# FeSe 超伝導薄膜における渦糸の非相反伝導

橋本澪、小林友輝、横内智行、川田拓弥、鴻池貴子\*、宇治進也\*、前田京剛、塩見雄毅 (東大総合文化、\*物材機構)

Nonreciprocal transport in superconducting FeSe thin film

M. Hashimoto, T. Kobayashi, T. Yokouchi, T. Kawada, T. Konoike\*, S. Uji\*, A. Maeda, Y. Shiomi (Dept. of Basic Science, The Univ. of Tokyo, NIMS\*)

## 研究背景・目的

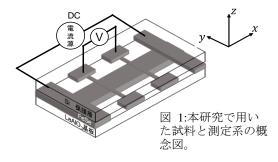
強磁性体/超伝導体接合においてスピン緩和時間や磁気抵抗比の増大を示唆する結果が報告される [1,2]など、超伝導スピントロニクスの分野が注目を集めている。典型的な研究対象である超伝導体/強磁性体へテロ接合では時間・空間反転対称性が同時に破れており、近年加速度的に研究が進展している 非相反現象の舞台でもある。実際、空間反転対称性の破れた超伝導体と強磁性体の接合系で、臨界電流の絶対値が電流の符号に応じて異なる値をとる超伝導ダイオード効果が観測されている [3,4]。超伝導体における非相反現象に対して、系のマクロな対称性の観点からの理解が深化する一方で、微視的機構については未解明の点が多い。超伝導体に強磁性体からの漏れ磁場(もしくは外部磁場)が印加されていることから、非相反現象における渦糸の役割を理解することが肝要であると考えられる。そこで本研究では、基板/空間反転対称性を有する超伝導体薄膜/保護層からなる系に外部磁場を印加することで超伝導体にできるだけ単純な時間・空間反転対称性の破れを導入し、渦糸の非相反伝導の観測を試みた。

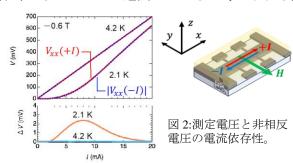
### 実験方法

PLD 法を用いて LaAlO3 基板上に空間反転対称性を有した超伝導体である FeSe 薄膜(厚さ 26nm) および保護層となるアモルファス Si(厚さ 5nm)を成膜した。作製した試料に超伝導転移温度近傍で磁場を印加し、電流の符号を変えながら直流抵抗測定を行った(図 1)。 試料に対して正・負方向の電流  $\pm I$  を流した時に試料で発生する電圧  $Vxx(\pm I)$ の絶対値の差である非相反電圧 $\Delta V=(|Vxx(\pm I)|-|Vxx(\pm I)|)/2$  を算出し、非相反伝導特性を評価した。

#### 実験結果

電流方向と直交する面内方向に外部磁場-0.6 T を印加した時の測定電圧と非相反電圧 $\Delta V$  の電流依存性を図 2 に示す。有限の抵抗値が生じる臨界電流の絶対値は正方向・負方向でほぼ一致しており、超伝導ダイオード効果は非常に小さい。一方で、臨界電流よりも大きな電流を流した場合は正と負の電流で電圧値に差が見られ、非相反伝導特性を示した。この領域は、超伝導渦糸が自由に運動できる渦糸液体状態にあると考えられ、非相反電圧は超伝導渦糸由来であると解釈される。渦糸運動による電圧生成のメカニズムは以下のとおりである:電流値を大きくしてピニング力を超える駆動力が渦糸に加わった時点で渦糸がローレンツ力による運動を始める。その結果、電磁誘導による電場(電圧)が生じる。ここから、渦糸由来の非相反電圧の発生は、 $LaAlO_3$  基板/FeSe 界面と FeSe/Si 界面での対称性の破れに由来して超伝導渦糸の面直方向への動きやすさが非対称的になったことに起因していると考えられる。





- [1] H. Yang et al., Nature Mater. 9, 586–593 (2010) [2] B. Li et al., Phys. Rev. Lett. 110, 097001 (2013)
- [3] H. Narita et al., Nat. Nanotec. 17, 823–828 (2022) [4] Y. Hou et al., Phys. Rev. Lett. 131, 027001 (2023)

# 数原子層 $T_{d}$ -MoTe<sub>2</sub> における巨大な超伝導非相反伝導現象

NTT 物性基礎研、東大物性研 A、埼玉大理工 B、東工大フロンティア研 C、物材機構 D 若村太郎, 橋坂昌幸 A, 星野晋太郎 B, M. Bard, 岡崎尚太 C, 笹川崇男 C, 谷口尚 D, 渡邊賢司 D, 村木康二、熊田倫雄

