

## 第 24 回渦糸物理国内会議

### 「超伝導体における渦糸状態の物理と応用(2016)」講演プログラム

日時：2016年11月28日(月)～11月30日(水)

場所：あきた芸術村「温泉ゆぼぼ」1F バンケットホール・紫苑

(秋田県仙北市田沢湖卒田字早稲田 430)

11月28日(月)

受け付け 12:00～(バンケットホール・紫苑) 受付デスク

【開会】12:50 開会の辞, 連絡事項など

28p1 ナノ構造超伝導, 渦糸・磁束線, 渦糸状態相図 13:00～14:20 座長：大熊哲(東工大理)

28p1-1 ナノ構造超伝導体における渦糸格子の融解現象

15分 大阪府大院工 加藤 勝

28p1-2 ナノ構造超伝導複合体 d-dot における半整数量子磁束 -発生条件とモデルの3次元化-

15分 大阪府大院工 藤田 憲生

28p1-3 ヘリカル p 波超伝導体におけるスピン偏極局所状態密度の理論解析

15分 岡山大院自然 田中 健太

28p1-4 表面での時間反転対称性の破れた超伝導状態とスピン軌道相互作用

15分 秋田大理工 田沼 慶忠

28p1-5 ローレンツ力によって誘起される渦糸中の電荷の磁場依存性

15分 北大理 河野 航

【休憩(20分)】

28p2 渦糸状態相図・ダイナミクス, ナノ構造超伝導 14:40～16:05 座長：西寄 照和(九産大工)

28p2-1 渦糸格子の動的融解

15分 東工大理 大熊 哲

28p2-2 ランダム組織化に及ぼす渦糸格子の異方性の効果

15分 東工大理 家永 紘一郎

28p2-3 Memory Formation in the Transient State of a Periodically Driven Vortex System

15分 東工大理 Mihaly Dobroka(ドブローカ・ミハイ)

28p2-4 磁性有機分子-金属原子層ハイブリッド二次元超伝導体

15分 物材機構 内橋 隆

28p2-5 シリコン表面インジウム原子層の磁場中超伝導特性

25分 物材機構 吉澤 俊介

【休憩(20分)】

28p3 ナノ構造超伝導, 渦糸・磁束線, 多成分超伝導, その他 16:25～17:40

座長：加藤 勝(大阪府大院工)

28p3-1 微細孔をもつ正方形の微小超伝導体に閉じ込めた磁束状態

15分 電通大情報理工 小久保 伸人

28p3-2 2バンド超伝導体におけるバンド毎の渦糸半径

15分 岡山大基礎研 市岡 優典

28p3-3 s 波超伝導体の孤立渦における渦糸フローホール効果

15分 北大理 植木 輝

28p3-4 微細結晶粒を持つバルクナノ Ta の超伝導特性 -Nb, V との比較-

15分 九産大工 西寄 照和

28p3-5 ナノ構造超伝導体の転移温度に及ぼす不純物効果-アンダーソンの定理の部分的敗れ

15分 大阪府大院工 梅田 政樹

28p3-6 新奇な渦構造をもつ光波束の可能性と安定性に関する数値解析

15分 秋田大理工 小野田 勝

【夕食】 18:30～

11月29日(火)

29a1 ジョセフソン接合 9:00~10:20 座長:柳澤 孝(産総研)

- 29a1-1 ジョセフソン効果によるマヨラナ量子ビットの操作  
25分 物材機構 MANA 胡 暁
- 29a1-2 グラフェン垂直接合におけるジョセフソン電流  
15分 広大院先端 高根 美武
- 29a1-3 Bi2212 固有ジョセフソン接合における高次スイッチ特性のキャリアドープ依存性  
15分 青学大理工 北野 晴久
- 29a1-4 固有ジョセフソン接合からの円偏光発振  
25分 京大院工 掛谷 一弘

【休憩(20分)】

29a2 ジョセフソン接合, 新奇超流動, その他 10:40~11:50 座長:胡 暁(物材機構 MANA)

- 29a2-1 正方形メサにおける THz 波の発振  
15分 筑波大数理物質 門脇 和男
- 29a2-2 GL 理論による微小超伝導体における様々な磁束状態  
15分 阪府大高専 佐藤 修
- 29a2-3 南部・ゴールドストーンボソン、ヒッグスモードとモード間結合  
15分 産総研 柳澤 孝
- 29a2-4 エアロジェル中超流動ヘリウム3  
25分 京大理 池田 隆介

【昼食】 11:50~

29pPS ポスターセッション 13:00~14:30 座長:林 正彦(秋田大教育文化)

- 29pPS-1 層状超伝導体 NbSe<sub>2</sub> 薄膜の超伝導転移のプロセス依存性  
筑波大数理物質 矢部大輔
- 29pPS-2 グラフェン/絶縁膜/超伝導体接合界面におけるアンドレーエフ反射率の入射角度依存性の検討  
秋田大理工 能藤 高広
- 29pPS-3 高圧ねじり加工で作製された NbTi の磁化特性と微細欠陥構造との相関  
九産大工 西寄 照和
- 29pPS-4 ナノロッドを含む SmBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 薄膜における渦糸構造の SQUID 顕微鏡観測  
九産大工 西寄 照和
- 29pPS-5 エアロゲル中の <sup>3</sup>He  
京大理 長村 夏生
- 29pPS-6 理想ボーズ・フェルミ気体のカノニカル分布における二粒子相関  
北大理 北 孝文
- 29pPS-7 超伝導体における Lorentz 力と Kopnin 力、状態密度の傾きの効果  
北大理 大内 まり絵
- 29pPS-8 三次元的複雑構造の超伝導体における臨界状態  
大阪府大 大井 慎典
- 29pPS-9 グラフェン/層状超伝導体 NbSe<sub>2</sub> 接合における超伝導近接効果  
筑波大数理物質 鎌水 勝秀
- 29pPS-10 劈開法で得た BSCCO<sub>2212</sub> 薄膜の電気伝導  
筑波大数理物質 園田 大樹

29p1 渦糸・磁束線, 渦糸状態相図・ダイナミクス 14:30~15:50 座長:前田 京剛(東大院総合)

- 29p1-1 First-Order Phase Transition between the Meissner and Vortex States in Three-Component Superconductors  
15分 慶應大 Zhao HUANG
- 29p1-2 鉄系超伝導体と銅酸化物高温超伝導体における重イオン照射効果の比較  
25分 東大院工 為ヶ井 強

- 29p1-3 高結晶性を有する 2 次元超伝導体の量子相転移  
 25 分 東大院工 斎藤 優  
 29p1-4  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  超伝導線材と単結晶における臨界電流密度の組成依存性  
 15 分 東大院工 卞 舜生 (ピョン スンセン)

【休憩 (20 分)】

29p2 BCS-BEC クロスオーバー, その他 16:10~17:30 座長: 為ヶ井 強 (東大院工)

- 29p2-1 鉄カルコゲナイドの超伝導揺らぎ  
 15 分 東大院総合 前田 京剛  
 29p2-2 強結合域における磁場下の超伝導ゆらぎ現象の理論研究  
 15 分 京大理 足立 景亮  
 29p2-3 BEC 相の準粒子励起はフォノンか?  
 25 分 北大理 北 孝文  
 29p2-4 量子渦: 2016 年ノーベル物理学賞の隠れた主役  
 25 分 物材機構 MANA 胡 曉

【懇親会】 18:30~

11 月 30 日 (水)

30a1 新実験手法の開拓, 渦糸・磁束線 9:00~10:20 座長: 宇治 進也 (NIMS/筑波大数理)

- 30a1-1 遅延時間型運動インダクタンス検出器によるメゾ励起のイメージング  
 25 分 大阪府大院工 石田 武和  
 30a1-2 電流バイアス超伝導運動インダクタンス検出器の動作原理の現象論  
 15 分 東北大金研 小山 富男  
 30a1-3 Vector Scanning SQUID system for High Spatial Resolution  
 15 分 大阪府大院工 VU THE DANG  
 30a1-4 カイラルらせん磁性体/超伝導体二層構造における渦糸状態の磁場-温度依存性  
 15 分 大阪府大院工 福井 卓丈  
 30a1-5 走査型 SQUID 顕微鏡-断層撮影 (CT) に向けて  
 15 分 秋田大教育文化 林 正彦

【休憩 (20 分)】

30a2 磁場下での超伝導物性, FFLO 状態, その他 10:30~11:25 座長: 石田 武和 (大阪府大院工)

- 30a2-1  
 30a2-2 2 次元有機超伝導体における FFLO 状態と渦糸ダイナミクス  
 25 分 NIMS/筑波大数理 宇治 進也  
 30a2-3 2 次元有機超伝導体における渦糸融解と FFLO 転移  
 15 分 NIMS/筑波大数理 杉浦 栞理  
 30a2-4 鉄カルコゲナイドの磁場中抵抗  
 15 分 東大院総合 前田 京剛

【閉会】 11:30~12:00

閉会の辞, 連絡事項

問い合わせ先:

第 24 回渦糸物理国内会議事務局 林 正彦, 田沼 慶忠 (秋田大学)

E-mail: vortex@imr.tohoku.ac.jp

URL: <http://www.gipc.akita-u.ac.jp/~hayashim/vpwj2016/>



# 口頭発表

## ナノ構造超伝導体における渦糸格子の融解現象

<sup>A</sup> 大阪府立大学工学研究科数理工学分野

<sup>B</sup> 大阪府立大学工業高等専門学校

加藤勝<sup>A</sup>、北郷敏隆<sup>A</sup>、佐藤修<sup>B</sup>

最近、大井らによって、超伝導板に外部磁場を印加した時の渦糸格子が温度や磁場により液体状態へと転移する融解現象においてマッチング効果が発見されている。このマッチング効果は Ginzburg-Landau 方程式を解くことで、有限な超伝導体における安定な渦糸構造を求めることで、説明されている。

しかし、この有限系での渦糸構造がどのように融解していくかは、動力的シミュレーションによって解明する必要があり、特に不安定な渦糸構造がどのように融解するのかに興味を持ち、分子動力学法によるシミュレーションを行った。

用いる方程式は、

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

であり、ここで  $r_i$  は渦糸の位置、 $f_{pi}^{imp}$  はピン留め力、 $f_{vi}$  渦糸間の反発力、 $f_{fi}$  は

周りからの揺らぎの力である。

例えば、 $3\xi \times 3\xi$  の正方形に周期境界条件を課した超伝導板中に 9 本の渦糸が存在するときの渦糸の運動の軌跡の温度変化を図 1 示した。個々の

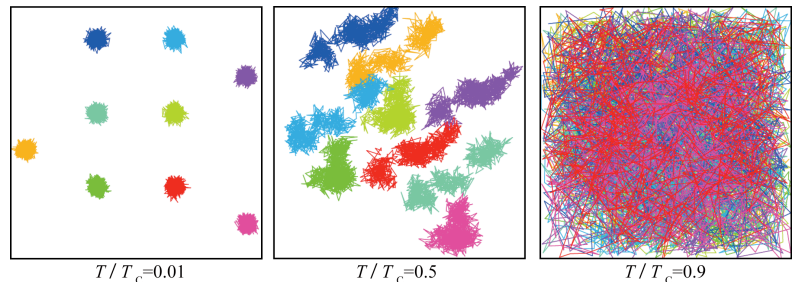


図 1

渦糸の位置の標準偏差  $\sigma_i^2 = \left\langle \left( r_i - \langle r_i \rangle \right)^2 \right\rangle$

を描くと図 2 のようになり、渦糸の位置が急激に立ち上がる温度を融解温度と定義できる。

このようなシミュレーションを、渦糸の個数や超伝導板の形状を変えて行い、ナノ構造超伝導体の渦糸格子の融解温度を議論する。

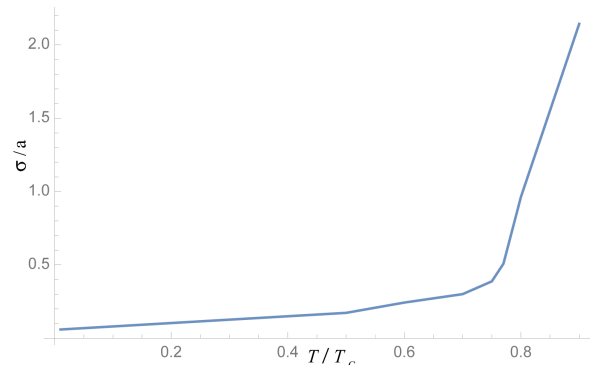


図 2

引用（参照）文献

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

## ナノ構造超伝導複合体 d-dot における半整数量子磁束 - 発生条件とモデルの3次元化 -

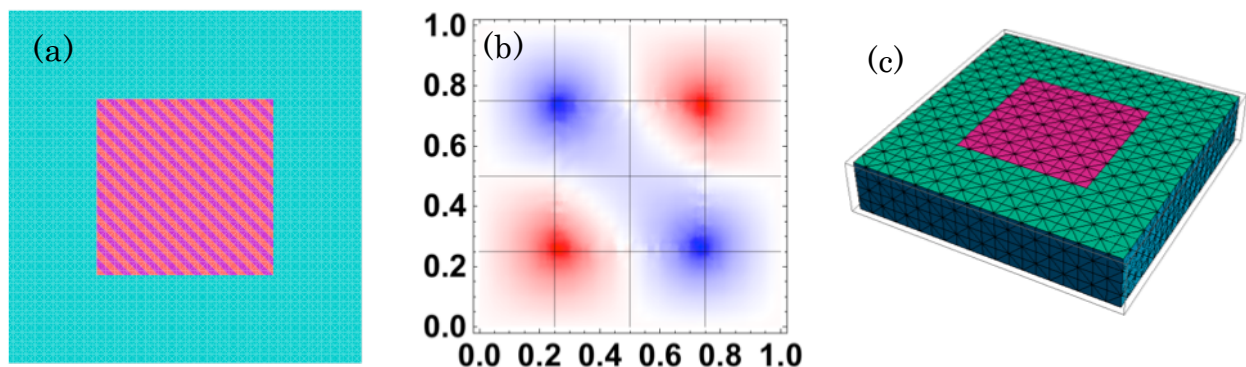
大阪府立大工<sup>A</sup>

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

超伝導複合体d-dot とは、s-波対称性を持つ超伝導体に、Y123系などのd-波対称性を持つ超伝導体を埋め込んだ微小構造である。d-波の対称性[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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ を用いた場合、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 薄膜内の双晶境界におけるオーダーパラメータの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り代わる影響を、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、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導出し、有限要素法を用いた計算を行った[3]。有効質量の異方性が異なる領域を設定することで、双晶境界を表現したモデルにおいて解析を行った結果、双晶境界の周期性や密度を制御することによって、双晶境界の両端に生じる付加的な磁束の発生を抑制できることが分かった。

本発表では、d-波領域の大きさによる形状依存性や、複数の双晶境界を含む場合(図a)における磁束構造(図b)について議論する。また、体積座標を用いることで3次元へと拡張したモデル(図c)において計算を行った結果から、半整数量子磁束が生じる条件について、2次元モデルでは考慮できなかったc軸異方性などの観点から議論する。



図(a)周期的な双晶境界を含む d-dot の (a) 計算モデル (b) 磁場分布 (c) d-dot の 3次元モデル

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*, 518, 44-46 (2015).

