

## 渦糸物理の将来

筑波大学数理物質系

門脇 和男

磁場中の超伝導状態は超伝導の舞台となる結晶の電子状態によって左右されることは当然であるが、これまで超伝導の対形成相互作用の持つ特定の対称性やトポロジカル絶縁体などの研究が注目を集め、対称性による超伝導状態への効果が盛んに議論されている。その中で注目すべき現象として以下の4項目を取り上げ、今後の超伝導磁束状態の研究分野の発展につながることを期待したい。

1. マルチバンド系の超伝導磁束状態<sup>1</sup>
2. トポロジカル超伝導体の磁束状態<sup>2</sup>
3. 空間反転対称性の破れた超伝導状態<sup>3</sup>
4. 新しい磁束状態を求めて<sup>4</sup>

### 引用（参照）文献

[1]. V. G. Kogan and R. Prozorov, Rep. Prog. Phys. **75** (2012) 114502.

[2]. J. Acicea, Rep. Prog. Phys. **75** (2012) 076501.

[3]. “*Non-Centrosymmetric Superconductors: Introduction and Overview*”, ed. by E. Bauer and M. Sigrist (Springer, Berlin, 2012) Lecture Notes in Physics.

[4]. G. R. Berdiyrov *et al.*, to be published.

## 磁束線格子構造因子の横磁場成分の準古典理論評価

岡山大学 自然科学研究科・物理科学

市岡優典、石原将裕、天野雄次郎、町田一成

$ab$  方向と  $c$  方向の超伝導相関長が大きく異なる一軸異方的な超伝導体において、磁場方向を  $ab$  面からわずかに傾けた場合の渦糸状態について考察する。この場合は、内部磁場において磁束方向に垂直な横磁場成分が発生する。この横磁場成分は、系のトルクに影響する他、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [1]や  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ [2]で報告されたように中性子小角散乱のスピンフリップ散乱として観測される。そこで、横磁場成分の空間構造や大きさの定量的な理論評価が必要になるが、これまではロンドン理論による評価[3]しかなかった。そこで、我々は、定量的にも信頼性のある準古典 Eilenberger 理論により、 $ab$  面から磁場を傾けた場合の渦糸状態の空間構造を計算し、磁束線格子構造因子の横磁場成分などの振舞いについて理論評価を行なった。

我々の計算では、異方性比 60 の擬 2 次元円筒形フェルミ面を用い、磁場が  $c$  方向の時の GL パラメータ  $\kappa$  が 2.7 とした。磁場を  $ab$  面から少しずつ傾けた場合について、Eilenberger 方程式を数値的に解いて、磁束格子状態の超伝導秩序変数と内部磁場分布の空間構造をセルフコンシステントに決定した。そして、その内部磁場の横磁場成分の空間構造を考察するとともに、磁束線構造因子を計算し、磁場方向の角度  $\theta$  に対する依存性(図 1)について定量的評価をした。また、パウリ常磁性対破壊効果の寄与や、超伝導対称性がカイラル  $p$  波の場合についても議論する。カイラル  $p$  波の場合には、磁場の関数としてカイラル・非カイラル転移が起きるが、この転移は磁場を面内から傾けると消えてしまうことも指摘したい[4]。

[1] P.G. Kealey *et al.*, Phys. Rev. B **64** (2001) 174501.

[2] C. Rastovski, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 087003.

[3] S.L. Thiemann, *et al.*, Phys. Rev. B **39** (1989) 11406.

[4] M. Ishihara, *et al.*, Phys. Rev. B **87** (2013) 224509.

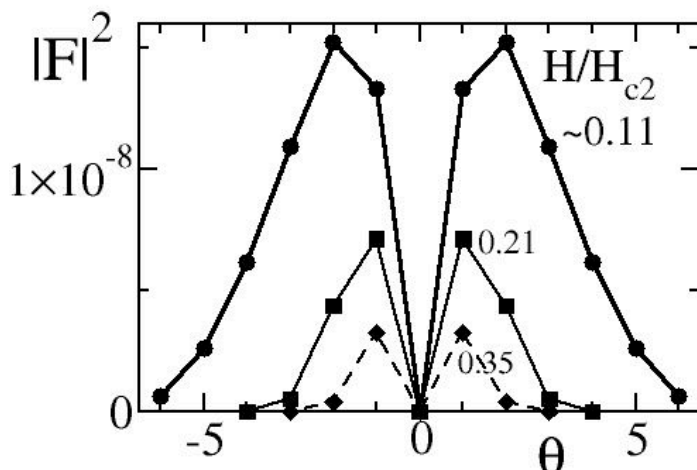


図 1. 横磁場成分の磁束線構造因子  $|F|^2$  の  $ab$  面からの角度  $\theta$  に対する依存性。  $T = 0.1T_c$  において  $H/H_{c2} = 0.11, 0.21, 0.35$  の 3 つの磁場の場合を示す。  $H$  と  $F$  は  $ab$  方向の  $H_{c2}$  でスケールし、磁束格子の単位格子の縦横比は、各  $\theta$  で超伝導異方性から期待される値とした。

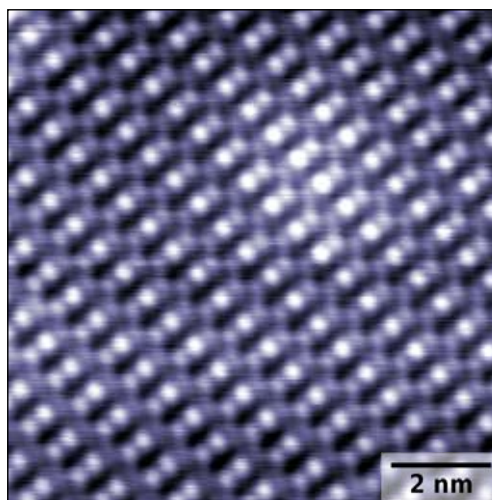
## シリコン表面インジウム単原子層における超伝導の 走査トンネル分光測定

<sup>1</sup>物質・材料研究機構、<sup>2</sup>東京大学物性研究所

吉澤俊介<sup>1</sup>、Howon Kim<sup>2</sup>、長谷川幸雄<sup>2</sup>、中山知信<sup>1</sup>、内橋隆<sup>1</sup>

半導体表面に蒸着した金属原子がつくる単原子厚さの超構造には超伝導を示すものがあり[1]、そのような超伝導体のひとつ Si(111)-(R7xR3)-In (図) では、約 3 K 以下でマクロな超伝導電流が流れることが実験的に確かめられている[2]。バルクの超伝導体の性質が表面の詳細にあまりよらないのと対照的に、単原子厚さの超伝導体では試料表面の欠陥、とくに基板に必ず存在するステップが、超伝導特性や渦糸のふるまいを大きく左右すると予想される。

今回、Si(111)-(R7xR3)-In の極低温・磁場中走査トンネル分光を行い、この系において初めて渦糸芯を観測し、渦糸の配置と表面構造との対応を調べることに成功した。テラスの狭い領域では渦糸はステップを選んで侵入し、渦糸芯はステップにそって伸びていた。渦糸は広いテラスにも侵入して、そこでは三角格子に近い配置をとり、各々の渦糸芯の形は等方的であった。ステップに位置する渦糸では、テラスに位置する渦糸に比べ、芯における超伝導の破壊が抑えられていた。講演では実際のデータを紹介するとともに、これらの結果の解釈についても議論する。



図： Si(111)-(R7xR3)-In 表面の STM 像 (500 mV, 50 pA)

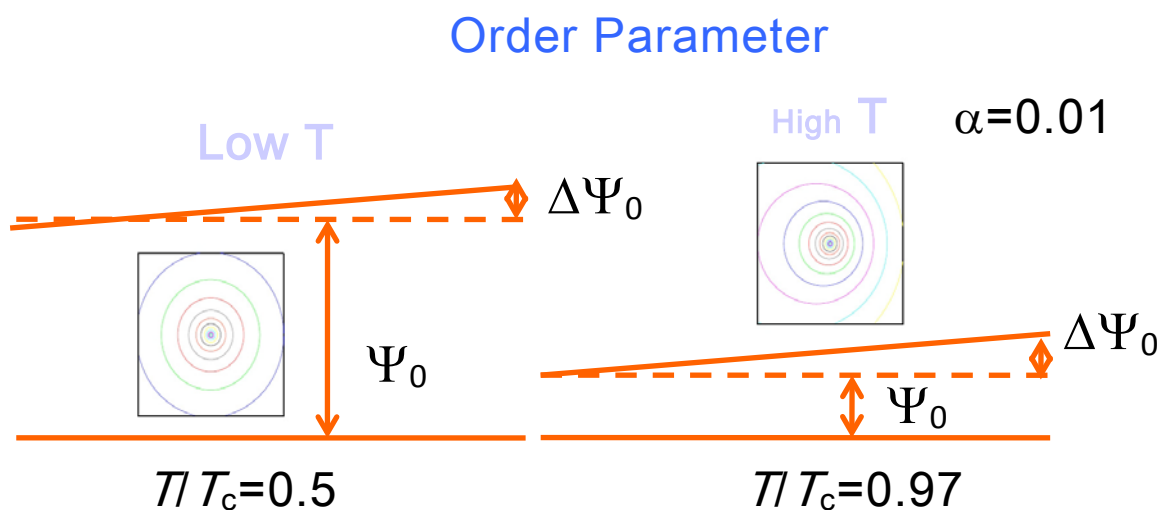
[1] T. Zhang et al.: Nature Physics 6, 104 (2010).

[2] T. Uchihashi et al.: Phys. Rev. Lett. 107, 207001 (2011).

## 傾斜組成超伝導体の磁束量子

日本原子力研究開発機構 先端基礎研究センター  
岡安 悟

地上重力の 100 万倍の遠心加速度場（超重力場）下における極端な非平衡状態を通じて、固体内での構成原子の沈降を引き起こすことが可能となる。超重力場印加中は重い構成元素が重力場方向に沿って沈降し、印加をやめるとその状態が固定されるため、組成比が空間的に変化する「傾斜組成」を持つ物質を作製することができる。InPb の様な全率固溶の合金では、組成比が連続的に空間変化する試料を作製できる。このような傾斜組成を有する試料は、物質パラメーターに連続的に変調を加えた構造を有する。InPb のような合金超伝導体では、組成比に応じて超伝導転移温度が変化する。組成比が空間的に連続変化しているということは、超伝導転移温度も空間的に連続に変化しており、これは超伝導オーダーパラメータが空間的に連続的に変化している状態が形成されていることを表している。このような状態が試料の超伝導特性にどのような影響を与えるかについて議論をする。



### 3次元構造超伝導ストリップアレーにおける 磁束雪崩の磁気光学イメージング

<sup>a</sup>東大院工、<sup>b</sup>産総研

土屋雄司<sup>a</sup>、三根章詞<sup>a</sup>、多田晋也<sup>a</sup>、卞舜生<sup>a</sup>、永沢修一<sup>b</sup>、日高睦夫<sup>b</sup>、為ヶ井強<sup>a</sup>

近年の微細加工技術の発展に伴い、3次元構造を持つ超伝導体素子の開発が盛んに行われている。例えば、磁気クロッキングを可能にする電磁気メタマテリアル、従来の半導体素子を用いた集積回路の性能を飛躍的に発展させる単一磁束量子素子、交流損失を抑制する Roebel 送電ケーブル等がある。一方、超伝導体における熱磁気不安定性は、ノイズや臨界電流密度の減少を引き起こすとして問題となっており、反磁場効果が強くなる薄膜超伝導体において発生しやすい。また、以前の研究結果として、簡単な3次元構造である超伝導ストリップを配列した系において反磁場効果が増加し、その結果として特異な電磁応答を示すことが数値計算から報告されている[1]。よって、3次元構造超伝導における熱磁気不安定性の発生条件や発生機構を解明することは非常に重要である。我々は、2層の3次元構造を持つ超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩現象について既に報告している[2]。

我々は、産総所の超伝導クリーンルーム GRAVITY において、平坦化プロセスを含んだ Nb 複数層超伝導体作製技術を用いて、図1に示す3次元構造を持つ Nb 超伝導ストリップアレーを2層、3層積層した試料を作製し、磁気光学イメージングを行った。その結果、図2に示す磁気光学像のように、空間的に不均一な磁束雪崩が観測された。本講演では、磁束雪崩の形状のストリップ層数依存性と、磁束雪崩発生条件について議論する予定である。

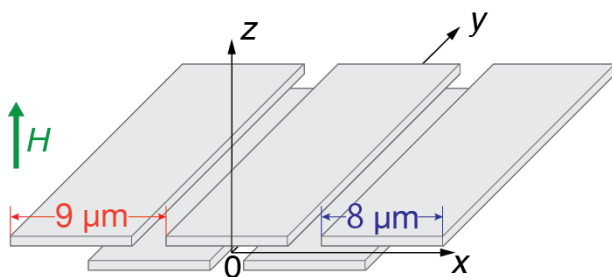


図1 ストリップアレー構造の模式図。

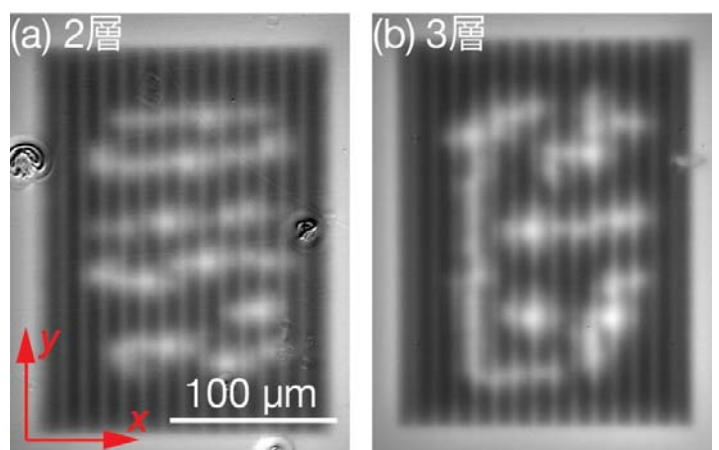


図2 (a) 2層、(b) 3層 Nb 超伝導ストリップアレーにおける磁束雪崩の磁気光学像。5 K、110

#### 参考文献

[1] Y. Mawatari, Supercond. Sci. Technol. **26**, 074005 (2013).

[2] Y. Tsuchiya *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **26**, 095004 (2013).

## 走査型 SQUID 顕微鏡の製作

大阪府立大学・工<sup>A</sup>、大阪府大・ナノ研<sup>B</sup>、秋田大学<sup>C</sup>、産総研<sup>D</sup>

宮嶋茂之<sup>A</sup>、岡本拓人<sup>A</sup>、松本仁志<sup>A</sup>、

林正彦<sup>C</sup>、前澤正明<sup>D</sup>、日高睦夫<sup>D</sup>、石田武和<sup>A,B</sup>

走査型 SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) 顕微鏡は、SQUID の検出コイルを試料表面で XY 走査して磁束の局所面密度分布を調べることのできる装置であり、SQUID 素子の磁場測定感度が優れていることから磁束線物理、電子工学、バイオ科学、スピントロニクスなど幅広い分野で応用が見込まれる[1]。我が国でも、走査型 SQUID 顕微鏡が市販され広く研究機関で活用された歴史がある。しかし、当該製品は製造中止になり、メーカーによるメンテナンス期間も終了した。

我々は、独自に SQUID 素子の設計と作製を開始した。SQUID 素子は産総研 CRAVITY を使用した Nb 多層プロセスによって作製され、高い再現性を持つ SQUID 素子を作製することが出来る。また、SQUID の回路構成及び検出コイルの形状、サイズ等をカスタマイズすることで、高感度・高分解能の走査型 SQUID 顕微鏡を実現できる。図 1 に設計した SQUID の等価回路、図 2 に作製された SQUID の顕微鏡写真を示す。作製された SQUID はグラジオメータ構造になっており、雑音となる環境磁場を打ち消す工夫がされている。検出コイルの内径は  $6\ \mu\text{m}$  としており、高い空間分解能が得られる。ジョセフソン接合の臨界電流密度は  $320\ \text{A}/\text{cm}^2$  であり、臨界電流値を  $12.5\ \mu\text{A}$  としている。チップのサイズはセイコーの SQUID 素子と同様の  $2.9\ \text{mm}$  角としチップを置き換えるだけで試料の評価が可能とした。

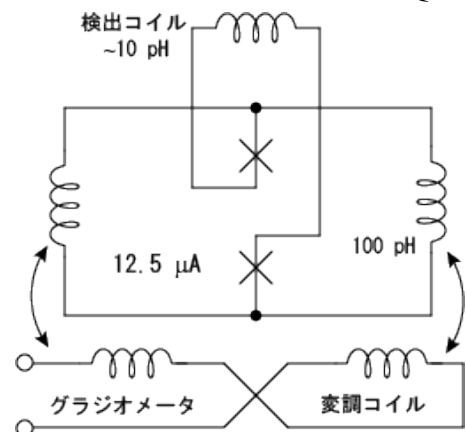


図 1. SQUID 素子の等価回路図。

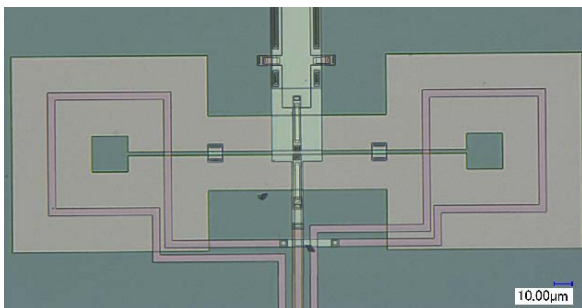


図 2. 作製された SQUID の顕微鏡写真。

目的はいくつかあり、検出コイルの走査系を含めた独自の SQUID 顕微鏡の製作計画を立てる。また、逆ビオサバル法による画像再構築を行う手法を用いて空間分解能を  $100\text{nm}$  クラスに向上させる試みを行う[2]。さらには、3次元の磁化分布を再構築できるアルゴリズムを作成する。

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

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

## パルス超強磁場領域における高周波電気伝導度測定により決定された LSCO 単結晶の上部臨界磁場

<sup>A</sup> 東京大学物性研究所, <sup>B</sup> Univ. of Mutah, <sup>C</sup> 上智大理工, <sup>D</sup> 東北大工

<sup>A</sup> 中村大輔, <sup>A</sup> 松田康弘, <sup>B</sup> Moaz M. Altarawneh, <sup>C</sup> 足立匡, <sup>D</sup> 小池洋二, <sup>A</sup> 嶽山正二郎

一巻きコイル法や電磁濃縮法で到達できるようなマイクロ秒かつ100テスラ以上のパルス超強磁場領域における金属的な物質の電氣的測定は、試料に生じる eddy 電流や、磁場発生に伴う電磁ノイズとの干渉によって一般に困難であるとされており、いまだ超強磁場領域の物性研究は数少ない[1]。しかし近年、高周波回路技術の発達によって、YBCO における量子振動[2]のような電氣的測定が、ミリ秒程度のパルス幅を持つ非破壊マグネットで到達可能な100テスラ以下の強磁場領域では可能になりつつある。電磁ノイズとの干渉を防いで、超強磁場下での高感度な伝導度測定を可能にするために、我々は300-900 MHz帯における非接触の高周波電気伝導度測定系を構築した。自己共振コイル[3]の上に試料を置くと、試料の電気伝導度を反映して共振コイルの透過パワースペクトルが変化する。これを透過した高周波信号の振幅および位相の変化として検出した。

測定系の評価として、 $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_4$  (LSCO)単結晶の上部臨界磁場( $H_{c2}$ )を調べた。LSCOについては、これまでにネルンスト効果[4]や電子比熱[5]の測定による  $H_{c2}$  の報告がなされているが、これらの測定から見積もられた  $H_{c2}$  は低い磁場領域での測定結果を外挿したものであり、直接的に  $H_{c2}$  付近の磁場領域の物性測定が行われたわけではない。このため、信頼性の高い  $H_{c2}$  の情報を得るためには、超強磁場環境で直接物性測定を行う必要があると考えられる。パルス磁場発生には一巻きコイル法を用いて、100テスラを超える磁場下での測定を行った。外部磁場によって超伝導-常伝導転移したことによる、試料の電気伝導度の変化が観測された。講演では、パルス磁場(一巻きコイル法)下における装置開発の詳細や、LSCOの測定結果、ならびに電磁濃縮法を用いた700テスラの超強磁場下での測定系の開発についても紹介する予定である。

### 参考文献

- [1] T. Sekitani *et al.*, *Physica B* 346–347, 319 (2004).
- [2] S. E. Sebastian *et al.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 107, 6175 (2010).
- [3] M. M. Altarawneh, *Rev. Sci. Instrum.* 83, 096102 (2012).
- [4] Y. Wang, L. Li, and N. P. Ong, *Phys. Rev. B* 73, 024510 (2006).
- [5] Y. Wang and H.-H. Wen, *Europhys. Lett.* 81 57007 (2008).

## 磁場中角度分解電子ラマン散乱による 超伝導ギャップの異方性の解析

東京大学物性研究所<sup>A</sup>，大阪府立大学 ナノ科学・材料研究センター<sup>B</sup>

岡田 大<sup>A</sup>，林 伸彦<sup>B</sup>

銅酸化物高温超伝導体など、異方的な秩序変数を持つ超伝導体は数多く知られている。このような超伝導体の秩序変数の異方性を決定することは超伝導の対形成機構の解明には不可欠である。秩序変数の異方性を決定するための重要な実験の一つに、超伝導体に印加する磁場方位を変化させて比熱や熱伝導率などの物理量を測定し、その物理量の変化から秩序変数のノードの位置を特定する研究手法がある。この手法は、例えば重い電子系の超伝導体CeMIn<sub>5</sub> ( $M = \text{Rh, Co, and Ir}$ )など、様々な超伝導体の秩序変数の異方性を決定する実験として行われてきた[1]。

本研究は、この研究手法が有効に機能する新たな物理量として電子ラマン散乱の散乱振幅に注目し、磁場方向に対してどのような依存性を持つかを調べた。従来の磁場方位依存性を調べる実験とは異なり、電子ラマン散乱はエネルギーが自然な変数となるような実験である。本発表では、一つの例として、2次元 $d_{x^2-y^2}$ 波の秩序変数を持つ超伝導体の電子ラマンスペクトル(電子ラマン散乱強度 $\langle \text{Im} \chi_{\rho\rho}(\omega) \rangle_{H(\alpha)}$ のラマンシフト $\omega$ 依存性)の面内磁場角度 $\alpha$ 依存性をグリーン関数法、特にドップラーシフト法[2]を用いて計算した結果を紹介する。磁場強度や温度を変化させることなく、電子ラマン散乱のエネルギー帯域によって磁場角度 $\alpha$ に対するスペクトルの極値が移り変わる現象を発見した。秩序変数の磁場方位依存性を調べる研究の新たな一つの手法として、実験家に本手法を提案したい。

[1]K. An *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 037002 (2010).

