

# 第 25 回渦糸物理国内会議

～超伝導体における渦糸状態の物理と応用(2017)～

アブストラクトブック

2017年11月27日-29日

沖縄科学技術大学院大学

(写真提供:OIST (OISTの夜明け))

## はじめに

渦糸物理国内会議も 25 回目を迎えました。節目となる 25 回目を沖縄科学技術大学院大学にて開くことになりました。氷上先生をはじめ、協力して頂いた皆様、および参加者の皆様に感謝いたします。

本会議では、渦糸物理に限らず、広く超伝導や量子凝縮体に関連した現象が取り上げられています。それは、超伝導研究の広がりを示すものと思います。南部陽一郎博士による自発的対称性の破れの概念は、超伝導研究から生まれたことからわかりますように、超伝導の概念は他分野の研究と密接に関連しています。例えば、素粒子論・宇宙論における知見が超伝導新現象の理解に役立つことがあり、またその逆もありえます。

近年は多種多様な超伝導物質が発見され、様々なエキゾチックな現象が発見されています。銅酸化物超伝導体、鉄系超伝導体、トポロジカル超伝導体など新たなカテゴリーの超伝導体も次々に発見されてきています。また、超高磁場用超伝導マグネットや量子コンピューターの開発など、超伝導応用も注目を集めています。2027 年開業予定のリニアモーターカーは超伝導の応用であることは多くの人に知られています。

超伝導研究はさらなる発展が期待できますが、そのためにも超伝導のより高いレベルの理解が必要となっています。今後の超伝導研究においては、新しいパラダイムを構築し、超伝導研究の新たな展開を目指すことが求められていると思います。それにより、超伝導という枠に収まらずに、新しい概念を提起し、最先端技術への応用にも革新をもたらすことになるかと期待できるでしょう。本会議が、そのような発展の一助となれば幸いです。

第 25 回渦糸物理国内会議 実行委員長  
柳澤 孝

# 組織

## 実行委員会

実行委員長

実行委員

産業技術総合研究所

沖縄科学技術大学院大学

大阪府立大学

柳澤孝

氷上忍

加藤勝

## 後援

国立研究開発法人産業技術総合研究所電子光技術研究部門

沖縄科学技術大学院大学

# 会場

沖縄科学技術大学院大学

〒904-0495 沖縄県国頭郡恩納村字谷茶 1919-1

メインキャンパス セミナールーム B250 (写真提供:OIST)



## 周辺図



11月27日

セッションA		超伝導 コスモロジー		座長：加藤勝（大阪府大）
14:00-14:05	A0	柳澤孝	産総研	開会の挨拶
14:05-14:30	A1	柳澤孝	産総研	自発的対称性の破れにおけるゆらぎのモードと超伝導
14:30-15:05	A2	菅原寛孝	OIST	超伝導と高エネルギー物理学（招待講演）
15:05-15:30	A3	為ヶ井強	東大院工	スプレー柱状欠陥を導入した鉄系超伝導体におけるピーク効果
15:30-15:45	A4	卞舜生	東大院工	(Ba,K)Fe <sub>2</sub> As <sub>2</sub> 超伝導HIP線材における臨界電流密度の焼成圧力および加工法依存性
15:45-16:00	A5	小川亮	東大院総合文化	鉄系超伝導体 FeSe <sub>1-x</sub> Tex 薄膜の混合状態に対する直流ホール効果測定
16:00-16:20		コーヒーブレイク		
セッションB		SQUID 顕微鏡と ナノ超伝導		座長：大熊哲（東工大）
16:20-16:45	B1	石田武和	大阪府大院 工	SQUID顕微鏡の開発
16:45-17:00	B2	林正彦	秋田大教育文化	走査型SQUID顕微鏡における画像解析の進展
17:00-17:15	B3	西寄照和	九産大理工	巨大ひずみ加工したバルクナノタンタルの磁気特性
17:15-17:30	B4	梅田政樹	大阪府大院 工	ナノ構造超伝導体における不純物が及ぼす転移温度への影響と、そのサイズ・形状依存性
19:00-∞		<b>懇親会</b>	あぐーの隠れ家	

11月28日

セッションC		トポロジーと新奇超伝導		座長：林正彦（秋田大）
09:00-9:35	C1	N.Shannon	OIST	An introduction to quantum spin nematics(招待講演)
09:35-10:00	C2	胡 晔	MANA、物材機構	Photonic Vortex and Topology
10:00-10:15	C3	野島勉	東北大金研	電場誘起2次元超伝導体における量子ゆらぎとGriffiths転移
10:15-10:40	C4	神田晶申	筑波大数理物質系	メゾスコピック超伝導体における渦糸状態操作の可能性
10:40-11:05	C5	小久保伸人	電通大	微小超伝導体の微細孔に誘起した磁束状態
11:05-11:20		コーヒーブレイク		

セッションD		新奇超伝導と渦		座長：西崙照和(九産大)
11:20-11:35	D1	吉澤俊介	物材機構	傾斜シリコン基板上インジウム原子層の超伝導
11:35-11:50	D2	市岡 優典	岡山大基礎研	傾斜磁場下の表面近くの渦糸状態
11:50-12:05	D3	福井臯丈	大阪府大院 工	カイラルな磁気構造が生み出す超伝導体中の渦糸状態
12:05-12:20	D4	黒澤範行	東京大総合文化	準古典理論によって得られる超流動ヘリウム3-B相における渦の解
12:20-12:35	D5	足立景亮	京都大理	準二次元系におけるBCS-BECクロスオーバー
12:35-13:35		昼食		

セッションE		ボルテクスマター		座長：市岡 優典（岡山大）
13:35-14:00	E1	西田信彦	原研先端基礎	第2種超伝導体渦糸ガラス相の走査トンネル顕微鏡による可視化
14:00-14:15	E2	大熊哲	東工大理	動的秩序化と無秩序化に伴う渦糸配置の変化
14:15-14:30	E3	家永紘一郎	東工大理	直流重畳による交流動的秩序化の抑制
14:30-14:45	E4	黒川穂高	東大総合文化	駆動状態の磁束フロー抵抗の周波数依存性
14:45-15:00	E5	正木祐輔	東大総合文化	準古典理論によるカイラルp波超伝導渦の帯電効果
15:00-15:15	E6	植木 輝	北大院 理	拡張アイレンバーガー方程式の三つの力の項による超伝導渦電荷
15:15-15:30	E7	大内 まり絵	北大院 理	拡張準古典方程式の妥当性
15:30-15:50		コーヒーブレイク		
15:50-18:00		ポスターセッション		座長：永井佑紀（原子力機構）

11月29日

セッションF		凝縮系物理とその応用		座長：柳澤孝（産総研）
09:00-09:35	F1	Yasha Neiman	OIST	Anomalous hydrodynamic transport - AdS/CFT informing condensed matter physics（招待講演）
09:35-09:50	F2	Yongcheng Jiang	筑波大数理物質 物材機構MANA	Vortices and topological edge states in honeycomb lattice with C6v hopping texture
09:50-10:15	F3	門脇和男	筑波大数理物質	高温超伝導体Bi22212系のTHz波発振の諸問題
10:15-10:30	F4	北野晴久	青山学院大理工	Bi系固有ジョセフソン接合の高次スイッチ事象におけるMQTとELQ
10:30-10:45	F5	Asem Elarabi	Kyoto University	Investigations of the polarization behavior of high-Tc superconducting terahertz emitters
10:45-11:00		コーヒーブレイク		
セッションG		渦糸とデバイス		座長：前田京剛（東大）
11:00-11:25	G1	高野義彦	物質材料研究機構	FeSe系鉄系超伝導体の微細組織と圧力効果
11:25-11:40	G2	馬渡 康德	産総研 電子光技術	渦糸運動を利用した超伝導三端子デバイスの理論
11:40-11:55	G3	永井佑紀	日本原子力研究開発機構	d波超伝導ナノアイランドにおける時間反転対称性の破れた相と渦糸・反渦糸
11:55-13:00		昼食		
セッションH		渦糸シミュレーション		座長：為ヶ井強（東大）
13:00-13:35	H1	岡田佳憲	OIST	トポロジカル結晶絶縁体のDirac電子
13:35-13:50	H2	小田部荘司	九工大院情報工	時間依存Ginzburg-Landau方程式を用いた異なるピンにおける超伝導体内の磁束線運動の解析
13:50-14:05	H3	藤田 憲生	大阪府大院工	ナノ構造超伝導複合体d-dot における半整数量子磁束—3次元モデルを用いた発生条件の解析—
14:05-14:20	H4	加藤勝	大阪府立大学	ナノ構造超伝導体中の渦糸融解現象
14:20-14:25	H5	柳澤孝	産総研	おわりに

## ポスター発表

- |     |      |               |  |
|-----|------|---------------|--|
| P1  | 林正彦  | 秋田大学教育文化      | 走査型SQUID顕微鏡における画像解析の進展   |
| P2  | 岡安悟  | 日本原子力研究開発機構   | スピンゼーベック素子の照射効果  |
| P3  | 一ノ倉聖 | 物質・材料研究機構     | ラッシュバ効果を持つ単原子層超伝導体における面内<br>臨界磁場の増大                              |
| P4  | 全伸幸  | 産総研ナノエレクトロニクス | 渦糸の直接捕捉による超高速超伝導ストリップ光子<br>検出器の開発                                |
| P5  | 東陽一  | 産総研           | 適度に清浄な超伝導体における磁束フロー抵抗率の<br>磁場初期勾配の準古典理論評価                        |
| P6  | 堤康雅  | 東京大 総合文化      | 単一磁束渦糸の交流電場応答  |
| P7  | 嶺村貴秀 | 東工大理          | 渦糸系におけるブロッキング現象  |
| P8  | 長村夏生 | 京都大院理         | エアロジェル中の超流動 $^3\text{He}$ のグラディエント項<br>-渦糸構造の安定性-                |
| P9  | 大井慎典 | 大阪府大院工        | 超伝導板における臨界状態：発熱の効果   |
| P10 | 小田向志 | 岡山大院自然科学      | 超伝導体 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ におけるスピン軌道相互作用を考<br>慮したパウリ常磁性対破壊効果 |



# アブストラクト

## 自発的対称性の破れにともなうゆらぎのモードと超伝導 Excitation Modes in Spontaneous Symmetry Breaking

産業技術総合研究所  
柳澤孝

自発的対称性の破れに伴い、南部・ゴールドストーンモード（ボソン）が現れる。自発的対称性の破れに伴い二次相転移が起こるならば、オーダーパラメーターの大きさのゆらぎとして、ヒッグスモード（ボソン）も存在する。

南部・ゴールドストーンボソンについては、多くの理論的な研究がある。例えば、波数  $k$  に対して、エネルギー分散が  $k$  について奇数べきであるか、偶数べきであるかによって、二つの型に分類されている [1-3]。

系がある対称性を持ち、連続変換群  $G$  の下で不変であるとし、変換の生成子を  $T_a$  と書く ( $a=1, \dots, N_G$ )。集合  $\{T_a\}$  は群  $G$  の生成子となる、すなわち  $G$  のリー環の基底となる ( $N_G$  は基底の数)。  $T_a$  による変換に対応する保存量を  $Q_a$  と書く。自発的対称性の破れない時は、基底状態は変換により不変となる、すなわち  $Q_a|0\rangle=0$ 。何か場  $A(x)$  があり、次が成り立つとする:  $\langle 0|[Q_a, A(x)]|0\rangle \neq 0$ 。この時、自発的に対称性が破れたと定義される[4,5]。しかし、この定義は形式的であり、非常にわかりにくい。

自発的対称性の破れをよりわかり易く考えてみよう。系の対称性と自発的に破れる対称性が決まれば、実は南部・ゴールドストーンボソンも決まるはずである。ここでは、フェルミ粒子系を考える。 $\{Q_a\}$  の中の一つ  $Q_m$  とフェルミオンの場  $\psi$  により、オーダーパラメーターが、  $\Delta = \langle \psi^\dagger T_m \psi \rangle$  と表わされるとすると、南部・ゴールドストーンボソンは、具体的に

$$\pi_a = i\psi^\dagger [T_a, T_m] \psi \quad (1)$$

と表わされる[6]。ここで、リー環の構造定数  $f_{abc}$  により、  $[T_a, T_b] = \sum_c f_{abc} T_c$  である。南部・ゴールドストーンボソンの表式が得られたので、グリーン関数等の計算により、励起モードの計算ができる。また、ヒッグスボソンは、  $h = \psi^\dagger T_m \psi$  と表される。

### 参考文献

- [1] H. B. Nielsen and S. Chadha, Nucl. Phys. B105, 445 (1976).
- [2] H. Watanabe and H. Watanabe, Phys. Rev. Lett. 108, 251602 (2012).
- [3] Y. Hidaka, Phys. Rev. Lett. 110, 091601 (2013).
- [4] 九後汰一郎『ゲージ場の量子論 II』(培風館)。
- [5] 大貫義郎『場の量子論』(岩波書店)。
- [6] T. Yanagisawa, J. Phys. Soc. Jpn. 86, 104711 (2017).

A2

## 超伝導と高エネルギー物理学

沖縄科学技術大学院大学

菅原寛孝

1. 超伝導理論として有名な BCS 理論を高エネルギー物理に応用したのが南部理論であり、対称性の自発的破れと超伝導状態との関係を洞察することにより、その後の高エネルギー物理学に大きな影響を与えた。
2. 超伝導磁石、超伝導空洞は現代の高エネルギー実験にとって欠くべからざる技術であり将来ますますその重要性はますますであろう。

## スプレー柱状欠陥を導入した鉄系超伝導体におけるピーク効果

東大院工<sup>A</sup>、理研<sup>B</sup>、原子力機構<sup>C</sup>、電中研<sup>D</sup>  
 為ヶ井 強<sup>A</sup>、伊藤 望<sup>A</sup>、卞 舜生<sup>A</sup>、神原 正<sup>B</sup>、岡安 悟<sup>C</sup>、一瀬 中<sup>D</sup>

重イオン照射により柱状欠陥(CD)を導入することにより、臨界電流密度( $J_c$ )を増強できる[1]。我々は、鉄系超伝導体においても、CDが $J_c$ 増強に有効であることを示してきた[2, 3]。一方、理論的には、CDの方向を分散(スプレー)させることにより、更なる $J_c$ の増大が予想されており[4]、銅酸化物高温超伝導体・鉄系超伝導体において、実験的に実証されている[5, 6]。このときの最適なスプレー角は、スプレーCD間を跨ぐ磁束キングの長さの変化による運動の抑制具合いと、磁束が外部磁場方向から傾くことによるエネルギーの損失から決まり、実験的には $\pm 5^\circ$ 程度である。

本講演では、代表的な122系鉄系超伝導体の $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ と $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ におけるCDのスプレーによる $J_c$ への効果を比較する。CDは2.6 GeVのUイオンにより生成した。既に報告しているように $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ ( $B_\phi=8$  T)においては、高温で $\theta_{\text{CD}} \sim \pm 15\text{--}20^\circ$ の試料において $\sim 1/3 B_\phi$ で $J_c$ の異常な増大が見られる(左図)[6]。一方、同程度の高温においても $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ ( $B_\phi=8$  T)では、スプレー角によらず $J_c$ は磁場と共に単調に減少するのみである(右図)。このような違いの原因を、生成された欠陥の構造と絡めて議論する。また、異なるイオン種・エネルギーの場合との比較も行う。

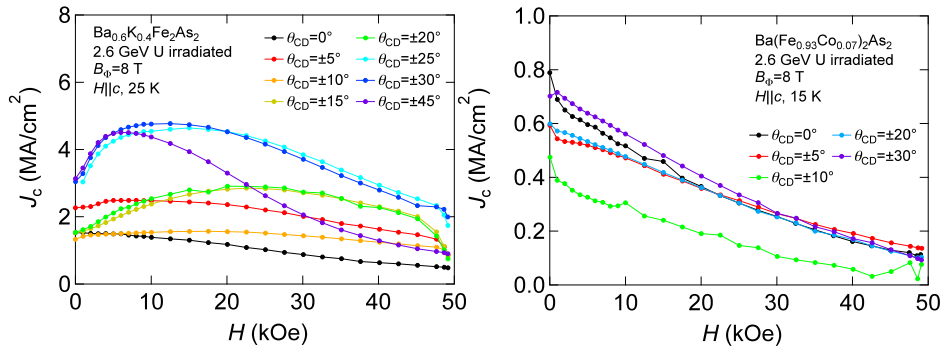


図 スプレー柱状欠陥を導入した $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ と $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ における $J_c$ - $H$ 特性。

- [1] L. Civale *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67**, 648 (1991).
- [2] Y. Nakajima *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 012510 (2009).
- [3] T. Tamegai *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **25**, 084008 (2012).
- [4] T. Hwa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3545 (1993).
- [5] L. Krusin-Elbaum *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 2563 (1996).
- [6] A. Park *et al.*, Physica C **530**, 58 (2016).

