 $J_c d = 1.5$ A/m。赤線は磁束侵入先端。	64
4.29	(a) と (b) はそれぞれ図 4.28(c) と (f) の条件での電流密度分布。	65
4.30	$a = 32 \mu\text{m}$ 、 $w = 16 \mu\text{m}$ 、 $d = 50 \text{ nm}$ の試料 Nb-a における磁束侵入の磁気光学像。5 K、(a)15 Oe、(b)20 Oe。赤枠は試料端。(c,d) 薄膜極限を仮定した (a) と (b) での電流密度分布。	65
5.1	Nb 超伝導ストリップアレーの模式図。超伝導膜厚 d_s 、絶縁膜厚 d_i 、ストリップ幅 w 、ストリップ周期 a_x で 2 層にわたって半周期ずれたストリップアレーが配置している。	67
5.2	3 次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200 \text{ nm}$ 、 $d_i = 200 \text{ nm}$ 、 $a_x = 9 \mu\text{m}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$) における、ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 60 \sim 200$ Oe まで増加したときの磁気光学像差像。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとした。	68
5.3	3 次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200 \text{ nm}$ 、 $d_i = 200 \text{ nm}$ 、 $a_x = 13 \mu\text{m}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$) における、ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 60 \sim 200$ Oe まで増加したときの磁気光学像差像。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとした。	69
5.4	3 次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200 \text{ nm}$ 、 $d_i = 200 \text{ nm}$ 、 $a_x = 16 \mu\text{m}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$) における、ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 60 \sim 200$ Oe まで増加したときの磁気光学像差像。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとした。	69
5.5	3 次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 300 \text{ nm}$ 、 $d_i = 50 \text{ nm}$ 、 $a_x = 9 \mu\text{m}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$) の (a) 光学像、(b-d)4.2 K までゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 100$ Oe を印加したときの磁気光学像。(e)(b-d) の磁気光学像を赤緑青のチャンネルとして合成した磁気光学像。	70
5.6	3 次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200 \text{ nm}$ 、 $d_i = 200 \text{ nm}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $a = 9 \sim 16 \mu\text{m}$) における、ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 90$ Oe まで増加したときの磁気光学像差像の a_x 依存性。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとした。	71
5.7	3 次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200 \text{ nm}$ 、 $d_i = 200 \text{ nm}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $a_x = 13 \mu\text{m}$) の (a) 光学像、(a-1)~(c-1) ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 55 \sim 80$ Oe まで増加したときの磁気光学像差像の面内磁場 H_x 依存性。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとした。	72
5.8	磁束雪崩発生箇所の面内磁場依存性の模式図。(a) x - z 平面における、面内磁場 $H_x > 0$ 、面垂直磁場 $H > 0$ での磁力線の模式図。(b) x - y 平面における上層側から試料を見たときの磁束雪崩発生箇所の模式図。	72
5.9	3 次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200 \text{ nm}$ 、 $d_i = 200 \text{ nm}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $a_x = 9 \mu\text{m}$)、4.2 K、 $H = 90$ Oe における、線状磁束雪崩の磁気光学像の面内磁場依存性。それぞれの面内磁場は $H_x =$ (a)-60 Oe、(b)120 Oe である。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとして磁気光学差像を示している。赤い丸は Particle analyse の結果示された磁束雪崩発生箇所。内挿図は各図での白枠で示された領域の拡大図。青い領域は上層ストリップを示している。	73

5.10 (a) 測定した試料の d_i と d_s のグラフ。 $d_s = \lambda$ を点線で示している。(b-g) 図 (a) で示された d_s 、 d_i を持つ 3 次元超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩の磁気光学像。	74
5.11 単一ストリップにおける磁束雪崩のサイズの模式図。ストリップに対して垂直方向の磁束雪崩の長さを d_x 、ストリップに平行方向の長さを d_y と呼ぶ。	75
5.12 磁束雪崩のサイズの温度依存性 [19]。	75
5.13 3 次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm、 $w = 8$ μ m、 $a_x = 9$ μ m) における磁気光学像の 4.2 から 8.5 K までの温度依存性。	76
5.14 (a) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm、 $w = 8$ μ m、 $a_x = 9$ μ m における磁束雪崩幅付近の磁束密度プロファイル。(b) ガウス関数でフィッティングした磁束雪崩幅 d_y の温度依存性。	76
5.15 (a) $a_x = 9$ μ m、(b) $a_x = 13$ μ m、 $w = 8$ μ m、 $d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm の 3 次元超伝導ストリップアレーにおける Bean モデルを仮定した磁束侵入過程での外部磁場を $0.1J_c d$ を印加したときの磁束密度分布。カラースケールは磁束密度の絶対値を、黒線は磁力線を、黒点線は試料外形を示す。	77
5.16 面間で磁氣的に結合した磁束量子の模式図。上下層の磁束量子はそれぞれの漏れ磁場によって、上から見たとき同じ位置にいる状態が一番安定。	77
5.17 面間の熱的結合による線状磁束雪崩の時間発展の模式図。赤枠で示された領域は発熱、黄色矢印は磁束雪崩の発展、黒矢印は層間の熱伝導を示している。	78
5.18 $w = 8$ μ m の 3 次元超伝導ストリップアレーにおける 3.3 K までゼロ磁場冷却後の励磁過程での 1 Oe の磁場変化に対する磁場差像。 $a_x = 12$ μ m、(a)58 Oe、(b)59 Oe、(c)60 Oe、 $a_x = 9$ μ m、(d)74 Oe、(e)75 Oe、(f)76 Oe。	80
5.19 (a) $d_s = 50$ nm、 $d_i = 50$ nm、(b) $d_s = 100$ nm、 $d_i = 100$ nm、(c) $d_s = 200$ nm、 $d_i = 200$ nm、(d) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 300$ nm、(e) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm、(f) $d_s = 500$ nm、 $d_i = 50$ nm、 $a_x = 9 \sim 16$ μ m、 $w = 8$ μ m の 3 次元超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩しきい磁場 H_{th} の温度依存性。	81
5.20 磁束雪崩のしきい磁場 H_{th} の温度依存性。 $d_s = 200$ nm 厚の単一ストリップにおいて、電場 $E = 1$ V/m として、(赤実線) 有限幅、空間不均一性、基板への熱伝導を考慮した場合、(オレンジ実線) 無限幅、空間不均一性、基板への熱伝導を考慮した場合、(緑実線) 無限幅、空間的に均一、基板への熱伝導を考慮した場合、(青実線) 無限幅、空間的に均一、基板への熱伝導を無視した場合。(紫実線) $d_s = 200$ nm、 $w = 8$ μ m の単一ストリップにおけるストリップ中心まで磁束侵入する磁場。	82
5.21 単一ストリップにおける磁束雪崩のしきい磁場 H_{th} の温度依存性。 $d_s = 200$ nm、 $w = 8$ μ m の単一ストリップにおいて、電場 $E = 1 \sim 10^4$ V/m と変化させた。	83
5.22 Nb、MgB ₂ 単一ストリップにおける磁束雪崩のしきい磁場 H_{th} の温度依存性 [97]。 $d_s = 500$ nm、 $w = 1.8$ mm の単一ストリップにおいて、電場 $E = 0.2$ V/m を仮定している。	84
5.23 磁束雪崩しきい磁場 H_{th} の a_x 依存性。 $w = 8$ μ m、(a) $d_s = 50$ nm、 $d_i = 50$ nm、(b) $d_s = 100$ nm、 $d_i = 100$ nm、(c) $d_s = 200$ nm、 $d_i = 200$ nm、(d) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 300$ nm、(e) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm、(f) $d_s = 500$ nm、 $d_i = 50$ nm、の試料。	85
5.24 Meissner 状態の 3 次元構造超伝導ストリップアレーの面垂直方向に磁場を印加した場合の磁場の増強の模式図。	86
5.25 磁束雪崩しきい磁場 H_{th} の a_x - T 相図。測定点は黒点、 H_{th} はカラースケールで表されている。(a) $d_s = 50$ nm、 $d_i = 50$ nm、(b) $d_s = 100$ nm、 $d_i = 100$ nm、(c) $d_s = 200$ nm、 $d_i = 200$ nm、(d) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 300$ nm、(e) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm、(f) $d_s = 500$ nm、 $d_i = 50$ nm、 $w = 8$ μ m の試料。	87
5.26 磁束雪崩発生しきい温度 T_{th} の d_s 依存性。実線は電場を固定した幅 8 μ m の単一ストリップにおける式 (2.32) から求まる T_{th} の d_s 依存性。丸は、ストリップ周期 $a = 9$ μ m の 3 次元超伝導ストリップアレーにおけるしきい温度の実験値。	88

5.27	磁束雪崩発生しきい磁場 H_{th} の温度依存性 a_x - T 相図。 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $d_s = 200 \text{ nm}$ の単一ストリップにおいて、電場 $E[\text{V/m}] = 2.7 \times 10^3(1 - a_x[\mu\text{m}]/15)$ とした。	89
5.28	図 5.27 における磁束雪崩しきい磁場 H_{th} の (a) T プロファイルと (b) a_x プロファイル。	89
5.29	3 層の 3 次元構造超伝導ストリップアレーの模式図。緑曲線は磁力線を示す。上下層の試料外側に比べ、中層の磁力線は曲率半径が小さく、強い反磁場効果が期待される。	91
5.30	中層のストリップアレーが一方方向にずれた 3 層の 3 次元構造超伝導ストリップアレーの模式図。緑曲線は磁力線を示している。右から回る磁力線に比べて、左の磁力線の、中層周辺における曲率半径は小さい。	92
A.1	磁気光学イメージング装置に用いる周辺装置の模式図。	96
A.2	ゼロ磁場冷却後の励磁過程での磁気光学イメージングシーケンス。	97
A.3	reference 測定での磁気光学イメージングシーケンス。	98
A.4	磁束雪崩しきい磁場測定での磁気光学イメージングシーケンス。	99

表 目 次

2.1	超伝導アンチドットアレーと超伝導ネットワークの定義、特性。	23
2.2	微細加工を施した超伝導体における磁束の運動の研究のまとめ。	29
2.3	図 2.28 に表された磁束雪崩発生しきい磁場 H_{th} のそれぞれの仮定。	35
4.1	正方格子超伝導ネットワーク試料の特性表。	47
4.2	磁気光学イメージングの典型的パラメータ。	50
4.3	正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入異方性の原因。	66

第1章 概要

第二種超伝導体において磁束は量子化され磁束量子として侵入する。磁束量子の中心では超伝導が破れており、磁束の湧き出しがないことから超伝導体中において磁束量子は途切れずに貫く。その周りでは渦状に超伝導電流が流れていることから、超伝導体中の磁束量子は渦糸と呼ばれる。渦糸同士は渦電流によって互いに反発力を持ち、超伝導体中で規則的に配列する [1]。ところで、固体物理における結晶は、温度、圧力によって液体相などに相転移する。渦糸の物理でも同様に、温度、磁場によって相が決定される。また、磁束量子は駆動力に応じて磁束クリープ、磁束フロー状態をはじめ様々に振る舞う [2]。このように、超伝導体における磁束量子は多粒子系の物理を織り成しており、物理学の研究分野として非常に魅力的である。巨視的量子現象としての超伝導における最大の利点の1つは試料の加工性である。超伝導体の形状を加工することによって、磁束量子に対するポテンシャルや、多重連結した量子状態を容易に作製できる。また、近年の微細加工技術の発展によって、nm スケールで超伝導体を加工できるようになってきている。超伝導体における磁束量子は、粒子の生成・消滅が簡便に行えること、さらに反粒子が存在することも魅力の一つである。外部磁場を変化させれば磁束量子は試料端を通して、生成・消滅が可能である。渦電流の向きが逆である磁束量子は、反磁束量子として2次元量子系における粒子・反粒子の束縛状態で起こる Kosterlitz-Thouless 転移が現れることが知られている [3, 4]。磁束量子同士、磁束量子と超伝導体中の欠陥の相互作用によって自己組織化臨界状態が実現され、磁束量子の運動は粒子の質量を無視して良い overdamping 系であることから、自己組織化臨界状態の良い研究の舞台であるとされている [5]。以上のように、基礎学問的立場から、超伝導体における磁束量子の物理は、その多様な振る舞いのために精力的に研究されている。その研究のほとんどにおいて磁束量子の運動を測定する際には輸送測定、磁化測定など、試料全体の物理量が測定されてきた。一方、超伝導体における磁束量子の振る舞いをより深く理解するためには、局所的な磁束量子の運動を可視化することが必要となる。また、現在まで局所的な測定は数少なく、空孔などによる負のポテンシャル中で、磁束量子がどのように配置するかという簡単な問題さえ完全には解決していない。そこで本研究では、ナノ構造超伝導体における磁束量子の運動を局所磁束密度測定によって明らかにすることを目的として、大きく2つのテーマについて研究を行った。正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入過程の観察、3次元構造超伝導体における磁束雪崩の観察である。

正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入過程の観察

電磁氣的に磁束量子の駆動が容易であることから、磁束量子を用いた素子の応用に向けた開発が盛んに行われている。例として、単一磁束量子素子について紹介する。近年大規模集積回路を構成する CMOS トランジスタは nm スケールまで微細化され、量子力学的効果により高性能化が行き詰まっている。そのため、異なる機構で動作するデバイス、いわゆる Beyond CMOS の開発が盛んに行われている。その中でも、超伝導体における単一の磁束量子を情報の単位として用いたデバイスが注目を集めている。単一磁束量子デバイスは、従来の半導体素子の 100 倍の演算速度、1000 分の 1 の消費電力で動作し、集積化・大型化に際して問題となる発熱量が微量であるためにシステムの小型化が可能である [6]。他には、メサ型層状超伝導体中の固有 Josephson 接合における超伝導プラズマ共鳴を利用したコヒーレントな THz 波発振素子が盛んに研究されている。20 世紀に行われていたコヒーレント電磁波の開発は、電波から始まり、4 桁の波長域を飛び越えて光学的波長域に達した。また、THz の周波数を持つ電磁波は格子振動、分子間相互作用などの波長域に相当するため、医学から天体まで、様々な分野での応用が期待されている。近年、銅酸化物超伝導体での固有 Josephson 接合内における Josephson 磁束の運動によって発生する超伝導プラズマの共鳴

により、位相の揃った THz 光が放出されることが発見され、THz 波発振装置として期待され、精力的に研究が行われている [7]。また、磁束量子は消滅しないために、ポテンシャル中に閉じ込めることで記憶装置または演算装置、粒子を模擬的に運動させる系として使用できる。このため、cellular automata の良い実現環境であると考えられ、精力的に研究が行われている [8]。SQUID 磁束計や単一磁束量子素子において、素子内での磁束量子の意図しない運動はノイズを生じる原因となる [9]。つまり素子のパフォーマンスを向上させるには、磁束量子を効率的にピン止めすること、または掃き出す機構が不可欠である。この要請を受けて、超伝導体に小さい空孔を配列させたアンチドットアレー、非対称な空孔による磁束量子に対する非対称ポテンシャルをもちいた整流効果 (ラチェット効果) などが精力的に研究されている [10, 11]。このような周期的ポテンシャル中における磁束量子の運動は、格子形状、磁気ドットによるピン止め、超伝導物質依存性など、様々な研究がなされている。格子の周期である格子定数に対し、空孔径の小さい系をアンチドットアレー、空孔が十分大きく空孔間の距離が格子定数より小さい系を超伝導ネットワークと呼ぶ。これらの系において、磁気抵抗のマッチング効果、転移温度の磁場依存性、試料の外形が有限である場合の閉じ込め効果などの研究が行われている [12]。そして、最も単純な格子の 1 つである正方格子状の超伝導アンチドットアレーにおいて、試料外端からの磁束侵入の異方性については可視化されており、磁束量子が最近接空孔間のみを動くという vortex channeling モデルによって説明されてきた [13]。しかし、どのような試料の形状、温度などの条件でこのモデルを適応できるか、または、空孔径を大きくしていきネットワーク系に近づいたとき、どの程度までこのモデルによって臨界電流密度の異方性が説明できるのか明らかになっていない。よって、磁束量子の周期的ポテンシャル中における運動や、効率的制御について明らかにするため、このモデルの適応条件を決定することは不可欠である。そこで、本研究では、テーマの 1 つとして、周期的空孔配列における磁束侵入過程を観察することにより、磁束量子の運動容易方向が、試料形状、温度、磁場などによりどのように変化するか観測することを目的として、多重連結超伝導体における磁束侵入を可視化した。具体的には、Nb、MoGe 正方格子超伝導ネットワーク・アンチドットアレーを微細加工法により作製し、磁気光学イメージング法により磁束侵入過程を観察した。結果、従来の小さい空孔を正方格子状に配置したアンチドットアレーにおいては格子平行方向 (最近接空孔方向) の磁束侵入が容易であったのに対し、格子対角方向 (次近接空孔方向) に容易方向をもつ磁束侵入を観測した。また、この対角磁束侵入は細線と空孔径が等しい超伝導ネットワークにおいて、転移温度付近と低温領域において現れ、その間の温度域では従来の平行磁束侵入が観察された。格子定数、線幅、温度、磁場、膜厚を系統的に変化させることにより、対角侵入の原因は磁束量子間の反発力または、正方空孔の凹角からの磁束ジェットによると結論づけた。この研究は、周期的ポテンシャルを導入した超伝導における磁束量子の運動に対する形状の効果を系統的に観測したことが重要な点である。

3 次元構造超伝導体における磁束雪崩の観察

先に説明した層状超伝導メサ内の固有 Josephson 接合における Josephson プラズマ共鳴を用いた THz 光発振に始まり、3次元構造を持つ超伝導体の特性に関する研究が精力的に行われている。これは、3次元構造によって独特の特性を持たせることができるためである。例えば、超伝導メタマテリアルが知られている。メタマテリアルとは自然に存在しない誘電率、透磁率を持った物質を指す。特に、近年では漫画や映画に登場するような周囲から見ると透明になれるような物質は、負の誘電率、透磁率を持つメタマテリアルによって実現できるという提案がなされ、精力的に研究が行われている [14, 15]。現在では、ある波長域においては上記の条件を満たす物質が実現している。ところで、超伝導体を用いて異方的透磁率を持つメタマテリアルが実現できるという提案がある。有限幅の超伝導体ストリップもしくはタイル状の超伝導薄膜を 3 次元的に配列した試料において、薄膜の面内方向には磁場遮蔽が起らず、面垂直方向には磁場を通さない異方的透磁率が実現できる [16]。この物質を用いれば、静磁場下において、外部の磁場を乱すことなくメタマテリアルで包んだ内部における磁場遮蔽を実現することができる。これは、磁場に敏感な素子などを磁気的によく校正された装置内に配置する際、その素子を配置した影響によって、磁場校正が乱されないという利点を持つ。また、単一磁束量子素子は、半導体素子と同様集積化のために 10 層程度積層された 3 次元

構造を持って作製されている。近年の微細加工技術の発展によって、積層構造を持つ3次元物質を作製する技術の発展が目覚ましい。これは、半導体素子において、集積度、応答速度を改良するために開発されている。この構造により、単一磁束量子素子の応答速度の向上、チップ面積の縮小などの利点がある。また超伝導体の主な応用である送電ケーブルにおいても3次元構造が導入されている。Roebelケーブルと呼ばれる超伝導テープを捻った構造を持つ線材が提案され、臨界電流密度の向上、交流磁場・電流下での散逸の低減が実現されている [17]。このように、3次元構造によって機能性を持った超伝導体素子について行われる実験としては、磁化測定、ホール素子測定、輸送測定など、試料全体の性質を測定する実験のみである。一方、局所磁場測定によって、局所的な磁気応答を観察することで、モデル計算との比較やより効率的な3次元構造の配置に関する知見が得られるはずである。このような背景から、本研究では3次元構造を持つ超伝導体を作製し、その磁気応答を磁気光学イメージング法により可視化し、局所磁場分布を測定することを目的として2つ目のテーマとして実験を行った。

超伝導体の応用上対策・解決すべき問題として磁束雪崩がある。磁束雪崩とは超伝導体中において、磁束量子の運動による散逸で発生した熱が、低熱伝導度、低比熱の系において、局所的な温度上昇がその領域におけるピン止め力を減少させ、さらなる磁束量子の運動を誘起するというフィードバックにより散逸が発散した時に起こる雪崩状の磁束の運動である。この磁束雪崩によって、超伝導マグネットや送電線に用いられる超伝導ケーブルにおいて、クエンチ現象と呼ばれる、熱磁気的不安定性による磁束雪崩現象が起源の突発的発熱現象が問題となることが知られている。また超伝導体に磁束をトラップした状態で磁石として用いる超伝導永久磁石において、クエンチ現象によって、試料が破損する問題が発生し得る。この問題を解決するため、試料中にAgなどの熱伝導の良い物質を混ぜることによって局所的な温度上昇を回避し、磁束雪崩を防ぐことができる。また、SQUID素子においては、微小な磁束雪崩現象がノイズを発生させることが知られている [18]。この磁束雪崩を防ぐため、先に紹介した磁束をトラップするための空孔が導入されている [9]。磁束雪崩現象は、熱伝導度が低く、比熱が低く、外部への熱伝導が低く、臨界電流密度が高く、電流電圧非線形応答性が高いほど発生しやすいことが知られている [19]。つまり、一般的には低温ほど磁束雪崩は発生しやすい。このように、磁束雪崩の起こる最大の温度をしきい温度と呼ぶ。磁束雪崩の発生源となるのは、磁場の変化、レーザーや電波の照射による局所的な温度の変化などが考えられる。また、磁場を増加させる過程のみを考えると、高磁場ほど試料内に磁束が侵入する。このとき、磁束量子は臨界状態をとり、試料内部に向かって磁束密度は減少する。この磁束が存在する領域の先端までの距離を磁束侵入先端と呼ぶ。磁束密度の時間的変化は磁束が存在する領域ではほぼ一定であるため、Maxwell方程式から、電場は磁束侵入距離と外部磁場の時間変化の積で表せることが分かる。つまり外部磁場を増加させるほど、試料境界における電場が大きくなる。試料内には遮蔽電流が流れているため、励磁過程では電場が存在するとき発熱が生じる。同様に発熱量は外部磁場の大きさに比例して大きくなるため、有限温度において、ある磁場以上で磁束雪崩が発生するしきい磁場が存在する。このようにしきい温度、しきい磁場は磁束雪崩による問題がなく使用できる磁場温度領域を示すため、試料形状によってどのようにそれらが増加するか調べることは応用上非常に重要である。最も簡単な系として、有限幅の超伝導薄膜である超伝導ストリップにおける理論・実験が多く行われている。結果、膜厚が薄く反磁場効果が起こりやすい試料において、外部磁場が一定でも実効的な磁場が増加するため、しきい磁場が下がることが知られている。このように、反磁場効果を考慮すべき試料では磁束雪崩は発生しやすい。

近年、3次元構造もつ超伝導体のメタマテリアルの1つとして、六角格子超伝導ストリップアレーが提案されている [20]。この系においては磁束は超伝導ストリップを縫うように配置するため、反磁場効果は単一のストリップよりも増強される。この反磁場効果の増強がより強い透磁率の異方性を発生させる。一方、反磁場効果の増強は磁束雪崩の発生を促進させるため、メタマテリアルとしての性能である透磁率の異方性の大きさは、磁束雪崩の発生のしやすさとトレードオフであることが分かる。よって、3次元構造超伝導ストリップアレーにおける反磁場効果の増強と磁束雪崩の発生条件を決定することは、応用上不可欠である。このような背景から、本研究ではNb薄膜を、平坦化を含む複数層プロセスを用いて3次元構造をもつ六角格子超伝導ストリップアレーの二層を取り出した形状に微細加工し、磁束侵入・磁束雪崩を観察した。結果、単一ストリップでは熱的に安定である温度・磁場において熱磁気不安定性による磁束雪崩の発生、複

数ストリップをまたぐ線状磁束雪崩を観測した。ストリップ周期、超伝導膜厚、層間ギャップ、温度、磁場に対して磁束雪崩、形状を観察することにより、反磁場効果の増強により磁束雪崩が発生したこと、層間の熱的結合によって線状磁束雪崩が引き起こされたと結論づけた。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。

以上2つの研究テーマから、ナノ構造超伝導体における磁束侵入を観察することにより、磁束量子のナノ構造に対する運動の変化についての知見が得られた。今後、微細加工の発展に伴い、ナノ構造超伝導体を用いた磁束量子の応用が実用化すると考えられる。その際、本研究で得られたナノ構造超伝導体における磁束量子の運動関数知見が参考になれば幸いである。

本論文は以下のように構成されている。まず、第2章予備知識では本研究における背景、目的、実験方法を理解するための前提知識を説明する。次に、第3章実験手法では本研究に用いた実験装置の原理、セットアップについて説明する。本研究は大きく2つのテーマに分けられ、第4章では正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入過程の観察、第5章では3次元構造超伝導体における磁束雪崩の観察のそれぞれについて、研究の背景と目的を述べた後、試料・実験方法について説明し、実験結果と考察、結論の順番で記述している。最後に、第6章で総括、謝辞を述べている。また、細微な事柄については付録を設けた。

第2章 予備知識

2.1 Ginzburg-Landau 理論

超伝導体における現象論として、Landau の二次相転移の理論を応用した Ginzburg-Landau 理論 (GL 理論) がある [21]。まず、超伝導電子の秩序パラメータとして、量子力学における波動関数と同様に ψ を導入する。ここで超伝導電子密度は、

$$n_s = |\psi(\vec{r})|^2 \quad (2.1)$$

として与えられる。そして、自由エネルギーを ψ で展開した際に、二次相転移であるから、Landau モデルを考えると、磁場下の超伝導体の自由エネルギーは、

$$F = F_N + \int d\vec{r} \left(\alpha |\psi(\vec{r})|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi(\vec{r})|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(-i\hbar\nabla - \frac{e^*}{c} \vec{A}(\vec{r}) \right) \psi(\vec{r}) \right|^2 \right) + \frac{(\nabla \times \vec{A}(\vec{r}))^2}{8\pi} \quad (2.2)$$

のように表される。ここで、 F_N は常伝導状態の自由エネルギー、 $\vec{A}(\vec{r})$ はベクトルポテンシャル、積分の中の第 1、2 項は超伝導電子による凝縮エネルギー、第 3 項は運動エネルギー、右辺第 3 項は磁場によるエネルギーである。式 (2.2) で、変分法を用いて、 $\psi(\vec{r})$ 、 $\vec{A}(\vec{r})$ についての変分を考える。境界条件としては電流が超伝導体表面の垂直方向に横切らないことを仮定し、超伝導体表面上で、

$$\left(i\hbar\nabla - \frac{e^*}{c} \vec{A} \right) \psi^* = 0 \quad (2.3)$$

であるとすると、

$$\alpha\psi(\vec{r}) + \beta|\psi(\vec{r})|^2\psi(\vec{r}) + \frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar\nabla - \frac{e^*}{c} \vec{A}(\vec{r}) \right)^2 \psi(\vec{r}) = 0 \quad (2.4)$$

$$\vec{j}_s = \frac{\hbar e}{2mi} (\psi^* \nabla \psi - \nabla \psi^* \psi) - \frac{2e^2}{mc} |\psi|^2 \vec{A} \quad (2.5)$$

の二式を得る。これらは Ginzburg-Landau 方程式 (GL 方程式) と呼ばれる。

2.1.1 磁束の量子化

GL 方程式を用いて、超伝導体に特有な現象としての磁束の量子化を導く。

$$\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})| \exp(i\phi(\vec{r})) \quad (2.6)$$

とおく。式 (2.5) から

$$\begin{aligned} \vec{j}_s &= \frac{e^{*2} |\phi(\vec{r})|^2}{m^* c} \left(\frac{\hbar c}{e^*} \nabla \phi(\vec{r}) - \vec{A}(\vec{r}) \right) \\ \iff \frac{\hbar c}{e^*} \nabla \phi(\vec{r}) &= \frac{m^* c}{e^{*2} |\phi(\vec{r})|^2} \vec{j}_s + \vec{A}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。

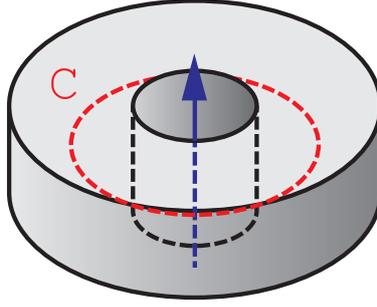


図 2.1: 穴の空いた超伝導体の模式図。C は超伝導領域内で超伝導電流が流れていない領域での周回積分経路。 Φ は経路 C 内にあるフラクソイド。

ここで、図 2.1 のように、穴のあいた超伝導体を考える。外部磁場 0 で、穴を磁束が貫いている状態では、磁束を保持するように超伝導電流が流れ続ける。常伝導領域を取り囲む閉曲線 C を超伝導領域でとり、この経路で式 (2.7) の両辺を周回積分する。すると、波動関数の一価性より、 ϕ の位相の境界条件から、

$$\Delta\phi = \oint_C \nabla\phi(\vec{r}) = 2\pi n \quad (2.8)$$

であり、 $\nabla \times \vec{A} = \vec{h}(\vec{r})$ より、

$$\frac{m^*c}{e^*2} \oint \frac{1}{|\phi(\vec{r})|^2} \vec{j}_s(\vec{r}) \cdot d\vec{l} + \int \vec{h}(\vec{r}) \cdot d\vec{S} = \frac{\hbar c}{e^*} 2\pi n \equiv \Phi_0 n \quad (2.9)$$

となる。 Φ_0 は磁束と同じ次元を持ち、磁束量子と呼ばれる。さらに、

$$\Phi' \equiv \frac{m^*c}{e^*2} \oint \frac{1}{|\phi(\vec{r})|^2} \vec{j}_s(\vec{r}) \cdot d\vec{l} + \Phi \quad (2.10)$$

なる量を定義すれば、 $\Phi' = \Phi_0 n$ となる。ここで Φ' を F. London は磁束に類似なものとしてフラクソイドと名付けた。つまり、式 (2.9) はフラクソイドの量子化を示しており、 $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-7} \text{ G cm}^2$ は磁束量子と呼ばれる。

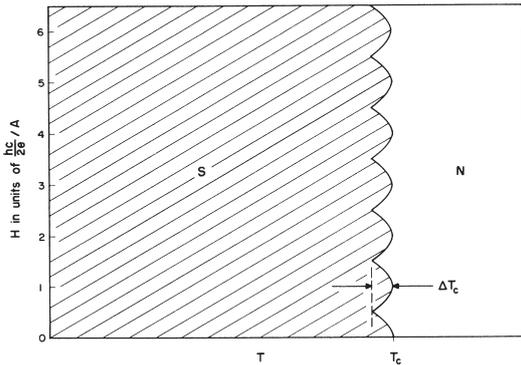


図 2.2: 円筒 Sn での転移温度 T_c の円筒方向に印加した磁場 H 依存性 [22]。 T_c は H に対して、円筒に磁束量子が整数倍対応する磁場を周期として Little-Parks 振動する。

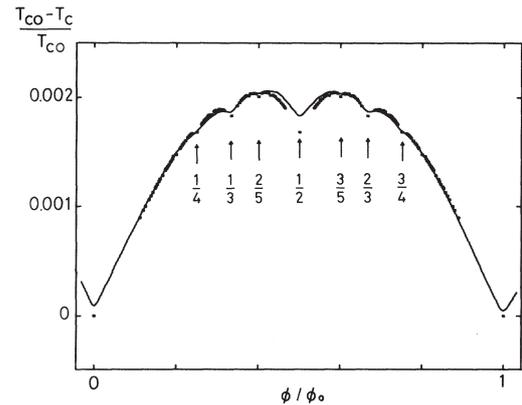


図 2.3: 格子定数 $6 \mu\text{m}$ 、線幅 $2 \mu\text{m}$ の 80 nm 厚 Al 正方格子超伝導ネットワークにおける転移温度 T_c の磁場 H 依存性 [23]。マッチング磁場の $1/2$ 、 $1/3$ 、 $1/4$ 、 $2/5$ などの有理数分数マッチング効果。

フラクソイドの量子化の実験的検証は 1961 年、Deaver、Farbank および Doll と Nübauer によって行われた [24, 25]。Little らは Sn の円筒において、同軸方向に磁場をかけ、 T_c 直下の抵抗の磁場による変化を

調べた [26]。図 2.2 のように、 T_c は磁場に依存し、放物線のバックグラウンドの上に周期的な振動を発見した [22]。この T_c の振動は Little-Parks 振動 (LP 振動) と呼ばれる。LP 振動の磁場周期は円筒の断面積で磁束量子 Φ_0 を割った値に一致している。この磁場をマッチング磁場と呼び、 H_0 と表す。超伝導細線を連結させた超伝導ネットワークでは、細線内での超伝導電子密度が小さいため、細線の交点での位相のみを考えることで、系の性質が決定される [27]。そして、図 2.3 のように、超伝導ネットワークでは、マッチング磁場の有理数倍で T_c の振動が起こる [23]。また、円筒の厚さが λ より薄い場合、内部まで磁場が侵入して、円筒を貫く磁束は量子化されない。しかし、フラクソイドの量子化に従い、磁束と磁束量子の差分だけ超伝導電流が流れる。この電流による運動エネルギー分だけ系の自由エネルギーを損するため、マッチング磁場以外の磁場ではフラストレーションとしてエネルギーに寄与し、超伝導転移温度は低下する。そして、Little らの観測したような超伝導転移温度の振動をもたらす。このようにマッチング磁場の有理数倍でエネルギー的になることで臨界温度がする効果を分数マッチング効果と呼ぶ。

2.2 混合状態

超伝導体における磁場応答を考える。

2.2.1 超伝導体の磁場 H -温度 T 相図

超伝導体は、転移温度 T_c 以下において常伝導相から超伝導相へと相転移が起こる。また、超伝導体は磁場応答により第一種、第二種の 2 種類に分けられる。図 2.4(a) のように、第一種超伝導体では温度 T に依存する臨界磁場 H_c 以下で超伝導状態となり完全反磁性 (Meissner 効果) を示す。それに対し、図 2.4(b) のように、第二種超伝導体では、温度 T に依存する下部臨界磁場 H_{c1} 以下でのみ Meissner 状態となる。 H_{c1} から上部臨界磁場 H_{c2} までの磁場下では、超伝導体中に磁束量子が侵入した状態となり、超伝導と常伝導が共存した状態をとることから、混合状態と呼ばれる。また、 H_{c2} 以上では常伝導状態に相転移する。

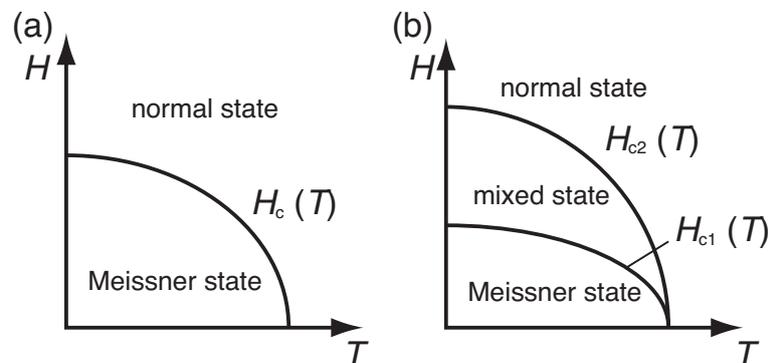


図 2.4: (a) 第一種、(b) 第二種超伝導体における磁場温度相図。第一種超伝導体において臨界磁場 H_c 以下で超伝導相。第二種超伝導体において上部臨界磁場 H_{c2} 以下で超伝導相、ただし、下部臨界磁場 H_{c1} 以上では混合状態相。

2.2.2 混合状態

混合状態において、磁束は量子化されて超伝導体に侵入する。このとき、磁束量子の中心では超伝導状態が壊れており、図 2.5 のように周辺には超伝導渦電流が流れている。 λ は磁場侵入長と呼ばれ、超伝導領域に侵入した磁場の減衰する長さを示している。 ξ はコヒーレンス長と呼ばれ、超伝導電子密度、超伝導のオーダーパラメータの振幅の変化する長さである。

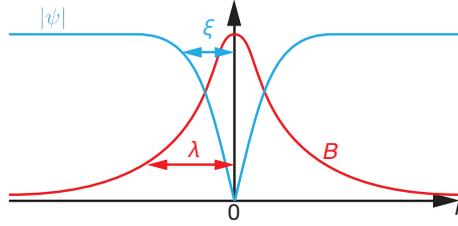


図 2.5: 第二種超伝導体中の磁束量子周辺の超伝導秩序パラメータ ψ と、磁束密度 B の半径方向距離 r 依存性の模式図。

Gorter-Casimir の 2 流体モデル [28] と London 理論 [29] から、磁場侵入長の温度依存性 $\lambda(T)$ は、

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^4}} \quad (2.11)$$

となり、 T_c に近づくにつれて発散する。

また、GL 方程式から、超伝導領域と常伝導領域の境界を表す特徴的長さとして、 T_c 付近の温度では、

$$\lambda(T) = \left(\frac{mc^2\beta}{8\pi e^2\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} (T_c - T)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

$$\xi(T) = \left(\frac{\hbar^2}{4m\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} (T_c - T)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

が導かれる。式 (2.12) の λ は London の磁場侵入長であり、超伝導領域に侵入した磁場の減衰する長さを示している。式 (2.13) の ξ は GL のコヒーレンス長であり、超伝導電子密度、超伝導のオーダーパラメータの振幅の変化する長さである。これら λ 、 ξ というパラメータは超伝導転移温度 T_c に向かって発散する。GL パラメータ $\kappa = \lambda/\xi$ は物質固有のパラメータであり、第一種、第二種超伝導体を分類するのに非常に重要なパラメータである。具体的には、

$$\kappa \begin{cases} < \frac{1}{\sqrt{2}} & \text{第一種超伝導体} \\ > \frac{1}{\sqrt{2}} & \text{第二種超伝導体} \end{cases} \quad (2.14)$$

のようになる。 κ の値により超伝導領域と常伝導領域の表面エネルギーが決まる。表面エネルギーが負となる $\kappa > 1/\sqrt{2}$ では、できるだけ大きな表面積を作るために磁束は分割可能な最小単位の磁束量子として超伝導体内に侵入し、混合状態となる。

また、下部、上部臨界磁場は、

$$\begin{aligned} H_{c1} &= \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \kappa \\ H_{c2} &= \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

と表される。

超伝導体中に侵入した磁束量子の周りに遮蔽電流が渦を巻いている様子から、量子化磁束は渦糸とも呼ばれる。本論文では、超伝導体中の量子化された磁束を単に磁束と呼ぶ。薄膜超伝導体においては、実効的磁場侵入長 λ_{eff} は増大し、膜厚 d ($d \ll \lambda$) の超伝導薄膜では、 $\lambda_{\text{eff}} = 2\lambda^2/d$ となる。この実効的磁場侵入長は Pearl 長と呼ばれる [30]。

2.3 磁束の運動

2.3.1 磁束のピン止め

超伝導体を磁束が貫くとき、磁束の芯では超伝導電子密度がゼロとなり、凝縮エネルギーを損する。ここで、磁場方向に十分厚い超伝導体中に空孔が空いている場合を考える。磁束量子は空孔を貫くとき、元々超伝導体が壊れている領域を通るため、すべての領域で超伝導状態を壊すよりエネルギーを得する。よって、磁束は空孔の位置が最小となるようなポテンシャルを感じ、ピン止めされる。このピン止め効果を生む領域をピン止め中心と呼び、物質中の欠陥、人工的に設けた空孔などがある。ピン止め力の届く範囲は、 ξ でスケールされることが分かる。また、空孔径が ξ に比べて十分大きい場合、空孔磁束量子が届く距離は空孔の半径でスケールされる [31]。

2.3.2 磁束フロー状態、磁束クリープ状態

外部電流や遮蔽電流による磁束量子に対する駆動力がある場合での磁束量子の運動について説明する。電流密度、駆動力の大きさにより、磁束量子の運動は、磁束フロー状態、磁束クリープ状態、熱活性磁束フロー状態の3つに分けられる。超伝導体中における1本の磁束量子に対するピン止め力を F_p とし、外部電流 J による磁束量子に対する Lorentz 力を F_L とすると、 $F_L = \Phi_0 J$ となる。 $F_p = F_L$ となる電流密度を臨界電流密度呼び、 J_c で表す。

磁束フロー状態 ($J_c \ll J$)

磁束量子に対するピン止め力よりも Lorentz 力が大きい場合、ピン止めの効果が無視出来る。この状態を磁束フロー状態と呼ぶ。これは、電流密度や温度が十分大きいときに成り立つ。また、外部磁場 H 下、電流密度 J が流れている第二種超伝導体において、磁束量子の運動によって発生する電場 E は

$$E(J) = \rho_n \frac{H}{H_{c2}} J \quad (2.16)$$

となる [32, 2]。ここで ρ_n は常伝導状態での電気抵抗率、 H_{c2} は上部臨界磁場である。

磁束クリープ状態 ($J \sim J_c$)

磁束量子に対するピン止め力が、Lorentz 力より大きい場合、有限温度において磁束量子は熱ゆらぎによってピン止め中心から別のピン止め中心へとランダムに飛び移る。簡単のため、洗濯板型のポテンシャル中に磁束量子がピン止めされている場合を考える。外部駆動力があるとき、このポテンシャルは修正を受け、Lorentz 力の方向に飛び移りの確率が大きくなり、磁束量子の平均移動確率は非対称となる。このとき、現象論として Anderson-Kim モデル [33, 34] では、

$$E(J) = E_c \exp\left(\frac{J}{J_c} - 1\right) \quad (2.17)$$

ここで、 E_c はしきい電場 $E_c \equiv E(J_c)$ である。また、collective creep 理論 [35]、vortex glass モデル [36, 37]、Bose glass モデル [38, 39] では、

$$E(J) = E_c \exp\left(-\frac{U(J)}{k_B T}\right), U(J) = U_0 \left(\left(\frac{J_c}{J}\right)^\mu - 1\right) \quad (2.18)$$

となる。ここで、 U_0 は特徴的アクティベーションエネルギー、 μ は理論ごとに異なる指数である。

さらに、電流密度電圧測定の実験結果と比較する際に用いられる冪乗モデル [40, 41] では、アクティベーションエネルギー U を J の対数依存性を仮定し ($U(J) = U_0 \ln(J_c/J)$ 、ここで U_0 は特徴的アクティベーションエネルギー)、

$$E(J) = E_c \exp\left(-\frac{U(J)}{k_B T}\right) = E_c \left(\frac{J}{J_c}\right)^n, n = \frac{U_0}{k_B T} \quad (2.19)$$

が得られる [2]。図 2.6 は、式 (2.18) と、式 (2.19) を示している。

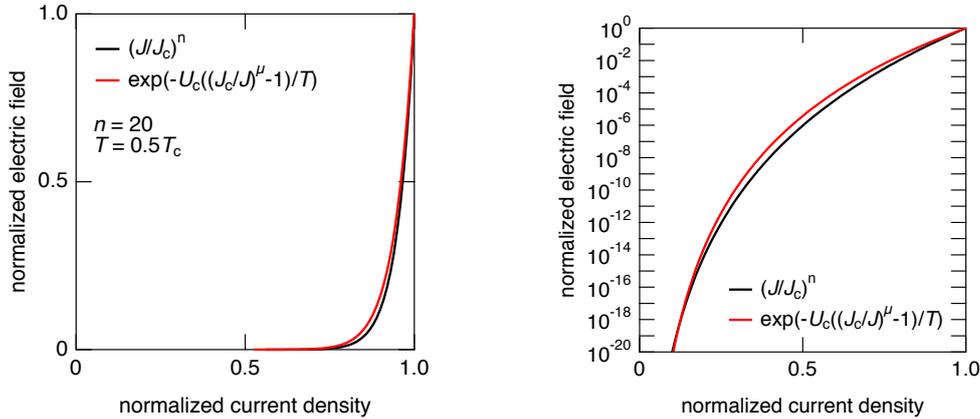


図 2.6: (a)linear スケール、(b) 対数スケールでの磁束クリープ状態における電場の電流密度依存性。電流密度は臨界電流密度 J_c 、電場はしきい電場 E_c でそれぞれ規格化している。赤線は単一磁束ピン止めモデル ($\mu = 1/7$)、黒線は冪乗モデルを示している。

thermally assisted 磁束フロー (TAFF) 状態 ($J \ll J_c$)

電流密度が J_c より十分小さいとき、前節で仮定した洗濯板ポテンシャルは修正を受けない。従来型超伝導体では、ピン止めポテンシャルに対し熱ゆらぎの効果が小さいため、磁束はピン止めされ動かない。しかし、高温超伝導体において、高温や高磁場下では磁束量子は運動し、電場 E は、

$$E(J) = \rho_n \frac{H}{H_{c2}} \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (2.20)$$

となる [2, 32]。ここで U はピン止め障壁を乗り越えるためのアクティベーションエネルギーである。

2.3.3 空孔による磁束のピン止め効果

超伝導体に半径 r の空孔が 1 つ空いている場合を考える。Mkrtchyan によつて、 $r \ll \lambda$ という条件において、vortex に対するポテンシャル $U(x)$ が計算されている [42]。

$$U(x) = U_0 + \frac{4\pi}{\kappa^2} \left(\frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{x^2}{r^2} \right) + n K_0 \left(\frac{x}{\lambda} \right) \right) \quad (2.21)$$

ここで、 x は空孔の中心からの距離、 κ は GL パラメータである。また、vortex が空孔の端からの距離が ξ となると、障壁を超えて vortex がピンはずれを起こすと考えると、空孔にピン止めされ得る vortex の最大値である飽和数 n_s は、

$$n_s \sim \frac{\kappa r}{2\lambda} \quad (2.22)$$

と表せる。

Nordborg と Vinokur は、欠陥の半径 r が十分大きい場合の、vortex に対するポテンシャルを計算している [31]。

$$U(x) = \frac{2\pi}{\kappa^2 b K_0(r)} \frac{K_0\left(\frac{x}{\lambda}\right)^2 + 2nK_0(r)K_0\left(\frac{x}{\lambda}\right)}{K_1(r) + \frac{r}{2}K_0(r)} - \frac{2\pi}{\kappa^2} \sum_n \frac{I_n(r)}{K_n(r)} K_n^2\left(\frac{x}{\lambda}\right) \quad (2.23)$$

ここで K_n は n 次の変形 Bessel 関数、 I_n は n 次の Bessel 関数である。この計算からも、Mkrtchyan の理論同様に n_s を求めることができる。欠陥が λ より大きい場合でも、Mkrtchyan の理論が十分適応できることを示している。

2.3.4 臨界状態

超伝導体の磁束はピン止め力により、ピン止め中心にピン止めされる。磁束に対する駆動力がピン止め力を超えると、磁束は動き出し、また非平衡状態を作る。この駆動力とピン止め力がちょうど釣り合った状態を臨界状態と呼ぶ。

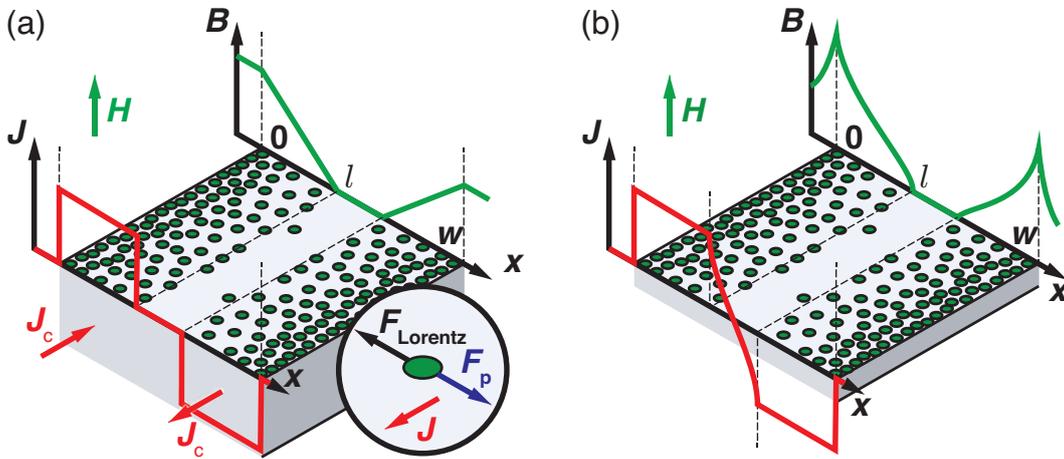


図 2.7: (a) バルク超伝導体、(b) 薄膜超伝導体の臨界状態における磁束量子分布の模式図。試料幅は w 、印加磁場を H とした。緑丸は磁束量子を表しており、緑線、赤線はそれぞれ磁束密度 B 、電流密度 J プロファイルを示している。磁束侵入先端距離 (磁束量子が存在する領域の試料端からの距離) を l とした。

Bean モデル

Bean は、ピン止め力のある超伝導体における磁化の磁場依存性を説明する最も簡単なモデルとして、臨界電流密度 J_c が磁場に依存しない場合の臨界状態モデルを提唱した [43]。次に、バルク極限と薄膜極限における磁束侵入について考える。

バルク極限

Bean モデルを仮定した場合での、幅 w 、厚さと長さが無限大、臨界電流密度 J_c のバルク超伝導体に、幅と垂直方向に磁場を印加した場合を考える。図 2.7(a) には、この系における Bean モデルを仮定した場合の磁束侵入を示している。緑の丸は磁束量子を示しており、試料外部に近づくに連れて密度を増す。臨界状態において、すべての磁束量子はピン止め力と Lorentz 力が釣り合っているため、 $F_p - J_{\text{Lorentz}} = F_p - J \times B = 0$ が成り立つ。このときの遮蔽電流密度を、臨界電流密度 J_c と呼ぶ。Maxwell 方程式から、 $\nabla \times B = J_c$ であり、バルク超伝導体では、面内方向の磁場は対称性から $B_x = 0$ なので、 $dB_z/dx = J_c$ となる。ここで J_c

を磁束密度に依らず一定と仮定すれば、磁束密度の勾配が常に一定となる。図 2.7(a) の緑線のように、試料外端から磁束量子の存在する/しない領域の境界として磁束侵入先端距離 l を定義すれば、 l より内部では磁束量子が存在せず、磁束量子が存在する領域では磁束密度勾配は一定となる。また、赤線で示すように電流密度は磁束量子が存在する領域では絶対値が J_c となり、存在しない領域ではゼロとなる。バルク超伝導体では、 l は外部磁場に比例し、磁束量子が試料中心まで到達する磁場、中心到達磁場 H_p は、有限値であり、 $H_p = \mu_0 J_c \times w/2$ となる。