Giant Superconducting Nonreciprocal Transport in few-layer T<sub>d</sub>-MoTe<sub>2</sub> T. Wakamura, M. Hashisaka<sup>A</sup>, S. Hoshino<sup>B</sup>, M. Bard, S. Okazaki<sup>C</sup>, T. Sasagawa<sup>C</sup>, T. Taniguchi<sup>D</sup>, K. Watanabe<sup>D</sup>, K. Muraki and N. Kumada NTT BRL, AISSP Univ. of Tokyo, BSaitama Univ. CMSL Tokyo Tech. DNIMS

### はじめに

非相反電気伝導効果は、空間反転対称性を持たない結晶に外部磁場を印加することで電流の向き によって抵抗の大きさが変化する現象であり、これまで多くの常伝導物質で報告されている<sup>1)</sup>。同 様の非相反伝導は超伝導物質でも観測され、超伝導揺らぎや結晶の非対称性に由来するボルテック スラチェット効果がその起源として提案されている。

本研究では、1 つの鏡映面のみを持つ極めて対称性の低い数原子層遷移金属ダイカルコゲナイド T<sub>d</sub>-MoTe<sub>2</sub>(図 1)を用いて、超伝導転移温度以下で非相反電気伝導現象の測定を行った。

### 実験方法

測定に用いた素子は残留抵抗率比(RRR)が 1000 を超えるような高品質な  $T_d$ -MoTe<sub>2</sub> 結晶をアルゴン 雰囲気グローブボックス内にて機械的剥離し、これを六方晶窒化ホウ素を用いて基板上に予め用意 した極薄平坦電極上に堆積させることにより作製した (図 2)。この様な素子をヘリウム 3 低温測定 装置を用いて冷却し、ロックインアンプを用いて電気伝導測定を行った。 $T_d$ -MoTe<sub>2</sub>の膜厚は原子間 力顕微鏡を用いて確認した。

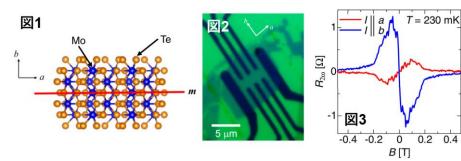
### 実験結果

まず数原子層 T<sub>d</sub>-MoTe<sub>2</sub> の超伝導特性について測定したところ、4 層で 750 mK, 2 層で 2.2 K におい て超伝導転移が観測された。これらの超伝導転移温度(Tc)はバルクで報告されている値(100 mK)よ りはるかに大きい値であり、膜厚が薄いほど Tc が上昇するという先行研究の結果と一致した<sup>2)</sup>. 次に $T_c$ 以下での非相反電気伝導について調べるため、交流電流 $(I_{\omega})$ を素子に印加し、縦電圧の $\omega$ 及 び  $2\omega$  ( $V_{2\omega}$ )成分を測定した。その結果、 $I_{\omega}$ が結晶の鏡映面に対して垂直に流した場合、 $V_{2\omega}$ は垂直磁 場に対し大きなピークを示し、鏡映面に平行な場合は V2oが極めて小さくなる結晶軸に依存した信 号を得た(図 3)。この  $V_{2\omega}$ のピーク値を用いて、電流  $I_{\omega}$ に対する縦抵抗  $R_{\omega}$ と非相反抵抗  $R_{2\omega}$  ( $V_{2\omega}/I_{\omega}$ ) の比 $\gamma = 2R_{2\omega}/(R_{\omega}BI_{\omega})$ を計算したところ、3.1x10<sup>6</sup> T<sup>-1</sup>A<sup>-1</sup> となり、原子層超伝導体 MoS<sub>2</sub>や NbSe<sub>2</sub>を用い た先行研究と比べ2桁以上大きな値が得られた。このような大きな超伝導非相反伝導の起源を調べ るため、空間反転対称性が破れた超伝導体で生じる超伝導ボルテックスのラチェット運動を仮定し たモデルでγの温度依存性をフィッティングしたところ、特に中間温度領域で良い一致を示した。 この結果は非相反信号が結晶の低い対称性に由来していることを示唆している。これらに加えて本 発表では特に薄い膜厚の素子における超伝導非相反伝導現象のゲート制御についても報告する<sup>3)</sup>。

### 参考文献

(2024).

