

口頭発表

電気二重層トランジスタ構造を用いた FeSe の超薄膜化と高 T_c 化

東北大学 金属材料研究所

野島勉, 伊藤恭太, 塩貝純一, 三橋駿貴, 塚崎敦

鉄系超伝導体の中で最も単純な結晶構造持つ FeSe は, MBE 法により SrTiO₃(001) 基板上で 1-unit cell 程度の超薄膜にすると, その超伝導転移温度 T_c がバルクの値 ($T_c \sim 9$ K) に比べて格段に上昇することで知られる (in-situ での STM ギャップ測定で $T_c = 65$ K, ex-situ 電気抵抗測定でオンセット T_c が約 40 K 程度) [1]. さらに最近では Nb:SrTiO₃ 基板上の超薄膜における in-situ の電気抵抗測定で $T_c = 109$ K とも報告されている[2]. 高 T_c の起源として, SrTiO₃ からの電子移動, 超薄膜化によるバンド構造の変化, SrTiO₃ 基板との電子格子相互作用等が提案されているが, これまで限られた環境下での実験しか報告されていないため, 高 T_c 化のための本質的な条件は明確ではない. そこで本研究では, FeSe の電気二重層トランジスタ (EDLT) 構造を作製し, このデバイス構造の持つ (i) 電気化学的エッチングと (ii) 静電的キャリアドープという 2 つの機能を用いることにより, FeSe 薄膜の膜厚およびキャリア制御を試みた[3].

PLD 法によって SrTiO₃(001) と MgO(001) 基板上に成長させた FeSe の c 軸配向薄膜 (膜厚 13-18 nm) とイオン液体 DEME-TFSI を組み合わせた EDLT デバイスを作製した. 試料温度を調節することにより, 上記 (i) と (ii) の機能を別々に引き起こし, 輸送特性の膜厚および電場依存性をそれぞれ詳細に測定した. その結果, SrTiO₃ と MgO の両基板において, 40 K のオンセット T_c をもつ超伝導が約 10 nm から 0.6 nm (1-unit cell) の広い膜厚の範囲で実現されること, およびこの超伝導がこれまで報告のある SrTiO₃ 上の 1-unit cell 薄膜を除き, 電場により制御されることがわかった. 本研究の結果は, 1-unit cell の膜厚や SrTiO₃ 基板が高 T_c の必要条件ではなく, 電場によって引き起こされたキャリアドープ又はそれに伴うバンド状態の変化が本質であることを示している.

[1] Q. Y. Wang *et al.*, Chin. Phys. Lett. 29, 037402 (2012).

[2] J. F. Ge *et al.*, Nature Mater. 14, 285 (2015).

[3] J. Shiogai *et al.*, Nature Physics (2015) in press (published online).

電場誘起表面超電導における平行磁場による対破壊効果

岡山大院自然

鍋田昌宏、市岡優典、田中健太

電気二重層トランジスタ構造を用いて電場を印加することにより、絶縁体の表面に金属状態や超伝導状態を誘起させる実験は既に様々な物質を対象に行なわれている。この系はゲート電圧を変化させることで絶縁体の表面に誘起される2次元電子密度を制御できるという利点がある。本研究では、 SrTiO_3 における電場誘起表面超伝導の場合[1,2]に着目し、超伝導状態における厚さ方向に関する電子状態の空間構造が表面に平行な磁場によりどのように変化するか理論計算により考察する。

この系における表面電子状態は、電場による閉じ込めポテンシャルによりサブバンドを形成する。複数のサブバンドが表面電子状態に寄与するため、この系は単純な2次元電子状態が形成されているとは言えず、表面超伝導状態の厚さ方向の自由度に対する空間構造を正確に考慮して議論する必要がある。また、サブバンド毎に超伝導ギャップの大きさが異なる多ギャップ超伝導状態が実現していることが指摘されているが[3]、この多ギャップ構造がどのような物性に反映するか検討する必要がある。

本研究では、電場による閉じ込めポテンシャルの中の電子を考え、超伝導状態についてはs波超伝導引力を仮定して、Bogoliubov-de Gennes方程式により超伝導秩序変数と局所電子状態の厚さ方向の空間変化を決定した。閉じ込めポテンシャルは遮蔽効果の強い場合を考慮し自己無撞着に決定した。磁場の効果としては、表面に平行な磁場をかけた場合を考え、ゼーマン効果による常磁性対破壊効果のみを考慮した場合について計算を行った。この結果より、超伝導秩序変数が磁場で抑制される様子を調べ、超伝導の局所電子状態の深さ方向の依存性やフェルミエネルギーでの電子の状態密度が磁場の関数として、どのように変化するかを観察し、サブバンド依存の多バンド超伝導の寄与がどのように現れるかについて考察した。電場誘起表面超伝導の多バンド超伝導状態における常磁性対破壊効果と反磁性対破壊の効果の役割についても議論したい。

[1] K.Ueno, *et al.*, Nature Materials **7**, 855 (2008).

[2] K.Ueno, *et al.*, Phys. Rev. B **89**, 020508(R) (2014).

[3] Y. Mizohata, M. Ichioka, and K. Machida, Phys. Rev. B **87**, 014505 (2013).

Group-VI 遷移金属ダイカルコゲナイドにおける Non-symmorphic 超伝導

新潟大学自然科学研究科^A 京都大学理学研究科^B中村康晴^A, 柳瀬陽一^B

Non-symmorphic Superconductivity in Group-VI Transition metal dichalcogenides

^AGrad. Sch. of Sci. and Tech., Niigata Univ. ^BDept. of Phys., Kyoto Univ.Y. Nakamura^A and Y. Yanase^B

2005 年にグラフェンの大面積試料が絶縁性基板上に形成 [1] されて以来、グラフェンの持つ興味深い物性が多くの人々の関心を集めてきた。近年では、グラファイトと同様な積層構造を持つカルコゲナイド系層状物質の単一層や数層が積層した試料が作成され、多くの研究が行われている。

2008 年に Ueno らは電気二重層トランジスタを用いたキャリアドープにより完全な絶縁体である SrTiO₃ 表面上に超伝導が実現することを世界で初めて示した [2]。その後の実験により、SrTiO₃ 以外の表面でも電場によるキャリアドープにより超伝導が実現している [3]。これらは電場誘起超伝導体と呼ばれ、連続的にキャリア密度を制御することが可能であるなどの性質から実験と理論の双方で多大な注目を集めている。カルコゲナイド系層状物質である MoS₂ も電場誘起超伝導体の一つであり、SrTiO₃ 表面より高いキャリア密度領域まで超伝導が実現している [4]。

MoS₂ では表面の約一層程度で超伝導が実現しており、上述したような薄膜試料と同じ状態が実現している [5]。MoS₂ の対称性は層の枚数が奇数であれば D_{3h} であり、グローバルに空間反転対称性が破れている。興味深いことに第 6 族遷移金属ダイカルコゲナイドは c 軸方向に Non-symmorphic な構造を持ち、層の枚数が偶数では空間反転対称性の破れがローカルとなる。

私たちは積層物質である遷移金属ダイカルコゲナイド表面および薄膜における超伝導相について研究を行った。ゼーマン型およびラシュバ型反対称スピン軌道相互作用により安定となる超伝導相について二層単一軌道タイトバインディングモデルに基づき解析した。この結果、層に依存したゼーマン型反対称スピン軌道相互作用の影響により、面内磁場中で奇パリティ超伝導である PDW 相が安定になることを発見した。さらに第 6 族の Mo および W を含む場合に安定となる Non-symmorphic な構造により K 点周りでは反対称スピン軌道相互作用が有効的に大きくなり、この奇パリティ超伝導相がより広い範囲で安定になることを示す。また、軌道対破壊効果およびラシュバ型反対称スピン軌道相互作用が超伝導に及ぼす影響についても議論する。

参考文献

- [1] K. S. Novoselov *et al.*: Nature. 438, (2005) 197.
- [2] K. Ueno *et al.*: Nat. Matter. 7, (2008) 855.
- [3] K. Ueno *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. 83, (2014) 032001.
- [4] J. T. Ye *et al.*: Science. 338, (2012) 1193.
- [5] Y. Saito *et al.*: arXive. 1506.04146.

走査型 SQUID 顕微鏡の観測画像における 画像処理と磁束の評価について

秋田大学, 大阪府立大学

林正彦, 石田武和

走査型 SQUID 顕微鏡 (SSM) は, 2 次元的なサンプルに平行な平面上において SQUID ノピックアップコイルを操作することで, 磁束の 2 次元像を得る装置である。われわれはこれまで SSM の磁束像を高解像度化する数値的な手法について開発と解析を行ってきた。特にピックアップコイルの形状とコイルが超伝導であることによる完全反磁性の効果を考慮した画像処理のための formalism を導出し [1, 2], 超伝導ネットワーク等, 実際の磁束観察像において十分な解像度の増加が見られることを見出した。この方法のポイントは,

- 1) コイル自体が排斥した磁束の量をコイルの形状を考慮して定量的に求め, コイルの形状や反磁性の効果を差し引いた, 本来観測されるべき磁束像を逆変換によって求める。[1]
- 2) ビオ・サバルの法則の逆変換を行うことで, コイルの位置ではなく, サンプル表面での磁化を求める。
- 3) 逆変換を行う際にコイルの形状因子がゼロになる波数付近の情報は, ノイズの大きさと画像の滑らかさから推定することで, 安定な変換を可能にする。[2]

という点である。

これまでの研究では, 解像度の増加は確認できたが, 磁束量の定量的な評価に関しては必ずしも十分な結果が得られていなかった。その原因は, ひとつには画像の滑らかさを仮定して逆変換を行うことによって, 磁束密度が急峻に変化している領域において, 磁束量を過小評価してしまうことなどが挙げられる。本講演では, 最近の実験データの解析を基に, これらの点の改善方法についての検討結果について報告を行う。

参考文献 :

[1] Masahiko Hayashi, Hiromichi Ebisawa, Ho Thanh Huy, and Takekazu Ishida, Appl. Phys. Lett. **100** (2012) 182601.

[2] Masahiko Hayashi, et al., Journal of the Korean Physical Society, **54** (2009) 303.



Vortex configuration in a Star-Shaped Mo₈₀Ge₂₀ plate with a pin

Vu The Dang^{1,2}, Hitoshi Masutomo¹, Hiroki Miyoshi¹, Atsuki Ito¹, Takuto Okamoto¹,

Ho Thanh Huy^{1,2}, Hiroaki Shishido^{1,3}, Masaru Kato^{3,4}, Takekazu Ishida^{1,3}

¹*Department of Physics and Electronics, Osaka Prefecture University*

²*Department of Physics and Electronics, University of Sciences, Vietnam National University HCMC*

³*Institute for Nanofabrication Research, Osaka Prefecture University*

⁴*Department of Mathematical Science, Osaka Prefecture University*

Abstract

The distribution of vortices in mesoscopic superconducting plates is expected to lead to the discovery of novel vortex states created by interaction between vortices and boundary condition. Confinement of vortices would be influenced by super currents flowing around sample edge, a relative size of the specimen to the coherence length ξ , or the magnetic penetration depth λ . We reported a series of researches of investigating vortex profiles on the mesoscopic geometry of amorphous Mo₈₀Ge₂₀ (circle, pentagon, etc.) [1,2]. In this presentation, we focus on a possible influence of the vortex-vortex interaction upon the vortex configurations. By introducing an artificial pin at center of concave decagon, we were successfully observing interesting vortex configurations experimentally. We found that the vortex profile was affected by the existence of a pinning center. Star-shaped plate was designed by the design tool named “Layout editor”, and our samples were patterned in a desired shape by an electron beam lithography (EB) technique. Amorphous superconducting Mo₈₀Ge₂₀ films were deposited by a DC sputtering apparatus onto a water-cooled Si substrate and a lift-off technique. The circumradius of a concave decagon plate was chosen as 60 μm and a thickness was 200nm. In Fig. 1, we show the vortex distribution in the star-shaped plate revealed by using a scanning SQUID microscope.

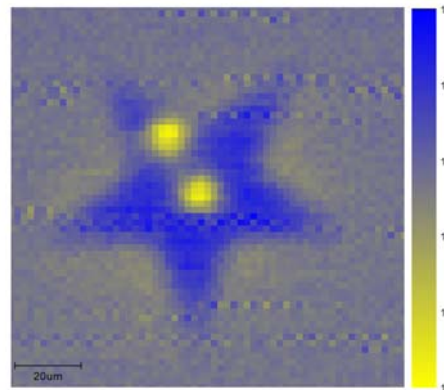


Fig1. Vortices in a concave decagon by using a scanning SQUID microscope

Acknowledgment

This work is supported by Grant-in-Aid for Young Scientists (B) (No. 26820130, No.26800192), Grant-in-Aid for challenging Exploratory Research (No. 25600018, No. 15K13979) and Grant-in-Aid for Scientific Research (S) (No. 23226019) from JSPS.

References

- [1] Ho T. Huy *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **26** (2013) 065001.
- [2] Ho T. Huy *et al.*, Physica C **484** (2013) 86.

多重渦状態と殻構造

電気通信大学¹, 日本原子力研究開発機構², 東北大学³

小久保伸人¹, 宮原大¹, 岡安悟², 野島勉³

小さな超伝導体に閉じ込めた渦糸は、互いに働く斥力相互作用と試料形状による閉じ込めとの競合により、微小系特有な配列状態を形成する[1-6]。微小円板に現れる同心円状に並んだ渦糸の殻（シェル）構造はその典型例であり、メンデレーエフの周期律に似た充填規則を伴う。メゾやナノスケールの平面構造に閉じ込めた電子（ウイグナークラスタ）[7]、コロイド[8]、ダストプラズマ[9]等が示す配列状態と密接に関連し、共通する多くの規則性が殻構造やその充填規則に見出されている[10]。殻構造に関する研究のほとんどは最も対称性がよい円形状の閉じ込めを扱うのに対し、三角形や正方形といった多角形状の閉じ込めでは、試料形状がもつ対称性と配列の対称性との間に幾何学的な“つり合い”が生じ、これが上記の競合に加わることによって形状に応じた独特な殻構造や充填規則が期待される[11, 12]。

本講演ではこれまでわれわれがアモルファス超伝導膜を用いて行ってきた多重渦糸状態の観察実験の結果[3-5]を、殻構造という立場で概観し、その充填規則を配列の周期性（表）を使ってまとめる。

[1] A. I. Buzdin and J. P. Brison, Phys. Lett. A **196**, 267 (1994).

[2] B. J. Baelus, L. R. E. Cabral, and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **69**, 064506 (2004).

[3] N. Kokubo, S. Okayasu, A. Kanda, and B. Shinozaki, Phys. Rev. B **82**, 014501 (2010).

[4] N. Kokubo, S. Okayasu, T. Nojima, H. Tamochi, and B. Shinozaki, J. Phys. Soc. Jpn **83**, 083704 (2014).

[5] N. Kokubo, H. Miyahara, S. Okayasu, and T. Nojima, J. Phys.Soc. Jpn. **84**, 043704 (2015).

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

[7] R. C. Ashoori, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3088(1992).

[8] K. Mangold, J. Birk, P. Leiderer, and C. Bechinger, Phys. Chem. Chem. Phys. **6**, 1623 (2004).

[9] W. T. Juan, Z. Huang, J. Hsu, Y. Lai, and L. I., Phys. Rev. E **58**, 6947 (1998).

[10] Y. Lai and L. I., Phys. Rev. B **60**, 4743 (1999).

[11] V R Misko, *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **22**, 034001 (2009).

[12] L. R. E. Cabral and J. A. Aguiar, Phys. Rev. B **80**, 214533 (2009).