## (Ba,K)Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 超伝導 HIP 線材における臨界電流密度の 焼成圧力および加工法依存性

東大院工<sup>1</sup>、量研機構<sup>2</sup>、東北大金研<sup>3</sup>

卞 舜生<sup>1</sup>、諏訪 貴洋<sup>1</sup>、為ヶ井 強<sup>1</sup>、

高野 克敏<sup>2</sup>、梶谷 秀樹<sup>2</sup>、小泉 徳潔<sup>2</sup>、淡路 智<sup>3</sup>

鉄系超伝導体は異方性が小さく高磁場においても高い臨界電流密度( $J_c$ )を保つため、高磁場マグネット用の次世代超伝導線材の候補として研究が進められている[1]。線材の $J_c$ はテープ化や一軸プレス、熱間等方加圧(HIP)などの線材焼成・成形条件に強く依存する。今回我々は、コア形状が変わるような異なる伸線方法と焼成圧力が、Cu/Ag 二重シース(Ba,K)Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 線材の $J_c$ や他の特性に強く影響することを報告する。複数の手法で伸線した線材を様々な圧力でHIP処理し、それらの $J_c$ を評価した結果を以下に示す。左下図に示したように、伸線過程でダイスを用いたDrawing過程を導入した結果、昨年我々が報告したローラーによるRolling過程のみで作製したHIP線材の $J_c$ (100 kOe)の最高記録[2]の2倍を達成した。また右下図に示したように、90気圧で熱処理したHIP線材ではロータリースウェージャーによるSwaging過程を導入した線材は、Drawing過程を導入した線材と同様にRolling過程のみの線材よりも高い $J_c$ を示した。さらに同じDrawingした線材のうち、加熱処理圧力が1700気圧とより高い方が $J_c$ が高くなった。当日は、 $J_c$ 以外の特性に対する加工条件と焼成圧力依存性を含めた詳細を述べる。

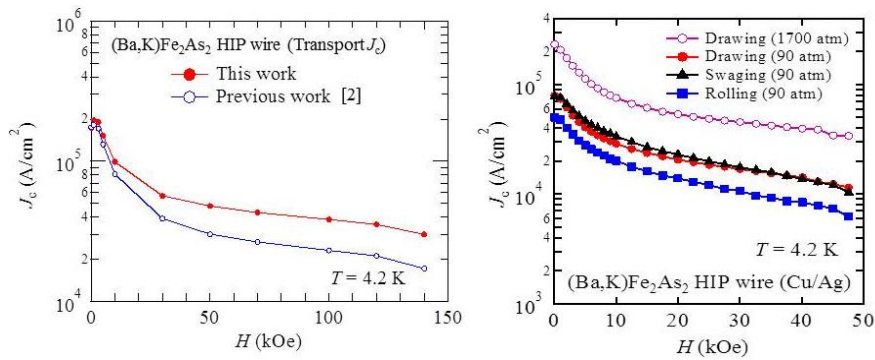


図 (Ba,K)Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 線材の $J_c$ の磁場依存性。(左図)transport  $J_c$ の昨年[2]と今年の最高記録。  
(右図)作製条件が異なるいくつかの線材の magnetic  $J_c$ 。

[1] Y. Ma, Supercond. Sci. Technol. **25**, 113001 (2012).

[2] S. Pyon *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **29** 115002 (2016).

## 鉄系超伝導体 $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ 薄膜の混合状態に対する直流ホール効果測定

東大院総合

小川 亮, 石川 智也, 川合 将敬, 鍋島 冬樹, 前田 京剛

第2種超伝導体における混合状態での Hall 抵抗の符号は、V や Nb[1]などの従来型超伝導体や一部の高温超伝導体において、常伝導状態の符号と異なることが知られている。また、鉄系超伝導体  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  に対しても Hall 抵抗の測定がおこなわれ、超伝導転移温度近傍において符号反転が起こることが報告されている[2]。さらに、 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  といった一部の銅酸化物超伝導体では、Hall 抵抗の符号が2重反転するということが知られている[3]。常伝導状態での Hall 効果はフェルミ面上での電子構造に依存しており、一方で、超伝導状態での Hall 効果は渦糸の運動と関係していると考えられるが、このような変則的な Hall 抵抗の振る舞いは、Bardeen-Stephen モデル[4]などの基本的な渦糸の運動モデルでは明らかに説明することができない。これまでに、符号反転を説明しようとする理論的な試みがなされており、その原因として、渦糸のピン止めの影響[5]、超伝導ゆらぎの影響[6]、渦糸芯の帯電効果[7]など様々なものが挙げられている。しかしながら、なぜ符号反転が起こるのかということに対するコンセンサスは、未だに得られていない。

本研究では、この問題を明らかにするために、鉄系超伝導体  $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$  薄膜を対象として超伝導転移温度近傍で直流 Hall 効果の測定を行い、混合状態での Hall 効果の組成依存性やピン止めの影響を調べた。測定の結果、 $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$  において Hall 抵抗の符号反転が観測されたが、 $\text{FeSe}_{0.8}\text{Te}_{0.2}$  では符号反転は見られなかった(図1)。これらの結果は Hall 抵抗の振る舞いに対するピン止めの影響を示唆している。当日は、測定の詳細と、Hall 抵抗の振る舞いに対するピン止めなどの影響を分析した結果を報告する。

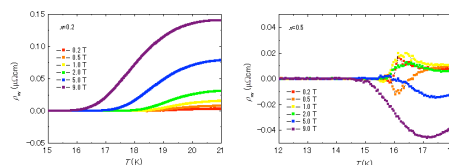


図1. Hall 抵抗率の温度依存性  $x=0.2$  (左),  $x=0.5$  (右).

- [1] M. Galffy and E. Zirngiebl, Solid State Commun. 68, 929 (1988).
- [2] L. M. Wang, et al., Phys. Rev. B 83, 134506 (2011).
- [3] S.J. Hagen, C.J. Lobb, and R.L. Greene, Phys. Rev. B 43, 6246 (1991).
- [4] J. Bardeen and M. J. Stephen, Phys. Rev. 140, A1197 (1965).
- [5] N. B. Kopnin and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 83, 4864 (1999).
- [6] H. Fukuyama, H. Ebisawa, and T. Tsuzuki, Prog. Theor. Phys. 46, 1028 (1971).
- [7] D. I. Khomskii and A. Freimuth, Phys. Rev. Lett. 75, 1384 (1995).

## SQUID 顕微鏡の開発

## Development of novel SQUID microscopy

Takekazu Ishida,<sup>1,2</sup> Vu The Dang<sup>1,3</sup>, Masaki Toji<sup>1</sup>, Atsuki Ito<sup>1</sup>, Yoshitsugu Ninomiya<sup>1</sup>,  
Shigeyuki Miyajima<sup>4</sup>, Ho Thanh Huy<sup>1,3</sup>, Hiroaki Shishido<sup>1,2</sup>, Masaru Kato<sup>2,5</sup>,  
Mutsuo Hidaka<sup>6</sup>, Masahiko Hayashi<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics and Electronics, Osaka Prefecture University, Sakai 599-8531, Japan

<sup>2</sup> NanoSquare Research Institute, Osaka Prefecture University, Sakai 599-8531, Japan

<sup>3</sup> University of Sciences, Vietnam National University HCMC, Ho Chi Minh, Viet Nam

<sup>4</sup> National Institute of Information and Communications Technology, Kobe, Hyogo, 651-2492, Japan

<sup>5</sup> Department of Mathematical Sciences, Osaka Prefecture University, Sakai 599-8531, Japan

<sup>6</sup> National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Tsukuba 305-8568, Japan

<sup>7</sup> Faculty of Education and Human Studies, Akita University, Akita 010-8502, Japan

Studying vortices in a restricted superconducting geometry down to material parameters is a fertile field of exotic vortex states as a consequence of competing interaction among crowded vortices and the boundary. A pick-up coil in SQUID microscope scans in the  $XY$  plane to observe vortices in Pacman-shaped plates, where the configurations agreed with the predictions from the nonlinear Ginzburg-Landau (GL) calculations. We found that vortex penetration always tries to eliminate the influence of weak pinning so as to adapt with symmetric geometry of Pacman due to boundary confinement and vortex-vortex interaction [1, 2]. Our conventional SQUID microscope (Seiko Inc.) was not often able to observe the boundary confinement clearly in such as small Pacman plate. Recently, we started to develop a scanning SQUID vector microscope equipped with a vector pickup

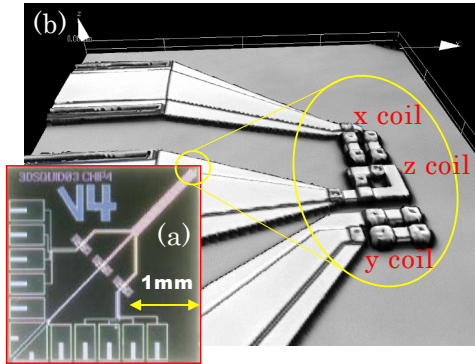


Fig. 1. Photograph of a vector SQUID sensor

coil (Fig. 1), which was fabricated by the use of the Nb multi-layer fabrication process of the CRAVITY superconductive foundry (AIST). The new microscopy intends to achieve high sensitivity in magnetic field and high spatial resolution in vector field mapping [3]. We placed the position of three pickup coils along a single parallel line to sample surface. This is to keep them at the same height from the surface during scanning. In addition, a distance between X coil and Z coil and a distance between Y coil and Z coil are the same at the integral multiple of a scanning step to ensure easier image processing [4] (Fig.1b). We designed the SQUID readout circuit by using a gradiometer structure to reduce the influence of environment noise in a vector scanning SQUID sensor, where a pickup coil is either in a single turn or in a multiple-turn coil (see Fig. 1(b)). Scanning vector SQUID microscopy is under

construction by using a 3-channel SQUID readout circuit (Magnicon Inc.), an XYZ piezo-driven scanner (Attocube Inc.), and a Gifford-McMahon cryocooler (Sumitomo Inc.). We confirmed that the voltage outputs from the SQUID readout circuit are in good agreement with the profile of the output ( $V-\Phi$ ) characteristics of the SQUID sensor. We obtained the first images of vortex in a  $\text{Mo}_{80}\text{Ge}_{20}$  thin film successfully obtained by using our own SQUID sensor in our SQUID system.

This work was partially supported by Grant-in-Aid from JSPS and MEXT (No. 25600018, No. 26820130, No. 26800192, No. 23226019, No. 15K13979) from Japan Society for the Promotion of Science (JSPS).

- References**
- [1] Pacman is the logo originally created by Namco Inc.
  - [2] Vu The Dang, Ho Thanh Huy, Hitoshi Matsumoto, Hiroki Miyoshi, Shigeyuki Miyajima, Hiroaki Shishido, Masaru Kato, Takekazu Ishida, Physics Procedia, 81, 93-96 (2016).
  - [3] S. Miyajima, T. Okamoto, H. Matsumoto, H. T. Huy, M. Hayashi, M. Maezawa, M. Hidaka, and T. Ishida, "Vector Pickup System Customized for Scanning SQUID Microscopy," IEEE Trans on Supercond., 25(3), Art. ID. 1600704 (2015).
  - [4] M. Hayashi, H. Ebisawa, H. T. Huy, and T. Ishida, "Complete tailor-made inverse filter for image processing of scanning SQUID microscope" Appl. Phys. Lett. 100, 182601 (2012).

## 走査型 SQUID 顕微鏡における画像解析の進展

秋田大学教育文化学部

林 正彦

走査型 SQUID 顕微鏡は、電流や磁場の空間分布を測定し、可視化するための最も高感度な装置であり、超伝導渦糸、異方的超伝導やスピントロニクスへの応用が期待できる。従来の装置は、センサー・コイルのサイズをマイクロン以下にすることが難しい等の理由で、解像度が制限されていたが、著者らはコイルの周辺の磁場に対するコイル自体の超伝導による反磁性の影響やコイルの形状を考慮して、数値的な画像処理を行い、コイルサイズよりも高解像度の測定を実現する逆変換フィルターの研究を行ってきた [1]。最近、大阪府大の石田グループによって 3 次元の構造を持つセンサー・コイルが開発されており、それをを用いた実験も進んでいる [2]。

従来の逆変換フィルターはコイルが平面的であると仮定して解析を行ってきたが、本講演では一般的に 3 次元の構造を持つコイルについて、逆変換フィルターを構成する数学的な方法について議論する。逆変換フィルターの構成のためには、コイルの反磁性の影響を正確に評価する必要がある。われわれは離散化された 3 次元空間の中にコイルをバイナリー・データ化（すなわち“1”，“0”で表現）した。各セルの反磁性磁化は、コイル本体内部（超伝導と仮定）が完全反磁性（つまり磁場ゼロ）となるような条件から決定できる。このことは、数学的には行列の特異値分解を用いて実現できることが分かった。現実の 3 次元コイルは、その複雑性やデータ容量の大きさから、解析が出来ていないが、ここでは簡単な 3 次元構造を仮定して解析を行った結果について報告する予定である。

### 引用文献

- [1] M. Hayashi, H. Ebisawa, H. T. Huy, and T. Ishida, *Appl. Phys. Lett.* **100** (2012) 182601.
- [2] V. T. Dang, M. Toji, H. T. Huy, S. Miyajima, H. Shishido, M. Hidaka, M. Hayashi and T. Ishida, *Journal of Physics: Conf. Series* **871** (2017) 012075.