1) Y. Tokura and N. Nagaosa, Nat. Commun. 9, 3740 (2018). 2) D. A. Rhodes et al., Nano Lett. 21, 2505 (2021). 3) T. Wakamura et al., Phys. Rev. Research 6, 013132



0.2

# PtBi<sub>2</sub>における磁束誘起ゼロ磁場超伝導ダイオード効果

蒋男 <sup>1,2,3</sup>、前田将輝 <sup>1</sup>、山口優陽 <sup>1</sup>、渡邉杜 <sup>1</sup>、徳田将志 <sup>1</sup>、高木健輔 <sup>1</sup>、眞崎世聞 <sup>1</sup>、工藤一貴 <sup>1,2</sup> 新見康洋 <sup>1,2,3</sup>

(阪大理<sup>1</sup>、阪大 OTRI<sup>2</sup>、阪大 CSRN<sup>3</sup>)

Zero-field superconducting diode effect induced by magnetic vortices in trigonal PtBi<sub>2</sub> N. Jiang<sup>1,2,3</sup>, M. Maeda<sup>1</sup>, Y. Yamaguchi<sup>1</sup>, M. Watanabe<sup>1</sup>, M. Tokuda<sup>1</sup>, K. Takaki<sup>1</sup>, S. Masaki<sup>1</sup>, K. Kudo<sup>1,2</sup> and Y. Niimi<sup>1,2,3</sup>

(1Dept. of Phys. Osaka U., 2OTRI Osaka U., 3CSRN Osaka U.)

### はじめに

超伝導ダイオード効果とは、一方向に電流を流すと超伝導状態だが反対方向に電流を流すと抵抗が生じる現象である [1]。このような非相反伝導現象は通常、空間反転対称性の破れと外部磁場などの時間反転対称性の破れを必要とする。近年では、磁性体を組み込んだ人工多層膜[2]、WSe<sub>2</sub>上の3層ツイストグラフェン[3]、ジョセフソン接合系[4]、カゴメ超伝導体[5]などを用いて、ゼロ磁場においても超伝導ダイオード効果が報告されている。

# 実験結果

本研究では、空間反転対称性が破れたファンデルワールス層状超伝導体 PtBi2 (空間群: P31m)を用いて超伝導ダイオード効果を測定した。PtBi2は磁性を持たないため、外部磁場なしでは超伝導ダイオード効果は観測されないと期待されるが、図1に示すようなゼロ磁場超伝導ダイオード効果を観測した。さらにこのゼロ磁場超伝導ダイオード効果は、外部磁場を+1T 印加した後か(図1(a))、-1T 印加した後か(図1(b))で符号が変わるヒステリシスを伴うことがわかった。また、第二次高調波抵抗も測定し、超伝導ダイオード効果と同様の結果を得た(図2)。このヒステリシスを伴うゼロ磁場での非相反伝導現象は、ゼロ磁場においてトラップされた磁束が引き起こしていると考えられる。ゼロ磁場および有限磁場での超伝導ダイオード効果と第二次高調波抵抗を、電流・磁場の方向依存性も含めて系統的に測定したので、当日はそれらについて発表する。

- 1) F. Ando, et al., Nature **584**, 373-376 (2020).
- 2) H. Narita, et al., Nat. Nanotechnol. 17, 823-828 (2022).
- 3) J. Lin, et al., Nat. Phys. 18, 1221-1227 (2022).
- 4) H. Wu, et al., Nature **604**, 653-656 (2022).
- 5) T. Je *et al.*, Nature **630**, 64-69 (2024).

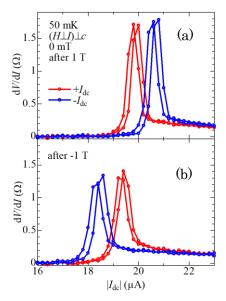


Fig.1: DC current dependence of differential resistance after applying (a) 1 T and (b) ·1 T.

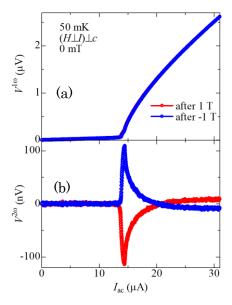


Fig.2: AC current dependence of (a) 1<sup>st</sup> and (b) 2<sup>nd</sup> harmonic voltage after 1 T and -1 T.

# 軌道効果と超伝導ダイオード効果

中村恭平、大同暁人、栁瀬陽一 (京都大学)

Orbital effect on the intrinsic superconducting diode effect K. Nakamura, A. Daido, Y. Yanase (Kyoto Univ.)