超伝導渦糸格子欠陥の STM 観測

豊田理化学研究所¹⁾、東京工業大学²⁾、NIMS³⁾

西田信彦^{1,2)}、内山和治²⁾、桑原陽²⁾、亀山太一²⁾、金子真一²⁾、松葉健²⁾、
平田和人³⁾、竹屋浩幸³⁾、茂筑高志³⁾

超伝導渦糸を 10T 以上の高磁場で実空間測定する方法は、走査トンネル顕微鏡 (STM) のみである。STM で渦糸運動した実験は、いままで外部磁場を変化させて渦糸に駆動力を与える実験がいくつか行われているだけである[1,2,3]。試料に流れる電流を駆動力とする渦糸運動の実空間測定する実験は最近はじまったところである[4,5,6]。我々は非常にきれいな第 2 種超伝導体 $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ の渦糸集団運動に刃状転位が重要な役割を果たしていることを報告している[2]。磁場中冷却した $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ において観測した超伝導渦糸格子の刃状転位や格子間隙欠陥が、温度、磁場によって、それがどのような様相を示すか紹介する。また、この渦糸格子に駆動力がはたらくときの刃状欠陥の振る舞いについて述べる。高磁場下、超伝導渦糸格子の刃状転位や格子間隙およびその運動について、渦糸シミュレーションによる研究を期待している。

- [1] A.M. Toroyanovski, J. Aarts, and P. Kes, *Nature* 399 (1999) 665.
- [2] Kazuharu Uchiyama, Satoshi Suzuki, Akira Kuwahara, Keigo Yamasaki, Shin-ichi Kaneko, Hiroyuki Takeya, Kazuto Hirata, and Nobuhiko Nishida, *Physica C470* (2010) 5795.
- [3] 内山和治、*固体物理* vol.42 (2007) 719.
- [4] I. Guillamon, H. Suderow, S. Viera, J. Sese, R. Cordoba, J.M. De Teresa,, and M.R.Ibara, *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011) 077001.
- [5] A. Maldonado, I. Guillamon, H. Suderow, and S. Viera, *Rev. Sci. Inst.* 82 (2011) 82:073710.
- [6] A. Maldonado, S. Vieira, and H. Suderow, *Phys. Rev. B* 88 (2013) 064518.

高圧ねじり法によって作製された NbTi の超伝導特性

九産大工^A, 九大院工^B, 九大 I2CNER^C, 東北大金研^D
 西寄照和^A, K. Edalati^{B,C}, 堀田善治^{B,C}, 阿久根忠博^A, 坂本進洋^A,
 野島 勉^D, 井口 敏^D, 佐々木孝彦^D

これまで、高圧ねじり (High-Pressure Torsion: HPT) 加工によって作製したバルクナノメタル [1] の超伝導特性を調べてきた。バルクナノメタルでは、巨大ひずみを金属材料に導入することによって結晶粒をナノスケールまで微細化することができる特徴があり、ナノ構造超伝導体としての超伝導特性に着目してきた。Nb の場合、室温における HPT 加工 (回転数 $N = 5$) で $r \sim 120$ nm (平均粒径: $2r$) のナノ構造超伝導体となる [1]。この値は加工前 ($N = 0$) のサイズと比べ 3 桁程度微細化されており、結晶粒サイズは $r \sim 5\xi(0)$ に相当する。加工前に臨界温度 $T_c = 9.25$ K を示す Nb では、結晶粒の微細化過程で $T_c = 9.37$ K まで上昇することが分かった [2-4]。また、上部臨界磁場 H_{c2} は加工前に比べ 1.7 倍程度増加することから、超伝導体を粒界だらけにすることで顕著になる(粒界での)表面超伝導の効果を議論してきた。

本研究では、HPT 法をこれまでのように結晶粒の微細化に使用するだけでなく、NbTi 合金の作製に適用し [5]、得られた NbTi の超伝導特性について報告する。NbTi 合金は、Nb と Ti の粉末を原材料として用いて室温で HPT 加工 (回転数 $N = 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100$) を行うことで作製した。得られた NbTi について、SQUID を用いて磁場中で磁化 $M(T)$ の温度依存性を測定した結果、 $N = 1, N = 2$ の試料では Nb の超伝導特性に加えてわずかに NbTi の信号が観測されたが、 N の増加とともに合金化が進み NbTi の信号が増加することが分かった。HPT 加工による合金化の結果、 $N = 20$ 以上では X 線回折や電子顕微鏡観察に加えて、上部臨界磁場 $H_{c2}(T)$ などの超伝導特性の観点からもほぼ均質な NbTi 合金が形成されていることが分かった。これらの結果は、HPT 加工法は欠陥の導入によって結晶粒を微細化できるだけでなく、加熱溶融することなく原子を拡散させて合金を作製できる超伝導体作製の新しい手法であることを示している。講演では臨界電流密度や磁束ピン止め特性についても述べる。

参考文献

- [1] S. Lee and Z. Horita, Mater. Trans. 53 (2012) 38.
- [2] T. Nishizaki et al., Physica C 493 (2013) 132.
- [3] 西寄他, 日本物理学会第 68 回年次大会 (27aEM-5).
- [4] 第 22 回渦糸物理国内会議 (2014).
- [5] K. Edalati et al., Acta Materialia 80 (2014) 149.

双晶境界が超伝導複合体 d-dot における半整数量子磁束に及ぼす影響の理論解析

大阪府立大工^A

藤田憲生^A、加藤勝^A、石田武和^A

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-波の対称性[1]により、2種類の超伝導体の境界でオーダーパラメータに位相差が生じる。この位相差を補うために、半整数磁束が自発的に生じることが、d-dotの特徴である[2]。しかし、d-波超伝導体の素材としてYBa₂Cu₃O_{7-δ}を用いた場合、YBa₂Cu₃O_{7-δ}薄膜内の双晶境界における位相の飛びが影響することにより、半整数磁束が生じない場合が議論されている。

我々は、双晶境界においてx軸方向とy軸方向の格子定数が入れ代わる影響を、電子の有効質量の異方性を通して、2成分Ginzburg-Landau方程式[2]に取り入れることで、s-波とd-波それぞれのオーダーパラメータに対する自己無撞着方程式を次のように得た[3]。

$$\Delta_s^* = 2\lambda_d \left(\frac{V_s}{V_d} \right) \Delta_s^* \ln \left(\frac{2e^{\gamma} \hbar \omega_D}{\pi k_B T} \right) - 2\lambda_d \left(\frac{V_s}{V_d} \right) \alpha \left[\left(\frac{\varepsilon_F}{2m_x} \Pi_x^2 + \frac{\varepsilon_F}{2m_y} \Pi_y^2 \right) \Delta_s^* + \left(\frac{\varepsilon_F}{4m_x} \Pi_x^2 - \frac{\varepsilon_F}{4m_y} \Pi_y^2 \right) \Delta_d^* + |\Delta_s^*|^2 \Delta_s^* + |\Delta_d^*|^2 \Delta_s^* + \frac{1}{2} \Delta_d^{*2} \Delta_s^* \right]$$

$$\Delta_d^* = 2\lambda_d \Delta_d^* \ln \left(\frac{2e^{\gamma} \hbar \omega_D}{\pi k_B T} \right) - 2\lambda_d \alpha \left[\left(\frac{\varepsilon_F}{4m_x} \Pi_x^2 + \frac{\varepsilon_F}{4m_y} \Pi_y^2 \right) \Delta_d^* + \left(\frac{\varepsilon_F}{4m_x} \Pi_x^2 - \frac{\varepsilon_F}{4m_y} \Pi_y^2 \right) \Delta_s^* + |\Delta_s^*|^2 \Delta_d^* + \frac{3}{8} |\Delta_d^*|^2 \Delta_d^* + \frac{1}{2} \Delta_s^{*2} \Delta_d^* \right]$$

得られた式を用いた計算結果は、有効質量の異方性が大きいほど、半整数量子磁束が抑制される傾向を示唆していた[3]。

また、有効質量の異方性が異なる領域をもつd-dot(図1(a))における自発磁束の分布を計算したところ、境界の両端部分(図1の黒丸部分)に、付加的な磁束が生じるという結果が得られた。

(図1(b))本発表では、以上の結果から、双晶境界が半整数磁束に及ぼす影響について議論する。

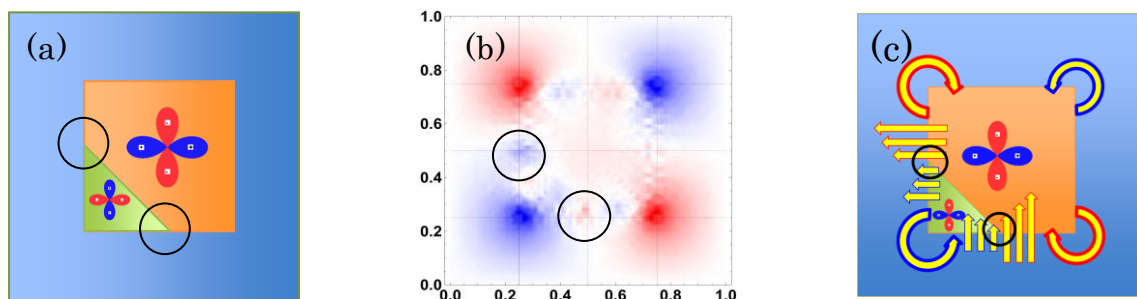


図1 双晶境界を取り入れたd-dot (a) 模式図 (b) 磁場分布の計算結果 (c) 電流分布の模式図

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] N. Fujita, M. Kato, T. Ishida. *Physica C*, (2015) doi : 10.1016/j.physc.2015.04.002

カイラルらせん磁性体が生み出す超伝導体の渦糸構造への影響

大阪府立大学

福井阜文、加藤勝、戸川欣彦

カイラルらせん磁性体は新規磁性体材料として期待されており、研究が盛んに行われている[1]。その内、カイラルらせん磁性体 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ は極低温で超伝導状態が現れることも報告されている[2]。このことは、母物質や電極で用いた物質が超伝導体となり、カイラルらせん磁性体と2層構造を形成したためであると考えられている。カイラルらせん磁性体はカイラリティを持っており、スピンのらせん軸に沿って少しずつねじれて配列する。このカイラリティが超伝導体に特異な現象を与えることが期待できる。

我々は渦糸構造への影響に焦点を当てて研究を行っている。そのために、Ginzburg-Landau 方程式を用いて渦糸構造を調べた。カイラルらせん磁性体の磁場の振動的な変化に対応して、量子磁束の向きに関して2種類の渦糸(up-vortex, down-vortex)が交互に形成されることが考えられる。しかし、この2つの渦糸は互いに引力が生じるために対消滅する。従って、カイラルらせん磁性体の強さにより、図1のような渦糸が飛び飛びに形成するような構造と、交互に形成するような構造が予測できる。

本発表では、上記の予測に基づいたシミュレーションを行ったので、その結果を報告する。

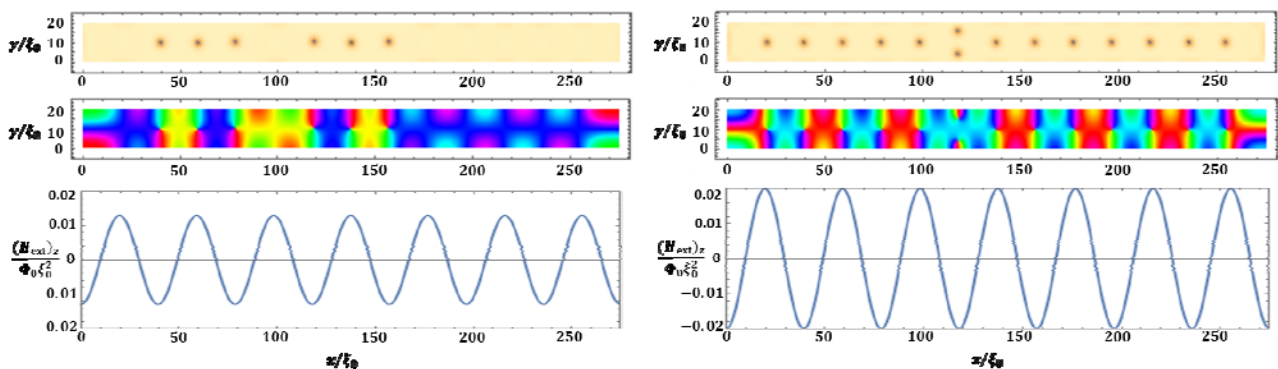


図 1. カイラルらせん磁性体の影響を外部磁場として取り込んだ場合の渦糸構造。

引用（参照）文献

- [1] Y. Togawa, et al. Phys. Rev. Lett. **108**, 107202 (2012)
- [2] 戸川欣彦ほか. 日本物理学会 2014 年秋季大会

カイラル p 波超伝導体の渦糸状態における 空間分解核磁気共鳴の理論解析

岡山大学大学院 自然科学研究科

田中健太, 市岡優典, 大成誠一郎

超伝導体 Sr_2RuO_4 は, カイラル p 波超伝導体の有力候補として, 盛んに研究が行われている. カイラル超伝導体では, Cooper 対の軌道角運動量 L_z が有限の値を持つために, 時間反転対称性の破れを伴った特異な物性が誘起される. このことから, L_z の量子数を確定することが, カイラル超伝導体の物性と発現機構を探る上で重要な課題となっている.

一方, カイラル p 波超伝導体の渦糸芯での核磁気緩和率 T_1^{-1} を解析した理論研究として林・加藤氏による先行研究[1, 2]がある. この先行研究では, Cooper 対のカイラリティである L_z ($=\pm 1$) の量子数の違いを反映して, 渦糸芯での T_1^{-1} が異なる値を持つことが示されている. この T_1^{-1} のカイラリティ依存性は, カイラリティ $L_z = \pm 1$ と渦度 $W = +1$ の相互作用によって, 異なるコヒーレンス効果が生じることに起因している[2]. しかし, これら先行研究は, 単一渦糸状態を想定した理論解析であり, 渦糸格子状態に伴う空間又は磁場依存性は考慮されていない.

そこで本研究では, 以前から我々が行ってきた計算手法[3]を用いて, カイラル p 波超伝導体の渦糸格子状態での核磁気緩和率を理論解析した. 具体的な手法としては, 渦糸格子状態を考慮した Eilenberger 方程式を自己無撞着に数値計算することで, Site-selective NMR 測定と呼ばれる空間分解核磁気共鳴測定を行う上で有益な情報となる T_1^{-1} の空間又は磁場依存性を定量的に算出した. そして, 内部磁場の空間分布に関する計算結果から, T_1^{-1} の内部磁場 (周波数) 依存性と NMR スペクトルを算出し, 測定条件を考察した. また, カイラル p 波超伝導体の渦糸内部で誘起される奇周波数 Cooper 対に注目し, T_1^{-1} のカイラリティ依存性との関係性について議論する.

[1] N. Hayashi and Y. Kato, *Physica C* **388-389**, 513-514(2003)

[2] Y. Kato and N. Hayashi, *Physica C* **388-389**, 519-520(2003)

[3] K. Tanaka *et. al.*, *Phys.Rev.B* **91**, 014509(2015)

カイラル p 波超伝導の渦芯における強結合効果

東京大学大学院 総合文化研究科

黒澤範行、加藤雄介

多くの超伝導体では超伝導のエネルギースケールは他のエネルギースケールに比べて非常に小さいため、Hartree-Fock 項およびペアポテンシャルの周波数依存性は無視することができる。しかし従来型超伝導においても糊となるボゾンと電子の結合が強い場合には一般にこれらは無視できなくなり、Eliashberg 方程式によって明示的にとり入れる必要が生じる。しかし、これらの系において、強結合の効果が量子渦に対して具体的にどのような影響を及ぼすかは、Ginzburg-Landau(GL) 理論以外の方法ではほとんどなされていない。

GL 理論による先行研究によると、カイラル p 波超伝導の渦は強結合性が強い場合には回転対称性を破ることが予想されている [1]。本研究では、準古典理論によってカイラル p 波の渦における強結合効果を調べた。強結合効果は結合定数にフォノン的な周波数依存性を導入することによってとりいれた。自己エネルギーは Eliashberg 方程式に従うとし、Eilenberger 方程式を自己無撞着に数値計算で準古典 Green 関数を求めた (図 1)。発表では自由エネルギーや温度依存性等について報告する。

引用文献

- [1] T. A. Tokuyasu, D. W. Hess, J. A. Sauls, Phys. Rev. B **41**, 8891 (1990).

