

## Destabilization of hidden order in URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> under magnetic field and pressure

荒木新吾<sup>A</sup>, W. Knafo<sup>B</sup>, G. Lapertot<sup>C</sup>, 青木大<sup>C,D</sup>, D. Braithwaite<sup>C</sup>

<sup>A</sup>岡山大学物理, <sup>B</sup>LNCMI, CNRS, <sup>C</sup>Université Grenoble Alpes, CEA, <sup>D</sup>東北大金研

## Destabilization of hidden order in URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> under magnetic field and pressure

S. Araki<sup>A</sup>, W. Knafo<sup>B</sup>, G. Lapertot<sup>C</sup>, D. Aoki<sup>C,D</sup>, D. Braithwaite<sup>C</sup>

<sup>A</sup>Department of Physics, Okayama Univ., <sup>B</sup>LNCMI, CNRS, <sup>C</sup>Univ. Grenoble Alpes, CEA,

<sup>D</sup>IMR, Tohoku Univ.

重い電子系化合物 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> において 1985 年に発見された転移温度 17.5 K 以下の隠れた秩序(HO)相の秩序変数は, 発見から長い年月を経た現在においても明らかにされていない。HO 相に 35 T 程度の強磁場を印可すると SDW 相が誘起される[1]。また, 1 GPa 程度の圧力を加えることで反強磁性相 (AF 相) が誘起される[2]。このように HO 相に隣接して磁気秩序相が存在している。我々は高圧・強磁場の複合極限環境における URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の HO 相・SDW 相・AF 相の相境界を明らかにするために, Toulouse のパルス強磁場施設を利用して, ブリッジマンセルを用いた 3.9 GPa まで磁気抵抗測定を行った。図 1 は得られた温度-圧力-磁場相図である。圧力下において, HO 相の臨界磁場  $H_0$  は単調に増大し, 常圧で HO 相直上に観測されていた SDW 相は約 1 GPa で消失する。また, 約 3.25 GPa で HO 相は消失し, それより高圧では AF 相から相関の強い常磁性状態(CPM 相)を経て常磁性状態(PPM 相)へと転移する。それらの相境界の磁場, 圧力依存性はひとつのパラメータでよくスケールされる。

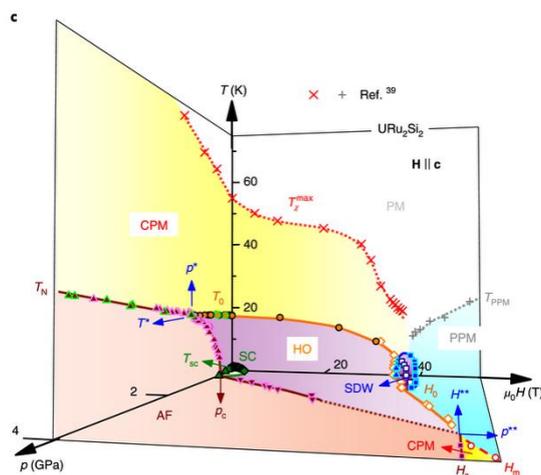


Fig.1. Temperature-pressure-magnetic-field phase diagram [3].

[1] W. Knafo *et al.*, Nat. Commun. **7**, 13075 (2016).

[2] H. Amitsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5114 (1999).

[3] W. Knafo *et al.*, Nat. Phys. **16**, 942 (2020).

## 水素化物高温超伝導体における強磁場下測定の開

榮永茉莉<sup>A</sup>, 清水克哉<sup>A,B</sup>

<sup>A</sup> 阪大基極セ, <sup>B</sup> 愛媛大 GRC

### Progress in High Magnetic Field Studies of High-Temperature Superconducting Hydrides under High Pressure

M. Einaga<sup>A</sup>, K. Shimizu<sup>A,B</sup>

<sup>A</sup>KYOKUGEN, Grad. Sch. Eng. Sci., Univ. Osaka, <sup>B</sup>GRC, Ehime University

150 万気圧 (150 GPa) 以上という極めて高い圧力下ではあるが、200 K を超える高温超伝導を示す物質群として水素化物が注目され、室温超伝導の実現に向けた研究が急速に進展している。これらの水素化物高温超伝導体の探索や物性研究の多くは、電気抵抗測定によっておこなわれている。圧力セルであるアンビルセルは、圧力保持のためのガスケットと呼ばれる金属板にあけた穴に試料を詰め、それを対向したふたつのダイヤモンドアンビルの間に挟み込んで加圧するセルである。150 GPa 程度の圧力を発生させる場合、試料の直径は 10 ミクロン程度となる。電気抵抗測定の場合は、試料と電極の接触さえ取れてしまえばいいため、比較的測定が容易である。しかし、試料体積が小さいことや、試料がアンビルやガスケットに囲まれていることは、各種物性測定をむづかしくしている。また、このような超高圧力を発生するための圧力セルは金属製であり、強磁場印加による発熱によって、圧力保持や低温物性測定を困難にする技術的課題もある。

本講演では、このような制約を克服して実現されたふたつの水素化物超伝導体の強磁場下測定について紹介する。H<sub>3</sub>S ではロスアラモスで 65 T 級のパルス磁場下での上部臨界磁場  $H_{c2}$  などの物性測定[1]、LaH<sub>10</sub> ではドレスデン高磁場研究所で 70 T 級のパルス磁場下での磁性・非磁性不純物のドーピングにより超伝導転移温度  $T_c$  の抑制効果を明らかにしている[2]。

[1] S. Mozaffari *et al.*, Nature Communications **10**, 2522 (2019).

[2] D. V. Semenov *et al.*, Advanced Materials **34**, 2204038 (2022).

## 超高压下超伝導・量子磁性研究を加速する

## 固体量子センシングプローブのファーストライト報告

北川健太郎<sup>A</sup><sup>A</sup> 東大物性研**First-light report on solid-state quantum sensing probe  
for pressure-driven superconductivity and quantum magnetism research**K. Kitagawa<sup>A</sup><sup>A</sup>ISSP, Univ. Tokyo

固体の基底状態制御及び超伝導・量子磁性研究に高圧力は有用であるが、数 GPa を超える圧力下では磁気的な物理量の測定は困難であった。これは、圧力印加空間が小さいことや電気配線・光導入に対する制約が大きいことによる。ここ数年、ダイヤモンドアンビルセル内様なマイクロサイズの試料でも精密な磁場分布が測定可能なダイヤモンド NV 中心の光検出磁気共鳴測定(ODMR)を用いた固体量子センシング技術が急速に発展し、水素化合物やニッケル酸化物高温超伝導体のマイスナー効果実証に利用された[1,2]。少なくともバルク性を探索する初期の超伝導研究には SQUID を用いた手法よりも優れている。

我々は、超伝導の反磁性分布だけでなく通常の磁化率測定にも利用可能な超高压下磁化イメージング測定装置の開発を進めている (Fig. 1)。300 トン定荷重加圧プローブとヘリウム温度に挿入可能な光学経路、超伝導磁石の組み合わせで圧力以外の方向にも優位性のある多重極限環境を実用化するのが特徴となっている。複雑なシステムであるが、ダイヤモンド NV 中心を使った観測を既に始めているのでこの機会にファーストライトと今後の計画を報告したい。

[1] P. Bhattacharyya *et al.*, Nature **627**, 73 (2024).

[2] J. Wen *et al.*, National Science Review, **nwaf268**, <https://doi.org/10.1093/nsr/nwaf268>.



Fig. 1. Large-volume constant-load high-pressure device, equipped with high-NA optical access for ODMR experiments under multi-extreme conditions.

O1-1

**Electrical-resistivity experiments under combined pressures and pulsed magnetic fields  
at the LNCMI-Toulouse**

*William Knafo*

*LNCMI-Toulouse France*

In 2015-2016, we have developed a pressure cell for electrical-resistivity experiments under pulsed magnetic fields generated at the LNCMI-Toulouse [1,2]. This set-up allows now routine experiments on correlated-electron systems under pressures up to 6 GPa combined with temperatures from 1.5 to 300 K and magnetic fields up to 60 T, and was used to investigate several heavy-fermion magnets and superconductors, as the Ising antiferromagnet  $\text{CeRh}_2\text{Si}_2$  [3], the hidden-ordered paramagnet  $\text{URu}_2\text{Si}_2$  [4], and the new superconductor  $\text{UTe}_2$  [5,6].

Here, I will present our experimental setup and some issues we have been confronted with during the development and tests of the cell. I will discuss heating effects induced by Eddy currents and electrical noise issues.

The development of the pressure cell was made in collaboration with D. Braithwaite (CEA Grenoble), R. Settai (University of Niigata), S. Kurahashi (University of Niigata), D. Aoki (Tohoku University) and J. Flouquet (CEA Grenoble).

***References***

- [1] R. Settai, W. Knafo, D. Braithwaite, S. Kurahashi, D. Aoki, and J. Flouquet, Review of High Pressure Science and Technology / Koatsuryoku No Kagaku To Gijutsu **25**, 325 (2015).
- [2] D. Braithwaite, W. Knafo, R. Settai, D. Aoki, S. Kurahashi, and J. Flouquet, Rev. Sci. Instrum. **87**, 023907 (2016).
- [3] W. Knafo, R. Settai, D. Braithwaite, S. Kurahashi, D. Aoki, and J. Flouquet, Phys. Rev. B **95**, 014411 (2017).
- [4] W. Knafo, S. Araki, G. Lapertot, D. Aoki, G. Knebel, and D. Braithwaite, Nature Phys. **16**, 942–948 (2020).
- [5] M. Valiska, W. Knafo, G. Knebel, G. Lapertot, D. Aoki, and D. Braithwaite, Phys. Rev. B **104**, 214507 (2021).
- [6] T. Thebault, D. Braithwaite, G. Lapertot, D. Aoki, G. Knebel, and W. Knafo, Phys. Rev. B **109**, 214420 (2024).

**$RSb_2$  ( $R = Ce, Pr, Nd$ )における磁気形状記憶効果**

三宅厚志<sup>A</sup>, 君島健太<sup>A</sup>, 早坂龍太<sup>A</sup>, 近藤雅起<sup>B</sup>, 木下雄斗<sup>B</sup>, 李徳新<sup>A</sup>, 本間佳哉<sup>A</sup>,  
仲村愛<sup>A</sup>, 清水悠晴<sup>A,B</sup>, 徳永将史<sup>B</sup>, 青木大<sup>A</sup>

<sup>A</sup> 東北大金研, <sup>B</sup> 東大物性研

**Magnetic shape memory effect in  $RSb_2$  ( $R = Ce, Pr, Nd$ )**

A. Miyake<sup>A</sup>, K. Kimishima<sup>A</sup>, R. Hayasaka<sup>A</sup>, M. Kondo<sup>B</sup>, Y. Kinoshita<sup>B</sup>, D.X. Li<sup>A</sup>,

Y. Homma<sup>A</sup>, A. Nakamura<sup>A</sup>, Y. Shimizu<sup>A,B</sup>, M. Tokunaga<sup>B</sup>, D. Aoki<sup>A</sup>,

<sup>A</sup>IMR, Tohoku. Univ., <sup>B</sup>ISSP, Univ. Tokyo

$RSb_2$  ( $R = La, Ce, Pr, Nd, \text{ and } Sm$ ) は Sb 層と  $R$ -Sb 層が  $c$  軸方向に積層した擬 2 次元的な直方晶 (空間群:  $Cmce$ ) で、 $R$  イオンが  $ab$  面に菱形に配列した  $R$  パンタグラフ・ネットワークを形成する特徴的な構造を持つ[Fig. 1 (b)].  $CeSb_2$  では圧力誘超伝導転移が発見され、特徴的な逆  $S$  字型の超伝導相図を持つことから注目されている[1]。我々は、 $CeSb_2$  の磁気秩序相において面内結晶軸方向に磁場を印加すると、約 34 T で磁化が急激に増大し、磁場の印加方向が磁化容易軸となり、その面内垂直方向が磁化困難軸になる磁化容易軸スイッチ現象を観測した。さらに磁場方向を面内で 90 度変えて磁場印加すると同様のスイッチ現象が起きることから、磁場印加方向によって磁化容易軸を制御できることが明らかになった[2]。興味深いことに、低温で磁場によって軸がスイッチされた状態は、磁場を取り除いた後も室温においても保持される。偏光顕微鏡観察から、強磁場印加前の as-cast 試料では、場所によって  $a$  軸と  $b$  軸が入れ替わったドメインが存在し、磁場で単一ドメイン化することも分かった。これらのことから、磁場印加方向が磁化容易  $a$  軸、垂直方向が磁化困難  $b$  軸になり、さらに室温までの温度サイクルでも安定な「磁気形状記憶効果」が発現していることが明らかになった [2]。

$CeSb_2$  だけでなく同じ結晶構造をとる  $PrSb_2$  と  $NdSb_2$  でも同様の現象が観測された。本講演では  $RSb_2$  ( $R = Ce, Pr, Nd$ ) での実験結果を紹介し、この系が有する磁気形状記憶効果について議論する。

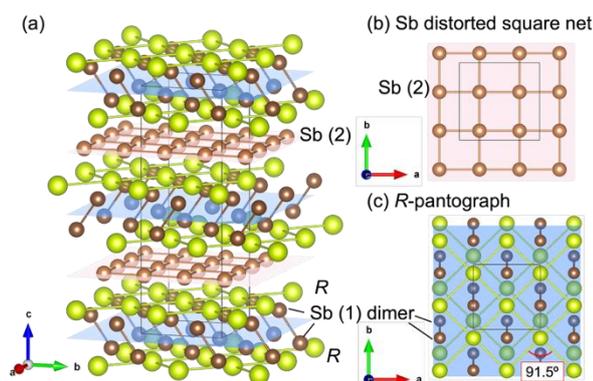


Fig. 1 Crystal structure of  $RSb_2$  [1]

[1] O. P. Squire *et al.*, Phys. Rev. Lett. **131**, 026001 (2023).

[2] A. Miyake *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **94**, 043702 (2025).

## 量子カゴメ反強磁性体 In カペラサイトの極低温磁性

加藤萌結<sup>A</sup>, 松本洋介<sup>B</sup>, 鳴海康雄<sup>C</sup>, 高木英典<sup>B,D</sup>, 萩原政幸<sup>C</sup>, 吉田紘行<sup>A</sup>

<sup>A</sup> 北大院理, <sup>B</sup>MPI-FKF, <sup>C</sup> 阪大先端強磁場, <sup>D</sup>NIMS

### Magnetic properties of quantum kagome antiferromagnet In-kapellasite at ultra-low temperatures

M. Kato<sup>A</sup>, Y. Matsumoto<sup>B</sup>, Y. Narumi<sup>C</sup>, H. Takagi<sup>B,D</sup>, M. Hagiwara<sup>C</sup>, and H. K. Yoshida<sup>A</sup>

<sup>A</sup>Grad. Sch. Sci., Hokkaido Univ., <sup>B</sup>MPI-FKF, <sup>C</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka, <sup>D</sup>NIMS

量子カゴメ反強磁性体では、局在ヘキサゴナルマグノンの結晶化や磁場誘起スピン液体など多彩な磁場中量子多体状態の形成が予想され、それらに起因して磁化過程に多段の磁化プラトーが発現すると期待されている[1]。量子カゴメ反強磁性体  $\text{InCu}_3(\text{OH})_6\text{Cl}_3$  (In カペラサイト)は、7 T から 14 T という比較的低磁場領域において 1/3 磁化プラトーが観測されることが知られており、磁場中量子多体状態の性質を、多様な測定プローブを通じて実験的に探究できる良いモデル物質である[2]。一方で、本物質では最近接相互作用  $J_1$  が 11.5 K と小さいため、量子状態の性質を明らかにするためには、極低温環境において熱揺らぎを抑制し精密物性測定を行うことが必要不可欠である。

我々は、14 T 以下の磁場領域において、50 mK までの極低温環境下で比熱、磁化測定を行った。零磁場比熱では、8 K で短距離的なスピン相関の発達を示唆するブロードなピークが観測され、1.8 K で長距離秩序の形成を示す鋭いピークが観測された。また、0.5 K 以下で  $T^2$  に従って増大する核比熱成分も観測された。磁場を印加すると、鋭いピークは低温にシフトし、プラトー近傍の 7.5 T で消失した。ブロードピークは一度低温側へシフトした後、プラトー近傍の 7.5 T から高温側へシフトしつつ増大する振る舞いが観測された。また、5 T 以上の各磁場では、1 K 付近にギャップ的な振る舞いが見出された。一方で、核比熱を差し引いた後の比熱は、1 K 以下で  $T^{1.5} \sim T^2$  のべき乗則に従う振る舞いを示しており、ギャップレスな励起の存在が示唆される。ファラデー法による磁化測定では、50 mK において、7.5 T で明確な 1/3 磁化プラトーのオンセットが観測された。このプラトーは、熱揺らぎを十分に抑制してもなお磁場に対して線形な傾きを持つことが明らかになった。

さらに 1.4 K, 1.1 K において 50 T までのパルス強磁場磁化測定を行った。測定温度を下げることで 1/3 磁化プラトーの開始磁場は明確になった一方、プラトーの終端磁場と飽和磁場近傍の鈍りは温度にほぼ依存しなかった。また、今回の測定からは他のプラトーは観測されなかった。

講演では、以上の実験結果の詳細を報告し、極低温環境下における In カペラサイトの磁性について議論する。

[1] S. Nishimoto et al., Nat. Commun., **4**, 2287 (2013).

[2] M. Kato et al., Commun. Phys., **7**, 424 (2024).

## カゴメ反強磁性体における 1/3 磁化プラトー状態での磁気励起

加藤萌結、R. Kumar、井原慶彦、吉田紘行

北大院理

**Low-energy magnetic excitations from 1/3 magnetization plateau state  
in kagome antiferromagnet.**M. Kato, R. Kumar, Y. Ihara, H. K. Yoshida

Grad. Sch. Sci., Univ. Hokkaido

カゴメ反強磁性体は量子スピン液体候補物質として盛んに研究されてきたが、近年さらに強磁場中での興味深い量子磁性が報告されている。特に、Y系カペラサイトでは20テスラ付近で非自明な1/9磁化プラトーが観測され、注目を集めた[1-3]。さらに、1/9磁化プラトー状態ではスピノフェルミ面が出現することが指摘されているが[4]、ギャップの有無に関する議論は集結していない。また、In系カペラサイトでは、磁気相関のエネルギースケールが小さいことに伴い、15テスラ程度の低磁場領域で1/3磁化プラトーが観測された[5]。磁場誘起相を誘起するために必要となる磁場強度が小さくなったことで、多彩な測定が高精度かつ簡便に行うことができるようになった。そこで、本研究ではInカペラサイトについて<sup>35</sup>Cl-NMR測定を行い、1/3磁化プラトー状態での低エネルギー磁気励起を調べた[6]。

核スピン-格子緩和率測定 $1/T_1$ の温度依存性を測定したところ、1/3磁化プラトー状態が誘起される磁場領域では磁気励起にギャップが生じている可能性が示唆された。さらに、1.5 Kでの $1/T_1$ の磁場依存性にも同様のギャップ的振る舞いが観測され(Fig. 1)、ギャップエネルギーの磁場依存性も明らかになった[4]。これまでの研究では、1/3磁化プラトー状態中の磁気励起の測定のみを行っていたが、今回はさらに東北大学金属材料研究所の強磁場マグネットを用いて、より高い磁場領域での測定結果を紹介する予定である。

## 【参考文献】

- [1] S. Jeon et al., Nat. Phys. **20**, 435 (2024).  
 [2] S. Suetsugu et al. PRL **132**, 226701 (2024).  
 [3] G. Zheng, et al PNAS **122**, e2421390122 (2025).  
 [4] G. Zheng, et al., PRX **15**, 021076 (2025).  
 [5] M. Kato, et al., Commun. Phys. **7**, 424 (2024).  
 [6] M. Kato, et al, JPSJ **94**, 083704 (2025).