### はじめに

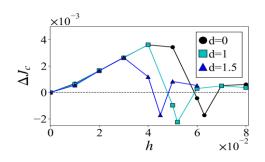
超伝導ダイオード効果とは、順方向には超伝導電流、逆方向には常伝導電流が流れる現象であり、人工超格子 Nb/V/Ta での観測[1]を契機に研究が加速している。臨界電流の非相反性を応用することでエネルギー散逸がないダイオードの実現が期待されている。他方、非相反性のふるまいから超伝導の対称性をプローブできるのではないかという基礎的な側面からの注目も集まっている。しかしながら、超伝導ダイオード効果の具体的な発現機構や特性は不明点が多く、更なる研究が理論・実験とともに求められている。特に、Nb/V/Taにおける超伝導ダイオード効果の研究に関しては、理論と実験の間に定性的一致は得られているものの、定量的な一致には至っていないのが現状であり、理論におけるモデルの妥当性を吟味する必要がある。

## モデルと計算手法

先行研究では、単層系のラシュバ-ハバードモデルに面内磁場を印加した場合の超伝導ダイオード効果を平均場近似で計算した[2]。しかし、このモデルでは磁場の超伝導への影響として、パウリ対破壊効果のみを考慮しており、軌道効果を取り入れることはできない。そこで、本研究では、上記のモデルを二層系へと拡張し、軌道効果を取り入れ、超伝導ダイオード効果に与える影響を調べることにした[3]。

## 結果

軌道効果の大きさを表すパラメータをdとして、dが小さいときは臨界電流の非相反性が高磁場で振動するのに対して、dが大きいときは低磁場でも振動が見られる。この二つの振動はそれぞれ異なるメカニズムによって発生している。前者はヘリカルクロスオーバーに伴うものであり、後者はデカップリング転移という、多層系特有の現象に伴うものである。この結果は実験結果に対して有用な解釈を与えるものであると同時に、超伝導特性のプローブとしての超伝導ダイオード効果の機能を開拓しうるものである。



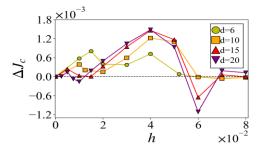


図 1 臨界電流の非相反性の軌道効果依存性

- 1) F. Ando *et al.*, Nature **584**, 373(2020)
- 2) A. Daido et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 037001 (2022)
- 3) K. Nakamura et al., Phys. Rev. B. 109, 094501 (2024)

# 空間反転非対称な元素挿入系 NbS<sub>2</sub> の 単結晶育成と超伝導特性

岡崎郁巳、笹川崇男 (東工大 フロンティア研)

Crystal Growth and Superconducting Properties of Spatially Asymmetric NbS<sub>2</sub> Intercalation Compounds

Ikumi Okazaki and Takao Sasagawa (Laboratory for Materials and Structures, Tokyo Institute of Technology)

層状遷移金属ダイカルコゲナイド 2H-NbS $_2$ のファンデルワースル層間に In 原子を挿入した InNbS $_2$ は、面内の空間反転対称性が破れた結晶構造(図 1(a)の挿入図)を有する超伝導体である[1]。この物質は、 $E_F$  近傍の電子構造にトポロジカルバンド交差を持つことから、トポロジカル超伝導候補として有望である。

本研究では、塩化物フラックス法を用いて図 1(a)の挿入写真に示すような六方晶系を反映したファセットをもつ  $InNbS_2$  単結晶の育成に成功した。X 線回折測定の結果から、育成した単結晶は c 軸に配向していることが分かった。また電気抵抗測定では、金属の結晶純良性の指標である残留抵抗比(RRR)が先行研究[1] と比較して約 10 倍大きな値( $\sim$ 40)を示し、本研究で得られた単結晶が非常に高品質であることを確認した。これにより、結晶育成プロセスにフラックス法を採用することで、文献[1]の化学気相成長法よりも高品質な結晶が得られることを見出した。さらに、トポロジカル超伝導候補の中では比較的高い  $3.8\,K$  において超伝導転移を観測した。発表では、磁場中超伝導転移の系統的な評価や上部臨界磁場( $H_{c2}$ )の異方性、第一原理計算の結果などをもとに、当該物質の超伝導特性の詳細とトポロジカル超伝導の可能性について議論する。

### [1] Bo Zheng et al., Small **20**, 2305909 (2024).

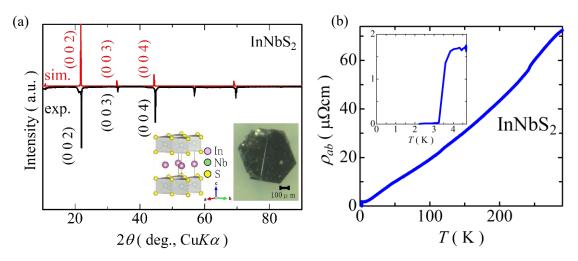


図 1. (a) InNbS<sub>2</sub> 単結晶の X 線回折測定結果. 挿入図: 結晶構造, 挿入写真: フラックス法 により育成に成功した単結晶. (b) 電気抵抗率の温度依存性. 挿入図: T<sub>6</sub>近傍の振る舞い.

