

2H-NbSe₂ の対密度波状態の液体ヘリウム温度 STM 観測

物質・材料研究機構
吉澤俊介、鷺坂恵介

遷移金属ダイカルコゲナイト 2H-NbSe₂ は、 $T_{CDW} \sim 30\text{ K}$ で電荷密度波 (CDW)、 $T_c \sim 7\text{ K}$ で超伝導転移を示し、CDW 状態と超伝導状態が共存する物質である。この物質では超伝導状態にも CDW と似た空間変調が観測されており、対密度波 (PDW) 状態が実現されているとして注目を集めている[1,2]。この物質の PDW 状態は電荷密度波と同じ 3×3 周期を有し、初めに超伝導探針を用いた走査トンネル顕微鏡 (STM) によるクーパー対密度の可視化により観測された[1]。その後、通常の STM 探針で超伝導ギャップに同様の 3×3 周期の変調が観測され、PDW として報告された[2]。この PDW の起源については十分に理解されているわけではないが、理論的には $T_c \ll T_{CDW}$ のとき CDW の作る周期ポテンシャルが超伝導状態に同周期の変調を誘起することが議論されており[3]、先行研究の解釈でも採用されている[1]。もしこの仕組みで PDW が生じているならば、超伝導転移と同時に PDW 状態が発現すると期待される。しかし、先行研究はいずれも 0.3 K で行われており、 T_c より十分に低温での観測であることから、より高温で PDW が存在するかどうか確認されていない。

本研究では、2H-NbSe₂ の PDW 状態をより高温で観測することを試みた。液体ヘリウム温度 4.3 K において STM 像の各点で測定したトンネルスペクトルを経験式でフィットすることにより超伝導ギャップの大きさの空間分布を調べたところ、 3×3 周期の空間変調が観測された。同じ領域で 0.4 K でも同様の可視化を行ったところ、先行研究で PDW とされる構造が得られた。その構造が 4.3 K で観測された空間変調と類似することから、PDW 状態は 4.3 K でも存在していることが示唆される。以前行われた CDW のドメイン構造[4]との関係も議論する予定である。

- [1] X. Liu, Y. X. Chong, R. Sharma, and J. C. S. Davis, *Science* **372**, 1447 (2021).
- [2] L. Cao, Y. Xue, Y. Wang, F.-C. Zhang, J. Kang, H.-J. Gao, J. Mao, and Y. Jiang, *Nat. Commun.* **15**, 7234 (2024)
- [3] K. Machida, T. Koyama, and T. Matsubara, *Phys. Rev. B* **23**, 99 (1981).
- [4] S. Yoshizawa, K. Sagisaka, and H. Sakata, *Phys. Rev. Lett.* **132**, 056401 (2024).

FeTe_{1-x}Se_x のネルンスト効果

東大低温セ, 弘前大理工 ^A

藤井 武則, 上園 優 ^A, 大塚 匠 ^A, 萩澤 翔太朗 ^A, 渡辺 孝夫 ^A

弱結合 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 極限と強結合 Bose-Einstein condensation (BEC) 極限を結ぶクロスオーバー領域は、強結合に起因する新しい超伝導現象が期待されているため、大きな注目を集めている。FeSe は BCS-BEC クロスオーバーを示す系であることが報告されているが、その中でも、FeTe_{1-x}Se_x はトポロジカルなバンド構造を持つこと[1]や時間反転対称性が破れた超伝導を示すこと[2]が報告されており、それら個々の現象のみならず、そのお互いに及ぼす影響について興味がもたれる。我々はこれまで Te アニール処理した高品質 FeTe_{1-x}Se_x 単結晶を用いて磁気輸送測定を詳細に調べ、超伝導揺らぎの開始温度(T_{scf})が $x = 0.4$ で約 40K に達することを見出した[3]。これは T_c の 2.7 倍であり、強結合 BEC 極限の特徴と考えられる。また、磁化率測定においても、高い T_{scf} 値を裏付ける結果が得られており、パウリ常磁性が主に磁化率に寄与していると考えると、 $T_{scf} \sim 40\text{K}$ において超伝導揺らぎにより状態密度が減少することが確認された[4]。

ネルンスト効果は超伝導 Vortex に敏感なプローブであり、超伝導揺らぎを精密に調べるのに最適である。今回我々は、FeTe_{1-x}Se_x のネルンスト効果を測定し、超伝導揺らぎの発現する温度 T_{scf} を詳細に調べた。

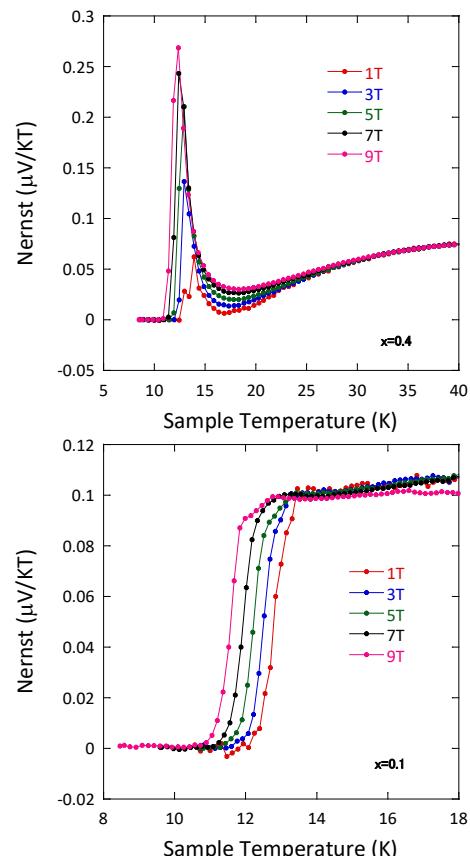
図に、 $x=0.4$ と 0.1 のネルンスト係数の温度依存性を示す。 $x=0.4$ では超伝導転移温度 $T_c \sim 14\text{K}$ 付近で超伝導に特有な Vortex の流れによるネルンスト係数の増大が見られる。また、約 32K 以下においてネルンスト係数に磁場依存性が見られ、超伝導揺らぎによる Vortex が流れためと考えられる。一方、 $x=0.1$ においてはネルンスト係数の増大は見られず、 T_{scf} は 13K 程度と考えられる。これらの結果は磁気輸送特性や磁化率の結果とほぼ一致している。

[1] Y.-F. Li et. al, Phys. Rev. X 14, 021043 (2024).

[2] M. Roppongi et. al, Nature Comm. 16, 6573 (2025).

[3] Y. Uezono et al., JPS Conf. Proc. 38, 011023 (2023).

[4] T. Fujii et al., JPS Conf. Proc. 38, 011027 (2023).



FeTe_{0.6}Se_{0.4} および FeTe_{0.9}Se_{0.1} のネルンスト係数の温度依存性

Low-temperature anomaly of critical magnetic fields in transition-metal dichalcogenide superconductors

北海道大学 工学院 応用物理学専攻
佐野智哉、田畠滉太、佐々木章宏、浅野泰寛

スピン1重項超伝導は、スピン縮退を解くような磁場（Zeeman 磁場）の下で脆弱であることが古くから知られており、絶対零度での臨界磁場は Pauli limit と呼ばれている。しかしながら、 MoS_2 や NbSe_2 、 TaS_2 などの遷移金属ダイカルコゲナイト（TMD）超伝導体の面内磁場に対する臨界磁場は、Pauli limit を大きく超えることが知られている[1]。この巨大な臨界磁場は、図1に示すように、強いスピン軌道相互作用による spin-valley locking により電子のスピンが面直方向に固定され、面内磁場による Zeeman 効果が著しく抑制されるためと解釈されている。しかし、図2の相図に示すような低温における臨界磁場の発散的振る舞いや、TMD 超伝導体で観測された臨界磁場の強い異方性の起源は不明のままである。

本研究では、これらの現象を微視的に説明することを目的とし、単純なスピン1重項 TMD 超伝導体の模型の解析を行った。その結果、ペアポテンシャルと結びつくスピン1重項 Cooper 対の他に、Zeeman 磁場やスピン軌道相互作用によって誘起される3つのスピン3重項 Cooper 対が存在することがわかった。講演では、これら対相関関数の相対的な振幅の比で、臨界磁場の低温異常や異方性が説明できることを示す。

引用文献

- [1] Y. Saito, et al., Nature Physics **12**, 144 (2016)

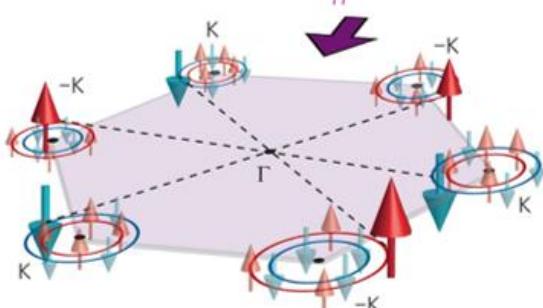


図1: Spin-valley locking の概念図[1]

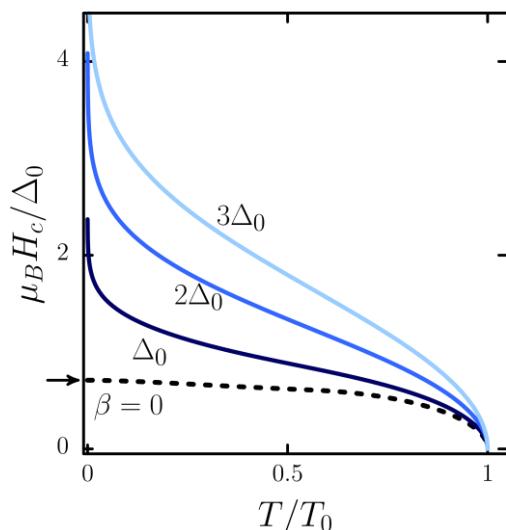


図2: TMD 超伝導体における H-T 相図。
矢印はスピン軌道相互作用がない場合の Pauli limit。

ウルトラノーダル超伝導体 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ の量子渦糸液体状態と超伝導揺らぎ

岡山大理, 東北大金研^A, 岡山大基礎研^B

田中薰, 北西優弥, 小林達生, 野島勉^A, 木原工^B, 笠原成^B

鉄系超伝導体 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ の正方晶相($x \geq 0.17$)[1]では、比熱や熱伝導率[2]、走査トンネル分光測定[3]などの実験から、巨大な残留状態密度の存在が明らかになっている。これは、これまでの異方的超伝導では説明できない特異なものであり、波数空間で本質的に超伝導電子対を形成しない準粒子の存在が示唆される。理論面では新奇なウルトラノーダル超伝導として、Bogoliubov Fermi 面と呼ばれる面ノード構造を形成する新奇なトポロジカル超伝導[4]や、ネマティック揺らぎによる超伝導ギャップの特異な波数依存性[5]などが提唱されている。さらに正方晶 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ は、磁場中電気抵抗測定から絶対零度近傍における渦糸液体状態の実現が示唆されており、量子渦糸液体状態がバルク結晶で実現する稀有な系として関心を集めている[6]。

正方晶 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ は、これまでにない新奇超伝導の候補物質であり、ウルトラノーダル状態と量子渦糸液体状態の関係解明は、渦糸物理の新たな学域を拓げるものと期待される。そこで我々は、置換量 x の異なる複数の $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ 純良単結晶を用いて定常磁場下での電気抵抗率の温度依存性を様々な磁場方位で精密測定し、直方晶・正方晶の両相における詳細な渦糸相図を決定した。図は ab 面内磁場下での正方晶 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x \sim 0.20$) の渦糸相図である。低温高磁場側に量子渦糸液体領域が存在し、ゼロ磁場下でも超伝導振幅揺らぎ領域が広く存在する。本講演では、相図の比較および揺らぎ伝導度に関する解析等に基づき、正方晶 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ におけるウルトラノーダル状態と巨大な量子揺らぎおよび超伝導揺らぎの関係を議論する。

参考文献

- [1] S. Hosoi *et al.*, *PNAS* **113**, 8139 (2016).
- [2] Y. Sato *et al.*, *PNAS* **115**, 1227 (2018).
- [3] T. Hanaguri *et al.*, *Sci. Adv.* **4**, eaar6419 (2018).
- [4] C. Setty *et al.*, *Nature Commun.* **11**, 523 (2020).
- [5] K. R. Islam and A. Chubkov, *npj Quantum Mater.* **9**, 28 (2024).
- [6] M. Čulo *et al.*, *Nat. Commun.* **14**, 4150 (2023).

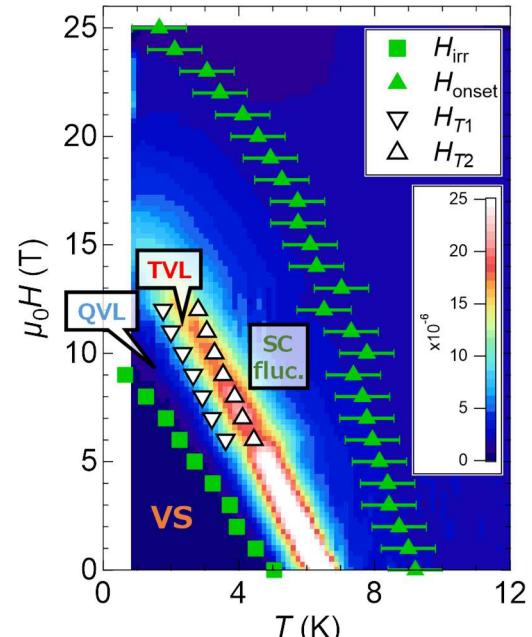


図: ab 面内磁場下での正方晶 $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x \sim 0.20$) の渦糸相図。

Fe₂P 型構造を持つ(Sc_{1-x}Lu_x)₆FeTe₂ の超伝導特性

東大院工¹、物性研究所²、東北大金研³、東南大学⁴
為ヶ井 強^{1,2}、李 文杰^{1,4}、板橋諄典¹、坂上良介^{1,3}、Ran Guo⁴、Yue Sun⁴

2023 年、秩序 Fe₂P 型結晶構造（内挿図）を持つ Sc₆FeTe₂において $T_c \sim 4.7$ K の超伝導が発見された[1]。この物質では、低温比熱に常伝導状態の 20% 近い温度に比例する項が残る事が報告されている。似た元素を含む Lu₂Fe₃Si₅ ($T_c \sim 6.0$ K) でも 1.2 Kまでの測定で同様の残留比熱が観測されていたが、その後の高品質単結晶における 0.4 K 以下の比熱測定の結果、より低温で比熱の温度比例項は急激にゼロに近づくことが確認され、この物質は MgB₂ と似た 2 ギャップ超伝導である事が明らかにされている[2]。

本研究では、Sc₆FeTe₂における超伝導の特徴を調べるために、Sc サイトへの Lu 置換、プロトン照射、圧力印加効果の実験を行った。 $(\text{Sc}_{1-x}\text{Lu}_x)_6\text{FeTe}_2$ 多結晶試料は、あらかじめ石英管内で作製した FeTe₂ と Sc および Lu をアーク溶融することで合成した。図は $0 \leq x \leq 1$ での多結晶試料の粉末回折パターンである。 $x = 0$ 付近では、ほぼ不純物は見えないが、 x が増加するにつれ $2\theta = 30\text{--}35^\circ$ 付近に不純物に起因すると思われるピークが成長していく。SEMによる観察の結果、多結晶試料では x の値によらず 10-50 μm 程度の結晶粒を不純物相（Sc-Lu 合金）が囲んでいることがわかった。 $x \sim 1$ で不純物が急増しているように見えるが、Sc と Lu の原子散乱因子の違いによるものであり、光学顕微鏡像で観察される不純物相の割合は x にあまり依らない。したがって、Sc₆FeTe₂ の比熱で見られた残留項には不純物相に起因する要素が大きいものと考えられる。実際、3 MeV のプロトン照射でも、2 ギャップ超伝導体で見られたような大きな T_c の変化は観測されなかった。しかし、 x の増加と共に T_c は急激に減少し、 $x = 0.1$ では $T_c = 2.4$ K 以下となっている。一方、 T_c は圧力印加と共に減少しており、Sc をイオン半径の大きな Lu で置換した負の圧力効果とは逆の振る舞いとなっている。

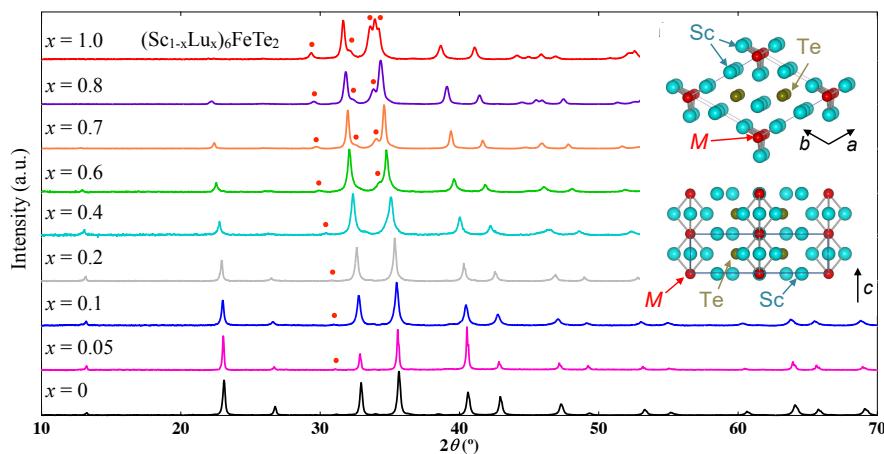


図 $(\text{Sc}_{1-x}\text{Lu}_x)_6\text{FeTe}_2$ 多結晶試料の粉末 X 線回折パターン（波長：1.54 Å）。赤い小丸は不純物である Sc-Lu 合金。挿入図は Sc₆FeTe₂ の結晶構造。

[1] Y. Shinoda *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **92**, 103701 (2023).

[2] Y. Nakajima *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 157001 (2008).