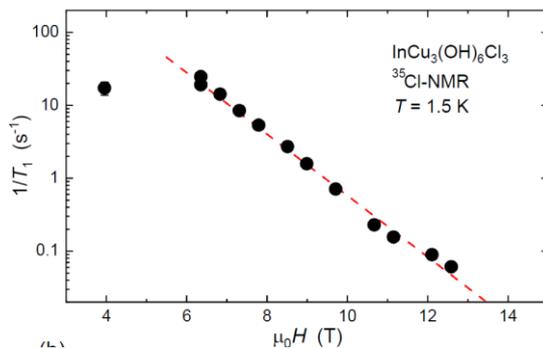


Fig. 1: Field dependence of  $1/T_1$  measured at 1.5 K. Red dashed line represents an exponential field dependence, suggesting a gapped magnetic excitations. [6]

## パイロクロア型酸化物 $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ の強誘電状態 に対する超強磁場効果

花咲徳亮<sup>A</sup>, 松林龍<sup>A</sup>, P.Chiu<sup>B</sup>, 松田康弘<sup>B</sup>, 近藤雅起<sup>B</sup>, 徳永将史<sup>B</sup>,  
村川寛<sup>A</sup>, 酒井英明<sup>C</sup>

<sup>A</sup> 阪大院理, <sup>B</sup> 東大物性研, <sup>C</sup> 東北大金研

### Ultrahigh Magnetic Field Effect on Ferroelectric State in Pyrochlore Niobates $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$

N.Hanasaki<sup>A</sup>, R.Matsubayashi<sup>A</sup>, P.Chiu<sup>B</sup>, Y.H.Matsuda<sup>B</sup>, M.Kondo<sup>B</sup>, M.Tokunaga<sup>B</sup>, H.  
Murakawa<sup>A</sup>, and H.Sakai<sup>C</sup>

<sup>A</sup>Dept. of Phys., Univ. of Osaka, <sup>B</sup>ISSP, Univ. of Tokyo, <sup>C</sup>IMR, Tohoku Univ.

近年、原子間結合に対する超強磁場効果の研究が精力的に行われている[1]。強誘電体も遷移金属原子と酸素原子の結合に由来するものであり、その超強磁場効果は興味深い。パイロクロア型酸化物  $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$  は、誘電率のピークが 5000 程度の高い値を示し、強い周波数依存性を示す事から、リラクサー的な特徴を持つ非磁性の強誘電体である[2]。204K 付近で Nb の原子変位を伴う構造相転移を起こすが[3]、理論計算でも Nb と酸素の間の結合性軌道の形成が示唆されている[4]。Nb はパイロクロア格子を組むため、Nb の原子変位に関してフラストレーションが期待され、磁場など外場による影響を受けやすいと考えられる。

そこで、 $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$  の誘電率を強磁場下で測定した (Fig.1(a))。155K 以下の温度領域において、磁場による誘電率の増加が観測された。また、170K など強誘電転移に近い温度では、磁場による誘電率の減少も見られた (Fig.1(c))。誘電率のピーク位置が磁場によって低温側にシフトしていると考えれば、磁場は Nb と酸素の結合の安定性を下げ、Nb の原子変位を阻害していると思われる。

[1] Y.H.Matsuda *et al.*, Nat.Comm. **11**, 359 (2020).

[2] M.Tachibanaba *et al.*, Phys.Rev.B **70**, 064103 (2004).

[3] T.Malcherek *et al.*, J.Phys.:Condens. Matter **22**, 205401 (2010). [4] M.Fisher *et al.*, Phys.Rev.B **78**, 014108 (2008).

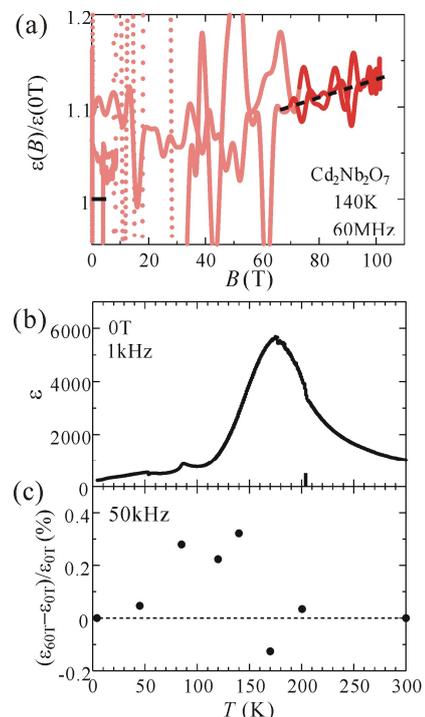


Fig.1  $\text{Cd}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$  の誘電率  
(a) 140Kにおける誘電率の磁場依存性  
(b) 誘電率の温度依存性  
(c) 磁場(60T)による誘電率変化の温度依存性

## 磁場下に適用可能な歪み応答の新規プローブ開発

細井 優<sup>A</sup>,<sup>A</sup> ロスアラモス国立研究所**Novel Probes for Strain Response under Magnetic Fields**S. Hosoi<sup>A</sup><sup>A</sup>Los Alamos National Laboratory

Strain engineering is a powerful approach for tuning the exotic and functional properties of quantum materials, as highlighted by recent advances in piezoelectric-based strain-tuning devices [1]. Further progress in this field calls for the development of advanced experimental probes that are compatible with magnetic fields, enabling the exploration of novel phenomena in quantum materials. In this talk, I will introduce two such probes applicable under magnetic fields—magnetoelastoresistance (MER) and microwave surface elasto-resistivity—which extend the concept of standard elasto-resistance describing strain-induced changes in DC-limit resistivity. While elasto-resistance has been established as a powerful probe of anisotropic electronic properties, these two techniques provide further insights into strain-dependent transport and electronic states.

MER refers to the magnetic field-induced change in elasto-resistance, offering complementary information on how strain modifies key transport parameters such as carrier density and mobility. By decomposing the MER response according to the applied strain symmetry, this technique becomes a more powerful tool for symmetry-selective tuning. We demonstrate the high capability of symmetry-resolved MER measurements using multivalley bismuth [2], a material that exhibits exceptionally large elasto-resistance owing to the highly strain-tunable nature of its valleys [3].

To further probe the intrinsic nature of electronic states under strain, we have developed a strain-tunable microwave cavity employing a high-dielectric rutile resonator [4], enabling the strain-dependent microwave surface impedance measurements—termed microwave surface elasto-resistivity. Using this strain-tunable microwave cavity, we have successfully controlled and observed the suppression of superconductivity under compressive and tensile strain in the representative iron-based superconductor  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ .

[1] C.W. Hicks *et al.*, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **16**, 417 (2025).

[2] S. Hosoi *et al.*, submitted.

[3] S. Hosoi *et al.*, *Phys. Rev. Res.* **6**, 033096 (2024).

[4] S. Hosoi *et al.*, *Phys. Rev. Appl.* **24**, 024025 (2025).

## 多重極限 THz ESR 装置の開発と応用

櫻井敬博<sup>A</sup>, 大久保晋<sup>B</sup>, 大道英二<sup>C</sup>, 太田仁<sup>B</sup>

<sup>A</sup> 阪大コア機構低温, <sup>B</sup> 神戸大分子フォトセ, <sup>C</sup> 神戸大院理

### Development and application of multi-extreme THz ESR measurement systems

T. Sakurai<sup>A</sup>, S. Okubo<sup>B</sup>, E. Ohmichi<sup>C</sup>, H. Ohta<sup>B</sup>

<sup>A</sup>Cryogenics Support Div. Core Fac. Center, Univ. Osaka,

<sup>B</sup>Mol. Photosci. Res. Center, Kobe Univ., <sup>C</sup> Grad. Sch. Sci., Kobe Univ.

THz 領域における強磁場 ESR は、磁性体の基底状態や低励起状態を理解する上で必須の実験手法である。我々は更に圧力というパラメータを導入し[1]、様々な系に対して圧力印加によりスピン間の相互作用を変化させ、それに伴う状態変化をマイクロに観測してきた[2]。装置としては圧力セルの内部部品が THz 波を透過するセラミクス製である点が特徴で、最大圧力は 2.5 GPa 程度である。通常の超伝導磁石との組み合わせが可能であり、またこれまでに東北大学金属材料研究所に設置される最大磁場 25 T の無冷媒磁石との組み合わせにも成功している。

最近、圧力下において ESR を熱的に検出することに成功した[3]。感度は従来の透過型の圧力下 ESR と同程度である。ESR では共鳴に伴いスピンの励起されるが、吸収したエネルギーは最終的には格子系に放出され試料の温度上昇を生ずる。量子スピン系におけるスピン格子緩和時間はマイクロ秒以下であり、従って通常の静磁場の掃引時間の範囲では、温度上昇は共鳴と同時に生じていると見なすことができる。この温度上昇を直接観測することにより ESR 測定を行うのである。最大の利点の 1 つは透過電磁波を検出する必要が無いので、プローブがコンパクトになる点である。このためボアの小さな、例えば横磁場印加可能なスプリットペア型超伝導磁石とも組み合わせが可能になる。図はスピンギャップ系物質  $\text{Cu}_2(1,4\text{-diazacycloheptane})_2\text{Cl}_4$  (CuHpCl) の熱検出による 1.0 GPa におけるスペクトルである。圧力セルを鉛直方向を軸に回転させることで、磁場依存性測定も可能である。この様に圧力下において強磁場 THz ESR が可能になった。講演ではこれらの多重極限 THz ESR の開発例、測定例を紹介する。

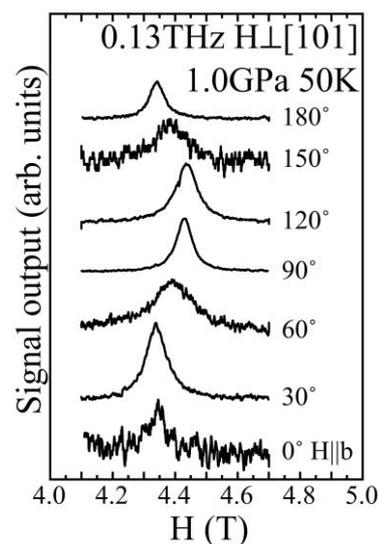


Fig. 1. Field angle dependence ESR spectra of CuHpCl obtained at 1.0 GPa.

[1] T. Sakurai *et al.*, *J. Magn. Reson.* **259**, 108 (2015).

[2] T. Sakurai *et al.*, *Appl. Magn. Reson.* **52**, 267 (2021).

[3] H. Ohta *et al.*, *Appl. Magn. Reson.* **56**, 33 (2025).

## 核磁気共鳴で探るフラストレート磁性体の圧力誘起相転移

武田晃<sup>A</sup>, 山内徹<sup>A</sup>, 瀧川仁<sup>A</sup>, 石川孟<sup>A,B</sup>, 広井善二<sup>A</sup><sup>A</sup> 東大物性研, <sup>B</sup> 東京理科大学

## Pressure-induced phase transitions in frustrated magnets probed by nuclear magnetic resonance

Hikaru Takeda<sup>A</sup>, T. Yamauchi<sup>A</sup>, M. Takigawa<sup>A</sup>, H. Ishikawa<sup>A,B</sup>, Z. Hiroi<sup>A</sup><sup>A</sup> ISSP, University of Tokyo, <sup>B</sup> Tokyo University of Science

磁氣的相互作用が競合するフラストレート磁性体は、基底状態として複数の磁気状態が競合し、時にスピン液体を始めとする非自明な磁気状態が実現する。こうした基底状態は、相互作用のバランスを調整することで制御できる可能性があり、新奇な磁気状態を探索するうえで、圧力下の磁性を探ることは、有効な手段となる。

本発表では、 $J_1$ - $J_2$  正方格子反強磁性体を対象として実施した圧力下核磁気共鳴(NMR)実験について紹介したい[1]。最近接格子間に反強磁性的な磁氣的相互作用  $J_1$ 、次近接格子間に  $J_2$  が働く正方格子反強磁性体では、 $J_2/J_1$  が 0.5 の近傍で基底状態がストライプ状の磁気配列(CAF)からチェッカーボード型の磁気配列(NAF)に切り替わり、その狭間でスピン液体相が実現することが理論研究によって指摘されている[2]。これまで物質探索が精力的に進められ、 $J_2/J_1$  の値が多様な磁性体が合成されてきたものの、スピン液体相の実証には至っていない。そこで我々は、外圧による相互作用バランスの制御を試みることで中間磁気相の探索を目指した。

具体的な研究対象として、5 価の Mo イオンが  $S=1/2$  スピンを担う正方格子反強磁性体  $\text{RbMoOPO}_4\text{Cl}$  に目をつけた[3]。本物質は、常圧下において、 $J_2$  が優勢で CAF 型の反強磁性を示す。その一方で、類縁物質  $\text{MoOPO}_4$  は  $J_1$  が優勢で NAF 型の反強磁性を示すことから[4]、圧力誘起相転移の可能性が示唆された。本物質に対して、圧力下磁化測定を実施すると、 $J_2/J_1$  の変化を示唆する帯磁率の圧力変化が観測された。さらに、 $^{31}\text{P}$  核 NMR 測定によって基底状態の磁気構造を調べると、常圧下で CAF 型の磁気構造が観測されたが、高圧下で NAF 型に変化することが、明らかとなった。また、超微細結合定数の圧力依存性を調べると、3GPa 近傍に構造転移を示唆する異常が観測され、磁気相転移の起源と密接に関連することを見出した。講演では、正方格子反強磁性体の圧力下磁性と NMR 実験により得られるデータの関係性を説明し、NMR の実験データに対する着眼点について詳しく報告する。

[1] H. Takeda *et al.*, Phys. Rev. B **103**, 104406 (2021).[2] H. Jiang *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 024424 (2012).[3] H. Ishikawa *et al.*, Phys. Rev. B **95**, 064408 (2017).[4] L. Yang *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 024445 (2017).

## 有機一次元モット絶縁体における

## 圧力誘起スピンパイエルスー電荷秩序相転移

藤代有絵子<sup>A,B</sup>, 鬼頭俊介<sup>C</sup>, 吉見一慶<sup>D</sup>, 寺倉千恵子<sup>A</sup>, 小川直毅<sup>A</sup>, 中野智<sup>E</sup>, 三澤貴宏<sup>D</sup>,  
 圓谷貴夫<sup>F</sup>, 妹尾仁嗣<sup>A</sup>, 堀内佐智雄<sup>G</sup>, 奥山大輔<sup>H</sup>, 佐賀山基<sup>H</sup>, 熊井玲児<sup>H</sup>,  
 有馬孝尚<sup>A,D</sup>, 十倉好紀<sup>A,I,J</sup>

<sup>A</sup>理研 CEMS, <sup>B</sup>理研 PRI, <sup>C</sup>東大新領域, <sup>D</sup>東大物性研, <sup>E</sup>NIMS,  
<sup>F</sup>熊本大, <sup>G</sup>産総研, <sup>H</sup>KEK, <sup>I</sup>東大工, <sup>J</sup>東大東京カレッジ

**Pressure-driven transition from spin-Peierls to charge-ordered states  
 in organic one-dimensional Mott insulator**

Y. Fujishiro<sup>A,B</sup>, S. Kitou<sup>C</sup>, K. Yoshimi<sup>D</sup>, C. Terakura<sup>A</sup>, N. Ogawa<sup>A</sup>, S. Nakano<sup>E</sup>, T. Misawa<sup>D</sup>,  
 T. Tsumuraya<sup>F</sup>, H. Seo<sup>A</sup>, S. Horiuchi<sup>G</sup>, D. Okuyama<sup>H</sup>, H. Sagayama<sup>H</sup>, R. Kumai<sup>H</sup>,  
 T. Arima<sup>A,C</sup>, Y. Tokura<sup>A,I,J</sup>

<sup>A</sup>RIKEN CEMS, <sup>B</sup>RIKEN PRI, <sup>C</sup>Dept. of Adv. Mater. Sci., Univ. of Tokyo,  
<sup>D</sup>ISSP, Univ. of Tokyo, <sup>E</sup>NIMS, <sup>F</sup>Kumamoto Univ., <sup>G</sup>AIIST, <sup>H</sup>KEK,  
<sup>I</sup>Dept. of Appl. Phys. UTokyo, <sup>J</sup>Tokyo Col., Univ. of Tokyo

擬一次元物質は、強い電子相関と量子揺らぎに基づく特異な量子相を探索する魅力的な舞台である。半充填の一次元電子系においては、長距離クーロン相互作用が短距離クーロン相互作用を上回る際に、モット絶縁体状態から電荷秩序への相転移が理論的に予想されているものの[1-3]、これまでに実験の観測例は報告されていなかった。本研究では、有機モット絶縁体K-TCNQの温度-圧力相図を報告する[4]。我々は、単結晶X線回折実験、電気抵抗測定、赤外分光、および第一原理計算を組み合わせることで、スピンパイエルス相から電荷秩序相への圧力誘起相転移を観測した。これは、半充填の系において、長距離クーロン相互作用によって駆動される電荷秩序の相転移を実験的に捉えた初めての例である。さらに、中間圧力領域 ( $P = 4-7$  GPa) において、最低温まで短距離の二量体揺らぎが残存する、いわば「量子二量体液体」とも呼ぶべき新奇な基底状態を発見した。本研究の成果は、圧力によってクーロン相互作用と電子格子相互作用を大きなエネルギースケールで同時に制御できることを示しており、特に低次元系のやわらかい物質において、新しい量子相を設計する新たな指針を提供するものである。

- [1] M. Nakamura et al., Phys. Rev. B **61**, 16377 (2000)  
 [2] P. Sengupta et al., Phys. Rev. B **65**, 155113 (2002)  
 [3] M. Tsuchiizu & A. Furusaki, Phys. Rev. B **69**, 035103 (2004)  
 [4] Y. Fujishiro, S. Kitou, K. Yoshimi et al., submitted

## MOF に吸着した酸素分子の磁性

小林達生

岡山大物理

### Magnetic properties of molecular oxygen adsorbed in MOF

T. C. Kobayashi

Department of Physics, Okayama Univ.

2025 年のノーベル化学賞は「金属有機構造体 (MOF) の開発」により、北川進氏、Richard Robson 氏、Omar M. Yaghi 氏の 3 氏が受賞することに決定しました。筆者は 2001-2013 年の間、北川氏と共同研究を行い、XRD 実験を中心として 16 編の共著論文がある。本講演では筆者が主に行った MOF に吸着した酸素分子の磁性研究を振り返るとともに、北川氏との共同研究についても触れたい。XRD 実験は久保田 G (大阪公立大)、高田昌樹氏 (当時 SPring-8) との共同研究であり、強磁場磁化過程は金道 G (阪大/東大) との共同研究である。

筆者 (当時阪大極限セ) の MOF との出会い、森和亮氏 (当時阪大理) が CCHD と呼ばれる MOF に吸着した酸素分子の磁性研究を提案されたことに始まる。この吸着酸素分子の磁化過程を測定すると、 $S=1$  ハイゼンベルグ反強磁性鎖やダイマーモデルで説明できない磁化過程が観測された。[1] この磁化過程を説明するには、吸着酸素の分子配列を明らかにする必要があるが、この時点ではできなかった。

そこで、北川氏・高田氏との「MOF に吸着した気体分子の構造決定」のプロジェクトをスタートした。まず、SPring-8 で吸着実験が行えるよう、ゴニオに装着できるガス吸着システムを自作した。これを用いて、CPL-1 と呼ばれる MOF の細孔に酸素分子を吸着させると、 $O_2$ - $O_2$  ダイマーを作っていることがわかった。[2] 観測された  $O_2$ - $O_2$  ダイマーは H ジオメトリーに配列しており、吸着  $N_2$  や  $CO_2$  の配列構造が S ジオメトリーであることと対照的である。[3] この  $O_2$ - $O_2$  ダイマーの磁化過程を測定すると、期待される  $S=1$  ハイゼンベルグ反強磁性ダイマーモデルでは説明できない磁化過程を観測した。[2] その後、CCHD に吸着した酸素分子も  $O_2$ - $O_2$  ダイマーを作っていることが明らかになる。[4] これらの磁化過程は  $O_2$ - $O_2$  ダイマーが強磁場中で分子配列を変えることによって説明されるが、実験的には検証されていない。 $O_2$ - $O_2$  ダイマーが磁場誘起再配列を起こすならば、固体酸素でも起きるに違いない。ということで、野村氏・松田氏による固体酸素の磁場誘起構造相転移の研究につながる。

[1] W. Mori *et al.*, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **306**, 1 (1997).

[2] R. Kitaura *et al.*, *Science* **298**, 2358 (2002).

[3] R. Kitaura *et al.*, *J. Phys. Chem. B* **109**, 23378 (2005).

[4] A. Hori *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 084703 (2013).