## 巨大ひずみ加工したバルクナノタantalの磁気特性

九産大理工, 九大院工<sup>A</sup>, 九大 I2CNER<sup>B</sup>, 富山大工<sup>C</sup>, 東北大金研<sup>D</sup>  
 西寄照和, 松崎陽平, K. Edalati<sup>A,B</sup>, 李昇原<sup>C</sup>, 堀田善治<sup>A,B</sup>, 阿久根忠博,  
 坂本進洋, 野島 勉<sup>D</sup>, 井口 敏<sup>D</sup>, 佐々木孝彦<sup>D</sup>

バルクナノメタルは巨大ひずみ加工をバルク状の金属材料に適用することで、結晶粒径をナノレベルに微細化できるためナノ構造の超伝導特性を調べることができる。本研究では、高圧ねじり加工 (High-Pressure Torsion) によって作製された Ta (HPT-Ta, 回転数  $N = 0, 1/2, 2, 5, 10, 20, 50$ ) の磁化特性を測定し、臨界磁場や臨界電流密度  $J_c$  の変化を調べた。

図 1(a) に HPT-Ta の臨界磁場の温度依存性を示す。加工前の Ta ( $N = 0$ ) では、初期磁化特性が鋭く転移し第 I 種超伝導体の特徴を示すことから熱力学的臨界磁場  $H_c$  を定義した。これに対し、 $N \geq 1/2$  では磁化曲線がブロードになり、得られた下部臨界磁場  $H_{c1}$  と上部臨界磁場  $H_{c2}$  は、それぞれ、 $H_c$  の低磁場側と高磁場側に位置するという第 II 種超伝導体の特徴を示した。 $N$  に対する  $H_{c1}$  の変化は小さいものの  $H_{c2}$  は目立って増大することから、HPT 加工によって磁場進入長  $\lambda$  の変化は小さくコヒーレンス長  $\xi$  が短くなることが分かった。図 1(b) に磁化ヒステリシス曲線幅  $\Delta M$  を示す。第 II 種超伝導体の臨界状態では  $\Delta M \propto J_c$  であるため、巨大ひずみにより導入された微細結晶粒や格子欠陥によって超伝導特性が第 II 種化するとともに磁束ピン止め特性も増加することが分かった。不純物を添加せずにひずみの導入だけで第 I 種超伝導体を第 II 種超伝導体にするのは珍しい例であり、巨大ひずみ加工の特徴である。

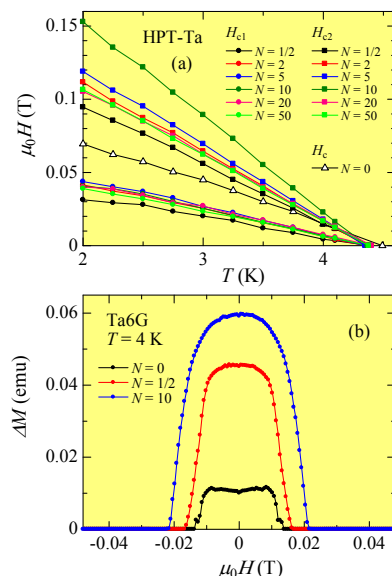


図 1(a) HPT-Ta の臨界磁場の温度依存性。1(b)  $T = 4\text{K}$  における磁化ヒステリシス幅  $\Delta M$  (同じ試料サイズで比較)。

ナノ構造超伝導体における不純物が及ぼす転移温度への影響：  
サイズ・形状依存性

大阪府立大学工学研究科  
梅田 政樹、加藤 勝

超伝導体には、それぞれ物質によって異なった転移温度がある。しかし、ナノ構造超伝導体では、大きさや形状によって転移温度が変化する[1]。西崎は高圧ねじり加工によって、バルクのNbの中にナノ構造を作り、転移温度が上昇することを実験的に示した。しかし、バルクのVに対して高圧ねじり加工を行ったところ、転移温度が減少した。このことについて、西崎はバルクのVに含まれていた不純物の効果によって転移温度が減少したと議論を行なっている[2]。

我々は、ナノ構造超伝導体の転移温度へ及ぼす、サイズ、形状、不純物の影響と、そのメカニズムについて、シミュレーションを用いて、理論・計算的に研究している。以前の研究では、有限要素法[3]を用いてGor'kov方程式を解くことで、サイズ・形状・不純物効果が及ぼすナノ構造超伝導体の転移温度への影響について調べた。その結果、系のサイズを小さくするにつれて転移温度が振動しながら上昇し、また細長い超伝導体ほど転移温度が高くなることを明らかにした[4]。今回の発表では、以下に記した、不純物効果を実空間におけるランダムなポテンシャルとして計算に取り入れたBogoliubov-de Gennes方程式を、有限要素法を用いて解くことで、不純物が転移温度へ与える影響を明らかにし、その不純物効果のサイズ、形状効果についての議論を行う。

$$\begin{aligned} \sum_j P_{ij}^e u_j^e + \sum_j Q_{ij}^e(\Delta) v_j^e &= E \sum_j I_{ij}^e u_j^e \\ -\sum_j P_{ij}^e v_j^e + \sum_j Q_{ij}^{e*}(\Delta) u_j^e &= E \sum_j I_{ij}^e v_j^e \end{aligned} \quad \left( \begin{array}{l} P_{ij} = \frac{1}{2k_F \xi} \sum_{\alpha} K_{ij}^{\alpha\alpha} + \sum_{i_1} I_{i_1 j}^e V_{imp i_1}^e - \mu I_{ij}^e \\ Q_{ij} = \sum_{i_1} \Delta_{i_1}^e I_{i_1 j}^e \end{array} \right)$$

ただし、 $V_{imp i_1}^e$  は空間分布したランダムな不純物ポテンシャルの有限要素法の節点での値である。

引用(参照)文献

- [1] H. Suematsu, M. Kato and T. Ishida, J. Phys.: Conf. Ser. 150 (2009) 052250.
- [2] 西崎照和 第21回渦糸国内会議14A2-4
- [3] M. Kato, T. Ishida, T. Koyama, M. Machida. Superconductors-Materials, Properties and Applications. InTech. (2012)319
- [4] M. Umeda, M. Kato, O.Sato IEEE Trans. Appl. Supercond. 26 (2016) 8600104

**An introduction to quantum spin nematics**

OIST

Nic Shannon

Liquid crystals, in which molecules align to break rotational symmetries of space - without at the same time breaking translational symmetries - are ubiquitous in nature, and form the basis for many modern display technologies.

The idea that a quantum magnet might also act like a liquid crystal, breaking spin-rotation symmetry without breaking time-reversal symmetry, holds an abiding fascination.

In this talk we explore some of the progress which has been made in understanding such “quantum spin nematic” states, addressing the questions : what are they, where should you look, and how would you know if you’d found one ?

We pay particular attention to the case of spin-nematic states stabilised by applied magnetic field, which arise through the condensation of bound pairs of magnons, analogous to the Cooper pairs in superconductors.

## 電場誘起 2次元超伝導体における量子ゆらぎと Griffiths 転移

東北大金研<sup>A</sup>, 東大院工<sup>B</sup>, 理研 CEMS<sup>C</sup>  
野島 勉<sup>A</sup>, 斎藤 優<sup>B</sup>, 岩佐 義宏<sup>B,C</sup>

近年の薄膜・デバイス作製技術の進歩により、電気二重層界面、酸化物ヘテロ界面、MBE 法や機械剥離法による単原子層膜等において、極限的薄さ（1～数ユニットセル厚さ）と高い結晶性を合わせ持つ新しいタイプの超伝導体が創出されている。これらは「高結晶性 2次元超伝導体」と呼ばれ、従来型の金属薄膜にはない新規物性を示す系として期待されている[1]。このような究極的な 2次元超伝導に迫る手法の一つとして、我々は電気二重層トランジスタ（EDLT）を取り上げ、そこで発現する電界誘起 2次元超伝導を研究してきた[2,3]。

2次元超伝導体の示す顕著な物理現象として、低温での面直磁場中で起こる、量子相転移が挙げられる。アモルファス薄膜等に代表される dirty な系では、ある臨界磁場  $B_c$  と臨界面抵抗  $R_c$ （多くの場合数  $k\Omega$ ）で特徴付けられる超伝導体-絶縁体（S-I）転移が起こり、転移近傍での面抵抗の温度・磁場依存性は一定の臨界指数  $\nu$  を用いたスケーリング則によって整理できることが良く知られている。一方、clean な系での磁場中転移が同様な S-I 転移のスキームで記述できるかどうかは、それほど明らかではない。本研究では、超伝導転移直上の面抵抗  $R$  が 100-300  $\Omega$  と比較的小さい ZrNCl 及び MoS<sub>2</sub> 単結晶薄膜の EDLT を用いて、広い温度・磁場範囲における詳細な電気抵抗転移を測定することにより、低温・強磁場中での超伝導転移の性質を詳細に測定した。その結果、両試料に共通して、超伝導揺らぎを特徴付けるオンセット抵抗  $R_c$  と磁場  $B_c$  が  $(R(B)$ 等温曲線の交点における抵抗と磁場) が温度の減少とともに、ある温度で急激に上昇する特異なふるまいを観測した。さらに  $R(B)$  等温曲線を各  $B_c$  の周辺で、有限サイズスケーリングを用いて整理することにより、臨界指数  $\nu$  が絶対 0 度における臨界磁場  $B_c(0)$  に向けて発散する新たなタイプ（これまでと違ったユニバサリークラス）の量子相現象（量子 Griffiths 転移）を見出した。講演では超伝導ゆらぎから量子相転移まで含めた包括的な温度磁場相図を議論する。

[1] Y. Saito, T. Nojima and Y. Iwasa, Nat.Rev. Mater. 2 (2017) 16094.

[2] Y. Saito *et al.* Science 350, 409 (2015).

[3] Y. Saito *et al.* Nat. Phys.12, 144 (2016).

## メゾスコピック超伝導体における渦糸状態操作の可能性

筑波大数理物質、秋田大教育文化<sup>1</sup>

神田 晶申、友利 ひかり、矢部 大輔、星 直樹、林正彦<sup>1</sup>

サイズがミクロン程度の超伝導体であるメゾスコピック超伝導体では、渦糸の個数は制限され、少数渦糸系が実現する。ここでは、渦糸の配置は渦糸間の相互作用だけでなく、渦糸と試料端の相互作用にも依存する。その結果、巨大渦糸状態 (GVS)、多重渦糸状態 (MVS) といった多彩な渦糸状態が出現する。

我々は、微小トンネル接合法という独自の方法を用いて、以前、巨大渦糸状態の観測に成功した[1]。同時に、磁場誘起の渦糸侵入・排出、一定渦度の GVS-MVS 間転移、異なる MVS 間転移を観測し、渦糸状態の安定性と試料形状の関係を明らかにした。さらに後年、超伝導体に局所電流を注入することにより、電流誘起の渦糸侵入・排出、一定渦度の GVS-MVS 間転移、異なる MVS 間転移を観測した[2]。局所電流注入 (図 1 (a)) は、各渦糸状態のエネルギーを上下することに対応し (図 1 (b))、ポテンシャルの凹みが十分に小さくなったときに転移が起こると理解できる。注入電流を三角波状に変化させたときの渦糸状態間転移の検出例を図 1 (c) に示す。

これらの少数渦糸系の実験で用いられた超伝導物質の蒸着膜では、表面の凹凸に起因する渦糸のランダムなトラップが起こるので、渦糸状態の制御性には限界がある。一方、近年グラフェン等の原子層物質で培われた剥離技術を用いて得られる層状超伝導体の原子層膜は、原子オーダーで膜厚が均一であり、乱れの影響のない超伝導転移が報告されており、渦糸状態操作に新しい展開をもたらす可能性がある。本講演では、これまでの研究と今後の展開について議論する。

[1] A. Kanda *et al.*, PRL **93**, 257002 (2004). [2] M.V. Milosevic, *et al.*, PRL **103**, 217003 (2009).

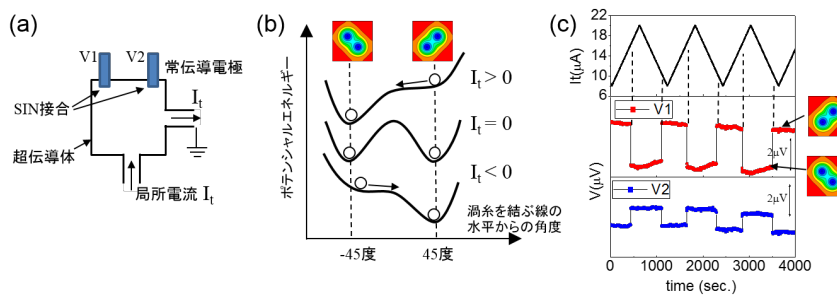


図 1 : 正方形超伝導薄膜における、局所電流  $I_t$  による MVS 間の 2 状態間転移。(a) 微小トンネル接合法に用いる試料の概略図。(b) 局所電流注入によるエネルギー変化の様子。(c) 注入電流を三角波状に変化させたときの 2 つの微小トンネル接合の電圧の変化。

### 微小超伝導体の微細孔に誘起した磁束状態

電気通信大学情報理工学研究科<sup>1</sup>, 日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター<sup>2</sup>,  
東北大学金属材料研究所<sup>3</sup>  
小久保伸人<sup>1</sup>, 岡安悟<sup>2</sup>, 野島勉<sup>3</sup>, 佐々木孝彦<sup>3</sup>

小さな超伝導体に閉じ込めた渦糸は、形状による閉じ込めと渦糸間の斥力相互作用との競合により形状やサイズに依存した微小系特有な渦糸状態を形成する[1-6]。超伝導体の形状にしたがう同心状の殻構造はその典型例であり、メンデレーエフの周期律表に似た周期的な充填規則が現れる[4, 5]。

閉じ込めが強くはたらく極小領域になると、さらに個々の渦糸に変化が現れる。複数の渦糸が統合した巨大渦や対称性誘起の反渦の出現は最も興味ある渦糸状態である。しかし、コヒーレンス長程度の極めて小さな試料サイズが必要となるため、これまで主に理論的な考察に留まり、直接観測は困難であった。

一方、巨大渦や反渦状態は、それらの準安定状態との自由エネルギーの比較から、ピン止めの導入で安定化（極小領域まで試料サイズを抑えなくても出現）する可能性がある。そこで我々は、これまで進めてきたミクロンサイズのアモルファス微小超伝導体に微細孔を導入し、孔を貫く磁束（フラクソイド）に巨大渦や反渦状態に相当する磁束状態が現れるかどうかを調べた[4, 5]。具体的には、正方形試料に1~5つの微細孔を対称な位置に導入し、その磁束状態を走査 SQUID 磁気顕微鏡で観察した。その結果、複数の磁束量子が同じ孔に侵入した多重磁束を観測することに成功し、微細孔の間隔に依存した安定・準安定な配列状態が現れることを統計的（度数分布）に見出した。さらに最近、孔の配置を変え、磁束ピン止めと磁場の履歴効果とを巧みに用いたところ、反磁束を伴う磁束状態を観測できるようになってきた。講演では、最近、進めている三角形試料で得られた反渦状態の結果も含めて紹介したい。

[1] N. Kokubo, et al., Phys. Rev. B 82, 014501 (2010).

[2] N. Kokubo, et al., J. Phys. Soc. Jpn 83, 083704 (2014)

[3] N. Kokubo, et al., J. Phys.Soc. Jpn. 84, 043704 (2015)

[4] 小久保伸人, 固体物理, **594**, No.8, 437 (2015).

[5] N. Kokubo, et al., in Multi-Vortex States in Mesoscopic Superconductors (Chapter 3), The Oxford Handbook of Small Superconductors, edited by A. V. Narlikar, (Oxford University Press, United Kindam), 81-107 (2017)

[6] L. F. Chibotaru, et al., Nature 408, 833 (2000).