[2]I. Vekhter *et al.*, Phys. Rev. B. **59**, R9023 (1999).

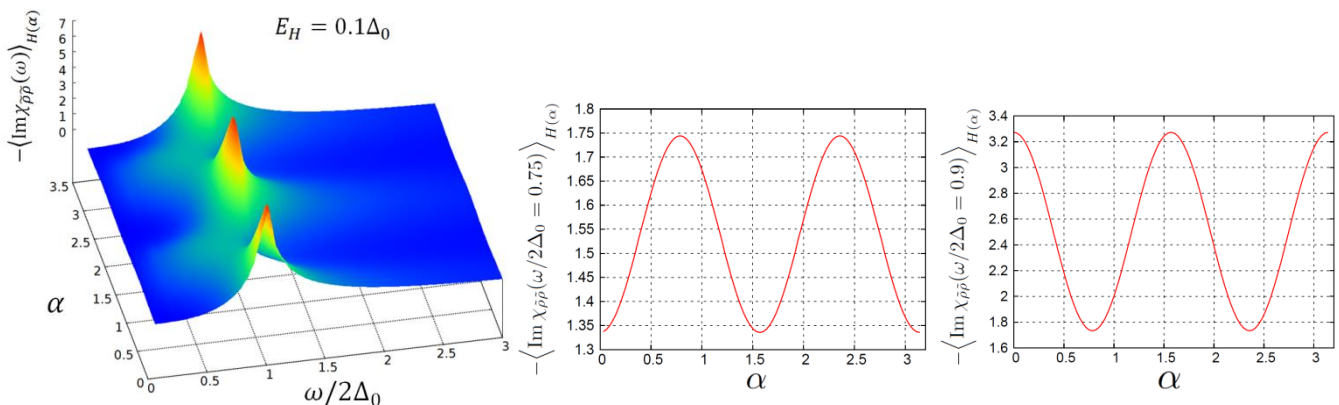


図 1:  $d_{x^2-y^2}$ 波の秩序変数でのラマン  
スペクトルの磁場角度 $\alpha$ 依存性

図 2: それぞれ異なるエネルギー $\omega$ でのラマンスペクトル。  
極大値と極小値の位置が入れ替わっている。



## 鉄系超伝導体のフラックスフロー抵抗とギャップ異方性

<sup>A</sup> 東大院総合, <sup>B</sup> 高知大理, <sup>C</sup> 東大物性研, <sup>D</sup> 産総研

岡田達典<sup>A</sup>, 高橋英幸<sup>A</sup>, 今井良宗<sup>A</sup>, 鍋島冬樹<sup>A</sup>, 北川健太郎<sup>B</sup>, 松林和幸<sup>C</sup>,  
上床美也<sup>C</sup>, 中島正道<sup>D</sup>, 伊豫彰<sup>D</sup>, 永崎洋<sup>D</sup>, 前田京剛<sup>A</sup>

LaFeAs (0, F)における超伝導転移[1]が報告されて以降, 世界中で盛んに研究されている鉄系超伝導体は, ①多バンド超伝導体である ②多様なギャップ構造を示す ③オーダーパラメータが異なる Fermi 面上で符号反転 ( $s^\pm$ 対称性)する可能性があるという点で, 新たなカテゴリに属する超伝導体だと言える.

我々は, このような新奇超伝導体の低エネルギー励起を明らかにすべく, 磁場中表面インピーダンスを幾つかの鉄系超伝導体に対して体系的に測定してきた(表 1). その結果, 磁束コア内での準粒子励起に敏感なフラックスフロー抵抗  $\rho_f(H)$ は, いずれの物質においても, 低磁場では凡そ磁場に比例して増大 ( $\rho_f/\rho_n = \alpha H/H_{c2}$ ) するという共通の振る舞いを示した. 一方で, 増大の傾き  $\alpha$  は物質毎に全く異なるものであった[2-6]. これは鉄系超伝導体の  $\rho_f(H)$ が, 物質依存性の大きいギャップ構造に支配されていることを示唆している. 更に, 同じく準粒子励起を反映する磁場侵入長  $\lambda(T)$ から示唆されるギャップ構造と照らし合わせると, 異方的なギャップ構造を持つ物質ほど傾き  $\alpha$  が大きくなるという定性的な傾向が見られた.

当日は, 鉄系超伝導体におけるフラックスフロー抵抗および磁場侵入長の振舞いを, 超伝導ギャップの異方性という観点から報告・議論したい.

表 1: 測定した鉄系超伝導体

物質	フロー抵抗の傾き	磁場侵入長	示唆されるギャップ構造	参照
SrFe <sub>2</sub> (As <sub>0.7</sub> P <sub>0.3</sub> ) <sub>2</sub>	$\alpha > 2.5$	$\propto T^n$ ( $n \sim 1.6$ )	線状ノード	[2]
BaFe <sub>2</sub> (As <sub>0.7</sub> P <sub>0.3</sub> ) <sub>2</sub>	$\alpha > 2.5$ (Sr系より小)	$\propto T^n$ ( $n \sim 1.7$ )	+ノードレス(非常に異方的)	[3]
LiFeAs	$\alpha \sim 1.4$	$\propto \exp(\Delta/T)$	ノードレス(やや異方的)	[4]
NaFe <sub>0.97</sub> Co <sub>0.03</sub> As	$\alpha \sim 1$	$\propto T^n$ ( $n \sim 2$ )	ギャップレス(等方的)	[5]
FeSe <sub>0.4</sub> Te <sub>0.6</sub>	$\alpha \sim 0.7$	$\propto T^n$ ( $n \sim 2$ )	ギャップレス	[3,6]

### 引用 (参照) 文献

- [1] Y. Kamihara *et al.*, J. Am. Chem. Soc. **130** (2008) 3296.  
 [2] H. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. B **86** (2012) 144525.  
 [3] T. Okada *et al.*, *in preparation*.  
 [4] T. Okada *et al.*, Phys. Rev. B **86** (2012) 064516., T. Okada *et al.*, Physica C **484** (2013) 27.  
 [5] T. Okada *et al.*, Physica C **494** (2013) 109.  
 [6] 前田京剛ら, 本会議における講演

## Fe(Se,Te)の超伝導状態の物性

東大・総合文化，電中研

前田京剛、岡田達典，高橋英幸，鍋島冬樹，今井良宗，  
花輪雅史，小宮世紀，一瀬中，塚田一郎

鉄カルコゲナイド超伝導体 11系は，常圧下での  $T_c$  は 10-20 K であるが，大きな圧力効果や，単層膜での高い  $T_c$  などからも期待される，高  $T_c$  物質としての可能性を秘めた物質である。そこで，エピタキシャル薄膜の作製を行い，歪みの導入を試みた。さらにバルク単結晶との物性比較を行った。本講演では，主に磁束量子が関連するものも含む超伝導状態の物性に関して報告し，薄膜，バルク共通のこの物質の特徴，さらに，薄膜ゆえの特異な効果について議論する。以下の内容を報告・議論することを予定している。

(1) Fe(Se,Te), FeSe の良質エピタキシャル薄膜の作製に成功した[1-4]。特に，CaF<sub>2</sub> を基板に用いた場合は， $T_c$  の値はバルクよりも高い(FeSe ではバルクの 1.5 倍)[4]。格子定数の厚み依存性などから，CaF<sub>2</sub> 上の薄膜では，歪みを導入することに成功し，それによって， $T_c$  の上昇が引き起こされたと考えられる[4]。これらの結果から，この物質でさらに  $T_c$  が上昇する可能性についても言及する。

(2) 超伝導状態で，THz 領域の電気伝導度スペクトルの実部・虚部両方に明瞭な超伝導に対応する構造が観測され，それから，超伝導ギャップ，超流体密度などを求めた[5]。また準粒子の緩和時間（平均自由行程）を求めた結果，THz 領域でも，緩和時間の増大が観測され，マイクロ波領域のデータと定量的にも整合する。

(3) バルク単結晶のフラックスフロー抵抗の磁場依存性が特異であり，これを 11系がダーティーであることによって解釈できることを示す[6]。

(4) 良質エピタキシャル薄膜における超流体密度の温度依存性にも，バルク単結晶の結果同様， $T_c$  近傍ではダーティーであるという側面が現れており，現在入手可能なバルク単結晶，エピタキシャル薄膜いずれにも共通する性質である。この原因として，過剰鉄の可能性[7]，レゲットモードの可能性などを議論する。

[1] Y. Imai *et al.*: JJAP 49 (2010) 023101.

[2] Y. Imai *et al.*: Appl. Phys. Express 3 (2010) 043102.

[3] I. Tsukada *et al.*: Appl. Phys. Express. 4 (2011) 053101.

[4] F. Nabeshima *et al.*: Appl. Phys. Lett. 103 (2013) 172602.

[5] F. Nabeshima *et al.*: preprint.

[6] T. Okada *et al.*: preprint.

[7] S. Komiyama *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. 82 (2013) 064710.

## 鉄系超伝導体の磁束状態に対する粒子線照射効果

東大院工、放医研<sup>A</sup>

為ヶ井強、田縁俊光、大竹史哲、仲島康行、卞舜生、北村尚<sup>A</sup>

超伝導体に粒子線照射を行い、欠陥を生成すると2つの現象が起こる。すなわち(1)臨界電流密度( $J_c$ )の増大と(2)臨界温度( $T_c$ )の減少である。鉄系超伝導体では、粒子線照射により有意な  $T_c$  の減少が観測される。この現象自体、鉄系超伝導体における対形成機構の解明に重要であるが、本講演では鉄系超伝導体で最も研究されている 1 2 2 系における  $J_c$  の増大に絞って報告する。

図 1 に最適組成にあたる  $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$  単結晶 ( $T_c \sim 38$  K) に 3 MeV のプロトンを  $5.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  照射した前後の  $J_c$  の磁場依存性の温度変化を示す。未照射試料でも 2 K 自己磁場での  $J_c$  は  $2.4 \text{ MA/cm}^2$  と大きいのが、照射後は  $10 \text{ MA/cm}^2$  へと約 4 倍に増大する。また、照射後は  $J_c$  の温度依存性が大変弱くなり、30 K、50 kOe でも  $0.1 \text{ MA/cm}^2$  以上の  $J_c$  を保つ。この変化に対応して、照射により規格化磁気緩和率  $S$  も図 2 に示すように 3%ほどから 1%程度に低下している。当日は、照射前後での磁束ダイナミクス及びそれを支配する微視的な機構を  $Ba(Fe,Co)_2As_2$ [1]と比較して議論する。

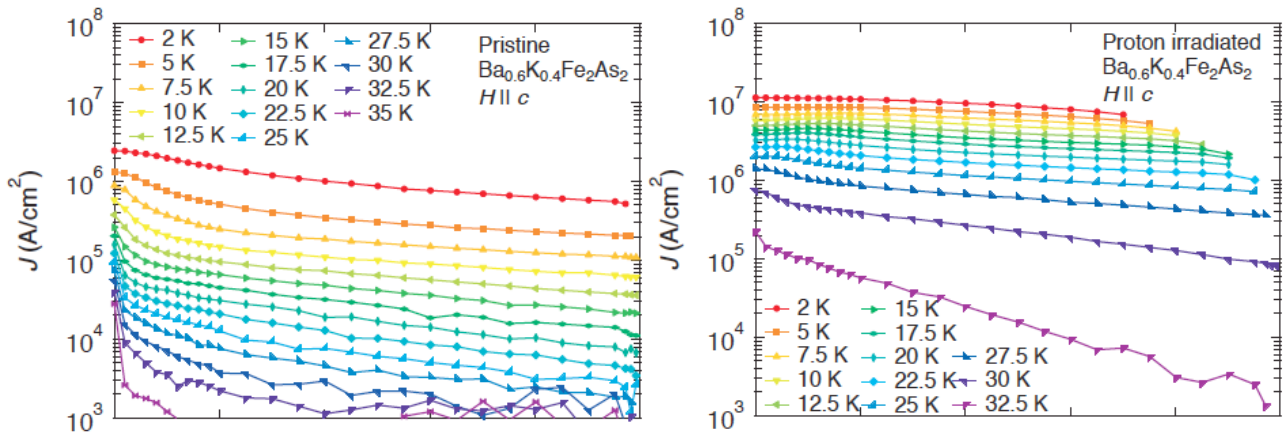


図 1 プロトン (3 MeV、 $5.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ) 照射 (a) 前および (b) 後の  $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$  の  $J_c$  の振舞い。

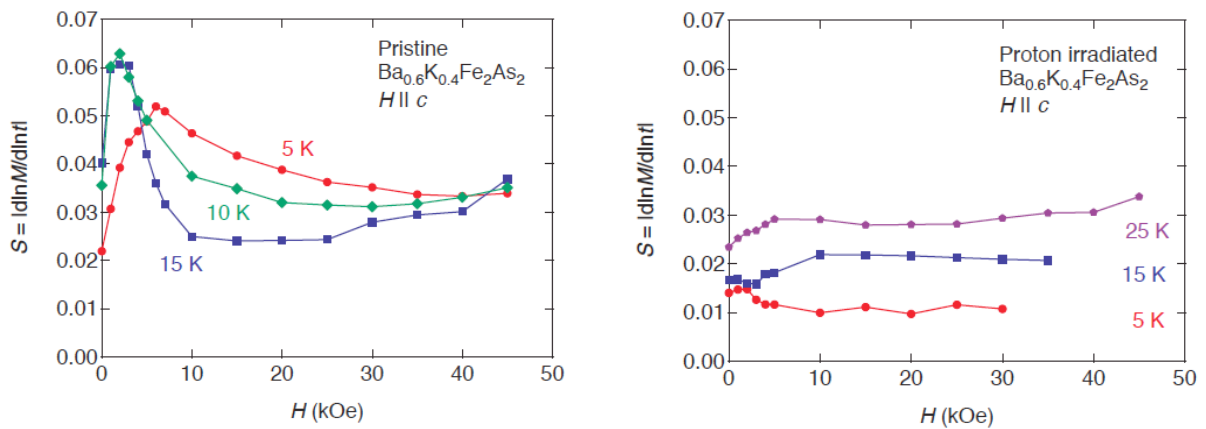


図 2 プロトン照射 (a) 前および (b) 後の  $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$  における規格化緩和率  $S$  の振舞い。

[1] T. Taen, Y. Nakajima, T. Tamegai, and H. Kitamura, Phys. Rev. B **86**, 094527 (2012).

## SrTiO<sub>3</sub>ヘテロ構造における多軌道型ヘリカル超伝導

新潟大院自然、新潟大理<sup>A</sup>

中村康晴、柳瀬陽一<sup>A</sup>

自然界における対称性の破れは、これまでに物理の分野を問わず多くの研究者の興味を引き付けてきた。結晶構造に空間反転対称性の欠如がある系では、まさにこの対称性の破れが新しい物性を生み出している。

空間反転対称性が破れている重い電子系超伝導体 CePt<sub>3</sub>Si が発見[1]されて以来、理論と実験の双方において「空間反転対称性が破れている超伝導」に関する研究が多く行われている。空間反転対称性のない超伝導に磁場を印加すると、クーパーペアが有限の重心運動量を持つヘリカル超伝導[2]が安定となることが知られている。このヘリカル超伝導は位相の空間変調により十エネルギーを稼ぐことができ、それにとまなう上部臨界磁場の増大がみられる。

SrTiO<sub>3</sub>/LaAlO<sub>3</sub> 界面は、2004 年に Ohtomo, Hwang により二次元電子系が実現[3]されて以来、多くの注目を集めている。特に、2007 年に Reyren らにより超伝導が[4]報告されてからは、理論と実験ともに多くの研究が行われている。興味深いことに、SrTiO<sub>3</sub>/LaAlO<sub>3</sub> 界面や SrTiO<sub>3</sub> 表面などでは、電場によりキャリア密度をコントロールすることが可能である[5,6]。これにより理論的予言を実験と比較することが可能であるため、理論研究の対象として興味深い系となっている。

我々はこれまでの研究で、反対象スピン軌道相互作用と軌道自由度の協力効果によりパウリ極限をはるかに超えた上部臨界磁場が得られることを示し、その起源が高磁場領域で擬一次元超伝導層が安定化されることにあると解明した[7]。本研究ではクーパーペアが有限の重心運動量を持つことを考慮し、ヘリカル超伝導についての解析を行う。その結果得られた温度-磁場相図などについて報告を行う。上部臨界磁場のキャリア密度依存性なども報告する。

### Reference

- [1] E.Bauer et al. :Phys.Rev.Lett. 92 (2004) 027003.
- [2] R.P.Kaur et al. :Phys.Rev.Lett. 94 (2005) 137002.
- [3] A.Ohtomo and H.Y.Wang. : Nature 427 (2004) 423.
- [4] N.Reyren et al. :Science 317 (2007) 1196.
- [5] K.Ueno et al. :Nat.Mater. 7 (2008)855
- [6] A.D. Caviglia et al. :Nature 456 (2008) 624
- [7] Y.Nakamura and Y.Yanase : J.Phys.Soc.Jpn. 82 (2013) 083705

## 局所的な空間反転対称性がない系のエキゾチック超伝導と磁気電気効果

新潟大学理学部<sup>A</sup>, 新潟大学自然科学研究科<sup>B</sup>, スイス連邦工科大学<sup>C</sup>

柳瀬陽一<sup>A,B</sup>, 吉田智大<sup>B</sup>, 丸山大輔<sup>B</sup>, Manfred Sigrist<sup>C</sup>

空間反転対称性がない系の物性物理学が広く注目を集めている。エキゾチック超伝導、カイラル磁性、トポロジカル絶縁体、マルチフェロイクスなどその具体例には事欠かない。これらに共通する特徴は、ラシュバスピ軌道相互作用に代表される反対称スピ軌道相互作用を通じて興味深い現象が生じる、ということである。

ところで世の中には、結晶全体として空間反転対称性が保存されているが、妥当な方法で結晶構造を分割すると空間反転対称性が破れているように見える物質が数多くある。そのような「局所的な空間反転対称性がない系」では、以下のような超伝導、磁性、ネマティック秩序、輸送現象が現れることをお話ししたい。

### (1) 局所的な空間反転対称性がない系の超伝導

多層系超伝導体ではスピ軌道相互作用により超伝導秩序変数のパリティ混成が起こり[1,2]、ペア密度波相[3]や複素ストライプ相[4]といったエキゾチック超伝導相が安定になりうることをお話する。重い電子系人工超格子  $\text{CeCoIn}_5/\text{YbCoIn}_5$ [5]における最近の実験結果を議論する。

### (2) 局所的な空間反転対称性がない系の磁性、ネマティック秩序と磁気電気効果

空間反転対称性がない系では、電流によりスピン分極が誘起される。これが金属における磁気電気効果である[6]。(注：マルチフェロイック絶縁体における電気磁気効果とは異なる。)一方、「局所的な空間反転対称性がない金属」では電流により反強磁性モーメントが誘起される。3次元ジグザグ格子ではこの磁気電気効果が巨大になることをお話しする。また、磁気電気効果の直観的理解として、反強磁性が誘起する強制的P波ネマティック秩序について紹介する[7]。

[1] D. Maruyama, M. Sigrist, and Y. Yanase, J. Phys. Soc. Jpn. 81, 034702 (2012).

[2] T. Yoshida, M. Sigrist, and Y. Yanase, To appear in J. Phys. Soc. Jpn.

[3] T. Yoshida, M. Sigrist, and Y. Yanase, Phys. Rev. B 86, 134514 (2012).

[4] T. Yoshida, M. Sigrist, and Y. Yanase, J. Phys. Soc. Jpn. 82, 074714 (2013).

[5] Y. Mizukami et al., Nat. Phys. 7, 849 (2011).

[6] S. Fujimoto and S. K. Yip, "Non-Centrosymmetric Superconductors: Introduction and Overview", (Springer, Berlin/Heidelberg, 2012), Chapter 8.

[7] Y. Yanase, To appear in J. Phys. Soc. Jpn.

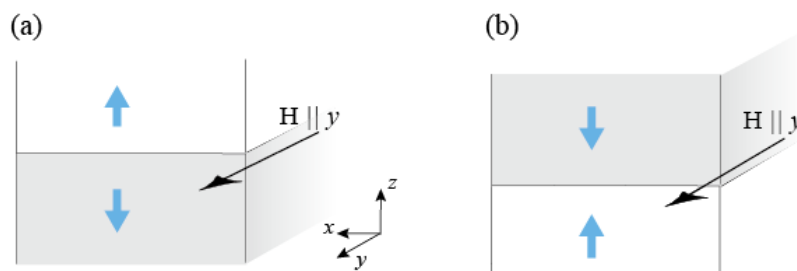
## 空間反転対称性の破れた超伝導体の双晶界面における臨界磁場

京都大学白眉センター<sup>1</sup>、ETH Zurich<sup>2</sup>

青山和司<sup>1</sup>、Manfred Sigrist<sup>2</sup>

重い電子系物質CePt<sub>3</sub>Siの超伝導の発見を契機として、結晶構造に空間反転対称性の破れを伴う超伝導体の研究が多くの関心を集め、この種の超伝導体に特有の興味深い物性が様々な角度から議論されてきた [1]。空間反転対称性の破れによって生じるポテンシャル勾配はスピン・軌道相互作用をもたらしことが知られており、特にCeTSi<sub>3</sub> (T=Rh, Ir)やCaMSi<sub>3</sub> (M=Pt, Ir)に見られるように一軸性の空間反転対称性が破れている場合には、Rashbaタイプのスピン・軌道相互作用 (RSOC) が働くことになる。ここで、RSOCの向きや強さは、ポテンシャル勾配の向きや大きさに依存していることに注意しよう。我々は、下図に示すように、RSOCの向きが互いに異なる双晶系を考え、その双晶界面に平行な磁場下での超伝導の安定性を調べた。

Ginzburg-Landau 理論に基づいて、上部・下部臨界磁場の評価を行った結果、図(a)では臨界磁場がバルクの値よりも増大し、図(b)では抑制されることが分かった。この積層順序によるH<sub>c1</sub>, H<sub>c2</sub>の違いは、Rashbaタイプの超伝導体の特徴の一つである、外部磁場によるスピン偏極と超伝導電流がRSOCを通じて関係付けられる磁気電気効果の現れとして理解することができる。本結果は、格子欠陥として結晶ドメインを有するようなRashba超伝導体では、双晶界面という微小な超伝導領域を敏感に感知するプローブから得られる臨界磁場が、バルク測定から見積もられるH<sub>c2</sub> (H<sub>c1</sub>)よりも高(低)磁場側にあることを示唆している。当日の発表では、理論解析結果について詳細な報告を行う。



図：Rashba スピン・軌道相互作用の向き（矢印方向）が互いに異なる双晶系。(a),(b): 双晶界面に平行な磁場に対する2種類の配向パターン。

### 引用（参照）文献

[1] *Non-Centrosymmetric Superconductors: Introduction and Overview (Lecture Notes in Physics)*, edited by E. Bauer and M. Sigrist, Springer 2012.