超伝導/強磁性ナノ複合体の異常磁気緩和

神戸大学院理¹, 物質・材料研究機構²

橋本碧維¹, 中明育¹, 大井修一², 立木実², 有沢俊一², 内野隆司¹

MgO と MgB₂ がフラクタル的に分散した MgO/MgB₂ フラクタルナノ複合体は、常伝導相である MgO の体積分率が 70% を超えるにも関わらず、超伝導近接効果によりバルク的な超伝導を示す[1]。本発表では、この複合体中に強磁性成分 (α' -MnB) を微量添加することで、超伝導転移温度 T_c (約 37 K) 以上では強磁性的、 T_c 以下では反磁性的ヒステリシスを示す複合材料を作製し (図 1)，試料の強磁性磁気モーメントが超伝導転移によりどのような影響を受けるかを調べた。その結果、正(負)の残留磁化を有する状態で、系の温度をゼロ磁場下で T_c 以下に下げると、 T_c 直下では、試料の磁化 M が上昇(減少)する一方、さらに温度を下げると (約 25 K 以下)、逆に M が低下(上昇)することがわかった (図 2(a))。さらに、PR(NR)状態の M は、一定温度下では指数関数的に減少(上昇)した (図 2(b))。発表では、磁化の外部磁場依存性、温度依存性等の測定結果をもとに、この特異な磁気緩和の起源について考察する。

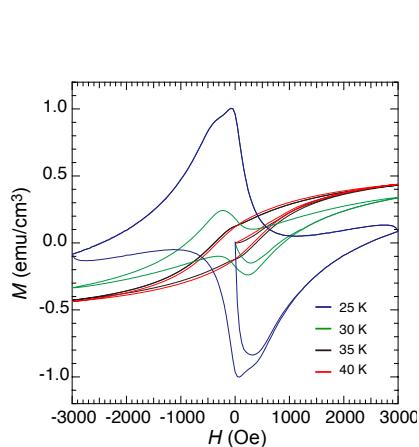


Fig. 1. $M(H)$ hysteresis loops of the MgO/MgB₂ nanocomposite containing a ferromagnetic (α' -MnB) component.

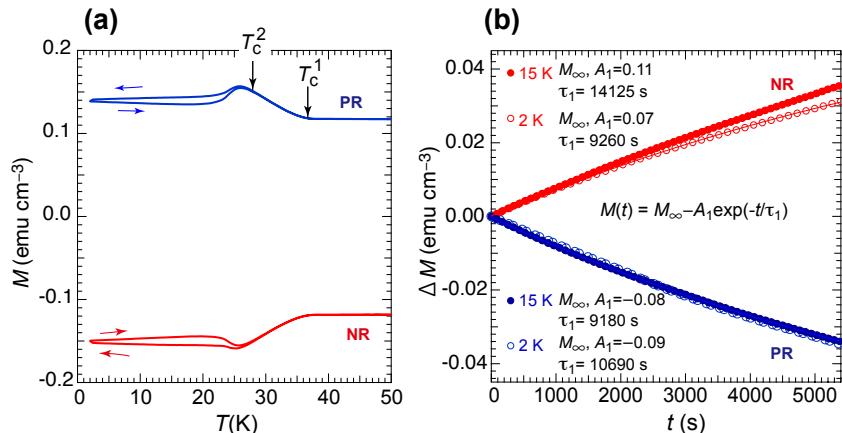


Fig. 2. (a) Temperature dependence of M for the positive remanent (PR) and negative remanent (NR) states under zero applied field. The PR (NR) state is created after saturating in a positive (negative) field at $T = 50$ K. (b) Time-dependent variation of M for the PR and NR states measured at $T = 2$ and 15 K. The solid lines are the fit to the exponential function given in the figure.

- [1] T. Uchino, *et al.*, Phys. Rev. B **101**, 035146 (2020).; N. Teramachi, *et al.*, Phys. Rev. B **108**, 155146 (2023); 内野隆司, 固体物理, **60**, 137 (2025); I. Nakaaki, *et al.*, J. Appl. Phys. **138**, 163902 (2025).

強相關ボーズ超流動体における Type-I 及び Type-II 磁場応答と格子構造

広島大^A, 東大物性研^B
横山貴之^A, 多田靖啓^{A,B}

梯子上のボーズ・ハバードモデルにおける超流動相に磁場を加えると、マイスナー効果や渦糸格子が現れることが知られている[1][2]。しかし、渦糸格子相を経由せず、マイスナー状態から非超流動相へと転移する、Type-I ボーズ超流動体については、実現する格子モデル・条件について十分に理解されていない。

そこで本研究では、Type-I 型のボーズ超流動体の理解・探求に向けた第一歩として、

- 異なるサイト間の相互作用
- 結晶の格子構造

という二つの要素が、渦糸格子の安定性に及ぼす影響を明らかにする。具体的には、密度行列繰り込み群を用いて、正方格子および三角格子上の拡張ボーズ・ハバードモデルにおける磁場応答を解析する。

解析の結果、最近接相互作用を加えると、正方格子系は Type-I 的な磁場応答を示し、一方で三角格子系は Type-II 的な磁場応答を示すことが分かる。当日は、高エネルギー物理学やディラック電子系で議論されている磁場誘起電荷密度波（magnetic catalysis[3][4]）との関連性についても議論する予定である。

- [1] E. Orignac and T. Giamarchi, Phys. Rev. B 64.144515 (2001)
- [2] C.-M. Halati and T. Giamarchi, Phys. Rev. R.5.013126(2023)
- [3] Igor A. Shovkovy, “Magnetic Catalysis: A Review”, arXiv:1207.5081 (2012)
- [4] T. Yokoyama and Y. Tada, Phys. Rev. B 111, 064415 (2025)

超流動ヘリウム 4 の懸垂液滴の新奇なダイナミクス

北海道大学工学研究院、群馬大学 CMD^A

谷智行、高松翔太、山根諒太、石本悠理、青木悠樹^A、野村竜司

超流動ヘリウムはその無散逸な流動特性のために、大きな非平衡状態における巨視的ダイナミクスに古典流体とは全く異なる振る舞いを顯す場合がある。我々は、フィルムフローによって容器下部から滴り落ちる超流動液滴が、異常な挙動を示すことを発見した[1,2]。滴下の反動により懸垂液滴は縁までもが大振幅で振動し、またその振動は超流動の無散逸性のため減衰せずに持続した。更に、滴下のタイミングが振動に支配されることで、滴下周期(滴下の時間間隔)が等間隔に離散的な値を取った(図 1)。古典粘性流体の場合では、液滴は基盤表面の微細な凹凸に容易にピン止めされて動かず、また振動はすぐに減衰する。その滴下挙動はカオスを示し、滴下周期は広く分布することが知られている。超流動液滴に見られた大振幅振動と滴下周期の離散化は、古典流体の場合とは明確に異なる超流動体特有の新奇な振る舞いである。

超流動ヘリウムは容器表面の全面に亘って薄膜を形成する。懸垂液滴はその超流動薄膜の表面上に形成され、液滴は容器表面に沿って滑らかに散逸なく運動することができる。液滴の縁が自由に運動できる場合には、液滴の大振幅振動は液滴体積に依存せずほぼ一定の周期を持つ異常な振る舞いを示した。容器下部に細い円柱を取り付けた場合、その先端に形成された液滴の縁の運動は円柱端で制限された。この場合には液滴の体積増加に伴って振動周期は長くなった。これは古典粘性流体で期待される振る舞いに近い。超流動懸垂液滴の縁の可動性を制御することで、古典流体の液滴では実現不可能な多彩な液滴運動を調べることができる。

[1] R. Nagatomo, *et. al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **92**, 124601 (2023)

[2] K. Onodera, *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **133**, 216001 (2024)

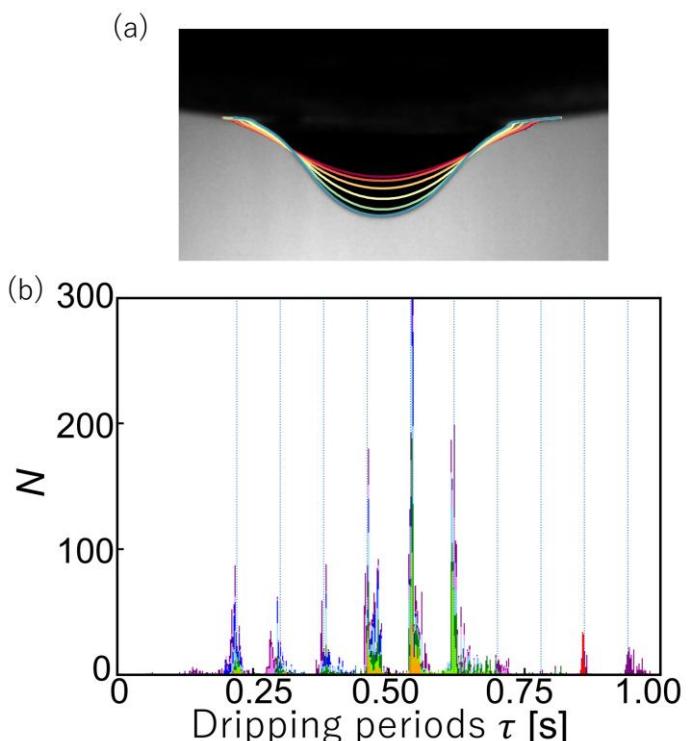


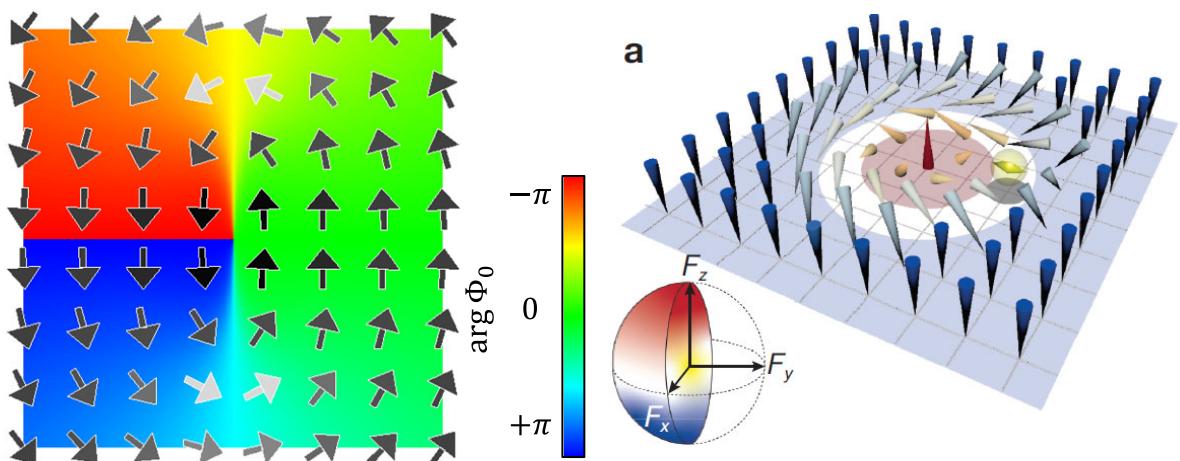
図 1 (a)容器下部のヘリウム 4 懸垂液滴の振動の様子と(b)滴下周期に対する滴下のヒストグラム。

多成分超流動体の複雑な渦芯構造

大阪公立大学 大阪公立大学 南部陽一郎物理学研究所¹、大学院理学研究科²
竹内 宏光^{1,2}

(改行)

多自由度の超流動体では複数の物理パラメータに依存して異なる基底状態をもつ多彩な相が現れる。ある相で実現する渦糸の周辺はその相の基底状態の秩序によって記述されるが、その秩序が破壊される渦芯内部では別の相が競合して複雑な構造をとることがあり、理論的にも未解明な部分が多く残されている。冷却原子気体のスピン自由度を持つ超流動体では、量子渦糸が従来持つ回転対称性を自発的に破ることで、量子橋円渦[1,2]や三日月スキルミオン[3,4]といった非自明な構造が安定化することが最近明らかになっている。本講演では、これらの問題を俯瞰しつつ最近の研究[4]について紹介する。



図：量子橋円渦の超流動速度場（左）と三日月スキルミオンのスピンテクスチャー（右）

- [1] Seji Kang, Sang Won Seo, Hiromitsu Takeuchi, Yong-il Shin, Phys. Rev. Lett. **122**, 095301 (2019)
- [2] Hiromitsu Takeuchi, Phys. Rev. Lett. **126**, 195302 (2021)
- [3] Hiromitsu Takeuchi, Phys. Rev. A **105**, 013328 (2022)
- [4] SeungJung Huh, Wooyoung Yun, Gabin Yun, Samgyu Hwang, Kiryang Kwon, Junhyeok Hur, Seungho Lee, Hiromitsu Takeuchi, Se Kwon Kim, Jae-yoon Choi, Nat. Phys. **21**, 1398 (2025)

円偏光誘起カイラル超伝導とその制御性の数値シミュレーション

東北大院工応用物理学専攻

正木祐輔、小野仁典

カイラル超伝導体はトポロジカル超伝導体の1つであり、基礎物理的な興味だけではなく量子コンピュータへの応用も期待されることから注目を集めている。これまで UTe₂ や UPt₃ などの物質が候補として挙げられてきたが、平衡状態におけるカイラル超伝導の実現は確立されてない。

一方で光を用いた非平衡物性の探索が近年盛んに行われるようになってきており[1]、光照射による準安定状態における超伝導相の実現も示唆されている。これらの報告からカイラル超伝導も光照射によって非平衡状態下で実現できることが期待される。実際、光照射によって準安定状態におけるカイラル超伝導の実現や制御性に対して理論的提案がなされている[2,3]。

先行研究[2]では s 波超伝導が実現している平衡状態に対して円偏光パルスを照射することによって $px+ipy$ 波のカイラル超伝導の準安定状態を実現している。一方でその解析は時間依存する Ginzburg–Landau 理論に基づいて行われており、緩和の非対称性が現象論的に導入されている。

我々は Lindblad 方程式を用いることで円偏光照射下における準粒子励起やそのダイナミクス、対称的な緩和効果を取り入れた上で時間発展計算を行った。そして準粒子の効果を取り入れても準安定状態への転移が起こることを示した。また実現するカイラル超伝導の角運動量の向きが円偏光の向きで制御可能であることを明らかとした。本発表では平準安定状態への転移が起きる円偏光の強度や角振動数の領域を詳細に調べた結果、上述の転移が subdominant な超伝導秩序変数に対する集団励起モード（Bardasis–Schrieffer モード[4]）の駆動と関係していることが示唆されたのでそれについて報告する。

引用（参照）文献

- [1] A. de la Torre *et al.*, Rev. Mod. Phys. **93**, 041002 (2021).
- [2] S. Gassner, C. S. Weber, and M. Claassen, Nat. Commun. **15**, 1776 (2024).
- [3] T. Anan, T. Morimoto, and S. Kitamura, Commun. Phys. **7**, 99 (2024).
- [4] C. Lee and S. B. Chung, Commun. Phys. **6**, 1 (2023).

3次元超伝導交替磁性体におけるクロス型表面平坦バンドの理論

岡山大学

天津大学¹、名古屋大学²、Uppsala 大学³

深谷優梨、¹Bo Lu、²矢田圭司、²田仲由喜夫、³Jorge Cayao

交替磁性は、強磁性と反強磁性を組み合わせた、方向依存性のあるスピン分裂を持つ新しい磁性である[1]。強磁性と超伝導の関係性と同様に、交替磁性と超伝導の関係性もまた議論となっている。実際に、交替磁性によってトポロジカル超伝導の実現や超伝導ダイオード効果、超伝導接合における新奇輸送現象が理論的に提案された[2]。これらの理論提案は、2次元系として行われている。他方で、3次元系で、3次元カイラル d 波超伝導はバルクでは xy 面内では線ノードを持つが、z 方向表面ではディスク状のゼロエネルギー平坦バンド、x 方向表面では弧状の表面状態を持つ[3]。よって、3次元系を取り扱うことで、高い次元性と交替磁性を生かしたトポロジカル現象等が姿を現すことが可能となる。

そこで本研究では、3次元超伝導交替磁性体における表面状態およびコンダクタンスを調べる[4]。z 方向では、ディスク型であったゼロエネルギー表面平坦バンドは交替磁性によってクロス型へと変化する。このゼロエネルギー表面平坦フラットバンドは、交替磁性を伴ってもトポロジカルな巻き付き数に保護されている。また、x 方向では、交替磁性によってバルクで誘起される Bogoliubov フェルミ面によって、表面弧状状態は変形される。本研究によって、3次元超伝導交替磁性体がより高次元なトポロジカル超伝導相を生み出す、豊かな舞台となりえることを示した。

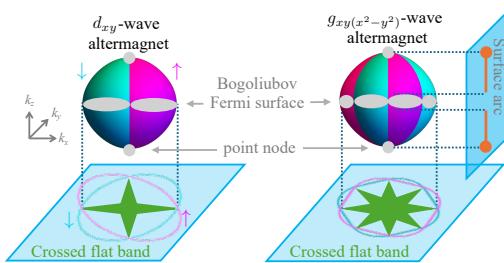


図 3次元 d_{xy} 波（左図）および g 波（右図）交替磁性体に、3次元カイラル d 波超伝導が実現した際の表面状態のイメージ。

引用（参照）文献

- [1] L. Šmejkal, et al., Phys. Rev. X **12**, 031042 (2022).
- [2] Y. Fukaya, et al., J. Phys. Condens. Matter **37**, 313003 (2025).
- [3] S. Kobayashi et al., Phys. Rev B **92**, 214514 (2015).
- [4] Y. Fukaya, et al., arXiv:2510.14724.