## 傾斜シリコン基板上インジウム原子層の超伝導

物質・材料研究機構

吉澤俊介、鷺坂恵介、藤田大介、内橋隆

シリコンやゲルマニウムなどの半導体基板上に 1-2 層の金属を蒸着すると、基板と金属の組み合わせ、蒸着量、熱処理温度に依存して、特有の周期構造をもった再構成表面が作られる。そのような表面のなかで、金属的な表面状態をもち、極低温で超伝導転移を示すものが見つかってきている[1]。

Si(111)-( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In 再構成表面は、約 3 K で超伝導転移する[2]。その結晶構造は Si(111)表面に In の四角格子を 2 枚重ねた格好をしている。超伝導状態はこの In 原子層で発現していると考えられ、表面欠陥や吸着物の影響を敏感に受ける[3,4]。例えば、表面には単原子高さのステップ構造が存在しており、走査トンネル顕微鏡 (STM) で量子渦を観察すると、ステップに侵入した量子渦はジョセフソン渦に似た特徴を持っていることがわかる[3,5]。

このことは、超伝導電流密度がステップで制限されていることを示している。

ステップが形成される間隔は、基板の切り出し角度 (ミスカット角) によって変えることができる。このことを利用して、超伝導特性に異方性を持たせたり、ステップに入る量子渦の割合を変えてその動きやすさを制御したりできる可能性がある。そこで、ミスカット角  $0^\circ$ 、 $0.5^\circ$ 、 $1.1^\circ$  の Si(111) 基板上に ( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In を作り、磁場中電気抵抗測定により超伝導特性を調べたので、その結果を報告する。極低温 STM 測定も進めており (図 1)、併せて紹介する。

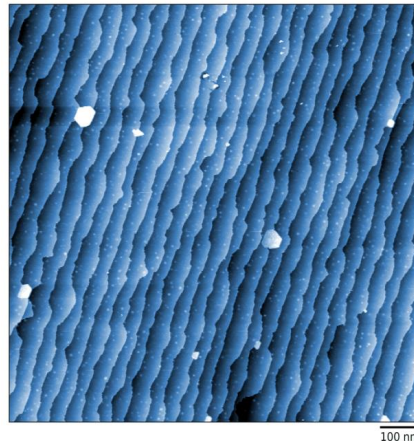


図 1: ミスカット角  $0.5^\circ$  の Si(111) 基板上に作製した ( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In 表面の STM 像。

- [1] T. Uchihashi, *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 013002 (2017).
- [2] T. Uchihashi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 207001 (2011).
- [3] S. Yoshizawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 247004 (2014).
- [4] S. Yoshizawa *et al.*, *Nano Lett.* **17**, 2287 (2017).
- [5] T. Kawakami *et al.*, *J. Phys. Conf. Ser.* **568**, 022022 (2014).

## 傾斜磁場下の表面近くの渦糸状態

岡山大学 異分野基礎科学研究所  
市岡 優典

第2種超伝導体の渦糸状態においては、渦糸芯領域に低エネルギー束縛電子状態が局在しており、STM実験による観測で渦糸まわりの局所電子状態が観測されている。理論研究では Eilenberger 理論や Bogoliubov-de Gennes 理論などで渦糸電子状態の計算がされているが、その結果から、渦糸電子状態の空間構造を注意深く調べるにより、超伝導異方性やフェルミ面構造などの情報が得られることが知られている。このような研究はこれまで、主に、STM測定を行う超伝導体表面に垂直に磁場をかけた場合について行われてきた。この磁場を表面から傾けた角度にかけた場合(下図)に渦糸電子状態がどのように変化するかも興味深い研究課題と言えるが、STM実験では傾斜磁場下の渦糸電子状態が観測されている[1,2]。その結果、NbSe<sub>2</sub>での星型のSTM渦糸像が磁場を傾けることにより変形する様子が報告されており[1]、また、表面近くでの渦糸線の曲がりも示唆されている[2]。

本研究では、このSTM観測に対応した傾斜磁場下での渦糸状態についての理論計算を Eilenberger 理論で実施した。表面近くの渦糸線の曲がりを考察するため、表面を含む3次元空間での渦糸構造を渦糸格子状態で計算し、表面で準粒子が鏡面反射するという境界条件を用いた。まずは、松原振動数での計算で、超伝導秩序変数と準古典グリーン関数をセルフコンシステントに決定し、その秩序変数のもとで実エネルギーでの局所状態密度の空間構造を計算した。NbSe<sub>2</sub>での星型の渦糸電子状態を扱うためには、林らの研究[3]で考慮した超伝導異方性を考慮した。このような計算をして得られた傾斜磁場下の表面近くの渦糸状態と局所電子状態の空間構造の特徴について報告したい。

### 参考文献

- [1] H. F. Hess, *et al.*, Phys. Rev. B **50**, 16528 (1994).
- [2] E. Herrera, *et al.*, arXiv:1703.06493.
- [3] N. Hayashi, M. Ichioka, and K. Machida, Phys. Rev. Lett. **77**, 4074 (1996).

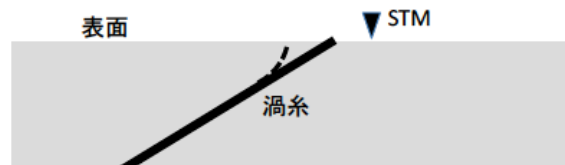


図. 傾斜した渦糸のまわりの局所状態密度を表面付近でSTM観測することを想定。点線のように表面付近で渦糸線の曲がりも起きうる。



## カイラルな磁気構造が生み出す超伝導体中の渦糸状態

大阪府立大学<sup>A</sup>、大阪府立大学工業高等専門学校<sup>B</sup>  
 福井 阜丈<sup>A</sup>、加藤 勝<sup>A</sup>、戸川 欣彦<sup>A</sup>、佐藤 修<sup>B</sup>

超伝導体の渦糸状態は、外部磁場や電流からの影響を受ける。一方で、強磁性体の磁気秩序が渦糸状態に影響を与えることが、強磁性体/超伝導体ハイブリッド構造において知られている [1]。我々は、強磁性磁気秩序以外の磁気秩序からの渦糸状態への影響を調べるために、カイラルらせん磁性体に着目した。カイラルらせん磁性体はらせん軸の周りを磁気モーメントがらせん回転するように配列する磁気構造である [2]。このような磁気構造からの影響により、新奇の渦糸状態の可能性が期待できる [3]。

我々はカイラルらせん磁性体から超伝導体の渦糸状態への影響を調べるために、カイラルらせん磁性体のらせん磁気秩序をヘリカルな外部磁場として取り込み、Ginzburg-Landau 方程式を有限要素法により数値的に解いた。図 1 のような真空状態に囲まれた超伝導体において、ヘリカルな磁場を印加することで、図 2 のような渦糸状態が得られた。均一な磁場下においては、渦糸は磁場に平行な方向に現れるのであるが、得られた結果では、らせん軸の方向に傾いた二つの渦糸が現れた。本発表では、このようなヘリカルな磁場下で現れた渦糸状態について議論を行う。

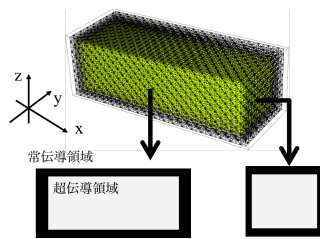


図 1. 三次元超伝導体の系

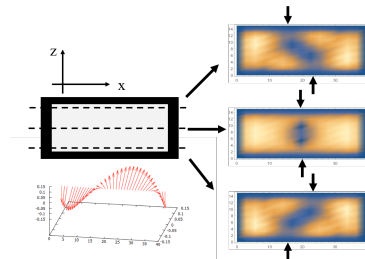


図 2. ヘリカルな磁場分布と渦糸状態

### 引用（参照）文献

- [1] I. F. Lyuksyutov, V. L. Pokrovsky, Adv. Phys. **54**, 1 (2005)
- [2] Y. Togawa, et al., J. Phys. Soc. Jpn., **85**, 112001 (2016)
- [3] S. Fukui, et al., Supercond. Sci. Technol., **29**, 125008 (2016)

## 準古典理論によって得られる超流動ヘリウム 3-B 相における渦の解

東大院 総合文化

黒澤範行

超流動ヘリウム 3 はスピン三重項 p 波超流動体であり、これまで理論・実験の両面から盛んに研究が行われ、非常に詳細な性質がわかっている。超流動ヘリウム 3-B 相の渦糸相には、低温・低圧での相と、高温・高圧での相の、二つの相が存在していることが実験によって発見されている [1]。この相は、渦の内部構造が変化することに起因することが、Ginzburg-Landau 理論によって、少なくとも転移点近傍においてはわかっている [2]。一方、転移点に比べて十分低温の領域は、Ginzburg-Landau 理論の範囲内では存在できない渦が存在してもよく、また実験の困難さもあり、未だ詳細が明らかになっていないと考えられる。本研究ではヘリウム 3 を弱結合極限の超流動として取り扱えとみなし、超流動ヘリウム 3-B 相の孤立量子渦を準古典理論によって調べた。その結果、Ginzburg-Landau 理論の先行研究 [2,3] および準古典理論による先行研究 [4,5] において報告されていない新しい種類の内部構造を持つ量子渦が存在することがわかった。発表では、これらの渦の安定性等について議論する。

- [1] O.T. Ikkala, G.E. Volovik, P.J. Hakonen, Yu.M. Bun'kov, S.T. Islander, G.A. Kharadze, JETP Lett. **35**, 416 (1982).
- [2] E.V. Thuneberg, Phys. Rev. Lett. **56**, 359 (1986); M.M. Salomaa, G.E. Volovik, Phys. Rev. Lett. **56**, 363 (1986).
- [3] M.M. Salomaa, G.E. Volovik, Rev. Mod. Phys. **59**, 533 (1987).
- [4] M. Fogelström, J. Kurkijärvi, J. Low Temp. Phys. **98**, 195 (1995); M. Fogelström, J. Kurkijärvi, J. Low Temp. Phys. **116**, 1 (1999).
- [5] Y. Tsutsumi, T. Kawakami, K. Shiozaki, M. Sato, K. Machida, Phys. Rev. B **91**, 144504 (2015).

## 準二次元系における BCS-BEC クロスオーバー

京大理

足立景亮、池田隆介

鉄系超伝導体 FeSe では、超伝導ギャップの大きさ  $\Delta$  や超伝導転移温度  $T_c$  が有効的な Fermi エネルギー  $E_F$  に匹敵するという新奇な特徴が観測されている[1]。この特徴は、 $\Delta$  が  $E_F$  よりもはるかに小さい ( $\Delta/E_F \ll 1$ ) ことを前提とした従来の弱結合 BCS 理論では理解できないと考えられる。さらに、 $T_c$  近傍での磁気トルク測定により、弱結合近似の結果に比べて 10 倍程度も大きな反磁性応答が現れることが明らかにされた[2]。これらの結果から、FeSe では電子間引力が強くはたらく BCS-BEC クロスオーバー域（強結合域）で超伝導が生じている可能性があり、注目を浴びている。

強結合域にある格子系で生じる超伝導の理論研究は、これまで主に銅酸化物高温超伝導体を念頭に置いて進められてきた。そのため、格子系に対する多くの理論研究では、キャリア密度が高くハーフフィリング近傍にある二次元系が対象とされてきた[3]。一方、上述の FeSe は低キャリア系であり、また層状構造を反映した準二次元系であると考えられている。したがって、FeSe の新奇な特徴を理論的に解き明かすためにも、強結合域にある準二次元系の特徴を理解する必要がある。

そこで、本研究では強結合域における次元性あるいは c 軸異方性の効果を、超伝導ゆらぎによる化学ポテンシャルのシフト[4]を考慮することで理論的に調べた。特に、低次元化によって二電子束縛状態が出現することに着目し、転移温度  $T_c$  や強結合域に特有のペア形成温度  $T^*$  を調べた。その結果、次元性の低下に伴って BCS-BEC クロスオーバーが生じうることを明らかにした。講演では、得られた結果を説明し、実験的なセットアップの提案を行う予定である。

[1] S. Kasahara *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **111**, 16309 (2014).

[2] S. Kasahara *et al.*, Nat. Commun. **7**, 12843 (2016);

K. Adachi and R. Ikeda, arXiv:1709.02553 (accepted in Phys. Rev. B).

[3] Y. Yanase and K. Yamada, J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 2999 (1999).

[4] P. Nozières and S. Schmitt-Rink, J. Low Temp. Phys. **59**, 195 (1985).

## 第 2 種超伝導体渦糸ガラス状態の走査トンネル顕微鏡による可視化

原子力研究開発機構先端基礎研究センター

豊田理化学研究所

東京工業大学

西田信彦

第 2 種超伝導体のアブリコソフ渦糸格子は結晶中の乱れにより変形される。H<sub>m</sub> より低い磁場下で孤立転位が存在せずトポロジカル秩序をもつブラッグ・ガラス相が提案され理論実験により確認されている。この相では位置相関がべき乗則で減衰する位置準長距離秩序を持つ。H<sub>m</sub> より高い磁場ではブラッグ・ガラス相は転位等が生じトポロジカル秩序を失った渦糸ガラス相とよばれる状態になる。さらに高磁場では渦糸液体状態となると考えられている。高磁場低温の渦糸ガラス相は実験理論両面においてまだよく理解されていない。我々は、走査トンネル顕微分光法を用い渦糸の静的・動的振る舞いを実空間・実時間測定する 3 つの手法 ((1) 高速走査法、(2) 定点測定法、(3) コンポジットイメージング法) を開発し、銅酸化物高温超伝導体 Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>x</sub> と 異方性の大きい s-wave 超伝導体 YNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C の渦糸ガラス相の静的および動的性質を走査トンネル分光顕微鏡実空間実時間測定により調べ、以下に述べる渦糸ガラス相の描像を得た。

きれいな YNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C において 1.1T で孤立刃状転位が観測され始め、磁場を増大させると刃状転位密度は増大し、その整列によって小角粒界生じ渦糸格子は多結晶となる。この相は孤立転位が生ずるため位置準長距離秩序は消失するが、べき乗則で減衰する方位準長距離秩序は存在している。渦糸多結晶のグレインサイズが刃状転位間の平均距離になると方位準長距離秩序もなくなり渦糸状態は秩序無秩序転移を示すと推測される。10-15T で磁場中冷却した Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>x</sub> においては、約 100 個の渦糸からなる正方渦糸格子の局所秩序が乱れた渦糸中存在することがわかった。この渦糸配位は長い時定数で緩和し、この緩和は空間的に非常に不均一で、べき乗則を示す緩和を示す。高磁場磁気冷却 Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>x</sub> 渦糸状態は液体凍結状態である STM/STS 測定で明らかになった。

## 動的秩序化と無秩序化に伴う渦糸配置の変化

東工大

M. Dobroka, 家永 紘一郎, 河村 泰樹, 金子 真一, 大熊 哲

渦糸系は極めて均質な多粒子系とみなせ、ランダムなピン止め基板の下でよく制御された多彩な駆動力を印加し、その速度応答を精度よく測定できることから、新しい非平衡現象や非平衡相転移を調べるための格好の実験系となる。実際に我々は、Corbino disk や適度なピン止めをもつ矩形超伝導体の渦糸系に交流電流を流し周期的せん断力を印加することにより、乱れた初期配置の渦糸が衝突をくり返しながらかつ徐々に組織化していくランダム組織化(動的秩序化)現象を観測した。さらに、せん断振幅をパラメータとして、可逆相から不可逆相への非平衡相転移である可逆不可逆転移が起こることをコロイド系[1, 2]について見出した[3]。一方、適度に秩序のある初期配置に小さい直流駆動力を流すと、運動する渦糸系が徐々にピン止めに捕まりプラスチックフローへと向かう動的無秩序化が観測される。我々は駆動力の大きさをパラメータとして、pinned 相から depinned 相への非平衡 depinning 転移が起こることを初めて実証した[3, 4]。興味深いことに、上記2つの非平衡相転移は吸収状態転移(directed percolation)と同じ普遍クラスに属することが明らかにされつつある[3-5]。このように、渦糸系の実験により非平衡相転移の研究が大きく進展した。しかしランダム組織化の本質やその素過程、粒子配置の変化がいかなるものかといった基本問題は、まだ明らかになっていない。