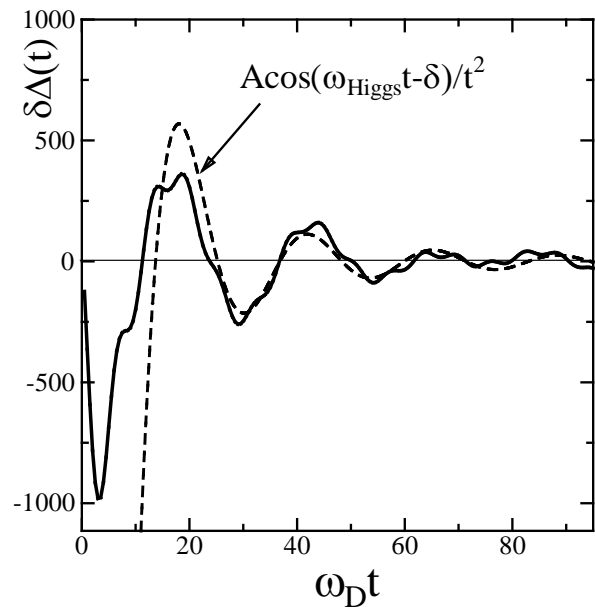
## 電界誘起超伝導体における Higgs モード

東北大学金属材料研究所

小山富男

昨年、セルンの LHC で Higgs ボソンの存在が確定し、さらに、本年のノーベル物理学賞に Higgs と Englert が選ばれたことにより、Higgs ボソン（モード）に対する関心が物性分野においても高まっている。Higgs 場を導入し、対称性の自発的破れにより現れる massless 南部-Goldstone ボソンを消去し、かつゲージ場に質量を与える Anderson-Higgs 機構は、超伝導状態の電気力学の研究に端を発するものである。しかし、超伝導状態における Higgs モードの研究は、これまであまり行われてこなかったのが現状である [1]。この理由として、Higgs モードが電気的中性モードであり、かつ準粒子 continuum の中に現れる不安定モードであるため、極めて観測しにくいモードであることが挙げられる。しかし、最近、超伝導薄膜に対するテラヘルツ波 pump-probe 法を用いた光学測定で Higgs モードを観測したという実験も出るようになった [2]。本講演では、超伝導体における Higgs

モードを考察する。超伝導体として、強電場下の半導体表面に誘起される準 2 次元超伝導電子系 [3] を対象とする。この系では、通常の超伝導体と異なり Higgs モードと電磁波との direct な結合が期待できる。このことから、線形応答理論が適用できる。本講演では、Higgs モードを摂動論的に取り入れて、応答関数を計算する方法を紹介する。この方法で計算した一例を右図に示す。この図は、 $\delta$  関数型ポンプ光に対する超伝導ギャップの応答を表している。ギャップ関数は、振動型べき乗緩和し、その振動数は Higgs モードの振動数に一致することを示している。類似の振動型減衰は、NbN 超伝導薄膜のプローブ光強度の時間変化にも見出されている [2]。



[1] Higgs モードの観測例として、Sooryakumar & Klein, PRL 45 (1980) 660. これに対する理論は、Littlewood & Varma, PRL 47 (1981) 811.

[2] Matsunaga et al. PRL 109 (2012) 187002; 111 (2013) 057002.

[3] Ueno et al. Nature Materials 7 (2008) 855.

## **Superconducting state of SrPtAs with broken time-reversal symmetry**

*Department of Advanced Physics, Hirosaki University, Hirosaki 036-0861, Japan*

Jun Goryo, Mark H Fischer, Titus Neupert, Christian Platt, Ronny Thomale, Andreas P Schnyder, and Manfred Sigrist

SrPtAs exhibits superconductivity below a  $T_c$  of 2.4 K and has a hexagonal crystal structure unlike other pnictide superconductors [1]. So far, not much is experimentally known about the superconducting state. However, recent  $\mu$ SR measurements revealed time-reversal-symmetry (TRS) breaking with an onset temperature coinciding with  $T_c$ , hence suggesting a TRS-breaking superconducting state [2]. We discuss several possible scenarios to explain this TRS-breaking signal. We emphasize that each scenario suggests a topologically non-trivial pairing wave function.

### **References**

- [1] Y. Nishikubo, K. Kudo, and M. Nohara, J. Phys. Soc. Jpn. 80, 055002 (2011)
- [2] P. K. Biswas, et al, Phys. Rev. B 87, 180503(R) (2013)



## Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>における超伝導多重相図と分数量子渦格子

新潟大院自然<sup>1</sup>、新潟大理<sup>2</sup>

高松 周平<sup>1</sup>、柳瀬 陽一<sup>2</sup>

層状ルテニウム酸化物 Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub> は、スピン三重項超伝導体の代表的な物質である [1,2,3]。スピン三重項超伝導には興味深い現象が多いが、その典型例として磁場温度相図における多彩な超伝導相の出現が挙げられる。これは、磁場、温度によって秩序変数  $d$ -vector の構造が変化することを意味し、内部自由度の存在を示唆する現象である。またスピン三重項超伝導では、秩序変数にスピン自由度があるため、分数量子渦が実現する可能性がある。しかし、分数量子渦が格子を組んだ状態は、現在までに観測されていない。

我々は、Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>においてスピン軌道相互作用が弱いという NMR 実験の結果 [4,5] に基づき、4 成分 GL モデルに基づいた  $c$  軸磁場中超伝導状態の解析を行った [6]。この GL モデルは三軌道 Hubbard モデルの解析 [7] に基づいて構成されたものである。この GL モデルに基づく解析により、磁場温度相図において Non-unitary phase、Chiral-II phase、Helical phase の三つの新奇的な超伝導相が出現することを発見した (図 1)。特に、Chiral-II phase では分数量子渦格子が安定になることも興味深い。

スピン軌道相互作用は分数量子渦格子を不安定にすることが知られている [8]。しかし、この Chiral-II phase では、逆にスピン軌道相互作用が分数量子渦格子状態を安定にする。当日の講演では、理論解析とその結果の詳細を報告する。

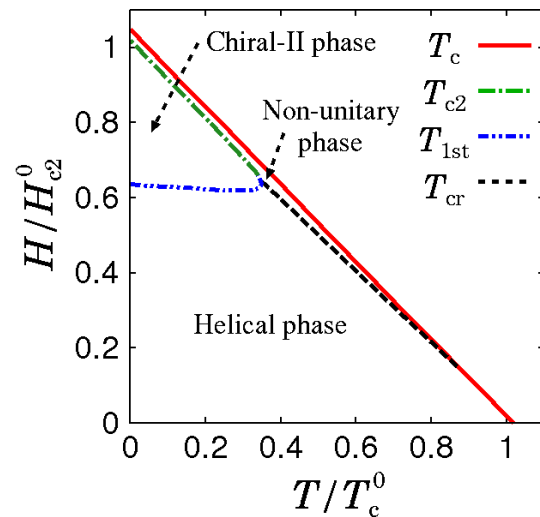


図 1. 4 成分 GL モデルに基づく解析により得られた磁場温度相図 [6]。

- [1] Y. Maeno, *et al.*: Nature **372** 532 (1994).
- [2] A. P. Mackenzie and Y. Maeno: Rev. Mod. Phys. **75** 657 (2003).
- [3] Y. Maeno, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **81** 011009 (2012).
- [4] K. Isida, *et al.*: Nature **396** 658 (1998).
- [5] H. Murakawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93** 167004 (2004).
- [6] S. Takamatsu and Y. Yanase: J. Phys. Soc. Jpn. **82** 063706 (2013).
- [7] Y. Yanase and M. Ogata: J. Phys. Soc. Jpn. **72** 673 (2003).
- [8] S. B. Chung, *et al.*: New. J. Phys. **11** 085004 (2009).

## CeCoIn<sub>5</sub> の高磁場 Hc<sub>2</sub> 線に関する考察

京大院理<sup>A</sup>, 京大白眉<sup>B</sup>

細谷健一<sup>A</sup> 池田隆介<sup>A</sup>, 青山和司<sup>A,B</sup>

重い電子系超伝導体CeCoIn<sub>5</sub>は、通常の渦糸格子状態とは異なる新奇超伝導 (HFLT) 相をその超伝導相の高磁場かつ低温領域において有することが知られている。この HFLT相は、超音波音速測定や不純物ドーピング実験の結果から、超伝導ギャップが空間変調したFulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 状態が実現したものであると考えられており [1]、NMR 実験はこの描像を支持している [2]。一方、伝導面(ab面)に対し平行に磁場を印加した場合に、伝導面に垂直な方向にモーメントを持つ非整合な反強磁性秩序が、高磁場・低温(HFLT)超伝導相内に現れることが、中性子散乱実験 [3]により明らかにされている。

HFLT 相内で反強磁性秩序が現れる機構について多くの議論がなされたが、我々は CeCoIn<sub>5</sub> がパウリ常磁性対破壊の強い  $dx^2-y^2$  波超伝導体であるという特徴に着目し、パウリ常磁性対破壊が強まると反強磁性が超伝導と共存しやすくなること、及びこの超伝導が誘起する反強磁性秩序は FFLO 状態の空間変調によりさらに安定化されること、を理論的に示した [4]。このとき、反強磁性秩序はノード方向の非整合波数ベクトルを有することが示されている [4]。そして最近の NMR 実験 [5] では、磁場の向きを ab 面から回転していくと、この反強磁性相は H-T 相図において低磁場側に移動し、Hc<sub>2</sub> 転移線と反強磁性相との間に反強磁性の存在しない FFLO 相が出現することが確認された。この結果は、[4] での計算を一般の角度での磁場下の場合に拡張して、理論的に説明がなされた [6]。ただ、この磁場回転に伴い、Hc<sub>2</sub> 転移線の低温領域での急激な上昇も見られた。

本研究では、超伝導と共に反強磁性の平均場も考慮した BCS ハミルトニアンから出発し導出した微視的な Ginzburg-Landau 自由エネルギーを用いて解析計算を行った。この時、パウリ常磁性対破壊効果と共に軌道対破壊効果も考慮している。以上の手法を用い、磁場と ab 面とのなす角  $\theta$  を変化させたときの反強磁性臨界点の下降や、反強磁性との共存が超伝導に与える影響を踏まえ、NMR 実験により見られた Hc<sub>2</sub> 転移線の上昇についての議論を行う。

- [1] H. Adachi and R. Ikeda, Phys. Rev. B **68**, 184510 (2003).
- [2] K. Kumagai et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 137004 (2011).
- [3] M. Kenzelman et. al., Science. **321**, 1652 (2008) .
- [4] Y. Hatakeyama and R. Ikeda, Phys. Rev. B **83**, 224518 (2011).
- [5] K. Kumagai, presented in M<sup>2</sup>S.
- [6] K. Hosoya, and R. Ikeda, Phys. Rev. B **88**, 094513 (2013).

トポロジカル結晶超伝導体としての  $\text{UPt}_3$ 

WPI-MANA<sup>1</sup>、物質・材料研究機構<sup>2</sup>、理化学研究所<sup>3</sup>、  
岡山大学大学院自然科学研究科<sup>4</sup>、名古屋大学大学院工学研究科<sup>5</sup>

川上拓人<sup>1,2</sup>、堤康雅<sup>3</sup>、石川昌樹<sup>4</sup>、水島健<sup>4</sup>、佐藤昌利<sup>5</sup>、市岡優典<sup>4</sup>、町田一成<sup>4</sup>

重い電子系超伝導体  $\text{UPt}_3$  は、温度-磁場相図において3つの超伝導相を持ち、発見から30年に渡ってギャップ関数を同定するための議論が続けられて来た。一方で近年、角度分解熱伝導度測定により、高温高磁場のギャップ関数の  $ab$  面内における2重回転対称性が示唆された[1]。その結果を説明するために提案されたギャップ関数は、 $E_{1u}$  表現に属するスピン三重項  $f$  波超伝導状態であり、低温低磁場領域で実現する  $B$  相は、ギャップ関数  $(bk_a + ck_b)(5k_c^2 - k^2)$  をもつと考えられる[2]。本研究では、準古典 Eilenberger 理論および Bogoliubov-de Gennes 理論に基づいて、 $\text{UPt}_3$ - $B$  相のギャップ関数の持つトポロジカル結晶超伝導体としての物性を明らかにする[3]。特に、渦芯およびエッジに束縛される、マヨラナ準粒子状態に着目して考察を行った。

エッジには、マヨラナ粒子が、運動量  $k_c$  方向へ沿った谷状の線形分散関係、マヨラナバレーを伴って束縛される。その結果ゼロエネルギーに形成される平坦バンドは、トンネル電流の測定等による観測が期待される。また、マヨラナバレーの存在は鏡映操作を用いたカイラル対称性によって守られる。

量子渦状態に関して本講演では、結晶  $c$  軸磁場下での、次に示す量子渦状態の転移に伴う、渦芯束縛状態の変化について報告する。高磁場領域では通常の常伝導コア量子渦が安定し、 $d$ -vector は  $ab$  面内にある。磁場が小さくなると、まず  $d$ -vector が  $c$  軸成分を持つ常伝導コア量子渦へと転移する。そしてさらに低磁場領域では渦芯構造が転移し、超伝導コアを持つダブルコア量子渦状態が安定する。常伝導コア量子渦にはスピン縮退した厳密なゼロエネルギー状態が存在し、ダブルコア量子渦には存在しない。また常伝導コア量子渦のゼロエネルギー状態は、高磁場領域で  $d$ -vector が  $ab$  面内にある場合、鏡映対称性によって守られたマヨラナゼロエネルギー状態[3,4]であり、 $d$ -vector が  $c$  軸成分を持つ場合にはディラックゼロエネルギー状態となる。前者は、結晶場やスピン-軌道相互作用等によってゼロエネルギー性が破られず、また量子渦は非可換統計性に従うと考えられる。

[1] Y. Machida et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 157002 (2012).

[2] Y. Tsutsumi, K. Machida, T. Ohmi, and M. Ozaki, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 074717 (2012).

[3] Y. Tsutsumi, M. Ishikawa, T. Kawakami, T. Mizushima, M. Sato, M. Ichioka, and K. Machida, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 113707 (2013).

[4] Y. Ueno, A. Yamakage, Y. Tanaka, M. Sato, Phys. Rev. Lett. **111**, 087002 (2013).

## 重い電子系超伝導体 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の特異なネルンスト効果

京大院理、原子力機構<sup>A</sup>、首都大院理工<sup>B</sup>、琉球大理<sup>C</sup>

山下卓也、利根川翔、鶴原悠悟、芳賀芳範<sup>A</sup>、松田達磨<sup>B</sup>、

山本悦嗣<sup>A</sup>、大貫惇睦<sup>AC</sup>、芝内孝禎、松田祐司

### Anomalous Nernst Effect of the heavy-fermion superconductor URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>

Dept. Phys. Kyoto Univ., JAEA<sup>A</sup>, Dept. Phys. Tokyo Metropolitan Univ.<sup>B</sup>,  
Dept. Phys. Ryukyu Univ.<sup>C</sup>

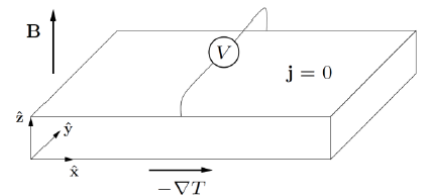
T. Yamashita, S. Tonegawa, Y. Tsuruhara, Y. Haga<sup>A</sup>, T. D. Matsuda<sup>B</sup>,  
E. Yamamoto<sup>A</sup>, Y. Onuki<sup>AC</sup>, T. Shibauchi, Y. Matsuda

1985年、重い電子系化合物 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> において、隠れた秩序相転移温度  $T_{HO} = 17.5$  K で大きな比熱の飛びを伴う二次相転移が観測された[1]。17.5 K の相転移は未だその秩序変数について明確な結論は得られておらず、四半世紀が過ぎた現在も「隠れた秩序相」として理論・実験の両面から様々な研究が行われている。近年、この隠れた秩序相において、ネルンスト係数が増大することが  $RRR \sim 20$  の試料を用いた Bel らの研究グループによって報告されている[2]。

ネルンスト係数の測定は、常伝導状態における固体中の電子状態の変化を敏感に捉えるだけでなく、超伝導揺らぎについても敏感であることが様々な系において報告されている。また短寿命なクーパー対の振幅・位相揺らぎなど、超伝導揺らぎのタイプに応じて、温度、磁場、散乱時間に対するネルンスト係数の振る舞いの仕方が異なると期待されている[3]。

今回我々は、先行研究よりも桁違いに大きな  $RRR \sim 700$  の超純良単結晶 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> を用いたネルンスト係数の測定を 12 T の高磁場領域まで行った。測定の結果、先行研究と同様に隠れた秩序相転移温度からのネルンスト係数の増大を観測したが、これに加えて、超伝導転移温度より 3 倍以上も高い温度からネルンスト係数が急激に増大する振る舞いを新たに観測した。この振る舞いは、銅酸化物高温超伝導体で観測されているような大きな超伝導揺らぎが原因であると考えられる。

しかし従来のメカニズムによる超伝導揺らぎは、純良な試料ほど抑制されることが知られている。したがって本研究における URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の急激なネルンスト係数の増大は、従来のメカニズムによる超伝導揺らぎでは説明できない、特異な振る舞いをしていることを示唆している。この振る舞いは、最近 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> で提唱されている時間反転対称性の破れた超伝導[4]の揺らぎにより説明できる可能性がある[5]。



図：ネルンスト係数測定  
セットアップ

[1] T. Palstra *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 24 (1985).

[2] R. Bel *et al.*, Phys. Rev. B **70**, 220501 (2004).

[3] I. Ussishkin *et al.*, Phys. Rev. B **89**, 287001 (2002).

[4] Y. Kasahara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 116402 (2007).

[5] 住吉浩明 他 日本物理学会秋季大会 27aED-9 (2013).



## Bi2212 微小固有ジョセフソン接合における 高次スイッチング事象の解析

青山学院大学理工学部

北野晴久、山口光、笥大輝、小泉晋一郎、鮎川晋也

我々は、将来の量子計算機に固有ジョセフソン接合(IJJ)を応用する可能性を追求するために、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  (Bi2212) 単結晶を用いて 1-2  $\mu\text{m}$  四方程度の微小な IJJ 素子を作製し、ゼロ電圧状態から第一電圧状態へのスイッチング現象(以下、1st SW)における巨視的量子トンネル(以下、MQT)効果について、素子構造に依らない普遍的現象であること[1]、接合部分の形状に依存して MQT 状態への交差温度が系統的に変化することを見出してきた[2]。

本研究では、第一電圧状態から第二電圧状態へのスイッチング(以下、2nd SW)など、より高次のスイッチング事象における MQT 効果の有無を検証するため、集束イオンビーム微細加工により接合数を 10~20 程度に制御した IJJ 素子を用いて 1st SW から 4th SW までのスイッチング特性を調べた(図 1 参照)。有限電圧状態からのスイッチング事象の場合、ゼロ電圧状態からのスイッチング事象とは異なり、電圧状態におけるジュール発熱の影響が懸念されてきた。しかしながら、我々の実験結果では、2nd SW から 4th SW において有効脱出温度  $T_{\text{esc}}$  の温度依存性はほぼ共通しており、有限電圧状態における散逸の影響は、温度低下に伴う MQT 状態への移行を大きく阻害する要因にはならないことが判明した[3]。さらに、スイッチング電流確率分布および脱出レートを従来の熱活性モデルに位相再補足効果を取り入れて解析したところ、有限電圧状態からのスイッチング事象における散逸の影響は、むしろ、位相再補足効果に現れることが判明した。今後は、高次スイッチング事象の実験結果から超伝導多重接合系に本質的な接合間相互作用に関する情報を抽出可能な解析モデルを構築していくことが重要になってくると考えられる。

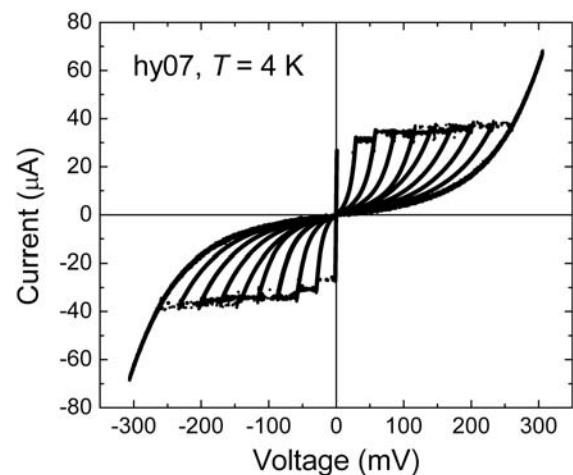


図 1 IJJ 素子の電流電圧特性

[1] K. Ota et al. PRB 79, 134505 (2009).

[2] H. Kitano et al. Physica C, 471 1210 (2011).

[3] 北野晴久他, 日本物理学会 2013 年秋季大会, 25aDC-9.