Eilenberger 理論によるネマティック超伝導体での 渦糸状態の異方性評価

岡山大 基礎研
市岡優典、安立裕人

運動量空間で二回対称な電子系であるネマティック超伝導体における渦糸状態について、我々は Eilenberger 理論による研究を進めてきた。これまでの研究では、等方的なフェルミ面を仮定し、フェルミ面上の超伝導ギャップが二回対称な超伝導関数の場合において、実空間で二回対称な形状になる渦糸芯構造の様子を理論評価してきた[1]。これに対し、今回の発表の研究ではフェルミ面やフェルミ速度についても、楕円形など 2 回対称な形状になる場合を考えて理論計算を実行した。そして、渦糸状態の空間構造にあらわれるネマティック異方性に着目し、二回対称なフェルミ面形状と超伝導異方性の効果の競合・協調の様子について議論する。

本発表では、電子状態は異方的質量モデルにより楕円形のフェルミ面を考え、 NiBi_3 を想定した異方的 s 波超伝導ギャップの場合[2]について、Eilenberger 理論により渦糸格子状態での空間変化構造を理論計算した。その数値計算の結果から、

- (1) 渦糸格子の安定な形状の縦横比
- (2) 超伝導ペアポテンシャル $|\Delta(r)|$ の渦糸中心からの立ち上がりの傾き
- (3) 渦糸まわりの遮蔽電流 $|J(r)|$ が最大値となる位置の渦糸中心からの距離
- (4) 局所状態密度 $N(E, r)$ の渦糸まわりの広がり

のそれから、 x 方向と y 方向の特徴的な長さ ξ_x と ξ_y を評価して、ネマティック異方性比 $\gamma = \xi_y / \xi_x$ を見積もった。これらのそれぞれの定義の異方性比が、二回対称なフェルミ面形状と超伝導異方性の方位の組み合わせによって、どのように影響をうけて変化するかを比較し検討する。

また、鉄系超伝導体 FeSe のネマティック電子状態の超伝導における STM 実験[3]で観測された渦糸像を念頭に置き、楕円形フェルミ面の場合と FeSe のフェルミ面形状の場合の計算結果についても比較し検討する。これにより、渦糸まわりでの電子状態の局所状態密度の空間構造について、フェルミ面形状の効果がどのように現れるかについても議論したい。

- [1] Y. Sera, T. Ueda, H. Adachi, and M. Ichioka, Symmetry **12**, 175 (2020).
- [2] W.-L. Wang *et al.*, Phys. Rev. B **97**, 134524 (2018).
- [3] T. Hanaguri *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 077001 (2019).

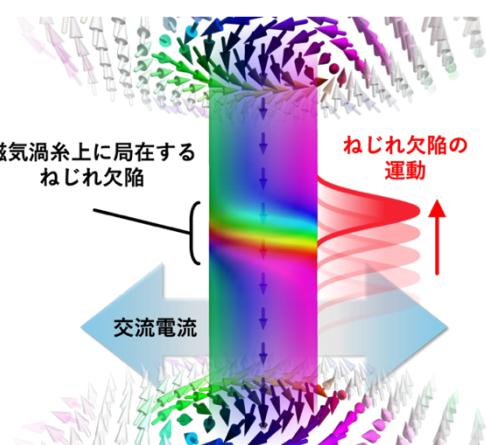
トポロジカル磁気渦糸上に形成される ねじれ欠陥の電流誘起ダイナミクス

東大工, 東大 QPEC^A, 理研 CEMS^B,
葛西章也, 清水宏太郎, 奥村駿^{A,B}, 求幸年

電子スピニ集団によって形成されるトポロジカル磁気渦構造の二次元磁気スキルミオンが 2009 年に初めて観測されて以来[1,2]、その非共面スピニ配置に由来する創発現象が多く解明されてきた[3]。最近、スキルミオンを面直方向に積層した「トポロジカル磁気渦糸」の実空間観測も可能になったことから[4]、三次元磁気構造に特有の新奇なダイナミクスや創発電磁現象の開拓が重要な課題として注目を集めている。この面直方向への空間次元の拡張により、磁気渦糸は「曲げ」や「ねじれ」などの変形自由度を新たに獲得する。これまでに、振動磁場や不純物の導入による曲げの制御手法が調べられ、磁気渦糸上の集団励起モードの伝播特性や非線形創発電場現象が明らかにされてきた[5,6]。一方で、磁気渦糸のねじれ自由度に注目した研究は限られており、固有のダイナミクスや創発現象は未解明である。

本研究では、強磁性的交換相互作用、ジャロシンスキー・守谷相互作用、ゼーマン項を含む古典スピニ模型に対し、ランダウ・リフシツ・ギルバート方程式を数値的に解くことで、ねじれた磁気渦糸のダイナミクスを解析した。まず、高温極限に対応するランダムなスピニ初期状態からゼロ温度へのクエンチによって、磁気渦糸上に局在化したねじれ構造が欠陥として形成されることを発見した。次に、磁気渦糸に対して並行方向の直流電流を印加することにより、磁気渦糸に沿ってねじれ欠陥が駆動されることを明らかにした。さらに、渦糸と直交する交流電流によってもねじれ欠陥は渦糸に沿って駆動され、その運動方向がねじれの右巻き/左巻きに対応することも見出した(図)。加えて、ねじれ欠陥の運動に伴い、伝導電子に対する有効電場が生じることも示した。これらのねじれ欠陥の安定性やダイナミクス、および創発電磁現象は、トポロジカル磁気渦糸の変形自由度の新たな制御手法を提案するものであり、新規な電気回路素子の開発に繋がる可能性をもつ。

- [1] S. Mühlbauer *et al.*, Science **323**, 915 (2009).
- [2] X. Z. Yu. *et al.*, Nature **465**, 901 (2010).
- [3] N. Nagaosa and Y. Tokura, Nat. Nanotech. **8**, 899 (2013).
- [4] S. Seki *et al.*, Nat. Mater. **21**, 181 (2022).
- [5] S. Seki *et al.*, Nat. Commun. **11**, 256 (2020).
- [6] T. Yokouchi *et al.*, Sci. Adv. **4**, eaat1115 (2018).



図：磁気渦糸と直交する交流電流がねじれ欠陥を駆動する概念図

渦糸スピンホール効果の理論

岡山大基礎研, 東大総合文化^A, 東邦大理^B
安立 裕人, 加藤 雄介^A, 大江 純一郎^B, 市岡 優典

Theory of the vortex spin Hall effect
 RIIS, Okayama Univ., ^ADept. Basic Sci., Univ. Tokyo, ^BDept. Sci., Toho Univ.
Hiroto Adachi, Yusuke Kato^A, Jun-ichiro Ohe^B, and Masanori Ichioka

We theoretically investigate the vortex spin Hall effect, i.e., a novel spin Hall effect that is driven by the motion of superconducting vortices. Using the time-dependent Ginzburg-Landau equation as well as the BCS-Gor'kov microscopics combined with Kubo formula, we develop a theory of the vortex spin Hall effect.

スピン一重項のクーパー対はスピン偏極を嫌うため、スピン一重項超伝導体中にスピン偏極流（スピン流）を流すことは難しい。しかし、渦糸状態では渦糸コアがスピン偏極できるため、渦糸運動を用いて渦糸コアのスピン偏極を輸送することが可能となる。我々は、この現象を渦糸スピンホール効果と名付けた[1,2]。

この渦糸スピンホール効果を理解するアナロジーとして、渦糸ネルンスト・エッティングスハウゼン効果を挙げることができる[3,4]。渦糸ネルンスト・エッティングスハウゼン効果は、渦糸コアに存在する正常状態電子のエントロピーが渦糸運動と共に電流に垂直方向に運ばれる現象であるが、この正常状態電子のエントロピーをスピン偏極に置き換えたものが渦糸スピンホール効果に対応する。

講演では、渦糸スピンホール効果の理論[1,2]を紹介するとともに、対応する実験結果[5,6]について議論する。なお、実験では、渦糸スピンホール効果の逆過程（渦糸運動の駆動するスピン流が横方向の電流を生み出す現象）を観測することが多い。

引用文献

- [1] T. Taira *et al.*, Phys. Rev. B **103**, 134417 (2021).
- [2] H. Adachi *et al.*, Phys. Rev. B **109**, 174503 (2024).
- [3] Y. Wang *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 024510 (2006).
- [4] A. Pourret *et al.*, Nat. Phys. **2**, 683 (2006).
- [5] M. Umeda *et al.*, Appl. Phys. Lett. **112**, 232601 (2018).
- [6] H. Sharma *et al.*, Sci Rep. **13**, 4425 (2023).

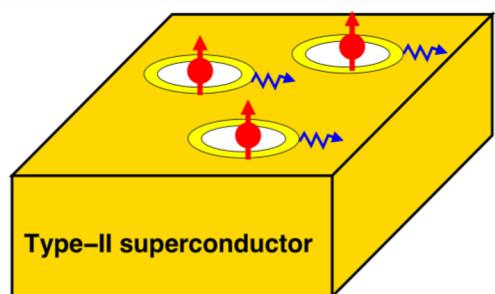


Fig. 1 (Ref. [2]): An electric field drives the transverse vortex motion, which carries the spin polarization in the same direction.

BdG 方程式を自己無撞着に解く Julia パッケージ QuadraticHamiltonians.jl の紹介

東京大学情報基盤センター学際情報科学研究部門
永井佑紀

QuadraticHamiltonians.jl は、格子モデル・多バンド系・超伝導系などの 二次形式 (Quadratic) ハミルトニアン を直感的かつ再現性高く構築し、高速に数値計算するための Julia ライブラリである。従来のように大規模行列を手作業で構築する必要がなく、“オペレータを足すだけ” の自然な記述でモデルを定義できる。

主な特徴 :

1. 直感的なハミルトニアン構築 : 生成消滅演算子を組み合わせるだけでモデルを構築可能
2. 幅広い物理系に対応 : スピン・軌道・バンド自由度をもつ内部構造、超伝導、大規模不均一系などに対応
3. 高速な数値計算ソルバ : 大規模系・実空間計算に特化した高速アルゴリズムを実装。RSCG 法、Chebyshev 多項式法、LK-BdG 法

主な利点 :

1. 再現性の高い研究コードが書ける : モデル定義が物理そのまま
2. 可読性・拡張性に優れる
3. 大規模系でも効率的 : 並列計算対応

当日の講演では、物理系の数値計算で便利な Julia の紹介を行い、QuadraticHamiltonians.jl のデモを行う予定である。

```
julia> H = Hamiltonian(4)
-----
Hamiltonian:
Num. of sites: 4
Num. of internal degree of freedom: 1
H =
-----
```

```
julia> c1 = FermionOP(1)
+C_{1,1}
julia> c2 = FermionOP(2)
+C_{2,1}
```

```
julia> H += 2.0*c1'*c1 + 3*c2'*c2 + 2*c1'*c2 + 2*(c1'*c2)'
```

ハミルトニアンの定義の例

3次元分子動力学法による異方的物質における

渦糸ピーク効果と格子構造

大阪公大工
山下直斗, 加藤勝

第II種超伝導体は、大きな磁場をエネルギー損失なしに発生できることから、多岐にわたる応用が考えられる。しかし、侵入した磁束が運動すると、電気抵抗が生じるため、渦糸の制御を考えることは応用上必須である。

本研究では、3次元の超伝導体に柱状欠陥がある場合を考え、渦糸の本数に応じて、臨界電流密度とその時の渦糸の運動を、3次元分子動力学法を用いて、次の運動方程式により調べる。

ここで、3次元の超伝導体は2次元の層にわける。 l 番目の層内のある渦糸 i については

$$\eta \frac{d\mathbf{r}_{i,l}(t)}{dt} = \mathbf{f}_{i,l}^d + \mathbf{f}_{i,l}^{VV} + \mathbf{f}_{i,l}^f + \mathbf{f}_{i,l}^{imp} + \mathbf{f}_{i,l}^b + \mathbf{f}_{i,l}^M$$

$\mathbf{f}_{i,l}^d$, $\mathbf{f}_{i,l}^{VV}$, $\mathbf{f}_{i,l}^f$, $\mathbf{f}_{i,l}^{imp}$, $\mathbf{f}_{i,l}^b$, $\mathbf{f}_{i,l}^M$ はそれぞれ外部電流による力、渦糸間の相互作用、熱による揺動力、欠陥によるピン止め力、渦糸の折れ曲がりの応力、外部磁場からの力の項である。現時点でのシミュレーションにより渦糸ピーク効果を得ている[2]。また、より強いピン止めのために、交流電流によるピン止めを改良手法として取り入れ、より高い臨界電流を得ることができている。

ピーク効果と渦糸のピン止め構造の関係について知るために、3DMD を用いることで、弱い層状物質において、渦糸のピン止め構造が磁場に対してどのように変化するのかについて調べた結果を報告する。

参考文献

[1] C. J. Olson, R. T. Scalettar, G. T. Zimányi, and N. Grønbech-Jensen, Phys. Rev. B **62**, R3612(R) (2000)

[2] N. Yamashita and M. Kato 2025 J. Phys.: Conf. Ser. **3054** 012007

光誘起渦糸による Higgs モード

東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻¹, Univ. of Connecticut², NORDITA³

姜大模^{1,2}、森本高裕¹、Tien-Tien Yeh²、Alexander V. Balatsky^{2,3}

構造化光は、空間的位相・振幅・偏光分布を精密に制御した光場であり、一様光では実現不可能な新たな物質との相互作用を与える手法として近年注目を集めています。本研究では、そのような構造化光により、超伝導体に光の空間構造を“量子印刷(Quantum Printing)”し、渦糸などのトポロジカル欠陥の生成や集団励起である Higgs モードの制御を可能にした結果を発表します。

まず、光渦が有する軌道角運動量を超伝導体の集団励起である Higgs モードへと転写し、試料に実際の機械的回転を誘起する“量子光スパナー(Quantum Optical Spanner)”を示します。

次に、構造化光によって形成された渦格子から Higgs 波が散乱する Kapitza-Dirac 効果を提案します。本効果は、Higgs モードに対する散乱干渉パターンとして観測され、これまで認識されていなかった Higgs モードと電磁場の新たな線形結合の存在を示す証拠ともなります。

これら一連の結果は、構造化光が量子物質の非平衡制御において新たなプラットフォームとなりうることを示しており、Quantum Printing が非平衡超伝導の新たな研究方向を切り拓く可能性を有することを示唆しています。

引用（参照）文献

G. Aeppli and et.al. “Quantum Printing” arXiv:2509.16792(2025)

D. Kang, S. Kitamura, and T. Morimoto “Quantum Optical Spanner: Twisting Superconductors with Vortex Beam via Higgs Mode” arxiv:2504.11883 (2025)

D. Kang, T-T Yeh, T. Morimoto, and A. V. Balatsky “Kapitza-Dirac interference of Higgs waves in superconductors” arxiv:2511.10954 (2025)

第二種超伝導体における位相欠陥の非平衡ダイナミクス

東大理^A 日大理工^B 東大総合文化^C
金久保拓真^A, 河村泰良^B, 加藤雄介^{A,C}

超伝導体中に形成される位相欠陥は、トポロジカルに保護された安定な構造として振る舞い、その非平衡ダイナミクスは、フラックスフロー状態に代表されるように、超伝導体の輸送特性を理解する上で極めて重要である。この観点から、非平衡状態における位相欠陥の運動を制御する手法の確立は、物性物理学および応用研究において重要な課題である。そこで、我々はこれまでに熱流や спин流の存在下における位相欠陥のダイナミクスを理論的に研究してきた[1]。

昨年度の渦糸物理ワークショップでは、温度勾配下における超伝導量子渦の運動を、時間依存 Ginzburg-Landau (TDGL) 方程式、アンペール則、熱拡散方程式から構成される理論モデルに基づいて解析した結果を報告した[1]。そこでは、量子渦の速度の解析的表式を導出し、渦が高温側へ移動することを示した。この運動は秩序変数が抑制される高温領域に量子渦が引き付けられることでエネルギーの利得を得る過程であり、渦のピン止め現象と類似した描像で理解される。しかしながら、従来の TDGL 方程式には、熱輸送を担う非平衡準粒子の寄与が含まれていないという問題が存在する。

本研究では、この問題を解決するため、準粒子の非平衡性を反映した TDGL 方程式と、非平衡分布関数の運動方程式から構成される連立方程式系[2-5]を導入し、空間的に一方向にのみ物理量が変化する位相欠陥（ドメインウォール）の非平衡ダイナミクスを論じる。拡張された TDGL 方程式からは、局所的な運動量収支に関する式が導出され、これに基づいて位相欠陥に作用する力を定量的に評価する。一方、非平衡分布関数の運動方程式は、dirty limit における準古典 Green 関数が従う Usadel 方程式から導かれ、局所的なエネルギー収支の式と等価である。

参考文献

- [1] T. Kanakubo et al., arXiv:2405.10200.
- [2] L. P. Gor'kov and G. M. Eliashberg, Sov. Phys. JETP 27, 328 (1968).
- [3] L. Kramer and R. J. Watts-Tobin, Phys. Rev. Lett. 40, 1041 (1978).
- [4] R. J. Watts-Tobin et al., J. Low Temp. Phys. 42, 459 (1981).
- [5] D. Y. Vodolazov and F. M. Peeters, Phys. Rev. B 81, 184521 (2010).