# マルチフェロイク界面を用いた超伝導-強磁性近接効果の電界制御

菊田 智弘、小森 祥央、井村 敬一郎、谷山 智康 (名古屋大学)

Electric field control of the proximity effect in a superconductor-ferromagnet system via multiferroic interfaces
T. Kikuta, S. Komori, K. Imura, T. Taniyama

(Nagoya University)

### はじめに

超伝導体と強磁性体の界面では、超伝導体のクーパー対のスピンと強磁性体の局在スピンとの間の交換相互作用やスピン偏極準粒子によるスピン散乱が超伝導特性に大きな影響を及ぼす。これらの近接効果は強磁性体の磁化の大きさや向きに依存し、それらを制御することで、例えば磁性ジョセフソン接合(超伝導体/強磁性体/超伝導体の3層構造)における超伝導の位相差の制御<sup>1)</sup>やスピン三重項クーパー対の生成<sup>2)</sup>、また超伝導スピンバルブ(強磁性体/超伝導体/強磁性体の3層構造)における巨大な抵抗変化<sup>3)</sup>が実現される。これらの多彩な現象をエレクトロニクスに応用するためには、集積化を阻害する外部磁場の印加を回避し、超伝導回路の特性に影響を及ぼす電流発熱を伴わない新たな磁化制御技術の確立が求められる。今回、我々は磁化を電界で制御することが可能な強磁性体/強誘電体のマルチフェロイク界面を用いることで、超伝導体/強磁性体界面の近接効果の電界変調に初めて成功した<sup>4)</sup>のでこれを報告する。

## 実験方法

パルスレーザー堆積法によって、酸化物高温超伝導体 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> (YBCO: 15 nm) を酸化物強磁性体 La<sub>0.67</sub>Ca<sub>0.33</sub>MnO<sub>3</sub> (LCMO: 50 nm, 100 nm) で挟んだ超伝導スピンバルブ構造を強誘電体 Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub>-PbTiO<sub>3</sub> (PMN-PT) 基板上に作製した [Fig. 1(a)]。この試料の面直方向に電界を印加し、2 つの LCMO 層の磁 化配列の変化によってもたらされる超伝導転移温度の変化から近接効果の大きさを評価した。

# 実験結果

電界印加前 (0kV/cm) と電界印加時 (4 kV/cm) における超伝導転移温度近傍 での電気抵抗の外部磁場依存性を Fig. 1(b)に示す。低磁場における電気抵抗 の鋭いピークは2つのLCMO層の反平行 磁化配列近傍で顕著になる近接効果によ る超伝導転移温度の変化を反映してい る。電界を印加することによってこのピ ークはより顕在化し、規格化した電気抵 抗の変化幅 ( $\Delta R$ ) が増大していることが わかる。この結果は、近接効果の1つであ るスピン偏極準粒子のスピン散乱効果が 強誘電体からの逆圧電歪みの伝搬によっ て変化したことを示唆している。当日は、 電界変調のメカニズムの詳細や磁性ジョ セフソン接合などの他の構造への応用の 可能性を議論する。

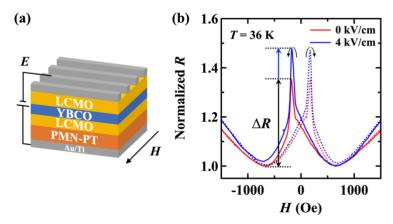


Fig.1 (a) Schematic diagram of the electric-field-controllable superconducting spin-valve device. (b) Normalized resistance versus in-plane magnetic field at E=0 (red curves) and 4 kV/cm (blue curves) for the superconducting spin-valve device. The solid and dashed curves in (b) indicate negative and positive H-sweeps, respectively.