## BSCCO 固有ジョセフソン接合における接合間電荷的結合による MQT レートの増大

京大院工、弘前大院理工<sup>^</sup>

掛谷一弘、野村義樹、水野孝昭、神原仁志、中川裕也、渡辺孝夫<sup>^</sup>、鈴木実

Bi2212 などの高温超伝導体に内在する固有ジョセフソン接合は金属超伝導体より構成される人工のジョセフソン接合より一桁程度  $J_c$  が高いので、巨視的量子トンネル現象 (MQT) が比較的高い温度で観測される。これまでに、Bi2212 などのいくつかの物質において 1 K を超える温度でスイッチング確率分布幅の飽和など MQT を支持する実験結果が得られており、単一接合モデルによる予想と概ね一致している[1]。また、積層性に由来する現象として、多数の接合が同時にスイッチするときトンネル確率が指数的に増大するという実験結果が Jin らによって報告されている[2]が、再現性を含め、現象の理解には至っていない。我々は、接合間相互作用をパラメータとして MQT の系統的な変化を観測するために、Bi2212 と Bi2223 におけるスイッチング確率分布の比較を行った。Bi2212 は  $\text{CuO}_2$  2 重層、Bi2223 は  $\text{CuO}_2$  3 重層からなる固有ジョセフソン接合を内在するので、接合間相互作用は Bi2223 の方が弱くなるのが期待され、積層性に由来する現象を抽出することが可能となる。

図 1 は、Bi2223 単結晶から得られた固有接合 4 層分で  $ab$  面内の面積がおおよそ  $1 \mu\text{m}^2$  のメサ構造素子の電流電圧特性である。Bi2212 の層間析出を避けて Bi2223 のみの特性の測定が可能になっていることが分かる。この試料について、第 1 スイッチ (図 1 黒矢印) の分布を測定したところ、2 K 以下で分布幅の飽和が観測された。第 2 スイッチ (図 1 赤矢印) についても、同様に 2K 以下で分布幅の飽和が観測された (図 2)。また、Bi2212 では、第 2 スイッチの分布幅の飽和が 10 K 以上で観測された。これは過去の複数の報告[3]とコンシステントであり、Bi2212 における第 2 スイッチの増大が接合間の短距離的な相互作用である電荷結合によるものであると結論づけられる。電荷結合だけに起因すると考えられる現象が観測されたのは初めてである。

[1] K. Inomata *et al.*, PRL **95** 107005 (2005)ほか。

[2] X.Y. Jin *et al.*, PRL **96** 177003 (2006)

[3] H. Kashiwaya *et al.*, JPSJ **77** 104708 (2008),

K. Ota *et al.*, PRB **75** 134505 (2009)

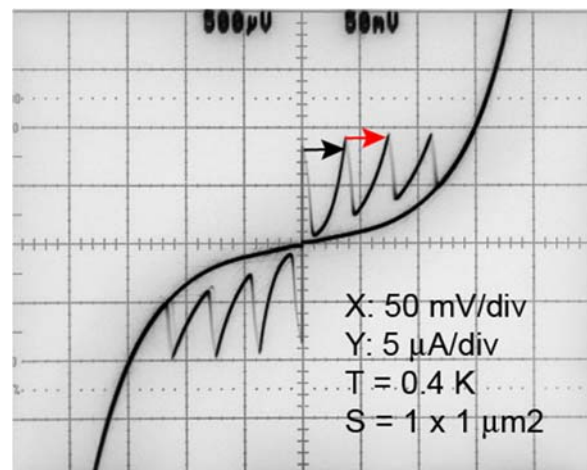


図 1: Bi2223 メサ素子における電流電圧特性

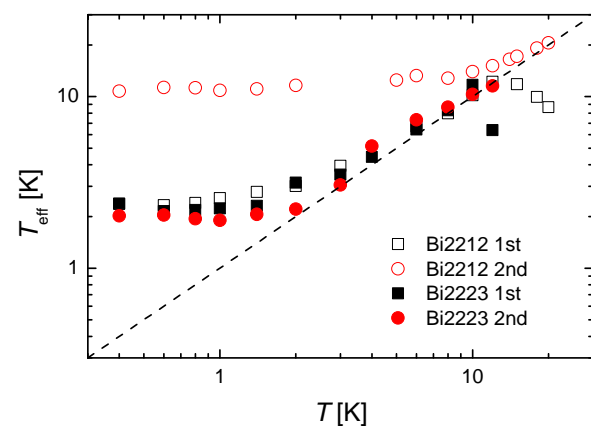


図 2: Bi2223 メサ素子における第 1 および第 2 スイッチの実効温度の熱浴温度依存性

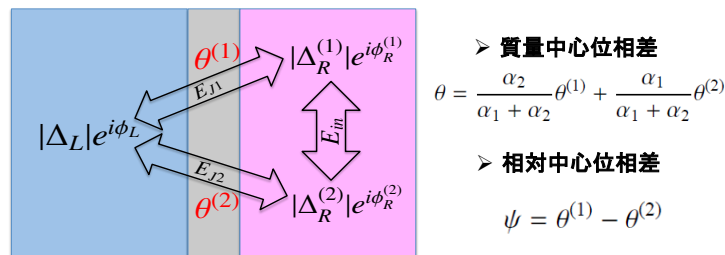
## 巨視的量子トンネルにおけるバンド間 超伝導位相差ゆらぎの効果

産総研<sup>A</sup>, 原研<sup>B</sup>, 理研<sup>C</sup>, ミシガン大<sup>D</sup>

浅井栄大<sup>A</sup>, 川畑史郎<sup>A</sup>, 太田幸宏<sup>B</sup>, 町田昌彦<sup>B</sup>, Franco Nori<sup>C,D</sup>

近年、 $MgB_2$ や鉄砒素系超伝導体の発見に伴い、多バンド超伝導体の示す性質が注目を集めている。多バンド超伝導体ではフェルミ面上にそれぞれ独立な複数の超伝導ギャップが開く。この複数の超伝導ギャップの存在により、多バンド超伝導体からなるジョセフソン接合は従来型の接合とは異なる特異な性質を示す事が理論的に予測されている[1,2]。しかしこれまでの所、多バンド超伝導接合における巨視的量子トンネル現象(MQT)は十分に調べられていない。このような系では複数の位相差が存在し、単一ギャップ系では存在しなかった「相対位相差」のダイナミクスがMQTに関与することが考えられる。

そこで本研究では、最も単純な多バンド超伝導接合として1ギャップ超伝導体と2ギャップ超伝導体からなるジョセフソン接合(下図)に着目し、MQTの理論を構築した。本研究では質量中心位相差  $\theta$  によるトンネルに着目し、相対位相差  $\psi$  の揺らぎ(Josephson-Leggett's モード)を  $\theta$  に結合した外部振動子とみなす近似を行った。本研究では大田等の平均場を用いた理論[3]を拡張し、平均場近似からのずれを線形近似の範囲内で取り扱うことで、ラグランジアンがCaldeira-Leggettモデルと類似の形式になる事を見出した[4]。さらに本研究では、虚時間におけるラグランジアンを経路積分からMQT率を計算した。本モデルでは  $\psi$  のゼロ点振動が、 $\theta$  に関する実効的なトンネル障壁高さを低下させ、MQT率を上昇させる。一方、 $\theta$  と  $\psi$  との散逸的な結合はMQT率を低下させる。本研究では様々なパラメタに関してMQT率を計算し、常に前者の効果が後者を上回り、 $\psi$  の揺らぎによってMQT率が上昇する事を明らかにした。



図：1ギャップ超伝導体と2ギャップ超伝導体からなるジョセフソン接合

[1] D. F. Agterberg, E. Demler and B. Janko, Phys. Rev. B, 66, 214507 (2002)

[2] Y. Ota, M. Machida, T. Koyama and H. Matsumoto, Phys. Rev. Lett. 102, 237003 (2009)

[3] Y. Ota, M. Machida and T. Koyama, Phys. Rev. Lett. 83, 060503(R) (2011)

[4] A. O. Caldeira and A. J. Leggett, Ann. Phys. 149; 374 (1983).



## 準古典 Eilenberger 理論における超伝導渦糸状態での NMR 理論評価

岡山大学院自然科学研究科

田中健太, 市岡優典

本研究ではスピン重項の s 波超伝導と d 波超伝導の場合について、渦糸状態での Knight shift を考察する。そのため、渦糸格子状態で Eilenberger 方程式を解くことにより渦糸状態の空間構造を決定し、渦糸まわりの常磁性モーメントの空間構造 (図 1) から、NMR の実験で観測される Knight shift のスペクトル形状 (図 2) を計算した。常磁性モーメントは渦糸状態の空間構造に伴って変化するため、スペクトル形状は非対称な広がりを持っている。そのためにスペクトル強度のピーク位置と常磁性帯磁率 (スペクトル形状の重心) は一致しない。そこで、ピーク位置と常磁性帯磁率の温度依存性を評価し、両者の違いや外部磁場を変えた時の変化、芳田関数からのずれの様子などを議論する。また、磁場依存性の振舞いについても理論評価し、s 波と d 波の超伝導対称性による違いなどについて議論したい。

さらには、非磁性不純物効果を含めた計算を行い、超伝導対称性による不純物効果の寄与の違いについても議論する。不純物散乱の性質として Born 極限と Unitary 極限をそれぞれ考え、両者の寄与の違いについても考察したい。

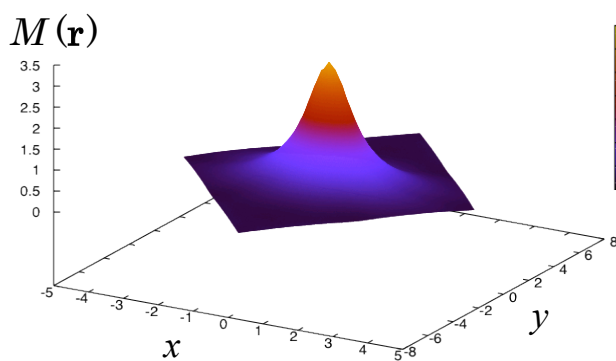


図 1

s 波, clean limit,  $\mu = 0.01$ ,  $T/T_c = 0.3$   
常磁性モーメント  $M(\mathbf{r})$  の空間構造.  
中心のピークが渦中心.

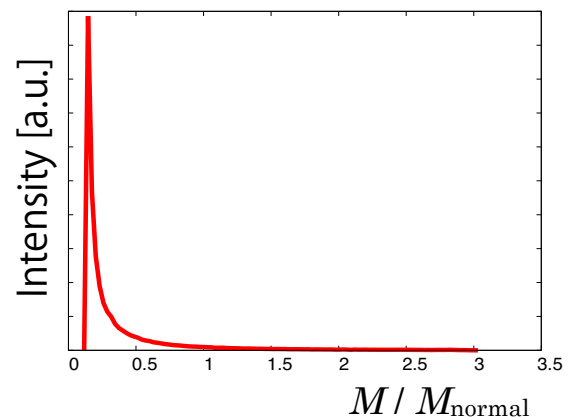


図 2

図 1 の構造より得られた  
Knight shift スペクトル形状

## 重い電子系超伝導体人工超格子を用いた空間反転対称性の破れの制御

京大院理<sup>A</sup>, University of Cambridge<sup>B</sup>, 阪府大工<sup>C</sup>, 新潟大理<sup>D</sup>, 京大低温セ<sup>E</sup>

遠藤僚太<sup>A</sup>, Swee K. Goh<sup>A,B</sup>, 下澤雅明<sup>A</sup>, 小林遼<sup>A</sup>, 戸田琳太郎<sup>A</sup>, 吉川正基<sup>A</sup>,  
水上雄太<sup>A</sup>, 宍戸寛明<sup>C</sup>, 池田浩章<sup>A</sup>, 柳瀬陽一<sup>D</sup>, 寺嶋孝仁<sup>E</sup>, 芝内孝禎<sup>A</sup>, 松田祐司<sup>A</sup>

### Controllable inversion symmetry breaking in artificially engineered superlattices of heavy fermion superconductor

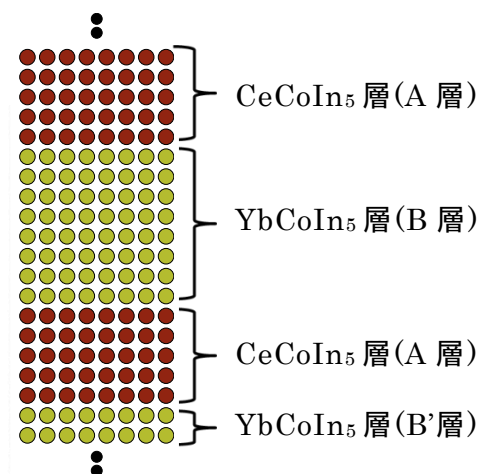
Dept. Phys. Kyoto Univ.<sup>A</sup>, University of Cambridge<sup>B</sup>,  
Dept. of phys. & Electronics, Osaka Pref. Univ.<sup>C</sup>,  
Nigata Univ.<sup>D</sup>, RCLTMS, Kyoto Univ.<sup>E</sup>

R. Endo<sup>A</sup>, Swee K. Goh<sup>A,B</sup>, M. Shimozawa<sup>A</sup>, R. Kobayashi<sup>A</sup>, R. Toda<sup>A</sup>, M. Yoshikawa<sup>A</sup>,  
Y. Mizukami<sup>A</sup>, H. Shishido<sup>C</sup>, H. Ikeda<sup>A</sup>, Y. Yanase<sup>D</sup>,  
T. Terashima<sup>E</sup>, T. Shibauchi<sup>A</sup>, Y. Matsuda<sup>A</sup>

多くの超伝導体は結晶構造の空間反転対称性が保たれているが、近年空間反転対称性の破れた超伝導体が見つかっており[1,2]、その超伝導状態は特異な性質を示す事が理論的に示唆されている[3]。その一例として、クーパー対のスピンシングレットとスピントリプレットの混成や磁場下でのヘリカル渦糸状態などのエキゾチックな超伝導状態が挙げられる。しかし自然界に存在する空間反転対称性の破れた超伝導物質はその種類が限られている。また空間反転対称性の破れの度合いが結晶構造によって決定されるため、それらの効果を系統的に研究することは困難であった。

我々のグループでは分子線エピタキシー法（MBE）を用いて重い電子系超伝導体の超格子作製に成功している[4]。この超格子はA層に重い電子系超伝導体であるCeCoIn<sub>5</sub>を用い、B層に非磁性の通常金属であるYbCoIn<sub>5</sub>層を用いたABAB型超格子である。今回我々はこのABAB型超格子のA層の厚み $n$ を5に固定し、B層の厚み $m$ に空間変調を加えたABAB'型超格子の作製を試みた。この超格子は超伝導層(A層)を基準に見ると空間反転対称性が破れている(右図)。この超格子の上部臨界磁場を評価したところ、従来のABAB超格子と比べてパウリ効果の抑制が観測された。これは超伝導層に空間反転対称性の破れを導入することでパウリ効果の抑制が期待されていることから、ABAB'型超格子に空間反転対称性の破れを人工的に導入できたことを示唆している。

- [1] E. Bauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 027003 (2004).  
[2] N. Kimura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 247004 (2005).  
[3] S. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 51008 (2007).  
[4] Y. Mizukami *et al.*, Nature Phys. **7**, 849 (2011).



図：CeCoIn<sub>5</sub>/YbCoIn<sub>5</sub>を用いたABAB'型(5852型)超格子の模式図

## 走査型 SQUID 顕微鏡による STAR 型 $\text{Mo}_{80}\text{Ge}_{20}$ における渦糸分布観測

大阪府立大学大学院 工学研究科 <sup>A</sup>、

大阪府立大学 ナノファブリケーション研究所 <sup>B</sup>、秋田大学教育文化 <sup>C</sup>

岡本拓人 <sup>A</sup>、Ho Thanh Huy<sup>A</sup>、松本仁志 <sup>A</sup>、加藤勝 <sup>A,B</sup>、林正彦 <sup>C</sup>、石田武和 <sup>A,B</sup>

バルク試料での磁場侵入深さ  $\lambda$  と試料半径  $a$  の関係が、 $\lambda \ll a$  を満たす第二種超伝導体において渦糸は三角格子を形成するように分布する[1]。しかしサイズ ( $a$ ) の小さい  $\lambda \sim a$  である超伝導体において渦糸は異なる振る舞いを見せる。我々はこれまで五角形アモルファス  $\text{Mo}_{80}\text{Ge}_{20}$  薄膜における渦糸分布の走査型 SQUID 顕微鏡測定を行ってきた[2, 3]。今回測定した試料は五角形の各辺の内角を 180 度より大きくした STAR 型パターンである。渦糸分布は試料の形状に影響されると考えられるため、五角形パターンとは異なる分布をすると予想される。

$\text{Mo}_{80}\text{Ge}_{20}$  薄膜はシリコン基板上に電子ビーム描画装置を使いレジストのパタニングを行い、外接円半径  $50\mu\text{m}$ 、厚さ  $67\text{nm}$  であり DC スパッタリング装置を用いて堆積させ、リフトオフ法で作製した。図 1 に  $\text{Mo}_{80}\text{Ge}_{20}$  微小板の STAR 型パターンにおける磁束分の測定結果を示す。

講演では、非線形 Ginzburg-Landau (GL) 方程式に基づく理論的に計算と比較する。また、逆ビオ・サバルの法則を用いて試料・SQUID pickup コイル間の距離を考慮した数学的処理を行い、走査型 SQUID 顕微鏡の磁束分布像の空間分解能を向上させることも実施している。

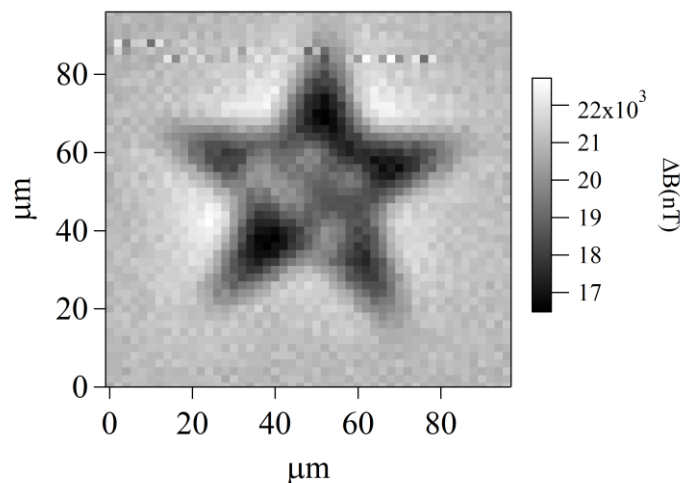


図1. 厚さ67nm, 外接円半径50 $\mu\text{m}$ のstar型 $\text{Mo}_{80}\text{Ge}_{20}$ 薄膜の外部磁場13.5 $\mu\text{T}$ における渦糸分布

参考文献：

- [1] A. A. Abrikosov, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 32 1442 (1957). [Sov. Phys. JETP 5 (1957) 1174].
- [2] H. T. Huy *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **26** (2013) 065001.
- [3] H. T. Huy *et al.*, Physica C **484** (2013) 86.
- [4] M. Hayashi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100** (2012) 182601.

# Pb 置換 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 固有ジョセフソン接合からの テラヘルツ波発振

## Terahertz wave emission from Pb-substituted

## $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junctions

京大院工<sup>1</sup> ○前田 圭穂<sup>1</sup>, 吉岡 佑介<sup>1</sup>, 神原 仁志<sup>1</sup>, 辻本 学<sup>1</sup>, 掛谷 一弘<sup>1</sup>

Kyoto Univ.<sup>1</sup> ○Y. Maeda<sup>1</sup>, Y. Yoshioka<sup>1</sup>, H. Kambara<sup>1</sup>, M. Tsujimoto<sup>1</sup> & I. Kakeya<sup>1</sup>

E-mail: maeda@sk.kuee.kyoto-u.ac.jp

【はじめに】  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Bi2212) 単結晶上に作製された、多数層の固有ジョセフソン接合からなるメサ構造に直流バイアスを印加するとテラヘルツ波の発振が観測されることが報告されている[1]。その原理は、メサを空洞共振器として、その共振条件とジョセフソン関係式が同時に満たされる電圧が印加された時にテラヘルツ波が放射されると解釈されている。

この発振器に対する大きな関心のひとつとして高出力化が挙げられるが、現在のところ、単一素子で140  $\mu\text{W}$ 、複数素子を用いたアレイ構造で610  $\mu\text{W}$ に留まっており[2]、実用化への障害となっている。高出力の発振を得るには、ジョセフソンプラズマ振動の振幅を与える臨界電流密度を増大させることが有効であると考えられる。高い臨界電流密度は、過剰ドープ領域のBi2212において実現可能であるが、ドープ量の増加により超伝導ギャップが抑制されるため、発振条件を満たす電圧を印可することが困難となると考えられている。

そこで我々は、Bi2212のBiサイトの一部をPbで置換した、 $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (PbBi2212) に注目した。PbBi2212は、Pb置換量を変化させることで、超伝導ギャップを維持したまま、臨界電流密度を増大させることが可能である[3]。本研究では、ミリワット級の高出力が期待されるPbBi2212からのテラヘルツ波発振特性について報告する。

【研究の方法と結果】はじめに、Traveling Solvent Floating Zone Method (TSFZ 法) によって  $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  単結晶 ( $x = 0.12$ ) を育成した。これらの結晶から、Ar イオンミリング等によって  $86 \times 400 \times 1.2 \mu\text{m}^3$  の単独メサ構造 (Fig. 1) を作製し、その電気特性および発振特性について評価を行った。発振条件を満足するには、不足ドープ領域の結晶を用いることが有効であるが、上記の結晶はいずれも As grown で過剰ドープ領域にあり、単結晶に熱処理を施しても不足ドープ領域に達することができなかった。そこで本研究では、単独メサ構造を作製した後に、真空中 (200°C, 48 h) で熱処理を施す方法を採用することで、不足ドープ領域への還元が可能となった。そして、Fig. 2 に示すように、150  $\text{A}/\text{cm}^2$  程度の高い臨界電流密度を持つ PbBi2212 からの発振に初めて成功した。

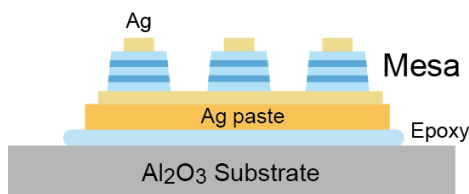


Fig. 1: 単独メサ構造の模式図.

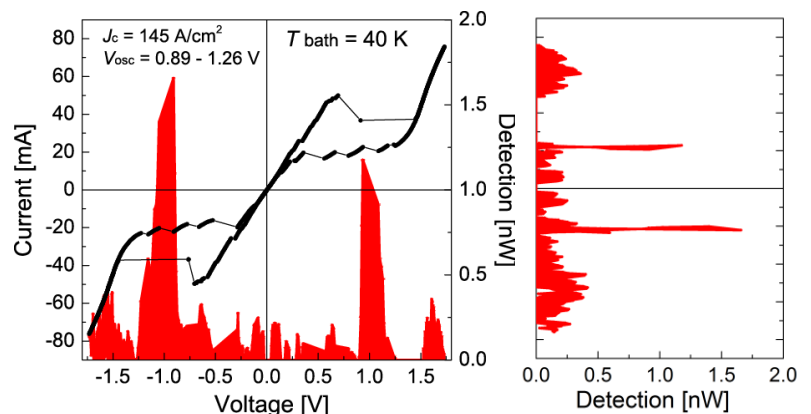


Fig. 2: PbBi2212 単独メサ構造からの  
テラヘルツ波発振特性 ( $T_{\text{bath}} = 40 \text{ K}$ ).

[1] L. Ozyuzer, *et al.* : Science **318** 1291 (2007).