**$V_{1-x}W_xO_2$  ( $x = 0 \sim 0.12$ )の磁場誘起絶縁体金属転移**

松田康弘<sup>A</sup>, 山村健斗<sup>A</sup>, 石井裕人<sup>A</sup>, 池田暁彦<sup>B</sup>, 澤部博信<sup>A</sup>, 中原隼人<sup>C</sup>, 村岡祐治<sup>D</sup>  
<sup>A</sup>東大物性研, <sup>B</sup>電気通信大, <sup>C</sup>岡大院自然, <sup>D</sup>岡大異分野基礎所

**Magnetic field-induced insulator metal transition in  $V_{1-x}W_xO_2$  ( $x = 0 \sim 0.12$ )**

Y. H. Matsuda<sup>A</sup>, K. Yamamura<sup>A</sup>, Y. Ishii<sup>A</sup>, A. Ikeda<sup>B</sup>, H. Sawabe<sup>A</sup>, H. Nakahara<sup>C</sup>, Y. Muraoka<sup>D</sup>  
<sup>A</sup>ISSP, UTokyo, <sup>B</sup>UEC, <sup>C</sup>GSNT, Okayama Univ., <sup>D</sup>RIIS, Okayama Univ.

$VO_2$ は約 340 K おいて一次の金属絶縁体転移 (MIT) を示し、低温の絶縁体相ではバナジウムイオン  $V^{4+}$ が二量体を形成する。3d 電子は分子軌道を占有して局在化するが、電子相関の重要性も指摘されており、格子不安定性とモット絶縁体としての捉え方の両面から議論がある。[1] 二量体がスピン一重項を形成するため低温絶縁体相は非磁性となり磁場応答は従来殆ど議論されなかったが、最近になり 500 T 程度の超強磁場を用いれば金属化することが明らかになった。[2] 分子軌道の安定化エネルギーは 0.7 eV 程度あり、自由電子のスピンゼーマンエネルギーシフトがこれと等しくなる磁場を見積もると 12000 T 程度である。単純なエネルギーギャップのゼーマン効果による消失では実験結果を説明できず、磁場誘起絶縁体金属転移のメカニズムは未だ十分理解されていない。

バナジウムをタングステンで置換した  $V_{1-x}W_xO_2$  では、MIT 温度 ( $T_{MIT}$ ) が制御可能であり、W 濃度の異なる試料で磁場中の電子状態を調べることは、 $VO_2$  の磁場誘起絶縁体金属転移のメカニズム解明に有効と考えられる。今回、 $T_{MIT}$  が近い  $x=0.06$  と  $x=0.12$  の  $V_{1-x}W_xO_2$  薄膜について、近赤外光透過率の測定を用いて磁場誘起金属化について、500 T まで調べた。

$x=0.06$  の薄膜については、以前の報告[2]に用いた薄膜よりも  $T_{MIT}$  が低い薄膜を用いたが、以前の報告よりも低い約 400 T で金属化が観測された。一方、 $x=0.12$  の薄膜は、 $x=0.06$  と同程度の  $T_{MIT}$  であるが、430 T まで金属化は観測されなかった。この 2 種類の薄膜においては、MIT 転移機構が異なると指摘[3,4]されており、 $x=0.12$  はモット絶縁体の可能性がある。磁場応答の違いはこの考えを支持する。当日は、電磁濃縮法による 1000 T 超強磁場発生 of 簡単な紹介も行う。

[1] F. Grandi *et al.*, Phys. Rev. Research **2**, 013298 (2020).

[2] Y. H. Matsuda *et al.*, Nat. Commun. **11**, 3591 (2020).

[3] K. Shibuya *et al.*, Appl. Phys. Lett. **96**, 022102 (2010).

[4] D. Okuyama *et al.*, Phys. Rev. B **91**, 064101 (2015).

## 100 テスラ級超強磁場下における高圧実験環境の開発

石井裕人<sup>A</sup>, D. Bhoi<sup>B</sup>, 池田暁彦<sup>C</sup>, 卜部裕真<sup>C</sup>, 松林和幸<sup>C</sup>,  
福岡脩平<sup>D</sup>, 岡真史<sup>D</sup>, 今城周作<sup>E</sup>, 松田康弘<sup>A</sup>

<sup>A</sup>東大物性研, <sup>B</sup>オークリッジ国立研究所, <sup>C</sup>電通大, <sup>D</sup>北大院理, <sup>E</sup>東大新領域

### Development of high-pressure experimental environment under ultrahigh magnetic fields exceeding 100 T

Y. Ishii<sup>A</sup>, D. Bhoi<sup>B</sup>, A. Ikeda<sup>C</sup>, Y. Urabe<sup>C</sup>, K. Matsubayashi<sup>C</sup>,  
S. Fukuoka<sup>D</sup>, M. Oka<sup>D</sup>, S. Imajo<sup>E</sup>, and Y. H. Matsuda<sup>A</sup>

<sup>A</sup>ISSP, Univ. of Tokyo, <sup>B</sup>ORNL, <sup>C</sup>UEC,

<sup>D</sup>Grad. Sch. of Sci., Hokkaido Univ., <sup>E</sup>GSFS, Univ. of Tokyo

「強磁場×高圧」の複合極限環境は、多彩な電子状態制御、詳細な電子状態解明や新しい相転移の探索を可能にする。これまで定常磁場で 30 テスラ程度[1]、非破壊パルスマグネットによる 60 テスラ程度[2,3,4]までの強磁場と高圧を組み合わせた実験手法が開発され様々な研究がなされてきた。しかしこれまで 100 テスラを超える超強磁場下における高圧実験の試みはなされていない。最近我々は、100 テスラ下における高圧実験を可能にし、前人未到の複合極限環境領域における物性測定を実現するべく、新しい圧力セル、そして物性測定を組み合わせる実験セットアップの開発を進めている。

100 テスラ級超強磁場は破壊型のパルスマグネットで発生させるため、磁場の掃引速度が非常に速く ( $dB/dt \sim 10^7$  T/s) 金属を使用できない、磁場発生空間が狭い ( $\sim 10$  mm)、大きい電磁ノイズの中で小さなサンプルからの信号を測定する必要がある、という 3 つの課題を解決する必要がある。一つ目の課題を解決するために圧力セルとして硬質プラスチック Parmax1200 を主とした非金属製のピストンシリンダー型圧力セルを開発した。この圧力セルは最高圧力こそ低い ( $\sim 0.1$  GPa)、外径が 8.8 mm と小さく二つ目の課題も同時に解決できる。そして測定手法には最近開発された RF 反射率測定によるインピーダンス測定を採用する[5,6]。この手法はサンプルの二端子抵抗の値を 50  $\Omega$  付近に調整すればサンプルが小さくても超強磁場中で測定できる。

発表では、圧力セルの具体的な構造、実験や開発状況を詳細に報告し、さらに今後の方針や発展の可能性について議論する予定である。

- [1] M. Nardone *et al.*, *Cryogenics* **41**, 175 (2001).
- [2] D. E. Graf *et al.*, *High Pressure Res.* **31**, 533 (2011).
- [3] D. Braithwaite *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 023907 (2016).
- [4] K. Nihongi *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **94**, 113903 (2023).
- [5] S. Peng *et al.*, *Supercond. Sci. and Technol.* **38**, 075012 (2025).
- [6] T. Shitaokoshi *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **94**, 094706 (2023).

## ヘリウムガス駆動一軸圧力セルによる 強磁性超伝導体 URhGe のリエントラント超伝導

青木大<sup>A</sup>, Daniel Braithwaite<sup>B</sup>

<sup>A</sup> 東北大金研, <sup>B</sup>CEA-Grenoble

### Reentrant superconductivity of ferromagnetic superconductor URhGe using a helium gas-driven uniaxial pressure

D. Aoki<sup>A</sup>, D. Braithwaite<sup>B</sup>

<sup>A</sup>IMR, Tohoku Univ., <sup>B</sup>CEA-Grenoble,

URhGe は強磁性と超伝導が微視的に共存している数少ない物質の一つである。強磁性体 UGe<sub>2</sub> の高圧下での超伝導の発見から始まって、UCoGe、UIr などが知られている。いずれもウラン化合物である。U の 5f 電子は強磁性の磁気モーメントを担うとともに遍歴して伝導も担っており、これが超伝導を引き起こす。つまり、強磁性と超伝導が微視的に共存している。強磁性の強い内部磁場は超伝導電子対を容易に破壊するため、平行スピン対によるスピン三重項超伝導が実現していると考えられている。

URhGe は TiNiSi 型直方晶 (空間群 *Pnma*) の結晶構造を持ち、キュリー温度は 9.5K、超伝導転移温度は 0.25K である。注目すべき点は、磁化困難軸方向の *b* 軸方向に磁場を加えると、磁場中でキュリー温度が減少していきゼロに向かう強磁場 (約 12T) で磁場再突入型超伝導 (リエントラント超伝導) が現れる点である。このリエントラント超伝導相は 12T で 0.4K の超伝導転移温度を持っている。つまりゼロ磁場よりも強磁場中の方が安定している。スピン三重項超伝導を発現させている強磁性ゆらぎが超伝導を安定化させていると考えられる。

静水圧を加えていくとキュリー温度は増大し、超伝導転移温度は下がっていく。つまり、臨界点近傍から遠ざかっていく。一方、*b* 軸方向に一軸圧を加えると、それとは逆にキュリー温度が下がり、超伝導転移温度が上がる。これが熱膨張のエーレンフェストの関係から予想される。我々は、通常はダイヤモンドアンビルセルで使用している He ガス駆動機構付き希釈冷凍機のアンビルを一軸圧力セル用に改造して URhGe の一軸圧力下での超伝導相図を明らかにした。講演では装置の詳細を示すとともに、最近の UTe<sub>2</sub> の超伝導相図とも比較して議論したい。

[1] 青木大, 高圧力の科学と技術 **31**, 184 (2021)

[2] D. Braithwaite, D. Aoki, J.-P. Brison, J. Flouquet, G. Knebel, A. Nakamura, and A. Pourret, Phys. Rev. Lett., **120**, 037001 (2018).

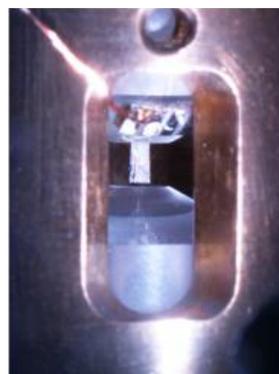


Fig.1: Uniaxial pressure cell and ferromagnetic superconductor URhGe.

## 圧力下の黒リンにおける電子状態と磁場誘起絶縁体化

秋葉和人<sup>A</sup>, 瀬賀柚月<sup>A</sup>, 赤浜裕一<sup>B</sup>, 瀬尾優太<sup>C</sup>, 町田友樹<sup>C</sup>, 徳永将史<sup>D</sup>, 小林達生<sup>E</sup>

<sup>A</sup>岩手大理工, <sup>B</sup>兵庫県立大, <sup>C</sup>東大生研, <sup>D</sup>東大物性研, <sup>E</sup>岡大院自然

### Electronic properties of black phosphorus under pressure and field-induced insulating behavior

K. Akiba<sup>A</sup>, Y. Sega<sup>A</sup>, Y. Akahama<sup>B</sup>, Y. Seo<sup>C</sup>, T. Machida<sup>C</sup>, M. Tokunaga<sup>D</sup>, T. C. Kobayashi<sup>E</sup>

<sup>A</sup>Iwate Univ., <sup>B</sup>Univ. Hyogo, <sup>C</sup>IIS UTokyo, <sup>D</sup>ISSP UTokyo, <sup>E</sup>Okayama Univ.

強磁場下の少数キャリア系で実現する量子極限状態では、最低 Landau 準位に由来するキャリアのみが物性に寄与し、磁場の強さを変えることでキャリア数密度および実効的なキャリア相関の強さを制御することができる。このような極限的状态におかれたパルス強磁場下のグラファイトや BiSb 合金では、電子と正孔が束縛され凝縮した励起子絶縁体相の実現可能性など興味深い現象が報告されている[1-3]。

我々は磁場に加えて、圧力によってもバンド構造を精密に制御しうる物質として黒リンに着目してきた。黒リンは常圧において 300 meV のナローギャップをもつ典型的な単元素半導体であり、圧力の印加によって約 1.5 GPa で半金属へと転移する。およそ 10 年前に、我々は圧力下の磁気抵抗測定によって半金属化の直接的証拠である量子振動を初めて観測し、圧力下の黒リンがグラファイトやビスマスに匹敵する少数キャリア・高易動度の系であることを示した[4]。この黒リンを新たな強磁場下新奇電子相研究の舞台として確立するためには、その基盤となる圧力下の Fermi 面を解明することが不可欠といえる。しかし圧力下測定に課される多くの制約により、半金属黒リンの詳細な電子状態は未解明のまま残された課題であった。

これに対して我々は、小型かつ 4 GPa の高圧力を発生できるインデンター型圧力セルを超伝導マグネット内で一軸回転させる機構を開発し、これを黒リンの量子振動測定に適用した。これにより半金属黒リンの Fermi 面の全容を解明するとともに、圧力下の黒リンが理想的なノーダルリング半金属状態であることを明らかにした[5]。さらに我々は半導体-半金属転移近傍における新奇電子相実現の可能性を探るために、層間磁気抵抗の測定を行った。その結果、半金属に転移する直前の圧力領域において層間磁気抵抗の劇的な増大を観測し、その増大のオンセット磁場が強い温度依存性をもつことを明らかにした。講演では半金属黒リンの電子状態、層間磁気抵抗の振る舞い、今後の展開を合わせて議論する予定である。

[1] K. Akiba *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 054709 (2015).

[2] Y. Kinoshita *et al.*, Phys. Rev. B **107**, 125140 (2023).

[3] Y. Yamaguchi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **94**, 043701 (2025).

[4] K. Akiba *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 073708 (2015).

[5] K. Akiba *et al.*, Phys. Rev. B **109**, L201103 (2024).

パルス強磁場・高圧力下磁化率測定による CsFeCl<sub>3</sub> の

## 多段メタ磁性の観測及びその機構解明

二本木克旭<sup>A</sup>, 木田孝則<sup>B</sup>, 鳴海康雄<sup>B</sup>, 江藤優樹<sup>C</sup>, 山本大輔<sup>C</sup>, 松本正茂<sup>D</sup>,  
栗田伸之<sup>E</sup>, 田中秀数<sup>E</sup>, 金道浩一<sup>F</sup>, 上床美也<sup>F</sup>, 萩原政幸<sup>B</sup>

<sup>A</sup>理研 CEMS, <sup>B</sup>阪大先端強磁場, <sup>C</sup>日大文理, <sup>D</sup>静大理, <sup>E</sup>東京科学大理, <sup>F</sup>東大物性研

**Observation of stepwise metamagnetic transitions and its mechanism in CsFeCl<sub>3</sub> by magnetic susceptibility measurements in pulsed high magnetic fields under high pressures**

K. Nihongi<sup>A</sup>, T. Kida<sup>B</sup>, Y. Narumi<sup>B</sup>, Y. Etoh<sup>C</sup>, D. Yamamoto<sup>C</sup>, M. Matsumoto<sup>D</sup>,  
N. Kurita<sup>E</sup>, H. Tanaka<sup>E</sup>, K. Kindo<sup>F</sup>, Y. Uwatoko<sup>F</sup>, M. Hagiwara<sup>B</sup>

<sup>A</sup>RIKEN CEMS, <sup>B</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka, <sup>C</sup>Dep. Phys., CHS, Nihon Univ.,

<sup>D</sup>Dep. Phys., Shizuoka Univ., <sup>E</sup>Dep. Phys., Science Tokyo, <sup>F</sup>ISSP, Univ. Tokyo

磁性体において、磁場は電子のスピンや軌道に直接作用する一方、圧力は原子間距離の変化により磁気異方性や交換相互作用を連続的に変化させることで、磁性に大きな影響を与える。よって、これら外場を同時に印加することで多彩な物理現象を誘起し、同時に圧力-磁場パラメーター空間における系統的な研究はその機構の解明に大きく貢献する。我々はこれまで、パルスマグネットとピストンシリンダー型圧力セルを組み合わせた最大磁場 55 T、最高圧力 2.1 GPa の磁化率測定装置を開発し、磁性体の磁場・圧力誘起相転移の研究を進めてきた[1,2]。本研究対象物質の CsFeCl<sub>3</sub> は、Fe<sup>2+</sup>イオン(擬スピン  $S=1$ )が面間に強磁性的相互作用をもった三角格子反強磁性体である。低温では容易面型の磁気異方性により非磁性の基底状態を示すが、臨界圧力  $P_c \sim 0.9$  GPa でスピン 120 度構造の磁気秩序状態へ量子相転移を起こす[3,4]。また、 $c$  軸に磁場を印加した常圧下磁化測定によって、4 T で量子相転移を起こし、11 T まで急激な磁化の増加を示すことが確認されている[5]。さらに高磁場側の約 33 T において、二段ステップのメタ磁性が観測される。このメタ磁性は、 $S=1$  と  $S=2$  のレベルクロスに起因すると考えられているが[6]、その定量性については現在も議論が続いており、さらにステップ構造の起源については全く未解明の状態にある。我々は CsFeCl<sub>3</sub> の強磁場・高圧力下磁化率測定を行い、メタ磁性が圧力増加に伴い低磁場側に移動するとともに、 $P_c$  以上でさらに複数のステップ構造に分裂することを見出した。興味深い事に、メタ磁性の大きさと規格化すると、ステップの高さは  $P_c$  以下では  $2/3$ 、 $P_c$  以上では  $2/3$  に加えて  $1/3$ 、 $1/2$ 、 $3/4$  など様々な値を示す。我々は、これらのステップ構造が三角格子上で  $S=1$  と  $S=2$  が混在して秩序化した特異なスピン状態に起因すると考えている。講演では、測定装置の概要を説明したうえで CsFeCl<sub>3</sub> のメタ磁性の発現機構と圧力効果について議論する。

- [1] K. Nihongi *et al.*, RSI **94**, 113903 (2023). [2] K. Nihongi *et al.*, JPSJ **93**, 084704 (2024). [3] N. Kurita and H. Tanaka, PRB **94**, 104409 (2016). [4] S. Hayashida *et al.*, PRB **97**, 140405 (2018). [5] M. Chiba *et al.*, Solid State Commun. **63**, 427 (1987). [6] 伊達宗行, 堀秀信 : 固体物理 **23**, 698 (1998).