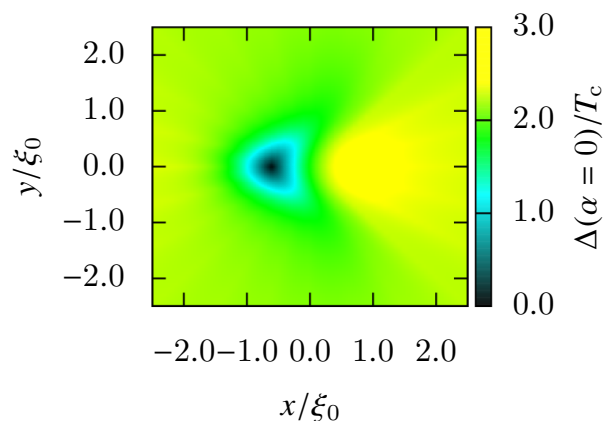


図 1 ペアポテンシャルが回転対称性を破る解の一例。(tan $\alpha = p_y/p_x$)

磁束線格子構造因子横磁場成分の Eilenberger 理論と London 理論

^a岡山大 院自然、^b立命館大 理工

市岡優典^a、天野雄次郎^a、石原将裕^a、町田一成^b

ab 方向と c 方向の超伝導相関長が異なる一軸異方的な超伝導体において、磁場の向きを c 軸と ab 面の間で傾けていく時の磁束線格子構造因子の強度変化を考察する。この系では、内部磁場において磁束方向に垂直な横磁場成分が発生するので、磁束線格子構造因子の横磁場成分もあわせて議論したい。磁束線格子構造因子は中性子小角散乱の強度から得られるが、横磁場成分についても中性子小角散乱のスピントリップ散乱として観測される。磁束線格子構造因子の理論計算は、これまで London 理論で行われてきたが、我々は定量的に正確な Eilenberger 理論による数値計算を行った。その結果を、同じパラメーターで計算した London 理論のものと比較し考察する[1]。

まず、計算パラメーターは $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の場合を想定し、超伝導相関長の異方性比が 4, 6, 8 となる 3 つの場合の擬 2 次元フェルミ面を用い、超伝導対称性は s 波と d 波の 2 通りの計算を行った。結果としては、磁束線格子構造因子の縦成分 $|F_z|^2$ と横成分 $|F_{tr}|^2$ の磁場方位（角度 θ ）依存性においては、London 理論と Eilenberger 理論の結果に定量的な違いが存在するが、この違いは London 理論で磁束芯のカットオフを導入した拡張 London 理論で吸収できる。また、s 波と d 波の結果の違いは超流動密度の温度依存性が s 波と d 波で違うことに起因する。なお、縦成分と横成分の比 $R=|F_{tr}|^2/|F_z|^2$ でプロットすると、下図のように、London 理論と Eilenberger 理論の結果、また、s 波と d 波の場合が良く一致する。また、 Sr_2RuO_4 を想定した異方性比 60 の場合[2]についても、両理論の結果および中性子小角散乱実験の結果について比較して考察する。

[1]Y.Amano, M.Ishihara, M.Ichioka, N.Nakai, K.Machida, Phys.Rev.B90, 144514(2014).

[2]Y.Amano, M.Ishihara, M.Ichioka, N.Nakai, K.Machida, Phys.Rev.B91, 144513(2015).

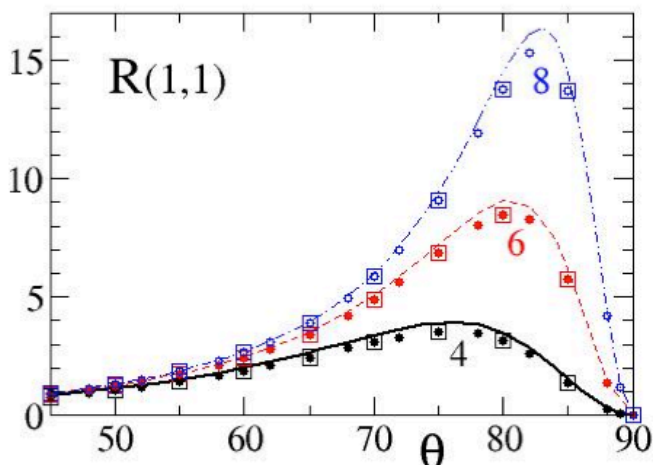


図 1. 磁束線格子構造因子(1,1)スポットでの縦成分と横成分の比 $R=|F_{tr}|^2/|F_z|^2$ の磁場方位依存性（ θ は c 軸からの角度）。異方性比 4, 6, 8 の 3 つの場合を示している。点が Eilenberger 理論の結果（s 波：丸印、d 波：四角印）、線が London 理論の結果。 $T=0.5T_c$ 、 $B=0.1B_0$ 、 $\kappa=100$ 。

松原形式の拡張された準古典方程式による 超伝導量子渦の電場と電荷

北大・理・物理

植木 輝, 河野 航, 北 孝文

本講演では、松原形式のローレンツ力を含む準古典方程式の導出について説明する。また、この方程式に準古典パラメータに関する摂動展開法[1]を用いた、マイスナー状態や孤立渦系における電場・電荷密度の計算方法を紹介する。

従来、超伝導渦状態の解析には、転移点近傍におけるギンツブルグ・ランダウ方程式や標準的な準古典方程式であるアイレンバーガー方程式が用いられてきた。しかし、これらの方程式にはローレンツ力が欠落しており、ホール効果を記述できないという問題点がある。ローレンツ力を含んだ準古典方程式として、ケルディッシュ形式で与えられたものがある[2]。この方程式はゲージ不変性をもち、マイスナー状態[1]、フラックスフロー状態[3]のホール効果を記述できることが知られている。

拡張された準古典方程式[2]は、ローレンツ力によって誘起される電場や電荷密度も計算できる。平衡状態の渦のもつ電荷に関する研究は数多く行われている。しかし、松原形式のローレンツ力を含む準古典方程式は、これまで導出されてこなかった。その困難として、アイレンバーガー方程式には松原・ケルディッシュ準古典グリーン関数間の周波数の解析接続による関係式があるが、文献[2]のケルディッシュ形式の方程式の中には、エネルギー（周波数）微分項が存在するため、拡張された準古典方程式はこの関係式を満たさないという問題点があった。

そこで、文献[2]による輸送方程式の導出法を松原形式で行うことにより、ゲージ不変性をもち、ローレンツ力を含む形で松原形式の準古典方程式を導出した。そして、松原・ケルディッシュ準古典グリーン関数間の周波数の解析接続による関係式を考えることによって、松原形式における電荷・電流密度の表式も曖昧さなしに導出することができた。さらに、文献[1]で用いられた準古典パラメータに関する摂動展開法により、文献[1]と同様の電場の方程式を得ることができた。導出の詳細に関しては講演の場に譲るとする。また、これらの方程式を用いたマイスナー状態や孤立渦系における電場・電荷密度の計算方法についても説明する。

引用（参照）文献

[1] T. Kita, Phys. Rev. B 79, 024521 (2009).

[2] T. Kita, Phys. Rev. B 64, 054503 (2001).

[3] E. Arahata, Y. Kato, J. Low. Temp. Phys. 175, 346 (2014).

Mg バッファを用いた MgB₂ エピタキシャル膜の低温成膜

¹大阪府立大学工学研究科, ²大阪府立大学ナノファブリケーション研究所

宍戸寛明^{1,2}, 吉田卓矢¹, 石田武和^{1,2}

MgB₂ は 2001 年に発見された超伝導体であり, その超伝導転移温度 T_c は 39 K にも達する[1]. また, Mg, B という軽元素のみからなる単純な化合物であるため, 元素戦略の観点からも有利である. そのため, 線材, 超伝導デバイス, 超伝導検出器 [1] など応用面に注目した研究も多く行われてきた. 薄膜作製とその微細加工にも着目されており, これまでに MgB₂ エピタキシャル薄膜を製膜する取り組みは, 物理蒸着と化学輸送法を組み合わせた HPCVD[2]や ¹⁰B を電子ビームにより蒸着する分子線エピタキシー(MBE)法[3]など, 多くのグループにより報告されている.

我々は MBE 法により MgB₂ 薄膜の製膜を行った[5]. その際, Mg のみならず ¹⁰B についてもクヌードセンセル(K セル)を用いた加熱蒸着により蒸着を行うことで, 長時間安定したフラックスを得た. 我々は格子のマッチングの良い 4H-SiC 基板の(001)面上にバッファ層として Mg を 30 nm エピタキシャル成長させ, その上に MgB₂ を 100 nm 製膜した. 図 1 の内挿図に模式図を示す. これにより約 110 °C の, これまでに報告されている中で最も低い基板温度で MgB₂ のエピタキシャル膜の作製に成功した. 得られた膜では 4H-SiC 基板の[100]軸と Mg 膜の[100], MgB₂ 膜の[100]軸が平行に成長している. 図 1 に示すように電気抵抗測定から $T_c = 27.2$ K で転移幅 0.9 K のシャープな超伝導転移を起こし, ゼロ抵抗を示すことが明らかになった.

謝辞: 本研究は科研費若手研究(A) No. 24684027, 基盤研究(S) No. 23226019, 大阪府立大学大学院工学研究科 FI 推進研究奨励研究費の支援を得て行った.

[1] J. Nagamatsu *et al.*, Nature **410** (2001) 63.

[2] T. Ishida *et al.*, J. Low Temp. Phys. **167** (2012) 447.

[3] X. Zeng *et al.*, Nat. Mat. **1** (2002) 35.

[4] K. Ueda and M. Naito, Appl. Phys. Lett. **79** (2001) 2046, A. J. M. Van Erven *et al.*, App. Phys. Lett. **81** (2002) 4982.

[5] H. Shishido *et al.*, App. Phys. Express **8** (2015) 113101.

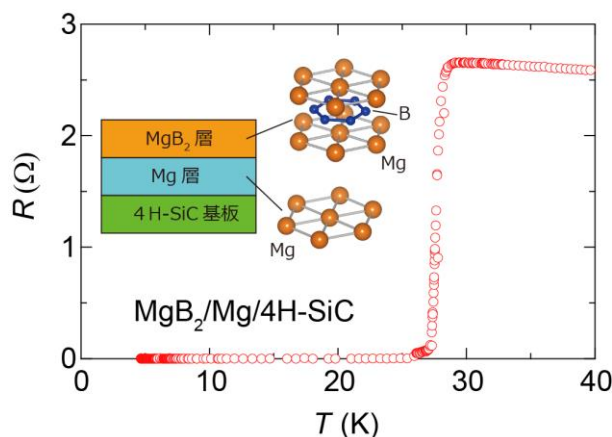


図 1 電気抵抗の温度依存性. 内挿図に膜の模式図を示す.

角度回転比熱測定による $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ におけるギャップ異方性の決定

東大院工

為ヶ井 強、山田 竜大、Yue Sun、卞 舜生

鉄系超伝導体 $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ では、 $\text{Fe}(\text{Te},\text{Se})$ 層間に余分な鉄（過剰鉄）が入ることにより、超伝導が強く抑制されている。しかし、酸素 [1]、カルコゲン [2]等の様々な雰囲気下でアニールすることにより、過剰鉄が除去されバルク超伝導を示ようになる。一方、角度回転比熱は、超伝導ギャップの異方性を知る有力な手法であるが、 $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ においては相矛盾する結果が報告されている[3,4]。この不一致は単結晶内に含まれる過剰鉄量の違いによると考えられる。そこで、これまで培ってきたアニール技術を用いることにより得られた良質な単結晶を用いて、 $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ の角度回転比熱測定を行うことにより、ギャップの異方性を調べた。

角度回転比熱測定には Physical Property Measurement System (PPMS, Quantum Design 社)のローテーターを改造して用いた。輻射や室温からの熱伝導を防ぐために、輻射シールドと回転棒は独自に作製し、高真空状態でも 2 K 付近まで冷やせるよう改良した。また、磁場を ab 面内で回転できるように、図 1 に示すように比熱測定用パックを改造し用いた。サンプルパックと熱浴との熱接触を良くするため、純銀線を架け渡すことにより熱平衡状態までの緩和時間を短くした。毎回 T_c 以上に昇温した後に試料を回転させ、各磁場角度で測定を百回以上繰り返すことにより、測定の精度を高めた。9 T における測定結果を図 2 に示す。過剰鉄を十分に除去した $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ では、3.72 K において明確な比熱の角度振動は観測されない。この測定結果を、他の物性測定結果と比較しながら議論する。

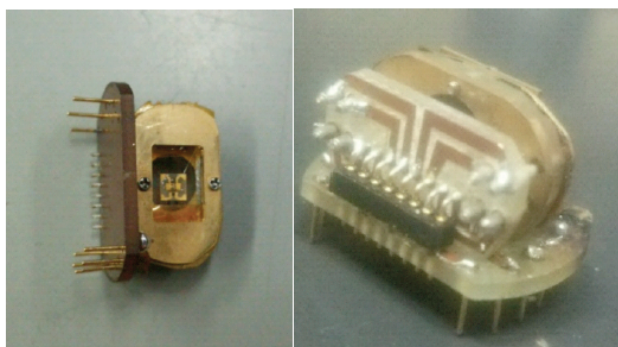


図 1 改造した比熱パック

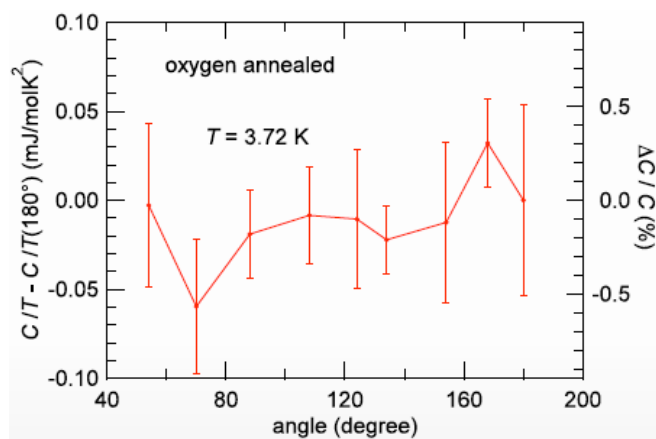


図 2 $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ における $T=3.72$ K、 $H=9$ T での比熱の面内磁場角度依存性

参考文献

- [1] Y. Sun *et al.*, Sci. Rep. **4**, 4585 (2014).
- [2] Y. Sun *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 115002 (2013).
- [3] B. Zeng *et al.*, Nat. Commun. **1**, 112 (2010).
- [4] T. Klein *et al.*, Phys. Rev. B **82**, 184506 (2010).

