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。

<u>実験方法</u>

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 ±I を流した時に試料で発生する電圧 Vxx(±I)の絶対値の差である非相反電圧ΔV=(|Vxx (+I)|-|Vxx (-I)|)/2 を算出し、非相反伝導特性を評価した。

<u>実験結果</u>

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AV 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、LaAlO3 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。



<u>参考文献</u>

[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-MoTe₂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*_d-MoTe₂

T. Wakamura, M. Hashisaka^A, S. Hoshino^B, M. Bard, S. Okazaki^C, T. Sasagawa^C,

T. Taniguchi^D, K. Watanabe^D, 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¹⁾。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*_d-MoTe₂(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。

<u>実験方法</u>

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-MoTe₂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-MoTe₂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_d -MoTe₂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2.2K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(T_c)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 T_c が上昇するという先行研究の結果と一致した²⁾. 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_o)を素子に印加し、縦電圧のω及び2ω(V_{2o})成分を測定した。その結果、 I_o が結晶の鏡映面に対して垂直に流した場合、 V_{2o} 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 V_{2o} 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_{2o} のピーク値を用いて、電流 I_o に対する縦抵抗 R_o と非相反抵抗 $R_{2o}(V_{2o}/I_o)$ の比 γ = $2R_{2o}/(R_oBI_o)$ を計算したところ、 $3.1x10^6$ T⁻¹A⁻¹となり、原子層超伝導体 MoS₂や NbSe₂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³。

 Y. Tokura and N. Nagaosa, Nat. Commun. 9, 3740 (2018).
 D. A. Rhodes *et al.*, Nano Lett. 21, 2505 (2021).
 T. Wakamura *et al.*, Phys. Rev. Research 6, 013132 (2024).



PtBi2における磁束誘起ゼロ磁場超伝導ダイオード効果

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

(阪大理¹、阪大 OTRI²、阪大 CSRN³)

Zero-field superconducting diode effect induced by magnetic vortices in trigonal PtBi₂

N. Jiang^{1,2,3}, M. Maeda¹, Y. Yamaguchi¹, M. Watanabe¹, M. Tokuda¹, K. Takaki¹, S. Masaki¹, K. Kudo^{1,2} and

Y. Niimi^{1,2,3}

(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]、WSe2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。

<u>実験結果</u>

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。

参考文献

- 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) 1st and (b) 2nd 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.)

<u>はじめに</u>

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。

<u>モデルと計算手法</u>

先行研究では、単層系のラシュバー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

参考文献

- 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 NbS₂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 NbS₂ 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 2*H*-NbS₂のファンデルワースル層間に In 原子を挿入した InNbS₂ 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 InNbS₂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 (~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) InNbS2 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。近傍の振る舞い.

マルチフェロイク界面を用いた超伝導ー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)

<u>はじめに</u>

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¹⁾やスピン三重項クーパー対の生成²⁾、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³⁾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⁴⁾のでこれを報告する。

<u>実験方法</u>

パルスレーザー堆積法によって、酸化物高温超伝導体 YBa₂Cu₃O₇ (YBCO: 15 nm) を酸化物強磁性体 La_{0.67}Ca_{0.33}MnO₃ (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_{1/3}Nb_{2/3})O₃-PbTiO₃ (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。

<u>実験結果</u>

電界印加前 (0 kV/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 (ΔR) 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。

<u>参考文献</u>

- 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).
- 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^{1,2}, 松尾貞茂^{1,3}, Maria Spethmann⁴, Peter Stano¹, Daniel Loss^{1,4}, Tyler Lindemann⁵, Sergei Gronin⁵, Geoffrey Gardner⁵, Michael Manfra⁵, 樽茶清悟¹ (¹理研, ²東理大, ³東工大, ⁴バーゼル大, ⁵パデュー大)