## ヘリカル $p$ 波超伝導体における スピン偏極局所状態密度の理論解析

岡山大院自然 岡山大基礎研<sup>A</sup>

田中 健太、市岡 優典<sup>A</sup>、大成 誠一郎<sup>A</sup>

超伝導体  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  ではカイラル  $p$  波超伝導状態の実現可能性が多くの実験・理論研究によって示唆されている。しかし、 $d$  ベクトルの詳細な構造に関しては未解明な部分もあり、カイラル  $p$  波超伝導状態とは別のシナリオとしてヘリカル  $p$  波超伝導状態を想定した研究も行われている。また、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  のバンド構造を組み込んだ自己無撞着頂点関数補正法による数値計算では、カイラル  $p$  波又はヘリカル  $p$  波超伝導状態が優位に実現することが明らかにされたが、それら凝縮エネルギーにはほとんど差がないことも示されている[1]。これらのことから、ヘリカル  $p$  波超伝導状態において実現する特異な物理量の振る舞いを明らかにすることが、超伝導体  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  又はその他候補物質の超伝導対称性を決定する上で重要な指針となると言える。

カイラル  $p$  波超伝導体の渦糸状態に関する先行研究では、カイラリティである Cooper 対の軌道角運動量 ( $L_z = \pm 1$ ) がボルティシティ ( $W = +1$ ) と相互作用し、カイラリティの縮退が解けることに起因して、不純物効果や核磁気緩和率が量子数  $L_z = \pm 1$  の依存性を持つことが示された[2-4]。一方で、ヘリカル  $p$  波超伝導体では、ボルティシティが各スピン成分の異なるカイラリティ  $\Delta_{\downarrow\downarrow}$  ( $L_z = +1$ )、 $\Delta_{\uparrow\uparrow}$  ( $L_z = -1$ ) と相互作用した特異な渦糸状態が実現する。このことによって、ヘリカル  $p$  波超伝導体の渦糸周りに誘起される準粒子はスピン偏極することが予想される。

そこで本研究では、ヘリカル  $p$  波超伝導体の渦糸状態におけるスピン偏極局所状態密度  $M(E, \mathbf{r}) (\equiv N_{\downarrow}(E, \mathbf{r}) - N_{\uparrow}(E, \mathbf{r}))$  に注目し、準古典 Eilenberger 方程式を解くことによってその振る舞いを明らかにした。特に今回は、渦糸格子状態を想定した系での数値計算を実行することによってゼロエネルギー  $M(E = 0, \mathbf{r})$  の空間・磁場依存性を定量的に算出した。このゼロエネルギー状態は Majorana 準粒子状態とも関係した興味深い考察対象である。更に、 $M(E, \mathbf{r})$  のエネルギー依存性を算出することで、 $M(E, \mathbf{r})$  が符号変化するという特異な振る舞いが誘起されることも明らかにした。これら  $M(E, \mathbf{r})$  の振る舞いがスピン分極 STM/STS 測定[5]によって探索されることを期待する。

[1] M. Tsuchiizu *et al.*, Phys. Rev. B **91**, 155103 (2015)

[2] Y. Tanuma *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 117003 (2009)

[3] N. Hayashi and Y. Kato, Physica C **388**, 513 (2003), Y. Kato and N. Hayashi, Physica C **388**, 519 (2003)

[4] K. K. Tanaka *et al.*, Phys. Rev. B **93**, 094507 (2016)

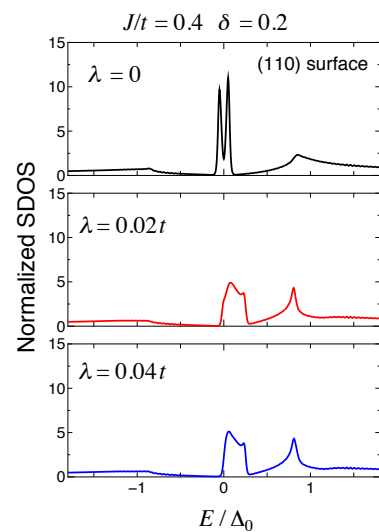
[5] H.-H. Sun *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 257003 (2016)



## 表面での時間反転対称性の破れた超伝導状態とスピン軌道相互作用

秋田大学大学院理工学研究科、<sup>A</sup>名古屋大学大学院工学研究科、<sup>B</sup>Twente 大学  
田沼 慶忠、<sup>A</sup>田仲由喜夫、<sup>B</sup>A.A. Golubov

異方的超伝導体におけるトンネル分光は、クーパー対称性を同定する上で重要な役割を担う。準粒子の感じるペアポテンシャルの位相が運動方向によって変化する異方的超伝導体では、表面や渦糸芯でゼロエネルギーのアンドレーエフ束縛状態 (ZABS) を形成し、トンネル分光にゼロエネルギーピーク (ZEP) として反映される。銅酸化物超伝導体の走査型トンネル顕微鏡による(110)表面での ZEP の観測は、銅酸化物が  $d_{x^2-y^2}$ -波対称性を持つ超伝導体であることを裏付ける。しかしながら、誘起される奇周波数  $p_y$ -波ペア振幅が不純物散乱により ZABS を抑制し[1]、スペクトル形状を変化させるため、しばしば対称性を見極めを困難にする。実際、YBCO 試料を用いた実験でゼロ電圧コンダクタンスピーク (ZBCP) の分裂の報告がある[2]。表面近傍で  $d_{x^2-y^2} + is$ -波などの時間反転対称性の破れた状態にあり、副次的に誘起される  $s$ -波成分がゼロエネルギーに局在する ABS をシフトするため、その結果 ZBCP が分裂すると解釈される。我々は、 $d_{x^2-y^2} + is$ -波状態のトンネルコンダクタンスでは極低温で ZBCP の分裂を鋭くし、温度 smearing 効果で分裂の程度を鈍くするため  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ -波状態と判別し難い結果となることを示した[3]が、ゼロ電圧付近での幅広い ZBCP の由来など未知な課題も残されている。



本研究では、銅酸化物の有効モデルである2次元 Gutzwiller 型  $t$ - $J$  模型を用い、表面で誘起される時間反転対称性の破れた状態がスピン軌道相互作用の働きによりいかなる影響を及ぼすのかを調べる。 $y$ 方向に周期的境界条件を課した BdG 理論 [4]を拡張し、スピン軌道相互作用を導入した。図は超交換相互作用の大きさ  $J/t=0.4$ とホール濃度  $\delta=0.2$ のときの(110)表面状態密度 (SDOS) の計算結果である。スピン軌道相互作用の大きさ  $\lambda$ の値を大きくするとペアポテンシャルの副次的成分が抑えられ、表面状態密度の ZEP 分裂から幅広い ZEP という形状変化することが分かった。

### 引用 (参照) 文献

- [1] Bo Lu, P. Bursset, Y. Tanuma, A.A. Golubov, Y. Asano, and Y. Tanaka: Phys. Rev. B **94**, (2016) 014504.  
 [2] レビューとして、G. Deutscher: Rev. Mod. Phys. **77**, (2005) 109.  
 [3] Y. Tanuma, Y. Tanaka, and S. Kashiwaya: Phys. Rev. B **64**, (2001) 214519.  
 [4] Y. Tanuma, Y. Tanaka, M. Ogata, and S. Kashiwaya: J. Phys. Soc. B **67**, (1998) 1118.

## ローレンツ力によって誘起される渦糸中の電荷の磁場依存性

北大・理・物理

河野 航, 植木 輝, 北 孝文

荷電粒子に働くローレンツ力は、荷電粒子の軌道を曲げ、導体の境界面に帯電を起こし、やがてローレンツ力を相殺するような電場を生みだす。この「ホール効果」と呼ばれる電場の発生現象は、2次元半導体（量子ホール効果）や強磁性金属（異常ホール効果）などを対象として精力的に研究されてきた。一方で、超伝導体に磁場を印加すれば、マイスナー効果や磁束の量子化に伴い、磁場中を自発的・定常的に流れる反磁性電流が誘起される。そのため、磁場中の超伝導体の表面や内部でも、反磁性電流に対するホール効果が期待される。

このような超伝導体のホール効果は、超伝導電流に働くローレンツ力の効果を含む拡張された準古典方程式 [1, 2] を解析することで、微視的に記述することができる。特に、渦糸が伴う系では、ホール電場が渦糸コア領域に電荷密度分布を与える [2, 3]。本講演では、渦糸コア領域に誘起される電荷の外部磁場依存性について解析した結果を報告する。本研究ではクリーンな2次元超伝導体を仮定し、具体的なモデルとして、円形のフェルミ面を持つ  $s$  波超伝導体 [3] と、異方的フェルミ面を持つ  $d$  波超伝導体 [2, 4] を採用した。そして、それぞれの超伝導体における渦中電荷の磁場依存性を比較し、考察を行った。解析手法や考察の詳細は講演の場に譲る。

## 引用（参照）文献

- [1] T. Kita, Phys. Rev. B **64**, 054503 (2001).
- [2] H. Ueki, W. Kohno, and T. Kita, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 064702 (2016).
- [3] W. Kohno, H. Ueki, and T. Kita, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 083705 (2016).
- [4] T. Kita, Phys. Rev. B **79**, 024521 (2009).

## 渦糸格子の動的融解

東工大理，電通大情報理工<sup>A</sup>大熊哲，越智亜玖利，井上俊規，金子真一，家永紘一郎，小久保伸人<sup>A</sup>

我々は渦糸格子を用いることにより，通常の原子固体では困難な(I)量子ゆらぎに起因する量子融解現象[1]，および(II)異方的格子の熱的融解現象[2]の研究を進めている。融解は一定温度で磁場を増加させることによって実現している。ところで高磁場域では渦糸格子-ガラス転移が起こるため，真の渦糸格子の融解現象が観測できない。そこで本研究では渦糸系を高速フローさせることにより，ピン止めの影響をほとんど見ない状況下での渦糸格子の融解現象-動的融解-の観測を目指した。さらに，速度を増大させると格子方位の回転が起こるため，異方的格子を駆動させた場合は図1挿入図のような2種類の格子AとBの融解を調べることができる。試料はピン止めの弱い膜厚330 nmのアモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜で，運動方向の格子間隔と動的融解の検出はモードロック(ML)共鳴によって行った。

(I) 従来[3]の0.1%のパワーで測定可能なパルス波を用いたML法を開発することにより，0.05 Kの極低温域で動的融解磁場を求めることに成功した。温度-磁場( $T$ - $B$ )相図上で，動的融解磁場曲線は $T \rightarrow 0$ に向かって静的融解磁場曲線よりも大きく低磁場側にずれ，温度依存性が弱くなることがわかった。これは量子ゆらぎの効果によるものと考えられる。これらの結果から，ピン止めゼロの極限における $T=0$ の磁場に関する渦糸相図を作成した。静的渦糸相図と比較することにより，弱いピン止めがこの相図に及ぼす効果を明らかにした[1]。

(II) 試料表面に垂直な方向から角度 $\theta$ だけ磁場を傾けると，傾斜方向に $1/\cos\theta$ だけ引き伸ばされた異方的なAbrikosov格子が形成される。本研究では $\theta=36^\circ$ の傾斜磁場下で，傾斜方向および傾斜と垂直方向に電流駆動した異方的な渦糸格子の動的(熱)融解をML共鳴で調べた。図1は2種類の異方的格子lattice AとBの動的融解磁場とML周波数 $f_{\text{ext}}$

( $\propto$ 並進速度)の逆数のプロットである。横軸と交わる点で，速度無限大の極限における動的融解磁場を表す。この結果より，各異方的格子の短い方の辺 $a_s$ が，等方的な格子が融解するときの辺にほぼ等しくなるときに融解が起こることがわかった[2]。ただし高速域では，lattice Bがその動的融解磁場(青丸)で一斉に液体になるのではなく，それより高磁場で一部がlattice Aとして残り，lattice Aの動的臨界磁場(赤丸)に到達してはじめてすべてが液体になることがわかった。

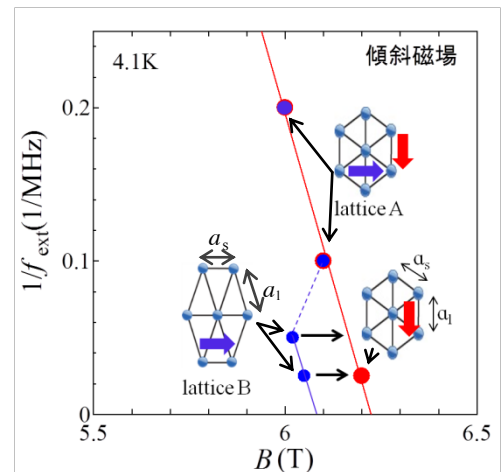


図1 異方的渦糸格子の動的融解磁場対 $1/f_{\text{ext}}$ . 赤い矢印が傾斜方向への駆動，青い矢印が傾斜と垂直方向への駆動を表す。

[1] A. Ochi, N. Sohara, S. Kaneko, N. Kokubo, SO, JPSJ **85**, 044701 (2016).

[2] A. Ochi *et al.*, JPSJ **85**, 034712 (2016). [3] SO *et al.*, PRB **83**, 064520 (2011); **80**, 132503 (2009).

## ランダム組織化に及ぼす渦糸格子の異方性の効果

東工大 理

家永 紘一郎、白幡 祐大、河村 泰樹、ドブローカ ミハイ、金子 真一、大熊 哲

非平衡多粒子系のダイナミクスに関する実験的研究がコロイド粒子系や液晶系を舞台に進展しており、我々のグループでは超伝導渦糸系を用いた研究を押し進めている。ランダムな初期配置の多粒子系に対して、互いの衝突を引き起こすような交流駆動力を加えた場合、次の衝突を避けるように粒子配置の自己組織化が生じる。このランダム組織化と呼ばれる緩和応答の終状態(定常状態)は交流駆動振幅  $d$  に依存して大きく変化し、 $d < d_c$  の場合は粒子が衝突しない可逆フロー状態、 $d > d_c$  では衝突が必ず生じる不可逆フロー状態がそれぞれ終状態となる。この可逆-不可逆転移は基本的な非平衡相転移である吸収状態転移と同じ普遍クラスに属し、コロイド粒子系で初めて発見された後[1,2]、我々のグループによって超伝導渦糸系においても検証され、その普遍性が証明された[3,4]。

本研究では、傾斜磁場下の渦糸格子が傾斜方向に  $1/\cos\theta$  倍だけ引き延ばされ、かつ一辺が傾斜方向に揃う傾向をもつ[5,6]ことを利用して、ランダム組織化過程への異方性導入の効果調べた。試料にはストリップ形状のアモルファス  $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$  膜( $T_c=6.8\text{K}$ )を用い、 $4.1\text{K}$ 、 $2.0\text{T}$ 、傾斜角度  $\theta=36^\circ$  で実験を行った。渦糸のランダムな初期配置の準備は、直流駆動力印加によるプラスチックフロー生成によりおこなった。渦糸を傾斜磁場方向に往復運動させた場合、ランダム組織化過程の緩和時間は垂直磁場下の場合よりも一桁減少することが分かった。つぎに、傾斜磁場下において渦糸を傾斜垂直方向に往復駆動させたところ、緩和時間がさらに一桁減少することが分かった。以上の結果は、ランダム組織化過程においてとりうる過渡的な渦糸配置が、異方性の導入により制限された結果、終状態への緩和が促進されたことを示唆している。

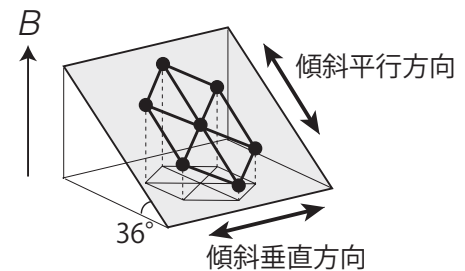


図1 傾斜磁場下におけるアモルファス  $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$  超伝導膜の渦糸格子の模式図。

- [1] L. Corté, P. M. Chaikin, J. P. Gollub and D. J. Pine, Nat. Phys. **4**, 420 (2008).
- [2] D. J. Pine, J. P. Gollub, J. F. Brady and A. M. Leshansky, Nature **438**, 997 (2005).
- [3] S. Okuma, Y. Tsugawa and A. Motohashi, Phys. Rev. B **83**, 012503 (2011).
- [4] S. Okuma, Y. Kawamura and Y. Tsugawa, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 114718 (2012).
- [5] N. Kokubo, T. Yoshimura and B. Shinozaki, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 094702 (2013).
- [6] A. Ochi, Y. Kawamura, T. Inoue, T. Kaji, M. Dobroka, S. Kaneko, N. Kokubo and S. Okuma, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 034712 (2016).

# Memory Formation in the Transient State of a Periodically Driven Vortex System

M. Dobroka<sup>\*</sup>, Y. Kawamura, T. Kaji, K. Ienaga, S. Kaneko, S. Okuma  
(Department of Physics, Tokyo Institute of Technology)

When a randomly distributed many particle system is periodically sheared and the number ( $n$ ) of the shear cycle is increased, the particles during the collisions gradually self-organize to avoid further collisions and transform into an ordered structure [1-3]. This is called random organization. It has been studied both theoretically and experimentally that the information of the input shear amplitude is encoded into the particle configuration and it is readable by a subsequent readout experiment with different shear amplitudes. This information is readable not only from the steady state with  $n \rightarrow \infty$  but also from the transient state with finite  $n$ . These memory effects have been actually observed in the colloidal particle system [4,5], while it remains unclear whether they are unique to the colloidal system or universal in many particle systems.

In this work, we study this problem by using a superconducting vortex system subjected to ac drive. We use amorphous  $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$  films in a strip-shaped geometry, where the reordering of the vortices is exclusively determined by the local shear due to the random pinning potential. We show that the system remembers the created vortex configuration and the information of the input amplitude is distinguishable from the read-out experiments. We demonstrate that the information is encoded to the configuration not only in the steady state but also in any previous steps, i.e., in the transient state. Our results will provide a deeper insight into the general issue on how an initially disordered system evolves towards an ordered structure during the random organization process.

[1] L. Corte *et al.*, Nat. Phys. **4**, 420 (2008).

[2] S. Okuma, Y. Tsugawa, and A. Motohashi, Phys. Rev. B **83**, 012503 (2011).

[3] S. Okuma, Y. Kawamura, and Y. Tsugawa, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 114718 (2012).

[4] Nathan C. Keim and Sidney R. Nagel, Phys. Rev. Lett. **107**, 010603 (2011).

[5] Joseph D. Paulsen, Nathan C. Keim, and Sidney R. Nagel, Phys. Rev. Lett. **113**, 068301 (2014).