## 超量子極限における磁気抵抗と不純物散乱:自己無撞着法と

## ユニタリティ極限へのクロスオーバー

多湖崇人<sup>A</sup>, 山田暉馨<sup>A</sup>, 伏屋雄紀<sup>A</sup><sup>A</sup>神戸大学院理**Magnetoresistance in the extreme quantum limit and scattering rate:****Self-consistent method and crossover to the unitarity limit****S. Tago<sup>A</sup>, A. Yamada<sup>A</sup>, Y. Fuseya<sup>A</sup>,**<sup>A</sup>Dept. Physics, Kobe Univ

物質に磁場を印加すると、電子のエネルギーは離散的なランダウ準位に量子化される。ランダウ準位の間隔は磁場強度に比例し、十分に強い磁場中では全ての電子が最低ランダウ準位のみを占有する、量子極限に到達する。この領域では状態密度の一次元性がより顕著になる。ランダウ縮重度は磁場の増加関数であるため、さらに強い磁場領域においては、キャリア密度一定の条件下で化学ポテンシャルがバンド端へ接近することが知られている(超量子極限)。これまでに、 $T$ -行列近似(TMA)を用いた理論により、超量子極限下での不純物散乱による散乱率がボルン領域( $\Gamma \propto B^2$ )からユニタリティ極限( $\Gamma \propto B^{-2}$ )へとクロスオーバーし、負の縦磁気抵抗および線形な横磁気抵抗が現れることが示されている [1]。

本研究では、このクロスオーバーの頑健性を検証するため、不純物密度に対してより高次の散乱効果を取り入れた自己無撞着ボルン近似(SCBA) [2]および自己無撞着 $T$ -行列近似(SCTMA)を用いてキャリア密度一定条件の下で自己エネルギーを計算した。さらにそれぞれの近似で得られた散乱率を久保公式に基づいた磁気抵抗の表式に代入することで磁気抵抗を計算し、TMAを用いて計算した場合のものと比較した。

計算の結果、SCTMAによって得られた散乱率はTMAによって得られる散乱率に対して殆ど変化しないことが明らかになった(図1)。

これは、不純物密度が電子密度に比べて十分に小さいという仮定と、TMAでユニタリティ極限にクロスオーバーした後、散乱率が減少していくことに起因する。また、SCBAによって計算された散乱率も、クロスオーバーを引き起こす磁場より低磁場側ではTMA、SCTMAと一致することがわかった。

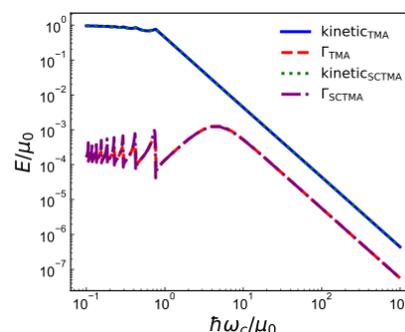


図1. TMA および SCTMA によって計算された化学ポテンシャルと散乱率

[1] S. Tago, A. Yamada, and Y. Fuseya 2025 J. Phys.: Condens. Matter **37** 325701

[2] T. Ando and Y. Uemura, 1974, J. Phys. Soc. Jpn. **36** 959

## 極性縮退半導体 SnTe の量子振動における異常な温度依存性

近藤雅起<sup>A</sup>, 栗原綾佑<sup>B</sup>, 須藤健太<sup>A</sup>, 徳永将史<sup>A</sup><sup>A</sup>東大物性研, <sup>B</sup>東京理科大

## Anomalous temperature dependence of quantum oscillation in polar degenerate semiconductor SnTe

M. Kondo<sup>A</sup>, R. Kurihara<sup>B</sup>, K. Sudo<sup>A</sup>, and M. Tokunaga<sup>A</sup><sup>A</sup>ISSP, Univ. Tokyo, <sup>B</sup>Dept. of Phys. and Astron., Tokyo University of Science

IV-VI 族半導体の一つとして古くから知られる SnTe は、高性能な熱電材料やトポロジカル結晶絶縁体の候補物質として今もなお注目を集める物質である。室温では NaCl 型の立方晶構造( $Fm\bar{3}m$ )であるが、100 K 程度の低温で[111]方向に歪み、極性を持つ菱面体構造( $R3m$ )へと転移する[図 1(a)内挿図]。第一原理計算では、ブリルアンゾーンの L 点近傍のバンドにおいて極性転移由来のスピンスplitが予想されており[1]、分裂幅は磁場換算で約 100 T と見積もられる。そのため、100 T 程度の強磁場では構造が不安定化すると考えられ、新規構造への相転移やエキゾチックな量子状態を磁場で誘起できる可能性が示唆される。

我々は強磁場で誘起される構造不安定性や、それに伴う電子状態の変化を探索すべく、SnTe 単結晶に対して非破壊型ミッドパルス磁ネットを用いた 60 T までの強磁場磁気抵抗測定及び超音波測定を行った。その結果、最低温 1.4 K において磁気抵抗及び弾性定数の両方で明瞭な量子振動を観測した[図 1(a)]。Lifshitz-Kosevich (LK)の式から、量子振動の振幅は昇温とともに単調減少すると期待される。しかし、弾性定数では振幅が非単調に変化し、構造相転移温度( $T^* = 84.5$  K)近傍では最低温よりも大きな振幅を持つ振動が観測された。実際、フーリエ変換で得られた振幅の温度依存性は  $T^*$  近傍で明瞭なピークを示しており、温度減衰因子からは著しく逸脱した振る舞いであった[図 1(b)]。我々は量子振動を LK 式で直接フィッティングすることにより、この異常な温度依存性は格子歪に対するフェルミ面断面積変化率の温度変化に起因することを明らかにした。当日はこの起源について、より詳細な議論を行う。

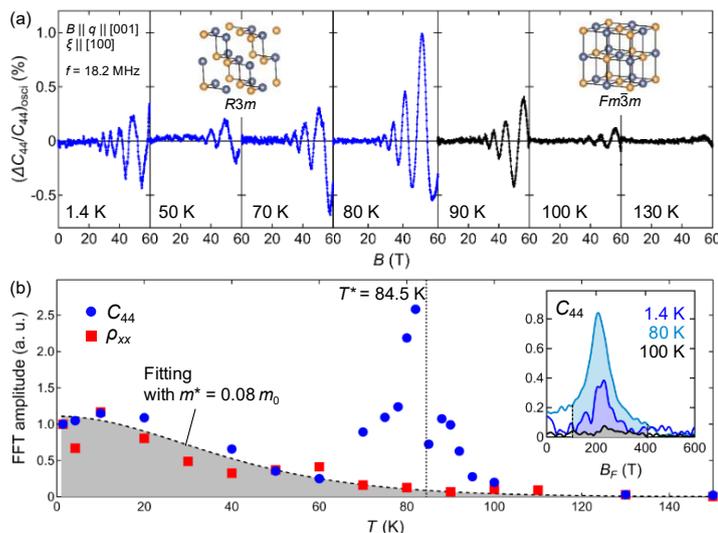


図 1: (a)弾性定数  $C_{44}$  における量子振動。(b)量子振動振幅の温度依存性。内挿図は  $C_{44}$  の振動に対する FFT スペクトル。

[1] C. D. O'Neill *et al.*, PRB **102**, 155132 (2020).

## 単体テルルのパルス強磁場中非相反磁気抵抗測定

三田村裕幸, 東大物性研

### Nonreciprocal magnetoresistance measurements of elemental tellurium in pulsed high magnetic fields

H. Mitamura, ISSP, UTokyo

反転対称性の破れた系では非磁性であっても有限磁場中で非相反電気伝導現象が起きることが知られている[1]。しかしながら、パルス強磁場中ではこれまで上手く行かない測定対象の一つだった。登壇者は、改良された数値位相検波法[2]を用いたAC 4端子法により、カイラル構造(空間群#152  $R\bar{3}m$  または#154  $R\bar{3}m$ )を持つ単体テルル(原子欠陥によるp型半導体)における55 Tまでのパルス磁場中の非相反磁気抵抗の測定を行った(Fig. 1)。

これにより、これまで観測されていた数10 Kのエネルギースケールのみならず、100 Kを遥かに超えるエネルギースケールがこの現象に関与していることが新たに明らかになった。最も可能性が高いのはスピン軌道結合のエネルギーだが、詳細についてはまだ不明である。

測定技術としては、これまで理論上の概念でしかなかった数値処理上の高次のノッチフィルタ特性が実際に機能することが確認できた。交流信号の復調に際し強力な耐干渉特性を与えるこの方法は、非常に幅広い分野への応用が期待される。また、検波自体が少ない振動回数で完結できるので、試料への通電時間を間引くことで瞬間的に大電流を流すことが可能となり非常に高いS/N比の測定が出来た。これは、磁場のパルス幅と関係なく通電時間を短く設定できるので、たとえば圧力セルと組み合わせられる長いパルス幅の磁場中でも試料のジュール発熱を抑える有効な手段を提供できる。

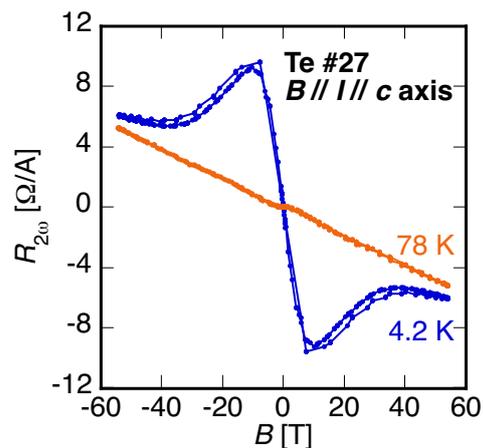


Fig. 1. Nonreciprocal magnetoresistance ( $R_{2\omega}$ ) of elemental Te in pulsed high magnetic fields.

[1] G. L. J. A. Rikken *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, (2001)236602.

[2] H. Mitamura *et al.* Rev. Sci. Instrum. 91, (2020)125017.

[3] K. Sudo *et al.*, Phys. Rev. B 108, (2023)125137.

## ストロンチウムおよびバリウムの高圧相と超伝導転移温度の

## 圧力依存性

下司雅章<sup>A</sup>, 船島洋紀<sup>B</sup>, Gayan. Prasad. Hettiarachchi<sup>A</sup>,**High-pressure phases and pressure dependence of superconducting transition temperature in Sr and Ba**M. Geshi<sup>A</sup>, H. Funashima<sup>B</sup>, G. P. Hettiarachchi<sup>A</sup><sup>A</sup>INSD, Univ. Osaka, <sup>B</sup>Dept. of Comp. Eng. Kindai, Univ. Tech. Coll.

アルカリ土類金属のストロンチウム (Sr) およびバリウム (Ba) は、加圧により多様な構造相転移と超伝導を示す代表的な元素である。近年、Ba では incommensurate 構造 (Ba-V 相) の低温側に高い対称性の構造 (Ba-VI 相) が存在することが実験的に確認され[1]、その領域でより高い超伝導転移温度  $T_c$  が観測されている。Sr においても同様の相の存在が実験的に確認されており[2]、これらの相は高圧下での電子構造変化と密接に関係している。

我々は第一原理計算に基づく構造探索を行い、Sr において実験的に確認された高対称相に対応する構造として、 $Pnma$  相およびそれに類似した  $Cmc2_1$ 、 $P2_1/c$  構造の存在を見出し、これらの相で得られる  $T_c$  が実験値と良い一致を示すことを報告した[3]。Ba についても同様に詳細な構造探索を行った結果、低温相として先行研究と一致する  $Pnma$  構造を確認するとともに、 $Cmc2_1$  および  $P2_1/c$  構造の可能性も示した。これらの構造に対するエンタルピー計算から、安定化圧力領域が実験値より約 10 GPa 低圧側に現れることが分かった。この 10 GPa 程度のずれは、実験が 10 K という極低温で加圧しているため、構造が熱力学的平衡に達していない、すなわち非平衡状態を反映している可能性が高い。また、実験において Ba-VI 相と報告されていた領域のデータは、実際には約 20 GPa 付近を境に、低圧側が hcp 相、高圧側が Ba-VI 相という二つの異なる相から構成されている可能性が高い。

本研究は、圧力による構造安定性と超伝導転移温度  $T_c$  の圧力依存性ととの対応関係を理論的に明らかにし、 $T_c(P)$  の特徴が構造同定の指紋 (fingerprint) として有効であることを示すものである。今後、低温加圧実験における温度依存性や準安定相の保持機構を検証することで、高圧下における構造-超伝導相関の理解がさらに深まることが期待される。

[1] S. Desgreniers, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **107**, 221908 (2015).[2] D. E. Jackson, *et al.*, Phys. B **96**, 184514 (2017).[3] M. Geshi, *et al.*, J. Appl. Phys. **135**, 205901(2024).

## 双曲面上を流れる直線電流による磁場生成

西野友年 神戸大理

### Magnetic Field Induced by Straight Currents on the Hyperboloid

Tomotoshi Nishino Kobe University

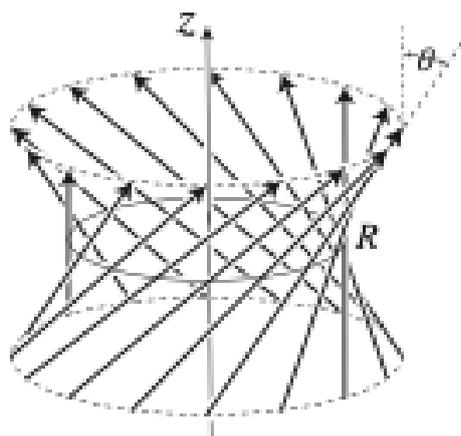


Fig. 1 Straight Currents on the Hyperboloid

神戸港には**双曲面**の外形で有名な**ポートタワー**が建っている。このようなものに電流を流すと、どのような磁場が生成されるか簡単な考察を行なってみた。図のように直線電流が等間隔 (?) で双曲面上を流れている場合、**ヘリカルコイル**と同様に双曲面の内側では縦方向に、外側では横方向の磁場が生じ、特に  $\theta = \pi/4$  の場合に**マクスウェル応力**が強く相殺される。簡単な電流配置なので、昔から良く知られているものだと思うのだけれども、キーワード検索などにヒットしないので、ひとまずノートを作って [arXiv:2509.04407](https://arxiv.org/abs/2509.04407) に登録してある。[1] 中心軸上の磁場強度はローレンチアンとなる。磁場が強い領域は中心付近に限定されるので、周囲から力学的に支えられることがセールスポイントである。双曲面を多重に配置して、**多層マグネット** [2] を作ることも可能であり、層の数が多い場合には**栗やウニのような外見**のコイルとなる。こういうものを作ってみないかと、あちこちで吹聴しているので、「またか」と思われるかもしれない。発表者は至って本気で**キロテスラ**を目指すつもりである。

[1] T. Nishino, [arXiv:2509.04407](https://arxiv.org/abs/2509.04407) (2025). ← 実は座標系の設定があまり良くない。

[2] M. Date, *J. Phys. Soc. Jpn.* 39, 892 (1975).

## 低次元量子スピン系の磁場誘起量子相転移の数値的研究

坂井徹<sup>A,B</sup>, 河津友秀<sup>A</sup>, 鈴木晴登<sup>A</sup>, 長谷川遼馬<sup>A</sup>, 濱崎裕貴<sup>A</sup>, 法田朋久<sup>A</sup>,  
中野博生<sup>A</sup>, 奥西巧一<sup>C</sup>, 岡本清美<sup>A</sup>

<sup>A</sup>兵庫県立大院理, <sup>B</sup>量研 SPring-8, <sup>C</sup>大阪公立大院理

**Computational Study on the Field-Induced Quantum Phase Transitions of the  
Low-Dimensional Quantum Spin Systems**

T. Sakai<sup>A,B</sup>, T. Kawatsu<sup>A</sup>, H. Suzuki<sup>A</sup>, R. Hasegawa<sup>A</sup>, Y. Hamazaki<sup>A</sup>, T. Houda<sup>A</sup>, H. Nakano<sup>A</sup>,  
K. Okunishi<sup>C</sup>, K. Okamoto<sup>A</sup>

<sup>A</sup>University of Hyogo, <sup>B</sup>QST SPring-8, <sup>C</sup>Osaka Metropolitan University

近年の強磁場科学の進歩により、低次元量子スピン系におけるさまざまな磁場誘起量子相転移が発見されている。本研究グループでは、京コンピュータ・スーパーコンピュータ富岳・東大物性研究所スパコン等を利用した数値的厳密対角化を中心とした大規模数値計算と、レベルスペクトロスコーピー法[1]・共形場理論等に基づく独自の有限サイズスケールリング法を駆使して、低次元量子スピン系における磁場誘起量子相転移の理論予測を行ってきた。このような成果について、最近の発展を紹介する。

磁化プラトー現象は、磁場によって誘起されるスピギャップに伴う磁化曲線のプラトーとして観測される、巨視的な量子現象として注目されている。本研究グループでは、有限系の数値的厳密対角化とレベルスペクトロスコーピー法を用いた解析により、異方性のある  $S=2$  反強磁性鎖において、対称性に守られたトポロジカル相に相当する磁化プラトーが広範囲で出現し得ることや、この相が **biquadratic** 相互作用により、さらには出現しやすくなることを理論的に示した[2]。また、密度行列繰り込み群法の計算も加えることにより、競合する2つの異方性がある  $S=1$  反強磁性鎖において、並進対称性が破れないと現れない2分の1磁化プラトーが実現し得ることも示した[3]。そのほか、スピンラダー系[4]、ボンド交代鎖[5]、 $S=3/2$  反強磁性鎖[6]等についての成果を報告する。

量子スピン系におけるスピンネマティック秩序は、従来の長距離秩序とそれが溶けてしまった量子スピン液体の中間ともいふべき、興味深い現象である。従来の多くのスピンネマティック秩序の理論的メカニズムは、**biquadratic** 相互作用か、フラストレーションに基づいている。一方、本研究グループでは、これとは異なる異方性と磁場に基づく斬新なメカニズムによるスピンネマティック相実現の理論予測を行ってきた。スピンラダー系[7]・ボンド交代鎖[8]・ $S=1$  反強磁性鎖[9]等における成果を報告する。

[1]K. Okamoto and K. Nomura, Phys. Lett. 169, 433 (1992).

[2] T. Sakai, K. Okamoto, T. Tonegawa, Phys. Rev. B 100, 054407 (2019).

[3] T. Sakai, K. Okamoto, K. Okunishi et al., Phys. Rev. B 108, 174435 (2023).

[4] T. Sakai et al., J. Phys.: Conf. Ser. to appear. (arXiv:2505.02367).

[5] T. Sakai et al., New Physics: Sae Mulli 73, 1131 (2023).

[6] T. Kawatsu et al., J. Phys. Soc. Jpn. 94, 064701 (2025).

[7] T. Sakai et al., Phys. Rev. B 106, 064433 (2022).

[8] T. Sakai et al., JPS Conf. Ser. 38, 011156 (2023).

[9] T. Sakai et al., J. Phys.: Conf. Ser. 2164, 012030 (2022).

## 半導体・半金属における“擬”異常ホール効果

山田暉馨, 伏屋雄紀

神戸大理

## Pseudo Anomalous Hall effect in semiconductors and semimetals

A. Yamada, Y. Fuseya

Dep. Phys., Kobe Univ.

異常ホール効果 (AHE) はバンド間効果を反映した輸送現象のひとつであり, 強磁性体での観測に対する長年の理論的考察から, ベリー曲率に基づく電子輸送理論が展開されることとなった[1]. 一方で AHE それ自体の観測において異常成分を正確に切り出すことは困難を伴う. 非線形な磁場依存性に対して線形な成分を数値的に差し引く処理が一般的となっているが[2], 異常ホール効果以外の物理的起源による非線形な磁場依存性がホール抵抗に重畳するためである. 例えば金属の場合, ローレンツ力に由来するホール起電力は多谷効果により非線形な磁場依存性を示すことがある[3, 4]. 今回はこの効果に着目し, 磁場に対して非線形な成分 (pseudo-AHE: pAHE) を系統的に検証する.

金属と半金属では pAHE の発現機構は大きく異なり, 金属の場合は異方性が, 半金属の場合は電荷中性条件からのずれが決定的な因子となる. pAHE はホール抵抗率から線形成分を厳密に差し引くことで得られ, 特定の磁場でピークを示し高磁場で減衰する

(図 1 a). しかし実際の測定など磁場範囲に上限値  $B_c$  が存在する場合, 見積もられる pAHE が  $B_c$  によって変化し, プラト型磁場依存性などが現れる可能性がある (図 1 a). また電荷中性に近い純良半金属において, このようなカットオフ依存性が無視できる強磁場極限に至るためには, 実現困難なほど大きな磁場が必要となる.

さらに, 異方性の強い 2 つのフェルミ面をもつ半金属 (図 1b) における pAHE の磁場角度依存性を評価した. 例として量子振動によって得られた  $ZrTe_5$  の異方的キャリアポケットの形状[5]と, 低温の電気抵抗測定の結果に基づいて計算を行ったところ, 回転磁場を用いた実験と定量的によく似た結果を得た (図 2b).

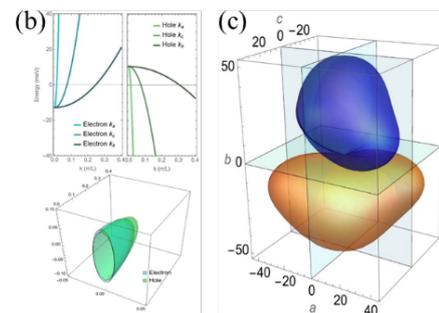
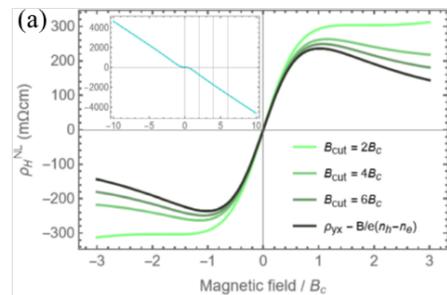


Fig.1 (a) pAHE in semimetals. (b) two-valley model for  $ZrTe_5$ . (c) Angular pAHE in two-valley model.

[1] N. Nagaosa, et al., Rev. Mod. Phys. 82, 1539 (2010).

[2] T. Liang, et al., Nat. Phys. 14, 451 (2018).

[3] S.-N. Zhang, et al., Phys. Rev. B 110, 205132 (2024).

[4] AY and Y. Fuseya, J. Phys.: Condens. Matter 37, 295705 (2025).

[5] G. N. Kamm, et al., Phys. Rev. B 31, 7617 (1985).