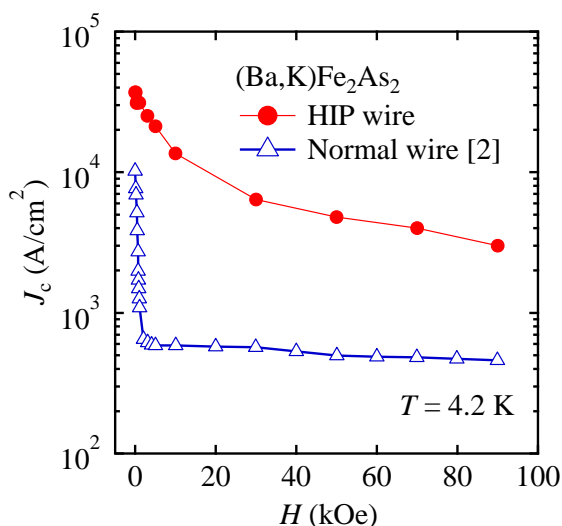
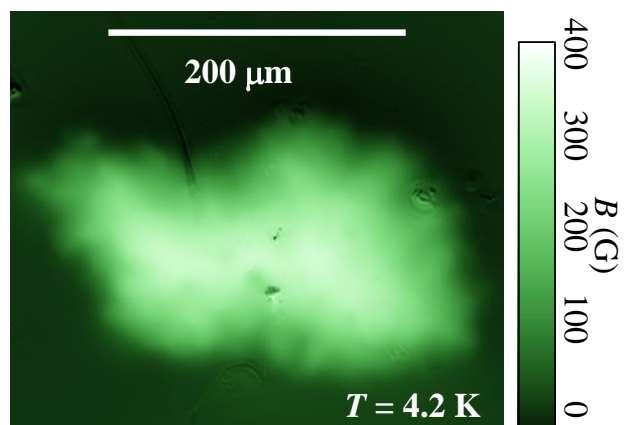
[2] T. M. Benseman, *et al.* : Appl. Phys. Lett. **103** 022602 (2013).

[3] H. Kambara, I. Kakeya, and M. Suzuki : Phys. Rev. B **87** 214521 (2013).

## 122 系鉄ニクタイド超伝導体線材の臨界電流に対する高圧下熱処理効果

東大院工<sup>1</sup>、原研<sup>2</sup>卞舜生<sup>1</sup>、土屋雄司<sup>1</sup>、井上啓<sup>1</sup>、梶谷秀樹<sup>2</sup>、小泉徳潔<sup>2</sup>、為ヶ井強<sup>1</sup>

鉄ニクタイド超伝導体は、高い超伝導転移温度  $T_c$  と上部臨界磁場  $H_{c2}$ 、小さい異方性などの超伝導線材応用に有利な特徴をもつ。特に、 $(\text{Ba,K})\text{Fe}_2\text{As}_2$  などの 122 系単結晶試料は高磁場下でも  $\sim 10^6 \text{ A/cm}^2$  オーダーもの高い臨界電流密度  $J_c$  を示すことから、超伝導マグネット用線材の応用が期待される[1]。単結晶における非常に高い  $J_c$  を線材において実現するためには、純良多結晶試料を用いるとともにその多結晶粒間の結合を強める必要がある。これまで、高圧下ホットプレスおよびコールドプレス、金属添加、テープ化などによる 122 系線材の  $J_c$  の向上が報告されている。本講演では、1 ステップの熱間等方圧加圧 (HIP) 処理のみの簡便な手法によって、鉄系超伝導線材の  $J_c$  が向上したことを報告する。銀および銅チューブにつめた  $(\text{Ba,K})\text{Fe}_2\text{As}_2$  多結晶試料を、 $600^\circ\text{C}$ 、 $120 \text{ MPa}$  の条件下で HIP 処理することで超伝導線材を作製し(ex-situ PIT 法)、磁場下での電流電圧特性測定および磁気光学イメージング測定を行った。図 1 に示すように、我々が以前常圧下で作製した線材の  $J_c$  と比べて[2]、一桁以上の大きな  $J_c$  を高磁場下においても示した。さらに図 2 の磁気光学像に示すように、 $800 \text{ Oe}$  の磁場をかけた後の残留磁場は線材コアにおいて均一であり、粒界においても大きな遮蔽電流が流れていることが分かる。これらの結果は、高圧下熱処理によって多結晶粒間の結合が強まり  $J_c$  が向上したことを示す。

図 1  $(\text{Ba,K})\text{Fe}_2\text{As}_2$  線材の  $J_c$  の磁場依存性図 2  $(\text{Ba,K})\text{Fe}_2\text{As}_2$  線材コアの磁気光学像。[1] Y. W. Ma, Supercond. Sci. Technol. **25**, 113001 (2012).[2] Q.-P. Ding *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **25**, 035019 (2012).

## ナノ構造超伝導体における奇周波数超伝導

大阪府大理<sup>A</sup>、大阪府大工<sup>B</sup>

柏木正隆<sup>A</sup>、加藤勝<sup>B</sup>

超伝導状態では 2 電子間にフォノンを媒介にした実効的な引力相互作用が働くことでクーパ対と呼ばれる電子対ができる。クーパ対の波動関数は「空間座標」、「スピン」に加え、引力相互作用に遅延効果がある場合は「周波数」の計 3 つの自由度に依存し、その対称性は相対座標と周波数に関して偶関数・奇関数のそれぞれ 2 種類、スピンは 1 重項・3 重項の 2 種類考えられる。電子はフェルミ・ディラック統計に従うので、2 電子の入れ替えに対して、反対称である。これを考慮すると、クーパ対の波動関数は偶周波数スピン 1 重項偶パリティ、偶周波数スピン 3 重項奇パリティ、奇周波数スピン 1 重項奇パリティ、奇周波数スピン 3 重項偶パリティの 4 種類になり、原理的には奇周波数のペアが考えられる。

本研究では、ゼーマン磁場で時間反転対称性を破った状況において、偶周波数のペアとともに奇周波数のペアがバルクで現れるという松本らの提案[1]に注目した。しかし、彼らは電子の軌道運動と磁場との結合を考えていない。これは超伝導体中に磁場が一様に存在する状況を考えることに相当するが、バルク超伝導体ではこのような状況は起こりにくいと考えられる。そこで、我々はナノ構造の超伝導体に着目した。下部臨界磁場以下において通常、磁場は侵入長程度しか超伝導体内部に侵入しないが、ナノ構造超伝導体では超伝導体内部まで磁場が侵入する。従って、松本らが提案している状況がより実現しやすいと考えられる。ここでは、奇周波数ペアを取り扱うためにフォノンの効果を取り入れた強結合理論のエリアシュベルグ方程式を実空間で有限要素法を用いて、自己無撞着に解いて計算した。

$$\left[ i\omega_n \tilde{\tau}_0 - \tilde{\tau}_3 \left( -\frac{\nabla^2}{2m} - \mu \right) - h\tilde{\tau}_3 \hat{\sigma}_z - \check{\Sigma}(\mathbf{x}, i\omega_n) \right] \check{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \tau - \tau') = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$$

$$\check{\Sigma}(\mathbf{x}, i\omega_n) = -g^2 \frac{N_P}{\Omega} T \sum_m D(i\omega_n - i\omega_m) \tilde{\tau}_3 \check{G}(\mathbf{x}, i\omega_m) \tilde{\tau}_3$$

ここで、 $D$  は自由フォノンのグリーン関数、 $N_P$  はフォノンサイトの数、 $\Omega$  は系の体積である。講演では奇周波数ペアの秩序変数の空間依存性についての計算結果を報告する予定である。

[1] M. Matsumoto, *et al.*, JPSJ. **81** 033702 (2012)

## ナノ構造超伝導体の転移温度理論

大阪府立大学第工学部数理工学科<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<sup>C</sup>

梅田政樹<sup>A</sup>、藤田憲生<sup>A</sup>、加藤勝<sup>B</sup>、佐藤修<sup>C</sup>

超伝導体の転移温度は常温超伝導に向け活発になっている。転移温度の研究では、新物質の開発や既に見つかっている銅酸化物高温超伝導体の転移温度の起源を調べる研究が中心であるが、今回はナノ構造超伝導体の大きや形状と転移温度との関係[1]についてコンピュータシミュレーションを用いて調べた。

シミュレーションでは揺らぎの効果や乱れの効果等をグリーン関数を利用して取り入れるため、Gor'kov 方程式を有限要素法を用いて解く。このとき方程式は

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

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

となる。

今回は複数の形状の超伝導体について

$$C_{i_1 i_2} = (i\hbar\omega_n + \mu) I_{i_1 i_2}^e - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{i_1 i_2}^{e\alpha\alpha}, D_{i_1 i_2} = (-i\hbar\omega_n + \mu) I_{i_1 i_2}^e - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{ij}^{\alpha\alpha}$$

とおいたとき

$$\det \left[ I_{i_1 i_2}^e - \frac{g}{\beta} \sum_n e^{-i\omega_n \eta} \sum_{i_1' i_2'} \sum_{i_2 i_3} (D^{-1})_{i_1' i_2'} I_{i_1' i_2' i_3}^e (C^{-1})_{i_3 i_2'} I_{i_1 i_2}^e \right] = 0$$

の行列の最小固有値が0になるときに転移温度となることを用いて、超伝導体の形状と転移温度との関係を調べた。さらにオーダーパラメータ $\Delta$ をその固有ベクトルから求めた。

この形状と転移温度の関係を研究することでさらなる転移温度の上昇や超伝導の応用に生かすことができると考える。

引用（参照）文献

[1] M. Kato, T. Koyama, Mashida. Superconductors-Materials, Properties and Applications. InTech. (2012)319

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

## 超伝導複合体 d-dot の量子理論回路

大阪府立大学工学部数理工学科<sup>A</sup>、東北大学金属材料研究所<sup>B</sup>、  
大阪府立大学工学研究科電子物理分野<sup>C</sup>、大阪府立大学工学研究科数理工学分野<sup>D</sup>、  
藤田憲生<sup>A</sup>、梅田政樹<sup>A</sup>、小山富男<sup>B</sup>、石田武和<sup>C</sup>、加藤勝<sup>D</sup>、

超伝導は、Cooper 対の波動関数の位相が超伝導体全体に渡って揃うため、巨視的な量子現象である。鉛などに代表される古典的な超伝導体の超伝導対称性は  $s$ -波的(等方的)であることが知られていた。一方、YBCO などに代表される高温超伝導体の超伝導対称性は、コーナー接合実験により、 $d$ -波的(異方的)であることが実証された[1]。

$d$ -波超伝導体は、方向によって巨視的波動関数の位相が異なるため、 $s$ -波超伝導体に正方形の  $d$ -波超伝導体を埋め込んだ構造(d-dot)には、ゼロ磁場下においても、角に半整数磁束が自発的に生じる。我々は、2成分 Ginzburg-Landau 方程式を用いることで、自発磁束の構造の解析に成功した[2]。

この自発磁束は時間反転対称性を破るため、二つの安定状態が存在する。それぞれの状態を 0 と 1 に対応させ、外部磁場や外部電流などにより状態を操作することによって、d-dot を古典的な論理回路素子として用いることができる。

また、d-dot のサイズを小さくすることで、2状態間の遷移確率を大きくし、2状態の重ね合わせを実現できることが理論的に予想されており[3]、近年注目が集まっている量子コンピューターを構成する量子回路素子への応用も期待されている。

本発表では、d-dot の詳しい構造とその数値的解析手法、および d-dot の量子理論回路への応用について考察する。

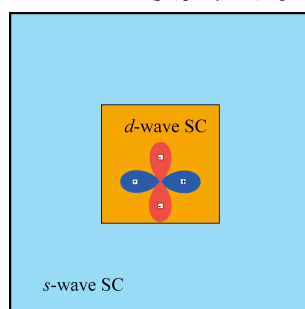
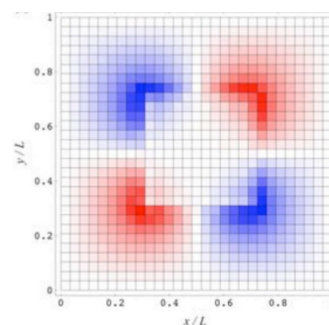


図 (A) d-dot の構造



(B) d-dot の自発磁化の様子

### 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] T. Koyama, M. Machida, M. Kato, T. Ishida. Physica C **426-431**, 1561(2005)



## YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 超薄膜を用いた 電気二重層トランジスタ構造におけるキャリア制御プロセス

低温物質科学実験室<sup>A</sup>, 東大院工<sup>B</sup>, 理研<sup>C</sup>  
永澤翔平<sup>A</sup>, 野島勉<sup>A</sup>, 中村慎太郎<sup>A</sup>, 岩佐義宏<sup>B,C</sup>

近年, 電気二重層トランジスタ (Electric double layer transistor: EDLT) 構造を利用した電界による超伝導誘起・超伝導制御が数多くの物質で報告されている. ゲート材料として, 液体 (又は固体) 電解質やイオン液体を用いる EDLT では, 対象試料への静電的キャリアドーピングに加え, イオンのインターカレーションや酸化還元反応といった電気化学的キャリアドーピングや溶解が起こる可能性がある. しかし, これらの明確なすみ分けを行った研究例は少ない. 我々はモット絶縁体を母物質とする銅氧化物高温超伝導体 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> (YBCO) に着目し, その EDLT 構造におけるキャリア制御プロセスを詳細に調べている. これまでイオン液体 DEME-TFSI を用いた EDLT-YBCO 構造のアンダードーピング領域 (低ドーピング領域) におけるキャリア制御プロセスを調べ, ゲート電圧  $V_G$  の符号や大きさによって静電的キャリアドーピングと電気化学的還元反応によるキャリアドーピングの領域があることを見出してきた[1]. 今回, キャリア制御の範囲をオーバードーピング領域 (高ドーピング領域) まで広げる試みを行ったのでその結果を報告する.

図に DEME-TFSI イオン液体と 7 ユニットセル YBCO 超薄膜を用いた EDLT において, 負の  $V_G$  (ホール増加に相当) を印加していった際の 220K での面抵抗  $R_S$  の  $V_G$  依存性を示す. 0V から -2V まで絶対値の小さい負の  $V_G$  を印加すると,  $R_S$  は単調に減少 (超伝導転移温度:  $T_c$  は上昇) する. しかし, -2V より  $V_G$  の絶対値を大きくすると  $R_S$  は上昇に転じ, その後値を戻しても元の  $R_S$  には戻らない不可逆な変化が起きることが分かった. 一方で,  $V_G$  の絶対値が -2V より小さい場合には  $R_S$  は可逆的な変化をする. このように, あるしきい値電圧  $V_{th}$  ( $V_{th} = -2 \sim -3V$ ) によって  $R_S$  が可逆的な領域と不可逆的な領域とに分かれることが分かった. それぞれの  $V_G$  の領域でどのようなプロセスが起こっているか調べるため,  $T_c$  やキャリア密度の  $V_G$  依存性のより詳細な実験を行った. その結果,  $V_G < V_{th}$  での  $R_S$  の上昇は試料の溶解とそれに起因した散乱時間  $\tau$  の減少が原因であることが分かった. 一方,  $V_{th} < V_G < 0V$  の可逆的な領域では通常の FET 的 (静電的) なキャリアドーピングが起きていることも分かった. この結果は EDLT-YBCO 構造では  $T_c$  が最大となる最適ドーピング近傍までホールドーピングすることができるものの, 試料の溶解により高ドーピング領域までのキャリア制御はできないことを意味している. これは高ドーピング領域で電子系の新たな相転移により,  $R_S$  が上昇するというこれまでの報告[2]と矛盾する.

引用文献

[1]永澤他, 第 125 回金属材料研究所講演会, 55.

[2] X. Leng *et al.*, Phys. Rev. Lett. 108, 067004 (2012).

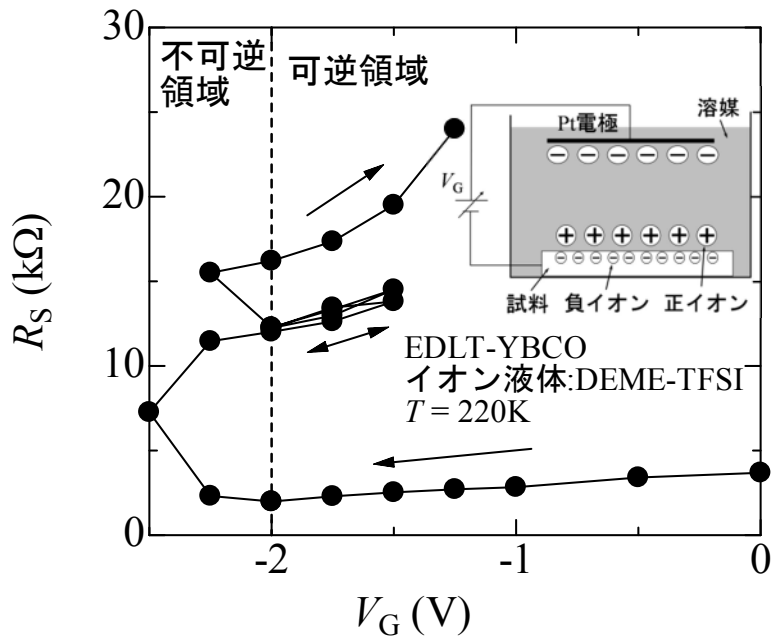


図 EDLT-YBCO における面抵抗  $R_S$  (220K) の  $V_G$  依存性. 矢印は実験の順序を示す.

挿入図: EDLT の概念図

## SrTiO<sub>3</sub>の電界誘起金属状態の輸送特性

東北大金研野島研<sup>A</sup>, 東大院工<sup>B</sup>, 理研<sup>C</sup>

田中 駿<sup>A</sup>, 野島 勉<sup>A</sup>, 中村 慎太郎<sup>A</sup>, 岩佐 義宏<sup>B,C</sup>

物質のキャリア密度は物性を決める重要なパラメータであることから、キャリア密度制御による新物性の開拓が様々な分野で行われている。電界効果トランジスタ(FET)構造を用いた静電的キャリア注入法は、試料に乱れを入れることなくキャリア密度のみを可逆的かつ連続的に制御できる理想的な手法である。近年、FETにおけるゲート絶縁体の代わりにイオンを含む電解質やイオン液体を用いた電気二重層トランジスタ(EDLT)構造を用いることによって、従来のFETでは不可能だった $10^{14}\text{cm}^{-2}$ 程度の高いキャリア密度の注入が可能となり、これにより遷移金属酸化物絶縁体 SrTiO<sub>3</sub>(100)表面に電界効果のみで超伝導が誘起されるようになった[1]。一方でこの常伝導状態に注目すると、従来型のFETによるSrTiO<sub>3</sub>の低キャリア密度領域( $10^{11}\sim 10^{12}\text{cm}^{-2}$ )の金属状態の特性はすでに報告されているが[2]、より高キャリア密度領域( $10^{13}\sim 10^{14}\text{cm}^{-2}$ )での詳細な研究はされていない。そこで本研究では、EDLTを用いてSrTiO<sub>3</sub>表面に金属状態を誘起し、その磁場中輸送特性を詳細に調べた。

図1にEDLTデバイスの模式図を示す。ゲート材料としてイオン液体 DEME-TFSI、ゲート電極としてPt板を用いた。SrTiO<sub>3</sub>伝導チャンネルに0~3Vのゲート電圧 $V_G$ を印加し(電子ドーピングに相当)、磁場中での輸送特性を測定した。図2に $V_G=3\text{V}$ での各温度におけるホール抵抗の磁場依存性 $R_{xy}(H)$ を示す。高温側では $R_{xy}$ が磁場に対して線形である典型的なホール効果が得られるが、低温(30K以下)で $R_{xy}(H)$ は線形的振る舞いからはずれ、高磁場で飽和する傾向が

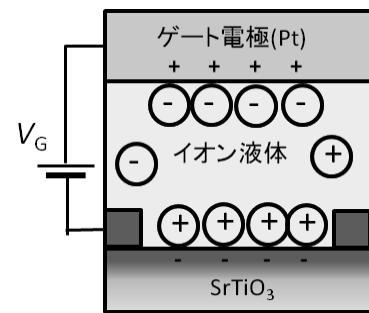


図1 EDLT デバイスの概念

観測された。さらに図3に示す $R_{xy}$ の温度依存性では、30K以下で急激に上昇する。この異常な $R_{xy}$ の振る舞いは、SrTiO<sub>3</sub>の2次元高キャリア密度領域において強磁性相が存在する可能性を示している。

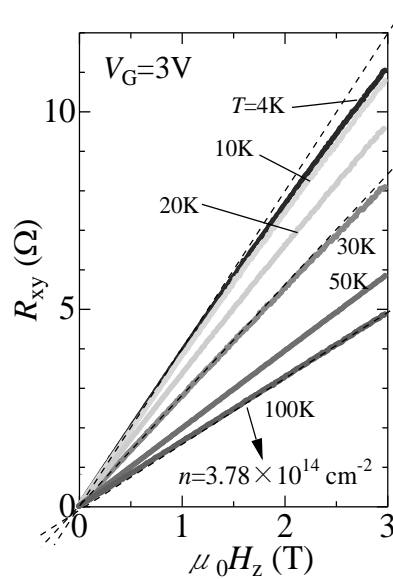


図2  $V_G=3\text{V}$ におけるホール抵抗 $R_{xy}$ の磁場依存性

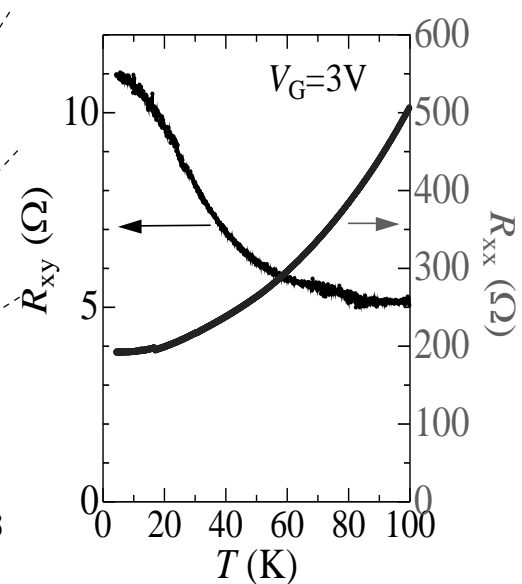


図3 ホール抵抗の温度依存性

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

[2] H. Nakamura, *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 78, 083713 (2009).