Parity transition of the ground state in quantum-dot Josephson junctions invoked by magnetic field control Shohei Kobayashi^{1,2}, Sadashige Matsuo^{1,3}, Maria Spethmann⁴, Peter Stano¹, Daniel Loss^{1,4}, Tyler Lindemann⁵, Sergei Gronin⁵, Geoffrey Gardner⁵, Michael Manfra⁵, Seigo Tarucha¹
(¹Riken, ²Tokyo Univ. of Sci., ³Tokyo Inst. of Tech., ⁴Univ. of Basel, Purdue Univ.⁵)

<u>はじめに</u>

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^{1,2)}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。

<u>実験方法</u>

スピン軌道相互作用の強い半導体 InAs に超伝導体 Al 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

ゲ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。

<u>参考文献</u>

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

24pA - 8

Pt(Bi1-xSex)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1、前田将輝1、中村暸弥1、蒋男1.2.3、工藤一貴1.3、新見康洋1.2.3

(阪大理¹、阪大 CSRN²、阪大 OTRI³)

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

Yuto Samukawa¹, Masaki Maeda¹, Ryoya Nakamura¹, Nan Jiang^{1,2,3}, Kazutaka Kudo^{1,3}, Niimi Yasuhiro^{1,2,3} (¹Dept. of Phys. Osaka Univ., ²CSRN. Osaka Univ., ³OTRI. Osaka Univ.)

はじめに

極性構造をもつ層状超伝導体 trigonal PtBi₂(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: ρ/ρ^* vs $\mu_0 H_{\parallel}$ measured with a Pt(Bi_{0.94}Se_{0.06})₂ thin film device. ρ^* is the resistivity in the normal state. $\mu_0 H_r$ and $\mu_0 H_c$ 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_{1-x}Se_x)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: $\mu_0 H_r$ as a function of the maximum in-plane applied magnetic field $\mu_0 H_{\parallel max}$ obtained with different film thicknesses (*d*) and Se concentrations (*x*). The vertical axis is normalized by $\mu_0 H_r$ at $\mu_0 H_{\parallel max} = 2 T (\equiv \mu_0 H^*)$.



Fig.3: $\mu_0 H_c$ and $\mu_0 H_r$ as a function of magneticfield sweep rate obtained with a Pt(Bi_{0.92}Se_{0.08})₂ thin film device . $\Delta \mu_0 H_{c2}$ is the difference between $\mu_0 H_c$ and $\mu_0 H_r$.

参考文献

- 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 Sr2Mg0.3Ti0.7FeAsO3-6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 Sr₂Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-δ} Yuki Ueno*, Nobuhiko Azuma*, Yoichi Kamihara*.** and Masanori Matoba*.** (*APPI, Keio Univ., **CSRN, Keio Univ.)

<u>緒言</u>

鉄系高温超伝導体 Sr₂Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO₃₋₆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]. Sr₂Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO₃₋₆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,Sr₂Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO₃₋₆の多結晶合成を行い,線材化の準備として,Sr₂Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO₃₋₆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

Sr₂Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-δ}の多結晶試料を固相反応により合成した. 熱処理は 950 ℃, 1070 ℃, 1200 ℃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 α)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℃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.

<u>実験結果</u>

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 Sr₂Mg_{0.3}Ti_{0.7}FeAsO_{3-δ}の他, 異相として FeAs, SrTiO₃,
 SrFe₂As₂ 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.

| | a(nm) | c(nm) | V(nm ³) |
|-------------|---------|--------|---------------------|
| Theoretical | 0.39313 | 1.5967 | 0.246605 |
| 950°C | 0.39381 | 1.6044 | 0.248534 |
| 1070°C | 0.39301 | 1.5957 | 0.246605 |
| 1200°C | 0.39338 | 1.5936 | 0.246514 |

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

Fig.2 に 1070 ℃で熱処理した試料の磁化測定結果を示す.
T_c≤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 ℃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.
参考文献

- 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 $1070 \circ C$ (0 Oe $\leq H \leq 500$ Oe).