## ミッドパルスマグネットの現状

高橋和樹、松井一樹、松尾晶、金道浩一

東京大学物性研究所

### **Current status of the mid-pulse magnet**

K. Takahashi, K. Matsui, A. Matsuo, K. Kindo

ISSP, The University of Tokyo

物性研究所が運用する非破壊型パルス磁場[1]は、数ミリ秒から数秒のパルス幅を持つ。中でも数十ミリ秒のパルス幅を持つミッドパルスマグネットは多様な物性測定を可能にし、共同利用に広く使用されている。現在運用中の標準的な17層のマグネットは、有効ボア径が $\phi 17$ で0.9 MJ、最大10 kVの電源を用い、9 kVの印加電圧で60 Tでの実験を可能としている。本研究の目的は、このマグネットの発生磁場の上限をさらに高め、最先端研究を推進することにある。具体的には、70 Tのミッドパルス磁場を共同利用研究に供することを目指している。現在のミッドパルス磁場の限界は、主に発熱によって決まっている。マグネットワイヤーを太くすることで発熱は抑制されるが、エネルギーが不足しているため磁場の上昇余地はない。電源が固定されている条件下で発熱を回避する方法は、パルス幅を短くすることである。現在のミッドパルスマグネットは、8層の内コイルと9層の外コイルで構成されている。使用しているマグネットワイヤーの太さは $2 \times 3 \text{ mm}^2$ で、60 T発生時には内コイルが30 Tを発生し、外コイルも30 Tを発生している。また、パルス幅は35ミリ秒となっている。我々は初めての試みとして、外コイルに用いるワイヤーサイズを従来の $2 \times 3 \text{ mm}^2$ から $2 \times 5 \text{ mm}^2$ へと変更し、インダクタンスを減少させてパルス幅を短くするとともに外コイルの電流密度を低減させた。試作コイルの評価結果は、通常より低い7 kVの印加電圧で58.43 Tの磁場発生を達成し、従来の標準規格と比較して印加電圧あたりの磁場発生効率が向上したことが実証された。さらに、発熱も抑制され、運転後の冷却時間は従来の約50分から約35分へと大幅に短縮された。これにより、従来規格より高効率なマグネットの作成が実証され、パルス幅は約5ミリ秒短縮された。今後は、外コイルに用いた試作用銅線を銅銀合金線へ変更することで70 Tでの測定を実施し、本格的な共同利用研究へ展開する予定である。

[1] A. Miyata, K. Matsui, A. Matsuo, A. Kikuchi, and K. Kindo, "Current Status and Recent Developments of Non-Destructive Pulsed Magnets at ISSP, the University of Tokyo." IEEE Trans. Appl. Supercond., VOL. 36, NO. 3, May 2025, Art. no. 4300204.

## バルク超伝導体による強磁場下放射光 X 線 4 軸回折装置の開発

大谷洗葵<sup>A</sup>, 鳴海康雄<sup>A</sup>, 金道浩一<sup>B</sup>, 萩原政幸<sup>A</sup><sup>A</sup> 阪大先端強磁場, <sup>B</sup> 東大物性研

## Development of a four-circle X-ray diffraction setup under high magnetic fields using bulk superconductor

K. Otani<sup>A</sup>, Y. Narumi<sup>A</sup>, K. Kindo<sup>B</sup>, M. Hagiwara<sup>A</sup><sup>A</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka, <sup>B</sup>ISSP, Univ. Tokyo

本研究では、定常強磁場下で放射光 X 線 4 軸回折実験が行える装置を開発している。磁場発生源には、超伝導状態で外部磁場を捕捉して疑似的な永久磁石となる超伝導バルク磁石を使用する。具体的には、GM 冷凍機で冷却した超伝導 GdBCO(直径 35 mm  $\Phi$ , 高さ 12 mm, 超伝導転移温度  $T_c \approx 99$  K)を 4 軸回折計に搭載することで磁場下回折実験を可能にする。GdBCO への着磁は、パルス磁場を印加することで行った。前研究会では、既存のマグネット(口径 48 mm  $\Phi$ )を用いて行った着磁実験と、冷凍機の断熱性能向上のために開発した口径 80 mm  $\Phi$  のパルスマグネットによる最大 9.6 T の磁場発生について報告した[1]。しかし、目標とする 5 T 以上の着磁には 10 T 以上の外部磁場が必要であるため、前回作製したマグネットでは磁場が不足していた。また、着磁性能を向上させるためには、外部磁場の時間変化が緩やかであることが重要である。そこで、コイルの層数を 17 層から 21 層に増やし、最外層をステンレス製リングで補強した新しいマグネットを開発した。インダクタンスは 58 mH であり、旧マグネットと比較してパルス幅が 20%増加し、目標であった 15 T の磁場発生にも成功した。さらに、GdBCO の温度を安定させるため、冷凍機の樹脂製シュラウドをマグネット冷却用液体窒素で冷やすことなく室温状態で使用できる特殊な窒素容器の開発も行った。

図 1 に、新たに作製したマグネットと 10.56 mF のコンデンサバンクを用いた着磁実験の結果を示す。54 K において、6.2 T の磁場を 2 度印加することで着磁を行った。1 度目の磁場印加では 1.2 T の着磁を確認し、2 度目の磁場印加では 2.0 T の着磁を確認した。本発表では、マグネット開発と本マグネットを用いた着磁実験の詳細について報告する。

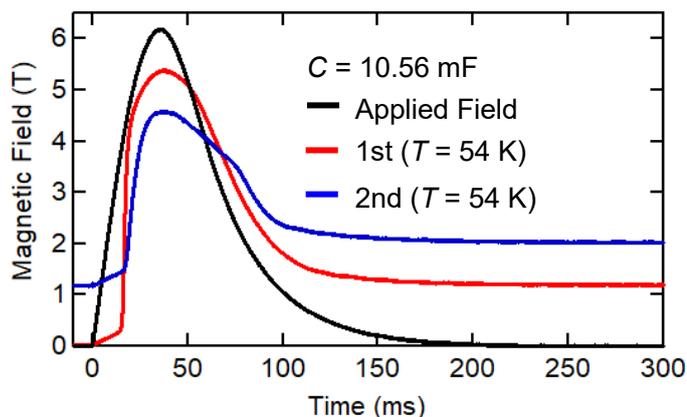


Fig. 1. Time variation of GdBCO surface magnetic field

## 磁気センサ膜と偏光顕微鏡を用いた

## 局所磁化イメージングの反強磁性体および強磁場環境への応用

木下雄斗<sup>A</sup>, 徳永将史<sup>A</sup><sup>A</sup> 東大物性研**Development and application of local magnetization imaging using magnetic sensor films and a polarizing microscope to antiferromagnets and high-magnetic-field environments**Y. Kinoshita<sup>A</sup>, M. Tokunaga<sup>A</sup><sup>A</sup>ISSP, Univ. Tokyo

磁気センサ膜は、偏光顕微鏡と組み合わせることで、センサに密着させた磁性試料表面の磁化分布を、漏れ磁場に起因するセンサ自身の磁気光学効果を介して高精度に空間分解することができる。この手法は従来、強磁性体やフェリ磁性体の磁区構造、あるいは超伝導体の臨界状態観察に広く利用されてきた。一方で、巨視的な磁化を持たない反強磁性体への適用は困難であった。低磁場領域ではフェリ磁性ガーネット、強磁場領域では常磁性の EuSe[1]などがセンサ膜として用いられてきたが、10 T を超える強磁場下での適用例は報告されていない。本研究では、磁気センサ膜を用いた局所磁化イメージング手法の反強磁性体への適用ならびに強磁場環境への拡張を試みた。まず、空間反転対称性が破れた反強磁性体 Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> に電場を印加し、電気磁気効果を介して誘起される磁化成分を空間分解した。その結果、明瞭な反強磁性ドメイン構造を観測した。さらに、ネール温度以下で電場と磁場を同時に印加することで、ドメイン壁の移動およびデツイン過程の進行を観測することに成功した。次に、強磁場中での局所磁化イメージングを実現するため、強磁場下でも磁気光学効果が飽和せず大きな応答を示す常磁性ガーネット Nd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>[2]を用いた磁気センサを新たに作製し、我々が開発した定常磁場下偏光顕微観察装置[3]に導入した。市販の高温超伝導線材を試料として観察したところ、 $T_c$  以下の低温において、最大 10 T までの磁場印加時に磁束侵入に伴う磁場分布のコントラストを観測した。講演ではこれらの成果と今後の展望について報告する。

[1] Y. Tokunaga *et al.*, Phys. Rev. B **71**, 012408 (2005).[2] M. Guillot *et al.*, J. Appl. Phys. **101**, 09C510 (2007).[3] Y. Kinoshita *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **93**, 073702 (2022).

## 強磁場×高圧のための非金属製小型圧力セル開発

上部裕真<sup>A</sup>, 石井裕人<sup>B</sup>, D.Bhoi<sup>C</sup>, 松林和幸<sup>A</sup>, 福岡脩平<sup>D</sup>,

岡真史<sup>D</sup>, 野田孝祐<sup>A</sup>, 池田暁彦<sup>A</sup>,

<sup>A</sup>電気通信大学, <sup>B</sup>東大物性研, <sup>C</sup>オークリッジ国立研究所, <sup>D</sup>北大院理

### Development of a Compact Nonmetallic Pressure Cell for High Magnetic Field and High Pressure

Y.Urabe<sup>A</sup>, Y.Ishii<sup>B</sup>, D.Bhoi<sup>C</sup>, K.Matsubayashi<sup>A</sup>, S.Fukuoka<sup>D</sup>,

M.Oka<sup>D</sup>, K.Noda<sup>A</sup> and A.Ikeda<sup>A</sup>

<sup>A</sup>UEC, <sup>B</sup>ISSP, Univ. of Tokyo, <sup>C</sup>ORNL,

<sup>D</sup>Grad. Sch. of Sci., Hokkaido Univ.

高圧および強磁場環境は、物質の電子状態や相転移を制御する強力な手段であり、通常では観測することのできない強相関電子系の本質的性質を明らかにするうえで重要な役割を担っている。高圧は、原子間距離などが変化することで金属-絶縁体転移などの現象を引き起こす。一方で強磁場は、電子のスピンや軌道を制御し磁気秩序や輸送特性を顕在化させることが出来る。これらを組み合わせることで、さらなる新規相の探索や強相関電子系の理解を深めることが可能になる。

パルス強磁場中では金属セルが過電流の発生や発熱の原因となるため非金属セルを使用する必要がある。そこで我々は Parmax1200 を用いたピストンシリンダー型の非金属小型圧力セルを開発した。本セルは外径 8.8 mm 全長 22 mm で、最大圧力は 0.2 GPa 程度を想定している。非金属かつ小型であることで、超強磁場破壊型パルスマグネットを用いた実験にも用いることができ、計測自由度の拡張が期待できる。今後は、数 10 T 級の非破壊パルスマグネット環境において室温近傍での動作確認を行い、圧力保持の安定性、信号の再現性などを評価する予定である。

本発表では、圧力セルの詳細、これまでの開発過程および今後の展望について報告を行う。

## ダイヤモンドアンビルセル中での高圧下 ODMR 測定の技術開発

服部嶺於<sup>A</sup>, 清水渉夢<sup>A</sup>, 大久保晋<sup>B,A</sup>, 櫻井敬博<sup>C</sup>, 太田仁<sup>B,D</sup>, 藤原正澄<sup>E</sup><sup>A</sup>神戸大院理, <sup>B</sup>神戸分子フォトセ, <sup>C</sup>阪大コア機構低温, <sup>D</sup>福井大遠赤セ,<sup>E</sup>岡山大院環生自

## Technical development of high-pressure ODMR measurement in diamond anvil cell

R. Hattori<sup>A</sup>, A. Shimizu<sup>A</sup>, S. Okubo<sup>B,A</sup>, T. Sakurai<sup>C</sup>, H. Ohta<sup>B,D</sup>, M. Fujiwara<sup>E</sup><sup>A</sup> Grad. Sch. of Sci., Kobe Univ., <sup>B</sup> Mol. Photoscience Res. Cent., Kobe Univ.,<sup>C</sup> Cryo. Support Div., Core Fac. Cent., Univ. Osaka, <sup>D</sup> Res. Center Dev. FIR Region, Univ. Fukui,<sup>E</sup> Grad. Sch. of Env., Life, Nat., Sci. and Tech., Okayama Univ.

高圧力下 ESR 測定[1]への応用を目指して、ダイヤモンドアンビルセル (DAC) (Fig. 1) 中でのダイヤモンド NV センターの光検出磁気共鳴 (ODMR) [2]測定技術の開発をおこなっている。本研究ではその基礎的な光学系とマイクロ波照射のコイル等のチューニングを試みた。

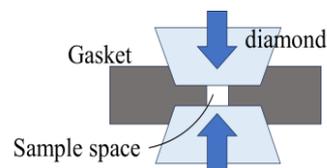


Fig. 1. Schematic view of the DAC

NV センターとは、ダイヤモンド中の炭素原子のペアが窒素と空孔に置き換わったものである。そのスピン状態は ODMR として観測可能かつ、周囲の磁場の変化に対して敏感であるという特徴があるため、室温で機能する光学的磁気センサとしてはたらく。これにより、試料空間の狭い、DAC 中での ESR 測定での活用が期待されている。

測定に使用するナノダイヤは直径 300 nm 程度のものを使い、蛍光の励起光源として 532 nm のレーザー (Civil Laser, 532nm Green DPSS Laser) を用いる。照射されたレーザー光は対物レンズを通してナノダイヤに入射する。ナノダイヤから発された赤色の蛍光は再び対物レンズを通った後にダイクロイックミラーで反射し、その後対物レンズ、エッジパスフィルター (ThorLabs,

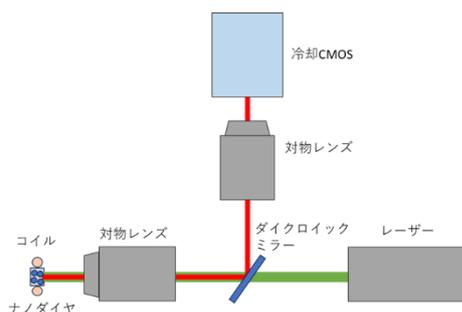


Fig. 2. Schematic view of the observation system

FELH0650) を通って冷却 CMOS カメラ (BITRAN, BS-70M) に入る (Fig. 2)。マイクロ波入射には、単純な 1 つ巻きコイルと、ループの先に抵抗を付けたものを作成し、その評価をおこなった。

[1] T. Sakurai *et al.*, *J. Magn. Reson.* **259**, 108 (2015)[2] 岩崎 孝之:「光検出磁気共鳴顕微鏡」, 応用物理 **89**, 196 (2020)

## 組み込み式ガスケットを用いた 10 万気圧級核磁気共鳴用

## 対向アンビル型高圧装置の開発

久田旭彦<sup>A</sup>, 松下かのん<sup>A</sup>, 真岸孝一<sup>A</sup>, 藤原直樹<sup>B</sup><sup>A</sup>徳大理工, <sup>B</sup>京大人環Development of high-pressure NMR/NQR techniques up to 10 GPa  
with an opposed-anvil-type cell using Built-in gasketA. Hisada<sup>A</sup>, K. Matsusita<sup>A</sup>, K. Magishi<sup>A</sup>, N. Fujiwara<sup>B</sup><sup>A</sup>Tokushima Univ., <sup>B</sup>Kyoto Univ.

強相関電子系において高圧は絶縁体-金属転移や圧力誘起超伝導などの新奇物性を引き起こす重要な物理パラメーターである。核磁気共鳴 (NMR) や核四重極共鳴 (NQR) はこれらのミクロな電子状態を知ることのできる測定手法であることから、高圧との組み合わせに向けた技術開発が進められている。十分な信号強度を得る為には  $1\text{mm}^3$  以上の試料空間が求められるが、超伝導マグネットに導入する為には高圧装置本体の大きさにも制限があり、さらに圧力媒体をガスケットで封止しながら導線を断線・短絡させずに取り出す技術も必要となる。そこで本研究では、改良型ブリッジマンアンビル装置[1]をもとに新しい構造のガスケットを考案することで、より安定性の高い 10 万気圧級高圧装置を開発し、Bi、Sn の電気抵抗測定と  $\text{Cu}_2\text{O}$  の NQR 測定による圧力校正を行った。

我々が開発した「組み込み式ガスケット」は上中下段のパイロフェライト製サポートガスケットに金属ガスケットと金属リングを埋め込んだ形をしており、金属ガスケットには単純な平面円板を用いる一方、モデリングマシンで自動加工するパイロフェライトに溝やテーパ等の特別な形状をつけることで、導線の絶縁や試料セルの中心軸合わせ、摩擦による液体媒体の封止等をまとめて実現している点が特長である。上アンビルのみを入れ替えることで試料セルの大きさや圧力効率を調整することもでき、 $\Phi 4$  アンビルを用いた電気抵抗測定では 15.3 トンで 9.4 万気圧を発生させることに成功している[2]。また、室温において  $\text{Cu}_2\text{O}$  の  $^{63}\text{Cu}$ -NQR スペクトルの観測にも成功し、周波数の圧力依存性をもとに 7.7 万気圧までの圧力校正を行った結果、電気抵抗測定から作成した校正式と一致した。

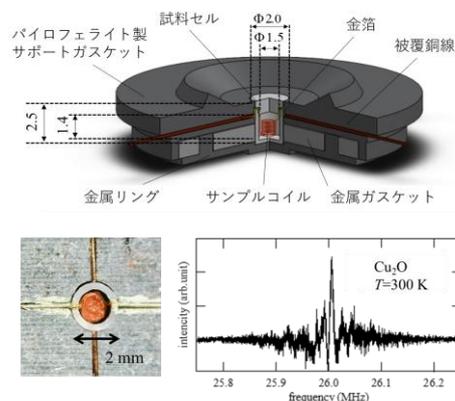


Fig. 1. Schematic drawing of the built-in gasket and  $^{63}\text{Cu}$ -NQR spectrum at 300 K

[1] T. Nakanishi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 1828 (2002).

[2] A. Hisada *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **95**, 123905 (2024).

## ダイヤモンド NV 中心を用いた高圧下 ESR 測定のためのシステム開発

清水渉夢<sup>A</sup>, 服部嶺於<sup>A</sup>, 大久保晋<sup>A,B</sup>, 櫻井敬博<sup>C</sup>, 太田仁<sup>B,D</sup>, 藤原正澄<sup>E</sup><sup>A</sup>神戸大院理, <sup>B</sup>神戸大分子フォトセ, <sup>C</sup>阪大コア機構低温, <sup>D</sup>福井大遠赤セ, <sup>E</sup>岡山大院環生自

## Development of High-Pressure ESR System Using Diamond NV Centers

Ayumu Shimizu<sup>A</sup>, Reo Hattori<sup>A</sup>, Susumu Okubo<sup>A,B</sup>, Takahiro Sakurai<sup>C</sup>, Hitoshi Ohta<sup>B,D</sup>,  
Masazumi Fujiwara<sup>E</sup><sup>A</sup>Grad. Sch. of Sci., Kobe Univ., <sup>B</sup>MPRC, Kobe Univ., <sup>C</sup>Cryo. Div, Core Fac. Univ. Osaka, <sup>D</sup>Res.  
Cent. Dev. FIR Region, Univ. Fukui, <sup>E</sup>ELST, Okayama Univ.