## トポロジカル超伝導体表面における熱伝導の不純物効果

東北大学原子分子材料科学高等研究機構<sup>1</sup>、東北大学金属材料研究所<sup>2</sup>

仲井 良太<sup>1</sup>、野村 健太郎<sup>2</sup>

3次元トポロジカル超伝導体の表面には自発的に2次元マヨラナ粒子系があらわれる。マヨラナ粒子は電氣的に中性であるため電磁応答を示さない代わりに、重力に対する応答が期待される。物質内においては、このような応答は温度勾配に対する熱伝導として観測されうる<sup>1,2</sup>。

本研究では、時間反転対称性のあるトポロジカル超伝導体の表面における熱伝導の乱れの効果を考える。時間反転対称性のある3次元トポロジカル超伝導体の表面には2次元マヨラナ粒子が時間反転のペアであらわれ、バルクの対称性である時間反転対称性と粒子正孔対称性を満たす摂動に対して安定である。このような2つの対称性を保つ表面の乱れとしてはペアポテンシャルの空間的な変動が考えられるが、これはマヨラナ粒子に結合する重力場の空間的な変動とも書き換えることができる。このような乱れがある場合の熱伝導を、自己無撞着ボルン近似を用いたグリーン関数法によって解析する<sup>3</sup>。

### 引用（参照）文献

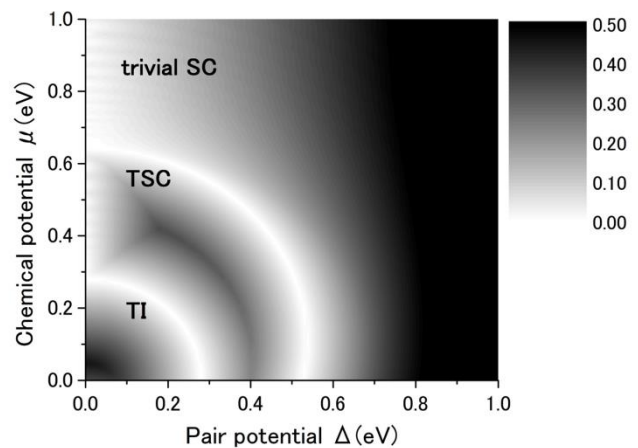
- [1] N. Read and D. Green, Phys. Rev. B 61, 10267 (2000).
- [2] J. M. Luttinger, Phys. Rev. 135, A1505 (1964).
- [3] R. Nakai and K. Nomura (in preparation)

## Quantum thermal Hall effect of Majorana Fermions on the surface of topological superconductors

*IMR, Tohoku University*  
Yosuke Shimizu, Kentaro Nomura  
E-mail : y.shimizu@imr.tohoku.ac.jp  
: nomura@imr.tohoku.ac.jp

Recently, Majorana fermions attracted a lot of attention in condensed matter physics. In a topological superconductor (TSC) with nonzero topological invariants, the zero energy states in a vortex core and the edge excitations are described as Majorana fermions. As in a quantum Hall system where the topological invariant corresponds to the quantized Hall conductivity, the topological invariant of two-dimensional superconductors such as chiral p-wave paired states are related to the thermal Hall conductivity.

In this work we study the quantum thermal Hall effect of Majorana fermions realized on the surface of a three-dimensional superconducting topological insulator  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . The diagonal part of the BdG Hamiltonian is the model Hamiltonian of  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , while the off-diagonal part corresponds to the pair-potential with odd-parity. Figure 1 is the phase diagram. Gray plot shows the excitation gap as a function of the chemical potential and the pair potential. The computed thermal Hall conductivity is 2 in TI phase, 1 in TSC phase, and zero in trivial SC phase, in units of  $\frac{\pi^2}{6h}k_B^2T$ .



**Fig1 :Excitation gaps as a function of the  
chemical potential the pair potential**

- [1] M.Z. Hasan and C.L.Kane, Rev.Mod.Phys. **82**,3045(2010)
- [2] X.L. Qi and S.C. Zhang, Rev.Mod.Phys. **83**,1057(2011)
- [3] K. Nomura et al., Phys. Rev. Lett. **108**,026802(2012)

## 2 電極を有する Bi-2212 テラヘルツ光源の 電流注入調節による特性制御

京大院工

辻本学, 中川裕也, 吉岡佑介, 亀井裕太, 前田圭穂, 水田慎吾, 掛谷一弘

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  固有ジョセフソン接合列におけるテラヘルツ発振現象[1]は、銅酸化物系に普遍的な異方的層状構造を直接反映した興味深い現象であることに加え、開発が遅れているテラヘルツ帯の光源としての利用が期待されるため、注目されている。最近、Wang らは低温走査レーザー顕微鏡による電磁界イメージングの結果から、大電流注入に伴うメサの局所発熱（ホットスポット）がジョセフソン振動の位相同期に重要な役割を果たしていることを指摘している[2]。しかし、ホットスポットが観測されない低バイアス域でもコヒーレントな放射が得られる[1]ことから明らかなように、局所発熱と位相同期の関係は完全に理解されていない。

我々は今回、メサ上部の離れた位置に電極を 2 つ持つ素子（図 1）を作製し、それぞれから注入する電流を分流回路で調節することで、メサ内の温度分布を外的に制御しながら発振特性の変化を観察する実験を行った。温度分布は蛍光イメージング法[3]で測定する。結果として、電流を電極の片側から注入した場合、両側から注入する場合に比べて発振強度が最大で 20% 増大することがわかった。この振る舞いは、発振の起こる高バイアス域と低バイアス域（図 2）で大きく異なる。特に温度分布が一樣と考えられる低バイアス域では、電流注入の違いによる強度変化は見られない。このことは、発振がメサ内の温度分布に敏感であるということを示唆している。講演では、実験結果の詳細について報告する。

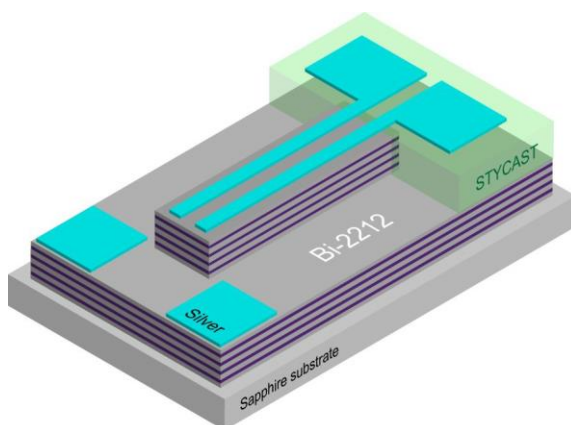


図 1: 2 電極メサ素子

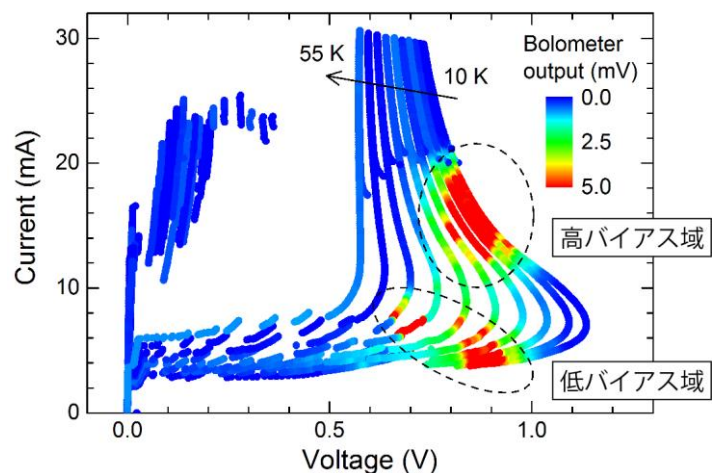


図 2: I-V 特性の熱浴温度依存性。  
発振強度はカラープロットで示した。

### 参考文献

- [1] L. Ozyuzer *et al.*, *Science* **318**, 1291 (2007).
- [2] H. B. Wang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 057002 (2010).
- [3] T. M. Benseman *et al.*, *J. Appl. Phys.* **113**, 133902 (2013).

## 固有ジョセフソン接合 Bi2212 単結晶を用いた THz 波発振器の 高出力化とその応用

筑波大数理物質, CREST-JST, 京大院工<sup>A</sup>, NIMS<sup>B</sup>

柏木隆成, 安居昂紀, 中出蔵馬, 幸良彦, 北村健郎, 石田和也, 関本俊佑, 渡辺千春,  
浅沼健太郎, 柴野雄紀, 辻本学<sup>A</sup>, 南英俊, 山本卓<sup>B</sup>, 吉崎亮造, 門脇和男

テラヘルツ帯 (THz) の発振・検出デバイスの発展に伴い、イメージング、通信、物性研究、創薬・診断医療といった幅広い分野へ、近年 THz 波の利用が進んでいる。このような THz 波の応用利用において、例えば THz イメージングなどでは、高いシグナルノイズ比の画像を高速に得るために、高出力で安定に発振できる素子が必要である。我々は、高温超伝導体  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Bi2212) 単結晶が持つ固有ジョセフソン接合を利用したテラヘルツ波発振素子について、これまでその発振特性を中心に研究を行ってきた[1-3]。最近は、上記にあげた応用利用への素子適用を目指し、高出力発振素子の開発を中心に研究を進めている。

我々の発振素子一つ当たりの最大出力は現状で約  $30 \mu\text{W}$  であり[4]、実用には更なる高出力化が必要である。一方で、3 つの発振素子を協調的に動作させることで約  $600 \mu\text{W}$  程度の出力が得られることが最近報告されており[5]、この結果は我々の発振素子が十分実用レベルに到達できることを示唆している。よって、現状としては、一つ当たりの発振出力を更に向上させ、加えてそれらを再現性良く協調的に動作させる手法の開発が高出力化において必要である。

現在我々は、3 つの素子の同時動作時における発振特性の詳細を調べている。実験から、複数動作により発振出力が増加することは確認したが、その出力は協調動作時から期待されるほど大きくはない。また、個々の素子から発生するジュール熱が互いに影響し合い、全体の発振特性に影響を与えていると推測できる振る舞いも観測されている。このことは、「個々の発振素子の温度特性」と「複数動作時の発熱」の関係を考慮して、全体の発振特性を理解・制御する必要があることを示している。当日は、この複数素子の同時動作における発振特性の詳細について議論を行うとともに、現状の発振素子の応用例について紹介する。

### 引用（参照）文献

- [1] L. Ozyuzer *et al.*, *Science* **318**, (2007) 1291.
- [2] K. Kadowaki *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **79**, (2010) 023703.
- [3] M. Tsujimoto *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, (2010) 037005.
- [4] S. Sekimoto *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **103**, (2013) 182601.
- [5] T.M. Benseman *et al.* *Appl. Phys. Lett.* **103**, (2013) 022602.

## 固有ジョセフソン接合の THz 発振

物質・材料研究機構<sup>1</sup>, Tübingen Univ.<sup>2</sup>, RISE, Nanjing Univ.,<sup>3</sup> IREE<sup>4</sup>

羽多野 毅、Huabing Wang<sup>1</sup>, R. Kleiner<sup>2</sup>, P. H. Wu<sup>3</sup>, P. Koshelets<sup>4</sup>

ビスマス系高温超伝導体の結晶構造はその  $c$ -軸方向にジョセフソン接合列を形成していて、テラヘルツ波を放射することが知られている[1]。最近、発振周波数の広範囲での可変性、MHz オーダーの狭線幅など、ユニークな発振特性で注目される一方で、発振の様式[1-7]・発熱問題 (HOT SPOT) [2-3,6]・狭線幅が何故比較的高い温度で出現する[7]かなど、未解明の問題も多い。Argonne-筑波大-フロリダ大学-京都大学グループ[1,4,5]と、NIMS-Tübingen 大学-南京大学-IREE グループ[2,3,6,7]の実験結果を比較して、これらの問題について議論する。

引用 (参照) 文献 (実験のみ)

### テラヘルツ波放射の発見

[1] Argonne : L. Ozyuzer, et al., Science 318, 1291 (2007).

### 高バイアス条件と HOTSPOT の発見

[2] NIMS : H.B. Wang, et al., Phys. Rev. Lett., 102, 017006 (2009).

### 発振周波数の広範囲での可変性

[3] NIMS : H. B. Wang, et al., Phys. Rev. Lett 105, 057002 (2010).

### THz 放射の角度依存性観測と発振様式の同定

[4]筑波大学 : H. Minami, et al., Appl. Phys. Lett. 95, 232511 (2009)

### 長方形・正方形スタック構造

[5]筑波大学 : M. Tsujimoto et al., Phys. Rev. Lett 105, 037005 (2010).

### 発熱と Y 字・円盤など種々のスタック構造の発振モード観測

[6] Tübingen 大学 : S. Guenon, et al., Phys. Rev. B82, 214506 (2010)

### MHz オーダーの狭線幅

[7] 南京大学 : M. Li, et al., Phys. Rev. B86, 060505(R) (2012).

### YBCO-GB-junction による IJJs 発振素子出力・周波数の受信・同定

[8]南京大学 : D.Y. An, et al., Appl. Phys. Lett. 102, 092601 (2013).

## Thermal Effects in Terahertz Radiation from Intrinsic Josephson Junctions

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

The intrinsic Josephson junctions (IJJs) in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$  (BSCCO) single crystal provides a good candidate for generating high-frequency electromagnetic (EM) waves, especially the ones in terahertz (THz) range. Recently, thermal effects in IJJs draw much attention, as they may help the system to be synchronized. In this work, we study the role of thermal effects in the kink state numerically [1]. We focus on two aspects of the thermal effects in the system. The first one is the thermal effects on initial state of phase difference in IJJs, which is simulated by a random distribution of initial phase state associated with the temperature of the system. The second one is the thermal effects on the conductance of the system in  $c$  direction. The result shows that the thermal effects play dual roles in the system. On one side the thermal effects drive the system into the  $\pi$  phase kink state, which can pump large energy into the cavity mode at resonances. On the other side the thermal effects lower the proportion of supercurrent in total injected one which limits the radiation power.

### References

[1] F. Liu, S.-Z. Lin and X. Hu, in preparation for submission.



## 固有ジョセフソン接合からのTHz発振の 三次元シミュレーション

松本 秀樹（東北大物理）、小山 富男（東北大金研）、  
町田 昌彦（原研）、山田 進（原研）

これまで、二次元マルチスケールシミュレーションにより固有ジョセフソン接合からのTHz発振について調べてきたが、そのシミュレーション方法を三次元に拡張した場合の結果を報告する。この方法は固有ジョセフソン接合系、エレクトロード、周りの真空を通常の電磁気の境界条件でつないで同時に計算するもので、真空の電磁場と接合系の電磁場が互いに影響しあう状況を調べることができる。

シミュレーションは一辺が $0.5\lambda_c$ の正方形の形状で行った。二次元の場合と同じように $\pi$ モードに対応するところで、強い発振が得られた。磁場分布の時間変化を調べたところ、正方形の相対する角に反対方向に回る渦上の磁場が生じ、それが正方形の周辺を対になって回っているような動向を示す結果が得られた。 $x-y$ あるいは $-xy$ 方向にソリトンの（ $\pi$ -kink）位相変化が生じるためと思われる。 $z$ -軸方向に強く発振し、また $x$ -軸、 $y$ -軸よりは、 $xy$ 方向に強い発振が得られた。そのときその振動方向の特長により、 $x-y$ 方向と $-x-y$ 方向に異方向性が自然に生じる結果を得た。

## 超伝導渦のホール効果の自己無撞着な微視的計算

東京大学生産技術研究所<sup>1</sup>、東京大学総合文化研究科<sup>2</sup>

荒畑恵美子<sup>1</sup>、加藤雄介<sup>2</sup>

本講演では、2次元S波超伝導体における単一量子渦のフラックスフロー状態における電気伝導度（縦伝導度とホール伝導度）を微視的に計算した結果について報告する。用いた枠組みは、Kitaによって与えられた拡張された準古典方程式のうちケルディシュ形式で与えたもの[1]と、ギャップ方程式、自己無撞着ボルン近似での自己エネルギーに対するダイソン方程式、マクスウェル方程式であり、これらの自己無撞着解を渦の速度  $v$  の一次までの範囲で求め、それに基づき電気伝導度を求めた[2]。

計算は温度  $T=0.3T_c$ 、準古典パラメータ— $k_F \xi = 50, 100, 1000$ 、GLパラメータ—は6程度、不純物濃度については clean から dirty までの範囲を調べた。

数値計算の結果として得られた平衡状態の局所状態密度のピーク構造のエネルギーと位置の関係は、準古典方程式における Kramer-Pesch による解析解とおおむね一致し、平衡状態におけるペアポテンシャルと電流密度も渦中心付近で Kramer-Pesch による解析解と一致することを確認した。一方で平衡状態の局所状態密度のピーク構造にはエネルギーに関する非対称性(粒子正孔非対称性)が観測された。非対称性は、 $k_F \xi = 50$  のとき特に大きい。が  $k_F \xi = 100, 1000$  の場合にも認められた。さらに、粒子正孔非対称性の大きさは不純物濃度について非単調であり、不純物の存在には粒子正孔非対称性を強める働きがあることがわかった。

渦の速度の一次の範囲までで、局所的粒子数保存則、フラックスフロー状態におけるジョセフソン関係式  $\langle \mathbf{E} \rangle = \langle \mathbf{B} \rangle \times \mathbf{v}$  ( $\langle \rangle$ は空間平均を表す)や、電流密度が渦中心から離れたところで定ベクトル  $\mathbf{j}_{tr}$  に収束することを確認したあと、 $\mathbf{j}_{tr} = \sigma \langle \mathbf{E} \rangle$  により定義した伝導度テンソル  $\sigma$  の縦成分（縦伝導度）と横成分（ホール伝導度）を求めた。 $\sigma$  の不純物濃度依存性は、Kopnin-Kravtsov(1976)による3次元S波超伝導体に対する（自己無撞着ではない）結果や渦束縛状態に対するボルツマン方程式の結果と全体的な傾向は似ている。その一方で我々の結果には準古典パラメータ—依存性がみられるという違いがあった。

本研究の成果は単一渦のホール効果の自己無撞着な微視的計算として初めてのものである。渦糸状態におけるホール伝導度の符号反転の問題、量子渦の質量の問題など、この枠組みで取り組める未解決な問題は数多くあり、それらの解決への確固たる足がかりを与えるものとして本研究を位置付けることができる。

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

[2] E. Arahata and Y. Kato, [[arXiv:1310.0566](https://arxiv.org/abs/1310.0566)]

## 準古典方程式とホール効果

北大・理・物理

北 孝文

超伝導状態を記述する有力な手法である「準古典方程式」によるホール効果の記述についてレビューする。

超伝導状態においては、「アブリコソフの渦格子」や「超伝導近接効果」のように、準巨視的スケールにわたる不均一性をもつ秩序相が実現する。このような相の理論的記述において、有力な方法として用いられてきたのが、転移点近傍における「ギンツブルグ-ランダウ方程式」、および、それを低温領域にまで拡張した「アイレンバーガー方程式」である。両者は共に、ゴルコフ方程式から、準粒子の自由度を消去することに得られ、準巨視的不均一性の解明に大きな威力を発揮してきた。しかし、それらの簡略化された方程式には、「ローレンツ力」とそれが関与する「ホール効果」が記述できないという問題点もあった。

ローレンツ力は

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

と表される。この形は、特殊相対論における「ローレンツ不変性」の要請から決定できる。従って、平衡状態で存在する超伝導電流に対しても、第二項で表される（狭義の）ローレンツ力は働くはずである。しかし、その項は、標準的な「アイレンバーガー方程式」では逸脱している。

「準古典方程式」にローレンツ力を取り込むために、ゴルコフ方程式のゲージ不変性を適切に処理し、無次元パラメータである  $k_F\xi$  の一次の項まで取り込む研究を行った [1]。その結果として得られた「拡張準古典方程式」は、明白なゲージ不変性を持ち、ローレンツ力がきちんと記述できる。

さらに、この方程式を用いて、平衡超伝導電流に働くローレンツ力の研究を行った [2]。その結果として、フェルミ面とエネルギーギャップの両者に異方性がある場合には、超伝導状態における励起の異方性が正常状態から変化し、ホール係数の符号反転が起こりえることも明らかになった。

さらに、最近の荒畑・加藤の研究によると、ローレンツ力は、平衡状態の量子渦中心における準粒子状態密度にも影響を及ぼし、準粒子ピークを零エネルギーからずらしてスペクトルに非対称性を与えることもわかっている。

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

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

## カイラル p 波超伝導における不純物効果の解析的計算

東大院総合文化  
黒澤範行、加藤雄介

クリーンな超伝導の渦芯中には Caroli-de Gennes Matricon 状態 (CdGM 状態) と呼ばれる局在した状態が存在する [1]。二次元カイラル p 波超伝導は  $^3\text{He-A}$  相や  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  において実現されていると考えられている超伝導秩序である。この超伝導における CdGM モードは、バルクと比較して、不純物の影響を著しく受けにくくなりうる、という予想が理論的になされている [2-4]。

超伝導に不純物を取り入れる場合、不純物を Born 散乱体として取り入れた場合とユニタリ散乱体として取り入れた場合では、不純物の効き方が大きく異なるということが、バルクにおいてはよく知られている。磁束渦に対しても、導入した不純物が Born 的であるかユニタリ的であるかにより、バルクと同様に不純物効果が定性的に異なってくるのが先行研究により指摘されている [5]。

発表者は以前、二次元カイラル p 波の渦芯における不純物効果を数値計算によって調べ、ユニタリ散乱体は Born 散乱体に比較して、CdGM 状態は不純物に対してより敏感なことを示した [6]。本研究ではそれに引き続き、Kramer-Pesch 近似 [7] を用いて、渦芯付近の準古典 Green 関数の近似解を解析的に求めた。得られた解は、バルクにおける Fermi 面上の状態密度の存在の有無が、渦内の CdGM 状態に大きな影響を及ぼしていることを示していた。これは以前の数値計算の結果と一致しており、その妥当性を確認することができたと考えられる。

[1] C. Caroli, P. G. de Gennes, J. Matricon: Phys. Lett. **9** (1964) 307.

[2] YK: J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000) 3378.

[3] N. Hayashi, YK, M. Sigrist: J. Low. Temp. Phys. **139** (2005) 79.

[4] Y. Tanuma, N. Hayashi, Y. Tanaka, A. A. Golubov: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 117003.

[5] N. Hayashi, Y. Higashi, N. Nakai, H. Suematsu: Physica C **484**, 69 (2013).

[6] NK, N. Hayashi, E. Arahata, YK: to be published, doi:10.1007/s10909-013-0951-1.

[7] L. Kramer, W. Pesch: Z. Phys. **269** (1974) 59.