薄膜極限

超伝導体の膜厚が無小である場合、磁束侵入の様子はバルク極限と異なる。幅 w 、膜厚ゼロ、無限に長い超伝導体に面垂直方向に磁場 H を印加した場合の磁束侵入を考える。図 2.7(b) には、この系における Bean モデルを仮定した場合の磁束侵入を示している。緑の丸は磁束量子を示しており、バルク極限と同様に試料外部に近づくに連れて密度を増す。バルク極限では $B_x = 0$ とした場合での Maxwell 方程式を解いたが、薄膜極限において試料内に流れる電流は試料表面で面内方向の磁場を作るため、 B_x は有限である。また、薄膜の表面で磁場が存在するため、磁束が侵入していない領域においても遮蔽電流が流れる。この領域では、試料表面では垂直方向の磁束密度はゼロなので、 $dB_x/dy = J$ から遮蔽電流が計算できる。磁束侵入先端距離 l は、薄膜極限でも同様に求められる [44, 45, 46, 47]。

$$l = \begin{cases} \frac{H}{J_c} & (\text{バルク極限}) \\ \frac{w}{2} \left(1 - 1/\cosh\left(\frac{\pi H}{J_c}\right) \right) & (\text{薄膜極限}) \end{cases} \quad (2.24)$$

また、中心到達磁場 H_p は、試料の厚さ d 、試料の幅 w としたときも解析的に求まる。さらに、 $0.005 < d/w < 6$ の範囲では、数値計算によって、2% の誤差で数式化される [48]。

$$H_p = \begin{cases} \frac{J_c w}{2} & \left(\text{バルク極限}, 1 \ll \frac{d}{w} \right) \\ \frac{J_c d}{\pi} \ln \frac{2w}{d} & \left(\text{薄膜極限}, \frac{d}{w} \ll 1 \right) \\ \frac{J_c w}{2} \tanh\left(\frac{2d}{\pi w} \ln\left(1.47 + \frac{2.68w}{d}\right)\right) & \left(0.005 < \frac{d}{w} < 6 \right) \end{cases} \quad (2.25)$$

2.4 微細加工を施した超伝導体における磁束の運動

2.4.1 微細加工超伝導体における磁束量子の熱的平衡状態

人工的ピン止めのない超伝導薄膜において、 H_{c1} 以上の磁場下での磁束量子配置の熱平衡状態は三角格子状に配置し、Abrikosov 格子と呼ばれる [1]。一方、ピン止め中心としての微細構造を持つ超伝導薄膜において、磁束量子はピン止め中心との引力相互作用によって三角格子とは異なる配置をとる。以下では、アンチドットアレーとネットワーク系における磁束配置の熱的平衡状態を、それぞれの系の形状や性質について定義した後に紹介する。磁束配置は、磁束量子同士の斥力相互作用、磁束量子空孔間の引力相互作用、磁束量子に対する超伝導体内のピン止め力の 3 つの要素によって変化する。表 2.1 のように超伝導アンチドットアレーと超伝導ネットワークを、空孔の直径である空孔径 h 、空孔の間にある超伝導体の長さである空孔間距離もしくは超伝導細線幅 w 、格子の間隔である格子定数 a の関係によって定義する。アンチドットアレーは磁束量子空孔間の引力相互作用が弱い系と、ネットワークは超伝導体内のピン止め力が弱い系と見なすことができる。

表 2.1: 超伝導アンチドットアレーと超伝導ネットワークの定義、特性。

名称	形状	性質
超伝導アンチドットアレー	空孔径 $h \ll$ 空孔間距離 $w \sim$ 格子定数 a	空孔間にも磁束量子が存在。
超伝導ネットワーク	空孔径 $h \sim$ 細線幅 $w \ll$ 格子定数 a	磁束量子は空孔内に存在。

超伝導アンチドットアレーにおける磁束量子配置

Harada らによって、Nb 薄膜に 30 keV の Ga イオンビームを用いて格子定数 $0.83 \mu\text{m}$ 、直径 30 nm の正方格子状にアンチドットアレーを設けた試料における磁場中冷却時の磁束量子配置の Lorentz 顕微鏡による観察が行われている [49]。結果、空孔径が小さくピン止め力が小さいため、アンチドットには 1 つの磁束量子しか存在できず、1 格子あたり 1 つの磁束量子が対応する磁場であるマッチング磁場以上では、磁束量子は図 2.8(D) のように、空孔間の中間の位置に配置するようになる。これは、磁束量子同士の斥力相互作用を最小化するための配置である。また、磁束量子配置の分子動力学シミュレーションが行われ、磁束量子配置を再現している [50]。

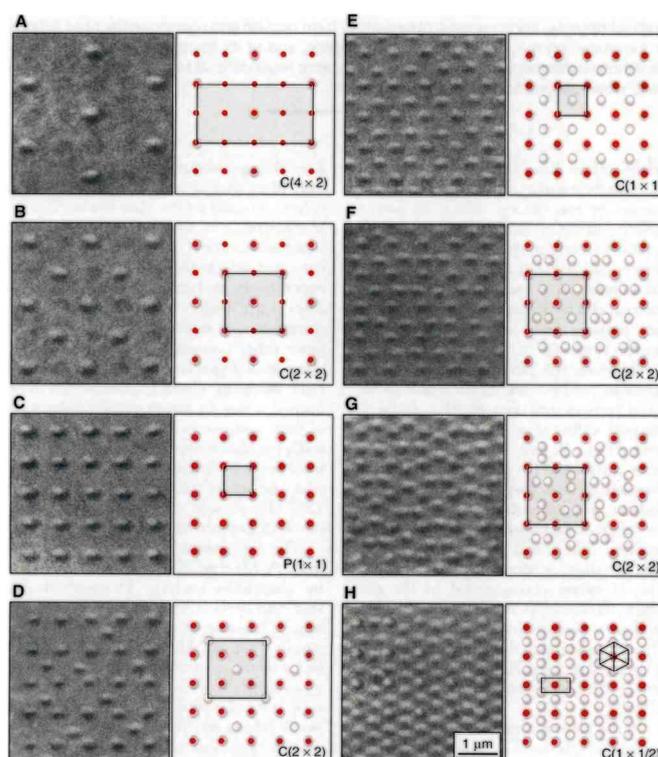


図 2.8: Nb 正方格子アンチドットアレーにおける磁束配置の Lorentz 顕微鏡像 [49]。膜厚 $d < 100 \text{ nm}$ 、格子定数 $0.83 \mu\text{m}$ 、アンチドットの直径 30 nm。マッチング磁場の (A)1/4、(B)1/2、(C)1、(D)3/2、(E)2、(F)5/2、(G)3、(H)4 倍の外部磁場で 4.5 K まで磁場中冷却時。

無限超伝導ネットワークにおける磁束量子配置

試料境界が無限遠になるとみなせる超伝導ネットワークを無限超伝導ネットワークと呼ぶ。Hallen らによって、格子定数 $0.95 \mu\text{m}$ 、線幅 $0.25 \mu\text{m}$ の Nb 正方格子超伝導ネットワークにおける磁束量子配置の磁場依存性が微小ホール素子顕微鏡によって観察されている [51]。アンチドットアレーとは異なり、マッチング磁場を超えても磁束量子は超伝導細線内の空孔間に配置することはなく、図 2.9(h) のように空孔内に配

置する。つまり、超伝導ネットワークでは、超伝導体中における欠陥などによるピン止め力よりも空孔によるピン止め力が強いと言い換えられる。また、磁束量子同士の反発力から、マッチング磁場の1/2の磁場下では、図2.9(e)のように、チェッカーボード型の磁束配置を示し、ドメイン構造が見られる。

また、 T_c での無限超伝導における磁束量子配置は、格子点における超伝導オーダーパラメータのみで表して線形化したGinzburg-Landau方程式であるde Gennes-Alexander方程式から解析的に求めることができる[27, 52]。

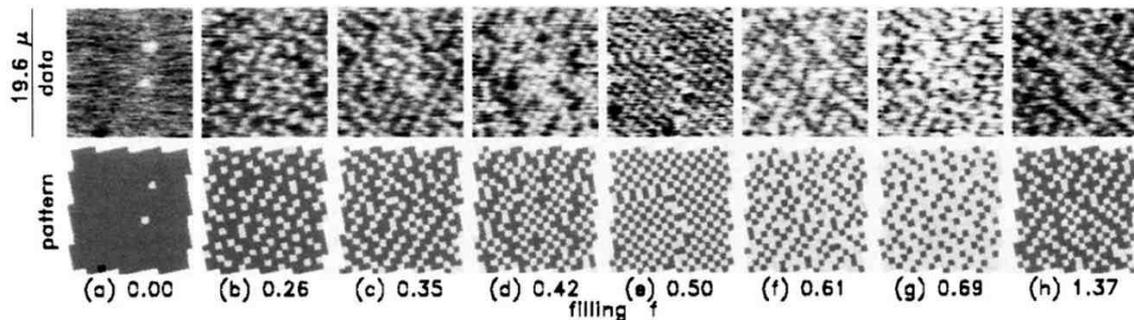


図 2.9: 格子定数 $0.95 \mu\text{m}$ 、線幅 $0.25 \mu\text{m}$ の Nb 正方格子ネットワークにおける磁束量子配置の (上) 走査型ホール素子顕微鏡像と (下) 配置の模式図 [51]。マッチング磁場の $0 \sim 1.37$ の範囲での磁束量子配置の磁場依存性を示している。

有限超伝導ネットワークにおける磁束量子配置

試料境界が有限スケールである超伝導ネットワークを有限超伝導ネットワークと呼ぶ。無限超伝導ネットワークと異なり、試料外端の効果によって磁束量子が変更を受ける [12]。特に、 T_c 付近で線形化したGinzburg-Landau 方程式では、図 2.11(左)のように超伝導ネットワーク形状の対称性を反映した磁束量子配置が得られる。しかし、実験的には T_c において磁束密度のコントラストはゼロであるため、磁場中冷却後の磁束量子配置が磁気光学イメージング法、走査型 SQUID 顕微鏡を用いて観察されている [53, 54, 55]。図 2.10 には、 150 nm 厚、格子定数 $6 \mu\text{m}$ 、線幅 $2 \mu\text{m}$ の 10×10 Pb 有限超伝導ネットワークにおけるマッチング磁場の 0.5 倍の磁場下での磁場中冷却時の 4 K での磁気光学像が示されている。

一方、図 2.11 には、Ginzburg-Landau 方程式から計算された 10×10 有限正方格子超伝導ネットワークにおける (左) $0.9T_c$ 、(右) $0.56T_c$ におけるマッチング磁場の 0.25 倍の磁場下での磁束量子配置の模式図を示している [56, 57]。高温では、超伝導ネットワークの対称性を反映した 4 回対称の磁束量子配置が実現し、低温ではその対称性が破れて配置している。さらに、磁束量子同士の斥力相互作用から、隣合う磁束量子は少なく、チェッカーボード型のように、斜めに配置している。この特徴は、実験的に再現されている [54, 55]。

2.4.2 微細加工超伝導体における磁束フロー状態

微細加工を施していない超伝導体において、超伝導体中のピン止め中心からの磁束量子に対するピン止め力を上回る駆動力を与えると、磁束フロー状態となる。この駆動力を与える電流密度を臨界電流密度 J_c と呼ぶ。微細加工超伝導体では空孔がより強いピン止め中心としてはたらくため、一般的に臨界電流密度は高くなる。また、ピン止めをランダムに導入した場合と異なり、臨界電流密度や磁束フロー抵抗はピン止めの配列の対称性を反映した異方性を持つ。しかし、この異方性を決定するには、熱平衡状態での磁束配置のように周期的境界条件を仮定すると、運動している磁束量子は記述できない。よって、磁束フロー状態、臨界電流密度の議論はより複雑になる。この節では周期的な微細構造を持つ超伝導体における磁束フロー抵抗、臨界電流密度について説明する。

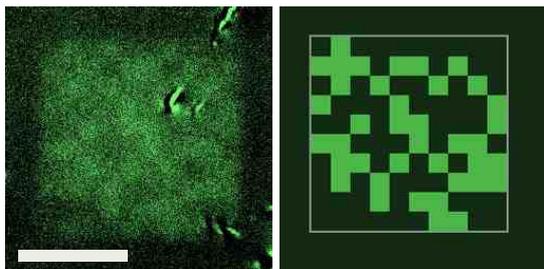


図 2.10: 10×10 Pb 有限正方格子超伝導ネットワーク ($T_c = 7.2$ K) における (左) マッチング磁場の 0.5 倍の磁場中冷却時の 4 K における磁束密度分布、(右) 磁束量子配置の模式図 [55, 58]。白線は $50 \mu\text{m}$ のスケールバーである。

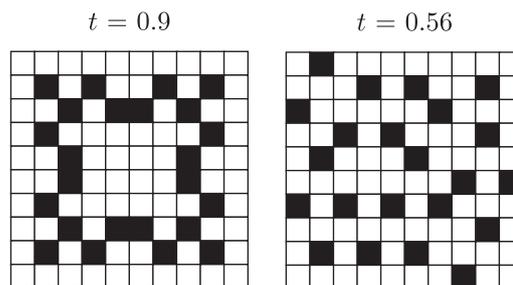


図 2.11: Ginzburg-Landau 方程式から計算された 10×10 有限正方格子超伝導ネットワークにおける (左) $0.9T_c$ 、(右) $0.56T_c$ におけるマッチング磁場の 0.25 倍の磁場下での磁束量子配置の模式図 [56, 57]。

正方格子超伝導アンチドットアレーにおける異方的臨界電流密度

Silhanek らは、格子定数 $1.5 \mu\text{m}$ 、空孔径 $0.6 \mu\text{m}$ の Pb 正方格子正方空孔アレーを、図 2.12(左) の灰色領域に作製し、2 方向から電流を流し、電流密度の絶対値を固定しながら電流の実効的な向きを変化させることによって臨界電流密度の異方性を輸送特性から測定した。このとき図 2.12(左) に見られる黒いドットは電圧端子の位置を示している。図 2.12(右) は、電圧端子間電圧の電流の方向依存性が示されている。結果、22 G では磁束フロー抵抗の異方性はなく電圧は電流の方向に対し正弦波となった。一方、18、10 G と磁場が低いと、 0° 、 90° 、 180° 付近での電圧の変化が大きいのにに対し、 45° 、 135° での電圧が横ばいにゼロとなった。これは、同じ大きさの電流密度を流したときに格子 45° に流したときは磁束量子がピン止めされて磁束フローが起きなかったことを示しており、 45° 方向よりも 0° 方向へと電流を流した方が臨界電流密度は高い。つまり、磁束量子は最近接空孔方向に運動しやすいことを示唆している。

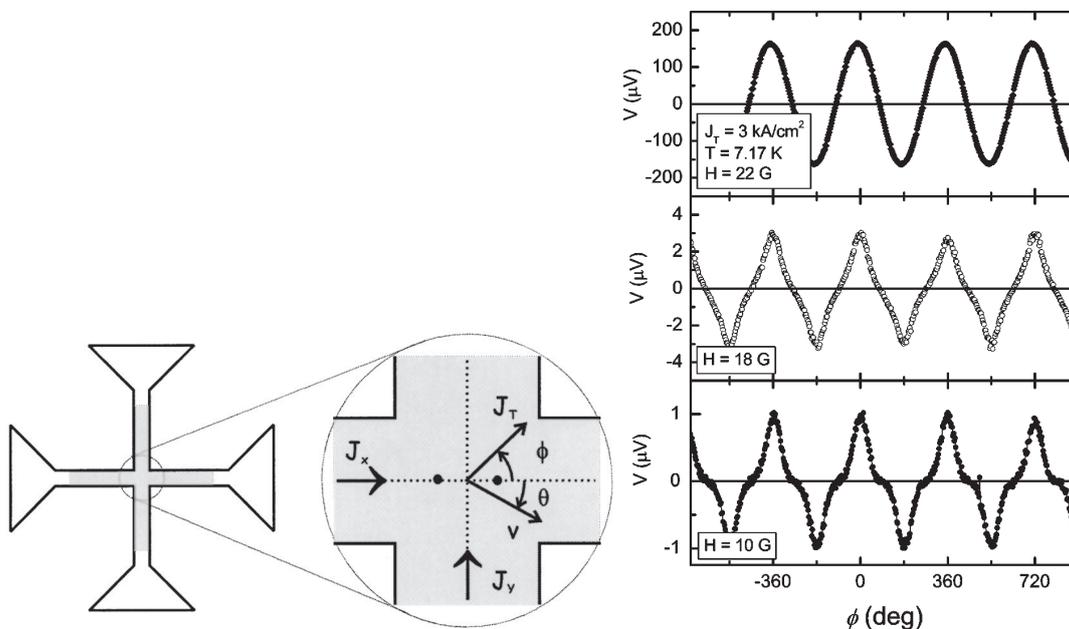


図 2.12: (左) Pb 正方格子正方空孔アレーの模式図 [59]。灰色の領域は、格子定数 $1.5 \mu\text{m}$ 、空孔径 $0.6 \mu\text{m}$ の正方格子正方空孔アレーを作製した領域を、黒点は電圧端子の位置をそれぞれ示す。(右) 7.17 K、 $10 \sim 22$ G の磁場下での実効的電流の向きに対する電圧端子間電圧の角度依存性。

Silva と Carneiro は、正方格子ポテンシャル中における磁束量子の運動を周期的境界条件を課した分子動力学摂動法によってシミュレーションした [60]。図 2.13(左-a) に、ピン止めアレーと駆動力と運動方向の角度の定義を示す。駆動力ベクトル \mathbf{F}_d 、磁束量子の平均運動ベクトル \mathbf{v} のそれぞれの角度は $[1,0]$ ベクトル (平行方向) から角度 α 、 θ を向く。図 2.13(左-b) に参考文献 [60] の式 (17) で表された正方格子ポテンシャルの形状を示す。駆動力の大きさや向きによって、磁束量子の平均移動方向は図 [60](右) のように変化する。 α は $5^\circ \sim 40^\circ$ で 5° ずつ変化させた。駆動力の規格化定数 F_{\max} は正方ポテンシャルで最大傾斜である。この相図は、駆動力が弱いときは 0° もしくは 45° のどちらかにしか動かないことを示唆しており、このモデルは熱摂動を考慮しているため磁束フロー状態に運動方向に相当すると考えられる。そして、 $5^\circ < \alpha < 30^\circ$ では $\theta = 0^\circ$ に運動し、 $35^\circ < \alpha < 40^\circ$ で $\theta = 45^\circ$ となることから、臨界電流密度の異方性としては、 0° 方向と 45° 方向の両方に極小値を持つことが予言されている。

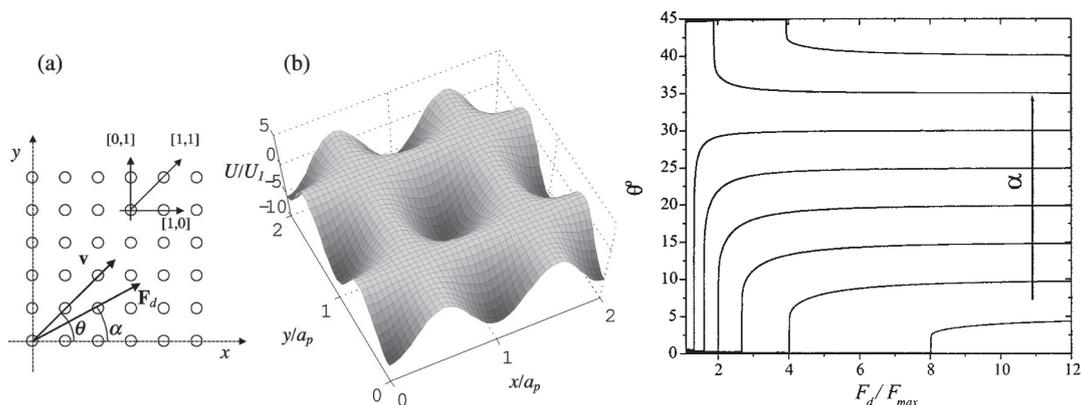


図 2.13: (左-a) ピン止めアレーと駆動力と運動方向の角度の定義 [60]。正方格子平行方向から角度 α 方向に駆動力、角度 θ 方向に磁束量子の平均速度ベクトルをとる。(左-b) 正方格子ポテンシャルの形状。(右) 駆動力の大きさや方向に対する磁束量子の運動方向の変化。

2.4.3 微細加工超伝導体における磁束侵入

超伝導アンチドットアレー

Pannetier らは 100 nm 厚の超伝導 YBCO 薄膜に空孔径 $2 \mu\text{m}$ 、格子定数 $10 \mu\text{m}$ の正方格子アンチドットアレーを作製し、外形が円形の試料において磁束侵入と臨界電流密度が四回対称性を持つことを磁気光学法により示した [13]。図 2.14 は、4.2 K にゼロ磁場冷却した後の励磁過程での磁束侵入の磁気光学像を示している。薄膜垂直方向の磁場 H は、それぞれ $H =$ (a) 100, (b) 60, (c) 160, (d) 250, (e) 300 Oe である。正方格子の平行方向を 0° 、対角格子を 45° として、 0° の方が 45° 方向より磁束侵入が容易であることが分かる。この磁束侵入の異方性は、磁束量子が最近接空孔間のみを動くと仮定する”vortex channeling”モデルによって説明される。図 2.14(a) のように、格子平行方向からの磁束侵入の方向のずれ角を α として、異方的臨界電流密度 $J_c(\alpha)$ を考える。正方格子の最近接空孔の方向である格子の平行方向にしか運動のできない磁束量子が外周と平行に流れる遮蔽電流によって受ける力は $\cos \alpha$ 倍になり、磁束侵入する距離はさらに $\cos \alpha$ 倍される。よって、格子平行方向から α の方向の臨界電流密度 $J_c(\alpha)$ は、

$$J_c(\alpha) = J_c(0) \cos^{-2}(\alpha) \quad (2.26)$$

と表せる。この異方的臨界電流密度 $J_c(\alpha)$ は $\alpha = 45^\circ$ のとき最大となり、 $2J_c(0) = J_c(\pi/4)$ と、格子対角方向に比べ、2 倍小さな値をとる。

Crisan らは、200 nm 厚の超伝導 YBCO 薄膜 ($T_c = 88 \text{ K}$) に、格子定数 $10 \mu\text{m}$ 、空孔径 $2.5 \mu\text{m}$ の正方格子アンチドットアレーを作製し、Pannetier らが提唱した”vortex channeling”モデルを走査型ホール素子

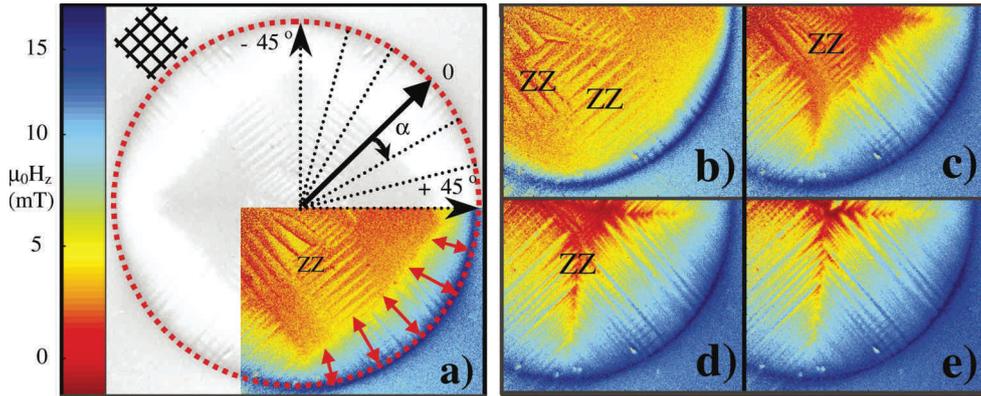


図 2.14: 100 nm 厚、空孔径 $2 \mu\text{m}$ 、格子定数 $10 \mu\text{m}$ の YBCO 正方格子アンチドットアレーにおける 4.2 K での磁束侵入の磁気光学像の磁場依存性 [13]。(a) 試料の方向と角度 α の定義。赤点線は試料外形、黒実線の井の字は正方格子の方向を示している。(a)100、(b)60、(c)160、(d)250、(e)300 Oe における磁気光学像。

顕微鏡によって、磁気光学法より高い空間分解能で、磁束量子の微視的な運動を観察することにより確認した [61]。図 2.15 は、77 K にゼロ磁場冷却したあと、面垂直磁場を (a)1、(b)4、(c)32 Oe 印加したときの走査型ホール素子顕微鏡像を示している。試料端は図の右下に位置しており、“vortex channeling”モデルからは磁束量子は図 2.15(b) に示されている矢印の方向に運動すると考えられる。ホール素子顕微鏡像からは、磁束量子チャンネルの存在する矢印の方向により強い磁場勾配が現れた。これは、最近接空孔間においてのみ磁束量子が運動していることを示唆している。

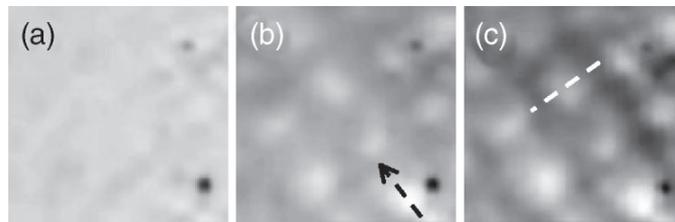


図 2.15: YBCO 正方格子アンチドットアレーにおける磁束侵入の走査型 Hall 素子顕微鏡像 [61]。ゼロ磁場冷却後、(a) 1、(b) 4、(c) 32 Oe の外部磁場を印加。走査範囲は $32 \times 32 \mu\text{m}^2$ 。矢印は磁束量子の運動すると考えられる方向。

超伝導薄膜に正方格子アンチドットを設けた試料では、アンチドットがピン止め中心としてはたらく磁束量子に対する周期的ポテンシャルを作った。一方、磁束量子に対する局所的な磁場を印加することでも正方格子状のポテンシャルを作製できる。そこで、Gheorghie らは、Pb 薄膜上に Co/Pt の磁気ドットを正方格子状に作製し、磁気ドットの磁化の状態に対する磁束侵入の変化を磁気光学イメージング法により観測した [62]。図 2.16 は、Pb 薄膜上に CoPt 正方格子磁気ドットアレーを作製した円盤試料における磁束侵入の磁気光学像を示している。図 2.16(a) は、磁気ドットを T_c 以上の温度で減衰交流磁場により消磁した状態での磁束侵入を、図 2.16(b) は、印加磁場と同じ方向に、磁気ドットがすべて磁化しているときの磁束侵入を示している。消磁した状態では磁束侵入は等方的であるのに対し、すべての磁気ドットが同じ方向に磁化した状態ではアンチドットアレーと同様に磁束侵入は異方的となり、最近接磁気ドットの方向に容易侵入方向が現れる。

図 2.17 は、空孔直径と格子定数の比が 1:4 である試料における磁束侵入の電磁気シミュレーションを示している。磁場に依存しない臨界電流密度、磁場侵入長 $\lambda = 0$ を仮定している。長方形試料に正方格子アンチドットアレーを設けると、平行方向では、空孔を回りこむ遮蔽電流によって最近接空孔間方向に磁束侵入が伸びていくのに対し、 45° 傾けた試料において、対角方向に磁束侵入が伸びる様子が見られた。

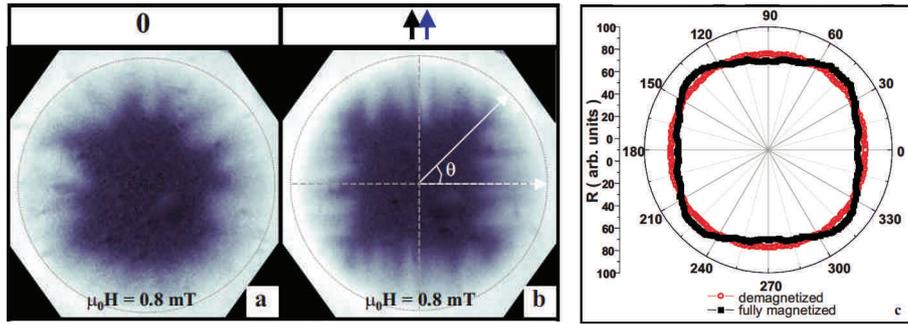


図 2.16: 50 nm 厚の Pb 薄膜上に格子定数 $2 \mu\text{m}$ 、ドット径 $1.52 \mu\text{m}$ の正方格子磁気ドットアレーを作製した円盤試料における磁束侵入の磁気光学像の磁気ドットの磁化依存性 [62]。(a) 磁気ドットの磁化を T_c 以上の温度で減衰交流磁場により消磁後の磁束侵入。(b) 磁気ドットをすべて外部磁場と平行方向に磁化させた場合の磁束侵入。(c) 磁束侵入形状から見積もった円盤の中心から磁束侵入先端までの距離の角度依存性。

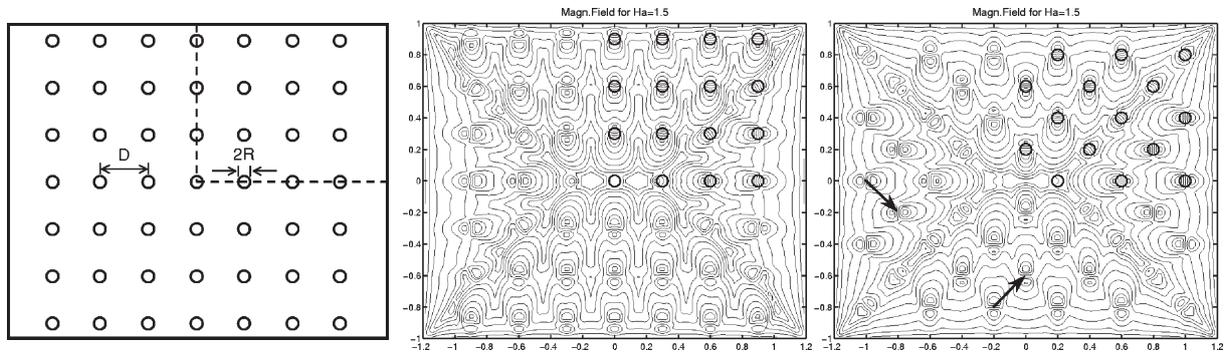


図 2.17: (左) 試料形状。(中) 平行方向の磁束侵入の計算結果。(右) 対角方向の磁束侵入の計算結果。

Nakai らは、ピン止めのない正方格子超伝導ネットワークにおける磁束量子の運動を時間発展 Ginzburg-Landau 方程式を解くことで計算した [63]。結果、図 2.18 のように格子定数を $80\xi_0$ に固定して、細線幅依存性を調べた結果、細線が太いとき磁束量子は主に格子平行方向に侵入し、細線が細いとき格子対角方向に侵入した。磁束侵入の時間発展を追うと、平行磁束侵入しているときは、磁束量子細線内に長時間存在し、空孔間をすり抜けるように格子平行方向に運動していた。一方、対角方向に磁束侵入した場合には、磁束量子は空孔からピンはずれして細線内に侵入しても、すぐに次の空孔にピン止めされるような、空孔から空孔へと素早いピンはずれ・ピン止めを繰り返して磁束侵入した。

現在までの、アンチドットアレーとネットワーク系における、熱平衡状態での磁束量子配置、輸送測定による臨界電流密度の異方性、磁束侵入の異方性について、表 2.2 にまとめた。表 2.2 から、熱平衡状態での磁束量子配置に関しては、超伝導アンチドットアレー・ネットワーク系ともに、実験・理論的に多くの研究がなされている。一方、輸送測定による臨界電流密度の異方性や、磁束侵入の異方性については、アンチドットアレー系における実験・理論の研究のみが行われ、それらの超伝導ネットワーク系における実験・理論の研究は行われていない。よって、微細加工を施した超伝導体における磁束量子の運動に対する理解を深めるためには、超伝導体ネットワーク系における臨界電流密度の輸送測定、磁束侵入の異方性の測定を行う必要がある。そこで、本研究では超伝導ネットワーク系における磁束量子の運動に対する知見を得るため、最も単純な格子の 1 つである正方格子超伝導ネットワークにおいて、磁束侵入・臨界電流密度の異方性を、磁気光学イメージング法および輸送特性測定を用いて行った。

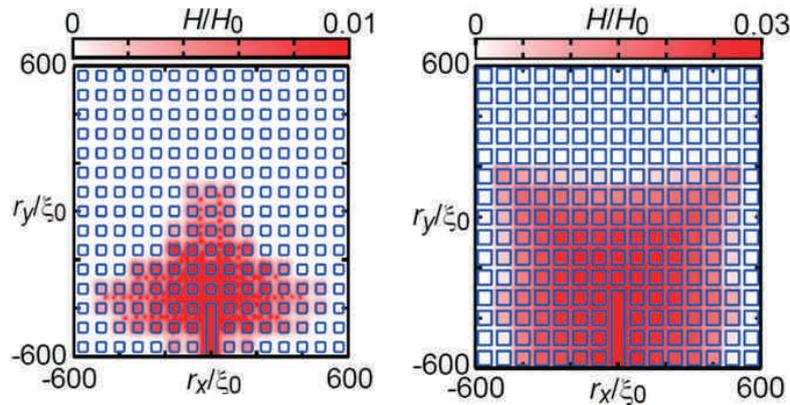


図 2.18: ピン止めのない正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入の時間発展 Ginzburg-Landau シミュレーション [63]。格子定数 $80\xi_0$ 、細線幅 (左) $44\xi_0$ 、(右) $20\xi_0$ 。

表 2.2: 微細加工を施した超伝導体における磁束の運動の研究のまとめ。

現象	アンチドットアレー	超伝導ネットワーク
熱平衡状態での配置	実験 [49]、理論 [50]	実験 [51, 53, 54, 55]、理論 [56, 57, 12]
磁束フロー	実験 [59]、理論 [60]	-
磁束侵入	実験 [13, 61, 62]、理論 [63]	-

2.5 磁束雪崩

1960年代には、急激な外部磁場変化によって超伝導体の磁化が消失する flux jump 現象がピックアップコイルを用いた実験によって確かめられた。これは外部磁場の急激な変化により多くの磁束量子が短時間に試料内に侵入し、試料の熱伝導度、比熱が小さいときに起こる現象である。この現象は、磁束量子の運動によって散逸が起り、局所的に温度が上昇すると、ピン止め力が下がることによって、さらに多くの磁束量子をピンはずれさせるというフィードバックがはたらくことによって起こることから、熱磁気不安定性による磁束雪崩と呼ばれる。この熱磁気不安定性による磁束雪崩現象は後述するようにマクロな物理量によって議論されてきた [64]。2000年以降の局所磁場測定によって、薄膜超伝導体において空間的変調を持つ磁束雪崩が発見され [65]、摂動論を用いた解析的理論や [19]、熱電磁気シミュレーション [66] が行われている。

また、1980年後半には、遅い磁場変化下の超伝導体における臨界状態における磁束量子の磁束侵入過程はスケール不変の自己組織化臨界状態であると提唱された [67, 68]。このモデルによると、熱的過程を無視しても磁束量子同士の相互作用と磁束量子ピン止め中心間の相互作用の競合によって、いかなる大きさの磁束雪崩も起き得るとされている。この仮説を受け、理論的には、cellular automata による方法 [69, 5]、分子動力学法 [70] によって磁束侵入過程は自己組織化臨界状態であることが確認されている。また、実験的には、ピックアップコイルによる手法 [71, 72]、SQUID 磁束計による手法 [73]、微小ホール素子による手法 [74, 75, 76, 77, 78]、磁気光学イメージングによる手法 [79, 80, 81, 82] によって、熱磁気不安定性が起らない状態では磁束雪崩発生時の磁束のサイズが冪乗則であることが示されている [5]。

本研究では、熱磁気不安定性における磁束雪崩を単に磁束雪崩と呼ぶ。

2.5.1 熱磁気不安定性による磁束雪崩

超伝導体内で磁束量子が速度 \mathbf{v} で運動したとき、Maxwell 方程式から、 $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ の電場が発生する。このとき、クリーンでない超伝導体内で磁束量子が運動するためにはピン止め力を振り切るための Lorentz 力が必要である。そのため、磁束量子が運動した領域 (電場が発生した領域) において臨界電流が流れてい

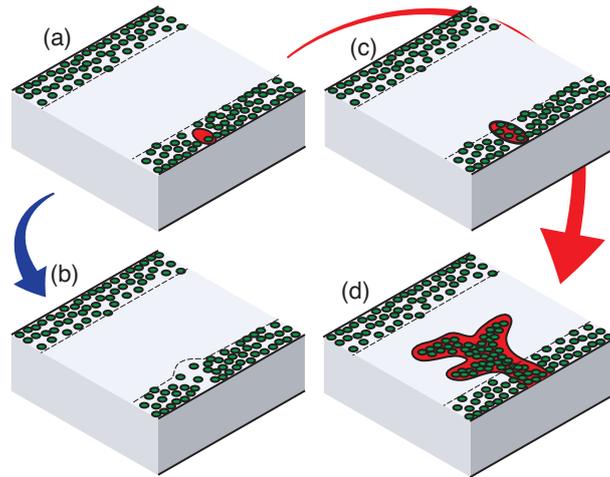


図 2.19: 磁束雪崩の時間発展の模式図。(a) 局所的な温度上昇による磁束量子の運動。(b) 周囲、外部への熱伝導により磁束量子の運動・温度上昇が収束。(c) 温度上昇によりさらに磁束量子の運動を誘起。(d) 熱が発散。

ることになる。よって、磁束量子の運動によって、発生した電場と遮蔽電流である臨界電流が存在するために散逸が生じる。この散逸による発熱が、熱伝導せずに局所的に超伝導体の温度を上昇させるとき、熱磁気不安定性が生じることを議論する。図 2.19 には、磁束雪崩発生時の時間発展の模式図を示している。まず、超伝導体中で局所的に温度が上昇した状態を考える。そのとき、温度が上昇した領域では熱ゆらぎの効果や超伝導凝縮エネルギーの減少によりピン止め中心によるピン止め力が低下し、局所的に臨界電流密度が減少した領域ができる。この領域では、温度が上昇する前の臨界電流が流れているため、その領域にある磁束量子は運動を始める。磁束量子の運動によって散逸が生じ、その発熱による温度上昇が熱伝導による熱拡散を上回っているとき、最初に生じた温度上昇が時間的に発散する。このように、局所的な微小温度上昇が、磁束量子の運動を誘起することにより時間的に発散する状態を熱磁気不安定性と呼ぶ。この熱磁気不安定性による磁束の急速な侵入を熱磁気不安定性による磁束雪崩と呼ぶ。熱磁気不安定性による磁束雪崩現象は、発熱過程から始まるため、印加磁場の上昇、磁束クリープ、レーザー照射、RF 波照射などによって引き起こされる。また、以下では外部磁場の上昇のみを考慮した場合の磁束雪崩の発生するしきい値について議論する。単位はすべて SI 単位系で示している。

2.5.2 磁束雪崩の形状

磁気光学法の 2000 年頃の技術発展以降、磁束雪崩の形状についての実験が多くなされている。これらの実験以前は磁化、抵抗、温度測定によって、磁束の跳びのみが議論されていた。また、バルク試料における空間的に均一な磁束雪崩は観測されていた。

空間的に均一な磁束雪崩

図 2.20 は、バルク Nb 試料における磁束雪崩の磁気光学像を示している [83]。4.2 K までヘリウムガス中で冷却され、2000 Oe まで磁場が印加された。試料のほぼ全域が磁束雪崩によって、磁束侵入していることが分かる。バルク試料における磁束雪崩の条件は式 (2.27) の条件に対応している。

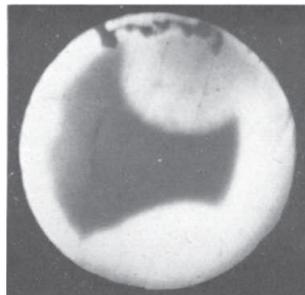


図 2.20: バルク Nb 円盤における磁束雪崩の磁気光学像 [83]。

指状・樹枝状の磁束雪崩

MgB₂[84]、Pb[80]、NbN[85]、Nb₃Sn[86]、Nb[83, 87]、YBa₂Cu₃O_x[65, 88]、YNi₂B₂C[89] 薄膜超伝導体において、磁束雪崩の形状が空間的不均一性を持ち、典型的には指状または枝分かれした樹枝状の形状をとることが磁気光学イメージングによって明らかになっている。磁束密度の空間スケールは、基板への熱伝導を無視したとき、式 (2.33) のように試料の比熱や臨界電流密度によって決まる。

Leiderer らは、YBCO 超伝導薄膜における remanent 状態において薄膜の外端をレーザー照射を用いて加熱することによって磁束雪崩を誘起したとき、磁気光学法によって観察した磁束雪崩の形状が再現せず、図 2.21 のような樹枝状の磁束雪崩の形状は試料欠陥に依らないことを示した [65]。磁気光学法による樹枝状の磁束雪崩の観察報告はこれが初めてである。

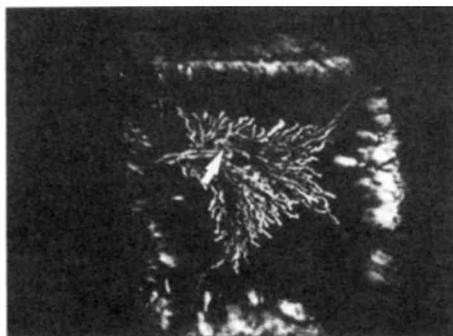


図 2.21: YBCO 薄膜における remanent 状態で加熱レーザーを照射したときの磁束雪崩の磁気光学像 [65]。

Duran らは、Nb 薄膜において、135 Oe の磁場中で 7.42 K、5.97 K、3.30 K まで冷却した後にゼロ磁場に減磁した状態での磁束侵入を観察することにより、図 2.22 のように温度によって磁束雪崩の形状が変化することを示した。図 2.22(a) のように、高温域では磁束雪崩は発生せず、図 2.22(b) のように、磁束雪崩が発生する温度になると試料全体に渡る大きなスケールの樹枝状の磁束雪崩が発生する。さらに図 2.22(c) のように低温では、枝分かれすることなく、指状の磁束雪崩が発生する。

さらに、ゼロ磁場冷却後の Meissner 状態への外部磁場を変化させたとき磁束侵入における磁束雪崩が磁気光学イメージング法によって観察されている [84, 90, 86]。図 2.23 は、MgB₂ 薄膜におけるゼロ磁場冷却後の励磁過程での磁束雪崩の磁気光学像の温度依存性を示している [84, 90]。磁場中冷却での実験結果と同様、低温部 (図 2.23(a)) では、磁束雪崩は空間不均一性を持って、試料端から垂直に伸びる指に似た形状で発生する。また、温度を上昇すると、図 2.23(b) のように指状の磁束雪崩が消え、枝分かれした樹枝状の磁束雪崩が発生する。さらに高温では、図 2.23(c) のように磁束雪崩は発生せず、スムーズな磁束侵入が起こる。

この樹枝状の磁束雪崩は超伝導薄膜における磁束量子間斥力相互作用が非局所的であることによって起こると考えられている [91, 5]。

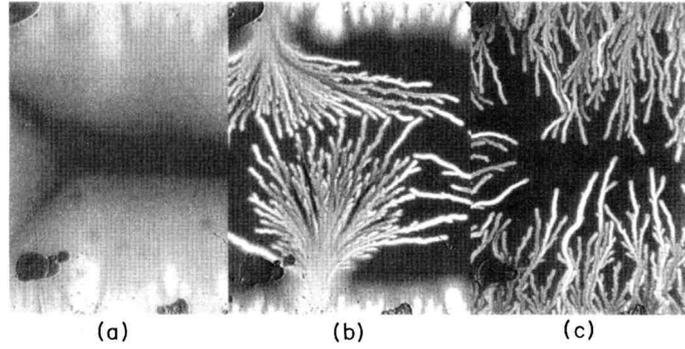


図 2.22: Nb 薄膜における磁場中冷却後、(a) 7.42 K、(b) 5.97 K、(c) 3.30 K における減磁過程での磁束雪崩の磁気光学像 [87]。

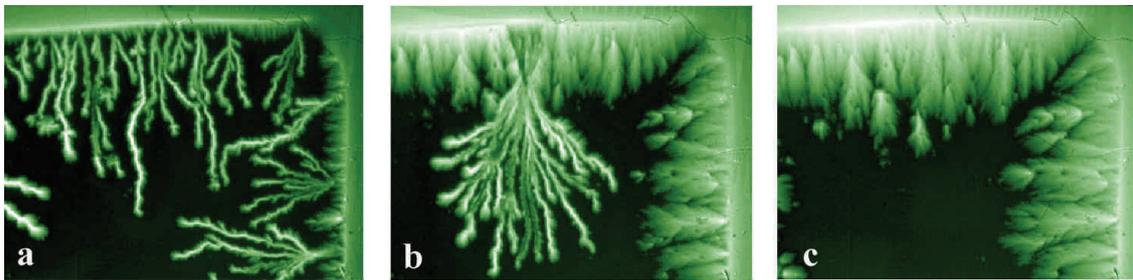


図 2.23: MgB₂ 薄膜における (a)3.3 K、(b)9.9 K、(c)10.5 K における磁束雪崩の磁気光学像 [84]。

実験結果が試料欠陥に依らないことや物理パラメータ依存性を再現するため、数値計算による磁束雪崩のシミュレーションが行われている。薄膜極限における樹枝状磁束雪崩、指状磁束雪崩、スムーズな磁束侵入の温度依存性の分子動力学による手法 [90]、バルク極限での指状の磁束雪崩の熱電磁気シミュレーションによる手法 [92]、薄膜極限での磁束雪崩形状の温度依存性の熱電磁気シミュレーションによる手法 [93]、薄膜極限での磁束雪崩形状の熱伝導度、比熱、基板への熱伝導依存性の熱電磁気シミュレーションによる手法 [94] などである。図 2.24 は、2つのパラメータ $\alpha = \frac{d\mu_0\kappa}{w\rho C}$ 、 $\gamma = \frac{wd\mu_0j_c^2}{CT_c}$ に対する磁束雪崩形状の依存性を示している。ここで、 ρ は常伝導状態での抵抗率を示している。 α が大きいとき、つまり試料内の熱伝導率が高いとき、磁束雪崩の形状はより丸くなり、樹枝状磁束侵入から指状の磁束侵入に変化することが分かる。これは、熱伝導率が低いほど、局所的に温度上昇が起り、磁束量子同士の斥力によって、より離れることのできる樹枝状の侵入を形成したと考えられる。また、 γ が大きいとき、つまり J_c が高い、もしくは C が小さいとき、磁束雪崩の試料外端からの垂直方向の大きさがより大きくなる事が分かる。これは、磁束雪崩発生時の発熱が大きい、もしくは同発熱量での温度上昇が大きいため、磁束雪崩のサイズが大きくなったと考えられる。

2.5.3 正方格子ネットワークにおける磁束雪崩

Menghini らは、格子定数 $1.5 \mu\text{m}$ 、線幅 $0.7 \mu\text{m}$ の Pb 正方格子超伝導ネットワークにおける磁束雪崩の形状の温度依存性を磁気光学法によって観察している [80]。図 2.25(a) のように、温度が低いときにほとんど枝分かれしない正方格子に沿った指状の形状が、温度を高くしていくと、図 2.25(b)、(c) のように、枝分かれした樹枝状の磁束雪崩が、さらに温度を高くすると図 2.25(d) のように、vortex channeling モデルで説明される正方格子に沿った磁束侵入が観察された。また、Pb 正方格子超伝導ネットワークにおける正方空孔を、薄膜を貫通していない長方形 blind hole に変えた Pb 正方格子長方空孔アレーにおける磁束雪崩形状について、より指状の磁束雪崩が発生しやすくなる事が観察されている [95]。

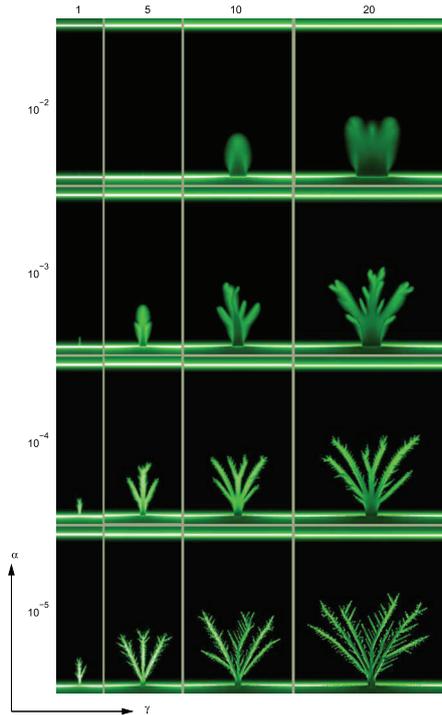


図 2.24: 熱磁気シミュレーションによる磁束雪崩形状の熱伝導度、外部への熱伝導係数、比熱依存性 [94]。

Motta らは、MoGe 薄膜に正方格子超伝導ネットワークを作製し、その試料における磁束雪崩を磁気光学イメージングした [96]。図 2.26 には、磁束雪崩の磁気光学像と試料の光学像が示されている。磁束雪崩の形状は試料が外部から幹のように垂直に 1 本の磁束雪崩が存在し、その幹から樹枝状に格子対角方向に伸びる磁束雪崩が観測された。また、同様の系における典型的物理パラメータを仮定した場合の熱電磁気シミュレーションが行われている。結果、図 2.27 のように、実験と類似した磁束雪崩形状が再現された。これらの結果から、超伝導ネットワークにおける磁束雪崩の形状は格子対角方向に伸びる。

2.5.4 磁束雪崩の下部しきい磁場

この節では、試料内外断熱状態でのバルク極限における均一磁束雪崩、試料外部への断熱状態でのバルク極限における不均一磁束雪崩、試料外部への断熱状態でのストリップにおける均一磁束雪崩、ストリップにおける不均一磁束雪崩、の 4 つの条件を仮定した場合での磁束雪崩の発生するしきい磁場 H_{th} について議論する。この磁束雪崩発生しきい磁場を下部しきい磁場、もしくは単にしきい磁場と呼ぶ。

試料内外断熱状態でのバルク極限における均一磁束雪崩

Swartz らは、バルク超伝導体における試料外部へ・内部での断熱極限において外部磁場の増加によって磁束が増加するとき、磁束量子の運動による散逸・発熱が発散する条件を議論した [64]。十分試料が厚く、空間的に均一な磁束雪崩について適応できる。

$$H_{th} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{CT^*}{\mu_0}} \quad (2.27)$$

ここで、 $T^* = (-\partial \ln J_c / \partial T)^{-1}$ 、 C は超伝導体の比熱である。

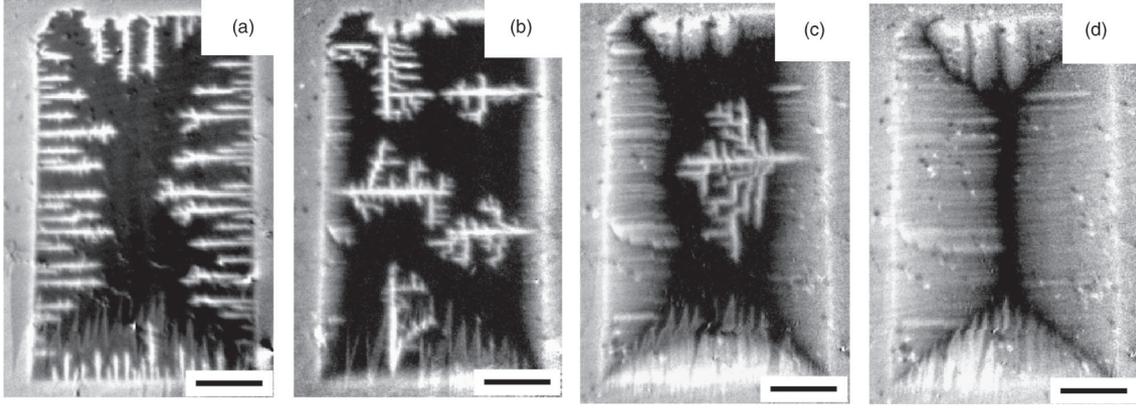


図 2.25: Pb 正方格子超伝導ネットワークにおける磁束雪崩形状の温度依存性 [80]。(a)4.5 K、(b)5.5 K、(c)6 K、(d)6.5 K での磁気光学像。