網目状構造の超伝導体 KFe_2Se_2 系

物質・材料研究機構

高野義彦、柳沢佑典、田中将嗣

層状化合物 FeSe は常圧下において $T_c \sim 10 \text{ K}$ で超伝導転移を示し、高圧力下では、最大 37 K まで T_c が上昇する。近年では基板上に積層した単一の FeSe 層が、約 100 K クラスの超伝導を示すという報告もあり、 FeSe 面を有する化合物は、未知の可能性を秘めた材料である。また、 FeSe 層間にカリウムなどアルカリおよびアルカリ土類金属を挿入した化合物 $\text{A}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ も 30 K 台または 40 K 台の高い T_c を誇ることから、 FeSe 面に発現する超伝導と電子状態との対応に興味を持たれている。

一方、これまでの $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ の角度分解光電子分光 (ARPES) 研究では、第一原理バンド計算からの予想に反して、電子フェルミ面のみが観測されており、ブリルアンゾーンセンターにおけるホールフェルミ面がないと言われてきた。すなわちこの観測に基づくモデルによれば、鉄ヒ素系超伝導体の高 T_c 発現に重要だと考えられているホール・電子フェルミ面間のネスティングが存在しない)。このことから、従来の鉄系超伝導体とは異なる高 T_c 鉄系超伝導体として扱う理論家も多く、その超伝導と電子構造との関連性が議論されている。

我々は、より良質な超伝導体を合成する目的で、ワンステップ法＋クエンチを考案した。この手法により、高温でクエンチした試料の磁化率におけるシールドイングフラクションは顕著に増加した。一方でクエンチしない試料では高い T_c が観測された。これらの違いを検討したところ、超伝導体の組織に大きな違いが現れた。講演では、特に網目状組織の超伝導体について詳しく議論したいと思う。

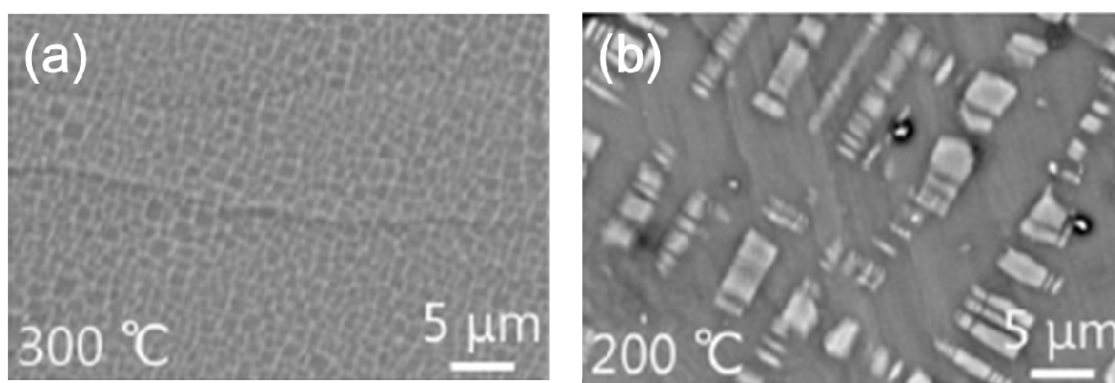


図 1. 300°C (a), 200°C (b)でクエンチした単結晶の反射電子像

参考文献

- [1] T. Ozaki et al., Europhys. Lett. 98 (2012) 27002.
- [2] M. Tanaka et al., arXiv:1504. 04197.

How does a small Pakman eat vortices?

**Ho Thanh Huy^{1,2}, Vu The Dang¹, Hitoshi Matsumoto¹, Hiroki Miyoshi¹, Atsuki Ito¹,
Hiroaki Shishido^{1,3}, Masaru Kato^{1,4} Takekazu Ishida^{1,4}**

¹*Department of Physics and Electronics, Osaka Prefecture University, Sakai, Osaka 599-8531, Japan*

²*Department of Physics and Electronics, University of Sciences, Vietnam National University HCMC, 227
Nguyen Van Cu, District 5, HoChiMinh City, Vietnam*

³*Institute for Nanofabrication Research, Osaka Prefecture University, Sakai, Osaka 599-8531, Japan*

⁴*Department of Mathematical Science, Osaka Prefecture University, Sakai, Osaka 599-8531, Japan*

Vortices tend to be exotic in configuration when the size decreases from macroscopic down to mesoscopic scale. This is due to the competition between an interaction between vortices and a restricted boundary condition. The Meissner shielding currents circulating around the sample edge yield to confine vortices in a tight space. The vortex states appeared in a symmetric disk have been investigated both theoretically [1-3] and experimentally by Bitter decoration technique [4-5] and by scanning SQUID microscopy [6-8]. It is known that the vortex arrangement is primarily specified by the influence of the symmetric boundary condition. Most of studies have focused on vortex states of perfectly symmetrical disk to date.

It might be more interesting to introduce a sort of asymmetry or a defect in the small plate. Vortex configuration should be strongly modified by the presence of a deficit. We present our experimental studies of vortices in a circular plate with a sector defect (a Pakman-shaped plate [9]) observed by means of a scanning SQUID microscope (SSM). Each vortex is supposed to enter a superconducting disk through the defect due to a lowered energy barrier at the boundary at the deficit [10].

Figure 1 shows vortex images of circular $\text{Mo}_{80}\text{Ge}_{20}$ plate of 65 μm in diameter. Vortex configuration evolves upon increasing the magnetic field. Systematic results are compared with theoretical calculations.

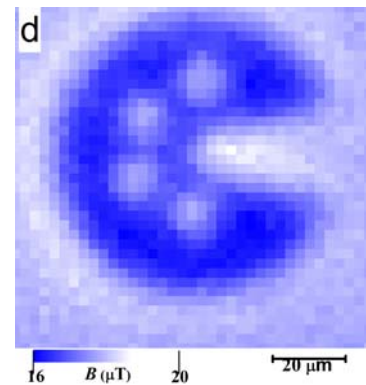


Fig1. Vortices in a Pakman plate by using a scanning SQUID microscope.

This work is supported by Grant-in-Aid for Young Scientists (B) (No. 26820130, No.26800192), Grant-in-Aid for challenging Exploratory Research (No. 25600018, No. 15K13979) and Grant-in-Aid for Scientific Research (S) (No. 23226019) from JSPS.

- [1] B. J. Baelus, L. R. E. Cabral, and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **69**, 064506 (2004).
- [2] L. R. E. Cabral, B. J. Baelus, and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **70**, 144523 (2004).
- [3] V. R. Misko, B. Xu, and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **76**, 024516 (2007).
- [4] I. V. Grigorieva, W. Escoffier, J. Richardson, L. Y. Vinnikov, S. Dubonos, and V. Oboznov, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 077005 (2006).
- [5] I. V. Grigorieva, W. Escoffier, V. R. Misko, B. J. Baelus, F. M. Peeters, L. Y. Vinnikov, and S. V. Dubonos, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 147003 (2007).
- [6] N. Kokubo, S. Okayasu, A. Kanda, B. Shinozaki, *Phys. Rev. B* **82**, 014501 (2010).
- [7] H. T. Huy, H. Shishido, M. Hayashi, T. Yotsuya, M. Kato, and T. Ishida, *Physica C*, **484**, 86 (2012).
- [8] H. T. Huy, M. Kato, and T. Ishida, *Supercond. Sci. Technol.*, **26**, 065001 (2013).
- [9] Packman is the logo originally created by Namco Inc.
- [10] T.S. Alstrøm et al., *Acta Appl Math*, **115**, 63 (2010).

鉄カルコゲナイド超伝導体の交流伝導度にみる超伝導ゆらぎ

東大・総合文化

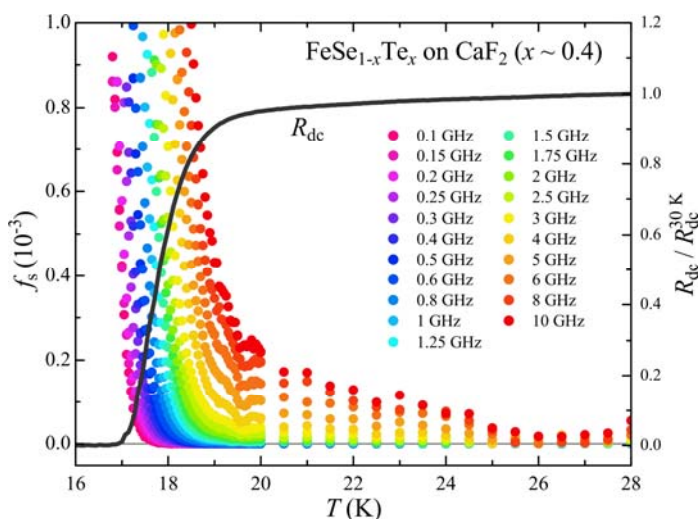
前田京剛, 鍋島冬樹, 澤田雄一, 今井良宗

鉄カルコゲナイド超伝導体 $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ ($T_c^{\text{max}} \sim 15 \text{ K}$) (所謂 11 系) は鉄系超伝導体の中で最も単純な構造をとることから、基礎研究、応用研究の両面から注目されており、精力的に研究が進められている。もともとの超伝導転移温度は、他の鉄系超伝導体と比較してそれほど高くはないものの、(1)非常に強い圧力効果を示す、(2)様々な分子のインターカレーションが可能でその結果 $T_c \sim 45 \text{ K}$ の超伝導が報告されている、(3) SrTiO_3 基板上の単原子層膜において液体窒素温度を上回る温度で超伝導を示唆する現象が観測されている、といった報告は、この系が非常に高い超伝導転移温度のポテンシャルを持つことを示唆している。したがって、本系の系統的物性研究は大変重要な意味を持つ。しかるに、本系の系統的物性研究を行う上で大きな障害となっていたのが、相分離の問題である。すなわち、Te 量 x が 0.1 から 0.4 の組成領域においては、相分離のために、単一組成を持つ試料を得ることができないということが長いこと信じられてきた。我々は、非平衡プロセスで反応が進む薄膜を利用して、 $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ の相分離を抑制することに成功し、この系の新しい超伝導転移温度相図を作成した (図 1) [1]。これで、11 系の系統的物性研究が可能になったので、超伝導の詳細を調べる目的で、現在、量子凝縮がおこる直前の超流体密度の揺らぎを計測・解析している。この手法で、超伝導現象の普遍性クラスを見極めることができ、キャリア濃度を広く変化させたときには (銅酸化物高温超伝導体)、超伝導発現機構までも言及できる[2]。 $\text{FeSe}_{0.6}\text{Te}_{0.4}$ における測定結果は、 T_c よりもかなり高い温度から超流体密度が増大しており、この系が通例と異なる大きな超伝導揺らぎを有していることを示唆している一方、 T_c 近傍に BKT 転移を示唆するような兆候は見られていない (右下図) [3]。当日はこれらの詳細や、臨界磁場の異方性、基板依存性なども合わせて議論する。

[1] Y. Imai *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA 112 (2015) 1937-1940.

[2] T. Ohashi *et al.*, Phys. Rev. B 79 (2009) 184507, およびその引用文献。

[3] 鍋島冬樹ら, 日本物理学会 2015 年秋季大会 17aDB-14.



2 バンド系における超伝導揺らぎの磁化への効果

京都大学大学院 理学研究科

足立景亮、池田隆介

Meissner 効果や電気抵抗の消失といった、超伝導相の著しい特徴は、転移温度 T_{c0} 以下で生じた電子対の凝縮によって説明される。正常金属相においても、転移温度近傍 ($T \geq T_{c0}$) では、強い熱揺らぎによって、有限の寿命・相関長をもった電子対が生じうる。このように誘起された電子対は、超伝導の前兆現象として反磁性磁化や電気伝導度の上昇を引き起こすことが知られている[1]。ところで最近、2 バンド系だと考えられている FeSe において、非常に大きな反磁性磁化の上昇が観測されており[2]、これは 1 バンド系に対する標準的な超伝導揺らぎの理論では説明できない。そこで、2 バンド性を考慮することでこの現象を理解できるかどうかを明確にする必要がある。

このような背景の下、我々は Ginzburg-Landau モデルに基づき、2 バンド系における超伝導揺らぎの反磁性磁化への影響を調べた。その結果、2 バンド系では、1 バンド系に比べて大きな磁化が生じることがわかった (図 1、図 2)。講演では、得られた結果の詳細に加え、上述の FeSe の実験結果との整合性についても議論する予定である。

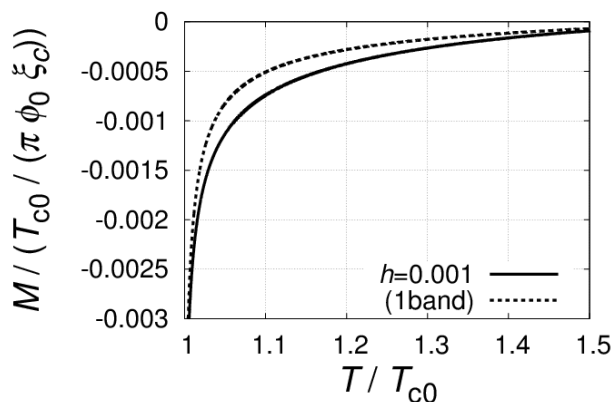


図 1 反磁性磁化 M の温度依存性 (実線)。1 バンド系 (破線) と比べて大きな磁化が生じる。 ($h = H / H_{c2}(0)$)

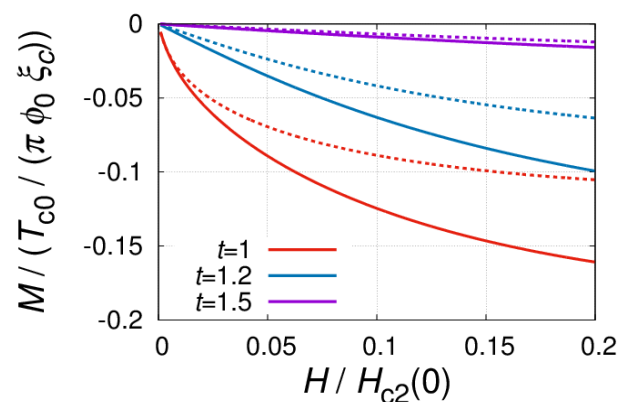


図 2 反磁性磁化 M の磁場依存性 (実線)。1 バンド系 (破線) と比べ、特に高磁場で磁化が上昇する。 ($t = T / T_{c0}$)

参考文献

- [1] W.J. Skocpol and M. Tinkham, Rep. Prog. Phys. **38**, 1049 (1975).
- [2] Kasahara *et al.*, preprint.

微小 Bi2212 中の渦糸配置と融解転移

物質・材料研究機構

大井修一、立木実、茂筑高士、平田和人

最近我々は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ (Bi2212) 単結晶に内蔵される固有ジョセフソン接合をプローブとして、メソスコピックサイズの Bi2212 の渦糸格子融解転移について調べ、融解転移温度が磁場変化とともに振動する現象を見出した[1]。これは、試料形状と渦糸格子の間の整合性を反映した現象であると考えられ、試料のサイズや形状を変えることで、振動の様子が変化する。正方形形状では、渦糸数が平方数(i^2 : i は整数)の付近において融解転移温度が増強され[1]、渦糸正方格子が正方形形状とマッチングを起こすように見える。しかし、図 1 に示すように、シミュレーションでの渦糸配置は渦糸数 25 本辺りからすでに正方格子から歪み始める。講演では、最近の微小 Bi2212 における透磁率測定[2]や渦糸配置の直接観測[3]などとの比較から、渦糸配置と融解転移の関係について議論したい。

[1] S. Ooi, T. Mochiku, M. Tachiki, and K. Hirata, Phys. Rev. Lett. **114**, 087001 (2015).

[2] M. I. Dolz, *et al.*, J. Phys: Conf. Ser. **568**, 022010 (2014).

[3] N. R. C. Bolecek, *et al.*, J. Low Temp. Phys. **179**, 35 (2015).