## マルチバンド超伝導体に対する準古典理論とその応用について

原子力機構システム計算科学センター

永井佑紀、中村博樹、町田昌彦

MgB<sub>2</sub> や鉄系超伝導体など、近年発見された超伝導体はマルチバンド系であることが多く、マルチバンド性の超伝導への影響を調べることは重要である。しかし、「マルチバンド性」という言葉は系によって異なった意味をもっている。たとえば、MgB<sub>2</sub> における「マルチバンド性」という意味は、「異なったフェルミ面に異なった超伝導ギャップがある」というものであり、多くの理論において、異なったフェルミ面に同じ大きさの超伝導ギャップがある場合には、それは通常のシングルバンドの理論と等価となる。つまり、「非連結フェルミ面を持つシングルバンド模型」と「マルチバンド模型」の区別がつかない。一方、鉄系超伝導体などにおいては、鉄の 3d 軌道が絡まり合ってバンドを作っていることが本質的であり、フェルミ面上のある点での「軌道のキャラクター」がマルチバンド性の議論の際によく言及される。つまり、フェルミ面が同じであってもフェルミ面上での軌道成分が異なると違う模型となる。この「軌道のキャラクター」は、鉄系超伝導体の理論解析を複雑にしている元凶のひとつである。

そこで我々は、「マルチバンド超伝導」とは何かを調べるために、マルチバンド準古典理論の構築を試みた。これまでの準古典理論では MgB<sub>2</sub> のようなマルチバンド系しか想定しておらず、鉄系超伝導体のマルチバンド性である「軌道のキャラクター」を取り入れた理論の構築は行われていなかった。我々は、射影演算子を使って行列次元を縮約する事で、フェルミ面の縮退度のみの自由度をもつマルチバンド準古典理論を構築することに成功した。例えば、この理論においては、鉄系超伝導体はシングルバンドに、トポロジカル超伝導体は2バンドとなる。また、「軌道のキャラクター」はすべて非局所異方的「擬ポテンシャル」に押し込められることがわかった。

本講演では、この理論の概要を述べたあとに、トポロジカル超伝導体の界面や渦糸での束縛状態を議論する[1,2]。また、Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub> の3バンド模型における「擬ポテンシャル」で記述された異方的不純物散乱や、その他興味深いマルチバンド超伝導体に対する適用等を、時間があれば紹介する予定である。

### 引用文献

[1]Y. Nagai, H. Nakamura, and M. Machida, arXiv:1211.0125

[2]Y. Nagai, H. Nakamura, and M. Machida, arXiv:1305.3025

## 空間反転対称性のない系での渦糸束縛状態に対する不純物効果： 自己無撞着 Born 近似による解析

大阪府立大学工学研究科<sup>A</sup>、日本原子力研究開発機構システム計算科学センター<sup>B</sup>、  
大阪府立大学ナノ科学・材料研究センター<sup>C</sup>  
東陽一<sup>A</sup>、永井 佑紀<sup>B</sup>、林 伸彦<sup>C</sup>

超伝導渦芯には、準粒子の束縛状態が形成される（渦糸束縛状態）。我々は、渦糸束縛状態に対する不純物効果に興味を持っている。Volovik によって、カイラル  $p$  波超伝導の渦糸束縛状態のスペクトルに対して、単一不純物は影響を与えないことが示されている[1]。これに対して、我々は、系に非磁性不純物がランダムに存在し、かつスピン軌道相互作用が存在する場合を考えている。この場合、渦糸近傍における不純物散乱が、スピン軌道相互作用がない場合と比べて異なることを解析計算から見出しており、渦糸束縛状態のスペクトルに対する不純物効果も異なるのではないかと予想している。

これまで、不純物散乱を取り扱う際に、不純物自己エネルギーを自己無撞着には計算していなかった（ここでは、以後 bare Born 近似と呼ぶ）。前回の渦糸会議において、スピン軌道相互作用がある状況下で、ペアポテンシャルが  $s$  波成分のみの場合、 $s+p$  波の場合双方に対して、渦糸束縛状態のゼロエネルギーピークがエネルギー方向に分裂するという計算結果を報告した。しかし、最近になって、このゼロエネルギーピークの分裂は bare Born 近似特有の現象であることがわかってきた。二次元フェルミ面を持つ通常の  $s$  波超伝導に対して、bare Born 近似と自己無撞着 Born 近似双方を用いて局所状態密度を計算したところ、 $s$  波超伝導の不純物効果では見られないはずのゼロエネルギーピークの分裂が bare Born 近似では見られた（異なる二つの数値計算プログラムで確かめた）。カイラル  $p$  波超伝導や  $s$  波超伝導について報告があるように[2]、自己無撞着 Born 近似ではこのような分裂は見られないことも確かめた。

以上から、渦糸近傍局所状態密度を数値的に計算する場合、bare Born 近似では、不純物散乱効果を定性的に誤って評価してしまうことが明らかになった。したがって、スピン軌道相互作用がある場合の渦糸束縛状態に対しても、自己無撞着 Born 近似を用いて不純物散乱を取り扱わないと、定性的に誤った評価をする可能性がある。講演では、自己無撞着 Born 近似を用いた場合の局所状態密度の数値計算結果を示す予定である。

[1] G. E. Volovik, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 70, 601 (1999) [JETP Lett. 70, 609 (1999)].

[2] Y. Kato and N. Hayashi, J. Phys. Soc. Jpn. 71, 1721 (2002); N. Kurosawa, N. Hayashi, E. Arahata, and Y. Kato, arXiv:1305.5171.

## トポロジカル超伝導渦内の束縛準位に対する不純物効果

東大理、東大総合文化

正木祐輔、加藤雄介

トポロジカル超伝導体はマヨラナ準粒子の出現だけでなく、量子計算という応用面でも期待されており、渦糸に束縛されたマヨラナ状態を断熱的に交換することで実現できるとされている[1]。超伝導体に侵入した渦芯内にはCaroli-deGennes-Matignon状態と呼ばれる離散準位が形成されるが、トポロジカル超伝導体ではマヨラナ束縛状態が現れるために、離散準位の中に厳密にゼロエネルギーとなる準位が存在し、それは系のトポロジカルな性質により保護されている。この準位の安定性が、量子計算を実現する上での利点である。一方断熱的な操作の時間スケールはminigapと呼ばれるマヨラナ束縛状態と第一励起状態との準位間隔の逆数で特徴付けられ、不純物などの乱れがあるときには励起準位の安定性も重要となる。

本講演では、単一渦周りの回転対称性があるトポロジカル超伝導について、渦内に束縛された離散準位に対する不純物効果を発表する予定である。具体的な系としてはカイラルp波超伝導と近接効果によりs波ペアリングが誘起されたラシュバスピ軌道相互作用をもつ二次元電子系[2]で計算を行った。後者は有効的にp+ip超伝導といわれているが、その対応についても議論したい。また手法としては、従来不純物効果を調べる際に用いられた準古典理論はスペクトルを連続化してしまうために、minigapを調べるという本研究の目的には適さない。そこで我々は、Gor'kov方程式で、不純物を自己エネルギーとして取り込み、自己無撞着Born近似の範囲で計算する枠組みを確立した。Green関数は主要な寄与を与えうる渦芯に束縛された低エネルギー準位を用いて構成し、Kopninらがs波の第二種超伝導でホール効果を調べるのに用いたもの[3]と類似の形式を得た。準古典パラメータ $k_F\xi$ の大きいときには準古典理論の結果[4]と今回の方法との一致を確認し、また小さいときには準古典理論ではみられない、準位の離散性が効いていると考えられる結果を得た。

### 参考文献

- [1] D. A. Ivanov, Phys. Rev. Lett. **86** 268 (2001).
- [2] J. D. Sau, R. M. Lutchyn, S. Tewari and S. D. Sarma, Phys. Rev. Lett. **104** 040502 (2010).
- [3] N. B. Kopnin and V. E. Kravtsov, Pis'ma ZhEksp. Theor. Fiz. **23** 631(1976)[Sov. Phys. JETP Lett. **23** 578 (1976)].
- [4] Y. Kato and N. Hayashi, J. Phys. Soc. Jpn. **71** 1721 (2002).

## Josephson Effect of Three-Band Superconductors with Time-Reversal Symmetry Breaking

International Center for Materials Nanoarchitectonics (MANA),  
National Institute for Materials Science (NIMS)<sup>1</sup>  
Graduate School of Pure and Applied Sciences,  
University of Tsukuba<sup>2</sup>  
Zhao Huang<sup>1,2</sup> and Xiao Hu<sup>1,2</sup>

There has been a rapidly growing interest in multi-band superconductors stimulated by the discovery of  $MgB_2$  and iron pnictides, in which superconducting condensates in different bands couple to each other. In a two-band superconductor with order parameters  $\{\Delta_1, \Delta_2\}$ , an attractive interband coupling leads to parallel order parameters while a repulsive coupling causes antiparallel order parameters. The situation becomes more interesting when another superconducting band with an order parameter  $\Delta_3$  is brought in to interact with the two bands. When we have three comparable repulsions between different bands, a frustrated state emerges as a compromise of competing repulsions. In this case, interband phase differences are neither 0 nor  $\pi$ , leading to time reversal symmetry (TRS) breaking.

In this work, we first analyze the condition for TRS breaking in three-band superconductors with multi-band BCS theory. Then we study the Josephson effect of a point contact junction between a single-band superconductor and a three-band time reversal symmetry broken (TRSB) superconductor. We calculate the Andreev spectrums and Josephson currents with Bogoliubov-de Gennes (BdG) equations under the Andreev approximation. Unequal critical currents in opposite directions are obtained as a consequence of TRS breaking. Correspondingly, we observe voltage rectification when an ac current is applied. Magnetic interference patterns and Shapiro steps are also explored. Comparison between our theoretical proposals and related experiments will also be reported.

### Reference

[1] Zhao Huang and Xiao Hu, in preparation



## 多バンド超伝導におけるバンド間フラストレーション

<sup>1</sup> 日本原子力研究開発機構 システム計算科学センター

<sup>2</sup> 理化学研究所 計算科学研究機構

<sup>3</sup> 理化学研究所 創発物性科学研究センター

<sup>4</sup> ミシガン大学

太田幸宏 <sup>1</sup>, 小林恵太 <sup>1</sup>, 町田昌彦 <sup>1,2</sup>, Franco Nori<sup>3,4</sup>

2008年の鉄系超伝導体の発見を契機に、鉄系や  $MgB_2$ などを含む多バンド超伝導に関する研究は大きな注目を集めている。冷却原子系でも、多バンド・多軌道電子系へのシミュレーターとして、多バンド超流動の実験も行われつつある。このことは、多バンドに由来する新規物性や秩序状態を探ることは物性物理における重要なテーマであることを意味する。

多バンド超伝導・超流動における集団励起モードの研究の中で、Leggett モードは精力的に研究されてきた。その一連の成果により、2バンド以上の寄与がある場合、Leggett モードの振動数（あるいは、「質量」）に着目することで、多バンド超伝導の秩序状態を非常によく特徴づけることができることがわかってきた [1]。中でも、Lin と Hu [2] による、時間反転対称性が破れた超伝導秩序とゼロ質量 Leggett モードと間の繋がり、極めて興味深い成果である。時間反転対称性の破れは、バンド間相互作用におけるフラストレーションと関わっているため Leggett モードを詳細に調べることで、多バンド超伝導で発現し得るエキゾチックな超伝導状態を特徴づけられる可能性が示唆される。

本発表では、上述の Lin と Huのアイデアをさらに発展させ、バンド間フラストレーションの存在下における超伝導秩序の精査とその特徴付けを行う。そこで、バンド自由度における有効スピンモデルを多バンド強束縛電子モデルから導出する。そして、平均場理論に基づき、計算を行う。得られたスピンモデルにより、バンド間フラストレーションの役割が明確に理解される。強調したい成果は、4バンド系における、秩序状態—集団励起間の新たな関係である [3]。すなわち、時間反転対称性が破れた状態と破れていない状態との間にエネルギー的な縮退がみられ、そのときに Lin と Huとが見出したものとは異なるメカニズムによるゼロ質量 Leggett モードが出現する。

### 参考文献

[1] Y. Ota, M. Machida, T. Koyama, and H. Aoki, Phys. Rev. B 83, 060507(R) (2011).

[2] S.-Z.Lin and X. Hu, Phys. Rev. Lett. 108, 177005 (2012).

[3] K. Kobayashi, M. Machida, Y. Ota, and F. Nori, arXiv:1313.090

## 多バンド超伝導体におけるゼロモードとトポロジ

産業技術総合研究所

柳澤孝

多バンド超伝導体はいろいろな観点から興味深い特徴を持っている。(ここでは多バンドを多ギャップ、多成分と同じ意味で使う。) 鉄ヒ素系超伝導体、 $MgB_2$  など比較的  $T_c$  が高い超伝導体は多バンド系である。銅酸化物高温超伝導体においても、多層系のもは層ごとにギャップの大きさが異なることが報告されており、多ギャップ超伝導体と見てよいであろう。(例えば、 $Bi_{2.1}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$  [1],  $Ba_2Ca_4Cu_5O_{10}(O_{1-x}, F_x)_2$  [2].)

多バンド超伝導体においては、ジョセフソン項が重要な役割をする。時間反転対称性の破れた状態が可能であり、分数磁束の渦糸が存在する可能性もある。分数磁束はトポロジと深く関係している。位相差モード(レゲットモード)はジョセフソン項があると一般にギャップのあるモードになるが、バンド数  $N$  が 4 以上の場合、ゼロモードが存在するパラメータ領域があることを示すことができる [7]。ジョセフソンポテンシャル

$$V = G [ \cos(\theta_1 - \theta_2) + \cos(\theta_1 - \theta_3) + \dots + \cos(\theta_1 - \theta_N) + \cos(\theta_2 - \theta_3) + \dots + \cos(\theta_{N-1} - \theta_N) ]$$

対し、 $G > 0$  の時、極小点  $(\theta_1, \theta_2, \dots) = (0, 2\pi/N, 4\pi/N, \dots)$  のまわりには、 $N-3$  個のギャップレスモードと 2 個のギャップのあるモードが存在する。これは、 $N$  の偶奇によらない。

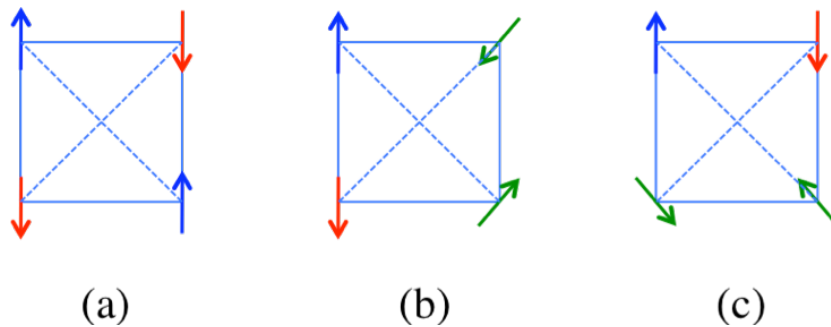


図 1. フラストレートしたスピンモデルに対応するジョセフソン項。

### 参考文献

- [1] R. Sekine et al.: in Proceedings of ISS2013.
- [2] A. Sugimoto et al.: in Proceedings of ISS2013.
- [3] T. Yanagisawa, Y. Tanaka, I. Hase, K. Yamaji: J. Phys. Soc. Jpn. 81 (2012) 024712.
- [4] Y. Tanaka, T. Yanagisawa: J. Phys. Soc. Jpn. 79 (2010) 114706.
- [5] Y. Tanaka, T. Yanagisawa: Solid State Commun. 150 (2010) 1980.
- [6] T. Yanagisawa, I. Hase, Y. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. Conf. Ser. (Proceedings of APPC12)
- [7] T. Yanagisawa, I. Hase: J. Phys. Soc. Jpn. 82 (2013) 124704.

## 多バンド超伝導体において励起される トポロジカルソリトンの検出

東理大理, 物材機構<sup>1</sup>, 原子力機構<sup>2</sup>, 産総研<sup>3</sup>

西尾太郎, 加藤岳, 有沢俊一<sup>1</sup>, 岡安悟<sup>2</sup>, 田中 康資<sup>3</sup>

多バンド超伝導体において、バンド間の位相差がソリトンとなって超伝導体中を伝搬することが理論的に指摘されている。ソリトンの存在を示す実験的なデータは、これまで数例しか報告されていない。我々は多バンド超伝導体中のソリトンの検出を試みた。今回その実験について報告する。我々は、位相差ソリトンを検出するために、多バンド超伝導体 Tl-2212 薄膜に微細加工を施し、検出回路を作製した。電流端子を通じて電流を流すことによりバンド間の位相差に揺動を引き起こすことができる。このことによりソリトンが生成される。回路上に一辺が 30 ミクロンの正方形のホールがあり、この微小なホールにソリトンがトラップされた場合、このホールに入っている磁束の磁束量が変化する。したがって、この磁束量を測定することにより、ソリトンの検出が可能となる。磁束量の測定は走査型磁気顕微鏡によって行われた。実験の結果、ソリトンの存在を示す磁束量の変化が観測された（図 1）。講演当日は実験結果の詳細とその考察について発表する。

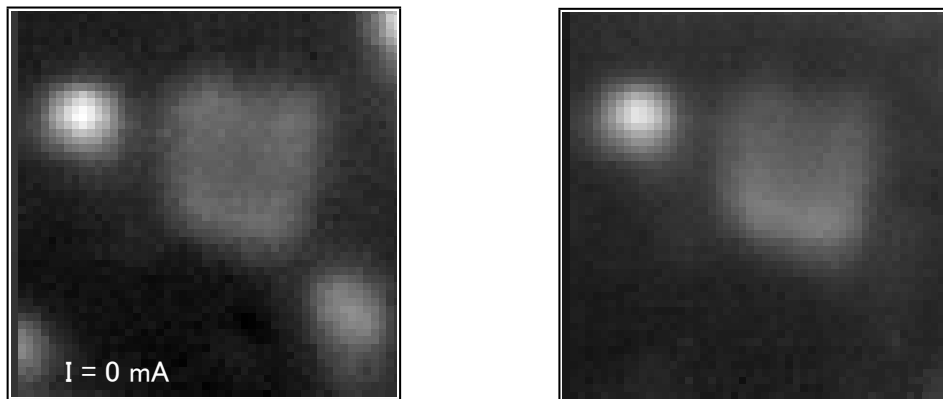


図 1 左  $I=0$  mA のときにホールにトラップされた磁束像（中央）。磁束量は  $1.0\phi_0$  である。右  $I=10$  mA のときにホールにトラップされた磁束像。磁束量は  $0.6\phi_0$  である。電流を流すと磁束量が変化する。

### 文献

[1] Y. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 88, 107002 (2002)

## メゾスコピック超伝体におけるボルテックスダイナミクス

物質・材料研究機構、筑波大数理物質

宇治進也、原田淳之、栗田伸之、土屋聡、小玉恒太、寺嶋太一

超伝導性を特徴づけるコヒーレンス長や磁場侵入長と試料サイズが同程度になるメゾスコピック超伝導体では、試料の形状・境界条件が超伝導状態に大きく影響を与え（サイズ効果）、バルクの試料とは異なったメゾスコピック系特有の振る舞いが観測される。Alはバルクでは第一種の超伝導体であるが、微小構造では、そのサイズ効果により、第二種の超伝導体のように振る舞い、磁場中でボルテックスが侵入する。電流を流すと、ボルテックスが駆動され、そこでエネルギーが散逸する。（電圧が発生し、有限な抵抗が観測されることになる。）バルクでは、この抵抗は常伝導状態での抵抗（ $R_N$ ）を超えることはあり得ないが、Si基板上で作製したディスク試料でメゾスコピックAl試料では、実に $R_N$ の8倍もの大きさになることも

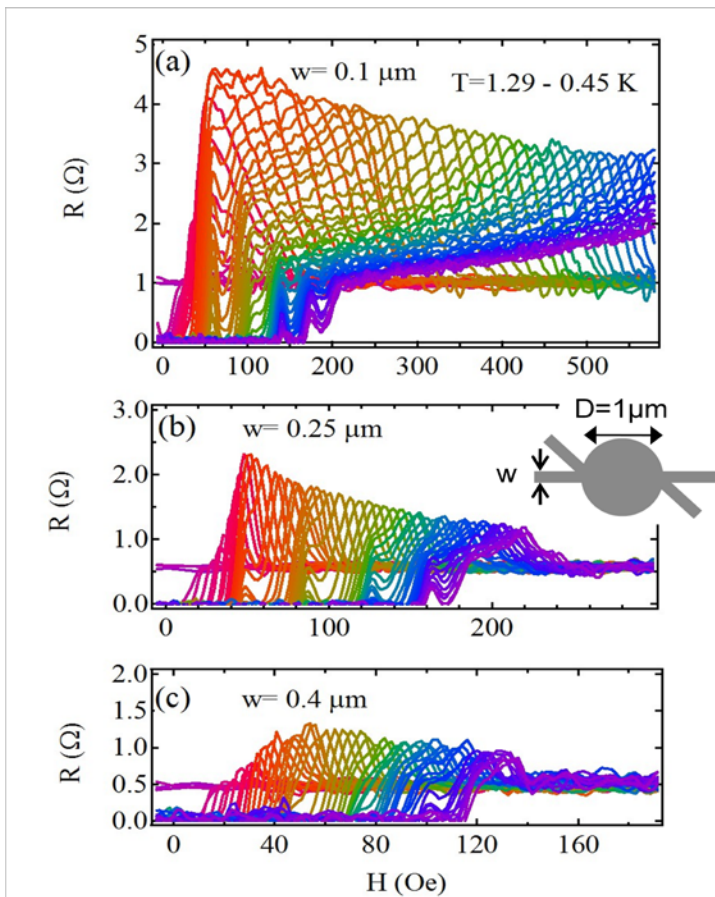


図1：メゾスコピック Al ディスクの磁場温度相図。ディスクのサイズは同じ（直径  $1\mu\text{m}$ ）であるがリード幅( $w$ )が異なる。

あり、そのメカニズムは未解決の問題となっている。[1]

図1はディスクのサイズは同じ（直径  $1\mu\text{m}$ ）であるが、それに繋がるリード（電流、電圧リード）の幅が異なる試料の結果である。リードが細くなるにつれて、過剰抵抗が抑制される様子が分かる。他の結果とも合わせて、超伝導が安定な部分と不安定な部分との接合部（ディスクとリードとの接合部分）で大きな散逸が起こっていると考えられる。詳細は当日議論する。

[1] A. Harada *et al.*, PRB **81**, 174501 (2010), A. Harada *et al.*, PRL **107** 077002 (2011)

[2] S. Uji *et al.*, to be submitted.