本研究では、高圧下 ESR 装置[1]のさらなる高圧化を目指し、ダイヤモンドアンビルセル (DAC) を用いた新しい測定手法の開発を進めている。DAC は極めて高い圧力を発生できる一方で、試料空間が非常に狭く少量の試料しか入らないので、高感度な検出法が必要となる。そこで本研究では、ダイヤモンド中の NV 中心の光検出磁気共鳴 (ODMR) を利用した高感度高圧下の ESR 測定法の確立を目指している。NV 中心の ODMR は微小な磁化変化を高感度に検出することが可能であり、DAC との組み合わせにより高圧下での ESR 観測が期待される。

昨年度には岡山大学・藤原研究室において DAC 中での ODMR 観測に成功しており[2]、現在は神戸大学にて独自装置の構築を進めている。図 1 に示すように、ダイヤモンド NV 中心の光励起には Lasever 社製 532 nm レーザーを用い、検出にはビットラン社製冷却 CMOS カメラ BS-70M を使用する。励起光はダイクロイックミラーで反射され、対物レンズを通して NV 中心を含むナノダイヤモンドに照射される。発生した蛍光は赤色フィルターを介して、CMOS カメラで検出される。マイクロ波は Agilent Technologies 社の signal generator から発振し、Mini-Circuits 社のスイッチおよび高出力 RF アンプで制御・増幅して、内径 0.5 mm の銅コイルを通して NV 中心に照射する。プログラムでは冷却 CMOS カメラ画像の一点を選択して蛍光強度を測定し、マイクロ波周波数を掃引して蛍光強度との関係を自動的に取得・表示する。また Arduino Nano を介してマイクロ波照射の ON/OFF を交互に行い、蛍光強度を規格化することも自動化した。これにより、高精度かつ効率的な ODMR 測定を実現し、高圧下 ESR 測定の基盤技術確立を目指している。

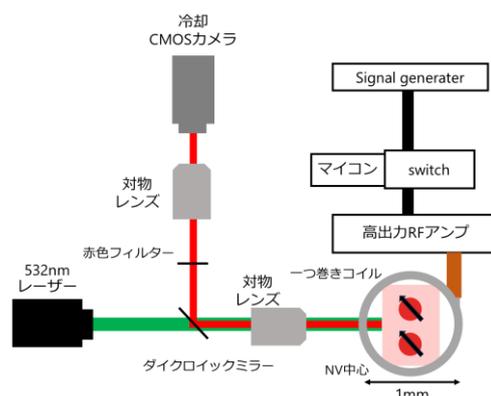


図 1: 装置図

[1] T. Sakurai *et al.*, *J. Magn. Reson.* **259**, 108 (2015).

[2] 清水渉夢他 第 33 回日本赤外線学会研究発表会要旨集 p.44-45 P-6

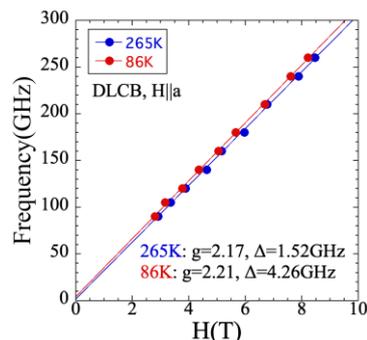
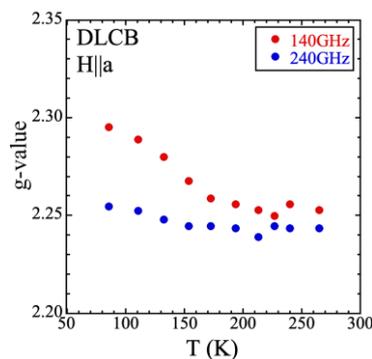
**$S=1/2$  量子磁性体  $C_9H_{18}N_2CuBr_4$  の強磁場 ESR による****スピンドYNAMIKSの研究**西田光希<sup>A</sup>, 嵯峨慎<sup>B</sup>, 原茂生<sup>B</sup>, 太田仁<sup>C,D</sup>, 大久保晋<sup>C,A</sup>, 櫻井敬博<sup>E</sup><sup>A</sup>神戸大院理, <sup>B</sup>神戸大学研究基盤セ, <sup>C</sup>神戸大分子フォトセ, <sup>D</sup>福井大遠赤セ,<sup>E</sup>阪大コア機構低温**High field ESR study of spin dynamics in the  $S=1/2$  quantum magnet** **$C_9H_{18}N_2CuBr_4$** M. Nishita<sup>A</sup>, M. Saga<sup>B</sup>, S. Hara<sup>B</sup>, H. Ohta<sup>C,D</sup>, S. Okubo<sup>C,A</sup>, T. Sakurai<sup>E</sup><sup>A</sup>Grad. Sch. of Sci., Kobe Univ., <sup>B</sup>Res. Fac. Cent. for Sci. and Tech., Kobe Univ., <sup>C</sup>Molecular Photoscience Res. Cent., Kobe Univ., <sup>D</sup>Res. Cent. Dev. FIR. Region, Univ. Fukui, <sup>E</sup>Cryo. Div., Core Fac. Cent., Univ. Osaka

本研究で取り上げる  $C_9H_{18}N_2CuBr_4$  は、 $Cu^{2+}$ が2足の梯子状格子を形成する物質であり[1]、桁方向の相互作用による反強磁性ダイマー構造をもつスピングャップ系の一種と考えられる。しかし、脚方向の相互作用の大きさが桁方向に匹敵するため、系は  $T_N=1.99K$  で秩序化する。これまでの我々の ESR 測定では、 $T_N$  以下では磁場を磁化容易軸方向である  $c^*$ 軸に垂直に印加した場合に反強磁性モードを、また  $T_N$  直上では磁場を  $c^*$ 軸に平行に印加した場合にはスピングャップ相由来の励起三重項内の遷移を観測することができた。一方で、 $T_N$  よりもはるかに高温でもスピングャップが開いている可能性が指摘されたため[2]、本研究は強磁場 ESR 測定からこのギャップの起源を調べることを目的とする。

図1は  $H//a$  の 86K と 265K での周波数磁-磁場プロットであり、265K では直線フィッティングがほぼ原点を通るが、86K ではギャップが開いていることが確認された。図2は  $H//a$  の 140 GHz、240 GHz における 86K から 265 K までの有効  $g$  値の温度依存性である。180K から温度が低下するにつれて有効  $g$  値が変化している。また、変化の程度は周波数が低いほど大きく、ギャップが開いていることを示唆している。

[1] T. Hong *et al.*, Nat. Phys. **13**, 638 (2017).

[2] 濱田優翔, 神戸大学修士論文(2025).

Fig. 1  $H//a$ , Frequency-field diagramFig.2  $H//a$ , Temperature dependence of effective  $g$ -value

## 量子磁性体 CsCuCl<sub>3</sub> の LC 共振法によるパルス強磁場下 交流磁化率測定

坂本裕太<sup>A</sup>, 木田孝則<sup>A</sup>, 二本木克旭<sup>B</sup>, 鳴海康雄<sup>A</sup>, 金道浩一<sup>C</sup>, 萩原政幸<sup>A</sup>

<sup>A</sup> 阪大先端強磁場, <sup>B</sup> 理研 CEMS, <sup>C</sup> 東大物性研

### AC susceptibility measurements of the quantum magnet CsCuCl<sub>3</sub> in pulsed high magnetic fields using the LC resonance method

Y. Sakamoto<sup>A</sup>, T. Kida<sup>A</sup>, K. Nihongi<sup>B</sup>, Y. Narumi<sup>A</sup>, K. Kindo<sup>C</sup>, M. Hagiwara<sup>A</sup>

<sup>A</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka,

<sup>B</sup>RIKEN, CEMS, <sup>C</sup>ISSP, Univ. Tokyo

三角格子反強磁性体 CsCuCl<sub>3</sub> は、容易面異方性と量子揺らぎの競合により、磁場印加時に多彩な量子相を示す物質である。誘導法で測定した  $c$  軸方向の磁化は、 $H_{c1} \approx 12.5$  T で umbrella 相から 2-1 coplanar 相へ量子相転移し、 $H_s \approx 31$  T で磁気飽和に至る[1]。Fig. 1(a)には磁化の磁場微分  $dM/dH$  を示している。一方、LC 共振法で測定した交流磁化率( $-\Delta f$ )[2]では、上記の相転移( $H_{c1}, H_s$ )に加え、20 T 付近の振動構造や飽和直前の異常( $H_{c2}$ )など、直流測定に対応する誘導法では捉えきれない特異な応答が観測されている[3]。本研究では、これらの起源を明らかにするために、LC 共振法を用いて交流磁化率の周波数依存性を調べた。

Fig. 1.(b) に複数の共振周波数で測定を行った結果を示す。20 T 付近に現れる振動構造の磁場位置は、測定周波数にほとんど依存しないことが明らかになった。一方で、 $H_{c2}$  として観測されるピークは周波数依存性を示し、測定周波数を低くするにつれてわずかに高磁場側へ系統的にシフトするという振る舞いを見出した。講演では、測定系の回路特性の影響も詳細に評価した上で、観測された異常の物理的起源について考察する。

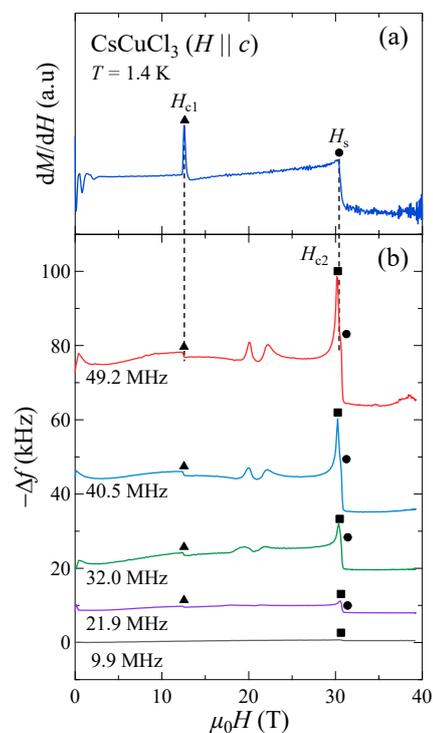


Fig. 1. (a)  $dM/dH$  of CsCuCl<sub>3</sub> at 1.4 K for  $H \parallel c$  in pulsed high magnetic fields.

(b) Frequency dependence of  $-\Delta f$  of CsCuCl<sub>3</sub> for  $H \parallel c$  at 1.4 K.

[1] H. Nojiri *et al.*, J. Phys. (Paris) **49**, Suppl. C8, 1459 (1988).

[2] M. M. Altarawneh *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 066104 (2009).

[3] K. Nihongi *et al.*, Phys. Rev. B **105**, 184416 (2022).

マルチフェロイクス物質  $\text{Cu}_3\text{Nb}_2\text{O}_8$  の強磁場 ESR 測定細見悠馬<sup>A</sup>, 原茂生<sup>B</sup>, 嵯峨慎<sup>B</sup>, 太田仁<sup>C,D</sup>, 大久保晋<sup>C,A</sup>, 藤井裕<sup>D</sup>, 菊池彦光<sup>C,D</sup><sup>A</sup>神戸大院理, <sup>B</sup>神戸大研究基盤セ, <sup>C</sup>神戸大分子フォトセ, <sup>D</sup>福井大遠赤セHigh Field ESR measurements of Multiferroics Material  $\text{Cu}_3\text{Nb}_2\text{O}_8$ Y. Hosomi<sup>A</sup>, S. Hara<sup>B</sup>, M. Saga<sup>B</sup>, H. Ohta<sup>C,D</sup>, S. Okubo<sup>C,A</sup>, Y. Fujii<sup>D</sup>, H. Kikichi<sup>C,D</sup><sup>A</sup>Grad. Sch. Sci., Kobe Univ., <sup>B</sup>Res. Fac. Cent. for Sci. and Tech., Kobe Univ.,<sup>C</sup>MPRC, Kobe Univ., <sup>D</sup>Res. Cent. Dev. FIR Region, Univ. Fukui

$\text{Cu}_3\text{Nb}_2\text{O}_8$  は三斜晶の空間群  $P\bar{1}$  に属しており [1]、磁性をになう  $\text{Cu}^{2+}$  イオンには 4 つの酸素が正方形を形成する 1 サイトと、5 つの酸素がピラミッド型を形成する 2 サイトの 2 つの異なるサイトが存在する (図 1)。本物質は比熱の温度依存性、中性子粉末回折や焦電電流の測定から、26.5K で反強磁性状態へ転移し、24.2K で電気分極が自発的に発現する [1] ことからマルチフェロイクス物質と考えられている。磁気的には  $\text{Cu}^{2+}$  イオンがトライマー的に結合して鎖状構造を形成しており [1]、 $\text{Cu}^{2+}$  イオン間の超交換相互作用には強磁性と反強磁性の 2 種類あると考えられている [2]。これらの競合によりスピンプラストラーションの存在が期待されている。本研究では、 $\text{Cu}_3\text{Nb}_2\text{O}_8$  の磁気状態について調べるために、粉末試料を用いてパルス強磁場 ESR 測定を行った [3, 4]。図 2 には 4.2K における ESR スペクトルの周波数依存性を示す。シャープな吸収は  $g=2$  の磁場マーカーの DPPH の信号である。黒丸、白抜き丸、白抜き四角のシンボルで示した反強磁性共鳴による吸収が観測された。反強磁性ギャップはおよそ 180GHz と見積もられた。また、4.2K から 80K の間で温度変化させると、 $T_N$  以上では粉末パターンの常磁性共鳴が得られた。詳細については当日報告する。

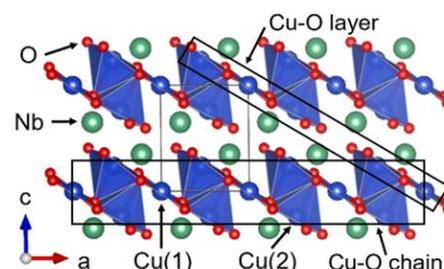
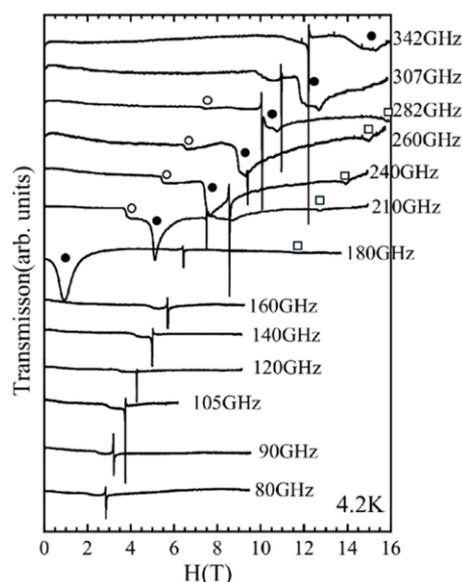
図 1:  $\text{Cu}_3\text{Nb}_2\text{O}_8$  の結晶構造

図 2: ESR スペクトルの周波数依存性

- [1] R. D. Johnson *et al*, Phys. Rev. Lett. **107**, 137205 (2011)  
 [2] Zheng-Lu Li *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 174401 (2012)  
 [3] M. Motokawa *et al.*, Int. J. IRMMW **12**, 149 (1991)  
 [4] S. Kimura *et al.*, Int. J. IRMMW **17**, 833 (1996)

## クラスター磁性体 $\text{Ba}_6(\text{La}, \text{Pr})_2\text{Fe}_4\text{O}_{15}$ の単結晶合成と磁性

白崎巧<sup>A</sup>, 石川汰一<sup>A</sup>, 桑原英樹<sup>A</sup>

<sup>A</sup> 上智大理工

### Crystal Growth and Magnetic Properties of Cluster Magnets $\text{Ba}_6(\text{La}, \text{Pr})_2\text{Fe}_4\text{O}_{15}$

T. Shirasaki<sup>A</sup>, T. Ishikawa<sup>A</sup>, and H. Kuwahara<sup>A</sup>

<sup>A</sup>Sci. and Technol., Sophia University

極性空間群に属する磁性体（極性磁性体）は、自発電気分極と磁気秩序の共存に起因する電気磁気効果や非相反輸送現象の発現により注目を集めている[1]。我々は、新規極性磁性体の創製を目指し、室温において極性空間群  $P6_3mc$  に属する  $\text{Ba}_6\text{Ln}_2\text{Fe}_4\text{O}_{15}$  ( $\text{Ln} = \text{La}, \text{Pr}$ ) に着目した。本物質は1つの  $\text{FeO}_6$  八面体と頂点共有する3つの  $\text{FeO}_4$  四面体からなる  $\text{Fe}_4\text{O}_{15}$  クラスター内で4つの  $\text{Fe}^{3+}$  ( $S = \frac{5}{2}$ ) スピンが $\uparrow\uparrow\downarrow$ に整列し合成スピン  $S_T = 5$  を形成するクラスター磁性体である。粉末試料の先行研究では、 $T_N = 12.8 \text{ K}$  ( $\text{Ln} = \text{La}$ ),  $23.2 \text{ K}$  ( $\text{Ln} = \text{Pr}$ ) で  $S_T$  が共線的に揃ったクラスター間反強磁性(Inter-AFM)相へと相転移し、更に、2 K において 2 T 以上の磁場印加により  $S_T$  が強磁性的に整列したクラスター間強磁性(Inter-FM)相へ磁気構造が変化することが報告されている[2]。本物質系はクラスター内およびクラスター間の相互作用によるユニークな磁気特性の発現が期待されるが、単結晶合成の報告は無く、磁気異方性の詳細は不明であった。

我々は、3気圧の窒素雰囲気下における Floating Zone 法により  $\text{Ba}_6\text{Ln}_2\text{Fe}_4\text{O}_{15}$  単結晶の育成に成功した。Figure 1 に  $\text{Ba}_6\text{Pr}_2\text{Fe}_4\text{O}_{15}$  単結晶の磁化の温度依存性を示す。 $T_N = 23 \text{ K}$  において、Inter-AFM 相への相転移に伴う磁化のピークが見られた。更に、 $\mu_0 H \perp c$  においてゼロ磁場冷却(ZFC)と磁場中冷却(FC)の磁化が 15 K 以下で乖離し、磁化の磁場依存性に僅かなヒステリシスが観測された。 $\mu_0 H \perp c$  および  $\mu_0 H \parallel c$  の磁化の振る舞いから、 $S_T$  は  $c$  面内を向いていると示唆される。これは、粉末中性子回折から得られた磁気構造と整合する[2]。当日は  $\text{Ba}_6\text{La}_2\text{Fe}_4\text{O}_{15}$  の磁気異方性についても報告し、本物質系の詳細な磁性について議論する。

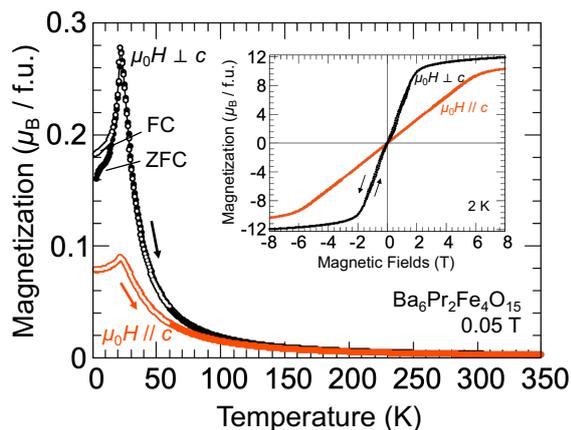


Fig. 1: Temperature dependence of magnetization of  $\text{Ba}_6\text{Pr}_2\text{Fe}_4\text{O}_{15}$  single crystal. Inset shows magnetic field dependence of magnetization.

[1] Y. Tokura and N. Nagaosa, Nat. Commun.

9, 3740 (2018).

[2] K. Abe *et al.*, J. Solid State Chem. **182**, 273

(2009).