広いドープ範囲における Bi 系銅酸化物の普遍的な常伝導輸送特性

日大工^A、弘前大理工^B、京都先端科学大^C、東大低温セ^D、東北大工^E、京大院工^F、
岩手大理工^G、東大物性研^H

渡辺孝夫^{A,B}、山口隼平^B、佐々木菜絵^B、足立伸太郎^{B,C}、原田圭市^B、寺本祐基^B、
松田慎太郎^B、臼井友洋^B、藤井武則^D、野地尚^E、掛谷一弘^F、谷口晴香^G、
松川倫明^G、三宅厚志^H、石川孟^H、金道浩一^H

銅酸化物高温超伝導の未解決問題の一つに、「異常金属相、特に擬ギャップの起源」がある。磁場中の輸送特性は、異常金属相を調べるのに良い方法である。面内抵抗率 (ρ_{ab}) が温度 (T) に比例する一方で、ホール角 ($\cot\theta_H$) は T^2 依存性を示すことが早くから知られ、RVB 理論の立場からキャリアの散乱時間には、輸送散乱時間 (τ_{tr}) と横散乱時間 (τ_H) の 2 種類があり、それらの温度依存性が異なる ($\tau_{tr} \propto T^{-1}$, $\tau_H \propto T^{-2}$) ためとされた[1]。磁気抵抗 (MR) は、コーラー則 ($MR \propto B^2/\rho_{ab}^2$) が破れ修正コーラー則 ($MR \propto \tan^2\theta_H$) が成立することもこの考えを後押しした[2]。

その後、この問題は強い反強磁性スピン揺らぎの効果をバーテックス補正によって取り込んだ理論 (FLEX+CVC) が開発され、フェルミ流体論の枠内で説明されることが分かった[3]。しかしながら、この理論では擬ギャップ相は超伝導揺らぎを考慮しなければならない[3]。一方、近年の Hg-1201 を用いた研究から、擬ギャップ相は $\rho_{ab} \propto T^2$ であり磁気抵抗はコーラー則を満足することから、緩和時間近似が成り立つような単純なフェルミ流体であることが示唆されている[4]。

Bi-2223 は内側の CuO₂ 面 (IP) がクリーンであるため、このような常伝導状態の研究に適している。比較のために、Bi-2212 についても同様の測定を行った。その結果、擬ギャップ相を含む広いドープ量の範囲でホール角は T^2 依存性を示すことや磁気抵抗に修正コーラー則が成立することが分かった。超伝導揺らぎのオンセット温度は擬ギャップのそれとは明らかに異なる。これらの結果から、擬ギャップの起源について議論する。また、Bi-2212 と Bi-2223 の輸送係数の比較から、Bi-2223 の T_c が高い理由を考察する。

引用文献

- [1] T. R. Chien, Z. Z. Wang and N. P. Ong, Phys. Rev. Lett. **67**, 2088 (1991).
- [2] J. M. Harris, Y. F. Yan, P. Mati, N. P. Ong, P. W. Anderson, T. Kimura and K. Kitazawa, Phys. Rev. Lett. **75**, 1391 (1995).
- [2] H. Kontani, Rep. Prog. Phys. **71**, 026501 (2008).
- [3] M. K. Chan, M. J. Veit, C. J. Dorow, Y. Ge, Y. Li, W. Tabis, Y. Tang, X. Zhao, N. Barišić and M. Greven, Phys. Rev. Lett. **113**, 177005 (2014).

ハイブリッド型走査トンネル顕微鏡による 渦糸プラスチックフロー状態の動的秩序化の観測

東京科学大理^A, 山口大院創成科学^B
金子真一^A, 大森康志郎^A, 家永紘一郎^{AB}, 大熊哲^A

渦糸を直流駆動すると, depinning 電流 I_d を少し超える低電流ではピン止めの影響を大きく受けた乱れたフローとなる。駆動電流を増やしていくと渦糸の配置が徐々にきれいになると考えられ[1], 動的秩序化と呼ばれる。フロー状態は動的秩序化に伴い、プラスチックフロー(PF), スメクチックフロー, 格子フローと変化することがシミュレーションで予想され[1], 輸送測定による証拠が報告されている [2-4]。しかし, 試料全体の渦糸の平均速度を調べる輸送現象からは, 実空間の渦糸配置の情報を得ることはできない。そこで我々は1つの試料について, 走査トンネル顕微鏡/走査トンネル分光(STM/STS)による渦糸配置の実空間測定と巨視的輸送現象測定を同一装置内で実現できるハイブリッド型STMを製作して, 渦糸運動の研究を進めている。

試料は厚さ 360nm のアモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 薄膜を用いた。磁場を印加後に, 電流-電圧(I - V)特性の非線形領域であるPF領域で直流駆動させた後の渦糸配置を, STS測定によって調べた。約 400nm 四方の範囲に 200 個程度の渦糸像が観測された。どの渦糸像もほぼ三角格子を組み, 格子の方位は一つの像の中では同じ方位を向いていた。しかし約 10μm 以上離れた場所の STS 像, あるいは STS 測定後にもう一度電流を流して試料サイズ(mm)以上渦糸を駆動した後の STS 像は, 格子の方位が異なっていた。これらの結果から, 本試料では PF 領域において渦糸配置が多結晶的構造をとると考えられる。結晶グレインの大きさを調べるために STS 測定後に, 短距離駆動してから同じ場所で STS 測定を行った。 I_d に近い PF 領域の電流で 1.5μm の距離だけ駆動した後の渦糸格子の方位は, 駆動直前の方位とは異なっていたが, I - V 特性が線形領域に近い電流で 3μm の距離を駆動後では同じ方位であった。このことは結晶グレインのサイズが I_d 近くでは 0.4–1.5μm であるのに対し, 格子フロー領域に近づくと 3μm 以上に大きくなることを示している。これは PF 領域内で駆動電流を増やすことによる渦糸の動的秩序化を反映したものであると考えられる。

- [1] C. J. Olson, C. Reichhardt, and F. Nori, Phys. Rev. Lett. **81**, 3757 (1998)
- [2] Y. Togawa, R. Abiru, K. Iwaya, H. Kitano, and A. Maeda, Phys. Rev. Lett. **85**, 3716 (2000).
- [3] S. Maeguchi, K. Ienaga, and S. Okuma, Phys. Rev. Res. **4**, 033085 (2022).
- [4] S. Maeguchi, K. Ienaga, and S. Okuma, Sci. Rep. **14**, 1232 (2024).

表面原子層超伝導体における異方的ジョセフソンボルテックス液体

¹ 物質・材料研究機構、² 北海道大学理学院

Wenxuan Qian^{1,2}, 吉澤 俊介¹, 内橋 隆^{1,2}

原子レベルの厚さの二次元超伝導体は、バルクの超伝導体とは異なる振る舞いを示すことから、注目を集めている [1]。例えば、原子層程度の厚さしかないため、クーパー対が形成される BCS 平均場転移温度以下でも、超伝導秩序パラメータの大きな位相揺らぎを伴う。さらに、空間反転対称性の破れにより、ラシュバ型などの反対称的スピン軌道相互作用が重要となり、その結果、面内方向に対して非常に高い臨界磁場を有する [2]。もう一つの重要な要素は、清浄な基板表面にエピタキシャル成長した原子層超伝導体における原子ステップの影響である。原子ステップはジョセフソン接合の役割を果たし、そこに捕捉されたボルテックスは、ジョセフソンボルテックスとして振る舞う [3-5]。

我々は、微傾斜面シリコン基板上に成長した原子層超伝導体 Si(111)-(√7×√3)-In を試料として用い、磁場下におけるジョセフソンボルテックスの異方性輸送の観測を行った。原子ステップに対して平行および垂直方向の電流に対して得られた電気抵抗の温度依存性から、ボルテックス液体の熱的励起運動に対する活性化エネルギーを求めたところ、強い異方性が観測された。低温域では抵抗値は一定値に近づくことから量子ボルテックス液体相の出現が示唆され、これも強い異方性を示した。高磁場下では、ボルテックスの運動は原子ステップ方向にピンニングフリーとなり、一次元的なボルテックス流を形成する。また、走査型トンネル顕微鏡(STM)測定では、ジョセフソンボルテックスの異方性な形状が観測された。本講演では、この影響についても議論する。

文献

- [1] T. Uchihashi, Supercond. Sci. Technol. 30, 013002 (2017).
- [2] S. Yoshizawa, T. Kobayashi, Y. Nakata, K. Yaji, K. Yokota, F. Komori, S. Shin, K. Sakamoto, and T. Uchihashi, Nat. Commun. 12, 1462 (2021).
- [3] T. Uchihashi, P. Mishra, M. Aono, and T. Nakayama, Phys. Rev. Lett. 107, 207001 (2011).
- [4] S. Yoshizawa, H. Kim, T. Kawakami, Y. Nagai, T. Nakayama, X. Hu, Y. Hasegawa, and T. Uchihashi, Phys. Rev. Lett. 113, 247004 (2014).
- [5] Y. Sato, M. Haze, R. Nemoto, W. Qian, S. Yoshizawa, T. Uchihashi, and Y. Hasegawa, Phys. Rev. Lett. 130, 106002 (2023).

Singlet/triplet Josephson junction on a substrate

北大院工

八巻海斗、浅野泰寛

スピン三重項奇parity超伝導体の創製は、量子計算を実現する上で重要な課題である。候補物質のペアポテンシャルの対称性を調べ、奇parity超伝導体を峻別する実験として、SQUID を用いた π 位相シフトの観測が 1987 年に理論的に提案された[1]。昨年この実験を β -Bi₂Pd に適用し、奇parity超伝導体を確認したという報告がなされた[2]。しかし、理論的には、ジョセフソン接合の障壁ポテンシャルに起因するスピン軌道相互作用は、スピン一重項/スピン三重項間のスピン変換を起こすことができても、 π 位相シフトの観測を説明できないことがわかつっていた。

我々は、実験が基板上に薄膜成長させた接合で行われていることに着目し、薄膜の成長方向に空間反転対称性が破れることに起因するスpin軌道相互作用が超伝導体内の電子に働くことを考慮して、一重項/三重項接合を流れるジョセフソン電流の性質を線形応答理論を用いて調べた。ゴルコフ方程式を解いて得られた異常グリーン関数を解析した結果、スpin軌道相互作用によってスpin一重項(スpin三重項)超伝導体にスpin三重(スpin一重項)のクーパー対を誘起することがわかつた。この誘起されたクーパー対が最低次のジョセフソン接合を可能にすること、また、SQUID を用いた π 位相シフトの観測を説明できることを明らかにした[3]。実験と理論の比較から、 β -Bi₂Pd のペアポテンシャルを推定した。

[1] V. B. Geshkenbein, A. Larkin, and A. Barone, Phys. Rev. B **36**, 235 (1987)

[2] X. Xu, Y. Li, and C. L. Chien, Phys. Rev. B **132**, 056001 (2024)

[3] K. Yamaki and Y. Asano, Phys. Rev. B **111**, 214505 (2025)

Bi-2212 固有ジョセフソン接合 THz エミッターの 材料設計と実装技術の開発

^A産総研, ^B京大院工, ^C東理大理

辻本 学^A, 杉本 啓太郎^B, 森 倫太郎^B, 小林 亮太^B, 掛谷 一弘^B,
加藤 準一朗^{A,C}, 西尾 太一郎^C, 石田 茂之^A, 永崎 洋^A

量子コンピューティングは、暗号通信、機械学習、材料探索、金融工学など多岐にわたる分野に革新をもたらす計算技術として発展している。特に有望視されている超伝導方式では、マイクロ波を用いて量子ビットの繊細な状態を制御する技術の開発が行われている。しかし現行のシステムでは、希釈冷凍機内の量子ビットと室温の電子機器が多数のケーブルで接続されており、量子ビット数が増えるとケーブルの本数も増加するため、極低温環境を維持することが困難になる。この熱負荷問題は、量子プロセッサのスケーラビリティを制限するだけでなく、誤り耐性を備えた量子計算の実現を妨げる重大な障壁となっている。

この課題を解決するアプローチとして、信号伝送の一部を無線化し、情報伝送量あたりの熱流を最小化する極低温テラヘルツ（THz）無線インターフェクト技術が提案されている[1]。本研究では、この無線アーキテクチャを実現する基盤デバイスとして、超伝導ジョセフソンプラズマエミッター（Josephson Plasma Emitter: JPE）[2,3]に着目した。JPE は、Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} (Bi-2212) に内在する積層型固有ジョセフソン接合を同期させ、単色 THz 波を連続発振するデバイスである。近年、印加電圧にマイクロ波信号を重畠することで周波数変調 (FM) 発振を実現し、THz FM 通信の実証に成功した[4]。

本研究では、JPE を構成する Bi-2212 単結晶材料の作製技術、および FM 通信を念頭に置いたデバイス実装技術の確立に取り組んでいる。走査型透過電子顕微鏡 (STEM) で観察した Bi-2212 単結晶と Au 電極の界面構造を図 1(a)に示す。界面には厚さ約 3 nm のアモルファス層が形成されており、この層が主たるオーム接觸抵抗となってジュール発熱を誘起し、JPE の発振効率を制限する要因であることがわかった。図 1(b)には、JPE チップを内蔵したパッケージ構造の概念図と試作パッケージの写真を示す。現在、広帯域 FM 発振に適合する高周波伝送線路およびプリント基板を新たに設計し、パッケージング技術の高度化を進めている。本講演では、Bi-2212 単結晶の材料設計と実装技術に関する最新の成果と今後の展望を報告する。

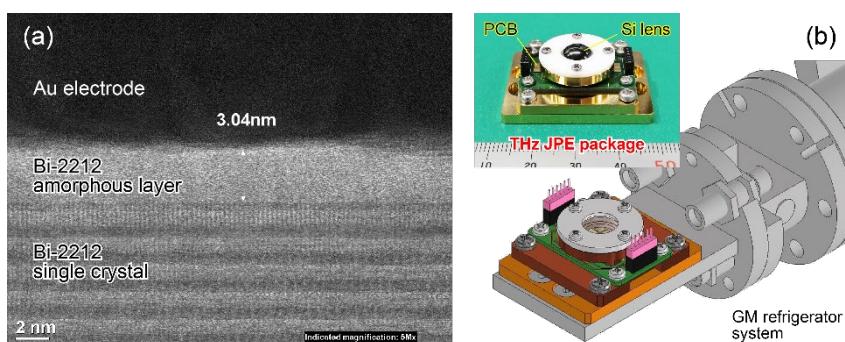


図 1: (a)へき開した Bi-2212 単結晶と Au 電極層界面の明視野 STEM 像。(b)THz JPE を実装したパッケージ構造の概略図と、試作パッケージの外観写真。

参考文献

- [1] J. Wang *et al.*, Nat. Electron. **8**, 426 (2025).
- [2] L. Ozyuzer *et al.*, Science **318**, 1291 (2007).
- [3] I. Kakeya and H. Wang, Supercond. Sci. Technol. **29**, 073001 (2016).
- [4] M. Miyamoto *et al.*, Nat. Photonics **18**, 267 (2024).

謝辞 本研究の実施にあたり、桑野玄氣博士、齋藤嘉人博士、高野義彦博士から貴重なご助言とご支援を賜りました。本研究は JST さきがけ『量子フロンティア』(JPMJPR24F5) の支援を受けて行われました。

NbSe₂ 剥離単結晶膜における Abrikosov-Josephson 磁束クロスオーバー
 東北大学金属材料研究所
 野島 勉, 白井宏尚, 佐久間翔梧

NbSe₂ をはじめとする遷移金属ダイカルコゲナイト (TMD) では、面内磁束が侵入できない厚さ $d = 1\text{-}3$ ユニットセルの原子層膜において、パウリ極限を超える巨大な面内臨界磁場 $B_{c2}^{\parallel}(T)$ を有するイジング超伝導が観測される[1,2]。一方で、面内磁束が侵入可能な $2\xi \lesssim d \leq 2\lambda$ (ξ : コヒーレンス長、 λ : 磁場侵入長) の厚さを持った剥離膜では、原子層とはタイプの違う $B_{c2}^{\parallel}(T)$ のアップターンや、 $B_{c2}(\theta)$ (θ は膜面と磁場の間の角度) の極度に鋭いピーク構造、といった異常が近年観測されるようになった[3-5]。この解釈として面内磁場中で起こるバンド選択的次元クロスオーバー[3]や軌道FFLO 状態[4]という新規モデルが提案されているが、そもそもこのような異常が現れる前後で磁束状態がどのように変わるかは明確ではない。

我々は面内磁束線の有無やそのダイナミクスを調べることを目的に、2H-NbSe₂ 単結晶剥離膜 ($T_c = 7.0$ K, $d = 80$ nm, $\lambda_{\parallel} = 130$ nm) を作製し、その(1)輸送特性の温度・磁場方位 θ, ϕ (ϕ は電流に対する面内角) 依存性測定や、(2)磁束運動の電場のベクトル解析 (図 1)を行った。その結果、

- (i) $B_{c2}(T, \theta)$ の異常が、面内に侵入した Abrikosov 磁束が Josephson 磁束状態に変化することによって起こる現象であること
- (ii)面内近傍の傾斜角 $|\theta| \lesssim 3^\circ$ の領域では、Josephson 磁束と Pancake 磁束が混成する Crossing Lattice 状態 (図 2) になること

を見出した。TMDにおいて何故このような磁束状態の次元クロスオーバーが起こり得るのか議論したい。

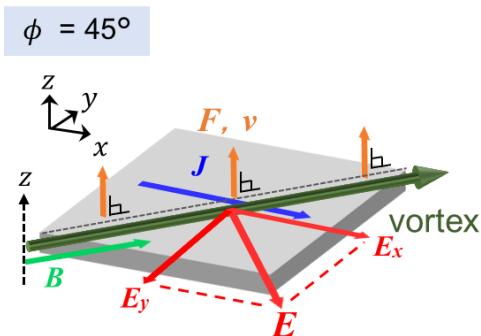


図 1: 面内磁束の運動をキャプチャする電場ベクトル解析法の概念図。

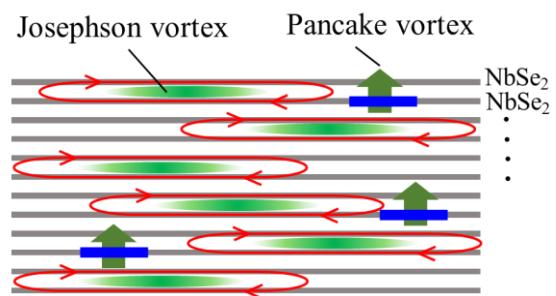


図 2: 面内磁場近傍における Crossing Lattice 状態の模式図。

- [1] Y. Saito *et al.*, Nat. Phys. 12, 144 (2016).
- [2] X. Xi *et al.*, Nat. Phys. 12, 139 (2016).
- [3] X. Bi *et al.*, Phys. Rev. Research. 4, 013188 (2022).
- [4] P. Wan *et al.*, Nature 619, 46 (2023).
- [5] 白井宏尚, 野島 勉, 日本物理学会 2025 年春季大会概要集, 20aF1-5.