そこで渦糸配置に関する情報を得るため、渦糸運動によって発生する電圧の過渡応答をプローブとする、入力と読み出しの2段階実験の方法[2, 6]を開発した。その結果、交流駆動によるランダム組織化の過渡状態では、系は微視的に一様でなく秩序相と無秩序相が分離し共存すること、そして交流駆動のサイクルの回数を増やしていくと、秩序相の割合が0から1に単調に増加することを見出した[6]。一方、直流駆動による動的無秩序化過程では常に系全体が一様になり、秩序相と無秩序相の分離は現れなかった。これらの結果は、2相分離が生じるためには交流駆動または動的秩序化、あるいはその両方が必要であることを示している。

- [1] L. Corte *et al.*, Nat. Phys. **4**, 420 (2008); D.J. Pine *et al.*, Nature **438**, 997 (2005)
- [2] N.C. Keim, S.R. Nagel, PRL **107**, 010603 (2011)
- [3] SO, Y. Tsugawa, A. Motohashi, PRB **83**, 012503 (2011); JPSJ **81**, 114718 (2012)
- [4] SO, A. Motohashi, New J. Phys. **14**, 123021 (2012); 大熊 哲, 固体物理 **51**, 547 (2016)
- [5] Y. Kawamura, S. Moriya, K. Ienaga, S. Kaneko, SO, New J. Phys. **19**, 093001 (2017)
- [6] M. Dobroka, Y. Kawamura, K. Ienaga, S. Kaneko, SO, New J. Phys. **19**, 053023 (2017)

## 直流重畳による交流動的秩序化の抑制

東工大理

家永 敏一郎, M. Dobroka, 金子 真一, 大熊 哲

乱れた初期配置の多粒子系に交流剪断力を繰り返し印加した場合、粒子同士の衝突によって乱れの少ない配置へと組織化していくランダム組織化(動的秩序化)現象が生じる [1]。コロイド系で始めて報告されたこの非平衡現象は、我々のグループによって渦糸系においても報告され[2]、普遍的現象であることが示された。さらに最近我々は渦糸配置を検出する手法として、渦糸運動によって発生する電圧の過渡応答をプローブとする、入力と読み出しの 2 段階実験の方法[3,4]を開発した。その結果、ランダム組織化の過渡状態では系は微視的に一様ではなく秩序領域と無秩序領域に分離しており、交流サイクル数の増加と共に秩序領域の割合が増加し、定常状態で均一な秩序配置に至ることを初めて示した[4]。一方で、適度に秩序のある初期配置に小さい直流駆動力を印加すると、渦糸系が徐々にピン止めに捕まりプラスチックフローへと向かう動的無秩序化が観測される[2,5]。したがって、交流・直流駆動力が同時に印加されたときに動的秩序化と無秩序化がどのように競合し、どのような渦糸配置が実現するかは全く自明ではなく、興味ある普遍的な問題である。

本研究では先述した入力・読み出し実験の手法を用いて、交流駆動力に直流駆動力を重畳させた場合のランダム組織化現象の変化と、その定常渦糸フロー状態の渦糸配置を調べた。試料にはランダムで弱いピン止めサイトをもつアモルファス超伝導  $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$  膜 ( $T_c = 6.3 \text{ K}$ )を用い、ピン止めの効果が比較的強い  $4.1 \text{ K}$ ,  $3.5 \text{ T}$  で実験を行った。まず入力実験として、乱れた初期配置に対して、重畳する直流駆動力の値を様々に変えながら交流駆動力を印加した。交流駆動力だけを印加した場合に見られたランダム組織化の過渡応答は、直流駆動力の増加と共に次第に抑制され、さらに直流駆動力と交流駆動力の振幅が等しくなったとき、つまり渦糸が過去の経路を引き返すことなく一方向にのみ運動するという条件において完全に消失した。つづいて、入力実験の条件で十分な時間駆動させ定常状態に達した後に、駆動力を遮断して渦糸配置を凍結する。この配置に対する読み出し実験として、交流駆動力を印加し電圧の過渡応答を調べた。その結果、定常状態で凍結させた渦糸配置であるにもかかわらず秩序化領域と無秩序領域が共存し、秩序領域の割合は直流駆動力の増加に伴い 1 から 0 に単調減少することが分かった。これらの結果は、ランダム組織化が生じるには渦糸が過去の経路を引き返すような運動が不可欠であり、一方向に運動する傾向が強まることで定常状態における均一な秩序化が阻害されていることを示している。

[1] L. Corte *et al.*, Nat. Phys. **4**, 420 (2008); D.J. Pine *et al.*, Nature **438**, 997 (2005)

[2] S. Okuma, Y. Tsugawa, A. Motohashi, PRB **83**, 012503 (2011); JPSJ **81**, 114718 (2012)

[3] N.C. Keim, S.R. Nagel, Phys. Rev. Lett. **107**, 010603 (2011)

[4] M. Dobroka, Y. Kawamura, K. Ienaga, S. Kaneko, S. Okuma, New J. Phys. **19**, 053023 (2017)

[5] S. Okuma, A. Motohashi, New J. Phys. **14**, 123021 (2012); 大熊哲, 固体物理 **51**, 547 (2016)

## 駆動状態の磁束フロー抵抗の周波数依存性

東大院 総合文化

黒川穂高 鍋島冬樹 前田京剛

超伝導体中の磁束格子は、駆動力下で2種類の力を受ける。これは力の釣り合いを考えると  $F_d = \eta v + F_p$  と表せる。ここで  $F_d$  は磁束に印加する駆動力、 $F_p$  は磁束の受けるピン止め力、右辺第一項は速度に比例した粘性抵抗力  $\eta v$  である。欠陥のない理想的な超伝導体中ではピン止めがないため  $F_d = \eta v$  が成立し、この粘性抵抗に伴う抵抗を磁束フロー抵抗と呼ぶ。一方で欠陥をもつ現実の超伝導体中の磁束は、必ず  $F_p$  に伴う抵抗も受ける。この力は欠陥のために磁束格子が受ける動摩擦力と捉えることもでき、実際に  $F_p$  の磁束速度依存性については当研究室で測定が行われてきた[1]。その結果として  $F_p$  は熱ゆらぎの寄与の大きい系の動摩擦として捉えられることが判明している。以上の2種類の力は磁束の運動に伴う抵抗、すなわちエネルギーの散逸に関わる点でどちらも等しく重要であるが、粘性抵抗力や粘性抵抗係数  $\eta$  に比べると運動状態のピン止め力  $F_p$  については実験・理論ともに少ない。特に実験的にピン止め力  $F_p$  の起源を解明するといった研究は我々の知る限りでは行われていない。そこで我々は駆動状態の磁束に微小な交流外力を与えることでそのダイナミクスを測定し、 $F_p$  の起源に迫れないかと考え実験を企画した。

駆動力下の磁束に対する交流応答を測定するため、直流バイアス下で動作するマイクロ波伝送線路共振器を作製した。Nb 薄膜に磁場を印加し磁束を導入した上で、駆動力を変化させつつ共振特性の変化を測定したところ、直流で磁束フローに伴う電圧がみられた 70 mA 付近を境にして、マイクロ波の測定においても抵抗の上昇が観測された。これは図のように連続的な変化であり、磁束が感じるピン止め力は静止状態から運動状態へと連続的に変化することを示唆する。当日は力の釣り合いの式をもとにした結果の解釈について報告したい。

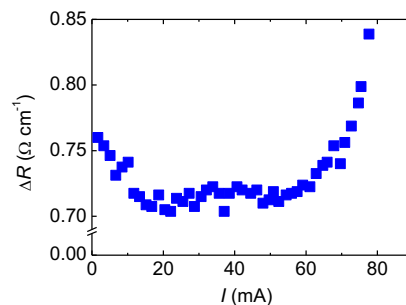


図 3 K, 30 G, 8 GHz における  
マイクロ波抵抗の電流依存性

[1] A. Maeda *et al.*, PRL **94**(2005)077001.

## 準古典理論によるカイラル p 波 超伝導渦の帯電効果

東大

正木祐輔、加藤雄介

Clean な超伝導渦状態での Hall 効果は依然未解決な課題であり、特にカイラル p 波超伝導の単一渦は chirality と渦度の組み合わせにより、帯電効果が起こらないこと [1]に加えて、渦芯束縛状態は Born 型の不純物に対して堅牢であること [2,3]が知られている。これらのことから、フロー状態自体 s 波超伝導とは違うことが予想されうる [4]。

clean 超伝導の磁束フロー-Hall 状態は、粒子正孔非対称性を考慮するように拡張された準古典理論 [5,6]によって記述することが可能であるが、この拡張された準古典理論を非平衡下で解くことは容易ではない。

本発表では、以下について報告する。非平衡系に向かう準備として、平衡状態の渦電荷について、拡張された準古典理論により、カイラル p 波超伝導において特徴的な U-vortex と C-vortex の振る舞いを再現した [1,7,8]。また s 波超伝導と合わせて、渦電荷に対する Born 型の不純物効果の計算も行った。準古典理論では、Bogoliubov-de Gennes 理論で取り扱うのが困難なランダムネスの効果も自己エネルギーとして容易に取り扱うことができることに加え、不純物効果の取り扱いは磁束フロー状態においても重要となる。余裕があれば、平衡状態において Bernoulli 力がどのように釣り合うかについても言及する [9]。

### 引用（参照）文献

- [1] M. Matsumoto and R. Heeb, Phys. Rev. B **65**, 14504 (2001).
- [2] Y. Kato, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 3378 (2000).
- [3] Y. Masaki and Y. Kato, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 14705 (2016).
- [4] N. B. Kopnin and M. M. Salomaa, Phys. Rev. B **44**, 9667 (1991).
- [5] N. B. Kopnin, J. Low Temp. Phys. **97**, 157 (1994).
- [6] T. Kita, Phys. Rev. B **64**, 54503 (2001).
- [7] M. Ohuchi, H. Ueki, and T. Kita, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 73702 (2017).
- [8] Y. Masaki and Y. Kato, (2017).arXiv:1707.01011.
- [9] F. London, *Superfluids: Macroscopic Theory of Superconductivity v. 1*, 2nd Revise (Dover publications Inc., NewYork, 1960).



## 拡張アイレンバーガー方程式の三つの力の項による超伝導渦電荷

北大・理・物理

植木 輝, 大内 まり絵, 北 孝文

超伝導体の準古典方程式であるアイレンバーガー方程式は、第二種超伝導体の渦糸状態など非一様な超伝導体の研究に用いられ、数多くの成功を収めている。一方で、アイレンバーガー方程式は、帯電効果やホール効果に寄与する力の項が全て欠落しており、それらの効果を記述できないことが知られている。超伝導渦の帯電に寄与する力については、(i)超伝導電流にかかるローレンツ力、(ii)ペアポテンシャルの傾きによる力(PPG 力)、そして、(iii)正常状態密度の傾きによって生じる圧力(SDOS 圧力)の三つが報告されている。(i)と(ii)については、近年、アイレンバーガー方程式の拡張として準古典方程式に含めることに成功しており[1, 2]、その拡張準古典方程式を用いて、s波超伝導孤立渦における帯電[3]と渦糸フローホール効果[2]の計算が行われた。しかし、コムスキーらの現象論[4]によって指摘された、(iii)を含む準古典方程式は未だ導出されておらず、(iii)の効果については微視的に理解されているとは言い難い。そこで、私たちは上記三つの力を全て取り込んだ準古典方程式を導出し、それを用いて球状フェルミ面を持つs波超伝導孤立渦における電荷密度を計算した。この三つの力による渦中心の電荷密度を比較すると、SDOS 圧力による電荷密度はローレンツ力のものとは比べてかなり大きく、転移温度近傍では、PPG 力によるものと比べてもわずかに大きいという結果を得た(図1)。

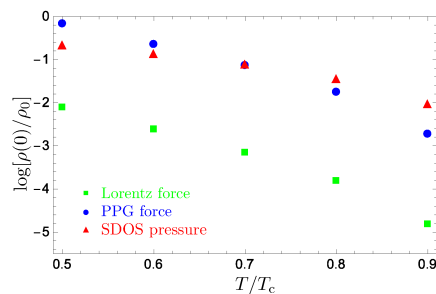


図1 ローレンツ力、PPG力、SDOS圧力による渦中心の電荷密度の温度依存性

- [1] T. Kita, Phys. Rev. B **64**, 054503 (2001).
- [2] E. Arahata and Y. Kato, J. Low. Temp. Phys. **175**, 346 (2014).
- [3] M. Ohuchi, H. Ueki, T. Kita, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 073702 (2017).
- [4] D. I. Khomskii and A. Freimth, Phys. Rev. Lett. **75**, 1384 (1995).

## 拡張準古典方程式の妥当性

北大理

大内 まり絵, 植木 輝, 北 孝文

第二種超伝導体の渦糸近傍における、電荷密度分布に関する計算は、超伝導状態における平均場理論である Bogoliubov-de Gennes (BdG) 方程式を用いて主に行われてきた [1, 2]。しかし BdG 方程式では、渦電荷の起源に迫ることができず、さらにフェルミ面やギャップの異方性を取り込むことや、非平衡状態への拡張が困難であった。一方、渦の解析に用いられていた従来の準古典理論には、渦電荷の計算に必要な準古典パラメータ  $\delta \equiv 1/k_F \xi_0$  の一次以上の項が全て欠落していたため、電荷の計算をすることができなかった。

最近、渦糸フローホール効果の研究で、 $\delta$  の一次の項である、ローレンツ力とペアポテンシャルの傾きによって生じる力 (PPG 力) を含めた Keldysh 形式の拡張準古典方程式が用いられた [3]。また、この拡張準古典方程式を松原形式で記述し、二次元 s 波超伝導体におけるローレンツ力と PPG 力による孤立渦中心の電荷をそれぞれ比較することで、広いパラメータ領域で渦電荷に主要な寄与を与えるのは PPG 力であることが明らかになった [4]。しかし、BdG 方程式とこの拡張準古典方程式を用いた渦電荷の  $\delta$  依存性をそれぞれ定量的に比較することは行われておらず、拡張準古典方程式が適用できる範囲について調べられていなかった。実際、BdG 方程式では渦糸中心で電荷密度が振動するパラメータ領域が存在するが、拡張準古典方程式では電荷密度が振動しないという定性的な違いが生まれている。

本講演では、BdG 方程式と、ローレンツ力と PPG 力を含んだ拡張準古典方程式による、二次元 s 波超伝導体の渦電荷の温度・準古典パラメータ依存性を比較し、拡張準古典方程式の適用範囲について議論する。

- [1] M. Matsumoto and R. Heeb, Phys. Rev. B **65**, 014504 (2001).
- [2] M. Machida and T. Koyama, Phys. Rev. Lett. **90**, 077003 (2003).
- [3] E. Arahata and Y. Kato, J. Low Temp. Phys. **175**, 346 (2014).
- [4] M. Ohuchi, H. Ueki, T. Kita, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 073702 (2017).