## 三角形形状の微小アモルファス超伝導体における量子渦配列

電気通信大学<sup>A</sup>、日本原子力機構<sup>B</sup>、九州大学<sup>C</sup>  
小久保伸人<sup>A</sup>、岡安悟<sup>B</sup>、多持洋孝<sup>C</sup>、篠崎文重<sup>C</sup>

超伝導体の量子渦は中心に磁束量子を伴う電流渦であり、その広がり  
は磁場侵入の深さを表す磁場侵入長で特徴づけられる。量子渦同士に働  
く斥力の相互作用により、周期的な三角格子へ秩序化するが、超伝導体  
を磁場侵入長程度に小さくすると状況が異なる。超伝導体の周囲を流れ  
る遮蔽電流の影響が全ての量子渦に及ぶため、量子渦の多角形やシェル  
といったメゾスケールに特有なマルチ渦状態が出現する[1-3]。

形状に依存した量子渦状態はこれまで微小領域における現象と考えら  
れていたため、実験的に直接観測するには課題が多く、長年理論的な議  
論にとどまっていた。最近我々のグループでは、アモルファス超伝導膜  
のもつ均一性と薄膜化により引き伸ばされた渦間の相互作用に着目し、  
既存の顕微鏡技術が適用できる比較的大きな円や四角形状の試料におい  
て、メゾスケール特有の量子渦状態を直接可視化することに成功した[4]。  
本講演では、これまで実験的報告例が少ない三角形形状の試料の結果に着  
目し、数値計算で得られた結果と直接比較しながら走査SQUID顕微  
鏡の簡観測結果を紹介する。

- [1] A. I. Buzdin and J. P. Brison: Phys. Lett. A 196 (1994) 267.
- [2] 例えば V. R. Misko, *et al.*: Phys. Rev. B 76 (2007) 024516.
- [3] A. K. Geim, *et al.*: Nature, 390 (1997) 259.
- [4] N. Kokubo, *et al.*: Phys. Rev. B 82 (2010) 014501

## STM-SQUID による磁束量子観察のための数値シミュレーション

物材機構<sup>1</sup>, 仙台高専<sup>2</sup>, 阪大基礎工<sup>3</sup>, 東京理科大学<sup>4</sup>, 北大理<sup>5</sup>

立木 実<sup>1,3</sup>, 林 忠之<sup>1,2,3</sup>, 町田 理<sup>1,4</sup>, 大井 修一<sup>1,5</sup>, 何 東風<sup>1,3</sup>, 糸崎 秀夫<sup>3</sup>,  
平田和人<sup>1,5</sup>

超伝導体や磁性体の微細磁気特性評価の必要性から、STM-SQUID 磁気顕微鏡を開発し、液体ヘリウム、液体窒素使用の低温ステージ磁気顕微鏡を同時に設計、動作試験を行い磁束量子観察の検討を進めている[1],[2]。

STM-SQUID 磁気顕微鏡での磁束量子観察の検討にあたり試料、観察条件の選定のための有限要素法数値シミュレーションを行った。無次元化した非線形 Ginzburg-Landau(GL)および Maxwell 方程式を 2次元および 3次元で適当な境界条件の下で Galerkin 法によって解き定常解を求めた。図 1 に GL パラメータ 0.5 で計算した微小ディスク状超伝導体薄膜（半径  $25\lambda$ 、厚さ  $5\lambda$ ）の 3次元シミュレーションの結果を示す。計算安定化と磁束トラップのため中心に微小貫通穴をあけてあるが、中心付近に多重磁束量子 ( $5\Phi_0$ ) がトラップされているのがわかる。このほかのメゾスコピック第一種、第二種超伝導体の磁束量子構造についても調べたので報告する。

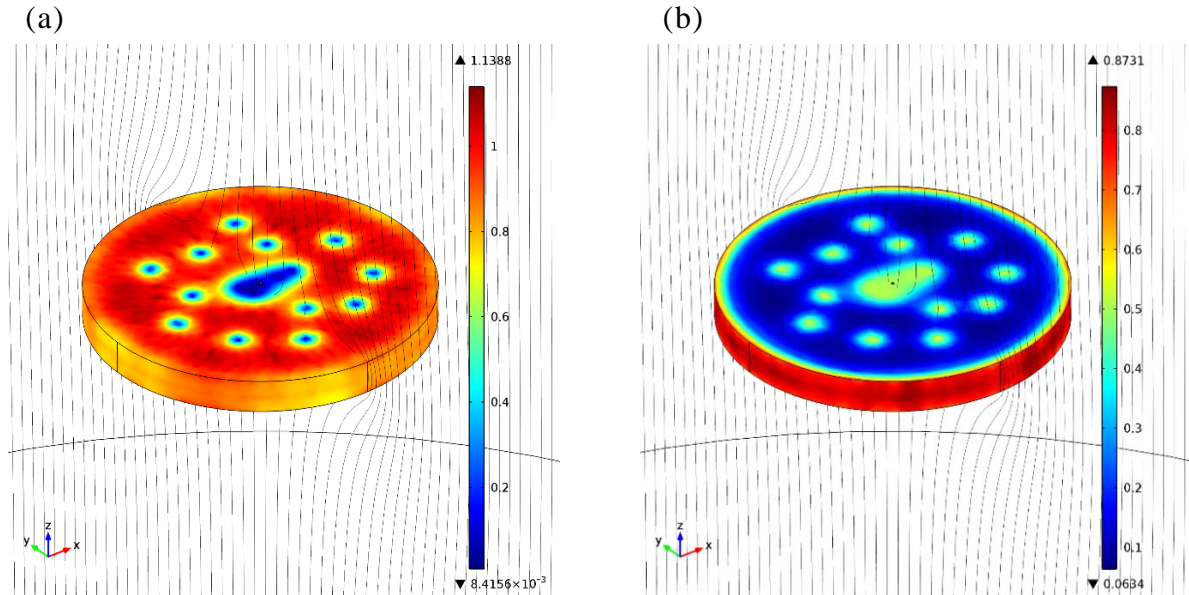


図 1 超伝導体薄膜試料の磁束量子シミュレーション

(a) オーダーパラメータ, (b) 磁束密度  $B_z$ 。

### 引用（参照）文献

[1] IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.17, no.2, pp.792-795(2007)

[2] EUCAS2013 1P-EL1-13.

## 微細結晶粒を持つニオブとバナジウムの超伝導特性

九産大工, 九大院工<sup>1</sup>, 九大 WPI-I2CNER<sup>2</sup>, 東北大金研<sup>3</sup>

西嵯照和, 李昇原<sup>1,2</sup>, 堀田善治<sup>1,2</sup>, 阿久根忠博, 坂本進洋, 野島勉<sup>3</sup>, 井口敏<sup>3</sup>,  
佐々木孝彦<sup>3</sup>, 小林典男<sup>3</sup>

超伝導状態に対するサイズ効果やナノスケールでの超伝導特性を調べる対象として、微細加工した微小超伝導体、超薄膜、粒状金属薄膜などがこれまで研究対象とされてきた。近年注目されている超強加工(巨大ひずみ加工)を用いた手法はバルク状の金属材料においても結晶粒径をナノサイズまで微細化できる(このような系をバルクナノメタルと呼ぶ)ことからナノ構造超伝導体の新しい研究対象として注目されている。

これまで、高圧ねじり(High-Pressure Torsion: HPT)加工によって巨大ひずみを導入した8種類のNb試料(HPT-Nb,  $P = 6\text{GPa}$ , 回転数  $N = 0, 1/4, 1/2, 1, 2, 5, 10, 20$ )[1]において磁化測定を行い臨界温度  $T_c$  や上部臨界磁場  $H_{c2}$  が増加することを報告してきた[2]。本研究では、HPT加工を行ったV [3]についても磁気特性の測定を行ったのでNbの結果と併せて報告する。

図1はNbとVにおけるHPT回転数と臨界温度の関係を示したものである。Nbの場合は、 $T_c$ は $N = 2$ で最大値を示し、 $N > 2$ で $T_c$ はわずかに減少するものの加工前( $N = 0$ )の値よりも大きな値を示している。一方、Vでは $N = 1/8, 1/4, 1/2$ で $T_c$ は上昇するが、 $N > 1$ で $T_c$ は急激に減少し加工前よりも低い値を示す。NbとVの結晶

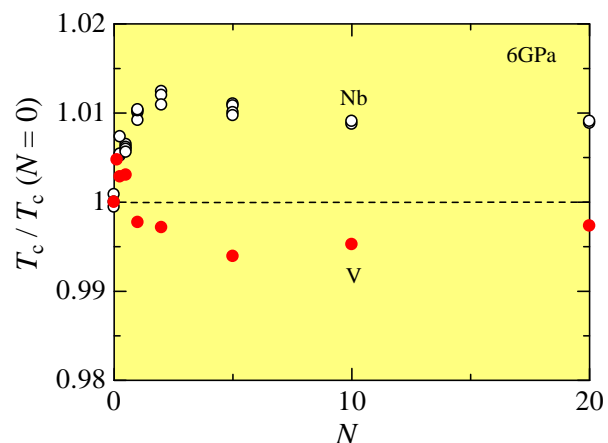


図1: NbとVにおける臨界温度の $N$ 依存性。

粒の半径は $N = 5$ においてそれぞれ120 nmと165 nmであり、どちらもコヒーレンス長 $\xi$ の5~6倍程度まで微細化されている。このことは、Vにおいては量子サイズ効果よりも $T_c$ の抑制効果が強く働いていることを意味している。これらの違いは結晶粒界面の電気的性質、結晶欠陥の分布、含まれている不純物の種類などに関係があると考えられる。当日は、強磁場中における超伝導特性についても報告する。

参考文献:

[1] S. Lee and Z. Horita, Mater. Trans. **53** (2012) 38.

[2] T. Nishizaki, S. Lee, Z. Horita, T. Sasaki, and N. Kobayashi, Physica C **493** (2013) 132.

[3] S. Lee, K. Edalati, and Z. Horita, Mater. Trans. **51** (2010) 1072.

## 多角形超伝導板中の超伝導状態

<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>、佐藤修<sup>B</sup>

ナノサイズ超伝導体では、磁場下での磁束構造や、超伝導秩序変数が強くその形状に依存する。特に、転移点近傍では、磁束の種類や配置がバルクの超伝導体とは異なってくる。たとえば、正方形状では、Chibotaru らが、磁束  $2\Phi_0$  の巨大磁束や、反磁束が発生することを明らかにした[1]。同様に、正三角形板でも、同様な結果を明らかにしている[2]。

このような特異な磁束構造は、超伝導体の形状の対称性と侵入する磁束量子の数のミスマッチがある場合に生じる。例えば、正方形では、4回対称の中で  $3\Phi_0$  の磁束が侵入する時、4回対称構造を保つために、4つの単一量子磁束と1つの反量子磁束が現れる。同様な現象は、有限の超伝導ネットワークでも生じることが示されている[3]。

このような特異な磁束構造は、より対称性の低い形状の超伝導体で生じることが期待される。正五角形板は五回対称性があるが、そこに  $2\Phi_0$ 、 $3\Phi_0$ 、 $4\Phi_0$  の磁束量子が侵入するとき、対称性を保つためには、単一磁束量子以外の磁束が現れる必要がある。また、正六角形板では、6回対称以外に、2回対称や3回対称があるため、そのような特異な磁束構造が現れにくいと予想される。正五角形板における低温での磁束構造は、理論と実験とで研究され、良い一致を得ている[4]。

この講演では、特に転移点近傍でのいくつかの多角形状の超伝導体において、磁場下で現れる磁束構造と超伝導秩序変数の構造を、線形ギンツブルグランダウ方程式や、非線形ギンツブルグランダウ方程式を、有限要素法を用いて数値的に解くことで解析する。そして、その形状の対称性とそれらの構造との関係を明らかにする。

### 引用（参照）文献

- [1] L. F. Chibotaru, A. Ceulemans and V. V. Moshchalkov, *Nature* **408** (2000) 833.
- [2] L. F. Chibotaru, A. Ceulemans, V. Bruyndoncx and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 1323.
- [3] M. Kato and O. Sato, *Supercond. Sci. Technol.* **26** (2013) 033001.
- [4] H. T. Huy, M. Kato and T. Ishida, *Supercond. Sci. Technol.* **26** (2013) 065001.



## 固有ジョセフソン接合中のパンケーキ渦糸状態

物質・材料研究機構

大井修一、茂筑高士、立木実、平田和人

いわゆるメゾスコピック超伝導体中の渦糸状態については、電気抵抗、磁化、磁気イメージングによる直接観察などの様々な観測手段により、試料形状の影響を反映した巨大渦糸や渦糸シェル構造など多彩な渦糸状態が現れることが明らかにされてきた。ただし、多くの実験は従来型超伝導体で行われており、大きな熱揺らぎにより渦糸系の固液相転移など特徴的な渦糸状態を示す高温超伝導体における研究は少ない。最近我々は  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  (Bi2212) 単結晶に内蔵される固有ジョセフソン接合をプローブとして、メゾスコピック Bi2212 の渦糸格子融解転移について調べ、融解転移温度が磁場変化とともに振動する現象を見出した。これは、試料形状と渦糸格子の間の整合性を反映した現象であると考えられ、試料のサイズや形状を変えることで、振動の様子が変化する。正方形形状の場合は、アブリコソフ正三角格子と境界の正方形という対称性の間に競合が起こるため、例えば16本(4\*4)のように正方形とうまくマッチングする本数の場合に、融解転移温度が上がるのか下がるのかという問題は自明ではない。

固有ジョセフソン接合の  $c$  軸抵抗や臨界電流の磁場中特性には、パンケーキ渦糸が一本一本侵入する様子を反映したステップ状の構造が見られる[1]。IV の磁場中依存性の一例を図1に示す。渦糸の本数に応じて  $I_c$  が離散化されているのがわかる。今回、 $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$  サイズの固有ジョセフソン接合において100本程度まで接合中の渦糸の数をカウントできたため、融解転移温度の磁気振動と渦糸数の間の関係を調べた。結果から、正方形の場合には、 $n^2$  本 ( $n$  は整数) の時に渦糸格子は安定化され融解転移温度が上昇していると思われる。 [1] I. Kakeya *et al.*, Physica C468 (2008) 669–673.

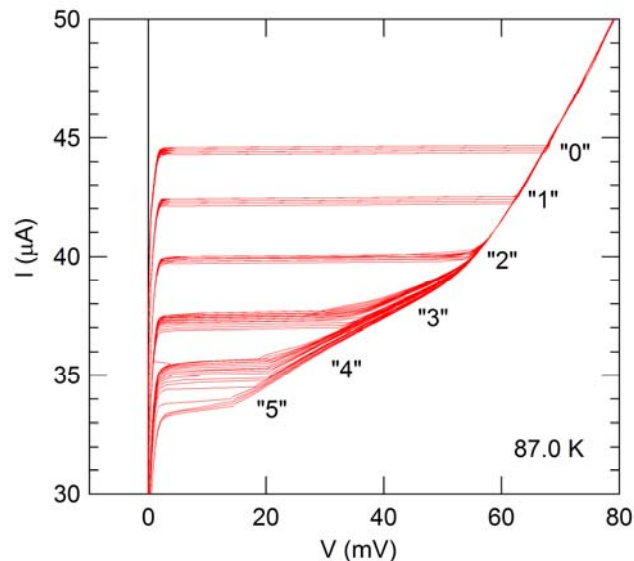


図 1. 磁場掃引による IV 曲線の変化.パンケーキ渦糸の本数に依存して  $I_c$  が変化する。

## 高速駆動された渦糸格子の再配列と不安定性

東工大院理工、電通大情報理工<sup>1</sup>大熊 哲、長谷圭祐、曾原直也、加木悠也、金子真一、小久保伸人<sup>1</sup>

高速駆動された渦糸格子のフロー状態、特に格子構造については古くから多くの理論[1]とシミュレーション[2]による研究がある。しかし、適当な実験手法がなかったため、その物理の解明は遅れている。我々は通常の矩形試料においてモードロック共鳴を用いることにより、駆動速度の増大に伴い、渦糸格子の格子方位が垂直フローから平行フローへ再配列する動的相転移を見出した[3,4]。さらに発熱を抑えたパルス波測定を行うことにより、再配列が起こる速度域より十分高速域において、直流電流に対して電圧が急激に増大する不安定なフローを観測した。これらの現象の起源には、準粒子の有限の回復時間の効果が関わっていると考えられる。

一方、半径に反比例する歪み力（shear）を印加できるコルビノディスク（CD）試料でも、ML法を用いることにより、運動する渦糸格子の構造の観測が可能となった。その結果、半径の異なる渦糸格子リングが内側ほど速く回転していること、そしてその格子方位は矩形試料での特徴を保ちつつも、駆動速度だけでなく格子の弾性（磁束密度）と隣接リング間の摩擦によって決まることを見出した[5]。これらの結果は、渦糸格子のダイナミクスの研究が、固体の塑性変形や破壊、あるいはプラスチックフロー、摩擦の物理を調べるためのよい実験系となることを示している。

さらに最近、円錐表面での渦糸格子フローの観測に成功した。これは3次元構造表面（曲面）上を運動する渦糸格子の初の観測結果といえる。円錐曲面上での、頂点の周りの渦糸格子の回転運動は、その底面への投影がCDにおける渦糸格子の回転運動に対応するように見える。しかし、実際に円錐表面で観測された回転する渦糸格子の格子方位は、平面のCDで観測されたものよりはるかに多彩であった。円錐上では傾斜磁場下[6]での格子のダイナミクスの特徴、すなわち母線方向に渦糸格子が延びている、格子の異方性の効果が効いていると思われる。

講演では、これらの様々な形状の超伝導体における渦糸格子フローの最新の実験結果を報告する。

[1] D. Li, A.M. Malkin, and B. Rosenstein, PRB **70**, 214529 (2004).

[2] D.Y. Vodolazov and F.M. Peeters, PRB **76**, 014521 (2007).

[3] SO, H. Imaizumi, D. Shimamoto, and N. Kokubo, PRB **83**, 064520 (2011).

[4] SO, D. Shimamoto, and N. Kokubo, PRB **85**, 064508 (2012).

[5] SO, Y. Yamazaki, and N. Kokubo, PRB **80**, 230501(R) (2009).

[6] N. Kokubo, T. Yoshimura, and B. Shinozaki, JPSJ **82**, 094702 (2013).

## 超伝導量子渦の動的秩序化と動的相転移

東工大院理工  
河村泰樹, 大熊哲

ランダムな弱いピン止め下の渦糸系に駆動力を印加し駆動速度を上げていくと、渦糸系は乱れたプラスチックフロー (PF) から、秩序あるフラックスフロー (FF) へと動的状態変化を起こす。この PF から FF への動的秩序化が臨界現象を伴う相転移であるかどうかは、興味ある基本的問題である。しかし実験検証が難しく、未解明の問題として残されている。本研究では動的測定を用いて渦糸系の臨界緩和を観測することにより、この問題を解決することを目的とする。具体的には、我々がこれまで可逆不可逆転移[1]の検証で用いてきた、交流駆動された渦糸系のランダム組織化に伴う緩和時間  $\tau$  をプローブとする。

渦糸系に一定の大きさの矩形の交流駆動力を印加し渦糸系を往復駆動させると、電圧振幅  $|V(t)|$ 、すなわち渦糸系の速度の大きさ (振幅) が定常状態での値 ( $|V_\infty|$ ) に向かって増大していく緩和現象が観測される。これはランダムな初期配置をとっていた渦糸が、衝突を繰り返すたびに、次の衝突を避けるように自発的に秩序化していくランダム組織化を反映したものである。ここで交流駆動力の周期  $T$  を増やして往復運動の駆動振幅  $d$  を増大させると、定常状態へ向かう緩和時間  $\tau$  はある駆動振幅  $d_c$  で発散した。これは  $d_c$  で可逆不可逆転移が起こっていることを示す[2]。

本研究では駆動振幅  $d$  を一定に保ったまま、 $T$  を減少させることにより交流駆動力の大きさを増大させ、緩和時間  $\tau$  を  $|V_\infty|$ 、すなわち渦糸系の速度の大きさの関数として測定する。ここで、渦糸系の速度の大きさを低速の PF 域から徐々に増加させ、PF から FF 域へ移り変わるあたりの特徴的速度を横切るようにする。もしこの付近で緩和時間が発散すれば、ここで動的相転移が起こっている証拠となる。

実験にはコルビノ型電極形状のアモルファス  $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$  膜を用いた。予想通り、交流速度の大きさが PF から FF へ変わる付近で  $\tau$  がピークをもった[3]。これは PF から FF への変化が動的相転移であることを示唆している。一方、より低速域の PF 領域内にも、予期しない  $\tau$  の鋭いピークを観測した。この結果は、従来 PF 領域と考えられていた低速のフロー領域内にも、フロー状態間の動的相転移が存在する可能性を示唆する。

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

[2] S. Okuma, Y. Tsugawa, and A. Motohashi, PRB 83, 012503 (2011).

[3] Y. Kawamura and S. Okuma, JPSJ, in press.

## SrTiO<sub>3</sub> 電界誘起超伝導における熱的・量子的磁束クリープ

東北大金研<sup>A</sup>, 東大院総<sup>B</sup>, PRESTO-JST<sup>C</sup>, 京大院理<sup>D</sup>, 東大院工<sup>E</sup>, 理研<sup>F</sup>  
野島勉<sup>A</sup>, 上野和紀<sup>B,C</sup>, 米澤進吾<sup>D</sup>, 前野悦輝<sup>D</sup>, 川崎雅司<sup>E,F</sup>, 岩佐義宏<sup>E,F</sup>

近年、電気二重層トランジスタ (EDLT) 構造を用いて、絶縁体表面に超伝導を電界誘起した例が数多く報告されている[1-4]. 電界誘起超伝導体は、キャリア密度が連続的に制御できるだけでなく、電場の作る三角量子井戸ポテンシャルによって束縛された2次元電子ガスによる空間反転対称性が破れた超伝導体という側面を持つため、その超伝導特性には従来にはない新奇なものが現れると予測されている. 一方、電解誘起超伝導は多くの場合、原子レベルで平坦な良質単結晶表面に形成されることから、その混合状態は比較的クリーンでありながらも（電子の平均自由工程が長く）弱ピンングと2次元の極限にある渦糸系のモデルケースとなり得る. これは2次元性を強く（膜厚を薄く）していくとダーティになり、電子対が局在化する金属薄膜超伝導とは違った極限領域である. 我々は、これまで、典型的な電界誘起超伝導体である EDLT-SrTiO<sub>3</sub> の上部臨界磁場の温度、磁場方位依存性を測定することにより、この系が理想的な2次元超伝導体を形成することを報告してきた[5]. 本研究では、同系の磁場中輸送特性を詳細に測定・解析することにより、その渦糸相図がどのようになるか調べた.

測定したすべてのキャリア密度（ゲート電圧）において、膜面と平行磁場中において、電気抵抗転移曲線  $R(T)$  は磁場の増加とともに低温側へ平行移動するのに対し、垂直磁場中においては、数 10 mT という低磁場でも低抵抗領域で顕著なブロードニングを示し、測定温度範囲内 ( $> 90$  mK) で完全にゼロ抵抗にならない（一定値になる）という結果が共通して観測された. ブロードニング領域での  $R(T,H)$  は、高温側で熱励起型の集団的磁束クリープモデル ( $R(T,H) \propto \exp[-(U_0 \ln(H_0/H))/k_B T]$ ) でうまく説明可能であり、低温側で量子トンネル型のクリープ現象として捉えることができる. この量子トンネル領域が  $T_c$  近傍から広い温度磁場範囲を占めるのがこの系の特徴である.

- [1] K. Ueno, *et al.*, Nature Mater. 7 (2008) 855.
- [2] K. Ueno, *et al.*, Nature Nanotech. 6 (2011) 408.
- [3] J. T. Ye *et al.*, Nature Mat. 9 (2010) 125.
- [4] J. T. Ye *et al.*, Science. 338 (2012) 1193.
- [5] 野島他, .日本物理学会 2011 年秋季大会, 21aGP-3.