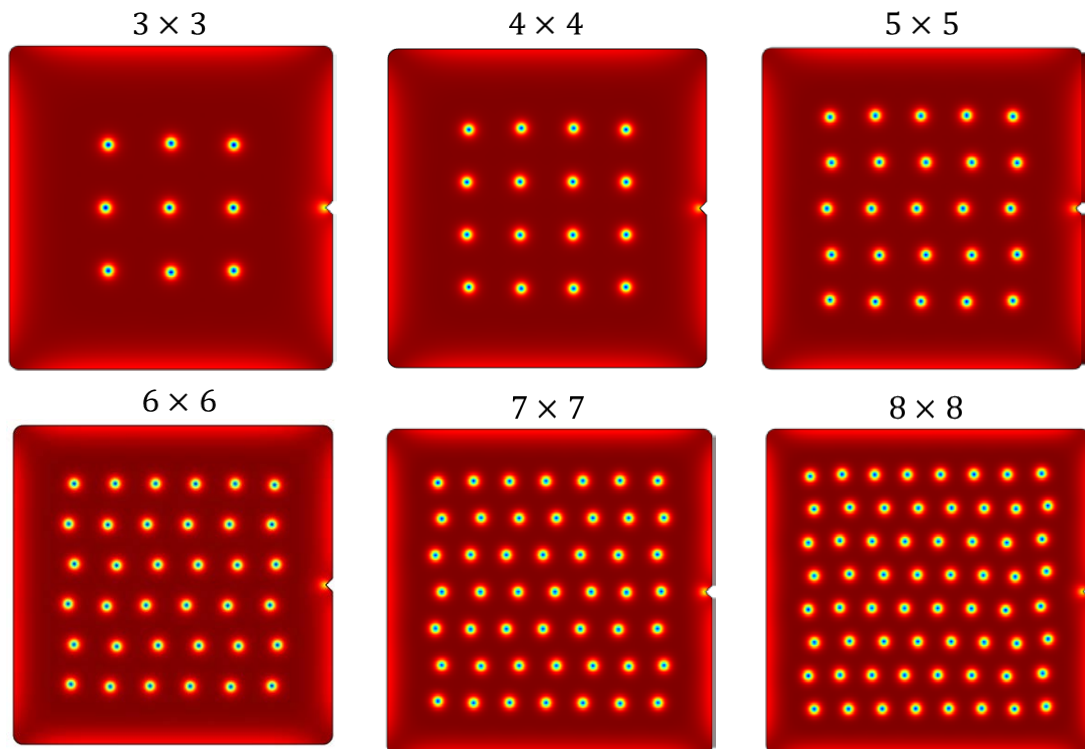


図 1. 二次元有限要素法を用いた GL 理論による正方形試料中の渦糸配置の計算結果。

渦糸系を舞台にした新規非平衡現象と相転移

東工大院理工

大熊 哲, 河村泰樹, 井上俊規, 加治哲也, D. Mihaly, 金子真一

ランダムなピン止めポテンシャルの下で固体にせん断力を加えていくと、塑性変形, depinning, plastic flow, tearing/破壊, あるいは slip/摩擦[1], avalanche を伴う複雑な現象が起こる。これらの現象は自然界で広く観測され、その物理の解明は重要であるものの実験研究は容易でない。超伝導渦糸系はこれらの現象を調べるためのよい実験系となる。我々は渦糸系を用いて、制御されたせん断力による格子秩序の消失: plastic depinning や plastic flow 現象[2], あるいは逆の極限として、乱雑な渦糸運動からの秩序形成: ランダム組織化や動的秩序化現象に関する実験を進めている。

本講演では後者のタイプの現象に属する、交流駆動された渦糸系で見出された新規非平衡現象と非平衡相転移に関する最近の進展を報告する。

(1) 周期駆動された渦糸系におけるメモリー効果

乱れた初期配置をもつ渦糸系を交流駆動させると、周期駆動を繰り返すうちに徐々に次の衝突を回避するように粒子配置が自己組織化していくランダム組織化が起こる。これまでに我々は、交流駆動振幅を変数として可逆不可逆転移 (RIT) の存在を示してきた[3]。ところで可逆状態あるいはそれに近い終局状態の渦糸配置は、過去の駆動振幅の情報を記憶していることがシミュレーションにより予測され[4], コロイド系および最近の我々の渦糸系の実験により確認された。さらに、過渡状態におけるメモリー効果の存在も提案されており[4], 現在その観測を目指している。

(2) 直流駆動系から見た RIT の観測

渦糸系を並進駆動させた状態で交流駆動力を重畳させることにより、並進運動系での RIT の観測を試みている。並進駆動の効果は、実効的ピン止め力の減少とピン止め中心位置の時間ゆらぎとして現れる。その結果、並進駆動系でも並進速度ゼロの系と同様の RIT の臨界現象が観測された。ただし、臨界指数には違いが見られた。

(3) 交流駆動による plastic depinning 転移の検証

これまでに、直流駆動による非平衡 plastic depinning 転移の存在を示してきた[3]が、交流駆動による検証はなかった。交流駆動の場合には実効的ピン止めが弱まり、depinning 転移点が周波数と共に減少し[5], 電流-電圧特性にはピン止めポテンシャルの空間サイズを反映した複雑な構造が現れる。これらの効果を考慮した結果、交流駆動によっても非平衡 plastic depinning 転移の臨界現象を見出した。

[1] A. Maeda *et al.*, PRL **94**, 077001 (2005); [2] Y. Kawamura *et al.*, SUST **28**, 045002 (2015).

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

[4] Nathan C. Keim, Sidney R. Nagel, PRL **107**, 010603 (2011).

[5] T. Nojima *et al.*, JPCS **150**, 052189 (2009); D. Perez Daroca *et al.*, PRB **81**, 184520 (2010).

分子動力学法用いた渦糸ダイナミクス

^A 大阪府立大学工学研究科数理工学分野、^B 大阪府立大学工学域電子物理工学課程、
^C 大阪府立大学高専
 加藤勝^A、北郷晴隆^B、佐藤修^C

超伝導体中の渦糸の運動の解析は、理論的には、Gor'kov 方程式などの微視的なレベル、Eilenberger 方程式などの準古典理論、Ginzburg-Landau 方程式などの現象論、渦糸を粒子として扱う分子動力学法、多数の渦糸の分布を均してしまう巨視的な理論、に段階的に分類される。非常に多数の渦糸を扱い、かつ個々の渦糸の運動を調べるためには、分子動力学法が最も適している。我々は、このような分子動力学法を、拡張することを試みている。第一に、渦糸運動に伴う発熱の効果とその伝道による温度勾配の発生を取り入れること。第二に、渦糸運動が速い場合に、常伝導電子から超伝導電子への緩和が渦糸運動に追いつかないことにより、渦糸間に生じる遅延引力相互作用を取り入れること、である[1]。

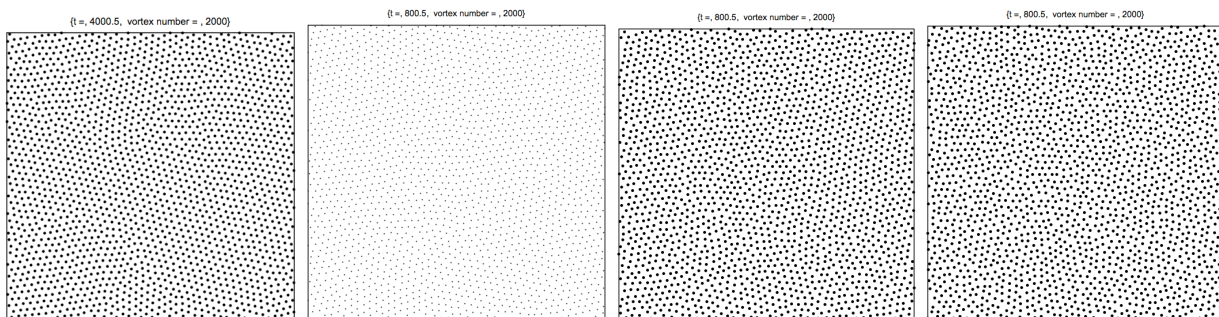
基本方程式としては、以下のような分子動力学法の方程式と熱伝導方程式を有限要素法で解くもの、さらに、遅延相互作用である。

$$\eta \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{f}_{di} + \mathbf{f}_i^{vv} + \mathbf{f}_{pi}^{imp} + \mathbf{f}_i^H + \mathbf{f}_{fi}$$

$$\sum_j (a_{ij} \dot{T}_j + c_{ij} T_j) = Q_j$$

$$\mathbf{f}_{Ri} = -\text{grad} V_{\text{cond}}(\mathbf{r}) \Big|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_i},$$

このような拡張された分子動力学法を利用して、渦糸格子の温度変化を調べた。例として、図には、渦糸が三角格子状に並んだところから、温度上昇とともに、次第に転位が増加していく様子を示した。



渦糸間の相互作用の異方性を取り入れた方法についても報告する予定である。

引用（参照）文献

[1] M. Kato and O. Sato, Physics Procedia, 65, 81 (2015).

Enhancement of critical current density and mechanism of vortex pinning in irradiated FeSe single crystal

Yue Sun^{1*}, Akiyoshi Park¹, Sunseng Pyon¹, Tsuyoshi Tamegai¹, Ryo Kobayashi², Tatsuya Watashige², Shigeru Kasahara², Yuji Matsuda², Takasada Shibauchi³, Hisashi Kitamura⁴, Tadashi Kambara⁵

(¹Department of Applied Physics, The University of Tokyo, ²Department of Physics, Kyoto University, ³Department of Advanced Materials Science, The University of Tokyo, ⁴Radiation Measurement Research Section, National Institute of Radiological Sciences, ⁵Nishina Center, RIKEN)

Iron-based superconductors (IBSs) display some fascinating fundamental properties for applications, such as reasonably high value of superconducting transition temperature, T_c , very high critical field, H_{c2} , and relatively small anisotropy. Among the IBSs, FeSe attracted much attention because of its unique simple structure, which is advantageous for both mechanism and application study. In this presentation, we report the successful enhancement of J_c by introducing of point and columnar defects into FeSe single crystals for the first time, and the detailed study of vortex dynamics before and after the irradiation.

To introduce point defects, we irradiated FeSe single crystals under 3-MeV H^+ with a total dose of 5×10^{16} ions/cm². After the irradiation, the value of T_c is almost unchanged, while J_c is enhanced more than twice. The scaling analyses of the vortex pinning force based on the Dew-Hughes model prove that the H^+ irradiation successfully introduce point pinning centers into the crystal. We also find that the vortex creep rates are strongly suppressed after the irradiation. Detailed analyses of the J_c -dependent pinning energy based on the collective creep theory and extend Maley's method manifest that the H^+ irradiation enhances the value of J_c before the flux creep, and reduce the size of flux bundle, which will further reduce the field dependence of J_c due to vortex motion.

To introduce columnar defects, crystals were irradiated by 2.6 GeV Uranium with matching field, B_ϕ , ranging from 1 T to 8 T. As shown in Figure 1(a), the value of T_c is gradually suppressed with the increasing density of columnar defects. On the other hand, the value of J_c is obviously enhanced, and can reach the value of 2×10^5 A/cm² at 2 K under self-field as shown in Figure 1(b) and (c). After introducing columnar defects into FeSe, the magnetic hysteresis loops show a dip structure around self-field, which is similar to the case of IBSs "122" phase. On the other hand, the decaying rate of J_c with increasing field is also changed after the irradiation, as indicated by dashed lines in Figure 1(b) and (c). Besides, we also compared the vortex creep rates for the pristine and irradiated crystals, which show that the vortex creep rate is suppressed after Uranium irradiation.

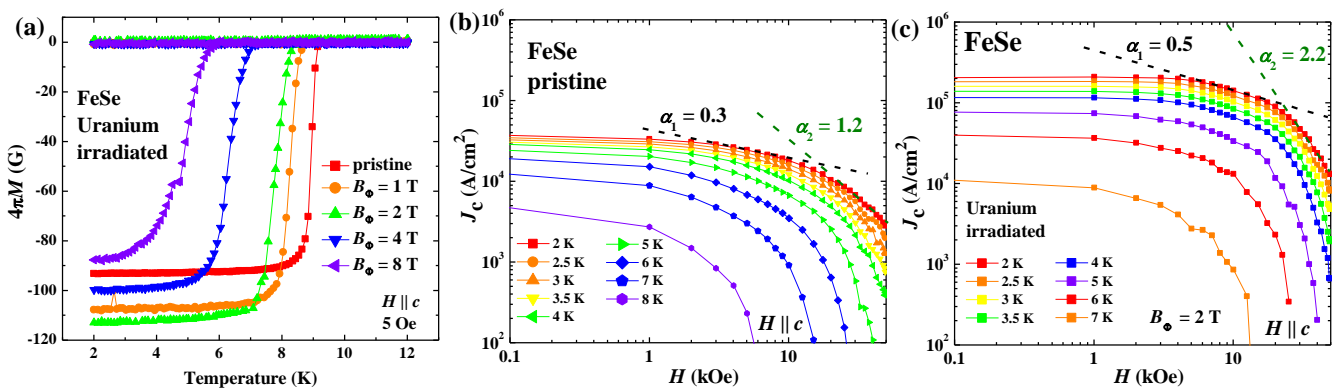


Figure 1. (a) Temperature dependences of ZFC and FC magnetizations at 5 Oe for the pristine and Uranium irradiated FeSe single crystals. Magnetic field dependence of critical current densities for the (b) pristine and (c) Uranium irradiated ($B_\phi = 2$ T) FeSe single crystals. The dashed lines show the power-law decaying of $J_c \propto H^\alpha$.

Enhanced flux pinning in $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ with splayed columnar defects

¹Dept. of Applied Physics, The University of Tokyo, ²Nishina Center, RIKEN
Akiyoshi Park^{*1}, Sunseong Pyon¹, Tsuyoshi Tamegai¹ and Tadashi Kambara²

Pinning of flux lines by defects is the key in establishing the superconductor's maximum dissipation-less electrical current density, a fundamental issue of technological interest. Parallel columnar tracks of defects artificially engineered into the superconductor via swift heavy-ion irradiation on the other hand, effectively localize flux lines to columnar defects, forming a *Bose glass phase* in which a substantial increase in the critical current density (J_c) has been observed [1]. Moreover, it has been proposed that the J_c could be further increased through dispersing the angle of the columnar defects, giving rise to the *splayed glass phase* [2]. Here, we report the enhancement in the J_c of $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($x = 0.40$) crystals irradiated with 2.6 GeV ^{238}U ions in a splayed configuration, surpassing the J_c of those irradiated in a parallel manner. Specifically at 2 K under self-field, the J_c of those with a splay angle of $\pm 5^\circ$ exhibits a value of 17.7 MA/cm², 11% greater than the J_c of those with parallel tracks, while for splay angles of $\pm 10^\circ$, $\pm 15^\circ$, $\pm 20^\circ$ a steady decrease in J_c along with increasing splay angle is observed, indicating promotion of flux motion (Fig. 1). A similar trend has been recognized in YBCO crystals irradiated with 1 GeV Au ions at various splay angles [3]. Through this presentation, we will delve further into the possible pinning mechanism taking place at differing splay configurations.

[1] D. Nelson *et al.*, Phys Rev Lett. **68**, 2398 (1992).

[2] T. Hwa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3545 (1993).

[3] L. Krusin-Elbaum *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 2563 (1996).

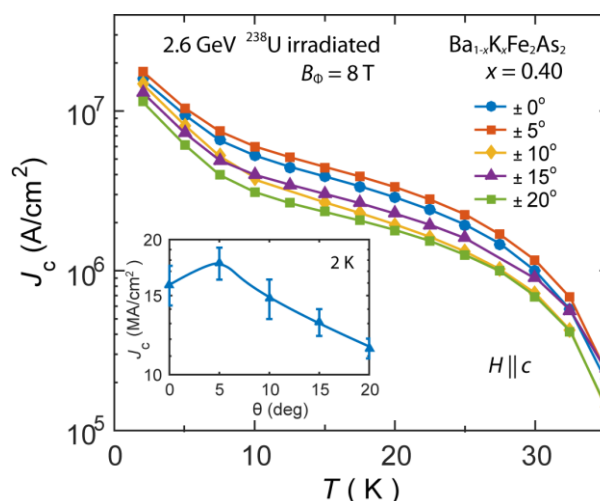


Figure 1. The temperature dependence of the J_c at self-field for $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($x = 0.40$) crystals irradiated by 2.6 GeV ^{238}U ions with various splay angles. The inset shows the self-field J_c at 2 K as a function of the splay angle.