本研究の一部は、JST CREST JPMJCR18J1, JST FOREST JPMJFR212V, JSPS 科研費 JP24H00380, JP23KK0086, JP21H04614 の支援を受けたものです。

- 1) V. V. Ryazanov et al., Phys. Rev. Lett. 86, 11 (2001).
- 2) J. Linder and J. W. A. Robinson, *Nat. Phys.* 11, 307 (2015).
- 3) B. Lin et al., Phys. Rev. Lett. 110, 097001 (2013).
- 4) T. Kikuta *et al.*, arXiv 2403.20210 (to appear in APL Materials)

# 磁場制御による量子ドットジョセフソン接合の 基底状態のパリティ変化

小林昌平 <sup>1,2</sup>, 松尾貞茂 <sup>1,3</sup>, Maria Spethmann<sup>4</sup>, Peter Stano<sup>1</sup>, Daniel Loss <sup>1,4</sup>, Tyler Lindemann<sup>5</sup>, Sergei Gronin<sup>5</sup>, Geoffrey Gardner<sup>5</sup>, Michael Manfra<sup>5</sup>, 樽茶清悟 <sup>1</sup> (<sup>1</sup>理研, <sup>2</sup>東理大, <sup>3</sup>東工大, <sup>4</sup>バーゼル大, <sup>5</sup>パデュー大)

Parity transition of the ground state in quantum-dot Josephson junctions invoked by magnetic field control Shohei Kobayashi<sup>1,2</sup>, Sadashige Matsuo<sup>1,3</sup>, Maria Spethmann<sup>4</sup>, Peter Stano<sup>1</sup>, Daniel Loss<sup>1,4</sup>, Tyler Lindemann<sup>5</sup>, Sergei Gronin<sup>5</sup>, Geoffrey Gardner<sup>5</sup>, Michael Manfra<sup>5</sup>, Seigo Tarucha<sup>1</sup> (<sup>1</sup>Riken, <sup>2</sup>Tokyo Univ. of Sci., <sup>3</sup>Tokyo Inst. of Tech., <sup>4</sup>Univ. of Basel, Purdue Univ. <sup>5</sup>)

### はじめに

超伝導体/半導体で構成されるジョセフソン接合では、接合の半導体中にアンドレーエフ束縛状態(ABS)が形成される。半導体の電子数制御により量子ドットを形成して、量子ドットを超伝導体で挟んだ構造のジョセフソン接合とすると、ABS は電子数やスピンといった量子ドット内の電子状態に依存する。このような量子ドットジョセフソン接合では、量子ドット内の電子数制御やゼーマン効果によるスピン分裂によって基底状態のパリティ変化 <sup>1),2)</sup>が起こり、これは ABS の変化という形で観測される。本研究では、量子ドットジョセフソン接合において接合の位相差・電子数・スピン分裂を制御して ABS を測定することで判明した、新たな機構による基底状態のパリティ変化を報告する。

### 実験方法

スピン軌道相互作用の強い半導体 InAs に超伝導体 AI が積層された基板に微細加工技術を施すことで、平面ジョセフソン接合デバイス(図 1(a))を作成した。接合の半導体上にはゲート電極が、接合の端の一部を除いて蒸着されている。このゲート電極により接合の電子密度の制御、および接合端における量子ドットの形成が可能となる。ジョセフソン接合は超伝導体ループ内に配置されており、面直方向の磁場を印加すると、ループを貫く磁束により接合の位相差を制御できる。また、面内方向の磁場を印加することでゼーマン効果によるスピン分裂が起きる。トンネル分光技術を用いて、ABS の位相差・ゲート電圧・面内磁場依存性を極低温で測定した。

### 結果

デート電圧を印加していない場合と、ゲート電圧を印加して接合端に量子ドットを形成した場合に測定された ABS の位相差依存性が図1(b),(c)である。量子ドットが形成されているときの ABS は位相がπ付近で分裂している。この分裂した ABS の面内磁場依存性を測定した結果、磁場が大きくなるにつれて分裂の幅は広がった。したがって、この分裂はスピンに起因するものである。さらに理論計算の結果、この分裂した ABS は奇数個の電子が量子ドットにあるときに実現され、この分裂は量子ドット内の基底状態のパリティ変化が起きていること

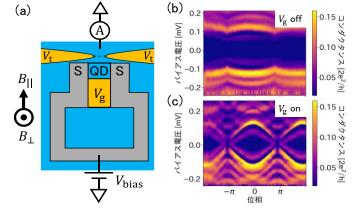


図1(a) 平面ジョセフソン接合デバイス (b) S-N-S接合の ABS (c) S-QD-S 接合の ABS

を示していると判明した。すなわち、量子ドットジョセフソン接合では電子数制御、スピン分裂に加えて、 接合の位相差制御によっても基底状態のパリティ変化が起こることが判明した。

- 1) S. De Franceschi et al., Nature Nanotech. 5, 703–711 (2010)
- 2) A. M. Whiticar et al, Phys. Rev. B 103, 245308 (2021)