## 磁性有機分子—金属原子層ハイブリッド二次元超伝導体

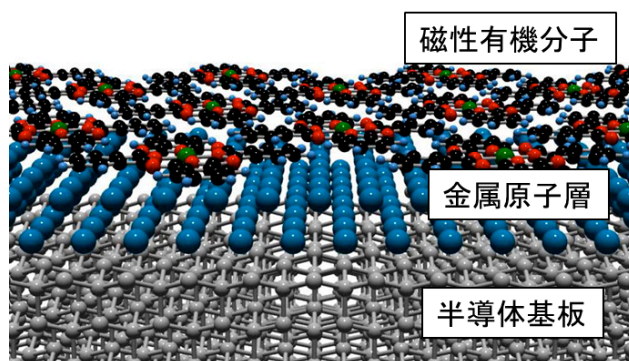
物質・材料研究機構

内橋 隆

共同研究者：吉澤 俊介、Saranyan Vijayaraghavan, Mishra Puneet, 中山知信、  
南谷 英美、渡邊 聡、高木 康多、横山 利彦

超伝導と磁性の共存と競合は、様々な興味深い物理現象の発現と超伝導スピントロニクスなどの応用につながる。本講演では、半導体基板上の金属原子層超伝導体と磁性有機分子の自己組織化を組み合わせることで、原子スケール厚さを有する新しい二次元ハイブリッド超伝導体を実現できることを示す（図1）。我々は、シリコン表面上に形成されたインジウム原子層（Si(111)-( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In 表面超構造）[1,2]の上に、代表的な有機分子であるフタロシアニン分子（Pc）が単分子層配列することを見いだした。フタロシアニン分子に銅・鉄・マンガン原子が配位結合すると、+2価のイオンとなるためそれぞれ  $S=1/2, 1, 3/2$  のスピンをもつ磁性有機分子となる。銅・鉄フタロシアニン（CuPc, FePc）の場合には、インジウム原子層の超伝導は保持され、特に CuPc の場合には  $T_c$  の上昇が観測された。それとは対照的に、マンガンフタロシアニン（MnPc）の場合には、超伝導の強い抑制が観測された。この3種類の磁性有機分子が超伝導に対して及ぼす異なる影響は、スピンを担う磁性原子の  $d$  軌道と超伝導層との交換相互作用の違いとして理解できる。本研究では、電子輸送測定、走査トンネル顕微鏡、X線磁気円二色性測定、第一原理計算などの手法を組み合わせ、磁性有機分子のスピンが原子層超伝導に及ぼす影響を明らかにした。

図1 磁性有機分子—金属原子層ハイブリッド二次元超伝導体の模式図



### 参考文献

- [1] T. Uchihashi et al. Phys. Rev. Lett. **107**, 207001 (2011).
- [2] S. Yoshizawa et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 247004(2014).
- [3] S. Yoshizawa et al., submitted (arxiv:1608.06688)

## シリコン表面インジウム原子層の磁場中超伝導特性

物材機構 MANA

吉澤俊介, 内橋隆

半導体表面に原子 1 層程度の金属が蒸着されると、特有の周期性をもつ表面超構造が形成される。表面超構造のなかには極低温で超伝導転移を示すものがあり [1-4]、それらは結晶性の良い均一な二次元超伝導超薄膜とみなせる。超伝導状態が界面ではなく表面に存在するという点で、半導体界面の超伝導やイオン液体による電界誘起超伝導には無い特徴がある。この特徴により、表面敏感な分光測定手法が有効であり、たとえば Si(111)-( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In ( $T_c = 3$  K) における走査トンネル顕微鏡測定では、単原子ステップに形成された量子渦がジョセフソン渦の性質を示すことが明らかにされている [5]。この結果は、超伝導電流が表面の原子レベルに薄い部分だけを流れていることを意味し、極限的に薄い二次元超伝導状態が実現していることを示すものといえる。また、超伝導状態も表面の環境に敏感であり、有機分子の自己組織化膜で覆うことにより巨視的な超伝導特性を変化させることもできる [6]。その一方で、表面の汚染による超伝導特性の劣化を防ぐ必要があるので、試料作製から測定まで試料を超高真空環境に維持することが要求される

二次元超伝導体では、磁場中超伝導特性が磁場の印加方向に大きく依存するはずであり、とくに磁場を二次元面に平行にかけた場合には臨界磁場がパウリ極限まで増大することが期待される。そこで、表面超構造における超伝導状態の磁場依存性を明らかにするため、試料を超高真空環境に維持したまま、5 T までの磁場を方向を変えて印加することができ、0.9 K までの低温で電気抵抗測定を行える装置を開発した。講演では、装置の概要について説明した後、垂直・平行磁場中において測定した Si(111)-( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In の電気伝導測定の結果を紹介する。

[1] T. Zhang et al. *Nature Physics* 6, 104 (2010).

[2] T. Uchihashi, P. Mishra, Masakazu Aono, and T. Nakayama, *Phys. Rev. Lett.* 107, 207001 (2011).

[3] M. Yamada et al., *Phys. Rev. Lett.* 110, 237001 (2013).

[4] A. V. Matetskiy et al. *Phys. Rev. Lett.* 115, 147003 (2015).

[5] S. Yoshizawa, H. Kim, T. Kawakami, Y. Nagai, T. Nakayama, X. Hu, Y. Hasegawa, and T. Uchihashi, *Phys. Rev. Lett.* 113, 247004 (2014).

[6] S. Yoshizawa, E. Minamitani, S. Vijayaraghavan, P. Mishra, Y. Takagi, T. Yokoyama, S. Watanabe, T. Nakayama, and T. Uchihashi, arXiv:1608.06688 (2016).

## 微細孔をもつ正方形状の微小超伝導体に閉じ込めた磁束状態

電気通信大学情報理工学研究科<sup>1</sup>, 日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター<sup>2</sup>,  
東北大学金属材料研究所<sup>3</sup>

小久保伸人<sup>1</sup>, 北野恒平<sup>1</sup>, 岡安悟<sup>2</sup>, 野島勉<sup>3</sup>, 佐々木孝彦<sup>3</sup>

小さな超伝導体では、形状による閉じ込めと磁束間相互作用との競合により、微小系特有の磁束状態が現れる。微小円板に現れる磁束の多角形配列やシェル構造はその典型例であり、現象論的な枠組みで理論的に提案され、その多くは実験的に観測されてきた[1-5]。さらに正方形や三角形状では、試料形状と磁束配列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。形状に応じた独特な殻構造や充填規則が現れ、磁束配列を特徴づける対称性の違いで整合・不整合状態を区別できることも分かってきた[3-5]。

反磁束量子や複数の磁束量子の統合を伴う磁束配列も対称性が関与する磁束状態である[6]。いずれも超伝導体の幾何学的な閉じ込めが強くはたらく極小領域の物理現象で、反磁束状態については未だ実証されていない。僅かな超伝導体の不均一性に起因した磁束配列の乱れもその一因と考えられる。

本研究では、磁束配列に対称性を強制する人工ピン止めの導入を進めている。対称軸上に微小な穴（または窪み）を導入により、（磁氣的に観測可能なほど）比較的大きな試料で、反磁束量子を伴う磁束状態の安定化が期待される[7]。重イオン照射や集積イオンビームによるピン止めとのマッチング効果[8]や付随する充填規則、さらに磁束配列を使って情報を表現する超伝導磁束量子セルの要素技術の創出[9]とも関連する。講演では、微細な穴や窪みを導入した正方形状の微小超伝導体に着目し、走査 SQUID 磁気顕微鏡で調べたピン止め誘起の磁束状態の結果をまとめて紹介したい。

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

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

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

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

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

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

[7] R. Geurts, et al., Phys. Rev. B **75** 184511 (2007).

[8] S. Ooi, T. Mochiku, K. Hirata, Physica C **471**, 804 (2011).

[9] M. V. Milosevic, et al., Appl.Phys.Lett.**91**, 212501(2007)



## 2 バンド超伝導体におけるバンド毎の渦糸半径

<sup>1</sup> 岡山大学 異分野基礎科学研究所 & 大学院自然科学研究科

<sup>2</sup> Ames Laboratory, US Department of Energy, USA

<sup>3</sup> Institut für Theorie der Kondensierten Materie und Institut für Festkörperphysik, Karlsruher Institut für Technologie, Germany

<sup>1</sup> 市岡優典, <sup>2</sup> V. G. Kogan, <sup>3</sup> J. Schmalian

2 バンド超伝導体  $\text{MgB}_2$  においては、低磁場で渦糸のクラスター化の現象が見られることから、「Type 1.5」超伝導として注目を集めている[1]。このクラスター化は渦糸間の相互作用が短距離で斥力、長距離で引力となることが原因と考えられている。そして、その要因となっているのは、2つのバンドで超伝導の相関長の長さスケールが違い、2つのバンドで異なる渦糸半径を持つためとの主張がある。しかし、そのことを理論計算で示した先行研究を見ると、バンド間結合のクーパー対トランスファーの値が非常に小さい場合を扱っている[2,3]。そこで、バンド間結合や超伝導の弱いバンドの引力の強さといった相互作用を変えて理論計算を行い、2つのバンドの渦糸半径が実際にどのようなになっているのかを知るため、その温度変化と磁場変化を調べることにした[4]。

計算方法は、定量的な評価が可能である Eilenberger 理論のより渦糸格子状態の超伝導秩序変数と内部磁場を準古典グリーン関数とセルフコンシステントに決定する手法を用いた。2つのバンドのフェルミ速度の比は  $v_2/v_1=3$  とした。こうすると、2つのバンドの結合がない場合には、超伝導相関長  $\xi_i$  は  $v_i/\Delta_i$  に比例するので ( $\Delta_i$  は  $i$  番目のバンドのギャップの大きさ)、 $v_2/v_1$  の値を反映して、相関長の比  $\xi_2/\xi_1$  が 1 から大きく外れる場合を考えていることになる。

しかし、我々の計算では、 $\text{MgB}_2$  の超伝導ギャップの比  $\Delta_2/\Delta_1 \sim 1/3$  を与えるようなバンド間結合の大きさを持つ場合、2つのバンドの渦糸半径の比は、おおよそ  $\xi_1 \sim \xi_2$  となる。つまり、2つのバンドの長さスケールはロックされ、ほぼ同じ値になることが示された。一方、バンド間結合が極端に小さな場合には、比  $\xi_2/\xi_1$  が 1 からずれて大きくなる。しかし、この場合でも、高温や高磁場になると比は 1 に近づいていき GL 理論の結果[5]を再現することが確認された。

### 参考文献

- [1] V. Moshchalkov, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 117001 (2009).
- [2] M. Silaev and E. Babaev, Phys. Rev. B **84**, 094515 (2011).
- [3] L. Komendová, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 207002 (2012).
- [4] M. Ichioka, V. G. Kogan, and J. Schmalian, arXiv:1610.00136.
- [5] V. G. Kogan and J. Schmalian, Phys. Rev. B **83**, 054515 (2011).

## $s$ 波超伝導体の孤立渦における渦糸フローホール効果

北大・理・物理

植木 輝, 河野 航, 北 孝文

本講演では、ローレンツ力を含む準古典方程式[1,2]を用いて、 $s$  波超伝導孤立渦における渦糸フローホール効果の研究を行った結果を報告する。

非一様な超伝導状態の解析には「アイレンバーガー方程式」や「ギンツブルグーランダウ方程式」がよく用いられる。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、渦中心の帯電効果や渦糸フロー状態のホール効果が記述できないことが知られている。そこで、2001年にケルディッシュ形式（実時間形式）でローレンツ力を含む準古典方程式が導出された[1]。この方程式はホール効果を記述することができ、実際に、マイスナー状態の平衡超伝導電流によるホール効果[3]や  $s$  波超伝導孤立渦における渦糸フローホール効果[4]の計算が行われている。

最近、私たちは平衡超伝導渦電流による渦中心の電荷密度分布を計算するために松原形式（虚時間形式）のローレンツ力を含む準古典方程式を導出した[2]。松原形式で方程式を導出することは、平衡状態や線形応答の計算をより簡単に実行できるという利点がある。しかし、ケルディッシュ形式のローレンツ力を含む準古典方程式には、エネルギー微分項が存在し、連続的なエネルギーから離散的な松原エネルギーへの解析接続の関係を与えるのが困難であった。私たちはこの困難を克服し、ケルディッシュ形式のローレンツ力を含む準古典方程式と矛盾のない形で、松原形式のローレンツ力を含む準古典方程式を導出できた。

今回、私たちはケルディッシュ形式のローレンツ力を含む準古典方程式のエネルギー変数を虚軸の松原エネルギーに解析接続し、線形応答の範囲で渦糸フロー状態の解析を松原形式で行えるようにした。そして、 $s$  波超伝導孤立渦のオーム抵抗（縦抵抗）とホール抵抗の温度依存性を計算した。松原エネルギーに解析接続することで、ローレンツ力を含む準古典方程式による線形応答の計算が、より簡単に実行できる。

### 引用（参照）文献

- [1] T. Kita, Phys. Rev. B **64**, 054503 (2001).
- [2] H. Ueki, W. Kohno, T. Kita, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 064702 (2016).
- [3] T. Kita, Phys. Rev. B **79**, 024521 (2009).
- [4] E. Arahata, Y. Kato, J. Low. Temp. Phys. **175**, 346 (2014).

## 微細結晶粒を持つバルクナノ Ta の超伝導特性 —Nb,V との比較—

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

高圧ねじり (High-Pressure Torsion: HPT) 加工によって作製された微細結晶粒を持つ金属元素超伝導 Ta (純度 99.9%) の電気抵抗と磁化を測定し, 加工によって導入されたひずみが超伝導状態に与える影響を調べた。

HPT 加工は 6 GPa の圧力下で回転数  $N = 0, 1/2, 2, 5, 10, 20, 50$  で行い, 直径 10 mm のディスク状試料の中心から  $r = 2.5$  mm の位置から測定用試料を切り出した。図 1 (a) に残留抵抗比  $RRR [= \rho(280 \text{ K}) / \rho(5 \text{ K})]$  の  $N$  依存性と電気抵抗率  $\rho$  の温度依存性を示す。HPT 加工前 ( $N = 0$ ) の  $RRR$  は 170 程度と大きな値を示すが,  $N$  の増加とともに急激に減少する。このことは, わずかな加工により大量の欠陥が導入されていることを示唆している。図 1 (b) に臨界温度  $T_c$  の  $N$  依存性を示す。加工前の  $T_c$  は単結晶での値 ( $T_c = 4.48 \text{ K}$ ) よりわずかに低い程度であるが, 加工とともに更に低下し,  $N = 2$  付近で最小値をとる。しかし,  $N = 20$  以上に増加すると  $T_c$  は加工前と同程度まで増加する。このことは, HPT 加工により超伝導転移を抑制する機構と増強する機構の両者が存在することを意味している。

講演では, Nb や V における結果との比較を行い, HPT 加工による  $T_c$  の振る舞いを支配している因子や, 結晶粒の微細化により効果的に  $T_c$  を増加させる条件について議論する。

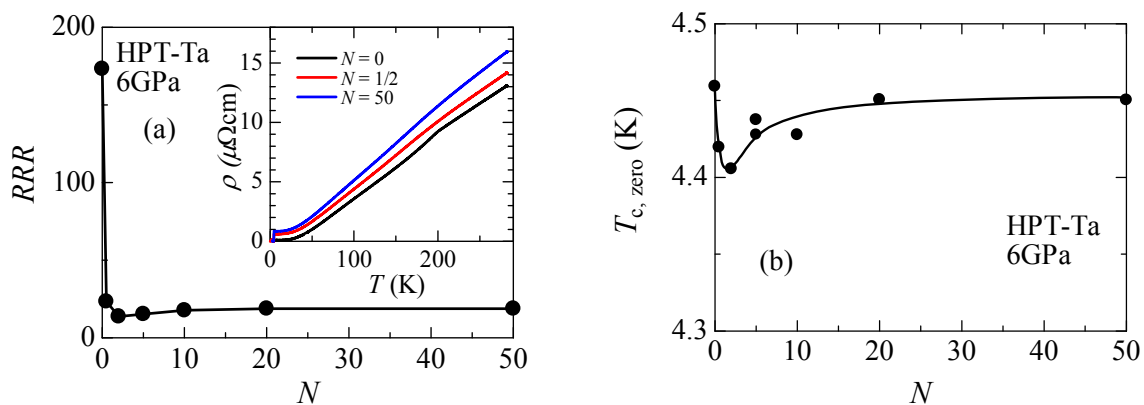


図 1: (a) HPT-Ta の  $RRR$  の  $N$  依存性と  $\rho(T)$ . (b) 臨界温度  $T_c$  の  $N$  依存性。

謝辞: 本研究は, 公益財団法人高橋産業経済研究財団の平成 28 年度研究助成の援助を受けて実施されました。

## ナノ構造超伝導体の転移温度における不純物効果

<sup>A</sup> 大阪府立大学工学研究科

<sup>B</sup> 大阪府立大学工業等高等専門学校

<sup>A</sup> 梅田政樹、<sup>A</sup> 加藤勝、<sup>B</sup> 佐藤修

超伝導体の転移温度は物質によって異なる。しかし、同じ物質であったとしても、ナノ構造超伝導体の転移温度が、その大きさによって変化することが加藤[1]などによって理論的に明らかにされた。実験研究でも、西寄[2]が高圧ねじり加工を加えることで、バルクの Nb や V の中にナノ構造超伝導体構造を作ること成功し、それらが及ぼす転移温度への影響が示された。そこでは、Nb の転移温度が、バルク中の粒界の大きさが小さくなることで転移温度が上昇したが、V のバルクに関しては、高圧ねじり加工によって転移温度が減少するという結果になった。この転移温度の減少について西寄は、V の試料の中に含まれていた不純物の影響によるものだと議論を行っている。

我々は、Gor'kov 方程式を有限要素法[3]で解くことで、超伝導体の転移温度に及ぼすサイズ・形状・不純物効果について調べている。これまでの研究では、不純物を含んでいない超伝導体では、正方形と長方形の形状をした超伝導体について計算したところ、系が小さく、細長いものほど、ナノ構造超伝導体の転移温度が高くなることがわかった。

今回の研究では、さらにそこに不純物効果を取り入れた。不純物効果を取り入れた Gor'kov 方程式は以下のように表され、 $\tau$  は不純物による散乱時間である。以下の方程式を有限要素法で解くことで、散乱時間が減少することで、転移温度が階段状に減少することがわかった。発表では、その不純物効果による転移温度の変化について議論を行う。

この研究は科研費 16K05460 によって補助されています。

$$\sum_{i_2 i_3} \left[ \left\{ \left( i\hbar\omega_n + \mu + \frac{i\omega_n \hbar}{2|\omega_n| \tau} \right) I_{i i_2}^e - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{i i_2}^{e\alpha\alpha} \right\} \mathcal{G}_{i_2 i_3}^{ee'}(\omega_n) + \sum_{i_1} I_{i i_1 i_2}^e \Delta_{i_1} \mathcal{F}_{i_2 i_3}^{\dagger ee'}(\omega_n) \right] I_{i_3 j}^{e'} = \hbar \delta_{ee'} I_{ij}^e$$

$$\sum_{i_2 i_3} \left[ \left\{ \left( -i\hbar\omega_n + \mu - \frac{i\omega_n \hbar}{2|\omega_n| \tau} \right) I_{i i_2}^{e'} - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{i i_2}^{e\alpha\alpha} \right\} \mathcal{F}_{i_2 i_3}^{\dagger ee'}(\omega_n) - \sum_{i_1} I_{i i_1 i_2}^e \Delta_{i_1}^* \mathcal{G}_{i_2 i_3}^{ee'}(\omega_n) \right] I_{i_3 j}^{e'} = 0$$

### 引用（参照）文献

[1] H. Suematsu, M. Kato and T. Ishida, J. Phys.: Conf. Ser. 150 (2009) 052250.