時間依存ギンツブルグ-ランダウ方程式を用いた 超伝導細線三端子素子動作シミュレーション

東理大¹、産総研²、学振特別研究員³、横国大⁴
安川 直輝^{1,2,3}、山梨 祐希⁴、吉川 信行⁴、西尾 太一郎¹、馬渡 康徳²

極めて高速かつ低損失な超伝導単一磁束量子（SFQ）回路と高い集積度を誇る半導体（CMOS）回路を繋いだ、超高性能なハイブリッドデバイスの開発が待望されている。それら二つの回路のインターフェースとして、超伝導細線の超伝導-常伝導転移を利用した三端子素子「nTron」[1]が発明された。しかしながら、素子の三端子動作特性の理解が不十分であるため、その特性を明らかにすること目的として数値解析シミュレーションを行ったので報告する。

本研究では時間依存ギンツブルグ-ランダウ(TDGL)方程式と熱拡散方程式を連立させ[2]、有限要素法により数値的に解くシミュレーションを行なった。超伝導状態にある三端子素子のチャネルに直流バイアス電流(I_{bias})及びゲートに矩形波状のパルス電圧(V_0)を印加したときのシャント抵抗(R_L)にかかる電圧(V_L)及びドレイン-ソース間の電圧(V_{ch})の応答を調べた(Fig.1(A)参照)。

Fig. 1(B)は、ゲートから量子化磁束ひとつ分程度の矩形波状のパルス電圧(V_0 の波高 0.5 mV, 波幅 ~5 ps)を印加した際の V_{ch} の数値計算結果である。時刻 $t = 0$ psにパルス電圧入力後、 V_{ch} は $t = 50$ psで約 28 mVに達し、その後 100 ps程度かけてゼロ電圧に戻る。

この V_{ch} は、チャネルにおける超伝導-常伝導転移に起因して生じる電圧応答であり、その立ち上がり・消失がきわめて短時間で起こるため、実験的に観測することは容易ではない。したがって、時間分解能に優れた数値シミュレーションを用いて、このような高速かつ局所的な現象を解析することが重要となる。今回の結果から、チャネルが常伝導

状態から超伝導状態へと復帰する過程が、シャント抵抗を含む回路全体の応答よりも速いという、既知の時間スケールの違いをシミュレーションにより再現できることが示された。これにより、チャネル内部で生じる物理過程の詳細な時間ダイナミクスを定量的に評価しうる解析手法として、本手法の有用性が確認されたといえる。さらに、本研究で得られた知見は、素子構造の最適化や動作速度の向上など、高性能化設計への応用が期待される。

本研究は、JSPS 科研費 JP20K05314・JP25KJ2118 及び JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム JPMJSP2151 の支援を受けたものです。

引用（参照）文献

- [1] A. N. McCaughan and K. K. Berggren, *Nano Lett.*, Vol. 14, 5748 (2014)
- [2] N. Yasukawa et al., *Supercond. Sci. Technol.* 37, 065013 (2024).

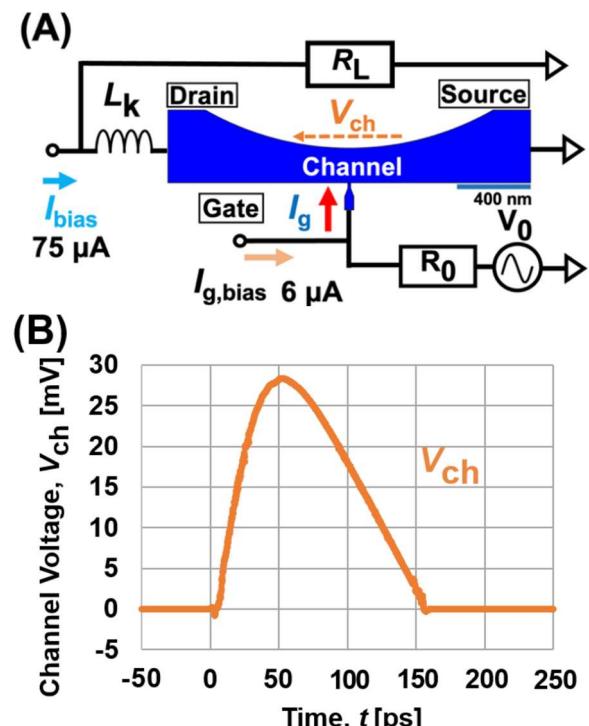


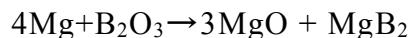
Figure 1.
(A) Circuit schematic for nTron.
(B) Channel voltage characteristics of the nTron.

超伝導フラクタルナノ複合体の微細構造と磁束挙動

神戸大学院理¹, 東北大金研²

中明育¹, 滝耕太朗¹, 野村美緒¹, 石丸晴菜¹, 余野光渚¹, 野島勉², 内野隆司¹

金属マグネシウム(Mg)と三酸化二ホウ素(B_2O_3)を不活性ガス雰囲気中, 700°C程度で加熱すると, 以下の反応が生じ, MgO と MgB₂ がフラクタル的に分布したナノ複合体が生成する。



近年, 我々は, このナノ複合体が, ゼロ抵抗, 完全反磁性, 強い磁束ピンニングなどのバルク的な超伝導を示すことを報告した[1]。本複合体中の MgB₂ の体積分率は 30% 程度であることから, 通常の近接効果ではこのバルク的な超伝導の発現は説明し難い。本研究では, 本複合体の特異な超伝導近接効果の起源を探索するため, その微細構造を走査透過電子顕微鏡(STEM), 集光イオンビーム走査電子顕微鏡(FIB-SEM), カソードルミネッセンス(CL) 法などにより観察した(図 1, 2 参照)。さらに, ゼロ磁場付近における, 自発的な渦糸生成を走査型 SQUID 顕微鏡により観察したので, その結果についても報告する。

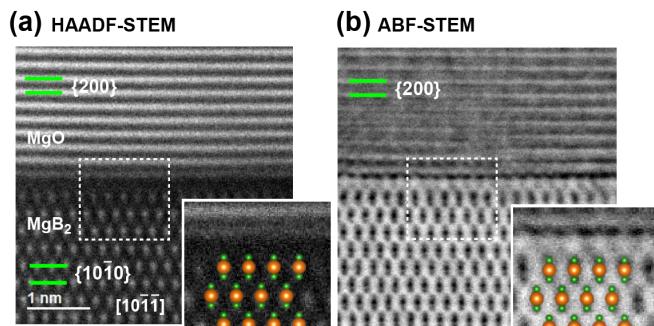


Fig. 1. (a) HAADF-SEM and (b) ABF-STEM images of the MgO/MgB₂ interface in the MgO/MgB₂ fractal nanocomposite.

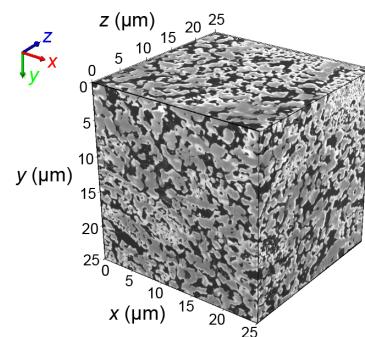


Fig. 2. 3D image reconstructed from the FIB/SEM serial sectioning images.

- [1] T. Uchino, *et al.*, Phys. Rev. B **101**, 035146 (2020); N. Teramachi, *et al.*, Phys. Rev. B **108**, 155146 (2023); 内野隆司, 固体物理, **60**, 137 (2025); I. Nakaaki, *et al.*, J. Appl. Phys. **138**, 163902 (2025).

層状超伝導体におけるスメクチック磁束液晶ダイナミクス

北大物理^A、北大トポロジー^B、原子力機構^C、東北大金研^D

北大応物^E、北大電子研^F

延兼啓純^{A,B}、高橋杏介^A、松永悟明^A、木俣基^{C,D}、丹田聰^{B,E,F}

超伝導体中のボルテックスは、量子相におけるトポロジカル欠陥として振る舞い、その集団運動は超流動性や輸送特性、さらには量子秩序のマクロな振る舞いに重要な役割を果たす。従来、ボルテックスは磁場中で格子を組む固体相あるいはランダムな液体相を形成することが報告してきた。しかし、部分的な並進対称性の破れを伴う液晶的ボルテックス相（ネマティック・スメクチック相）の実験実証例は限られており、特にその輸送応答を系統的に捉えた研究は少ない。理論的には、液晶秩序を帯びたボルテックスは流体力学的マグナス力やトポロジー由来のホール応答を示しうるとされてきたが、これらの予測は未だ実験的な検証を欠いている。

本研究では、Feを微量ドープした層状超伝導体 NbS₂に着目した。我々の先行研究により、Fe–NbS₂におけるボルテックスが液晶的秩序を示すことが明らかになっており[1]、その特性を活かすことで、低温・高磁場下における特異なボルテックス液晶ダイナミクスを探る上で理想的な物質系となる。我々は面内磁場下で輸送測定を行い、電流方向に垂直な電圧成分をホール抵抗 R_{xy} と定義して解析を行った。その結果、温度および磁場を精密に制御することで、縦抵抗 R_{xx} が著しく低いにもかかわらず、 R_{xy} が有限値をとる。つまり $R_{xy} \gg R_{xx}$ となる顕著な異常ホール応答を観測した。このような縦抵抗を上回るホール応答は、単純なローレンツカモデルでは説明できない。我々は、この異常応答の起源が、ボルテックスがスメクチック液晶秩序を形成し、その中でマグナス力により電流方向へ駆動されることにあると考察する。すなわち、ボルテックスが1次元的なラメラ層に沿って流れ、部分的な並進対称性の破れが異方的な量子流体応答を引き起こしている[2]。

[1] H. Nobukane, E. Uno, Y. Tabata, K. Takahashi, D. Sakabe, and S. Tanda, Phys. Rev. B 109, 174505 (2024).

[2] H. Nobukane, K. Takahashi, N. Matsunaga, M. Kimata, and S. Tanda (Submitted).

Fe(Te,Se)微小単結晶を用いたパルス強磁場中面間電気抵抗測定

青学大理工, 京大工^A, 阪大先端強磁場^B, 東大物性研^C, 中国東南大^D

北野晴久, 大平彩加^A, 本山雄基, 繩田萌樹, 鳴海康雄^B,

平祥樹, 金道浩一^C, 萩原政幸^B, 孫悅^D, 掛谷一弘^A

鉄カルコゲナイト超伝導体は、超伝導層のみが積層する単純な結晶構造にも関わらず、磁気秩序形成を伴わない電子ネマチック相や磁場中のFFLO相などが形成されるFeSeをはじめ、Te置換に伴うスピン軌道相互作用の増強と共にトポロジカルバンドの形成や時間反転対称性の破れた電子対形成が期待されるFeTe_{1-x}Se_x(x<0.5)など、エキゾチックな物性で多くの研究者の関心を惹き続けている。我々は、集束イオンビーム(FIB)加工を用いてFeTe_{0.6}Se_{0.4}やFeSeの単結晶微小ブリッジ素子を作製し、超伝導電流輸送に伴う電子対破壊の発生を検知する対破壊電流密度の温度依存性や磁場依存性を調べると共に[1,2]、一辺が10μm未満の微小な結晶片を取り出せるFIBピックアップ法を用いて、超伝導層に垂直な方向(//c軸)にスライスしたFeTe_{0.6}Se_{0.4}微小薄板(ラメラ)試料を作製し、c軸方向に電流印加した場合のパルス強磁場中電気抵抗測定から上部臨界磁場の振舞いを調べた[3,4]。

本講演では、従来実施してきた磁場中電気抵抗測定(すなわち、超伝導層に平行な電流方向(⊥c軸)に対する電荷応答)で得られる上部臨界磁場の温度依存性との違いを議論する。特に、c軸電流印加において面直磁場(//c軸)がLorentz-forceフリーとなる点に着目し、鉄系超伝導体の上部臨界磁場に対して従来示唆してきた、面直磁場と面平行磁場(⊥c軸)における上部臨界磁場のT_c直下の立ち上がりの違いが渦糸のLorentz-force駆動に影響されている可能性を示すと共に、上部臨界磁場に対するパウリ常磁性効果の影響が磁場印加方向に依らないことを議論する。

[1] Y. Sun *et al.*, Phys. Rev. B **101**, 134516 (2020).

[2] Y. Sun *et al.*, Phys. Rev. B **112**, 184503 (2025).

[3] 北野晴久他, JPS第79回年次大会, 16pE305-10 (2024).

[4] H. Kitano *et al.*, Phys. Rev. B (under review)

窒化ニオブチタンの尖端型ナノ SQUID を用いた熱・磁気顕微鏡の開発

電気通信大学情報理工学研究科¹、III類²

岡澤智^{1,2}、島田祥汰^{2※}、小久保伸人^{1,2}

銳利に尖らせた石英ガラス管の開口部に超伝導膜薄を蒸着したナノサイズの超伝導量子干渉（SQUID）は、高いスピンドル感度と熱感度を両立する優れた熱磁気探針である。リソグラフィ技術を用いずにガラス管の先端径を調整するだけで有効直径 100 nm 以下の超伝導ループを持つナノ SQUID を作製できる[1]。

これまで我々は超伝導転移温度が高い窒化ニオブチタン（NbTiN）超伝導体を用いた尖端型ナノ SQUID を開発してきた。超伝導転移温度は 13 K を超え、SQUID としての動作温度は 10 K に到達した。いずれも尖端型ナノ SQUID の最高温度を更新している。有効直径 110 nm の探針は単位帯域幅あたり $0.7 \mu\Phi_0(4 \text{ K})$ の磁束ノイズ、単位帯域幅あたり $14 \mu_B$ のスピンドルノイズを持ち、温度と電流（電圧）の変換関数から数 $10 \mu\text{K}$ の熱ノイズで特徴づけられた[2]。

本研究はこれらの特徴を活かすナノスケールの走査型熱磁気顕微鏡の開発を行っている。ミアンダ状に加工された Nb 膜試料で得られた磁場分布[3]とその常伝導状態のジュール発熱の検出を試みた結果を報告する[4]。

Nb 膜試料は日本原子力研究開発機構の岡安悟氏に提供いただいた。

※現在の所属：東京大学物性研究所（長谷川幸雄研究室）

[1] D. Vasyukov, Y. Anahory, L. Embon, D. Halbertal, J. Cappens, L. N. A. Finkler, Y. Segev, Y. Myasoedov, M. L. Rappaport, M. E. Huber, and E. Zeldov, A scanning superconducting quantum interference device with single electron spin sensitivity, Nat. Nanotechnol., Vol. 8, pp.639–644, September 2013.

[2] N. Kokubo, and B. B. Gerelkhuu, NbTiN SQUID-on-Tip Fabricated by Self-Aligned Deposition Using Reactive DC Magnetron Sputtering, Appl. Phys. Lett. Vo. 124, pp.262601-1–262601-5, 2024.

[3] 岡澤智、島田祥汰、小久保伸人、”窒化物超伝導体の尖端型ナノ SQUID を探針とした走査磁気顕微鏡の開発”応用物理学会（千葉），14a-P05-21，令和7年3月14日

[4] 島田祥汰、岡澤智、小久保伸人、”石英ガラス管尖端の窒化物ナノ SQUID を探針とした走査熱顕微鏡の開発”応用物理学会（千葉），16p-P11-8，令和7年3月16日

化学蒸気輸送法によるトポロジカル超伝導体 $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ 単結晶の合成

東京大学新領域創成科学研究所

米村高、松浦康平、石原滉大、橋本顯一郎、芝内孝穎

$\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x=0.5\sim0.7$) は既知のトポロジカル超伝導体候補物質の中で最も高い超伝導転移温度を示し、上部臨界磁場も比較的高い一方で毒性が低いことから、基礎・応用の両面で注目されている物質である。しかし、セルフフラックス法により合成された $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ 単結晶は、カルコゲンに対して約 10% の過剰鉄が含まれており、その局在磁気モーメントが超伝導特性を著しく阻害することが報告されている[1]。

本研究では、比較的高品質な単結晶を得やすいことが知られている化学蒸気輸送(CVT)法に着目し、過剰鉄の少ない単結晶の合成を試みた。その結果、これまでの報告[2-4]より高い Te 置換量を持つ単結晶の合成に成功した。得られた試料は、走査電子顕微鏡(SEM)、エネルギー分散型 X 線分析(EDX) を用いた組成及び均一性の評価と、磁化及び電気抵抗測定による超伝導特性の評価を行った(図 1)。本ワークショップでは、これらの結果と今後の展望について報告する。

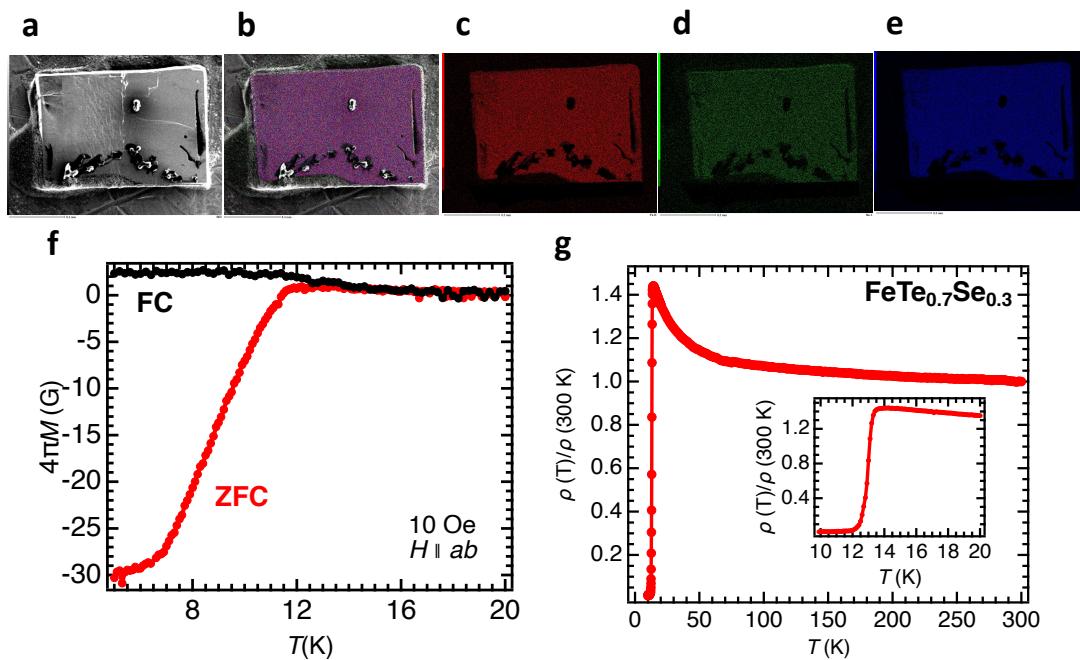


図 1. $\text{FeSe}_{0.3}\text{Te}_{0.7}$ 単結晶の評価結果。(a)SEM 画像。(b)EDX により得られた Fe(赤)、Se(緑)、Te(青)の分布マッピング。(c)Fe、(d)Se、(e)Te の元素マッピング。(f)ゼロ磁場冷却(ZFC)後及び 10 Oe 磁場下の磁化の温度依存性。(g)電気抵抗の温度依存性。右下の挿入図は超伝導転移近傍の拡大図を示す。

引用文献

- [1] Y. Sun *et al.*, Sci. Rep. **4**: 4585 (2014). [2] K. Mukasa *et al.*, Nat. Commun. **12**: 381 (2021).
- [3] S. Huang *et al.*, AIP Adv. **12**, 045227 (2022). [4] K. Terao *et al.*, Phys. Rev. B **100**, 224516 (2019).