試料外部への断熱状態でのバルク極限における不均一磁束雪崩

Rakhmanov らは、バルク超伝導体における試料外部への断熱極限において、温度、電場、磁束密度の摂動を導入した場合の最も不安定となる空間的スケールを、試料内の熱伝導を考慮した熱伝導方程式と Maxwell 方程式から計算した [92]。十分試料が厚く、空間的に不均一な磁束雪崩について適応できる。

$$H_{\text{th}} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\kappa T^* J_c}{E}} \quad (2.28)$$

ここで、 κ は試料内の熱伝導率、 E は摂動前の電場の大きさである。また、磁束雪崩の進行方向に対して垂直方向の空間的不均一スケール d_y は、

$$d_y = \sqrt{\frac{\kappa}{E \partial J_c / \partial T}} \frac{1}{(2n)^{1/4}} \quad (2.29)$$

と求まる。ここで、 n は超伝導体の電流電圧特性の非線形性であり、 $n \equiv \partial \ln E / \partial \ln j \sim J_c / \sigma E$ である。

試料外部への断熱状態でのストリップにおける均一磁束雪崩

Shantsev らは、薄膜ストリップ超伝導体における試料外部への断熱極限において、温度、電場、磁束密度の摂動論から、試料内の熱伝導を考慮し、空間的に均一な磁束雪崩の発生磁場について議論した [81]。十分試料が薄く、試料外部への熱伝導が小さい試料において、空間的に均一な磁束雪崩について適応できる。

$$H_{\text{th}} = \sqrt{2\mu_0 C T^*} \sqrt{\frac{d}{w\pi}} \quad (2.30)$$

ここで、 d は試料の厚さ、 w は試料の幅である。

ストリップにおける不均一磁束雪崩

Denisov らは、薄膜ストリップ超伝導体における試料外部への熱伝導を考慮し、温度、電場、磁束密度の摂動論を、試料内部の熱伝導を考慮し、空間的に不均一な磁束雪崩のしきい磁場、また空間スケールについて議論した [19, 97]。十分試料が薄く、試料外部への熱伝導が有限である試料において、空間的に不均一な磁束雪崩について適応できる。

$$H_{\text{th}} = \frac{J_c d}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{w}{w - l^*} \right) \quad (2.31)$$

$$l^* = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\kappa}{|J_c'|E}} \left(1 - \sqrt{\frac{2h_0}{nd|J_c'|E}} \right)^{-1} \quad (2.32)$$

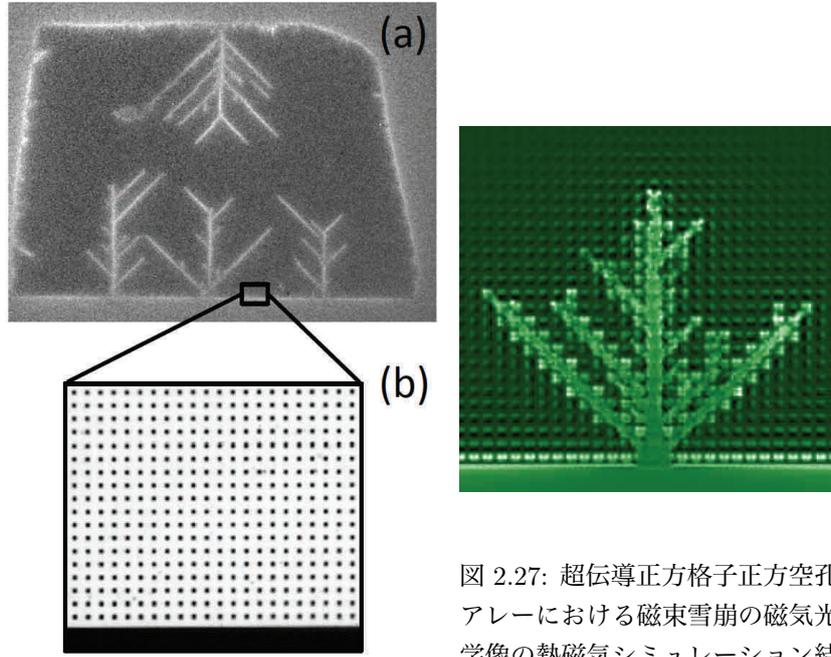


図 2.27: 超伝導正方格子正方空孔アレーにおける磁束雪崩の磁気光学像の熱磁気シミュレーション結果 [96]。

図 2.26: MoGe 超伝導正方格子正方空孔アレーにおける磁束雪崩の磁気光学像 [96]。

ここで、 h_0 は外部への Newton の冷却則 ($\kappa \nabla(T) = -h_0(T - T_0)$ 、 T_0 は基板の温度) の係数である。基板への熱伝導を無視すると、磁束雪崩の進行方向に対して垂直方向の空間的不均一スケール d_y が計算でき、

$$d_y = \frac{\pi^2 C T^*}{2\gamma n^{1/4} \mu_0 J_c^2 d} \quad (2.33)$$

となる。ここで γ は Bio-Savart の法則の Kernel から求まる、膜厚と磁束侵入先端距離の比 d/l と、ストリップ平行方向の空間的不均一の波数 k_x の関数であり、 $d/l \rightarrow 0$ であるとき、5 に収束する。

表 2.3: 図 2.28 に表された磁束雪崩発生しきい磁場 H_{th} のそれぞれの仮定。

プロット名	式番号	参考文献
$B_1^{\text{adi,uni}}$	式 (2.27)	[64, 92]
B_2^{fing}	式 (2.30)	[81]
B_3^{pen}	式 (2.25)	[32]
S_1^{fing}	式 (2.32)	[97]
$S_2^{\text{fing,noheattrans.}}$	式 (2.30)	[81]
S_3^{uni}	式 (2.30)	[81]
$S_4^{\text{adi.,uni}}$		[81]
S_5^{pen}	式 (2.25)	[32]
S_6^{fing}		

それぞれのしきい磁場を Nb 超伝導体の典型的な物理パラメータを使って表したのが図 2.28 である。パラメータは、転移温度 $T_c = 9.2$ K、臨界電流密度 $J_c = 1 \times 10^{11}(1 - T/T_c)$ A/m²、膜厚 $d = 500$ nm、ストリップ幅 0.9 mm、比熱 $C = 7.2(T/T_c)^3$ kJ/m³K、試料内の熱伝導度 $\kappa = 120(T/T_c)^3$ W/mK、外部への熱輸送係数 $h_0 = 36(T/T_c)^3$ kJ/m²K、電流電圧非線形 $n = 40(T_c/T - 1)$ とした。図 2.28(a) には、バル

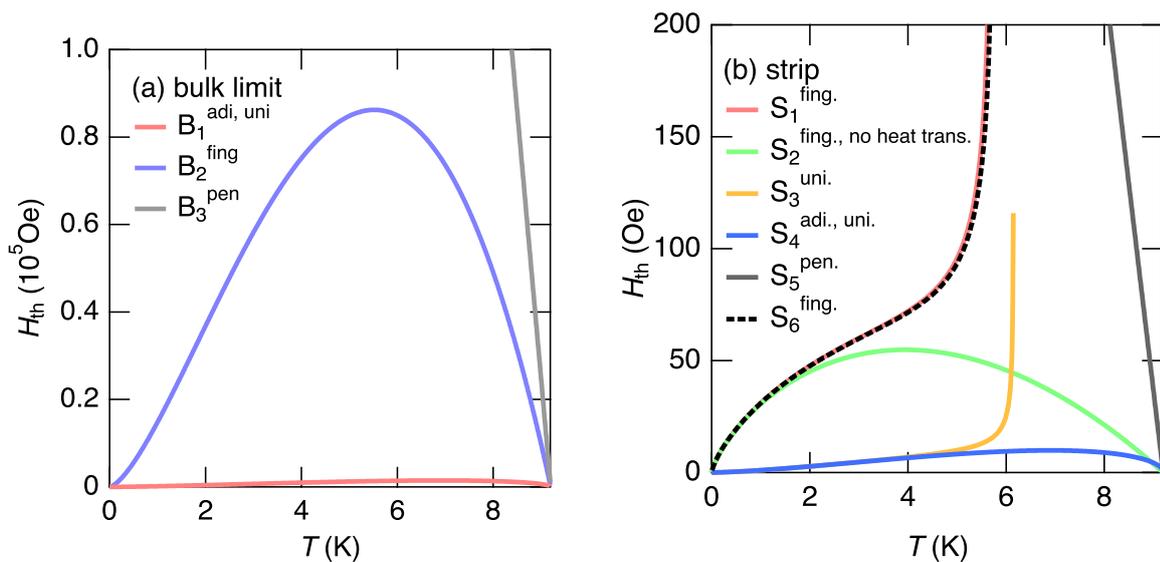


図 2.28: 各種磁束雪崩しきい磁場の温度依存性。

ク極限での H_{th} の温度依存性が示されている。しきい磁場は、0 K においてゼロとなり、 T_c に対し 2/3 程度の温度でピークを持つ。これは、十分温度が低いとき、比熱が十分小さいために少しの磁場、またはその磁場で発生する電場で温度上昇を生むのに十分であることから、しきい磁場はゼロとなると考えられる。また、温度が十分 T_c に近いとき、比熱が大きく温度が上昇しにくくなるが、 J_c が低いために磁束侵入先端距離は伸びるため、磁場が低くても大きな電場を得ることができるためだと考えられる。図 2.28(b) は、薄膜におけるしきい磁場 H_{th} の温度依存性を示している。基板への熱伝導を考えたとき、 S_1 や S_3 のように、ある温度でしきい磁場は発散する。これは、超伝導ストリップにおいて、磁束侵入先端距離は式 (2.25) を仮定すると無限大の磁場において中央に到達する。最大の電場を得るためには、磁束侵入先端距離が試料中心に届く磁場が必要であるため、基板への熱伝導と試料内での発熱量が釣り合う温度において、最大の電場を得るためにしきい磁場は発散すると考えられる。 S_1 は単調増加関数ではなく、電場が十分大きいとき、基板への熱伝導が小さいとき、 S_3 に近づく。

しきい磁場の膜厚依存性

Colauto らは、Nb 薄膜超伝導における磁束雪崩発生やしきい磁場を線幅を固定し、20 ~ 80 nm 厚の範囲で膜厚依存性を磁化測定により測定している [98]。しきい磁場は試料膜厚 d に比例し、反磁場効果の増強により、しきい磁場が変化する理論と一致している (式 (2.30))。

2.5.5 磁束雪崩の上部しきい磁場

Yurchenko らは、臨界電流密度の磁場依存性を考慮した磁束雪崩発生磁場について NbN 薄膜における磁束雪崩を磁気光学法により観察した [99]。結果、同一温度での励磁過程において、磁束雪崩のしきい磁場以上では磁束雪崩が発生し、さらに磁場を増加させると J_c が下がり磁束雪崩が起こらない磁場領域が現れた。図 2.29 は 280 nm 厚の NbN 薄膜における磁束雪崩の磁気光学像を示している。図 2.29 左上では磁束雪崩は発生しておらず、図 2.29 右上でしきい磁場に達し、初めて磁束雪崩が発生した。さらに磁場を増加させると、磁束雪崩が非連続的に発生するが、図 2.29 右下のように十分高磁場になると磁束雪崩が発生しなくなる。これは、磁束密度が高くなることによって臨界電流密度が低下し、磁束雪崩が起こらない安定相に再度入ったことを意味する。

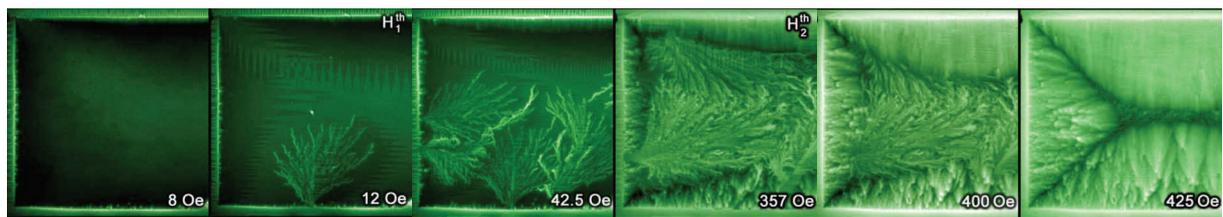


図 2.29: NbN 薄膜における磁束雪崩の磁気光学像の磁場依存性 [99]。

第3章 実験手法

3.1 磁気光学イメージング法

この章では、磁気光学イメージング法の原理と測定法について解説する。磁気光学イメージング法とは、局所磁場を磁気光学効果を用いて光学的に測定する方法である。まず、原理としてファラデー効果について説明し、本研究で用いたセットアップ、解析方法について説明する。

物質に外部磁場を印加したり、磁化が生じることによる光学活性を磁気光学効果 (magneto-optical effect) と呼ぶ。磁気光学効果における光と磁場の配置は、光の方向と磁場が平行の場合をファラデー配置、垂直の場合をフォークト配置と呼ぶ。ファラデー配置で物質に磁場を印加して、磁場と平行に直線偏光を入射したとき、透過光の電場ベクトルの向きが入射光の電場の向きから傾く効果をファラデー効果 (Faraday effect) と呼び、直線偏光の旋光角をファラデー回転角と呼ぶ。正確には、透過光の電場ベクトルの軌跡は直線ではなく、楕円を描き、このような楕円偏光をつくる効果を磁気円二色性と呼び、回転角は楕円の主軸と入射光の電場の向きの傾きとする。ファラデー回転角は磁場または磁化の1次の関数である。

自然旋光性と磁気光学効果の違いは相反性である。自然旋光性物質、たとえばブドウ糖溶液を光が往復した場合、旋光はもとに戻ってしまう性質 (相反性) を持つが、ファラデー効果の場合には磁場中のガラスを往復すると、旋光の向きが磁場の方向によって定義されるために、片道の場合の2倍の旋光を受ける (非相反性)。

自発磁化を持たない物質のファラデー回転角 θ_F は、外部磁場 H に比例し、磁性試料長さ d_m に比例し、

$$\theta_F = k_V H d_m \quad (3.1)$$

と表せる。ここで、 k_V は単位長さあたり、単位磁場あたりのファラデー回転角を与える Verdet 定数と呼ばれる。この関係は、常磁性体など磁化が磁場に比例する場合にのみ成り立つ。

磁気光学イメージング法の開発の歴史

ここでは、過去の研究において磁気光学イメージング法が超伝導体に対して用いられた例を解説する。磁気光学イメージング法の用例のレビューとして詳しいのは、参考文献 [100, 101, 102] である。1957年、Alersらによって第一種超伝導体において、常磁性体 $\text{Ce}(\text{PO}_3)_3$ もしくは $\text{Ce}(\text{NO}_3)_3$ の厚い板を用い、磁束密度分布を観察したのが、磁気光学イメージング法を超伝導体に対して用いた例である [103]。このとき、空間分解能は $200 \mu\text{m}$ 程度であった。他の多くの金属の第一種超伝導体に対しても磁気光学イメージングが行われた [104]。

1968年、Kirchnerは、常磁性磁気光学層としてEuカルコゲン化合物EuS、Euハロゲン化合物EuF₂の薄膜を用いて、高空間分解能の磁気光学イメージング法を開発した [105, 106]。Hübener、HabermeierらはこのEu系常磁性膜を用いて第二種超伝導体における磁束密度勾配観察を行った [107, 108]。さらに同じ手法で、1989年にはMoserらによって高温超伝導体YBCOにおける磁束侵入が観察された [109, 110]。高温超伝導体に対する磁気光学イメージングの適応はEuS/EuF₂の混合物よりVerdet定数が大きいEuSeを蒸着することで行われた。しかし、EuSeは強磁性常磁性転移温度4.5 K以上では磁気光学効果が減少し、15 K以下でしか磁気光学イメージングは行えなかった [111]。

さらに高温でも使用できるよう、1989年、Polyanskiiらは、強磁性体Bi、Gaドープしたイットリウム鉄ガーネット(YIG)を用いた磁気光学手法を開発した [112]。この手法で用いられた磁気光学膜はいわゆる

ガーネット膜である。このガーネット膜は液相エピタキシー成長で作製され、そのキュリー温度は 500 K 程度であることから高温超伝導体にも適応でき、面垂直方向に自発磁化する特性を持っていた [113, 114]。この磁性ガーネット膜を用いることにより EuSe より磁場分解能は格段にあがり、温度も 150 K まで依存性がなかったが、ストライプ状の強磁性迷路磁区が見えており、磁場を測定するには、磁区の密度を観察して磁場を間接的にしか測定できないことが問題であった。そして、空間分解能は、磁区幅 20~30 μm が最大であった。これらの問題を解決するため、1992 年、Dorosinskii らは、面内磁化ガーネット膜を用いて超伝導体における磁束侵入を観察した [115]。1995 年、Wallenhorst、Grechishkin、Ubizskii らは、(Lu,Bi) ドープした YIG 磁性ガーネットを用いた面内方向に自発磁化を持つインジケータ膜の開発について報告している [116, 117, 118]。面内磁化ガーネット膜は、面垂直磁化ガーネット膜と比較して、常磁性磁気光学膜と同様に面垂直方向の磁束密度を、応答は非線形であるものの直接観察できる点が利点である。磁場分解能は 0.1 G を達成し、空間分解能はガーネット膜と試料との距離によって決まるため、数 μm 程度であった。2001 年、ついに Goa らによって NbSe₂ において単一磁束量子が観察された [119]。

光強度分布から磁束密度分布に変換するための定量的補正については、常磁性膜で Forkl らが、面内磁化ガーネット膜では Dorosinskii らが議論している [120, 115]。

面内磁化磁性ガーネット膜の磁場応答

以下では、面内磁化強磁性体の外部磁場に対する応答を議論する。ゼロ磁場下では、磁氣的異方性により面内に自発磁化が生じる。このとき、一般的には面内のどの方向を向いてもエネルギーが等しくなるため、面内の磁区が発生する。面内の磁区は磁気光学イメージングによって検出されてしまうため、実際の測定では面内方向に磁場を印加することによって、面内磁区の効果を消す作業が必要となる。よって、面内磁場 H_{\parallel} を考慮して、磁性体の面垂直磁化率を計算する。磁性体の面垂直方向の磁化を M_{\perp} 、面内方向の磁化を M_{\parallel} 、飽和磁化を M とする。このとき、 $M = \sqrt{M_{\perp}^2 + M_{\parallel}^2}$ が成り立つ。

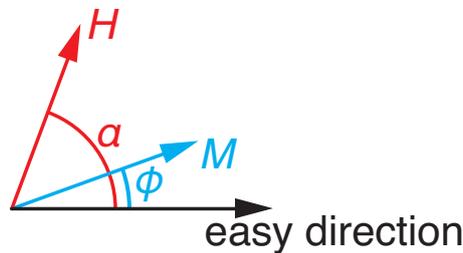


図 3.1: 傾いた外部磁場に対する磁気異方性係数のある試料における磁化の方向の模式図。

面内の磁場 H_{\parallel} 、面垂直の磁場 H_{\perp} として、面内方向から角度 α に磁場が印加されている状態を考える。このとき、磁気異方性定数を κ とし、磁場に対する磁化のエネルギー E_m は、

$$E_m = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} + \kappa \sin^2 \phi \quad (3.2)$$

と表せる。条件 $\partial E / \partial \phi = 0$ から、

$$\frac{H_{\perp}}{\sin \phi} - \frac{H_{\parallel}}{\cos \phi} = \frac{2\kappa}{M} \quad (3.3)$$

を満たす ϕ がエネルギー最小となる磁化の向きである。また、ファラデー回転角 $\theta_F = CM_{\perp} = CM \sin \phi$ とおく (ここで C は比例定数)。ここで外部磁場の縦成分 H_{\perp} は、

$$H_{\perp} = \frac{2\kappa}{CM^2} \theta_F + H_{\parallel} \tan \sin^{-1} \left(\frac{\theta_F}{CM} \right) \quad (3.4)$$

となる。この式から、 H_{\parallel} を固定したとき、ファラデー回転角 θ_F は、低磁場極限では H_{\perp} の 1 次関数、十分大きな垂直磁場においては飽和する性質を持つことが分かる。

3.1.1 ファラデー効果

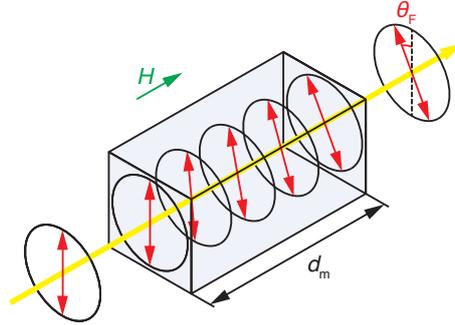


図 3.2: ファラデー効果の模式図。物質の厚さ d 、偏光の進行方向の印加磁場 H に比例して、偏光面がファラデー回転角 θ_F 回転する。

ファラデー効果とは、ファラデー配置における物質の磁化による旋光性と円二色性の総称である。ファラデー配置とは物質に対する光の進行方向と外部磁場の方向が一致する配置である。ファラデー効果は、物質の左右円偏光に対する応答の違いがあるときに起こる。旋光性は物質中で左右円偏光の速度が異なるときに起こる。直線偏光は右円偏光と左円偏光に分解できる。この光が物質を透過した後、左右円偏光の位相が異なっていれば、両者を合成した軌跡は入射光の偏光方向から傾いた直線偏光となる。図 3.2 は、光の進行方向に磁化している物質内に直線偏光を入射した場合のファラデー効果を示している。

3.1.2 光強度

単位面積、単位時間あたりの光子数を光強度 I として、偏光子と検光子の角度 ϕ 、Faraday 効果による回転角 θ_F 、入射光強度 I_0 、CCD からくる暗電流や背景光などによる信号を I_{offset} とすると、

$$I = I_{\text{off}} + I_0 \cos^2(\phi - \theta_F) \quad (3.5)$$

$$= I_{\text{off}} + \frac{I_0}{2} + \frac{I_0 \cos(2\theta)}{2} \quad (3.6)$$

ここで

$$\theta \equiv \theta_{\text{PA}} - \theta_F \quad (3.7)$$

とした。従来、磁気光学法により磁束密度観察において、クロスニコル配置 ($\theta_{\text{PA}} = \pi/2$) での実験が行われてきた。このとき、

$$I = I_{\text{off}} + \frac{I_0}{2} + \frac{I_0 \cos(\pi - 2\theta_F)}{2} \quad (3.8)$$

$$\simeq I_{\text{off}} + \frac{I_0}{2} - \frac{I_0}{2} \left(1 - \frac{(2\theta_F)^2}{2} \right) \quad (3.9)$$

$$= I_{\text{off}} + I_0 \theta_F^2 \quad (3.10)$$

$$\propto \theta_F^2 \propto H^2 \quad (3.11)$$

となり磁場の二次関数となる。この方法では、光強度は磁場 H の正負極性の区別がつかない。つまり、磁場強度分布のみによるという問題がある。極性の問題を解決するため、クロスニコル配置から少し検光子

をずらした配置 ($\theta_{PA} = \pi/2 + \Delta\theta_{PA}$) によって実験が行われた。この配置では、

$$I = I_{\text{off}} + \frac{I_0}{2} + \frac{I_0 \cos(\pi + \Delta\theta_{PA} - 2\theta_F)}{2} \quad (3.12)$$

$$\simeq I_{\text{off}} + \frac{I_0}{2} - \frac{I_0}{2} \left(1 - \frac{(2\theta_F - \Delta\theta_{PA})^2}{2} \right) \quad (3.13)$$

$$= I_{\text{off}} + I_0\theta_F^2 - I_0\theta_F\Delta\theta_{PA} + I_0\Delta\theta_{PA}^2 \quad (3.14)$$

$$\simeq I_{\text{off}} - I_0\theta_F\Delta\theta_{PA} + I_0\Delta\theta_{PA}^2 \quad (3.15)$$

$$\propto \theta_F \propto H \quad (3.16)$$

となる。計算途中で $\theta_F \ll \Delta\theta_{PA}$ 、 $I_{\text{off}} \ll I_0$ という仮定を用いた。ここで光強度は磁場に比例するために、正負極性の区別がつくため、極性の問題は解決する。しかし、ずらした角度によって生じたバックグラウンド光強度が大きくなるためにフォトンショットノイズが増加する。

3.2 セットアップ

本研究で用いた磁気光学イメージング法の実験セットアップについて説明する。

3.2.1 光学系

図 3.3 は、本研究で用いた磁気光学イメージング装置の光学像を示している。偏光顕微鏡 (Olympus 社、偏光顕微鏡 BX30MF) と He フロー型クライオスタット (Oxford Instruments 社、MicrostatHighRes II) を用いた。光源には色温度 3300 K の Philips 社のハロゲンランプ 7023 を用いた。光源から発せられた白色光は、中心波長 550 nm、全幅バンド幅 160 nm のバンドパスフィルターによって緑色光が取り出される。その後、偏光子を通して直線偏光となった光は、ビームスプリッター、対物レンズを通して試料に入射する。試料上には反射膜付のインジケータ膜が置かれており、反射膜で反射された光は、検光子を通して冷却 CCD (浜松ホトニクス社、ORCA-ER C4742-95-12ERG) に入射し観察される。初期の磁気光学イメージング法では偏光子と検光子が垂直の状態に配置されていた (クロスニコル配置)。正の磁場のみを測定する実験の場合はこの配置で問題ないが、負の磁場に対しても同様の光強度を返すため、磁場の極性が分からないという問題が生じる。その後、Goa らによって磁場のコントラストは、消光比の影響によってクロスニコル配置より、典型的には数度ずらした状態において最大となることが示された [121]。また、磁場分解能の最大値は、消光比を E として、偏光子と検光子のオフセット角 ϕ を

$$\phi = \sqrt{E} \quad (3.17)$$

としたとき得られる。本研究で用いた光学系では消光比 $E \sim 4 \times 10^{-3}$ であり、 $\phi \sim 3.5^\circ$ のとき磁場分解能が最大となる [122]。また、同光学系は単一磁束量子観察を行うことができる空間分解を有する [123, 124]。図 3.4 に、光学系の模式図を示す。

3.2.2 試料ホルダー

図 3.5 左に試料をセットする試料ホルダーの模式図を示す。試料ホルダーは無酸素銅を機械加工することにより作られ、熱伝導のために基板裏面を研磨している。同様に Si 基板を伴う試料については、試料の底面を研磨している。試料は、その底面にアピエゾン N グリスを塗ったあと点線で示されるように試料ホルダー中心に置かれる。その上からインジケータ膜を置き、試料ホルダー両脇の長方形のリン青銅で作られた板バネによってインジケータ膜を軽く押さえつける。これは試料とインジケータ膜の距離を近づけることで、高い空間分解能を得るため、また磁場印加時にインジケータ膜がトルクを受け移動することを防ぐた

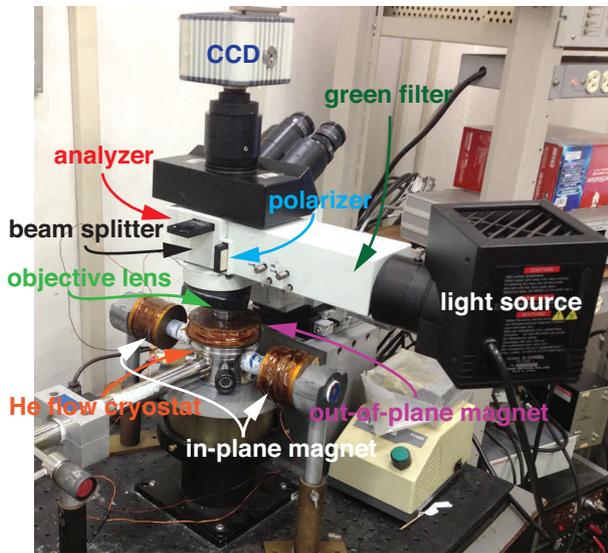


図 3.3: 磁気光学イメージング装置。

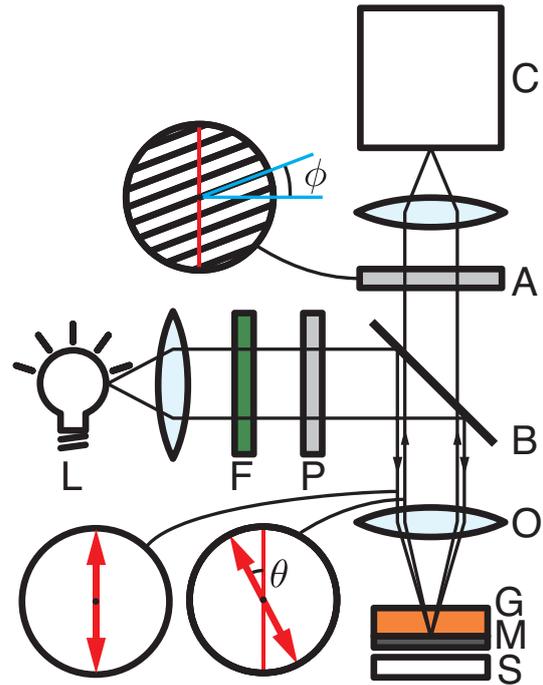


図 3.4: 磁気光学イメージング装置の模式図。L は光源、F はバンドパスフィルター、P は偏光子、B はビームスプリッター、O は対物レンズ、G はインジケータガーネット膜、M は反射用ミラー層、S は試料、A は偏光子、C は CCD を示している。

めである。図 3.5 右に試料とインジケータ膜周辺の模式図を示す。試料直上には板バネによってインジケータ膜が押さえつけられている。インジケータ膜は約 $500 \mu\text{m}$ 厚の透明なガリウムガドリニウムガーネット (GGG、 $\text{Ga}_3\text{Gd}_5\text{O}_{12}$) 基板、約 $5 \mu\text{m}$ 厚の赤橙色の希土類鉄ガーネット磁気光学層、約 200 nm 厚の Al 反射層の 3 層からなる。磁気光学層は面内に容易磁化方向を持つ。また、GGG 基板側から入射した直線偏光は、磁気光学層を 2 度通過するため、ファラデー効果は磁気光学層の 2 倍の距離で生じる。

3.3 解析方法

この節では、磁気光学イメージング法によって得られた光強度分布について、解析方法を述べる。磁気光学測定において、印加磁場、温度、印加電流などを変化させ、光強度分布を得ることができる。

3.3.1 磁場光強度の校正

試料が超伝導体であり磁性不純物などを含んでいない場合、 T_c 以上では磁場を変化させたときの試料からの信号は無視できる。そこで、磁束密度と光強度の対応を校正するために、 T_c 以上の温度で平均光強度の外部磁場依存性を取得する。得られた磁場-平均光強度曲線を 2 次関数でフィッティングし、フィッティング係数を保存しておく。インジケータ膜のキュリー温度は数百度 $^{\circ}\text{C}$ と測定温度域に対して十分大きいいため、Verdet 定数の温度変化は無視できると仮定すると、試料が超伝導体となる T_c 以下で、フィッティング係数を用いて光強度を磁束密度に変換することができる。図 3.6 に典型的な平均光強度の磁場依存性を示す。視野のすべての場所で同等の光強度が得られることを仮定し、像の平均光強度 I の外部磁場 H 依存性

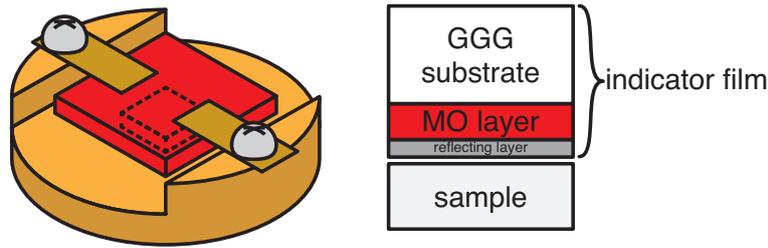


図 3.5: (左) 試料ホルダーの模式図。(右) 試料とインジケータ膜周辺の模式図。

を赤点で示している。ここで、光強度は 12bit の AD コンバータを持つ CCD を用いているため、光強度の最大値は $2^{12} \sim 4000$ 以下となるよう、露光時間・入射光強度を調節している。次に、フィッティング曲線を黒実線で示している。フィッティング係数は 0.2% 以下の誤差であった。このフィッティング係数を用いると、光強度分布 $I(x, y)$ から磁束密度分布 $B(x, y)$ へ、

$$B(x, y) = \frac{-a[1] + \sqrt{a^2[1] - 4a[2](a[0] - I(x, y))}}{2a[2]} \quad (3.18)$$

と変換できる。ここで $a[i]$ は平均光強度 I の磁束密度 B に対する二次関数の i 次の係数である。

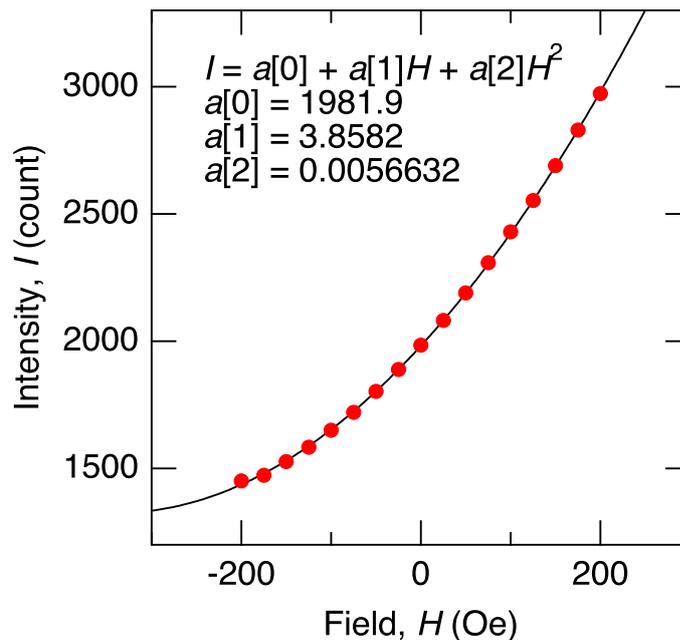


図 3.6: 典型的なセットアップにおける磁気光学装置によって得られた像の強度平均 I の、面垂直磁場 H 依存性。黒実線は、式で示された 2 次関数フィッティング曲線である。

3.3.2 差像法

通常の磁気光学イメージング法では、撮像した像は 1 G 程度の磁場分解能が得られる。磁束密度の低い、特に T_c 付近の高温域での測定ではより高磁場分解能の測定が求められる。そこで、Soibel らによって提案された差像法を用いる [125]。差像法は 2 枚の像の差をとることにより、磁場分解能を高め、インジケータ膜にある傷などの影響を抑えることができる。差像の取り方は多々あり、一定温度での磁場差像、一定磁場での温度差像、磁場温度履歴差像、偏光板の角度差像、時間差像などがある。測定する対象によって、適切

な差像の種類を選択することが重要である。本研究では、基本的に一定温度での磁場差像を用いて測定を行った。

第4章 正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入過程の磁気光学法による観察

4.1 背景と目的

正方格子超伝導アンチドットアレーにおいて、最近接空孔間のみを磁束量子が運動する”vortex channeling”モデルによって磁束侵入の異方性は理解できる [13, 61]。しかし、どのような条件で”vortex channeling”モデルが成り立つのか、または正方格子の格子定数、空孔径などを系統的に変化させた実験は行われていない。アンチドットアレーは空孔を格子定数に対して十分小さくした極限として表すことができるのに対し、格子定数に対し十分細かい超伝導細線を連結した系である超伝導ネットワークにおいて熱平衡状態では、空孔と磁束量子間の相互作用より、磁束量子間の相互作用が磁束量子配置に強く影響を与えることが知られている [49, 51]。ネットワーク系において磁束侵入は”vortex channeling”モデルで説明できるのか、また、アンチドットアレーとネットワークの中間領域での磁束侵入の容易方向については未だ実験が行われていない。以上の問題から、正方格子状に配列した超伝導ネットワーク (正方格子状に空孔径を配列した系) において、磁束侵入の異方性を磁気光学イメージング法により観察し、その異方性の原因について議論した。

4.2 試料、実験方法、計算手法

4.2.1 異方的磁束侵入の測定方法

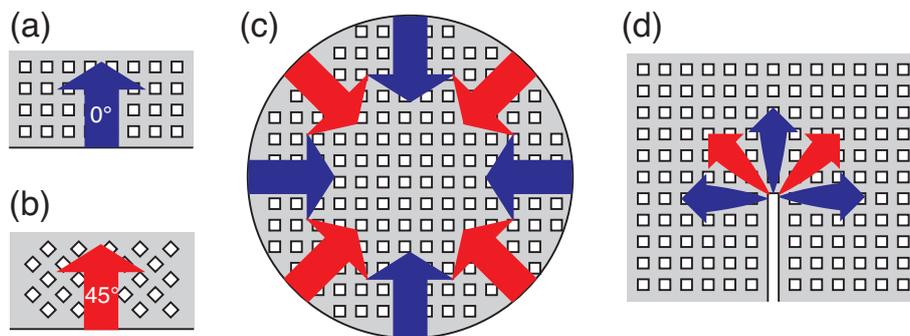


図 4.1: 直線の試料外周に対して (a)0°、(b)45° 傾いた正方格子ネットワークを配置したときの磁束侵入 [23]。 (c) 円形の試料に対する磁束侵入 [13, 61, 126]。 (d) スリット周辺に正方格子ネットワークを配置したときのスリット端からの磁束侵入。

図 4.1 には正方格子ネットワークを内部に持つ試料の磁束侵入の外形依存性の模式図を示している。図 4.1(a)、(b) は、試料形状が直線状の境界を持つ試料における磁束侵入を示している。また、試料内には、直線試料境界から、0°、45° にそれぞれ傾いた超伝導ネットワーク、もしくは正方格子正方空孔が配列している。これらの試料境界からの磁束侵入を同磁場下で観察することによって、磁束侵入の異方性が観測できる。空孔の形状が丸く小さいアンチドットが配列した系である超伝導正方格子アンチドットアレーにおける磁束侵入は、Pannetier らによって観察されている [13]。次に、図 4.1(c) は、正方格子より十分大きい円形薄膜に正方格子ネットワークを作製した場合での磁束侵入の模式図を示している。試料境界において、曲率

が十分小さいとみなせば、図 4.1(a)、(b) の試料が、この円形試料内に 4 つずつ存在する。また、それらの間の角度についての異方性も測定できる利点がある。この形状の試料における磁束侵入についても Pannetier らによって、磁気光学イメージングが行われている [13]。次に、図 4.1(d) は、スリット端周りの磁束侵入の模式図を示している。空孔のない薄膜超伝導における凹角とスリットからの磁束侵入は、ほぼ等方的であることが知られている [127, 128]。よって、図 4.1 の中では、図 4.1(d) がより限られた面積の試料で磁束侵入の異方性を観察するのに最適である。特に、磁気光学イメージング法のように広い範囲の磁束密度分布を観測できる手法では、図 4.1(d) のようなスリットを格子形状を変化させた複数のネットワークに配置することによって格子形状依存性を温度の同値性を保証して測定することができる。

4.2.2 試料作製方法

Nb 超伝導ネットワークの作製方法

以下では試料作製方法について説明する。CAD ソフトとして juspertor 社の Layout Editor を用いてフォトリソグラフィ用マスクの CAD 製図を行った。凸版印刷株式会社、日本フィルコン社に、フォトリソグラフィ用 Cr マスクを依頼し作製した。現産総研 (依頼時は ISTECH) の 日高陸夫 氏、永沢秀一 氏に、Nb 製膜、プロセス加工を依頼し作製した。プロセス加工の方法は以下の通りである。

- 目的の膜厚の Nb を Si 単結晶基板状に DC マグネトロンスパッタリングを用いて作製。
- フォトリソグラフィを用いて、超伝導薄膜の内、目的の試料領域の上にフォトレジストが残るよう現像。
- 不要領域の Nb を SF_6 反応性イオンエッチングを用いて除去。
- 有機溶剤を用いてフォトレジストを取り除き、目的の形状の Nb 正方格子超伝導ネットワークを作製。
- ダイシングソーを用いて 5 インチウエハを試料チップの大きさに切断。

典型的試料チップの Si 基板の形状は、 $1.7 \times 1.2 \times 0.5 \text{ mm}^3$ である。

MoGe 超伝導ネットワークの作製方法

CAD ソフトとして juspertor 社の Layout Editor を用いて電子ビームリソグラフィ用の CAD 製図を行った。大阪府立大の 石田武和 教授、Ho Thanh Huy 氏にプロセス加工を依頼し作製した。プロセス加工の方法は以下の通りである。

- Si 基板上に、電子ビーム描画装置を用いて目的の試料形状を取り除いた電子ビームレジストパターンを作製。
- DC マグネトロンスパッタリングを用いてアモルファス $\text{Mo}_{80}\text{Ge}_{20}$ 薄膜を作製。
- リフトオフ法を用いて不要試料領域の薄膜を除去。

不要な Si 基板をワイヤーソーを用いて切断した。典型的試料チップの Si 基板の形状は、 $3 \times 2 \times 0.5 \text{ mm}^3$ である。

4.2.3 試料形状

表 4.1 には、Nb、MoGe 超伝導ネットワークの識別名と特性の一覧を示している。それぞれの試料について、試料形状と測定の目的を述べる。

表 4.1: 正方格子超伝導ネットワーク試料の特性表。

試料名	物質	膜厚	格子形状	目的
Nb-ci	Nb	50 nm	$(a,w)=(16,8) \mu\text{m}$	外周、スリット端が円形
Nb-sq	Nb	50 nm	$(a,w)=(16,8) \mu\text{m}$	外周、スリット端が長方形
Nb-a	Nb	50~300 nm	$a = 3 \sim 32 \mu\text{m}, w/a = 0.5$	格子定数 a 依存性
Nb-wa	Nb	50~300 nm	$a = 3 \sim 16 \mu\text{m}, w/a = 0.25 \sim 0.75$	w/a 依存性
Nb-thm	Nb	50 nm	$a = 3 \sim 16 \mu\text{m}, w/a = 0.5$	試料外部への熱伝導依存性
Nb-v	Nb	50 nm	$a = 4 \sim 16 \mu\text{m}, w/a = 0.5$	空孔角の角度依存性
MoGe-jc	MoGe	300 nm	$a = 3 \sim 32 \mu\text{m}, w/a = 0.5$	臨界電流密度 J_c 依存性
Nb-iv	Nb	50 nm	$a = 8 \mu\text{m}, w = 4 \mu\text{m}$	電流電圧輸送特性

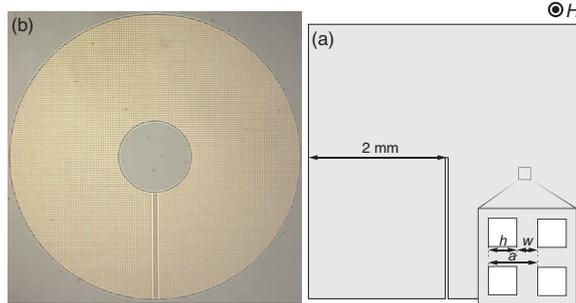
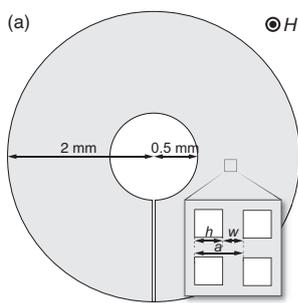


図 4.2: Nb-ci の (a) 模式図、(b) 光学像。

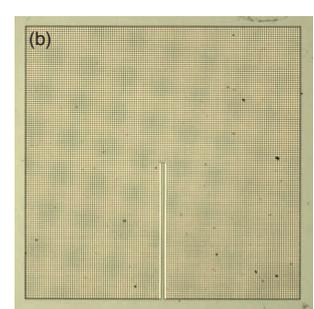


図 4.3: Nb-sq の (a) 模式図、(b) 光学像。

Nb-ci

試料 Nb-ci はスリット端からの磁束侵入について、小節 4.2.1 のように磁束侵入の異方性が測定できるか確認するための試料である。物質は Nb、膜厚は 50 nm、図 4.2(a) に示すように単位格子は正方格子ネットワークであり、格子定数 $a = 16 \mu\text{m}$ 、細線幅 $w = 8 \mu\text{m}$ である。試料外周とスリット端が円形である。光学像を図 4.2(b) に示す。

Nb-sq

試料 Nb-sq はスリット端からの磁束侵入について、Nb-ci と同様に、小節 4.2.1 のように磁束侵入の異方性が測定できるか確認するための試料である。物質は Nb、膜厚は 50 nm、図 4.3(a) に示すように単位格子は正方格子ネットワークであり、格子定数 $a = 16 \mu\text{m}$ 、細線幅 $w = 8 \mu\text{m}$ である。試料外周は正方形、スリット端は直角である。光学像を図 4.3(b) に示す。

Nb-a

試料 Nb-a は磁束侵入の異方性を格子定数 a 依存性を測定するための試料である。物質は Nb、膜厚 d は 50 ~ 300 nm、図 4.4(a) に示すように、単位格子は正方格子ネットワークであり、格子定数 a は 3 ~ 32 μm 、 $w/a = 0.5$ である。試料の光学像は図 4.4(b) に示されている。試料全体は $1.2 \times 2 \text{ mm}^2$ の長方形であり、スリットは 6 つ配置され、それぞれの周りに異なる a の正方格子ネットワークが設けられている。

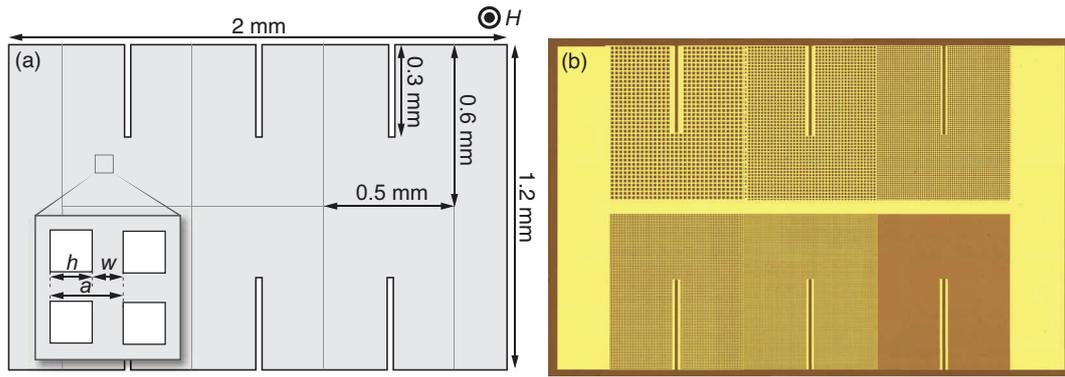


図 4.4: (a) 正方格子超伝導ネットワークの光学像。(b) 正方格子超伝導ネットワークの模式図。一辺 h の正方空孔が格子定数 a 、線幅 w の正方格子状に並んでいる単位格子を持つ。

Nb-wa

試料 Nb-wa は磁束侵入の異方性を格子定数と線幅の比 w/a 依存性を測定するための試料である。物質は Nb、膜厚 d は 50 ~ 300 nm、試料 Nb-a と同様、図 4.4(a) に示すように、単位格子は正方格子ネットワークであり、格子定数 a は 4 ~ 16 μm 、 $w/a = 0.25 \sim 0.75$ である。

Nb-thm

試料 Nb-thm は試料外部への熱伝導率依存性を測定するための試料である。物質は Nb で、全体の形状は試料 Nb-a と同様である。試料の半分の領域上には 2.1 μm 厚の Au 薄膜がスパッタリングによって積層されている。

Nb-v

試料 Nb-v は空孔の形状依存性を測定するための試料である。物質は Nb で、全体の形状は試料 Nb-a と同様である。単位格子は図 4.5(a) のような Nb-a と同様の正方格子と、図 4.5(b)、(c) のような、空孔の角の角度が 135° と、約 57° である 2 つの形状がある。膜厚 $d = 50$ nm、格子定数 $a = 4 \sim 16$ μm 、 $w/a = 0.5$ である。

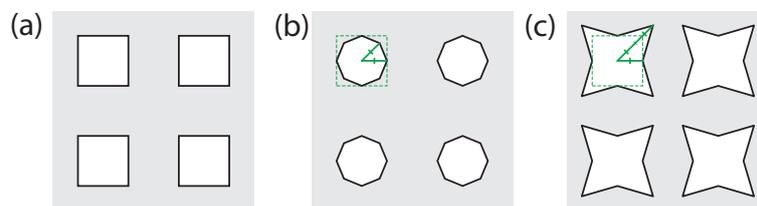


図 4.5: 試料 Nb-v の模式図。(a) 空孔径の模式図。(b) 空孔の辺の半分と対角方向の頂点までの距離が等しい。(c) 空孔の辺と対角方向の頂点までの距離が等しい。

MoGe-jc

試料 MoGe-jc は磁束侵入の異方性の臨界電流密度 J_c 依存性を測定するための試料である。物質はアモルファス $\text{Mo}_{80}\text{Ge}_{20}$ 、膜厚 d は 300 nm、格子定数 $a = 2 \sim 32$ μm 、 $w/a = 0.5$ である。試料外形は、試料 Nb-a と同様である。試料中の不純物としての Mo 粒子の残留量によって J_c が大きく変化する [129]。

Nb-iv

図 4.6 に、試料 Nb-iv の光学像を示す。幅 $250\ \mu\text{m}$ の Nb 超伝導ストリップ内に $a = 8\ \mu\text{m}$ 、 $w = 4\ \mu\text{m}$ の超伝導ネットワークがメッシュ状に見える領域に配置している。ストリップ端子間で磁束量子に対する駆動電流を流し、8本の細線に見える電圧端子間での電圧を測定した。右側のネットワークは 45° 傾いており、対角方向に流れる磁束量子に対する臨界電流密度を測定できる。