[2] 西寄照和 第 21 回渦糸国内会議 14A2-4

[3] M. Kato, T. Ishida, T. Koyama, M. Machida. Superconductors-Materials, Properties and Applications. InTech. (2012)319

## 新奇的な渦構造をもつ光波束の可能性と安定性に関する数値解析

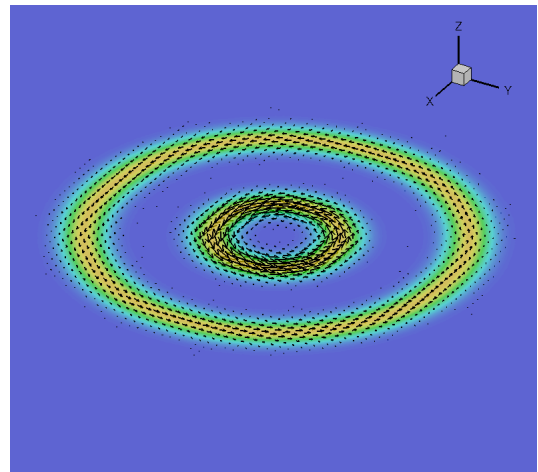
秋田大学大学院理工学研究科

小野田勝

周期構造中の電子波や電磁波の位相幾何学的特性に着目した新たな材料開発が進展している。トポロジカル絶縁体と呼ばれる物質群は、 $Z_2$  位相不変量により通常の絶縁体と区別される[1]が、実際その物性においても大きな違いを示す。フェルミ準位がバルク禁制帯中にあるときバルクでは絶縁体となるが、表面には高いスピン選択性をもつヘリカル表面状態と呼ばれるギャップレス状態が現れ、試料全体としては導電性を示す。また一方で、フォトリック結晶とメタマテリアルの概念を組み合わせることにより、光子系版の2次元トポロジカル絶縁体模型[2]が提案されている。本研究では、光子系版3次元トポロジカル絶縁体に対して期待される光ヘリカル表面モードの特徴について考察し、このモードとの混成を通じて生じ得る新奇的な渦構造をもつ光波束の可能性と安定性について解析を行った。

理想的なヘリカル表面状態と磁性フォトリック結晶における光カイラルエッジモードの比較から光子系版3次元トポロジカル絶縁体ヘリカル表面モードの様相を推測し、トポロジカル絶縁体/導体界面における量子波束シミュレーションに現れる捻れたスピン偏極状態[3]に関する知見とを組み合わせることで、光ヘリカル表面で反射した光波束に生じ得る渦構造について予測する。また、このような渦構造をもつマクスウェル方程式の波束解を離散フーリエ変換・逆変換を用いて数値的に構成しその特性を調べた。

図は、軌道角運動量をもつラゲール・ガウス型光波束が光ヘリカル表面で反射した場合に予想される反射光波束の  $xy$  断面図。矢印は伝搬による寄与を引いたエネルギー流密度。図では軌道角運動量に由来する渦構造のみが確認できるが、さらに別の環状渦構造が加わり、全体としてはトロイダル型の渦構造をもつ。発表では、偏光の自由度も含めて、このような状態の伝搬特性や安定性について報告する。



### 引用（参照）文献

- [1] L. Fu and C. L. Kane, *Physical Review B* **76**, 045302–1–17 (2007).
- [2] A. B. Khanikaev *et al.*, *Nature Materials* **12**, 233–239 (2013).
- [3] Y. Ohmura *et al.*, *Proceedings of SICE Annual Conference 2012*, 1044–1049 (2012).

## Manipulating Majorana Qubits in Terms of Josephson Effects

International Center for Materials Nanoarchitectonics (WPI-MANA)

National Institute for Materials Science

Xiao HU

In a very recent work [1], Albrecht et al. demonstrated successfully the existence of Majorana quasiparticles in 1D topological superconductors. Inspired by this experimental breakthrough, we propose a way for manipulating Majorana qubits [2]. The prototype setup consists of two 1D topological superconductors coupled by a Josephson-Majorana junction. We show theoretically that injecting current into the system induces a Landau-Zener-Stueckelberg interference between the parity states of the system, which can be exploited as a universal gate for Majorana qubits. The rotation of Majorana qubit on the Bloch sphere can be monitored by checking the power spectrum of the microwave radiation from the junction.

### References

- [1] S. M. Albrecht et al., Nature 531, 206 (2016).
- [2] Z. Wang, W.-C. Huang, Q.-F. Liang and X. Hu, arXiv.1607.08491.

## グラフェン垂直接合におけるジョセフソン電流

広島大学大学院先端物質科学研究科

高根 美武

グラフェンを用いたジョセフソン接合は理論および実験の両面から盛んに研究されてきた。これまで主たる研究対象とされてきたのは、単層（あるいは多層）グラフェン上に二つの超伝導電極を配置した平面接合系である[1]。一方、Pohangの実験グループはグラフェンを上下から超伝導電極で挟み込んだ垂直接合系を実現した[2]。これは常伝導部分（N）が極限的に短いバリスティック SNS ジョセフソン接合と見なすことができる。実際にそのような短チャネルのバリスティック接合に特有の鋸歯的な電流 - 位相関係が観測されている。このような超短チャネル SNS ジョセフソン接合は、超伝導エレクトロニクス応用において非常に有用と思われる。

しかし、このような垂直接合系におけるジョセフソン効果に関して理論的な解析が報告された例は見当たらない。本講演では、単層あるいは二層グラフェンからなる垂直接合系における直流ジョセフソン電流に注目し、その解析的な表式を導出する。グラフェン内の伝導電子は、上下の超伝導体によってもたらされる近接効果の影響を受ける。これを自己エネルギーとして取り込んだ微視的有効モデル[3]に基づいて、直流ジョセフソン電流の表式を導出する。また、温度依存性と電流 - 位相関係についても議論する予定である。

[1] M. Titov and C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. B **74**, 041401 (2006).

[2] G.-H. Lee, S. Kim, S.-H. Jhi, and H.-J. Lee, Nat. Commun. **6**, 6181 (2015).

[3] Y. Takane and R. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 014706 (2014).

## Bi2212 固有ジョセフソン接合における高次スイッチ特性の キャリアドーピング依存性

青山学院大学理工学部

北野晴久、山口彩未、保坂和孝、高橋優作、笈大輝、鮎川晋也

我々は、原子スケールでジョセフソン接合が多重に連結された銅酸化物超伝導体の微小な固有ジョセフソン接合(IJJ)における巨視的量子トンネル(MQT)現象の本質を解明すべく、多重ブランチ的電流電圧特性の高次スイッチ過程で観測されるMQT的挙動の起源を調べてきた。これまでに、最適組成のBi2212系IJJ素子に対するスイッチング電流分布測定を行い、(1)第2スイッチから第4スイッチで観測されるMQT的挙動は電圧状態でのジュール発熱効果では説明できない[1]、(2)高次側になるほど位相スイッチ過程における位相再補足効果が増強される。この振舞いは、ある接合が電圧状態にスイッチした後に発生する交流ジョセフソン電流の影響が隣り合う別の接合にも波及していることを強く示唆している[2]、(3)第2スイッチ事象に対するマイクロ波照射実験から、過去に第1スイッチ事象のMQT状態で観測されたのと同じ離散的量子準位形成(ELQ)の振舞いが観測された[3]。これは、強いマイクロ波照射によるポテンシャル障壁の変調効果とELQを考慮した量子論的モデル[5]で定量的に説明でき、MQT的挙動が観測される温度領域より高温側では観測されない、などの成果を得た。

さらに、最近、CaサイトをYで一部置換した不足ドーピング組成のBi2212( $T_c \sim 50$  K)のIJJ素子に対しても上記(1)～(3)と同様な結果を得た[5]。高次スイッチ事象のMQT的挙動はキャリアドーピング量に依らず、 $T/T_c < 0.13-0.14$ の温度領域で観測され、臨界電流密度が不足ドーピングと共に減少する分だけ従来のMQT理論で予測されるMQT交差温度とのずれが拡大することが判明した。今後は、第1スイッチ事象でMQT現象が観測される極低温領域の測定も行い、高次スイッチ事象にMQT挙動の全容解明を目指す。

[1] D. Kakehi *et al.*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 26, 1800204 (2016).

[2] H. Kitano *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 85, 054703 (2016).

[3] Y. Takahashi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 85, 073702 (2016).

[4] V. Fistul, A. Wallraff, and A. V. Ustinov, Phys. Rev. B 68, 060504(R) (2003).

[5] 山口彩未他、日本物理学会 2016 年秋季大会 (2016 年 9 月), 13aAC-7.



## Generation of circularly-polarized terahertz waves from Bi2212 intrinsic Josephson junctions

A. Elarabi<sup>1</sup>, S. Tokito<sup>1</sup>, Y. Yoshioka<sup>1</sup>, T. Doi<sup>1</sup>, M. Tsujimoto<sup>2</sup>, and I. Kakeya<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Department of Electronic Science and Engineering, Kyoto University,  
Nishikyo, Kyoto 615-8510, Japan

<sup>2</sup>Faculty of Pure and Applied Sciences, University of Tsukuba,  
Tsukuba 305-8573, Japan

Since the first detection of continuous electromagnetic radiations from intrinsic Josephson junctions (IJJs) included by Bi2212 high- $T_c$  superconductor [1], intensive investigations have been performed. So far, it has been reported that emission frequency is in a range between 0.2 and 2.4 THz and emission power is up to 600  $\mu$ W under the bias of  $\sim 1$  V. The radiation is described by a synchronization of standing waves (cavity modes) of hundreds of stacked IJJs although the lengths of the IJJs are not uniform because of the trapezoidal cross section of the IJJ stack [2]. With respect to various applications of the high- $T_c$  terahertz source, polarization properties are crucially important. Although linear polarization has been argued in the early stage [1,2], detailed properties have been remained unclear.

In this presentation, we discuss emission of terahertz electromagnetic waves from two truncated-square-shaped mesa structures of Bi2212. The polarization of the emitted terahertz wave was determined by measuring transmission intensity through a rotating wire grid polarizer. In one mesa, we found angular-independent transmission intensity at a bias voltage, which implies a circular polarization. The axial ratio AR, which is determined by major and minor axes of electric field in the projection plane (parallel to the mesa surface), varies between 1.0 and 2.1 with varying bias voltage between 2.1 and 2.2 V. In another mesa, angular dependence of the transmission intensity suggests emission of elliptically-polarized electromagnetic waves with the minimum AR of 1.6. Emission frequency measured in this mesa is in the range from 0.43 to 0.44 THz.

### Reference

- [1] L. Ozyuzer et al., *Science* **318**, 1291 (2007).
- [2] Review articles: I. Kakeya and H.-B. Wang, *Supercond. Sci. Technol.*, **29** 073001 (2016); X. Hu and S.-Z. Lin, *ibid.* **23** 053001 (2010); U. Welp, R. Kleiner, and K. Kadowaki, *Nat. Photonics* **7**, 702 (2013).

## 正方形メサにおける THz 波の発振 THz Wave Oscillation in a Square Shaped Mesa Structure

筑波大学数理物質系<sup>1)</sup>、大学院数理物質科学研究科<sup>2)</sup>

門脇和男<sup>1,2)</sup>、渡邊千春<sup>2)</sup>、久保裕之<sup>2)</sup>、坂本和輝<sup>2)</sup>、桂川拓也<sup>2)</sup>、田中大河<sup>2)</sup>、  
湯浅拓実<sup>2)</sup>、小守優貴<sup>2)</sup>、柏木隆成<sup>1,2)</sup>、南英俊<sup>1,2)</sup>、辻本学<sup>1,2)</sup>

層状性が強い高温超伝導体  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  をメサ状に加工し、直流電流を流すと強力な THz 帯域の電磁波を発生できることが実験的に発見されてからちょうど 9 年になる[1,2]。その間、発振に必要な物理的条件が明らかにされ[3-7]、現状では応用に向けた研究が進んでいる[8-11]。これまでの研究によれば、THz 電磁波の発振は、超伝導クーパー対の Josephson 非線形相互作用による強制振動現象であると理解されているが、その詳細においては不明な点が多々あることも明らかである。その一つが、発振強度と発熱の問題である[12]。特に発熱は単に超伝導電子系に平衡状態から非平衡状態へのずれをもたらすだけでなく、超伝導状態そのものに破壊的な影響が伴い、単に外形上決まる幾何学的条件にさらに強い拘束条件を与える事が、最近の詳細な発振状態にあるメサ内部の温度分布を測定することによって明らかになってきている。このような超伝導に対する破壊的な効果の影響の詳細を理解する事は、理論的には勿論、実験的にも極めて困難な問題であるが、発振強度は応用上、大変重要であるから、少なくとも現象論的には理解したいと願っている。

多くの実験研究は矩形メサに関してこれまで行われており、少なくともホットスポットを含め、大きな非平衡状態は発振現象を破壊的に抑制する効果が大きい事がわかっている。ホットスポットの生成によって長辺方向にメサが $\square$ 分にされてもなおかつ発振が継続する現象は驚くべきことで、このような現象が、他の形状でも同様に発現する事は容易に予想されるが、具体的にどのような事になるのか未知の問題として残されている。正方形メサの場合、基底状態の電磁波の空洞モードは  $\text{TM}(1,0)$  と  $\text{TM}(0,1)$  モードが縮退しているが、興味あることは、このモードは打ち消し合い、外部へ電磁波を放射するモードではない事が予想される。これはもう一つの驚きで、実験的に現在、確認中である。この一例は、モードの存在と外部への放射は形状によって異なる事が分かる。逆に、外部で強力な THz を得るためにはどのような形状でどのようなモードが良いか見いだす必要があることを意味している。

### 文献

- [1]. L. Ozyuzer *et al.*, *Science* **318** (2007) 1291.
- [2]. K. Kadowaki, *et al.*, *Physica* **C468** (2008) 634.
- [3]. T. Koyama *et al.*, *Phys. Rev.* **B 79** (2009) 104522.
- [4]. K. Kadowaki *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** (2010) 03703.
- [5]. M. Tsujimoto *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 037005.
- [6]. Richard A. Klemm and K. Kadowaki, *J. Phys. Condens. Matter* **22** (2010) 375701.
- [7]. Richard A. Klemm *et al.*, *J. Phys. Condens. Matter* **23** (2011) 025701.
- [8]. M. Tsujimoto *et al.*, *J. Appl. Phys.* **111** (2012) 123111.
- [9]. U. Welp, K. Kadowaki and R. Kleiner, *Nat. Photon.* **7** (2013) 702.
- [10]. T. Kashiwagi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014) 022601.
- [11]. T. Kashiwagi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **107** (2015) 082601.
- [12]. C. Watanabe *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **106** (2015) 042603.