円偏波マイクロ波誘電体共振器を用いた FeSe の フラックスフローHall 効果測定

東大新領域、理研^A、産総研^B、東大工^C
吉野勇人、木原稜涼、六本木雅生^A、荒川智紀^B、松浦康平^C、石原滉大、
橋本顕一郎、芝内孝禎

第二種超伝導体の混合状態におけるフラックスフロー状態における電気伝導は、量子凝縮相の特性を深く反映する。例えば、BCS-BEC クロスオーバー領域では BCS 極限から BEC 極限にかけて、フラックスフローHall 角が 0 から $\pi/2$ へと変化することが予測されている[1]。しかしながら、磁束のダイナミクスはピン留めの影響を強く受けることから、その影響を排除できる高周波(GHz 帯)の電流による駆動が求められる。一方で、マイクロ波帯で Hall 効果を測定する手法は非常に限られているのが現状であり、上述の原理による BCS-BEC クロスオーバーの検証には実験技術上の課題が残されていた[1-3]。

そこで、今回我々は近年俄に勃興しつつある円偏波マイクロ波技術に着目し、我々が開発した円偏波マイクロ波誘電体共振器を用いて、その凝縮相が BCS-BEC クロスオーバー領域にあると目されている FeSe 系超伝導体[4]においてフラックスフロー効果測定を行った。この方法では、共振器中に作り出した円偏波定在波モードに対する円二色性から表面インピーダンステンソルの測定が可能であり、試料のフラックスフローHall 角を算出できる[5]。当日は、円偏波マイクロ波誘電体共振器によって得られたフラックスフローHall 効果の測定結果について、擬ギャップ相や巨大な超伝導揺らぎとの関連を中心に議論を行う。

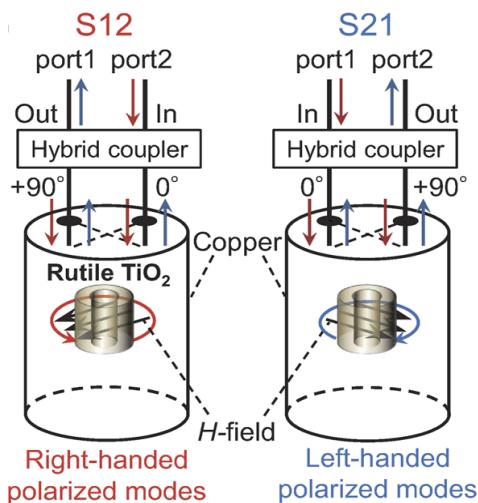


図1：開発した共振器の模式図

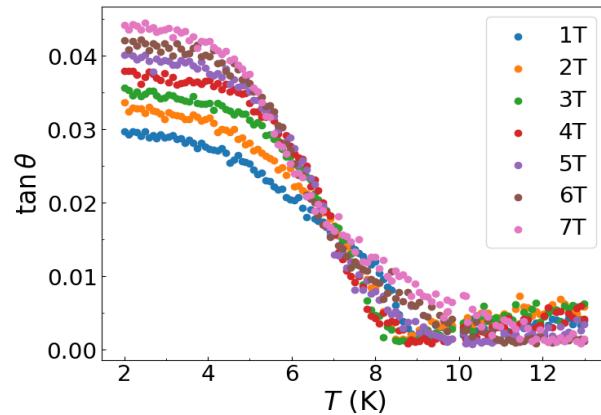


図2：FeSe のフラックスフローHall 角測定結果

- [1] H. Max *et al.*, Nature Commun. **13**, 6986 (2022).
- [2] R. Ogawa *et al.*, Phys. Rev. B **104**, L020503 (2021).
- [3] R. Ogawa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **92**, 064707 (2023).
- [4] S. Kasahara *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **111**, 16309 (2014).
- [5] M. Roppongi, Y. Y. *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **95**, 124704 (2024).

リングトラップ中の超流動 Fermi 気体における Shapiro ステップ

東京理科大

栗木輝, 國見昌哉, 二国徹郎

Shapiro steps of superfluid Fermi gases in a ring trap

Tokyo University of Science

Hikaru Kuriki, Masaya Kunimi, Tetsuro Nikuni

冷却原子気体は、相互作用やポテンシャル形状の制御性の高さから、近年盛んに研究されている。特に、冷却 Fermi 原子気体は、極低温で Fermi 原子が Cooper 対を組むことで超流動状態となった系であり、Feshbach 共鳴を用いた粒子間相互作用の可変性により、対の結合が弱い Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 領域から、結合が強い Bose-Einstein 凝縮 (BEC) 領域までを連続的に変化させる BCS-BEC クロスオーバーが実現している [1]。また、2022 年にはリング状にトラップされた冷却 Fermi 原子気体において、永久流も観測されている [2, 3]。

冷却原子気体は電気的中性であるが、薄いポテンシャルバリアを導入し、それを等速で動かすことで、Josephson 接合を流れる電流が再現できることが知られており、ポテンシャルの速度がある臨界速度を超えたときに、有限の電圧が発生するような電圧状態への遷移が確認されている [4]。

さらに近年、箱型トラップの冷却原子気体において、ポテンシャルバリアを周期的に駆動することで Shapiro ステップが観測された [5, 6]。Shapiro ステップとは、Josephson 接合にマイクロ波を照射するなどして交流的な成分を与えることで、その電流電圧特性に階段状の特性が現れる現象であり、固体の超伝導体でよく知られる現象である [7]。

そこで本研究では、先行研究とは幾何学構造の異なるリングトラップ中の冷却 Fermi 原子気体を考え、Josephson 接合に相当する二つのポテンシャルバリアを導入する。ポテンシャルバリアのうち一つを周期的に駆動した場合のダイナミクスを、時間依存 Bogoliubov-de Gennes 方程式を数値的に解くことで解析し、ポテンシャルバリアの直流速度とポテンシャルバリアによって隔てられた二つの領域間の粒子数インバランスの時間平均との間に Shapiro ステップとコンシスティントな階段状の特性が現れることを明らかにした。さらに、粒子が強く相互作用するユニタリー領域において、 n 段目のステップに対応するような直流速度では平均 n 回の位相すべりが起きることがわかり、ステップの発生機構と位相すべりが密接に関係している可能性を示唆する結果を得た。

参考文献

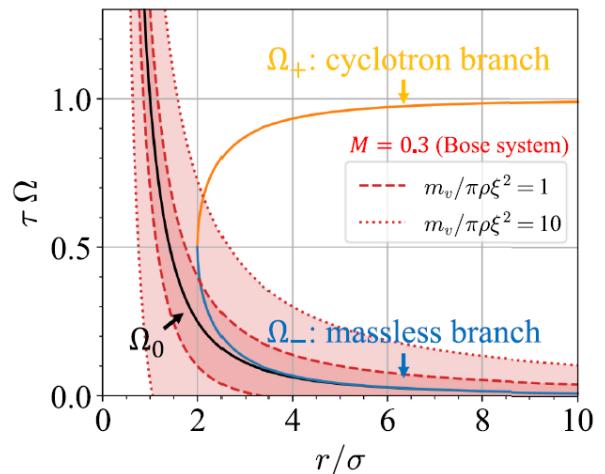
- [1] C. A. Regal et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 040403 (2004).
- [2] Y. Cai, et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 150401 (2022).
- [3] G. Del Pace et al., Phys. Rev. X **12**, 041037 (2022).
- [4] W. J. Kwon et al., Science **369**, 84 (2020).
- [5] G. Del Pace et al., arXiv:2409.03448 (2024).
- [6] E. Bernhart et al., arXiv:2409.03340 (2024).
- [7] S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **11**, 80 (1963).

超流動体における慣性を持つ点渦の運動

大阪公立大学 南部陽一郎物理学研究所¹、大学院理学研究科²
竹内宏光^{1,2}、貫上晃宏²

量子渦の慣性、「渦質量」はこれまで超流体で観測されたことがなく、低温物理における長年の未解決問題である。従来の典型的な実験、たとえば超流動 4He では、この質量の影響は無視されてきた。しかし近年、超流体原子気体における量子渦の操作技術が発達し、この問題をより正確に検証する道が開かれている。本研究では、「渦質量時間」と「渦質量長さ」という普遍的スケールを多体問題に導入することで、質量付き量子渦の理論記述を最も単純な形に定式化し、ボース・フェルミ系を問わず、また多成分超流体を含めた異なる量子流体に普遍的に適用可能である。

同符号の渦対（同じ回転方向の 2 つの渦）が円運動する場合、サイクロトロン分枝と質量なし（massless）分枝という 2 つの分枝があることを示した（図）。もし安定なサイクロトロン分枝が観測されれば、それは渦質量の明白な証拠となる。特に超流動 3He-B 相はこの現象が観測される具体的な例である。さらに、本研究の結果は、巻き数 2 の量子渦の絶対零度における分裂不安定性の直接原因が渦質量であること、および渦質量長さがその不安定性後の最終状態を特徴づける。逆向き循環をもつ渦- 反渦対について、渦質量長さで定まる臨界距離以下では、熱搖らぎなしに自発的に対消滅することを示した。[1]



図：渦質量長さ τ と渦質量時間 τ で無次元化された同符号渦対の角振動数 Ω の渦間距離 r 依存性。サイクロトロン分岐（黄色）と質量なし分岐（青）が存在する。

[1] Akihiro Kanjo, Hiromitsu Takeuchi, Phys. Rev. A 110, 063311 (2024)

メゾスコピック超伝導体への局所電流注入による渦糸状態制御の数値シミュレーション

筑波大数理物質、秋田大教育文化^A

高橋 歩夢、大城 将汰、又場 匠、大道 幸輝、千 昊、林 正彦^A、神田 晶申

メゾスコピック超伝導体とは、サイズがコヒーレンス長の数倍程度の超伝導体であり、磁場中で少数個の渦糸が存在する。この少数渦糸系では、渦糸の数や配置を外部磁場や外部電流などの外部パラメータによって制御できる可能性が指摘されている。[1]また、電流印加による GVS-MVS 転移磁場の変化[2]や、渦糸侵入、排出磁場が複雑な電流依存性を示す[3]ことが実験的に報告されている。

本研究では先行研究の実験結果を再現することを目的として、2次元超伝導体のTDGL 方程式を数値的に解くプログラムである pyTDGL[4]を用いて、電流注入が渦糸状態に及ぼす影響について調べた。

図 1 は、アルミ超伝導体のパラメータを持つ一辺 $1.1 \mu\text{m}$ の正方形超伝導体に幅 $0.3 \mu\text{m}$ のリードを取り付け、隣り合ったリード間に一定電流を流しながら磁場を掃引したときの渦糸侵入、排出磁場の印加電流依存性を渦糸の侵入、排出位置ごとに色分けしたグラフである。渦糸侵入、排出磁場のどちらの場合も折れ曲がりが生じており、折れ曲がり付近で渦糸の侵入、排出位置が変化することが明らかとなった。講演では、印加電流が MVS-GVS 転移磁場へ与える影響についても議論する。

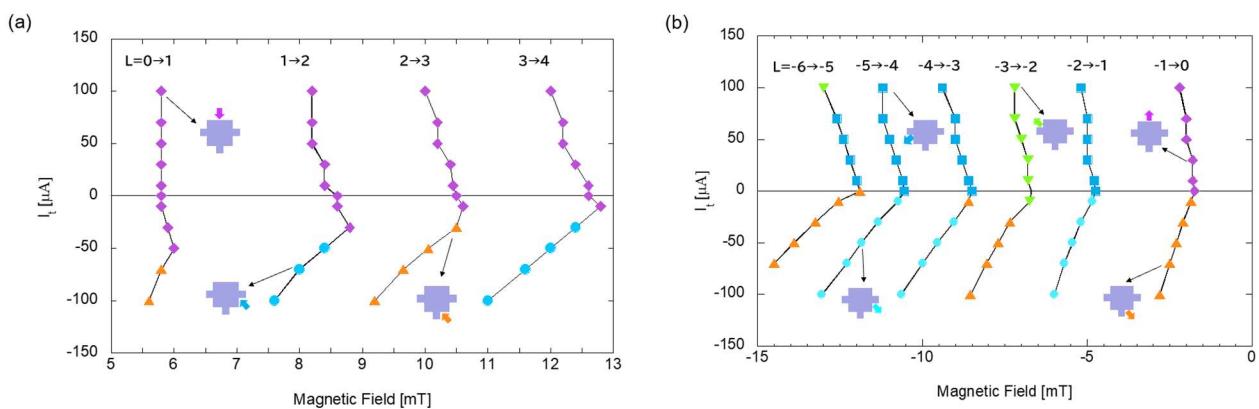


図 1：正方形超伝導体の隣り合う 2 辺の中心間に電流 I_t を印加した時の渦糸侵入、排出磁場。(a)渦糸侵入磁場 : $I_t < 0$ の領域で折れ曲がりが生じている。(b)渦糸排出磁場 : $I_t = 0$ で折れ曲がりが生じている。

- [1] M. V. Milosevic, A. Kanda et al., Phys. Rev. Lett. 93 (2009) 257002
- [2] S Hatsumi et al, J. Phys. Conf. Ser. 232 (2010) 012003
- [3] S. Hatsumi, Y. Ootuka, A. Kanda. Physica C 469 (2009) 1080–1083
- [4] L. Bishop-Van Horn. Comput. Phys. Commun. 291 (2023) 108799

欠陥のあるメゾスコピック超伝導体におけるゼロ磁場渦糸状態の 数値シミュレーション

筑波大数理物質、秋田大教育文化^A

大道 幸輝、又場 匠、高橋 歩夢、大城 将汰、干 昊、林 正彦^A、神田 晶申

サイズが超伝導コヒーレンス長の数倍程度のメゾスコピック超伝導体では、渦糸配置は渦糸間の相互作用だけでなく、渦糸と試料境界との相互作用にも影響される[1]。このため、個々の試料形状・サイズに固有の渦糸状態が実現する。このことをうまく使えば、基底状態や励起状態（準安定状態）のエネルギーを設計・制御した「渦糸原子」を形成できる可能性があると我々は考えている。

本研究では、様々なサイズ、形状、欠陥をもつメゾスコピック超伝導体において、ゼロ磁場におけるエネルギー準位を調べることを目的とする。ゼロ磁場では、試料の端付近にある渦糸は超伝導電流の歪みに由来する試料境界からの引力を受けるので、渦糸は（準）安定には存在できないと思われる。そこで、欠陥を導入することが必要となる。

計算では、任意形状の薄膜超伝導体の時間依存ギンツブルグーランダウ方程式を解くプログラムである pyTDGL を用いた[2]。様々な磁場において、磁場中冷却によって渦糸状態を実現し、磁場の値を徐々にゼロまで減少させることでゼロ磁場における渦糸状態を実現する。

参考文献

- [1] A. Kanda, Y. Ootuka, K. Kadowaki, F. M. Peeters, in The Oxford Handbook of Nanoscience and Technology, vol 1, ed. A. Narlikar and Y. Y. Fu (Oxford University Press, 2010) chapter 19 pp 639-676
- [2] L. B.-V. Horn, Comp. Phys. Commun., 291 108799 (2023)

メゾスコピック超伝導体への電流注入による渦糸生成・消去の 数値シミュレーション

筑波大数理物質、秋田大教育文化^A

大城 将汰、高橋 歩夢、又場 匠、大道 幸輝、干 昊、林 正彦^A、神田 晶申

近年、超伝導体内の磁束の最小単位である渦糸を情報キャリアとしてすることで、超伝導メモリの超小型化が可能となることが報告されている[1]。我々は、サイズが超伝導コヒーレンス長の数倍程度のメゾスコピック超伝導体を用いることでさらなるメモリの小型化が可能であると考えている。渦糸検出には我々独自の方法である微小トンネル接合法を用いる[2]。

本研究は、TDGL 方程式計算プログラム pyTDGL[3]を用いた数値シミュレーションにより、メゾスコピック超伝導体に電流を印加して渦糸を生成する特性を調べ、渦糸メモリ実現の可能性を明らかにすることを目的とする。試料は正方形のメゾスコピック超伝導体で、向かいあつた辺の中心に電流導入用の端子を取り付けた。