拡張された準古典理論による超伝導量子渦の数値解析

東京大学 総合文化研究科

星野晋太郎、加藤雄介

磁場中の超伝導体中に生じる量子渦は輸送係数などの物理量にその特徴が反映される。それゆえ量子渦ダイナミクスを理解することは超伝導体の振る舞いを理解する上で重要である。特に渦中心における帯電効果(charging effect) はホール効果との関連が指摘されており[1]、銅酸化物高温超伝導体を念頭に d 波超伝導量子渦の帯電効果が調べられている。例えば、反強磁性と超伝導の共存による帯電効果[2] や、ランダムポテンシャルとして考慮した非磁性不純物による帯電効果の変化[3] が BdG 方程式に基づいて議論されている。

一方で、不純物効果を扱うには一般にグリーン関数法が適しており、超伝導量子渦に対するこのような枠組みとしてはアイレンバーガー方程式による準古典理論が通常用いられる。この理論は空間の特徴的な変化のスケール($\sim \xi$) が原子間隔($\sim k_F^{-1}$) に比べて十分大きい場合に妥当な近似であるが、上述の帯電効果やホール効果を扱うことができないという問題がある。帯電効果を議論するためには $1/k_F \xi$ の補正を取り込んだ拡張された方程式を解析する必要がある、このような準古典理論はコプニン[4] や北[5] らによって定式化されている。さらにこの理論を非平衡系に適用することにより、量子渦ダイナミクスのホール効果への寄与を微視的な視点から調べることができる[6]。本研究ではこの拡張された準古典理論を用いて、まず d 波超伝導量子渦における平衡状態の性質を数値的に解析し、 $1/k_F \xi$ 補正項について調べた。講演では帯電効果に対する不純物の影響やそのパラメータ依存性について報告する予定である。

参考文献

- [1] D.I. Khomskii and A. Freimuth: Phys. Rev. Lett. **75**, 1384 (1995).
- [2] Y. Chen, Z.D. Wang, J.X. Zhu and C.S. Ting: Phys. Rev. Lett. **89**, 217001 (2002).
- [3] J. Lages and P.D. Sacramento: Phys. Rev. B **73**, 134515 (2006).
- [4] N.B. Kopnin: J. Low Temp. Phys. **97**, 157 (1994).
- [5] T. Kita: Phys. Rev. B **64**, 054503 (2001).
- [6] T. Kita: Phys. Rev. B **79**, 024521 (2009).

Fermi 面の異方性を持つ d 波超伝導体の渦糸構造

北大・理・物理

河野 航、植木 輝、北 孝文

本講演では、平衡状態の渦糸に誘起される電場や電荷密度の分布を計算した結果について報告する。その計算には、Lorentz 力を含む松原形式の準古典方程式を用いた。

超伝導渦状態の理論計算には、非一様系を解析するのに適した準古典理論がよく用いられている。Ichioka らは、標準的な準古典方程式である Eilenberger 方程式を用いて、等方的な Fermi 面を持つ 2 次元 d 波超伝導体の渦糸構造を明らかにした [1],[2]。しかし、Eilenberger 方程式は超伝導電流に働く Lorentz 力の効果を取り込めていない。従って、渦糸に誘起される電場や電荷を計算することができない。これらの問題を受けて、Lorentz 力の効果を取り込んだ準古典方程式が提出された [3]。さらに、この方程式を異方的な Fermi 面とエネルギーギャップを持つ Meissner 状態に適用すると、熱平衡ホール係数の符号反転が起こることが報告されている [4]。

以上の先行研究を踏まえ、この理論を異方的な Fermi 面を持つ 2 次元 d 波超伝導体の渦糸系に適用し、平衡渦中に誘起される電場と電荷密度の空間構造を得た。計算の詳細は講演の場に譲る。

引用（参照）文献

- [1] M. Ichioka, N. Hayashi, N. Enomoto, and K. Machida, Phys. Rev. B **53**, 15316 (1996)
- [2] M. Ichioka, A. Hasegawa, and K. Machida, Rev. B **59**, 8902 (1999)
- [3] T. Kita, Phys. Rev. B **64**, 054503 (2001)
- [4] T. Kita, Phys. Rev. B **79**, 024521 (2009)

超伝導量子渦にかかる力 II

東大総合文化¹, 東大理学系研究科物理学専攻²

加藤雄介¹, Chung Chun-kit²

前回の渦糸会議[1]、先日の日本物理学会[2]に続き、超伝導単独量子渦にかかる力の性質について時間に依存するギンツブルグ・ランダウ理論に基づいた結果について報告する。量子渦にかかる力を定義として、量子渦を含む領域にある超伝導電子たちにかかる合力とする定義を用いる。この定義から出発して、既知の force-balance 関係式[3,4]が導かれるし、古典流体力学で渦にかかる力は渦を含む領域にある流体にかかる合力として定義されている。これら二つの事実がこの定義の妥当性を示している。

量子渦にかかる力のうち、渦を囲む領域に流れ込む運動量を駆動力(driving force)とみなすと、駆動力の起源としては流体力学的なもの(運動量流速テンソルの表面積分;流体圧)と電磁氣的なもの(Maxwellの応力テンソルの表面積分;磁気圧)によるものの二つがある。この二つの寄与のいずれかが支配的かが渦にかかる駆動力についてのこれまでの主論点の一つである。

単独量子渦(Hc1付近の磁場下)の flux flow の微視的理論のうち、[3,5]では渦と中心を共有する円内における力のつり合いを考えていて、かつその円の半径 R をコヒーレンス長 ξ よりはずっと長い、侵入長 λ よりはずっと短い状況を考えていた。われわれは、その場合($\xi \ll R \ll \lambda$)の流体圧と磁気圧のそれぞれの寄与を評価すると、磁気圧は流体圧の $O((R/\lambda)^2)$ であり[2]、駆動力は流体力学的力であることをこれまでに報告してきた[1,2]。今回われわれは $R \sim \lambda$, $R > \lambda$ の場合に計算範囲を拡げて流体圧、磁気圧を評価した。その結果、駆動力(流体圧と磁気圧の和)は R に依存しないが、駆動力の物理的性質は R に依存することを見出した。 $R > \lambda$ の領域では流体圧と磁気圧が同程度になる、ただし、磁気圧が支配的になる R は存在しなかった。

[1] 加藤雄介、Chung Chun-kit “超伝導量子渦にかかる力” 第21回渦糸国内会議、(2014年7月、富良野)。

[2] 加藤雄介、Chung Chun-kit “時間依存するギンツブルグ・ランダウ理論を用いた超伝導単一量子渦にかかる力の再考” 日本物理学会秋季大会(2015年9月、関西大学)

[3] A. T. Dorsey, Phys. Rev. B **46**, 8376 (1992).

[4] N. B. Kopnin, *Theory of Nonequilibrium Superconductivity* (2001, Oxford Univ. Press, Oxford).

[5] L.P.Gor'kov, N.B.Kopnin, Soviet Phys. JETP **37**, 183 (1973).

Phase-Sensitive Quantum Properties of Majorana Quasiparticle

International Center for Materials Nanoarchitectonics (WPI-MANA)

National Institute for Materials Science (NIMS), Tsukuba, Japan

Xiao Hu

Like electron, Majorana particle is a fermion, but unlike electron, it is equivalent to its antiparticle. Proposed by E. Majorana in 1937 in order to explain neutrino, its existence as an elementary particle has not been confirmed so far. Recently physicists are excited by the possibility of finding it in some topological quantum matters. In this talk, I will discuss progresses and challenges in search of the Majorana particle in topological matters.

References:

- [1] H.-M. Weng, R. Yu, X. Hu, X. Dai and Z. Fang, *Adv. Phys.* vol. 64, 227 (2015).
- [2] T. Kawakami and X. Hu, *Phys. Rev. Lett.* vol. 115, 177001 (2015).
- [3] L.-H. Wu, Q.-F. Liang and X. Hu, *Sci. Technol. Adv. Mater.* vol. 15, 064402 (2014)
- [4] Q.-F. Liang, Z. Wang and X. Hu, *Phys. Rev. B* vol. 89, 224514 (2014)
- [5] Q.-F. Liang, Z. Wang, and X. Hu, *Europhys. Lett.* vol. 99, 50004 (2012)

渦糸芯マヨラナ束縛状態に起因する新奇な準粒子状態密度

国際ナノアーキテクニクス研究拠点 (WPI-MANA)
物質・材料研究機構 (NIMS)

川上拓人、胡暁

トポロジカル超伝導体の量子渦におけるマヨラナ束縛状態 (MBS) は、外部からの乱れに対して強固な量子計算への応用できる可能性から注目を集めている。理論的には、表面ディラック分散を持つトポロジカル絶縁体 (TI) に近接効果により染みだした s-波超伝導の量子渦に MBS が現れると指摘されている。そして近年、この系の実験として、NbSe₂ 基板上に成長させた Bi₂Te₃ 薄膜の走査型トンネル顕微鏡/分光 (STM/STS) 測定が行われている[1]。TIの膜厚を系統的に変えた測定により、膜厚が薄い場合に準粒子スペクトルの渦中心からの距離とエネルギーに対する分布が V 字型となるのに対し、厚い場合には Y 字型となることが報告された[1]。最終的な結論には至っていないが、この形状変化は MBS の出現との関連する可能性がある注目すべき結果である。

そこで本講演では Bogoliubov-de Gennes 理論を用いた数値解析結果に基づいて、渦糸芯における局所状態密度 (LDOS) の空間-エネルギー分布を議論する[2]。そしてその形状が、MBS の出現に伴って V 字型から Y 字型へ変化することを示し、実験的に捉えられた Y 字型 LDOS[1]の脚の部分に MBS からの寄与があることを示す。さらに、スピンアップ成分とダウン成分の比として得られた相対 LDOS が、右図に示されるようなチェッカーボード模様を形成することを明らかにする。ゼロエネルギーでの振動パターンは MBS の波動関数の実空間構造を反映したものであり、第一励起状態の振動と区別される。つまりこの結果は、スピン偏極 STM/STS 実験によって、単一の量子状態として MBS を検出できる可能性を示す[2]。

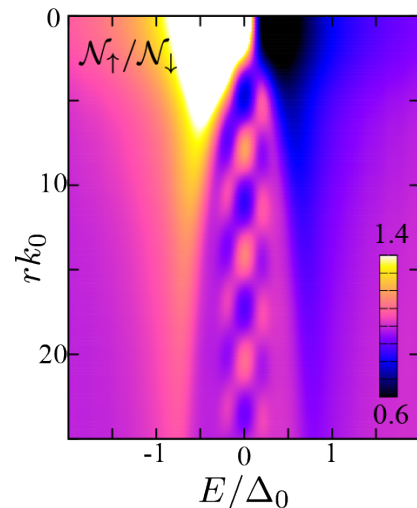


図. 相対 LDOS が形成する、チェッカーボード模様。縦軸と横軸はそれぞれ渦中心からの距離とエネルギーとした。

引用文献

- [1] J.-P. Xu, M.-X. Wang, Z.-L. Liu, J.-F. Ge, X. Yang, C. Liu, Z.-A. Xu, D. Guan, C.-L. Gao, D. Qian, Y. Liu, Q.-H. Wang, F.-C. Zhang, Q.-K. Xue, and J.-F. Jia, Phys. Rev. Lett. **114**, 017001 (2015).
[2] T. Kawakami and X. Hu, Phys. Rev. Lett **115**, 177001 (2015).

First-Order Phase Transition between the Meissner and Vortex States in Two-Component Superconductors

¹International Center for Materials Nanoarchitectonics (WPI-MANA),

National Institute for Materials Science (NIMS)

²Graduate School of Pure and Applied Sciences,

University of Tsukuba

Zhao Huang^{1,2} and Xiao Hu^{1,2}

The magnetic response of single-component type-II superconductors is well known [1]. Under a small magnetic field, the superconductor shows the Meissner effect which expels the field completely. When the external magnetic field is above a critical value H_{c1} , individual vortices start to penetrate into the sample, associated with a continuous phase transition corresponding to infinite separation among vortices.

In this work, we explore the magnetic response of two-component superconductors in terms of GL theory. We find that, in certain parameter regime, a vortex lattice is thermodynamically stable, which is characterized by the following features: (1) the vortex-lattice constant is finite and determined by the parameters of GL free-energy functional, (2) the superconducting order parameters do not recover to the bulk values, and (3) the magnetic field is only partially screened. At H_{c1} , many vortices enter simultaneously to form such lattice in the whole sample, yielding a discontinuous jump in magnetization and thus a first-order phase transition [2]. This phenomenon can be observed even when both components are categorized into type II in absence of intercomponent coupling, and thus cannot be understood by the scenarios proposed so far and under debate.

Reference

[1] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, Inc., New York, 1996).

[2] Z. Huang and X. Hu, in preparation.

多バンド超伝導体にゆらぎと励起モード

産業技術総合研究所

柳澤 孝

多バンド超伝導体におけるゆらぎと低エネルギー励起モードについて考察する。超伝導状態におけるゆらぎとしては、位相のゆらぎと振幅のゆらぎがある。位相のゆらぎは南部・ゴールドストーンモードであり、振幅のゆらぎはヒッグスモードである。Nambu は相対論的なモデルにおいて、南部・ゴールドストンの質量 m_{NG} 、ギャップの大きさ $\Delta \equiv m_\Delta$ 、ヒッグスボソンの質量 m_H の間に、0:1:2 の比例関係があることに気がついた[1]。この時、次の和則が成り立っている：

$$m_{NG}^2 + m_H^2 = 4m_\Delta^2.$$

この関係式はあまりに自明な式であるが、Nambu はより一般になりたつのではないかと考えた[2]。実際、超流動ヘリウム3のギャップが等方的なB相(BW状態)では、 $J=2$ の励起モードが存在し、秩序パラメーター(ギャップ関数)の実部のモード(ヒッグスモード)のギャップは $\sqrt{2/5}(2\Delta)$ であり、虚部のモードのギャップは $\sqrt{3/5}(2\Delta)$ である[3]。虚部のモードは南部・ゴールドストーンモードがギャップを持ったものである。これらのギャップを m_H 、 m_{NG} とかくと、 $m_{NG}^2 + m_H^2 = (2\Delta)^2$ が成り立っている。Volovik らは、この考えを宇宙論に応用した。トップクォークの凝縮によりヒッグス粒子が現れると考え、 Δ をトップクォークの質量 175GeV とし、振幅のゆらぎであるヒッグスの質量 125GeV から上の和則により 325GeV の粒子が存在する可能性があるかと予想した[4]。

超伝導体は荷電粒子の凝縮であるため、クーロンポテンシャルとの相互作用から南部・ゴールドストーンモードはプラズマモードとなり、そのギャップエネルギーは大きく南部和則は成り立たない。しかしながら、 N ギャップの多バンド超伝導体においては、 $N-1$ 個の位相を起源とした南部・ゴールドストーンモードに対応するものがあり、非自明な関係式が成立する可能性がある。

[1] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122, 345 (1961).

[2] Y. Nambu, Physica D15, 147 (1985).

[3] P. Woelffle, Physica 90B, 96 (1977).

[4] G. E. Volovik and M. A. Zubkov, Phys. Rev. D87, 075016 (2013).