## **Anomalous hydrodynamic transport: AdS/CFT informing condensed-matter physics**

OIST

Yasha Neiman (in collaboration with Yaron Oz at Tel Aviv University)

The AdS/CFT duality allows the use of General Relativity to calculate properties of strongly coupled, non-gravitational systems. However, the field theories describing these systems are usually not the ones observed in reality. Thus, as far as real-world systems are concerned, AdS/CFT provides at best a qualitative guide. In this talk, I will present a case in which such a relationship has worked out in the best way possible.

A previously overlooked feature in relativistic hydrodynamics, intimately related to gauge anomalies in quantum field theory, was stumbled upon by studying a special case in AdS/CFT [1-2], then understood in generality [3], extended to the case of mixed gauge-gravitational anomalies [4-6], and finally led to the first-ever experimental signature of such anomalies, in the context of a Weyl semimetal [7].

In the talk, I will review the ingredients of this story, to which I made a small contribution during my Ph.D.

### References

- [1] J. Erdmenger, M. Haack, M. Kaminski and A. Yarom  
“Fluid dynamics of R-charged black holes” (arXiv:0809.2488)
- [2] N. Banerjee, J. Bhattacharya, S. Bhattacharyya, S. Dutta, R. Loganayagam and P. Surowka  
“Hydrodynamics from charged black branes” (arXiv:0809.2596)
- [3] D. T. Son and P. Surowka  
“Hydrodynamics with Triangle Anomalies” (arXiv:0906.5044)
- [4] Y. Neiman and Y. Oz,  
“Relativistic hydrodynamics with general anomalous charges” (arXiv:1011.5107)
- [5] K. Landsteiner, E. Megias and F. Pena-Benitez,  
“Gravitational anomaly and transport” (arXiv:1103.5006)
- [6] K. Jensen, R. Loganayagam, A. Yarom  
“Thermodynamics, gravitational anomalies and cones” (arXiv:1207.5824)
- [7] J. Gooth et.al.  
“Experimental signatures of the mixed axial-gravitational anomaly in the Weyl semimetal NbP” (arXiv:1703.10682, Nature)

### **Vortices and topological edge states in honeycomb lattice with $C_{6v}$ hopping texture**

International Center for Materials Nanoarchitectonics (WPI-MANA),  
National Institute for Materials Science (NIMS)  
Graduate School of Pure and Applied Sciences, University of Tsukuba  
Yongcheng Jiang and Xiao Hu

Tuning the nearest-neighbor hopping energies while preserving  $C_{6v}$  symmetry in a tight-binding model, electrons on honeycomb lattice can take either trivial or topological insulating states [1, 2], which can be classified using  $C_2$  eigenvalues at  $\Gamma$  and  $M$  points in the Brillouin zone. Explicitly, when the numbers of  $C_2$  eigenvalues in the valence bands are different at these two rotation invariant points, the system takes a topological state [3].

Time-reversal symmetry together with the  $C_6$  symmetry of the hopping texture hosts degenerate eigenstates with positive and negative orbital angular momenta accommodated on artificial atoms formed by six nearest-neighbor sites of hexagonal shape. The current densities carried by the eigenmodes of negative and positive orbital angular momenta form clockwise and counterclockwise vortices respectively. We observe that, when the energy is tuned to the common energy gap of the topological and trivial insulating structures, currents propagate unidirectionally on the interface between two structures. Namely, the vortices with positive and negative orbital angular momenta carry opposite currents, which is similar to quantum spin Hall effect, with the role of spin played by the orbital angular momentum.

References:

- [1] L.-H. Wu and X. Hu, Phys. Rev. Lett. 114, 223901 (2015).
- [2] L.-H. Wu and X. Hu, Sci. Rep. 6, 24347 (2016).
- [3] W. A. Benalcazar, J. C. Y. Teo and T. L. Hughes, Phys. Rev. B 89, 224503 (2014).

## Bi 系固有ジョセフソン接合の高次スイッチ事象における MQT と ELQ

青山学院大学理工学部

北野晴久、山口彩未、大沼遥、渡部裕二、梅貝俊平、保坂和孝

銅酸化物系特有の 2 次元的超伝導発現機構と層状の結晶構造に起因して結晶中に自然に形成される固有ジョセフソン接合(Intrinsic Josephson Junctions)は、従来超伝導体の人工的ジョセフソン接合(Artificial Josephson Junctions)とは違って、高品質な超伝導接合が原子スケールで形成・積層されるため、AJJ 系では実現できないほどの強い接合間相互作用を調べるのに最適な構造と考えられる。

我々は、この系の微小接合素子を作製し、多重ブランチ構造を示す電流電圧特性の有限電圧状態からの位相スイッチ事象（以下、高次スイッチ事象）に着目し、従来理論の予測値よりもはるかに高温から観測される巨視的量子トンネル(MQT)的挙動の詳細を調べてきた[1]。その結果、(1)高次スイッチ事象で MQT 的挙動が観測される温度領域では、従来理論の予測によく一致する離散化量子準位(ELQ)が形成されること[2,3]、(2)高次スイッチ事象を記述する位相ポテンシャルに有限電圧状態で発生する AC ジョセフソン電流が影響している可能性が高いこと[4]、(3) キャリアドープ量を系統的に変えた IJJ 素子の高次スイッチ事象で、MQT 的挙動が見え始める交差温度は臨界電流密度よりもむしろ超伝導転移温度にスケールすること[3,5]、などが明らかになってきた。特に、ここで挙げた(2)の性質は、AJJ 系には見られない IJJ 系特有の強い接合間相互作用の影響として注目される。

本講演では、これらの結果を元に、IJJ 系の高次スイッチ事象で従来理論よりも高温から MQT 的挙動と ELQ 形成が観測される理由を考察し、その考察を支持する最近の実験結果[6,7]について紹介する。さらに、IJJ を用いた量子ビット実装に向けた今後の展望についても述べる。

- [1] D. Kakehi *et al.*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **26**, 1800204 (2016). [2] Y. Takahashi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 073702 (2016); H. Kitano *et al.*, J. Phys.: Conference Series **871**, 012008 (2017). [3] H. Kitano *et al.*, J. Phys.: Conference Series (the LT-28 proceedings, accepted). [4] H. Kitano *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 054703 (2016). [5] 大沼遥他, 日本物理学会 2017 年秋季大会 (2017 年 9 月), 22aPS-55. [6] 山口彩未他, 日本物理学会第 72 回年次大会 (2017 年 3 月), 18aD32-2. [7] 渡部裕二他, 日本物理学会 2017 年秋季大会 (2017 年 9 月), 23aA29-2.

## Investigations of the polarization behavior of high- $T_c$ superconducting terahertz emitters.

Kyoto University<sup>1</sup>, The University of Tsukuba<sup>2</sup>, Argonne National Laboratory<sup>3</sup>  
 A. Elarabi<sup>1,2</sup>, Y. Yoshioka<sup>1</sup>, T. M. Benseman<sup>3</sup>, G. Kuwano<sup>2</sup>, M. Tsujimoto<sup>2,3</sup>, T. Kashiwagi<sup>2</sup>,  
 K. Kadowaki<sup>2</sup>, I. Kakeya<sup>1</sup>.

High- $T_c$  superconducting terahertz (THz) emitters has undergone a rapid and significant progress since its discovery [1]. Cutting-edge High- $T_c$  Bi-2212 mesas can emit THz radiation with power as much as 110  $\mu$ W [2], with wide frequency tunability range (0.5–2.4 THz) [3], and a relatively high temperature (77 K) [4]. Several studies have investigated the THz radiation properties from Bi-2212 mesas [5]. However, the polarization properties have yet to be experimentally studied [6,7]. Achieving polarization control using monolithic methods would eliminate the need for additional optical devices, which simplifies THz devices, increases its durability and reduces cost.

In this study, we present a comparative investigation of the polarization characteristics of THz radiation emitted from different types of mesa geometries. We demonstrate that by modifying the geometrical structure of the mesa, the polarization of the radiation can be monolithically controlled. Circular polarization (CP) with axial ratios (AR) as low as  $\sim$ 0.2 dB was achieved by using truncated edge square mesas at  $T_b = 21$  K and side length  $l = 86$   $\mu$ m [8]. CP with  $AR = 0.5$  dB was also achieved using notched cylindrical mesa with a radius of  $r_c = 40$   $\mu$ m at  $T_b = 30$  K. Finally, linearly polarized emission with tunable major axis angle in the range of  $\sim$ 50° was measured at  $T_b = 72$  K using rectangular mesa that has width of  $w = 60$   $\mu$ m, and length  $l = 310$   $\mu$ m. The polarization characteristics is experimentally presented and discussed. These findings expedite the development of new THz polarization synthesizers.

### References:

- [1] L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, et al., *Science* **318**, 1291 (2007).
- [2] T. M. Benseman, K. E. Gray, A. E. Koshelev, et al., *Appl. Phys. Lett.* **103**, 22602 (2013).
- [3] T. Kashiwagi, K. Sakamoto, H. Kubo, et al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 82601 (2015).
- [4] H. Minami, C. Watanabe, T. Kashiwagi, et al., *J. Phys. Condens. Matter* **28**, 25701 (2016).
- [5] I. Kakeya and H. Wang, *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 73001 (2016).
- [6] H. Asai and S. Kawabata, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 132601 (2017).
- [7] A. Elarabi, Y. Yoshioka, M. Tsujimoto, et al., *Phys. Procedia* **81**, 133 (2016).
- [8] A. Elarabi, Y. Yoshioka, M. Tsujimoto, et al., *arXiv:1711.01375* (2017).

## FeSe 系鉄系超伝導体の微細組織と圧力効果 Phase separation and pressure effect of FeSe based superconductors

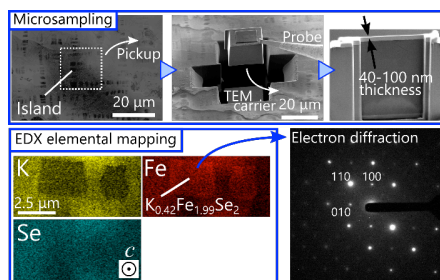
1. Kyushu Institute of Technology, 1-1 Sensui-cho, Tobata, Kitakyushu 804-8550, Japan

2. MANA, National Institute for Materials Science, 1-2-1 Sengen, Tsukuba, Ibaraki 305-0047, Japan

Masashi Tanaka<sup>1,2</sup>, Ryo Matsumoto<sup>2</sup>, Hiroyuki Takeya<sup>2</sup>, Yoshihiko Takano<sup>2</sup>

Layer structured iron selenide, FeSe has the simplest crystal structures among iron-based superconductors. It shows superconductivity with transition temperature ( $T_c$ ) around  $\sim 10$  K under ambient pressure. The  $T_c$  increases up to 37 K by applying high pressure [1-4]. When potassium is intercalated between FeSe layers, the  $T_c$  increases more than 30 K, and it has been reported as potential superconductors with  $T_c$ 's of 30-48 K. However, there is no clear answer to identify the relationship between the surface morphology, compositional ratio and its crystal structure, mainly due to its intrinsic phase separation. In this study, we have been investigated growth mechanism and superconducting properties of single crystalline  $K_xFe_{2-y}Se_2$ .

Single crystals of  $K_xFe_{2-y}Se_2$  were prepared by a “one-step method” [5] with quenching at various temperatures. The superconducting properties and surface morphology were strongly affected by the quenching temperature. And it was found that slow-cooling treatment process realizes a higher  $T_c$  around 44 K with a creation of island-like morphology on the surface of single crystals. In-situ high-temperature single crystal X-ray diffraction measurements provide us a hint as to how to generate such a higher  $T_c$  phase [6]. TEM measurements supported by a micro-sampling technique directly revealed that the island-like parts correspond to the  $K_xFe_2Se_2$  structure having a perfect FeSe layers. The higher  $T_c$  phase is formed with the aid of the growth of  $K_2Fe_4Se_5$  phase [7].



Procedures of the microsampling technique. The micro-samples are thinned down to 40-100 nm in both orientations after attaching to the TEM carrier. EDX elemental mapping were carried out in the  $ab$ -plane of the fabricated microsamples. Electron diffraction patterns on the island-like part shows clear diffraction spots identical to those of the 122-phase crystal structure.

### References

- [1] Y. Mizuguchi et al., *Appl. Phys. Lett.* **93**, 152505 (2008).
- [2] S. Margadonna et al., *Phys. Rev. B* **80**, 064506 (2009).
- [3] S. Masaki et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 063704 (2009).
- [4] R. Matsumoto et al., *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 076103 (2016), *Jpn. J. Appl. Phys.* **56**, 05FC01-1 (2017).
- [5] T. Ozaki et al., *Euro. Phys. Lett.*, **98**, 27002 (2012).
- [6] M. Tanaka et al. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **85**, 044710 (2016).
- [7] M. Tanaka et al. *Appl. Phys. Express*, **10**, 023101 (2017)

## 渦糸運動を利用した超伝導三端子デバイスの理論

産総研  
馬波 康徳

“yTron” と呼ばれる新型のクライオトロンすなわち超伝導三端子デバイスが、最近 MIT のグループにより発表された[1]. このデバイスは、厚さ 10nm の超伝導 NbN 薄膜を図1のように単純なナノ構造に加工したもので、数 100nm 幅の 2 本のナノストリップが交差する “Y” 字構造をもつ。ナノストリップが交差する点における電流集中[2]と渦糸発生により、チャネル電流の臨界電流がゲート電流に応じて変化するクライオトロン(三端子デバイス)として動作する。このデバイスの応用として、インラインの電流センサ(読み出し)、論理ゲート、およびメモリ等が提案されている[1].

本研究では、図2のように、yTron の2本のナノストリップの開き角がゼロとなるよう単純化した超伝導ナノストリップ構造について、三端子デバイスとしての基本動作について理論的に考察した。単純化ナノ構造において、2 本のナノストリップの幅を  $a$  および  $b$ 、それぞれのナノストリップの通電電流を  $I_a$  および  $I_b$  とする。London model を基にして、幅の狭いナノストリップ構造であることを考慮すると、2 次元電流分布は等角写像を利用して求められる[2]. また、ナノストリップが交差する点での電流集中による渦糸の発生条件について考察し、渦糸が発生する電流閾値として臨界電流が求められる。その結果、チャネル電流  $I_a$  の臨界電流は、ゲート電流  $I_b$  とともにストリップ幅の比  $a/b$  の割合で線形に増加するが、対破壊電流密度で決まる値で飽和することが導かれた。この理論結果は、実験データ[1]と定量的に一致した。

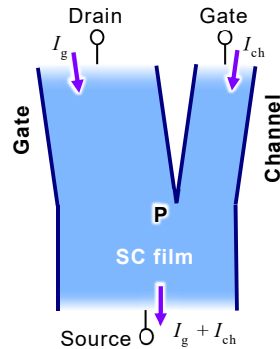


図1:yTron 構造

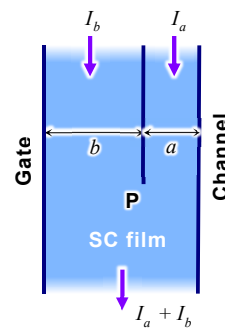


図2:簡略化した構造

### 参考文献

- [1] A. N. McCaughan, N. S. Abebe, Q.-Y. Zhao, and K. K. Berggren, Nano Lett. **16**, 7626 (2016).
- [2] J. R. Clem and K. K. Berggren, Phys. Rev. B **84**, 174510 (2011).