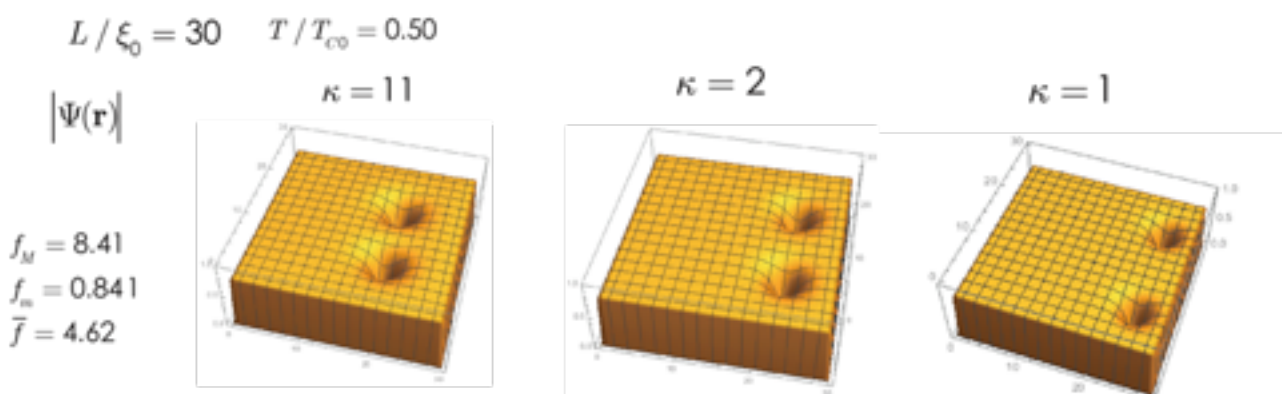
## GL理論による微小超伝導体における様々な磁束状態

大阪府大高専、大阪府大院工<sup>A</sup>  
佐藤 修、加藤 勝<sup>A</sup>

微小超伝導体には、バルクな超伝導体には見られない磁束状態がある。微小超伝導体の端の形状や、系のもつ対称性はその磁束状態に強く反映されることは、実験的研究、理論的研究の両面から研究されてきた。我々は、正方形型の微小超伝導体にアンチドットなどの微細な構造をもたせた場合、磁束状態の対称性がどのように変わっていくのか、また外部磁場に空間的勾配をもたせることによって、磁束状態の対称性がどのように崩れていくのか、そして、それによって新奇な磁束状態が出現するかどうかをGinzburg-Landau (GL) 方程式を数値的にセルフコンシステントに解くことによって調べた。

例えば、中心にアンチドットをもつ微小超伝導体が、均一磁場下にある場合を考える。磁束量子をアンチドット内だけに1本含む磁束状態が最安定となる磁場 $H$ の時に、準安定解として、アンチドット内に加えて超伝導部分にも磁束量子が侵入する状態が得られた。また、より高い磁場の元では、多様な準安定状態が得られた。

また、微小超伝導体に勾配磁場を加えた場合には、磁束量子は磁場の強い側に多く分布するが、GLパラメータ $\kappa$ の値によってその影響が異なり、 $\kappa$ の小さなケースの方が、磁束量子配置への勾配磁場の影響が大きいことが分かった。



【図】GLパラメータ $\kappa$ による勾配磁場の磁束配置への影響の違い。3つの図は同一磁場下での3種類の $\kappa$ の値におけるオーダーパラメータの大きさの空間分布を示している。系の一辺の長さはは0度コヒーレンス長の30倍である。

## 超伝導体における南部・ゴールドストーンボソンとヒッグスモードおよびモード間結合

産業技術総合研究所

柳澤 孝

最初に自発的対称性の破れについての一般論を考える。文献[1, 2]とは少し違うことを考えてみる。超伝導も自発的破れにより起こるが、より広い見地から考察する。系の持つ連続的対称性がリー群  $G$  で表されるとして、そのうちの一部の対称性が自発的に破れたとする。この時、ギャップレスの（質量ゼロの）南部・ゴールドストーンボソンが存在する。フェルミ粒子系の自発的対称性の破れを考えるならば、南部・ゴールドストーンボソン（モード）をフェルミオンと（リー群  $G$  の）リー代数の基底によって具体的に表現することができる。このボソンが質量ゼロの粒子であることを示すことができる。ボース粒子系の自発的対称性の破れについても同様である。S. Weinberg の本には形式的な証明が（二つ）あるが、形式的な証明では南部・ゴールドストーンボソンの存在が言えるが、実際にはどういうものであるかはわからない。明示的なボソンの表式に対して質量ゼロを示すことができる。南部・ゴールドストーンボソンと共にヒッグスボソンも存在する。これらのボソンのグリーン関数の満たす式は、Ward-高橋の恒等式から導くことができる。Ward-高橋の恒等式から、フェルミオン-ボソン結合も存在することがわかる[3]。

超伝導は  $G=U(1)$  の対称性が自発的に破れた場合である。一般論を具体的なモデルに応用して、超伝導体中の南部・ゴールドストーンボソンとヒッグスボソンについて議論する。多ギャップ超伝導体または銅酸化物などの層状超伝導体においては、位相差モード（レゲットモード）も重要になる。

文献

- [1] L. Leplae, H. Umezawa, F. Mancini, Phys. Rep. 10, 151 (1974).
- [2] S. Weinberg, The Quantum Theory of Fields Vols. I~III, (Cambridge University Press). 自発的対称性の破れについては、特に、Vol. II.
- [3] T. Yanagisawa, preprint.

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

<sup>1</sup>Research and Education Center for Natural Sciences,  
Keio University

<sup>2</sup>International Center for Materials Nanoarchitectonics (WPI-MANA),  
National Institute for Materials Science (NIMS)

Zhao Huang<sup>1</sup> and Xiao Hu<sup>2</sup>

Multiband superconductivity has become a prominent issue since the discovery of superconductivity in  $\text{MgB}_2$  and iron pnictides. One interesting aspect is the interband couplings which result in nontrivial phase differences between gap functions. When there are three or more bands, repulsive couplings can induce a frustrated state where phase differences among order parameters are neither 0 nor  $\pi$ , leading to broken time-reversal symmetry (TRS) [1, 2].

In this work, we explore the magnetic response of this frustrated superconducting state in terms of Ginzburg-Landau (GL) theory. We find that at  $H_{c1}$  many vortices enter simultaneously to form a lattice in the whole sample, yielding a discontinuous jump in magnetization and thus a first-order phase transition. In the mixed state, phase differences among order parameters are either 0 or  $\pi$  (non-frustrated) everywhere (even areas between vortex cores) and the magnetic field is only partially screened. The possibility of this first-order phase transition was discussed roughly in a previous work [3]. Here we reveal it explicitly by analyzing one-dimensional domain-wall structures, from which the lattice constant can also be derived analytically in terms of parameters in the GL functional [4].

### References

- [1] X. Hu and Z. Wang, Phys. Rev. B 85, 064516 (2012).
- [2] Z. Huang and X. Hu, Appl. Phys. Lett. 104, 162602 (2014).
- [3] Y. Takahashi, Z. Huang and X. Hu, J. Phys. Soc. Jpn. 83, 034701 (2014).
- [4] Z. Huang and X. Hu, in preparation.

## 鉄系超伝導体と銅酸化物高温超伝導体における 重イオン照射効果の比較

東京大学工学系研究科、RIKEN<sup>A</sup>、CRIEPI<sup>B</sup>

為ヶ井強、朴顕良、伊藤望、大原健悟、大竹史哲、卞舜生、神原正<sup>A</sup>、一瀬中<sup>B</sup>

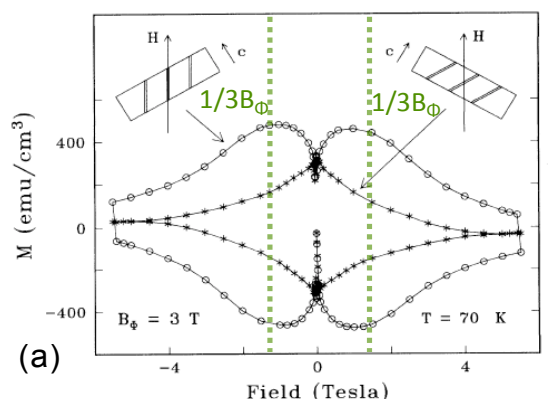
鉄系超伝導体は、その高い  $T_c$ 、大きな  $H_{c2}$ 、小さな電磁氣的異方性により、実用レベルの超伝導線材が作製可能な材料として注目されている。特に、(Ba,K)Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 単結晶においては 2 K で 2 MA/cm<sup>2</sup> を超える臨界電流密度 ( $J_c$ ) が実現されている。我々は、この系に粒子線照射をすることにより、プロトン照射による点状欠陥のみで 12 MA/cm<sup>2</sup> [1]、重イオン照射による柱状欠陥 (CDs) のみで 15 MA/cm<sup>2</sup> [2]、両者を組み合わせて 19 MA/cm<sup>2</sup> を実現してきた。また、複数の方向から柱状欠陥を導入する (splay) ことにより、19.5 MA/cm<sup>2</sup> が実現されている。

CDs の効果は銅酸化物高温超伝導体において詳細に調べられてきたが、その研究は主に YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> に関するものである。その効果として、 $J_c$  の増大はもちろんであるが、中間温度域における  $J_c$  の急激な低下と、それに伴う規格化緩和率の大幅な増大は特筆すべき現象である。これは、CD に捕らえられた磁束が熱揺らぎによりハーフループを形成し、これが隣接した CD に到達することにより生じると考えられている。しかし、鉄系超伝導体において、同様な現象は観測されていない。一方、CDs を導入した YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> ではマッチング磁場  $B_\Phi$  の 1/3 程度の磁場で  $J_c$  のピークが観測されることがある (図(a))。一方、これまでの鉄系超伝導体では CDs を導入しても同様な現象は観測されてこなかった。しかし、(Ba,K)Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> に c 軸から ±15 度程度以上傾けた 2 方向から 2.6 GeV の U で CDs を導入すると 1/3 $B_\Phi$  程度で  $J_c$  のピークが観測された (図(b))。これら 2 つの現象は無関係とも思われるが、YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> においてはエネルギーの低い (580 MeV) Sn イオンが用いられ、自然な splay が生じていたと考ええると、両者は splay 柱状欠陥を導入した系の普遍的な現象と理解できる。講演では、この普遍的な現象の起因について議論する。

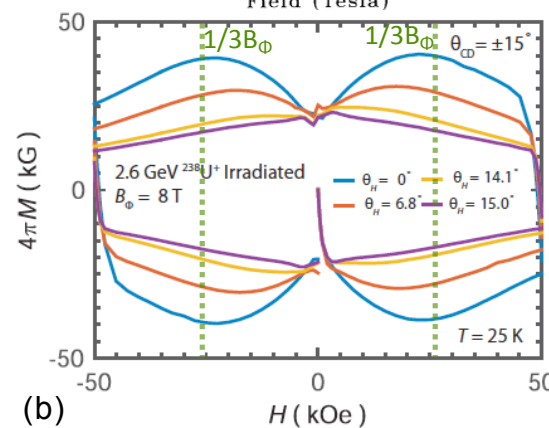
[1] T. Taen *et al.*, SUST **28**, 085003 (2015).

[2] F. Ohtake *et al.*, Physica C **518**, 47 (2015).

[3] J. R. Thompson *et al.*, PRL **78**, 3181 (1997).



(a)



(b)

[4] L. Civale *et al.*, PRL **67**, 648 (1991).

## 高結晶性を有する 2 次元超伝導体の量子相転移

東京大学工学系研究科物理工学専攻<sup>1</sup>、東北大学金属材料研究所<sup>2</sup>

齋藤 優<sup>1</sup>、野島 勉<sup>2</sup>、岩佐 義宏<sup>1</sup>

近年、イオン液体をゲート絶縁層として用いた電気二重層トランジスタ (EDLT) を利用することにより、様々なバンド絶縁体表面での電界誘起超伝導が実現されてきた。こうした電界誘起超伝導体は、アモルファス金属薄膜に代表される従来型の 2 次元超伝導体では観測されなかった新奇な性質を持つことが明らかにされつつある。これまで MoS<sub>2</sub>-EDLT では spin-valley locking による増強された臨界磁場[1]、ZrNCl-EDLT では磁束の量子トンネル運動による量子金属状態の観測[2]に成功している。こうした結果は、従来型のアモルファス金属薄膜では disorder の効果によって観測できなかった intrinsic な性質であり、EDLT によって実現される電界誘起超伝導が結晶性の極めて高い劈開面をベースとしたクリーンな 2 次元超伝導であることに起因する。

本研究では、ZrNCl 単結晶薄膜及び MoS<sub>2</sub> 単結晶薄膜と EDLT を用いて量子金属状態から弱局在への転移を各温度における抵抗の磁場依存性を詳細に測定・解析することで(図 1 左)、新たなタイプの量子相、および相転移現象を発見した。従来の Bi や MoGe に代表されるようなアモルファス膜での 2 次元超伝導体は、全ての温度の磁気抵抗が 1 点に交わるような超伝導-絶縁体転移の臨界磁場が存在し、ある 1 つのユニバーサルクラスに属することが報告されている。一方、今回の測定では、そのような 1 つの臨界磁場の代わりに無数の磁気抵抗の交点が観測された[3]。講演ではこの現象が量子 Griffiths と呼ばれる現象に起因しており、量子金属相と共に高結晶性を有する 2 次元超伝導に普遍的な現象であることを発表する。

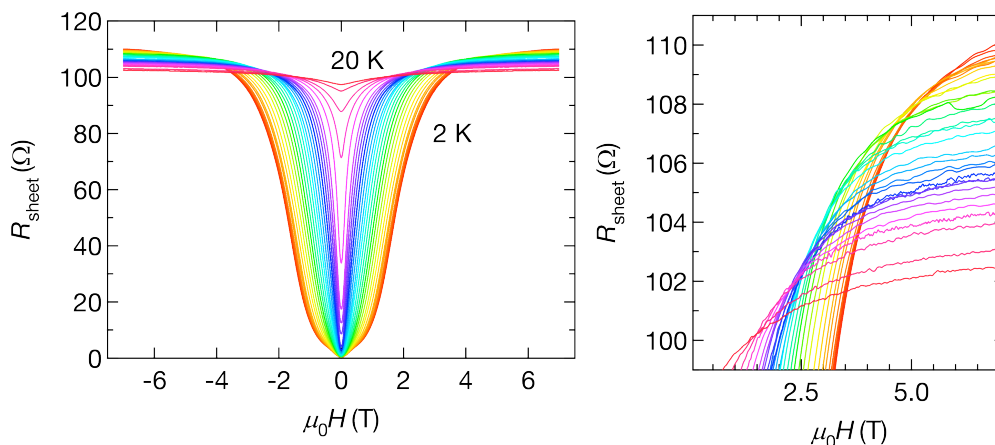


図 1 ZrNCl 電界誘起超伝導における 2K から 20K での磁気抵抗。右図は 4T 付近のデータを拡大したもの

### 引用文献

- [1] Y. Saito et al. Nature Physics **12**, 144 (2016).
- [2] Y. Saito et al. Science **350**, 409 (2015).
- [3] Y. Saito et al. in preparation

Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 超伝導線材と単結晶における臨界電流密度の組成依存性

東大院工

下 舜生、諏訪 貴洋、為ヶ井 強

高い臨界温度  $T_c$  と臨界磁場を有する Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> などの鉄系超伝導体は、高磁場発生用超伝導マグネットのための線材応用の候補と期待され研究されている。臨界電流密度  $J_c$  の向上のためには多結晶原料および線材作製方法を最適化する必要がある。今回我々は線材作製条件の改良に加え、多結晶のキャリアドーピング量にも着目した。最近 Song らが KAs フラックスにより合成した Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> 単結晶において  $J_c$  が  $x \sim 0.3$  で最大となることを報告している [1]。これまでの線材研究では  $T_c$  が最大となる最適ドーピング組成  $x \sim 0.4$  の試料が用いられており、 $x \sim 0.3$  組成の多結晶を用いた研究例は報告されていない。そこで我々は単結晶合成と線材作製を行い、その  $J_c$  のドーピング量依存性を評価した。単結晶は FeAs を用いた通常フラックス法を用いて合成した。ドーピング量は  $x = 0.4$  のみ仕込み組成、他は  $x = 0.3$  の仕込み組成で合成したバッチから EDX により一ピースごと組成分析して求めた。線材は  $x = 0.25 \sim 0.40$  の多結晶を原料として Powder in tube (PIT) 法によって線材化し、Hot isostatic press (HIP) 法によって 700°C、30 分、90 気圧の条件で高圧焼成した。図に示すように、単結晶および HIP 線材の  $J_c$  のピークはいずれも最適組成の  $x = 0.4$  からずれ、 $x = 0.3$  付近までシフトした。今後、線材に関してもドーピング量を変えることで  $J_c$  の記録が更新されることが期待される。

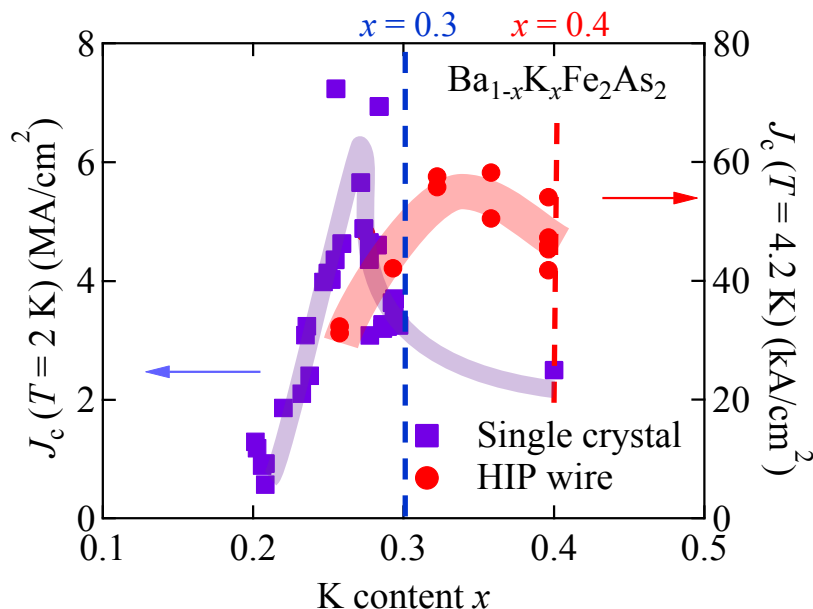


図 Ba<sub>1-x</sub>K<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> の単結晶及び HIP 線材における、 $J_c$  の K ドーピング量依存性。

[1] D. Song *et al.*, Sci. Rep. 6 (2016) 26671.