バイフェロイック物質  $\text{YCrO}_3$  の強磁場 ESR 測定

宮澤毅弘<sup>A</sup>, 池田将平<sup>A</sup>, 太田仁<sup>B, C</sup>, 原茂生<sup>D</sup>, 櫻井敬博<sup>E</sup>,  
大久保晋<sup>B, A</sup>, 櫻井裕也<sup>F</sup>

<sup>A</sup>神戸大院理, <sup>B</sup>神戸大分子フォトセ, <sup>C</sup>福井大遠赤セ, <sup>D</sup>神戸大研究基盤セ,  
<sup>E</sup>阪大コア機構低温, <sup>F</sup>物材機構

High field ESR measurements of biferroic material  $\text{YCrO}_3$ 

T. Miyazawa<sup>A</sup>, S. Ikeda<sup>A</sup>, H. Ohta<sup>B, C</sup>, S. Hara<sup>D</sup>, T. Sakurai<sup>E</sup>, S. Okubo<sup>B, A</sup>, H. Sakurai<sup>F</sup>

<sup>A</sup>Grad. Sch. Sci. Kobe Univ., <sup>B</sup>MPRC., Kobe Univ., <sup>C</sup>Res. Cent. Dev. FIR Region, Univ. Fukui,  
<sup>D</sup>Res. Fac. Cent. Sci. Tech, Kobe Univ., <sup>E</sup>Cryo. Div. Core Fac. Univ. Osaka, <sup>F</sup>NIMS

近年、高速通信、太陽光発電、燃料電池への応用の期待から、ペロブスカイト型構造を持つ物質への関心が高まっている。なかでも  $\text{ACrO}_3$  型のペロブスカイト構造の物質には、電気分極、磁気秩序が同時に起こるバイフェロイックな性質を示す物質が多く、電場により磁気を制御することが可能なことから記憶媒体などへの応用が期待されている。今回、我々が着目している  $\text{YCrO}_3$  はペロブスカイト型の結晶構造をとり (Fig.1)、orthorhombic 系の空間群  $Pbnm$  に属している[1]。473K で強誘電体へ転移し、自発分極が現れる[2]。磁化率の温度依存性から  $T_N=140\text{K}$  で弱強磁性を示すことが報告されている[3]。このことから  $\text{YCrO}_3$  は強誘電性と弱強磁性が共存しているバイフェロイック物質である。

我々のグループではこの  $\text{YCrO}_3$  の粉末試料に対して強磁場 ESR 測定を行っている。この測定で 1.9K での反強磁性共鳴(AFMR)を観測した[4]。AFMR の周波数-磁場プロット(Fig.2.)により、スピントップ転移  $H_{sf}=2.8\text{T}$  を示すことが示唆されている。SQUID 磁束計による磁化過程の測定でも  $H_{sf}$  を示唆する結果を得た。しかし、AFMR モードは反強磁性ギャップから伸びるモードとスピントップ以上に現れるモードの傾きが、常磁性共鳴のラインへと漸近しておらず (破線)、通常の二部分副格子反強磁性体の AFMR モードとは大きく異なる。バイフェロイック物質に内在する電気磁気効果を考慮に入れる必要があると考えられる。

[1] Yinghao Zhu *et al.*, Phys. Rev. Mater. **4**, 094409 (2020)

[2] C. R. Serrao *et al.*, Phys. Rev. B **72**, 220101 (2005)

[3] V. M. Judin and A. B. Sherman, Solid State Commun. **4**, 661 (1966)

[4] Shohei Ikeda *et al.*, Appl. Magn. Reson. **46**, 1053 (2015)

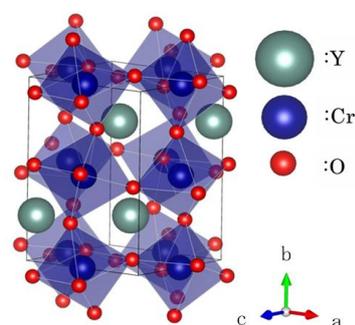


Fig. 1. Crystal structure of  $\text{YCrO}_3$

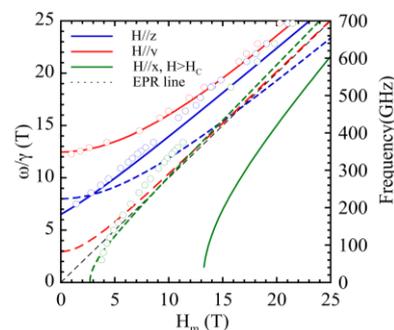


Fig. 2. Frequency- field diagram of  $\text{YCrO}_3$

## ピエゾ結晶 PMN-PT を用いたパルス強磁場下での磁歪測定

鷹羽虎太郎<sup>A</sup>, 川邊生馬<sup>A</sup>, 木田孝則<sup>A</sup>, 鳴海康雄<sup>A</sup>, 金道浩一<sup>B</sup>, 萩原政幸<sup>A</sup>

<sup>A</sup> 阪大先端強磁場, <sup>B</sup> 東大物性研

### Magnetostriction measurements in pulsed high magnetic field using the PMN-PT piezoelectric crystal

K. Takaba<sup>A</sup>, I. Kawabe<sup>A</sup>, T. Kida<sup>A</sup>, Y. Narumi<sup>A</sup>, K. Kindo<sup>B</sup>, M. Hagiwara<sup>A</sup>

<sup>A</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka, <sup>B</sup>ISSP, Univ. Tokyo

磁歪は、スピン系と格子自由度の結合を通じて対称性の破れを可視化する重要な指標である。特に、強相関電子系やフラストレート磁性体における多極子秩序・磁気トロイダル秩序・隠れた秩序といった非従来型磁気秩序に対して、近年注目される PT 対称性の分類基準を検証する上で有効な手法である[1]。そのため、磁歪の精密測定はパルス強磁場下においても微小な格子応答の正確な検出が求められている。従来、磁歪測定にはストレインゲージ法、キャパシタンス法、Fiber Bragg Grating (FBG) 法などが用いられてきた[2,3]が、それぞれに強磁場パルス中でのノイズ耐性や機械的安定性などに特有の制約がある。本研究では、高い圧電性能を持つ 0.67 [Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub>]-0.33 [PbTiO<sub>3</sub>] (PMN-PT) を圧電素子として用いる Piezoelectric Strain Gauge (PSG) 法をパルス強磁場下に適用し、その有効性を検討した。PSG 法では、磁歪によってピエゾ結晶に誘起される歪みを電圧信号として検出できるため、高感度かつコンパクトな構成で測定が可能である[4]。実験では、[001]方向にポーリングした PMN-PT 単結晶を用い、試料にエポキシ系の導電性銀ペーストで固定して歪み伝達を可能にした。銀ペースト層は電極としても機能する。パルス強磁場下で、4.2 K の低温環境における電圧出力を高速デジタイザで記録した。信号波形の磁場依存性を解析することで、磁歪に対応する成分を抽出した。図 1 には PMN-PT 単結晶上に試料を取り付けている様子と磁場印加方向を示している。

講演では、PMN-PT 結晶のポーリング条件や試料マウント手法、パルス磁場中で得られた典型的な出力波形を紹介し、PSG 法による磁歪検出感度および信号の特徴的な応答の起源について議論する。また、今後の複合極限環境下での応用に向けた改良点および測定精度向上の展望についても述べる。

[1] S. Hayami *et al.*, Phys. Rev. B. **98**, 165110

(2018). [2] P. A. Algarabel *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **51**, 607(2006). [3] R. Daou *et al.*, Rev. Sci.

Instrum. **81**, 033909 (2010). [4] X. Ding *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 085109 (2018).

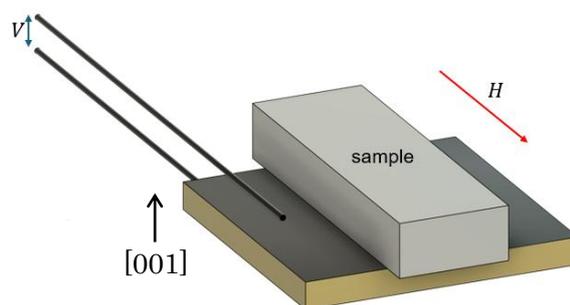
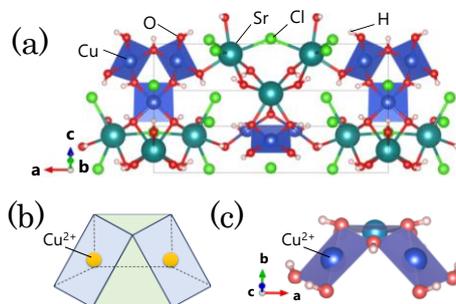


Fig.1. Schematic view of the sample setup for the PSG method.

三角キューポラ型反強磁性クラスターSrCu(OH)<sub>3</sub>Clの強磁場 ESR 測定松村高弥<sup>A</sup>, 原茂生<sup>B</sup>, 櫻井敬博<sup>C</sup>, 大久保晋<sup>A,D</sup>, 太田仁<sup>D</sup>, 今布咲子<sup>E</sup>, 吉田紘行<sup>E</sup><sup>A</sup>神戸大院理, <sup>B</sup>神戸大研究基盤セ, <sup>C</sup>阪大コア機構低温, <sup>D</sup>神戸大分子フォトセ,<sup>E</sup>北大院理**High-field ESR measurements of triangular cupola antiferromagnet cluster SrCu(OH)<sub>3</sub>Cl**T. Matsumura<sup>A</sup>, S. Hara<sup>B</sup>, T. Sakurai<sup>C</sup>, S. Okubo<sup>A,D</sup>, H. Ohta<sup>D</sup>, F. Kon<sup>E</sup>, H.K. Yoshida<sup>E</sup><sup>A</sup>Grad. Sch. of Sci., Kobe Univ., <sup>B</sup> Res. Fac. Center for Sch. and Tech., Kobe Univ.,<sup>C</sup>I Core Fac. of Center, The Univ. of Osaka, <sup>D</sup> Mol. Photoscience. Res. Center, Kobe Univ.,<sup>E</sup> Grad. Sch. of Sci., Hokkaido Univ.

SrCu(OH)<sub>3</sub>Cl は斜方晶の空間群  $Pmn2_1$  に属しており (図 1(a)), 図 1 (b,c) のように三角キューポラ構造を持つ。銅イオンの  $S=1/2$  スピンが磁性を担い、酸素が正方平面配位した中心に位置している[1]。比熱測定から、 $T_N=1.2\text{K}$  で反強磁性相転移を示すと報告されている[2]。逆磁化率の温度依存性は 80K 以上の高温領域で Curie-Weiss 則に従い、ワイス温度  $\theta_w=-134.5\text{K}$  であることから、強い反強磁性相互作用が存在すると考えられる。一方、80K 以下の低温では逆磁化率の傾きが変化し、 $\theta_w=-1.84\text{K}$  と常磁性のようなふるまいを示す。この結果は、低温においてトライマーの 3 つのスピンのうち 2 つが singlet を形成し、全体として有効スピン  $S_{\text{eff}}=1/2$  をもつ常磁性の状態にあると理解されている。

今回、我々は三角キューポラの磁気状態をより詳細に調べるため、透過光型 ESR 測定を 1.9K から 80K の温度範囲で行った[3, 4]。図 2 は周波数 260GHz で温度を 1.9K から 80K まで変化させた ESR スペクトルである。10T 付近の大きな吸収は 20K ほどで、低磁場側のブロードな吸収と混ざるようにシフトしていく様子が見られた。10K 以下で存在する 11.5T 付近の吸収は、トライマーネットワークによる可能性がある。詳細な結果は当日報告する。

[1] K. Kimura *et al.*, Nat. Commun. **7**,13039 (2016)[2] T.-T. Zhu *et al.*, J. Mater. Chem. C **2**, 8170 (2014)[3] M. Motokawa *et al.*, Int. J. Infrared Millimeter Terahertz Waves **12**, 149 (1991)[4] N. Nakagawa *et al.*, Int. J. Infrared Millimeter Terahertz Waves **19**, 167 (1998)Fig1(a). Crystal structure of SrCu(OH)<sub>3</sub>Cl

(b). Cupola structure,

(c). Cu trimer corresponding to the cupola

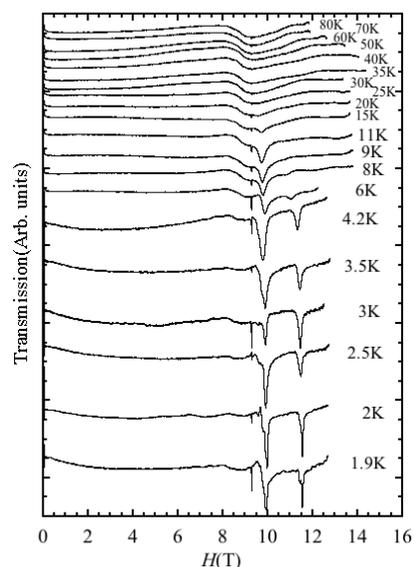


Fig2. Temperature dependence of the ESR spectrum of H//b at 260 GHz

**$S = 1/2$  F-F-AF-AF 四量体鎖化合物  $\text{Cu}(\text{3-Clpy})_2(\text{N}_3)_2$  の高圧下磁性**

小寺智也, 木田孝則, 鳴海康雄, 萩原政幸

阪大先端強磁場

**Magnetic properties of the  $S = 1/2$  F-F-AF-AF tetramer chain compound** **$\text{Cu}(\text{3-Clpy})_2(\text{N}_3)_2$  under high pressure**

T. Kodera, T. Kida, Y. Narumi, and M. Hagiwara

AHMF, Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka

スピン量子数  $S = 1/2$  の低次元磁性体は、顕著な量子効果を示すことから長年にわたり研究されてきた。本研究対象の  $\text{Cu}(\text{3-Clpy})_2(\text{N}_3)_2$  (3-Clpy = 3-Chloropyridine) は、図 1 に示すように、 $S = 1/2$  の  $\text{Cu}^{2+}$  イオンがアジド基  $\text{N}_3^-$  によって  $a$  軸方向に架橋された一次元鎖化合物である[1]。Cu-N-Cu の end-on タイプの結合は、結合角度約 108 度を境に強磁性(F)から反強磁性(AF)相互作用へ変化することが知られており[2]、本物質は F-F-AF-AF の配列を持つ四量体を形成しており、低温では 3 つのスピンの上向き、1 つが下向きとなるフェリ磁性が観測されてきている[3]。本研究では、 $\text{Cu}(\text{3-Clpy})_2(\text{N}_3)_2$  の針状単結晶試料を合成し、常圧下での帯磁率、強磁場磁化、および電子スピン共鳴(ESR)測定、ならびに高圧力下での帯磁率と磁化測定を実施し、圧力による磁性の変化について調べた。

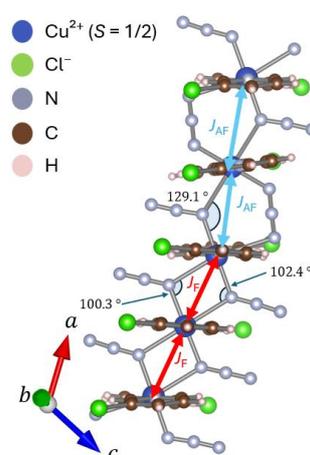
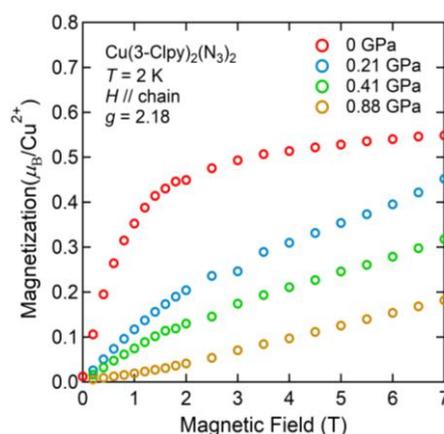
Fig. 1. Crystal structure of  $\text{Cu}(\text{3-Clpy})_2(\text{N}_3)_2$ 

図 2 に、 $\text{Cu}(\text{3-Clpy})_2(\text{N}_3)_2$  の針方向に磁場を印加した際の高圧力下における 7 T までの磁化曲線を示す。常圧のデータは以前観測された 1/2 磁化プラトーを示している[3]。これは前述の 3up 1down となるフェリ磁性の特徴と一致する。圧力下において、この 1/2 磁化プラトーは抑制されており、加圧により本物質の磁性が変化したことを示している。特に 0.88 GPa では反強磁性鎖で見られる下に凸の磁化曲線になっている。量子モンテカルロ法による数値計算を行い、圧力下磁化および帯磁率の結果と比較して、加圧により強磁性相互作用が小さくなり、反強磁性相互作用へと変化したと結論付けた。

Fig. 2. Magnetization curves (up to 7 T) of a  $\text{Cu}(\text{3-Clpy})_2(\text{N}_3)_2$  single crystal under pressure[1] A. Escuer *et al.*, *Inorg. Chem.* **37**, 4466 (1998).[2] L. K. Thompson *et al.*, *Inorg. Chem.* **34**, 2356 (1995).[3] M. Hagiwara *et al.*, *Physica B* **30**, 294-295 (2001).

## 希土類磁性半導体 $\text{PrTe}_{2-x}\text{Sb}_x$ のパルス強磁場下における 磁気抵抗効果の測定

戸崎洋輔<sup>A</sup>, 村川寛<sup>A</sup>, 木田孝則<sup>B</sup>, 鳴海康雄<sup>B</sup>,

萩原政幸<sup>B</sup>, 金道浩一<sup>C</sup>, 酒井英明<sup>A,D</sup>, 花咲徳亮<sup>A,E,F</sup>

<sup>A</sup>阪大院理, <sup>B</sup>阪大先端強磁場, <sup>C</sup>東大物性研, <sup>D</sup>東北大金研, <sup>E</sup>阪大 CSRN, <sup>F</sup>阪大 OTRI

### Measurement of magnetoresistance in the rare earth magnetic semiconductor

### $\text{PrTe}_{2-x}\text{Sb}_x$ under pulsed magnetic fields

Y. Tozaki<sup>A</sup>, H. Murakawa<sup>A</sup>, T. Kida<sup>B</sup>, Y. Narumi<sup>B</sup>,

M. Hagiwara<sup>B</sup>, K. Kindo<sup>C</sup>, H. Sakai<sup>A,D</sup>, N. Hanasaki<sup>A,E,F</sup>

<sup>A</sup>Dept. of Phys., Univ. of Osaka, <sup>B</sup>AHMF, Grad. Sch. of Sci., Univ. of Osaka,

<sup>C</sup>ISSP, Univ. of Tokyo, <sup>D</sup>IMR, Tohoku Univ., <sup>E</sup>CSRN, Univ. of Osaka, <sup>F</sup>OTRI, Univ. of Osaka

磁気抵抗効果の起源にはさまざまなものがあるが、その中の1つとして磁性半導体で観測される磁気ポーラロン機構がある。磁気ポーラロンは、電気伝導を担うキャリアが相互作用を通して局在モーメントを強磁的に配向させることで形成される準粒子のことを指し、エネルギー的に安定な自己束縛状態となっている。そこに磁場をかけて強制強磁性状態になるとキャリアの非局在化に伴い電気抵抗率が減少する。

この磁気ポーラロン機構による磁気抵抗効果について調べるにあたり、 $\text{RTe}_{2-x}\text{Sb}_x$  ( $\text{R} =$  希土類元素,  $x = 0 \sim 1$ ) に着目した。この物質では、 $\text{R}$  サイトに入れる元素によって磁性が変わるため多彩な電気輸送特性が期待できる。実際  $\text{R} = \text{Ce}$  の場合では、低温において面間の反強磁性秩序を示すことが知られており、磁場をかけると悪魔の階段的な磁化の発達を見せ、それに対応した電気抵抗率の減少が観測されている。加えて、 $\text{Te}$  と  $\text{Sb}$  の比を変えることでキャリア密度の調整が可能であり、希薄キャリアであるほど抵抗率変化が大きくなる特徴がある[1][2]。

一方、 $\text{R} = \text{Pr}$  でも負の磁気抵抗効果は観測されているが、磁化の発達が緩やかであるために、9T までの定常磁場での測定では飽和磁化に到達せず、磁化と抵抗率の関係性を議論するには不十分であった。そこで、本研究ではこれまでの定常磁場における測定に加えてパルス磁場下での磁気抵抗効果及び磁化の振る舞いを調べた結果、飽和磁化に近づくにつれて抵抗率が一定値に収束する振る舞いを観測した。

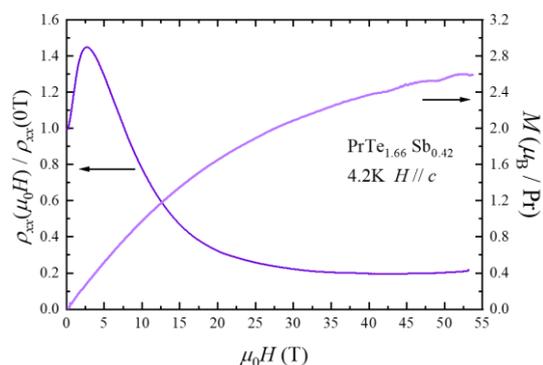


Fig. 1. Magnetic field dependence of Resistivity and Magnetization

[1] H. Murakawa, *et al.*, Phys. Rev. Mater. **6**, 054604 (2022).

[2] H. Murakawa, *et al.*, Phys. Rev. B **107**, 165138 (2023).

## FeSe<sub>1-x</sub>Te<sub>x</sub>/FeTe 積層構造における 超伝導ダイオード効果の Te 組成依存性

稲村健臣<sup>A</sup>、小林友祐<sup>A</sup>、有菌海斗<sup>A</sup>、塩貝純一<sup>A,B</sup>、野島勉<sup>C</sup>、松野丈夫<sup>A,B</sup>

<sup>A</sup> 阪大理物、<sup>B</sup> 阪大 OTRI スピン、<sup>C</sup> 東北大金研

### Te composition dependence of superconducting diode effect in FeSe<sub>1-x</sub>Te<sub>x</sub>/FeTe heterostructure devices

K. Inamura<sup>A</sup>, Y. Kobayashi<sup>A</sup>, K. Arizono<sup>A</sup>, J. Shiogai<sup>A,B</sup>, T. Nojima<sup>C</sup>, J. Matsuno<sup>A,B</sup>

<sup>A</sup>Dept. Phys., Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka, <sup>B</sup>OTRI-spin, Univ. Osaka, <sup>C</sup>IMR, Tohoku Univ.