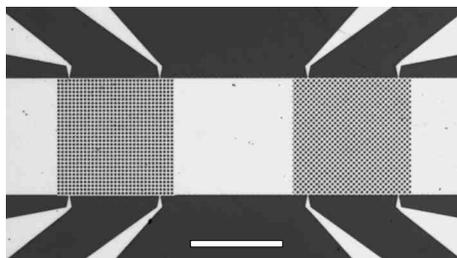


図 4.6: 電流電圧輸送特性測定用の試料 Nb-iv の光学像。白実線のスケールは $200\ \mu\text{m}$ の長さである。

4.2.4 実験方法

節 3.2 で述べた磁気光学イメージング装置・実験セットアップを用いて磁束侵入の磁気光学観察を行った。磁束侵入の磁気光学イメージングは以下の手順で行った。

1. T_c 以上で、インジケータ膜の磁区を消すために面内磁場を印加する。
2. 試料を測定温度までゼロ磁場冷却し、バックグラウンド像を撮像する。
3. 面垂直磁場 H を印加し、磁束侵入時の磁気光学像を撮像する。
4. 差像法により磁束侵入の磁気光学像を得る。

図 4.7 に、イメージングの手順の模式図を示す。赤点は撮像した磁場・温度を示し、水色の矢印は磁場・温度の履歴を示している。

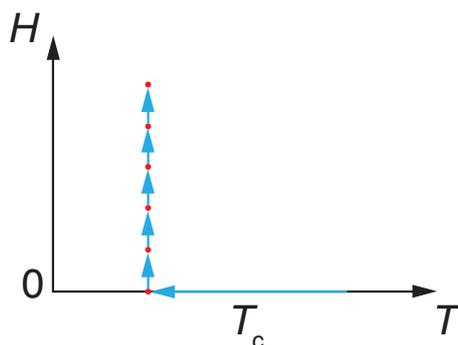


図 4.7: 磁束侵入の磁気光学イメージングの手順の模式図。

温度を十分良い安定度で保持することが困難であること、積算中の位置ドリフトの影響を抑制するため、磁場コントラストの低い T_c 付近の磁束侵入の測定において、同じ絶対値の逆向きの磁場において磁束侵入が再現していることを仮定し、以下の手順で磁束侵入の磁気光学像を得た。また、1度のループで十分な磁場分解が得られない場合、磁場スイープを複数回行った。

1. T_c 以上で、インジケータ膜の磁区を消すために面内磁場を印加する。
2. 試料を測定温度までゼロ磁場冷却する。
3. 面垂直磁場 H を印加し、磁束侵入時の磁気光学像を撮像する。
4. 逆磁場 $-H$ を印加し、磁束侵入時の磁気光学像を撮像する。
5. 差像法により磁束侵入の磁気光学像を得る。

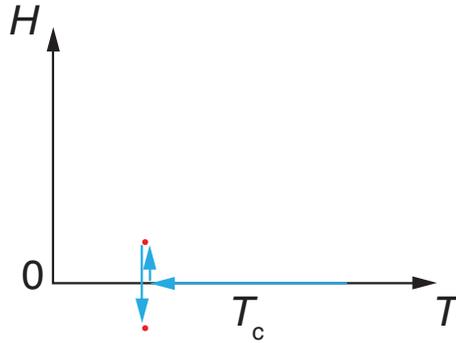


図 4.8: 磁場コントラストの低い磁束侵入の磁気光学イメージングの手順の模式図。

図 4.8 は、磁場コントラストの低い磁束侵入の磁気光学イメージングの手順の模式図を示している。図 4.7 と同様、赤点は撮像した磁場・温度を示し、水色の矢印は磁場・温度の履歴を示している。磁場の正負の切り替えは、磁場分解能が十分になるまで繰り返した。典型的には、 T_c 付近では 5 回ほど磁場スイープを繰り返した。

以下に典型的な磁気光学イメージングの設定パラメータを示す。

表 4.2: 磁気光学イメージングの典型的パラメータ。

パラメータ	数値
露光時間 (s)	0.25
積算 (回)	40~100
アナログゲイン	0(増幅なし)
アナログオフセット	0

ここで、アナログゲインとアナログオフセットはコントロールボックスにおける設定パラメータであり、それぞれ得られた像の増幅率 (0 は増幅なし)、信号として認識するためのオフセット光強度である。

4.2.5 電磁気シミュレーションの手法

電磁気シミュレーションに用いたモデルは、主に参考文献 [130, 131] に基づいている。厚さ d の超伝導薄膜が垂直磁場 H 中にあると仮定する。遮蔽電流は主に試料周辺部に流れ、磁束量子に対する遮蔽電流から受ける Lorentz 力がピン止め力を上回ったとき、磁束量子は運動を始める。Bean モデルでは磁束量子は臨界電流密度 J_c より大きな電流密度を持つ領域で運動する。それに対し、冪乗モデルでは J_c 未満の電流 $j < J_c$ が流れている領域でも磁束クリープのために運動する [40]。このモデルでは、非線形電流電圧応答を以下のように仮定する。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \rho_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^{n-1} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r})}{d}, \quad n = \frac{U_0}{k_B T}, \quad J_c = j_c d \quad (4.1)$$

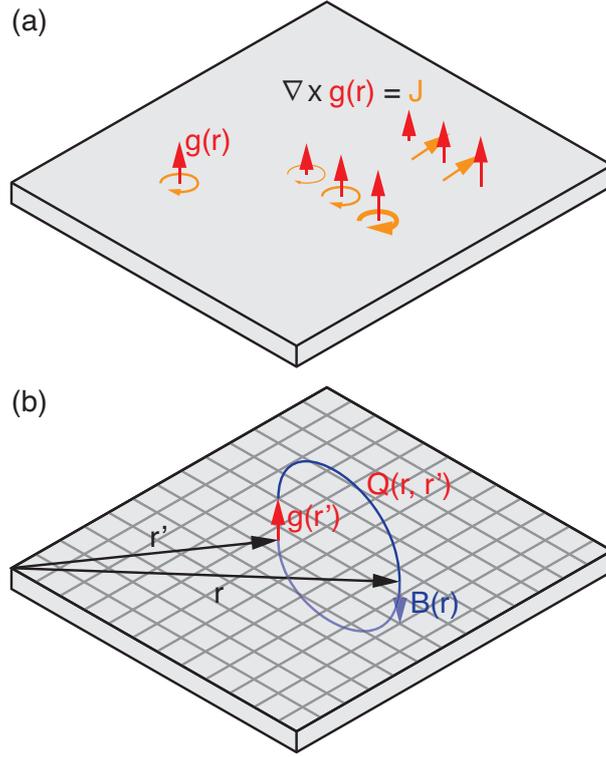


図 4.9: (a) 局所磁化 g と電流 J の概念図。(b) 局所磁化 g とカーネル Q による磁束密度の計算の概念図。

ここで \mathbf{E} は電場ベクトル、 U_0 は活性化エネルギー、 \mathbf{J} は面電流密度ベクトルである。面電流密度は薄膜近似によって、 $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \int_{-d/2}^{d/2} dz \mathbf{j}(\mathbf{r}, z) \cong d \mathbf{j}(\mathbf{r}, 0)$ と計算される。電流保存則から、面電流密度は、 $\mathbf{J} = \nabla \times \hat{z} g(\mathbf{r})$ と表せる。ここで $g(\mathbf{r})$ は局所的磁化である [44]。図 4.9(a) のように、局所磁化 g は局所的にその周りにループ電流が存在すると考えることができる。次に、Biot-Savart の法則は、以下のように定式化できる。

$$B(\mathbf{r}) = \mu_0 H_a + \mu_0 \int_S d^2 \mathbf{r}' Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}') g(\mathbf{r}') \quad (4.2)$$

ここで、 H_a は印加磁場であり、 S は試料の表面を表している。積分のカーネル $Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ は、 \mathbf{r}' に位置する磁気双極子が \mathbf{r} の位置に作る磁場を表している。よって、 $z = 0$ 平面における Q は、 $Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -1/4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3$ と計算できる。ここで、双極子が作る磁場の和は、その垂直面では常にゼロなので、 $z = 0$ 平面における $Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ の積分の合計はゼロとなることに注意しなければならない。図 4.9(b) には、カーネル Q の概念図を示した。局所磁化 g から $Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ は、グリッドの点 \mathbf{r}_i で重み w をつけて離散化され、

$$Q(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = Q_{ij} = (\delta_{ij} - 1)q_{ij} + \delta_{ij} \left(\sum_{l \neq i} q_{il} w_l + C_i \right) / w_j \quad (4.3)$$

と表せる。ここで、 $i \neq j$ のとき、 $q_{ij} = 1/4\pi |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3$ であり、 $q_{ii} = 0$ である。 C は、薄膜の外部 \bar{S} での $-Q$ の積分値であり、 $C(\mathbf{r}) = \int_{\bar{S}} 1/4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3 d^2 \mathbf{r}'$ が成り立つ。無限に長い $|x| \leq l$ に位置する超伝導ストリップにおいて、 C は、 $C(x) = l/\pi(l^2 - x^2)$ と解くことができる [44]。 g の時間発展は式 (4.2) を解くことで計算できる。つまり、

$$\dot{g}(\mathbf{r}_i) = \sum_j K_{ij} \left[\frac{\dot{B}(\mathbf{r}_j)}{\mu_0} - \dot{H}_a \right] \quad (4.4)$$

となる。ここで、 $K_{ij} = (Q_{ij} w_j)^{-1} \cdot \dot{B}(\mathbf{r})$ である。さらに、Maxwell 方程式から、

$$\dot{B}(\mathbf{r}) = -(\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}))_z = \nabla \cdot \left(\frac{\rho(\mathbf{r})}{d} \nabla g(\mathbf{r}) \right) \quad (4.5)$$

となる。空孔の空いた超伝導体においても、式 (4.4) は適応できる。しかし、 $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ は空孔の中では、 $\mathbf{0}$ であることを要請されるため、 $g(\mathbf{r})$ は空孔の中で一定値をとらなくてはならない。この要請を満たす方法は以下のようにいくつかの方法が考えられている。

- $g(\mathbf{r})$ は空孔周辺の最小の $g(\mathbf{r})$ とする [95, 132]。
- 空孔の領域が大きな抵抗、小さな J_c を持つ [61]。
- 以下で説明するような空孔内での磁束密度 B_h を Faraday の法則によって調整する反復法を用いる [131]。

3つ目の方法では、

$$\dot{B}_h^{(n+1)}(\mathbf{r}) = \dot{B}_h^{(n)}(\mathbf{r}) - \mu_0 \int_{\text{hole}} d^2\mathbf{r}' Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \dot{g}_h^{(n)}(\mathbf{r}') + K^{(n)} \quad (4.6)$$

のように磁束密度を補正する。ここで、 $K^{(n)}$ は、 $\dot{B}_h(\mathbf{r})$ が Faraday の法則 $\int_{\text{hole}} d^2\mathbf{r} \dot{B}(\mathbf{r}) = - \oint_{\text{hole edge}} d\mathbf{l} \cdot \mathbf{E}$ を満たすように決められた定数である。本研究では、3つ目の手法を用いて $g(\mathbf{r})$ の時間発展を数値計算した。

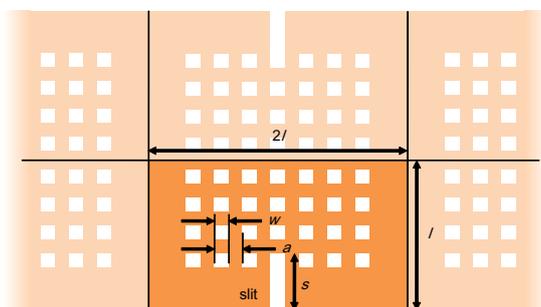


図 4.10: 電磁気シミュレーションに用いた試料形状の外形と周期境界条件の模式図。色が濃い領域の局所磁化の時間発展を計算。格子定数 a 、線幅 w の正方格子状に、 5×9 個正方空孔が並ぶ。境界条件は、上辺で鏡像、左右方向には周期的境界条件を課した。

試料形状は 4.10 のように、周期境界条件を仮定し、スリット周りに正方格子の正方空孔を配置し、スリット端からの磁束侵入を数値計算により求めた。

4.3 実験結果、考察

ここでは磁束侵入形状について、スリット端の形状依存性、磁場依存性、格子周期依存性、線幅依存性、膜厚依存性、空孔形状依存性、熱伝導依存性、臨界電流密度依存性について説明する。

磁気光学像について説明するため、図 4.11 には典型的な磁気光学像として、50 nm の試料 Nb-a におけるゼロ磁場冷却後、6 K、 $H = 10$ Oe での磁束侵入の磁気光学像を示している。本稿では、明るい領域が磁束密度の強い領域に対応する。また、磁束密度のスケールは図右のカラースケールによって示され、この図では -10 G から 40 G までの範囲を表示している。試料は Nb-a を用いたためスリットが 6 本ありスリット内で磁束密度が高いことが分かる。また、格子定数 a によって、スリット端からの磁束侵入の形状が変化していることが分かる。以下では、実験結果として磁気光学像を示し、磁束侵入形状について考察していく。

4.3.1 スリット端の形状依存性

図 4.2 と図 4.3 に示された正方格子超伝導ネットワークにおいて、ゼロ磁場冷却後に磁場印加した像と、ゼロ磁場像との差像を図 4.12 に示す [126]。図 4.12(a) ではスリット内に磁場が集中している。さらに、スリット端からは平行方向と対角方向の磁束侵入の両方が見られ、試料外周からは線状の磁束雪崩が見られる。磁束侵入先端距離を、磁束量子が存在する・存在しない領域の境界までの、試料端からの距離とする。

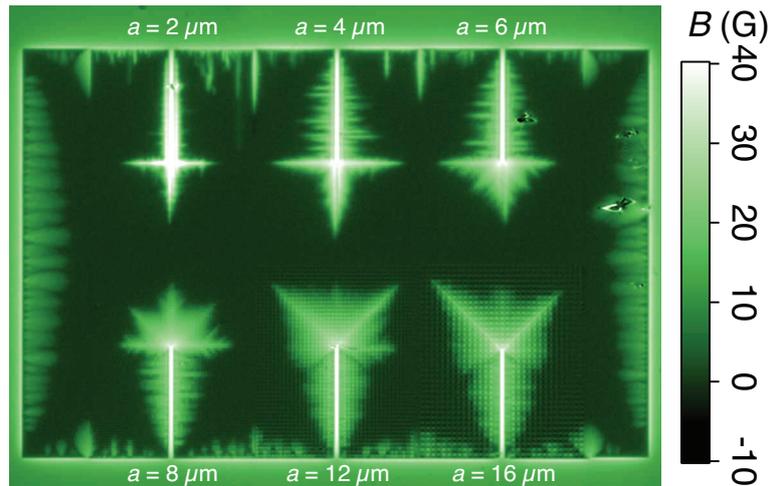


図 4.11: 典型的な磁気光学像。

この温度、磁場では磁束侵入先端距離は平行侵入より対角侵入の方が大きい。磁場依存性の節で詳しく述べるが、スリット端の磁束侵入は磁場に比例して試料深くまで侵入することから、熱磁気不安定性による磁束雪崩ではないと考えられる。4.12(b) ではスリット端に円形の大きな空孔がある場合の磁束侵入を示している。円形空孔から試料外向きの磁束侵入の形状は図 4.12(a) と同様に平行侵入と対角侵入の両方が見られる。また、磁束侵入先端距離は平行侵入より対角侵入の方が大きい。試料外周からの侵入は、図 4.12(a) とは違い磁束雪崩は観測されなかった。また、試料外周からの磁束侵入は対角侵入の方が大きいことは、試料内側の侵入よりも明らかである。これは、一度磁束侵入が起こると侵入の磁束同士の長距離相互作用により新しい磁束侵入が抑制されるためだと考えられる。YBCO アンチドットアレーにおいても、試料外形から内側へむかう磁束侵入において、侵入が衝突する影響について考察されている [13]。これらの実験結果から、対角侵入の発生にはスリット端の形状の影響はないと考えられる。

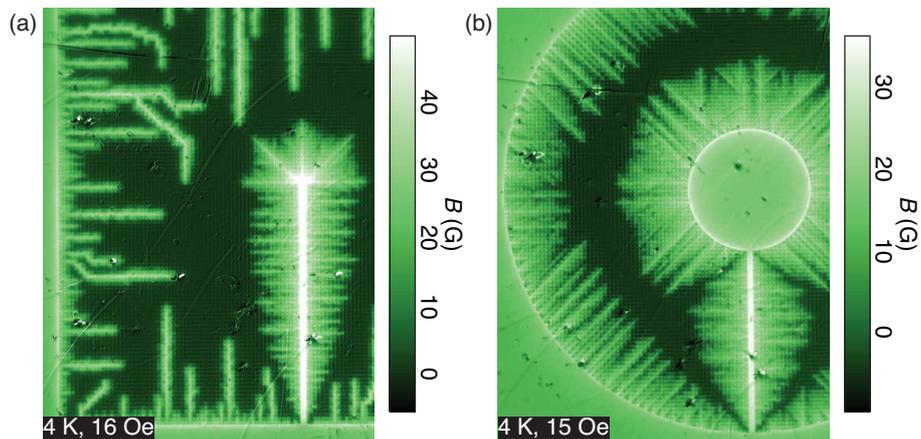


図 4.12: (a) 正方格子超伝導ネットワーク Nb-sq における磁束侵入の磁気光学像。(b) Nb-ci における磁束侵入の磁気光学像 [126]。

4.3.2 磁場依存性

図 4.13 はゼロ磁場冷却後に外部磁場を 1 Oe から 9 Oe まで増加させたときの磁気光学像の変化を示している。すべての磁気光学像で磁束密度の範囲は同じである。 $H = 1$ Oe では (図 4.13(a)) 反磁場効果により

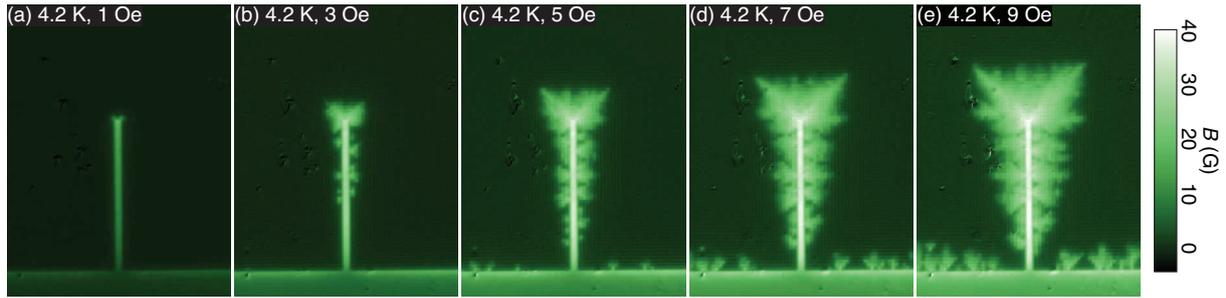


図 4.13: $d = 50$ nm、 $a = 8$ μm 、 $w = 4$ μm 、の正方格子超伝導ネットワークへの磁束侵入の磁気光学像の磁場依存性。4.2 K、外部磁場 (a)1 Oe、(b)3 Oe、(c)5 Oe、(d)7 Oe、(e)9 Oe。

磁場がスリット内に集中し、磁束が侵入している。図 4.13(b) から図 4.13(e) と磁場を増加させると、磁束はより試料深くに侵入する。測定した磁場、膜厚、格子定数、線幅においては対角方向が容易方向である磁束侵入が観測された。また、外部磁場によらず対角侵入が発生している。スリット端からの侵入に対し、試料外枠の直線の辺からの侵入では、スリット端ほど磁場が増強されていないため、磁束侵入はスリット端より小さい。なお、インジケータ膜中の磁区や試料の欠陥の効果により磁束侵入の形状は必ずしもなめらかではない。

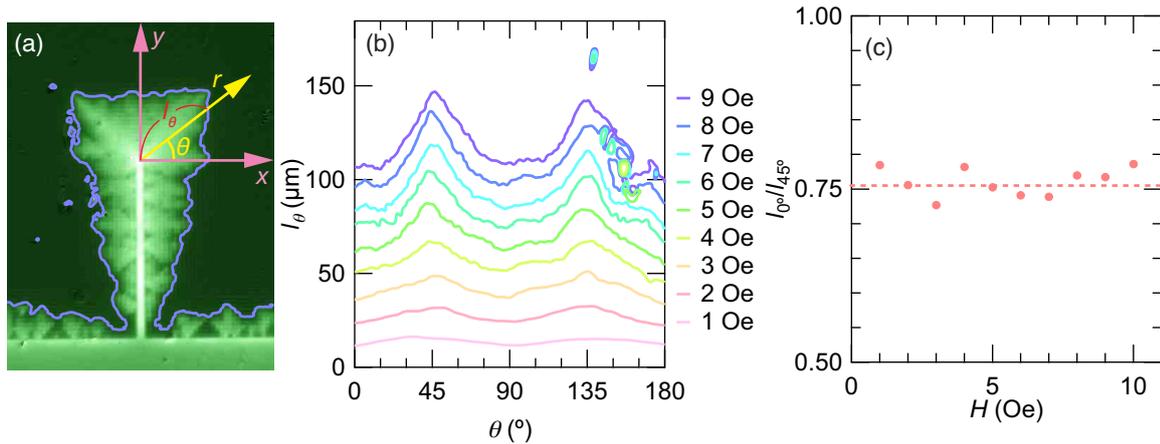


図 4.14: (a) $d = 50$ nm、 $a = 8$ μm 、 $w = 4$ μm 、 $H = 9$ Oe の正方格子超伝導ネットワークへの 4.2 K での磁束侵入の磁気光学像。(b) 磁束侵入先端距離 l_θ の角度 θ 依存性。(c) 磁束侵入異方性 l_0/l_{45° の外部磁場 H 依存性。

図 4.14(a) は、図 4.13(e) の磁気光学像と、磁束侵入先端としての等高線、また直交座標軸と極座標軸を示している。磁束侵入先端は磁束が侵入していない領域と磁束が侵入した領域の境界として決めるため、磁束密度測定ノイズの 3 倍に相当する磁束密度の箇所として定義した [133]。また、この測定時には磁束密度 0.5 G の等高線を示している。スリット端を原点とした直行座標における磁束密度分布を、スリット端からの距離 r 、スリット端と直行方向からの角度 θ の極座標に変換する。このとき、先に示したスリット端から磁束侵入先端までの距離を磁束侵入先端距離 l_θ とする。図 4.14(b) は、 l_θ の θ 依存性を示している。磁束侵入先端距離の角度依存性から $\theta = 45^\circ$ 方向が最も容易であること、正方格子アンチドットアレーと同様磁束侵入先端は 4 回対称性を持つことが分かる [13]。図 4.13 の磁束密度分布と同様、磁場を増加させるとより試料深くまで磁束侵入している。図 4.14(c) は、各磁場での l_0 と l_{45° の比を示している。また、点線はグラフを見やすくするために追加した。この結果から、平行方向と対角方向に対する磁束侵入先端の異方性 l_0/l_{45° は、磁場に依存しないことが分かる。薄膜において、無限に長いストリップ (線幅 w_{strip} 、膜

厚 d の端からの磁束侵入先端距離は、式 (2.24) のように、 $\frac{w_{\text{strip}}}{2} \left(1 - 1/\cosh\left(\frac{\pi H}{J_c d}\right)\right) \sim w_{\text{strip}} \left(\frac{H}{J_c d}\right)^2$ と、低磁場極限では、外部磁場の 2 乗に比例する。図 4.14(a) のようなスリット端からの磁束侵入において、低磁場極限では線幅 w_{strip} を同一をみなせると仮定すると、磁束侵入先端距離の異方性は、 J_c の異方性のみによって決まり、その異方性は J_c^{-2} となる。しかし、磁束侵入先端距離は図 4.14(a) に示すように磁場にほぼ比例している。これは、薄膜超伝導においても、バルク超伝導と同様に、外部磁場が $H > 0.5J_c d$ の領域では、磁束侵入先端距離は外部磁場の一次関数となるためだと考えられる。この試料における臨界電流密度 $J_c = 5 \times 10^{10}$ A/m²、膜厚 $d = 50$ nm、線幅 $w_{\text{strip}} = 1.2$ mm であるとする、10 Oe 以上の磁場で磁束侵入先端距離は外部磁場の一次関数となる。さらに、スリット端ではストリップ超伝導よりも磁場が集中していることを考慮すれば、実効的に 10 Oe 以上の磁場を印加した状態となり低磁場極限ではないと考えられる。よって、磁束侵入距離はバルク超伝導体のように単純に H/J_c に比例し、磁束侵入先端の異方性も磁場に対して一定となる。また、 l_{0°/l_{45° が外部磁場に依存しないことから、磁束侵入の異方性を議論する際には、適当な外部磁場で測定しても良いと考えられる。以後、磁束侵入先端の異方性 $\rho \equiv l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ と定義し、各パラメータ依存性について議論していく。

4.3.3 格子周期 a 依存性

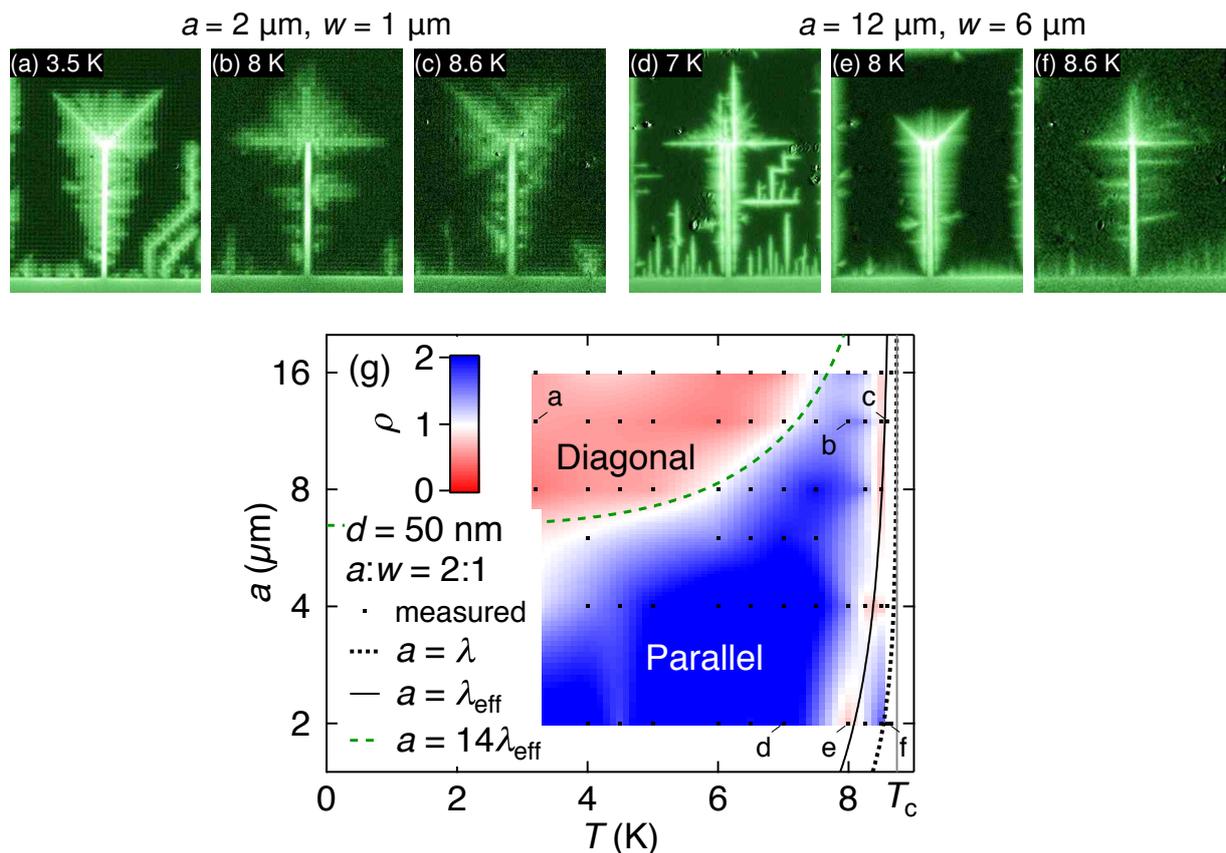


図 4.15: 試料 Nb-a における磁束侵入の磁気光学像。 $a = 12 \mu\text{m}$ 、 $w = 6 \mu\text{m}$ 、(a)3.5 K、(b)8 K、(c)8.6 K。 $a = 2 \mu\text{m}$ 、 $w = 1 \mu\text{m}$ 、(d)7 K、(e)8 K、(f)8.6 K。(g) 磁束侵入先端異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ の a - T 相図。

図 4.15 は、膜厚 $d = 50$ nm、 $w/a = 0.5$ 、温度 T と格子定数 a を変化させたときの磁束侵入形状の変化を表している。図 4.15(a)-(c) は $a = 12 \mu\text{m}$ 、 $w = 6 \mu\text{m}$ の試料における結果を示している。3.5 K においては、図 4.15(a) のように対角磁束侵入が現れた。温度を増加させると、図 4.15(b) のように平行磁束侵入

入に変化した。しかし、さらに温度を増加させ T_c 付近に近づくと、図 4.15(c) のように再び対角侵入が現れた。一方、図 4.15(d)-(f) は $a = 2 \mu\text{m}$ 、 $w = 1 \mu\text{m}$ の試料における結果を示しており、温度依存性は図 4.15(a)-(c) と異なる。まず、低温の広い温度域で図 4.15(d) のような平行侵入が現れる。温度を上げると、 T_c 付近で図 4.15(e) のように対角磁束侵入が現れる。さらに高温では図 4.15(f) のように再び平行磁束侵入に戻る。これらの結果は測定した温度、格子定数のうち一部の領域である。さらに測定結果を定量的に評価するため、磁束侵入先端の異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ を格子定数 a と温度 T の関数としてプロットした相図が図 4.15(g) である。まず、白い領域 ($\rho = 1$) は対角方向と平行方向に対する磁束先端距離が等しいことを示している。また、低温、大きな a の領域では広い範囲で対角磁束侵入が起こっている。温度 T が高くなるとすべての a の範囲で対角侵入は平行磁束侵入に変化し、さらに高温の T_c 付近には対角侵入の領域がもうひとつ存在する。これら 3 つの領域を a - T 相図における低温対角侵入領域、平行侵入領域、高温対角侵入領域と区別し、それぞれ個別に議論していく。

高温対角侵入領域

実効的磁場侵入長 λ_{eff} は、格子定数 a 、空孔径 h 、膜厚 d から $\lambda_{\text{eff}} = 2\lambda^2/d\sqrt{1-h^2/a^2}$ と表せる [30, 134]。Nb 薄膜における 0 K での典型的な磁場侵入長 $\lambda(0) = 100 \text{ nm}$ を仮定すると [135]、膜厚 $d = 50 \text{ nm}$ 、試料形状 $w/a = 0.5$ では $\lambda_{\text{eff}}(0) = 460 \text{ nm}$ となる。二流体モデルを仮定し、 λ の温度依存性は、 $\lambda(T) = \lambda(0) (1 - (T/T_c)^4)^{-1/2}$ と表せる。一方、 λ_{eff} の温度依存性は $\lambda_{\text{eff}}(T) = \lambda_{\text{eff}}(0) (1 - (T/T_c)^4)^{-1}$ となる。 $a = \lambda$ と $a = \lambda_{\text{eff}}$ を図 4.15(g) に緑点線と黒実線として示す。結果、高温対角侵入は $a \simeq \lambda_{\text{eff}}$ で起こっていることは明らかである。以下では、格子定数 a と実効的磁場侵入長 λ_{eff} が一致するとき対角磁束侵入が起こる原因を考察する。原因としては、以下の 2 つ考えられる。

- 空孔-磁束量子間引力の増強による Ginzburg-Landau エネルギーの増加を軽減するため。
- 磁場侵入長-格子定数 a のマッチング効果による実効的反発力の増強による Ginzburg-Landau エネルギーの増加を軽減するため。

まず、空孔-磁束量子間引力について考察する。Nb の典型的 Ginzburg-Landau パラメータ $\kappa \sim 3$ を仮定すると、磁束量子飽和数 n_s は、 $a = 2h = \lambda_{\text{eff}}$ から、

$$n_s \simeq \frac{\kappa h}{2\lambda_{\text{eff}}} \simeq 1 \quad (4.7)$$

となる [42]。また、空孔のピン止め力 f_p^{hole} は、空孔に存在する磁束量子数 n_{hole} として、

$$f_p^{\text{hole}} = \frac{H_c^2 \lambda}{2\kappa} \left(1 - \frac{n_{\text{hole}}}{n_s} \right) \quad (4.8)$$

となる。磁束量子が飽和している空孔から 1 つの磁束量子がはずれたときを考える。 $n_{\text{hole}} = n_s - 1$ から、空孔のピン止め力は

$$f_p^{\text{hole}} = \frac{H_c^2 \lambda}{2\kappa} \frac{1}{n_s} \quad (4.9)$$

となる。上式から、 f_p^{hole} は、 $n_s = 1$ のとき最大となる。つまり、 $a \simeq \lambda_{\text{eff}}$ の条件は、ピン止め力の増強と言い換えることができる。この状態は時間依存 Ginzburg-Landau シミュレーションの状態と比較することができる [63]。この時間依存 Ginzburg-Landau シミュレーションでは、超伝導体中のピン止め力を考慮していない。この点において、本研究における高温対角侵入においては、超伝導中のピン止め力 f_p^{sc} は、

$$f_p^{\text{sc}} = \Phi_0 J_c \quad (4.10)$$

高温域で f_p^{hole} より小さくなる。そして、磁束量子の運動の時間発展としては、磁束量子は空孔に落ち込み、空孔からピン止め外れた磁束量子はすぐに次の空孔にピン止めされることが示されている。このように、

超伝導領域が十分小さい $w \ll a$ ような形状において実現される状態では、磁束量子の運動、配置は磁束量子間の反発力と、遮蔽電流の空間変化を最小化するように決まる。局所的には、遮蔽電流は超伝導ネットワークの細線に沿って流れる。

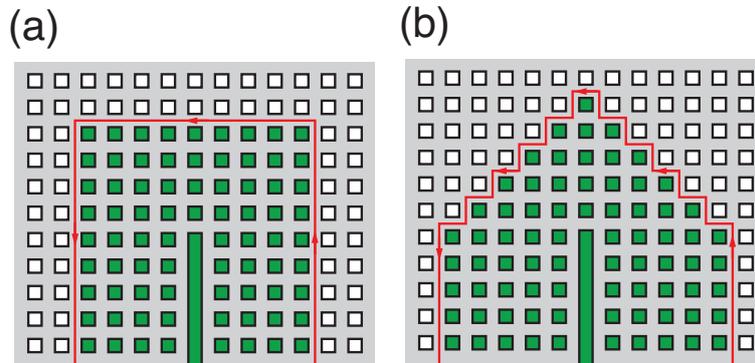


図 4.16: スリット端から正方格子ネットワークに (a) 対角侵入、(b) 平行侵入した状態での遮蔽電流の模式図。

図 4.16 のように、 $n_s = 1$ である超伝導ネットワークにスリット端から磁束量子を充填していく場合を考える。各空孔には 1 つずつの磁束量子が存在するため、遮蔽電流は赤線で示した磁束侵入先端部のみ考えれば良い。図 4.16(a) と (b) は対角侵入した場合と平行侵入した場合の磁束侵入先端を示している。対角侵入の方が平行侵入より遮蔽電流の空間変化が少ないことは明らかである。よって、Ginzburg-Landau エネルギーを最小化するためには対角侵入が好ましいと考えられる。

4.3.4 線幅 w 依存性

図 4.17 に、試料 Nb-wa(膜厚 $d = 50$ nm、 $a = 8$ μm) において、温度 T と格子定数と線幅の比 w/a を変化させたときの磁束侵入形状の変化を示す。図 4.17(a)-(c) は $a = 8$ μm 、 $w = 5$ μm の試料における磁束侵入の磁気光学像の温度依存性を示している。4.2 K において (図 4.17(a))、図 4.15(a) とは異なり、等方的侵入が観測された。温度を増加させると、図 4.17(b) のように平行磁束侵入に変化した。さらに温度を増加させ T_c 付近に近づくと、図 4.17(c) のように平行侵入は弱まるが、対角侵入には変化しなかった。一方、図 4.15(d)-(f) は $a = 8$ μm の試料、7.5 K での w/a 依存性を示している。 $w/a = 0.25$ のとき、図 4.17(d) のように、増強された対角侵入が現れた。また、 $w/a = 0.5$ では、図 4.17(e) のように、図 4.15(g) と同様平行侵入が現れた。さらに w/a を増加させると、等方的侵入に変化した (図 4.17(f))。これらの磁気光学像は、測定した温度、線幅のうち一部の結果である。磁束侵入先端の異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ を格子定数 w/a と温度 T の関数としてプロットした相図が図 4.17(g) である。カラースケールは図 4.15(g) の $a-T$ 相図と同様である。まず、図 4.15(g) と異なり、対角侵入の領域は 2 つに分離していないことが分かる。また、それらは小さい w/a での対角侵入領域を介して結合していることが分かる。次に、大きい w/a 、低温において等方的な磁束侵入が観測され、特に w/a が十分に大きいとき ($w/a > 0.75$)、すべての温度域で等方的磁束侵入が観測された。平行磁束侵入は、7 K、 $w/a = 0.625$ においてピークを持ち、 ρ の値は 3 以上となった。“vortex channeling” モデルから予想されていた異方性の最大値は 2 であることから、スリット端からの磁束侵入異方性の測定において異方性は単純に臨界電流の比を反映していないことが分かる。参考文献 [13] において、円形試料の内側への磁束侵入を観察した際、磁束侵入先端同士が衝突することによって異方性を小さくするように働いた。反対に、スリット端からの磁束侵入は放射状に広がるため、異方性が増強されたと考えられる。

$a-T$ 相図 (図 4.15(g)) との比較のため、 $n_s = 1$ となる条件として $h = a - w = \lambda_{\text{eff}}$ と、 $a = \lambda_{\text{eff}}$ の曲線を、黒実線と細黒点線で示す。 $a-T$ 相図と異なりほとんどの温度域で測定が行われていないが、7 K 以上で

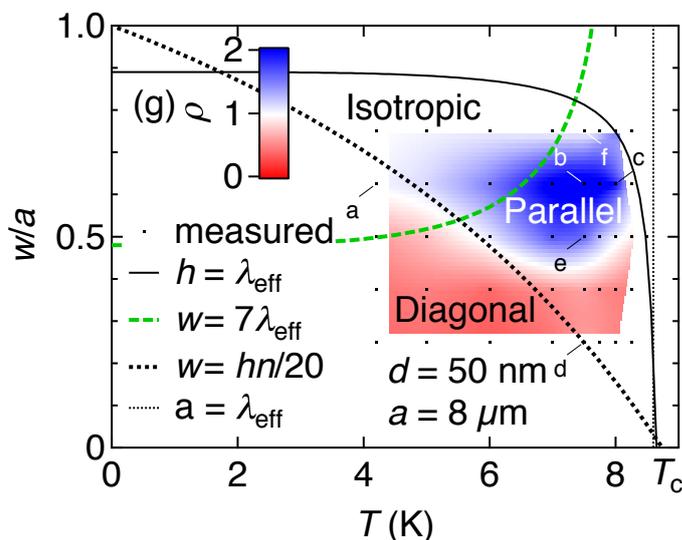
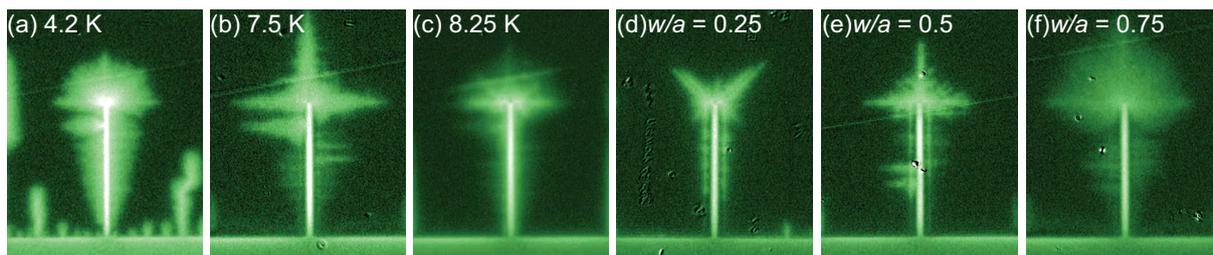


図 4.17: 試料 Nb-wa における磁束侵入の磁気光学像。 $a = 8 \mu\text{m}$ 、 $w/a = 0.625$ 、(a)4.2 K、(b)7.5 K、(c)8.25 K、7.5 K、 $w/a =$ (d)0.25、(e)0.5、(f)0.75。(g) 磁束侵入先端異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ の $w/a-T$ 相図。

は対角侵入領域が両曲線に向かって伸びていると考えられる。よって、高温対角磁束侵入の原因は $w/a - T$ 相図からは、空孔ピン止め増強の仮説、マッチング仮説の両方を支持するが、どちらが適切か区別できないと言える。

磁束ジェットモデル

低温での対角磁束侵入を説明する対角方向へとつながる磁束量子チャンネルのモデルについて説明する。局所的には、磁束量子は正方空孔の角では電流の湾曲によって磁束密度が増強されているため、正方空孔の角から超伝導領域に侵入する [136, 137]。また、超伝導凹角の周辺で電流、電場が増強されることが知られている。次に、正方格子の対角方向に電流が流れているとき、空孔径を $h/\sqrt{2}$ の長さの欠陥と見なす。欠陥の周辺では電流、電場が増強されることが知られている [138, 139, 140]。このとき、欠陥周辺に磁束ジェットが格子対角方向に長さ $nh/\sqrt{2}$ の範囲に現れるはずである。ここで、 n は電流電圧応答の非線形性を示している。対角磁束侵入はこの磁束ジェットが次近接空孔に達するときに発生すると仮定する。つまり、対角磁束侵入の発生条件は、温度非依存の係数 α を含めて

$$w = \alpha hn, \quad (4.11)$$

と表せる。ここで、臨界電流密度 J_c の線形温度依存性を仮定すると、ピン止めポテンシャルは $U \propto 1 - T/T_c$ となり、電流電圧非線形性 n は、 $n \sim U/k_B T$ と表せるために、 $n = \tilde{n}(T_c/T - 1)$ となる。また、Nb における典型的な $\tilde{n} = 40$ である。式 (4.11) によって、図 4.17(g) の $w/a-T$ 相図の対角磁束侵入と平行磁束侵入の低温における相境界をフィッティングした。フィッティング曲線は黒の破線で示され、 $\alpha = 0.05$ とした。この曲線は良く相境界を再現していることから、磁束ジェットによる対角方向の磁束量子チャンネルによる対角磁束侵入が起こるモデルは妥当であると考えられる。

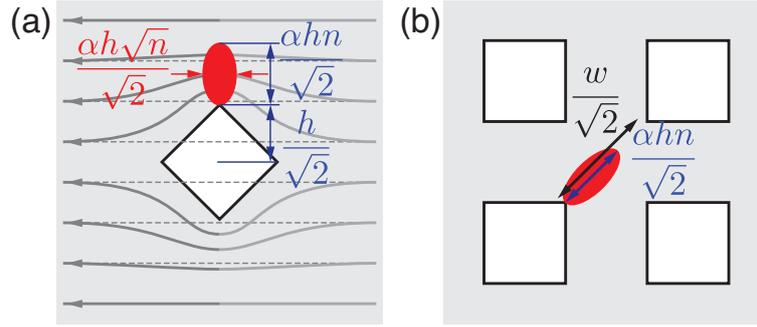


図 4.18: (a)45° 傾いた正方空孔に対し平行に電流が流れるときの電流分布の模式図。(b) 右下から左上方向に遮蔽電流が流れるときの、左下空孔から発生する磁束ジェットの模式図。

4.3.5 膜厚 d 依存性

Nb-d 試料図 4.19 は磁束雪崩先端異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ の a 、 T に対する関数の膜厚 d 依存性を示している。 $d = 50 \text{ nm}$ の試料 Nb-a における $a - T$ 相図 (図 4.15(g)) と同様、 $a = \lambda_{\text{eff}}$ を黒実線で示している。結果、高温対角侵入領域はこの曲線上に現れた。この結果から、対角侵入の条件は膜厚に依存せず、 $a = \lambda_{\text{eff}}$ が条件だと言える。また、低温対角侵入の相境界は $10\lambda_{\text{eff}} \sim 14\lambda_{\text{eff}}$ とぼらつきがあるが、 λ_{eff} によって、スケールされる傾向はどの膜厚においても一致している。

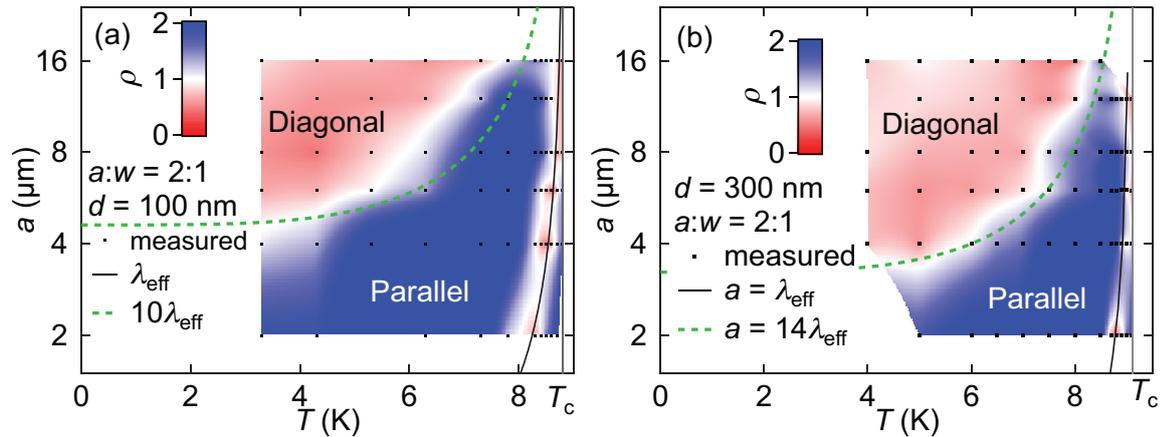


図 4.19: 試料 Nb-a における磁束侵入異方性 $\rho = l_{0^\circ}/l_{45^\circ}$ の $a-T$ 相図。格子定数 $a = 2 \sim 16 \mu\text{m}$ 、 $w/a = 0.5$ 、膜厚 $d = (a)100 \text{ nm}$ 、(b)300 nm。

4.3.6 空孔形状依存性

試料 Nb-v における磁束侵入の磁気光学像から、空孔の角の角度に対する対角侵入の発生条件を調べた。図 4.20 は、空孔形状パラメータ γ 、 a 、温度での磁束侵入を示している。図 4.20(e-h) は Nb-a と同様の形状である。小節 4.3.3 でも説明したように、低温領域、小さい a では、図 4.20(e) のように平行侵入が現れ、 a が大きくなると図 4.20(g) のように対角侵入が現れる。また、高温領域では図 4.20(f) のように、低温域より平行侵入が増強される (図 4.20(e))。空孔の頂点での角度を示す γ 依存性について説明する。4 K、 $a = 4 \mu\text{m}$ での磁束侵入を比較すると、図 4.20(a)、(e)、(i) から、正方空孔の系で平行方向の磁束侵入が現れているのに対し (図 4.20(e)、4.20(i) のように) 対角磁束侵入が現れている。また、4 K、 $a = 16 \mu\text{m}$ では、図 4.20(c)、(g)、(k) のように、 γ が大きい (空孔の角の角度が小さい) ほど対角侵入が増強されていることが分かる。ま

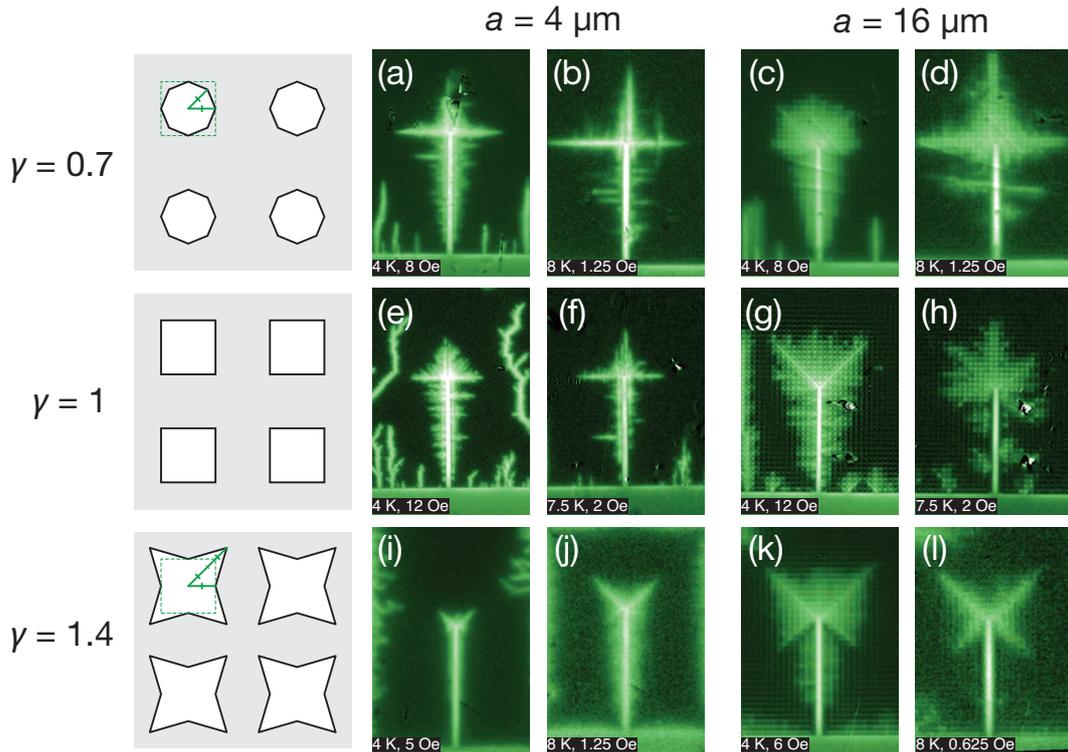


図 4.20: 試料 Nb-v における磁束侵入の磁気光学像 [141]。 $\gamma = 0.7$ での $a = 4 \mu\text{m}$ 、(a)4 K、(b)8 K、 $a = 16 \mu\text{m}$ 、(c)4 K、(d)8 K。 $\gamma = 1$ での $a = 4 \mu\text{m}$ 、(e)4 K、(f)7.5 K、 $a = 16 \mu\text{m}$ 、(g)4 K、(h)7.5 K。 $\gamma = 1.4$ での $a = 4 \mu\text{m}$ 、(i)4 K、(j)8 K、 $a = 16 \mu\text{m}$ 、(k)4 K、(l)8 K。

た、 $\gamma = 1.4$ の試料 Nb-v においては、測定した a 、温度すべての磁束侵入は対角方向に容易侵入方向を持っていた。以上の実験結果から、低温領域での対角磁束侵入は空孔の形状に大きく依存し、空孔角の角度が大きい空孔の正方格子では、対角侵入が現れにくいことが分かる。これは、磁束ジェットに関する考察において、対角方向の遮蔽電流に対して欠陥としてはたらくという仮定を満足するには、空孔角の角度が小さい必要があるためと考えられる。反対に、空孔角の角度が大きいき、空孔の角付近で電流、電場の集中が起きないとき、磁束ジェットが発生しないと考えられる。以上の考察から、対角磁束侵入には正方空孔のような、次近接空孔方向に欠陥とみなせる形状の空孔形状が必要であることが分かる。