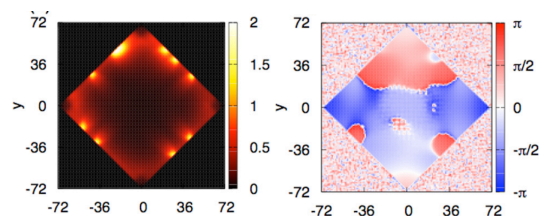


## d 波超伝導ナノアイランドにおける時間反転対称性の破れた相と渦糸・反渦糸

日本原子力研究開発機構システム計算科学センター<sup>1</sup>、高度情報科学技術研究機構 (RIST)<sup>2</sup>、University of Saskatchewan<sup>3</sup>、  
永井佑紀<sup>1</sup>、太田幸宏<sup>2</sup>、K. Tanaka<sup>3</sup>

銅酸化物高温超伝導体をはじめとする d 波超伝導体は、特定の向きの表面に Andreev 束縛状態が生じ、フラットバンドが表面に形成される。このような表面を端を持つナノアイランドは、低温領域において、時間反転対称性の破れた相が現れる[1]。我々は、Bogoliubov-de Gennes 方程式をギャップ方程式と自己無撞着に解くことによって、この相においては、ナノアイランド中央では通常の d 波超伝導、端においては複素数秩序変数の d 波と s 波が生じることを明らかにした。なお、この状態は、90 年代から議論されていた d+is 波とは異なり、空間的に秩序変数の位相が変化していることが特徴的である。

このようなナノアイランドのサイズを大きくしていくと、端に渦糸・反渦糸のペアが現れることがわかった。本講演では、ダイヤモンド形状とナノリボン形状のナノアイランドの 2 種類の系における渦糸・反渦糸のペアについて議論する[1,2]。特に、Bogoliubov-de Gennes 方程式を解いた得られた我々の結果と、準古典 Eilenberger 方程式を解いて得られた結果[3]を比較することで、渦度等について議論する予定である。



図：(左) ゼロエネルギー状態密度 (右) : s 波成分の位相

### 引用 (参照) 文献

- [1] Y. Nagai, Y. Ota, and K. Tanaka, Phys. Rev. B 96, 060503(R) (2017)
- [2] Y. Nagai, Y. Ota, and K. Tanaka, to be published in Journal of Physics, arXiv:1709.06638
- [3] M. Håkansson, T. Löfwander, and M. Fogelström, Nat. Phys. 11, 755 (2015).

## 時間依存 Ginzburg-Landau 方程式を用いた 異なるピンにおける超伝導体内の磁束線運動の解析

九工大情報工<sup>1</sup>、産総研<sup>2</sup>、有明高専<sup>3</sup>  
小田部 荘司<sup>1</sup>、谷村 賢太<sup>1</sup>、木内 勝<sup>1</sup>、馬波 康徳<sup>2</sup>、松野 哲也<sup>3</sup>

横磁界下での超伝導体内の磁束線を留めるピンについての様々な条件の違いによって臨界電流密度 $J_c$ が変化することが知られている。一方、Time-Dependent Ginzburg-Landau 方程式 (TDGL 方程式) は非定常状態の超伝導を記述することができる現象論的モデルとして使われている。そこで、本研究では細線近似を用いた3次元の TDGL 方程式を、数値的に解くことによって、横磁界下での超伝導体内の量子化磁束線の動きを視覚的に表現し、 $E$ - $J$ 特性と $J_c$ - $B$ 特性の調査を行なった。

超伝導細線はコヒーレンス長さ $\xi$ で規格化したサイズにおいて、一辺の長さが10の立方体を仮定した。その後、ピンの形状と配置において異なる条件を定義し、それぞれの場合において計算を行った。図 1 (a) のように、超伝導体に球状ピンを導入した場合と、円柱状ピンを導入した場合を扱う。このピンの領域では超伝導電子密度を強制的に0となるようにする。境界条件は側面からの電流の流出はなく、電流と磁場は図 1 (a) に示す方向にそれぞれかけるものとした。また時間ごとの電流と磁場は通常通り規格化した値において一定とし、電流密度 $J$ と外部磁界 $B$ の大きさを様々に変えて計算した。図 1 (b) に示す方法で臨界電流密度 $J_c$ を決定した。そして、図 1 (c) に示すように、円柱状のピンにおいて、与えた $B$ に対応する磁束線格子間隔と、隣り合ったピン同士の中心からの間隔が近づくところにおいて、 $J_c$ のピークが現れることを確認できた。

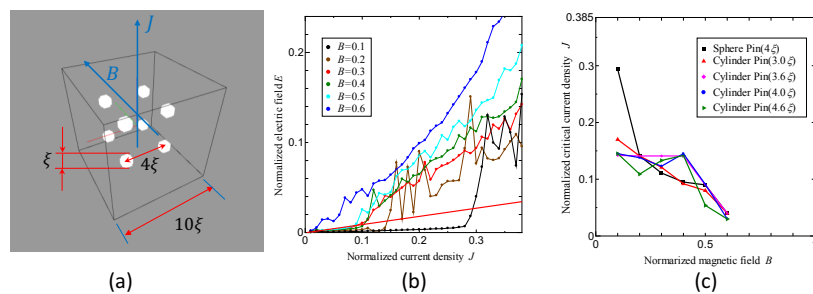


図 1 : 3 次元の TDGL シミュレーションにおける (a) 計算モデル (b)  $E$ - $J$ 特性 (c)  $J_c$ - $B$ 特性。  
(a) は球状ピンのモデルを示している。(b) において、グラフ中の赤の直線 (抵抗基準) と  $E$ - $J$ カーブとの交点を  $J_c$  と定義している。(c) において、円柱状ピンでピーク効果が現れている。

## ナノ構造超伝導複合体 d-dot における半整数量子磁束 - 3次元モデルを用いた発生条件の解析 -

大阪府立大工<sup>A</sup>

藤田憲生<sup>A</sup>、加藤勝<sup>A</sup>、石田武和<sup>A</sup>

超伝導複合体 d-dot とは、 $s$ -波対称性を持つ超伝導体に、Y123 系などの  $d$ -波対称性を持つ超伝導体を埋め込んだ微小構造である。 $d$ -波領域を正方形にした場合、 $s$ -波と  $d$ -波の超伝導体の接合面は、4つの対称的なコーナー接合を構成する。 $d$ -波の対称性[1]により、これらの一つ一つのコーナー接合を囲む閉曲線上では、オーダーパラメータに位相差が生じる。この位相差を含む形で、フラクソイドの量子化が起きるため、各コーナー接合部分に半整数量子磁束が自発的に生じることが、d-dot の特徴であり、これらを外部電流や外部磁場により制御することで、1ビットの演算素子への応用が期待できる[2]。

コーナー接合部分に半整数磁束量子が自発的に生じる様子は、実験[3]と理論[2]の両面から示されている。しかし、従来のシミュレーションモデル[2]は、2次元のため、d-dot の立体的な構造による特性（d-dot 中のコーナー接合を構成するランプエッジ型ジョセフソン接合や、超伝導電流の厚み方向への回り込みなど）を評価することができない。

我々は、上記の特性の解析のために、体積座標を用いて d-dot モデルを3次元へと拡張した[図(a)]。本発表では、3次元モデルを用いた計算結果を紹介し、 $c$ -軸異方性や、超伝導体外への磁場の広がりの影響などの観点に着目[図(b)]して、コーナー接合部に生じる半整数磁束量子の発生条件について議論する。

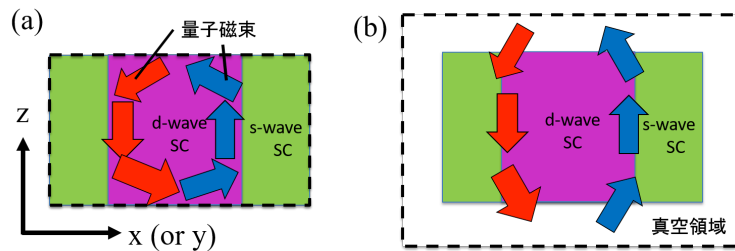


図 (a) 3次元モデルの  $xz$  断面  
(境界条件はクーロンゲージ  $\text{div}\mathbf{A}=0$ )

(b) 真空領域を加えた拡張モデルの  $xz$  断面

### 引用（参照）文献

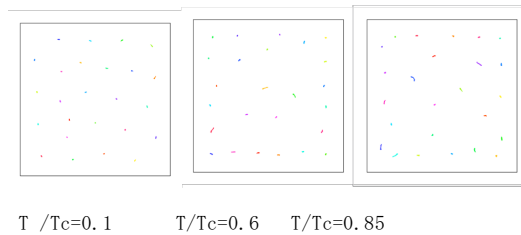
- [1] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley. *Rev. Mod. Phys.* 72, 969 (2000).
- [2] M. Kato, T. Ishida, T. Koyama, M. Machida. *Superconductors - Materials, Properties and Applications*. InTech (2012) 319.
- [3] H. Hilgenkamp, et al. *Nature* 422, 50 (2003)

## ナノ構造超伝導体中の渦糸格子融解現象

大阪府大工<sup>A</sup>, 大阪府大高専<sup>B</sup>  
加藤 勝<sup>A</sup>, 佐藤 修<sup>B</sup>, 草深貴志<sup>A</sup>

大井ら[1]によって、超伝導体に外部磁場を印加した時の渦糸格子が温度や磁場により液体状態へと転移する融解現象において、正方形の超伝導体中では、渦糸の数が平方数の場合に、融解温度がピークを持つという、マッチング効果が発見されている。この平方数の数の渦糸格子が安定であることは、Ginzburg-Landau 方程式を解き有限な超伝導体における安定な渦糸構造を求めることで説明されている。

我々は、この有限系での渦糸構造がどのように融解していくかを、動力的シミュレーションによって解明する必要があると考え、特に不安定な渦糸構造がどのように融解するのかに興味を持ち、分子動力学法によるシミュレーションを行ってきた [2]。たとえば、図に固定境界条件の下、 $5\lambda \times 5\lambda$  の正方形の超伝導板中の渦糸の運動が、温度と共に激しくなり、誘拐していく様子を表した。



図： $5\lambda \times 5\lambda$  の正方形板中の渦糸の運動の軌跡

シミュレーションにおいては、以下の運動方程式を各渦糸に対して数値的に解く。

$$\eta \frac{dr_i}{dt} = f_{pi}^{imp} + f_{vi} + f_{fi}$$

ここで  $r_i$  は渦糸の位置、 $f_{pi}^{imp}$  はピン留め力、 $f_{vi}$  は渦糸間の反発力、 $f_{fi}$  は周りからの揺ら

ぎの力である。今回の発表では、個々の渦糸の位置の標準偏差  $\sigma_i^2 = \left\langle (r_i - \langle r_i \rangle)^2 \right\rangle$  を用いた融解温度を様々な形状で調べた結果を報告する。

[1] S. Ooi, T. Mochiku, M. Tachiki, and K. Hirata PRL 114, 087001 (2015).

[2] M. Kto, H. Kitago, J. phys. Conf. Ser. 871, 012028 (2017)

## ラッシュバ効果を持つ単原子層超伝導体における面内臨界磁場の増大

物質・材料研究機構

一ノ倉聖、吉澤俊介、内橋隆

空間反転対称性の破れた系においてはスピン軌道相互作用によってスピン分裂が生じ、スピナー重項-三重項混成、FFLO 状態といった特異な超伝導状態と上部臨界磁場の増大が期待される。これまで、反転対称性の破れた結晶構造を有するバルク物質において巨大な上部臨界磁場が報告されてきたが、それらは同時に重い電子系であるため、臨界磁場増大がスピン分裂のみによって生じるのか明らかでない。結晶の試料表面においては表面垂直方向の反転対称性が自然に破れているため、単純な金属であってもスピン分裂を伴う表面状態を持つ。特に、半導体清浄表面では、重金属の吸着によりラッシュバ型にスピン分裂した電子状態が生じる。最近、超高真空中での低温測定技術の発達によって表面 2 次元系でも超伝導が観測できるようになり、ラッシュバ効果との関連性が指摘されている。

本研究では、Si 表面上で Tl と Pb が 2 次元的に再構成した  $\text{Si}(111)\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-(Tl,Pb)}$  に着目した。構造モデルを図 1a に示す。超高真空チャンパー内で分子線エビタキシーによって試料を作製し、真空・低温・磁場中での電気伝導測定を行った。両装置間の試料移動には、ロードロックに接続できる携帯用の超高真空チャンパーを用い、試料作製から測定まで一貫して超高真空内で行っている。これまで、ARPES 測定と電気抵抗測定により  $\text{Si}(111)\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-(Tl,Pb)}$  は分裂幅  $E_R = 250$  meV と大きなラッシュバ効果と  $T_c = 2.3$  K の超伝導を併せ持つことがわかっており [1]、今回は新たに面内磁場中での特性を調べた。図 1b に示すように、5 T でもほとんど転移温度に変化がないことが明らかとなった。2 次元超伝導体では、平行磁場に対しては常磁性効果によって対破壊が起きる。BCS 理論によるとその値(パウリ限界)は  $H_p = 1.86 \times T_c = 4.4$  T で与えられるが、今回観測された上部臨界磁場は明らかにその  $H_p$  を超えており、スピン分裂の影響を示唆する結果が得られた。

[1]A. V. Matetskiy, *et al.*: PRL 115, 147003 (2015).

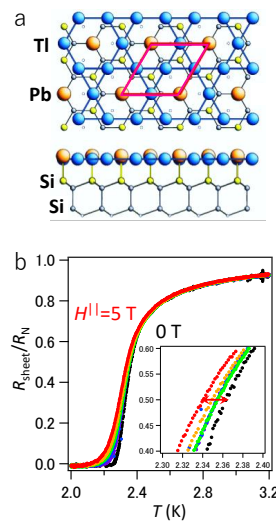


図 1.  $\text{Si}(111)\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-(Tl,Pb)}$  の a 構造モデル. b 面内磁場中の電気抵抗率の温度依存性.

## 渦糸の直接捕捉による超高速超伝導ストリップ光子検出器の開発

産総研<sup>1</sup>, 横国大院工<sup>2</sup>

全 伸幸<sup>1</sup>, 馬渡 康徳<sup>1</sup>, 藤井 剛<sup>1</sup>, 阿部 裕<sup>2</sup>, 冨塚 裕真<sup>2</sup>, 吉川 信行<sup>2</sup>

超伝導ストリップ光子検出器 (SSPD: Superconducting Strip Photon Detector) は、量子暗号通信を社会実装するための単一光子検出器として、国内外を問わず活発に研究開発が進められている[1][2]。通信波長帯 (波長 1,550 nm) の単一光子に対する量子効率、タイミングジッタ、暗計数率等の特性は、アバランシェフォトダイオード等の他の単一光子検出器の特性を凌駕しており、SSPD を用いた量子暗号ネットワーク「東京 QKD (Quantum Key Distribution)」等のフィールド試験において、50 km 圏敷設ファイバで数百 kbps の量子鍵生成速度が実証されている[3]。

一方、SSPD の動作原理は諸説があり、そのメカニズムが明確に解明されているわけではない。最も有力視されている動作原理は、光子入射に伴う超伝導秩序パラメータの変動によって超伝導ストリップ中に磁束-反磁束対が発生し、超伝導ストリップを流れるバイアス電流によるローレンツ力に起因する磁束-反磁束対の解離とその後の磁束量子の運動により、光子入射位置を中心に数十～数百 nm が超伝導状態から常伝導状態に転移するというものである[4][5]。これまでの SSPD は、ストリップの幅方向が完全に常伝導状態に転移した際に発生する電流パルスを検出信号として利用しており、光子入射後のごく初期に発生する磁束量子はまだ実験的に確認されていない。

本研究では、超伝導ストリップから飛散する磁束量子を直接捕捉し、SSPD の動作原理を明らかにすべく、超伝導ストリップと単一磁束量子 (SFQ: Single Flux Quantum) 論理回路が直接接続されたデバイスを作製し原理実証実験を行った。光子入射直後に発生する磁束量子は数ピコ秒の時間スケールで運動することが理論的に予言されており[5]、その直接捕捉に成功すれば現状の SSPD の応答時間スケール (～ナノ秒) を 3 桁程度上回る単一光子検出器を実現できると思われる。SFQ 論理回路は、磁束量子を情報担体とする論理回路であり、かつピコ秒の優れた時間分解能を有しているため[6]、磁束量子を計数する等の論理演算も容易である。

### 引用文献

- [1] S. Miki et al., *Appl. Phys. Lett.* **92**, 061116 (2008).
- [2] F. Marsili et al., *Nat. Photon.* **7**, 210-214 (2013).
- [3] M. Sasaki et al., *Opt. Express* **19**, 10387-10409 (2011).
- [4] T. Yamashita et al., *Appl. Phys. Lett.* **99**, 161105 (2011).
- [5] A. N. Zotova et al., *Phys. Rev. B* **85**, 024509 (2012).
- [6] K. Nakamiya et al., *Physica C* **463-465**, 1088-1091 (2007).