## 強結合域における磁場下の超伝導ゆらぎ現象の理論研究

京都大学 大学院理学研究科

足立景亮、池田隆介

超伝導転移点近傍では、超伝導秩序の前駆現象として有限の相関長をもった電子対（超伝導ゆらぎ）が現れ、電気伝導度や比熱などに影響を与える。特に磁場中では、Landau 量子化により有効的に次元が低下する[1]ことでゆらぎの性質が一変し、渦糸液体と呼ばれる状態を生み出す。これまで磁場中超伝導ゆらぎの実験研究は、ゆらぎの効果が顕著に現れる銅酸化物高温超伝導体を主な対象として進められてきた。一方、磁場中超伝導ゆらぎの理論研究では、主に弱結合近似に基づいた計算が行われ、実験事実がうまく説明されてきた。

ところで、近年注目を浴びている鉄系超伝導体 FeSe は、超伝導ギャップの大きさが Fermi エネルギーと同程度であるという新奇な特徴をもつと考えられている。この特徴は弱結合近似に基づく従来の理論では説明できないため、FeSe では、電子間引力が非常に強くはたらく BCS-BEC クロスオーバー域（強結合域）での超伝導が実現されている可能性がある[2]。さらに FeSe で観測されたゆらぎによる反磁性応答は、従来の理論では説明できないほど大きい[3]。強結合域では転移点よりはるかに高温で準安定電子対が生じうるため、強結合域を対象にした理論によってこの結果が説明できる可能性がある。

そこで本研究では、強結合域における磁場中超伝導ゆらぎの性質を理論的に調べた。その結果、化学ポテンシャルの低下に起因して相転移が消失し、熱力学量のクロスオーバー的ふるまいが現れることがわかった（図 1）。講演では、結果を詳細に議論する予定である。

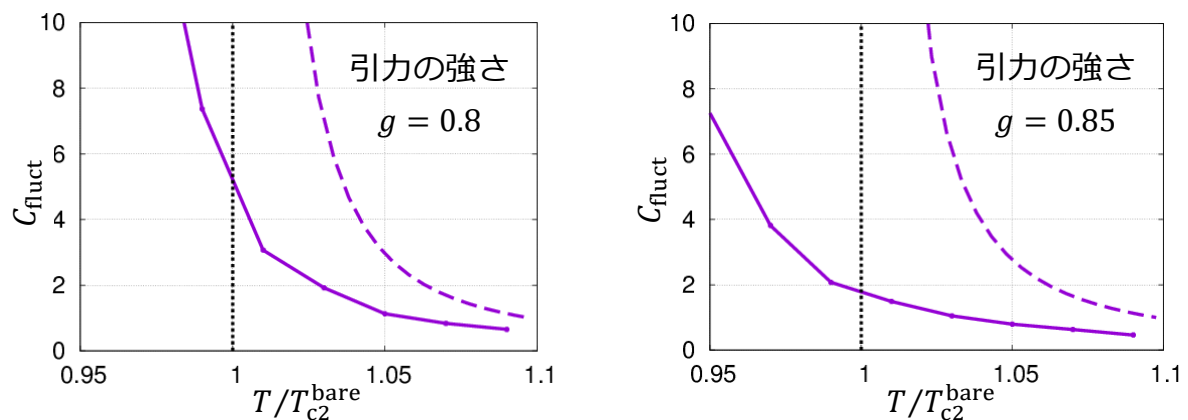


図 1：ゆらぎによる比熱  $C_{\text{fluct}}$  の温度依存性（実線）及び弱結合近似での計算結果（点線）。

### 参考文献

- [1] R. Ikeda et al., J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 1377 (1989).
- [2] S. Kasahara et al., Proc. Natl. Acad. Sci. USA **111**, 16309 (2014).
- [3] S. Kasahara et al., arXiv:1608.01829; K. Adachi & R. Ikeda, Phys. Rev. B **93**, 134503 (2016).

## BEC 相の準粒子励起はフォノンか？

北大理<sup>1</sup>、東大総合文化<sup>2</sup>北孝文<sup>1</sup>、筒井和政<sup>1</sup>、加藤雄介<sup>2</sup>

弱く相互作用するボーズ粒子系に対するボゴリユボフ理論は、この系を微視的に記述する際の基礎理論であるとして一般にとみなされている。ボゴリユボフ理論では、相互作用が有限になることで、波数  $k$  の二乗に比例する自由粒子の分散関係が、超波長で線形の分散関係を持つフォノン型の分散関係へと変化すると予言される。さらに、この一粒子（個別）励起の分散関係は、ガボレとノジエールにより、二粒子（集団）励起と同じであると主張された。彼らの主張に従えば、非弾性中性子散乱により観測される超流動  $^4\text{He}$  のフォノン-ロトン励起は、ボゴリユボフ・モードと定性的に同じであることになる。

「BEC 相の一粒子（個別）励起と二粒子（集団）励起は同じである」というガボレとノジエールの主張が正しいか否かを検証するために、モーメント法と変分モンテカルロ法を組み合わせた解析的・数値的研究を行った[3]。その結果、「BEC 相の一粒子（個別）励起と二粒子（集団）励起は異なる」という、ガボレとノジエールの主張を否定する結果が得られた。また、一粒子励起は、ボゴリユボフ-ベリヤーエフ理論とは異なり、超波長極限でも有限の寿命を持つことも明らかになった。詳細は講演で発表する予定である。

## 参考文献

- [1] N. N. Bogoliubov, J. Phys. (USSR) **11**, 23 (1947).
- [2] J. Gavoret and P. Nozières, Ann. Phys. **28**, 349 (1964).
- [3] K. Tsutsui, Y. Kato, and T. Kita, to appear in J. Phys. Soc. Jpn. **85**, No. 12 (2016).

## 遅延時間型運動インダクタンス検出器によるメゾ励起のイメージング Meso-excitation imaging by using a delay-line current biased kinetic inductance detector

石田武和（大阪府大）、三木悠矢（大阪府大）、山口裕之（大阪府大）、飯澤悠貴（大阪府大）、宍戸寛明（大阪府大）、小嶋健児（KEK）、宮嶋茂之（NICT）、日高睦夫（AIST）、小山富男（東北大金研）

超伝導が世の中の役に立っている事例の一つはセンサーである。このことは、納税者を含めて、もっと世の中で知られてよいはずだし、超伝導の学理がもっと有効に使われて良い分野であろう。感度が高い、動作が速い、分解能が高い、エネルギー消費が少ないの特徴から様々な用途に役立っている。簡単に検出器の歴史を見てみよう。超伝導トンネル接合（STJ）検出器の研究として Kurakado らの研究から始まった[1]。Irwin らの超伝導転移端センサー（TES）は従来の半導体 X 線検出器のエネルギー分解能を 2 桁も凌駕した[2, 3]。Goltsman らにより開発された超伝導ナノワイヤ単一光子検出器（SNSPD）は、臨界電流に近い高バイアス電流で駆動され、量子暗号通信に使われる[4, 5]。Zmuidzinis らにより発明されたマイクロ波運動インダクタンス検出器（MKID）はナノワイヤ共振回路の運動インダクタンス変化を利用する方式であり、周波数多重化に適する[6]。

イメージングデバイスとは、目的の画像を構成するのに十分は位置の情報が取得できるセンサーを意味している。たとえば、電磁波が物質を透過したり、物質の表面で反射したりしたときの光の減衰量に変化していくデータを蓄積できることが条件である。波動としては、光、電磁波、レーダー、ソナー、粒子線でも良い。とりわけ大成功を取めたのが CMOS センサーである[7]。CCD が少数の増幅器で機能するのに対して、CMOS は集積回路技術でピクセルごとに増幅器を持つ。CMOS は、半導体産業の成功事例と考えて良い。超伝導にも活躍の余地はないだろうか。

我々も新しい提案をしてきた[8-15]。電流バイアスされた超伝導 Nb 細線に局所的熱励起により抵抗ゼロの超伝導状態でも運動インダクタンスの急激な局所の変化で電磁波パルスが生成される。クーパー対が 2 つの準粒子に解離し、運動インダクタンスが変化し、その時間微分に比例した局所電位が電磁波パルスを誘起する。超伝導グランド面と誘電体で隔てられたストリップラインを電磁波パルスが光速に近い速度で伝搬できる。また、この機構は、Josephson 接合の S-I-S モデルを参考にした位相モデルで、伝搬するパルスは Swihart パルスと解釈できることが分かった[16]。2 系統の電磁波信号読出の時間差計測ができれば、パルス発生源が特定できるため、新たな遅延時間型 CB-KID イメージャーとなることができる。新しいメゾ励起(ホットスポット)生成イメージング法は、光、X 線、 $\gamma$  線、宇宙線、中性子線など幅広く適用できると考えている。

### 参考文献

- [1] M. Kurakado, H. Mazaki. Phys. Rev. B 22, 168 (1980); Nucl. Instr. Meth. 185, 141 (1981); Nucl. Instr. Meth. 185, 149 (1981).
- [2] K. D. Irwin *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 66, 5311 (1995).
- [3] J. A. Chervenak *et al.*, Appl. Phys. Lett. 74, 4043 (1999).
- [4] G. N. Goltsman *et al.*, Appl. Phys. Lett. 79, 705 (2001).
- [5] S. Miki *et al.*, Optics Letters 35, 2133 (2010).
- [6] B. A. Mazin *et al.*, AIP Conf. Proc. 1, 309 (2002).
- [7] [https://en.wikipedia.org/wiki/Image\\_sensor](https://en.wikipedia.org/wiki/Image_sensor)
- [8] N. Yoshioka *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercon. 23, 2400604 (2013).
- [9] T. Ishida *et al.*, J. Low Temp. Phys. 151, 1074 (2008).
- [10] T. Ishida *et al.*, J. Low Temp. Phys. 167, 447 (2012).
- [11] N. Yoshioka *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. 23, 2400604 (2013).
- [12] N. Yoshioka *et al.*, J. Low Temp. Phys. 176, 273 (2014).
- [13] Y. Narukami *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. 25, 2400904 (2015).
- [14] H. Shishido *et al.*, Appl. Phys. Lett. 107, 232601 (2015).
- [15] S. Miyajima *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A, (2016) in press).
- [16] T. Koyama *et al.*, to be published.

## 電流バイアス超伝導運動インダクタンス検出器の動作原理の現象論

東北大学金研<sup>A</sup> 大阪府立大工<sup>B</sup><sup>A</sup> 小山富男 &、<sup>B</sup> 石田武和

大阪府大・石田グループにより開発が進められている超伝導細線を用いた放射線検出器の動作原理を超伝導電磁気学に基づいて解明する。この検出器の超伝導細線は、超伝導層と絶縁層の積層構造を持つ基盤の上に配置される。したがって、検出器は S-I-S 型の積層構造をとる。放射線の検出は次のように行われる。超伝導細線に直流電流を流す。この細線に放射線が当たると局所的に温度が上昇し、ホットスポットが形成される。このホットスポット内では、超流体密度が減少するため、超伝導電流の時間変動が生じる。この結果、インダクティブに電圧パルスが発生する。実験では、ホットスポットで、2つの極性の異なる電圧パルスが生じ、この電圧パルスは、超伝導細線に沿って、互いに逆方向に一定速度で伝播することが明らかにされている。したがって、この2つの電圧パルスを細線両端で観測し、その到達時間の差を測定することにより、放射線の到達時間と位置が決定できることになる。この検出器の動作原理を解明するため、我々は、この検出器が S-I-S 型の超伝導導波管と見做せることに着目した。この構造を持つ超伝導導波管は、tunnel 電流がなくキャパシティブにのみ結合した S-I-S 接合と等価である。したがって、この系の電気力学は、2枚の超伝導層間の超伝導位相差のダイナミクスとして記述するのが便利である。我々は、超伝導細線を流れる電流の局所的変動を外力項とする位相差の方程式を導出した。本講演では、この方程式の解が、ホットスポットで発生する電圧パルスの挙動を正確に記述できることを示す。

## Vector Scanning SQUID system for High Spatial Resolution

Vu The Dang<sup>1,2\*</sup>, Ho Thanh Huy<sup>1,2</sup>, Shigeyuki Miyajima<sup>1</sup>, Hiroaki Shishido<sup>1,3</sup>,  
Masaaki Maezawa<sup>4</sup>, Mutsuo Hidaka<sup>4</sup>, Masahiko Hayashi<sup>5</sup> and Takekazu Ishida<sup>1,3</sup>

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

<sup>2</sup>University of Sciences, Vietnam National University HCMC, Ho Chi Minh, Viet Nam

<sup>3</sup>Institute for Nanofabrication Research, Osaka Prefecture University, Sakai 599-8531, Japan

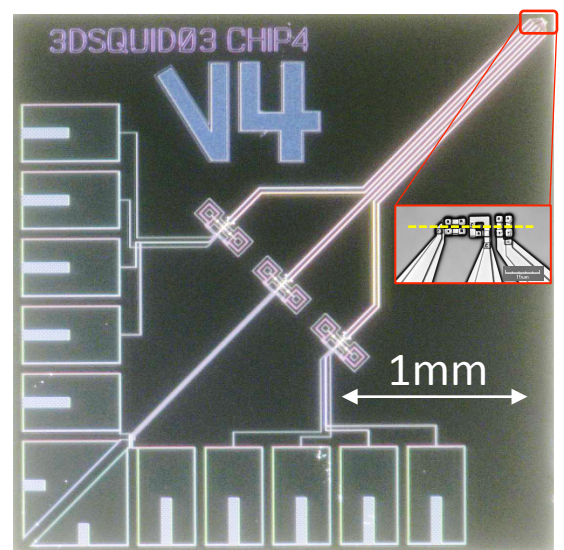
<sup>4</sup>National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Tsukuba 305-8568, Japan

<sup>5</sup>Faculty of Education and Human Studies, Akita University, Akita 010-8502, Japan

\*vu-dang@pe.oaskafu-u.ac.jp.

Superconducting quantum interference devices (SQUIDs) are used a wide fields of application such as magnetics, electronics, biology, spintronic, security analysis, agriculture, information technology and physics [1,2]. The conventional scanning SQUID microscope can observe the distribution of local magnetic fields by scanning a single coil which senses magnetic fields along the X direction in the X-Y plane.

We proposed a novel scanning SQUID microscope with high sensitivity for a magnetic field vector [3]. We present a vector scanning SQUID sensor, of which the x, y and z coils were placed along the single line. We consider that this ensures the sample height is always the same among the three X, Y, Z coils from the sample surface (Fig.1). A data processing program contains an inverse transformation and two filters which base on features of scanning SQUID sensor to solve all of these problems such as angle of sensor, particles and contacting surface [4]. The cryostat system has the cables required in our scanning system, an XYZ piezo-driven scanner, and a safety structure to prevent the sensor from crashing with sample. We also build a I-V curve tracer to examine the basic properties of the SQUID sensors.



**Fig. 1.** Photograph of a vector SQUID sensor was fabricated

This work was supported by Grant-in-Aid from JSPS and MEXT (No. 25600018, No. 26820130, No. 26800192, No. 23226019, No. 15K13979) from Japan Society for the Promotion of Science (JSPS). The SQUID sensors in this work were fabricated in CRAVITY facilities at AIST.

[1] J. R. Kirtley *et al.*, Appl. Phys. Lett., **66**, 1138 (1995).

[2] H. T. Huy *et al.*, Supercond. Sci. Technol., **26**, 065001 (2013).

[3] S. Miyajima *et al.*, IEEE Trans on Supercond., **25**, 1600704 (2015).

[4] M. Hayashi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 182601 (2012).

## カイラルらせん磁性体/超伝導体二層構造における 渦糸状態の磁場-温度依存性

大阪府立大学

福井 皐丈、加藤 勝、戸川 欣彦

カイラルらせん磁性体は新奇の磁性体として、最近注目を集めている。この磁性体は強磁性交換相互作用と Dzyaloshinsky-Moriya 相互作用の競合により、らせん軸の周りを磁気モーメントがらせん回転する磁気秩序を持ち、磁場の印加によりソリトンの形の磁気秩序が周期的に現れる構造に変化することが知られている[1][2]。

我々はこの磁性体と超伝導体の二層構造に着目した。強磁性体と超伝導体の二層構造において、超伝導体層に渦糸が自発的に形成されることは昔から知られている[3]。一方、カイラルらせん磁性体はらせん磁気秩序を持つため、超伝導体にはヘリカルな磁場が印加されることが考えられる。このヘリカルな磁場により、超伝導体層に均一な磁場の場合とは異なった図1のような渦糸状態が得られることが期待出来る[4]。

我々は、カイラルらせん磁性体と超伝導体の二層構造における渦糸配置と、図2のような温度と磁場を変化させた時の渦糸状態の変化についてシミュレーション研究を行ったので、本発表で議論を行う。

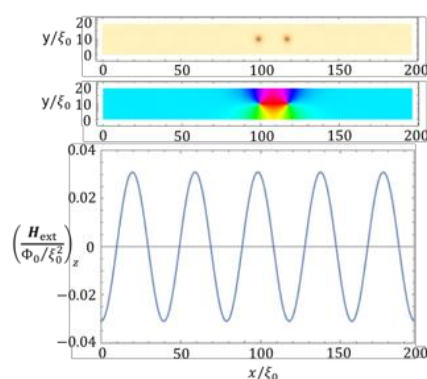


図 1. カイラルらせん磁性体  
からの磁場による渦糸状態

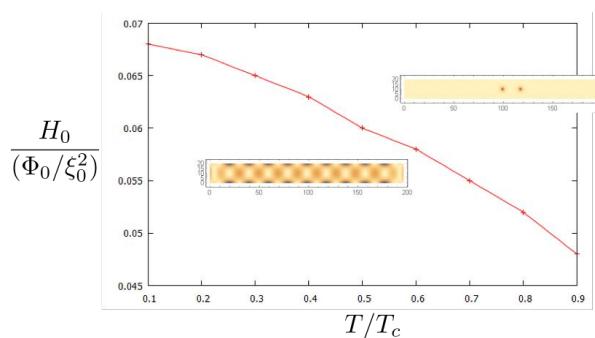


図 2. カイラルらせん磁性体/超伝導体  
二層構造における温度-磁場相図

### 引用文献

- [1] Y. Togawa, et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 107202 (2012)
- [2] J. Kishine, et al., Prog. Theor. Phys. Suppl., **159**, 82 (2005)
- [3] I. F. Lyuksyutov, V. L. Pokrovsky, Adv. Phys. **54**, 1 (2005)
- [4] S. Fukui, M. Kato, and Y. Togawa, Supercond. Sci. Technol., **29**, 125008 (2016)

## 走査型 SQUID 顕微鏡-断層撮影 (CT) に向けて

秋田大学教育文化学部

林 正彦

走査型 SQUID 顕微鏡 (SSM) は、メゾからナノ・スケールでの磁束分布観測の強力なツールであり、渦糸等の観測に力を発揮してきた。しかしながら、従来の測定は2次元面での垂直方向の磁束のスキャンに限られており、本来3次元的な広がりを持つ磁束の観測は試みられていない。一方で、石田グループ (大阪府大) によって、3次元磁場の測定可能な SSM の開発も試みられており [1], その応用には期待が持てる。本研究では、SSM の画像からサンプル内部の3次元的な磁化分布の復元、すなわち、サンプル外部での磁場測定から内部の磁化の「コンピュータ断層撮影」(Computer Tomography, CT, 図1参照) が可能かどうか検討する。

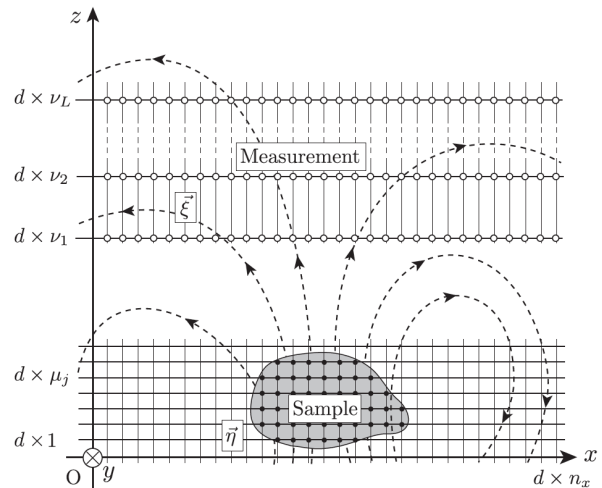


図 1

磁化と磁場とは Biot-Savart の法則 ( $\vec{J}_m = \nabla \times \vec{M}$  で磁化電流密度を定義する) で結ばれており、その関係は線形であることから一般に逆変換が可能と思われるが、実はサンプル外部に一切磁場を作らないような電流配置 (図2) も存在することから、 $\vec{M}$  を完全に決定することは不可能である。一方で、磁荷 ( $Q_m = \nabla \cdot \vec{M}$ ) を導入した場合、外部の磁場はこの磁荷からラプラス方程式を解くことによって得られる磁気ポテンシャルによっても Biot-Savart の法則と同様に記述できる。我々は数値計算の結果、磁荷分布に関しては SSM の測定から良い精度で復元できることを見出した。すなわち、SSM は  $\vec{M}$  を決定することは出来ないが、 $\nabla \cdot \vec{M}$  の情報は得ることが出来ると考えられる。このため、ローレンツ顕微鏡などと相補的なツールとなる可能性が期待できる。

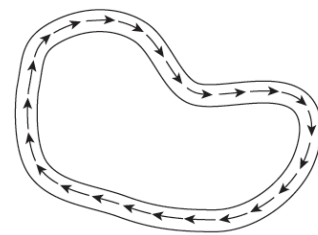


図 2

参考文献：

- [1] S. Miyajima *et al.*, "Vector Pickup System Customized for Scanning SQUID Microscopy", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **25**, 1 (2015).