ギャップノードのあるトポロジカル超伝導体における マヨラナ粒子の不純物効果

東大院総合文化
堤康雅、加藤雄介

量子スピンホール系として提唱されたトポロジカル絶縁体の実現されたことから、近年トポロジカル相の研究が盛んに行われてきている。トポロジカル相の研究により、異方的超伝導体の表面アンドレーエフ束縛状態をトポロジカル超伝導体のギャップレスエッジ状態として捉え直すことができることが明らかにされた。表面アンドレーエフ束縛状態をトポロジカル超伝導体のエッジ状態として捉え直す利点の一つは、エッジ状態の摂動に対する安定性を詳細な計算無しに知ることができることである。これはトポロジカル相のエッジ状態がバルクの対称性の下で定義される離散的なトポロジカル数により特徴づけられているため、摂動により対称性が破られない限りトポロジカル数は変化せずエッジ状態は存在し続ける。同様に、トポロジカル超伝導体の量子渦束縛状態のゼロエネルギーモードとして存在するマヨラナ粒子もトポロジカル数により特徴付けられるので、マヨラナ粒子の摂動に対する安定性も対称性の議論から知ることができる。

通常、トポロジカル数はギャップを持つ系の運動量空間上で定義されるが、ギャップノードのあるトポロジカル超伝導体に対しても、ノードを避けるような特定の運動量状態を考えてトポロジカル数を定義することができる[1]。しかし、不純物散乱等により運動量状態間の遷移がある場合に、特定の運動量空間上で定義されたトポロジカル数に意味があるのかは明らかではなかった。

本講演では、ノードのあるトポロジカル超伝導状態として、 UPt_3 の超伝導状態の有力な候補である E_{1u} planar 状態[2]を例にして、量子渦に束縛されたマヨラナ粒子の不純物効果を議論する。 E_{1u} planar 状態のマヨラナ粒子はノードを避けた運動量空間上で定義されたトポロジカル数で特徴付けられ、運動量状態間の遷移が無ければ安定に存在している。ここに、不純物効果を自己エネルギーとして取り入れ、マヨラナ粒子の状態密度を計算すると、不純物ポテンシャルが接触型の場合にはマヨラナ粒子が安定に存在しないことが示される。一方で、不純物ポテンシャルの空間変化が緩やかな場合にはマヨラナ粒子が安定に存在することが明らかとなった。講演では、このマヨラナ粒子の安定性と特定の運動量空間上で定義したトポロジカル数の関係についても議論する。

[1] M. Sato, Phys. Rev. B **81**, 220504(R) (2010).

[2] Y. Tsutsumi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 074717 (2012).

ポイントノードを持つトポロジカル超伝導体の磁場回転比熱測定の理論的解析

日本原子力研究開発機構 システム計算科学センター

永井佑紀

近年、トポロジカル絶縁体・超伝導体が盛んに研究されている。トポロジカル絶縁体はあるトポロジカル数で特徴付けられる絶縁体で、バルクでは絶縁体ギャップを持ち、表面にはギャップレス束縛状態を持つ。トポロジカル超伝導体はトポロジカル数で特徴付けられる超伝導体で、バルクでは超伝導ギャップを持ち、表面にはギャップレス束縛状態を持つ。最近、トポロジカル絶縁体 Bi_2Se_3 に銅をドーピングした物質 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ が約 3K で超伝導となることが発見され、この超伝導体がトポロジカル超伝導体である可能性が指摘されている。また、ナイトシフト測定によって、この超伝導状態には面内異方性があり、ポイントノードの存在が示唆されている。もし、ポイントノードが存在しているのであれば、他の実験によって異方性を測定することが可能であるはずである。

そこで、我々は、磁場を面内で回転しながら比熱あるいは熱伝導率を測定(磁場回転比熱・熱伝導率測定)する事で、ポイントノードの位置を特定できることを提案する[1]。この測定は、非従来型異方的超伝導体において、そのノードの位置を実験的に決定する際に大きな役割を果たしてきた。我々は、 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ に対して準古典近似を施し、Kramer-Pesch 近似によって単一量子磁束の回りの電子状態を解析的に求めることで比熱の面内磁場回転依存性を調べた。その結果、もしポイントノードが存在するのであれば、明確な二回対称パターンが現れ、極小値の角度方向がポイントノードの位置であることがわかった。

一方、これまでの d 波超伝導体候補物質においては、比熱の振動パターンは温度や磁場によって極小値と極大値がひっくり返ることが知られており、振動パターンの温度磁場相図は超伝導秩序変数の実験的同定において重要である[2]。本講演では、二回対称のポイントノードを持つ超伝導体の場合、d 波超伝導とは定性的に異なる温度磁場相図が現れることを示す。

引用（参照）文献

[1]Y. Nagai, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 063705 (2014)

[2]A. B. Vorontsov and I. Vekhter, Phys. Rev. Lett. **96**, 237001 (2006)

PbSr₂(Y,Ca)Cu₂O_{7+δ}における固有ジョセフソン特性と テラヘルツ時間領域分光法による超伝導揺らぎ

京大院工^A

小森祥央^A、鶴沢旭^A、掛谷一弘^A

Intrinsic Josephson properties and superconducting fluctuation in PbSr₂Y_{1-x}Ca_xCu₂O_{7+δ}

S. Komori^A, A. Uzawa^A, and I. Kakeya^A

^ADepartment of Electronic Science & Engineering, Kyoto Univ.

PbSr₂Y_{1-x}Ca_xCu₂O_{7+δ} (Pb1212) は希土類の含有量が少ない銅酸化物超伝導体であり、多結晶試料で報告されている高い T_c 、TlBa₂Y_{1-x}Ca_xCu₂O₇と同一でありYBa₂Cu₃O₇ (YBCO)と類似している結晶構造から予想される比較的低い異方性から超伝導線材の原料として高い可能性を有している。我々は、Two-step (precursor) 法によってPb1212のエピタキシャル薄膜を成長させることに成功し、最高65 Kの転移温度¹、キャリア濃度のCa濃度依存性やYBCOとBi2212の中間程度の異方性を報告した[1]。Pb1212は、ブロック層がPbOから成るため、Bi2212からの類推でアンダーダンピング的な固有ジョセフソン特性が期待される。また、超伝導揺らぎについて、Bi2212およびLa₂CuO₄との比較から普遍性を抽出することは重要である。

図1は微小メサ構造素子での25 Kにおける電流電圧特性であり、Bi2212などの固有ジョセフソン接合に特有の多重ブランチ構造が観測されている[2]。電流電圧特性に見られるヒステリシスはアンダーダンピング的なジョセフソン特性を示しており、 T_c 近傍の高温まで観測されている。YBCOやLSCOなどの他の銅酸化物超伝導体と比較すると、低い異方性でアンダーダンピング的な特性が得られていると言え、ブロック層がPbOから成る特徴的な性質と考えられる。Caをドーピングしていくと、 J_c が増加していき、ヒステリシスは浅くなり、ダンピングが強くなる。これは、CuO₂二重層間のYがCaに置換されることにより、超伝導層が厚くなるためだと考えられる。一方、ブロック層のPbサイトは一部Cuに置換されることが知られている。Cu組成の多い試料においては、ダンピングが強くなる傾向が見られる。これは、Cu置換によりブロック層が薄くなるためと考えることができる。このように、ブロック層の元素を幅広く置換することのできる1212系の固有ジョセフソン特性の研究は、Bi系を含めたこれまでの知見に普遍性を与えることができる。

また、テラヘルツ時間領域分光法による交流伝導率

$\sigma(\omega, T) = \sigma_1(\omega, T) - i\sigma_2(\omega, T)$ の測定からは、 $T_{c, \text{onset}}$ 以上に虚部 σ_2 のブロードなピークが観測されている(図2において0.9 THzで70 K付近)。これは、2流体モデルにおける超流動成分が生き残っていることを示しており、Pb1212でも超伝導揺らぎが観測されていることを意味する。

[1] S. Komori *et al.*, Phys. Rev. B **89**, 174509 (2014).

[2] S. Komori *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **568** 022025, (2014).

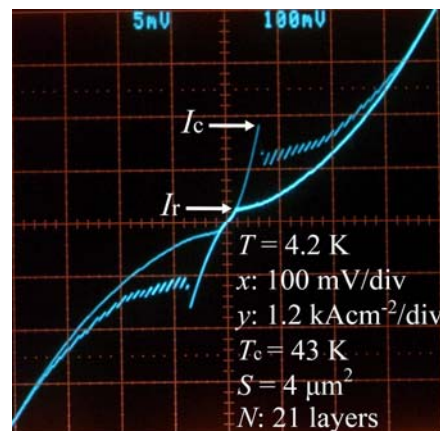


図1: Pb1212 メサ構造素子のc軸電流電圧特性。

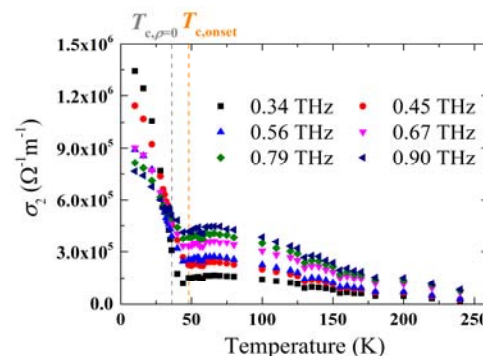


図2: Pb1212 薄膜の交流伝導率の虚部 σ_2

¹ 最新のデータでは、90 Kを超える最高の T_c が得られている。

銅酸化物固有ジョセフソン接合系における MQT とマイクロ波照射効果

青山学院大学理工学部

北野晴久、高橋優作、笈大輝、山口光、石川一樹、鮎川晋也

銅酸化物超伝導体の微小な固有ジョセフソン接合(IJJ)で巨視的量子トンネル(MQT)効果が発見されて約 10 年が経過し[1]、ゼロ電圧状態からの仮想的位相粒子の脱出過程における MQT 現象については、Bi 系以外の La 系や Hg 系銅酸化物 IJJ に対する観測結果からほぼ確立されたと考えられている[2]。しかしながら、当初期待された量子ビット実装に向けた研究はあまり進んでいないのが現状である。これは、従来金属系超伝導体ベースの人工的ジョセフソン接合に比べて特性制御が困難であるためだけでなく、複数の超伝導接合が結晶中で強く結合する IJJ 系特有の MQT 現象に対する基本的理解がまだ不十分であるためと考えられる。

我々は、Bi 系 IJJ でその真偽が議論されてきた第 1 電圧状態からの位相脱出過程（いわゆる「2nd SW」事象）における MQT 的挙動の原因を探るべく、1st SW～4th SW までの位相スイッチ特性を従来の熱活性的位相脱出過程と脱出後の位相再補足過程の両方を考慮したモデルで解析した。その結果、各接合のジョセフソン臨界電流がよく揃った高品質 IJJ 素子の場合、高次スイッチ事象になるほど位相再補足過程の影響が強くなる傾向を見出した[3]。この傾向は、従来の単一接合モデルだけでは説明困難であり、電圧状態（位相走行状態）に達した接合で発生する交流ジョセフソン電流の影響が近傍の別接合で観測される位相スイッチ事象に実質的な影響を及ぼす可能性を強く示唆している[4]。

さらに、MQT 状態で形成されるはずのポテンシャル井戸中の離散化量子準位を直接観測するため、マイクロ波照射下でスイッチング電流分布測定を行ったところ、2nd SW で MQT 的挙動が観測される温度領域において、スイッチング電流分布に強い共鳴ピークが出現することを発見した[5]。スイッチング電流分布の極大値を与える電流のマイクロ波照射強度依存性は、マイクロ波照射に伴う交流電流の発生によりポテンシャル障壁が実効的に減少する効果を取り入れたモデル[6]で定量的に再現できるため、2nd SW で観測されたマイクロ波共鳴ピークは MQT 状態における離散化量子準位の形成を直接示す結果と考えられる[7]。

[1] K. Inomata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 107005 (2005). [2] 門脇和男ほか 「超伝導磁束状態の物理」第 6.1.3 節(裳華房、発刊準備中). [3] D. Kakehi *et al.*, *submitted to IEEE Trans. Appl. Supercond.* [4] H. Kitano *et al.*, 投稿準備中. [5] 高橋優作他、日本物理学会第 70 回年次大会 22aCT-8. [6] M. V. Fistul, A. Wallraff, and A. V. Ustinov, Phys. Rev. B **68**, 060504(R) (2003). [7] 高橋優作他、日本物理学会 2015 年秋季大会 17aCS-9.

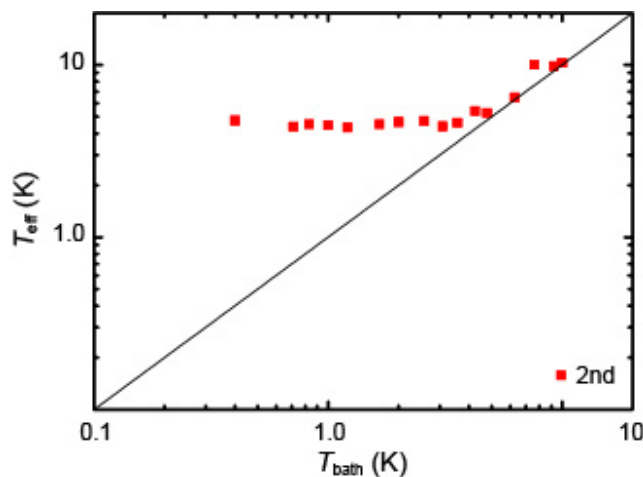
Bi系固有ジョセフソン接合における 巨視的量子トンネル確率の層間結合効果

所属 京都大学

野村義樹、神原仁志、岡本陸、温一汎、掛谷一弘

固有ジョセフソン接合は金属超伝導体を用いたジョセフソン接合に比べ超伝導層や絶縁層がきわめて薄く、近接するジョセフソン接合が強く相互作用することが理論的に指摘されている[1]。相互作用の影響を受ける現象として、巨視的量子トンネル効果(Macroscopic Quantum Tunneling, MQT)がある。Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} (Bi2212)では、複数積層したジョセフソン接合のうち第二スイッチと呼ばれる2つ目のスイッチではスイッチする電流値の分布幅が理論上予想される温度よりも高温で飽和する現象が観測されている[2][3]。この現象はあたかもMQTによる脱出確率が増大しているように見える現象であるが、飽和温度が上昇する原因はいまだにわかっていない。

今回は第二スイッチの飽和温度の上昇に関して、c軸方向臨界電流密度の依存性について調べた。臨界電流密度を変化させるため、Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ}(Bi2212)の他にBi2212のSrの一部をLaに置換した結晶(La-Bi2212)を育成し、スイッチング確率分布測定を行った。La-Bi2212を用いて微小メサ構造に加工することでc軸特性を測定した結果、第二スイッチの臨界電流密度が300 A/cm²程度となっている試料を得た。この試料でスイッチング確率分布測定を行い、得られた電流分布を熱揺らぎの理論式でフィットすることで実効温度を求めた。実効温度と測定温度の関係を図2に示す。図2から実効温度が飽和する温度はおよそ4 Kである。今後は臨界電流の異なる試料で飽和温度を測定し、飽和温度と臨界電流の関係について調べる予定である。



引用文献

- [1] T. Koyama, and M. Tachiki, Phys. Rev. B **54**, (1996) 16183.
- [2] H. Kashiwaya, T. Matsumoto, H. Shibata, S. Kashiwaya, H. Eisaki, Y. Yoshida, S. Kawabata, and Y. Tanaka, J. Phys. Soc. Jpn. **77** (2008) 104708.
- [3] K. Ota, K. Hamada, R. Takemura, M. Ohmaki, T. Machi, K. Tanabe, M. Suzuki, A. Maeda, and H. Kitano, Phys. Rev. B **79** (2009) 134505.