4.3.7 熱伝導依存性

この小節では、対角侵入の試料から外部への熱伝導依存性を示し、低温域での対角侵入が磁束雪崩が起源で発生していないことを示す。Motta によれば、MoGe 薄膜に正方格子状に正方空孔を設けた超伝導ネットワークにおいて、格子対角方向に伸びる磁束雪崩が磁気光学法を用いて観察され、熱電磁気シミュレーションでも同様の磁束雪崩を再現している [96]。本研究で用いた試料においても、磁束雪崩は観測されているため、磁束雪崩が対角侵入の原因である可能性がある。そこで、試料 Nb-thm の Nb 薄膜上に $2.1 \mu\text{m}$ 厚の Au 薄膜を熱伝導を高めるために積層した状態での対角磁束侵入について議論する。

図 4.21 に、Nb-a と Nb-thm における磁束侵入の磁気光学像を示す。両方の試料は同じ膜厚 $d = 50 \text{ nm}$ 、格子定数 $a = 3 \sim 16 \mu\text{m}$ 、 $w/a = 0.5$ を持っている。Nb-thm 試料は図 4.21(b) で赤枠で示された領域に $2.1 \mu\text{m}$ 厚の Au 膜によって熱伝導が増強されている。試料 Nb-a(図 4.21(a)) では、試料全域で磁束雪崩が発生している。一方、試料 Nb-thm(図 4.21(b)) では、熱伝導が改善されている領域では磁束雪崩が発生していない。これは、Au 膜によって、試料外部への熱伝導が改善され、磁束雪崩が起きなくなったためと考えられる。また、図 4.21(b) が空間分解能が低いのは Au 膜によって試料とインジケータ膜の間の距離が長

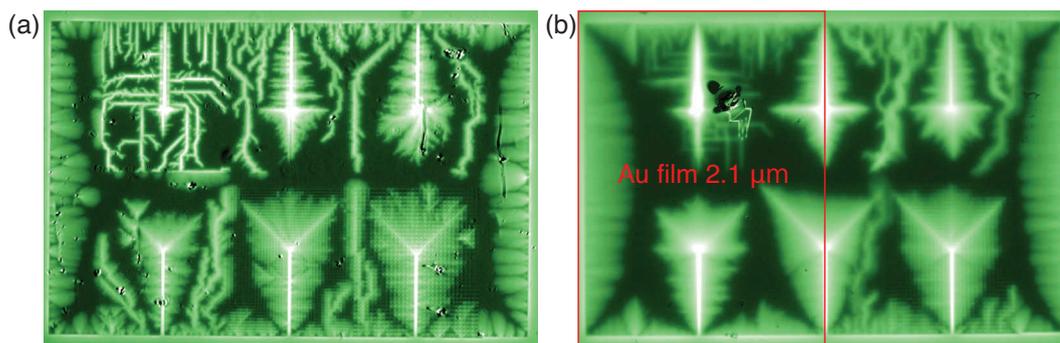


図 4.21: (a) 試料 Nb-a の 4.2 K、6 Oe での磁束侵入の磁気光学像。(b) 試料 Nb-thm の 4.2 K、10 Oe での磁束侵入の磁気光学像。

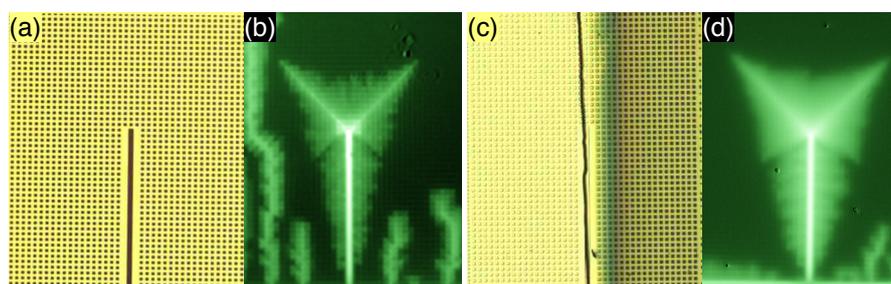


図 4.22: 試料 Nb-a の (a) 光学像、(b) 4.2 K、6 Oe での磁束侵入の磁気光学像。試料 Nb-thm の (c) 光学像、(d) 4.2 K、10 Oe での磁束侵入の磁気光学像。

くなったためだと考えられる。

図 4.22 に、試料 Nb-a と Nb-thm における $a = 12 \mu\text{m}$ 、 $w = 6 \mu\text{m}$ の領域における、4.2 K、10 Oe での磁束侵入の磁気光学像を示す。図 4.22(b) では、対角磁束侵入は左右対称である。一方、図 4.22(c) は左半分の領域は熱伝導のための $2.1 \mu\text{m}$ 厚の Au 膜が積層している。しかし、図 4.22(d) に示されたように、左半分の Au 薄膜を設けた領域と右半分の Au 膜のない領域で対角磁束侵入に差はなく左右対称である。また、試料外端からは右半分の領域のみ磁束雪崩が発生していることが分かる。以上の結果から、正方格子超伝導ネットワークの低温領域での対角磁束侵入は熱磁気不安定性による磁束雪崩によって発生したのではないことが分かる。

4.3.8 臨界電流密度 J_c 依存性

小節 4.3.3 において、示された a - T 相図において (図 4.15)、高温対角侵入領域は $a = \lambda_{\text{eff}}$ または $n_s = 1$ を満たす曲線上に現れた。この対角侵入領域から温度が下がると、0.5 K の温度幅のみの対角侵入領域の低温には平行侵入相が存在する。この相への移り変わりは、ピン止めが小さく Ginzburg-Landau エネルギーの最小化のための対角侵入相から、超伝導領域のピン止め力が有限となるために、空孔からピンはずれた磁束量子が超伝導領域に侵入したとき自由に動けなくなり、最近接空孔からの引力によって平行方向に侵入する。つまり、この相境界を決めるのはピン止め力の大きさだと考えられる。よって、0 K で約 $1 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ の臨界電流密度を持つ試料 Nb-a に比べて小さい J_c を持つ MoGe-jc において、高温対角磁束侵入相と平行磁束侵入相の相境界を J_c 依存性から議論する。

図 4.23 に、試料 MoGe-jc における磁束侵入の磁気光学像の J_c 依存性を示す。図 4.23(a)、(b) は $a = 16 \mu\text{m}$ 、 $j_{c0} = 1.5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ の試料における磁束侵入の磁気光学像を示しており、それぞれ 3.4 K、6.5 K である。対角方向の磁束侵入の方が平行方向の磁束侵入より大きい、異方性 ρ は 1 に近い。一方、図 4.23(c)、(d) は、 $a = 16 \mu\text{m}$ 、 $j_{c0} = 5.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ の試料における 3.2 K、6.5 K における磁束侵入の磁気光学像

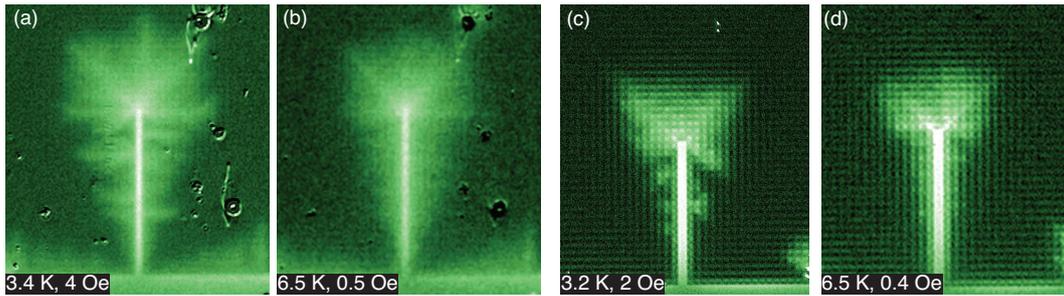


図 4.23: 試料 MoGe-jc における磁束侵入の磁気光学像。 $j_{c0} = 1.5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ の試料における (a)3.4 K、4 Oe、(b)6.5 K、0.5 Oe での磁気光学像。 $j_{c0} = 5.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ の試料における (c)3.2 K、2 Oe、(d)6.5 K、0.4 Oe での磁気光学像。

を示している。同じ温度において、 J_c のより高い図 4.23(a)、(b) と比較して、図 4.23(c)、(d) は対角侵入が平行侵入より 2 倍ほど容易であることが分かる。この結果から、より J_c が低いほど対角侵入が発生しやすいことを示唆している。

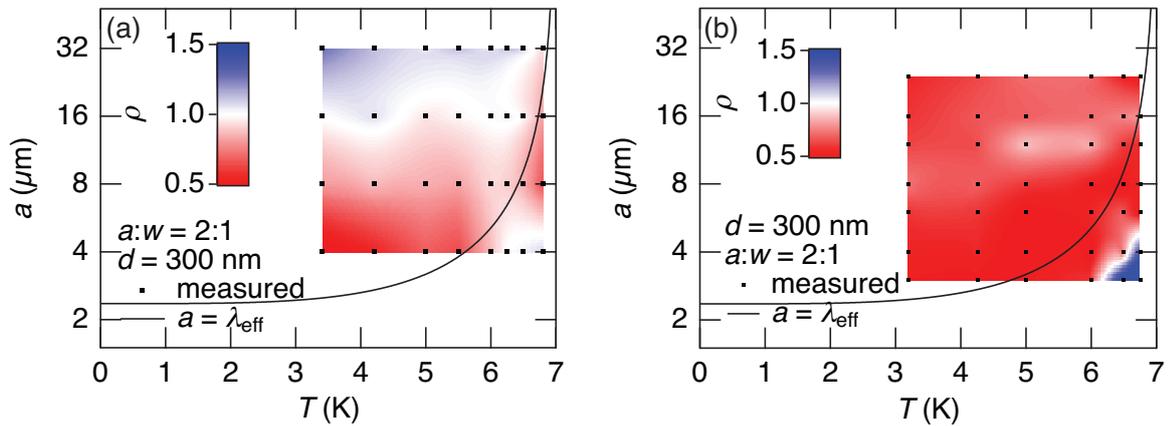


図 4.24: (a) $j_{c0} = 1.5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ 、(b) $j_{c0} = 5.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ の試料 MoGe-jc における磁束侵入先端異方性 $\rho = l_0 / l_{45}$ の a - T 相図。

図 4.24 に、図 4.23 で示した $j_{c0} = 1.5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ と $j_{c0} = 5.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ の 2 つの試料における磁束侵入異方性 ρ の a - T 相図を示す。ピン止めの小さな図 4.24(b) の方が、広い a 、 T の範囲で対角侵入をしていることは明らかである。また、図 4.24(a) では大きい a 、低温領域で平行磁束侵入相が存在するが、図 4.24(b) では観測されなかった。これは、ピン止め力の小さい試料を用いることによって、超伝導領域に磁束量子がピン止めされることがなく、“vortex channeling”モデルが適応できる状態でなかったことを示唆している。また、ピン止め力の小さい試料を用いることによって、図 4.24(b) のように、 a 、 T のほぼ全域で対角侵入が観測されたことは、超伝導ネットワークにおいて、対角磁束侵入が本質的な磁束侵入形状であることを示唆している。

4.3.9 臨界電流密度の異方性

Nb-iv を用いて電流電圧輸送特性から臨界電流密度の異方性を測定した。図 4.25 に、試料 Nb-iv における適当な磁場下での各温度における電流密度 J -電場 E 特性を示す。赤点は 0° 方向の E を、青点は 45° 方向の E を表している。4.2 K において、しきい電場を $2 \times 10^{-6} \text{ V/m}$ として、臨界電流密度を決定すると、

45° 方向の J_c は 0° 方向より 1% ほど小さい。温度を上げていくと、7 K において、0° 方向の J_c が 45° より小さくなるのが分かる。

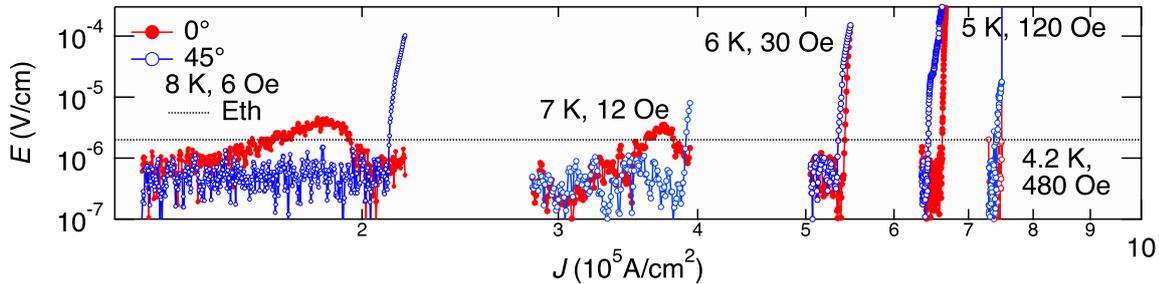


図 4.25: 試料 Nb-iv における電場 E の電流密度 J 依存性。

図 4.26(a) は、6 K での電流電場特性の磁場依存性を示している。磁場を増加させるほど J_c が減少していることが分かる。また、図 4.26(b) には臨界電流密度の異方性 $J_c(45^\circ)/J_c(0^\circ)$ の磁場依存性を示している。30 Oe 未満の外部磁場では、 $J_c(0^\circ)$ において電場が急激に飛び、常伝導状態に変化した。低磁場での $J_c(45^\circ)/J_c(0^\circ)$ 発散は端子での発熱によると考えられる。よって、フィッティングは 30 Oe 以上の磁場で直線で行い、0 Oe に外挿した値を異方性係数とした。

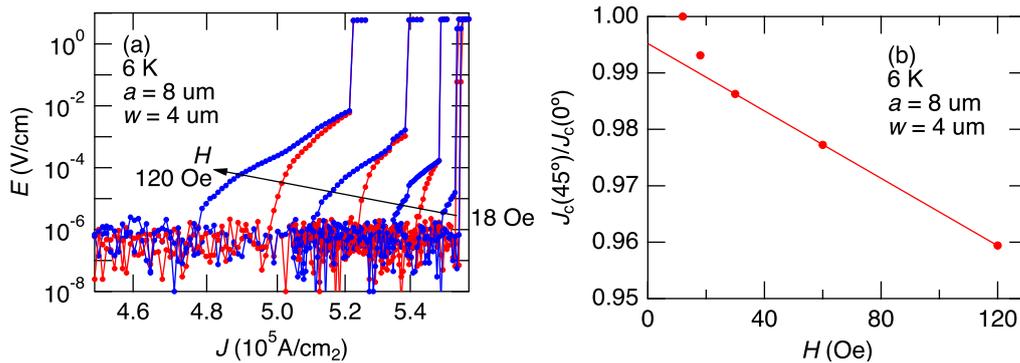


図 4.26: (a) 試料 Nb-iv における 6 K、磁場 18 ~ 120 Oe 下での電場 E の電流密度 J 依存性。(b) 6 K での $J_c(45^\circ)/J_c(0^\circ)$ の磁場依存性。

図 4.27 に、試料 Nb-iv における 0° 方向の臨界電流密度 $J_c(0^\circ)$ と 45° 方向の臨界電流密度 $J_c(45^\circ)$ の比の温度依存性を左縦軸、赤点で示す。6 K と 7 K の間で 0° 方向と 45° 方向の臨界電流密度の大小が交代していることが分かる。また、右軸青点は試料 Nb-a、 $d = 50$ nm、 $a = 8$ μ m、 $w = 4$ μ m 磁束侵入の磁気光学像から得た磁束侵入先端距離の異方性 l_{45°/l_{0° を示している。磁束侵入先端距離と臨界電流密度は逆数の関係があるので、それぞれに $J_c(45^\circ)/J_c(0^\circ)$ と l_{45°/l_{0° をプロットした。 l_{45°/l_{0° は、6 K 付近と 8.25 K 付近で二度等方的 ($l_{45^\circ}/l_{0^\circ} = 1$) となる。この結果から、輸送特性による臨界電流密度においても、低温対角侵入磁束侵入相の相境界である 6 K 付近で磁束量子の容易運動方向が変わることが示された。また、縦軸の数値を比べると、通常の磁束量子の容易方向のある運動であれば $l_{45^\circ}/l_{0^\circ} = J_c(45^\circ)/J_c(0^\circ)$ であるが、約 5 倍異なる。これは、磁束侵入の異方性測定において、スリット周りから広がる方向に磁束侵入するために、磁束侵入同士が離れるので、磁束侵入先端距離の異方性が增强されたためと考えられる。

4.3.10 電磁気シミュレーション

磁気光学イメージング法によって得られた異方的磁束侵入を再現するため、超伝導体中における電流電圧非線形性応答を考慮した電磁気シミュレーションを行った [137]。

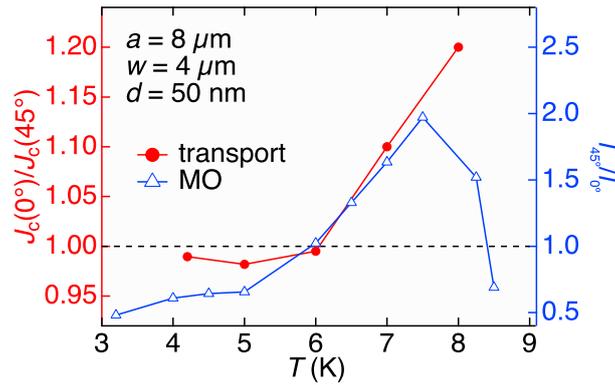


図 4.27: $J_c(45^\circ)/J_c(0^\circ)$ と磁束侵入先端距離 l_{45°/l_{0° の温度依存性。

磁束密度分布

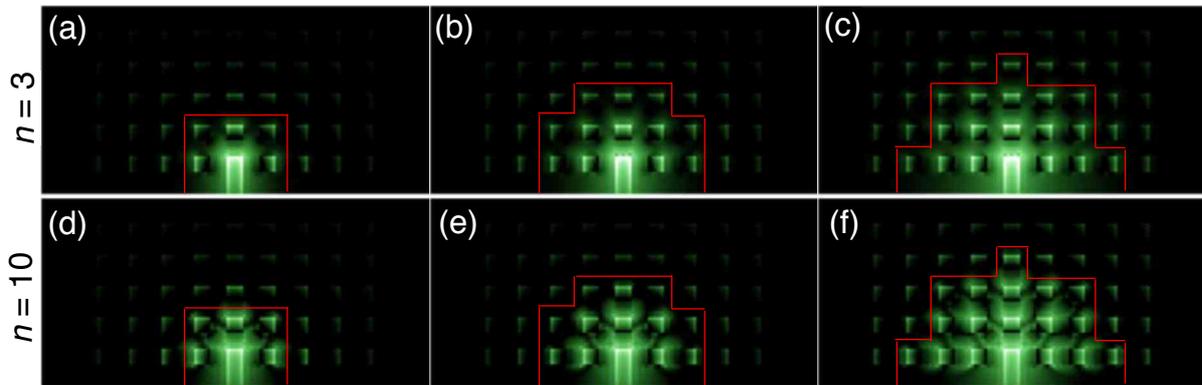


図 4.28: $a = 11 \mu\text{m}$, $w = 6 \mu\text{m}$, $d = 50 \text{ nm}$ の超伝導ネットワークにおける、外部磁場 (a) 8.7×10^{-6} 、(b) 1.1×10^{-5} 、(c) 2.1×10^{-5} 、(d) 7.6×10^{-8} 、(e) 1.2×10^{-7} 、(f) 2.0×10^{-7} T での磁束侵入時の磁束密度分布の計算結果。(a-c) は $n = 3$ 、(d-f) $n = 10$ 、 $J_c d = 1.5 \text{ A/m}$ 。赤線は磁束侵入先端。

図 4.28 は、電磁気シミュレーションによって得られた、磁束侵入過程での磁束密度の計算結果を示している。 $a = 11 \mu\text{m}$ 、 $w = 6 \mu\text{m}$ 、 $d = 50 \text{ nm}$ の超伝導ネットワークにおける、外部磁場 (a) 8.7×10^{-6} 、(b) 1.1×10^{-5} 、(c) 2.1×10^{-5} 、(d) 7.6×10^{-8} 、(e) 1.2×10^{-7} 、(f) 2.0×10^{-7} T での磁束侵入時の磁束密度分布を計算した。温度依存性を再現するため、(a-c) では $n = 3$ 、(d-f) では $n = 10$ とした。臨界電流密度 $J_c d = 1.5 \text{ A/m}$ とした。また、赤線は磁束侵入先端を示している。結果、磁束侵入はスリット端から 3 個の空孔までの磁束侵入では異方性が見られなかった。問題は 2 つ考えられる。1 つは n 値が大きいとき、電流が J_c より小さい領域では計算によって数値が十分小さくなり、0 に収束してしまう。また、この計算方法では行列 Q の大きさがグリッド点数の 2 乗で増えるため、広い範囲や数値が発散しやすい空孔間の間隔を広くとれないことがあげられる。

電流密度分布

図 4.29 は、図 4.28(c) と (f) の条件での電流密度分布を示している。カラースケールは電流密度の絶対値の大きさを示している。また、黒実線は電流密度ベクトルの方向を示している。図 4.29(a)、(b) の両方の条件において、電流密度の絶対値は対角方向に大きい (赤い) 領域が見られる。また、 n が大きい図 4.29(b) では、この電流が対角方向に伸びる線状で増強される傾向は顕著である。また、スリット端から格子平行方

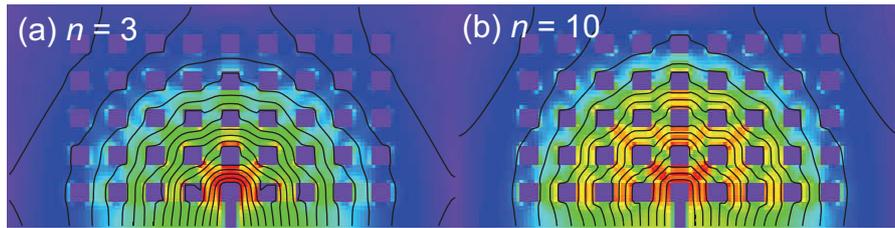


図 4.29: (a) と (b) はそれぞれ図 4.28(c) と (f) の条件での電流密度分布。

向の空孔間においても電流密度は増強されているが、対角方向よりは小さい。これら磁束密度分布と電流密度分布の計算結果から、対角磁束侵入は再現しなかったが、対角方向において次近接空孔間に電流密度の増強が見られる磁束ジェットに似た傾向が見られたことから、磁束ジェットモデルを裏付ける計算結果であると言える。今後はより大きなグリッド数での計算、 n が大きくても値が発散しない工夫が求められる。

実験との比較

シミュレーションとの比較として、 λ_{eff} の効果を見捨てるため、低温域で十分大きな $a (= 32 \mu\text{m})$ における磁束侵入について議論する。図 4.30(a)、(b) は $a = 32 \mu\text{m}$ 、 $w = 16 \mu\text{m}$ 、 $d = 50 \text{ nm}$ の試料 Nb-a における磁束侵入の磁気光学像の磁場依存性を示している。光学像との比較から、試料端を赤枠で示している。低温において、磁束侵入は図 4.15 の a - T 相図のように低い温度域、大きい a においては磁束侵入は等方的である。これは磁束ジェットによる対角磁束侵入はさらに低温でない限り現れないことを示唆している。また、5 K において、 n 値は典型的には 30 ほどである。図 4.30(c)、(d) は図 4.30(a)、(b) の磁気光学像から薄膜極限を仮定して計算した電流密度分布を示している [142]。カラースケールは電流密度の絶対値の大きさを示し、黒実線は電流密度ベクトルの方向を示している。赤丸で示された領域において、交差点付近で対角方向に増強された電流密度があることが分かる。また、図 4.29 と比較すると、対角方向における次近接空孔間領域における電流密度の増強がある点が類似している。

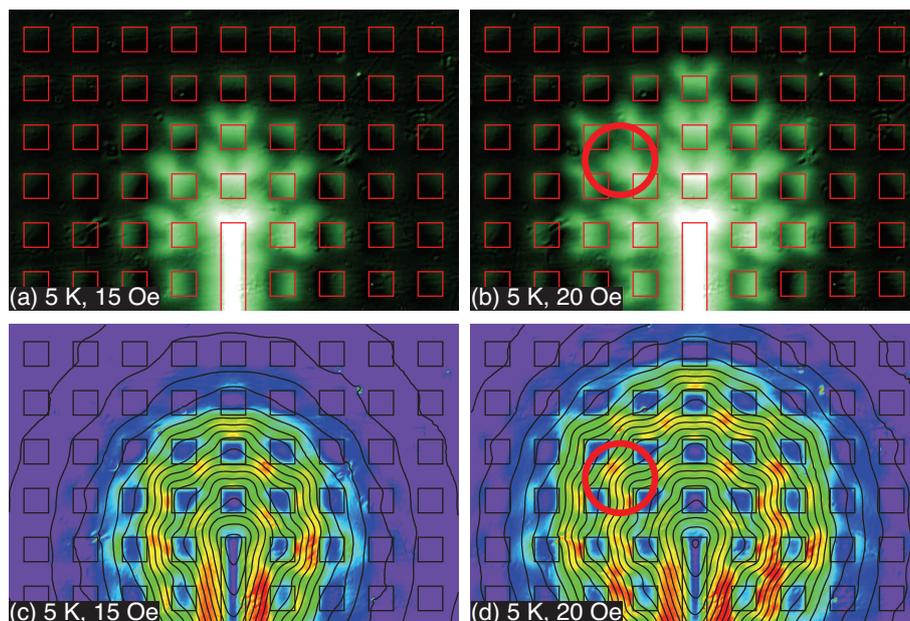


図 4.30: $a = 32 \mu\text{m}$ 、 $w = 16 \mu\text{m}$ 、 $d = 50 \text{ nm}$ の試料 Nb-a における磁束侵入の磁気光学像。5 K、(a)15 Oe、(b)20 Oe。赤枠は試料端。(c,d) 薄膜極限を仮定した (a) と (b) での電流密度分布。

4.4 結論と今後の展望

Nb、MoGe 正方格子超伝導ネットワークを作製し、磁束侵入異方性を磁気光学イメージング法により観察、臨界電流密度の異方性を電流電圧輸送特性から測定、電磁気シミュレーションによる正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入の計算を行った。以前の研究では、正方格子にアンチドットアレーを設けた系において、磁束量子が最近接アンチドット間のみを運動する”vortex channeling”モデルによって、臨界電流密度の異方性が説明されていた。一方、本研究では、正方格子超伝導ネットワークにおいて、次近接空孔方向に磁束量子の侵入が容易となる特異な磁束侵入現象を磁気光学イメージング法によって発見し、その原因を明らかにした。さらに、正方格子の格子定数、線幅を系統的に変化させることにより、格子平行・格子対角方向が容易侵入方向となる相に、試料形状や温度によって変化することを示した。この結果は、温度変化によって磁束侵入方向を変化させることのできる新しい磁束侵入制御方法の開発の可能性を示唆している。対角磁束侵入は高温、低温領域の2つに分けられ、表 4.3 のようにまとめられる。高温域において、Ginzburg-Landau エネルギーを最小化するため対角侵入する。低温域において、空孔角からの磁束ジェットによって対角侵入する新しいモデルを提唱し、実験結果との整合性を示した。低温域での格子対角方向の磁束侵入には空孔の形状が重要であり、空孔の角が欠陥として振る舞うような角度の小さい角を持つ空孔が必要となる。また、電磁気シミュレーションによって、次近接空孔間に電流密度が増強された領域ができることを確認した。また、これらの耐各区磁束侵入は試料外部への熱伝導率に依存性しないことから熱磁気不安定性によらない磁束侵入であることを確認した。これらの結果から、本研究は簡単な周期形状を持つ超伝導体において、磁束量子の運動に対する試料形状の効果を系統的に変化させ観察した点が重要であると考えられる。今後は、超伝導体における磁束量子を用いたデバイスや効率的な磁束量子の排斥など、磁束量子を制御する方法の1つとして利用が期待される。

表 4.3: 正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入異方性の原因。

	高温対角侵入	平行侵入	低温対角侵入
模式図			
条件	$a = \lambda_{\text{eff}}$	$w < 7\lambda_{\text{eff}}$	$w > \alpha hn$
原因	GL エネルギーの最小化	磁束量子空孔間引力	磁束ジェット

第5章 3次元構造超伝導体における磁束侵入・雪崩観察

5.1 背景と目的

3次元構造超伝導体は、単一磁束量子素子の集積化 [143]、THz 発振素子 [7]、Roebel ケーブル [144]、メタマテリアル [16] など、様々な機能を実現するために利用されている。また、近年の報告では、六方格子超伝導ストリップアレーが磁場クロッキングの実現に必要となる強い透磁率の異方性を実現できるという提案がなされている [20]。同様のアイデアで Pb 正方形薄膜を四角格子に並べた超伝導メタマテリアルにおける磁場遮蔽の実験がなされている [16]。一方、透磁率の異方性が高いほど反磁場効果が強くなることが知られている。ところで、熱磁気不安定性による磁束雪崩は、超伝導マグネットのクエンチ [145]、超伝導送電ケーブルのエネルギー損失、単一磁束量子素子など磁場に敏感な装置での動作不良など、超伝導を使用した多くの応用で問題となることが知られている。また、反磁場効果の増強によって、より低い外部磁場でも磁束雪崩が発生することが報告されている [98]。このように、3次元構造の利点と反磁場効果の増強による磁束雪崩発生リスクはトレードオフであり、今後微細加工技術の発展によってさらに3次元構造超伝導体の作製が容易になったとき問題となる可能性が高い。しかし、今のところ3次元構造を持つ超伝導体における磁束雪崩現象の研究は行われていない。よって、単純な3次元構造においても、磁束雪崩現象の発生条件を決定することは非常に重要である。そこで本研究では、超伝導ストリップアレーを平坦化を含めた微細加工法により作製し、磁束侵入、磁束雪崩発生過程を磁気光学イメージング法により観察した。一方、薄膜超伝導体や熱伝導度の悪いバルク超伝導体において、磁束雪崩の発生する磁場、しきい磁場についての研究は数多くなされている。そこで、本研究でも3次元構造超伝導体における磁束雪崩のしきい磁場の温度依存性を以前の研究と比較することにより磁束雪崩の発生条件について議論した [146, 147, 148]。

5.2 試料形状

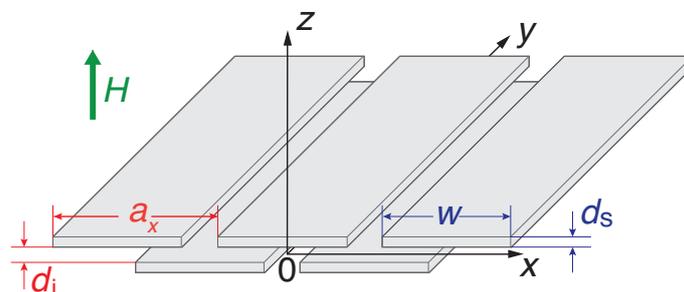


図 5.1: Nb 超伝導ストリップアレーの模式図。超伝導膜厚 d_s 、絶縁膜厚 d_i 、ストリップ幅 w 、ストリップ周期 a_x で2層にわたって半周期ずれたストリップアレーが配置している。

図 5.1 に、六方格子超伝導ストリップアレーの2層を取り出した3次元超伝導ストリップアレーの模式図を示す。線幅 w 、超伝導膜厚 d_s のストリップが、 xy 面内に周期 a_x で並び、絶縁膜厚 d_i の SiO_2 を挟んで2層重なっている。上下層は反磁場効果を増強するため、半周期 $a_x/2$ ずらして配置している。また、超伝

導体としては Nb を用い、外部磁場として面垂直 z 軸方向に磁場 H を、またインジケータ膜の磁区を揃えるために面内 x 軸方向に磁場 H_x を印加した。以下では、この構造を 3次元超伝導ストリップアレーと呼ぶ。この構造を周期構造とした六方格子超伝導ストリップアレーにおいて、Meissner 状態における磁束密度分布、および透磁率異方性が磁場侵入長を考慮して計算されている [20]。

5.3 実験結果と考察

5.3.1 磁場依存性

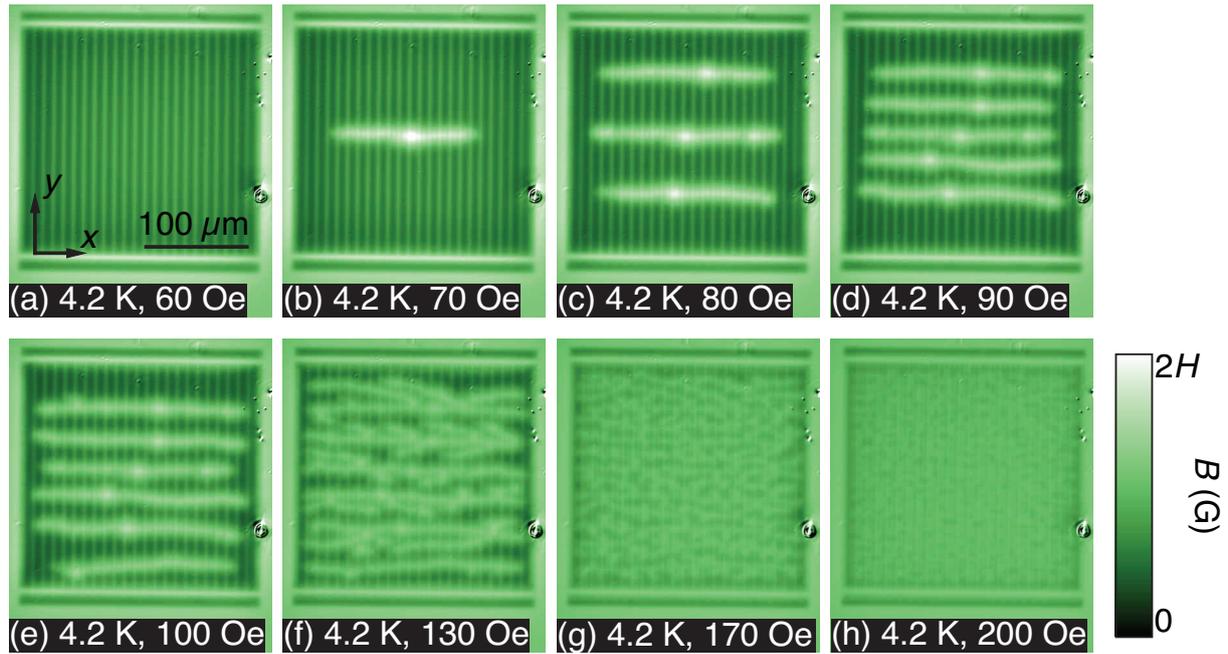


図 5.2: 3次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200$ nm, $d_i = 200$ nm, $a_x = 9$ μ m, $w = 8$ μ m) における、ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 60 \sim 200$ Oe まで増加したときの磁気光学像差像。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとした。

図 5.2 に、 $d_s = 200$ nm, $d_i = 200$ nm, $a_x = 9$ μ m, $w = 8$ μ m の 3次元超伝導ストリップアレーを 4.2 K までゼロ磁場冷却後、磁場 H を増加させたときの磁束侵入の磁気光学差像を示す。すべての磁気光学像において、磁束密度スケールは 0 G から $B = 2H$ までとした。 $H = 60$ Oe(図 5.2(a)) において、磁束密度はスリットに垂直方向には周期的に分布している。また、単一ストリップにおける $H_{c1}^* = H_{c1} \sqrt{\frac{d_s}{w}} \sim 1$ Oe から、各ストリップには磁束が侵入していると考えられる。磁場を 70 Oe まで増加させると (図 5.2(b))、試料中央部に不均一な磁束密度分布が現れる。後の節で説明するように、この不均一磁束侵入の発生箇所はランダムに起こり、磁束雪崩であると考えられる。また、通常の磁束雪崩と異なり、単一ストリップ内に収まらず、複数のストリップを横断して発生していることが分かる。これを本研究においては線状磁束雪崩と呼ぶ。さらに磁場を増加させると (図 5.2(c-e))、磁束雪崩の発生箇所が増えていく。 $H = 130$ Oe(図 5.2(f)) において、線状磁束雪崩は分岐している。さらに磁場を増加させると (図 5.2(g-h)) 磁束雪崩の形状は判別できないが、磁場ステップ差像においては磁束雪崩が観測されている。図 5.2(h) においては、試料のほぼ全域にわたって磁束雪崩による磁束侵入が起こった結果、試料内の磁束密度分布は再度、ほぼ均一になっている。

図 5.3 に、 $d_s = 200$ nm, $d_i = 200$ nm, $a_x = 13$ μ m, $w = 8$ μ m の 3次元超伝導ストリップアレーを 4.2 K までゼロ磁場冷却後、磁場 H を増加させたときの磁束侵入の磁気光学差像を示す。図 5.2 とは周期

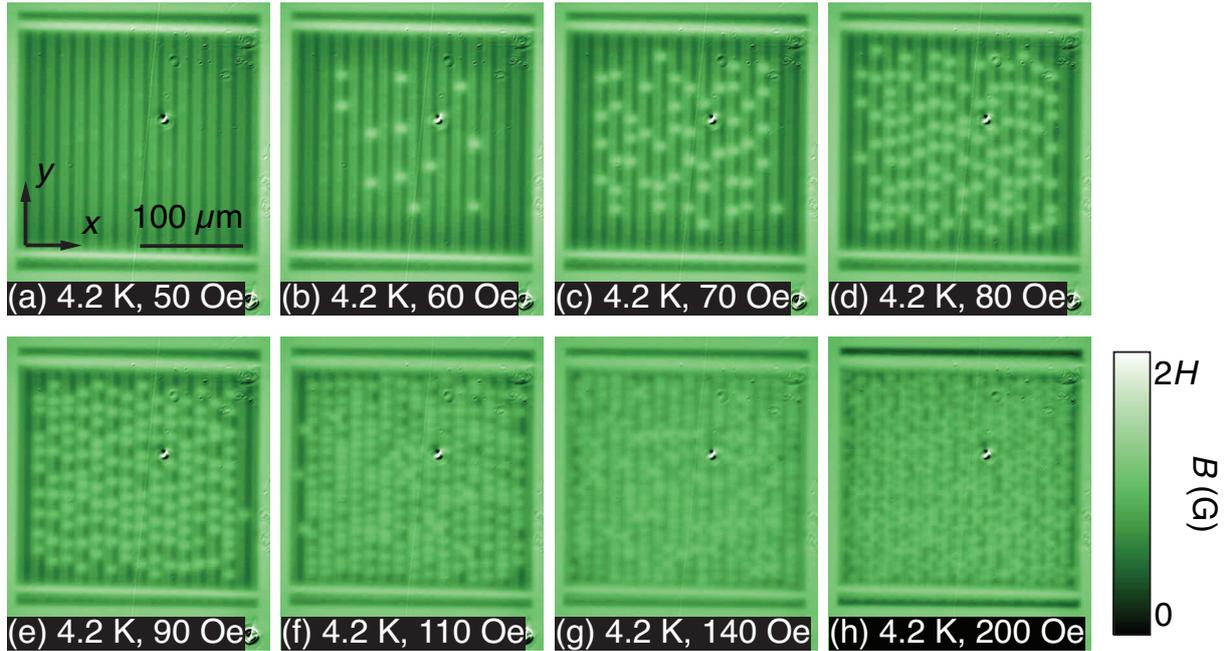


図 5.3: 3次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200$ nm, $d_i = 200$ nm, $a_x = 13$ μ m, $w = 8$ μ m) における、ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 60 \sim 200$ Oe まで増加したときの磁気光学像差像。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとした。

a_x のみが異なる。図 5.2 と同様、磁束密度のスケールは 0 G から $B = 2H$ までとした。また、図 5.2 と同様に磁場を増加させると、図 5.3(a) のように周期的に均一に分布した磁束侵入が観測された。さらに、 $H = 60$ Oe(図 5.3(b)) では、不均一に磁束密度が分布し、磁束雪崩が発生した。図 5.2 と異なり、磁束雪崩は各ストリップ内で発生しているように見られる。本研究では、3次元超伝導ストリップアレーにおいて、各ストリップ内で起こった小さな磁束雪崩を粒状磁束雪崩と呼ぶ。さらに磁場を増加させると(図 5.3(c-f))、粒状磁束雪崩の発生箇所が増加する。後の節で詳しく説明するが、図 5.3(c-f) では、粒状磁束雪崩は上層ストリップの左端から起こっている。さらに磁場を増加させると、図 5.3(g-h) のように、試料全域で磁束雪崩が発生し、図 5.2(h) と同様、磁束密度は再びほぼ均一となる。

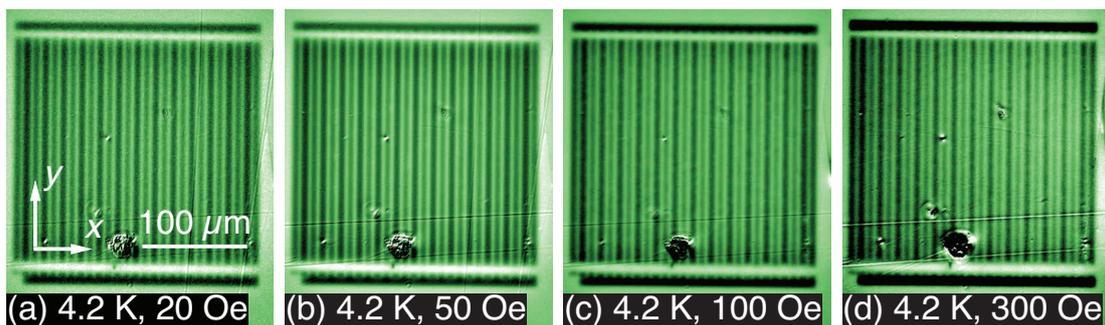


図 5.4: 3次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200$ nm, $d_i = 200$ nm, $a_x = 16$ μ m, $w = 8$ μ m) における、ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 60 \sim 200$ Oe まで増加したときの磁気光学像差像。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとした。

図 5.4 に、 $d_s = 200$ nm, $d_i = 200$ nm, $a_x = 16$ μ m, $w = 8$ μ m の 3次元超伝導ストリップアレーを 4.2 K までゼロ磁場冷却後、磁場 H を増加させたときの磁束侵入の磁気光学差像を示す。各磁場で、磁束侵入が見やすい磁束密度スケールで示している。測定した磁場範囲 $H = 0 \sim 300$ Oe において、磁束密度

分布は周期的に均一に分布し、磁束雪崩現象は観測されなかった。

5.3.2 磁束雪崩発生箇所の再現性

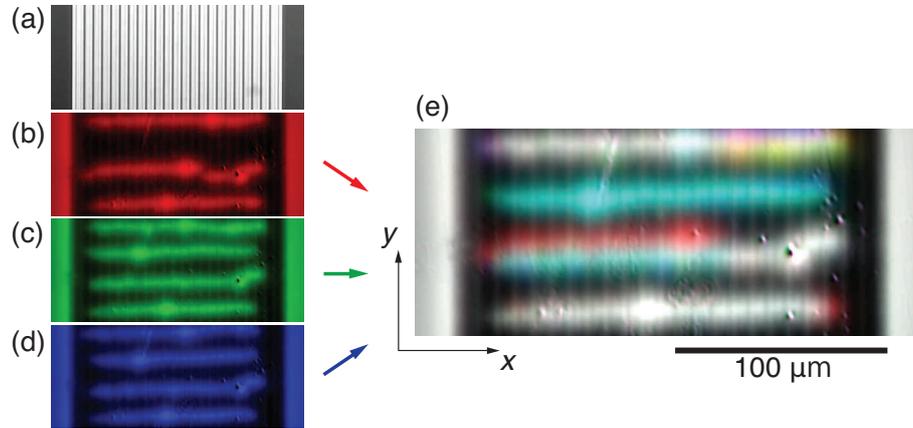


図 5.5: 3次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 300 \text{ nm}$, $d_i = 50 \text{ nm}$, $a_x = 9 \text{ }\mu\text{m}$, $w = 8 \text{ }\mu\text{m}$) の (a) 光学像、(b-d) 4.2 K までゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 100 \text{ Oe}$ を印加したときの磁気光学像。(e) (b-d) の磁気光学像を赤緑青のチャンネルとして合成した磁気光学像。

図 5.5 に $d_s = 300 \text{ nm}$, $d_i = 50 \text{ nm}$, $a_x = 9 \text{ }\mu\text{m}$, $w = 8 \text{ }\mu\text{m}$ の 3次元超伝導ストリップアレーの光学像と、同条件 (4.2 K, $H = 100 \text{ Oe}$) における磁束雪崩の磁気光学像を示す。図 5.5(b-d) では、磁束密度分布は図 5.2 と同様に線状に連なった磁束侵入が観測されている。それぞれの磁気光学像は赤、緑、青色で示され、図 5.5(e) には、3色の磁気光学像を合成した磁気光学像を示している。図 5.5(e) では、色のないグレースケールで表された領域では、図 5.5(b-d) の 3回のすべてで磁束密度が等しいことを示している。例えば、試料外部のすべての領域は、磁束密度が試行によらず再現するためグレースケールで示される。しかし、試料内部では色のついた領域があり、磁束密度分布が再現していないことから、熱磁気不安定性による磁束密度分布を示唆している。例えば、水色の領域は緑 (図 5.5(c)) と青 (図 5.5(d)) でのみ起こった磁束侵入領域を示している。反対に、線状の磁束侵入の中でもグレースケールで表され、再現している領域があることも述べておくべきである。例えば図 5.5(e) の一番下に示された磁束侵入においては、ほぼすべての領域はグレースケールで示されているが、右端の磁束侵入先端は赤色で示されている。これは、試料内の微細加工時の欠陥や、インジケータ膜の磁区の影響によって、磁束侵入しやすい領域があったため磁束侵入の開始点と同じであったためだと考えられる。さらに、磁束雪崩の形状は試行ごとに異なるので [97]、右端の磁束侵入先端に色が付くと考えられる。また、磁場を増加させる際、磁束密度の不均一性は、ある磁場において発生し、磁場の増加を十分小さいステップにした場合 (0.1 Oe きざみ) においても磁場に関して分解できない突発的な現象として観測された。これらの形状の非再現性、磁場変化に対する突発性から、観測された磁束侵入は熱磁気不安定性による磁束雪崩現象であると考えられる。また、後の節で議論されるが、磁束雪崩の起こる最低磁場であるしきい磁場も、試行によってばらつきがある [97]。

5.3.3 周期 a_x 依存性

図 5.6 に、 $d_s = 200 \text{ nm}$, $d_i = 200 \text{ nm}$, $w = 8 \text{ }\mu\text{m}$, $a = 9 \sim 16 \text{ }\mu\text{m}$ の 3次元超伝導ストリップアレーにおける、ゼロ磁場冷却後 $H = 90 \text{ Oe}$ まで増加したときの磁気光学像の a_x 依存性を示す。図 5.2、図 5.3、図 5.4 で示したように、 a_x が小さいと線状磁束雪崩が観測された。同様に、図 5.6(g,h) において、複数ストリップをまたぐ磁束雪崩が観測される。さらに a_x が大きくなると (図 5.6(c-f))、各ストリップ内で粒状

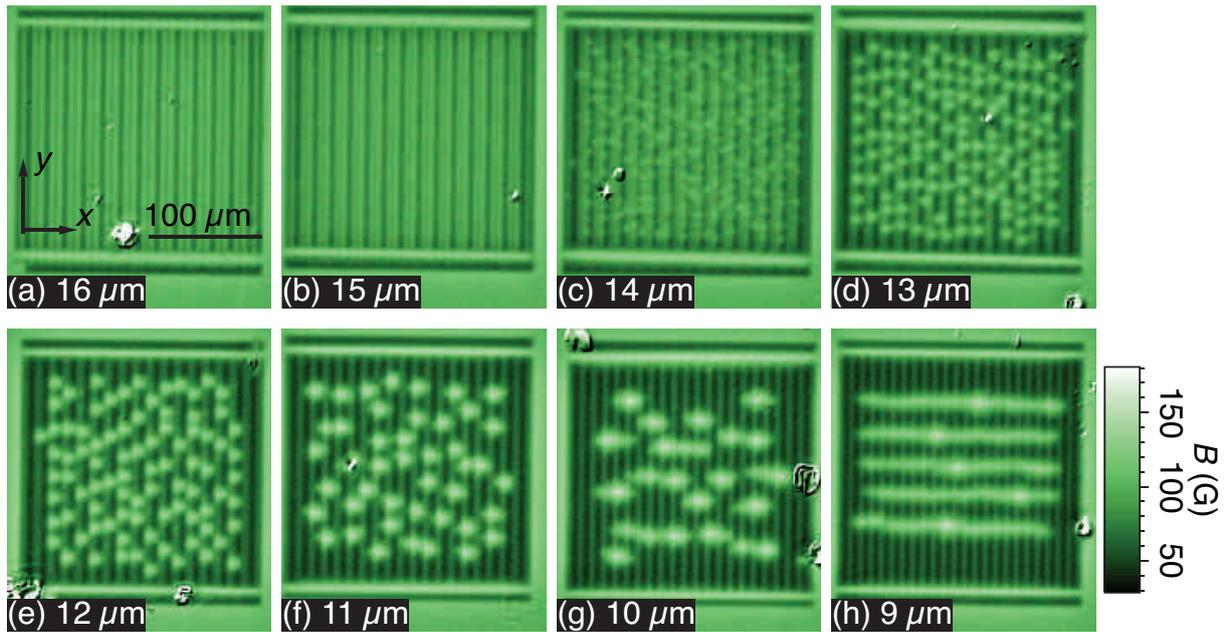


図 5.6: 3次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200 \text{ nm}$, $d_i = 200 \text{ nm}$, $w = 8 \text{ }\mu\text{m}$, $a = 9 \sim 16 \text{ }\mu\text{m}$) における、ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 90 \text{ Oe}$ まで増加したときの磁気光学像差像の a_x 依存性。 $H = 0 \text{ Oe}$ での磁気光学像をバックグラウンドとした。

磁束雪崩が起こる。さらに a_x が大きいとき (図 5.6(a,b))、測定した磁場範囲においては、磁束密度分布は x 軸方向に対し周期的で均一であり、磁束雪崩は観測されなかった。