## 2次元有機超伝導体における FFLO 状態と渦糸ダイナミクス

物材機構<sup>A</sup>, 筑波大数理物質<sup>B</sup>, 広工大<sup>C</sup>, 大阪大<sup>D</sup>, NHMFL<sup>E</sup>, UCL<sup>F</sup>  
 宇治進也<sup>AB</sup>, 杉浦菜理<sup>AB</sup>, 磯野貴之<sup>A</sup>, 菊川直樹<sup>A</sup>, 寺嶋太一<sup>A</sup>,  
 安塚周磨<sup>C</sup>, 坪広樹<sup>D</sup>, 中澤康浩<sup>D</sup>, D. Graf<sup>E</sup>, P. Day<sup>F</sup>

極めて2次元性の強い超伝導体では、面内方向でパウリ常磁性極限 ( $H_{\text{Pauli}}$ ) を超える大きな臨界磁場  $H_{c2}$  が観測されることがある。そこでは、超伝導秩序変数が実空間で振動する Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 超伝導が発現している。FFLO 超伝導が実現するためには、(1) 軌道効果が抑制されていること、(2) 超伝導がクリーンリミットであることが要請されている。一連の層状有機超伝導体では、2次元性が極めて強いために、磁場が伝導面に平行な時には軌道効果が強く抑制されており、結晶の質もよいことから、FFLO 超伝導を研究するもっとも適した超伝導体であると言える。ここでは、特に2次元性の強い層状有機超伝導体  $\beta''$ -(BEDT-TTF)<sub>4</sub>[(H<sub>3</sub>O)X(C<sub>2</sub>O<sub>4</sub>)<sub>3</sub>]Y, X=Ga, Y=Nitrobenzene ( $\beta''$  塩) で出現する FFLO 状態とそのジョセフソンボルテックス (JV) のダイナミクスについて報告する。

図1は $\beta''$  塩 ( $T_c=6\text{K}$ ) の面間抵抗の面内磁場依存性を示している。0.36Kでは、抵抗は約1Tで急激に増加した後になだらかな依存性を示し、約12Tでまた急激に増加する。このステップ的振る舞いは、温度の上昇とともに抑制され、2K以上では、はっきりとは観測できなくなる。また、磁場を面内方位から垂直方位に2度程度傾けただけで、ステップ構造は消失する。このことから、有限な抵抗はJVの運動によるものと理解できる。磁気トルク測定では、20T付近まで大きな反磁性と非可逆的振る舞いが観測できることから、 $H_{c2}$  は20T以上であり、その値は大きく  $H_{\text{Pauli}}$  を超えている。そのため、FFLO 超伝導が発現している可能性が高い。ステップ構造は、FFLO 相への転移に関連したJVのダイナミクスによるものと解釈できる。特に12T以上ではさらに細かい構造が抵抗で観測される。この振る舞いは、FFLO 超伝導秩序変数の振動波長とJV格子間隔との整合効果で説明できる。

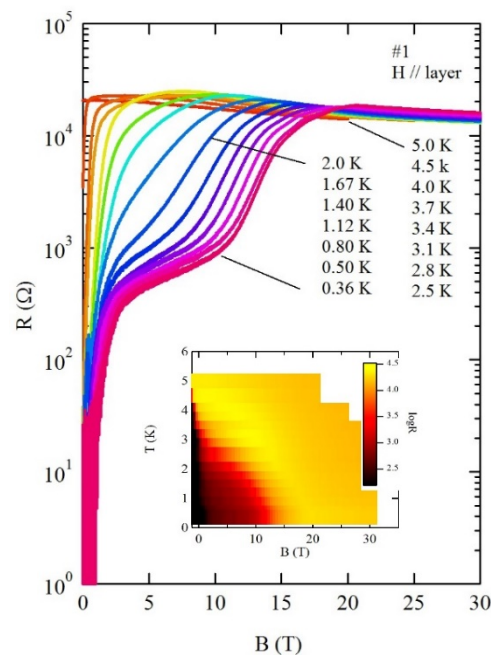


図1： $\beta''$ 塩の面間抵抗の磁場変化。



## 2次元有機超伝導体における渦糸融解と FFLO 転移

<sup>A</sup> 筑波大院数理物質、<sup>B</sup> 物材機構、<sup>C</sup> 理研、<sup>D</sup> アルゴンヌ国立研究所、<sup>E</sup> 広島工業大  
 杉浦栞理<sup>A,B</sup>、磯野貴之<sup>C</sup>、寺嶋太一<sup>B</sup>、J. A. Schlueter<sup>D</sup>、安塚周磨<sup>E</sup>、宇治進也<sup>A,B</sup>

第2種超伝導体では、侵入した磁束は渦糸 (Vortex) を形成し、一般的にアブリコソフ三角格子を組む。低温では Vortex Solid 状態が現れるが、特に二次元(2D)性の強い高温超伝導体や有機超伝導体では、この Vortex Solid が複数の相からなることが指摘されており、超伝導面に対して垂直方向の磁場下ではその詳細が盛んに研究されている。近年、強い 2D 電子系をもつ超伝導体における面平行磁場中では、重心運動量が 0 でないクーパー対による超伝導 (FFLO) 状態の存在を示唆する実験結果が報告されている。FFLO 超伝導では秩序変数が実空間で周期的な構造を持つことで、パウリ極限より大きな臨界磁場 ( $H_{c2}$ ) まで超伝導が安定して存在出来る。超伝導層と平行に磁場を印加し FFLO 状態にあるとき、試料内に秩序変数がゼロになる部分が生じるため、秩序変数の均一な超伝導状態とは異なる Vortex 状態が期待できる。しかし、面内方向の高い臨界磁場ゆえに、面平行磁場下での Vortex 状態の詳細、FFLO 相転移との関連は明らかとなっていない。そこで本研究では、FFLO 相の存在が示唆される 2D 有機超伝導体  $\beta''\text{-(ET)}_2\text{SF}_5\text{CH}_2\text{CF}_2\text{SO}_3$  ( $T_c = 5.2$  K,  $H_{c2\parallel}/H_{c2\perp} \sim 10$ ) [1] を用いた極低温における磁気熱量効果の測定から、面平行磁場中における Vortex の相転移を観測することを試みた。

図 1 に  $\beta''\text{-(ET)}_2\text{SF}_5\text{CH}_2\text{CF}_2\text{SO}_3$  の面内から  $2.5^\circ$  の磁場方位における磁気熱量効果を示す。赤線は磁場を増加、青破線は減少させた時の結果である。それぞれの掃引で磁気熱量効果に明確なヒステリシスを伴う急峻な吸熱・発熱を観測した。一次転移によるものと考えられるこのピークは広い角度範囲で観測され、温度・角度に対して系統的な変化を持つことから、面内を貫く Pancake vortex の融解転移を捉えたものであると考えられる。さらに面内方位では上記のピークとは別に絶縁層内の Josephson vortex の融解転移と思われるピークも観測している。講演ではこれらの結果について詳細に議論する。

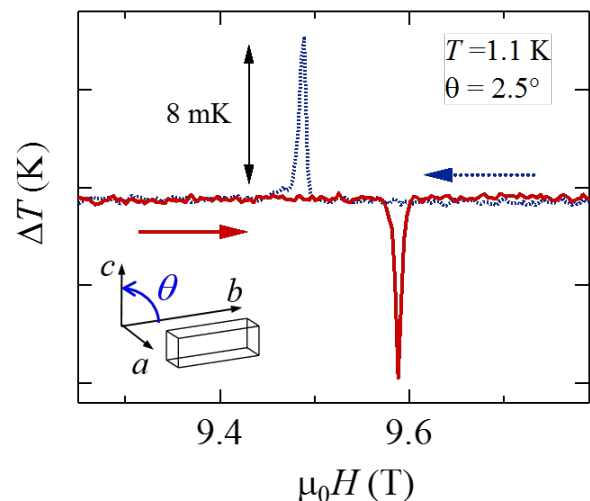


図 1：面内付近の磁気熱量効果。

[1] R. Beyer, *et al.*, Low Temp. Phys. 39(3) (2003)

# ポスター発表

## 層状超伝導体 NbSe<sub>2</sub> 薄膜の超伝導転移のプロセス依存性

筑波大数理物質<sup>1</sup>、JST さきがけ<sup>2</sup>、NIMS<sup>3</sup>、埼玉大<sup>4</sup>

矢部 大輔<sup>1</sup>、鎌水 勝秀<sup>1</sup>、園田 大樹<sup>1</sup>、大塚 洋一<sup>1</sup>、友利 ひかり<sup>1,2</sup>、

渡邊 賢司<sup>3</sup>、谷口 尚<sup>3</sup>、上野 啓司<sup>4</sup>、神田 晶申<sup>1</sup>

【はじめに】層状超伝導体は、膜厚が原子オーダーで均一であるので超伝導蒸着膜に比べて欠陥が少なく、良好な超伝導特性が発現すると期待される。また、膜厚を十分に薄くすることで、エネルギー離散化や次元性が超伝導に及ぼす影響を調べることも可能となる。層状超伝導体のほとんどは大気中で不安定であるので、超伝導転移を起こすのは困難であると従来は考えられていた。しかし、最近グラフェンなどの層状物質で培われた積層技術を応用することで、単層に至る層状超伝導体の超伝導特性が測定されている[1]。そこで本研究では、様々な状況下で作製した層状超伝導体試料の電気伝導特性を比較し、デバイス作製プロセスが超伝導特性に与える影響を明らかにすることを目的とする。

【実験】大気暴露型と内包型の2種類の試料 (Fig. 1) を作製した。大気暴露型は層状カルコゲナイド超伝導体であるセレン化ニオブウム (NbSe<sub>2</sub>) をスコッチテープ法により劈開し、Si 基板上に薄膜 (膜厚 42 nm) を形成した。内包型は Si 基板上に形成した六方晶窒化ホウ素 (hBN) 薄片上にグローブボックス中で NbSe<sub>2</sub> 薄膜 (膜厚 17 nm)、多層グラフェンを転写した。これら2種類のサンプルについて電子線リソグラフィーによる電極接続プロセス、プラズマエッチングによる加工が超伝導特性に与える影響を評価した。

【結果】大気暴露型、内包型試料の抵抗の温度依存性を Fig. 2 に示す。大気暴露型の超伝導転移温度 T<sub>c</sub> は 6.87 K で、ゼロ抵抗が得られた。一方内包型は T<sub>c</sub> = 7.01 K であるが、低温でゼロ抵抗は見られなかった。これは、多層グラフェンと NbSe<sub>2</sub> の接触抵抗が原因であると考えられる。今後、反応性プラズマエッチングによって NbSe<sub>2</sub> を加工し、伝導特性を比較する予定である。

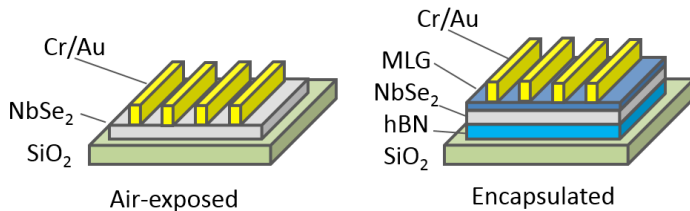


Fig. 1; Schematics of the sample structures.

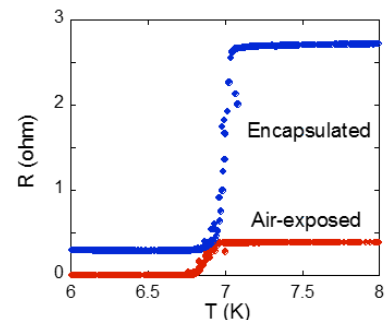


Fig. 2 Temperature dependence of resistances.

【文献】 [1] Y. Cao et al., Nano Lett. 10, 4914(2015); X. Xi et al., Nat. Phys. 12, 139 (2016); A. W. Tsen et al., Nat. Phys. 12, 208 (2016)

## グラフェン/絶縁膜/超伝導体接合界面におけるアンドレーエフ反射率の 入射角度依存性の検討

能藤 高広, 田沼 慶忠\*, 小野田 勝\*, 林 正彦\*\*

秋田大学大学院工学資源学研究所,\*秋田大学大学院理工学研究所,\*\*秋田大学教育文化学部

超伝導電極に接触したグラフェン接合デバイスを設計するにあたり、グラフェン側に侵入した超伝導電子対のペア対称性を明確にする必要がある。ラッシュバ型スピン軌道相互作用を考慮したグラフェン超伝導体接合の分散関係を六方格子モデルを用い、s波対称性と拡張s波対称性に対するゲート電圧特性の計算を行った [1]。ペアポテンシャルの大きさを ( $\Delta_s/t = 0.18$ ) とし、ゲート電圧 ( $\mu/t = 0.10$ ) を与えるとs波、拡張s波共に超伝導ギャップ構造となり、さらにスピン軌道相互作用 ( $\lambda_R/t = 0.15$ ) を作用させるとギャップレス構造となり、ペア対称性の判別が困難であった。以上の結果より、接合界面の電子状態をより詳しく見るためには界面の散乱状態を調べる必要があると考えた。本研究では、常伝導体(グラフェン)/絶縁膜/超伝導体接合モデル [2] を用いて、接合界面における通常反射率とアンドレーエフ反射率  $|R_A|^2$  を計算する。超伝導ペア対称性を等方的なs波と拡張s波、異方的s波について検討する。

図1に常伝導体/絶縁膜/超伝導体接合モデルの模式図を示し、図2にはその散乱過程を示す。波動関数の境界条件を  $\psi|_{x=0} = \psi_I|_{x=0}$ ,  $\psi_I|_{x=L} = \psi_S|_{x=L}$  とした。  $\psi, \psi_I, \psi_S$  はそれぞれ常伝導体、絶縁膜、超伝導体領域の波動関数である。  $\theta, \theta_A$  は電子の入射角、ホールのアンドレーエフ反射角であり、  $p^e, p^h$  は電子、ホールの運動量である。  $\theta_s^e, \theta_s^h$  は超伝導側に透過した電子的、ホールの準粒子の透過角度、  $q^e, q^h$  は各準粒子の運動量であり、  $E_F$  はフェルミエネルギーである。絶縁膜の位相  $\chi = 0$  のアンドレーエフ反射係数  $R_A$  を次式に示す。

$$R_A = \frac{2 \cos \theta [\zeta_+ u(\phi^-) v(\phi^+) - \zeta_- u(\phi^-) v(\phi^+)]}{v(\phi^+) v(\phi^-) Y_- - u(\phi^+) u(\phi^-) Y_+}$$

ここで、  $\zeta_{\pm} = (e^{i\theta_{\pm}} - e^{-i\theta_{\pm}})$ ,  $Y_{\pm} = \zeta_{\mp}(e^{i\theta_{\pm}} + e^{-i\theta_{\pm}})$  である。また、超伝導s波ペアポテンシャルを  $\Delta = \Delta_s$ , 拡張s波ペアポテンシャルを次の3つの場合: (i)  $\Delta(\phi) = \Delta_s + \Delta_0 \cos(4\phi)$ , (ii)  $\Delta(\phi) = \Delta_s + \Delta_0 \cos(3\phi)$ , (iii)  $\Delta(\phi) = \Delta_s + \Delta_0 \cos(6\phi)$  とし、  $\phi$  は超伝導ペアポテンシャルの位相を表す。