ゼロ磁場で電流をだんだんと増加させると、ある電流以上で試料中心に渦糸・反渦糸対が生成し、ローレンツ力によって電流に垂直に反対方向に移動して排出される。一方で、電流に平行な2つの辺の片方に表面欠陥がある場合（図1）、表面欠陥から渦糸あるいは反渦糸が侵入して試料を横切ることが分かった。

通常、ゼロ磁場では不安定な渦糸も、表面欠陥で導入位置を制御し、試料内部に孔を設けることで準安定的に渦糸のトラップが可能となることが判明した。

また、渦糸の確実な保持には試料寸法および電流値に加え、パルス時間幅の最適化が不可欠であることも確認できた。これらにより、意図的な渦糸の導入（書き込み）と、低電流での排出（消去）というメモリ動作の制御可能性が確認された。

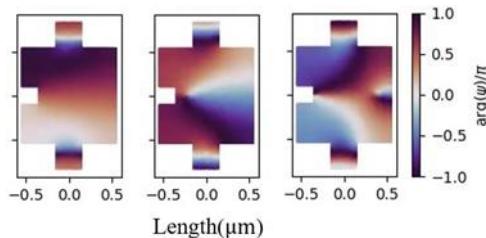


図1 Al薄膜を想定した1辺 1.1 μm、厚さ 40 nm の正方形超伝導体に幅 0.3 μm の電極を上下に取り付け、左側に表面欠陥を導入した試料に電流を流した時の、オーダーパラメタの位相の時間変化。左：渦糸侵入前、中央：渦糸1本が侵入、右：渦糸排出後に表面欠陥から再度侵入。

参考文献

- [1] T. Golod, L. Morlet-Decarnin, & Krasnov, V.M. Nat Commun 14 (2023) 4926.
- [2] A. Kanda et al. Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 257002
- [3] L. Bishop-Van Horn, Comput. Phys. Commun. 291 (2023) 108799

メゾスコピック超伝導リングにおける超伝導状態の数値シミュレーション

筑波大数理物質、秋田大教育文化^A

又場 匠、高橋 歩夢、大城 将汰、大道 幸輝、千 昊、林 正彦^A、神田 晶申

磁場侵入長 λ やコヒーレンス長 ξ と同程度のサイズを持つメゾスコピック超伝導体はバルク超伝導体と異なる挙動を見せ、注目されている。これまでよく調べられてきた薄膜のメゾスコピック超伝導体では、自由エネルギーの値は渦度 L に依存し、その磁場依存性は各 L について下に凸のカーブとなることが知られているが[1]、自由エネルギーが極小値をとる磁場の値については系統的には調べられていない。我々は、超伝導ディスク（円板）を超伝導リングの孔が小さくなつた極限ととらえることで、超伝導ディスクの自由エネルギーの特徴を明らかにすることを目的として、いろいろな太さの超伝導リングについて磁場中超伝導状態の数値シミュレーションを行つた。

数値シミュレーションでは、有限要素法を使って TDGL 方程式を数値的に解くプログラムである pyTDGL[2]を用いた。外半径が一定値 $r_o = 0.55 \mu\text{m}$ で、内半径 r_i が 0 から $0.52 \mu\text{m}$ までの様々な値をとる超伝導リング（ディスク）について、超伝導状態と自由エネルギーの磁場依存性を計算した。磁場侵入長 $\lambda = 0.05 \mu\text{m}$ 、コヒーレンス長 $\xi = 0.15 \mu\text{m}$ 、膜厚 $d = 0.04 \mu\text{m}$ とした。

計算結果の例として、内半径 $r_i = 0.10 \mu\text{m}$ の超伝導リングの自由エネルギーの磁場依存性を図 1 に示す。 $L = 1, 2$ ではすべての磁場範囲で渦糸は孔にトラップされているが、 $L = 3, 4$ では、低磁場側で超伝導体内に渦糸が存在する状態が見られた。発表では、様々なサイズの超伝導リングについて、渦糸状態と自由エネルギー磁場依存性の関係を議論する。

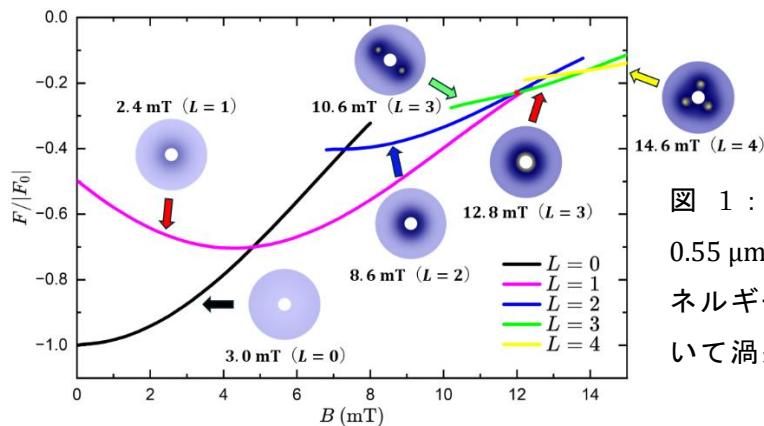


図 1：内半径 $r_i = 0.10 \mu\text{m}$ 、外半径 $r_o = 0.55 \mu\text{m}$ の超伝導リングにおける自由エネルギーの磁場依存性（赤点は $L = 3$ において渦糸が穴からはみ出す磁場）

参考文献

- [1] V. A. Schweigert, F. M. Peeters, & P. S. Deo, Phys. Rev. Lett. (1998) 81 2783.
- [2] L. Bishop-Van Horn, Comput. Phys. Common. 291 (2023) 10879

Bogoliubov-de Gennes 方程式を用いたネマティック超伝導体における双晶境界での渦糸状態の理論研究

岡山大院物理、岡山大基礎研
後藤慶太、安立裕人、市岡優典

鉄系超伝導体 FeSe は 90 K で正方晶から斜方晶へと構造相転移を起こし、ネマティック電子状態となる。それにより結晶内にネマティック異方性の向きが異なるドメインが生じ、そのドメインの間に双晶境界(twin boundary)が生じる。Ginzburg Landau 理論では超伝導状態で双晶境界において局所的に時間反転対称性の破れた s-id 波状態が生じ、分数量子渦が発現することが示唆されているが[1,2]、その電子状態を理解するための研究が求められている。

そこで本研究では原子スケールで電子状態まで計算できる Bogoliubov-de Gennes (BdG)方程式を用いて、双晶境界と渦糸の構造と電子状態を明らかにすることを目標とする。計算では拡張ハバードモデルを用い、ホッピングと引力相互作用のネマティック異方性が切り替わる境界として双晶境界をモデル化した。これを BdG 方程式に組み込み、超伝導秩序変数と自己無撞着に計算することで、①双晶境界がない系での渦糸状態、②双晶境界がある系での渦糸状態について、超伝導秩序変数と局所状態密度の空間構造を計算し、STM による観測結果[1]と比較検討した。まず、①においては使用したパラメーターで生じる 2 回対称な渦糸構造の様子を確認した。②においては s+d 波状態から s-d 波状態へと空間変化する双晶境界付近で s-id 波状態が実現するパラメーターを探索中であり、現時点では渦糸が入ることで小さい d 波の虚部が出る構造となっている。今回の発表では、s-id 波状態で生じる id 波成分が小さい場合での双晶境界における渦糸構造[Fig.1]について考察する。

[1] T. Watashige *et al.*, Phys. Rev. X **5**, 031022 (2015).

[2] S. Noda, H. Adachi, and M. Ichioka, J. Phys. Soc. Jpn. **94**, 023702 (2025).

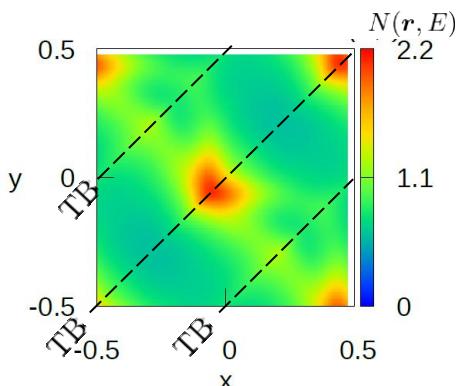


Fig. 1: 双晶境界がある系での渦糸状態の局所状態密度 $N(E \sim 0, \mathbf{r})$ の空間分布。斜線上に双晶境界があり、図の赤い部分が渦芯を示している。

メゾスコピック超伝導体の渦糸状態の数値シミュレーション： 試料形状対称性の影響

筑波大数理物質、秋田大教育文化^A

干 昊、梁 昊昀、林 正彦^A、神田 晶申

サイズが超伝導コヒーレンス長と同程度のメゾスコピック超伝導体では、渦糸と超伝導体の端との相互作用により、試料形状に相似な渦糸配置をもつ多重渦糸状態(MVS)や複数の渦糸が試料中心で合体した巨大渦糸状態(GVS)など、多様な渦糸状態があらわれることが知られている。そのため、メソスコピック渦糸状態は、量子セルオートマトン [1] やナノスケール不揮発性メモリセル [2] など、量子技術に応用する新たな可能性を持っている。したがって、メゾスコピック渦糸状態の古典・量子力学的な性質を明らかにし、外部パラメータによる渦糸状態の制御を行うことで、新奇量子デバイスに展開するための学理を明らかにすることは重要である。

本研究では、メゾスコピック超伝導体の渦糸状態の形状対称性に対して数値シミュレーションを行い、基本的性質を明らかにすることを目的とする。数値シミュレーションには準古典理論の Eilenberger 方程式を計算する Superconga と呼ばれるプログラムを使用した[3]。Superconga では、任意の形状・印加磁束における 2 次元超伝導体の秩序パラメータ、超伝導電流密度、ベクトルポテンシャル等の空間分布や自由エネルギーが計算される。具体的には、同一面積 $100\xi_0^2$ (ξ_0 : コヒーレンス長) を持つディスク、正方形、正方形が 0.5%、1%だけ歪んだ台形 A, B について渦糸状態の磁場依存性を計算した。自由エネルギーの磁場依存性を図 1 に示す。渦糸侵入・排出に伴って、基本的に、最低エネルギー状態が実現するが、例外も見られた。渦糸配置は超伝導体の形状に依存する。また、試料形状の対称性が高い場合、渦糸は複数個同時に侵入することが分った。これらの結果の詳細と原因について報告する。

本研究では文部科学省「特色ある共同研究拠点の整備の推進事業」 JPMXP0620335886 の助成を受けた明治大学 MIMS の計算機を使用しました。

引用（参照）文献

- [1] Milošević et al. Appl. Phys. Lett. 91, 212501 (2007)
- [2] Foltyn et al., Sci. Adv. 10, eado4032 (2024)
- [3] Halmvall et al., Appl. Phys. Rev. 10, 011317 (2023)

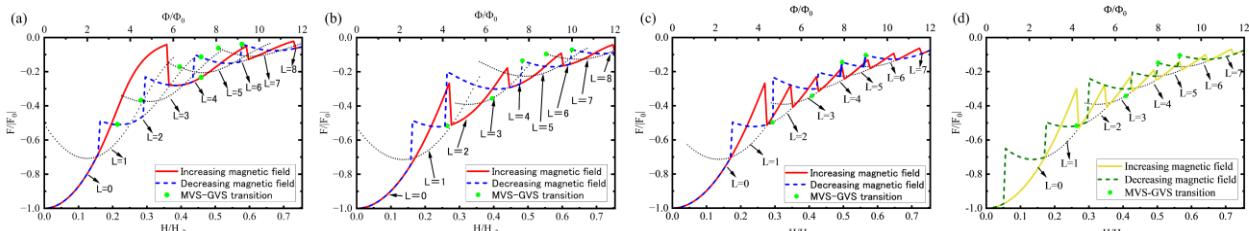


図 1 超伝導体の自由エネルギーの磁場依存性 (a)ディスク (b)正方形 (c)台形 A (d)台形 B

ネマティック s+d 波超伝導での渦糸異方性と双晶境界による 非相反的な電流応答

岡山大院 物理, 岡山大基礎研^A
門野陽人, 野田咲紀子, 安立裕人^A, 市岡優典^A

Anisotropy of the vortex core and nonreciprocal current response induced by twin boundary in nematic s+d-wave superconductivities

Dept. Phys. & ^ARIIS, Okayama University
Haruto Kadono, Sakiko Noda, Hiroto Adachi^A, Masanori Ichioka^A

鉄系超伝導体 FeSe は約 90 K で正方晶から斜方晶へと構造相転移を起こし、二回対称なネマティック電子状態を示す。その結果、ネマティック方位の異なる領域が接するネマティック双晶境界が自発的に形成されることが知られている[1]。また、約 9 K 以下で超伝導状態となり、線ノード的な超伝導ギャップを持つ非従来型の二回対称超伝導となる。このため、二回対称の方位が変化するネマティック双晶境界における超伝導状態の特徴を明らかにすることは、FeSe の超伝導機構の理解において重要な課題である。理論的には s 波と d 波の 2 成分超伝導を考慮した Ginzburg-Landau(GL)理論によって、ネマティック双晶境界における超伝導状態が研究されており[2,3]、特に、双晶境界において時間反転対称性が破れた s+id 波状態が実現する可能性や分数量子渦糸が出現する可能性が提案されている。このように、ネマティック双晶境界が渦糸構造の変化などにどのような影響を及ぼすのかについての理解が求められている。

本研究では、鉄系超伝導体 FeSe を想定した二成分超伝導の GL 理論を用い、時間依存 GL 方程式による数値計算[3]を行うことで外部電流を印加した際の渦糸の流れや空間構造(下図)を解析する。結果として、ネマティシティとその方位の反転を伴う双晶境界の存在が渦糸の流れに影響し、非相反的な電流応答を引き起こすことが分かったのでそれを報告する。

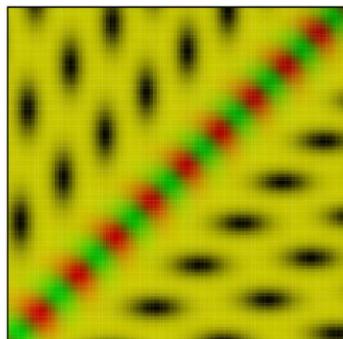


図: 双晶境界付近の渦糸状態の空間構造。

渦糸の位置と成分を秩序変数のカラーマップで表している。黒色が s+d 波または s-d 波として s 波と d 波成分の渦糸位置が一致した通常の渦糸を表している。図中の対角線上には双晶境界を導入しており、この双晶境界では s 波成分の渦糸(緑色)と d 波成分の渦糸(赤色)に分裂し、別々の位置に交互に存在する。

- [1] T. Shibauchi, T. Hanaguri, Y. Matsuda, J. Phys. Soc. Jpn. **89**, 102002 (2020).
- [2] T. Watashige *et al.*, Phys. Rev. X **5**, 031022 (2015).
- [3] S. Noda, H. Adachi, M. Ichioka, J. Phys. Soc. Jpn. **94**, 023702 (2025).

Ginzburg-Landau 理論による渦糸スピンホール効果 および逆渦糸スピンホール効果の研究

岡山大院物理, 岡山大基礎研^A
苅安拓人, 安立裕人^A, 市岡優典^A

スピンホール効果は、電流から垂直方向のスピン流が生成される現象である。一方、逆スピンホール効果は、スピン流から垂直方向に電圧を生じる現象として知られている。近年、超伝導渦糸を介した両効果に関する研究が進められてきている。これは、渦糸芯では局所的に超伝導が壊れ磁束が侵入しているため、スピン偏極を持つことができる点と、その運動により、垂直方向に電圧が発生する点を利用している。先行研究[1]では、Keldysh-Usadel 理論を用いて印加電流による渦糸格子の駆動でスピン流が生成されることを示した。また、超伝導転移温度付近で久保公式により渦糸スピンホール伝導度を計算し、実験[2]のスピン流信号を説明した理論研究も報告されている[3]。

渦糸運動による渦糸スピンホール効果および逆渦糸スピンホール効果について、時間依存 Ginzburg-Landau(TDGL)方程式に基づく解析的な解の研究[4]も行われているが、本研究では TDGL 方程式に基づく数値シミュレーションを行い、渦糸運動・スピン流・電圧の三者の関係を解析した。まず、両現象に対するシミュレーションを実装し、渦糸スピンホール効果では、渦糸の運動方向とスピン流が印加電流に対して垂直となることを確認し、そのスピン流の空間分布は先行研究[1]の結果と定性的に一致することを確認した (Fig. 1)。そして、渦糸運動と関連のある外部磁場などのパラメータを変化させ、渦糸運動に起因するスピン流のパラメータ依存性を確認した。また、逆渦糸スピンホール効果においては、印加スピン流により単一の渦糸が運動する場合を考え、運動方向に垂直な方向に電圧が発生することを確認した。

引用文献

- [1] A. Vargunin *et al.*, Sci. Rep. **9**, 5914 (2019).
- [2] M. Umeda *et al.*, Appl. Phys. Lett. **112**, 232601 (2018).
- [3] T. Taira *et al.*, Phys. Rev. B **103**, 134417 (2021).
- [4] H. Adachi *et al.*, Phys. Rev. B **109**, 174503 (2024).