5.3.4 面内磁場依存性

図 5.7 に、 $d_s = 200 \text{ nm}$, $d_i = 200 \text{ nm}$, $w = 8 \text{ }\mu\text{m}$, $a_x = 13 \text{ }\mu\text{m}$ の 3次元超伝導ストリップアレーの (a) 光学像と、(a-1)~(c-1) z 軸方向のゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 55 \sim 80 \text{ Oe}$ まで増加したときの磁気光学像差像の面内磁場 H_x 依存性を示す。面内 x 軸方向の H_x は冷却時に印加し続け、 z 軸方向面垂直磁場 H を増加中も一定値に保った。図 5.7(a-1)~(a-6) は、 $H_x = -60 \text{ Oe}$ 、つまり図の左向きに磁場を印加し、紙面手前方向に磁場を増加させたときの磁気光学像を示している。 $H = 60 \text{ Oe}$ において磁束雪崩が観測され、図 5.7(a-2) では白いスポットとして観測された。各磁気光学像に示された赤い丸は、Igor Pro の particle analyzer を用いて、印加磁場 H に相当する磁束密度に 5 G のオフセットを足した level をしきい磁束密度として解析した結果を示している。つまり、赤い丸の領域は周囲より磁束密度が高く、粒状磁束雪崩が発生している箇所を定性的に示している。外部磁場を増加させると (図 5.7(a-3)~(a-6))、磁束雪崩の発生箇所が増加することが分かる。また、磁場の増加とともに赤い丸の半径が小さくなっていくことが分かる。これは、一度発生した磁束雪崩は、その後磁場を増加させてもその周囲で磁束が侵入することなく、磁束密度を保ったままであるためと考えられる。図 5.7(a) で示された光学像において、上層、つまりインジケータ膜に近い層に相当する領域を、磁気光学像において青い四角で囲った。図 5.7(a-1)~(a-6) においては、磁束雪崩の発生箇所に対応する赤い丸が、上層のストリップの左端上に位置していることは明らかである。

図 5.7(b-1)~(b-6) では、図 5.7(a-1)~(a-6) と同条件で、 $H_x = 0 \text{ Oe}$ としたときの磁気光学像を示している。左上から右下にかけて見えられる暗い筋は、インジケータ膜の磁区である。図 5.7(a-1)~(a-6) に比べ、磁束雪崩の発生する磁場が、 $H = 65 \text{ Oe}$ と少し高かった。また、磁束雪崩の発生箇所は図 5.7(a-1)~(a-6) と同様に上層のストリップの左端上に配置している箇所が多い。これは、試料作製の際、完全に上下層の配置を一致させることが困難であるために、上下層の配置にズレが生じていることを示唆している。また、地磁気の影響を考慮しなくてはならないが、 $-1 \text{ Oe} < H_x < 1 \text{ Oe}$ の範囲では磁束雪崩の発生箇所はほぼ変

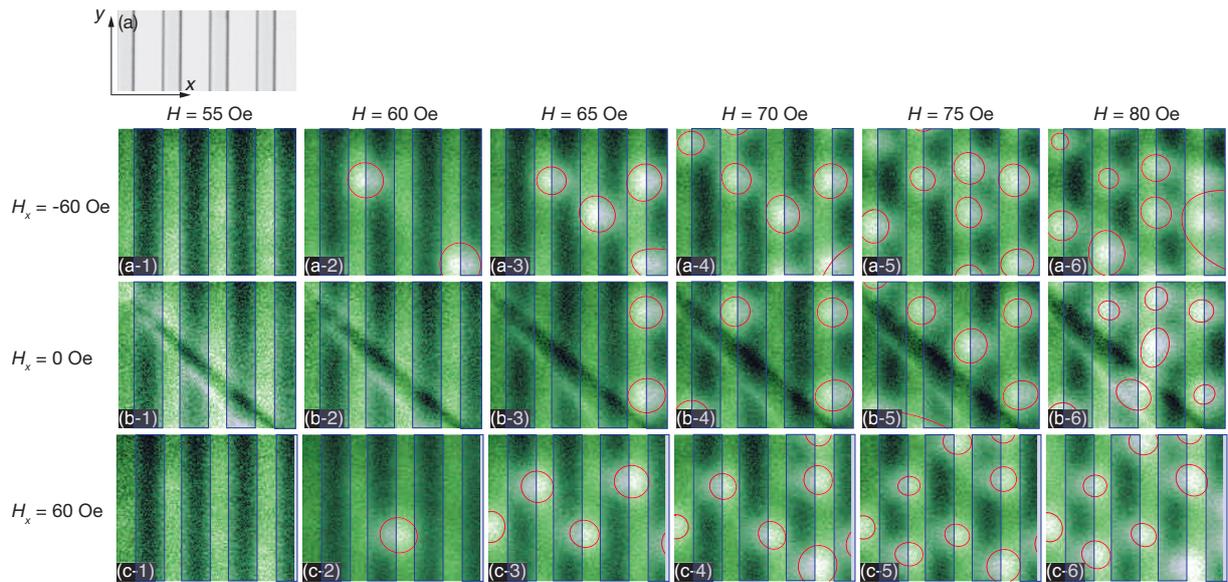


図 5.7: 3次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200 \text{ nm}$, $d_i = 200 \text{ nm}$, $w = 8 \mu\text{m}$, $a_x = 13 \mu\text{m}$) の (a) 光学像、(a-1)~(c-1) ゼロ磁場冷却後、磁場 $H = 55 \sim 80 \text{ Oe}$ まで増加したときの磁気光学像差像の面内磁場 H_x 依存性。 $H = 0 \text{ Oe}$ での磁気光学像をバックグラウンドとした。

化がなかったため、地磁気は無視して良いと考えられる。図 5.7(b-6) の $H = 80 \text{ Oe}$ においては、ストリップの右端上に発生した磁束雪崩が左から 2 番目のストリップにおいて見られる。

図 5.7(c-1)~(c-6) では、図 5.7(a-1)~(a-6) と同条件で、 $H_x = 60 \text{ Oe}$ としたときの磁気光学像を示している。磁場の方向は、図の右向きに面内磁場を印加し、紙面手前方向に磁場を増加させている。図 5.7(a-1)~(a-6) や図 5.7(b-1)~(b-6) と異なり、上層ストリップの右端上に磁束雪崩が発生していることは明らかである。よって、面内磁場 H_x の向き、大小によって磁束雪崩のストリップ上の発生箇所が変化することが示された。また、試料全域に渡って粒状磁束雪崩の発生箇所の面内磁場依存性は同様の傾向を持っており、同条件での異なる試行においても同様の結果が得られた。

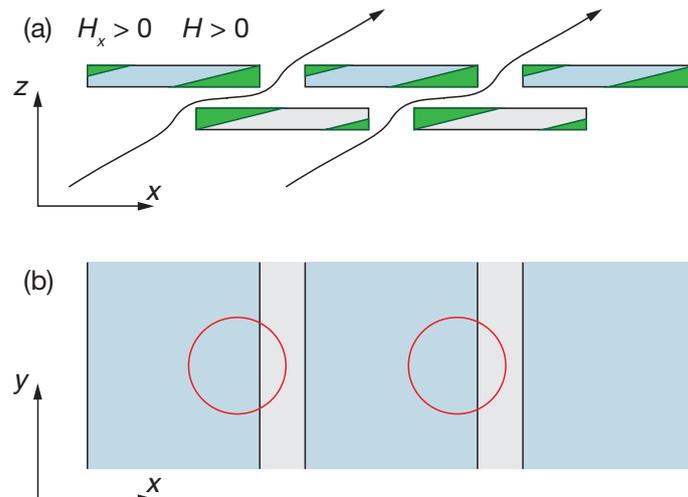


図 5.8: 磁束雪崩発生箇所の面内磁場依存性の模式図。(a) x - z 平面における、面内磁場 $H_x > 0$ 、面垂直磁場 $H > 0$ での磁力線の模式図。(b) x - y 平面における上層側から試料を見たときの磁束雪崩発生箇所の模式図。

図 5.8 に、磁束雪崩発生箇所の面内磁場依存性を説明するための模式図を示す。図 5.8(a) は、 x - z 平面における、面内磁場 $H_x > 0$ 、面垂直磁場 $H > 0$ での最も簡単な磁力線を示している。超伝導体内には、磁束は磁

力線に垂直方向に侵入する。よって、簡単には緑で示された領域に磁束が侵入すると考えられる [149, 150]。また、上下2層のストリップアレーのさらに上下には試料が存在しないため、試料最外面に位置する磁束侵入では、3次元構造による反磁場効果が増強されず、単一層のストリップアレーと同様の磁束侵入であると考えられる。よって、磁束侵入は主に上下ストリップ間で反磁場効果によって磁場が増強される箇所で行われると考えられる。磁束雪崩は、熱磁気不安定性によって起こるため、より大きな電場を発生する磁束侵入先端距離が長い箇所で行われる [19]。また、上下層では下層の下面には Si 基板が位置しているため、試料外部への熱伝導は良いと考えられる。試料外部への熱伝導が良いと熱磁気不安定性は起こりにくくなる [19, 151]。よって、磁束雪崩は上層の右下端から発生すると考えられる。図 5.8(b) は、 x - y 平面における、磁束雪崩の発生箇所を示している。赤丸は図 5.8(a) において議論した磁束雪崩が発生しやすいと考えられる箇所である。実験では図 5.7(c-1)~(c-6) の磁気光学像に相当し、各ストリップの右端上に磁束雪崩が観測されていることから、上で述べた簡単な考察によって磁束雪崩の発生箇所の面内磁場による変化が妥当であると考えられる。また、磁束雪崩の発生箇所の面内磁場依存性に関して、2層の六方格子ストリップアレーは、面内で鏡像対称性を持っているが、面内磁場、面垂直磁場が有限であることによって、この対称性を崩すことができることを示している。また、現在までに、筆者の知る限りでは面内磁場によって磁束雪崩発生箇所を制御する研究結果は報告されていない。

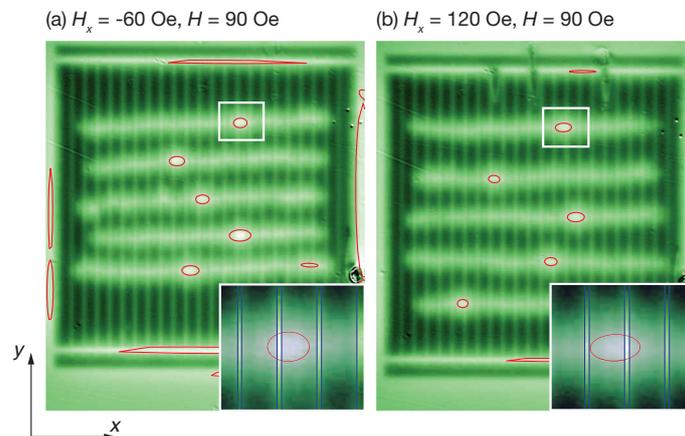


図 5.9: 3次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 200$ nm, $d_i = 200$ nm, $w = 8$ μ m, $a_x = 9$ μ m)、4.2 K、 $H = 90$ Oe における、線状磁束雪崩の磁気光学像の面内磁場依存性。それぞれの面内磁場は $H_x =$ (a)-60 Oe、(b)120 Oe である。 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとして磁気光学差像を示している。赤い丸は Particle analyse の結果示された磁束雪崩発生箇所。内挿図は各図での白枠で示された領域の拡大図。青い領域は上層ストリップを示している。

図 5.9 は $d_s = 200$ nm, $d_i = 200$ nm, $w = 8$ μ m, $a_x = 9$ μ m の 3次元超伝導ストリップアレーにおける、4.2 K、 $H = 90$ Oe における、線状磁束雪崩の磁気光学像の面内磁場依存性を示している。それぞれの面内磁場は $H_x =$ (a)-60 Oe、(b)120 Oe であり、 $H = 0$ Oe での磁気光学像をバックグラウンドとして磁気光学差像を示している。磁気光学像内の赤い丸は Igor Pro の Particle analysis を用いた解析結果で示された磁束雪崩発生箇所を示している。内挿図は各磁気光学像での白枠で示された領域の拡大図を示している。また、青い領域は上層ストリップを示している。どちらの磁気光学像においても線状磁束雪崩が観測された。また、線状磁束雪崩はその中心付近に節のような幅が広がっている領域が存在する。拡大図から、線状磁束雪崩の節の位置は面内磁場によって上層ストリップの左または右端上に位置が変化することが分かる。図 5.7 で示された粒状磁束雪崩に関する考察から、この線状磁束雪崩の節は線状磁束雪崩の発生開始点であることが予想される。つまり、後の節で説明される線状磁束雪崩のプロセスは複数ストリップ内で同時に発生しているのではなく、1つのストリップ内で磁束雪崩が発生し、複数ストリップに磁束雪崩が拡大していったと考えられる。また、磁束雪崩の発生箇所を決定するには、高速 CCD や撮動との同期法を用いた時間分解磁気光学イメージングを行う必要がある [65]。

5.3.5 超伝導膜厚 d_s 、絶縁膜厚 d_i 依存性

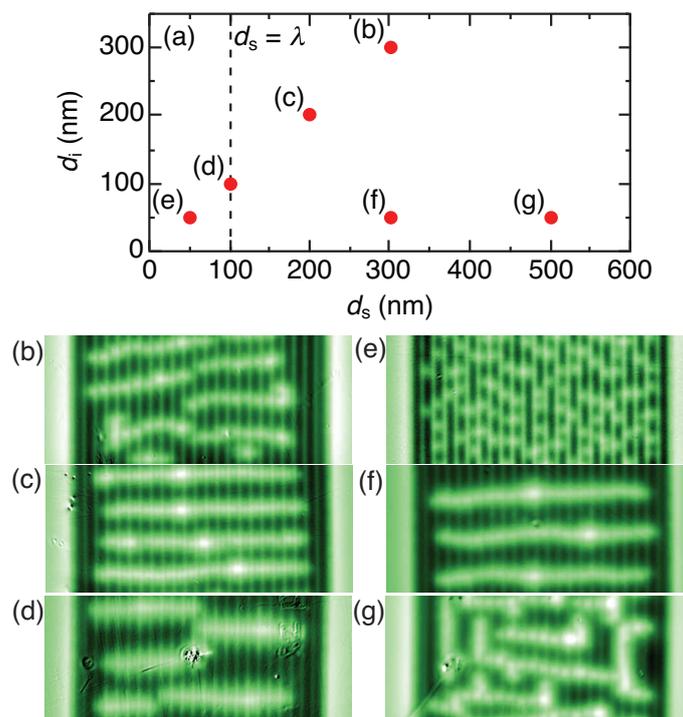


図 5.10: (a) 測定した試料の d_i と d_s のグラフ。 $d_s = \lambda$ を点線で示している。(b-g) 図 (a) で示された d_s 、 d_i を持つ 3次元超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩の磁気光学像。

図 5.10 に、4.2 K における磁束雪崩の磁気光学像の d_s 、 d_i 依存性を示す。まず、図 5.10(c) は、図 5.2 でも示された $(d_s, d_i) = (200, 200)$ nm の 3次元超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩の磁気光学像が示されており、線状磁束雪崩が発生している。また、線の長さは異なるが、図 5.10(b)、(d)、(f-g) の磁気光学像においても線状磁束雪崩が観測された。次に、 d_s を固定したときの d_i 依存性は、図 5.10(b) と (f) を比較することにより議論できる。 $d_i = 300$ nm である図 5.10(b) の線状磁束雪崩よりも、 $d_i = 50$ nm の試料における線状磁束雪崩 (図 5.10(f)) の方が、 x 方向の長さが長いことは明らかである。よって、 d_i が小さいほど、線状磁束雪崩が発生しやすいことが分かる。また、 d_i を固定して d_s を変化させたとき、図 5.10(e)、(f)、(g) に示された磁気光学像について d_s 依存性を議論する。単一ストリップにおける磁束雪崩について超伝導膜厚依存性が Denisov らにより議論されている [19]。

電場 $E = 200$ mV/m、比熱 $C = 7.2(T/T_c)^3$ kJ/m³K、基板への熱伝導係数 $h_0 = 36(T/T_c)^3$ kJ/m²K、電流電圧非線形性 $n = 20(T_c/T - 1)$ 、臨界電流密度 $J_c = 10^7(1 - T/T_c)$ A/cm² を仮定したときの図 5.11 で表される磁束雪崩の空間的スケールの温度依存性は、図 5.12 のように温度上昇に対して単調に増加する。また、線状磁束雪崩の発生に重要であると思われる x 方向の磁束雪崩のスケール d_x は超伝導膜厚 d_s が小さいほど大きくなる。よって、 $d_s = 50$ nm の試料がもっとも線状磁束雪崩が起こりやすいと考えられる。しかし、図 5.10 のように、 $d_s = 50$ nm の試料において線状磁束雪崩が観察されず、同じ絶縁膜厚 d_i の $d_s = 300$ nm の試料では線状磁束雪崩が観察されているため、線状磁束雪崩の発生については、単一ストリップの磁束雪崩の空間スケールをのみを考慮しても説明できないと理解できる。

5.3.6 温度依存性

図 5.11 に示した磁束雪崩の x 、 y 方向のスケール d_x 、 d_y の温度依存性に注目する。図 5.13 に、 $d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm、 $w = 8$ μ m、 $a_x = 9$ μ m の 3次元超伝導ストリップアレーにおける磁気光学像の 4.2~8.5 K で

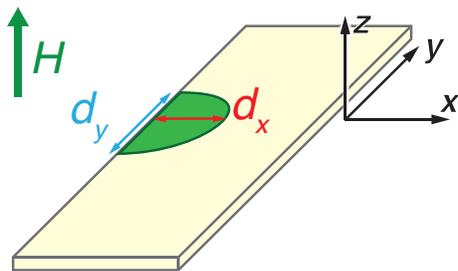


図 5.11: 単一ストリップにおける磁束雪崩のサイズの模式図。ストリップに対して垂直方向の磁束雪崩の長さを d_x 、ストリップに平行方向の長さを d_y と呼ぶ。

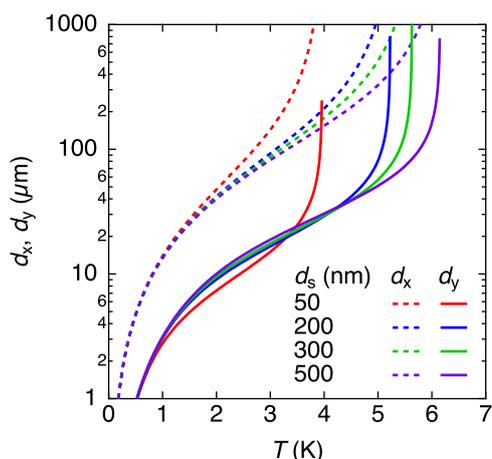


図 5.12: 磁束雪崩のサイズの温度依存性 [19]。

の温度依存性を示す。4.2 K(図 5.13(a)) では、試料幅ほぼ全域に及ぶ線状磁束雪崩が観察された。温度が上昇するにしたがって、線状磁束雪崩は現れなくなった。つまり、3次元超伝導ストリップアレーにおける d_x が、試料を跨いだ磁束雪崩のスケールと定義すると、実験結果からは d_x は単調減少したと言える。しかし、単一ストリップにおいて d_x は、解析的には図 5.12 のように [19]、または実験的に [97, 90] 単調増加することが知られている。さらに、高温ほど線状磁束雪崩は発生しなくなっているが、線状磁束雪崩が単一ストリップ内における磁束雪崩が連続的に複数ストリップ間で伝播する現象だと仮定すると、 d_x は大きいほど線状磁束雪崩は起きやすいはずである。今のところ、この線状磁束雪崩が低温で発生しやすいことと d_x が高温でより長くなることについての一貫した理解は得られていない。

一方、単一超伝導ストリップにおける磁束雪崩の y 方向のスケール d_y も、解析的には温度上昇に対して単調増加する [19]。また、磁束雪崩形状の温度依存性からは (図 5.13)、温度が高いほど d_y が大きくなっている。この温度依存性を定量的に理解するため、図 5.14(a) に、磁束雪崩の中心を y 方向に横切る磁束密度 B プロファイルを示す。温度が上昇すると、磁束雪崩内の磁束密度のピーク値は下がり、幅が大きくなっていることが分かる。図 5.14(b) に、それぞれの d_i 、 d_s を持つ 3次元超伝導ストリップアレーにおける d_y の温度依存性を示す。単一ストリップに対する d_y の温度依存性は、Denisov らによって計算されている [19]。

SI 単位系で、

$$d_y = \frac{\pi a}{2 k_y} \quad (5.1)$$

$$k_y = \frac{[\sqrt{nh\tau + 1}(\sqrt{n+1} - \sqrt{nh\tau + 1})]^{1/2}}{\sqrt{n\tau}} \quad (5.2)$$

$$a = \sqrt{\frac{CT^*}{\mu_0 J_c^2}} \quad (5.3)$$

と表される。図 5.14(b) は、 d_y の温度依存性を示している。ここで、電場 E をフィッティングパラメータとして、比熱 $C = 7.2(T/T_c)^3$ kJ/m³K、基板への熱伝導係数 $h_0 = 36(T/T_c)^3$ kJ/m²K、電流電圧非線形性 $n = 20(T_c/T - 1)$ 、臨界電流密度 $J_c = 10^7(1 - T/T_c)$ A/cm²、熱伝導率 $\kappa = 120(T/T_c)^3$ W/Km、 $h = 2h_0 a^2 / \kappa d$ とした。結果 d_y の温度依存性は $E = 2 \sim 5$ V/cm を仮定することにより、よくフィットされた。

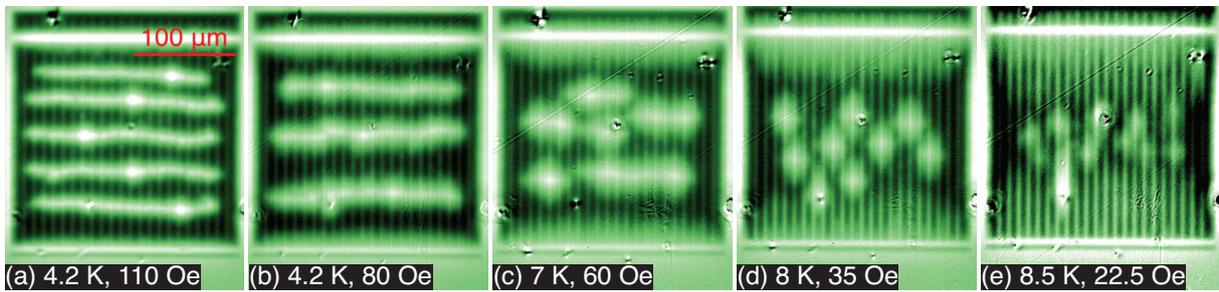


図 5.13: 3次元超伝導ストリップアレー ($d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm、 $w = 8$ μm、 $a_x = 9$ μm) における磁気光学像の 4.2 から 8.5 K までの温度依存性。

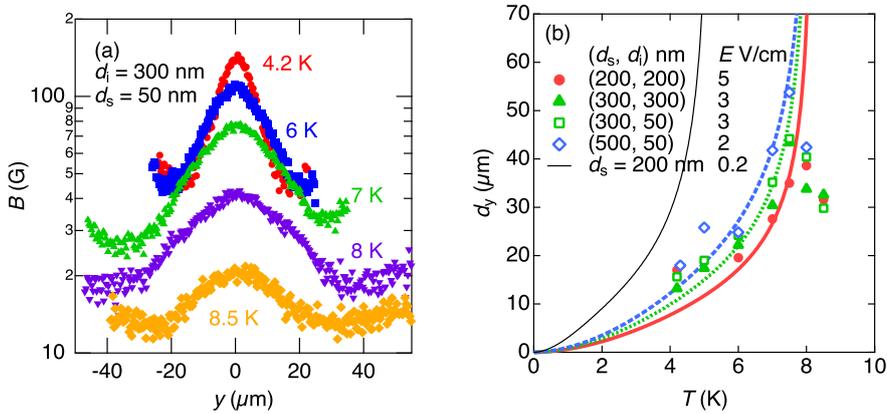


図 5.14: (a) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm、 $w = 8$ μm、 $a_x = 9$ μm における磁束雪崩幅付近の磁束密度プロファイル。(b) ガウス関数でフィッティングした磁束雪崩幅 d_y の温度依存性。

5.3.7 Bean モデルを仮定した磁束密度分布の有限要素法による計算

図 5.15 に、Bean モデルを仮定したときの Campbell の方法を用いて計算した、外部磁場 $H = 0.1 J_c d_s$ を印加したときの 3次元構造超伝導ストリップアレーへの磁束侵入時の磁束密度の強度と磁力線を示す。数値計算は、パラメータを指定した後、産総研の馬渡氏に計算を行なっていただいた。図 5.15(a) には、 $a_x = 9$ μm の試料における磁束侵入の計算結果が示されている。上下ストリップ間において、磁力線はほぼ面内を向

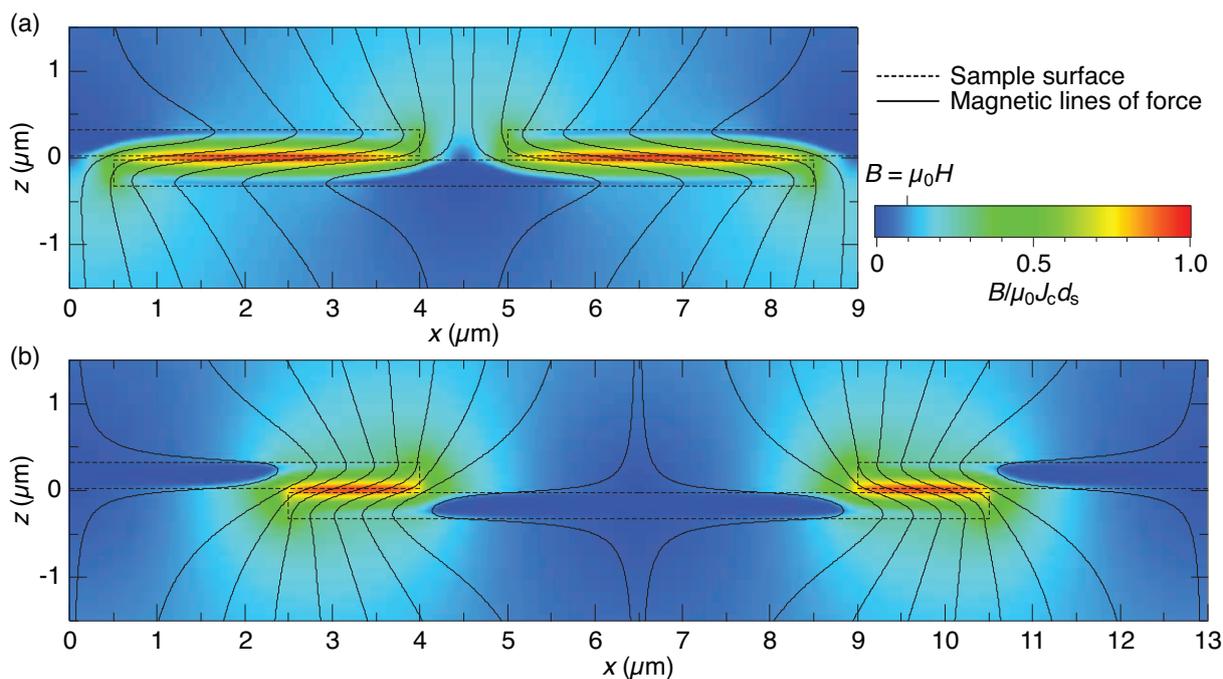


図 5.15: (a) $a_x = 9 \mu\text{m}$ 、(b) $a_x = 13 \mu\text{m}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $d_s = 300 \text{ nm}$ 、 $d_i = 50 \text{ nm}$ の 3 次元超伝導ストリップアレイにおける Bean モデルを仮定した磁束侵入過程での外部磁場を $0.1J_c d$ を印加したときの磁束密度分布。カラースケールは磁束密度の絶対値を、黒線は磁力線を、黒点線は試料外形を示す。

き、面内から傾き約 7° であることが分かる。また、外部磁場に対して上下ストリップ間では、外部磁場の約 10 倍に磁場が増強されている。それに対し、面内のストリップ間では 2 倍ほどまで強い磁場は増強されていない。これは、ストリップ内に侵入した磁場があるために、すべての磁場が面内のストリップ間に集中していないためだと考えられる。図 5.15(b) には、 $a_x = 13 \mu\text{m}$ の試料における磁束侵入の計算結果が示されている。図 5.15(a) と比べ、上下ストリップ間での磁束線の傾きは緩く、面内から 17° 程度である。また、ストリップ間の磁束密度は図 5.15(a) と同様の約 10 倍であった。このことから、図 5.23 での考察において、面内磁場 H_{\parallel} が外部磁場をすべて集中し a_x/d_i 倍となるという考察は成立せず、どのような a_x においても磁場の増強は同程度だと考えられる。よって、図 5.25 の考察において述べるように、電場は上下ストリップ間の重なるの長さに比例して増強されると考えられる。

5.3.8 線状磁束雪崩の原因

層間磁氣的結合

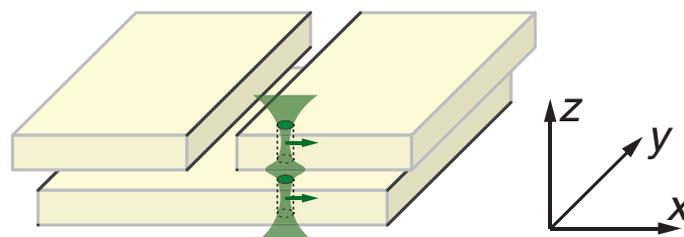


図 5.16: 面間で磁氣的に結合した磁束量子の模式図。上下層の磁束量子はそれぞれの漏れ磁場によって、上から見たとき同じ位置にいる状態が一番安定。

図 5.16 のように、上下に並んだ超伝導薄膜を 2 層積層させた構造は、第一層に磁束量子への駆動力として電流を導入し、第二層において磁束量子は第一層の磁束量子の漏れ磁場により引き寄せられ、駆動される。このような積層構造は、1960 年代から、従来型超伝導薄膜の積層構造を用いて、dc 変圧器として研究されている [152, 153]。節 5.3.7 で説明されるように、Bean モデルを仮定した電磁気シミュレーションからは、3 次元構造超伝導ストリップアレーにおいて上下層間の磁力線はほぼ面内を向くことが分かる。よって、3 次元超伝導ストリップアレーにおける上下層での磁束量子間の引力相互作用は従来研究されていた dc 変圧器に比べ低いと考えられる。つまり、層間の磁氣的結合は線状磁束雪崩の原因としては不十分であると考えられる。

層間熱的結合

従来の磁束雪崩現象においては、試料内での熱磁気不安定性によって雪崩現象が発生していた。その際のプロセスは以下の通りである。磁束量子の運動によって発生した散逸が、熱として外部や試料内で拡散せず、局所的にとどまるとき、散逸が起こった領域で温度が上昇し、さらに磁束量子の運動を促す。その際、試料内の熱伝導や試料-外部間の熱伝導が良い場合は、十分な温度上昇が起らず、磁束雪崩は発生しない。反対に、3 次元構造超伝導ストリップアレーにおいては、外部に熱伝導した場合でも磁束雪崩が発生する要因となる。それは、従来の磁束雪崩モデルでは、試料外領域は熱容量の十分大きな熱浴と見なすのに対し、3 次元超伝導ストリップアレーにおいては、他層のストリップが近くに位置しているからである。例えば、1 つのストリップで磁束量子が運動したとき、外部への熱伝導によって、そのストリップでは磁束雪崩が発生しなかったとする。しかし、外部への熱伝導によって、もう 1 つのストリップ内における温度が上昇し、磁束量子の運動を促進する。このように、層間の熱伝導によって線状の磁束雪崩が発生するという仮説が考えられる。

これらの上下層間の磁束量子の運動の誘導はどちらも線状磁束雪崩を引き起こして可能性はある。また、原因は排他的ではなく、両者が協力していることも考えられる。

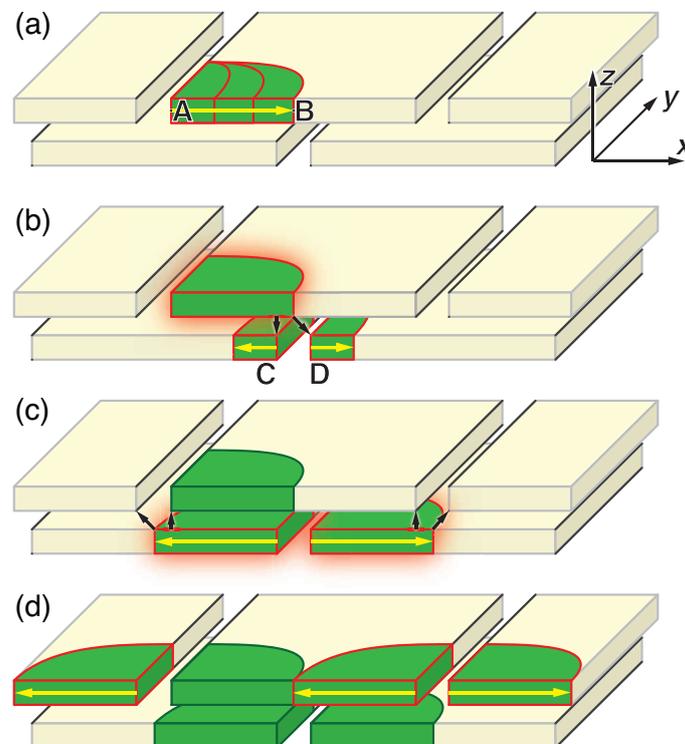


図 5.17: 面間の熱的結合による線状磁束雪崩の時間発展の模式図。赤枠で示された領域は発熱、黄色矢印は磁束雪崩の発展、黒矢印は層間の熱伝導を示している。

面間の熱伝導によって、磁束雪崩が連続的に発生した場合での磁束雪崩が複数ストリップをまたぐ形状となる時間発展を考える。5.17(a) は第一ストリップ内における磁束雪崩の時間発展を示している。点 A で発生した磁束雪崩は、発熱と温度上昇を繰り返してストリップの中央である点 B まで進む。このとき、磁束雪崩は自身の中での熱伝導より、磁気的な変化の方が早い。局所的には温度が T_c 以上に上がっているため、磁束量子の運動とは言えない [66]。よって、磁束雪崩が発生した試料から外部への熱伝導は磁束雪崩が発展し終わった後の状態を考えるべきである。5.17(b) は、発展し終わった磁束雪崩からの試料外部への熱伝導を示す。赤い影で示した領域は磁束雪崩で発生した熱が熱伝導していることを示している。特に、点 A で磁束雪崩が発生していることから、各ストリップ内では磁束雪崩が起こるしきい磁場付近であり、散逸はしきい値に近い値であるはずである。よって、第一の磁束雪崩からの周辺への熱伝導によって、下層の点 C、点 D においても磁束雪崩が誘起されるはずである。次に、5.17(a) と同様、下層で磁束雪崩が進む (図 5.17(c))。さらに 5.17(d) のように、5.17(a-c) のプロセスを繰り返して磁束雪崩はストリップ垂直方向 (x 方向) に、複数ストリップに渡って発展していく。各プロセスにおいて、層間の熱伝導によって起こる線状磁束雪崩は発展が止まる可能性がある。例えば、層間の熱伝導時、絶縁膜厚 d_i が大きく、点 C、点 D における温度上昇が十分でない場合が考えられる。他に、点 A から点 B までの距離は磁束雪崩のサイズとして温度に依存する。温度が上昇すると、磁束雪崩のサイズは大きくなることが知られている。よって、温度が上昇すれば線状磁束雪崩は発生しやすくなるはずである。しかし、今のところ、温度が高いほど線状磁束雪崩は抑制されるという結果しか得られていない。この結果については今は説明できる考察は得られていない。また、ストリップ周期 a_x が大きいとき、点 B から点 D への熱伝導は小さくなる。よって、上下層の熱伝導だけでは線状磁束雪崩は発生しないと考えられる。実験としては、図 5.6 のように、線状磁束雪崩は a_x が小さいときにのみ起こる。このように、温度依存性以外の実験結果については、面間の熱的結合の仮説によって定性的に説明ができる。今後、発熱や熱伝導を考慮した熱電磁気シミュレーションなど、仮説を裏付ける数値計算が必要である。

5.3.9 しきい磁場

磁束雪崩は試料内の磁束密度分布が不均一になるほど発生しやすい。超伝導体に印加する磁場を一定の割合で増加させると、臨界状態においては、電場は磁場が大きくなるほど増加し、発熱が増える。簡単のため、磁束侵入している領域は、時間あたりの磁束密度増加量が外部磁場の時間変化と同等であると仮定する。Maxwell 方程式から電場は試料内の方向に積分すれば良い。磁束侵入していない領域における散逸・電場はゼロであることは明らかであるから、試料最外端において電場が最も大きくなる。磁束侵入した領域では電流密度は常に臨界電流密度であること、電場の向きは遮蔽電流と同様であることを仮定すると、試料内における発熱の総量は外部磁場が増加すると、その 2 乗で増加するはずである。また、試料内のすべての領域に磁束が侵入する磁場以上において、電場は一定となり、それ以上の磁場では磁束雪崩は発生しない。このしきい磁場は、デバイスの動作磁場範囲を決定するという意味合いにおいて、それを測定することは応用上非常に重要である。この節では、3次元構造超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩の起こる磁場、温度、ストリップ周期の相図を決定し、それらの依存性について議論する。

しきい磁場の解析方法

図 5.18 に、3次元構造超伝導ストリップアレーにおいてゼロ磁場冷却後の励磁過程での磁束密度変化の磁場依存性を示す。測定は、3.3 K までゼロ磁場冷却後、1 Oe ずつ磁場を増加させ、磁気光学イメージングを行うことにより、磁場変化前後の磁場差像を得た。磁束雪崩は外部磁場増加量よりも大きな磁束密度変化を示す。とくに、高温超伝導体でみられる flux jump においては、試料全体の磁化が消失するほど磁束が侵入するため、外部磁場の絶対値と同等の磁束密度変化が発生し得る。図 5.18(a-c) に、 $a_x = 13 \mu\text{m}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $d_s = 300 \text{ nm}$ 、 $d_i = 50 \text{ nm}$ の試料における 3.3 K におけるゼロ磁場冷却後の励磁過程での磁場差像を示す。すべての磁気光学像は 0 ~ 5 G の磁束密度スケールで表されている。59 Oe 以下では、図

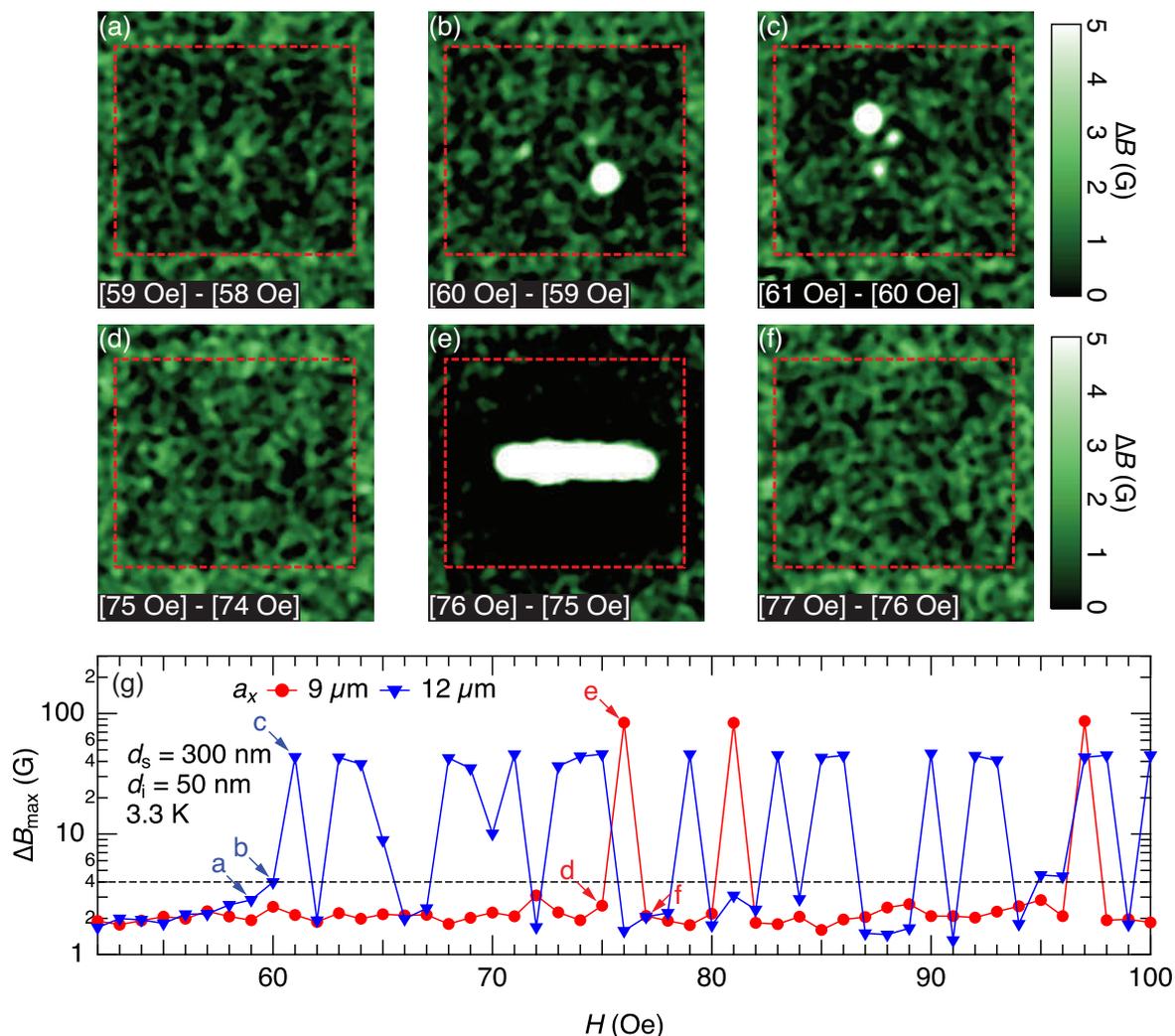


図 5.18: $w = 8 \mu\text{m}$ の 3 次元超伝導ストリップアレーにおける 3.3 K までゼロ磁場冷却後の励磁過程での 1 Oe の磁場変化に対する磁場差像。 $a_x = 12 \mu\text{m}$ 、(a)58 Oe、(b)59 Oe、(c)60 Oe。 $a_x = 9 \mu\text{m}$ 、(d)74 Oe、(e)75 Oe、(f)76 Oe。

5.18(a) に赤枠で示された試料内における磁束密度変化は小さく、外部磁場を 1 Oe 増加させたときの磁束密度変化の最大値は 2 G 程度であった。これは、磁気光学像のノイズ、試料形状から発生する磁束密度分布によると考えられる。磁場を 60 Oe に増加させると、図 5.18(b) のように試料内に大きな磁束密度変化を持つ領域が発生した。この領域では、最大 4 G の磁束密度変化があった。外部磁場が小さく 59 Oe までの磁束密度変化の領域内の最大値の 2 G に対し、2 倍の 4 G の磁束密度をしきい値とし、磁束雪崩発生のしきい磁場を決定した。さらに、図 5.18(c) では、最大 40 G 程度の局所的な磁束雪崩が観測された。しきい磁場の計算には、磁束密度変化の最大値 ΔB_{max} の外部磁場 H 依存性を、図 5.18(g) のように示し、 $\Delta B_{\text{max}} = 4 \text{ G}$ の値をしきい値として、それを上回った磁場を内挿して決定した。図 5.18(d-f) は、 $a_x = 9 \mu\text{m}$ 、 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $d_s = 300 \text{ nm}$ 、 $d_i = 50 \text{ nm}$ の試料における 3.3 K におけるゼロ磁場冷却後の励磁過程での 1 Oe おきの磁場差像を示している。図 5.18(a-c) と同様に、76 Oe において、 $\Delta B_{\text{max}} = 84 \text{ G}$ の不均一で大きな磁束密度の変化が観測された。また、図 5.18(e) では磁束雪崩によって大きな磁束が侵入したため、試料周辺部まで磁束密度の変化が負となっている。図 5.18(g) に、これらの磁気光学像の赤枠内での磁束密度変化の最大値の磁場依存性を示す。 $a_x = 12 \mu\text{m}$ の試料とは異なり、磁束雪崩の発生する磁場間隔は大きく、各磁束雪崩における磁束密度変化はより大きい。また、他の a_x の試料においても、 a_x が小さいほど、磁束雪崩の磁場間隔は大きく、磁束雪崩での磁束密度変化も大きい傾向が見られた。これは、磁束雪崩によって侵入する磁束

が大きいほど、外部磁場から受ける磁束量子の試料内部への圧力の減少幅が大きいと言い換えられる。

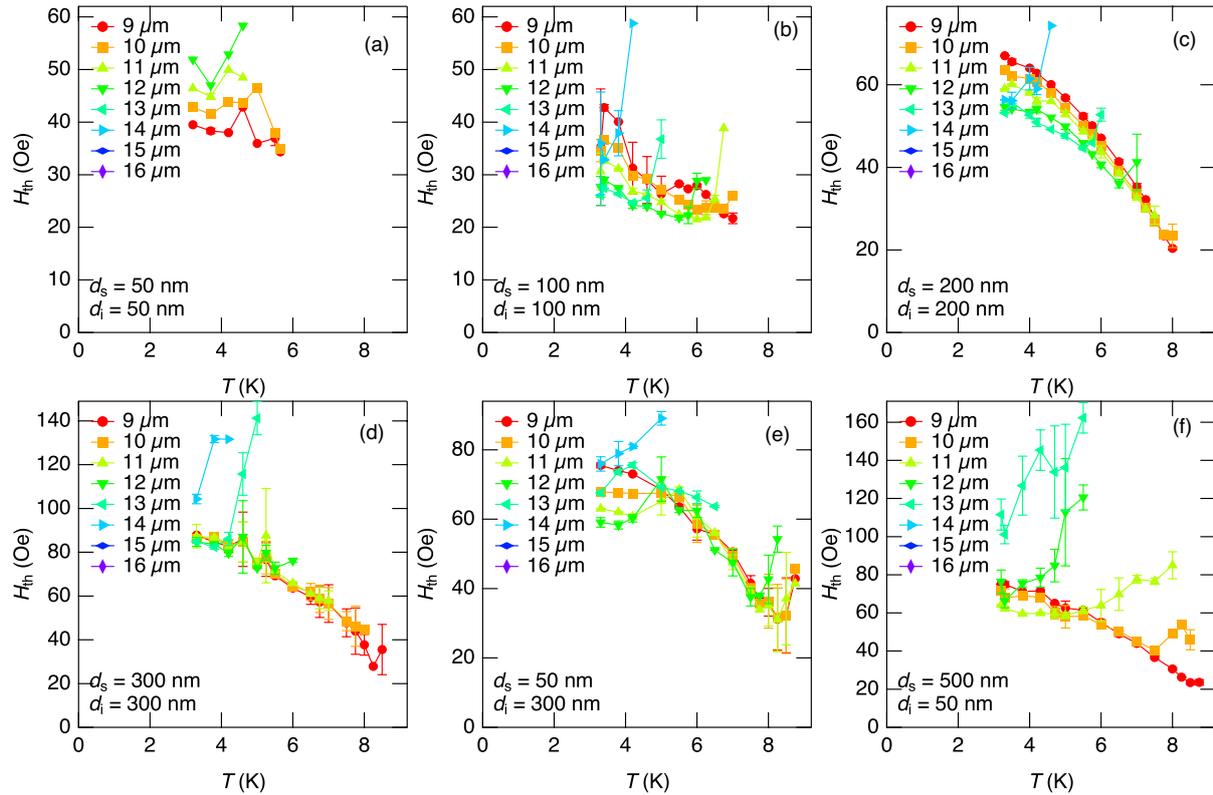


図 5.19: (a) $d_s = 50 \text{ nm}$, $d_i = 50 \text{ nm}$, (b) $d_s = 100 \text{ nm}$, $d_i = 100 \text{ nm}$, (c) $d_s = 200 \text{ nm}$, $d_i = 200 \text{ nm}$, (d) $d_s = 300 \text{ nm}$, $d_i = 300 \text{ nm}$, (e) $d_s = 300 \text{ nm}$, $d_i = 50 \text{ nm}$, (f) $d_s = 500 \text{ nm}$, $d_i = 50 \text{ nm}$, $a_x = 9 \sim 16 \mu\text{m}$, $w = 8 \mu\text{m}$ の 3 次元超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩しきい磁場 H_{th} の温度依存性。

しきい磁場の温度依存性

ここでは、様々な d_s , d_i を持つ 3 次元超伝導ストリップアレーにおける、前小節の解析方法を用いて決定した磁束雪崩のしきい磁場の温度依存性について議論する。またすべての 3 次元超伝導ストリップアレーは、ストリップ幅 $w = 8 \mu\text{m}$ を持つ。図 5.19(a)-(f) に、3 次元超伝導ストリップアレー ($a_x = 9 \sim 16 \mu\text{m}$, $d_i = 50 \sim 300 \text{ nm}$, $d_s = 50 \sim 500 \text{ nm}$) におけるしきい磁場 H_{th} の温度 T 依存性を示す。図 5.19(a) は、 $d_i = 50 \text{ nm}$, $d_s = 50 \text{ nm}$ における $H_{th}-T$ グラフを示している。 $a_x = 9 \sim 12 \mu\text{m}$ で、測定温度・磁場範囲内で磁束雪崩が観測された。全体として、温度が増加すると H_{th} は減少する。また、 a_x が小さいほど H_{th} は小さくなった。また、磁束雪崩の観測された最大の a_x を持つ $a_x = 12 \mu\text{m}$ の試料においては、しきい温度付近で H_{th} の増加が見られた。次に、図 5.19(b) に、3 次元超伝導ストリップアレー ($d_i = 100 \text{ nm}$, $d_s = 100 \text{ nm}$) における $H_{th}-T$ グラフを示す。全体として、温度上昇に対して H_{th} が減少する傾向は図 5.19(a) と同様である。また、磁束雪崩の観測された $a_x = 9 \sim 14 \mu\text{m}$ の試料のうち、 $a_x = 10 \sim 14 \mu\text{m}$ の試料では、しきい温度付近で H_{th} が増加した。図 5.19(c-f) でも温度依存性に関しては、図 5.19(a), (b) と同様に温度が上昇すると H_{th} 減少し、しきい温度付近で H_{th} は増加する傾向が見られた。しかし、 a_x が小さいほど H_{th} が小さくなるのは図 5.19(a) のみであり、図 5.19(b-f) では、しきい温度磁場付近で H_{th} が増加する傾向を無視すれば、 a_x が小さいほど H_{th} は増加する傾向が見られた。また、図 5.19(c) のように、 d_s が小さいとき、しきい温度付近での H_{th} の増加が見られる温度域は 1 K 幅程度であるのに対し、図 5.19(f) のように、 $d_s = 300 \text{ nm}$ の試料では、このしきい温度付近での H_{th} の増加は 2 K 程度と大きい。また、しきい温度 T_{th} はすべての試料において a_x が増加するほど小さくなった。