常伝導体側から入射角度  $\theta$  で運動し絶縁膜でホールで反射されるアンドレーエフ反射率  $|R_A|^2$  を計算した。入射角度 ( $\theta = 0, \pm\pi/3, \pm\pi/4, \pm\pi/6$ ) に対し、超伝導電極に対する結晶回転角  $\alpha$  を変化させて反射率  $|R_A|^2$  の角度依存性を調べた。図3は拡張s波(ii)での  $\alpha = \pi/4$  としたときの計算結果である。入射角  $\theta > 0$  で超伝導体に入射する電子はアンドレーエフ反射が起きやすいが、  $\theta < 0$  で超伝導体に入射する電子はペアポテンシャルがノード付近で抑えられるためアンドレーエフ反射が起きにくい。このことから、ペアポテンシャルの波数に依存して起こるアンドレーエフ反射が、計算した反射率より確認することができた。拡張s波(i), (iii)においても、対称性の違いによりノードの位置は異なっているが、アンドレーエフ反射はノード付近で抑えられ、ペアポテンシャルの波数に依存していることが確認できた。今後は異方的s波についても計算を行い、異方的s波のノードがアンドレーエフ反射率にどのように影響するかを調べ、拡張s波の場合と比較する。

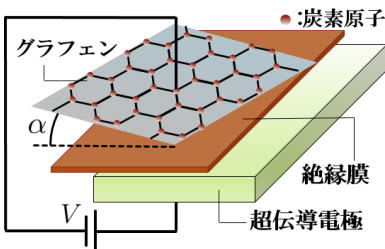


図1 グラフェン/絶縁膜/超伝導体接合モデル

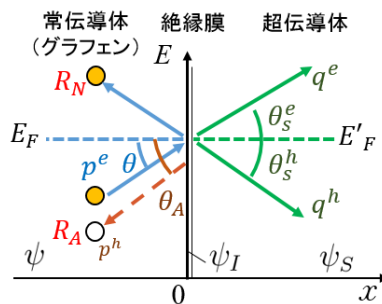


図2 接合界面の散乱

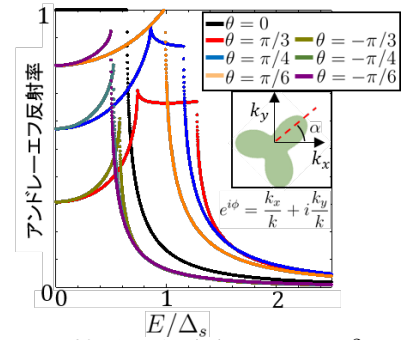


図3 拡張s波(II)での  $|R_A|^2$

参考文献

- [1] 能藤高広, 田沼慶忠, 小野田勝, 平成 27 年度電気関係学会東北支部連合大会 1C01.
- [2] J. Linder, and A. Sudbø, Phys. Rev. B 77, 064507(2008).

## 高圧ねじり加工で作製された NbTi の磁化特性と 微細欠陥構造との相関

九産大工<sup>A</sup>, 九大院工<sup>B</sup>, 九大 I2CNER<sup>C</sup>, 東北大金研<sup>D</sup>

西寄照和<sup>A</sup>, K. Edalati<sup>B,C</sup>, 堀田善治<sup>B,C</sup>, 阿久根忠博<sup>A</sup>, 坂本進洋<sup>A</sup>,  
野島 勉<sup>D</sup>, 井口 敏<sup>D</sup>, 佐々木孝彦<sup>D</sup>

Nb と Ti の粉末を原材料として室温で高圧ねじり (High-Pressure Torsion: HPT) 加工 (回転数  $N = 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100$ ) を行った場合,  $N = 50$  以上では均一な NbTi 合金が作製できることを報告してきた[1,2]. 本研究では, HPT 加工で作製した NbTi 合金の臨界電流密度  $J_c$  の磁場依存性とそのアニール効果について報告する. HPT 加工法は結晶粒を微細化できるだけでなく, 加熱溶解することなく原子を拡散させて合金を作製できるという特徴的な手法であり, ひずみや欠陥を多量に含む合金を作製することが可能になる. 図 1 に HPT-NbTi ( $N = 50$ ) の臨界電流密度  $J_c$  の磁場依存性を示す. HPT 直後の微細結晶粒を持つ NbTi では磁場依存性が弱く高磁場領域まで高い  $J_c$  を示すのに対し,  $1000^\circ\text{C}$  で 24 時間溶解処理を行った粗大結晶粒を持つ NbTi では  $J_c$  は急激に低下する. このことは, HPT 加工による微細構造が磁束ピン止めに有効であることを示している. HPT-NbTi を  $300^\circ\text{C}$ , 1h で熱処理を行った場合, 高磁場領域での  $J_c$  はアニール前よりも小さいが, アニール時間とともに増加しており, アニール条件の最適化により更なる増加が期待できる. 一方,  $\sim 1$  T 以下の低磁場領域ではアニール前よりも  $J_c$  が増加しており, アニールによって析出する  $\alpha$ -Ti のラメラ構造による磁束ピン止め効果によると考えられる. 講演では, 微細欠陥構造と  $J_c(H)$  の相関について議論する.

参考文献: [1] K. Edalati et al., Acta Materialia 80 (2014) 149. [2] 西寄他, 日本物理学会第 71 回年次大会 (21pAR-8).

謝辞: 本研究は, 公益財団法人高橋産業経済研究財団の平成 28 年度研究助成の援助を受けて実施されました.

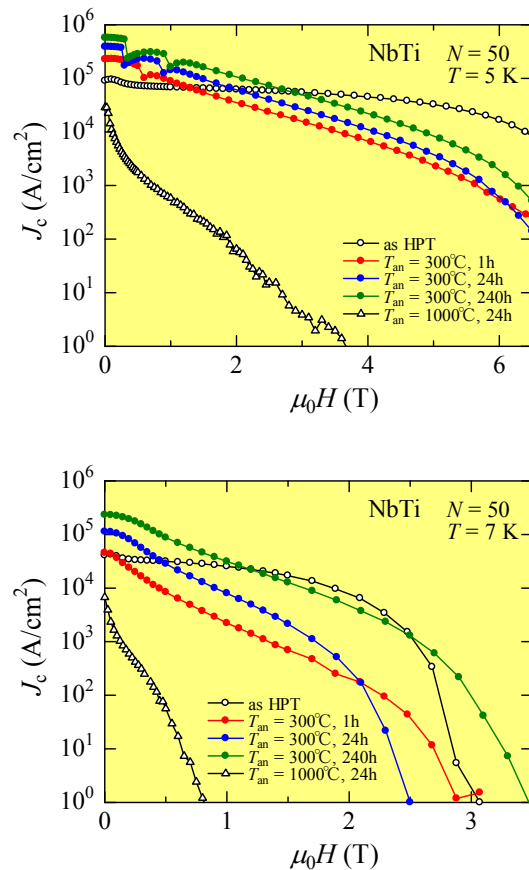


図 1: HPT 法で作製した NbTi の  $T = 5$  K と  $T = 7$  K における臨界電流密度  $J_c(H)$ .

## ナノロッドを含む $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜における渦糸構造の SQUID 顕微鏡観測

九産大工<sup>A</sup>, 名大院工<sup>B</sup>, 東北大金研<sup>C</sup>, 九工大院工<sup>D</sup>

西寄照和<sup>A</sup>, 一野祐亮<sup>B</sup>, 吉田 隆<sup>B</sup>, 野島 勉<sup>C</sup>, 淡路 智<sup>C</sup>, 松本 要<sup>D</sup>

$\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (RE= rare earth) 超伝導薄膜では, 成膜時に  $\text{BaMO}_3$  (M = Zr, Sn, Hf) などのナノロッドを成長させることで, 人工的にピン止め中心を導入することが可能であり, 実際に, ナノロッドを含む薄膜では高磁場領域まで高い臨界電流密度  $J_c$  が観測されている[1].

本研究では,  $\text{Ba}_2\text{SmNbO}_6$  (BSNO) や  $\text{BaHfO}_3$  (BHO) などのナノロッドを含んだ  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (SmBCO) 薄膜において, 走査 SQUID 顕微鏡 (SSM) を用いて磁場中における渦糸構造を観測した. 薄膜試料はパルスレーザー蒸着法によって  $\text{LaAlO}_3(100)$  単結晶基板上に製作された. また, SSM 測定では, 磁場中冷却後の渦糸構造を  $T = 4.9 \text{ K}$  において観測した.

図 1(a)に BSNO を含む SmBCO 薄膜の渦糸構造を示す. 渦糸は印加磁場 ( $1\mu\text{T}$ ) に対応した平均渦糸間距離  $a_0$  ( $\sim 49\mu\text{m}$ ) でランダムに配置しており周期構造は見られない. また, 図 1(b)に示すように, 渦糸間距離が  $a_0$  と比べて極端に短い渦糸対が観測された(白破線内). その距離は  $r \sim 12 \mu\text{m}$  であり, 17 倍の強さの印加磁場の渦糸間距離に相当する. これらの結果は, BSNO を含む SmBCO 薄膜では渦糸を三角格子配置から変位させるランダムなピン止め中心が広く分布すること, また, 複数の渦糸を近接させる局所的に強いピン止め中心が存在することを意味している.

図 1(b)の破線領域では, 渦糸 1 は  $3\mu\text{T}$  の磁場の場合でも同じ位置にとどまるが, 渦糸 2 は渦糸 1 の周りを移動して異なる方向に対を形成する. このことから, 破線領域では強いピン止め中心が多数分布し, 複数の渦糸を近接した配置で捕らえるピン止めポテンシャルを形成していると考えられる. 講演では, 3 個以上の渦糸によるクラスター状の渦糸配置についても報告する予定である.

### 参考文献

[1] S. Miura, Y. Yoshida, Y. Ichino, A. Ichinose, K. Matsumoto and S. Awaji, J. phys.: Conf. Ser., 507 (2014) 022021.

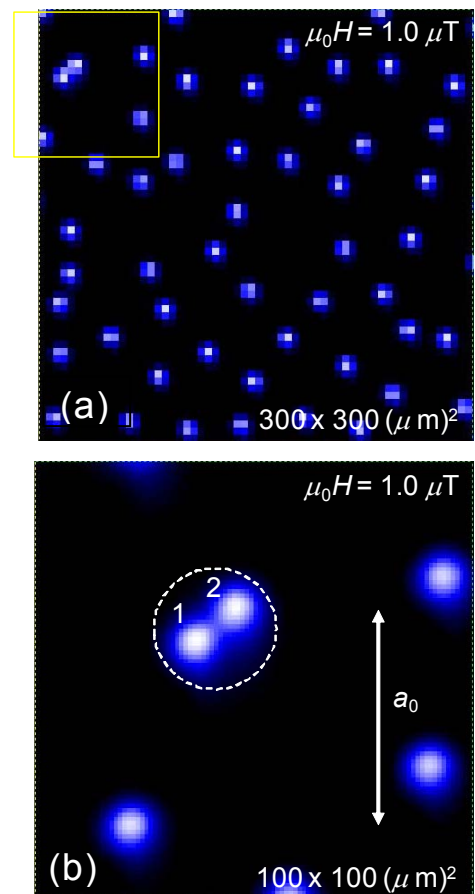


図 1: BSNO を含む SmBCO 薄膜における SSM 像. 図(b)は図(a)の黄色領域の渦糸配置.

## 異方的エアロジェル中の超流動 $^3\text{He}$

### —グラディエント項—

長村夏生

#### 概要

エアロジェル中の  $^3\text{He}$  において、エアロジェルは不純物散乱としての役割を果たす。エアロジェルが大局的に等方的な場合、乱れのランダムネスについて平均をとると、局所的な異方性は均され、超流動  $^3\text{He}$  の GL 方程式には反映されないが、エアロジェルに一定方向の大局的な一様圧縮・伸長を加えることで、GL 方程式に異方性を持たせることができる。これまで、異方性を取り入れた結果が、バルク項においてのみ計算されていたが、今回は、グラディエント項において、異方性を取り入れた場合について、考察を行った。

#### 引用文献

- [1] K. Aoyama and R. Ikeda, Phys. Rev. B 73, 060504 (2006).
- [2] R. Ikeda and K. Aoyama, Phys. Rev. B 79, 064527 (2009).

## 理想ボーズ・フェルミ気体のカノニカル分布における二粒子相関

北大理

北孝文<sup>1</sup>、筒井和政<sup>1</sup>

理想ボーズ・フェルミ粒子系の熱力学的性質の計算は、標準的にグランドカノニカル分布を用いて行われる。しかし、ボーズ・アインシュタイン凝縮(BEC)が起こった理想ボーズ気体では、粒子数揺らぎが粒子数と同程度に大きいという非物理的結果が得られる[1,2]。従って、BEC相の揺らぎや二粒子相関については、カノニカル分布を用いた計算を行う必要がある。しかし、そのような計算は、これまで実行されてこなかった。

本研究では、カノニカル分布における「縮約された密度行列」について、新たな解析的表式を導出した[3]。この表式は、カノニカル分布における「ウィックの定理」に相当するものである。そして、その表式を用いて、理想ボーズ・フェルミ粒子系の二粒子相関を有限粒子系について数値的に正確に計算した[3]。その結果は、熱力学的極限で、「異常平均」を有限に残した結果に近づいていく。詳細は講演の場に譲る。

## 参考文献

- [1] I. Fujiwara, D. ter Haar, and H. Wergeland, *J. Stat. Phys.* **2**, 329 (1970).
- [2] R. M. Ziff, G. E. Uhlenbeck, and M. Kac, *Phys. Rep.* **32**, 169 (1977)..
- [3] K. Tsutsui and T. Kita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 114603 (2016).



## 超伝導体におけるLorentz力とKopnin力、状態密度の傾きの効果

北大理

大内 まり絵、植木 輝、北 孝文

Londonは超伝導における彼の現象論的方程式にLorentz力を取り込み、超伝導電流が流れるときは常にホール効果による電荷が出現することを予言した[1]。一方で、KhomskiiとFreimuthは、超伝導渦糸状態において、渦中心を正常金属とみなし、それ以外の超伝導状態の領域と化学ポテンシャルの差を考慮することで、渦中心に電荷が溜まると予言した[2]。実験では、NMR/NQR測定により渦中心に電荷が出現することがKumagaiらによって確認され[3]、理論的にも超伝導状態における平均場理論であるBogoliubov-de Gennes方程式によって渦糸周りの電荷が計算されている。しかし、渦の帯電効果の起源は何かという問いには未だに答えられていない。その原因として、従来の準古典方程式やGinzburg-Landau方程式では電荷を計算することができなかったことが挙げられる。

最近、松原形式でLorentz力を含む準古典方程式が導出された[4]。従来の準古典理論は準古典パラメータ $\delta$ の1次のオーダーを全て落としていたため、超伝導渦周りの電荷を計算することができなかったが、この準古典方程式によりLorentz力による電荷などの物理量を計算することができるようになった。また、ArahataとKatoらによって、二次元s波超伝導体におけるフラックスフローホール効果の研究で、Keldysh形式のLorentz力とKopnin力を含む準古典方程式が用いられている[5]。しかし、Arahataらの準古典方程式は同じ $\delta$ オーダーである状態密度(DOS)の傾きの効果を考慮していないため、等方的な二次元Fermi面の超伝導体にはしか適用できない。そこで、私たちは一般的なFermi面でも議論ができるよう、Lorentz力に加え、Kopnin力とDOSの傾きを入れた準古典方程式を松原形式で導出した。この準古典方程式は $\delta$ の一次のオーダーの寄与を全て統一的に含めており、渦糸の帯電の起源は何かという問題にアプローチできるのではないかと考えている。

本講演では、私たちが導出した拡張準古典方程式を用いて、s波超伝導体の三次元一様系においてDOSの傾きが与える超伝導状態密度のエネルギー依存性や化学ポテンシャルを計算した結果を報告する。また、s波超伝導体の二次元渦糸状態において、Lorentz力やKopnin力が与える電荷などの物理量への寄与について議論する。

### 参考文献

- [1] F. London, *Superfluids* (Dover, New York, 1961), Vol. 1, p. 56.
- [2] D. I. Khomskii and A. Freimuth, *Phys. Rev. Lett.* 75, 1384 (1995).
- [3] K. Kumagai, K. Nozaki, and Y. Matsuda, *Phys. Rev. B* 63, 144502 (2001).
- [4] H. Ueki, W. Kohno and T. Kita, *J. Phys. Soc. Jpn.* 85, 064702 (2016).
- [5] E. Arahata and Y. Kato, *J. Low Temp. Phys.* 175, 346 (2014).

## 三次元的複雑構造の超伝導体における臨界状態

大阪府立大学

大井 慎典、加藤 勝

超伝導体中の渦糸には、渦糸間での斥力とピン留め中心からの引力がはたらくが、有限の超伝導体に磁場を印可していった場合にこれらの力のつり合い、渦糸が動かない平衡状態となり、これを臨界状態と呼ぶ[1]。しかし薄板のような試料の端で外部磁場が局所的に強くなると渦糸が樹状構造をなして侵入することが分かっている。この現象は以下のように説明できる。渦糸が侵入することで発熱するが、物質の熱容量と熱伝導性が小さいときに温度が上昇し、そのため渦糸がピン留め中心から動きやすくなり、さらに渦糸が超伝導体内部に侵入するという正のフィードバックが生じる。この現象は渦糸雪崩と呼ばれ、その発生条件や構造は磁場の大きさや物質の形状に依存することが分かっている。

今回はまず、二枚の超伝導板を重ねた構造での臨界状態を調べた。Maxwell 方程式を、三次元的な超伝導体構造の計算モデルにおいて、解くシミュレーションを行ったので、その結果を報告する。

### 引用（参照）文献

[1]E.Altshuler and T.H.Johansen Rev.Mod.Phys.76,489(2004)