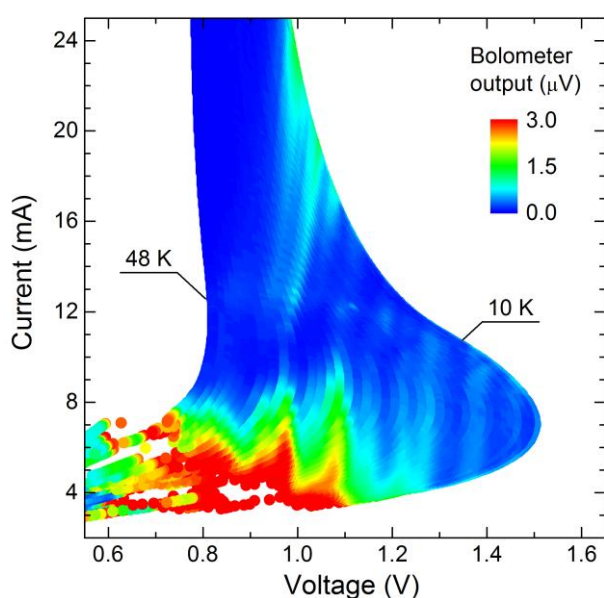
Bi-2212 固有ジョセフソン接合テラヘルツ発振における ストライプ状微細発振構造に関する考察

京大院工

辻本学, 齊藤寛, 土居卓司, 温一凡, Asem Elarabi, 掛谷一弘

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212) の固有ジョセフソン接合列を使った周波数可変な連続テラヘルツ光源の開発が進められている[1]. 実用的な光源としては高出力であると同時に, 単一素子で広帯域特性を示すことが望まれる. 高出力化に関しては素子表面の温度分布イメージングの実験から, 過剰な温度上昇を抑制することが高出力発振につながることを示された[2].

最近, 著者らは熱浴温度に依存しないストライプ状微細発振構造(下図)を観測した. 図では熱浴温度 10~50 K を 1 K おきに変化させたときの電流電圧特性を, 図中に示したスケールのボロメーター出力でカラープロットしている. 高バイアス域と低バイアス域の両方で電圧に対して垂直なストライプが最大 9 つまで確認できる. この現象は複数の素子, また異なる測定系で観測されており, 素子の広帯域特性を決める重要な要因の一つである. 今回, このストライプの起源を探るために, サイズ・構造の異なる素子を使って実験を行い, 結果を比較した. 講演ではストライプと発振周波数の関係, 電磁界シミュレータを使った散乱解析の結果を紹介する.



図：電流電圧特性の熱浴温度依存性.
10~50 K を 1 K おきに変化させた.
カラープロットはボロメーター出力.

[1] U. Welp *et al.*, Nat. Photonics **7**, 702 (2013).

[2] M. Tsujimoto *et al.*, Phys. Rev. Applied **2**, 044016 (2014).

ポスター発表

8pPS-3 のアブストラクト	⇒	7p3-1
8pPS-4 のアブストラクト	⇒	7p3-5
8pPS-5 のアブストラクト	⇒	7p2-6
8pPS-10 のアブストラクト	⇒	9a2-1
8pPS-11 のアブストラクト	⇒	7p3-2
8pPS-12 のアブストラクト	⇒	7p1-2
8pPS-13 のアブストラクト	⇒	9a2-1

バルクナノバナジウムの超伝導特性に対する欠陥の効果

九産大工，九大院工^A，九大 I2CNER^B

寺田信平，西寄照和，李昇原^{A,B}，堀田善治^{A,B}，阿久根忠博，坂本進洋

バルクナノメタル化した超伝導体は微細結晶粒をもつナノ構造超伝導体であり，結晶粒径がコヒーレンス長程度に減少する場合に臨界温度 T_c が上昇することが期待されている．これまでの研究では，巨大ひずみ加工法の一つである HPT (High Pressure Torsion) 法を用いて結晶粒を微細化した場合，Nb では T_c の上昇が観測されたが，V では逆に T_c が低下することが分かった [1,2]．

本研究では，HPT 加工によって導入される欠陥構造が超伝導特性に与える効果を調べるために，バルクナノ V の電気抵抗率 ρ の温度依存性を GM 冷凍機を用いて測定した．バルクナノ V は，高圧力 (6 GPa) 下で多結晶 V 試料にねじり回転を与える HPT 法 (回転数 $N = 0, 1/8, 1/4, 1/2, 1, 2, 5, 10, 20$) を用いて作製された．その結果，図 1 に示すように，電気抵抗率が HPT 加工とともに増加することが分かった．また，V の残留抵抗率 ρ_0 は HPT 加工によって $1.1 \mu\Omega\text{cm}$ ($N=0$) から $1.8 \mu\Omega\text{cm}$ ($N=5$) 程度まで増加し，これらの値は HPT 加工を行った Nb の場合 (HPT 加工後も $\rho_0 < 1 \mu\Omega\text{cm}$) よりも大きな値であった．この結果は，V では導入された乱れによる電子散乱の寄与が Nb の場合よりも大きいことを意味している．発表では，V と Nb の平均自由行程 l を比較し，両者の乱れの度合いと超伝導特性の関係を議論する．また，磁化測定の結果から上部臨界磁場の比較を行いたい．

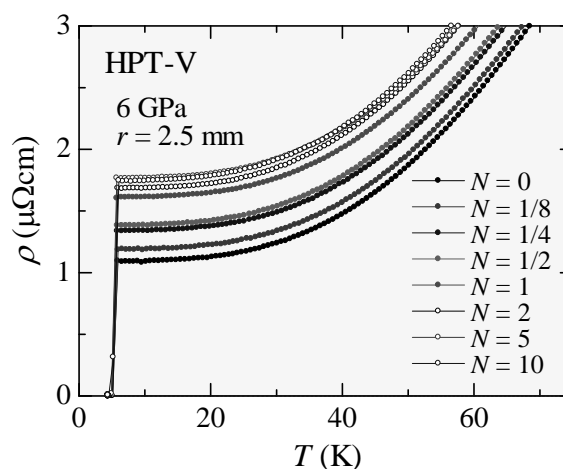


図 1 バルクナノ V の電気抵抗率の温度依存性．

参考文献

[1] T. Nishizaki et al., Physica C 493 (2013) 132.

[2] 西寄他，第 22 回渦糸物理国内会議 (2014).

磁束フロー抵抗から見た 鉄系超伝導体 $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ における固有接合の可能性

青山学院大学 理工学部 物理・数理学科¹,
国立研究開発法人 物質・材料研究機構(NIMS)²,
東北大学 大学院工学研究科 応用物理学専攻³

鮎川 晋也¹, 平田 和人², 岡田 一宏¹, 笥 大輝¹, 大井 修一², 野地 尚³,
小池 洋二³, 北野 晴久¹

近年、 $\text{LnFeAs}(\text{O},\text{F})$ ($\text{Ln}=\text{La}, \text{Pr}, \text{Sm}$) や $(\text{V}_2\text{Sr}_4\text{O}_6)\text{Fe}_2\text{As}_2$ といった鉄系超伝導体において、固有ジョセフソン効果の存在が報告された[1-3]。SmFeAs(O,F)においては、Josephson 量子渦糸のコアを持ちながら、そのコアの大きさがコヒーレンス長よりも大きく、ロンドン侵入長よりも小さいハイブリッド磁束量子が観測されたと主張されている[4]。一方、我々は異方性がさらに小さく、鉄系超伝導体の中で最も単純な層状構造を持つ $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ においても固有ジョセフソン効果が示唆されることを報告した[5]。

この $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ における固有ジョセフソン効果の有無をより確実に検証するため、磁束フロー抵抗の磁場角度依存性を詳細に測定した。 $x = 0.7$ の微小単結晶素子において、超伝導層間に電流を流した場合の磁束フロー抵抗は、磁場が超伝導層に平行に印加されたときに最大となるピークを示した。このことから、 $\text{FeSe}_{0.3}\text{Te}_{0.7}$ は異方性が小さい3次元構造というよりは、超伝導層と絶縁層が交互に積層した2次元の層状構造として考えてよいことを示している。また、 $\text{LnFeAs}(\text{O},\text{F})$ ($\text{Ln}=\text{La}, \text{Sm}$) において報告されているように、低温に向かってピークの大きさが減少していき、さらに、 $T \sim 4 \text{ K}$ 付近からピークが増加に転じる様子が観測された。また、 $x = 0.7$ の単結晶試料よりも過剰鉄が少ない $x = 0.6$ の微小素子における測定結果では、異なる振舞いが観測されたので、その結果も含めて議論する。

[1] H. Kashiwaya *et al.*, Appl. Phys. Lett. **96**, 202504 (2010).

[2] P. J. W. Moll *et al.*, Nat. Mat. **12**, 134 (2013).

[3] P. J. W. Moll *et al.*, Nat. Phys. **10**, 644 (2014).

[4] P. J. W. Moll *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 186402 (2014).

[5] S. Ayukawa *et al.*, JPS Conf. Proc. **1**, 012123 (2014).

多バンド超伝導におけるバンド間結合への強相間効果

京都大学 理学研究科

橋本和樹、池田隆介

鉄系超伝導などの研究を通して多バンドの超伝導が注目を浴びている[1]。しかし理論研究において超伝導の強結合の効果が十分に調べられてなかった。実際弱結合のBCS近似ではバンド間結合の項の係数は温度に依存せず同じ符号のままである。ところがもしスピンゆらぎ[2]のような強結合効果を計算に考慮すると、バンド間結合の項の係数は温度を変化させると符号が変化することが期待される。するとレゲットモード[3]のソフトニングといった転移が多バンドの物質の超伝導相に現れるかもしれない。

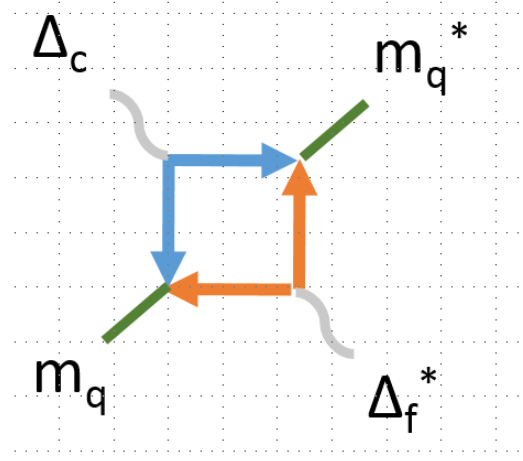
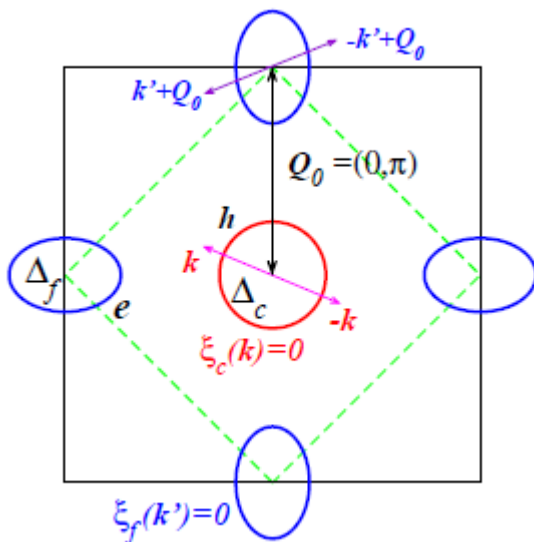


Figure: 1 electronic structure of the two band model reprinted from Ref.[1]

Figure 2: diagram of $F_{\Delta_f^* \Delta_c | m_q | 2}$

引用文献

- [1]A.B.Vorontsov et al., Phys. Rev. B 81, 174538 (2010)
- [2]W.F.Brinkman et al., Phys. Rev. A 10, 2386 (1974)
- [3]A.J.Leggett.Prog.Theor.Phys.,36 (1966)

スピン軌道相互作用に保護された電場誘起超伝導体の上部臨界磁場

東北大金研¹, 東大院工², 新潟大自然³, 東大物性研⁴, Groningen大⁵,
京大院理⁶, 理研⁷

野島 勉¹, 田中 駿¹, 斎藤 優², 中村康晴³, 大内 拓¹, Mohammad S. Bahramy^{2,7},
小濱芳允⁴, 叶 劍挺⁵, 笠原 裕一⁶, 中川 裕治², 恩河 大², 徳永将史⁴,
柳瀬陽一⁶, 岩佐義宏^{2,7}

近年, 電気二重層トランジスタ構造 (EDLT) を用いた静電的キャリアドープ法により, 様々なバンド絶縁体表面に超伝導を電界誘起した例が国内外で報告されている[1-4]. 電場誘起表面電子系の特徴は, その広範囲なキャリア制御性に加えて, (i)電場による面直方向の空間反転対称性の破れや(ii)表面層を孤立させることにより現れる局所的な反転対称性の破れにより, 系が特徴的なスピン軌道相互作用 (SOI) を受けることである. バルクにはないこの SOI により, 常磁性極限によって決まる臨界磁場の上昇や新奇な超伝導状態の発現が期待できるが[5], これを探る研究はまだ始まったばかりであろう[6,7]. 本研究では, EDLT 系における SOI の効果を調べるために, 典型的な電場誘起超伝導体である, SrTiO₃-EDLT と MoS₂-EDLT の面内磁気抵抗や上部臨界磁場を測定した.

SrTiO₃-EDLT ($T_c = 0.35$ K) と MoS₂-EDLT ($T_c = 6.5$ K) の面平行の上部臨界磁場 H_{c2}^{\parallel} は, 低温においてそれぞれ 1.5 T 以上[6]と 50 T 以上[7]といった大きな値になる. これらは通常の (BCS 的な) 常磁性極限 ($1.84T_c$) を大幅に上回る. SrTiO₃-EDLT については, Ti-3d 電子の多軌道効果により増強された Rashba 型 (面内磁場型) SOI [5] を用いて H_{c2}^{\parallel} の増大が説明できる可能性を, 磁気抵抗の結果とともに議論する. MoS₂-EDLT については, 試料最上表面において三角プリズム型の結晶構造 (D_{3h} 対称性) に起因する面内空間対称性の破れが発生し, 伝導電子が Zeeman 型 (面直磁場型) SOI を受けることが, H_{c2}^{\parallel} の増大につながることを発表する.

[1] K. Ueno *et al.*, Nat. Mater. 6, 188 (2008).

[2] J. T. Ye *et al.*, Nat. Mater. 9, 125 (2010).

[3] K. Ueno *et al.*, Nat. Nanotech. 6, 408–412 (2011).

[4] J. T. Ye *et al.*, Science 338, 1193 (2012)

[5] Y. Nakamura and Y. Yanase, J. Phys. Sco. Jpn 82, 083705 (2013).

[6] K. Ueno *et al.*, Phys. Rev. B 89, 020508(R) (2014).

[7] Y. Saito *et al.*, arXiv 1506.04146.

微細構造を持つ微小超伝導体に閉じ込めた多重渦状態と制御

電気通信大学¹, 日本原子力研究開発機構², 東北大学³

小久保伸人¹, 北野恒平¹, 望月麟太郎¹, 岡安悟², 野島勉³, 佐々木孝彦³

マイクロあるいはナノスケールの小さな超伝導体に微細な穴や窪み（人工ピン止め）を導入し、反量子渦を含む新たな渦状態の誘起や制御を目指す試みが理論的に提案され、注目されている[1]。我々は、正方形の微小超伝導体に着目し、人工ピン止めにより誘起される独特な渦状態の直接観測を、走査 SQUID 磁気顕微鏡を用いて取り組んでいる。今回、5つの穴（中心の一つ穴とその周りの正方形の対称性と一致する4つ穴）を設けた正方形ドットを用意し、一様磁場を印加して誘起された渦状態を直接観察したところ、対称性を満足しない渦配列が低渦度（ $L < 5$ ）において現れることがわかった。例えば $L = 3$ では、まわりの4つ穴のいずれか3つに侵入する。穴の間隔を広くとると、対角に3つ並ぶ配列となることから、穴間隔と渦間の相互作用の競合が重要な役割を果たすことが分かる。得られた配列の渦度は、印加磁場に対して非単調に成長し、穴の配置に依存する。ポスター発表では現在進めている磁場履歴を使った反渦状態の観測実験の途中経過も含めて発表する予定である。

[1] R. Geurts, M. V. Milošević, and F. M. Peeters, Phys. Rev. Lett. 97, 137002 (2006).