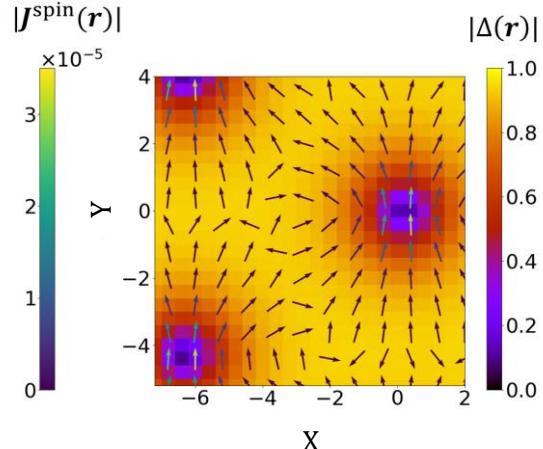


Fig. 1 : 渦糸スピンホール効果における渦糸周辺のスピン流 $J^{\text{spin}}(\mathbf{r})$ (矢印) と秩序パラメータ $|\Delta(\mathbf{r})|$ の空間分布。

Misfit 層状超伝導体($\text{PbS}_{1.14}\text{TaS}_2$)における異常量子金属状態の探索

東大新領域^A, 岡山大理^B, 北大電子研^C
 永島拓也^A, 今村薰平^A, 石原滉大^A, 藤原佑斗^B, 小林夏野^{B, C},
 橋本顕一郎^A, 芝内孝禎^A

二次元超伝導体では、乱れや外部磁場、ゲート電圧などのパラメーターの変化により超伝導 - 絶縁体転移が起こることが古くから議論されてきた[1]。しかし近年、より結晶性の良い二次元薄膜の作成が可能になったことにより、超伝導状態と絶縁体状態の間に、金属的な伝導を示す異常量子金属状態が普遍的に現れることが明らかになってきている[2]。このような異常量子金属状態では電気抵抗の温度依存性が渦糸の熱活性モデルから逸脱することから、二次元超伝導に特有の超伝導揺らぎと密接に関係していると考えられている。また通常のフェルミ液体的な金属相とは異なる特異な性質を示すことも報告されており、近年注目を集めている。

これまでの異常量子金属状態の探索は主に二次元薄膜を対象としてきたが、今回我々はバルクの misfit 層状超伝導体($\text{PbS}_{1.14}\text{TaS}_2$)に着目した。この物質では超伝導体の TaS_2 の層と絶縁体の PbS の層がファンデルワールス力によって交互に積層した構造を持ち、 PbS の絶縁層の影響により TaS_2 の超伝導層間結合が弱まり、強い二次元性を持つことが報告されている[3]。我々はこの物質において、磁場をパラメーターとして電気輸送特性の測定を行った。本発表では、これらの結果に基づき、本系における異常量子金属状態の可能性について議論する。

- [1] A. M. Goldman, Int. J. Mod. Phys. B **24**, 4081-4101 (2010).
- [2] Y. Saito *et al.*, Nat. Rev. Mater. **2**, 16094 (2017).
- [3] K. P. Sajilesh *et al.*, Phys. Rev. B **111**, 054509 (2025).

鉄系超伝導体 Fe(Se,Te)を用いた SQUID の作製

阪大理^A, 阪大 CSRN^B, 阪大 OTRI^C, 理研 CEMS^D
小林友輝^A, 田端祐伍^A, 蒋男^{A,B,C}, 中島正道^D, 新見康洋^{A,B,C}

鉄系超伝導体 Fe(Se,Te)(FST)は表面のディラックバンドが観測されていることからトポロジカル超伝導体候補物質として注目を集めている[1]. 超伝導ギャップ構造に関しては s_{+-} の対称性であると報告されているが, 近年 NV センターや μ -SR の研究で s_{+-} では説明できない時間反転対称性の破れの存在が報告されている[2]. 理論的には s 波対称性と d 波対称性の競合による $s+id$ 波が提案されており[3], 超伝導位相の情報を含んだ測定がギャップ構造の解明に必要である. 超伝導量子干渉計(SQUID)は超伝導の位相の反映した臨界電流 I_c の振動を示すため, ギャップの対称性を決める上で有用なプローブとなると期待される[4]. そこで本研究では FST を用いて SQUID を作製し, 超伝導ギャップの対称性を明らかにすることを目的とした.

本研究では, 機械的剥離法を用いて $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ のフレークを基板に転写した後, 電子線リソグラフィーを用いて SQUID パターン上に Nb をスパッタリングすることでデバイスを作製した. 180° 回転したときのギャップの位相の変化と, 90° 回転した時の位相の変化を調べるために, 同一フレーク上において二つの SQUID デバイスを作製した(図(a)). それぞれのループの面積は $1\text{-}3 \mu\text{m}^2$ に設計している. 図(b)は SQUID1 の四端子抵抗の温度依存性である. FST に由来する $T_c=14\text{ K}$ の超伝導転移と Nb に由来する $T_c=8\text{ K}$ の超伝導転移を示すデバイスの作製に成功した(図(b)). 一方で $T=3\text{ K}$ では, 20Ω 程度の有限抵抗が残っている. 当日は希釈冷凍機を用いて測定した結果も加え, デバイス特性の詳細を報告する.

- [1] Zhang *et al.*, Science **360**, 182 (2018)
- [2] M. Ropponi *et al.*, Nat. Commun. **16**, 6573 (2025)
- [3] W. C. Lee *et al.*, PRL **102**, 217002 (2009)
- [4] D. A. Wollman *et al.*, PRL **71**, 13 (1993)

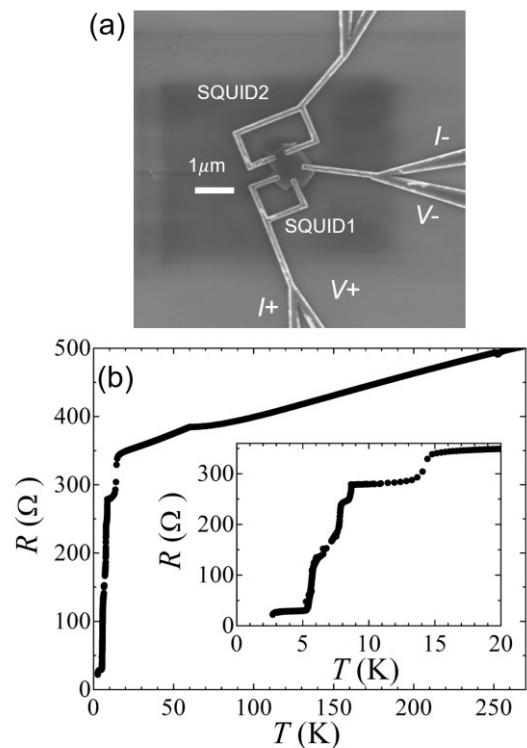


図 (a) 作製した FST/Nb SQUID デバイスの SEM 像 (b) Nb/FST 接合を含んだ抵抗の温度依存性

FIB 微細加工したキラルな構造を有する超伝導体 IrGe₄における内因的かつ巨大な非相反応答の観測

東大新領域、都立大院理 A

川口翔馬、石原滉大、中村直貴 A、大村瑠美 A、千葉優馬 A、東中隆二 A、
青木勇二 A、松田達磨 A、橋本顯一郎、芝内孝禎

電流の正方向・負方向で抵抗が異なる非相反電気伝導（非相反応答）は、整流素子としての工学的重要性に加え、輸送特性が電子系のバンド構造や対称性を鋭敏に反映することから、基礎物性の観点でも近年大きな注目を集めている。特に超伝導状態においては、巨大な非相反電気抵抗や、一方向にのみ超伝導が実現する超伝導ダイオード効果が相次いで報告され、研究が急速に進展している。

非相反応答は、系における空間反転対称性の破れ方により、電気分極をもつポーラーな系と、鏡映対称性を欠くキラルな系に大別される。超伝導状態での非相反応答の多くはポーラーな系で観測されてきたが、ポーラーな系では電場・磁場の位置関係が渦糸の運動に起因する外因的非相反応答と、電子構造に基づく内因的非相反応答で同一となるため、真に内因的な応答のみを抽出することが難しい。一方、キラルな系ではこの外因性を電場・磁場の位置関係によって排除できるため、キラルな超伝導体における非相反応答の探索は重要性を増している。

これまでにもキラルな超伝導体における非相反応答が報告されているものの、その例は有機物超伝導体[1]やナノチューブ[2]に限られる。また非相反応答の発現には一般にスピン軌道相互作用(SOI)が重要だが、キラルな有機超伝導体において巨大な応答が観測されており、SOIが非相反応答に与える影響を明らかにするために、より広範な物質系で実験的に検証することが求められている。

そこで本研究では、2023年に合成が報告された單一キラリティを有する無機バルク超伝導体 IrGe₄[3]に着目し、電流方向および磁場方向を精密に制御した非相反抵抗測定を行った。試料には集束イオンビーム(FIB)による微細加工を施し、電流密度を高めることで微小応答の検出感度を向上させた。その結果、超伝導状態に由来する巨大かつ明瞭な非相反応答を観測した。さらに、磁場と電流の幾何学的配置を変えることで、内因性および外因性の非相反応答を明確に識別することにも成功した。

本発表では、これらの実験結果の詳細とともに、観測された非相反応答の起源について議論する。

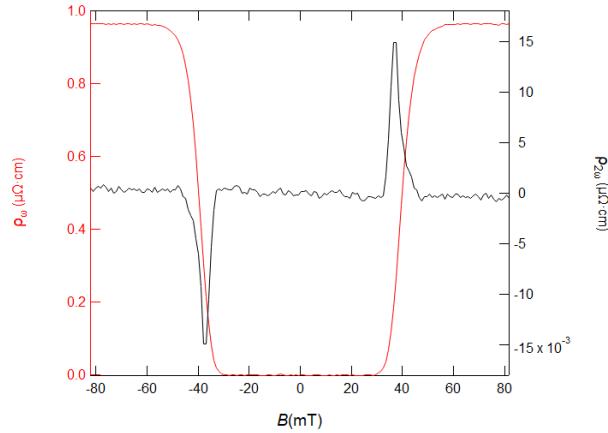


図 1：非相反応答（黒線）の磁場依存性。磁場、電流ともにキラル軸に平行に印加している。

引用（参照）文献

- [1] T.Sato *et al.* Phys. Rev. Res. 7, 023056 (2025). [2] F.Qin *et al.* Nat. Commun. 8, 14465 (2017).
- [3] N.Nakamura *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 92, 034701 (2023).

ハイエントロピー合金超伝導体の共晶構造と 磁化特性におけるピーク効果

九産大理工^A, 福工大工^B, 大阪公大工^C, 東北大金研^D

西崎照和^A, 森尾晴規^A, 末吉哲郎^A, 久保壱成^B, 北川二郎^B, 加藤勝^C, 野島勉^D,
淡路智^D, 佐々木孝彦^D

ハイエントロピー合金 (HEA) 超伝導体では、従来の金属系超伝導体や化合物超伝導体と比べて高圧や照射損傷による超伝導特性の劣化が少ないことが注目されており [1,2], HEA の多元素効果が超伝導特性に与える影響に興味が持たれている。HEA は原子レベルの乱れが含まれた多元素合金であるが、通常の溶解法で作製された as-cast 試料では臨界電流密度 J_c が $Ta_{1/6}Nb_{2/6}Hf_{1/6}Zr_{1/6}Ti_{1/6}$ において $J_c \sim 1 \times 10^4$ A/cm² (2 K) [3] 程度, HfNbTiVZr において $J_c \sim 6.5 \times 10^4$ A/cm² (2 K) [4] 程度とあまり高くなかった。しかし、薄膜化 [2], 高圧ねじり加工 [4], 熱処理 [5,6], 共晶化 [7] などの様々な手法により、 $J_c \sim 1 \times 10^6$ A/cm² を超える高い臨界電流密度が達成できるようになってきた。特に、共晶ハイエントロピー合金 NbScTiZr [8,9] では、熱処理を行わない as-cast 試料においても高い J_c を持つことを報告した。最近、Hf-Nb-Sc-Ti-Zr 系について 3 種類の組成比の試料の特性が報告された [10]。その中の $Hf_5Nb_{45}Sc_{10}Ti_5Zr_{35}$ について磁化測定を行った結果、熱処理によって共晶が生成する温度付近で磁化のピーク効果が観測された。共晶組織構造と J_c の関係、ピーク効果の起源について議論する。

参考文献

- [1] J. Guo et al., PNAS 114 (2017) 13144.
- [2] S-G. Jung et al., Nature Commun. 13 (2022) 3373.
- [3] G. Kim, et al., Acta Materialia, 186 (2020) 250.
- [4] 西崎 他, 日本物理学会 2023 年春季大会 (23aF1-12).
- [5] 西崎 他, 日本物理学会 2023 年秋季大会 (18pB101-7), 第 29 回渦糸物理ワークショップ (2023) (1Or-9).
- [6] Gao et al., Appl. Phys. Lett. 120 (2022) 092602.
- [8] M. Krnel et al., Materials, 15 (2022) 1122.
- [9] T. Seki et al., J. Supercond. Nov. Magn., 37 (2023) 1059. J. Kitagawa et al., Materials Today Communications, 40 (2024) 109690.
- [10] I. Kubo, et al., J. Alloys. Compd. 1044 (2025) 184531.

2層 Rashba 系 PDW 超伝導状態における渦格子を考慮した温度磁場相図

^A 大阪大学基礎工学研究科、^B 産業技術総合研究所

三輪 涼雅^A、東 陽一^B

PDW 状態とは、秩序変数が周期的空間変調を示し、空間平均は消失する超伝導状態である。本研究では面内は一様だが層間で秩序変数が符号変化する PDW 状態を考える。この場合、空間反転操作に対して秩序変数は符号変化し、PDW 状態は奇parity 超伝導状態とみなせる。現在、実験と理論の両面から PDW 状態の同定を目指し、精力的な研究が進められている。

PDW 状態の存在が示唆される候補物質に鉄系磁性高温超伝導体 $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ が挙げられる[1]。この物質は 37 K で超伝導転移し、15 K で Eu 層の磁性が層毎に 90 度回転するヘリカル磁気秩序への磁気転移が起こる[2]。PDW 状態は 15 K 以下の超伝導とヘリカル磁気秩序が共存する中でのみ発現することが報告されているが、発現機構は不明である。 $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ は特異な結晶構造を有し単位胞に 2 枚の超伝導層を持つ 2 層 Rashba 系とみなせる。磁性のない単純な 2 層 Rashba 系の Pauli 極限において、PDW 相が高磁場領域で安定化することが理論的に指摘されており[3]、最近、渦格子を考慮し軌道対破壊の影響も検討されている[4]。

本研究では $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ における PDW 状態の発現機構解明を目指し、その初期検討として、2 層 Rashba 系における PDW 状態の温度磁場相図を渦格子の影響を踏まえて再検討する。Pauli 極限の温度磁場相図を再現するように準古典理論を構成し、高磁場極限からのアプローチである Brandt-Pesch-Tewordt (BPT) 近似[4]を用い渦格子の影響を考慮した。講演では、PDW 超伝導転移線に対する Rashba 型スピン軌道相互作用や Maki パラメータ依存性について議論する。

参考文献

- [1] H. Zhao *et al.*, Nature **618**, 940 (2023).
- [2] K. Iida *et al.*, Phys. Rev. B **100**, 014506 (2019).
- [3] T. Yoshida *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 134517 (2012).
- [4] A. Minamide and Y. Yanase, arXiv:2510.14452.
- [5] U. Brandt, W. Pesch and L. Tewordt, Z. Physik **201**, 209 (1967); A. Houghton, I. Vekhter, Phys. Rev. B **57**, 10831 (1998); A. Vorontsov and I. Vekhter, Phys. Rev. B **75**, 224501 (2007).

第Ⅰ種超伝導体の中間状態に対するセルオートマトン的モデル： 幾何学的構造の解析

大阪公立大学工^A, AIST^B

加藤 勝^{AB}

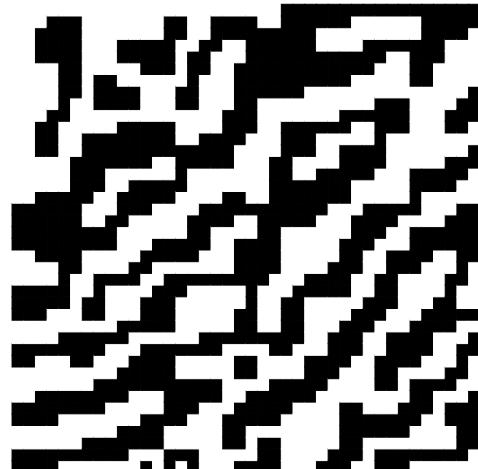
磁場下での超伝導体は、磁場が量子磁束として侵入する第Ⅰ種超伝導体と超伝導が壊れるまで磁場を排除する第Ⅱ種超伝導体に分けられる。しかし、薄膜の第Ⅰ種超伝導体に磁場を垂直に印加した場合、磁場は部分的に侵入し、超伝導領域と磁場が侵入した常伝導領域が入り混じった、中間状態と呼ばれる状態が現れる。実験的には、磁気デコレーション法等で観測され[1]、理論的には、ストライプ状の超伝導領域の幅の印加磁場依存性は求められている[2]。しかし、薄膜表面上の超伝導一常伝導領域の2次元的パターンを再現するモデルは確立されていない。

これまで、この2次元パターンを再現する簡単なモデルを考案してきた。2つの領域のパターンを生み出すモデルであるセルオートマトン(CA)を利用し、中間状態における物理的な条件を取り入れた。取り入れた条件は、(1) 超伝導領域(S)と常伝導領域(N)の界面のエネルギーと、(2) 超伝導領域で排除された磁場が超伝導薄膜上において一様磁場に回復されるまでの磁場のエネルギー、(3) 印加された磁場によって超伝導領域と常伝導領域の割合がきまること、である。条件(3)のために、N領域とS領域の割合を一定に保つように、接しているNセルとSセルを交換するルールを採用した。交換条件に、(1)の界面エネルギーと(2)の磁場のエネルギーを取り入れた。これまでの、シミュレーションの例を図に示す。超伝導領域が白、超伝導領域が黒で表されている。

当日は、本研究では、得られたパターンと実験的に得られたパターンの幾何学的特徴を取り出し比較し、このモデルの妥当性を検討し、また幾何学的構造と物理的なパラメーターの関係を検討する。

引用（参照）文献

- [1] Magnetic Flux Structures in Superconductors, R. P. Huebener, Springer 2013.
- [2] Introduction to Superconductivity, M. Tinkham, Dover, 2004.
- [3] A New Kind of Science, S. Wolfram, Wolfram Media, 2016.



図：シミュレーションで得られた超伝導（白）領域と常伝導（黒）領域の分布