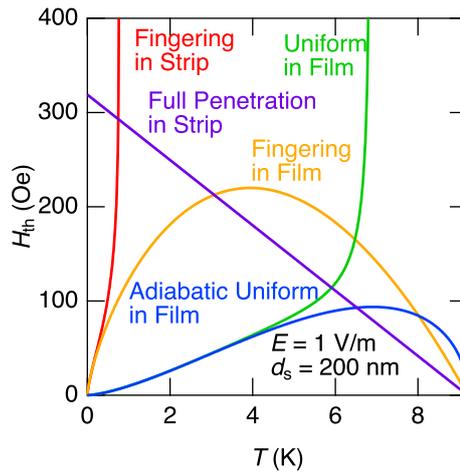


図 5.20: 磁束雪崩のしきい磁場 H_{th} の温度依存性。 $d_s = 200$ nm 厚の単一ストリップにおいて、電場 $E = 1$ V/m として、(赤実線) 有限幅、空間不均一性、基板への熱伝導を考慮した場合、(オレンジ実線) 無限幅、空間不均一性、基板への熱伝導を考慮した場合、(緑実線) 無限幅、空間的に均一、基板への熱伝導を考慮した場合、(青実線) 無限幅、空間的に均一、基板への熱伝導を無視した場合。(紫実線) $d_s = 200$ nm、 $w = 8$ μ m の単一ストリップにおけるストリップ中心まで磁束侵入する磁場。

単一ストリップにおけるしきい磁場の温度依存性

図 5.20 に、電場 $E = 1$ V/m、比熱 $C = 7.2(T/T_c)^3$ kJ/m³K、基板への熱伝導係数 $h_0 = 36(T/T_c)^3$ kJ/m²K、電流電圧非線形性 $n = 40(T_c/T - 1)$ 、臨界電流密度 $J_c = 10^7(1 - T/T_c)$ A/cm² を仮定したときの、磁束雪崩の発生しきい磁場 H_{th} の理論から計算された温度依存性を示す。最も簡単には、基板への熱伝導を無視したストリップにおける空間的に均一な形状の磁束雪崩を仮定した場合の式 (2.30) から計算された結果を青実線で示す [81]。これは、初めて磁束雪崩が熱的不安定性によって議論された理論 [64] を薄膜における反磁場効果のみを考慮した場合に相当する。次に、基板への熱伝導を考慮したストリップにおける空間的に均一な形状の磁束雪崩の場合での H_{th} を、緑実線で示す [19]。基板への熱伝導を考慮した場合、しきい磁場は T_c に達する前に無限に発散し、基板への熱伝導が増加する高温において、しきい温度 T_{th} が存在すること示唆している。オレンジ線は、基板への熱伝導を無視したストリップにおける空間的に不均一な形状の磁束雪崩を仮定した場合、式 (2.32) での基板への熱伝導係数 $h_0 = 0$ とした H_{th} の温度依存性を示している。基板への熱伝導を無視しているために、 T_{th} が存在せず T_c まで磁束雪崩が発生するが、低温域では青線より大きな磁場で磁束雪崩が発生することを示唆している。また、基板への熱伝導を考慮したストリップにおける空間的に不均一な形状の磁束雪崩の H_{th} を、式 (2.32) から計算し、赤線に示す。基板への熱伝導を考慮しているため、緑線と同様、しきい温度 T_{th} が存在し、 T_{th} に向かって H_{th} が発散する。これらの傾向から、試料外部、基板への熱伝導を考慮しないとき H_{th} はピークを持ち、0 K と T_c で 0 となること、また、熱伝導を考慮したとき、 T_{th} に向かって発散することが分かる。図 5.19 において、 H_{th} の温度依存性はほとんどの 3 次元超伝導ストリップアレーで上に凸であり、 $0.5T_c$ 以下にピークを持ち、 T_c に向かって減少している。また、 T_{th} に向かって発散していることから、理論計算による H_{th} の温度依存性と定性的には一致している。図 5.20 に示した H_{th} の計算で用いた電場は $E = 1$ V/m とした。この値は、Denisov らによる Nb 単一ストリップにおける磁束雪崩しきい磁場の温度依存性について考察に用いた値 0.2 V/m より 5 倍ほど大きな値を用いている。実験に用いた $d_s = 200$ nm の 3 次元超伝導ストリップアレーにおいて、 $a_x \rightarrow \infty$ であるとき、ストリップ間の距離が十分多く、上下層の区別が無視できる。この時、単一ストリップとして扱えるため、図 5.20 での赤線で求めた H_{th} とほぼ一致するはずである。つまり、本研究では、温度域 3 K 以上での測定のみを行い、 a_x が大きいとき磁束雪崩は観察されなかったが、十分大きな a_x においても、しきい温度は赤線から 1 K 程度であるため、より低温での実験では、磁束雪崩が観測され得ると考

えられる。一方、3次元超伝導ストリップアレーにおいては、 $d_s = 200$ nm の試料でしきい温度が 8 K 程度であった。これは、3次元超伝導ストリップアレーにおいては実効的に電場が増強されたためか、Denisov らによる Nb 単一ストリップにおける磁束雪崩しきい磁場の温度依存性の式 (2.32) は適応できないためだと考えられる。よって、これらのしきい磁場の温度依存性をフィッティングするため、電場の効果について考察する。

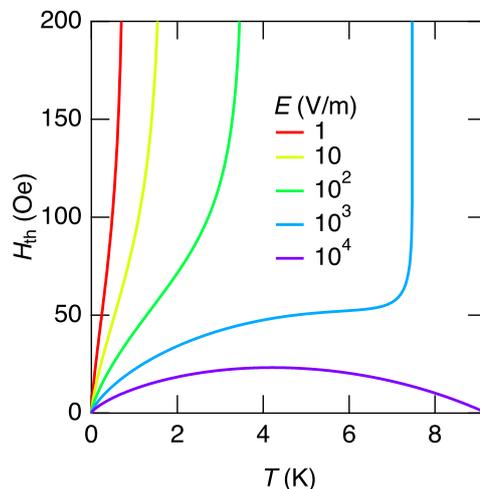


図 5.21: 単一ストリップにおける磁束雪崩のしきい磁場 H_{th} の温度依存性。 $d_s = 200$ nm、 $w = 8$ μ m の単一ストリップにおいて、電場 $E = 1 \sim 10^4$ V/m と変化させた。

図 5.21 に、 $d_s = 200$ nm、 $w = 8$ μ m の単一ストリップにおいて超伝導として Nb を、その他の物理パラメータとして前節の値を仮定し、さらに、式 (2.32) において電場を変化させたときの H_{th} の温度依存性を示す。電場が小さいとき、発熱量も小さいことから熱伝導、比熱の小さい低温でのみ磁束雪崩が起こり、 T_{th} は低い。それに対し、 $E = 10^4$ V/m と十分電場が大きければ、基板への熱伝導を考慮しない場合の H_{th} に近づく。これは、電場が大ききとき、試料内の熱伝導のみが考慮されるために、試料外部への熱伝導が H_{th} に与える寄与が無視できるためと考えられる。超伝導薄膜における磁束雪崩のしきい磁場の過去の研究では、 H_{th} の温度依存性はすべて正 ($H_{th}/dT > 0$) である [97]。つまり、通常の薄膜、ストリップにおける電場では、 H_{th} は温度に対して単調増加のみ示していたと考えられる。それに対し、図 5.21 において、電場が十分大きいとき、単一ストリップにおいても H_{th} は温度に対して負の依存性を持つことが示された。図 5.22 は、Denisov らによる Nb、 MgB_2 単一ストリップにおける磁束雪崩のしきい磁場の温度依存性を示す [97]。従来のしきい磁場の温度依存性は単調増加であったのに対し、図 5.19 のように 3次元構造ストリップアレーの実験結果から、3次元構造によって電場が増強され、初めて超伝導薄膜系でしきい磁場 H_{th} の負の温度依存性を観測したと考えられる。

しきい磁場の周期 a_x 依存性

図 5.23 に、ストリップ幅 $w = 8$ μ m、 $d_s = 50 \sim 500$ nm、 $d_i = 50 \sim 300$ nm の試料における磁束雪崩しきい磁場 H_{th} の a_x 依存性を示す。図 5.23(a) は、 $d_s = 50$ nm、 $d_i = 50$ nm の試料における $H_{th}-a_x$ のグラフを示している。すべての温度で a_x が大きいほど H_{th} が単調増加している。 a_x が小さいほど 3次元構造による反磁場効果の増強、電場の増強、層間の熱伝導の 3つの要因が磁束雪崩を促進すると考えられる。そして、一定温度で単一ストリップからより 3次元構造を強める a_x が小さいほど系が不安定であると考えられる。つまり、実験結果からは a_x が小さいほど H_{th} は小さくなり、上記の要因が増強されたためと考えられる。図 5.23(b) は、 $d_s = 100$ nm、 $d_i = 100$ nm の試料における $H_{th}-a_x$ グラフを示している。図 5.23(a) と異なり、 H_{th} は a_x に対して非単調な振る舞いを示し、 $T < 6$ K の低温領域では、 a_x が小

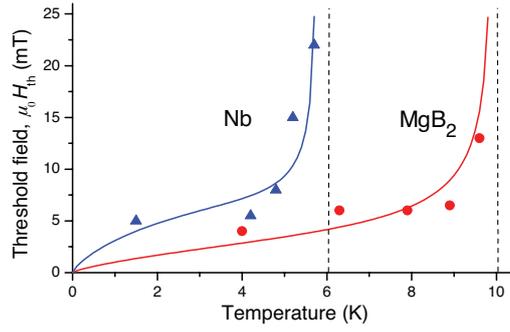


図 5.22: Nb、MgB₂ 単一ストリップにおける磁束雪崩のしきい磁場 H_{th} の温度依存性 [97]。 $d_s = 500$ nm、 $w = 1.8$ mm の単一ストリップにおいて、電場 $E = 0.2$ V/m を仮定している。

さい範囲では減少し、 $10 < a_x < 13$ μm で最小値をとり、その後増加した。また、高温領域 $T > 6$ K では図 5.23(a) と同様 H_{th} は a_x に対して単調に増加した。 a_x に対する H_{th} の減少は、 a_x の増加による上下ストリップ間の磁場の増強によって説明される。図 5.24 に、Meissner 状態の 3 次元構造超伝導ストリップアレーの面垂直方向に磁場を印加した場合の磁場の増強の模式図を示す。外部磁場 H を印加すると、試料から離れた薄縁の領域では均一に磁力線が配置し、局所磁場は H となる。つぎに、面内のストリップ間では、範囲 $a/2$ にあった磁束が $(a-w)/2$ の範囲に集中する。このストリップ間での面垂直方向の磁場を H_{\perp} とすると、 $H_{\perp} = a_x/(a_x - w)H$ と表される。 w を固定したとき、 H_{\perp} は a_x に対し単調減少し、 a_x が大きくなると 1 に漸近する。つまり、実効的磁場としては a_x が小さいほど、大きくなると考えられる。つぎに、上下ストリップ間での局所磁場 H_{\parallel} は、範囲 $a_x/2$ にあった磁束が、絶縁膜厚 d_i に集中する。よって、面内方向の局所的磁場は、 $H_{\parallel} = a_x/2d_i$ となる。 d_i を固定したとき、 H_{\parallel} は、 a_x に対して単調増加する。ただし、上下層が重ならないとき上下ストリップの重なる領域がなくなるため、 $2w > a_x$ という条件が付く。以上、 a_x の増加に対して、ストリップに印加される 2 つの実効的磁場 H_{\perp} と H_{\parallel} について考察した。それぞれは、 a_x が増加したとき、減少、増加する特性がある。実験結果のように、 a_x が小さいとき、実効的印加磁場が a_x の増加に伴い増加するのは H_{\parallel} であり、磁束雪崩のしきい磁場を考えると、 H_{\parallel} の増強を考慮しなくてはならないと考えられる。図 5.23(c-f) に、 $d_s = 200 \sim 500$ nm、 $d_i = 50 \sim 300$ nm の各々の試料における H_{th} の a_x 依存性を示す。図 5.23(b) と同様、低温部では、 H_{th} は a_x に対して非単調に振るまい、高温部では H_{th} は a_x に対して単調増加する。また、低温領域において、 H_{th} の a_x に対する傾きを比較すると、 d_s が同じである図 5.23(d,e) を比較すると、 d_i が小さいとき (図 5.23(e))、 H_{th} の減少が急であることが分かる。これは、 d_i が小さいほど、 a_x に対する実効的磁場である H_{\parallel} の変化が大きいため説明できる。次に、 d_i を固定して、 d_s を変化させたとき (図 5.23(d,f))、 a_x の小さい領域から、 H_{th} が増加し始めている。この依存性は、 d_i 依存性のないはずの上記の H_{\parallel} の a_x 依存性では説明ができない。

5.3.10 しきい温度

超伝導体において磁束雪崩が発生する最大の温度をしきい温度 T_{th} と呼ぶ。ここでは、3次元超伝導ストリップアレーにおけるしきい温度 T_{th} のストリップ周期 a_x 、超伝導膜厚 d_s 、絶縁膜厚 d_i 依存性について議論する。まず、図 5.23 と図 5.19 に示した H_{th} の a_x 依存性、温度 T 依存性から、磁束雪崩の発生する a_x 、 T の相図を示す。そして、単一ストリップにおけるしきい磁場 H_{th} の温度 T 、電場 E 依存性と比較して、実験で得られた 3次元超伝導ストリップアレー磁束雪崩相図について考察する。

3次元超伝導ストリップアレーにおける H_{th} の a_x - T 相図

図 5.25 に、 $w = 8$ μm 、 $d_s = 50 \sim 500$ nm、 $d_i = 50 \sim 300$ nm の各試料における磁束雪崩発生をしきい磁場 H_{th} のストリップ周期 a_x と温度 T に対する相図を示す。黒点は測定点を示しており、色が付いている

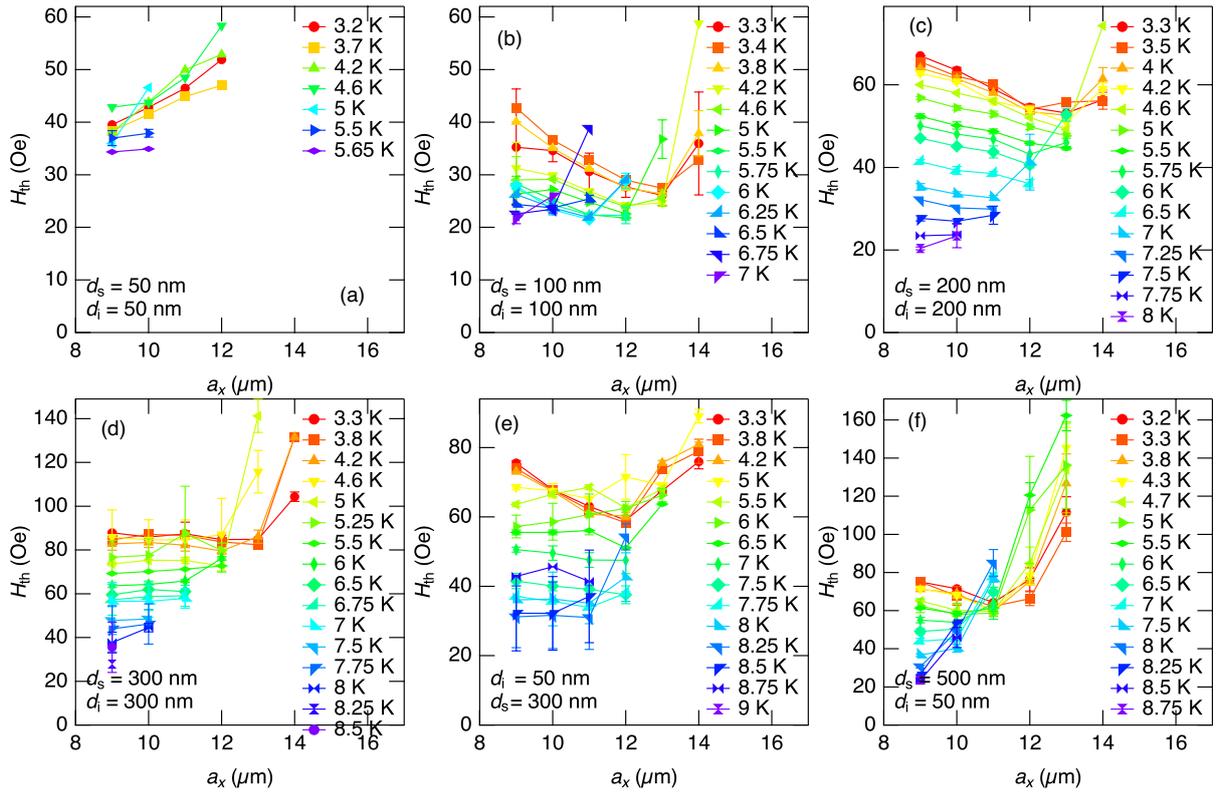


図 5.23: 磁束雪崩しきい磁場 H_{th} の a_x 依存性。 $w = 8 \mu\text{m}$ 、(a) $d_s = 50 \text{ nm}$ 、 $d_i = 50 \text{ nm}$ 、(b) $d_s = 100 \text{ nm}$ 、 $d_i = 100 \text{ nm}$ 、(c) $d_s = 200 \text{ nm}$ 、 $d_i = 200 \text{ nm}$ 、(d) $d_s = 300 \text{ nm}$ 、 $d_i = 300 \text{ nm}$ 、(e) $d_s = 300 \text{ nm}$ 、 $d_i = 50 \text{ nm}$ 、(f) $d_s = 500 \text{ nm}$ 、 $d_i = 50 \text{ nm}$ 、の試料。

領域は H_{th} が存在し、 T 、 a_x に対し磁束雪崩が発生する相であることを示す。各測定点での値は、図 5.23 と図 5.19 と同じ値である。図 5.25 の全ての相図で、磁束雪崩が発生するのは低温もしくは a_x が小さい領域に限られ、高温もしくは a_x が大きくなると磁束雪崩は発生しない安定相となる。この結果は、六方格子ストリップアレーのように面垂直方向の反磁場効果が極端に強い試料においても、試料形状の選択によって、どのような温度域でも動作するメタ材料を作製できることを示唆している。つぎに、この磁束雪崩が発生する最大の温度をしきい温度 T_{th} とし、その a_x 、 d_s 、 d_i 依存性について議論する。

図 5.25(a-d) に、 $d_s = d_i = 50 \sim 300 \text{ nm}$ の 3 次元超伝導ストリップアレーにおける H_{th} の a_x - T 相図を示す。図 5.25(a) に示すように、最も小さい d_s 、 d_i を持つ 3 次元超伝導ストリップアレーにおいて最も狭い磁束雪崩発生相を持つのは明らかである。図 5.25(a-c) で $d_s = d_i$ を増加させると磁束雪崩の発生する a_x 、 T の大きさは単調に広がる。つまり、超伝導膜厚が厚くなるほど T_{th} は増加している。まず、 d_s の変化について考察する。単一ストリップにおいて、理論的には H_{th} の温度依存性の式 (2.32) が発散する温度を計算することにより、しきい温度が求まる [97]。式 (2.32) から、 T_{th} の d_s 依存性は正であり、単調増加することが分かる。定性的には、同等の発熱がある超伝導体では、膜厚が厚くなると試料中心から試料外部までの距離が大きくなるため、熱が外部に逃げにくくなるためであると説明できる。つまり、 d_s が増加することによって、磁束雪崩が起こる不安定領域が広がったことは、単一ストリップにおける T_{th} の d_s 依存性と定性的には矛盾しない。一方、 $d_s = d_i$ の 3 次元超伝導ストリップアレーにおいては d_s の増加とともに d_i も増加するため、 d_s 依存性のみでは議論できない。よって、以下では d_i 依存性を考察したのち、定量的に単一ストリップと比較する。 d_i が増加すると、上下ストリップ間の熱伝導の減少、上下ストリップ間における磁束密度増強率の低下が起ると考えられる。つまり、いずれの効果も磁束雪崩の熱磁気不安定性を抑える方向にはたらくと考えられる。以上の考察から、図 5.25(a-c) において、磁束雪崩の発生する不安定領域が広がったのは d_s の増加によって試料外部への熱伝導が低下した効果によると考えられる。さらに d_s

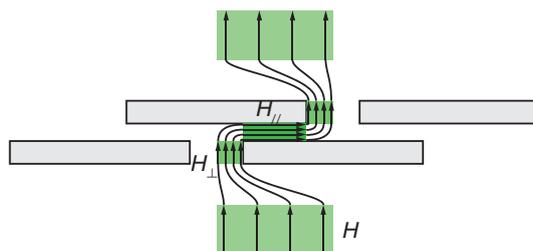


図 5.24: Meissner 状態の 3 次元構造超伝導ストリップアレーの面垂直方向に磁場を印加した場合の磁場の増強の模式図。

を増加させると、図 5.25(d) では、反対に磁束雪崩の起こる T 、 a_x の範囲が狭くなっている。例えば、図 5.25(c) と図 5.25(d) を比較すると、6 K、 $a_x = 13 \mu\text{m}$ の 3 次元超伝導ストリップアレーでは、図 5.25(c) のみで磁束雪崩が発生している。つまり、図 5.25(d) では、 d_s の増加によって磁束雪崩が発生しやすくなる効果よりも、 d_i の増加によって、磁束雪崩が抑制される効果がより強くなったためだと考えられる。次に、図 5.25(e)、(f) に、 d_i を固定しながら d_s を変化させたときに相図に対する d_s 依存性を示す。ここでは d_s が増加したにも関わらず磁束雪崩が起こる不安定領域が狭くなっている。これは、各ストリップにおける反磁場効果が減少することによって、同様の磁場の時間変化においても電場の値が小さくなったためと考えられる。反対に、図 5.25(a)-(d) で考察した d_s の増加によって外部への熱伝導が減少したとすると、磁束雪崩の相は広くならなくてはならない。以上の考察から、3 次元超伝導ストリップアレーにおいて磁束雪崩が起きやすい d_s 、 d_i は以下のようにまとめられる。

- d_s 依存性は非単調である。
- 小さい d_s の領域では、 d_s が大きくなるほど試料外部への熱伝導が実効的に減少するため、広い a_x 、温度域で磁束雪崩が発生する。
- d_s が大きくなると、各ストリップにおける反磁場効果が減少し、実効的な外部磁場の時間変化が減少するため、電場が減少し、磁束雪崩の起こる相は狭くなる。
- d_i 依存性は単調である。 d_i が大きくなると、上下層間の熱伝導の低下、上下ストリップの間における磁束密度の低下によって、磁束雪崩は発生しにくくなる。

まとめから、磁束雪崩の発生しにくい条件は、十分小さい d_s 、または十分大きい d_s と十分大きい d_i である。また、 d_s 、 d_i が固定された場合、ストリップ同士の重なりを小さく (a_x を大きく)、もしくは高温域で磁束雪崩が抑制される。

3 次元超伝導ストリップアレーにおける T_{th} の d_s 依存性

次に、単一ストリップにおけるしきい温度を式 (2.32) から計算し、3 次元超伝導ストリップアレーにおける T_{th} の d_s 依存性と比較する。図 5.26 に、磁束雪崩発生しきい温度 T_{th} の d_s 依存性を示す。実線に、幅 $8 \mu\text{m}$ の単一ストリップにおいて式 (2.32) から、それぞれの電場での T_{th} の d_s 依存性を計算した結果を示す。全ての電場で T_{th} は d_s に対して単調増加し、変化は最大でも 1 K 程度と小さい。丸点は、ストリップ周期 $a = 9 \mu\text{m}$ の 3 次元超伝導ストリップアレーにおけるしきい温度の実験値を示している。結果、3 次元超伝導ストリップアレーにおいて、 T_{th} の d_s 依存性は、単一ストリップを仮定した式 (2.32) からの予想より大きい。これは、3 次元超伝導ストリップアレーにおける T_{th} は、単一ストリップを仮定した理論では考慮していない点があるためだと考えられる。例えば、 d_s が増加すると、単一ストリップでは試料外部へ熱伝導しにくくなるが、3 次元超伝導ストリップアレーでは他層での発熱量や温度が増加する。これは、単一ストリップにおいては試料外部を熱容量が十分大きい低温熱浴とみなすのに対し、3 次元超伝導ストリップ

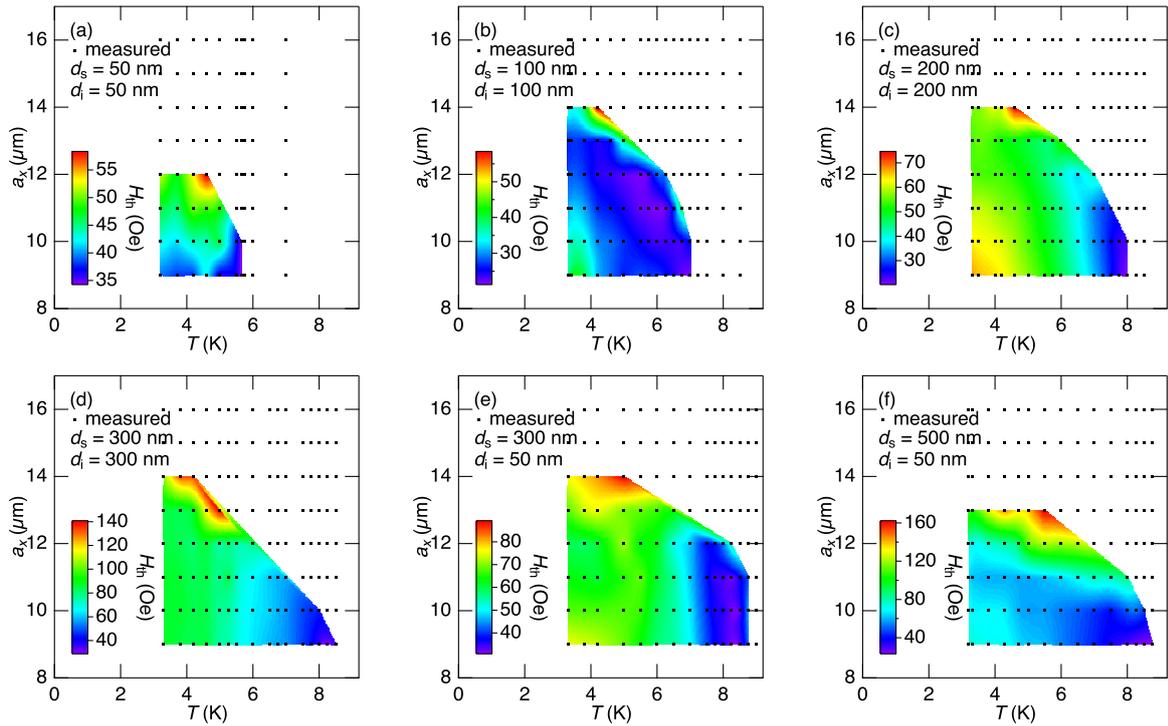


図 5.25: 磁束雪崩しきい磁場 H_{th} の a_x - T 相図。測定点は黒点、 H_{th} はカラースケールで表されている。(a) $d_s = 50$ nm、 $d_i = 50$ nm、(b) $d_s = 100$ nm、 $d_i = 100$ nm、(c) $d_s = 200$ nm、 $d_i = 200$ nm、(d) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 300$ nm、(e) $d_s = 300$ nm、 $d_i = 50$ nm、(f) $d_s = 500$ nm、 $d_i = 50$ nm、 $w = 8$ μm の試料。

アレーにおいては同程度の発熱を起こすストリップが上下に重なっているとみなせるためである。つまり、外部の熱浴の温度が増加した、もしくは他のストリップからの発熱が絶縁層を通じてストリップへと熱流入していると考えても良い。また、この熱流入による効果を、簡単のため単一ストリップにおける電場の増強に押し込めることを考える。すると、単一ストリップでは典型的な電場は 100 mV/m のオーダーが仮定されていたのに対し、3次元超伝導ストリップアレーでは 1 kV/m のオーダーの極端に大きい電場を仮定することにより、単一ストリップの場合で求められた式を用いてしきい磁場、しきい温度が近似的に再現されたことが説明される。以下では、このような巨大な実効的電場を a_x の関数として仮定することにより、磁束雪崩の a_x - T 相図を再現する方法を議論する。

3次元超伝導ストリップアレーにおけるしきい温度 T_{th} 、しきい磁場 H_{th} のストリップ周期 a_x 依存性

ここでは、3次元超伝導ストリップアレーにおけるしきい温度 T_{th} のストリップ周期 a_x 依存性、しきい磁場 H_{th} の温度、 a_x 依存性について、従来の単一ストリップにおける Denisov らの理論 [19, 97] において、 a_x に依存する巨大な実効的電場を考慮することにより説明する。従来、電場 E は温度依存せず、0.1 V/m のオーダーのフィッティングパラメータとして導入されていた。一方、本研究においても電場 E の温度依存性は同様に無視し、ストリップ周期 a_x に依存する電場 $E \equiv E(a_x)$ を導入することにより、3次元超伝導ストリップアレーにおけるしきい温度 T_{th} 、しきい磁場 H_{th} を再現することを試みる。

E の a_x 依存性について考えるため、図 5.15 に示した Bean モデルを仮定した磁束密度分布の計算結果を用いる。計算は $a_x = 9, 13$ μm の 3次元超伝導ストリップアレーを仮定している。結果、上下ストリップ間の磁場増強は a_x に依存せず、外部磁場に対して 10 倍程度の増強が見られた。ここで、外部磁場を一定に変化させたとき、磁束密度変化は a_x に依らないと考えられる。また、Maxwell 方程式より電場はほぼ $\dot{H}l$ に等しい [97]。ここで \dot{H} は外部磁場の時間変化、 l は磁束侵入先端距離である。3次元超伝導ストリップア

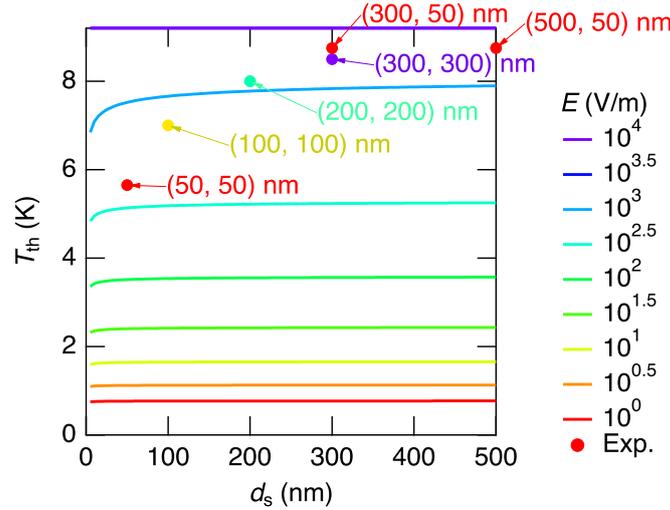


図 5.26: 磁束雪崩発生しきい温度 T_{th} の d_s 依存性。実線は電場を固定した幅 $8 \mu\text{m}$ の単一ストリップにおける式 (2.32) から求まる T_{th} の d_s 依存性。丸は、ストリップ周期 $a = 9 \mu\text{m}$ の 3 次元超伝導ストリップアレーにおけるしきい温度の実験値。

レーにおいて、図 5.15 のように、外部磁場が弱い条件でも、上下ストリップが重なった領域では超伝導のストリップ内にストリップの上下表面から磁束侵入している。つまり、電場を粗く見積もるには、磁束侵入先端距離 l を上下ストリップが重なった領域の長さ $(2w - a_x)/2$ とし、磁束密度の時間変化を外部磁場の時間変化の 10 倍 $\sim 10\dot{H}$ と見なせば良い。ここで \dot{H} を定数とすれば、電場 E の a_x 依存性は、

$$E(a_x) \equiv E_0 \left(1 - \frac{a_x}{a_0}\right) \quad (5.4)$$

と定義できる。ここで、 E_0 は特徴的電場、 a_0 は特徴的長さ ($a_0 \sim 2w$) であり、フィッティングパラメータに用いる。

図 5.27 に、 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $d_s = 200 \text{ nm}$ の単一ストリップにおいて、 $E_0 = 2.7 \times 10^3 \text{ V/m}$ 、 $a_0 = 15 \mu\text{m}$ とし、式 (2.32) を用いて計算した H_{th} の a_x 、温度依存性を示す。色がある領域は磁束雪崩の発生する領域であり、カラースケールはしきい磁場 H_{th} の大きさを示している。

定性的には、低温、 a_x が小さい領域において磁束雪崩が発生する不安定領域が現れていること、各 a_x において磁束雪崩が発生する最大温度であるしきい温度 T_{th} 近傍では H_{th} が増加していることが図 5.25(d) の実験結果と一致している。また、 T_{th} の a_x の変化に対する勾配は、高温ほど急になっている点も類似している。以上から、式 (5.4) のように電場 E をストリップ周期 a_x の一次関数で表すことによって、しきい磁場、しきい温度を示した a_x - T 相図がよく再現された。

図 5.27 における H_{th} の分布を詳しく説明するため、 H_{th} の温度プロファイル (図 5.28(a))、 a_x プロファイル (図 5.28(b)) をとった。しきい磁場 H_{th} の温度 T 依存性、 H_{th} の a_x 依存性を、それぞれ実験から得られた図 5.19(c)、図 5.23(c) と比較する。温度依存性について、図 5.28(a) は、 a_x が大きくなるほど、 H_{th} の発散する温度が下がっている。つまり、 a_x の増加に伴い T_{th} が減少していることが分かる。また、どの温度においても a_x が大きいほど、 H_{th} は必ず大きくなっている。これは、 a_x 依存性を電場 E の値のみに押し込めたために、 a_x が大きいほど E が小さく、磁束雪崩を発生させるのに、より高い磁場を必要としたためだと考えられる。実験的には、図 5.19(c) のように、 H_{th} は広い温度域で温度の上昇に対して減少した。これは、本研究で用いた H_{th} の値が、単一ストリップを仮定していることによる不備だと考えられる。今後の展望としては、3 次元超伝導ストリップアレーの形状を仮定した H_{th} の見積もりの方法が望まれる。 a_x 依存性について、図 5.28(b) から、改めて H_{th} は a_x に対する単調増加関数だと分かる。実験的には、図 5.23(c) のように、 H_{th} は a_x に対し単調増加せず、 a_x が小さい領域では減少し極小値を持ち、 a_x が大きい領域では増加する。この相異点は、 a_x 依存性を E の大きさのみで表したために起こったと考えられる。今後、3

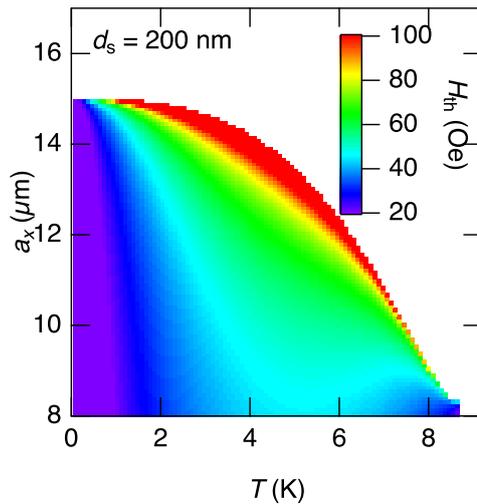


図 5.27: 磁束雪崩発生しきい磁場 H_{th} の温度依存性 a_x - T 相図。 $w = 8 \mu\text{m}$ 、 $d_s = 200 \text{ nm}$ の単一ストリップにおいて、電場 $E[\text{V/m}] = 2.7 \times 10^3(1 - a_x[\mu\text{m}]/15)$ とした。

次元超伝導ストリップアレーの形状による磁束侵入の変化などを考慮する必要がある。図 5.23(c) の説明の際述べたように、この H_{th} の a_x の増加に対する減少は、 a_x の増加に対して、実効的に磁場が増強されているためだと考えられるが、Bean モデルを仮定した有限要素法による磁束密度分布計算 (図 5.15) に見られるように、磁束密度の大きさは同等である。よって今のところ、 H_{th} の a_x の増加に対する減少は定性的にも説明されない。

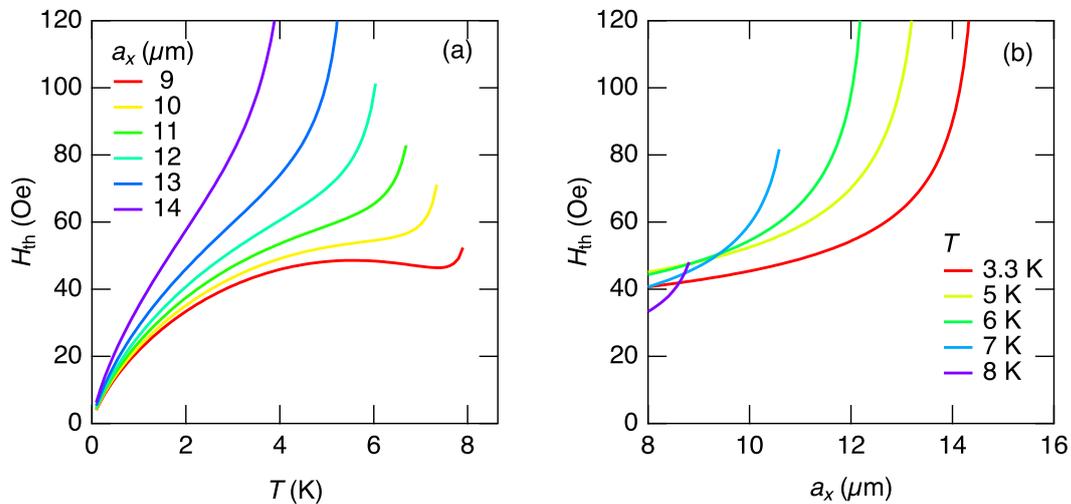


図 5.28: 図 5.27 における磁束雪崩しきい磁場 H_{th} の (a) T プロファイルと (b) a_x プロファイル。

5.4 まとめと結論

本研究では反磁場効果が強められた 3 次元構造を持つ超伝導ストリップアレーを作製し、磁束侵入・磁束雪崩を磁気光学イメージングした。また、この系における磁束雪崩現象の発生条件を、試料形状、温度、磁場を変化させ、明らかにした。

試料としては、六方格子ストリップアレーから 2 層のストリップアレーを取り出した形状をもつ Nb3 次

元構造 3次元超伝導ストリップアレーを、平坦化を含む微細加工プロセスによって作製した。この 3次元超伝導ストリップアレーは、3次元構造としては単純な構造を持ち、3次元構造超伝導体における磁場応答を議論する指針となる。各ストリップの幅は $8\ \mu\text{m}$ 、膜厚は $50\sim 500\ \text{nm}$ 、ストリップ周期 $9\sim 16\ \mu\text{m}$ 、2層の上下ストリップ間の絶縁膜厚 $50\sim 300\ \text{nm}$ の形状で、様々な形状を持つ 3次元超伝導ストリップアレーを作製し、磁気光学イメージング法を用いて磁束侵入、磁束雪崩の発生過程を観察した。

磁束雪崩は、3次元超伝導ストリップアレーのストリップ周期 a_x や、超伝導層の膜厚 d_s 、絶縁層の膜厚 d_i 、温度 T に対し、以下の条件で発生した。

- a_x が小さく、 T が低いとき磁束雪崩が発生した。これは、上下ストリップ同士の重なりが大きいほど電場が大きくなるモデルで説明された。
- d_i が小さくなるほど、より広い温度範囲で磁束雪崩が発生した。これは、上下ストリップの間での磁束密度の増強、上下ストリップ間の熱伝導による実効的発熱量の増強によると考えられる。
- d_s が大きくなるほど、より広い温度範囲で磁束雪崩が発生した。これは、単一ストリップの場合と同様、超伝導体内での発熱が試料外部へ逃れる過程において、その距離が長くなることにより実効的に熱伝導が悪くなるためだと考えられる。
- 磁束雪崩のしきい磁場は温度が上昇すると減少し、しきい温度付近で再び増加した。これは、熱伝導を考慮した場合での空間的に不均一な磁束雪崩のモデルにおけるしきい磁場の計算と定性的に一致する。また、薄膜超伝導において、このようにしきい磁場が温度上昇に伴って減少した結果は今まで報告がない。
- 磁束雪崩のしきい磁場は a_x が増加すると減少し、再び増加した。上下ストリップ同士の重なりが大きいほど電場が大きくなるモデルを仮定すると、この依存性は単調増加となるため説明できない。また、3次元超伝導ストリップアレーにおける Bean モデルを仮定した磁束侵入の数値計算の結果から、上下ストリップの間における磁束密度の増強は a_x に依らないため、 a_x の増加に伴って上下ストリップ間の磁束密度が増加し、実効的磁場が増加したという説明は適当ではない。よって、しきい磁場の a_x 依存性は今後、異なる解釈が望まれる。

これらの結果は、3次元構造超伝導体の応用において、クエンチやノイズの原因となる磁束雪崩を抑える形状に関する知見を得られたという点において重要である。

磁束雪崩は通常単一の超伝導体内で発生する。一方、本研究では 3次元超伝導ストリップアレーにおいて複数ストリップを横断しストリップの垂直方向に伸びる特異な形状を持つ線状磁束雪崩を観測した。 d_i が小さいとき線状磁束雪崩は発生しやすいことから、この系における線状磁束雪崩の原因は、

- 上下層に存在する磁束量子間の磁氣的な相互作用によって片層で発生した磁束雪崩が他層の磁束雪崩が誘起する磁氣的結合。
- 上下層間の絶縁体を介した熱伝導により磁束雪崩が誘発する熱的結合。

以上の2点が原因と考えられる。有限要素法を用いた Bean モデルを仮定した磁束侵入時の磁束密度分布の計算により、磁力線が上下ストリップが重なる領域では面内から数度の方向を向いていることから、上下ストリップの磁束量子間の磁氣的な相互作用は強くないと考えられる。よって、線状磁束雪崩は主に上下層間の熱伝導によって発生することが明らかとなった。これらの結果は、3次元構造超伝導体において、従来の単一ストリップでは考慮されていなかったストリップ同士の協調による磁束雪崩発生連鎖の連鎖を新たに発見し、その抑制のための形状に関する知見を得られたという点において重要である。

5.5 今後の展望

本研究で扱った試料は 2層に積み重なった 3次元構造六方格子超伝導ストリップアレーであった。しかし、メタマテリアルとして透磁率の異方性について計算が行われているのは無限に周期的に積層した超伝導

ストリップアレーである [20]。故に、本研究で用いた試料では、メタマテリアルとしての応用に必要な本質的磁気応答は測定できていない可能性がある。よって、3層以上ストリップアレーを積み重ねることによって、2層に挟まれた層において、本質的な磁気応答を観察する必要がある。つまり、図 5.29 のように、ストリップアレーを3層に増やすことによって、六方格子本来の磁気応答を観察できると考えられる。現在、2層の3次元超伝導ストリップアレーと同様の微細加工プロセスを用いて、3層の3次元超伝導ストリップアレーの作製は完了している。今後、このような3層以上に積層した超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩、磁束侵入を観察することによって、六方格子ストリップアレーの本来の磁気応答を議論することが望まれる。

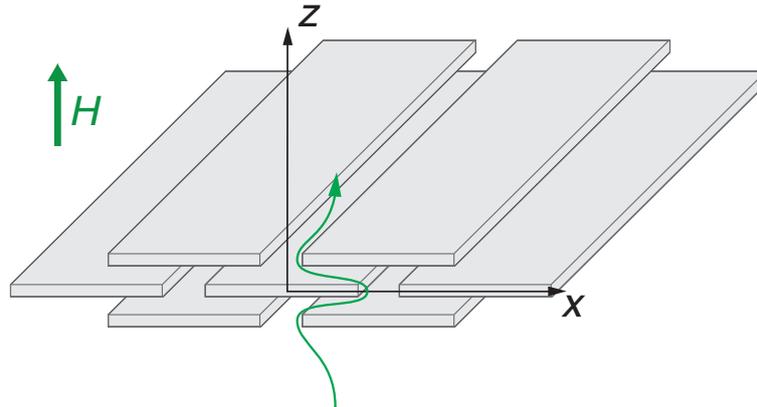


図 5.29: 3層の3次元構造超伝導ストリップアレーの模式図。緑曲線は磁力線を示す。上下層の試料外側と比べ、中層の磁力線は曲率半径が小さく、強い反磁場効果が期待される。

また、本研究では、磁束雪崩発生位置に対する面内磁場依存性を観察した。その結果、面内磁場の方向によって磁束雪崩発生箇所が変化し、反磁場効果によって説明できることを明らかにした。また、面内磁場を印加しない場合でも磁束雪崩発生箇所に偏りが生じ、上下層の位置の不整合によって起こると考えた。この上下層の位置の不整合が起こっているとき、2層のストリップアレーでは、ストリップ方向を軸とする2重回転対称性は保ったまま、 zy 面に対する鏡影対称性がくずれている。この対称性のくずれによって磁束雪崩発生箇所の対称性が破れたと考えられる。さらに、図 5.30 のように、3層目として、1層目と同じ位置にストリップアレーを積層させると、回転対称性を破ることができ、新たに xy 面における鏡影対称性が生まれる。ここで、面内磁場がないときの磁力線の模式図を描いた。模式図のように、磁力線が曲がれば、中間層ストリップにおける左端では反磁場効果が強まる。一方、このような磁力線を取らず、右側のみを回ることも考えられる。このように、3層のうち中層をずらした六方格子ストリップアレーにおける磁束雪崩の観察が望まれる。

本研究では、3次元構造ストリップアレーにおける磁束雪崩は有限要素法を用いた Bean モデルを仮定した電磁気シミュレーションから示されたように、ストリップが重なった領域での磁場の集中によって引き起こされると考察した。上下ストリップ間での磁場の集中は10倍程度であった。また、実験的に磁束雪崩発生のしきい磁場は、単一ストリップにおいて電場が通常の1000倍程度増強されたと仮定するとよく合う結果が得られていた。この矛盾を説明するため、ストリップアレーにおける磁束雪崩のしきい磁場の解析的考察が望まれる。

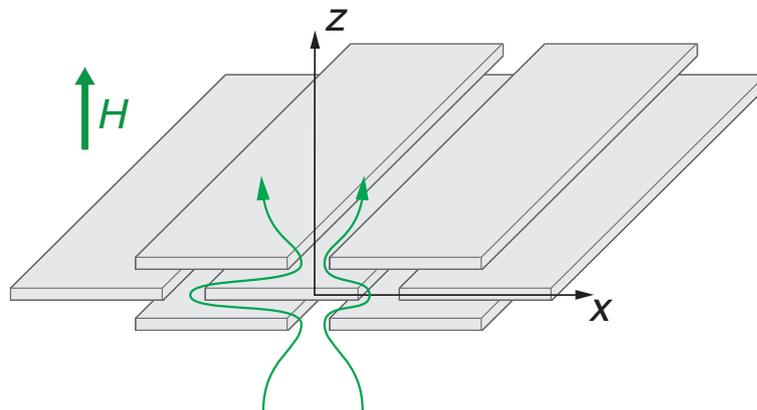


図 5.30: 中層のストリップアレーが一方方向にずれた 3 層の 3 次元構造超伝導ストリップアレーの模式図。緑曲線は磁力線を示している。右から回る磁力線に比べて、左の磁力線の、中層周辺における曲率半径は小さい。

第6章 総括

ナノ構造超伝導体における磁束量子の運動を局所磁束密度測定によって明らかにすることを目的として、2つのテーマについて研究を行った。正方格子超伝導ネットワークにおける磁束侵入過程の観察、3次元構造超伝導体における磁束雪崩の観察である。

6.1 正方格子超伝導ネットワークにおける異方的磁束侵入の観察

超伝導細線が連結した系を超伝導ネットワーク、超伝導体に小さい空孔が空いた系を超伝導アンチドットアレーと呼ぶ。本研究では、Nb、MoGe 正方格子超伝導ネットワークにおいて、磁束侵入の異方性を磁気光学イメージング法を用いて観察した。正方格子アンチドットアレーにおいて、磁束量子が最近接空孔間のみを運動する”vortex channeling”モデルによって、格子平行方向に臨界電流密度が低い異方性が説明されていた。一方、本研究では、正方格子超伝導ネットワークにおいて、特異な次近接空孔間方向である格子対角方向に容易な磁束侵入を発見した。正方格子の格子定数、線幅、温度を系統的に変化させることにより、上記の平行磁束侵入と対角磁束侵入の相が分離していることを示した。対角磁束侵入は、低温域かつ大きな格子定数、または高温域に現れ、その中間の温度では従来の平行磁束侵入が観測された。この結果は、温度変化によって磁束侵入方向を変化させることのできる新しい磁束侵入制御方法の開発の可能性を示唆している。格子定数:線幅の比が2:1である超伝導ネットワークにおいて、対角磁束侵入が発現する条件は、

- 格子定数と磁場侵入長が一致。
- 低温で格子定数が磁場侵入長の14倍以上。

であった。それぞれの条件について、Ginzburg-Landau エネルギーを最小化するため、空孔磁束量子間の引力が届く範囲が磁場侵入長でスケールされているためと結論付けた。また、格子定数を固定した超伝導ネットワークにおいて、対角磁束侵入が現れるのは、

- 線幅が格子定数に比べて0.4以下。
- 正方形空孔の頂点周辺での電流密度集中の大きさが線幅と同程度。

の条件下であった。前者について、線幅が小さいと Ginzburg-Landau エネルギーを最小化がより顕著であるため、後者について、空孔角からの磁束量子ジェットによる次近接空孔の磁束量子の運動モデルを新たに提唱した。磁束量子ジェットに関して、超伝導ネットワークにおける正方空孔のような急な角を持った超伝導体に対する切れ込み、欠陥として振る舞う形状を持った空孔が必要であることを示した。磁束量子ジェットをシミュレーションによって再現するため、非線形電流電圧応答を考慮した電磁気シミュレーションによって、次近接空孔間に電流密度が増強された領域ができることを確認した。また、近年 MoGe 正方空孔の正方格子アレーにおいて熱磁気不安定性による磁束雪崩が、対角磁束侵入と同様の形状を表すことが報告されていた。しかし、熱伝導性を良くすることで熱磁気不安定性を抑制した超伝導体ネットワークにおいても対角磁束侵入が見られることから、対角磁束侵入は熱的なプロセスによって起こっていないことを示した。

これらの結果から、本研究は単純な周期構造を持つ薄膜超伝導体において、磁束量子の運動に対する試料形状の効果を系統的に変化させ観察した点が重要であると考えられる。今後は、磁束量子を用いたデバイスや効率的な磁束量子の排斥など、磁束量子を制御する方法の1つとして利用が期待される。

6.2 3次元構造超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩の観察

3次元構造を持つ超伝導ストリップアレーを作製し、磁束雪崩現象を磁気光学イメージングした。また、この系における磁束雪崩現象の発生条件を、試料形状、温度、磁場を変化させ、明らかにした。メタマテリアルとしての応用が期待されているNb六方格子ストリップアレーを、2層取り出した3次元構造超伝導ストリップアレーを、平坦化を含む微細加工プロセスによって作製した。この3次元超伝導ストリップアレーは、3次元構造としては単純な構造を持ち、3次元構造超伝導体における磁場応答を議論する指針となる。各ストリップの幅は $8\ \mu\text{m}$ 、膜厚は $50\sim 500\ \text{nm}$ 、ストリップ周期 $9\sim 16\ \mu\text{m}$ 、2層の上下ストリップ間の絶縁膜厚 $50\sim 300\ \text{nm}$ の形状で、様々な形状を持つ3次元超伝導ストリップアレーを作製し、磁気光学イメージング法を用いて磁束侵入、磁束雪崩の発生過程を観察した。磁束雪崩は、3次元超伝導ストリップアレーのストリップ周期 a_x や、超伝導層の膜厚 d_s 、絶縁層の膜厚 d_i 、温度 T に対し、以下の条件で発生した。