FeSe を母物質とする 11 系鉄系超伝導体は、鉄系の中で最も単純な結晶構造を持ち、低温まで超伝導以外の長距離秩序を示さないことから、超伝導の電子ネマティック機構を調べるモデル物質となっている[1]。薄膜研究においては、単層化[2]、Te ドープ[3]、エピタキシャル歪の導入[4]による超伝導転移温度  $T_c$  の向上が報告されており、鉄系の  $T_c$  高温化に関する重要な研究対象となっている。最近我々は、FeSe<sub>0.5</sub>Te<sub>0.5</sub>/FeTe の薄膜積層構造において、磁場中の超伝導臨界電流密度  $J_c$  の非相反効果である超伝導ダイオード効果 (SDE) の観測に成功した[5]。これは、非対称な積層構造に由来するスピン軌道相互作用 (SOI) を起源とした、量子渦の非対称ピニングによると考えられる。従って、SOI の増強が期待される Te 高ドープ領域では、高整流効率かつ高  $J_c$  を同時に満たす素子の実現が期待される。本研究では、超伝導臨界パラメータと整流効率に対する Te 組成の最適化を目的として、FeSe<sub>1-x</sub>Te<sub>x</sub>/FeTe ( $x = 0.5, 0.6, 0.7$ ) 薄膜素子の超伝導臨界パラメータと磁場中の臨界電流を評価した。

Fig. 1(a)に、FeSe<sub>1-x</sub>Te<sub>x</sub>/FeTe 素子の抵抗測定から得られた  $T_c$  と  $J_c$  の  $x$  依存性を示す。  $x = 0.6$  で  $T_c$  が最大値を示すことが分かった。これは、バルクの報告値と矛盾しない結果である[1]。 Fig. 1(b)に SDE 整流効率  $\eta = (J_c^+ - J_c^-)/(J_c^+ + J_c^-)$  の磁場依存性を示す ( $J_c^+$  と  $J_c^-$  は正負バイアスでの  $J_c$ )。  $J_c$  が最大となる  $x=0.6$  で、 $\eta$  も最大値を取ることが分かり、5 T で 15% に達することが明らかになった。以上の結果は、観測された SDE が SOI 由来の量子渦機構であることを裏付けると共に、鉄系特有の高い臨界パラメータを活用した超伝導素子開発への設計指針を与えるものである。

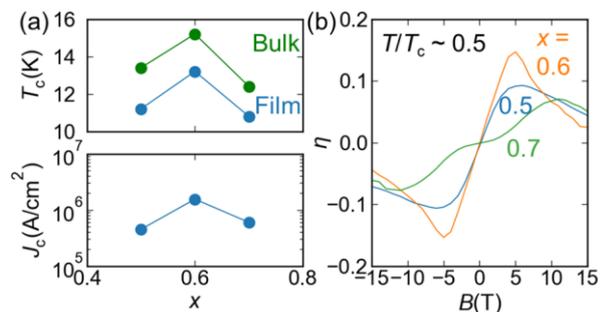


Fig.1(a)  $x$  dependence of  $T_c$  and  $J_c$  for bulk [1] and our thin-film devices (b)  $B$  dependence of rectification efficiency  $\eta$  for  $x = 0.5, 0.6$ , and  $0.7$ .

[1] K. Ishida *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A., **119**, e2110501119 (2022).

[2] J. Shiogai, Y. Ito, T. Mitsuhashi, T. Nojima, A. Tsukazaki, Nature Phys. **12**, 42 (2016).

[3] Y. Imai, Y. Sawada, F. Nabeshima, A. Maeda, Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A., **112**, 1937 (2015).

[4] F. Nabeshima, Y. Imai, A. Ichinose, I. Tsukada, A. Maeda, Jpn. J. Appl. Phys. **56**, 020308 (2017).

[5] Y. Kobayashi, J. Shiogai, T. Nojima, J. Matsuno, Commun. Phys. **8**, 196 (2025).

P-19

 $S = 1$  ボンド交替反強磁性鎖 NTENP:Zn の圧力下磁性

佐藤壱哉<sup>A</sup>, 小寺智也<sup>A</sup>, 櫻井敬博<sup>B</sup>, 木田孝則<sup>A</sup>, 鳴海康雄<sup>A</sup>, 萩原政幸<sup>A</sup>  
 阪大先端強磁場<sup>A</sup>, 阪大コアファシリティ<sup>B</sup>

**Magnetic properties of the  $S = 1$  one-dimensional bond-alternating antiferromagnet NTENP: Zn under pressure**

<sup>A</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka, <sup>B</sup>Cryogenic Support Div., Core Fac., Univ. Osaka

K. Sato<sup>A</sup>, T. Kodera<sup>A</sup>, T. Sakurai<sup>B</sup>, T. Kida<sup>A</sup>, Y. Narumi<sup>A</sup>, and M. Hagiwara<sup>A</sup>

本研究対象の NTENP (Ni(333-tet)( $\mu$ -NO<sub>2</sub>)(ClO<sub>4</sub>)) [333-tet : N,N'-Bis(3-aminopropyl)-1,3-propanediamine] は、図 1 に示すように、スピン量子数  $S=1$  を有する Ni<sup>2+</sup> イオンが NO<sub>2</sub> 基を介して連なったボンド交替反強磁性鎖であり、交換相互作用の大きさ ( $J, J'$ ) が交互に異なる[1]。ボンド交替比  $\alpha (=J'/J)$  が約 0.45 とこれまでの実験で求められており、基底状態はシングレットダイマー相にある[2]。NTENP では磁場方向 (鎖平行・垂直) に依らず、エネルギーギャップとシングレット基底状態により類似の磁氣的振る舞いを示すが、非磁性イオン Zn<sup>2+</sup> を部分置換した NTENP:Zn (Zn の割合を  $x$  とする) では、鎖切断により生じる端スピン ( $S'=1$ ) のシングルイオン異方性 ( $D'$  項) により低温で磁氣的振る舞いが異なる。実際、鎖方向の磁場では正の  $D'$  を反映して帯磁率が減少するのに対して垂直方向では増加する [2]。本研究では、NTENP:Zn ( $x = 0.10$ ) 単結晶試料を用い、帯磁率・磁化・ESR 測定を通して圧力効果を系統的に調べた。

図 2 に NTENP:Zn の圧力下帯磁率 ( $\chi$ ) の温度 ( $T$ ) 依存性を示す。0.32 GPa 以上では 10 K 以下の低温域でそり上がりが顕著となった。また、圧力下 ESR 測定では、0.3 GPa までは  $D'$  項によるシングレット-ダブルレット準位間の共鳴モードが観測され、ゼロ磁場分裂を反映した V 字型の周波数-磁場依存性を示した。一方で、0.4 GPa の共鳴モードは周波数-磁場の原点を通り、端の有効スピンの  $S'=1$  から  $S'=1/2$  へ変化した事を示唆する結果が得られた。これらの結果は、圧力印加により交替比  $\alpha$  が大きくなり、シングレットダイマー相からハルデン相へ移った可能性を示している。現在、数値計算により交換相互作用定数  $J, J'$  の大きさを見積もろうとしており、その結果も当日報告する。

[1] A. Escuer *et al.*, J. Chem. Soc. Dalton Trans., 531 (1997).

[2] Y. Narumi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 324 (2001).

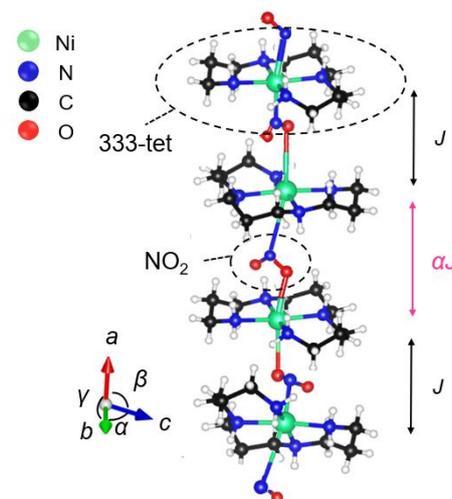


Fig. 1. Crystal structure of NTENP.

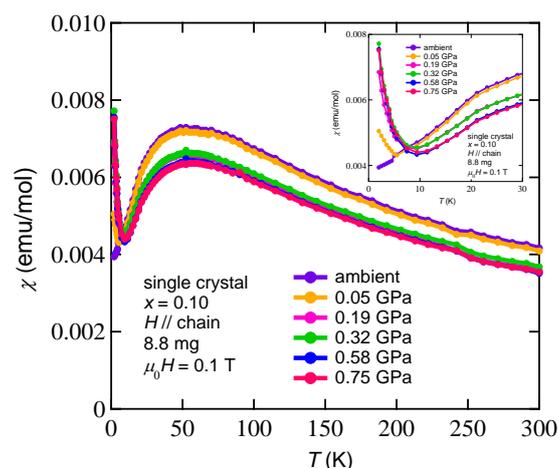


Fig. 2.  $\chi$ - $T$  plot of NTENP:Zn single crystal sample under pressure.

## FeCo 合金薄膜の強磁場 ESR 測定

平田涼<sup>A</sup>, 大久保晋<sup>A,B</sup>, 太田仁<sup>B,C</sup>, 清水優斗<sup>D</sup>, 小林翔太<sup>D</sup>,  
加藤宏朗<sup>E</sup>, 板倉賢<sup>F</sup>, 中野正基<sup>G</sup>, 小池邦博<sup>D</sup>  
神戸大院理<sup>A</sup>, 神戸大分子フォトセ<sup>B</sup>, 福井大遠赤セ<sup>C</sup>, 山形大院理工<sup>D</sup>,  
山形大工<sup>E</sup>, 九州大工<sup>F</sup>, 長崎大工<sup>G</sup>

### High-field ESR measurements of FeCo alloy thin films

R. Hirata<sup>A</sup>, S. Okubo<sup>A,B</sup>, H. Ohta<sup>B,C</sup>, Y. Shimizu<sup>D</sup>, S. Kobayashi<sup>D</sup>,  
H. Kato<sup>E</sup>, K. Itakura<sup>F</sup>, M. Nakano<sup>G</sup>, K. Koike<sup>D</sup>

<sup>A</sup>Grad. Sch. of Sci., Kobe Univ., <sup>B</sup>MPRC, Kobe Univ., <sup>C</sup>FIR Center, Univ. of Fukui,

<sup>D</sup>Grad. Sch. of Sci. and Eng., Yamagata Univ., <sup>E</sup>Sch. of Eng., Yamagata Univ.,

<sup>F</sup>Sch. of Eng., Kyushu Univ., <sup>G</sup>Sch. of Eng., Nagasaki Univ.

高性能磁石の候補であるナノコンポジット磁石は、磁化の大きなソフト相と保持力の大きなハード相の間に交換相互作用が働くことで、高磁化かつ高保持力な磁性体としてふるまう[1]。本研究ではソフト相材料として FeCo 合金薄膜を取り上げ、その磁気異方性を調べることを目的としている。

マグネトロンスパッタリングによって製作された、ソフト磁性物質である FeCo 合金薄膜(Fig.1)の ESR 測定を 80~240GHz の範囲でパルス磁場を用いて 14T までの範囲で行った。測定装置に関しては、文献 2 に詳しく書かれている。容易磁化方向である面内方向と、困難磁化方向である面直方向に磁場を印加し、それぞれ測定を行った。パルス磁場を用いた ESR 測定から得られた周波数-磁場プロットを Fig.2 に示す。強磁性

体である FeCo 合金薄膜は、反磁場効果によって、試料の感じる磁場は外部磁場に対して反磁場分だけ変わる[3, 4]。その結果、H⊥plane では共鳴磁場が高磁場側にシフトする。

また、試料の磁気異方性を精密に調べるために X-band ESR 装置を用いて、室温で面内・面直方向の共鳴磁場の角度依存性をそれぞれ測定した。ソフト相材料の FeCo 合金薄膜の磁気異方性についてポスター発表にて報告する。

[1] R. Uda *et al.*, AIP Advances **13**, 0253111 (2023).

[2] N. Nakagawa *et al.*, Int. J. Infrared and MMW **19**, 167 (1998).

[3] C. Kittel, Phys. Rev. **115**, 1587 (1959).

[4] 伊達宗行, 電子スピン共鳴 (1978) 培風館.

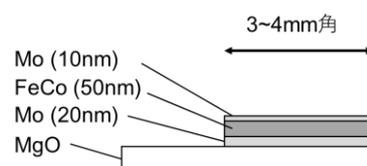


Fig.1 FeCo alloy thin film

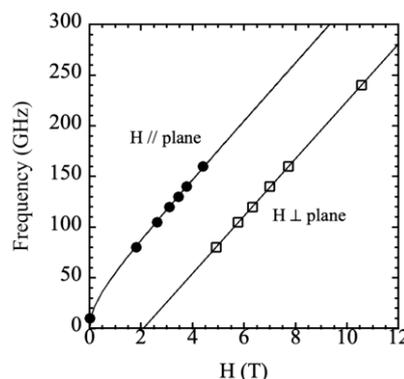


Fig.2 Frequency-field diagram at 265 K

## パルス強磁場下 PDO 測定における検出コイルの形状および 線材依存性の研究

小山宗晃<sup>A</sup>, 木田孝則<sup>A</sup>, 鳴海康雄<sup>A</sup>, 金道浩一<sup>B</sup>, 萩原政幸<sup>A</sup>

<sup>A</sup> 阪大先端強磁場, <sup>C</sup> 東大物性研

### Study on the shape and wire-material dependence of detection coils for PDO measurements in pulsed high magnetic fields

M. Koyama<sup>A</sup>, T. Kida<sup>A</sup>, Y. Narumi<sup>A</sup>, K. Kindo<sup>B</sup>, M. Hagiwara<sup>A</sup>

<sup>A</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka, <sup>B</sup>ISSP, Univ. Tokyo

Proximity Detector Oscillator (PDO) 素子を用いた LC 共振法は、検出コイルのインダクタンス変化を共振周波数の変化 ( $\Delta f$ ) として捉えることで、試料の外場応答を高感度に検出する手法である。得られる  $\Delta f$  は、伝導性試料では電気抵抗率、磁性絶縁体では磁化率の変化に対応するため、パルス強磁場下における電氣的・磁氣的物性測定に広く用いられている[1]。また、検出コイルの試料充填率が信号強度を大きく左右し、限られた狭い空間でも測定可能なことから、高圧力環境との親和性が高い手法として複合極限環境下での物性研究に有効である[2,3]。一方で、パルス強磁場中では、検出コイルに用いる線材の磁場応答に起因したバックグラウンド信号が生じるため、S/N 比の向上が課題となっている。本研究では、PDO 法の高感度化を目的として、検出コイルの形状および線材が信号応答に及ぼす影響を系統的に調べた。形状としては一般的なソレノイド型に加え、平面インダクタ型についても比較し、線材としては銅、アルミニウム、リン青銅、マンガン、黄銅、コンスタンタンを用いた。各コイルはパルス磁場中に設置し、低温環境下での共振周波数変化および減衰特性を評価した。さらに、試料のマウント方向や配線配置の違いがバックグラウンド信号に及ぼす影響についても検討を行った。

図 1 に各線材における  $\Delta f$  の磁場依存性を示す。各線材における磁場印加時の  $\Delta f$  の変化は、線材の電気抵抗率を反映し、得られた変化は磁気抵抗変化とは逆符号の傾向を示した。講演では、これらの比較実験から得られた代表的なデータを示し、検出コイルの形状および線材選択が測定感度およびノイズ特性に与える影響を議論する。また、今後のパルス強磁場測定における検出コイルの最適化指針についても展望を述べる。

[1] M. M. Altarawneh *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 066104 (2009). [2] K. Nihongi *et al.*, *Phys. Rev. B* **105**, 184416 (2022). [3] K. Nihongi *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **94**, 113903 (2023).

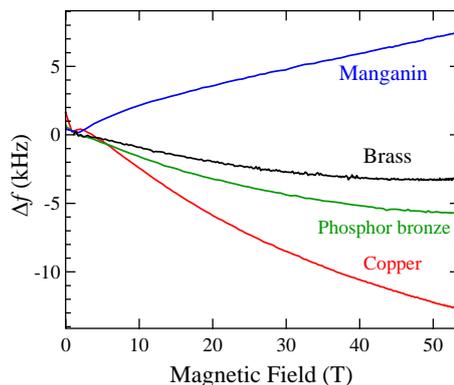


Fig. 1. Magnetic-field dependence of the resonant frequency obtained by PDO measurements for coils made of various wire materials at 4.2 K.

## Observation of Zeeman splitting in spin-polarized chiral fermion state in Weyl semimetal TaAs

H. Murakawa<sup>A</sup>, M. Komada<sup>A</sup>, D. -A. Deaconu<sup>B</sup>, M. S. Bahramy<sup>B</sup>, R. V. Belosludov<sup>C</sup>,

T. Kida<sup>D</sup>, M. Hagiwara<sup>D</sup>, H. Sakai<sup>A,C</sup>, N. Hanasaki<sup>A,E,F</sup>

<sup>A</sup>Dept. of Phys., Univ. Osaka, <sup>B</sup>Dept. of Phys. and Astron., Univ. Manchester,

<sup>C</sup>IMR, Tohoku Univ., <sup>D</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Univ. Osaka,

<sup>E</sup>CSRN, Univ. Osaka, <sup>F</sup>OTRI, Univ. Osaka

Weyl semimetals are expected to exhibit unique electronic properties arising from the Berry curvature in momentum space and have been extensively studied in these days. However, detecting and isolating signals from Weyl electrons has remained challenging in bulk magnetotransport measurements due to parallel contributions from trivial carriers. In particular, the spin character of Weyl fermions in real materials has rarely been investigated experimentally and remains poorly understood.

In this work, we revealed a spin-polarized chiral fermion state in the prototypical Weyl semimetal TaAs through a combination of Shubnikov-de Haas (SdH) oscillation measurements and Density functional theory (DFT) calculations[1]. We successfully detected the Zeeman splitting of the Weyl fermions in the high-quality single crystals of TaAs. The variation of the Zeeman splitting width in various magnetic field directions was consistent with that expected by the spin-polarized chiral fermion state revealed by our first-principles calculations (Fig. 1).

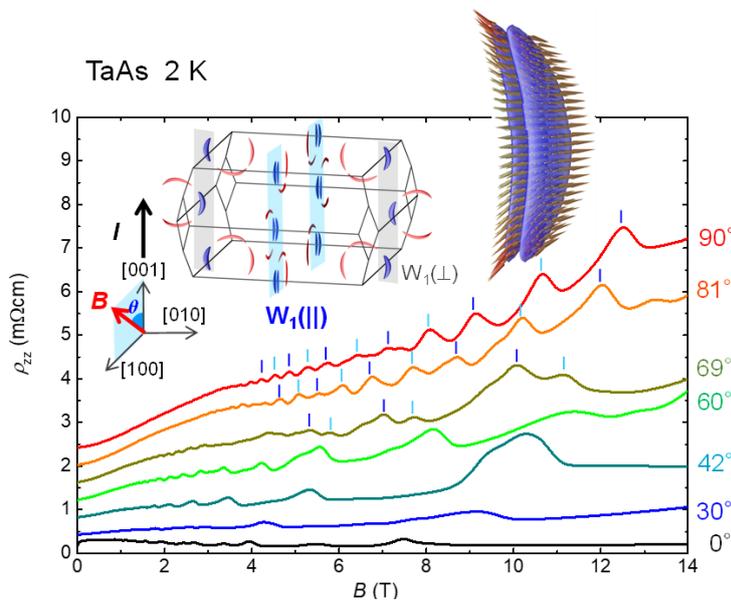


Fig. 1

SdH oscillations of TaAs in various magnetic field directions in the (010) plane at 2 K.  $\theta$  is defined as an angle from [001], where the excitation current  $I$  was applied.

Insets show the spin-polarized chiral fermion state in the Weyl pockets denoted by  $W_1(\parallel)$  (right) and the First Brillouin zone in TaAs (left).

[1] H. Murakawa, M. Komada, D. -A. Deaconu, M. S. Bahramy, R. V. Belosludov,

T. Kida, M. Hagiwara, H. Sakai, and N. Hanasaki, Phys. Rev. B **112**, 045117 (2025).