# $Pt(Bi_{1-x}Se_x)_2$ 薄膜における特異な磁気抵抗ヒステリシスの解明

寒川雄斗<sup>1</sup>、前田将輝<sup>1</sup>、中村暸弥<sup>1</sup>、蒋男<sup>1,2,3</sup>、工藤一貴<sup>1,3</sup>、新見康洋<sup>1,2,3</sup> (阪大理<sup>1</sup>、阪大 CSRN<sup>2</sup>、阪大 OTRI<sup>3</sup>)

Elucidation of unique magnetic resistance hysteresis in  $Pt(Bi_{1-x}Se_x)_2$ 

Yuto Samukawa<sup>1</sup>, Masaki Maeda<sup>1</sup>, Ryoya Nakamura<sup>1</sup>, Nan Jiang<sup>1,2,3</sup>, Kazutaka Kudo<sup>1,3</sup>, Niimi Yasuhiro<sup>1,2,3</sup> (<sup>1</sup>Dept. of Phys. Osaka Univ., <sup>2</sup>CSRN. Osaka Univ., <sup>3</sup>OTRI. Osaka Univ.)

#### はじめに

極性構造をもつ層状超伝導体 trigonal  $PtBi_2(P31m, C_{3v}^2, No.157)$ は、Bi サイトの一部を Se に置換することで非極性構造へと構造相転移し、それに伴い超伝導転移温度が 0.6~K から 2.4~K まで上昇することが報告された[1]。我々はその新奇超伝導体  $Pt(Bi_{1-x}Se_x)_2$  ( $P\overline{3}m1, D_{3d}^3$ , No.164)薄膜に対し、超伝導領域から常伝導領域に至るまで磁気抵抗測定を行ったところ、上部臨界磁場近傍で従来のヒステリシスとは向きが逆である特異な磁気抵抗ヒステリシスを観測した(Fig.1)。本研究ではさらに上部臨界磁場のさまざまな外部パラメータ依存性を調べ、そのヒステリシス特性の詳細に迫った。

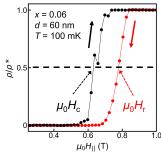


Fig.1:  $\rho/\rho^*$  vs  $\mu_0 H_{\parallel}$  measured with a Pt(Bi<sub>0.94</sub>Se<sub>0.06</sub>)<sub>2</sub> thin film device.  $\rho^*$  is the resistivity in the normal state.  $\mu_0 H_{\rm r}$  and  $\mu_0 H_{\rm c}$  are defined in the figure.

### 実験結果

本研究ではドープ量(x)が 0.06, 0.08 の薄膜素子を作製し、上部臨界磁場の最大面内印加磁場( $\mu_0 H_{|| max}$ )や磁場掃引速度(Sweep rate)などの外部パラメータ依存性を調べた。Fig.2 は常伝導から超伝導に戻る際の上部臨界磁場( $\mu_0 H_r$ )の $\mu_0 H_{|| max}$ 依存性である。 $\mu_0 H_{|| max}$  = 2 Tまでは $\mu_0 H_r$ が増加するが、2 T以降は飽和する振る舞いが確認された。Fig.3 は上部臨界磁場の Sweep rate 依存性を示す。磁場の掃引速度を速くするにつれ、ヒステリシス幅( $\Delta \mu_0 H_{c2}$ )が大きくなることが分かった。これらの結果はすべて、Pt(Bi<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>)2 薄膜のように超伝導が不均一な系に侵入した磁束が抵抗に及ぼす影響を考慮した Two-level critical-state model[2]により良く説明できることが分かった。本講演ではその詳細について報告する。

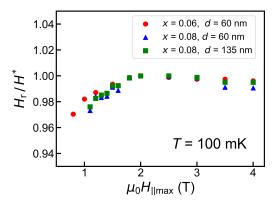


Fig.2:  $\mu_0 H_{\rm r}$  as a function of the maximum in-plane applied magnetic field  $\mu_0 H_{\parallel \rm max}$  obtained with different film thicknesses (*d*) and Se concentrations (*x*). The vertical axis is normalized by  $\mu_0 H_{\rm r}$  at  $\mu_0 H_{\parallel \rm max} = 2 \ {\rm T} \ (\equiv \mu_0 H^*)$ .

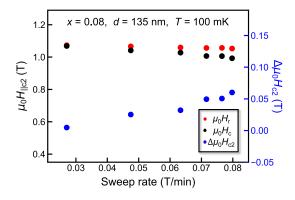


Fig.3:  $\mu_0 H_c$  and  $\mu_0 H_r$  as a function of magnetic-field sweep rate obtained with a Pt(Bi<sub>0.92</sub>Se<sub>0.08</sub>)<sub>2</sub> thin film device .  $\Delta \mu_0 H_{c2}$  is the difference between  $\mu_0 H_c$  and  $\mu_0 H_r$ .