- a_x が小さく、 T が小さいとき磁束雪崩が発生した。上下ストリップ同士の重なりが大きいほど電場が大きくなるモデルで説明された。
- 磁束雪崩の起こりやすさは、 d_s に対しては非単調性であり、 d_s が小さいとき、 d_s が大きいとき、それぞれ外部への熱伝導が容易になるため、反磁場効果が弱くなり同じ速さの励磁では生じる電場が小さくなるために磁束雪崩は抑制される。
- 磁束雪崩の発生するしきい磁場 H_{th} は、温度が高いほど小さくなった。高温では J_c が小さくなり磁束侵入が容易となり、同じ外部磁場でも磁束侵入先端距離が増加することで電場が増強されるためだと考えられる。
- 磁場侵入長が超伝導の膜厚を超える試料において、磁束雪崩は発生しない。

これらの結果は、3次元構造超伝導の応用において、クエンチやノイズの原因となる磁束雪崩を抑える形状に関する知見を得られた点において重要である。磁束雪崩の形状について、複数ストリップを横断し、ストリップの垂直方向に伸びる特異な形状を持つ線状磁束雪崩を観測した。有限要素法を用いた Bean モデルを仮定した磁束密度の計算により、磁束雪崩が起こらない磁束侵入過程において磁力線が、上下ストリップ間では面内から数度の方向を向いていることから、上下ストリップの磁束量子間の磁気的な相互作用は強くない。よって、線状磁束雪崩は層間の熱伝導によって発生すると考えられる。

以上2つの研究テーマから、ナノ構造超伝導体における磁束侵入を観察することにより、磁束量子のナノ構造に対する運動の変化についての知見が得られた。今後、微細加工の発展に伴い、ナノ構造超伝導体を用いた磁束量子の応用が実用化すると考えられる。その際、本研究で得られたナノ構造に対する磁束量子の運動の変化が参考になれば幸いである。

謝辞

本論文を終えるにあたり、本研究を支えていただいた皆様方への感謝を述べたいと思います。

まず、本研究に関する第一の指針を与えていただきました担当教員の 為ヶ井強 准教授に感謝いたします。研究における姿勢から実験の細微な技術まで、非常に広い視野を持って臨まれている姿に感銘を受けました。特に、新しいアイデアを生み出し、実験結果を常に世に発信しようとする姿勢は大変参考になりました。また、日頃の実験結果に対する議論、考察にも幾度もお付き合いいただきご助力に感謝致します。僭越ながら私の度重なる失礼にも厳しく指導していただきありがとうございました。

当研究室の 仲島康之 元助教には、実験機器の取り扱いや測定手法・解析など、実験のあらゆる面においてお世話になりました。特に磁気光学装置の自動化に際しては Labview の基礎を教えていただきありがとうございました。また、本研究の考察に際しては非常に有効な議論をしていただきありがとうございました。

当研究室の 下舜生 助教には、雑誌論文の執筆、本研究の考察など研究分野は少し離れていながら鋭い洞察でご助力いただきました。食事を一緒にさせていただく機会が多く、雑談ではいつも和まされました。誰に対しても常に優しい姿勢は尊敬しております。

理工学科工作室の 川端光洋 技官、佐藤秀和 技官には、工作技術の習得でお世話になりました。実験装置の作製や加工など、難しい注文にも丁寧に仕事を仕上げてくださいまして大変恐縮でした。また休み時間での雑談では、理工学科の歴史についてエピソードを踏まえてお話し下さり大変興味深かったです。

産業技術研究所の 日高陸夫 氏、永沢秀一 氏には、当時の ISTECC 東大共同研究におきまして試料作製のプロセス加工を行なっていただき感謝致します。特に、平坦化を含めた世界トップクラスの技術を用いた複数層プロセスによらなければ、本研究に用いた試料は作製が不可能でした。

物質材料研究機構の 大井修一 氏には、試料作製のプロセス加工の一部を行なっていただきました。感謝いたします。

産業技術研究所の 馬渡康之 氏には、共同研究として有限要素法を用いた磁束密度分布計算を行なっていただきました。実験結果とシミュレーションでの計算結果に対する鋭い洞察には感銘を受けました。

大阪府立大の 石田武和 教授、Ho Thanh Huy 氏には共同研究として MoGe 試料作製のプロセス加工を行なっていただきました。電子ビーム描画を用いた非常に手間のかかるプロセスを行なっていただき感謝致します。また、ささいな質問にも真摯にご返答いただきありがとうございました。

Max Planck 研究所の故 E. H. Brandt 教授には、本研究の電磁気シミュレーションの元となるプログラムをいただきました。Matlab 初心者であった筆者には、一からプログラムを書き始めることに比べて動作するプログラムがあることは非常に心強かったです。

当研究室元ポスドクの Shyam Mohan 氏、Qing Ping Ding 氏には、研究のモチベーションを高める技術を教えていただきました。両氏と食堂で2時間も議論していたことを思い出します。

当研究室博士課程の Sun Yue 氏、田縁俊光 氏には、実験結果の議論、実験手法の技術共有などでお世話になりました。特に 田縁 氏の、周囲の意見に惑わされず独自のスタイルを貫く姿勢は尊敬しております。

当研究室学士修士課程の 多田晋也 氏、井深純 氏、三根章詞 氏には、本研究の試料作製、実験、考察の一部を手伝っていただき感謝致します。

当研究室他、お世話になりましたがまだ名前を挙げられない方もいらっしゃると思いますが、研究室を通じてお世話になったみなさんに感謝します。

最後に、東京大学大学院博士課程4年間を生活面、精神面において支えてくださった両親、家族に感謝して謝辞を終えたいと思います。ありがとうございました。

付録A Labviewプログラム概要

磁気光学イメージング法で用いた実験装置と自動化のための Labview プログラムの概要を説明する。図 A.1 は、PC 周辺の磁気光学イメージング装置の模式図を示している。制御 PC に接続されている機器は Hamamatsu 社製の ORCA-ER、Oxford Instruments 社製の ITC503、Takasago 社製の AP-1628T である。それぞれの制御機器については以下の節で説明する。

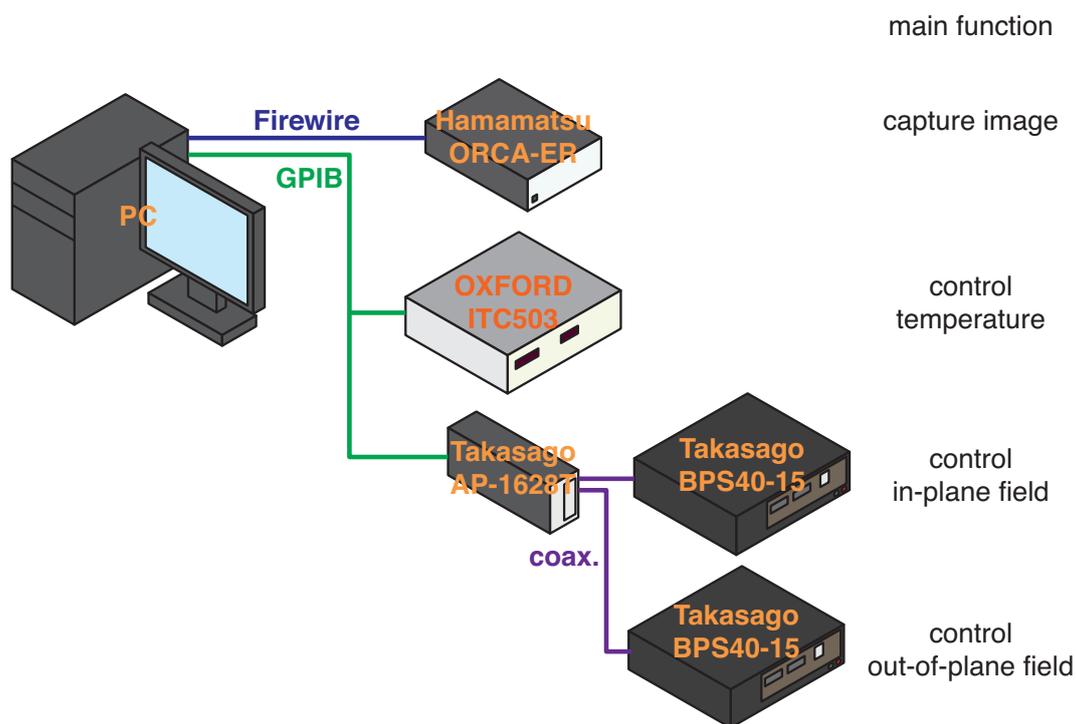


図 A.1: 磁気光学イメージング装置に用いる周辺装置の模式図。

A.1 制御する機器

A.1.1 Hamamatsu ORCA-ER

Hamamatsu 社製の冷却 CCD ORCA-ER は Firewire IEEE1394 を介した機器制御に対応している。撮像するタイミング、撮像の長さを決める露光時間、複数 pixel のカウント数を合算するビニング、内部アンプのゲインなどを Labview を用いて書き込むことができ、取得した画像、露光時間、ビニング数などを読みとることができる。下記の実験シーケンスで用いる際は、露光、ゲインなどは書き込みが終わっていると、撮像と画像の取得を ORCA-ER capture として示している。

A.1.2 OXFORD ITC503

Oxford Instruments 社の温度調節器 ITC503 は、GPIB を介した機器制御に対応している。設定温度、ヒーター出力、PID 制御パラメータなどを書き込むことができ、温度、設定温度、PID 制御パラメータなどを読み出すことができる。下記の実験シーケンスでは、設定温度の書き込み変更後、温度を読み取って温度が設定温度で安定することを確認している。

A.1.3 Takasago AP-1628T

Takasago 社製の電圧源 AP-1628T は、GPIB を介した機器制御に対応している。出力電圧、オフセット電圧などを書き込むことができ、出力電圧などを読み込むことができる。また、出力端子が 3 つ存在するため、本研究では面内磁場、面垂直磁場を印加する 2 系統の出力を行った。出力端子から Takasago 社製電流源 BPS40-14 までは同軸ケーブルで接続し、電圧電流変換増幅器として、入力電圧を出力電流に変換し、面内磁場、面垂直磁場発生用コイルに接続した。下記の実験シーケンスでは、出力先が BPS40-14 に接続されているとし、面内・面垂直方向の磁場を制御している。

A.2 実験シーケンス例

A.2.1 励磁過程

磁束侵入過程観察に用いたゼロ磁場冷却後の励磁過程での磁気光学イメージングのシーケンスについて説明する。まず、ゼロ磁場冷却のためのプログラムシーケンスについて説明する。試料を常伝導状態にするため、ITC503 によって設定温度を T_c 以上にし、温度を安定させる。インジケータ膜の磁区を揃えるため、AP-1628T によって面内磁場を有限値にする。ゼロ磁場に設定のため、AP-1628T によって面垂直磁場をゼロにする。冷却のため、ITC503 によって設定温度を T_c 未満にし、温度を安定させる。ゼロ磁場冷却後、バックグラウンド磁気光学像を ORCA-ER によって撮像する。ここで得られた像を image 1 とする。ここから、励磁過程の磁気光学イメージングのシーケンスを説明する。励磁のため、AP-1628T によって面垂直磁場を有限値にする。有限磁場下での磁気光学像を、ORCA-ER によって撮像するここで得られた像を image 2 とする。ここから、磁場差像シーケンスについて説明する。得られた光強度分布を磁束密度変換せずに用いる場合、image 1 と image 2 の差分をとることによって差像 differential image を得る。

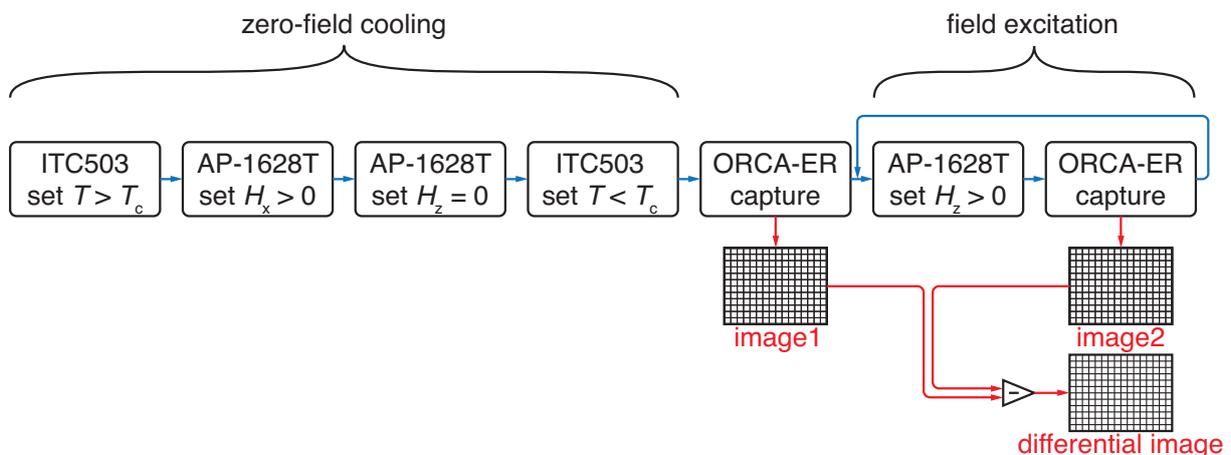


図 A.2: ゼロ磁場冷却後の励磁過程での磁気光学イメージングシーケンス。

A.2.2 reference 測定

CCD の撮像で得られた光強度を局所磁束密度に変換する係数を得るために用いた磁気光学イメージングのシーケンスについて説明する。試料を常伝導状態にするため、ITC503 によって設定温度を T_c 以上にし、温度を安定させる。インジケータ膜の磁区を揃えるため、AP-1628T によって面内磁場を有限値にする。このとき、磁性ガーネット膜の面垂直磁場に対する応答は面内磁場に依存するため、通常は目的の磁気光学イメージングをする際と同じ面内磁場に設定する。磁場 H_z 下での光強度を得るため、AP-1628T によって面垂直磁場を有限値にする。ORCA-ER によって撮像する。ここで得られた像の光強度分布を $I(x, y, H_z)$ とする。撮像範囲内での入射光の強度が均一であること、インジケータ膜の傷などによる光強度分布は無視できるとして、得られた $I(x, y, H_z)$ の平均をとって、光強度平均 $I_{\text{avg}}(H_z)$ を磁場 H_z の関数として得る。ここで、試料は磁化しないと仮定すると磁場と磁束密度は等しくなるので、磁束密度に対する光強度を計算できる。得られた光強度の磁束密度依存性は、2 次関数としてフィッティングに用いるために、3 つ係数を得た。

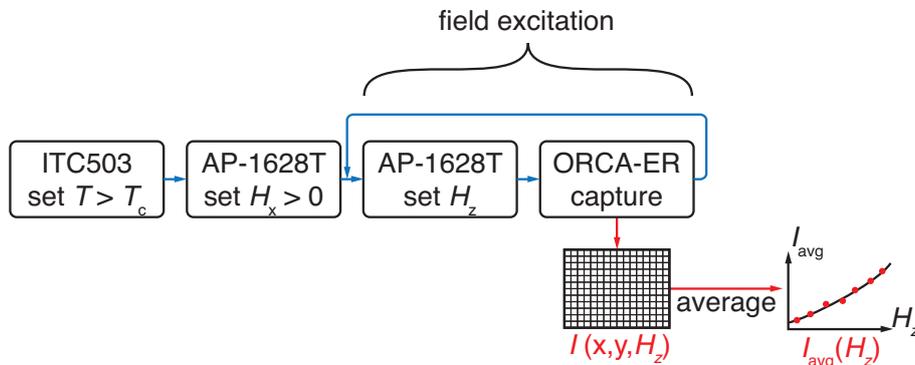


図 A.3: reference 測定での磁気光学イメージングシーケンス。

A.2.3 磁束雪崩しきい磁場測定

磁束雪崩発生のしきい磁場測定に用いたゼロ磁場冷却後の励磁過程での磁場差像磁気光学イメージングのシーケンスについて説明する。まず、節 A.2.1 で説明されたように、ゼロ磁場冷却後、励磁のため、AP-1628T によって、面垂直磁場を ΔH_z 増加させる。磁気光学像を ORCA-ER によって撮像する。この励磁と磁気光学像の撮像を繰り返し行う。励磁前後で得られた磁気光学像の光強度分布を $I(x, y, H_z)$ と $I(x, y, H_z + \Delta H_z)$ とする。磁場差分磁気光学像は、光強度分布を $I(x, y, H_z + \Delta H_z) - I(x, y, H_z)$ とする。磁束密度分布の差像を得る場合、差分の前に reference 測定で得られた光強度磁束密度関数を用いて磁束密度に変換してから差分を行う。ここで、光強度磁束密度関数が 1 次関数でない場合、磁束密度の差像は、光強度の差分を行った後に磁束密度に変換できないことに注意すべきである。

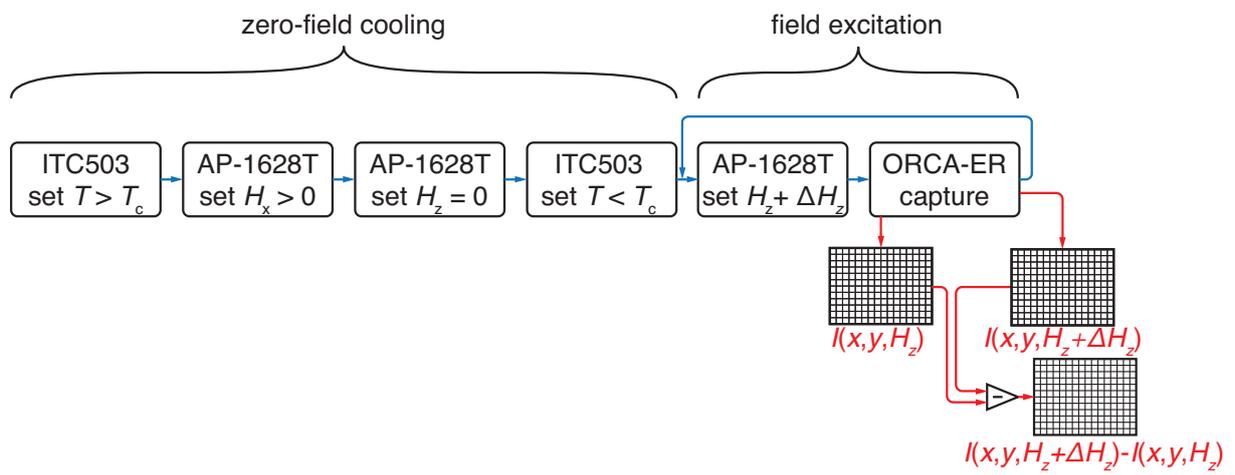


図 A.4: 磁束雪崩しきい磁場測定での磁気光学イメージングシーケンス。

付録B 測定ノイズ

固体撮像素子を用いてフォトン検出を行う場合、撮像条件や撮像素子由来ノイズを少なくすることで、測定 SN 比を改善できる。以下では、固体撮像素子における主なノイズであるフォトンショットノイズ、ダークノイズ、リードアウトノイズについて説明する。

B.1 フォトンショットノイズ

フォトンの粒子性によるノイズ。毎秒に検出されるフォトン数が、統計的平均が一定だとしても、時間的には必ずゆらぎがある。ある時間内に検出されるフォトン数はポアソン分布になる。フォトン数が十分大きければポアソン分布はガウス分布に近づくので、検出されたフォトン数が n であるとき、標準偏差は \sqrt{n} となる。つまり、ショットノイズ N_{ph} は

$$N_{\text{ph}} = \sqrt{n} \quad (\text{B.1})$$

となる。ショットノイズに対する SN 比は $n/\sqrt{n} = \sqrt{n}$ となるため、露光時間を増やす、積算を行う、光強度を増やすことなどにより、総フォトン数 n を増やすことでショットノイズに対する SN 比を改善できる。

B.2 ダークノイズ

暗電流ノイズとも呼ばれる。ダークノイズは CCD や CMOS などの固体撮像素子において、熱雑音により生じた暗電流に起因するノイズである。固体撮像素子は撮像中は信号を溜めていくために、ダークノイズは露光時間が増えると時間に比例して増加する。単位時間あたりの暗電流によるカウント数を I_{D} 、露光時間を t として、ダークノイズ N_{D} は、

$$N_{\text{D}} = I_{\text{D}}t \quad (\text{B.2})$$

と表せる。通常露光時間の増加とともにシグナルも比例して増加するため、暗電流のみから生まれるノイズに対する SN 比は、露光時間を増やしても一定となるため、シグナルに対する単位時間あたりのカウント数を増やすこと、熱雑音を発生させないために撮像素子を冷却すること、または素性の良い撮像素子を用いることなどによりダークノイズに対する SN 比を改善できる。温度を 10 K 冷却すると熱雑音は 1/2 になるため、ダークノイズも 1/2 に抑えることができる。また、ダークノイズはピクセルごとに違った特性があり、固定パターンノイズと呼ばれる。

B.3 リードアウトノイズ

伝送ノイズとも呼ばれる。固体撮像素子の電荷を読み出す時に発生するノイズである。発生源は、固体撮像素子内部、制御系のアナログ回路、アナログデジタル変換器内部などである。リードアウトノイズは各ピクセルに蓄積されている電子を読み出す際に生じるため、積算枚数に比例して増加する。よって、ピクセルの最大電子蓄積数であるウェルサイズに近い値のカウント数になるよう露光条件などを設定し、読み出し回数を少なくすることが必要となる。

B.4 トータルノイズ

前節まで説明してきた3種類のノイズ、フォトンショットノイズ、ダークノイズ、リードアウトノイズが固体撮像素子の主なノイズである。トータルノイズ N_{rms} は二乗平均平方根 (rms) で示すため、

$$N_{\text{rms}} = \sqrt{N_{\text{ph}}^2 + N_{\text{D}}^2 + N_{\text{r}}^2} \quad (\text{B.3})$$

と表せる。ここで、単位時間のカウント数 I 、単位時間あたりの暗電流によるカウント数 I_{D} 、単位読み出しあたりのカウント数 I_{r} 、単位枚数あたりの露光時間 t 、積算回数 n_{int} として、

$$N_{\text{rms}} = \sqrt{It n_{\text{int}} + (I_{\text{D}} t n_{\text{int}})^2 + (I_{\text{r}} n_{\text{int}})^2} \quad (\text{B.4})$$

$$(\text{B.5})$$

また、シグナル S は、

$$S = It n_{\text{int}} \quad (\text{B.6})$$

で表せるので、固体撮像素子の SN 比 η_{SN} は

$$\eta_{\text{SN}} = \frac{It n_{\text{int}}}{\sqrt{It n_{\text{int}} + (I_{\text{D}} t n_{\text{int}})^2 + (I_{\text{r}} n_{\text{int}})^2}} \quad (\text{B.7})$$

となる。実際の磁気光学法の測定では差像法を用いるため、シグナルがこれより小さくなるが、ノイズの値は同様である。

参考文献

- [1] A. A. Abrikosov, *Sov. Phys. JETP*, **5**, 1174 (1957).
- [2] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [3] V. L. Berezinskii, *Sov. Phys. JETP*, **32**, 493 (1971).
- [4] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, 1181 (1973).
- [5] E. Altshuler and T. Johansen, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 471 (2004).
- [6] K. K. Likharev and V. K. Semenov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **1**, 3 (1991).
- [7] L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W. K. Kwok, and U. Welp, *Science* **318**, 1291 (2007).
- [8] M. V. Milošević, G. R. Berdiyrov, and F. M. Peeters, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 212501 (2007).
- [9] R. Wördenweber and P. Selders, *Physica C* **366**, 135 (2002).
- [10] C. C. de Souza Silva, J. Van de Vondel, M. Morelle, and V. V. Moshchalkov, *Nature* **440**, 651 (2006).
- [11] D. Cole, S. Bending, S. Savel'ev, A. Grigorenko, T. Tamegai, and F. Nori, *Nat. Mater.* **5**, 305 (2006).
- [12] M. Kato and O. Sato, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 033001 (2013).
- [13] M. T. Pannetier, R. J. Wijngaarden, I. Fløan, J. H. Rector, B. Dam, R. P. Griessen, P. Lahl, and R. Wördenweber, *Phys. Rev. B* **67**, 212501 (2003).
- [14] J. B. Pendry, *Science* **312**, 1780 (2006).
- [15] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, *Science* **314**, 977 (2006).
- [16] S. Narayana and Y. Sato, *Adv. Mater.* **24**, 71 (2011).
- [17] W. Goldacker, A. Frank, R. Heller, S. I. Schlachter, B. Ringsdorf, K.-R. Weiss, C. Schmidt, and S. Schuller, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 3398 (2007).
- [18] G. Mohler and D. Stroud, *Phys. Rev. B* **60**, 9738 (1999).
- [19] D. V. Denisov, A. L. Rakhmanov, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Phys. Rev. B* **73**, 014512 (2006).
- [20] Y. Mawatari, C. Navau, and A. Sanchez, *Phys. Rev. B* **85**, 134524 (2012).

- [21] L. D. Landau and V. I. Ginzburg, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- [22] R. D. Parks and W. A. Little, Phys. Rev. **133**, A97 (1964).
- [23] B. Pannetier, J. Chaussy, R. Rammal, and J. Villegier, Phys. Rev. Lett. **53**, 1845 (1984).
- [24] B. S. Deaver and W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett. **7**, 43 (1961).
- [25] R. Doll and M. Näbauer, Zeitschrift für Physik **169**, 526 (1962).
- [26] W. A. Little and R. D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
- [27] S. Alexander, Phys. Rev. B **27**, 1541 (1983).
- [28] C. J. Gorter and H. Casimir, Z Tech Phys **35**, 963 (1934).
- [29] F. London and H. London, Proc. Roy. Soc. **149**, 71 (1935).
- [30] J. Pearl, Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
- [31] H. Nordborg and V. M. Vinokur, Phys. Rev. B **62**, 12408 (2000).
- [32] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **52**, 15442 (1995).
- [33] P. W. Anderson and Y. B. Kim, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).
- [34] P. Anderson, Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
- [35] M. Feigel'man, V. Geshkenbein, A. Larkin, and V. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **63**, 2303 (1989).
- [36] M. P. Fisher, Phys. Rev. Lett. **62**, 1415 (1989).
- [37] D. S. Fisher, M. P. Fisher, and D. A. Huse, Phys. Rev. B **43**, 130 (1991).
- [38] D. Nelson and V. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **68**, 2398 (1992).
- [39] D. Nelson and V. Vinokur, Phys. Rev. B **48**, 13060 (1993).
- [40] E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, M. W. McElfresh, and R. J. Gambino, Appl. Phys. Lett. **56**, 680 (1990).
- [41] M. P. Maley, J. O. Willis, H. Lessure, and M. E. McHenry, Phys. Rev. B **42**, 2639 (1990).
- [42] G. S. Mkrtchyan and V. V. Shmidt, Sov. Phys. JETP, **34**, 195 (1972).
- [43] C. Bean, Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
- [44] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **46**, 8628 (1992).
- [45] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **50**, 9024 (1994).
- [46] E. H. Brandt, M. V. Indenbom, and A. Forkl, Europhys. Lett. **22**, 735 (1993).
- [47] E. H. Brandt and M. Indenbom, Phys. Rev. B **48**, 12893 (1993).
- [48] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **54**, 4246 (1996).
- [49] K. Harada, O. Kamimura, H. Kasai, T. Matsuda, A. Tonomura, and V. V. Moshchalkov, Science **274**, 1167 (1996).

- [50] C. Reichhardt, C. J. Olson, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **57**, 7937 (1998).
- [51] H. Hallen, R. Seshadri, A. Chang, R. Miller, L. Pfeiffer, K. West, C. Murray, and H. Hess, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3007 (1993).
- [52] P. G. De Gennes, *CR Acad. Sci. Paris* **292**, 1505 (1981).
- [53] H. Noda, H. Yoshikawa, O. Sato, M. Kato, K. Satoh, T. Yotsuya, and T. Ishida, *Physica C* **426-431**, 99 (2005).
- [54] T. Ishida, M. Shimizu, Y. Matsushima, M. Hayashi, H. Ebisawa, O. Sato, M. Kato, K. Satoh, and T. Yotsuya, *Physica C* **460-462**, 1226 (2007).
- [55] Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Physica C* **469**, 1084 (2009).
- [56] M. Hayashi, H. Ebisawa, and M. Kato, *Physica C* **426-431**, 136 (2005).
- [57] M. Hayashi and H. Ebisawa, *Physica C* **437-438**, 93 (2006).
- [58] 土屋雄司, 修士論文 (2009).
- [59] A. V. Silhanek, L. Van Look, S. Raedts, R. Jonckheere, and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **68**, 214504 (2003).
- [60] C. de Souza Silva and G. Carneiro, *Phys. Rev. B* **66**, 054514 (2002).
- [61] A. Crisan, A. Pross, D. Cole, S. J. Bending, R. Wördenweber, P. Lahl, and E. H. Brandt, *Phys. Rev. B* **71**, 144504 (2005).
- [62] D. G. Gheorghe, R. J. Wijngaarden, W. Gillijns, A. V. Silhanek, and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **77**, 054502 (2008).
- [63] N. Nakai and M. Machida, *Physica C* **470**, 1148 (2010).
- [64] P. S. Swartz, *J. Appl. Phys.* **39**, 4991 (1968).
- [65] P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, and S. Herminghaus, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2646 (1993).
- [66] J. I. Vestgarden, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Sci. Rep.* **2**, 886 (2012).
- [67] P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. A* **38**, 364 (1988).
- [68] C. Tang, *Physica A* **194**, 315 (1993).
- [69] K. E. Bassler and M. Paczuski, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3761 (1998).
- [70] C. Olson, C. Reichhardt, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **56**, 6175 (1997).
- [71] C. Heiden and G. I. Rochlin, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 691 (1968).
- [72] S. Field, J. Witt, F. Nori, and X. Ling, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1206 (1995).
- [73] C. M. Aegerter, *Phys. Rev. E* **58**, 1438 (1998).
- [74] R. J. Zieve, T. F. Rosenbaum, H. M. Jaeger, G. T. Seidler, G. W. Crabtree, and U. Welp, *Phys. Rev. B* **53**, 11849 (1996).

- [75] E. R. Nowak, O. W. Taylor, L. Liu, H. M. Jaeger, and T. I. Selinder, *Phys. Rev. B* **55**, 11702 (1997).
- [76] K. Behnia, C. Capan, D. Mailly, and B. Etienne, *Phys. Rev. B* **61**, 3815 (2000).
- [77] H. A. Radovan and R. J. Zieve, *Phys. Rev. B* **68**, 224509 (2003).
- [78] E. Altshuler, T. H. Johansen, Y. Paltiel, P. Jin, K. E. Bassler, O. Ramos, G. F. Reiter, E. Zeldov, and C. W. Chu, *Physica C* **408-410**, 501 (2004).
- [79] C. M. Aegerter, M. S. Welling, and R. J. Wijngaarden, *Europhys. Lett.* **65**, 753 (2004).
- [80] M. Menghini, R. Wijngaarden, A. Silhanek, S. Raedts, and V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **71**, 104506 (2005).
- [81] D. Shantsev, A. Bobyl, Y. Galperin, T. Johansen, and S. Lee, *Phys. Rev. B* **72**, 024541 (2005).
- [82] A. J. Qviller, V. V. Yurchenko, Y. M. Galperin, J. I. Vestgarden, P. B. Mozhaev, J. B. Hansen, and T. H. Johansen, *Phys. Rev. X* **2**, 011007 (2012).
- [83] M. R. Wertheimer and J. le G Gilchrist, *J. Phys. Chem. Sol.* **28**, 2509 (1967).
- [84] T. H. Johansen, M. Baziljevich, D. V. Shantsev, P. E. Goa, Y. M. Galperin, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, M. S. Kim, and S. I. Lee, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 726 (2001).
- [85] I. A. Rudnev, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, and A. E. Primenko, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 042502 (2005).
- [86] I. A. Rudnev, S. V. Antonenko, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, and A. E. Primenko, *Cryogenics* **43**, 663 (2003).
- [87] C. A. Duran, P. L. Gammel, R. E. Miller, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. B* **52**, 75 (1995).
- [88] U. Bolz, J. Eisenmenger, J. Schiessling, B. U. RUnge, and P. Leiderer, *Physica B* **284**, 757 (2000).
- [89] S. C. Wimbush, B. Holzapfel, and C. Jooss, *J. Appl. Phys.* **96**, 3589 (2004).
- [90] T. H. Johansen, M. Baziljevich, D. V. Shantsev, P. E. Goa, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, M. S. Kim, and S. I. Lee, *Europhys. Lett.* **59**, 599 (2002).
- [91] S. S. James, S. B. Field, J. Seigel, and H. Shtrikman, *Physica C* **332**, 445 (2000).
- [92] A. L. Rakhmanov, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Phys. Rev. B* **70**, 224502 (2004).
- [93] J. I. Vestgarden, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Phys. Rev. B* **84**, 054537 (2011).
- [94] J. I. Vestgarden, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 055012 (2013).
- [95] D. G. Gheorghe, M. Menghini, R. J. Wijngaarden, S. Raedts, A. V. Silhanek, and V. V. Moshchalkov, *Physica C* **437-438**, 69 (2006).
- [96] M. Motta, F. Colauto, W. A. Ortiz, J. I. Vestgarden, T. H. Johansen, J. Cuppens, V. V. Moshchalkov, and A. V. Silhanek, arXiv:1109.2532v1 .

- [97] D. Denisov, D. Shantsev, Y. Galperin, E.-M. Choi, H.-S. Lee, S.-I. Lee, A. Bobyl, P. Goa, A. Olsen, and T. Johansen, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 077002 (2006).
- [98] F. Colauto, E. J. Patiño, M. Aprilli, and W. A. Ortiz, *J. Phys.: Conf. Ser.* **150**, 052038 (2009).
- [99] V. V. Yurchenko, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, M. R. Nevala, I. J. Maasilta, K. Senapati, and R. C. Budhani, *Phys. Rev. B* **76**, 092504 (2007).
- [100] M. R. Koblischka and R. J. Wijngaarden, *Supercond. Sci. Technol.* **8**, 199 (1995).
- [101] C. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, and H. Kronmüller, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 651 (2002).
- [102] T. H. Johansen and D. V. Shantsev, *Magneto-Optical Imaging* (Springer, 2004).
- [103] P. B. Alers, *Phys. Rev.* **105**, 104 (1957).
- [104] W. DeSorbo and W. A. Healy, *Cryogenics* **4**, 257 (1964).
- [105] H. Kirchner, *Phys. Lett. A* **26**, 651 (1968).
- [106] H. Kirchner, *Phys. Lett. A* **30**, 437 (1969).
- [107] R. P. Huebener, *J. Appl. Phys.* **41**, 2963 (1970).
- [108] H. U. Habermeier and H. Kronmüller, *Applied physics* **12**, 297 (1977).
- [109] N. Moser, M. R. Koblischka, H. Kronmüller, B. Gegenheimer, and H. Theuss, *Physica C* **159**, 117 (1989).
- [110] A. Forkl, T. Dragon, and H. Kronmüller, *J. Appl. Phys.* **67**, 3047 (1990).
- [111] J. Schoenes, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **20**, 345 (1975).
- [112] A. A. Polyanskii, V. K. Vlasko-Vlasov, M. V. Indenbom, and V. I. Nikitenko, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15**, 872 (1989).
- [113] A. Polyanskii, L. Dorosinskii, M. Indenbom, V. Nikitenko, Y. Ossipyan, and V. Vlasko-Vlasov, *J. Less Common Met.* **164**, 1300 (1990).
- [114] M. V. Indenbom, N. N. Kolesnikov, M. P. Kulakov, I. G. Naumenko, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii, N. F. Vershinin, and V. K. Vlasko-Vlasov, *Physica C* **166**, 486 (1990).
- [115] L. A. Dorosinskii, M. V. Indenbom, V. I. Nikitenko, Y. A. Ossip'yan, A. A. Polyanskii, and V. K. Vlasko-Vlasov, *Physica C* **203**, 149 (1992).
- [116] M. Wallenhorst, M. Niemöller, H. Dötsch, P. Hertel, R. Gerhardt, and B. Gather, *J. Appl. Phys.* **77**, 2902 (1995).
- [117] R. M. Grechishkin, M. Y. Goosev, S. E. Ilyashenko, and N. S. Neustroev, *J. Magn. Magn. Mat.* **157**, 305 (1996).
- [118] S. B. Ubizskii, A. O. Matkowskii, and M. Kuzma, *J. Magn. Magn. Mat.* **157**, 279 (1996).
- [119] P. E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'yashenko, P. L. Gammel, and T. H. Johansen, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 729 (2001).
- [120] A. Forkl, H.-U. Habermeier, B. Leibold, T. Dragon, and H. Kronmüller, *Physica C* **180**, 155 (1991).

- [121] P. E. Goa, H. Hauglin, A. A. F. Olsen, M. Baziljevich, and T. H. Johansen, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 141 (2003).
- [122] M. Tokunaga, T. Tamegai, and T. H. Johansen, *Physica C* **437-438**, 331 (2006).
- [123] M. Terao, Y. Tokunaga, M. Tokunaga, and T. Tamegai, *Physica C* **426-431**, 94 (2005).
- [124] Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Physica C* **470**, 1123 (2010).
- [125] A. Soibel, E. Zeldov, M. Rappaport, Y. Myasoedov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczykowski, and V. Geshkenbein, *Nature* **406**, 282 (2000).
- [126] T. Tamegai, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Yamamoto, Y. Nakamura, J. S. Tsai, M. Hidaka, H. Terai, and Z. Wang, *Physica C* **470**, 734 (2010).
- [127] T. Schuster, H. Kuhn, and E. H. Brandt, *Phys. Rev. B* **54**, 3514 (1996).
- [128] G. Via, C. Navau, and A. Sanchez, *J. Appl. Phys.* **113**, 093905 (2013).
- [129] H. T. Huy, M. Kato, and T. Ishida, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 065001 (2013).
- [130] E. H. Brandt, *Phys. Rev. B* **72**, 024529 (2005).
- [131] J. Vestgård, D. Shantsev, Y. Galperin, and T. Johansen, *Phys. Rev. B* **77**, 014521 (2008).
- [132] K. A. Lórinz, M. S. Welling, J. H. Rector, and R. J. Wijngaarden, *Physica C* **411**, 1 (2004).
- [133] R. Surdeanu, R. J. Wijngaarden, E. Visser, J. M. Huijbregtse, J. H. Rector, B. Dam, and R. Griessen, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2054 (1999).
- [134] A. Wahl, V. Hardy, J. Provost, C. Simon, and A. Buzdin, *Physica C* **250**, 163 (1995).
- [135] A. I. Gubin, S. A. Vitusevich, M. Siegel, and N. Klein, *Phys. Rev. B* **72**, 064503 (2005).
- [136] N. Nakai, N. Hayashi, and M. Machida, *Physica C* **469**, 1106 (2009).
- [137] Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *J. Phys.: Conf. Ser.* **400**, 022126 (2012).
- [138] A. Gurevich and J. McDonald, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2546 (1998).
- [139] A. Gurevich, M. Friesen, and V. Vinokur, *Physica C* **341**, 1249 (2000).
- [140] M. Friesen and A. Gurevich, *Phys. Rev. B* **63**, 064521 (2001).
- [141] Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, S. Nagasawa, and M. Hidaka, *Physica C* **471**, 808 (2011).
- [142] J. I. Vestgård and T. H. Johansen, arXiv:1205.0338v1 .
- [143] S. Nagasawa, K. Hinode, T. Satoh, H. Akaike, Y. Kitagawa, and M. Hidaka, *Physica C* **412-414**, 1429 (2004).
- [144] W. Goldacker, R. Nast, G. Kotzyba, S. I. Schlachter, A. Frank, B. Ringsdorf, C. Schmidt, and P. Komarek, *J. Phys.: Conf. Ser.* **43**, 901 (2006).
- [145] M. Tomita and M. Murakami, *Nature* **421**, 517 (2003).
- [146] L. Gao, Y. Y. Xue, R. L. Meng, and C. W. Chu, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 520 (1994).

- [147] C. Tien, A. L. Pirozerskii, E. V. Charnaya, D. Y. Xing, Y. S. Ciou, M. K. Lee, and Y. A. Kumzerov, *J. Appl. Phys.* **109**, 053905 (2011).
- [148] C. Tien, E. V. Charnaya, D. Y. Xing, A. L. Pirozerskii, Y. A. Kumzerov, Y. S. Ciou, and M. K. Lee, *Phys. Rev. B* **83**, 014502 (2011).
- [149] G. Mikitik, E. Brandt, and M. Indenbom, *Phys. Rev. B* **70**, 014520 (2004).
- [150] D. Gheorghe, M. Menghini, R. Wijngaarden, E. Brandt, G. Mikitik, and W. Goldacker, *Phys. Rev. B* **73**, 224512 (2006).
- [151] Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, S. Nagasawa, and M. Hidaka, *Physics Procedia* **45**, 121 (2013).
- [152] I. Giaever, *Spectrum, IEEE* **3**, 117 (1966).
- [153] K. K. Uprety and D. Domínguez, *Phys. Rev. B* **51**, 5955 (1995).

論文リスト

主著論文

Paper

“Flux avalanches in Nb superconducting shifted strip arrays”, Y. Tsuchiya, Y. Mawatari, J. Ibuka, S. Tada, S. Pyon, S. Nagasawa, M. Hidaka, M. Maezawa, and T. Tamegai, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 095004 (2013).

“Anisotropic flux penetration into square superconducting networks”, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, S. Nagasawa, and S. Hidaka, submitted to *Phys. Rev. B*.

Proceedings

“Magneto-optical imaging of vortex arrangements in Pb finite superconducting networks”, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Physica C* **469**, 1084 (2009).

“Anomalous vortex penetrations into square superconducting networks”, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, T. Yamamoto, Y. Nakamura, J. S. Tsai, M. Hidaka, H. Terai, and Z. Wang, *Physica C* **470**, S788 (2010).

“Magneto-optical imaging of polycrystalline $\text{LaFePO}_{1-x}\text{F}_x$ ”, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, Y. Kamihara, M. Hirao, and H. Hosono, *Physica C* **470**, S300 (2010).

“Development of surface magneto-optical imaging method”, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Physica C* **470**, 1123 (2010).

“Thickness and hole-shape dependence of flux penetration into square superconducting networks”, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, S. Nagasawa, and M. Hidaka, *Physica C* **471**, 808 (2011).

“Simulation of flux penetration into square superconducting networks”, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *J. Phys. Conf. Ser.* **400**, 022126 (2012).

“Anisotropy of critical current density in superconducting networks”, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, S. Nagasawa, and M. Hidaka, *Physica C* **484**, 91 (2013).

“Origin of diagonal flux penetration into square superconducting networks”, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, S. Nagasawa, and M. Hidaka, *Physics Procedia* **45**, 121 (2013).

共著論文

Paper

“Enhancement of critical current densities in do-Doped BaFe_2As_2 with columnar defects introduced by heavy-ion irradiation”, Y. Nakajima, Y. Tsuchiya, T. Taen, T. Tamegai, S. Okayasu, and M. Sasase, *Phys. Rev. B* **80**, 012510 (2009).

“Superconductivity at $T_c \sim 14$ K in Single Crystalline $\text{FeTe}_{0.61}\text{Se}_{0.39}$ ”, T. Taen, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Phys. Rev. B* **80**, 092502 (2009).

“Geometry-dependent penetration fields of superconducting $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ platelets”, P. J. Curran, J. R. Clem, S. J. Bending, Y. Tsuchiya, and T. Tamegai, *Phys. Rev. B* **82**, 134501 (2010).

“Suppression of the critical temperature of superconducting $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ by point defects from proton irradiation”, Y. Nakajima, T. Taen, Y. Tsuchiya, T. Tamegai, H. Kitamura, and T. Murakami, *Phys. Rev. B* **82**, 220504 (2010).

“Low-temperature synthesis of $\text{FeTe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ polycrystals with a high transport critical current density”, Q.-P. Ding, S. Mohan, Y. Tsuchiya, T. Taen, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 075025 (2011).

“Instability of vortex-antivortex interface in optimally doped $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Co})_2\text{As}_2$ ”, S. Mohan, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Phys. Rev. B* **84**, 180504 (2011).

“Magneto-optical imaging and transport properties of FeSe superconducting tapes prepared by diffusion method”, Q.-P. Ding, S. Mohan, T. Taen, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 025003 (2012).

“Magneto-optical imaging of $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ PIT superconducting wires with Ag addition”, Q.-P. Ding, T. Prombood, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 035019 (2012).

“Magnetic and transport properties of iron-platinum arsenide $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_{4-\delta}\text{As}_8)(\text{Fe}_{2-x}\text{Pt}_x\text{As}_2)_5$ single crystal”, Q.-P. Ding, Y. Tsuchiya, S. Mohan, T. Taen, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *Phys. Rev. B* **85**, 104512 (2012).

“Effects of particle irradiations on vortex states in iron-based superconductors”, T. Tamegai, T. Taen, H. Yagyuda, Y. Tsuchiya, S. Mohan, T. Taniguchi, Y. Nakajima, S. Okayasu, M. Sasase, H. Kitamura, T. Murakami, T. Kambara, and Y. Kanai, *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 084008 (2012).

“Anisotropies and homogeneities of superconducting properties in iron-platinum-arsenide $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_3\text{As}_8)(\text{Fe}_{1.79}\text{Pt}_{0.21}\text{As}_2)_5$ ”, Q.-P. Ding, Y. Tsuchiya, Yue Sun, T. Taen, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 114723 (2012).

“Annealing, acid, and alcoholic beverage effects on $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ ”, Y. Sun, T. Taen, Y. Tsuchiya, Z. X. Shi, and T. Tamegai, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 015015 (2013).

“High transport critical currents and magneto-optical imaging of textured $\text{Sr}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ superconducting tapes”, Y. Ma, C. Yao, X.-P. Zhang, H. Lin, D.-L. Wang, A. Matsumoto, H. Kumakura, Y. Tsuchiya, Y. Sun, and T. Tamegai, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 035011 (2013).

“Large, homogeneous, and isotropic critical current density in oxygen annealed $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ single crystal”, Y. Sun, T. Taen, Y. Tsuchiya, Q. P. Ding, S. Pyon, Z. X. Shi, and T. Tamegai *Appl. Phys. Express* **6**, 043101 (2013).

“Large transport J_c in Sn-added $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ tapes prepared by an *ex-situ* PIT method”, C. Wang, C. Yao, H. Lin, X. Zhang, Q. Zhang, D. Wang, Y. Ma, S. Awaji, K. Watanabe, Y. Tsuchiya, Y. Sun, and T. Tamegai, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 075017 (2013).

“Evolution of Superconductivity in $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ Annealed in Te Vapor”, Yue Sun, Y. Tsuchiya, T. Yamada, T. Taen, S. Pyon, Z. Shi, and T. Tamegai *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 093705 (2013).

Proceedings

“Visualization of vortices in finite superconducting network by magneto-optical imaging”, T. Tamegai, Y. Tsuchiya, and Y. Nakajima, *J. Phys. Conf. Ser.* **150**, 052265 (2009).

“Magneto-optical imaging of iron-oxypnictide $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ and SmFeAsO_{1-y} ” T. Tamegai, Y. Nakajima, Y. Tsuchiya, A. Iyo, K. Miyazawa, P. M. Shirage, H. Kito, and H. Eisaki, *Physica C* **469**, 915 (2009).

“Critical Current Densities and Vortex Dynamics in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ Single Crystals”, T. Tamegai, T. Taen, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, S. Okayasu, and M. Sasase, *J. Supercond. Novel Mag.* **23**, 605 (2010).

“Preferential Diagonal Penetration of Vortices into Square Superconducting Networks”, T. Tamegai, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Yamamoto, Y. Nakamura, J. S. Tsai, M. Hidaka, H. Terai, and Z. Wang, *Physica C* **470**, 734 (2010).

“Intergranular current in iron-oxypnictide superconductors”, T. Tamegai, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, Y. Kamihara, and H. Hosono, *Physica C* **470**, 993 (2010).

“Critical current densities and flux creep Rate in Co-Doped BaFe_2As_2 with columnar defects introduced by heavy-Ion irradiation”, Y. Nakajima, Y. Tsuchiya, T. Taen, H. Yagyuda, T. Tamegai, S. Okayasu, M. Sasase, H. Kitamura, and T. Murakami, *Physica C* **470**, 1103 (2010).

“Effects of heavy-ion irradiation on the vortex state in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ “ T. Tamegai, Y. Tsuchiya, T. Taen, Y. Nakajima, S. Okayasu, and M. Sasase, *Physica C* **470**, S360 (2010).

“ H^+ irradiation effect in Co-Doped BaFe_2As_2 single crystals”, Y. Nakajima, Y. Tsuchiya, T. Taen, T. Tamegai, H. Kitamura, and T. Murakami, *Physica C* **471**, 647-850 (2011).

“Investigation of flux turbulence in iron-based superconductors”, S. Mohan, T. Ishibashi, Y. Nakajima, Y. Tsuchiya, and T. Tamegai, *Physics Procedia* **27**, 100 (2012).

“Imaging of vortex penetration into superconducting square networks”, T. Tamegai, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, M. Hidaka, and S. Nagasawa, *Physica C* **478**, 24 (2012).

“Magneto-optical imaging of flux turbulence in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ crystals”, S. Mohan, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima and T. Tamegai *J. Phys. Conf. Ser.* **400**, 022076 (2012).

“FeSe superconducting tapes with a high critical current density fabricated by diffusion method”, Q. Ding, S. Mohan, T. Taen, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, and T. Tamegai, *J. Phys. Conf. Ser.* **400**, 022016 (2012)

“Magneto-optical characterization of iron-based superconducting wires and tapes”, T. Tamegai, Q. P. Ding, H. Inoue, T. Taen, Y. Tsuchiya, S. Mohan, Y. Sun, T. Prombood, and Y. Nakajima, *IEEE-Transactions on Applied Superconductivity* **23**, 7300304 (2013).

“Superconducting properties of iron-platinum-arsenides $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_n\text{As}_8)(\text{Fe}_{2-x}\text{Pt}_x\text{As}_2)_5$ ($n = 3, 4$)”, T. Tamegai, Q. P. Ding, T. Taen, F. Ohtake, H. Inoue, Y. Tsuchiya, S. Mohan, Y. Sun, Y. Nakajima, S. Pyon, and H. Kitamura, to be published in *Physica C*.

“Flux penetration into three-dimensional superconducting strip array”, S. Tada, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, S. Nagasawa, and M. Hidaka, to be published in *Physica C*.