## 清浄な超伝導体における磁束フロー抵抗率の磁場初期勾配の 準古典理論評価

産業技術総合研究所 電子光技術研究部門

東 陽一, 長谷 泉, 馬渡 康徳, 柳澤 孝

Okadaらによって、鉄系超伝導体における磁束フロー抵抗率の磁場依存性が系統的に測定された[1]。彼らの実験では、 $c$ 軸静磁場中で弱い高周波磁場を用いて測定した表面インピーダンスから磁束フロー抵抗率が評価されている。LiFeAs[2]およびBaFe<sub>2</sub>(As<sub>0.7</sub>P<sub>0.3</sub>)<sub>2</sub>[1]に対する実験では、超伝導ギャップエネルギーの異方性と多バンド性が磁束フロー抵抗率の磁場依存性の初期勾配を増大させることが $d$ 波超伝導に対するKopnin-Volovikの理論[3]に基づき定量的に議論されている。しかし、Kopnin-Volovikモデルに基づく初期勾配の簡便な表式[2]では、渦芯の準粒子緩和時間 $\tau_{\text{core}}$ が常伝導状態の緩和時間 $\tau_n$ と等しいと仮定されている。この近似は従来型超伝導体では、ギャップ内束縛準位間隔 $\Delta^2_{\infty}/\epsilon_F$ が小さいので、渦芯を常伝導状態とみなせるため妥当であるが、非従来型超伝導体では、一般には成り立たないと考えられる。

そこで、本研究では、非従来型超伝導や多バンド超伝導への応用が可能な理論とするため、 $\tau_{\text{core}} = \tau_n$ と仮定せず、渦芯の準粒子散乱率を準古典理論に基づき計算し、初期勾配を評価する。非自己無撞着Born近似で不純物散乱を取り扱い、三次元フェルミ面に対して、渦芯における不純物による低エネルギー準粒子散乱率を計算すると、表のように超伝導対称性によらず、常伝導状態の散乱率とおおよそ等しくなるという結果を得た。 $\tau_{\text{core}} = \tau_n$ とする仮定は三次元性の強い清浄な超伝導体に対しては妥当であると言える。しかし、dirtyな超伝導体では、 $\tau_{\text{core}} = \tau_n$ とする仮定は電子構造の次元性によらず妥当ではない可能性がある。また、NaFe<sub>0.97</sub>Co<sub>0.03</sub>AsやFeSe<sub>0.4</sub>Te<sub>0.6</sub>において観測されている、非磁性/磁性散乱体が増えると、初期勾配が小さくなる振る舞い[4]は、不純物濃度が渦芯の準粒子状態に与える効果を理論に取り込む必要があり、 $\tau_{\text{core}} = \tau_n$ とする仮定を用いずに不純物散乱を自己無撞着Born近似もしくはT行列近似を用いた数値計算でしか解析できないことが分かった。

講演では、清浄な単一バンド超伝導体の渦芯における準粒子散乱率に加え、磁束フロー抵抗率の磁場依存性初期勾配についても議論する。

有益な議論をしていただいた東北大学金属材料研究所の岡田達典博士に感謝致します。

pairing symmetry	$\langle \Gamma(\epsilon = 0.05\Delta_{\infty}, \tilde{k}) \rangle_{\tilde{k}} / \Gamma_n$
<i>s</i> -wave	1.363
line-node <i>s</i> -wave	0.662
<i>d</i> -wave	0.746
<i>s</i> + <i>g</i> -wave (point node)	0.678

表：種々の超伝導対称性に対する準粒子散乱率。散乱率はフェルミ面上で平均化、常伝導散乱率で規格化されている。準粒子束縛エネルギーは $\epsilon = 0.05\Delta_{\infty}$ とした。

[1] T. Okada and A. Maeda, Solid State Physics **51**, 509 (2016) [in Japanese].

[2] T. Okada *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 064516 (2012).

[3] N. B. Kopnin and G. E. Volovik, Phys. Rev. Lett. **79**, 1377 (1997).

[4] T. Okada *et al.*, Phys. Rev. B **91**, 054510 (2015).

## 単一磁束渦系の交流電場応答

東京大学総合文化研究科

堤康雅

カイラル p 波超伝導体などの磁束渦系にマヨラナフェルミオンが束縛されていることは理論的に示されているが、実験による直接的な観測は未だ実現していない。マヨラナフェルミオンは粒子と反粒子が同一であるため、生成・消滅演算子の二乗がゼロとならず、粒子数を定義することができない。通常のフェルミオンとしての性質は、二つのマヨラナフェルミオンが対となることで回復される[1]。そのため、異なる磁束渦系に束縛された準粒子励起が対となっていることを示すことができれば、準粒子励起がマヨラナフェルミオンであることの直接的な証拠となる。マヨラナフェルミオンを介して磁束渦系が対となれば、磁束渦系格子の集団励起に音響モードだけではなく、光学モードも現れることが期待される。磁束渦系の集団励起は、磁束渦系に交流電場をかけることで誘起することができる[2,3]。

本発表では、磁束渦系格子の集団励起を研究する準備として行った、単一磁束渦系の交流電場応答を議論する。理論計算では単一磁束渦系の平衡状態を出発点とし、摂動として加えた交流電場に対する線形応答を Keldysh 形式の準古典グリーン関数が従う一階線形微分方程式を解くことで求める。この際、電荷の保存が保障されるように[2,3]、準古典グリーン関数と秩序変数、不純物自己エネルギー、電磁ポテンシャルを自己無撞着に決定する。得られた準古典グリーン関数を用いると、交流電場による秩序変数の変位、誘導電場、誘導電流、電荷ゆらぎを計算することができる。磁束渦系格子の集団励起を研究することを見据えて、数値計算の高速化についても議論する。

### 引用（参照）文献

- [1] C. Nayak *et al.*, Rev. Mod. Phys. 80, 1083 (2008).
- [2] M. Eschrig *et al.*, Phys. Rev. B 60, 10447 (1999).
- [3] M. Eschrig and J. A. Sauls, New J. Phys. 11, 075009 (2009).



## 渦糸系におけるブロッキング現象

東工大理

嶺村貴秀, 家永絃一郎, 小川貴史, 前垣内舜, 金子真一, 大熊哲

ランダムなピン止めポテンシャル中で渦糸格子を直流駆動させると、駆動力（速度）が小さくピン止め効果が大きいときには、渦糸配置が時間的・空間的にゆらいだプラスチックフロー（PF）が現れ、駆動力を増大させピン止めの影響を小さくすると、渦糸系のコヒーレンスが回復し、十分な高速域では格子的フローのフラックスフロー（FF）が実現する[1]。このような渦糸系の動的な状態変化は、特に秩序が回復する高速域を中心に、理論・シミュレーションと実験により調べられてきた。我々はピン止めがはずれた直後の低速域において、定常状態へ向かう緩和時間の測定から非平衡 depinning 転移の存在を実験的に示してきた[2]。しかし、低速の PF 域における渦糸の乱れたフロー状態や配置については、まだ実験による十分な知見が得られていない。この問題は渦糸系に限らない、ランダムポテンシャル中を運動する多粒子系に普遍的な問題であることから、その解明は重要である。

本研究はランダムなピン止めをもつアモルファス  $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$  膜を用いて、PF 状態の渦糸配置に関する情報を実験的に得ることを目的とした。まず、小さい直流駆動電流  $I_{\text{inp}}$  を渦糸系に印加し PF となる定常状態を実現した後、駆動力を切り、渦糸配置を凍結させる。これを input 渦糸配置とする。つぎに先ほどと同方向または逆方向に  $I_{\text{inp}}$  と同じ大きさの電流を印加し、電圧の過渡現象を測定する。これを readout 実験と呼ぶ。その結果、逆方向に駆動させたときにのみ電圧（速度）が時刻  $t=0$  で大きく立ち上がった後にすぐに減少する過渡現象が観測された。readout 電流の向きによる電圧の過渡応答の違いの起源は、強くピン止めされた渦糸が比較的集まった領域が試料内に存在し、これが自由な渦糸を堰き止めるブロッキングが起こっているためと考えられる。すなわち  $I_{\text{inp}}$  と逆方向に readout 電流を印加したときのみブロッキングが消失し、その渦糸の運動による余分な電圧が  $t=0$  で立ち上がる。 $I_{\text{inp}}$  を増加させ FF の定常状態を実現した後に先ほどと同じ readout 実験を行うと、駆動方向による電圧の過渡現象の差は現れなかった。これは FF 状態ではピン止め効果が小さくブロッキングが現れないためと考えられる。PF 域で観測されたブロッキング現象は、ランダムなピン止めポテンシャル中の粒子運動のシミュレーションで報告されているクロッキングと関連している可能性を指摘する[3]。

[1] Y. Togawa, R. Abiru, K. Iwaya, H. Kitano, A. Maeda, PRL **85**, 3716 (2000)

[2] S. Okuma, Y. Tsugawa, A. Motohashi, PRB **83**, 012503 (2011); NJP **14**, 123021 (2012);

Y. Kawamura, S. Moriya, K. Ienaga, S. Kaneko, S. Okuma, NJP **19**, 093001 (2017)

[3] C. J. Olson Reichhardt *et al.*, PRE **86**, 061301 (2012)

## エアロジェル中の超流動 $^3\text{He}$ のグラディエント項

### -渦糸構造の安定性-

京都大学理学研究科

長村夏生, 池田隆介

近年、異方的エアロジェル中の超流動  $^3\text{He}$  においてバルク液体では実現できないポーラー対相が理論の予想通り実現することが明らかになっており、この相での半整数渦(HQV)出現が取りざたされている。HQV 出現にエアロジェル特有の異方性がどのように関わっているのかを調べる目的で、ギンツブルクランダウ自由エネルギーのグラディエント項を微視的計算により調べた。結果、異方的エアロジェルに限らず、等方的エアロジェル中においてもグラディエント項が変更を受け、低温においてその一部が発散するような振る舞いが見られた。このことによって、超流動  $^3\text{He}$  の渦糸構造の安定性に関して、バルクの場合に得られている結果(E. V. Thuneberg Phys. Rev. B 36, 3583 (1987))が、エアロジェル中においては変化する可能性があり、調査を行った。また、HQV についても結果を得ることが出来れば、報告したい。

## 超伝導板における臨界状態：発熱の効果

大阪府大院工  
大井 慎典、加藤 勝

超伝導板に垂直に外部磁場を印加していくと、超伝導板の端から磁束が侵入する。外部磁場下の超伝導板内への磁束侵入の種類として、臨界状態と渦糸雪崩がある[1]。磁束を超伝導板に駆動するローレンツ力と、それを妨げる向きに働くピン止め力が釣り合った準安定な状態が臨界状態である。一方で、渦糸雪崩は渦糸の運動による発熱と、それによる熱揺らぎにより、渦糸がピン止め中心から動き、超伝導板内にさらに磁束が侵入する現象である。外部磁場の増加率が小さいときに臨界状態となり、大きくすると渦糸雪崩が生じることが分かっている。

これまでも、臨界状態について、その特性は数多く調べられてきたが[2, 3]、熱の影響を考慮した計算は行われていない。臨界状態も渦糸雪崩も、渦糸の熱磁気学応答であり、渦糸雪崩を再現するためにも、熱を考慮した臨界状態を調べる必要がある。

今回は一枚の超伝導板について以下の計算を行った。Maxwell 方程式と熱伝導方程式、渦糸の運動による電流電圧特性を三次元的構造の超伝導体に対して、有限要素法を用いて解いた。臨界電流が温度に依存して変化するとき、渦糸の侵入には熱の効果が影響する。臨界状態における、電流密度と熱の効果の関係を報告する予定である。

### 引用（参照）文献

- [1]E. Altshuler, and T. H. Johansen Rev. Mod. Phys. 76, 489 (2004)
- [2]C. P. Bean, Phys. Rev. 129 250 (1963)
- [3]E. H. Brandt, Phys. Rev. Let. 10, 3025 (1995)

## 超伝導体 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ におけるスピン軌道相互作用を考慮した パウリ対破壊効果

岡山大院自然, 岡山大基礎研<sup>A</sup>

小田 向志, 田中 健太, 大成 誠一郎<sup>A</sup>, 市岡 優典<sup>A</sup>

$\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  はカイラル  $p$  波超伝導体の候補物質として注目されている。上部臨界磁場  $H_{c2}$  の外部磁場方向の角度依存性を調べる実験により、 $ab$  面内方向の外部磁場に対してパウリ常磁性対破壊効果に似た抑制効果が現れることが報告されている。しかし、スピン軌道結合の強い場合の超伝導秩序変数ではカイラル  $p$  波の  $d$  ベクトルは  $d=(0,0,d_z)$  が想定されており、単純なスピン描像では  $ab$  面内方向の磁場  $H$  に対して  $H \perp d$  となるためパウリ常磁性対破壊効果は起こらないと考えられる。そこで、超伝導を担う  $d$  電子のスピン軌道相互作用を考慮し、擬スピン描像においてパウリ常磁性対破壊効果の評価を行った。

$\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  のフェルミ面構造を反映した 3 軌道 ( $d_{xy}, d_{yz}, d_{zx}$ ) のタイトバインディングモデルでスピン軌道相互作用を考慮し、ゼーマン効果のパウリ常磁性対破壊効果による超伝導転移温度の変化を理論計算した。ここでは渦糸による反磁性対破壊効果は考慮していない。なお、カイラル  $p$  波では  $d_{zx}$  ( $d_{yz}$ ) と  $d_{xy}$  の軌道間のトランスファーが存在しなければスピン軌道相互作用を考慮してもパウリ常磁性対破壊効果は起こらないため、3 次元的なタイトバインディングモデルを採用した。超伝導対称性としては、カイラル  $p$  波の他、ヘリカル  $p$  波や  $s$  波の場合を検討し、スピン軌道相互作用の強さ変化させて、どのような場合に超伝導の抑制が起きるか調べた。

今回の計算において、 $ab$  面内方向の磁場の下でカイラル  $p$  波のパウリ常磁性対破壊効果の評価すると、 $s$  波に比べるととても弱いですが、カイラル  $p$  波でも有限の抑制効果が起こることが分かった。これらの結果より、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  における  $ab$  面内方向の外部磁場に対する超伝導の抑制が説明できるか検討したい。



第 2 5 回渦糸物理国内会議