- 1) K. Takaki et al., J. Phys. Soc. Jpn. 91, 034703 (2022).
- 2) L. Ji et al., Phys. Rev. B 47, 470 (1993).

# 鉄系高温超伝導体 $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$ の多結晶合成

上野友貴\*, 東伸彦\*, 神原陽一\*.\*\*, 的場正憲\*.\*\* (\*慶大物情, \*\*慶大スピンセンター)

Synthesis of iron pnictide superconductor  $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$ Yuki Ueno\*, Nobuhiko Azuma\*, Yoichi Kamihara\*.\*\* and Masanori Matoba\*.\*\* (\*APPI, Keio Univ., \*\*CSRN, Keio Univ.)

### 緒言

鉄系高温超伝導体  $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$ は、Sato らにより  $T_c=22$  K で超伝導を呈することが示されている $^{[1]}$ .  $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$ は、他 21113 物質とのアナロジーから $^{[3]}$ 、電子物性が酸素欠損に依存することが推察される。我々は、  $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$ の多結晶合成を行い、線材化の準備として、 $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$ が持つ酸素欠損量と超伝導発現の関係性について明らかにするべく、多結晶試料の電子物性を比較する.

### 実験方法

 $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$ の多結晶試料を固相反応により合成した. 熱処理は 950  $\,^{\circ}$ C, 1070  $\,^{\circ}$ C, 1200  $\,^{\circ}$ Cでそれぞれ 70 時間行った.得られた試料の結晶相は,X 線回折(XRD)装置(RigakuRINT2500, CuK  $\alpha$ )を用いて確認し,XRD 回折パターンから格子定数を算出した. また,四端子法の測定系で電気抵抗率,Macnetic Property Measurement system (Quantum Design, MPMS)の振動式高感度磁化率測定(RSO)モードを用いて磁化の磁場依存性を測定した. 尚,950 $\,^{\circ}$ Cで熱処理した試料は非常に脆かったため,XRD 測定のみ行った.

#### 実験結果

Fig.1 に 1070 ℃で熱処理した試料の XRD 測定結果を示す. 目的物質 Sr<sub>2</sub>Mg<sub>0.3</sub>Ti<sub>0.7</sub>FeAsO<sub>3-δ</sub>の他, 異相として FeAs, SrTiO<sub>3</sub>, SrFe<sub>2</sub>As<sub>2</sub>が見られた. Table.1 に各試料及び理論値の格子定数, 格子体積を示す.

Table.1 Lattice constants (a,c) and lattice volume (V).

	a(nm)	c(nm)	V(nm <sup>3</sup> )
Theoretical	0.39313	1.5967	0.246605
950℃	0.39381	1.6044	0.248534
1070℃	0.39301	1.5957	0.246605
1200℃	0.39338	1.5936	0.246514

Fig.2 に 1070  $\,^{\circ}$  で熱処理した試料の磁化測定結果を示す.  $T_c \leq 10\,K$  において超伝導による反磁性が見られ,超伝導体積分率は  $4.2\,K$  において  $0.048\,vol\%$ ,  $10\,K$  において  $0.0019\,vol\%$  であった. 一方,  $1200\,^{\circ}$  で熱処理した試料は,磁気測定では超伝導転移は見られず,  $Ti\,$  イオンによる反磁性が見られた.

- S. Sato, H. Ogino, N. Kawagichi, Y. Katsura, K. Kishio,
   J.Shimoyama, H. Kotegawa, and H. Tou, Supercond. Sci. Tech.
   23, 045001 (2010).
- [2] Y. Tojo, Ph. D thesis. (Keio Univ. 2020).

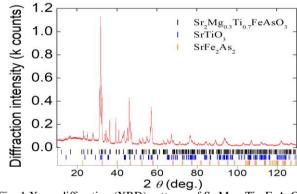


Fig. 1 X-ray diffraction (XRD) petterns of  $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$  heated at 1070 °C. Bottom bars denote Bragg defraction angles for theoretical  $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$ ,  $SrTiO_3$  and  $SrFe_2As_2$ .

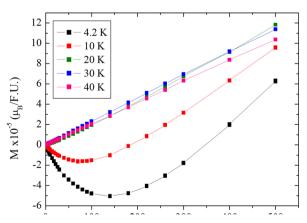


Fig. 2 Magnetization versus magnetic field of  $Sr_2Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-\delta}$  heated at 1070 °C (0  $Oe \le H \le 500$  Oe).